

**НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»
НАВЧАЛЬНО-НАУКОВИЙ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
КАФЕДРА ПРИКЛАДНОЇ ФІЗИКИ**

«На правах рукопису»

УДК 621.373.826:535.8

ДО ЗАХИСТУ ДОПУЩЕНО

Завідувач кафедри

_____ Монастирський Г. Є.

«___» _____ 2026 р.

**Магістерська дисертація
на здобуття ступеня магістра
за освітньо-науковою програмою
зі спеціальності 105 «Прикладна фізика та наноматеріали»
на тему: «Формування кільцевого лазерного пучка для
застосування в оптичних пінцетах»**

Виконала:

студентка 2 курсу, групи ФФ-41мн

Бутакова Єлизавета Сергіївна _____

Науковий керівник:

доцент, к. ф.-м. н.

Долгошей Володимир Борисович _____

Консультант:

ч.-к. НАНУ, д. ф.-м. н., с.н.с.

Негрійко Анатолій Михайлович _____

Рецензент:

доцент, к.т.н.

Іванова Віта Вікторівна _____

Засвідчую, що у цій магістерській дисертації немає запозичень з праць інших авторів без відповідних посилань.

Студентка _____

Київ – 2026 року

НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»
НАВЧАЛЬНО-НАУКОВИЙ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
КАФЕДРА ПРИКЛАДНОЇ ФІЗИКИ

Рівень вищої освіти — другий (магістерський)

Спеціальність, 105 «Прикладна фізика та наноматеріали»

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри

_____ Монастирський. Г. Є.

(підпис)
« _____ » _____ 2024 р.

ЗАВДАННЯ
на магістерську дисертацію студентці

_____ Бутаковій Єлизаветі Сергіївні _____

(прізвище, ім'я, по батькові)

(підпис)

1. Тема дисертації «Формування кільцевого лазерного пучка для застосування в оптичних пінцетах», науковий керівник дисертації Долгошей Володимир Борисович, кандидат фізико-математичних наук, доцент, затверджені наказом по університету від « 30 » березня 2026 р. № 1325-с .
2. Строк подання студентом дисертації « 18 » травня 2026 р.
3. Об'єкт дослідження: процеси формування та просторового розподілу інтенсивності кільцевих лазерних пучків в установці оптичного пінцета.
4. Перелік завдань, які потрібно розробити: Проаналізувати наукову літературу з оптичних пінцетів та структурованих лазерних пучків; Зібрати та від'юстувати експериментальну установку оптичного пінцета для формування та дослідження кільцевих лазерних пучків; Реалізувати формування кільцевих пучків із використанням чотирьох джерел лазерного випромінювання з довжинами хвиль 632 нм, 532 нм, 488 нм та 450 нм; Провести експериментальне дослідження просторового розподілу інтенсивності лазерного випромінювання у поперечному перерізі пучка; Оцінити вплив обмеженої вихідної потужності наявних лазерних джерел на ефективність формування кільцевих пучків і можливість механічного утримання мікрочасток.
5. Предмет дослідження: оптична система формування кільцевих лазерних пучків на основі джерел випромінювання з довжинами хвиль 632 нм, 532 нм, 450 нм та 488 нм.
6. Перелік ілюстративного матеріалу: презентація — 10 аркушів А4.

7 Орієнтовний перелік публікацій:

а) *Бутакова Є. С., Негрійко А. М.* Температура малих частинок в оптичному пінцеті // Матеріали XXII Всеукраїнської науково-практичної конференції студентів, аспірантів та молодих вчених "Теоретичні і прикладні проблеми фізики, математики та інформатики" (Київ, 13—17 трав. 2024 р). — 2024. — С. 16—18. — Секція: Актуальні питання сучасної фізики.

б) *Бутакова Є. С., Негрійко А. М.* Генерація кільцевого лазерного пучка для застосування в оптичному пінцеті // Матеріали XXIV Всеукраїнської науково-практичної конференції студентів, аспірантів та молодих вчених "Теоретичні і прикладні проблеми фізики, математики та інформатики" (Київ, 13—16 трав. 2026 р). — 2026. — С. 10—13. — Секція: Актуальні питання сучасної фізики.

8 Дата видачі завдання « 24 » листопада 2025 р.

Календарний план

№ з/п	Назва етапів виконання магістерської дисертації	Строк виконання етапів магістерської дисертації	Примітка
1.	Опрацювання літератури за темою	24.11.2025 - 19.01.2026	виконано
2.	Написання літературного огляду	19.01.2026 - 01.03.2026	виконано
3.	Розробка експериментальної установки	16.02.2026 - 13.04.2026	виконано
4.	Написання другої частини магістерської дисертації	13.04.2026 - 20.04.2026	виконано
5.	Проведення експериментальних досліджень	13.04.2026 - 29.04.2026	виконано
6.	Написання третьої частини магістерської дисертації	29.04.2026 - 07.05.2026	виконано
7.	Підготовка презентації та виступ на конференції НН ФТІ	12.05.2026 - 14.05.2026	виконано
8.	Написання висновків	09.05.2026 - 12.05.2026	виконано
9.	Оформлення магістерської дисертації	06.05.2026 - 14.06.2026	виконано
10.	Подання роботи на рецензування	15.06.2026 - 17.06.2026	виконано
11.	Захист магістерської дисертації	25.05.2026	виконано

Студентка

_____ (підпис)

Є. С. Бутакова

_____ (ініціали, прізвище)

Науковий керівник дисертації

_____ (підпис)

В. Б. Долгошей

_____ (ініціали, прізвище)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка магістерської дисертації за обсягом становить 91 сторінку, містить 2 таблиці та 12 рисунків. Для дослідження було використано 89 бібліографічних найменувань.

Метою роботи є розробка та технічна реалізація запропонованої оптичної схеми формування кільцевого лазерного пучка для дослідження особливостей просторової локалізації одиночних поглинаючих мікрочасток у повітряному середовищі.

У дослідженні запропоновано оригінальну оптичну конфігурацію на основі системи аксиконів та прямокутної поворотної призми, що дозволяє просторово переорієнтувати лазерний промінь без деградації його профілю. Створено експериментальний стенд із можливістю адаптивного регулювання геометричних параметрів пастки (зовнішнього радіуса кільця та розміру внутрішньої порожнистої області) відповідно до індивідуальних характеристик об'єктів шляхом варіювання відстані між аксиконами. Проведено комплексний аналіз енергетичного балансу схеми, виявлено її фундаментальні фізико-технічні обмеження та обґрунтовано чіткі шляхи модернізації системи для досягнення стабільного тривимірного механічного утримання мікрочасток.

Ключові слова: *оптичний пінцет, структуроване світлове поле, одиночна частинка, поглинаюча частинка, просторовий розподіл інтенсивності, кільцевий лазерний пучок, аксикон, градієнтна сила, оптичне утримання.*

SUMMARY

The diploma work explanatory note includes 91 pages of the text, 2 tables and 12 illustrations. At the problem modern state analysis, overall 89 references were used.

This thesis aims to develop and implement an optical configuration to generate a ring-shaped laser beam and investigate the spatial localization of individual absorbing microparticles in an air environment.

The study introduces an original optical configuration comprising a system of axicons and a right-angle prism that enables spatial reorientation of the laser beam without compromising its profile. An experimental setup was developed with adaptive control over the trap's geometrical parameters, such as the outer ring radius and the size of the inner hollow region, by adjusting the distance between the axicons according to the characteristics of the investigated objects. A comprehensive analysis of the system's energy balance identified fundamental physical and technical limitations and established clear directions for modernization to achieve stable three-dimensional mechanical trapping of microparticles.

Keywords: *optical tweezers, structured light field, single particle, absorbing particle, spatial intensity distribution, hollow laser beam, axicon, gradient force, optical trapping.*

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	8
ВСТУП	9
РОЗДІЛ 1. Літературний огляд	12
1.1. Розвиток оптичного захоплення	12
1.2. Розмірні режими оптичної взаємодії	15
1.3. Фізичні основи формування оптичної пастки	19
1.4. Конфігурації оптичних пінцетів	22
1.4.1. Конфігурації пучків за кількістю та розташуванням	23
1.4.2. Конфігурації за типом світлового поля	27
1.4.3. Конфігурації за способом формування оптичного поля	31
1.4.4. Особливості застосування кільцевих пучків у задачах оптичного захоплення	33
1.5. Основні групи частинок для оптичного захоплення	35
1.6. Одиночні та ансамблеві системи	41
1.7. Висновки до розділу 1	44
РОЗДІЛ 2. Експериментальна установка.	46
2.1. Загальна структура експериментальної установки	46
2.2. Лазерні джерела випромінювання	51
2.3. Система юстування лазерного випромінювання	54
2.4. Телескопічна система розширення пучка	56
2.5. Формування кільцевого лазерного пучка	57
2.6. Зміна просторової орієнтації пучка	61
2.7. Формування області оптичного захоплення	62
2.8. Шляхи модернізації експериментального стенда	63
2.9. Висновки до розділу 2	65

РОЗДІЛ 3. Експериментальні дослідження	67
3.1. Дослідження просторових характеристик трубчастого лазерного пучка.	67
3.2. Дослідження просторової еволюції лазерного випромінювання . .	71
3.3. Висновки розділу 3.	78
ВИСНОВКИ.	80
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ	81

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

AOD — акустооптичний дефлектор (Acousto-Optic Deflector)

SLM — просторовий модулятор світла (Spatial Light Modulator)

TM — поперечно-магнітна мода (Transverse Magnetic)

TE — поперечно-електрична мода (Transverse Electric)

CW — лазер безперервної дії

ІЧ — інфрачервоне випромінювання

x — безрозмірний параметр розміру частинки

n_m — показник заломлення навколишнього середовища

λ_0 — довжина хвилі випромінювання у вакуумі

λ — довжина хвилі випромінювання в середовищі

ВСТУП

Оптичні пінцети є одним із ефективних інструментів сучасної експериментальної фізики, оскільки забезпечують безконтактне захоплення та маніпулювання мікро- і нанорозмірними об'єктами за допомогою сфокусованого лазерного випромінювання [1]. З моменту обґрунтування концепції оптичного утримання, запропонованої А. Ешкіним [2], дана технологія знайшла широке застосування у фундаментальній фізиці, біофізиці, нанотехнологіях, матеріалознавстві та медико-біологічних дослідженнях [3—5]. Безконтактні оптичні пастки дозволяють з високою прецизійністю маніпулювати одиночними клітинами, вірусами, колоїдними макромолекулами та різноманітними штучними наноструктурами [5—7].

Принцип дії оптичного лазерного пінцету ґрунтується на балансі градієнтної сили та сили світлового тиску (розсіяння), які виникають під час взаємодії електромагнітного поля з речовиною. Для стабільної просторової локалізації об'єкта необхідно, щоб градієнтна сила, що зумовлює механічне утримання часток у відповідній зоні світлового профілю, переважала дестабілізуючі сили розсіювання та поглинання [1]. Проте під час роботи з поглинаючими частинками ефективність класичних конфігурацій пасток, розрахованих на прозорі діелектричні об'єкти, критично знижується. Локальне поглинання лазерної енергії призводить до стрімкого зростання сили радіаційного тиску та інтенсивного нагрівання об'єкта [8]. Це зумовлює виражену нестабільність утримання, виникнення руйнівних термооптичних ефектів і, як наслідок, виштовхування частинки з області фокусування [9]. Зазначена проблема постає особливо гостро при маніпулюванні металевими мікрочастинками, вуглецевими кластерами, напівпровідниковими структурами та іншими матеріалами з високим коефіцієнтом екстинкції [9—11].

На відміну від значної частини сучасних досліджень у галузі оптичного маніпулювання, зосереджених на колективній динаміці ансамблів частинок, у

цій роботі принциповий акцент зміщено на аналіз одиночних частинок. Такий підхід є критично важливим для фундаментального розуміння фізики процесу, оскільки дозволяє досліджувати безпосередній вплив індивідуальних характеристик частинки — її геометричної форми, лінійних розмірів та матеріалу — на стабільність її механічного утримання [12; 13]. Водночас додаткову науково-технічну проблему становить просторова локалізація одиночних поглинаючих мікро- та наночастинок через їхню високу чутливість до флуктуацій інтенсивності випромінювання, броунівського руху та термоеродинамічних збурень повітряного середовища [14]. У традиційних схемах оптичних пінцетів, де використовується гаусівський пучок з максимумом інтенсивності на оптичній осі, поглинаючий об'єкт мимовільно позиціонується в області найвищої густини енергії. Це неминуче призводить до його надмірного термічного перегріву та критичного підвищення радіаційного тиску вздовж напрямку поширення світла, що робить формування стабільної тривимірної оптичної пастки практично неможливим у межах стандартних підходів [15].

Одним із найбільш перспективних підходів до подолання зазначених фізичних обмежень є застосування просторово структурованих лазерних пучків, зокрема з кільцевим профілем розподілу інтенсивності (англ. hollow laser beams, donut-shaped beams або ring-shaped beams) [16—18]. Фундаментальною особливістю таких світлових полів є наявність нульового або мінімального рівня інтенсивності в затіненій центральній області, оточеній периферійним кільцем із високою концентрацією енергії. Це дозволяє локалізувати поглинаючу частинку в затіненій області з мінімальним впливом випромінювання, що радикально знижує її радіаційне нагрівання та нівелює дестабілізуючу дію сили світлового розсіювання. Згідно з літературними даними [19—21], формування такого розподілу поля забезпечує умови для стабільного механічного утримання поглинаючих об'єктів.

Для практичного розв'язання проблеми дослідження одиночних поглинаючих об'єктів у межах цієї роботи було спроектовано та технічно реалізовано

спеціалізовану експериментальну установку. В основу розробленого експериментального стенду покладено оригінальну оптичну схему, яка базується на поєднанні системи аксиконів та прямокутної поворотної призми. Головна перевага розробленої установки полягає в можливості просторової переорієнтації пучка без деградації його профілю, а також у забезпеченні адаптивного регулювання геометричних характеристик пастки (зовнішнього радіуса кільця та розміру внутрішньої порожнистої зони) під індивідуальні параметри досліджуваної частинки шляхом варіювання відстані між аксиконами [22—24]. Комплексний аналіз оптичних та енергетичних параметрів створеної установки, виявлення її фізичних обмежень і визначення чітких шляхів модернізації закладають підґрунтя для переходу до стабільного високоточного маніпулювання одиночними поглинаючими мікрочастинками у повітряному середовищі.

РОЗДІЛ 1.

ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД

1.1. Розвиток оптичного захоплення

Концепція механічного впливу світла на механічні об'єкти виникла задовго до формування класичної електродинаміки. У 1619 році Й. Кеплер висунув гіпотезу про існування світлового тиску, якою пояснював орієнтацію хвостів комет у напрямку від Сонця [25]. Це припущення стало першим якісним описом явища перенесення імпульсу електромагнітним випромінюванням.

Фундаментальне теоретичне обґрунтування цієї ідеї представив Дж. К. Максвелл, довівши, що електромагнітне поле має енергію та імпульс і чинить тиск на поверхні [26]. Для плоскої електромагнітної хвилі радіаційний тиск P_{rad} визначається як:

$$P_{\text{rad}} = \frac{n_m I}{c},$$

де I — інтенсивність випромінювання, n_m — показник заломлення навколишнього середовища, c — швидкість світла у вакуумі.

Експериментальне підтвердження теорії Максвелла на початку ХХ століття забезпечили праці П. Лебедева [27], а також Е. Ніколса і Г. Голла [28], які за допомогою прецизійних крутильних терезів зареєстрували механічну дію світлового потоку. Наступним вагомим досягненням стали дослідження Р. Бета, який продемонстрував перенесення світлом кутового імпульсу (спінового моменту), зафіксувавши обертання кварцової фазової пластинки під дією циркулярно поляризованого випромінювання [29]. Зазначені відкриття заклали фундаментальну базу для створення методів оптичного маніпулювання мікрооб'єктами.

Тривалий час радіаційні сили були надто малими для практичного застосування в макроскопічних масштабах. Винахід лазерів принципово змінив

ситуацію, оскільки дозволив концентрувати значну потужність електромагнітної енергії у субмікронних об'ємах [30]. У 1970 році А. Ешкін експериментально продемонстрував ефекти прискорення та захоплення мікрочастинок лазерним пучком [2]. Було встановлено, що результуюча оптична сила складається з двох ключових компонентів: сили розсіяння \mathbf{F}_{scat} , спрямованої вздовж вектора поширення хвилі, та градієнтної сили \mathbf{F}_{grad} , яка виникає внаслідок просторової неоднорідності поля і спрямована в область максимальної інтенсивності.

Для реалізації стабільного тривимірного утримання об'єкта необхідно, щоб градієнтна сила домінувала над силою розсіяння та іншими дестабілізуючими чинниками:

$$|\mathbf{F}_{\text{grad}}| > |\mathbf{F}_{\text{scat}}|.$$

Дотримання цієї умови є фундаментальним принципом функціонування класичного оптичного пінцета [31].

Черговим етапом еволюції цього наукового напрямку стало створення методу оптичної левітації [32], за якого сила тяжіння мікрочастинок компенсується силою радіаційного тиску лазерного пучка:

$$F_{\text{opt}} = mg,$$

де F_{opt} — вертикальна компонента оптичної сили, що діє на об'єкт.

У 1986 році А. Ешкін зі співробітниками розробив концепцію однопроменевої тривимірної оптичної пастки. Гостросфокусований лазерний пучок, сформований за допомогою мікрооб'єктива з великою числовою апертурою, створює у просторі стійкий градієнт розподілу інтенсивності поля, що забезпечує надійне утримання діелектричної мікрочастинок поблизу фокальної зони. Зазначена конфігурація згодом стала класичною архітектурою сучасних систем лазерного оптичного маніпулювання [31].

Після перших успішних лабораторних тестів методи безконтактного оптичного захоплення набули широкого застосування в експериментальній біології,

зокрема для маніпулювання вірусами, бактеріями та живими клітинними структурами без їхнього механічного пошкодження [33; 34]. У 1990-х роках оптичні пінцети трансформувалися в один із базових інструментів силової спектроскопії, що уможливило прецизійне дослідження динаміки молекулярних моторів, білкових комплексів та окремих молекул ДНК [35; 36]. Цей підхід відкрив шлях до вимірювання надмалих сил у діапазоні від фемто- до піконьютонів, що радикально прискорило розвиток молекулярної біофізики [37].

Модернізація технологічної бази призвела до появи фотонної силової мікроскопії та голографічних оптичних пінцетів, які базуються на використанні просторових модуляторів світла (SLM). Це дозволило реалізувати багатопасткові динамічні системи та використовувати просторово структуровані поля [38; 39]. Зокрема, залучення сингулярних пучків Лагерра–Гаусса забезпечило передачу захопленим об'єктам як лінійного, так і орбітального кутового моменту, генеруючи оптичний крутний момент та спричиняючи їхнє контрольоване обертання [40].

На сучасному етапі дослідження в галузі оптичного маніпулювання зосереджені на нанорозмірних, плазмонних та сильно поглинаючих системах, де визначальну роль відіграють фототермічні ефекти, локальний нагрів і нелінійні процеси взаємодії [9; 41]. Описані явища зумовлюють необхідність узгодженого теоретичного опису електродинамічних, теплових та аеро- чи гідродинамічних процесів у межах єдиної мультифізичної моделі.

Вагомий внесок А. Ешкіна у винайденні та впровадженні методів оптичного маніпулювання був відзначений Нобелівською премією з фізики у 2018 році [42], що підкреслює фундаментальне значення оптичних пінцетів для сучасної лазерної фізики та нанотехнологій.

1.2. Розмірні режими оптичної взаємодії

Взаємодія випромінювання з мікро- та наночастинками в оптичній пастці визначається співвідношенням геометричного розміру об'єкта та довжини хвилі лазерного пучка. Для класифікації режимів такої взаємодії використовують безрозмірний параметр розміру x :

$$x = ka = \frac{2\pi n_m a}{\lambda_0} = \frac{2\pi a}{\lambda},$$

де a — радіус частинки, n_m — показник заломлення навколишнього середовища, λ_0 — довжина хвилі випромінювання у вакуумі, λ — довжина хвилі в середовищі [43].

Залежно від числового значення параметра x розрізняють три основні фізичні режими взаємодії [1]:

1) **Релеївський режим** ($x \ll 1$): частинка розглядається як точковий індукований диполь у неоднорідному електромагнітному полі;

2) **Режим Мі** ($x \sim 1$): розмір об'єкта є порівняним із довжиною хвилі, що потребує знаходження строгих розв'язків системи рівнянь Максвелла (теорія Мі);

3) **Режим геометричної оптики** ($x \gg 1$): взаємодія описується законами променевої оптики (відбиття, заломлення та поглинання випромінювання) на границях поділу середовищ без урахування дифракційних ефектів.

Відмінності у фізичних механізмах кожного режиму визначають вибір відповідного математичного апарату, необхідного для прецизійного моделювання силових характеристик оптичної пастки.

Релеїський режим

У релеївському режимі, коли радіус частинки є значно меншим за довжину хвилі ($a \ll \lambda$), електромагнітне поле в межах її геометричного об'єму можна вважати квазіоднорідним [44]. За таких умов об'єкт розглядається як індукований електричний диполь із дипольним моментом \mathbf{p} :

$$\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E} = \frac{\alpha_{\text{CM}}}{1 - i \frac{\alpha_{\text{CM}} k^3}{6\pi \varepsilon_0 \varepsilon_m}} \mathbf{E},$$

де α — комплексна поляризованість частинки з урахуванням радіаційного затухання, \mathbf{E} — вектор напруженості електричного поля лазерної хвилі, k — хвильове число в середовищі [45].

