НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ «КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ ІМЕНІ ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

Факультет електроніки

Кафедра електронних приладів та пристроїв

«На правах рукопису» УДК 535.2, 535.8

«До захисту допущено»

Завідувач кафедри, проф., д.т.н.

Л.Д. Писаренко "___"___2018 р.

Магістерська дисертація

на здобуття ступеня магістра зі спеціальності 171—Електроніка Спеціалізація «Електронні прилади та пристрої»

на тему: «Модель захоплення наночастинок оптичним пінцетом»

Виконав:

Студент 6 курсу, гр. ДЕ-61М Зімовець Ігор Олексійович

Науковий керівник:

Доцент, канд. техн. наук

Чадюк В.О.

Нормоконтроль:

Доцент, канд. техн. наук., с.н.с.

Жовнір М.Ф.

Рецензент:

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

Студент ____

Київ – 2018

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»

Факультет (інститут)<u>Електроніки</u> Кафедра<u>Електронні прилади та пристрої</u> Рівень вищої освіти – другий (магістерський) за освітньо-науковою програмою Спеціальність (спеціалізація) –**171– Електроніка (Електронні прилади та пристрої)**

> ЗАТВЕРДЖУЮ Завідувач кафедри, проф., д.т.н.

_____ Л.Д. Писаренко «___»____2018 р.

ЗАВДАННЯ

на магістерську дисертацію студенту Зымовцю Ігорю Олексійовичу

1. Тема дисертації «Модель захоплення наночастинок оптичним пінцетом» і науковий керівник дисертації Чадюк В'ячеслав Олексійович, доцент,

к.т.н. затверджені наказом по університету від <u>29.01 2018 р. № 310-с</u>

2. Термін подання студентом дисертації: «____»____2018 р.

3. Об'єкт дослідження: математична модель захоплення наночастинок за допомогою оптичної пастки.

4. Предмет дослідження: На базі порівняльного огляду науково-технічної літератури щодо методів маніпулювання нанорозмірними частинками за допомогою лазерного пінцету розробити математичну модель процесу захоплення та утримання в пастці, виміряти сили що діють на захоплену частинку, побудувати відповідні залежності. Розробити функціональну схему приладу та провести вибір компонентів.

5. Перелік завдань, які потрібно зробити: Огляд науково-технічної літератури по методах оптичного захоплення; розробка математичної моделі; розробка функціональної схем установки; проведення відповідних розрахунків. **6. Орієнтовний перелік графічного (ілюстративного) матеріалу:** Функціональна схеми установки оптичного захоплення; плакати з рисунками графіками та формулами.

7. Перелік публікацій:

1. Зімовець І.О., к.т.н. Чадюк В.О. «Позиціювання мікрооб'єктів за допомогою лазерного випромінювання», перспективні напрямки сучасної електроніки : збірник матеріалів Х-ї науково-практичної конференції. НТУУ КПІ, ФЕЛ, 7-8 квітня 2016р. С. 47-49

2. Зімовець І.О., к.т.н. Чадюк В.О. «Модель лазерного пінцету», перспективні напрямки сучасної електроніки : збірник матеріалів XI-ї науковопрактичної конференції. НТУУ КПІ, ФЕЛ, 6-7 квітня 2017р. С. 166-169

8. Дата видачі завдання : 12.02.2018

Календарний план

Mo	Hoope gravin numerica	Topy	Πητιγίστα
JNO	пазва етапів виконання	гермін	примпка

3/П	магістерської дисертації	виконання	
		етапів магістер-	
		ської дисертації	
1.	Огляд науково-технічної літератури по	10.04.2018	
	методам оптичного маніпулювання		
2.	Розробка функціональної схеми та вибір	20.04.2018	
	компонентів	20.04.2010	
3.	Розробка та дослідження фізико-		
	математичної моделі лазерного пінцету,	20.04.2018	
	розрахунок параметрів	30.04.2018	
8.	Оформлення пояснювальної записки та		
	плакатів.	15.05.2018	
	Підготовка доповіді.		

Студент гр. ДЕ-61 М

І.О. Зімовець

Науковий керівник дисертації

В.О. Чадюк

ΡΕΦΕΡΑΤ

Модель захоплення наночастинок оптичним пінцетом / Магістерська дисертація зі спеціальності 171– Електроніка спеціалізації «Електронні прилади та пристрої». Зімовець Ігор Олексійович. НТУУ «КПІ імені Ігоря Сікорського». Факультет електроніки, кафедра електронних приладів та пристроїв. Група ДЕ-61М : НТУУ «КПІ імені Ігоря Сікорського», 2018. – 105 с., іл. 39, табл. 4.

Ключові слова: лазерний діод, лазерний пінцет, оптичний пінцет, мікро- та нанопозиціонування, оптична пастка, сила тиску світла, градієнтна сила, математична модель лазерної пастки, результуюча сила оптичного захоплення.

Короткий зміст роботи: Завданням дисертації роботи є побудова математичної моделі оптичного маніпулювання нонорозмірними частинками.

В теоретичній частині пояснюються фізичні принципи, на яких базується робота устаноки лазерного пінцету, розглянуті різні конструкції установок з оптичними пастками, описана конструкція установки лазерного пінцета та її принцип дії.

В конструкторсько-технологічній частині було представлено функціональну схему установки лазерного пінцета з однією оптичною пасткою, проведений опис його конструктивних елементів та їх параметрів. До кожного елемента схеми наведені відповідні параметри. Також, були обчислені та відображені на графіках залежності розсіювальної, градієнтної та результуючої сили.

АНОТАЦІЯ

Завданням дисертаційної роботи є побудова математичної моделі оптичного захоплення нанорозмірних частинок, побудови функціональної схеми установки лазерного пінцету.

В теоретичній частині пояснюються фізичні принципи, на яких базується робота устаноки лазерного пінцету, розглянуті різні конструкції установок з оптичними пастками, описана конструкція установки лазерного пінцета та її принцип дії, технологія виготовлення напівпровідникових діодів на гетероструктурах.

В конструкторсько-технологічній частині було представлено функціональну схему установки лазерного пінцета з однією оптичною пасткою, проведений опис його конструктивних елементів та їх параметрів. До кожного елемента схеми наведені відповідні параметри. Також, були обчислені та відображені на графіках залежності розсіювальної, градієнтної та результуючої сили.

SUMMARY

The purpose of the thesis is to construct a mathematical model of optical capture of nanosized particles, to construct a functional scheme for the installation of laser pincers.

In the theoretical part explains the physical principles underlying the operation of equipment for laser tweezers, examined various design systems with optical traps described construction installation laser tweezers and its principle of operation, manufacturing technology for semiconductor diodes heterostructures.

In design and technology of the scheme was introduced functional installation of laser tweezers one optical trap spent a description of its structural elements and their parameters. Each element of the scheme are appropriate options. Also, they were calculated and displayed on the graphs of the dependence of the scattering, gradient and resultant force.

Перелік позначень, символів та скорочень

- ІЧ Інфрачервоне випромінювання
- ППР Поверхнево плазменний резонанс
- LOT Lensless Optical Trapping (Безлінзове оптичне захоплення)
- ПММА Поліметилметакрилат
- ЛД Лазерний діод
- ПГС Подвійна гетероструктура
- LED Light-emitting diode (Світлодіод)
- МПЕ Молекулярно-променева епітаксія
- МОС Металоорганічні сполуки
- ГФЕ Газофазна епітаксія
- ККД коефіцієнт корисної дії

BCT	УП			
1.	Принцип роботи оптичного пінцету12			
	1.1.	Захоплення та переміщення частинок світлом 12		
	1.2.	Різновиди оптичних пінцетів15		
	1.3.	Різновиди оптичних пасток15		
	1.3.1.	Однопучкова 2D пастка15		
	1.3.2.	Левітаційна пастка16		
	1.3.3.	Двопучкова ЗD-пастка17		
	1.3.4.	Однопучкова 3D-пастка 20		
	1.3.5.	Інтерференційна пастка20		
	1.4.	Усунення недоліків оптичних пасток		
	1.4.1.	Порожнисті (кільцеві) пучки		
	1.4.2.	«Оптичні пляшки»23		
	1.4.3.	Оптичне обертання23		
	1.4.4.	Бесселеві пучки		
	1.5.	Матриці пасток		
	1.6.	Голографічний оптичний маніпулятор 27		
	1.7.	Частинка в лазерному промені		
	1.8.	Волоконно-оптичний пінцет 33		
	1.9.	Лазерний пінцет на еванесцентних полях		
	1.10.	Практичне застосування35		
	1.10.1.	Розділення ізотопів		
	1.10.2.	Лазерні щипці у сортуванні клітин		
	Виснов	вки до розділу 1		
2. Ф	ізичні пр	роцеси в оптичному пінцеті 40		
	2.1.	Аналіз захоплення частинки лазерним випромінюванням з		
точн	ки зору г	еометричної оптики 40		
	2.2. Розгляд роботи оптичного пінцета в наближенні Релея 4			
	2.3.	Розрахунок сил оптичного захоплення для частинок		
розм	при яки:	х можна порівняти з довжиною хвилі 47		

2.4.	Взаємодія світла з різними типами частинок 47		
2.4.1.	Взаємодія з металевими наночастинками 48		
2.4.2.	Взаємодія світла з зарядженими частинками 50		
2.4.3.	Взаємодія світла з нейтральними частинками 50		
2.4.4.	Оптичні властивості напівпровідникових наночастинок		
(квантових	точок)		
2.4.5.	Взаємодія світла з атомами51		
2.5.	Порівняння альтернативних засобів для		
наноманіпу.	лювання		
2.6.	Лазерні діоди 53		
2.7.	Методи отримання наноматеріалів 58		
2.7.1.	Епітаксія 60		
2.7.2.	Літографія61		
2.7.3.	Наносферная літографія62		
2.7.4.	Колоїдна літографія62		
2.7.5.	Самоорганізація63		
2.8.	Модель взаємодії лазерного пінцета з наночастинкою 65		
Висно	вок до розділу 271		
3. РОЗРОБКА КОНСТРУКЦІЇ ЛАЗЕРНОГО ПІНЦЕТА 72			
3.1.	Функціональна схема лазерного пінцета		
3.2.	Ефективність оптичного захоплення наночастинки75		
3.3.	Калібрування установки оптичного пінцета		
3.4.	Конструктивні елементи лазерного пінцета		
3.5.	Розрахунок сил, діючих на частинку 85		
3.6.	Аналіз результатів розрахунків95		
Висно	вки до розділу 397		
висновкі	A		
ПЕРЕЛІК В	ИКОРИСТАНОЇ НАУКОВО-ТЕХНІЧНОЇ ЛІТЕРАТУРИ. 99		

ВСТУП

В останні роки все більшого розвитку зазнає така сфера дослідження як оптика наноструктур, істотну увагу приділяють вивченню властивостей металевих і діелектричних наночастинок. За кілька років досягнуто суттєвого прогресу в розвитку методик виготовлення наночастинок заданої структури та функціональних властивостей. При дослідженні наночастинок, принципово важлива можливість управляти (маніпулювати) положенням наночастинки.

Одним з перспективних методів управління положенням нанооб'єктів став метод оптичного пінцета (optical tweezers) [4,5]. Методика оптичного пінцета дозволяє захопити окрему наночастинку в перетяжці сфокусованого лазерного променя, в цунтрі якої створюються сили затягування через великі градієнти електромагнітного поля.

Оптична пастка, може захоплювати об'єкти до 5нм, і може використовуватися для визначення сил, що перевищують 100pN з роздільною здатністю 100aN.

Оптичне захоплення і маніпулювання мікроскопічними об'єктами за допомогою лазерного пінцета є перспективним напрямком в галузі лазерної оптики. Об'єктом маніпуляції може бути колоїдна частинка, молекула, атом , клітина, вірус, деталь мікро- або наномехенізму тощо. Також оптичні пінцети дозволяють сортувати такі об`єкти.

Сил, що виникають при оптичному захопленні, досить, щоб проводити маніпуляції з клітинами і внутрішньоклітинними об'єктами без фізичного контакту з ними [4]. Таким чином, стає можливим дотримання стерильності біологічних об'єктів при їх захопленні і маніпулюванні. Лазерний пінцет набуває все більшого поширення в різних напрямках досліджень і практичного застосування: біологія [5], мікрохірургія [7], атомна фізика (лазерне охолодження) [6], біофізика.

В даний час існує велика кількість пристроїв для маніпуляцій мікроскопічними об'єктами з використанням оптичних пасток (оптичні пінцети). Ці пристрої відрізняються кількістю оптичних пасток, видами лазерів, що використовуються як джерело випромінювання, які утворють пастку. Також існують різні способи реалізації управління оптичним захопленням і його позиціонування.

Існує кілька основних видів оптичних пасток:

- оптичні пастки, з лазерним випромінюванням ну-льової моди,

- оптичні пастки, засновані на використанні Ерміт-гауссових, Лагерагауссових і Беселевих пучків,

- багатопроменеві оптичні пастки.

Комерційні установки для маніпуляцій мікроскопічними об'єктами з використанням оптичних пасток в даний час дорогі і складні.

Громіздкість і висока ціна установки зокрема обумовлені дороговизною і розмірами оптичних компонентів, і тим, що в них в якості джерела випромінювання використовуються газові або твердотільні лазери.

Застосування напівпровідникових лазерів для мікроманіпуляцій мікроскопічними об'єктами дозволяє істотно зменшити габарити і вартість пристроїв з використанням оптичних пасток.

В даній роботі описані типи оптичних пасток, їх переваги та недоліки, основні параметри лазерного пінцета та їх вплив на захоплений об'єкт, умови захоплення частинки з максимальною ефективністю в оптичну пастку, принцип роботи лазерного пінцета, його види та застосування у сучасному світі.

1. Принцип роботи оптичного пінцету

1.1. Захоплення та переміщення частинок світлом

Світлові сили були передбачені Ньютоном більше трьохсот років тому. Вперше ці сили були теоретично підтверджені Максвелом в 1873 р. і базувалися на його електромагнітній теорії [8]. Саме він і назвав цю силу радіаційної силою або силою радіаційного тиску (англ. radiation force, radiation pressure). Знаючи, що імпульс світла змінює свій напрямок при проходженні через сферичну частинку, Максвелл припустив, що частинка буде піддаватися впливу сили відповідно до закону збереження імпульсу. Однак спроби експериментально зареєструвати ці сили в той час виявлялися безуспішними через те, що ці сили дуже малі. У той час не було джерел світла, потужних настільки, щоб помітити цей ефект. В 1901 р. за допомогою крутильних вагів, розміщених у вакуумній камері, російському фізику П.М. Лебедєву вдалося виміряти величину тиску світла на механічний пристрій [9]. Багато років цей експеримент залишався єдиним практичним підтвердженням можливості оптичного випромінювання впливати на фізичний об єкт. Тільки в 60-ті роки XX століття, після винаходу лазерів, з'явилися нові можливості для вивчення сил подібного роду. В 1968 р. В.С. Летохов [10] теоретично довів, при яких умовах і при яких параметрах лазерного випромінювання можливо переміщувати атоми в просторі.

Перші роботи по захопленню і переміщенню мікрочастинок були проведені американським фізиком Артуром Ашкіним в 1970 р. [11]. Тоді було теоретично і експериментально продемонстровано можливість утримання діелектричної частинки в заданій області простору за допомогою сфокусованого пучка лазерного випромінювання. Також він показав, що ці радіаційні сили можуть бути використані для безконтактного і неруйнівного захоплення окремих мікрочастинок в розчині. Таке явище було названо оптичним (лазерним) захопленням.

Схема захоплення частинок була запропонована Ашкіним в 1986 році. Вона грунтувалася на фокусуванні лазерного променя за допомогою короткофокусної лінзи з великою числовою апертурою (об'єктивом мікроскопа). Великий градієнт інтенсивності світла в фокальній області цієї лінзи може забезпечити стабільне захоплення діелектричних об'єктів. Тоді ж була вперше захоплена і переміщена в розчині полістирольна частинка розміром приблизно 25 мкм. Термін «лазерний пінцет» (англ. optical tweezers) був введений для опису цієї однопроменевої схеми.

У 1987 р. Ашкін та ін. показали, що за допомогою лазерного пінцета можливе неруйнівне захоплення біологічних об'єктів [12]. Тоді співробітниками цієї лабораторії були проведені експерименти по захопленню бактерій.

В даний час в біології та медицині широко використовують лазерний пінцет. За його допомогою реалізоване захоплення вірусів та бактерій [13], досліджено рух хромосом [14].

Окрім транспортування і локалізації мікрочастинок, лазерне випромінювання використовується для деформації мікрочастинок і вимірювання еластичних властивостей біологічних об'єктів, наприклад, молекул ДНК [15], еритроцитів [16].

Останнім часом прослідковується тенденція по зменшенню розмірів об'єктів в дослідах та розробках, що в свою чергу робить актуальним виробництво мікромашин і молекулярних двигунів, розробку мікромеханізмів та мікрокомпонентів [17].

Лазерні пастки дають можливість безконтактного маніпулювання крихкими об'єктами, зменшуючи ризик їх поломки, забруднення та псування. Вже було продемонстровано можливість захоплення, маніпулювання, повороту несферичних частинок. Мікромеханізми можуть бути різної форми, в залежності від задачі для якої створені.

В роботі [16] розглядається оптичне захоплення в області перетяжки сильно сфокусованого гауссового пучка частинок, які мають різні форми: сферичну, циліндричну, кільцеву, зіркоподібн, кубічну та ін., їх розміри становлять 1–10 мкм. Безконтактне маніпулювання і орієнтуванння таких об'єктів забезпечує можливість спрощення збирання, кріплення або ж ремон-

ту мікромеханізмів.

Наприклад, в роботі [16] використовується оптичний обертальний момент 10⁻¹⁵ Н*м для управління обертанням мікромашинного елементу, захопленого в оптичну пастку.

Унікальною особливістю оптичного пінцету є можливість вивчення властивостей одиничних мікрооб'єктів. Досягається це тим, що, як правило, використовується суспензія мікрочастинок; це дозволяє вивчати самі мікрочастинки без урахування їх взаємодії з підкладкою. Для запобігання перегріву і руйнування зразків довжину хвилі лазера вибирають таким чином, щоб речовина захоплюваних об'єктів і навколишньої середовища не поглинали на цій довжині хвилі. Саме тому для формування оптичних пасток зазвичай використовують лазери з довжиною хвилі в інфрачервоному діапазоні. Метод оптичного пінцету є унікальним засобом для розв'язку задач, пов'язаних з описом властивостей об'єктів на мікромасштабах. Він дозволяє з великою точністю вимірювати сили від декількох фемтоньютонів до десятків піко ньютонів. Ці сили можна порівняти з силами міжклітинної та молекулярної взаємодії. Тим самим оптичний пінцет дозволяє вивчати біофізику окремих клітин чи молекул, розширює можливості у таких напрямках як біофотоніка і біомедицина.

Типи лазерних пучків.

