Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)
Кафедра Фізичних основ електронної техніки
(повна назва)

АТЕСТАЦІЙНА РОБОТА
Пояснювальна записка

рівень вищої освіти другий (магістерський)

ОПТИЧНІ ЛОГІЧНІ ЕЛЕМЕНТИ З
ФОТОННО-КРИСТАЛІЧНИМИ НАНОРЕЗОНАТОРАМИ
(тема)

Виконав:
студент 2 курсу, групи ЛОЕТм-18-1
Войтенко Д.М.
(прізвище, ініціали)
Спеціальність 152 «Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка»
(код і повна назва спеціальності)
Тип програми освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо -наукова)
Освітня програма «Лазерна і оптоелектронна техніка»
(повна назва освітньої програми)

Керівник проф. каф. ФОЕТ Одаренко Є. М.
(посада, прізвище, ініціали)

Допускається до захисту

Зав. кафедри _____ Мачехін Ю.П.
(підпис) (прізвище, ініціали)
2019 р.

Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)
Кафедра Фізичних основ електронної техніки
(повна назва)
Рівень вищої освіти другий (магістерський)
Спеціальність 152 «Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка»
(код і повна назва)
Тип програми освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо-наукова)
Освітня програма «Лазерна і оптоелектронна техніка»
(повна назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ:
Зав. кафедри _____
(підпис)
«____»_____ 20 ___ р.

ЗАВДАННЯ
НА АТЕСТАЦІЙНУ РОБОТУ

студентові Войтенку Дмитру Максимовичу
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи Оптичні логічні елементи з фотонно-кристалічними нанорезонаторами

затверджена наказом університету від " 30 жовтня 2019 р. № 1576 Ст
2. Термін подання студентом роботи до екзаменаційної комісії 20 грудня 2019 р.
3. Вихідні дані до роботи: робоча довжина хвилі 1550 нм; конфігурація та характеристики фотонно-кристалічних хвилеводів та нанорезонаторів; принцип дії базових логічних елементів; фізичні властивості нелінійнихоптичних середовищ.

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі: 1. Фотонні кристали та їх властивості. 2. Способи виготовлення фотонних кристалів. 3. Фотонно кристалічні нанорезонатори. 4. Спектральні властивості. 5. Виготовлення діелектричних нанорезонаторів. 6. Моделювання логічного елементу «НІ» на основі нанорезонатора. 7. Оптичні логічні елементи. 8. Фотонно-кристалічний хвилевід. 9. Результати чисельних розрахунків. 10. Формування логічного елементу.

5. Перелік графічного матеріалу із зазначенням креслеників, схем, плакатів, комп'ютерних ілюстрацій
Кресленик загального виду; Модель установки – А4
Демонстраційний матеріал – 12 шт.

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Примітка
1	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел про фотонно-кристалічні нанорезонатори та базові логічні елементи	04.10.19 – 20.10.19	Виконано
2	Дослідження фотонно-кристалічних нанорезонаторів	21.10.19 – 24.10.19	Виконано
3	Виконання комп'ютерного моделювання та чисельних розрахунків	25.10.19 – 28.10.19	Виконано
4	Аналіз розрахунків та параметрів моделювання логічного елементу «НІ» на основі фотонно-кристалічного нанорезонатора	29.11.19 – 01.12.19	Виконано
5	Оформлення пояснювальної записки	02.12.19 – 10.12.19	Виконано
6	Оформлення графічних та демонстраційних матеріалів	11.12.19 – 14.12.19	Виконано
7	Проходження нормоконтролю і отримання рецензії	15.12.19 – 17.12.19	Виконано
8	Підготовка та захист атестаційної роботи	18.12.19 – 20.12.19	

Дата видачі завдання 03 листопада 2019 р.

Студент _____
(підпис)

Керівник роботи _____ проф. каф. ФОЕТ Одаренко Є. М.
(підпис) (посада, прізвище, ініціали)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка атестаційної роботи: 65 с., 32 рис., 1 табл., 2 додатки, 15 джерела.