При цьому квазістатична поляризованість Клаузіуса—Моссотті α_{CM} визначається через геометричні та матеріальні параметри об'єкта як:

$$\alpha_{\text{CM}} = 3V \varepsilon_0 \varepsilon_m \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_m}{\varepsilon_p + 2\varepsilon_m} \right),$$

де V — об'єм мікрочастинки, ε_0 — електрична стала, ε_m та ε_p — відносні діелектричні проникності навколишнього середовища та матеріалу частинки відповідно [45].

Градiєнтна сила, що виникає внаслідок взаємодії індукованого диполя з просторово неоднорідним електричним полем, є основним чинником, який забезпечує стабільну локалізацію частинки в цьому наближенні. Для прозорих діелектриків ця сила спрямована в область максимальної інтенсивності поля і визначається як [1]:

$$\mathbf{F}_{\text{grad}} = \frac{1}{4} \text{Re}(\alpha) \nabla |\mathbf{E}|^2.$$

Сила розсіювання, що діє вздовж вектора поширення світлового потоку, у цьому просторовому режимі зазвичай є значно меншою за градiєнтну

компоненту. Проте зі зменшенням довжини хвилі або за наявності суттєвого поглинання випромінювання її внесок критично зростає [46].

Режим Мі

У режимі Мі, коли радіус частинки є порівнянним із довжиною хвилі падаючого світла ($a \sim \lambda$), дипольне наближення втрачає точність. Це зумовлює необхідність використання повного аналітичного розв'язку рівнянь Максвелла для сферичних об'єктів. У цьому просторовому режимі електромагнітне поле всередині частинки є суттєво неоднорідним, а оптична взаємодія визначається сукупністю мультипольних внесків [47].

Згідно з теорією Мі, повні перерізи розсіяння σ_{scat} та поглинання σ_{abs} для падаючої плоскої хвилі визначаються через амплітудні коефіцієнти a_l та b_l , які відповідають внескам від електричних (ТМ, поперечно-магнітних) та магнітних (ТЕ, поперечно-електричних) сферичних векторних гармонік відповідно. Ці коефіцієнти знаходять із граничних умов неперервності тангенціальних компонент електричного та магнітного полів на поверхні сфери $r = a$ [48]:

$$\sigma_{\text{scat}} = \frac{2\pi}{k_e^2} \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) (|a_l|^2 + |b_l|^2),$$

$$\sigma_{\text{abs}} = \frac{2\pi}{k_e^2} \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) [\text{Re}(a_l + b_l) - (|a_l|^2 + |b_l|^2)],$$

де k_e — хвильове число у зовнішньому навколишньому середовищі, а l — порядок сферичної гармоніки.

Оскільки переріз поглинання σ_{abs} є складною нелінійною функцією параметрів Мі, навіть незначна зміна розміру, геометричної форми або діелектричної проникності матеріалу частинки, наприклад, через теплове розширення чи тем-

пературну залежність показника заломлення, може суттєво змінити загальну ефективність її нагрівання в оптичній пастці [47].

Режим геометричної оптики

За умови, що радіус частинки значно перевищує довжину хвилі падаючого світла ($R \gg \lambda$), реалізується режим геометричної (променевої) оптики. У цьому випадку лазерний пучок розглядається як сукупність окремих променів, кожен з яких має визначену потужність, напрямок і поляризацію. Світло взаємодіє з об'єктом виключно через процеси заломлення та відбивання променів на межі розділу середовищ [46].

Результуюча оптична сила, що діє на об'єкт, визначається сумарною зміною імпульсу всіх променів і може бути записана у вигляді:

$$\mathbf{F} = \frac{n_m P}{c} \mathbf{Q},$$

де P — потужність випромінювання, c — швидкість світла у вакуумі, а \mathbf{Q} — безрозмірний векторний коефіцієнт ефективності перенесення імпульсу [1].

У цьому режимі градієнтна складова сили виникає внаслідок асиметрії заломлення променів, що проходять крізь частинку, тоді як сила розсіяння зумовлена передачею імпульсу вздовж напрямку поширення пучка. Цей підхід є класичним і доцільним для моделювання захоплених мікрооб'єктів розміром від декількох мікрометрів, наприклад, живих клітин або великих полістирольних сфер [49].

Таким чином, безрозмірний параметр розсіювання x повністю визначає як фізичний механізм взаємодії світла з речовиною, так і вибір математичного апарату для розрахунку оптичних сил. Для нанорозмірних об'єктів ($x \ll 1$) домінує релеївське дипольне наближення, для великих мікрочастинок ($x \gg 1$)

застосовується геометрична оптика, а для об'єктів, співрозмірних із довжиною хвилі випромінювання ($x \sim 1$), необхідне використання повної теорії Мі.

Для одиночних поглинаючих частинок вирішальне значення має саме режим Мі. На відміну від спрощених наближень, цей режим дозволяє точно враховувати внутрішній розподіл електромагнітного поля та просторовий профіль ефективного перерізу поглинання [48]. Це формує прямий кількісний зв'язок між морфологічними й оптичними характеристиками частинки (розмір, структура, комплексний показник заломлення) та інтенсивністю її локального нагрівання в лазерному фокусі оптичного пінцета.

1.3. Фізичні основи формування оптичної пастки

Оптичний пінцет функціонує завдяки створенню просторово локалізованої області з високим градієнтом інтенсивності електромагнітного поля, у якій мікро- або наночастинка може стабільно утримуватися під дією оптичних сил. Така конфігурація поля формується шляхом фокусування лазерного випромінювання мікрооб'єктивом з великою числовою апертурою [2]. Це забезпечує значний градієнт просторового розподілу інтенсивності поблизу фокуса та сприяє утворенню тривимірної потенціальної ями (див. рис. 1.1).

Динаміка частинки у фокальній області визначається суперпозицією двох основних компонентів оптичної сили: градієнтної сили \mathbf{F}_{grad} , що локалізує об'єкт, та сили розсінення \mathbf{F}_{scat} , спрямованої вздовж вектора поширення випромінювання [45]. Результируючий вектор сили визначається як [1]:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_{\text{grad}} + \mathbf{F}_{\text{scat}}.$$

Теоретичний опис механізмів виникнення цих сил визначається розмірним режимом взаємодії, який детально розглядається у підрозділі 1.2. Незважаючи на відмінності в математичному формулюванні для різних розмірних діапазонів,

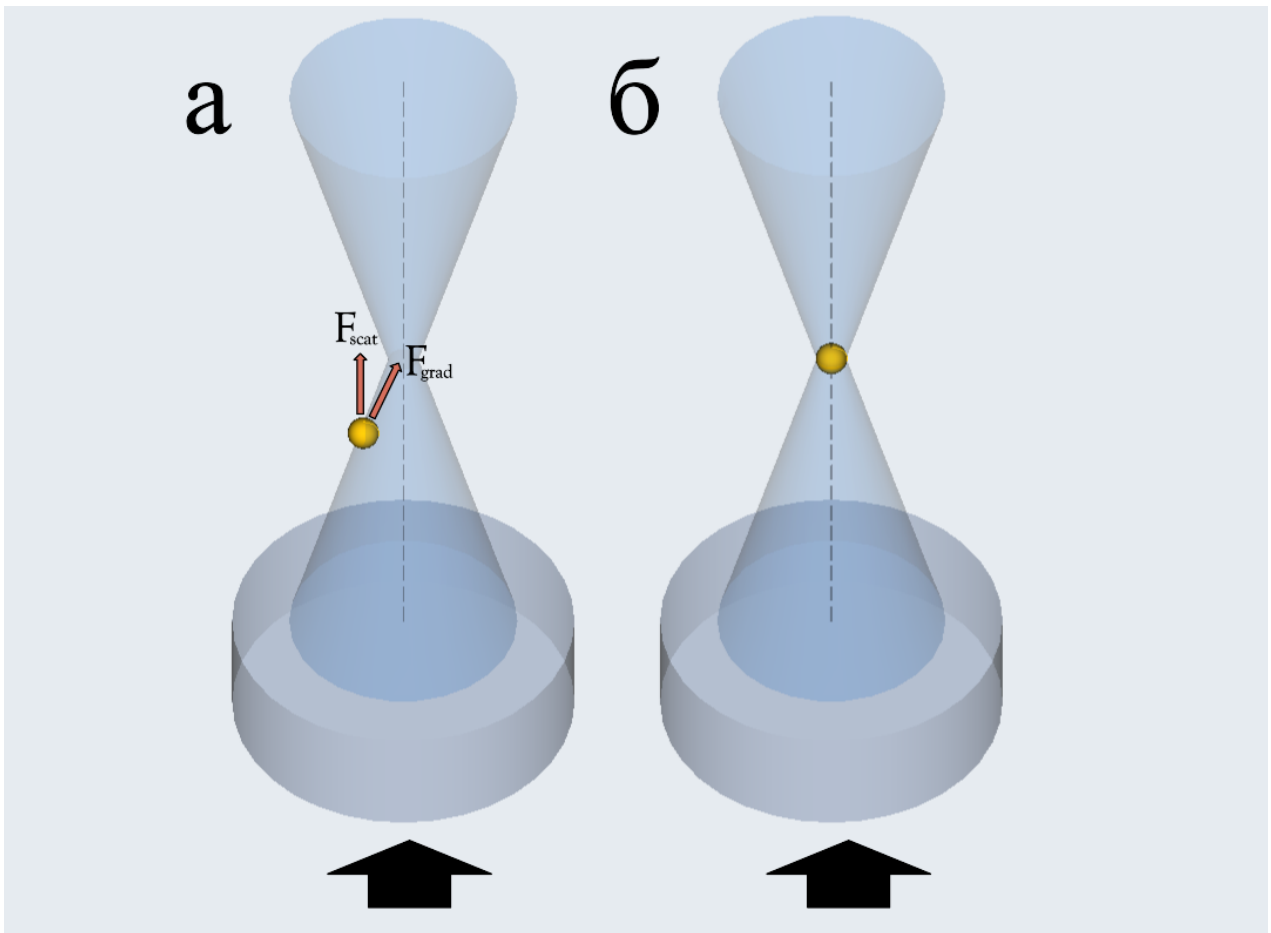


Рис. 1.1. Схематичне зображення механізму дії оптичних сил: (а) вплив градієнтної сили F_{grad} та сили розсіювання F_{scat} на частинку, зміщену відносно центра пучка; (б) локалізація частинки в потенціальній ямі, де результуюча сила прямує до нуля. Пунктирна лінія відповідає оптичній осі системи.

фундаментальний фізичний принцип залишається незмінним: градієнтна сила спрямовує частинку до області максимальної інтенсивності випромінювання, тоді як сила розсіювання діє в напрямку поширення пучка.

Для прозорих діелектричних об'єктів необхідною умовою стабільного утримання є перевищення показника заломлення частинки над показником заломлення навколишнього середовища ($n_p > n_m$). У такому випадку об'єкт поляризується під дією поля, а вектор \mathbf{F}_{grad} виявляється спрямованим строго в напрямі області з найвищою густиною енергії [31].

З енергетичного погляду просторовий розподіл градієнтної сили формує ефективний тривимірний потенційне поле («оптичну пастку»), у якому мікрооб'єкт утримується в області мінімуму потенціальної енергії. Поблизу

центра рівноваги просторовий профіль потенціалу $U(x)$ з високою точністю апроксимується квадратичною функцією у наближенні гармонічного осцилятора. Відповідно, відновлювальна оптична сила $\vec{F}(x)$ описується лінійною залежністю згідно із законом Гука [50]:

$$F_i = -\kappa_i r_i, \quad \kappa_i = \left. \frac{\partial^2 U}{\partial r_i^2} \right|_{r=0},$$

де κ_i — жорсткість пастки вздовж координати i ($i = x, y, z$), а r_i — відповідне зміщення частинки від положення рівноваги.

Жорсткість пастки κ є фундаментальною характеристикою оптичного пінцета, оскільки визначає просторову локалізацію об'єкта, амплітуду його броунівських флуктуацій і чутливість до зовнішніх механічних збурень [51]. Значення κ_i безпосередньо визначаються потужністю лазерного випромінювання та числовою апертурою об'єктива, що дозволяє контролювати глибину потенціальної ями та жорсткість утримання частинки в центрі пастки.

Силова складова розсіювання \mathbf{F}_{scat} має іншу фізичну природу, оскільки зумовлена передачею імпульсу фотонів у напрямку поширення хвилі. На відміну від локалізуючої градієнтної сили, вона діє як дестабілізуючий чинник, намагаючись виштовхнути частинку з фокальної області [49]. Її інтегральний внесок визначається сукупністю процесів розсіювання, відбиття та поглинання світла речовиною. У режимі Мі та в межах геометричної оптики інтенсивність розсіювання значно зростає, що висуває підвищені вимоги до умов формування тривимірної світлової пастки [44].

Фундаментальною передумовою для існування стійкого оптичного захоплення є переважання градієнтної складової сили над силою розсіювання в околі фокуса, як показано у формулі (1.1). Виконання цього критерію гарантує формування просторового мінімуму потенціальної енергії та забезпечує стабільну просторову локалізацію об'єкта [2].

Під час маніпулювання поглинаючими об'єктами, такими як напівпровідникові, плазмонні або металеві частинки, критичну роль відіграють фототермічні явища. Перетворення частини енергії випромінювання на тепло призводить до інтенсивного локального перегріву, зміни показників заломлення, зниження в'язкості середовища, а також до виникнення конвекційних потоків і фотофоретичних сил [9; 52]. У результаті ефективна жорсткість пастки стає термозалежною, що вимагає комплексного мультифізичного аналізу механічної та теплової підсистем.

Таким чином, функціонування оптичного пінцета визначається складним динамічним балансом між локалізуючою градієнтною силою, дестабілізуючою силою розсіювання та супутніми тепловими ефектами. Результируюча ефективність оптичного утримання залежить від геометрії фокусування лазерного поля, оптичних характеристик об'єкта маніпулювання, розмірного режиму взаємодії світла з речовиною, а також супутніх фототермічних процесів.

1.4. Конфігурації оптичних пінцетів

Конфігурація оптичного пінцета визначається геометрією лазерних пучків, типом світлового поля та методами його генерації і керування. Зазначені параметри впливають на розподіл інтенсивності у фокальній області, жорсткість пастки, стабільність утримання частинок і можливість реалізації складних режимів оптичного маніпулювання. У цьому підрозділі розглянуто основні типи конфігурацій оптичних пінцетів: за кількістю та взаємним розташуванням пучків, за типом світлового поля, а також за способом формування оптичного поля.

1.4.1. Конфігурації пучків за кількістю та розташуванням

Оптичні пінцети можуть бути реалізовані у різних геометричних конфігураціях залежно від кількості лазерних променів та їх просторової орієнтації. Архітектура системи визначає структуру утворюваного оптичного потенціалу, просторовий розподіл градієнтних сил і стабільність механічного утримання частинок.

Однопроменеві оптичні пінцети

Однопроменева конфігурація є класичною та найпоширенішою реалізацією оптичної пастки. У цій схемі частинка утримується одним гострофокусованим лазерним пучком за допомогою мікрооб'єктива з великою числовою апертурою [31]. Високий просторовий градієнт інтенсивності у фокальній області генерує відновлювальну силу, що надійно фіксує мікрочастинку поблизу геометричного фокуса.

Наближена оцінка радіуса перетяжки сфокусованого гаусівського пучка визначається співвідношенням:

$$w_0 = \frac{\lambda}{\pi NA},$$

де λ — довжина хвилі випромінювання в середовищі, NA — числова апертура фокусуєчого об'єктива [1].

До основних інженерних переваг однопроменевих оптичних пінцетів належать відносна простота оптико-механічної реалізації порівняно з багатопроменевими аналогами та високий рівень просторової локалізації електромагнітного поля. Головним фізичним недоліком такої схеми є її підвищена чутливість до сферичних аберацій тракту, а також дестабілізуючий вплив осьової сили розсіювання, яка намагається виштовхнути об'єкт вздовж напрямку поширення хвилі. Це суттєво обмежує застосування однопроменевих гаусівських

пасток для маніпулювання поглинаючими матеріалами та вимагає переходу до складніших голографічних, багатофокусних або сингулярних світлових систем [3].

Двопроменеві оптичні пінцети

На відміну від однопроменевих конфігурацій, у двопроменевих оптичних пастках використовують два зустрічні лазерні пучки, спрямовані вздовж однієї оптичної осі. Таке рішення дозволяє взаємно компенсувати сили світлового тиску, які діють у протилежних напрямках. Це суттєво підвищує осьову стабільність утримання мікрооб'єктів порівняно з однопроменевими аналогами [53].

Двопроменеві оптичні пінцети є ефективними для маніпулювання мікро-частинками з відносно високим коефіцієнтом поглинання або за необхідності забезпечення підвищеної просторової стабільності утримання об'єктів без використання високоапертурних об'єктивів [14].

Багатопроневі конфігурації

У багатопроневих конфігураціях просторовий розподіл силового поля формується шляхом суперпозиції кількох лазерних пучків. Такий підхід дозволяє створювати складні просторові профілі оптичного потенціалу та здійснювати одночасне незалежне маніпулювання масивом мікрочастинок.

Результуюча сила $\vec{F}(\vec{r})$, що діє на мікрооб'єкт у заданій точці простору \vec{r} , визначається векторною сумою сил від кожного окремого пучка:

$$\vec{F}(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N \vec{F}_i(\vec{r}),$$

де $\vec{F}_i(\vec{r})$ — оптична сила, зумовлена i -м лазерним пучком, N — загальна кількість пучків у системі [54].

Багатопротеневі оптичні пастки застосовують у процесах прецизійного мікроманіпулювання, біофізичних дослідженнях клітинних структур, а також для сортування мікрооб'єктів у мікрофлюїдних системах [55].

Голографічні оптичні пінцети

Принцип дії голографічних оптичних пінцетів ґрунтується на динамічному формуванні просторової структури світлового поля за допомогою просторово-часових модуляторів світла (SLM). Ці пристрої забезпечують програмно-керовану амплітудно-фазову модуляцію хвильового фронту лазерного випромінювання [55].

Розподіл напруженості електричного поля $E_{\text{out}}(u, v)$ у фокальній площині фокусувального об'єктива пов'язаний із комплексним амплітудним профілем пучка на модуляторі через інтегральне перетворення Фур'є [56]:

$$E_{\text{out}}(u, v) = \mathcal{F} \{ E_{\text{in}}(x, y) e^{i\Phi(x, y)} \},$$

Голографічні системи забезпечують генерацію великих динамічних масивів просторово розділених оптичних пасток і дозволяють здійснювати високоточне керування траєкторією руху захоплених об'єктів у тривимірному просторі без механічного переміщення оптичних елементів.

Волоконні оптичні пінцети

У волоконних лазерних пінцетах лазерне випромінювання подається через оптичне волокно. Формування пастки здійснюється поблизу торця волокна або за допомогою спеціальних мікрооптичних структур [41; 57].

Основними перевагами волоконних оптичних пінцетів є компактність, простота інтеграції та сумісність із мікрофлюїдними системами. Проте жорсткість утримання в таких пінцетах зазвичай нижча через меншу числову апертуру волокон порівняно з мікроскопічними об'єктивами, що впливає на максимальну

силу утримання частинок.

$$NA = n \cdot \sin \theta_{\max},$$

де n — показник заломлення навколишнього середовища, θ_{\max} — максимальний кут збіжності або розходження світлового пучка. Обмеження числової апертури безпосередньо зменшує просторовий градієнт інтенсивності, що обмежує максимальну силу утримання мікрочастинок [58].

Часово-розділені оптичні пінцети

Принцип дії часово-розділених оптичних пасток (англ. time-shared optical tweezers) ґрунтується на високошвидкісному просторовому переміщенні одного лазерного пучка між кількома фіксованими координатами. Завдяки високій частоті дискретизації формується ефективний усереднений у часі оптичний потенціал. На відміну від мультилазерних систем, цей підхід дає змогу створювати динамічні конфігурації пасток без значного ускладнення архітектури оптичного тракту [59; 60].

Для реалізації таких систем застосовують акустооптичні дефлектори (АОМ) або електрооптичні модулятори (ЕОМ), які забезпечують квазімиттєве перемикання просторового положення фокуса. Стабільне утримання мікрооб'єкта досягається за умови, що частота сканування пучка f_{scan} суттєво перевищує характерну частоту релаксації частинки у в'язкому середовищі f_{rel} :

$$f_{\text{scan}} \gg f_{\text{rel}} = \frac{\kappa}{6\pi\eta r},$$

де κ — жорсткість оптичної пастки, η — динамічна в'язкість середовища, r — радіус мікрочастинки. За виконання цієї нерівності гідродинамічний опір не встигає змістити об'єкт за час відсутності лазерного поля, і система функціонує як стаціонарна багатопроточна пастка [60].

Оптичні пінцети на основі стоячих хвиль

У конфігураціях на основі стоячих хвиль (англ. standing wave optical tweezers, SWOT) два когерентні зустрічні лазерні пучки формують інтерференційну структуру з чергуванням вузлів і пучностей електромагнітного поля. Частинки локалізуються поблизу областей мінімальної або максимальної інтенсивності залежно від своїх оптичних властивостей [61].

Подібні системи забезпечують високу осьову стабільність утримання та дають змогу формувати періодичні оптичні потенціали. Стоячі хвилі широко застосовують для маніпулювання наночастинками, дослідження колоїдних систем і створення оптичних ґраток.

1.4.2. Конфігурації за типом світлового поля

Ефективність оптичного захоплення визначається не лише геометрією лазерних пучків, а й просторовою структурою електромагнітного поля. Розподіл інтенсивності $I(\mathbf{r})$ визначає градієнт оптичного поля та, відповідно, структуру потенціальної ями, у якій утримується частинка. У сучасних оптичних пінцетах найбільш поширеними є гаусівські, бesselівські, Лагер-Гаусові та вихрові пучки.