В оптичних пінцетах зазвичай використовують гауссові пучки (основні поперечні лазерні моди ТЕМ₀₀, поперечний розподіл амплітуди випромінювання в яких описується функцією Гаусса). У 1986 р. A. Ашкін розвинув концепцію однопучкових лазерних пінцетів, що діють за використання лазерних мод високого порядку, тобто ермітрахунок гауссових пучків (TEM₀₁ або TEM₁₀), лагерр-гауссових пучків (TEM_{pl}) і бесселевих пучків. Лазерні пінцети на лагерр-гауссових пучках мають унікальну можливість втягування в пастку частинок з високим оптичним відбиттям і поглинанням. Лагерр-гауссові пучки також мають власний кутовий момент, який може обертати частинки. Цей ефект спостерігається без зовнішнього механічного або електричного регулювання променя. Передаючи світло з круговою поляризацією і використовуючи хвильову пластинку, можна надати гауссовому пучку спіновий орбітальний момент.

Окрім лагерр-гауссових пучків, бесселеві пучки як нульового, так і вищих порядків, мають орбітальний момент, а також унікальну властивість утримувати одночасно багато частинок на деякій відстані одна від одної [18]. Орбітальний момент пучків високого порядку також дозволяє їм керувати штучними наномашинами [19].

1.2. Різновиди оптичних пінцетів

Типи оптичних пінцетів:

- лазерні однопроменеві та багатопроменеві;
- лазерні інтерференційні;
- лазерні голографічні;
- світлодіодні;

Оптичні пастки створюють:

- для маніпулювання в площині (2D) або в об'ємі (3D);
- зі складною просторовою структурою;
- з вихревою компонентою;
- з неоднорідним розподілом стану поляризації.

1.3. Різновиди оптичних пасток

В залежності від конкретної задачі, оптичні пастки бувають різних типів, більш докладніше розглянемо їх види.

1.3.1. Однопучкова 2D пастка

Перші експерименти зі спостереження прискорення мікронних частинок, зважених в рідині та газі, описані в [29] (рис.1.1). В експерименті використовувались латексні ($n_p=1,58$) сферичні частинки 0,59, 1,31 і 2,68 мкм в діаметрі, розчинені у воді ($n_s=1,33$). ТЕМ₀₀-мода аргонового лазера з радіусом

перетяжки w₀=6,2 мкм горизонтально фокусувалась на окрему частинку через скляну кювету товщиною 120 мкм.



Рис.1.1. Схема експерименту по прискоренню руху частинки

Спостереження велося за допомогою мікроскопу. Частинка розміром 2,68 мкм потрапляла в пучок потужністю 19 мВ не по центру, притягувалась до осі пучка та прискорювалась в напрямку руху світла(швидкість ≈ 26 мкм / с) поки не впиралася в стіну кювети, залишаючись захопленою в пучку. Після відключення лазера частинка починала броунівський рух.

Експериментально показано, що частинки з більш високим, ніж навколишнє середовище, показником заломлення пригтягуются в області високої інтенсивності. Менш щільні, ніж навколишнє середовище, частинки (наприклад, бульбашки повітря розміром 8 мкм, створені взбовтуванням) миттєво виштовхувалися поза межі оптичного пучка.

1.3.2. Левітаційна пастка

Перша пастка була створена в AT&T Bell Labs в 1970 р. [29]. У розробленій тоді «левітаційній» пастці використовувалась сила тиску випромінювання, що є джерелом потоку фотонів, спрямованих вгору і діючих проти сили гравітаційного тяжіння(рис.1.2.).

Сила тиску світла мала в порівнянні з іншими силами і, як правило, повинна діяти проти сили тяжіння. Величина сили, яка створюється лазером потужністю в кілька миліват, зазвичай знаходиться в діапазоні декількох піконьютонів. Однак, частинки з невеликими розмірами порядка мкм можуть бути підняті і утримані проти сили тяжіння.



Рис. 1.2. Схема експерименту по левітації

При використанні оптичної левітації спостерігалася зміна сили тиску випромінювання на прозорі діалектричні сферичні об'єкти в залежності від довжини хвилі та їх розміру [30].

1.3.3. Двопучкова ЗД-пастка

Для вивчення взаємодії між декількома мікрооб'єктами, а також для управління протяжними мікрооб'єктами часто використовують багатопроменеві оптиетичні пінцети, які дозволяють працювати одночасно з декількома оптичими пастками. Для створення багатопроменевих пінцетів часто застосовують кілька джерел лазерного випромінювання, розбиття одного лазерного променя на два по поляризації, застосовують акустооптичні дефлектори, які здійснюють розгортку та часову модуляцію лазерного променя з високою частотою [31], рідкокристалічні просторові модулятори світла [32-33]. Для стабільного захоплення уздовж оптичної осі була запропонована [29] двохпучкова пастка, яка використовує два зустрічних гаусових пучка. Експериментально спостерігалось, як частинка, що знаходиться поблизу одного з пучків, притягувалась в точку рівноваги. При відключенні одного з лазерів частинка починала швидко прискорюватися в напрямку діючого пучка і повільно поверталась в точку рівноваги при включенні лазера. В зв'язку з такими пастками була сформована оптична теорема Ерншоу[34].

Оптична теорема Ерншоу. В [34] доводиться теорема Ерншоу для оптичного випромінювання: неможливо захопити маленьку діелектричну частинку в точку стабільної рівноваги у вільному просторі, використовуючи тільки розсіюючу силу тиску світла. Ця теорема є аналогом теореми Ерншоу в електростатиці, яка стверджує, що неможливо захопити заряджену частинку. використовуючи тільки електростатичні сили. Таким чином, пастки нейтральних атомів, засновані на використанні сил розсіювання є фактично нестабільними. Ці пастки здатні тільки охолоджувати атоми за допомогою світла з частотою нижче частоти резонансного поглинання атома. Для стабільного захоплення малих частинок необхідна градієнтна сила, і щоб сильніше захопити частинку, потрібно максимізувати її внесок в загальну силу.

Щоб подолати обмеження оптичної теореми Ерншоу в [35] була далі продовжена аналогія з електростатикою. У електростатиці відомо, що для зарядженої частинки можна створити стабільну пастку за допомогою змінного електричного поля (частинка просто коливається навколо одного положення - «осцилююча» пастка). За аналогією була запропонована пастка зі змінним світлом, яка повинна бути стабільною для нейтральних частинок. Схема такої пастки складається з двох гаусових пучків (TEM₀₀-мода). спрямованих назустріч один одному. Точка рівноваги розташовується між їх фокусами в дальній зоні. Зміна напряму проводиться за допомогою електрооптичного поляризаційного модулятора.



Рис.1.3. Схема двопучкової пастки: а) пучки направлені назустріч один одному, тоді аксіальне положення (Р) стабільно, а поперечне (Q) – нестабільне; б) (через півцикла) напрямок пучків перемикається на зворотній(в схемі це ортогональна поляризація) і стабілізується поперечне положення, а аксіальне – перестає бути

стабільним [36].

Недоліком даної пастки є складність, так як однопучкові оптичні пастки можуть бути сконструйовані, використовуючи лазер та мікроскоп, а двопучкові - з частин мікроскопу таких як об'єктив, лінзи, при цьому виникає складність їх об'єднання. Також, оптичне випромінювання лазерів, які використовуються в двопучкових оптичних пастках, мають бути вирівняні з точність менше діаметра захопленої чатинки. При неточностях вирівнювання пучків, частинка починає дрейфувати, що негативно впливає на результати вимірвань так як складно проводити корекцію результатів. Тому, якщо потрібно захопити частинку з діаметром менше мікрометра, налаштувати два лазера так, щоб їх пучки майже накладувались один на одного дуже складно, тому доцільно використовувати однопучкову пастку. Схеми з двома лазерними пучками використовують для захоплення частинок, показник заломлення яких менший за показник заломлення середовища. Для того, щоб пучки на інтерферували між собою, площини їх поляризації мають бути перпендикулярними.

1.3.4. Однопучкова 3D-пастка

В попередніх «левітаційних» пастках [37] стабільність осьового захвату залежала від балансу розсіювальної сили та сили гравітації, так як осьова градієнтна сила мала. В [1] описана однопучкова пастка, в якій створено поздовжній градієнт інтенсивності за рахунок сильного фокусування пучка. За допомогою цієї пастки стабільно захоплені діелектричні частинки розміром від 0,025 до 10 мкм в водному розчині. Експериментально продемонстровано від'ємний тиск випромінювання, або силової компоненти (яка пов'язана з осьовим градієнтом інтенсивності), яка втягувала частинку назад в фокус.

Фізична природа зворотної градієнтної сили особливо наочна при розгляді частинок, діаметр яких значно перевищує довжину хвилі ($\geq 10\lambda$). Тоді, для опису можна використовувати променеву оптику. Для стабільного захоплення релеєвських частинок (діаметр яких набагато менше λ) необхідно, щоб градієнтна сила, притягуюча частинку назад в фокус пучка, перевищувала силу розсіювання, яка толкає її вперед.

Альтернативой однопучковій пастці з сильним фокусуванням є двухпучкова пастка, описана раніше і здатна виробляти більш потужну захоплюючу силу при меншій числовий апертурі NA але складність створення такого приладу зростає.

1.3.5. Інтерференційна пастка

Незважаючи на великий успіх, однопучкові пастки мають певні недоліки. Якщо однопучкові пастки використовуються в схемі класичного мікроскопу (світло направлене зверху вниз). Тоді, для отримання достатньо великої сили, діючої проти направлення поширення світла, необхідно сильно фокусувати пучок. При цьому, осьова сила завжди слабкіше поперечної в три і більше разів. Таким чином. Захоплена частинка легко звільняється з пастки поблизу дзеркала, так як в цьому випадку поверхневі сили більше оптичних [38].

Щоб подолати ці недоліки, пропонується модифікувати цю пастку дно кювети покрити сильно відбиваючим шаром. Тоді, в результаті інтерференції падаючої і відбитої хвиль створюється стояча гаусовська хвиля і нанооб'єкти будуть локалізовані в пучностях(розділених $\lambda / 2$ уздовж оптичної осі) такої пастки (рис. 1.4.).



Рис. 1.4. Схема інтерференційної пастки

За допомогою відбиваючого шару створюється градієнтна сила того ж порядку. що і сила розсіювання. Навіть без спеціального сильно відбиваючого покриття дна кювети, градієнтна сила дає вагомий внесок в загальну силу випромінювання і є можливість захоплення релеєвських часток більшого розміру в порівнянні з однопучковою пасткою.

1.4. Усунення недоліків оптичних пасток

Історично основна проблема в експериментах з вивчення тиску світла полягала в руйнівних ефекти від нагрівання об'єктів. В [3] ця проблема обхо-

диться за допомогою розміщення слабопоглинаючих діелектричних частинок у відносно прозоре середовище, як правило, рідину. Однак через нагрівання в області високої інтенсивності частки все одно можуть пошкоджуватися.

Крім того, при використанні класичної пастки неможливо захопити менш щільні, а також непрозорі частки, які виштовхуються з облстей високої інтенсивності. Захвт менш щільних чатинок теж можливий, але при цьому вони повинні мати спеціальну форму.

У однопучкових пастках переміщення пастки зазвичай проводиться рухом платформи мікроскопа. Для незалежного управління многопучкової пасткою зазвичай потрібні складні установки, оснащені системою дзеркал або акустооптичні дефлекторами.

Для подолання описаних вище недоліків пропонуються різні удосконалення - це найбільш бурхливо розвиваючийся напрямок останнім часом. І найбільш перспективним тут є використання дифракційних оптичних елементів (ДОЕ). Розглянемо деякі з них більш детально.

1.4.1. Порожнисті (кільцеві) пучки

Темні або частки що мають високий кофіцієнт відбиття можуть бути оптично захоплені в рідині за допомогою кільцевих (порожнистих, вихрових) пучків в темній осьовій частині пучка. Такі пучки несуть кутовий момент, пов'язаний з вихровою структурою хвильового фронту навіть при лінійній поляризації світла. Захоплені частки обертаються завдяки передачі цього моменту від вихрового пучка. Напрямок обертання частинки залежить від напрямку закручування пучка.

В області лазерного охолодження і захоплення нейтральних атомів порожнисті пучки також викликають все більший інтерес через відштовхуючу (від областей високої інтенсивності) дію оптичної дипольної сили в поле лазера, налаштованого вище резонансу, що дозволяє обмежити рух атомів в темній внутрішньої частини порожнистого пучка і формувати пучки повільних атомів для реалізації можливостей атомної оптики. Такі пастки мають перевагу в порівнянні з захопленням в області високої інтенсивності лазерного поля, налаштованого нижче резонансу, так як в цьому випадку мінімізуються небажані ефекти, такі як нагрів при розсіянні фотонів, зміна енергетичних рівнів світловими зрушеннями.

1.4.2. «Оптичні пляшки»

В [39] пропонується використовувати синтезовану на комп'ютері голограму для формування світлового пучка, що має поздовжньо локалізовану нульову інтенсивність у фокусі. Пучок являє собою суперпозицію двох мод Гаусса-Лагерра, фазовий зсув між якими підібраний так, щоб при інтерференції вони взаємно знищувались в загальному фокусі, оточеному з усіх напрямків областями високої інтенсивності. Пропонується називати такі пучки оптичними пляшками. Можливо їх використання для стабільного 3Дзахоплення поглинаючих і менш щільних, ніж навколишнє середовище, часток (рис. 1.5).



Рис. 1.5. Розподіл інтенсивності для «Оптичної пляшки»

1.4.3. Оптичне обертання

Якщо в перших експериментах було показано, що частку можна захоплювати і переміщати, то тепер є можливість обертати і повертати (орієнтувати) частки, а використовуючи кілька таких пасток – можливо стикувати частинки. Оптичне обертання пропонує безконтактний механізм для приведення в дію оптичних микромашин і мікрокомпонент типу шестерень [40]. У біології це дає можливість легко орієнтувати біологічні препарати.

Обертання домагаються різними способами. Наприклад, є експерименти, в яких при розсіянні світла на мікрооб'єктах, що мають спеціальну спіральну форму, вони повертаються [40]. Частинку можна обертати, якщо обертати світловий пучок, в який вона захоплена [41].

Однак найбільш поширені три способи обертання захоплених частинок:

за рахунок спінового кутового моменту, який існує у полів з круговою поляризацією;

за рахунок орбітального кутового моменту, що виникає через спіральної особливості фази, наприклад, пучки Гаусса-Лагерра і Бесселя вищих порядків (передача орбітального кутового моменту відбувається за рахунок часткового поглинання світла в частці);

- за рахунок зміни фазового набігу в інтерференційній картині (при захопленні частки в інтерференційну картину між пучком, що має гвинтовий хвильовий фронт (наприклад, пучок Гаусса-Лагерра), і гауссовским пучком і обертанні цієї картини за допомогою зміни довжини шляху одного з пучків);

1.4.4. Бесселеві пучки

Бесселеві пучки мають ряд застосувань, наприклад, для транспортування атомів, і в якості нового типу оптичних пасток, коли можливий одночасне захоплення і маніпулювання ланцюжком частинок.

Механізм побудови ланцюжків частинок залежить від конструкції пастки - спрямований пучок вниз (стандартна пастка) або вгору проти сили гравітації (інверсна пастка). У стандартній конфігурації необхідно використовувати сильно сфокусований пучок, щоб послідовно піднімати частки із дна і стикувати їх в ланцюжок. У інверсній пастці частки штовхаються світловим пучком вгору в область фокусування і шикуються в вертикальному ланцюжоку. В обох випадках висота ланцюжка визначається розходженням пучка. Класичні пастки використовують гаусові світлові пучки, які не здатні захоплювати частки в декількох положеннях уздовж оптичної осі, розділених відстанню більш ніж кілька мкм, так як пучок спотворюється захопленю частинкою і сильно розходиться. Як правило, захоплення обмежується тільки однією частинкою і тільки в області фокуса.

У той же час бесселевскій пучок не розходиться і, крім того, має здатність відновлюватися через деяку відстань після того, як частина пучка була спотворена перешкодою. Ця властивість використовується для одночасного захоплення одним бесселевскім пучком нульового порядку (такий пучок має протяжну осьову фокальную лінію і виглядає, як лінія, зберігаючи свою інтенсивність і розмір) декількох частинок, розділених великою відстанню (кілька міліметрів) уздовж оптичної осі.

Теоретично досліджується можливість використання світлових пучків Бесселя, що формуються аксіконом, для дипольних пасток холодних атомів.



Рис. 1.6. Формування пучка Бесселя за допомогою аксікона

Пучки Бесселя нульового порядку дозволяють формувати протяжні (витягнуті) оптичні пастки, зручні для вивчення лінійно-захоплених газів і реалізації непроникних газових бозонів. Пучки Бесселя першого порядку можна використовувати для формування дуже вузьких атомних хвилеводів протяжністю більше сантиметра.

1.5. Матриці пасток.

Матриці пасток. Розширення можливостей пасток також досягається за рахунок формування 2D- і 3D-матриць пасток. Матриці оптичних пасток, створених за допомогою ДОЕ, мають величезний потенціал в маніпулюванні і організації мікрочастинок в складні структури, вибіркового сортування їх і вивчення спільної поведінки в багатокомпонентних структурах.

Багатопасткові системи були також реалізовані при використанні растрової механіки з швидким скануванням лазерним пучком декількох позицій (лазер «відвідує» кожну позицію пастки досить часто, щоб запобігти дифузію).

Альтернативним і найбільш перспективним підходом є поділ і напрямок лазерного пучка за допомогою ДОЕ [42].

Дифракційні оптичні масиви можуть використовуватися для дослідження механізмів фазових переходів адсорбованих атомних і молекулярних шарів, при формуванні упорядкованих колоїдних кристалів, що перспективно в області оптичних і фотонних ланцюгів.

За допомогою голографічних елементів можна створювати матрицю потенційних ям (рис. 1.7.) аналогічно енергетично-потенційному ландшафту, який зустрічають атоми при попаданні на кристалічну поверхню.

Можливість оптичного захоплення і маніпулювання великою кількістю об'єктів може бути також корисна в біоінженерії, наприклад, для контролю організації клітин при вирощуванні органів і тканин.



Рис. 1.7. Матриця потенційних ям, створених голографічних елементів.

1.6. Голографічний оптичний маніпулятор

Голографічний оптичний маніпулятор є вдосконаленим варіантом оптичного маніпулятора. Основна ідея його роботи полягає у використанні просторового оптичного модулятора із дзеркальною рідкокристалічною матрицею. Принцип її роботи полягає в тому, що кожен елемент цієї матриці можна запрограмувати на певну фазову затримку лазерного випромінювання. Після того як лазерний пучок відбивається від такого модулятора, спочатку плоский фронт лазерного випромінювання перетворюється на фронт потрібної форми. Далі цей перетворений пучок проходить через лінзу об'єктива і фокусується в заздалегідь запрограмовану тривимірну «картинку».



Рис. 1.8. Схема голографічного пінцету

Таким чином, можна отримати вже не одну пастку, а множину незалежно і тривимірно керованих пасток, програмуючи модулятор на фокусування пучка в необхідне число точок. Число пасток обмежується параметрами модулятора (гранична потужність падаючого випромінювання, розміри рідкокристалічного дзеркала). За допомогою даної методики можна маніпулювати наночастинками золота (розміром більше 10–20 нм), вуглецевими нанотрубками, прозорими мікрочастинками (0.5–10 мкм), клітинами, скупченнями клітин, бактеріями.