ФОТОННИЙ КРИСТАЛ, ЛОГІЧНИЙ ЕЛЕМЕНТ, НЕЛІНІЙНЕ СЕРЕДОВИЩЕ, СПЕКТРАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА, ПРОСТОРОВИЙ РОЗПОДІЛ ПОЛЯ, НАНОРЕЗОНАТОР

Обьект дослідження – фотонно-кристалічна структура що містить хвилеводні та резонаторні елементи.

Мета роботи – створення моделі для розрахунку характеристик хвилеводно резонаторної фотонно кристалічної структури, з нелінійноим елементом, яка виконує функції логічного елементу «НІ».

Методи дослідження – аналітичні та чисельні за допомогою спеціалізованого програмного пакету MEEP.

Проведене ознайомлення з матиматичними методами моделювання та чисельного розрахунку фотонно кристалічних структур. Розроблений конфігураційний файл для пакету MEEP, що дозволяє сформувати модель структури та отримати її експлуатаційні характеристики. Проведені чисельні розрахунки спектральних характеристик фотонно кристалічного логічного елементу та просторового розподілу поля в структурі.

ABSTRACT

Explanatory note of the performance appraisal: 65 pp., 32 fig., 1 table, 2 appendixes, 15 sources.

PHOTONY CRYSTAL, LOGICAL ELEMENT, NONLINEAR ENVIRONMENT, SPECTRAL CHARACTERISTICS, SPATIAL FIELD DISTRIBUTION, NANORESONATOR

The object of study is a photonic-crystalline structure containing waveguide and resonator elements.

The purpose of the work is to create a model for calculating the characteristics of a waveguide resonator photonic crystal structure, with a nonlinear element that performs the functions of the logical element "NO".

Research methods – analytical and numerical using the specialized MEEP software package.

Familiarization with mathematical methods of modeling and numerical calculation of photonic-crystalline structures. A configuration file for the MEEP package has been developed that allows to form a model of the structure and get its performance characteristics. Numerical calculations of the spectral characteristics of the photon-crystalline logic element and the spatial distribution of the field in the structure have been carried out.

РЕФЕРАТ

Пояснительная записка аттестационной работы: 65 с., 32 рис., 1 табл., 2 приложения, 15 источника.

ФОТОННЫЙ КРИСТАЛЛ, ЛОГИЧЕСКИЙ ЭЛЕМЕНТ, НЕЛИНЕЙНАЯ СРЕДА, СПЕКТРАЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА, ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯ, НАНОРЕЗОНАТОР

Обьект исследования – фотонно-кристаллическая структура содержащая волноводные и резонаторные элементы.

Цель работы – создание модели для расчета характеристик волноводно-резонаторной фотонно-кристаллической структуры, с нелинейным элементом, которая выполняет функции логического элемента «НЕТ».

Методы исследования – аналитические и численные с помощью специализированного программного пакета MEEP.

Проведено ознакомление с математическими методами моделирования и численного расчета фотонно-кристаллических структур. Разработан конфигурационный файл для пакета MEEP, что позволяет сформировать модель структуры и получить ее эксплуатационные характеристики. Проведены численные расчеты спектральных характеристик фотонно-кристаллического логического элемента и пространственного распределения поля в структуре.

ЗМІСТ

Вступ…… 8
1 Фотонні кристали та їх властивості…… 10
1.1 Способи виготовлення фотонних кристалів……... 16
1.2 Двовимірні фотонні кристали……. 19
1.3 Фотонно кристалічні резонатори…… 23
1.4 Фотонно-кристалічна подвійна гетероструктура резонансних порожнин……. 25
1.5 Спектральні властивості…….. 26
1.6 Пов'язані стани вищого порядку……. 29
1.7 Виготовлення діелектричних нанорезонаторів……. 36
1.7.1 Спадні підходи…… 36
1.7.2 Висхідні підходи…….. 43
2 Моделювання логічного елементу «НІ» на основі нанорезонатора…… 45
2.1 Теорія діелектричних нанорезонаторів…….. 45
2.2 Оптичні логічні елементи…… 48
2.3 Частотно-селективна фотонно-кристалічна структура……. 51
2.3.1 Фотонно-кристалічний хвилевід…… 53
2.4 Результати чисельних розрахунків……. 55
2.5 Формування логічного елемента……. 60
Висновки……. 63
Перелік джерел посилання..…….. 64
Додаток А Графічний матеріал……. 66
Додаток Б Демонстраційний матеріал…….. 68

ВСТУП

На сьогодні розвиток обчислювальної техніки неможливий без одночасного розвитку елементної бази. В основу майбутньої елементної бази для комп'ютерів будуть покладені фотонні кристали, оскільки вони є найвдалішим розв'язком для реалізації оптичних інтегральних схем.