Гаусівські пучки

Гаусівський пучок є базовою конфігурацією світлового поля в оптичних пінцетах. Він відповідає фундаментальній моді TEM_{00} лазерного резонатора та характеризується максимальною інтенсивністю в центрі пучка [1; 31].

У параксіальному наближенні розподіл інтенсивності описується виразом

$$I(r, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2(z)} \right),$$

де w_0 — радіус перетяжки пучка [1].

Гаусівські пучки забезпечують високий градієнт інтенсивності поблизу фокуса, що гарантує стабільне тривимірне захоплення частинок. З цієї причини вони є основою більшості класичних однопроменевих оптичних пінцетів.

Недоліком цієї конфігурації є значна концентрація енергії в центрі пучка, що може призводити до локального перегріву поглинаючих частинок або біологічних об'єктів під час використання лазерного пінцета [62].

Бесселівські пучки

Бесселівські пучки належать до класу недифрагуючих світлових полів. Амплітуда електричного поля ідеального бесселівського пучка визначається співвідношенням

$$E(r, z) = E_0 J_0(k_r r) e^{ik_z z},$$

де J_0 — функція Бесселя нульового порядку [63].

Інтенсивність такого пучка має центральний максимум і систему концентричних кілець. На відміну від гаусівських пучків, бесселівські пучки зберігають поперечну структуру на значній відстані вздовж осі поширення.

Важливою властивістю є ефект самовідновлення: після часткового перекриття або розсіювання структура пучка відновлюється. Завдяки цій властивості бесселівські пучки використовують для маніпулювання частинками у неоднорідних середовищах та створення протяжних оптичних пасток [38].

Пучки Лагера-Гауса

Пучки Лагера-Гауса є розв'язками параксіального хвильового рівняння у циліндричних координатах і характеризуються кільцеподібним розподілом

інтенсивності [64]:

$$E_p^l(r, \varphi, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \left(\sqrt{2} \frac{r}{w(z)} \right)^{|l|} L_p^{|l|} \left(\frac{2r^2}{w^2(z)} \right) \exp \left(-\frac{r^2}{w^2(z)} \right) \\ \times \exp(i l \varphi) \exp \left(i \left[k z - (2p + |l| + 1) \arctan \frac{z}{z_R} + \frac{k r^2}{2R(z)} \right] \right).$$

Просторова структура таких пучків визначається радіальним індексом p та азимутальним індексом l .

Подібні пучки мають фазову сингулярність на оптичній осі, внаслідок чого інтенсивність у центральній області наближається до нуля. Лагер-гаусові моди здатні переносити орбітальний момент імпульсу, що дозволяє індукувати обертальний рух захоплених частинок [63].

Завдяки кільцеподібному профілю інтенсивності такі пучки широко застосовують у вихрових оптичних пінцетах, системах оптичного маніпулювання та дослідженнях мікромеханічних процесів.

Оптичні пінцети на основі вихрових пучків

Лазерні вихрові пучки характеризуються наявністю спірального хвильового фронту та перенесенням орбітального кутового моменту (Orbital Angular Momentum, ОАМ). Просторова фазова структура електричного поля таких пучків у циліндричних координатах визначається азимутальним множником:

$$E(r, \varphi, z) = E_0(r, z) e^{i l \varphi},$$

де $E_0(r, z)$ — амплітудний профіль пучка, φ — азимутальний кут, l — топологічний заряд (ціле число, що визначає кількість обертів фази на одну довжину хвилі) [40].

Внаслідок фазової сингулярності на оптичній осі інтенсивність випромінювання в центрі пучка дорівнює нулю, а максимум густини потужності зосереджений у кільцеподібній області. Така топологія поля дозволяє ство-

рювати стабільні порожнисті оптичні пастки. Завдяки наявності темної приосової зони суттєво мінімізується поглинання випромінювання і, як наслідок, знижується деструктивне оптичне (радіаційне) нагрівання захоплених мікрооб'єктів [65].

Окрім просторової локалізації частинок, вихрові пучки здатні передавати їм орбітальний кутовий момент, що зумовлює їхній обертальний рух навколо оптичної осі зі швидкістю, пропорційною значенню ℓ . Конфігурації на основі вихрових пучків (зокрема, пучків Лагерра—Гауса чи вищих порядків Бесселя) застосовують у задачах мікромеханіки для приводу мікроторів, під час дослідження гідродинамічних взаємодій у колоїдних системах, а також для безконтактного маніпулювання біологічними об'єктами без ризику їх термічного пошкодження [40].

Порожністі та кільцеві пучки

Порожністі пучки формують область зниженої або нульової інтенсивності, оточену кільцем підвищеної оптичної енергії. У таких системах утримання частинок відбувається поблизу області мінімальної інтенсивності [16].

Кільцеві та порожністі пучки часто формуються на основі бesselівських або Лагерр-Гаусових мод, а також за допомогою аксиконних систем. Подібні конфігурації забезпечують формування протяжних областей фокусування та зменшення локального фототермічного нагрівання.

Такі пучки є перспективними для роботи з фоточутливими або сильно поглинаючими об'єктами, оскільки дозволяють зменшити теплове навантаження та фотодеструкцію [19].

Отже, вибір типу світлового поля дає змогу змінювати структуру оптичного потенціалу, керувати просторовим розподілом сил та оптимізувати характеристики оптичної пастки для конкретних експериментальних задач.

1.4.3. Конфігурації за способом формування оптичного поля

Однією з ключових характеристик сучасних оптичних пінцетів є спосіб формування та керування світловим полем. Використання програмованих або інтегрованих оптичних елементів дозволяє змінювати просторовий розподіл інтенсивності, положення фокуса та структуру оптичного потенціалу. У сучасних системах для цього застосовують просторові модулятори світла, акустооптичні дефлектори, аксиконні системи, а також мікрооптичні та плазмонні структури.

Аксиконні системи

Аксикони є конічними оптичними елементами, які використовують для формування бesselівських і кільцевих пучків. Після проходження через аксикон гаусівський хвильовий фронт перетворюється на конічний, унаслідок чого формується характерний кільцеподібний розподіл інтенсивності [24; 66].

Подібні системи дозволяють створювати протяжні області фокусування та формувати бesselеподібні пучки з ефектом самовідновлення. У системах із двома аксиконами можна додатково керувати радіусом кільця, товщиною пучка та просторовим розподілом інтенсивності.

Основними перевагами аксиконних систем є висока енергетична ефективність, відносна простота реалізації та можливість формування стабільних кільцевих пучків для задач оптичного захоплення [66].

Просторові модулятори світла (SLM)

Просторові модулятори світла (Spatial Light Modulators, SLM) використовуються для програмованого формування фазового профілю лазерного пучка. Принцип роботи SLM базується на локальній зміні фази електромагнітної хвилі відповідно до заданої фазової маски $\Phi(x, y)$.

Після проходження через модулятор поле набуває вигляду:

$$E(x, y) = E_0(x, y)e^{i\Phi(x, y)}.$$

У фокальній площині об'єктива формується заданий розподіл інтенсивності, який визначається перетворенням Фур'є модифікованого поля. Такий підхід лежить в основі голографічних оптичних пінцетів [39; 67].

SLM дозволяють одночасно створювати велику кількість незалежних пасток, динамічно змінювати їх положення та формувати складні профілі інтенсивності, зокрема кільцеві, вихрові або тривимірні структури. Основними перевагами є висока гнучкість керування та можливість програмної перебудови системи без зміни оптичної схеми [20].

Акустооптичні дефлектори (AOD)

Акустооптичні дефлектори (Acousto-Optic Deflectors, AOD) використовують взаємодію світла з ультразвуковою хвилею в оптичному кристалі. Акустична хвиля створює періодичну модуляцію показника заломлення, яка виконує роль дифракційної ґратки [64].

Кут відхилення лазерного пучка визначається співвідношенням

$$\theta = \frac{\lambda f}{v},$$

де f — частота акустичної хвилі, v — швидкість звуку в кристалі, λ — довжина хвилі випромінювання [68].

Дизайн акустичних пінцетів з зонною пластиною Френеля ґрунтується на принципах повітряного відбиття, акустичного узгодження імпедансу та теорії півхвильової смуги Френеля.

Перевагою AOD є висока швидкодія та можливість безінерційного керування положенням пастки. Проте просторове розширення пучка та дифракційні

втрати можуть обмежувати ефективність системи за великих кутів відхилення [67].

1.4.4. Особливості застосування кільцевих пучків у задачах оптичного захоплення

Кільцеві лазерні пучки є перспективним типом світлового поля для оптичного захоплення завдяки характерному просторовому розподілу інтенсивності. На відміну від гаусівських пучків, у яких максимум інтенсивності розташований на оптичній осі, кільцеві пучки мають центральну область зі зниженою або нульовою інтенсивністю, оточену кільцем підвищеної оптичної енергії [66; 69]. Така структура змінює характер оптичного потенціалу та забезпечує реалізацію режимів захоплення, недоступних для традиційних конфігурацій оптичних пінцетів [51].

Однією з основних переваг кільцевих пучків є здатність утримувати поглинальні частинки за зниженого рівня локального нагрівання [19]. У гаусівських пучках значна частина енергії зосереджена в центральній області, що може призводити до інтенсивного фототермічного нагрівання, виникнення конвекційних потоків і термофорезу. У кільцевих конфігураціях частинка розташовується поблизу області мінімальної інтенсивності, а її утримання забезпечується радіальним градієнтом поля. Це зменшує теплове навантаження на об'єкт і знижує ризик фотодеструкції або перегріву [16].

У цьому випадку центральна область пучка виконує функцію потенціальної ями зі зниженою інтенсивністю, а кільце підвищеної інтенсивності формує оптичний бар'єр, який обмежує рух частинки у поперечному напрямку. Цей підхід є особливо важливим для маніпулювання фоточутливими біологічними об'єктами, клітинами та наночастинками з високим коефіцієнтом поглинання [66].

Кільцеві пучки також ефективно утримують частинки з низьким показником заломлення відносно навколишнього середовища. У класичних оптичних пінцетах градієнтна сила спрямована до області максимальної інтенсивності, що ускладнює стабільне утримання таких частинок [38].

У кільцевих конфігураціях оптичний потенціал формується навколо області мінімальної інтенсивності, що забезпечує стабільне утримання частинок із низьким показником заломлення в центральній частині пучка.

Ще однією перевагою кільцевих пучків є підвищення осьової стабільності оптичної пастки. У певних конфігураціях, зокрема під час використання бesselівських або аксиконних систем, формується протяжна область фокусування вздовж осі поширення випромінювання. Це забезпечує розширену область стабільного захоплення, у межах якої частинка може залишатися утримуваною навіть за незначних зміщень уздовж оптичної осі [70].

Кільцеві пучки також дозволяють формувати порожнисті тривимірні оптичні пастки. У поєднанні з вихровими або бesselівськими модами такі пучки забезпечують просторове утримання частинок і передачу їм орбітального моменту імпульсу, що спричиняє обертальний рух. Це розширює можливості застосування кільцевих оптичних полів у мікромеханіці, мікрофлюїдиці, дослідженні колоїдних систем і маніпулюванні біологічними об'єктами [16].

Отже, кільцеві лазерні пучки мають низку переваг порівняно з традиційними гаусівськими конфігураціями: зменшення фототермічного нагрівання, зниження фотопошкодження, можливість утримання поглинаючих і низькозаломлюючих частинок, підвищення осьової стабільності та формування протяжних оптичних пасток. Завдяки цим властивостям кільцеві пучки розглядаються як перспективний інструмент для сучасних систем оптичного захоплення та маніпуляції мікро- і нанооб'єктами.

1.5. Основні групи частинок для оптичного захоплення

Групи частинок, що використовуються для оптичного захоплення, класифікують за матеріалом, розміром, структурою та оптичними властивостями. Ці характеристики визначають стабільність оптичної пастки, рівень фототермічного нагрівання, теплоперенесення та потенціал застосування частинок у біофізичних, фотонних і нанотехнологічних дослідженнях [41]. У цьому розділі розглядаються діелектричні, металеві, напівпровідникові, полімерні, вуглецеві наноструктури та біологічні об'єкти, а також основні властивості, що визначають їхню поведінку й застосування в оптичних пінцетах.

Діелектричні частки

Діелектричні мікро- та наночастинки (SiO_2 , TiO_2 , Al_2O_3 , полістирол, скло) широко застосовують для оптичного захоплення завдяки низькому поглинанню у ближньому інфрачервоному діапазоні (800–1100 нм). Це забезпечує мінімальний фототермічний нагрів і високу стабільність оптичної пастки. Такі частинки використовують для калібрування оптичних пінцетів, вимірювання мікросил, а також для дослідження біомолекул і клітинних структур [71].

Нагрівання діелектричних частинок зазвичай незначне, а ефективність тепловідведення визначається властивостями навколишнього середовища. У рідких середовищах тепло переважно відводиться завдяки теплопровідності, тоді як конвективні процеси виникають лише за значного локального нагрівання. У повітрі та вакуумі тепловідведення є менш ефективним [72].

Теплові властивості діелектричних матеріалів залежать від кристалічної структури та наявності поверхневих дефектів. Наприклад, TiO_2 у фазі рутилу характеризується вищою теплопровідністю порівняно з фазою анатазу [73].

Діелектричні частинки характеризуються відносно низькою вартістю та широкою доступністю. При зміні розміру змінюється співвідношення між поглинанням енергії та тепловідведенням, що впливає на особливості нагрівання частинок.

Металеві частки

Завдяки унікальним плазмонним властивостям металеві наночастинки (зокрема, Au, Ag, Pt) широко застосовують у нанофотоніці, SERS-спектроскопії, біосенсоріці та фототермальній терапії. Ефект локалізованого поверхневого плазмонного резонансу забезпечує значне підсилення ближнього електромагнітного поля, що суттєво підвищує чутливість оптичних систем [74].

На відміну від діелектричних об'єктів, металеві наночастинки характеризуються високими коефіцієнтами поглинання та розсіювання випромінювання у видимому й ближньому інфрачервоному діапазонах. Інтенсивне поглинання світла зумовлює значний локальний нагрів частинки та навколишнього середовища. Для золотих наноструктур це призводить до виникнення термофоретичних сил, теплової конвекції та формування мікробульбашок пари, що дестабілізує оптичну пастку. Для мінімізації теплових ефектів та виходу з області плазмонного резонансу під час оптичного захоплення зазвичай застосовують лазерне випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 1064$ нм [57].

Оптичні, електронні та теплофізичні властивості металевих наночастинок критично залежать від їхнього геометричного розміру, форми та внутрішньої структури. Процес трансформації енергії поглинутих фотонів у тепло відбувається за рахунок електрон-фононної взаємодії з наступною релаксацією енергії в кристалічну ґратку за час порядку кількох пікосекунд. Крім того, на кінетику теплоперенесення суттєво впливають дефекти поверхневого шару та наявність оксидних плівок [75].

Зі збільшенням радіуса частинки співвідношення між перерізами поглинання та розсіювання зміщується в бік розсіювання, що посилює дію дестабілізуючої сили світлового тиску. Попри високу комерційну вартість колоїдних розчинів благородних металів порівняно з діелектричними аналогами (полістиролом, кремнеземом), металеві наночастинки є безальтернативними для створення плазмонних нанопінцетів та реалізації систем надвисокої просторової локалізації.

Напівпровідникові частинки

Завдяки унікальному поєднанню фотолюмінесцентних та нелінійно-оптичних властивостей напівпровідникові наночастинки (зокрема, CdSe, PbS, InP), квантові точки та перовськітні нанокристали широко застосовують у біосенсоріці, нанофотоніці й емісійній спектроскопії. Використання таких об'єктів в оптичних пастках дозволяє реалізувати одночасне високоточне просторове маніпулювання та реєстрацію спектрального відгуку (флуоресцентного сигналу) [76].

Ключовою фізичною особливістю напівпровідникових наноструктур є виражена залежність їхніх спектрально-оптичних характеристик від геометричних розмірів, що зумовлено ефектом квантового обмеження (квантового розмірного ефекту). Зменшення радіуса наночастинки нижче за екситонний радіус Бора призводить до дискретизації енергетичного спектра, розширення ефективної ширини забороненої зони та зміщення піка фотолюмінесценції у короткохвильову (синю) область [77].

Ефективність оптичного захоплення напівпровідникових об'єктів критично залежить від співвідношення між енергією фотонів лазерного випромінювання $h\nu$ та шириною забороненої зони матеріалу E_g . За умови $h\nu > E_g$ домінує процес міжзонного фундаментального поглинання світла, що генерує високу концентрацію нерівноважних носіїв заряду, викликає інтенсивний

локальний нагрів та може спровокувати фотодеструкцію (фотоблічінг) зразка. Навпаки, використання наночастинок кремнію (Si) та германію (Ge) у ближньому інфрачервоному діапазоні (де $h\nu < E_g$) характеризується мінімальним тепловиділенням завдяки прозорості матеріалу та його відносно високій теплопровідності [78].

Кінетика теплових процесів у напівпровідникових наночастинках визначається станом їхньої кристалічної структури та концентрацією поверхневих дефектів. Ненасичені зв'язки на границі розділу фаз виступають центрами безвипромінювальної рекомбінації екситонів, що прискорює трансформацію енергії збудження в теплові коливання кристалічної ґратки (фонони). Для пригнічення цих деструктивних ефектів і підвищення стабільності оптичного утримання застосовують гетероструктури типу «ядро–оболонка» (наприклад, CdSe/ZnS), де широкозонний зовнішній шар пасивує поверхневі дефекти ядра [75].

Просторова стабільність теплового режиму наночастинок також масштабується залежно від їхнього об'єму. Малі квантові точки через низьку теплоємність та високе співвідношення площі поверхні до об'єму є вкрай чутливими до флуктуацій температури дисперсійного середовища. Більші напівпровідникові частинки демонструють вищу теплову інертність, що забезпечує стабільніші параметри оптичної пастки за тривалого лазерного впливу [76].

Полімерні мікросфери та мікрогелі

Полімерні мікросфери та мікрогелі (полістирол, PMMA, PNIPAAm) широко застосовують в оптичних пінцетах для калібрування, біофізичних досліджень і моделювання біологічних систем. Особливий інтерес викликають термочутливі PNIPAAm-гелі, які змінюють об'єм при нагріванні до приблизно 32 °C і можуть виконувати функцію локальних температурних сенсорів [4].

Полімери характеризуються низьким поглинанням у ближньому інфрачервоному діапазоні, що забезпечує мінімальний фототермічний нагрів. Полістиролові частинки можуть проявляти слабку автолюмінесценцію, тоді як м'які мікрогелі здатні деформуватися під дією оптичних сил [79].

Полімерні мікросфери мають переважно аморфну структуру та низьку теплопровідність, унаслідок чого значна частина тепла відводиться в навколишнє середовище. Мікрогелі PNIPAAm характеризуються сітчастою структурою та демонструють фазовий перехід типу «клубок–глобула», що супроводжується зміною об'єму частинок під час нагрівання [80].

Синтез полімерних частинок зазвичай здійснюють методом емульсійної полімеризації. Полістиролові та PMMA-мікросфери є економічно доступними, тоді як PNIPAAm-гелі характеризуються складнішим процесом синтезу та вищою вартістю [81].

Малі полімерні частинки швидше реагують на температурні зміни та сильніше піддаються броунівським флуктуаціям, тоді як більші частинки характеризуються більшою тепловою інерцією [79].

Вуглецеві наноструктури

Вуглецеві наноструктури, зокрема вуглецеві нанотрубки, графенові структури та наноалмази, становлять окремий клас об'єктів для оптичного захоплення. Ці матеріали вирізняються унікальними механічними, тепловими та оптичними властивостями, що створює перспективи їх використання у нанофотоніці та квантових технологіях [61; 82].

Вуглецеві нанотрубки та графен мають високу теплопровідність і анізотропні оптичні властивості [82]. Через значне поглинання лазерного випромінювання можливий виражений локальний нагрів, який слід враховувати під час оптичного захоплення.

Наноалмази з NV-центрами привертають значну увагу завдяки можливості поєднання оптичного утримання з квантовою сенсорикою та локальною термометрією. Висока теплопровідність алмазу сприяє ефективному тепловідведенню та підвищує стабільність частинок під дією лазерного випромінювання [83].

Біологічні об'єкти

Оптичні пастки широко застосовують для маніпуляції клітинами, органелами, бактеріями, вірусами та біомолекулами. Цей метод забезпечує безконтактне утримання об'єктів і використовується у біофізиці для дослідження механічних властивостей клітин, ДНК та білків [62].

У більшості випадків біологічні об'єкти у ближньому інфрачервоному діапазоні можна наближено розглядати як слабкопоглинаючі діелектричні частинки. Основним джерелом фототермічного нагрівання зазвичай є вода та внутрішньоклітинні компоненти.

Підвищення температури в області фокусування залежить від довжини хвилі, потужності лазера, числової апертури об'єктива та властивостей середовища і зазвичай становить 1–2 °C [84].

Теплова поведінка біологічних об'єктів визначається складною внутрішньою структурою клітини. Мембрани, білки та органели можуть формувати локальні області підвищеного поглинання та мікронагрівання. Навіть незначне підвищення температури може впливати на життєздатність клітин і перебіг біохімічних процесів [85].

Великі клітини характеризуються більшою тепловою інерцією, тоді як дрібні органели та везикули є більш чутливими до локального перегріву та броунівських флуктуацій [86].

Отже, ефективність оптичного захоплення та тепловий режим частинок значною мірою залежать від матеріалу, розміру та оптичних властивостей.