1.7. Частинка в лазерному промені

Частинка, розміщена в лазерному промені, набуває індукованого дипольного моменту (аналогічно тому, як це відбувається з атомом або молекулою, які потрапляють в неоднорідне електромагнітне поле). У зв'язку з тим, що розподіл інтенсивності в поперечному перерізі лазерного променя неоднорідне, інтенсивність оптичного випромінювання на осі пучка вище, ніж на периферії, тому під дією градієнта інтенсивності випромінювання частинка затягується в осьову область лазерного пучка. Можна теоретично довести, написавши рівняння для сили Лоренца, що сила, яка діє на частинку, залежить від здатності частинки поляризуватися і спрямована в бік збільшення напруженості поля. Дослідження явища взаємодії лазерного випромінювання з мікро- і нанооб'єктами пов'язане з необхідністю враховувати співвідношення між довжиною хвилі випромінювання і розміром об'єкта. З електродинаміки відомо, що при вивченні процесів розсіювання електромагнітних хвиль на матеріальних об'єктах, існують два граничних випадки. Перший режим розсіювання Мі, коли довжина хвилі випромінювання набагато менше розмірів частинки і можна використовувати наближення геометричної оптики. Другий – коли довжина хвилі набагато більше розмірів об'єкта. Якщо розмір частинки менше довжини хвилі електромагнітного випромінювання (релеївське розсіювання), то її можна розглядати як точковий диполь в електромагнітному полі. Умова захоплення оптичним випромінюванням мікрочастинок, розміри яких можуть бути кілька десятків мікрон, описуються режимом Мі-розсіювання. Оскільки показник заломлення частинки зазвичай вище, ніж у навколишнього середовища, тому заломлені промені відхиляються ближче до її осі, змінюючи напрямок свого поширення. Згідно із законом збереження імпульсу повинна виникнути сила, яка компенсує це відхилення променя (воно еквівалентно передачі імпульсу частинці або тиску світла). Якщо показник заломлення частинки буде менше показника заломлення середовища, градієнтна сила буде направлена від осі пучка, і частинка буде виштовхуватися з нього. Як тільки частинка опинилася у фокусі лазерного пучка, її можна рухати разом з лазерним променем. За допомогою оптичного пінцета можна пересувати частинки розміром від 10 нм до 10 мкм і збирати з них різні структури. Очевидно, що для діелектричних частинок, через невелике значення величини діелектричної проникності, ця сила менше, ніж для металевих частинок.

Що стосується розмірів частинки, то, чим менше частинка, тим менша кількість атомів вносять свій внесок в індукований дипольний момент і тим менше її здатність до поляризації, а значить, і менша сила, яка діє на частинку, тобто для менших частинок з великою діелектричною проникністю необхідні сильні поля, щоб утримати ці частинки в пастці лазерного пінцета. Тому потужність лазера, потрібна для захоплення діелектричних частинок, зростає зі зменшенням їх розміру [22]. При взаємодії електромагнітного випромінювання з металевими наночастинками, електрони провідності узгоджено зміщуються відносно позитивно заряджених іонів решітки. Флуктуації щільності заряду створюють електричне поле, що прагне відновити електронейтральність. Величина повертаючої сили пропорційна величині зміщення, так само як і для типового осцилятора, тому можна говорити про наявність власної частоти колективних коливань електронів в частинці. Якщо частота коливань падаючого світла збігається з власною частотою коливань вільних електронів поблизу поверхні металевої частинки, спостерігається різке збільшення амплітуди коливання «електронної плазми», квантовим аналогом якої є плазмон. Умовою виникнення плазмонного резонансу є наближення до нуля дійсної частини знаменника поляризовності металевої наночастинки. Якщо частота лазера точно налаштована на частоту поверхневого плазмонного резонансу (ППР), відбудеться різке збільшення частоти поверхневої моди частинки, що викличе різке збільшення сили впливу зовнішнього поля на частинку. На частоті плазмонного резонансу металева частинка виштовхується з області фокуса. Це пояснюється переважанням однієї з двох сил – негативної градієнтної сили або сили розсіювання.

Мода може відчувати зміни фази коливань на 180°, миттєво змінюючи при цьому напрямок дії сили. Зменшуючи частоту лазера, можна домогтися затягування металевої наночастинки в область фокуса або її виштовхування. Спочатку вважалося, що управляти металевими наночастинками за допомогою лазерного пінцета неможливо через високий коефіцієнта відбиття. У 1992 році К.Свобода і С.Блок провели експеримент [23], який показує, що 40 нм золоті наночастинки можна захопити оптичним пінцетом з довжиною хвилі випромінювання, яка не співпадає з довжиною хвилі поверхневого плазмонного резонансу. У порівнянні з діелектричними частинками такого ж розміру, золоті поляризуються сильніше (це обумовлено високою величиною діелектричної проникності), а значить, для їх утримання оптичним пінцетом потрібні більш сильні поля. Для того, щоб знизити потужність лазерних джерел, потрібну для утримання металевих наночастинок, можна спробувати змінити імерсійну рідину, в якій знаходяться частинки. Зі збільшенням показника заломлення імерсійної рідини жорсткість пастки зросте, це означає, що можна буде використовувати менш потужні лазери, але при цьому утримувати частинку пінцетом з тією ж силою.

Слід зазначити, що в полі неперервного лазерного випромінювання використання сильно поглинаючих металевих частинок призводить до значних теплових ефектів.

Виключення з правил. Щоб оптичний пінцет використовував сили тиску світла, необхідно, щоб частинка поляризувалася в зовнішньому електричному полі, і на її поверхні з'являлися зв'язані заряди. При цьому зв'язані заряди повинні створювати поле, спрямоване в протилежну сторону. Тільки в цьому випадку частинки будуть прямувати до області фокуса. Якщо ж діелектрична постійна середовища, в якій знаходиться частка, більше діелектричної постійної речовини частинки, то поляризація частинки буде зворотним, і частка буде прагнути зміститися з області фокуса. Так, наприклад, ведуть себе повітряні бульбашки, плаваючі в гліцерині.

Також є ще одне обмеження. Якщо абсолютний показник заломлення матеріалу частинки буде менше, ніж у середовища, в якій вона знаходиться, то частинка буде відхиляти світло в іншу сторону, а значить, прагнути зміститися подалі від осі променя. Прикладом можуть бути ті ж повітряні бульбашки в гліцерині. Тому оптичний пінцет працює краще, якщо відносний показник заломлення матеріалу частинки більше.

<u>Оптичне зв'язування.</u> Коли група мікрочастинок утримається монохроматичним лазерним пучком, розташування мікрочастинок у межах оптичної пастки залежить від перерозподілу сил взаємодії між частинками через наведені дипольні моменти. Можна сказати, що кластер мікрочастинок і світло в його межах зв'язані в одне ціле [24]. <u>Можливі межі захоплення частинок в оптичну пастку.</u> Принципова можливість оптичного захоплення об'єктів визначається балансом між контрастом показників заломлення об'єкта і середовища, в якому він знаходиться, розміром і масою частинки, довжиною хвилі оптичного випромінювання і поглинанням об'єкта на цій довжині хвилі. Зазвичай метод оптичного пінцета застосовується для захоплення частинок з розмірами 0,5–10 мкм. При цьому оптичне захоплення можливо як для більших, так і для менших частинок.

Максимальний розмір частинок, з якими можна працювати за допомогою методу оптичного пінцета, визначається декількома факторами. При збільшенні розміру частинки відбувається безперервне зростання сили тяжіння, що діє на неї. При значному збільшенні інтенсивності лазерного випромінювання захоплені об'єкти починають нагрівалися випромінюванням, їх теплова енергія зростає, амплітуда броунівського руху збільшується. В певний момент кінетична енергія об'єкта стає більше потенціалу оптичної пастки. Тому метод оптичного пінцета стає непридатний для частинок порівняно великого розміру. Для маніпулювання великими частинками можна використовувати більш грубі методи, наприклад, мікропіпетки.

Для частинок малого розміру градієнтні сили захоплення пропорційні об'єму частинки, в той час як сили, пов'язані з розсіянням лазерного випромінювання, що діють на частинку вздовж напрямку лазерного пучка, пропорційні квадрату об'єму частинки. Тому стає можливим захоплення широкого кола частинок малого розміру (10-1000 нм), наприклад частинок з високим коефіцієнтом відбиття, які при великих розмірах виштовхувалися б з пастки. В одній з перших робіт Ашкіна [25] експериментально було продемонстровано захоплення частинок з розмірами від 25 нм до 10 мкм, розміщених у воді. Однак питання про можливість оптичного захоплення частинок часто розглядається з точки зору зручності експерименту. Для реальних досліджень властивостей частинок і силової взаємодії між ними методом оптичного пінцета часто необхідна їх візуалізація, тому розмір частинок не повинен бути істотно менше довжини хвилі випромінювання, що використовується для освітлення зразка. За критерієм Релея роздільна здатність об'єктиву виражається залежністю довжини хвилі та числової апертури:

$$R = \frac{1.22\lambda}{2NA}.$$
 (1.1)

Для візуалізації менших частинок необхідно застосовувати спеціальні методи збільшення контрасту, такі як метод темнового поля або диференціальна інтерференційно-контрастна мікроскопія.

1.8. Волоконно-оптичний пінцет

У такій реалізації методу оптичного пінцета лазерне випромінювання подається через оптичне волокно. Волокно підбирається таким чином, щоб на виході з нього існував такий градієнт інтенсивності лазерного випромінювання, щоб при установці двох оптичних волокон на одній осі, як показано на рис.7, поблизу центрального положення утворилася оптична пастка. Такі лазерні пінцети були вперше створені А. Констеблем [26] і Дж. Гюком [27], які використовували цю методику для розтягування мікрочастинок.

Поперечна стабільність захоплення мікрооб'єктів в такій пастці досягається за рахунок наявності градієнтних сил в області накладення випромінювання від двох волокон.



Рис. 1.9. Схема волоконно-оптичного пінцета з двома оптичними волокнами (а) та захопленою частинкою (б)

Стабільність захоплення вздовж осі поширення випромінювання досягається за рахунок рівності сил тиску світла на об'єкт з боку протилежних джерел лазерного випромінювання. Така реалізація значно простіша в порівнянні з оптичними пінцетами на базі мікроскопів, так як не вимагає дорогих і складних оптичних елементів.

Ще одна перевага даного методу полягає в тому, що оптичні волокна і захоплений в пастку об'єкт досить далеко рознесені один від одного в просторі, що дозволяє одночасне використання інших оптичних або механічних методів вивчення об'єкта. Подібний метод дозволяє не тільки захоплювати мікрооб'єкти, але і управляти ними, змінюючи потужність випромінювання на виході одного з волокон [28]. Таку систему можна використовувати, щоб вимірювати в'язкість і еластичність клітин, з високою чутливістю. Недавні дослідження досягли великого успіху у диференціації ракових клітин від нормальних.

1.9. Лазерний пінцет на еванесцентних полях

Еванесцентне поле — електромагнітне поле, що проникає вглиб поверхні, від якої світло відбивається при повному внутрішньому відбитті. Це світлове поле затухає за експоненціальним законом, проникаючи в матеріал менш ніж на довжину хвилі. Еванесцентне поле знайшло цілий ряд застосувань у оптичній мікроскопії нанометрових об'єктів; оптична мікроманіпуляція стає ще одним його застосуванням.

У лазерних пінцетах неперервне еванесцентне поле може бути створене, коли світло розповсюджується через оптичний хвилевід (багаторазове повне внутрішнє відбиття). Результуюче еванесцентне поле має направлений імпульс, і рухатиме мікрочастинки уздовж напрямку свого поширення. Цей ефект був відкритий вченими С. Кавата і Т. Сугіура в 1992 р. [29]. Дослідники показали, що поле може зв'язувати частинки в тонкому шарі товщиною близько 100 нм. Цей ефект розглядають як тунелювання фотонів до частинок через проміжок між відбиваючим світло середовищем і оптичною призмою. В результаті виникає направлена оптична сила.

Недавня версія лазерних пінцетів на еванесцентному полі використовує широку оптичну поверхню, що дозволяє одночасно скеровувати багато частинок в бажаному напрямі, не використовуючи хвилевід. Ця методика названа безлінзовим оптичним захопленням (англ. *Lensless Optical Trapping*, *LOT*) [30]. Точно направленому руху частинок допомагає лінування Рончі (англ. *Ronchi Ruling*) або створення у скляній пластинці чітких оптичних потенціальних ям. Останнім часом вчені працюють над фокусуванням еванесцентних полів.

1.10. Практичне застосування

1.10.1. Розділення ізотопів

В [9] А. Ашкін показує можливість поділу різних газів з допомогою оптичної маніпуляції, заснованої в даному випадку на силах радіаційного тиску (рис. 1.10). У запропонованій схемі лазерне світло діє як насос, штовхаючи резонансні атоми (гуртки) в камеру 1, та не діючи на нерезонансні атоми (точки).



Рис. 1.10. Поділ газів за допомогою резонансного світлового тиску лазерного випромінювання.

При поглинанні атому відома як енергія, так і імпульс фотона. Нехай атом, спочатку знаходиться в основному стані, з найнижчою енергією, поглинає фотон резонансного випромінювання. Атом не тільки переходить в збуджений стан, а й отримує збільшення швидкості в напрямку падаючого світла. Перш ніж повернутися в основний стан, атом залишається в збудженому стані протягом деякого часу, званого часом життя. Це повернення відбувається спонтанно з випусканням фотона тієї ж частоти в довільному напрямку. При цьому атому повідомляється ще один імпульс з довільним напрямком, відповідний деякій швидкості. При наступних поглинаннях і спонтанному випусканні фотонів довільно спрямовані імпульси світлової віддачі взаємно гасяться, і, в кінцевому підсумку, резонансний атом отримує імпульс, спрямований уздовж світлового променя.

Ця оптична сила, названа резонансним світловим тиском, має низку унікальних властивостей. По-перше, вона не зростає до нескінченності зі збільшенням оптичної потужності, а насичується до певної максимальної величини, яка пов'язана з кінцевим часом життя збудженого стану. Другим
унікальною властивістю цього ефекту є вимога точного резонансу. Розглянемо лазерний пучок, налаштований в резонанс з спочиваючим атомом. Якщо атом починає переміщатися в напрямку світла під дією світлового тиску, то в наслідок допплерівського зсуву він більше не буде знаходитися в точному резонансі і сила зменшиться.

Припустимо, що двокамерний посудину наповнений двома різними газами і що світло знаходиться в резонансі тільки з одним з газів. Постійна сила при насиченні, діюча на резонансні атоми, викликає експоненціальне розподіл тиску вздовж трубки, що з'єднує камери, найбільше значення якого знаходиться в далекій камері, і падаючої до найменшого значення в ближній камері, коли система приходить в рівновагу з силою світлового тиску. На другий газ світло не діє. У цій же роботі автор припускає можливість розділення ізотопів на основі сил радіаційного тиску за рахунок изотопического зсуву резонансної частоти. Очевидно, що даний напрямок представляє широкий практичний і науковий інтерес. Так на сьогоднішній день вже існує лазерний спосіб поділу ізотопів. Однак він заснований на тому, що різні ізотопи поглинають світло з різною довжиною хвилі. І за допомогою точно налаштованого лазера можна вибірково іонізувати атоми якогось певного ізотопу. Утворені іони можна легко відокремити, припустимо, магнітним полем.

1.10.2. Лазерні щипці у сортуванні клітин



Рис. 1.11 Сортування клітин за допомогою лазеру

Принцип роботи установки оптичні сортуваннях клітін [4]. Ламінарні потоки (з камер А и В), один з якіх несе клітини, протікають крізь розділову камеру (РК), розміром ~ 100 мкм. У цій камері створюються трівімірні оптичні ґратки (у цьом випадка об'ємноцентрована кубічна ґратка, ОЦҐ), з допомогою якої один тип клітін віштовхується в потік А.

Одна з найпошіренішіх систем сортуваннях клітін використовує метод цітометрії та детекцію флюоресцентного світла. У цьом методі суспензія біологічних клітін сортується у кілька контейнеров за флюоресцентними характеристиками кожної клітини у потоці. Процес сортуваннях контролюється електростатічною системою відхилення, яка скеровує клітіну до певного контейнеру зміною напруги прікладеного електричного поля.

У оптично керованій системі сортування, клітини пропускають через дво- або тривимірні оптичні ґратки. Без поляризації електричним полем клітини сортуються в залежності від того, як вони заломлюють світло. Для створення таких оптичних ґраток група Кішана Долакіа розробила методику використання дифракційної оптики й інших оптичних елементів[4]. З іншого боку, група в Університеті Торонто побудувала сортувальну систему, використовуючи просторовий світловий модулятор[18].

Головний механізм сортування — розташування вузлів оптичних ґраток. Коли потік клітин проходить через оптичні ґратки, на них діють сили тертя і градієнтні сили від найближчих вузлів оптичної ґратки. Змінюючи розташування вузлів, можна створити оптичну доріжку, якою будуть рухатися клітини. Але така доріжка буде ефективною тільки для клітин з певним показником заломлення. Лише вони будуть ефективно відхилятися нерівномірним світловим потоком. Регулюючи швидкість потоку клітин і потужність світла можливо отримати хороше оптичне сортування клітин.

Для високої ефективності оптичного сортування баланс сил у системі сортування потребує точного юстування. Зараз в Університеті св. Ендрю (Велика Британія) створена велика дослідницька група для роботи над цією проблемою. У випадку успіху ця технологія зможе замінити традиційне флюоресцентне сортування клітин[19].

Висновки до розділу 1

Оптичний пінцет поступово стає основним інструментом наноелектроніки, нанофотоніки та молекулярної біології, відкриваючи небачені раніше можливості для дослідження та конструювання наносвіту.

В огляді розглянуто перспективні напрямки лазерної оптики – оптичне маніпулювання наночастинками. Об'єктом маніпуляціїї може бути: колоїдна частинка , молекула, атом та навіть жива клітина чи деталь мікромеханізму. Опис взаємодії лазерного об'єкта з частинкою може проводитись в рамках квантової чи коасичної електродинаміки. Як правило для захоплення використовується неперервне лазерне випромінювання , хоча можливо застосовувати фемтосекундні лазери. Типи заплюваних частинок достньо різноманітні: атоми, діелектричні та маталеві частинки та частинки з різним коефіцієнтом відбиття.

При маніпулюванні частинками широко використовуються голограмы та дифракційні оптичні елементи, які дозволяють формувати різні лазерні пучки з заданими властивостями.

2. Фізичні процеси в оптичному пінцеті

Оптичне мікроманіпулювання можна проаналізувати трьома окремими методами, використовуючи апарат хвильової оптики для великих частинок (діаметр частинки значно більший довжини хвилі світла $d \gg \lambda$), наближення електричного диполя для релеївських частинок ($d \ll \lambda$) та узагальнена теорія Лоренца-Мі оптичного захоплення.