Фотонні кристали (ФК) – це штучні періодичні діелектричні або напівпровідникові структури (матеріали) із забороненою зоною, що перешкоджає поширенню світла у визначеному частотному діапазоні. Створюючи точкові дефекти в такого роду структурах, можна реалізувати так звані «фотонні пастки», у яких поширення світла не можливе за їхніми межами. Створюючи комбінації точкових дефектів, можна реалізувати основні елементи сучасних електричних схем у фотонних кристалах, що дозволить значно підвищити продуктивність і якість обчислень.

Залежно від кількості напрямків неоднорідності ФК поділяють на одновимірні, двовимірні та тривимірні фотонні кристали.

Фотонні кристали можуть бути використані для розв'язання глобальних проблем, таких як створення надпотужних комп'ютерів на основі фотонних інтегральних схем (ФІС). Також для низки складних функціональних задач, таких як: поворот променя на 90^{o}, перетин двох хвилеводів, фільтрація окремої світлової хвилі із загального потоку та багато інших.

У сучасних інформаційних системах обробку даних виконують в електричному форматі, тобто на класичних схемах із використанням електричних мікропроцесорів, які є обмеженими за швидкодією та архітектурною реалізацією, обмін між структурними елементами цих систем виконується із використанням оптичних технологій, зокрема волокна. Складається ситуація, за якої інформація спочатку обробляється, кодується в оптичний сигнал, передається, декодується і знову піддається обробці в електричному форматі. Подвійне перетворення інформації з оптичної в електричну і навпаки є основною проблемою, і для її розв'язання автори

пропонують використати фотонні кристали, у перспективі саме структури на їхній основі замінять нинішні процесори.

Для виготовлення самих кристалів існують усі необхідні технології та методи: починаючи від епітаксійного вирощування, закінчуючи фотолітографією. Найбільш придатним для створення кристалів, орієнтованих на ФІС, є метод двофотонної полімеризації, суть якого полягає у витравленні за допомогою лазерів неоднорідностей із розмірами в декілька нанометрів.

1 ФОТОННІ КРИСТАЛИ ТА ЇХ ВЛАСТИВОСТІ

Фотонні кристали складаються з нанорозмірних структур, які або дозволяють, або блокують окремі довжини хвиль світла, в залежності від частоти їх діелектричних постійних. Кожна довжина хвилі світла має унікальний фізичний розмір, через що вони виглядають різними кольорами. Щоб довжина хвилі пропускалася через структуру фотонного кристала, вона повинна бути сумісна з діелектричними полями кристала. Довжини хвиль, які можуть проходити через ці структури, називаються модами, а групи мод називаються смугами. Довжини хвиль, які не можуть пройти через ці структури, мають назву фотонні заборонені зони. У той час як довжини хвиль в фотонних кристалах дають чисті кольори, вони мають тенденцію змішуватися разом в фотонних заборонених зонах. Це призводить до появи екстремальних кольорів на поверхні фотонного кристала, викликаючи тим самим дивні оптичні явища[1].

Фотонні кристали мають кілька застосувань, створюються штучно і зустрічаються в природі. Вони покращують комп'ютерні чіпи, дозволяючи важливим довжинах хвиль переходити від одного чіпа до іншого, блокуючи всі інші хвилі. Фотонні кристали також мають високу відбивну здатність і можуть служити всеспрямованими дзеркалами. Це властивість дозволяє створювати фотонно-кристалічні волокна, які більш ефективні, ніж звичайні оптичні волокна.