Діелектричні частинки забезпечують стабільне захоплення з мінімальним фототермічним нагріванням. Металеві наночастинки характеризуються високим коефіцієнтом поглинання та вираженими плазмонними ефектами. Напівпровідникові частинки поєднують можливість оптичного утримання з люмінесцентними властивостями. Полімерні мікросфери та мікрогелі є перспективними для біофізичних досліджень і моніторингу температури. Вуглецеві наноструктури мають потенціал для квантової сенсорики та нанофотоніки. Біологічні об'єкти потребують особливо ретельного контролю лазерного впливу через їхню чутливість до локального нагрівання.

1.6. Одиночні та ансамблеві системи

Визначення температурних мікро- та нанооб'єктів в оптичних пастках класично реалізується в межах двох методологічних підходів: шляхом реєстрації усереднених параметрів макроскопічного ансамблю частинок або за допомогою прецизійного аналізу індивідуальних зразків. Вибір конкретної експериментальної стратегії суттєво визначає точність вимірювань, специфіку теплового відгуку системи, а також потенціал для виявлення унікальних локальних властивостей досліджуваних матеріалів.

Ансамблевий підхід

Ансамблеві вимірювання здійснюються шляхом реєстрації світлового сигналу від масиву мікрооб'єктів, які одночасно локалізовані у фокальній зоні пастки. У межах цього підходу результуюча спектральна інтенсивність $I_{\text{tot}}(\lambda)$ визначається як лінійна сума внесків від усіх випромінювальних частинок:

$$I_{\text{tot}}(\lambda) = \sum_{i=1}^N I_i(\lambda),$$

де $I_i(\lambda)$ — інтенсивність випромінювання i -ї частинки, а N — загальна кількість частинок у системі.

Основною перевагою ансамблевого підходу є високе співвідношення сигналу до шуму (SNR), що зумовлено зростанням сумарної інтенсивності випромінювання зі збільшенням кількості локалізованих об'єктів і статистичним згладжуванням випадкових флуктуацій. У цьому випадку зареєстрована температурна відповідь відображає усереднений термодинамічний стан досліджуваної системи:

$$\langle T \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N T_i.$$

Ансамблева термометрія характеризується високою стабільністю реєстрації експериментальних даних, проте має суттєве методологічне обмеження: вона не дозволяє визначити локальну температуру окремого об'єкта. Оскільки окремі мікро- та наночастинки завжди відрізняються лінійними розмірами, геометричною формою, дефектною структурою кристалічної ґратки та ефективністю поглинання, макроскопічне статистичне усереднення повністю згладжує індивідуальні теплові ефекти. Це унеможливорює точний аналіз впливу морфологічних і структурних особливостей зразка на кінетику його локального нагрівання у лазерному полі [1; 9; 87].

Дослідження одиночної частинки

Методика дослідження одиночної частинки в оптичному пінцеті забезпечує реєстрацію сигналу безпосередньо від конкретного об'єкта, що дає змогу уникнути макроскопічного статистичного усереднення. Такий підхід дає змогу здійснювати детальний аналіз індивідуальних оптичних, механічних і теплових характеристик досліджуваного мікро- або нанооб'єкта [9].

Локальна температура одиночної частинки визначається шляхом прецизійного аналізу її броунівських флуктуацій. Для цього поблизу положення

рівноваги в гармонічному потенціалі світлової пастки застосовується фундаментальна теорема про рівнорозподіл енергії [88]:

$$\frac{1}{2}\kappa\langle x^2\rangle = \frac{1}{2}k_B T,$$

де κ — жорсткість пастки, k_B — стала Больцмана, а $\langle x^2\rangle$ — середньоквадратичне просторове зміщення об'єкта [1].

Для поглинаючої сферичної одиночної частинки локальне підвищення температури у стаціонарному режимі взаємодії описується аналітичним співвідношенням:

$$\Delta T = \frac{\sigma_{\text{abs}} I}{4\pi\kappa_m a},$$

де σ_{abs} — ефективний переріз поглинання M_i , I — локальна інтенсивність лазерного випромінювання, κ_m — коефіцієнт теплопровідності навколишнього середовища, a — радіус об'єкта [89].

Основним інженерним недоліком цього методу є відносно низький рівень корисного сигналу від окремих наноб'єктів. На відміну від ансамблевого підходу, де сумарна інтенсивність є адитивною, сигнал від одиночної частинки часто перебуває на межі чутливості детектора та фонового шуму. Це значно ускладнює точне вимірювання кінетики нагрівання та вимагає використання високоапертурних оптичних систем для мінімізації паразитного фону [5].

Незважаючи на технічну складність практичної реалізації, аналіз одиночної частинки дає змогу безпосередньо враховувати вплив індивідуальної морфології та локальних структурних дефектів на тепловий баланс. Це має вирішальне значення для розуміння фізичних процесів на наномасштабному рівні [88].

Ансамблеві вимірювання забезпечують високу стабільність реєстрації даних і є ефективними лише для оцінки середніх термодинамічних характеристик системи. Однак цей підхід не враховує локальні температурні неоднорідності. Для сучасних задач термометрії в оптичному пінцеті, які потребують пре-

цизійного визначення впливу геометричного розміру, форми, деформації та індивідуальної поглинальної здатності мікрооб'єктів, найбільш інформативним і методологічно обґрунтованим є підхід дослідження одиночної частинки.

1.7. Висновки до розділу 1

1) Проаналізовано історичний розвиток методів оптичного захоплення — від перших уявлень про світловий тиск до створення сучасних оптичних пінцетів. Показано, що ключовим етапом стало впровадження лазерних джерел випромінювання, які забезпечили формування високих градієнтів інтенсивності та реалізацію стабільного тривимірного утримання мікро- і наночастинок.

2) Встановлено, що механізм оптичного захоплення визначається балансом між градієнтною силою та силою розсіювання. Стабільність оптичної пастки забезпечується переважанням градієнтної складової, яка локалізує частинку в області максимального електромагнітного поля.

3) Розглянуто основні розмірні режими взаємодії світла з частинками: релєївський режим, режим Мі та режим геометричної оптики. Показано, що безрозмірний параметр розміру визначає як фізичний механізм формування оптичних сил, так і вибір математичного апарату для опису процесів захоплення та нагрівання.

4) Проаналізовано фізичні основи формування оптичної пастки та показано, що жорсткість пастки, ефективність локалізації й рівень фототермічних ефектів залежать від параметрів лазерного випромінювання, геометрії фокусування, оптичних властивостей частинки та середовища.

5) Узагальнено основні конфігурації оптичних пінцетів, зокрема однопроменеві, двопроменеві, багатопроменеві, голографічні та волоконні системи. Показано, що використання структурованих світлових полів і програмованих

оптичних елементів значно розширює можливості керування частинками та формування складних потенціальних ландшафтів.

6) Встановлено, що вибір типу світлового поля суттєво впливає на характеристики оптичної пастки. Гаусівські пучки забезпечують високу локалізацію частинок, бesselівські — протяжні та самовідновлювані пастки, а вихрові та кільцеві пучки дозволяють зменшувати локальний перегрів і реалізовувати передачу орбітального моменту імпульсу.

7) Проаналізовано основні групи частинок для оптичного захоплення: діелектричні, металеві, напівпровідникові, полімерні та біологічні об'єкти. Показано, що їхні оптичні та теплові властивості визначають ефективність захоплення, стабільність пастки та рівень локального нагрівання.

РОЗДІЛ 2.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА

Розроблена експериментальна установка призначена для формування структурованого кільцевого лазерного пучка з подальшим використанням у системах оптичного пінцета. Основною перевагою цієї розробки є можливість регулювання параметрів сформованого пучка, що підвищує гнучкість і ефективність захоплення об'єктів із різними властивостями. Запропонована схема є перспективною для механічного утримання окремих поглинаючих мікрочастинок.

На відміну від класичних схем оптичних пінцетів із сфокусованими гаусовими пучками, кільцеві пучки формують інший просторовий розподіл інтенсивності. Для поглинаючих частинок це має суттєве значення, оскільки в центрі пучка можливе локальне перегрівання, що призводить до виштовхування частинок з оптичної пастки. Кільцевий профіль інтенсивності забезпечує перерозподіл енергії лазерного випромінювання, зменшує концентрацію потужності в центрі та створює більш контрольовані умови для взаємодії з мікрооб'єктами [19].

2.1. Загальна структура експериментальної установки

Експериментальна установка призначена для поетапного перетворення лазерного пучка на структурований кільцевий пучок за допомогою спеціалізованих оптичних елементів, які послідовно формують необхідний просторовий розподіл інтенсивності. Структурна схема установки подана на рисунку 2.1. Основними складовими системи є:

- лазерні джерела випромінювання;
- система поворотних перекидних дзеркал;

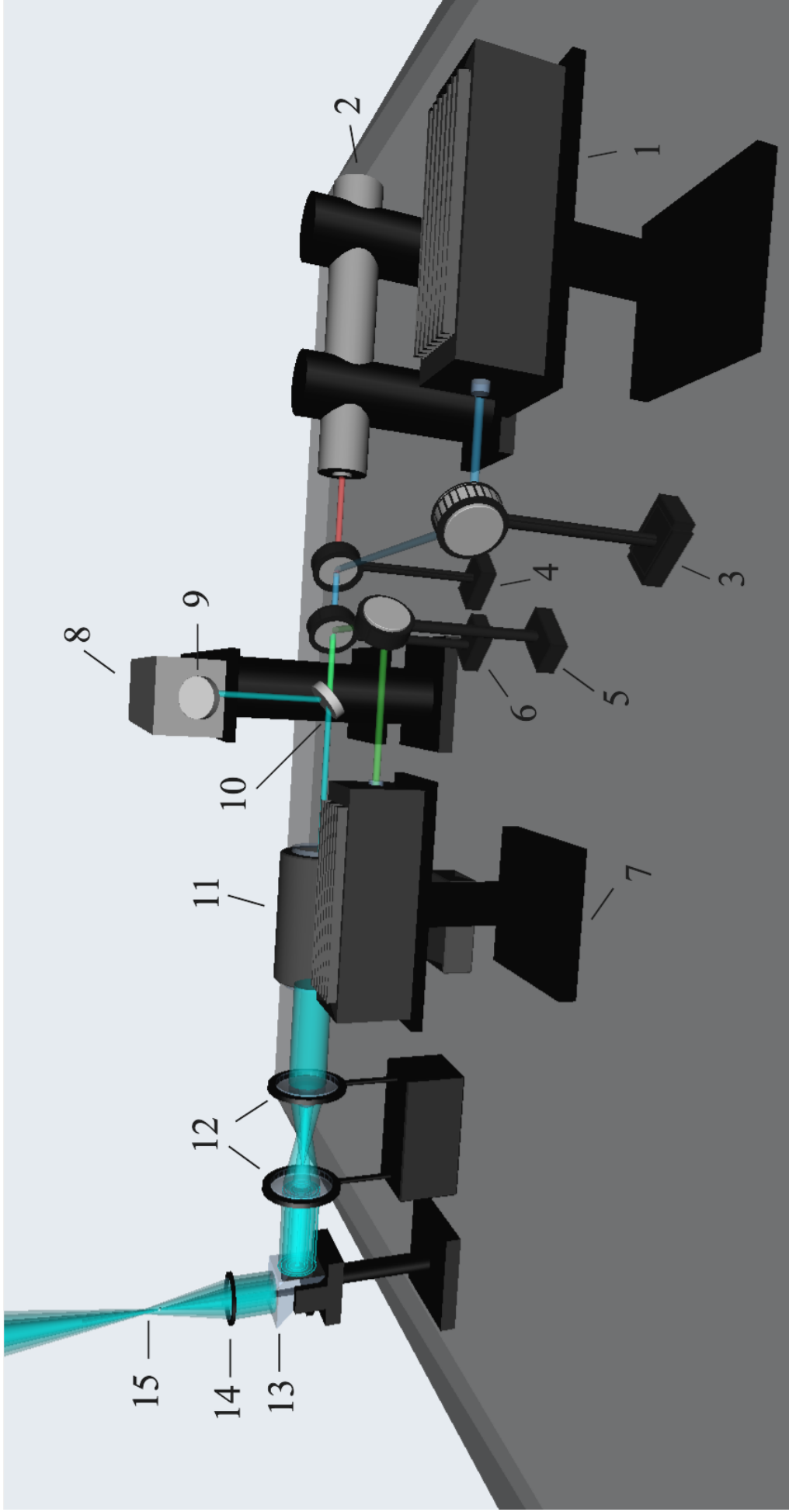


Рис. 2.1. Схематичне тривимірне зображення експериментальної установки оптичного пінцета з реалізацією запропонованого методу формування кільцевого пучка: 1 — діодний імпульсний лазер ($\lambda = 450$ нм); 2 — He-Ne лазер ($\lambda = 632$ нм); 3–6 — поворотні перекидні дзеркала; 7 — лазер ($\lambda = 532$ нм); 8 — аргонний лазер ($\lambda = 488$ нм); 9–10 — аргонні поворотні дзеркала; 11 — телескопічна система; 12 — система аксиконів, 13 — поворотна призма, 14 — фокусуючий об'єктив, 15 — мікрочастка в оптичній пастці

- дві діафрагми для юстування;
- телескопічна система розширення пучка;
- система з двох аксиконів;
- поворотна призма;
- фокусуєчий об'єктив.

Оптична схема забезпечує проходження лазерного випромінювання через основні компоненти у такій послідовності: лазерне джерело → поворотні дзеркала → діафрагми → телескопічна система → аксикони → поворотна призма → фокусуєчий об'єктив → область захоплення частинок.

У ході експериментальних досліджень використовувалися чотири лазерні джерела з різними довжинами хвиль:

1) He–Ne лазер ($\lambda = 632$ нм) з середньою максимальною потужністю $P = 30$ мВт;

2) лазер безперервної дії ($\lambda = 532$ нм) з середньою максимальною потужністю $P = 66$ мВт;

3) аргонівий лазер ($\lambda = 488$ нм) з середньою максимальною потужністю $P = 300$ мВт;

4) діодний імпульсний лазер ($\lambda = 450$ нм) з середньою максимальною потужністю $P = 75$ мВт.

Використання різних джерел випромінювання дозволило дослідити вплив довжини хвилі, просторової структури та потужності на формування кільцевого профілю й ефективність механічного утримання частинок. Введення випромінювання здійснювалося за допомогою поворотних дзеркал. Для лазерів з довжинами хвиль: 632 нм, 532 м та 450 нм використання перекидних дзеркал було зумовлене тим, що лазерні джерела й оптичні компоненти розташовувалися на однаковій висоті. Аргонівий лазер, який знаходився вище основної вісі, вводився в схему через два аргоніві дзеркала з напиленням: перше, під кутом 45° , змінювало висоту променя, а друге — спрямовувало його вздовж вісі системи.

Для забезпечення співвісності лазерного променя застосовувалися дві діафрагми, що забезпечували його проходження через центральні області оптичних елементів і мінімізували децентрування під час юстування.

Далі випромінювання спрямовувалося в телескопічну систему, яка розширювала пучок, що було необхідно для оптимального заповнення апертури аксиконів. У разі використання вузького пучка формувався б профіль із занадто малою шириною стінки, неоднорідною інтенсивністю та надмірною концентрацією енергії, що суттєво ускладнювало б контроль параметрів. Розширення забезпечувало рівномірний розподіл амплітуди, симетрію та стабільність сформованого кільцевого пучка.

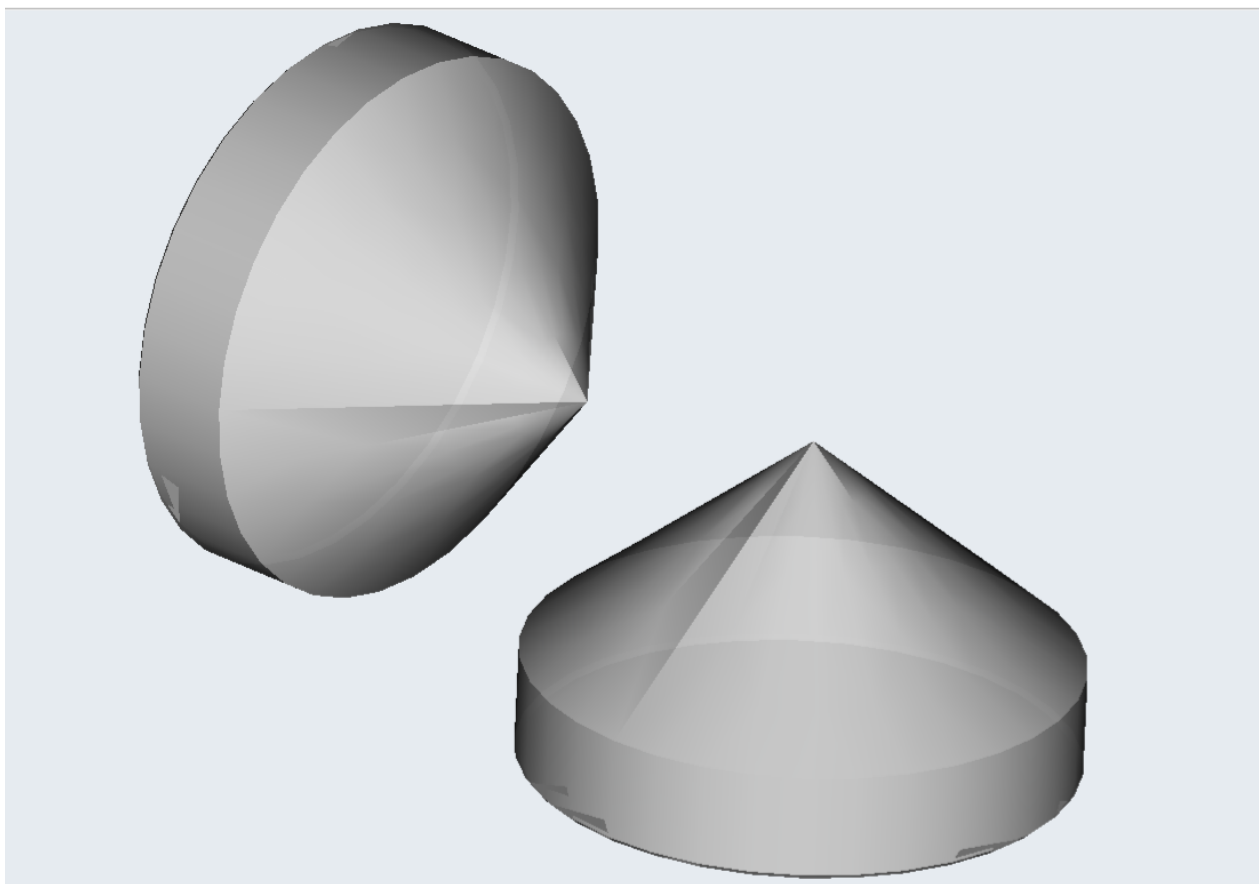


Рис. 2.2. Зовнішній вигляд тривимірних CAD-моделей аксиконів

Ключовим компонентом для генерації кільцевого пучка виступала система з двох аксиконів (див. рис. 2.2). Ці конічні оптичні елементи послідовно перетворювали початковий гаусовий пучок на конічний фронт, створюючи по-

рожнисту світлову структуру, тоді як другий аксикон забезпечував остаточне формування паралельного кільцевого профілю випромінювання.

Формування структурованого кільцевого пучка супроводжувалося втратами потужності, зумовленими відбиттям на оптичних елементах і перерозподілом інтенсивності. У певних конфігураціях ці втрати суттєво впливали на ефективність створення стабільної оптичної пастки, тому оптимізація співвідношення між якістю профілю та збереженням потужності стала одним із ключових завдань дослідження.

Після проходження системи аксиконів кільцевий пучок спрямовували на поворотну призму, яка здійснювала просторове переорієнтування пучка з горизонтальної площини у вертикальну згідно з геометрією області дослідження та конструкцією оптичного пінцета. При цьому структурна цілісність та просторовий розподіл інтенсивності кільцевого пучка залишалися незмінними.

На завершальному етапі кільцевий пучок фокусували за допомогою об'єктива, що забезпечувало формування області підвищеної інтенсивності та, відповідно, виникнення градієнтних сил для реалізації оптичного захоплення. У розробленій установці фокус знаходився на відстані 6,1 см від об'єктива.

Таким чином, запропонована експериментальна установка реалізує комбіновану схему формування кільцевого лазерного пучка з можливістю динамічного регулювання його параметрів. Наукова новизна роботи полягає в оптичній конфігурації з двох аксиконів та поворотної призми, яка дозволяє керувати просторовим положенням кільцевого пучка без деградації його профілю. Таке технічне рішення забезпечує гнучку адаптацію системи до геометрії оптичного пінцета. Це створює підґрунтя для подальших досліджень стабільного утримання та маніпулювання одиночними поглинаючими частинками за допомогою структурованих лазерних променів.

2.2. Лазерні джерела випромінювання

Для дослідження впливу фізичних параметрів на процеси формування кільцевого профілю та оцінки потенціалу структурованих лазерних променів в оптичному пінцеті було залучено 4 джерела випромінювання з різними довжинами хвиль і потужностями. Вибір лазерних джерел обґрунтовувався їхньою вихідною потужністю, просторовою якістю пучка, стабільністю генерації та здатністю до ефективної трансформації після проходження системи аксиконів.

Експериментально встановлено, що суттєві втрати потужності під час формування кільцевого пучка зумовлені відбиттями від поверхонь оптичних елементів, неідеальністю геометрії вершин аксиконів, перерозподілом інтенсивності та розширенням пучка телескопічною системою. Через зазначені втрати навіть за умови високої стабільності лазерних джерел не завжди вдавалося досягти необхідної густини потужності у фокусі оптичної пастки.

Особливо гостро ця проблема постає в задачах оптичного захоплення одиночних поглинаючих частинок, де критично важливим є формування локальної області з високим градієнтом інтенсивності. Саме тому мінімізація втрат і підтримання достатнього рівня потужності є визначальними чинниками ефективного утримання мікрооб'єктів.