2.1. Аналіз захоплення частинки лазерним випромінюванням з точки зору геометричної оптики

Промені лазерного випромінювання, падаючи на прозору сферичну частинку, зазнають таких явищ як заломлення і відбивання на її поверхні, що в свою чергу призводить до виникнення оптичних сил. Розглянемо більш детально процес падіння одиничного лазерного променя на частинку. Силу *F*, діючу на частинку зі сторони одного променя світла, можна записати як:

$$\vec{F} = F_{grad}\vec{\iota} + F_{scat}\vec{k}, \qquad (2.1)$$

де \vec{l} та \vec{k} – одиничні вектори, паралельний та перпендикулярний напрямку падаючого на частинку променя (рис. 2.1). На рисунку розглянуто випадок, коли показник заломлення частинки більший за показник заломлення середовища, причому прийняті позначення: P – потужність лазерного променя, R і T– коефіцієнти Френеля для відбиття і пропускання, \acute{n} – нормаль до поверхні сфери, F_{tot} (або просто F) – результуюча сила розсіювальної та градієнтної сили.



Рис. 2.1 Проходження одного променя через сферичну прозору частинку

Для одиничного променя Ашкін показав що силу розсіяння, F_{scat} , і градієнтну силу, F_{grad} , можемо записати як,

$$F_{scat} = \frac{n_1}{c} P\left(1 + R\cos 2\theta - T^2 \frac{\cos(2\theta - 2\varphi) + R\cos 2\theta}{1 + R^2 + 2R\cos 2\varphi}\right), \tag{2.2}$$

$$F_{grad} = \frac{n_1}{c} P\left(Rsin2\theta - T^2 \frac{\cos(2\theta - 2\varphi) + Rcos2\theta}{1 + R^2 + 2Rsin2\varphi}\right),$$
(2.3)

де θ – кут падіння; φ – кут заломлення променя [31]. Перший коефіцієнт, $\frac{n_1 P}{c}$ – це імпульс, що передає один промінь частинці. Повна сила, діюча на частинку, являє собою векторну суму сил всіх променів, які складають лазерний пучок. На рис.2.2 показана дія градієнтної сили на частинку.



Рис.2.2. Розташування частинки збоку від центру розподілу інтенсивності

Центр мікрочастинки знаходиться симетрично двом падаючим променям різної інтенсивності, де *a* - промінь з меншою інтенсивністю, *b* - з більшою; F_{grad} — сила, яка представлена променем з більшою інтенсивністю і яка зумовлює рух в сторону більшої інтенсивності; сила F_{scat} сприяє руху вздовж пучка. Результуюча цих двох сил F_b зумовлює рух в центр променя.

В даному випадку виникає дві протилежні сили: $F_{scat} = F_{R1} + F_{R2}$, та $F_{grad} = F_{g1} + F_{g2}$. В даному випадку виконується умова $F_{scat} < F_{grad}$ тому частинка прямує до центра перетяжки променя.



Рис.2.3. Випадок розташування частинки нижче осі променя

Основне співвідношення, що описує силу захоплення і потужність лазерного випромінювання, можна записати:

$$F = Q \frac{nP}{c}.$$
 (2.4)

де Q – безрозмірний параметр ефективності захоплення, який характерезує конкретний лазерний пінцет, n – показник заломлення середовища. Величина Q залежить від числової апертури об'єктива, розміру перетяжки пучка в області його фокусування, довжини хвилі, стану поляризації і структури моди лазерного випромінювання, а також від показника заломлення частинки, розміру та її геометрії.

Умовою вдалого проведення експерименту є умова, за якою відношення показників заломлення середовища і частинки m > 1,1.

2.2. Розгляд роботи оптичного пінцета в наближенні Релея

Під дією зовнішнього електричного поля в діелектричних мікрооб'єктах індукується дипольний момент. У випадку, коли діаметр захопленої в пастку частинки значно менше довжини хвилі світла, задовольняється умова розсіювання Релея, і частинку можна розглядати як точковий диполь, розташований в неоднорідному електромагнітному полі.

Розглянемо знаходження частинки поруч з областю фокуса, де напруженість електричного поля поступово зростає (крайня ліва частинка на рис. 2.3) при русі зліва направо. У цьому місці частинка теж буде поляризована, але електричні сили, що діють на позитивні (F+) і негативні (F-) зв'язані заряди, будуть різні. Відповідно, на частинку буде діяти результуюча сила, направлена вправо, до області фокуса.



Рис. 2.4. Схематичне зображення трьох частинок, що знаходяться в неоднорідному електричному полі фокусуючого світлового променя поблизу області фокуса. Знаками "+" і "-" показані зв'язані заряди, що виникли на поверхні частинок при їх поляризації. Електричні сили, що діють на позитивні (F +) і негативні (F-) зв'язані заряди, викликають рух часток у напрямку до області фо-

куса.

На крайню праву частинку (рис.2.4), яка знаходиться з другої сторони фокуса, буде діяти результуюча сила, направлена вліво до області фокуса за

аналогічним принципом. Таким чином, всі частинки, локалізовані біля оптичного фокусу лазерного випромінювання, будуть втягуватися ним в пастку.

Щоб оптичний пінцет використовував сили, описані вище, необхідно, щоб частинка поляризувалася в зовнішньому електричному полі, і на її поверхні з'являлися зв'язані заряди. При цьому зв'язані заряди повинні створювати поле, спрямоване в протилежну сторону. Тільки в цьому випадку частинки будуть рухатись до області фокуса.

Сила, що діє на діелектричну частинку в наближенні точкового диполя, визначається силою Лоренца:

$$F = (p \cdot \Delta)E + \frac{dp}{dt} \times B, \qquad (2.5)$$

де Е і В – вектори напруженості електричного і магнітного полів відповідно, р – індукований в частинці диполь. Перший доданок визначається взаємодією диполя з неоднорідним електромагнітним полем сфокусованого лазерного пучка. Другим членом можна знехтувати, так як він є похідною за часом величиною, яка лінійно пов'язана з вектором Пойнтінга. При цьому вважається, що потужність лазера не змінюється з часом, тому середнє значення похідної цієї величини дорівнює нулю.

Важливо відзначити, що в цьому випадку повна сила Лоренца, що діє на частинку радіусом $\alpha = d/2$ в середовищі з показником заломлення n_m , може бути розділена на дві компоненти. Першу традиційно називають градієнтною силою. Вона пропорційна градієнту інтенсивності лазерного випромінювання. Градієнтна сила визначається взаємодією диполя з неоднорідним електромагнітним полем:

$$F_{grad} = \frac{2\pi\alpha}{cn_m^2} \Delta I_0, \qquad (2.6)$$

де α характеризує здатність сфери поляризуватись, причому

$$\alpha = n_m^2 a^3 \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right). \tag{2.7}$$

Видно, що градієнтна сила спрямована у напрямку градієнту електромагнітного поля, тобто в область найбільшої інтенсивності світла в центрі перетяжки пучка, в разі, коли m > 1. Друга складова сили пов'язана з ефектом розсіювання лазерного випромінювання і пропорційна інтенсивності світла, причому вона спрямована вздовж напрямку поширення лазерного пучка. Ця сила визначається поглинанням і перевипроміненням світла точковим диполем. Для частинки з радіусом а $<< \lambda$ ця сила може бути записана як

$$\mathbf{F}_{scat} = \frac{I_0 \,\sigma \,n_m}{c},\tag{2.8}$$

де I_0 – інтенсивність падаючого на частинку випромінювання, σ – переріз розсіювання частинки, n_m – показник заломлення середовища, c – швидкість світла у вакуумі, m – відношення показника заломлення частинки до показника заломлення середовища n_p/n_m , λ – довжина хвилі випромінювання лазера, що формує пастку. Переріз розсіювання можна знайти з формули

$$\sigma = \frac{128\pi^5 a^6}{3\lambda^4} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}\right)^2.$$
 (2.9)

В результаті додавання цих двох сил місце рівноважного положення буде зсуватися вздовж розповсюдження пучка відносно максимуму інтенсивності (рис. 2.5)



Рис. 2.5. Результуюча сила що діє на частинку при оптичному захопленні.

Стабільне захоплення мікрочастинки в однопроменевому оптичному пінцеті можливо, коли відношення градієнтної сили до сили, пов'язаної з розсіюванням, більше одиниці для положення з максимальним значенням градієнта інтенсивності. Для гауссового пучка з розміром фокальної плями ω ці умови досягаються при аксіальному положенні об'єкта

$$z = (\pi \omega_0^2) / (\sqrt{3} \lambda), \qquad (2.10)$$

тобто умову стабільного оптичного захоплення можна записати в такий спосіб: $\frac{F_{grad}}{F_{scatt}} \ge 1.$ (2.11)

Важливо підкреслити, що при зміщенні захопленого мікрооб'єкту з центру пастки на нього починає діяти повертаюча сила оптичного пінцета. На даному принципі базується фотонно-силова мікроскопія. Таким чином метод оптичного пінцету дозволяє проводити вимір сил що діють на обєкт.

2.3. Розрахунок сил оптичного захоплення для частинок розміри яких можна порівняти з довжиною хвилі

На практиці часто зустрічаються об'єкти дослідження, розміри яких суворо не підходять під умови розсіювання Релея або наближення геометричної оптики – розміри цих об'єктів можна порівняти з довжиною хвилі лазерного випромінювання. Більш того, далеко не завжди досліджувані об'єкти мають сферичну форму. Для розрахунку сил, що діють на такі об'єкти в оптичній пастці, використовують метод, запропонований в роботах [20,21]. У цих роботах розглядається випадок, коли розмір досліджуваних частинок і довжина хвилі лазерного випромінювання мають один порядок величини, а сама частинка може мати несферичну форму. Наближення плоских хвиль при вирішенні задачі розсіювання світла на частинці у разі, коли вона знаходиться в перетяжці лазерного пучка, не вірно. Картина розсіювання на захопленій частинці залежить від її положення всередині пучка. Для точного рішення рівнянь Максвелла і розрахунку картини розсіювання використовується метод *T*-матриць, який полягає у встановленні зв'язку між хвилею, що падає на частинку, і розсіяною хвилею.

Після обчислення векторних сферичних хвильових функцій для одного положення початку координат, можливо вирахувати зміни векторних сферичних хвильових функцій при обертанні системи координат або переміщенні початку відліку по схемі поступових приближень. Таким чином можно обчислити поле E_{Bx} та E_{Bux} . Далі можна знайти оптичну силу, що діє на досліджувану частинку, інтегруючи напруженість по поверхні, що обмежує частинку.

2.4. Взаємодія світла з різними типами частинок

Відомо, що оптичні властивості наночастинок сильно відрізняються від властивостей об'ємного матеріалу, з якого вони виготовлені. Так для металевих наночастинок виникає інтенсивна смуга поглинання у видимій або ультрафіолетової області спектра, а для напівпровідникових виникає цілий ряд переходів не властивих об'ємним напівпровідників. Це пов'язано з квантоворозмірними ефектами, коли до цього вільний електрон стає обмеженим поверхнею наночастинки.

Дипольний момент визначається як сума добутків зарядів системи на радіуси-вектори цих зарядів. Для одних молекул такий дипольний момент існує і при відсутності будь-якого зовнішнього поля. Для інших він дорівнює нулю і утворюється тільки в присутності зовнішнього електричного поля через перерозподіл заряду.

2.4.1. Взаємодія з металевими наночастинками

Спектри поглинання малих металевих частинок характеризуються важливою відмітною особливістю - смугою інтенсивності, що лежить в УФ або видимому діапазоні спектра, відсутньої у макрозразках. Походження цієї смуги пов'язано з колективним рухом електронів частки в поле електромагнітної хвилі, обмеженому поверхнею. Це виражається в появі так званого поверхневого плазмонного резонансу. Природа

плазменного поглинання пов'язана з тим, що під дією електричного поля падаючої електромагнітної хвилі електрони провідності в малій частці зміщуються щодо позитивно зарядженого йонного остову (рисунок 1).



Рис. 2.6. Розподіл зарядів на поверхні малої металевої частки в електричному полі світлової хвилі в різні моменти часу (Т - період коливань хвилі)

Цей зсув носить колективний характер, при якому рух електронів є узгодженим по фазі. Однак колективним рух електронів стає лише за відсутності загасання - в тому випадку, якщо середня довжина вільного пробігу електронів перевищує розмір частки. Оскільки в електричному полі електрони провідності в малій частці прагнуть сконцентруватися поблизу її поверхні, то така поверхнева хвиля електронної щільності перерозподіляється з одного полюса частки на інший з частотою зовнішнього поля.

Оптичні властивості ізольованих наночастинок, хоча і визначаються квантово-розмірними ефектами, досить задовільно відтворюються в рамках теорії Мі, що розглядає властивості сферичних металевих частинок, що знаходяться в діелектричній середовищі, на основі класичної електродинаміки. Стосовно до малих металевим частинкам, в рамках теорії Мі також виникає оптичний резонанс (резонанс Мі), пов'язаний з колективним збудженням електронної плазми, який аналогічний плазмонного резонансу.

Примітно, що в даному підході, фізичні властивості самої частки в явному вигляді не входять в рівняння теорії Мі; передбачається, що ці властивості можуть бути описані за допомогою комплексної діелектричної проникності матеріалу частинки, що характеризує макрозразки. Однак підвищення точності розрахунків вимагає певної модифікації оптичних констант макрозразків, що враховує розмірний ефект, внесок якого зростає при розмірах частинок менше 10 нм.

Таким чином, ізольовані наночастинки металів, з важливими для нас розмірами порядку декількох нанометрів, володіють наступними спектральними характеристиками: резонансна частота плазменного збудження (частота Флеріха, резонанс Мі) відповідає довжинам хвиль, які лежать в синьофіолетовій області спектру, при цьому ширина резонансної лінії близька до 100 нанометрів. Звертає на себе увагу аномально високе значення електродіпольного моменту переходу, складова величину порядку 103 Дебай, що на три порядки більше ніж максимальне значення цієї величини для атомних і молекулярних переходів.

2.4.2. Взаємодія світла з зарядженими частинками

Взаємодія диполя з сильним полем лазерного випромінювання призводить до обертання або коливання молекулярної осі. При постійному дипольному моменті і постійному електричному полі молекули орієнтуються вздовж напрямку поля. Електричне поле електромагнітної хвилі змушує заряджені частинки осцилювати. Тоді лоренцевское взаємодія з магнітним полем хвилі штовхає заряд в напрямку поширення хвилі. Так як хвиля дає імпульс заряду, то це означає, що вона сама має імпульс. Тенденція молекул вишиковуватись під дією змінного лазерного поля добре відома в нелінійній оптиці.

2.4.3. Взаємодія світла з нейтральними частинками

Для неполярних молекул в світловому полі має місце оптичний ефект Керра: атоми і молекули, початково не мають постійного дипольного моменту, набувають його під дією поля - поляризуються. Причина поляризації полягає в тенденції електронів зрушити в напрямку, протилежному напрямку напруженості електричного поля, в той час як важкі позитивно заряджені ядра практично не зміщуються. Негативно заряджені електрони прагнуть зайняти область, протилежну напрямку вектора напруженості зовнішнього електричного поля. При цьому дипольний момент пропорційний напруженості поля, а коефіцієнт пропорційності називають властивістю молекули до поляризації.

Практично в будь-яких молекулярних середовищах виникає оптичний ефект Керра, що приводить до залежності показника заломлення від напруженості поля лазерного випромінювання і анізотропії цього показника заломлення щодо напрямку поляризації випромінювання [14].

2.4.4. Оптичні властивості напівпровідникових наночастинок (квантових точок)

Другим цікавим нанооб'єктів, що володіє яскраво вираженим дискретним спектром, відмінним від об'ємних зразків, є напівпровідникові наночастинки (квантові точки). У літературі квантовими точками називають широкий клас об'єктів, в яких проявляється ефект розмірного квантування енергетичних спектрів електронів, дірок і екситонів.

У широкому сенсі під квантовими точками розуміється будь-яка 3-х мірна потенційна яма, заповнена напівпровідниковим матеріалом, з характерними розмірами порядку декількох нанометрів, в якій рух електронів, дірок і екситонів обмежена в 3-х вимірах. З усієї різноманітності об'єктів потрапливших під дане визначення найцікавішими є квантові точки, що володіють рухливістю, тобто їх гідро- або аерозолів. Тут ми дамо лише короткий аналіз оптичних властивостей цих об'єктів.

Спектральні особливості об'ємних напівпровідниках визначаються взаємодією електронів і дірок (екситон Ваньє-Мотта). При цьому спектр цих екситонів залежить від роду напівпровідника і від взаємодії з коливаннями кристалічної решітки. Це призводить до виникнення таких ефектів як зменшення рухливості електронів і дірок через розсіювання, невеликої зміни ефективної маси, появі фононної частотної смуги в оптичному поглинанні і емісії, що веде до однорідного розширення спектральних ліній. Ця взаємодія також визначає динаміку напівпровідникових пристроїв. Зокрема, випромінювання оптичних фотонів є основним механізмом релаксації «гарячих носіїв», що визначає роботу напівпровідникових лазерів.

2.4.5. Взаємодія світла з атомами

Перші експерименти були пов'язані з гальмуванням атомів. Поглинання фотона призводить до передачі імпульсу одного фотона в напрямку проти руху атома. Подальше випромінювання фотонів ізотропно з усіх напрямків і в середньому не дає передачі імпульсу. В результаті атом гальмується на один імпульс фотона за кожну подію розсіювання.

Хоча в кожному окремому процесі розсіювання, що є причиною зміни швидкості, порядок величини зміни швидкості невеликий (~ 1 см / с), передача імпульсу в секунду може бути дуже велика, якщо частота подій розсіювання висока. Цього можна досягти підстроюванням довжини хвилі падаючого світла близькою до резонансу в спектрі поглинання атома. Таким чином досягається більш 10⁷ циклів поглинання-випромінювання в секунду.

Сила, що виникає при дії випромінювання оптичного діапазону на нейтральні атоми, може бути дуже суттєвою, особливо поблизу лінії атомного резонансу. Ця сила може бути розглянута за аналогією з силою Лоренца, що виникає при дії поля на атомні диполі оптичних частот, або як наслідок збереження імпульсу при абсорбції (поглинання) або рееміссіі (випромінюванні) світла атомами.

У разі взаємодії світла з атомами повну силу розглядають у вигляді трьох компонент, що виникають відповідно з поглинання, спонтанного випромінювання і індукованого випромінювання. Дві перших [18] мають загальну назву розсіюючих сил. У плоскій хвилі присутні тільки вони. Спонтанне випромінювання, симетричне по кутовому розподілу, вносить флуктуації в цю силову компоненту. Середня розсіювальна сила, внаслідок збереження імпульсу, спрямована уздовж хвильового вектора падаючої хвилі. Залежність швидкості атома від цієї сили привела до ідеї оптичного охолодження і гальмування [19]. Якщо частота світла налаштована нижче резонансу, тоді будь-який рух атомів у напрямку або проти світлового пучка призводить до істотного доплеровского зміщення і тим самим до появи сили, протилежної цьому руху.