Фотонні кристали можуть бути виготовлені для одного, двох або трьох вимірів. Одновимірні фотонні кристали (1D) можуть бути виконані з шарів, нанесених або склеєних між собою. Двовимірні (2D) можуть бути зроблені фотолітографією або свердлінням отворів у відповідній підкладці. Методи виготовлення для тривимірних (3D) включають в себе свердління під різними кутами, накладення декількох двовимірних шарів один на одного, прямий лазерний запис або, наприклад, ініціювання самозбірки сфер в матриці і розчинення сфер (рис. 1.1).

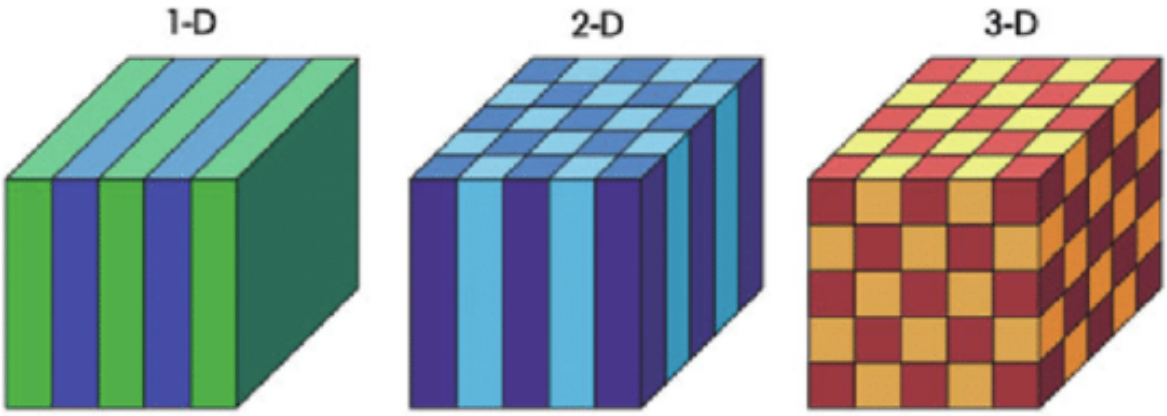


Рисунок 1.1 – Приклади фотонних кристалів для одного, двох і трьох вимірів

Фотонні кристали, в принципі, можуть знайти застосування там, де потрібно маніпулювати світлом. Існуючі застосування включають тонкоплівкову оптику з покриттями для лінз. Двовимірні фотонно-кристалічні волокна використовуються в нелінійних пристроях і для управління екзотичними довжинами хвиль. Тривимірні кристали можуть використовуватися в оптичних комп'ютерах. Тривимірні фотонні кристали можуть привести до більш ефективних фотогальванічних елементів як джерел енергії для електроніки, тим самим зменшуючи потребу в електричній енергії.

Фотонні кристали дозволяють отримати дозволені і заборонені зони для енергій фотонів, аналогічно напівпровідниковим матеріалам, в яких існують дозволені і заборонені зони для енергій носіїв заряду.

Якщо випромінювання з частотою забороненої зони було згенеровано всередині такого фотонного кристала, то воно не може поширюватися в ньому, якщо ж таке випромінювання надсилається ззовні, то воно просто відбивається від фотонного кристала. Одновимірні фотонні кристали дозволяють отримати заборонені зони і фільтруючі властивості для випромінювання, що поширюється в одному напрямку, перпендикулярному шарам матеріалів, показаних на рис. 1.2.