He-Ne лазер ($\lambda = 632$ нм)

На початкових етапах налаштування експериментальної установки як юстувальне джерело випромінювання було використано гелій-неоновий (He-Ne) лазер ($\lambda = 632$ нм, $P = 30$ мВт). Його застосування дозволило провести першине вирівнювання оптичних компонентів і прецизійно сформувати оптичну вісь системи. Вибір цього лазера зумовлений високою візуальною чіткістю випромінювання у червоному діапазоні спектра, що суттєво спрощує контроль

просторового положення променя під час його проходження крізь елементи схеми.

Водночас низька вихідна потужність He-Ne лазера виявилася недостатньою для подальших експериментів із оптичного захоплення мікрочасток. Через втрати на відбиття та поглинання в оптичних середовищах, а також унаслідок геометричного перерозподілу енергії на периферію кільця після системи аксиконів і телескопа густина потужності на виході критично зменшувалася. Це підтвердило неможливість використання цього джерела для безпосереднього оптичного маніпулювання частинками та обґрунтувало необхідність переходу до потужніших лазерних систем.

Лазерні джерела випромінювання ($\lambda = 532$ нм та $\lambda = 450$ нм)

У роботі проаналізовано ефективність застосування лазерних джерел із довжинами хвиль $\lambda = 532$ нм і $\lambda = 450$ нм у складі оптичної системи. Лазер безперервної дії зеленого діапазону спектра ($\lambda = 532$ нм) із середньою вихідною потужністю $P = 66$ мВт характеризується високою просторовою стабільністю та коротшою довжиною хвилі, що теоретично дозволяє мінімізувати геометричні розміри фокальної області. Водночас експерименти засвідчили, що внаслідок проходження випромінювання крізь трансформуючу систему аксиконів і допоміжні оптичні компоненти відбувається істотне падіння потужності. Залишкова інтенсивність сформованого кільцевого пучка виявилася недостатньою для подолання сили тяжіння та забезпечення стабільного оптичного захоплення мікрочасток.

Альтернативно було випробувано напівпровідниковий лазер синього діапазону ($\lambda = 450$ нм) із середньою потужністю $P = 75$ мВт, який функціонував в імпульсному режимі. Експериментальні дані підтвердили, що це джерело також зазнає критичних енергетичних втрат під час просторової трансформації

променя. Крім того, дане джерело випромінювання виявилось значно чутливішим до кутових зміщень оптичних елементів, що вимагає високої точності юстування системи. Через імпульсний характер генерації та високі інтегральні втрати потужності надійної фіксації мікрооб'єктів у фокусі досягти не вдалося.

Отримані результати підкреслюють необхідність комплексного врахування просторового профілю, режиму генерації та сумарних оптичних втрат при виборі оптимальної лазерної системи для маніпулювання мікрочастками в оптичній пастці.

Аргоновий лазер ($\lambda = 488$ нм)

Базовим джерелом експериментальної установки було обрано аргоновий лазер із довжиною хвилі 488 нм. Його середня вихідна потужність становила приблизно 300 мВт, що суттєво перевищувало параметри інших випробуваних лазерних систем. Вибір цього джерела обґрунтовувався високою просторовою якістю та стабільністю генерації, що є ключовими перевагами для формування симетричного кільцевого пучка після системи аксиконів.

Через різну висоту оптичних вісей лазера та основної частини установки введення випромінювання здійснювали за допомогою двох поворотних дзеркал. Перше дзеркало коригувало висоту, спрямовуючи промінь вертикально вниз, а друге — орієнтувало його вздовж головної вісі установки, забезпечуючи точне вирівнювання без спотворення просторової структури пучка. Для мінімізації втрат у схему було інтегровано аргонові дзеркала з високим коефіцієнтом відбиття, що дозволило зберегти максимальну інтенсивність променя перед його просторовою трансформацією.

Попри високу початкову потужність та оптимізацію схеми введення, експерименти засвідчили, що процес формування кільцевого профілю супроводжується критичними енергетичними втратами. Після проходження крізь усі

компоненти установки залишкова потужність випромінювання у фокальній зоні виявилася недостатньою для надійного механічного утримання мікрооб'єктів. Сформований градієнт інтенсивності виявився недостатнім для компенсації дестабілізуючих сил, внаслідок чого реалізувати стабільне оптичне захоплення поглинаючих мікрочасток за допомогою аргонного лазера не вдалося.

2.3. Система юстування лазерного випромінювання

Прецизійне юстування лазерного випромінювання відносно головної оптичної вісі є критично важливим етапом побудови експериментальної установки. Процес формування кільцевого пучка за допомогою конічної оптики висуває підвищені вимоги до просторового позиціонування променя. Навіть мінімальне децентрування оптичних елементів призводить до порушення кругової симетрії, виникнення асиметричних максимумів інтенсивності та появи зон неоднорідного розподілу енергії у профілі пучка. Подібні спотворення суттєво знижують ефективність роботи оптичного пінцета через деградацію структури світлового поля.

Для забезпечення стабільного функціонування експериментального стенда було розроблено систему юстування, до складу якої входять поворотні дзеркала, дві діафрагми та прецизійні механізми просторового вирівнювання. Цей комплекс юстувальних засобів забезпечує проходження лазерного променя строго через центральні області всіх оптичних компонентів схеми: телескопічної системи, аксиконів, поворотної призми та фокусуєчого об'єктива.

Для оптичних схем на основі аксиконів таке вирівнювання є обов'язковою умовою, оскільки кільцевий пучок формується виключно внаслідок строго симетричного заломлення світлових променів відносно вершин конічних поверхонь.

Поворотні дзеркала

Поворотні дзеркала призначені для просторового керування лазерним випромінюванням та його спрямування вздовж головної вісі експериментальної установки. Вони забезпечують точне налаштування положення лазерного променя у горизонтальній та вертикальній площинах, що дозволяє компенсувати початкові кутові зміщення та здійснювати прецизійне введення пучка в оптичну систему. Завдяки зміні напрямку поширення випромінювання досягається необхідна співвісність лазерного променя з усіма наступними компонентами схеми.

Під час налаштування установки кутове положення дзеркал контролюють і варіюють для забезпечення проходження лазерного променя строго через центри діафрагм та оптичних елементів, що є обов'язковою умовою формування єдиної стабільної оптичної вісі системи.

Для роботи з аргоним лазером було застосовано аргоніві дзеркала з відбивним покриттям. Водночас експериментально зафіксовано, що використання поворотних дзеркал створює додаткові втрати потужності випромінювання на відбиття, що сумарно знижує загальну ефективність формування кільцевого пучка.

Діафрагми

Для фіксації та контролю просторового положення лазерного променя у схему інтегровано дві діафрагми, розташовані на певній відстані вздовж головної вісі системи. Використання саме пари діафрагм є принципово важливим, оскільки такий підхід, на відміну від одиночної діафрагми, дозволяє одночасно відстежувати як лінійні зсуви, так і кутові відхилення траєкторії

поширення випромінювання. Це забезпечує надійну верифікацію співвісності всіх компонентів і гарантує довгострокову стабільність оптичного тракту.

Під час налаштування лазерний промінь послідовно пропускають крізь отвори обох діафрагм. Створення єдиної оптичної вісі вважається завершеним, якщо пучок проходить через геометричні центри обох апертур без візуальних чи інструментальних ознак екранування. Таке прецизійне вирівнювання дозволяє мінімізувати супутні енергетичні втрати, що виникають внаслідок часткового перекриття або зрізання країв пучка вхідними апертурами наступних оптичних компонентів.

Таким чином, розроблена система юстування лазерного випромінювання є критично важливою для формування стабільного й просторово симетричного кільцевого пучка. Комплексне застосування поворотних дзеркал і діафрагм забезпечує точне узгодження оптичних вісей усіх елементів експериментальної установки, що дозволяє суттєво обмежити втрати потужності та підвищити якість формування світлових полів для задач оптичного захоплення.

2.4. Телескопічна система розширення пучка

Телескопічна система розширення пучка задає просторові параметри лазерного променя перед формуванням його кільцевого профілю в системі аксиконів. Головною функцією цього модуля є збільшення поперечного розміру пучка зі збереженням його колімації для коректного узгодження з наступними оптичними компонентами. Первинні лазерні джерела зазвичай мають малий діаметр перерізу променя. Пряме введення такого пучка в аксикони призводить до неповного заповнення їхньої робочої апертури, що викликає геометричну асиметрію та неоднорідний розподіл інтенсивності у сформованому світловому полі.

Неповне заповнення світлової апертури аксиконів обмежує ефективне використання їхніх заломлювальних конічних поверхонь. Це призводить до формування кільцевого пучка малого радіуса з низькою густиною енергії у фокальній зоні. Крім того, недозаповнена апертура лінзових систем посилює дифракційні спотворення профілю. Застосування телескопічної системи для збільшення апертури вхідного пучка забезпечує рівномірне освітлення всієї робочої площі конічної лінзи. Як наслідок, вдається згенерувати симетричну кільцеву структуру пучка з вищою однорідністю, мінімальними фазовими спотвореннями та підвищеною стабільністю просторового профілю.

Збільшення діаметра світлового пучка перед фокусуєчим об'єктивом безпосередньо впливає на його ефективну числову апертуру (NA). Повне заповнення вхідної зіниці об'єктива дозволяє досягти максимально гострого фокусування, зменшуючи товщину світлового кільця у фокальній області. Це зумовлює формування високого просторового градієнта інтенсивності, що є фундаментальною умовою для генерації значних за величиною оптичних градієнтних сил. Таким чином, оптимізація поперечного профілю лазерного променя за допомогою телескопічної системи є ключовим етапом, який закладає підґрунтя для надійної тривимірної локалізації та прецизійного маніпулювання мікрооб'єктами в зоні дії оптичної пастки.

2.5. Формування кільцевого лазерного пучка

Система з двох аксиконів є ключовим компонентом експериментальної установки, призначеної для просторової структуризації лазерного випромінювання. На цьому етапі вихідний гаусівський пучок трансформується у світлове поле з кільцевим розподілом інтенсивності. Така конфігурація є оптимальною для стабільного утримання поглинаючих мікрочастинок, оскільки мінімізує

теплове та радіаційне навантаження на об'єкт у центральній затіненій зоні пастки.

Принцип дії аксикона

Аксикон — спеціалізований оптичний елемент у формі конічної лінзи. На відміну від класичної сферичної оптики, що фокусує світло в точку, аксикон перерозподіляє випромінювання вздовж геометричної вісі. Це дозволяє сформувати протяжну лінійну зону фокусування із бездифракційним розподілом інтенсивності (пучок Бесселя).

Фундаментальна особливість аксикона полягає в тому, що всі колімовані промені вхідного пучка заломлюються його робочою поверхнею під однаковим кутом до оптичної вісі, внаслідок чого плоский хвильовий фронт перетворюється на конічний. Завдяки осьовій симетрії елемента утворюється конічна структура світлового поля, яка слугує основою для подальшої генерації порожнистих лазерних променів.

Під час проходження крізь перший аксикон, який виконує функцію первинного перетворювача, заломлені промені відхиляються від початкової траєкторії під постійним кутом. Це зумовлює поступове зниження інтенсивності в центрі пучка та трансформує суцільний просторовий профіль у розбіжне конічне поле з порожнистою внутрішньою областю.

Формування кільцевого пучка двома аксиконами

Просторове формування кільцевого профілю інтенсивності відбувається безпосередньо в області між двома аксиконами (див. рис. 2.3). У міру віддалення від першого конічного елемента радіус центральної затіненої зони зростає, а світлова енергія концентрується у периферійній кільцевій області. У

межах цієї зони заломлені промені інтерферують, утворюючи локальне бездифракційне поле типу пучка Бесселя, що є перехідним етапом до остаточного структурування випромінювання.

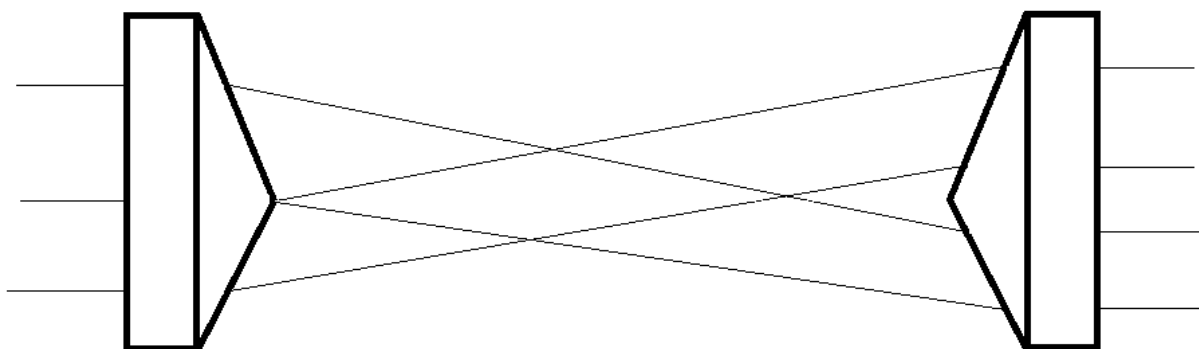


Рис. 2.3. Схематичне зображення двох аксиконів та процесу заломлення лазерного променя між ними для формування кільцевого профілю

Другий аксикон, розташований співвісно з першим на фіксованій відстані, здійснює зворотне кутове перетворення конічного хвильового фронту. Його конічна поверхня заломлює розбіжний потік променів, спрямовуючи їх паралельно головній оптичній вісі системи. Внаслідок такої колімації на виході з цієї афокальної системи формується просторово стабільний порожнистий лазерний пучок із чітко визначеним кільцевим розподілом інтенсивності (див. рис. 2.4). При цьому динамічне регулювання просторової відстані між першим і другим аксиконами дозволяє плавно змінювати середній радіус сформованого світлового кільця.

Згенерований кільцевий пучок має принципові відмінності від класичного гаусового розподілу. Мінімізація інтенсивності в центральній області дозволяє суттєво знизити локальне теплове та радіаційне навантаження на об'єкт маніпулювання. Водночас високий радіальний градієнт інтенсивності на краях кільцевого профілю забезпечує генерацію значних за величиною градієнтних сил, необхідних для стабільного тривимірного утримання мікрооб'єктів.

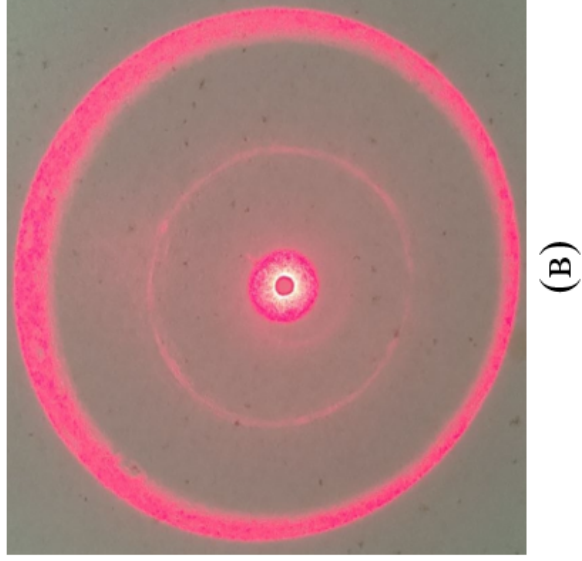
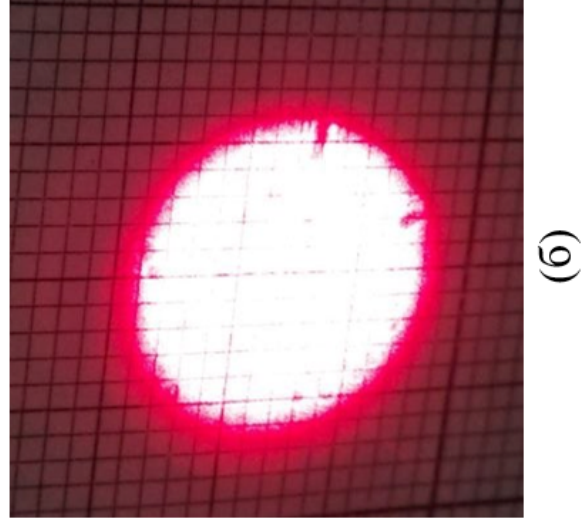
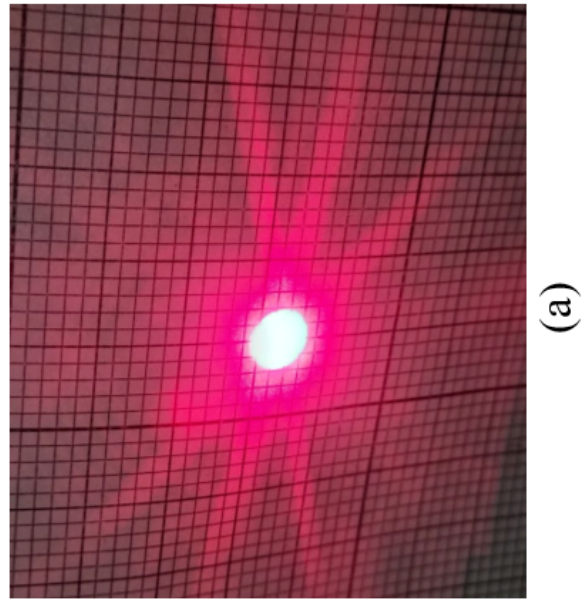


Рис. 2.4. Етапи формування кільцевого пучка: (а) вихідний гаусівський пучок з He-Ne лазера ($\lambda = 632 \text{ нм}$); (б) розширення пучка в телескопічній системі; (в) утворений кільцевий пучок у системі з двох аксиконів.

Таким чином, оптична система на основі пари аксиконів забезпечує ефективну трансформацію колімованого лазерного випромінювання у просторово стабільне кільцеве поле. Послідовне заломлення та кутове узгодження променів дозволяють сформувати світлову конфігурацію з розвиненою периферійною енергетичною зоною та затіненим центром. Це є базовою передумовою для її подальшої інтеграції в оптичний пінцет з метою дослідження процесів утримання окремих поглинаючих частинок.

2.6. Зміна просторової орієнтації пучка

Для зміни просторової траєкторії лазерного променя в експериментальній установці інтегровано прямокутну поворотну призму. Цей компонент є ключовим елементом оптичного тракту, оскільки забезпечує відхилення вісі поширення кільцевого пучка на кут 90° — від горизонтального напрямку після системи аксиконів до вертикального введення у вхідну зіницю фокусуємого об'єктива оптичного пінцета.

Застосування призмової оптики з плоскими робочими гранями дозволяє повністю уникнути виникнення сферичних аберацій, що є критично важливим для збереження кругової симетрії та профілю інтенсивності кільцевого поля. Зміна напрямку пучка реалізується шляхом відбиття світлового потоку від гіпотенузної грані призми в режимі повного внутрішнього відбиття, що мінімізує енергетичні втрати випромінювання на цій ділянці схеми.

Саме таке конструктивне поєднання розробленої оптичної схеми на основі двох аксиконів і поворотної призми дозволяє гнучко керувати просторовим положенням сформованого поля без деградації його поперечної структури. Водночас просторову конфігурацію цієї ділянки схеми оптимізовано для мінімізації поляризаційних спотворень фазового фронту структурованого лазерного пучка.

2.7. Формування області оптичного захоплення

Фокусуєчий об'єктив є фінальним компонентом експериментального стенда, який відповідає за просторову локалізацію кільцевого лазерного пучка та безпосередню генерацію просторового профілю оптичної пастки. На цьому етапі реалізується трансформація колімованого структурованого випромінювання у висококонцентровану область електромагнітного поля, параметри якої забезпечують просторову фіксацію мікрооб'єктів. Кільцевий пучок має розподілену по периферії інтенсивність із порівняно низькою густиною потужності в центрі, що є недостатнім для виникнення значних за величиною градієнтних сил. Фокусування є критично необхідним чинником, оскільки воно радикально підвищує просторову концентрацію енергії у робочій зоні.

Після проходження крізь фокусуєчу систему кільцевий пучок формує складний тривимірний розподіл інтенсивності у фокальній області. На відміну від класичного гаусівського розподілу, сфокусований кільцевий профіль поєднує розвинену периферійну світлову стінку з мінімальним рівнем інтенсивності в центральній затіненій ділянці. Таке просторове структурування є визначальним для маніпулювання поглинаючими мікрочастинками: воно гарантує їх стабільне утримання у радіальній світловій пастці, мінімізує тепловий перегрів об'єкта та нівелює ризик його неконтрольованого виштовхування світловим тиском вздовж вісі поширення променя.

У розробленій експериментальній установці область передбачуваного захоплення формувалася на відстані 6,1 см від вихідної апертури фокусуєчого об'єктива. Проте через значні інтегральні втрати потужності в оптичному тракті та низьку крутизну градієнта інтенсивності у фокальній зоні стабільної локалізації мікрочастинок у повітрі досягти не вдалося. Сформоване кільцеве лазерне поле виявилось неспроможним подолати дестабілізуючі зовнішні чинники та забезпечити механічне утримання об'єктів.

2.8. Шляхи модернізації експериментального стенда

Результати експериментів засвідчили, що розроблена оптична установка для формування кільцевого лазерного пучка не забезпечує стабільного тривимірного механічного утримання поглинаючих мікрочастинок у повітрі. Виявлено низку критичних технічних обмежень, пов'язаних із конструкцією стенда. На основі отриманих даних визначено основні напрями модернізації установки, спрямовані на підвищення густини потужності у фокальній області, зменшення інтегральних енергетичних втрат і забезпечення довготривалої стабільності оптичної пастки.