<u>Резонансні пастки.</u> Сила, що виникає при впливі на нейтральні атоми, може бути істотна при частоті випромінювання близькою до лінії резонансу атома. Ідея застосування сил резонансного тиску була застосована для створення пасток для рухомих атомів, теоретично

дозволяють охолодити атом до тисячних Кельвіна. Дія випромінювання на атоми може дозволити проводити селекцію по швидкості, поділ ізотопів, генерацію поперечно охолоджених або поздовжньо уповільнених і обмежених атомних пучків, також прискорення

нейтральних томів до високих швидкостей [9]. Можливість створити потік повільних атомів зі швидкістю близько 1 см / с відкриває широкий спектр

додатків для т.зв. атомної оптики [10]. Це новий напрямок в науці початок бурхливо розвиватися, і вже реалізовані на основі тиску світла: дзеркала, роздільники пучків, лінзи для атомів, атомні інтерферометри, що демонструють високу чутливість, перспективні програми включають «атомний пінцет», атомну літографію, атомні лазери [11].

2.5. Порівняння альтернативних засобів для наноманіпулювання

Таблиця 2.1. Порівняння оптичних пінцетів, атомно-силової мікро-
скопії (АФМ) та магнітних пінцетів.

	Оптичні пінцети	AFM	Магнітні пінце-
			ТИ
Просторова розділь- на здатність (nm)	~0.2	~0.2	~5
Тимчасова роздільна здатність (ms)	~0.1	1	> 1
Жорсткість (pN/nm)	0.05-1	> 10	~0
Градація сили взаємодії(pN) Force resolution	0.02	~10	0.001
Максимальна сила (pN)	250	>1000	~100
Переваги	Висока роздільна здатність. Легке та специфічне приєд- нання біомолекул. Зворотний білок згортається і розгор- тається. Застосуван- ня в молекулярних двигунах.	Діапазон вимірювання високої сили. Єдиномо- лекулярна здатність до зйомки.	Можливості застосування крутного мо- менту та постійної сили. Порівняно легка конструкція.
Недоліки	Комплексне будів- ництво. Суворі еко- логічні вимоги. По- тенційна фото- шкода.	Неправильне рішення сили. Неконкретні взаємодії. Важко вивчати білкові складні та моле- кулярні двигуни.	Відносно слабке просторово- часове розв'я- зання.

2.6. Лазерні діоди

Найбільш поширені на сьогоднішній день лазерні діоди (ЛД) з подвійною гетероструктурою (ПГС), яка утворена переходами типу N-p-P і P-n-N. При їх виготовленні потрібно ретельне відпрацювання технологічного циклу, оскільки в області переходів відбувається контакт двох різних матеріалів, що відрізняються, хоча і незначно, будовою кристалічної решітки. Від якості вирощування такої структури в цілому залежать всі експлуатаційні характеристики випромінювача. За рахунок застосування ПГС з'являється можливість:

- збільшення ефективності інжекції;
- збільшення внутрішньої квантової ефективності;
- зменшення втрат випромінювання на поглинання в матеріалі ЛД.

На малюнку 2.4 показана спрощена схема ЛД на основі ПГС типу N-P-P. Вона являє собою поперечний розріз аналізованого елемента. Як правило, в сучасних ЛД використовується осьове випромінювання, при якому формується потік фотонів поширюється уздовж вузькозонного шару d.



Рис. 2.7. Структура поперечного перерізу смужкового лазера типу N-p-P

Активна область представляє собою матеріал з більш високим значенням діелектричної проникності. Хвиля, що формується на її кордонах може зазнавати повного внутрішнього відбиття. Тоді активна область може бути представлена у вигляді відрізка діелектричного хвилеводу. Торці області, які виконують роль напівпрозорих дзеркал, «перетворюють» активну область з хвильової точки зору в діелектричний резонатор.

Також в даний час все більш широке поширення набувають лазерні діоди на основі гетероструктур з квантово-розмірною активною областю (квантовою ямою). Такі лазери часто називають гетеролазери з квантовою ямою. Зменшення товщини активного шару гетеролазеру, що представляє собою потенційну яму, до величини, порівнянної з довжиною хвилі де Бройля (λ = h/p =10нм) призводить до двовимірного квантування і виникнення дискретних енергетичних рівнів [36]. Ширина квантової ями і її склад визначає кількість рівнів в її межах і відповідні енергії, визначаючи таким чином довжину хвилі випромінювання. На рис. 2.5 схематично показана InGaAs / GaAs / InGaP лазерна гетероструктура з квантової ямою і її зонна діаграма.



Рис.2.8. Лазерна гетероструктура з квантовою ямою і її зонна діаграма: 1 – п⁺-GaAs підкладка; 2 – обмежуючий шар n-InGaP; 3 – хвилевідний шар GaAs; 4 – активна область InGaAs; 5 – обмежуючий шар p-InGaP; 6 – контактний

шар р⁺-GaAs; 7, 8 – омічні контакти

Якщо забезпечити безперервний приплив електронів в С-зону і їх відтік з V-зони, то електрони з зони провідності будуть безперервно рекомбінувати з дірками з валентної зони, випромінюючи кванти світла з енергією ħω, яка дорівнює відстані між задіяними в рекомбінації рівнями (рис. 2.6). У структурах з квантовими ямами функція щільності станів має ступінчастий вигляд.

Перевага гетеролазера з квантовими ямами полягає у високій квантової ефективності, низькому пороговим струмі і слабкій чутливість до змін температури.



Рис. 2.9. Зонна діаграма і діаграма щільності станів в гетеролазерах з квантовою ямою: E_{hh1} , E_{hh2} – рівні важких дірок, E_{lh1} – рівень легких дірок

До числа основних характеристик напівпровідникового лазера відносять:

- потужність випромінювання;
- діаграма спрямованості випромінювання;
- довжина хвилі випромінювання моди;
- спектральна ширина;
- поляризація випромінювання;
- швидкодія;
- термін служби.

Діаграма спрямованості. Типова діаграма спрямованості оптичного випромінювання ЛД показана на рис. 2.8, а.



Рис. 2.10. Діаграма спрямованості і характер оптичного випромінювання ЛД: *a* – діаграма спрямованості; *б* – конус випромінювання; *в* –залежність випромінюваної потужності від кута у взаємно перпендикулярних напрямках

Як видно, діаграма випромінювання лазера несиметрична (2.8 рис., б). Її ширина, яка вимірюється на рівні половинної потужності, 20° менш в площині, паралельній переходу, і більш 40° в перпендикулярній площині. На малюнку 2.8, в показана залежність випромінюваної потужності від кута у взаємно перпендикулярних напрямках. Діаграма спрямованості має форму еліптичного конуса.

Довжина хвилі випромінювання. Довжиною хвилі випромінювання ЛД вважається довжина хвилі λ_0 , на якій вихідна потужність максимальна.

Спектральна ширина випромінювання $\Delta\lambda$ - інтервал довжин хвиль, в якому спектральна потужність становить половину максимальної. Реально смуга пропускання резонатора обмежена і спектр випромінювання ЛД складений з відносно вузьких ліній. На малюнку 2.9 показана Залежність спектральної потужності $P(\Delta\lambda)$ від довжини хвилі для різних ЛД.



Рис. 2.11. Спектральні характеристики багатомодового (*a*) і одномодового (*б*) ЛД

У багатомодових ЛД ширина кожної окремої лінії δλ = 1–3нм, інтервал між ними становить 2–5нм. У одномодових ЛД ширина спектральної лінії, що складається з однієї поздовжньої моди δλ = 0,1–0,4нм. Головна відмінна риса спектра ЛД – лінійчата структура і значно вужчий спектр.

Поляризація випромінювання. Лазерний діод забезпечує генерацію декількох окремих «майже» монохроматичних хвиль, які можна вважати частково поляризованими - орієнтація векторів електромагнітного поля визначена топологічної схемою ЛД.

Основні матеріали для напівпровідникових лазерів:

- GaAs (арсенід галію),
- AlGaAs (арсенід галію-алюмінію),
- GaP (фосфід галію),
- InGaP (фосфід галію-індію),
- GaN (нітрид галію),
- InGaAs (арсенід галію-індію),
- GaInNAs (арсенід-нітрид галію-індію),
- InP (фосфід індію),
- GaInP (фосфід галію-індію).

2.7. Методи отримання наноматеріалів

Для отримання НМ можуть бути використані різні способи які зручно розділити на три великі групи відповідно до вхідного агрегатного стану, з якого формуються НМ: отримання з газоподібного, рідкого і твердого стану. За технологією методи отримання наноматеріалів можуть бути розділені на методи порошкової металургії, методи інтенсивної пластичної деформації, контрольованої кристалізації з аморфного стану і хімічної технології. Основні методи отримання та особливості структур наноматеріалів приведені до табл. 2.2.

Як вже було сказано раніше, наночастинки і наноструктури можуть знайти широке застосування практично у всіх сферах життєдіяльності людини. Однак створення реально функціонуючих пристроїв для широкого поширення вимагає створення таких методів формування наноструктур, які дозволили б створювати бездефектні структури з контрольованою геометрією. У загальному випадку всі методи створення наноструктур можна розділити на два типи. Перший тип - метод «зверху-вниз», другий - «знизу-вгору». При методах «зверху-вниз» формування структур починається з формування великомасштабного зразка, в подальшому зменшуваного до нанорозмірів. Методи «знизу-вгору» починають з атомів і молекул і будують з них наноструктури. Розглянемо окремо реалізацію вже відомих підходів до формування наноструктур, зазначивши їх переваги та недоліки.

Табл. 2.2. Основні методи отримання наноструктурних матеріалів та особливості їх структури

Технологія	Метод	Вхідні ма-	Особливості струк-
		теріали	тури НМ
Порошкова мета-	1. газофазних осад-	Метали і	Пористість. Нерівно-
лургія	ження і компакту-	сплави.	важні граннци
	вання 2. Звичайне	З'єднання	
	пресування і спікання		
	3. Електрораерядное		
	спікання 4. Гаряче		
	пресування, кування,		
	екструзія		
Інтенсивна пла-	1. Деформація кру-	Метали і	Внутрішні напруги.
стична	чення при високому	сплави	Нерівноважні кордо-
	тиску 2. рівноканаль-		ну і стики зерен
	ної кутової пресу-		
	вання 3. Обробка		
	тиском багатошаро-		
	вих композитів 4.		
	Фазовий наклеп і		

	подрібнення струк-		
	тури деформація		
Контрольована	1. Кристалізація при	Аморфні	Субнанопорістость і
кристалізація з	нормальному тиску	речовини	призматичні дисло-
аморфного стану	2. Кристалізація при		каційні петлі
	підвищеному тиску 3.		
	Електроімпульсна		
	кристалізація		
Тонкоплівкові	1. Хімічне осадження	Метали.	Стовпчасті зерна.
технології	з газової фази 2.	сплави	Нанопористий
	Фізична осадження з		
	газової тази		
	3. Електроосадження		
	4. Золь-гель техно-		
	логія		

Найбільш часто використовуються модифіковані методи осадження матеріалів з газового середовища. В цьому випадку матеріал випаровується в атмосфері розрідженого інертного газу (гелій, аргон). Звичайно, іонноплазмове, електронно-променеве, лазерне випаровування також можуть бути використані для розпилення матеріалу.

2.7.1. Епітаксія

Як було сказано вище, технологія «знизу-вгору» зводиться до отриманню нанорозмірного об'єкта шляхом складання з окремих атомів і молекул. У більшості технологій складання наноматеріалів з окремих атомів лежить явище конденсації. Конденсація, як і зворотний процес - випаровування, є прикладом фазових перетворень речовини. Процес фазового перетворення з газу в рідину, або з рідини в тверду речовину протікає за певний час. На початковій стадії процесі перетворення утворюються наночастинки, які потім переростають в макроскопічні об'єкти. Наночастки можна отримати, якщо «Заморозити» фазовий перехід стадії. На основі явища конденсації отримують фулерени, вуглецеві трубки, нанокластери і наночастинки різного розміру. Керована конденсація атомів на поверхні кристала (Підкладки) лежить на основі технології епітаксії. Епітаксия (від грец. Ері -на, над і грец. Тахіз розташування, порядок) - розташування, порядок, або орієнтоване зростання одного кристала на поверхні іншого (підкладки). Епітаксії необхідних атомів на поверхню кристала можна виробляти як з рідкої, так і газової фази. Процес епітаксії зазвичай починається з виникнення на підкладці окремих кристалів, які зростаючись один з одним, утворюють суцільну плівку. Сучасні методи епітаксії дозволяють нарощувати шари товщиною в кілька (навіть один!) атомних шарів, а також послідовно нарощувати шари з різними фізико-хімічними властивостями. Епітаксия широко використовується в мікроелектроніці, в квантовій електроніці, в пристроях інтегральної оптики, в обчислювальній техніці і т.д.

2.7.2. Літографія

Фотолітографія на даний момент найпоширеніший метод формування структур «зверху-вниз». Оскільки експонування проводитися видимим або ультрафіолетовим випромінюванням, розміри структур обмежені дифракційною межею і складають десятки нанометрів і вище. Використання в літографії альтернативних методів експонування дозволило значно зменшити розміри одержуваних структур. Електронно-променева літографія дозволяє значно розширити можливості створення структур наномасштабів. У разі електронно-променевої літографії сфокусований пучок електронів проходить по тонкому шару резисту (полімеру чутливого до випромінювання), що робить останній більш-менш розчинними в органічному розчині. Фігурний резист використовується як маски, на яку осідають частинки, формуючи структури з добре контрольованою геометрією. Електронно-променевалітографія забезпечує дозвіл до 20 нанометрів [24]. В іонно-променевої літографії сфокусований пучок іонів (зазвичай Ga +) дозволяє легувати підкладку або створювати на ній тонкі шари нових хімічних сполук.

Роздільна здатність при іонно-променевій літографії може досягати 10 нанометрів при використанні полиметилметакрилата або неорганічних резистів [25]. Електронно і іонно-променеві літографії є хорошим інструментом для точного контролю розміру, форми і зазору в формованих металевих наноструктурах, однак високі часові та грошові витрати на процес формування структур, не дозволяють використовувати їх для масового виробництва. Тому останні дослідження в області літографії сфокусовані на створенні нешаблонних літографічних технологій, які б дозволяли створювати наноструктури з великою площею і малими витратами. До нешаблонних методів відносять наносферную і колоїдну літографії.

2.7.3. Наносферная літографія

це недорогий і універсальний гібридний метод «знизу-вгору», який використовується для створення металевих наноструктур з періодичною структурою на поверхнях. У наносферній літографії для травлення або осадження маски використовуються моношари наносфер. Одношарова наносферная літографія починається з осадження одного шару латексних або кремнієвих сферичних частинок на підкладку для отримання одношарової колоїдної кристалічної маски з щільної гексагональної упаковки. Бездефектна площа такої маски може досягати значень 10-100 мкм2 [26]. Такий колоїдний кристал має трикутні порожні простори, створені трьома сусідніми частинками, що робить ці кристали корисними в якості масок для процесів осадження або травлення. У разі адитивної літографії, метал або інший матеріал осідає з парів на маску при нормальному падінні, формуючи на поверхні наносфер тонку плівку. У подальшому, маска з осілою на ній плівкою видаляється розчиненням, при цьому матеріал, що осів в проміжки між сфер, залишається, формуючи періодичну структуру [27].

Привабливою особливістю наносферной літографії є низька вартість, універсальність і можливість формувати добре впорядковані періодичні структури з розмірами менше 100 нм. Існує багато можливостей змінювати геометрію і форму структур, а як наслідок і їх оптичні властивості. Зокрема, зміна товщини осадженого шару, розмір колоїдних сфер, число шарів, кут осадження матеріалу і т.д.

2.7.4. Колоїдна літографія

це універсальний метод, який може бути використаний для формування випадково упорядкованих масивів нанодирок, нанодисків і наноколець [28].

Це нешаблонний метод отримання наноструктур заснований на самоорганізації на підкладці поглинаючих полістиролів частинок за рахунок електростатичного взаємодії. Відстань між самоорганізованими на поверхні частинками задається міжчастинковим відштовхуванням, яке можна контролювати концентрацією електроліту в колоїдному розчині [29]. Такі випадковим чином осаджені частки можна використовувати як маску для подальшого травлення або осадження, при цьому розмір цих часток буде визначати розмір сформованої структури. Основною відмінністю колоїдної і наносферної літографій полягає в тому, що в першому випадку на поверхні не формується колоїдна структури з щільною гексагональною упаковкою. Істотним недоліком нешаблонних літографій є неможливість точного контролю розмірів, зазорів і геометрії формованої структури, оскільки вони сильно обмежені структурами які формують великі колоїдні частинок. Таким чином, розвиток ідей, що лежать в основі фотолитографії, дозволило створити ряд різновидів, дозволяють формувати наноструктури з допуском до 10 нм. Однак універсальний метод, що поєднує в собі переваги всіх (контроль форми і розмірів формуються структур, їх дешевизна і швидкість виробництва) і вільний від більшості недоліків, поки не розроблений. Методи отримання наноструктур «знизу-вгору», і зокрема методи, засновані на самоорганізації, можуть стати альтернативним шляхом для розробки технології масового виробництва наноструктурних об'єктів.

2.7.5. Самоорганізація

Неможливість подолати ряд недоліків властивих літографії, спонукала вчених шукати альтернативні методи формування наномаштабних структур. Такою альтернативою стали методи, засновані на самоорганізації, широко поширеною в природі. Це явище дозволяє формувати дуже складні комплексні функціональні структури без використання будь-яких технологічних процесів. Зауважимо, що процеси самоорганізації, заснований на хімічних, фізичних взаємодіях і селективномій взаємодії молекул, які є базою для формування наноструктур, дозволяють контролювати, як процес зростання структур, так і їх форму. Один з найпростіших методів самоорганізації заснований на можливості частинок спонтанно агрегувати за допомогою нековалентного відштовхування і притягання між ними [30]. У тому випадку, коли сили тяжіння перевищують сили відштовхування, стає можливим незворотний процес формування структури. Але відсутня можливість впливати на геометрію одержуваної структури. Методи самоорганізації, засновані на селективній хімічній взаємодії, показують дуже гарні результати.

Стабілізатор, що знаходиться на поверхні наночастинок, може не тільки перешкоджати їх спонтанній агрегації, але і брати участь в процесі контрольованого зростання з частинок агрегатів з необхідною геометрією. Так в роботі [33] було показано можливість створення з стабілізованих полімерами золотих наночасток структурованих агрегатів. Процес зростання контролювався температурою. Золоті наночастинки можуть вибірково осідати в певних місцях, через хімічної спорідненості між поверхнею наночастинок і тіолових функціональних груп на підкладках [34].

Застосування оптичного захоплення частинок і оптичних пінцетів активно застосовується для формування структур. Оптичні пінцети дозволяють формувати структури з чітко задається геометрією з необхідних часток. Так в [28] показана можливість поетапного збирання за допомогою оптичного пінцета ланцюжків з наночастинок, з необхідною геометрією. При всіх незаперечних перевагах формування структур за допомогою оптичних пінцетів має недолік, який полягає в тому, що розміри початкових частинок повинні бути порівнянні з довжиною хвилі оптичного пінцета. Можливість отримання агрегатів із золотих наночасток з розмірами 10 нм в діаметрі в перетягуванні лазерного пучка була показана в [29], однак в цьому випадку геометрією і розмірами структур управляти неможливо. Таким чином, на даний момент розроблено та апробовано досить багато методів дозволяють за рахунок самоорганізації формувати наноструктури з контрольованою геометрією. Зазвичай мінімальні розміри таких структур перевищують десятки нанометрів.