Одним із найбільш перспективних шляхів удосконалення установки є використання потужніших лазерних джерел неперервної дії (CW) із вихідною потужністю близько 1 Вт. Експериментальні дані свідчать, що аргонний лазер (≈ 300 мВт) не забезпечує достатньої густини енергії після проходження через усі компоненти оптичного тракту. Значна частина фотонного потоку втрачається через френелівське відбиття, розсіювання на вершинах аксиконів та геометричний перерозподіл інтенсивності у кільцевому профілі. Використання лазерних систем із вищою початковою потужністю дозволяє компенсувати ці оптичні втрати та сформувати у фокальній зоні крутий просторовий градієнт інтенсивності, необхідний для генерації стабільних оптичних сил.

Застосування інфрачервоних (IR) лазерних джерел неперервної генерації є класичним підходом і одним із сучасних стандартів у технологіях оптичного маніпулювання. У порівнянні з джерелами синього та зеленого спектральних діапазонів, ІЧ-промені мають значно менші коефіцієнти екстинкції для багатьох типів речовин [41]. Це дає змогу суттєво знизити локальне теплове навантаження на об'єкти, мінімізувати термоеродинамічні нестабільності в області пастки та зменшити вплив дестабілізаційних сил фотофорезу.

Інтеграція високоапертурних мікрооб'єктивів є ключовим напрямом модернізації експериментального стенда. Аналіз обмежень показав, що стабільність оптичного захоплення значною мірою залежить від числової апертури системи фокусування. Використання мікрооб'єктивів із числовою апертурою понад $NA > 0,5$ дозволяє зменшити поперечні розміри фокальної області та сформувати круті просторові градієнти інтенсивності.

Подальше удосконалення системи формування кільцевого пучка є перспективним напрямом досліджень. Зокрема, використання аксиконів із просвітлювальним покриттям та покращеною геометрією вершин дозволяє мінімізувати втрати випромінювання через відбиття, а також суттєво зменшити фазові спотворення хвильового фронту, спричинені недосконалою формою конуса.

Окремий інтерес становить можливість подальшого дослідження динамічного керування параметрами кільцевого пучка. Регулювання просторової відстані між аксиконами, параметрів фокусування або кратності телескопічної системи дозволяє змінювати діаметр світлового кільця, його радіальну ширину та просторовий розподіл енергії. Це створює можливість розробки адаптивних оптичних пасток із керованими характеристиками для маніпулювання мікрота нанооб'єктами різної фізичної природи.

Отже, основними напрямами подальшого розвитку є використання потужніших лазерних джерел неперервної дії, інтеграція високоапертурної мікрооб'єктивної оптики ($NA > 0,5$), мінімізація енергетичних втрат і впровадження адаптивних методів керування структурою світлового поля. Застосування цих підходів забезпечує надійну основу для створення високостабільних оптичних систем для маніпулювання мікрооб'єктами.

2.9. Висновки до розділу 2

1) Спроектовано та технічно реалізовано експериментальний стенд для генерації кільцевих лазерних пучків. Наукова новизна розробки полягає у конструктивному виконанні оптичної схеми на основі двох аксиконів та поворотної призми, що дозволяє гнучко керувати просторовим положенням світлового поля без деградації його поперечної структури, а також здійснювати адаптивне регулювання геометричних характеристик пастки, зокрема, змінювати зовнішній діаметр пучка та радіус його внутрішньої затіненої області шляхом варіювання відстані між аксиконами.

2) Обґрунтовано експериментальні критерії вибору лазерних джерел. На основі порівняльного аналізу встановлено, що потужності гелій-неонового ($P = 30$ мВт), зеленого ($P = 66$ мВт) та імпульсного синього ($P = 75$ мВт) лазерів є недостатніми для задач оптичного маніпулювання через високі сумарні втрати потужності в оптичному тракті.

3) З'ясовано, що використання аргонного лазера ($\lambda = 488$ нм) із вищою початковою потужністю ($P = 300$ мВт) не забезпечує стабільне механічне утримання мікроб'єктів. Дослідження показали, що внаслідок відбиття від поверхонь оптичних елементів і неідеальної форми вершин аксиконів потужність у фокальній зоні знижується до критичного рівня.

4) Підтверджено ефективність інтеграції телескопічної системи, яка завдяки повному заповненню світлової апертури аксиконів забезпечує формування чіткої та просторово симетричної кільцевої структури випромінювання з мінімальними спотвореннями. Розвинена внаслідок цього градієнтна сила виявилася недостатньою для компенсації дестабілізуючих чинників, що унеможливило стабільне тривимірне механічне утримання мікрочасток у повітряному середовищі.

5) Обґрунтовано конкретні шляхи модернізації оптичної архітектури для забезпечення просторової стабільності пастки. Запропоновано перехід до неперервних лазерних джерел потужністю від 1 Вт, зокрема, видимої або інфрачервоної областей спектра у поєднанні з високоапертурними мікрооб'єктивами ($NA > 0,5$), що є необхідним для компенсації енергетичних втрат та утворення крутого просторового градієнта інтенсивності при маніпулюванні одиночними поглинаючими мікрочастками у повітряному середовищі.

РОЗДІЛ 3.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ

3.1. Дослідження просторових характеристик трубчастого лазерного пучка

Важливим етапом побудови та оптимізації лазерного пінцета є прецизійне визначення просторових і геометричних характеристик сформованого світлового поля. Оскільки оптична пастка створюється на основі порожнистого кільцевого (трубчастого) пучка, контроль його геометрії на різних ділянках оптичної схеми дозволяє оцінити якість формування «оптичного конуса» та спрогнозувати стабільність механічного утримання мікрооб'єктів.

Експериментальне дослідження просторового розподілу інтенсивності лазерного випромінювання $\lambda = 632$ нм проводилося шляхом покрокового вимірювання діаметра пучка d уздовж оптичної осі x у двох принципово різних режимах:

1) Без фокусування об'єктивом — на ділянці між аксиконами та прямокутною призмою;

2) З фокусуванням об'єктивом — на ділянці між окуляром і головним фокусом оптичної системи ($f = 6,1$ см).

Для аналізу динаміки зміни геометрії лазерного променя та визначення кутових параметрів оптичної системи використовувався метод лінійної апроксимації. Кут розкриття пучка φ розраховувався за формулою:

$$\varphi = \arctan \left(\frac{d_2 - d_1}{2(x_2 - x_1)} \right),$$

де d_1, d_2 — зовнішні діаметри кільця, а x_1, x_2 — відповідні координати вздовж напрямку поширення випромінювання [68].

Розмір поперечного перерізу пучка розраховувався за формулою:

$$l = \frac{2\lambda f}{\pi d}$$

де λ — довжина хвилі лазерного джерела ($\lambda = 632$ нм), f — фокусна відстань системи ($f = 6,1$ см), d — середній діаметр пучка на вході у фокусуєчий об'єктив [68].

Просторові характеристики пучка без фокусування

Аналіз експериментальних даних табл. 3.1 свідчить, що на ділянці після системи аксиконів спостерігається рівномірне збільшення діаметра пучка від $\Delta d = 2,7$ см (при $\Delta x = 1$ см) до $\Delta d = 9,2$ см (при $\Delta x = 8$ см). Така лінійна залежність підтверджує формування розбіжного конічного хвильового фронту, притаманного заломленню світла кінцевою оптикою.

Таблиця 3.1

Просторові характеристики пучка на різних відстанях від системи аксиконів

№ виміру	Δx , см	Δd , см	φ , °	l , м
1	1	2,7	70°	$9,1 \times 10^{-7}$
2	2	3,7	62°	$6,6 \times 10^{-7}$
3	3	4,5	56°	$5,5 \times 10^{-7}$
4	4	5,4	53°	$4,5 \times 10^{-7}$
5	5	6,5	52°	$3,8 \times 10^{-7}$
6	6	7,2	50°	$3,4 \times 10^{-7}$
7	7	8,1	49°	$3,0 \times 10^{-7}$
8	8	9,2	49°	$2,7 \times 10^{-7}$

Як видно з графіку 3.1, розрахований кут розкриття пучка з віддаленням від аксиконів асимптотично наближається до сталого значення $\sim 49^\circ$. Це експериментально доводить вихід лазерного випромінювання у режим вільного

геометричного поширення та формування стабільної конічної структури поля перед його фокусуванням.

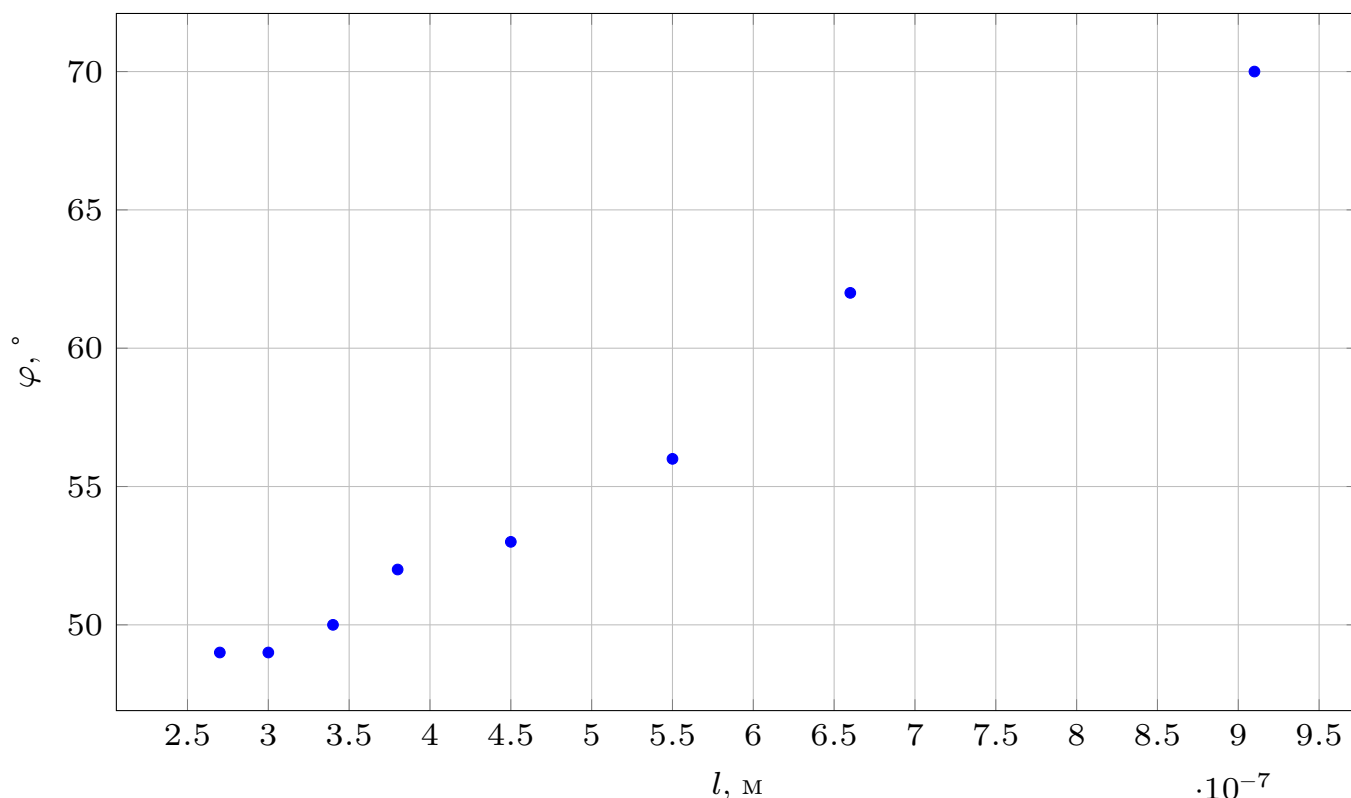


Рис. 3.1. Залежність кута φ від відстані l

Просторові характеристики пучка з фокусуванням

Принципово інші просторові характеристики трубчастого пучка зафіксовано після проходження випромінювання крізь фокусувальний окуляр (див. табл. 3.2). У діапазоні координат Δx від 1 до 6,1 см спостерігається послідовне зменшення діаметра світлового кільця від 3,5 см до мінімального значення $\Delta d = 2,5$ см. Координата $\Delta x = 6,1$ см відповідає положенню геометричного фокуса сформованого пучка. Саме в цій точці досягається максимальний просторовий градієнт інтенсивності поля, а розрахований характерний розмір l набуває свого пікового значення $9,8 \times 10^{-7}$ м, що чітко простежується на отриманому графіку залежності $l(\Delta x)$ (рис. 3.2).

Таблиця 3.2

Просторові характеристики пучка на різних відстанях від окуляра

№ виміру	Δx , см	Δd , см	φ , °	l , м
1	1	3.5	74°	7×10^{-7}
2	2	3.3	59°	$7,4 \times 10^{-7}$
3	3	3.1	46°	$7,9 \times 10^{-7}$
4	4	2.9	36°	$8,5 \times 10^{-7}$
5	5	2.7	28°	$9,1 \times 10^{-7}$
6	6	2.5	23°	$9,8 \times 10^{-7}$
7	7	2.8	22°	$8,8 \times 10^{-7}$
8	8	3	21°	$8,2 \times 10^{-7}$

За точкою фокуса ($\Delta x > 6,1$ см) пучок починає дифрагувати і розходитися, що супроводжується збільшенням діаметра кільця до 2,8 – 3,0 см. Цей процес корелює із зменшенням кута збіжності φ до значень 22 – 21°, фіксуючи розходження променів після фокуса.

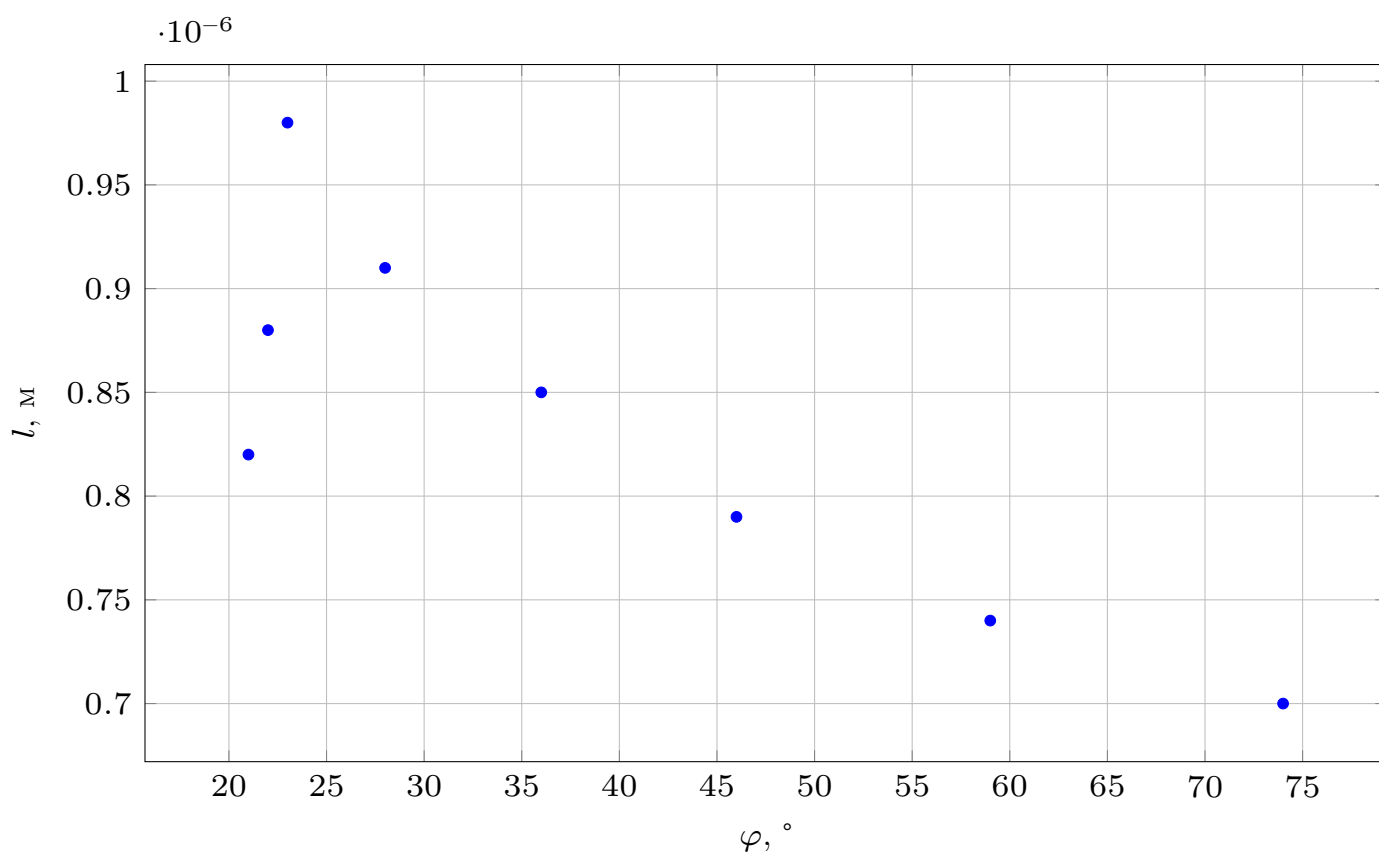


Рис. 3.2. Залежність l від локального кута φ (нові дані)

Таким чином, аналіз розрахованих просторових профілів експериментально доводять ефективну просторово-геометричну трансформацію лазерного випромінювання аксиконами та дозволяють з прецизійно локалізувати робочу зону оптичної пастки стенда.

3.2. Дослідження просторової еволюції лазерного випромінювання

Метою дослідження є експериментальний аналіз трансформації просторової структури пучка гелій-неонового (He–Ne) лазера під час його проходження крізь елементи розробленої оптичної схеми. Для оцінки якості фокусування та визначення умов формування оптичної пастки було реалізовано покрокове сканування профілю інтенсивності випромінювання фотодетектором.

Методика дослідження

Аналіз просторової топології сформованого світлового поля та оцінка енергетичного балансу розробленого стенда здійснювалися шляхом експериментального дослідження розподілу потужності випромінювання. Реєстрація просторових характеристик поля здійснювалася послідовно на трьох етапах трансформації лазерного пучка (див. рис. 3.3):

- 1) **Етап «телескоп — система аксиконів»:** оцінка просторових параметрів розширеного гаусівського пучка після телескопічної системи;
- 2) **Етап «система аксиконів — поворотна призма»:** аналіз сформованої кільцевої структури з радіальним перерозподілом енергії;
- 3) **Етап фокусування об'єктивом:** дослідження кінцевої топології поля в зоні оптичної пастки.

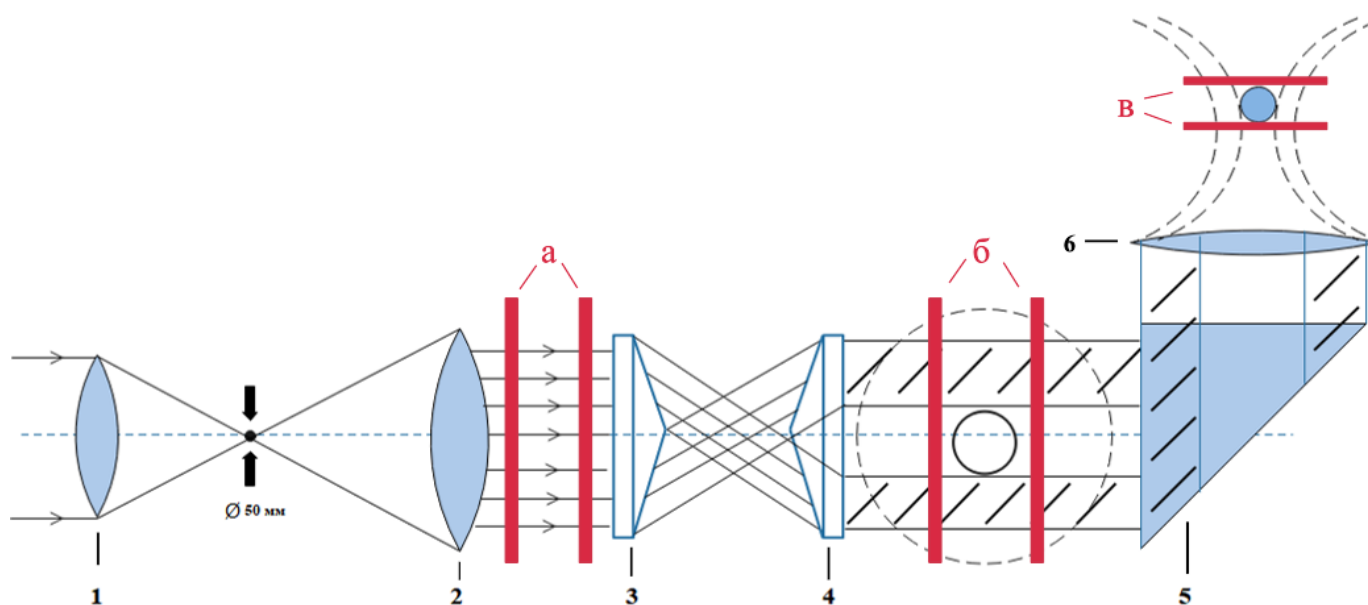


Рис. 3.3. Спрощена схема трансформації лазерного пучка в системі оптичного пінцета: 1–2 — телескопічна система розширення пучка; 3–4 — система аксиконів для формування кільцевого профілю; 5 — призма для повороту пучка; 6 — область формування оптичної пастки. Позначення (а–в) відповідають експериментальним ділянкам, у яких виконували сканування просторового розподілу інтенсивності.