2.8. Модель взаємодії лазерного пінцета з наночастинкою

<u>Побудова моделі та її аналіз.</u> Принциповою відмінністю взаємодії діелектричної та металічної частинок з електричним полем оптичної пастки, створюваної у перетяжці лазерного пучка, є те, що у металі узгоджені коливання електронів збуджуються полем у приповерхневому шарі товщиною приблизно у довжину хвилі випромінювання λ і ці коливання мають найбільшу амплітуду на частоті поверхневого плазмового резонансу $\omega_p = \sqrt{4\pi N e^2/m_e}$, де N – концентрація електронів, e – заряд електрона, m_e – його маса, причому зі збільшенням розміру частинки зростає довжина хвилі, на якій виникає поверхневий плазмовий резонанс (табл. 2.3) [1]. У наночастинках спостеріг-гається локалізований поверхневий плазмовий резонанс (ЛППР), особливістю якого є те, що на частоті резонансу різко зростає амплітуда електричного поля як ближнього, так і дальнього поля дифракції. Еванесцентне ближнє поле зникає вже на відстані менше λ , що зумовлює високу роздільну здатність приладів, які використовують це поле для спостереження та вимірювання нанооб'єктів.

Таблиця 2.3. Залежність спектрального максимуму ЛППР від радіусу частинки Au

Радіус частинки а,	Спектральний	макси-
НМ	мум ПППР 2 нм	
5	515	
10	524	
15	526	
20	530	
25	535	
30	540	
40	553	
50	645	

Розгляньмо умови рівноваги наночастинки радіусом *a* << λ біля перетяжки лазерного пучка потужністю *P* з гауссовим розподілом інтенсивності в поперечному перерізі

$$I = I_0 \left[\frac{w_0}{w(z)} \right]^2 \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w^2(z)} \right],$$
 (2.12)

де I_0 – інтенсивність в центрі перетяжки, де x = y = z = 0; w_0 – радіус перетяжки; w(z) – радіус пучка на відстані z від перетяжки (рис. 2.13).

На досліджувану частинку, що знаходиться в розчині в області фокусування лазерного променя, діють шість сил. Перш за все, це сила тяжіння \mathbf{F}_g =mg, пропорційна масі частинки і завжди спрямована вниз. Також на частинку, що знаходиться в розчині, буде діяти сила Стокса \mathbf{F}_{St} та сила Архімеда. Сила Архімеда завжди спрямована вгору і визначається за формулою $\mathbf{F}_{Ar}=\rho_0 g \mathbf{V}_{part}$ (де ρ_0 – густина рідини, g – прискорення вільного падіння, \mathbf{V}_{part} -об'єм частинки). З боку сфокусованого лазерного променя на частинку будуть діяти дві радіаційні сили: сила світлового тиску \mathbf{F}_{sc} (розсіювальна сила) і градієнтна сила \mathbf{F}_{∇} . Остання сила яка виникає при захопленні – \mathbf{F}_{th} (термофорична) дана сила завжди направлена від центру перетяжки сфокусованого лазерного випромінювання. Розрахунки будуть проводитись без врахування остаттньої через незначний вплив в данному захоплення.



Рис. 2.12. Сили що діють на частинку що знаходиться на оптичній вісі, нижче (б) або вище (а) фокусу.



Рис. 2.13. Сили, які діють на частинку біля перетяжки лазерного пучка Рівновага сил настає за умови

$$\mathbf{F}_{sc} + \mathbf{F}_{abs} + \mathbf{F}_{\nabla} + \mathbf{F}_{g} + \mathbf{F}_{Ar} + \mathbf{F}_{St} = 0.$$
 (2.13)

Рівнодійною вище приведених сил є **F**, яку подамо її складовими вздовж осей x, y та z:

$$F_{x} = F_{sc.x} \pm F_{\nabla .x} - F_{st.x},$$
 (2.14)

$$F_{y} = F_{sc.y} - F_{g} + F_{Ar} \pm F_{\nabla . y} - F_{St.y}, \qquad (2.15)$$

$$F_{z} = F_{sc.z} \pm F_{\nabla .z} - F_{St.z},$$
 (2.16)

де у формулах (2.14)–(2.16) знак «+» знаходженню частинки вище або нижче фокусу лазерного променя.

Сила тяжіння
$$\mathbf{F}_{g} = \frac{4}{3}\pi a^{3}\rho \mathbf{g}$$
, (2.17)

де *ρ* – густина частинки, **g** – прискорення вільного падіння.

У рідині з густиною ρ_0 та в'язкістю η діятимуть ще сили Архімеда.

$$\mathbf{F}_{Ar} = \frac{4}{3}\pi a^3 \rho_0 \mathbf{g}, \qquad (2.18)$$

Так як частинка знаходиться в розчині, то на неї буде діяти сила в'язкого тертя, яка протидіє силі тиску світла(рис. 2.13) і визначається за формулою Стокса:

$$\mathbf{F}_{St} = -6\pi a \eta \mathbf{v}, \qquad (2.19)$$

де η – в'язкість середовища, **v** – швидкість частинки у полі сил.

Рівнодійну сили тяжіння та сили Архімеда(рис. 2.13) можна знайти за формулою:

$$F_{g} - F_{Ar} = -\frac{4}{3}\pi a^{3} (\rho - \rho_{0}) g , \qquad (2.20)$$

Розсіювальна сила може бути подана як

$$\mathbf{F}_{sc} = \frac{8\pi^3 \alpha_{pol}^2 n_0^2 \mathbf{S}}{3c\lambda^4}, \qquad (2.21)$$

де α_{pol} – поляризовність металу,

$$\alpha_{pol} = \frac{12\pi a^3 \left(\hat{n}^2 - n_0^2\right)}{3 \left(\hat{n}^2 + 2n_0^2\right)} , \qquad (2.22)$$

S – вектор Пойнтинга. У формулі (2.22) \hat{n} – комплексний показник заломлення металу, причому

$$\hat{n} = n + i \frac{n\alpha\lambda}{4\pi}, \qquad (2.23)$$

де *n* – дійсна частина показника заломлення, α – експоненціальний коефіцієнт поглинання [5];

$$\hat{n}^2 = n^2 \left(1 - \frac{\alpha^2 \lambda^2}{16\pi^2} \right) + i \frac{n^2 \alpha \lambda}{2\pi} \,. \tag{2.24}$$

Зробивши відповідні підстановки, отримаємо:

$$\left|\mathbf{F}_{sc}\right| = K_1 \frac{2n_0 a^6 w_0^2 P}{c\lambda^4 \left(\pi^2 w_0^4 + \lambda^2 z^2\right)} \left(\frac{n^2 - n_0^2}{n^2 + 2n_0^2}\right)^2 \times \exp\left[-\frac{2\pi^2 w_0^2 \left(x^2 + y^2\right)}{\pi^2 w_0^4 + \lambda^2 z^2}\right],$$
(2.25)

_

де $K_1 = 8,36 \cdot 10^5$.

Проекції вектора сили на координатні осі можна знайти за формулами

$$F_{sc.x} = F_{sc.y} = |\mathbf{F}_{sc}| \frac{q^2}{\sqrt{1+q^2}}, \qquad (2.26)$$

$$F_{sc.z} = |\mathbf{F}_{sc}| \frac{1}{\sqrt{1+q^2}}, \qquad (2.27)$$

$$q = \frac{(NA)^2 z}{\left[1 - (NA)^2 \sqrt{(NA \cdot z)^2 / \left[1 - (NA)^2\right] + w_0^2}\right]} \qquad (2.28)$$

Поглинальна сила [3]

$$\mathbf{F}_{abs} = \frac{2\pi n_0^2 \mathbf{S}}{c} \operatorname{Im}(\alpha_{pol}), \qquad (2.29)$$

де Im(α_{pol}) – уявна частина поляризовності.

Градієнтна сила [3]

$$\mathbf{F}_{\nabla} = \frac{\left|\alpha_{pol}\right|}{2} \nabla I , \qquad (2.30)$$

де

$$\nabla I = \frac{\partial I}{\partial x} + \frac{\partial I}{\partial y} + \frac{\partial I}{\partial z}, \qquad (2.31)$$

Знайдімо з наведених вище формул компоненти сили **F**, яка діє на частинку:

69

$$\begin{split} F_{x} &= K_{1} \frac{2n_{0}a^{6}w_{0}^{2}P}{c\lambda^{4}\left(\pi^{2}w_{0}^{4}+\lambda^{2}z^{2}\right)} \left(\frac{n^{2}-n_{0}^{2}}{n^{2}+2n_{0}^{2}}\right)^{2} \exp\left[-\frac{2\pi^{2}w_{0}^{2}\left(x^{2}+y^{2}\right)}{\pi^{2}w_{0}^{4}+\lambda^{2}z^{2}}\right] \frac{q}{\sqrt{1+q^{2}}} \mp \\ &\mp \frac{128\pi^{4}w_{0}^{4}a^{3}n_{0}P}{c\left(\pi^{2}w_{0}^{4}+\lambda^{2}z^{2}\right)^{2}} \left(\frac{n^{2}-n_{0}^{2}}{n^{2}+2n_{0}^{2}}\right) x \exp\left[-\frac{2\pi^{2}w_{0}^{2}\left(x^{2}+y^{2}\right)}{\pi^{2}w_{0}^{4}+\lambda^{2}z^{2}}\right] - 6\pi a\eta v_{x}, \end{split}$$

$$F_{y} &= K_{1} \frac{2n_{0}a^{6}w_{0}^{2}P}{c\lambda^{4}\left(\pi^{2}w_{0}^{4}+\lambda^{2}z^{2}\right)} \left(\frac{n^{2}-n_{0}^{2}}{n^{2}+2n_{0}^{2}}\right)^{2} \exp\left[-\frac{2\pi^{2}w_{0}^{2}\left(x^{2}+y^{2}\right)}{\pi^{2}w_{0}^{4}+\lambda^{2}z^{2}}\right] \frac{q}{\sqrt{1+q^{2}}} \mp \\ &\mp \frac{128\pi^{4}w_{0}^{4}a^{3}n_{0}P}{c\left(\pi^{2}w_{0}^{4}+\lambda^{2}z^{2}\right)^{2}} \left(\frac{n^{2}-n_{0}^{2}}{n^{2}+2n_{0}^{2}}\right) y \exp\left[-\frac{2\pi^{2}w_{0}^{2}\left(x^{2}+y^{2}\right)}{\pi^{2}w_{0}^{4}+\lambda^{2}z^{2}}\right] - \frac{4}{3}\pi a^{3}(\rho-\rho_{0})g - \tag{2.33}\right) \\ &-6\pi a\eta v_{y}, \end{cases}$$

$$F_{z} &= K_{1} \frac{2n_{0}a^{6}w_{0}^{2}P}{c\lambda^{4}\left(\pi^{2}w_{0}^{4}+\lambda^{2}z^{2}\right)} \left(\frac{n^{2}-n_{0}^{2}}{n^{2}+2n_{0}^{2}}\right)^{2} \exp\left[-\frac{2\pi^{2}w_{0}^{2}\left(x^{2}+y^{2}\right)}{\pi^{2}w_{0}^{4}+\lambda^{2}z^{2}}}\right] \frac{1}{\sqrt{1+q^{2}}} \pm \\ &\pm \frac{64\pi^{2}a^{3}n_{0}w_{0}\lambda^{2}zP}{c\left(\pi^{2}w_{0}^{4}+\lambda^{2}z^{2}\right)^{3}} \left(\frac{n^{2}-n_{0}^{2}}{n^{2}+2n_{0}^{2}}\right) \left[2\left(x^{2}+y^{2}\right)\pi^{2}w_{0}^{2}-\pi^{2}w_{0}^{4}-\lambda^{2}z^{2}}\right] \times \tag{2.34}$$

$$\times \exp\left[-\frac{2\pi^{2}w_{0}^{2}\left(x^{2}+y^{2}\right)}{\pi^{2}w_{0}^{4}+\lambda^{2}z^{2}}\right] - 6\pi a\eta v_{z}.$$

Напрямок дії розсіювальної сили \mathbf{F}_{sc} та поглинальної сили \mathbf{F}_{abs} задається вектором Пойнтинга S у точці розміщення наночастинки. Якщо мікрооб'єктив з числовою апертурою NA фокусує лазерне випромінювання у середовищі з показником заломлення n₀, то у поздовжньому центральному перерізі перетяжки лазерного пучка вектор Пойнтинга S у точці з координатами (y_{s}, z_{s}) є дотичним до гіперболи, яка проходить через цю точку, і описується рівнянням

$$\frac{y^2}{a^2} - \frac{z^2}{b^2} = 1, \qquad (2.35)$$

а асимптота до цієї гіперболи – рівнянням

 F_{z}

$$\frac{y}{a} - \frac{z}{b} = 1,$$
 (2.36)

де $a = w_0$, $a/b = \tan \theta$, причому $\theta = \arcsin(NA/n_0)$. Об'єднуючи ці співвідношення, отримаємо

$$y(z) = \sqrt{w_0^2 + z^2 \frac{(NA/n_0)^2}{1 - (NA/n_0)^2}}, \qquad (2.37)$$

де враховано, що tan arcsin $x = x/\sqrt{1-x^2}$. Отже, знаходячи похідну dy/dz від функції y(z) в точці (x_s , y_s), отримаємо кут нахилу вектора Пойнтинга **S** до осі Z:

$$\theta_{s} = \arctan\left[\frac{dy}{dz}|(z=z_{s})\right] =$$

$$= \arctan\frac{qz_{s}}{\sqrt{w_{0}^{2}+qz_{s}^{2}}},$$
(2.38)

де

$$q = \frac{\left(NA/n_0\right)^2}{1 - \left(NA/n_0\right)^2}.$$
 (2.39)

Отримані вище рівняння задають математичну модель взаємодії випромінювання лазерного пінцета з металічною наночастинкою та умову її захоплення перетяжкою лазерного пучка.

Висновок до розділу 2

Розглянуто детально взаємодію лазерного променя з різними типами об'єктів як за різних розмірів так і структури. Можливість оптичного пінцету проводити захоплення в першу чергу визначається такими параметрами: різницею значеннями показників заломлення об'єкта і середовища, в яку він поміщений, розміром і масою, довжиною хвилі на якій відбувається захоплення та поглиннанням випромінювання частинкою. Також вагомий внесок вносять оптичні елементи що застосовуються при побудові установки.

Було проведено опис всіх сил що діють на частинку поблизу оптичної пастки та виведено відповідні формули.

3. РОЗРОБКА КОНСТРУКЦІЇ ЛАЗЕРНОГО ПІНЦЕТА

3.1. Функціональна схема лазерного пінцета

Існують різні схеми лазерних пінцетів, які можуть відрізнятися довжиною хвилі і потужністю лазерного випромінювання, числовою апертурою об'єктива, що фокусує лазерний пучок, і т.д. В залежності від того, які функції буде виконувати лазерний пінцет, можливі відмінності в конструктивній схемі приладу. Переміщення мікрочастинок може здійснюватися як предметним столиком мікроскопа, так і лазерним променем.

В даній роботі розробляється конструкція лазерного пінцета з однією оптичною пасткою, тому розгляньмо його функціональну схему (рис.3.1).

Випромінювання лазерного діода 1 формується коліматором 2 у паралельний пучок такого діаметра, який заповнює собою вхідну апертуру мікрооб'єктива 7, що потрібно для створення максимально можливого для даного об'єктива градієнта електромагнітного поля. З виходу коліматора 2 пучок потрапляє на світлоділильну призму 6, яка спрямовує його на мікрооб'єктив 7 з великою числовою апертурою. Мікрооб'єктив 7 фокусує лазерне випромінювання в кювету 9 з водою та досліджуваним об'єктом 8.

Для візуалізації оптичного захоплення частинки використано розсіяне на ній світло, яке повертається в мікрооб'єктив 7, проходить світлоділильну призму 6 і потрапляє на світлоділильну призму 5. 3 цієї призми один пучок потрапляє на окуляр 4 і фокусується на чутливу матрицю цифрової камери 3, яка підключена до комп'ютера 13. Інший пучок зі світлоділильної призми 5
потрапляє на інтерференційний фільтр 10 і лінзою 11 фокусується на фотодіоді 12. Сигнал з фотодіоду 12 потрапляє на НЧ підсилювач 14, а потім підсилений сигнал подається на аналого-цифровий перетворювач (АЦП) 15 і перетворений цифровий сигнал потрапляє до комп'ютера 13.

Для запобігання поверненню лазерного випромінювання назад в резонатор лазерного діода, що може спричинити нестабільність лазерної генерації, в схемі використано оптичний ізолятор (16). Оптичний ізолятор складається з двох поляризаторів, осі пропускання яких знаходяться під кутом 45° одна до одної, та розташованого між ними елемента Фарадея з прикладеним постійним магнітним полем вздовж оптичної осі ізолятора (поле створюється постійним магнітом). Прямий лазерний пучок проходить крізь перший поляризатор і елемент Фарадея (магнітооптичний кристал), в якому відбувається поворот площини поляризації на 45°, а потім через другий поляризатор. Зворотний лазерний пучок проходить через другий поляризатор. Зворотний лазерний пучок проходить через другий поляризатор. Зворотний лазерний пучок проходить через другий поляризатор, а елемент Фарадея знову повертає площину поляризації випромінювання на 45°, так що площина поляризації випромінювання виявляється ортогональною до осі пропускання першого поляризатора і поляризатор не пропускає таке випромінювання, захищаючи лазер від паразитної модуляції його параметрів.

Для реальних експериментів потрібно візуалізувати захоплення частинок. За критерієм Релея роздільна здатність об'єктива залежить від довжини хвилі та його числової апертури з формули 1.8.

Для оптичного пінцета з числовою апертурою об'єктива NA = 1.25 і довжиною хвилі лазера $\lambda = 650$ нм роздільна здатність становить:

$$R = \frac{1.22 \cdot 650 \cdot 10^{-9}}{2 \cdot 1.25} \approx 0.3 \text{ MKM}.$$



Рис.3.1 Функціональна схема лазерного пінцета. 1 — лазерний діод, 2 — коліматор, 3 — цифрова камера, 4 — окуляр мікроскопа, 5, 6 — світлоділильні призми, 7 — мікрооб'єктив, 8 — захоплена частинка, 9 — резервуар, 10 — інтерференційний фільтр, 11 — лінза, 12 — фотодіод, 13 — комп'ютер, 14 — НЧ підсилювач, 15 — АЦП, 16 — оптичний ізолятор.

3.2. Ефективність оптичного захоплення наночастинки

Для досягнення максимальної ефективності захоплення частинки, лазерний пінцет потребує створення великого градієнта інтенсивності в фокальній області об'єктива. Для цього потрібні об'єктиви з максимальним значенням числової апертури. Для будь-якого обраного об'єктива захоплення буде найбільш стабільним, якщо діаметр пучка на вході об'єктива d_{obj} збігається з діаметром вхідної апертури самого об'єктива D_{obj} . Це буде відповідати максимальному куту сходження лазерного пучка в фокальній області об'єктива і, відповідно, максимальному градієнту світлової інтенсивності (рис. 3.2, а). Якщо $d_{obj} < D_{obj}$, то світловий градієнт в фокальній області об'єктива стає менше, ніж за $d_{obj} = D_{obj}$ (рис. 3.2, б.).



Рис. 3.2. Залежність градієнта інтенсивності світла від діаметра лазерного пучка на вході об'єктива

Для досягнення максимальної ефективності захоплення мікрочастинок необхідно сформувати ширину і кривизну хвильового фронту лазерного пучка до введення його в об'єктив. Для цього в схему лазерного пінцета встановлюють оптичні елементи, що формують лазерний пучок. Як правило, лазерний пучок формується за допомогою розширювача пучка або за допомогою коліматора.

Найбільший градієнт інтенсивності світла може бути отриманий у разі досягнення мінімального діаметра перетяжки лазерного пучка. Мінімальний

діаметр перетяжки, який можна отримати при фокусуванні випромінювання імерсійним об'єктивом з числовою апертурою *NA*, дорівнює [38]:

$$d_{\min} = \frac{1.22\,\lambda}{n} \sqrt{\left(\frac{n}{NA}\right)^2 - 1},\tag{3.1}$$

де n – показник заломлення імерсії, λ – довжина хвилі лазерного випромінювання. У разі використання у лазерному пінцеті об'єктива з числовою апертурою NA = 1,25 (при роботі у воді з показником заломлення n = 1,33) для випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 650$ нм отримаємо:

$$d_{\min} = \frac{1,22 \cdot 650 \cdot 10^{-9}}{1,33} \sqrt{\left(\frac{1,33}{1,25}\right)^2 - 1} = 0,15$$
 мкм.

Через недосконалість елементів схеми та похибок налаштування реальна фокальна пляма буде дещо більшою.



На рис. 3.3 зображені залежності роздільної здатності лазерного пінцета та мінімального діаметра перетяжки від числової апертури мікрооб'єктива.

Для спостереження за захопленим об'єктом в установці зазвичай використовується мікроскоп, на основі якого даний лазерний пінцет і побудований. У зв'язку з тим, що захоплені частинки мають розміри менше 1 мкм, збільшення мікроскопа має бути досить великим. Як правило, при побудові оптичних пінцетів використовують мікроскопи зі збільшенням порядку 1500х. При використанні в мікроскопі 100-кратного об'єктива таке збільшення може бути досягнуто шляхом використання окуляра з кратністю близько 20х.

3.3.Калібрування установки оптичного пінцета

Розрахунок сил, що діють на мікрочастинку в реальній оптичній пастці є досить складним завданням. Для цих цілей можна використовувати чисельні методи, які в більшості випадків обчислюють профіль потенційної ями пастки за допомогою розрахунку картини інтенсивності випромінювання до і після проходження лазерного пучка через мікрочастинку. Приклад алгоритму для обчислювання характеристик оптичної пастки можна знайти в роботах [20, 21]. Зазвичай вдаються до калібрування установки оптичного пінцета, заснованої на порівнянні сили захоплення з будь-якої "еталонної" силою. Найчастіше в ході калібрування визначають так звану ефективну жорсткість пастки, тобто відношення повертаючої сили, що діє на частинку з боку оптичної пастки, до зміщення цієї частки з центру пастки. Нижче описані деякі калібрування способи оптичного пінцета. Найпростішим методом калібрування жорсткості оптичної пастки є порівняння сили захоплення з відомою силою в'язкого тертя. Для сферичної частинки діаметром а її значення визначається формулою Стокса:

$$F_{visc} = -\gamma v = -3\pi\eta a v, \qquad (3.2)$$

де η – динамічна в'язкість середовища, а *v* –швидкість руху частинки відносно рідини. При такому способі калібрування суспензія досліджуваних мікрочастинок поміщається в проточну кювету, в якій відомий розподіл швидкостей потоку рідини, або ж кювету приводиться в рух щодо пастки. Далі в цій кюветі проводиться захоплення однієї з мікрочастинок суспензії. На частинку починає додатково діяти повертаюча сила пастки:

$$F_{trap} = -kx, (3.3)$$

де *x* — відстань між центром частинки і центром пастки, *k* – ефективна жорсткість пастки. Змінюючи швидкість потоку, вимірюють значення зміщення *x*. Таким чином, якщо параметри завдання відомі, шукана

жорсткість визначається як відношення відомої сили в'язкого тертя, що діє на частинку, до зміщення цієї частки, тобто $k = \frac{\gamma v}{r}$.

Іншим різновидом цього методу є розгляд динаміки захоплення мікрочастинки. В ході експерименту вимірюються тимчасові залежності координати частинки при оптичному захопленні. Потім, за результатами вимірювань вирішується зворотна задача - відновлюється потенціал, відповідний взаємодії мікрочастинки з оптичною пасткою. Детальний опис методу можна знайти, наприклад, в роботах [32,33]. В описаних експериментах було проведено дослідження динаміки частки при швидкій зміні положення пастки. Процес зміни положення рівноваги частинки реєструвався. Закон руху частки в таких умовах виражається як

$$m\ddot{x} + \gamma\dot{x} + kx = 0, \tag{3.4}$$

де *m* — маса частинки. Якщо сила тертя досить велика, масою частинки можна знехтувати, і рішенням цього рівняння є загасаючий рух частинки

$$x(t) = x_0 \exp\left(\frac{-kt}{\gamma}\right), \tag{3.5}$$

де x_0 — відстань між пасткою і часткою в початковий момент часу, відповідний різкій зміні положення пастки. Таким чином, знаючи в'язкість рідини що оточує частинку та її діаметр, можна отримати значення жорсткості оптичної пастки.

Широкого поширення отримали методи, засновані на вивченні теплового руху в оптичній пастці [34]. Основна їхня перевага полягає в тому, що, крім визначення жорсткості пастки, з їх допомогою можна провести також калібрування шкал системи детектування.

В якості експериментальних даних при цьому можуть виступати автокореляційна функція тимчасового сигналу броунівських зсувів частинок x(t):

$$\langle x(t)x(t+\tau)\rangle = \frac{1}{T} \int_0^T x(t)x(t+\tau)dt, \qquad (3.6)$$

або спектр потужності сигналів цих зміщень:

$$P_{x}(f) = \frac{|x(f)|^{2}}{T} = \frac{1}{T} \left| \int_{0}^{T} x(t) e^{i2\pi f t} dt \right|^{2}, \qquad (3.7)$$

пов'язані співвідношенням Вінера-Хінчина (*T* – час запису сигналу в експерименті). Можна показати [35], що в разі теплового руху в зовнішньому гармонійному потенціалі спектр потужності має вигляд функції Лоренца:

$$P_{\chi}(f) = \frac{D/(2\pi^2)}{f_c^2 + f^2},$$
(3.8)

де $D = k_B T / \gamma$ – коефіцієнт дифузії, $f_c = \frac{k}{2\pi\gamma}$ – частота відсічення. При досить малих *x* сигнал фотодіода *V* пропорційні зміщенню:

$$x = SV. \tag{3.9}$$

Тоді спектр потужності реєстрованого сигналу:

$$P_V(f) = S^2 \frac{D/(2\pi^2)}{f_c^2 + f^2}.$$
(3.10)

Таким чином, частота відсічення визначає жорсткість пастки, а значення $P_v(0)$ — коефіцієнт зв'язку S. Теплові флуктуації захопленого об'єкту також можуть бути використані для отримання жорсткості оптичної пастки через теорему про рівномірний розподіл енергії за ступенями свободи. Для гармонійного потенціалу з жорсткістю k вона призводить до рівняння

$$\frac{k_B T}{2} = \frac{k}{2} \langle x^2 \rangle. \tag{3.11}$$

Імовірність для зміщення захопленого до потенційної ями об'єкта буде визначатися розподілом Больцмана:

$$P(x) \propto \exp\left(-\frac{U(x)}{k_BT}\right) = \exp\left(-\frac{kx^2}{2k_BT}\right).$$
 (3.12)

Але для визначення жорсткості з виразів (2.11) або (2.12) необхідно заздалегідь зіставити шкалу детектора зі зміщенням частки. Тобто параметр S необхідно визначити іншим способом. Таким чином, для випадку захоплення мікрочастинок в в'язкому середовищі калібрування оптичного пінцета може бути проведена за допомогою аналізу теплових флуктуацій положення захопленої в оптичні пастки частки. Однак в разі в'язкоеластичного середовища, для якого коефіцієнти в'язкості і еластичності невідомі, вимірювання броунівських зсувів недостатньо для калібрування оптичного пінцета.

3.4.Конструктивні елементи лазерного пінцета

<u>Особливості конструкції.</u> Однопроменева схема лазерного пінцета, як правило, складається з наступних частин:

1. Лазера з жорстко сфокусованим лазерним променем, за допомогою якого проводиться захоплення об'єктів.

2. Трикоординатний столик, що дозволяє плавно переміщати зразок щодо точки фокусування лазерного променя в трьох взаємно перпендикулярних напрямках з мікрометричною точністю.

3. Система спостереження за експериментом на основі мікроскопа з великим збільшенням. Для фокусування лазерного променя використовується об'єктив мікроскопа, а для спостереження за об'єктом служать як об'єктив мікроскопа, так і окуляр, що входить в його схему.

Лазер. При виборі лазера для установки слід враховувати наступні характеристики: форма променя, астигматизм, модовий склад, потужність і довжина хвилі випромінювання. Перші три характеристики визначають, наскільки добре об'єктив буде фокусувати лазерний пучок в світлову пляму мінімального розміру.

Потужність лазера з одного боку впливає на силу захоплення мікрочастинки, а з іншого – на величину енергії, що поглинається в частинці. Поглинута енергія нагріває частинку, внаслідок чого змінюються властивості як частинки, так і рідини, в якій вона знаходиться.

Довжину хвилі лазерного випромінювання слід вибирати, виходячи з того, з якою метою буде використовуватися ця установка. Для захоплення небіологічних об'єктів можуть бути використані лазери практично з будьякою довжиною хвилі видимого світла, якщо коефіцієнт поглинання енергії на цій довжині хвилі дуже малий.

Біологічні зразки, як правило, сильно поглинають електромагнітне випромінювання у видимій області. В інфрачервоному діапазоні вони поглинають значно менше, отже, для біологічних зразків повинні використовувати лазери з довжинами хвиль 750–1100 нм. В табл. 3.1 наведені параметри лазерного діода, використаного в лазерному пінцеті.

T			•
	llanaverni	I TOOPOLIOFO	Π1ΩΠ2
гаолиця Л.	1. 11aDaMC1DF	і лазсиного	дюда
····· • •	· · · · · · · · ·	· · · · · · ·	F 1 - F 1

Параметр	Значення	
Довжина хвилі	650 нм	
Вихідна оптична потужність	0,8 Bt	
Випромінювання	Одномодове	
Спектральна ширина	2 нм	
Розходження пучка	44 x 20°	
Робочий струм	230 мА	
Робоча напруга	2.2—6 B	

Для живлення будь-якого лазерного діода необхідний драйвер, який допоможе безпечно живити його, формуючи постійний струм. Ідеальний драйвер ЛД можна представити як джерело постійного струму, яке забезпечує постійне значення струму лазерного діоду, необхідне для конкретної реалізації. Нижче представлена принципова електрична схема драйвера лазерного діода (рис. 3.5).

Драйвер за напруги живлення у межах від 2,2 до 6 В підтримує номінальний струм лазерного діода $I_0 = 230$ мА з точністю 1%.



Рис. 3.4. Принципова електрична схема драйвера ЛД

Коліматор використовують в схемі для створення пучка паралельних променів. Для схеми був обраний коліматорний модуль *Aixiz* 12x30 мм для лазерних діодів діаметром 5,6 мм TO-18. Коліматор містить акрилові лінзи для діапазону випромінювання 200–1100 нм.

Цифрова камера. Для передачі оптичного зображення на комп'ютер використано веб-камеру *Acme CA*11, параметри якої наведено в табл. 3.2.

Параметр	Значення		
Роздільна здатність	1280x1024		
Ceнcop CMOS	4.86 x 3.64 мм		
Максимальна частота кадрів	30 кадрів/с		
Фокусна відстань	Від 5 см до бескінечності		

Таблиця 3.2 Параметри веб-камери Асте СА11

Мікрооб'єтив – це найбільш важливий компонент даної оптичної системи. На нього покладено дві головні задачі: 1) Формування гостро сфокусованого лазерного променя (оптичної пастки); 2) Первинне формування зображення, що розсіюється захопленою частинкою.

Виходячи з цього, можна зробити висновок, що спотворення, що вносяться недосконалим об'єктивом, істотно знижують якість спостереження. Таким чином, об'єктив визначає максимально досяжну якість зображення об'єкта, досліджуваного за допомогою мікроскопа.

Для даної оптичної схеми мікрооб'єктив повинен задовольняти деяким вимогам, а саме мати велике збільшення та велику числову апертуру. У розрахунках було використано імерсійний мікрооб'єктив *Systematix* SX07-230-006 зі збільшенням 100х та числовою апертурою 1,25 (у воді)

Інтерференційний фільтр пропускає на фотоприймач тільки лазерне випромінювання, гасячи будь-яке фонове засвічування. Завдяки явищу багатопроменевої інтерференції в тонких діелектричних плівках інтерференційний фільтр забезпечує ширину лінії пропускання 0,1—0,15 нм у діапазоні 650 нм.

Фотодіод. В конструкції лазерного пінцета в якості фотоприймача використано Si-фотодіод, який має високу чутливість в діапазоні від видимого до ближнього ІЧ випромінювання та низький темновий струм. Параметри фотодіода наведені в табл. 3.3.

Таблиця 3.3. Параметри Si-фотодіода

Параметр	Значення		
Довжина хвилі	650 нм		
Спектральний діапазон	320-1000 нм		
Макс. темновий струм	20 пА		
Макс. робоча частота	250 МГц		
Чутливість	0,35 А/Вт		

НЧ підсилювач. В даній схемі низькочастотний підсилювач використовується для підсилення малопотужного сигналу з фотоприймача до рівня, достатнього для аналого-цифрового перетворення. Параметри підсилювача наведені в табл. 3.4.

Таблиця 3.4. Параметри низькочастотного підсилювача

Параметри	Значення		
Діапазон робочих частот	20 Гц – 120 кГц		
Мінімальна вхідна напруга	1 мВ		
Максимальна вихідна напруга	6 B		
Коефіцієнт підсилення	35 дБ		
Вихідна потужність	0,6 Вт		

АЦП. В якості АЦП використано перетворювач ADC3221 з роздільною здатністю (розрядністю) 12 біт та частотою вибірки 25 МГц.

3.5. Розрахунок сил, діючих на частинку

Для проведення розрахунків досліджуваний зразок розглядається як електричний диполь що знаходиться в електричному полі. В результаті взаємодії цього диполя з електричним полем електромагнітної хвилі, об'єкт переміщається уздовж градієнта електричного поля. Крім градієнтної сили, на об'єкт також діє сила, викликана відбиттям світла від його поверхні. Ця сила штовхає частинку у напрямку пучка світла. Однак, якщо промінь світла сильно сфокусований, величина градієнта інтенсивності може бути більше величини тиску світла, що призведе до захоплення частинки.

При зміщенні частинки в результаті якої-небудь зовнішньої дії відбувається зміна напрямку сумарного імпульсу світла після розсіювання на частинці. Внаслідок закону збереження імпульсу виникають діючі на частинку сили, які повертають її в становище рівноваги. При більш строгому описі слід враховувати поглинання світла в частинці і відбивання від її границь, що призводить до виникнення додаткової сили, спрямованої уздовж поширення світлового пучка. Якщо ця сила велика, пастка в області перетяжки не утворюється, і частинка виштовхується з неї.

Відносний внесок, що відповідає відбиттю світла від границь частинки, тим менше, чим більше апертурний кут, що формує перетяжку пучка. Цим обумовлена важливість використання високоапертурних об'єктивів при формуванні перетяжки. Такий принцип дії оптичного пінцета є універсальним для будь-яких розмірів частинок і будь-яких мод лазерного пучка.

У разі, якщо розмір частинки істотно менше довжини хвилі, відсутня і вимога прозорості. У цьому випадку метод оптичного пінцета дозволяє працювати з металевими частинками, що володіють високою поляризуємістю.

Вибір зразка. В якості досліджуваного зразка виберемо нанорозмірну частинку алмазу. Наноалмази знаходять застосування при створенні унікальних за механічними властивостями абразивних композиційних наноматеріалів, елементів наноелектроніки, селективних адсорбентів і каталізаторів, об'єктів медико-біологічного призначення.

Параметр	Позначення	Одиниця	Значення
		вимірювання	
Довжина хвилі лазерного	λ	НМ	650
випромінювання			
Потужність лазера	Р	Вт	0,8
Матеріал частинки	-	-	С
Діаметр частинки	a	НМ	25, 40 nM
Середовище	-	-	Вода, мінеральне
			масло
Щільність частинки	ρ	кг/м ³	3500
Показник заломлення	n_0	-	1,33, 1.515
рідини			
Числова апертура	N.A.	-	1,25
мікрооб'єктива			

Табл.3.5. Вхідні параметри моделі

Використовуючи модель захоплення наночастинки за допомогою оптичного пінцета, описану в розділі 2, розрахуємо чисельні величини розсіювальної та градієнтної сили в залежності від відстані наночастинки, відносно оптичної пастки. Дані моделювання будуть виконані для декількох розмірів частинок, середовище в якому проводиться маніпулювання та різній потужності лазерного випромінювання. Моделювання проводилось в програмному пакеті Mathcad 14. Вхідні параметри моделі та їх значення вказані в табл.3.4. 1) Виконаємо обчислення значень розсіювальної та градієнтної сили для випадку захоплення у водному середовищі частинки з розміром 25 нМ та потужністю лазера 0,8 Вт.

За отриманими значеннями побудуємо залежності розсіювальної, градієнтної сили та їх результуючої сили від відстані частинки до перетяжки, відповідно на рис.3.5 та рис.3.6.



Рис.3.5.Залежність розсіювальної (штрихова) та градієнтної (суцільна) сили в залежності від відстані частинки до перетяжки.



Рис.3.6.Залежність результуючої (розсіювальної та градієнтної) сили в залежності від відстані частинки до перетяжки

2) Виконаємо обчислення значень розсіювальної та градієнтної сили для випадку захоплення у водному середовищі частинки з розміром 40Hм та потужністю лазера 0,8 Вт.

За отриманими значеннями побудуємо залежності розсіювальної, градієнтної сили та їх результуючої сили від відстані частинки до перетяжки, відповідно на рис.3.7 та рис.3.8.



Рис.3.7.Залежність розсіювальної (штрихова) та градієнтної (суцільна) сили в залежності від відстані частинки до перетяжки.