Просторовий розподіл інтенсивності лазерного випромінювання на всіх етапах визначався шляхом одновимірного сканування поперечного перерізу пучка. Як реєструвальний пристрій використано фотодіодний детектор потужності Thorlabs S120C (робочий спектральний діапазон 400–1100 нм, діапазон вимірювання потужності від 50 нВт до 50 мВт), підключений до оптичної консолі вимірювача потужності та енергії Thorlabs PM100D (див. рис. 3.4).

Для просторового обмеження чутливої апертури детектора на фотодіод встановлювали круглу діафрагму з отвором радіусом $r = 0,9$ мм. Таке інженерне рішення забезпечило суттєве підвищення просторової роздільної здатності вимірювальної системи. Проведення локального детектування на малих ділянках поперечного перерізу дозволило мінімізувати дестабілізуючий вплив просторового усереднення сигналу на значній площі напівпровідникового датчика, гарантуючи високу точність реєстрації на всіх стадіях трансформації пучка.

Фотодіодний датчик закріплювався на оптичному стовпчику, закрученому в лінійний транслятор. Контрольоване переміщення вимірювального датчика

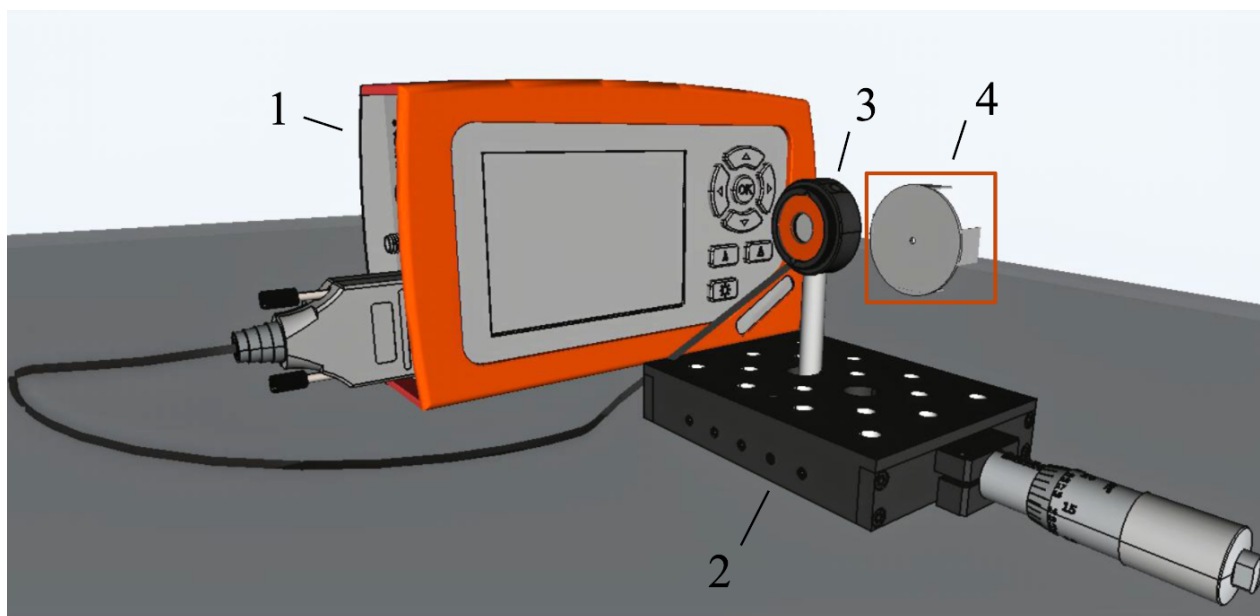


Рис. 3.4. Тривимірне зображення елементів системи вимірювання просторового розподілу інтенсивності лазерного пучка: 1 — консоль вимірювача потужності та енергії Thorlabs PM100D; 2 — лінійний транслятор з мікрометричним гвинтом; 3 — фотодіодний датчик потужності Thorlabs S120C (400–1100 нм, 50 нВт – 50 мВт); 4 — апертурна діафрагма з радіусом $r = 0,9$ мм, що обмежує чутливу область детектування.

потужності вздовж поперечного перерізу променя здійснювалося за допомогою мікрометричного гвинта транслятора з фіксованим кроком. Оскільки координати фіксувалися безпосередньо за поділками мікрометра відносно довільної початкової точки на краях пучка, просторова координата x на графіках є умовною величиною, що характеризує крок лінійного зсуву детектора відносно центра лазерного променя. У кожній точці сканування реєстрували потужність P , яка пропорційна локальній інтенсивності випромінювання в межах робочої апертури діафрагми. Отримані експериментальні дані формували масиви даних, які були використані для побудови радіальних профілів та аналізу просторової еволюції поля.

Ділянка «телескоп — система аксиконів»

У роботі досліджено просторово-енергетичні характеристики пучка гелій-неонового (He-Ne) лазера після його проходження через телескопічну систему.

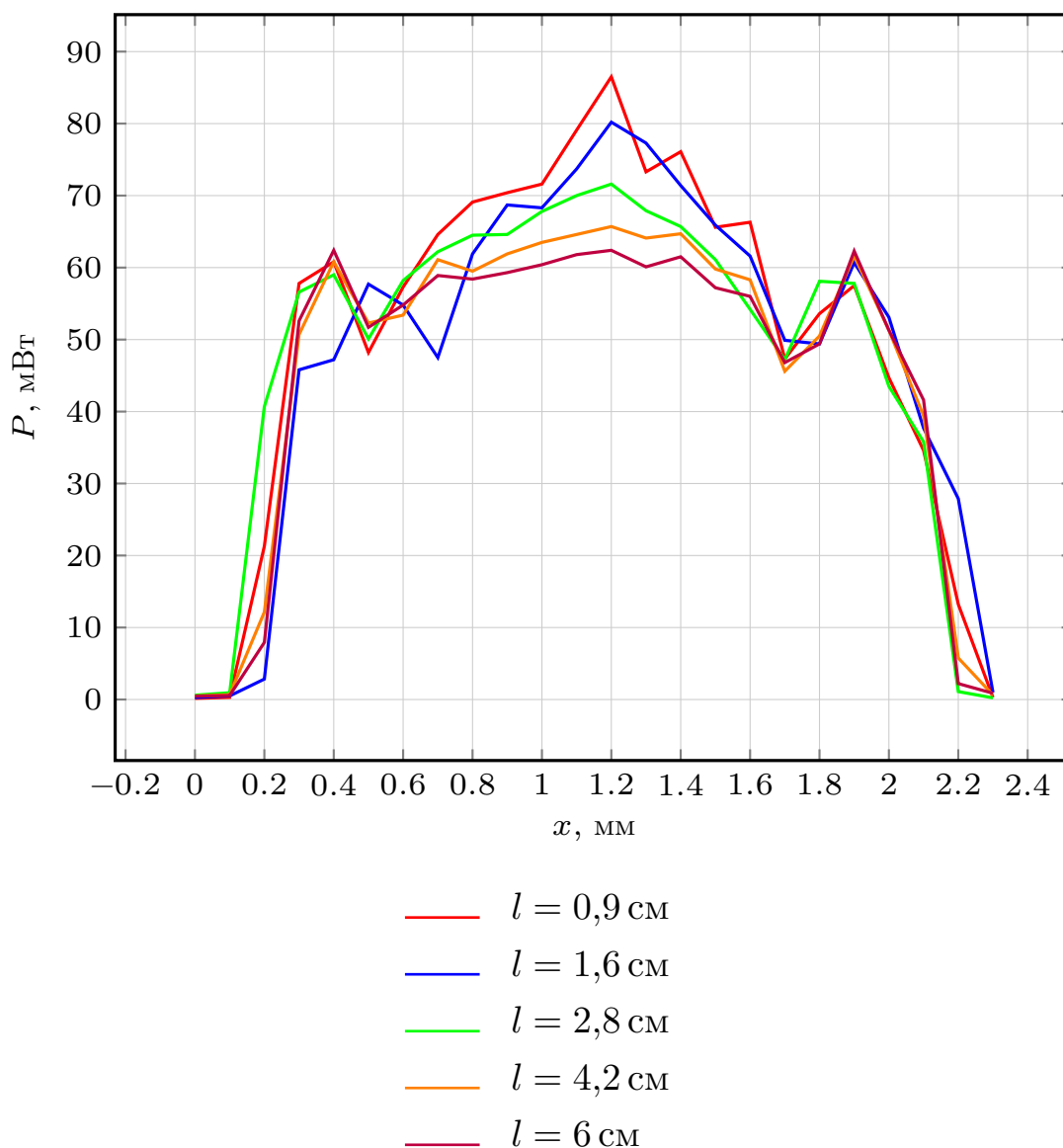


Рис. 3.5. Просторовий розподіл потужності випромінювання $He-Ne$ лазера у поперечному перерізі розширеного пучка на різних відстанях l від вихідної апертури телескопа (крок сканування $\Delta x = 0,1$ мм).

Сканування профілю інтенсивності реалізовано для п'яти фіксованих відстаней l від вихідної апертури розширювача 0,9 см, 1,6 см, 2,8 см, 4,2 см та 6 см із кроком просторового дискретування $\Delta x = 0,1$ мм. Такий крок є достатнім для коректного відтворення топології розподілу щільності потужності випромінювання.

Аналіз отриманих результатів (див. 3.5) дає змогу сформулювати такі висновки:

1) Симетрія профілів розподілу інтенсивності на всіх досліджуваних відстанях свідчить про високу якість колімації лазерного пучка телескопічною

системою. Зі збільшенням дистанції l зафіксовано монотонне зниження пікової потужності в центрі розподілу $x \approx 1,2$ мм та пропорційне розширення перерізу пучка.

2) На експериментальних залежностях виявлено просторові осциляції та вторинні локальні максимуми, зокрема, в областях $x \approx 0,4$ мм та $x \approx 1,85$ мм. Виникнення цих флуктуацій зумовлене впливом сферичних аберацій оптичних елементів системи.

3) Максимальний поперечний розмір (діаметр) пучка становить $2,0 - 2,3$ мм. Порівняння цього параметра з повним світловим діаметром аксиконів свідчить про геометричне недозаповнення апертури конічних лінз формувальним пучком He–Ne лазера. Окреслений ефект обмежує функціональну ефективність розробленої оптичної схеми.

Ділянка «система аксиконів — поворотна призма»

Після послідовного проходження лазерного випромінювання крізь систему аксиконів і прямокутну поворотну призму зафіксовано просторову структуру колімованого порожнистого (кільцевого) пучка. Для прецизійної реконструкції просторового розподілу інтенсивності світлового поля крок сканування фотодетектора було зменшено до $\Delta x = 0,05$ мм. Експериментальні вимірювання виконано для трьох фіксованих відстаней l від вихідної грані аксикона: 4,5 см, 5,3 см та 6,2 см.

Аналіз отриманих просторових профілів (див. 3.6) дозволив встановити такі фізичні закономірності:

1) Графіки чітко фіксують симетричний двопіковий профіль порожнистого пучка. Максимуми інтенсивності зосереджені на периферії ($x \approx 1,0$ мм та $x \approx 1,5$ мм), а в центрі пучка спостерігається глибока тіньова зона.

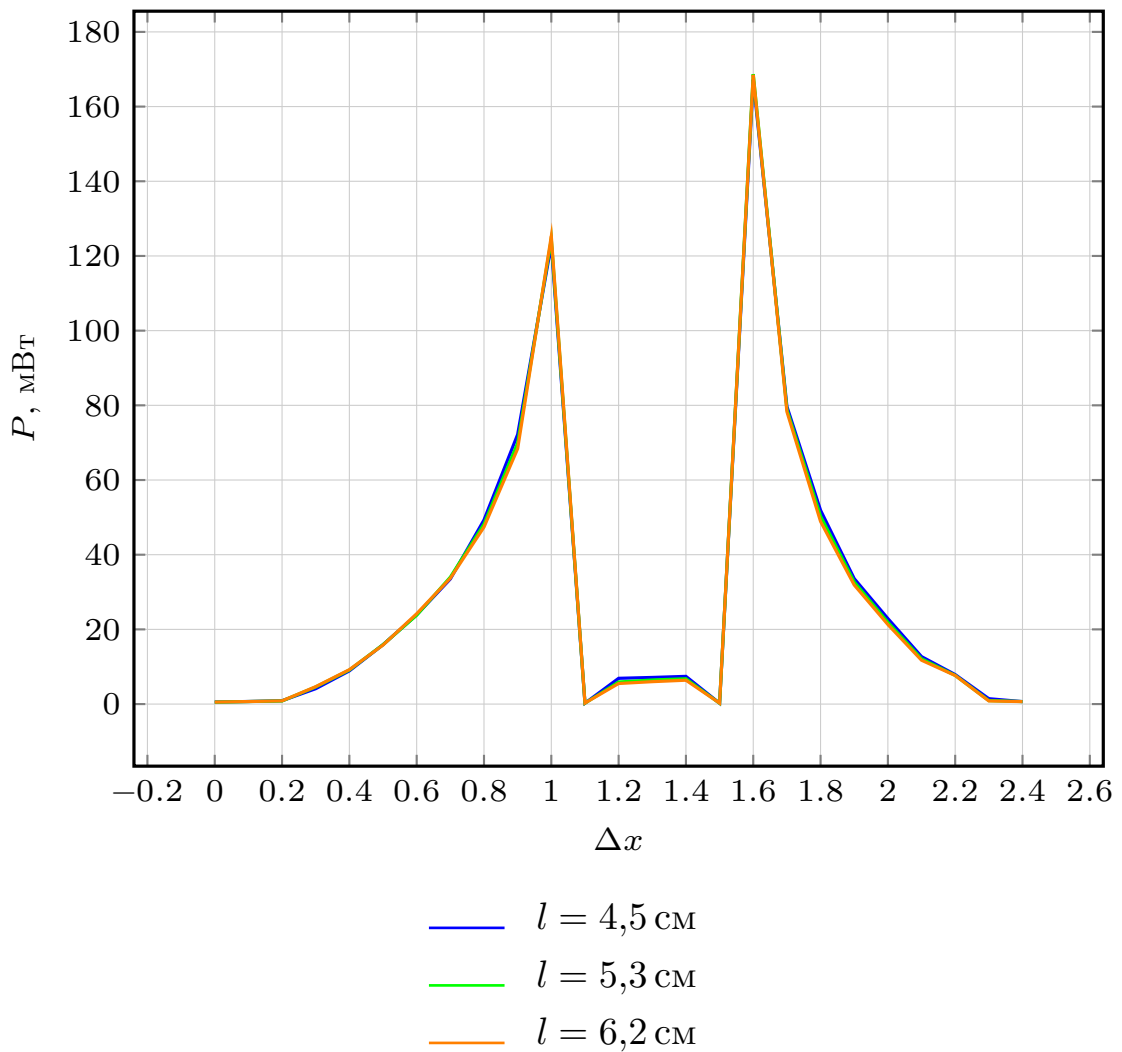


Рис. 3.6. Просторовий розподіл потужності у поперечному перерізі сформованого кільцевого пучка на різних відстанях l після системи аксиконів (крок сканування $\Delta x = 0,05$ мм).

2) Головним результатом є незмінність форми, ширини та амплітуди профілів на всіх трьох відстанях від детектора. Це експериментально підтверджує якісну колімацію пучка другим аксиконом. Сформований потік поширюється паралельно, без розходження на досліджуваній ділянці.

3) У приосьовій зоні $x = 1,1 - 1,5$ мм інтенсивність різко падає, проте в самому центрі $x \approx 1,3$ мм виявлено невеликий локальний пік. Його поява зумовлена технологічним заокругленням вершин реальних аксиконів, що призводить до часткового фокусування світла вздовж оптичної вісі.

4) На кривих помітна амплітудна різниця периферійних піків: лівий становить ≈ 125 мВт, а правий — ≈ 170 мВт. Така неоднорідність свідчить

про високу чутливість конічної оптики до незначних зміщень і децентрацій елементів під час налаштування системи.

Фокальна область об'єктива

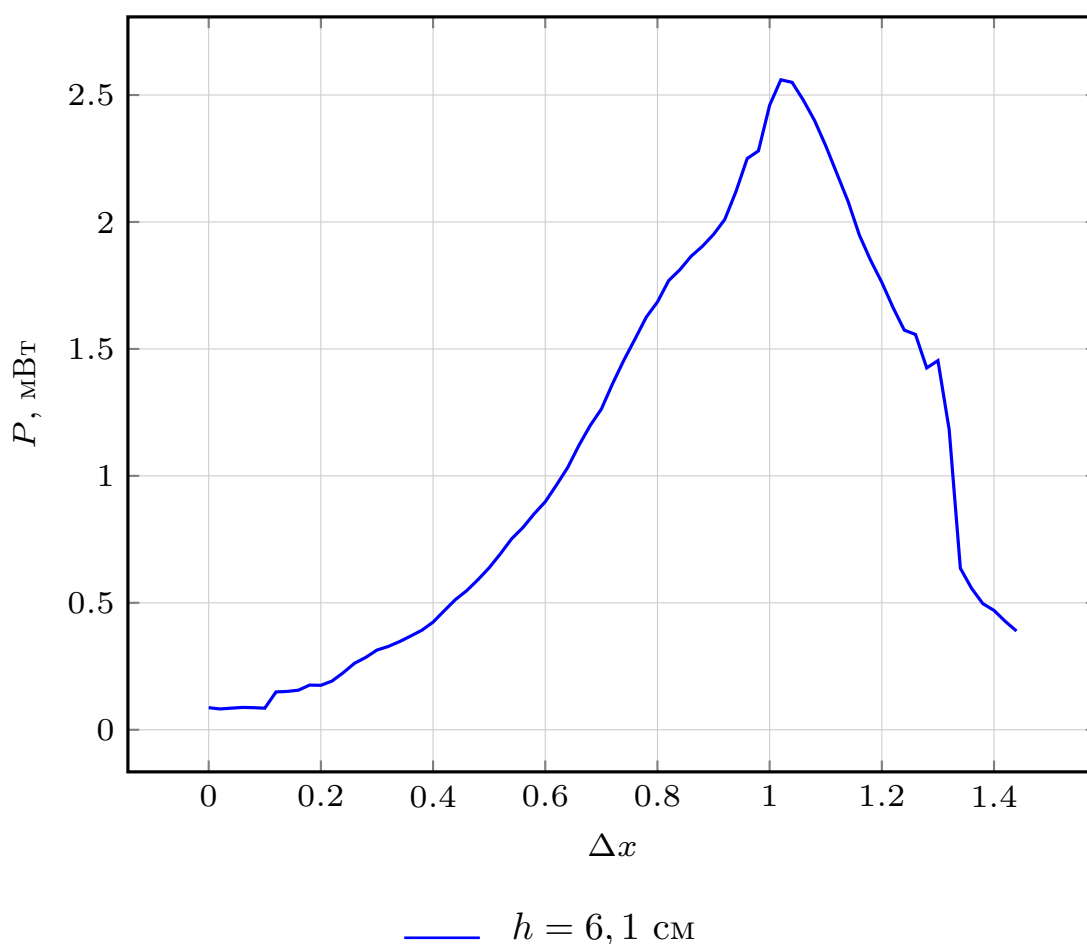


Рис. 3.7. Просторовий розподіл потужності лазерного випромінювання у фокальній області фокууючого об'єктива (крок сканування $\Delta x = 0,02$ мм).

Фінальним етапом роботи стало дослідження просторової структури світлового поля безпосередньо у фокальній області об'єктива на відстані 6,1 см від його вихідної поверхні, де формувалася оптична пастка. Оскільки геометричні розміри світлових зон у цій області є мінімальними, для точного відтворення профілю інтенсивності крок сканування було зменшено до $\Delta x = 0,02$ мм. Графічна залежність у фокусі (див. 3.7) дозволяє зробити такі висновки:

1) Максимальне зареєстроване значення потужності у фокусі досягає лише $P_{\max} \approx 2,5$ мВт при $x \approx 1,02$ мм. Порівняння цього результату з номіналом лазерів підтверджує високий рівень сумарних втрат в оптичному тракті стенда. Дані експериментально доводять, що френелівське відбиття на границях елементів без просвітлення та розсіювання на вершинах аксиконів знизили інтенсивність поля нижче порогу, необхідного для стабільного оптичного захоплення.

2) На графіку замість чіткого двопікового розподілу спостерігається асиметричний однопіковий профіль. Таке спотворення структури є наслідком великої фокусної відстані системи ($f = 6,1$ см). Через малі кути збіжності конічних променів та кутові зміщення елементів, стінки кільця у фокусі перекрилися і злилися в один неоднорідний світловий масив.

3) Профіль характеризується дуже плавним наростанням інтенсивності. Така низька крутизна просторового градієнта означає, що градієнтна сила, розвинена в системі, є надто слабкою. Вона виявилася неспроможною подолати дестабілізуючі чинники, сили розсіювання та теплові термоаеродинамічні процеси у повітряному середовищі, що й призвело до відсутності стабільного тривимірного утримання мікрочастинок у розробленій конфігурації стенда.

3.3. Висновки розділу 3

1) Встановлено, що система аксиконів формує стабільний кільцевий пучок із конічним хвильовим фронтом та кутом розкриття, який асимптотично наближається до значення близько 49° .

2) Показано, що після фокусування пучка формується область максимального стискання на відстані $\Delta x \approx 6,1$ см, яка відповідає положенню геометричного фокуса оптичної системи.

3) Дослідження профілів інтенсивності на ділянці «телескоп — система аксиконів» підтвердило якісну колімацію випромінювання, однак виявило неповне заповнення апертури аксиконів та наявність абераційних спотворень.

4) Після проходження системи аксиконів експериментально зафіксовано характерний двопіковий профіль порожнистого пучка з глибокою затіненою областю в центрі.

ВИСНОВКИ

1) Запропоновано нову оптичну схему формування трубчастого лазерного пучка на основі системи аксиконів і прямокутної поворотної призми, яка забезпечує переорієнтацію лазерного випромінювання без суттєвої деградації кільцевого профілю.