Рис.3.8.Залежність результуючої (розсіювальної та градієнтної) сили в залежності від відстані частинки до перетяжки

3) Виконаємо обчислення значень розсіювальної та градієнтної сили для випадку захоплення у середовищі мінерального масла, частинки з розміром 25 нМ та потужністю лазера 0,8 Вт.

За отриманими значеннями побудуємо залежності розсіювальної, градієнтної сили та їх результуючої сили від відстані частинки до перетяжки, відповідно на рис.3.9 та рис.3.10.



Рис.3.9.Залежність розсіювальної (штрихова) та градієнтної (суцільна) сили в залежності від відстані частинки до перетяжки.



Рис.3.10.Залежність результуючої (розсіювальної та градієнтної) сили в залежності від відстані частинки до перетяжки

4) Виконаємо обчислення значень розсіювальної та градієнтної сили для випадку захоплення у середовищі мінерального масла, частинки з розміром 40Hм та потужністю лазера 0,8 Вт.

За отриманими значеннями побудуємо залежності розсіювальної, градієнтної сили та їх результуючої сили від відстані частинки до перетяжки, відповідно на рис.3.11 та рис.3.12.



Рис.3.11.Залежність розсіювальної (штрихова) та градієнтної (суцільна) сили в залежності від відстані частинки до перетяжки.



Рис.3.12.Залежність результуючої (розсіювальної та градієнтної) сили в залежності від відстані частинки до перетяжки

4) Виконаємо обчислення значень розсіювальної та градієнтної сили для випадку захоплення у середовищі мінерального масла, частинки з розміром 40Hм та потужністю лазера 1,5 Вт.

За отриманими значеннями побудуємо залежності розсіювальної, градієнтної сили та їх результуючої сили від відстані частинки до перетяжки, відповідно на рис.3.13 та рис.3.14.



Рис.3.13.Залежність розсіювальної (штрихова) та градієнтної (суцільна) сили в залежності від відстані частинки до перетяжки.



лежності від відстані частинки до перетяжки

3.6.Аналіз результатів розрахунків

З побудованих графіків в пункті 3.5 можна зробити висновок що градієнтна сила в усіх випадках переважає над розсіювальною, що в свою чергу свідчить про можливість захоплення досліджуваного зразка в точку фокусування лазерного випромінювання. Розрахунки були проведені для різних розмірів об'єктів та двох середовищ води (n = 1, 33) та мінерального масла (n = 1,515). З отриманих залежностей можна визначити силу з якою поле діє на чстинку в залежності від її координат розташування відносно оптичної пастки. Також був розглянутий влив підвищення потужності випромінювання лазерного променя на силу захоплення. На відміну від розсіювальної сили, що діє на частинку тільки з боку лазерного випромінювання, градієнтна завдає влив з обох обоків від точки фокусування лазеру.

Проведемо аналіз результатів у випадку моделювання захоплення у водному середовищі. Максимальне значення розсіювальної сили при потужності лазеру 0.8 Вт та розміру 25 нМ складає Fsc=0,7 · 10⁻¹⁵ Н. Градієнтна сила діє на частинку з обох боків і її максимальне значення становить Fgrad = $3,6 \cdot 10^{-15}$ Н. Ітенсивність лазерного пучка максимальна на його осі і плавно спадає до країв. Закон зміни інтенсивності відповідає так званому нормальному, або гауссівському розподілу. Виконавши додавання градієнтної та розсіювальної сили отримуємо результуючу силу що діє на частинку поблизу оптичної пастки. В залежності від розташування досліджуваного зразку вище або нижче точки фокусування сила приймає такі максимальні значення: Fres = $4 \cdot 10^{-15}$ H (вище точки фокусування) та Fres = $2.9 \cdot 10^{-15}$ H (нижче точки фокусування).

Для випадку захоплення частинки з розміром 40 нм відповідні цифри будуть становити: Fsc=2,4·10⁻¹⁵ H (максимальне значення розсіювальної сили), Fgrad = 6,4·10⁻¹⁵ H (максимальне значення градієнтної сили), Fres = 8·10⁻¹⁵ H (вище точки фокусування) та Fres = $4.4 \cdot 10^{-15}$ H (нижче точки фокусування). З отриманих результатів можна зробити висновок що для розглянутих вище частинок буде відбуватись оптичне захопленння за умови розташування частинки не далі ніж $6 \cdot 10^{-6}$ м від центру оптичної пастки. Також важливо відмітити, що при збільшенні розміру частинки сила захоплення зростає, тому сила лазерного випромінювання можк бути зменшена. А це в свою чергу допоможе запобігти причиненню ушкоджень досліджуваному зразку.

Аналіз результатів у випадку моделювання захоплення у середовищі мінерального масла. Максимальне значення розсіювальної сили при потужності лазеру 0.8 Вт та розміру 25 нМ складає Fsc=0,47 · 10^{-15} Н. Градієнтна сила діє на частинку з обох боків і її максимальне значення становить Fgrad = $2,95 \cdot 10^{-15}$ Н. В залежності від розташування досліджуваного зразку вище або нижче точки фокусування розсіювальна сили приймає такі максимальні значення: Fres = $3,3 \cdot 10^{-15}$ Н (вище точки фокусування) та Fres = $2.7 \cdot 10^{-15}$ Н (нижче точки фокусування).

Для частинки з розміром 40 нм відповідні цифри будуть становити: Fsc= $0.8 \cdot 10^{-15}$ Н (максимальне значення розсіювальної сили), Fgrad = $6.2 \cdot 10^{-15}$ Н (максимальне значення градієнтної сили), Fres = 6,7·10⁻¹⁵ Н (вище точки фокусування) та Fres = $5 \cdot 10^{-15}$ Н (нижче точки фокусування). Розглянувши отримані результати можна помітити що у випадку вибору серидовища з більшим показником заломлення змншується сила взаємодії з частинкою. Для підвищення сили взаємодії з частинкою одним з варіантів є збільшення потужності лазерного випромінення. Аналіз результатів для захоплення частинки у середовищі мінерального масла з розміром 40 нМ та потужністю лазеру 1,5 Вт. Максимальне значення розсіювальної сили складає Fsc=2,5·10⁻¹⁵ Н. Градієнтна сила Fgrad = $10.9 \cdot 10^{-15}$ Н. В залежності від розташування досліджуваного зразку вище або нижче точки фокусування розсіювальна сили приймає такі максимальні значення: Fres = 13·10⁻¹⁵ Н (вище точки фокусування) та Fres = $9 \cdot 10^{-15}$ Н (нижче точки фокусування). Отже, при збільшенні потужності лазерного випромінювання, збільшується і результуюча сила захоплення наночастинки, що може призвести до підвищення ефективності оптичної пастки. Це з одного боку, впливає на силу захоплення наночастинки, а з іншого – на величину енергії, яка поглинається цією часинкою та нагрівання середовища в якому проводиться захоплення. Даний ефект може негативно вплинути як через збільшення швидкості броунівського руху, що призведе до виштовхування частинки з оптичної пастки так і руйнування об'єкту у випадку маніпулюванням біологічним зразеом.

Висновки до розділу 3

Згідно з технічним завданням дипломної роботи розроблено функціональну схему пристрою. Вибрано основні конструктивні елементи схеми пристрою лазерного пінцету. А саме лазер 0,8 Вт та довжиною хвилі 650нм та мікрооб'єктив з числовою апертурою 1.25.

Розглянули можливість калібровки установки оптичного пінцету та оцінили ефективність оптичного захоплення.

Провели розрахунок сил що діють, а саме розсіювальної та градієнтної, саме вони відіграють найважливішу роль при оптичному захопленні. Для розрахунків обрали частинки з розміром 25 та 40 нМ, розглянуто водне та середовище мінерального масла з відповідними коефіцієнтами заломлення 1,33 та 1,515. Та визначили що підвищенням потужності лазера можна легко збільшити силу взаємодії, що покращить ефективність захоплення але може негативно вплинути на захоплення біологічних зразків та об'єктів з високим коефіцієнтом поглинання на даній довжині хвилі.

Оптичний пінцет поступово стає основним інструментом наноелектроніки, нанофотоніки та молекулярної біології, дозволяючи проводити не можливі раніше манімуляції з мікро- та нанорозмірними об'єктами.

ВИСНОВКИ

1. Згідно з технічним завданням дипломної роботи було розроблено функціональну схеми лазерного пінцету з однією оптичною пасткою для захоплення та переміщення мікро- та нанорозмірних об'єктів. Обрано конструктивні елементи фунціональної схеми пристрою та проведені відповідні розрахунки. При маніпулюванні частинками широко використовуються голограмы та дифракційні оптичні елементи, які дозволяють формувати різні лазерні пучки з заданими властивостями.

2. Лазерний пінцет може бути побудований як самостійна конструкція або ж бути свореним на базі мікроскопу. Установки відрізняються за кількістю оптичних пасток, методом подачі лазерного випромінювання та способом переміщення захопленої частинки (зміною положення лазеру чи предметного столика).

3. До головних переваг варто віднести здатність взаємодіяти з досліджуваним зразком у реальному часі та проводити дослідження біологічних зразків.

4. Проаналізовано метод захоплення частинки в залежності від її розмірів відносно довжини хвилі лазерного випромінювання. Принципова можливість оптичного захоплення об'єктів визначається балансом між різницею значеннями показників заломлення об'єкта і середовища, в яку він поміщений, розміром і масою частинки, довжиною хвилі оптичного випромінювання і поглинання об'єкта на цій довжині хвилі. Описані всі основні сили, які діють на наночастинку біля оптичної пастки при оптичному захоплені. Виведено формули для градієнтної та розсіювальної сили при оптичному захопленні.

6. Положення частинки відносно фокусу відіграє важливу роль для формування результуючої сили захоплення. На прикладі захоплення частинки 25 нМ у водному серидовищі та потужності лазеру 0,8 Вт. Якщо частинка знаходиться перед оптичною пасткою на неї будуть діяти розсіювальна та градієнтна сила які паравлені до центру перетяжки лазеру Fsc=0,7 · 10⁻¹⁵ H та Fgrad=3,6 · 10⁻¹⁵ H відповідно результуюча становить Fres = 4 · 10⁻¹⁵ H. Якщо ж частинка знаходиться нижче перетяжки то розсіювальна сила буде протидіяти градієнтній результуюча буде становити Fres=2,9 · 10⁻¹⁵ Н. А це в свою чергу приведе до зменншення відстані ефективного захоплення частинки.

7. Розрахована градієнтна, розсіювальна та їх результуюча сила для наночастинки з розміром 25 та 40 нМ з числовою апертурою мікрооб'єктива 1,25 при довжині хвилі лазерного випромінювання $\lambda = 650$ нм, в залежності від відстані частинки до перетяжки. Розрахунки проводились для двох середовищ з різним показником заломлення вода (1.33) та мінеральне масло (1.515). Також були проведені розрахунки впливу підвищення потужності лазеру з 0,8 Вт до 1,5 Вт. Виявлено наступні залежності: при виборі середовища з більшим показником заломлення спостерігається зменшення розсіювальної та градієнтної сили, що призводить до зменншення результуючої сили. Для частинки 25 нМ зменшилась з $F_{resMax} = 4 \cdot 10^{-15}$ Н до $F_{resMax} = 3,3 \cdot 10^{-15}$ Н, для частинки 40нм відповідно: $F_{resMax} = 8 \cdot 10^{-15}$ Н та $F_{resMax} = 6,7 \cdot 10^{-15}$ Н. При збільшенні потужності лазерного випромінювання, збільшується і результуюча сила захоплення наночастинки, що може призвести до підвищення ефективності оптичної пастки.

При цьому, максимальна результуюча сила захоплення для наночастинки з ромиром 40 нМ у середовищі мінерального масла склала Fres= 13·10⁻¹⁵ Н при P=1,5Вт.

ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНОЇ НАУКОВО-ТЕХНІЧНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Ashkin A., Dziedzic J. M., Bjorkholm J. E., Chu S. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles // Opt. Lett._ 1986. _ v. 11, no. 5._ pp. 288–290.

- Neuman K. C., Block S. M. Optical trapping. // Rev. Sci. Instrum. 2004.
 v. 75,no. 9. pp. 2787–2809.
- Rohrbach A. and Stelzer E. Optical Trapping of Dielectric Particles in Arbitrary Fields // Journal of the Optical Society of America A. – 2001. – № 18. – P. 839–853.
- Ракитянський М. М., Агранат М. Б., Ашитков С.І. Исследования биологических объектов на клеточном субклеточном уровне с помощью фкмтосекундного лазерного оптического пинцета-скальпеля// Вестник трансплантологии и искусственных органов. 2009. Т. 11, С. 107-113.
- Khokhlova M. D., Lyubin E. V., Zhdanov A. G., Rykova S. Y., Sokolova I.A., Fedyanin A. A.. Normal and system lupus erythematosus red blood cell interactions studied by double trap optical tweezers: direct measurements of aggregation forces//Journal of Biomediacl Optics. 2012. O. 17, N. 025001.
- 6. Wineland D, Drullinger R, Walls F Phys. Rev. Lett. 40 1639 (1978).
- Шахно Е.А. Физические основы применения лазеров в медицине. СПб: НИУ ИТМО, 2012. – 129 с.
- J.C. Maxwell, A Treatise on Electricity and Magnetism, vol 2, 1st edn. (Clarendon Press,Oxford, 1873).
- P.N. Lebedev, Untersuchungen über die druckkräfte des lichtes. Ann. d. Phys. 6, 433 (1901)
- 10. Letokhov, V. S. Cooling and trapping of atoms and molecules by a resonant laser field / V. S. Letokhov //Opt. Commun. 1976. № 19.
- A. Ashkin, J.M. Dziedzic, Optical levitation by radiation pressure. Appl. Phys. Lett. 19, 283 (1971).
- Ashkin, A., Dziedzic, J.M., "Optical Trapping and Manipulation of Viruses and Bacteria", Science 235, 1517-1520 (1987).

- Ashkin A. and Dziedzic J.M. Optical Trapping and Manipulation of Viruses and Bacteria // Science. 1987. V. 235. № 4795. P. 1517– 1520.
- 14.Berns M.W., Wright W.H., Tromberg B.J., Profeta G.A., Andrews J.J.,
 Walter R.J. Use of a laser-induced optical force trap to study chromosome movement on the mitotic spindle // Proc Natl Acad Sci U S A. 1989. –
 V. 86. № 12. P. 4539–4543.
- 15. Chu S. Laser Manipulation of Atom and Particles // Science. 1991. V.
 253. № 5022.– P. 861–865.
- Chee C.Y., Lee H.P., Lu C. Using 3 D fluid-structure interaction model to analyse the biomechanical properties of erythrocyte // Physics Letters A. – 2007.
- 17.Gauthier R. C. Optical trapping: a tool to assist optical machining // Opt. Las. Tech. 1997. V. 29, No. 7. P. 389Ä399.
- 18. Bessel Beam. University of St.Andrews: Optical Trapping Group. Архів оригіналу за 2013-06-21.
- 19. K. D. Bonin and B. Kourmanov (2002). Light torque nanocontrol, nanomotors and nanorockers. Opt. Express 10. c. 984–989.
- Nieminen T. A., Loke V. L. Y., Knoner G., Branczyk M.. Toolbox for calculation of optical forces and torques // PIERS Online. 2007. O. 3, N. 338.
- Nieminen T. A., Rubinsztein-Dunlop H., Heckenberg N. R.. Calculation and optical measurement of laser trapping forces on non-spherical particles //Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2001. O. 70, N. 627-637.
- 22. Dienerowitz, M. Optical manipulation of nanoparticles: a review / M. Dienerowitz, M. Mazilu // J. Nanophoton. 2008. № 2.
- 23. Svoboda, K. Optical trapping of metallic Rayleigh particles / K. Svoboda,
 S. Block // Opt. Lett. 1994. № 19. P. 930–932.

- Michael M. Burns, Jean-Marc Fournier, and Jene A. Golovchenko (1989). Optical binding. Phys. Rev. Lett. 63 (12). c. 1233 – 1236.
- Ashkin A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 24, No. 4, P. 156Ä159.
- 26. A. Constable et al., «Demonstration of a fiber-opticallight-force trap» Opt. Lett. 18, 1867 (1993).
- 27.Guck J. et al.,Optical Deformability of SoftBiological Dielectrics» Phys. Rev. Lett. 84, 5451 (2000).
- Constable A., Kim J., Mervis J., Zarinetchi F., Prentiss M.. Demonstration of a fiber-optical light-force trap//Optics Letters. 1993. O. 18, N. 1867–1869.
- K. Okamoto and S. Kawata (1999). Radiation Force Exerted on Subwavelength Particles near a Nanoaperture. Phys. Rev. Lett. 83. c. 4534 – 4537.
- Peter J. Reece, Veneranda Garces-Chavez, and Kishan Dholakia (2006). Near-field optical micromanipulation with cavity enhanced evanescent waves. Applied physics letters 88. c. 221116.
- Ashkin, A., Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime. Biophysical Journal, 1992. 61(2): p. 569-582.
- 32. Singer W., Bernet S., Hecker N., Ritsch-Marte M. Three-dimensional force calibration of optical tweezers // J. Mod. Opt._ 2000. _ v. 47, no. 14-15. _ pp. 2921-2931.
- 33. Simmons R. M., Finer J. T., Chu S., Spudich J. A. Quantitative measurements of force and displacement using an optical trap. // Biophys. J._ 1996._ v. 70, no. 4._pp. 1813-1822.
- 34. Fischer M., Berg-Sorensen K. Calibration of trapping force and response function of optical tweezers in viscoelastic media // J. Opt. A. _ 2007. _ v. 9._ pp. 239-250.

- Berg-Sorensen K., Flyvbjerg H. Power spectrum analysis for optical tweezers // Rev.Sci. Instrum. 2004. v. 75, no. 3. pp. 594-612.
- 36. Quantum-Well Heterostructure Lasers / N. Jr. Holonyak, et al. // IEEE J. Quantum Electron. – 1980 – QE-16. – P.170
- Жуков А.Е. / Лазеры на основе полупроводниковых наноструктур// С.-Петербург, издательство "Элмор", 2007.
- 38. Stephen P. Smith, Sameer R. Bhalotra, Anne L. Brody, Benjamin L Brown, Edward K. Boyda, Mara Prentiss, "Inexpensive optical tweezers for undergraduate laboratories", Am. J. Phys. 67(1), 26-35 (1999).
- 39. Arlt J., Padgett M. J. Generation of a beam with a dark focus surrounded by regions of higher intensity: the optical bottle beam // Opt. Lett. 2000.
 V. 25, No. 4. P. 191-193.
- 40. Friese M. E. J. et al. Optically driven micromachine elements // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78, No. 4. P. 547-549.
- 41. Sato S., Ishigure M., Inaba H. Optical trapping and rotational manipulation of microscopic particles and biological cells using higher-order mode laser beams // Electron. Lett. 1991. V. 27, No. 20. P. 1831-1832.
- Dufresne E. R., Grier D. G. Optical tweezer arrays and optical substrates created with diffractive optical elements // Rev. Sci. Instr. 1998. V. 69, No. 5. P. 1974-1977