2) Експериментально встановлено закономірності просторової еволюції та фокусування кільцевого лазерного пучка в розробленій конфігурації оптичної системи, зокрема визначено умови формування стабільного колімованого порожнистого профілю.

3) Виявлено фундаментальні фізико-технічні обмеження запропонованої схеми оптичного пінцета для утримання поглинаючих мікрочастинок у повітрі та визначено основні механізми втрат, що обмежують формування достатнього градієнта інтенсивності у фокальній області.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Jones P. H., Maragò O. M., Volpe G. Optical Tweezers: Principles and Applications. — Cambridge University Press, 2015. — DOI: 10.1017/CB09781107279711.
2. Ashkin A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure // Physical Review Letters. — 1970. — Vol. 24, no. 4. — P. 156–159. — DOI: 10.1103/physrevlett.24.156.
3. Recent advances in controlled manipulation of micro/nano particles: a review / M. Shah [et al.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2024. — Dec. — Vol. 58, no. 8. — P. 083001. — DOI: 10.1088/1361-6463/ad9030.
4. Optical tweezers and their applications / P. Polimeno [et al.] // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. — 2018. — Vol. 218. — P. 131–150. — DOI: 10.1016/j.jqsrt.2018.07.013.
5. Savopol T., Yadav D. S. Optical tweezers in biomedical research – progress and techniques // Journal of Medicine and Life. — 2024. — Vol. 17, no. 11. — P. 978–993. — DOI: 10.25122/jml-2024-0316.
6. Optical fiber tweezers: From fabrication to applications / Y. Zhang [et al.] // Optics & Laser Technology. — 2024. — Vol. 175. — P. 110681. — DOI: 10.1016/j.optlastec.2024.110681.
7. Characterizing Colloidal Clusters with Femtosecond Optical Tweezers / A. Singh [et al.] // Journal of the Optical Society of America A. — 2026. — DOI: 10.1364/josaa.590600.
8. Optical Trapping of Absorbing Particles / H. Rubinsztein-Dunlop [et al.] // Advances in Quantum Chemistry. — Elsevier, 1998. — P. 469–492. — DOI: 10.1016/S0065-3276(08)60523-7.

9. Lu D., Gámez F., Haro-González P. Temperature Effects on Optical Trapping Stability // *Micromachines*. — 2021. — Vol. 12, no. 8. — P. 954. — DOI: 10.3390/mi12080954.
10. Optical trapping and manipulation of nanostructures / O. M. Maragò [et al.] // *Nature Nanotechnology*. — 2013. — Vol. 8, no. 11. — P. 807–819. — DOI: 10.1038/nnano.2013.208.
11. Optical Trapping of Single-Walled Carbon Nanotubes / S. Tan [et al.] // *Nano Letters*. — 2004. — Vol. 4, no. 8. — P. 1415–1419. — DOI: 10.1021/nl1049347g.
12. Optical tweezers throw and catch single atoms / H. Hwang [et al.] // *Optica*. — 2023. — Vol. 10, no. 3. — P. 401–406. — DOI: 10.1364/OPTICA.480535.
13. Ajito K., Torimitsu K. Single Nanoparticle Trapping Using a Raman Tweezers Microscope // *Applied Spectroscopy*. — 2002. — Vol. 56, no. 4. — P. 541–544. — DOI: 10.1366/0003702021955015.
14. Optical trapping and manipulation of single particles in air: Principles, technical details, and applications / Z. Gong [et al.] // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. — 2018. — July. — Vol. 214. — P. 94–119. — DOI: 10.1016/j.jqsrt.2018.04.027.
15. Peterman E. J. G., Gittes F., Schmidt C. F. Laser-Induced Heating in Optical Traps // *Biophysical Journal*. — 2003. — Vol. 84, no. 2. — P. 1308–1316. — DOI: 10.1016/S0006-3495(03)74946-7.
16. Zhang D. W., Yuan X.-C. Optical doughnut for optical tweezers // *Optics Letters*. — 2003. — Vol. 28, no. 9. — P. 740. — DOI: 10.1364/ol.28.000740.
17. Experimental investigation on optical vortex tweezers for microbubble trapping / X. Zhou [et al.] // *Open Physics*. — 2018. — Vol. 16, no. 1. — P. 383–386. — DOI: 10.1515/phys-2018-0052.

18. Ring-shaped photoacoustic tweezers for single particle manipulation / Z. Zhao [et al.] // *Optics Letters*. — 2022. — Vol. 47, no. 4. — P. 826. — DOI: 10.1364/ol.447861.
19. Laser manipulation by small absorbing hot particles / A. M. Negriyko [et al.] // *International Conference on Laser Applications in Life Sciences*. — Moscow, Russia, 01/2007.
20. Thabit F., Shukri M. Trapping of low and high refractive index nano-spherical particles by using highly focused Laguerre-Gaussian beam // *Applied Optics*. — 2024. — DOI: 10.1364/ao.519752.
21. Lin J., Li Y.-q. Optical trapping and rotation of airborne absorbing particles with a single focused laser beam // *Applied Physics Letters*. — 2014. — Vol. 104, no. 10. — P. 101909. — DOI: 10.1063/1.4868542.
22. Бутакова Є., Негрійко А. Температура малих частинок в оптичному пінцеті // *Матеріали XXII Всеукраїнської науково-практичної конференції студентів, аспірантів та молодих вчених "Теоретичні і прикладні проблеми фізики, математики та інформатики"*. — Київ, 2024. — С. 16—18. — <https://ela.kpi.ua/bitstreams/c08fa732-0088-4d22-8957-8354f50ff1fb/download>.
23. Butakova Y., Negriyko A. Temperature of small particles in optical tweezers // *XXIV International Young Scientists Conference on Applied Physics*. — 2024. — P. 21–22. — <https://ir.library.knu.ua/entities/publication/f4aed3fc-626c-41f0-be9a-343bcb2d541f>.
24. Бутакова Є. С., Негрійко А. М. Генерація кільцевого лазерного пучка для застосування в оптичному пінцеті // *Матеріали XXIV Всеукраїнської науково-практичної конференції студентів, аспірантів та молодих вчених "Теоретичні і прикладні проблеми фізики, математики та інформатики"*. —

Київ, 2026. — С. 10—13. — https://drive.google.com/file/d/1i_g3WDyhH0NzGS-A7fp09pq6QtN0UnVK/view.

25. Kepler J. De cometis libelli tres: I. Astronomicvs, II. Physicvs, III. Astrologicvs. — Typis Andreæ Apergeri, sumptibus Sebastiani Mylii bibliopolæ Augustani, 1619. — С. 138. — <https://archive.org/details/decometislibelli00kepl/>.
26. Maxwell J. C. A Treatise on Electricity and Magnetism. Vol. 1. — Oxford University Press, 1873. — P. 509. — <https://hdl.handle.net/2027/uva.x002226063>.
27. Lebedef P. Les forces de Maxwell-Bartoli dues à la pression de la lumière // Rapports présentés au Congrès international de physique. — Paris, 1900. — P. 133–140. — <https://archive.org/details/rapportsprresents01guilg oog/page/n165/mode/2up>.
28. Nichols E. F., Hull G. F. A preliminary communication on the pressure of heat and light radiation // Physical Review (Series I). — 1901. — Vol. 13, no. 5. — P. 307–320. — DOI: 10.1103/physrevseriesi.13.307.
29. Beth R. A. Mechanical detection and measurement of the angular momentum of light // Physical Review. — 1936. — Vol. 50, no. 2. — P. 115–125. — DOI: 10.1103/physrev.50.115.
30. Maiman T. H. Stimulated Optical Radiation in Ruby // Nature. — 1960. — Vol. 187, no. 4736. — P. 493–494. — DOI: 10.1038/187493a0.
31. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles / A. Ashkin [et al.] // Optics Letters. — 1986. — Vol. 11, no. 5. — P. 288. — DOI: 10.1364/ol.11.000288.
32. Ashkin A., Dziedzic J. M. Optical Levitation by Radiation Pressure // Applied Physics Letters. — 1971. — Vol. 19, no. 8. — P. 283–285. — DOI: 10.1063/1.1653919.

33. Ashkin A., Dziedzic J. Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria // *Science*. — 1987. — Vol. 235, no. 4795. — P. 1517–1520. — DOI: 10.1126/science.3547653.
34. Ashkin A., Dziedzic J. M., Yamane T. Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams // *Nature*. — 1987. — Vol. 330, no. 6150. — P. 769–771. — DOI: 10.1038/330769a0.
35. Direct observation of kinesin stepping by optical trapping interferometry / K. Svoboda [et al.] // *Nature*. — 1993. — Vol. 365, no. 6448. — P. 721–727. — DOI: 10.1038/365721a0.
36. Smith S., Finzi L., Bustamante C. Direct mechanical measurements of the elasticity of single DNA molecules by using magnetic beads // *Science*. — 1992. — Vol. 258, no. 5085. — P. 1122–1126. — DOI: 10.1126/science.1439819.
37. Kimura Y., Bianco P. R. Single molecule studies of DNA binding proteins using optical tweezers // *The Analyst*. — 2006. — Vol. 131, no. 8. — P. 868. — DOI: 10.1039/b600157m.
38. Grier D. G. A revolution in optical manipulation // *Nature*. — 2003. — Vol. 424, no. 6950. — P. 810–816. — DOI: 10.1038/nature01935.
39. Curtis J. E., Koss B. A., Grier D. G. Dynamic holographic optical tweezers // *Optics Communications*. — 2002. — Vol. 207, no. 1–6. — P. 169–175. — DOI: 10.1016/s0030-4018(02)01524-9.
40. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre–Gaussian laser modes / L. Allen [et al.] // *Physical Review A*. — 1992. — Vol. 45, no. 11. — P. 8185–8189. — DOI: 10.1103/physreva.45.8185.
41. Roadmap for Optical Tweezers 2023 / G. Volpe [et al.] // *Journal of Physics: Photonics*. — 2023. — DOI: 10.1088/2515-7647/acb57b.

42. Nobel prizes 2018 // *Angewandte Chemie International Edition*. — 2018. — Vol. 57, no. 45. — P. 14683. — DOI: 10.1002/anie.201811095.
43. Mie G. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen // *Annalen der Physik*. — 1908. — Vol. 330, no. 3. — P. 377–445. — DOI: 10.1002/andp.19083300302.
44. Calculation of optical trapping forces on a dielectric sphere in the ray optics regime produced by a radially polarized laser beam / H. Kawauchi [et al.] // *Optics Letters*. — 2007. — Vol. 32, no. 13. — P. 1839–1841. — DOI: 10.1364/OL.32.001839.
45. Optical tweezers: theory and practice / G. Pesce [et al.] // *The European Physical Journal Plus*. — 2020. — Vol. 135. — DOI: 10.1140/epjp/s13360-020-00843-5.
46. Ashkin A. Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime // *Biophysical Journal*. — 1992. — Vol. 61, no. 2. — P. 569–582. — DOI: 10.1016/s0006-3495(92)81860-x.
47. Bekshaev A. Y., Bliokh K. Y., Nori F. Mie scattering and optical forces from evanescent fields: A complex-angle approach // *Optics Express*. — 2013. — Vol. 21, no. 6. — P. 7082–7095. — DOI: 10.1364/OE.21.007082.
48. Akimov Y. A. Mie scattering theory: A review of physical features and limitations // arXiv preprint arXiv:2401.04146. — 2024. — DOI: 10.48550/arXiv.2401.04146.
49. Jonas A., Zemanek P. Light at work: The use of optical forces for particle manipulation, sorting, and analysis // *Electrophoresis*. — 2009. — Feb. — Vol. 29, no. 24. — P. 4813–4851. — DOI: 10.1002/elps.200800484.
50. Optical Tweezers: A Comprehensive Tutorial from Calibration to Applications / J. Gieseler [et al.]. — 2020. — arXiv: 2004.05246 [physics.optics] ; — <https://arxiv.org/abs/2004.05246>.

51. Neuman K. C., Block S. M. Optical trapping // Review of Scientific Instruments. — 2004. — Sept. — Vol. 75, no. 9. — P. 2787–2809. — DOI: 10.1063/1.1785844.
52. Baffou G. Thermoplasmonics: Heating Metal Nanoparticles Using Light. — Cambridge University Press, 10/2017. — ISBN 9781108418324. — DOI: 10.1017/9781108289801.
53. Ribezzi-Crivellari M., Huguet J. M., Ritort F. Counter-propagating dual-trap optical tweezers based on linear momentum conservation // Review of Scientific Instruments. — 2013. — Vol. 84, no. 4. — P. 043104. — DOI: 10.1063/1.4799289.
54. Step-by-step guide to the realization of advanced optical tweezers / G. Pesce [et al.] // Journal of the Optical Society of America B. — 2015. — Vol. 32, no. 5. — B84. — ISSN 0740-3224. — DOI: 10.1364/josab.32.000b84.
55. Optical trapping with holographically structured light for single-cell studies / M. Lee [et al.] // Biophysics Reviews. — 2023. — Vol. 4, no. 1. — P. 011302. — ISSN 2516-1974. — DOI: 10.1063/5.0111104.
56. Ultraprecise holographic optical tweezer array / Y. T. Chew [et al.] // Physical Review A. — 2024. — Vol. 110, no. 5. — ISSN 2469-9926. — DOI: 10.1103/PhysRevA.110.053518.
57. Surface plasmon resonance effect on laser trapping and swarming of gold nanoparticles at an interface / C.-H. Huang [et al.] // Optics Express. — 2020. — Vol. 28, no. 19. — P. 27727–27739. — ISSN 1094-4087. — DOI: 10.1364/OE.401158.
58. Optical Fiber Tweezers: A Versatile Tool for Optical Trapping and Manipulation / X. Zhao [et al.] // Micromachines. — 2020. — Vol. 11, no. 2. — P. 114. — ISSN 2072-666X. — DOI: 10.3390/mi11020114.

59. Geints Y. E., Minin I. V., Minin O. V. Standing-Wave Optical Trap Based on Retro-Reflection Photonic Nanojet // arXiv. — 2026. — arXiv: 2603.22747 [physics.optics].
60. Zemánek P., Jonáš A., Liška M. Simplified description of optical forces acting on a nanoparticle in the Gaussian standing wave // Journal of the Optical Society of America A. — 2002. — Vol. 19, no. 5. — P. 1025. — ISSN 1084-7529. — DOI: 10.1364/josaa.19.001025.
61. Romanenko V., Yatsenko L. Trapping of atoms by the counter-propagating stochastic light waves // Optics Communications. — 2017. — Vol. 392. — P. 239–246. — ISSN 0030-4018. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2017.01.053>.
62. Blázquez-Castro A. Optical Tweezers: Phototoxicity and Thermal Stress in Cells and Biomolecules // Micromachines. — 2019. — Vol. 10, no. 8. — P. 507. — ISSN 2072-666X. — DOI: 10.3390/mi10080507.
63. Gori F., Guattari G., Padovani C. Bessel-Gauss beams // Optics Communications. — 1987. — Vol. 64, no. 6. — P. 491–495. — ISSN 0030-4018. — DOI: 10.1016/0030-4018(87)90276-8.
64. Paschotta R. Laguerre–Gaussian Modes. — 2025. — DOI: 10.61835/gd8. — RP Photonics Encyclopedia.
65. Barnett S. M., Babiker M., Padgett M. J. Optical orbital angular momentum // Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. — 2017. — Vol. 375, no. 2087. — P. 20150444. — ISSN 1364-503X. — DOI: 10.1098/rsta.2015.0444.
66. Manek I., Ovchinnikov Y. B., Grimm R. Generation of a hollow laser beam for atom trapping using an axicon // Optics Communications. — 1998. — Vol. 147, no. 1–3. — P. 67–70. — ISSN 0030-4018. — DOI: 10.1016/S0030-4018(97)00645-7.

67. Multi-functional optical tweezers using computer-generated holograms / J. Liesener [et al.] // *Optics Communications*. — 2000. — Vol. 185, no. 1–3. — P. 77–82. — ISSN 0030-4018. — DOI: 10.1016/S0030-4018(00)00990-1.
68. Knight P. Fundamentals of Photonics // *Journal of Modern Optics*. — 1992. — Vol. 39, no. 6. — P. 1400. — ISSN 0950-0340. — DOI: 10.1080/713823546.
69. Philip G. M., Viswanathan N. K. Generation of tunable chain of three-dimensional optical bottle beams via focused multi-ring hollow Gaussian beam // *Journal of the Optical Society of America A*. — 2010. — Vol. 27, no. 11. — P. 2394. — ISSN 1084-7529. — DOI: 10.1364/josaa.27.002394.
70. Mechanical equivalence of spin and orbital angular momentum of light: an optical spanner / N. B. Simpson [et al.] // *Optical Angular Momentum*. — IOP Publishing Ltd, 1997. — DOI: 10.1887/0750309016/b1142c33.
71. Nanoscale Optical Trapping by Means of Dielectric Bowtie / G. Brunetti [et al.] // *Photonics*. — 2022. — Vol. 9, no. 6. — P. 425. — ISSN 2304-6732. — DOI: 10.3390/photonics9060425.
72. Review of optical tweezers in vacuum / N. Li [et al.] // *Frontiers of Information Technology & Electronic Engineering*. — 2019. — May. — Vol. 20. — P. 655–673. — DOI: 10.1631/FITEE.1900095.
73. Tailoring thermal conduction in anatase TiO_2 / X. Mettan [et al.] // *Communications Physics*. — 2019. — Vol. 2, no. 1. — DOI: 10.1038/s42005-019-0224-7.
74. Plasmonic fingerprinting: next-generation SERS architectures for sensitive heavy metal quantification / M. Sarkawi [et al.] // *Talanta Open*. — 2025. — P. 100554. — DOI: 10.1016/j.talo.2025.100554.
75. Electron Dynamics of Passivated Gold Nanocrystals Probed by Subpicosecond Transient Absorption Spectroscopy / S. L. Logunov [et al.] // *The Journal*

- of Physical Chemistry B. — 1997. — Vol. 101, no. 19. — P. 3713–3719. — ISSN 1520-6106. — DOI: 10.1021/jp962923f.
76. Jauffred L., Richardson A. C., Oddershede L. B. Three-Dimensional Optical Control of Individual Quantum Dots // Nano Letters. — 2008. — Vol. 8, no. 10. — P. 3376–3380. — ISSN 1530-6984. — DOI: 10.1021/nl801962f.
77. Quantum Confinement Effect of 2D Nanomaterials / G. Ramalingam [et al.] // Quantum Dots - Fundamental and Applications. — IntechOpen, 2020. — DOI: 10.5772/intechopen.90140.
78. Hernández-Sarria J. J., Oliveira O. N., Mejía-Salazar J. R. Toward Lossless Infrared Optical Trapping of Small Nanoparticles Using Nonradiative Anapole Modes // Physical Review Letters. — 2021. — Vol. 127, no. 18. — P. 186803. — ISSN 0031-9007. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.127.186803.
79. Heskins M., Guillet J. E. Solution Properties of Poly(N-isopropylacrylamide) // Journal of Macromolecular Science: Part A - Chemistry. — 1968. — Vol. 2, no. 8. — P. 1441–1455. — ISSN 0022-233X. — DOI: 10.1080/10601326808051910.
80. PNIPAAm microgels with defined network architecture as temperature sensors in optical stretchers / N. Hauck [et al.] // Materials Advances. — 2022. — DOI: 10.1039/d2ma00296e.
81. Synthesis of Temperature Responsive Poly(N-isopropylacrylamide) Using Ultrasound Irradiation / B. M. Teo [et al.] // The Journal of Physical Chemistry B. — 2010. — Vol. 114, no. 9. — P. 3178–3184. — ISSN 1520-6106. — DOI: 10.1021/jp9114817.
82. Optical trapping of carbon nanotubes / O. M. Maragò [et al.] // Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. — 2008. — Vol. 40, no. 7. — P. 2347–2351. — DOI: 10.1016/j.physe.2007.10.088.

83. Thermometry of an optically levitated nanodiamond / F. Rivière [et al.] // AVS Quantum Science. — 2022. — Vol. 4, no. 3. — P. 030801. — ISSN 2689-224X. — DOI: 10.1116/5.0093600.
84. Optical Tweezers in Studies of Red Blood Cells / R. Zhu [et al.] // Cells. — 2020. — Vol. 9, no. 3. — P. 545. — ISSN 2073-4409. — DOI: 10.3390/cells9030545.
85. Heat in optical tweezers / B. del Rosal [et al.] // SPIE NanoScience + Engineering / ed. by K. Dholakia, G. C. Spalding. — San Diego, California, United States : SPIE, 2013. — DOI: 10.1117/12.2027750.
86. Anapole-Assisted Low-Power Optical Trapping of Nanoscale Extracellular Vesicles and Particles / I. Hong [et al.] // Nano Letters. — 2023. — ISSN 1530-6984. — DOI: 10.1021/acs.nanolett.3c02014.
87. Fluctuation theorems with optical tweezers: theory and practice / T. T. Martins [et al.] // The European Physical Journal Plus. — 2026. — Vol. 141, no. 1. — ISSN 2190-5444. — DOI: 10.1140/epjp/s13360-025-07181-4.
88. The Temperature of an Optically Trapped, Rotating Microparticle / P. Rodríguez-Sevilla [et al.] // ACS Photonics. — 2018. — Vol. 5, no. 9. — P. 3772–3778. — ISSN 2330-4022. — DOI: 10.1021/acsp Photonics.8b00822.
89. Optical trapping in an absorbing medium: from optical tweezing to thermal tweezing / P. Kumari [et al.] // Optics Express. — 2012. — Vol. 20, no. 4. — P. 4645. — ISSN 1094-4087. — DOI: 10.1364/oe.20.004645.