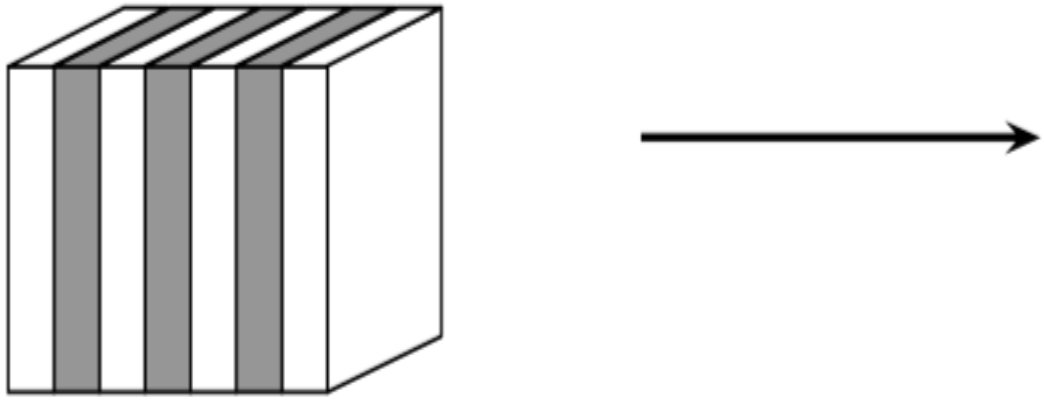


Рисунок 1.2 – Схематичне уявлення одновимірного фотонного кристала

Для ефективного застосування фотонних кристалів необхідно мінімізувати оптичні втрати, що виникають внаслідок безвипромінювальної рекомбінації на поверхні фотонного кристала і обумовлені досить великим відношенням площі його поверхні до об'єму. З цієї точки зору застосування самоорганізованих квантових точок (КТ) в якості активного середовища в фотонному кристалі є досить перспективним напрямком, оскільки перенос носіїв в латеральному напрямку і, відповідно, безвипромінювальна рекомбінація на бічних поверхнях в структурах з КТ істотно пригнічені внаслідок високої локалізації носіїв у квантових точках. Іншою важливою особливістю структур з КТ є можливість реалізації широкого спектру фотолюмінесценції, обумовленого його неоднорідним розширенням, що виникають в результаті флуктуацій розміру КТ. Ці властивості роблять КТ ідеальним активним середовищем як для вивчення структури і дисперсії фотонних зон в широкому спектральному діапазоні, так і для практичного використання в нанофотонних приладах[1].

Слід зазначити, одна важлива перевага фотонних кристалів – можливість досить точного розрахунку зони фотонної структури, а також спектрів пропускання та відбиття світла по заданому розподілу діелектричної проникності. У той же час розробка технології виготовлення високоякісних

фотонних кристалів являють собою непросту задачу. На сьогоднішній день істотний прогрес досягнуто у виготовленні 1D і 2D структур. З огляду на те, що наразі розширюються області застосування 2D структур, в даній роботі будемо розглядати саме ці конфігурації. Теоретично було передбачено, що 2D структури з гексагональними гратками при відповідному контрасті діелектричних проникностей утворюючих їх матеріалами мають повну заборонену зону в двох вимірах, яка спостерігалася експериментально. Що стосується 2D фотонних кристалів з квадратними гратками, то для них була передбачена і спостерігалася повна заборонена зона лише для ТМ-поляризації.

Як вище вже зазначалося, фотонні кристали дозволяють отримати дозволені і заборонені зони для енергій фотонів, аналогічно напівпровідниковим матеріалам, в яких існують дозволені і заборонені зони для енергій носіїв заряду. Поява заборонених зон пояснюється тим, що за певних умов інтенсивності електричного поля стоячих хвиль фотонного кристала з частотами, близькими до частоти забороненої зони, зміщуються в різні області фотонного кристала. Так, інтенсивності поля низькочастотних хвиль концентруються в областях з великим коефіцієнтом заломлення, а інтенсивності поля високочастотних хвиль – в областях з меншим коефіцієнтом заломлення. Слід відзначити, що існує таке визначення природи заборонених зон в фотонних кристалах: "фотонними кристалами прийнято називати середовища, у яких діелектрична проникність періодично змінюється в просторі з періодом, що допускає бреггівську дифракцію світла".

Отже одновимірні фотонні кристали дозволяють отримати заборонені зони і фільтруючі властивості для випромінювання, що поширюється в одному напрямку, перпендикулярному шарам матеріалів. Двовимірні фотонні кристали можуть мати заборонені зони для випромінювання, що поширюється як в одному, двох напрямках, так і у всіх напрямках даного фотонного кристала, які лежать в одній площині. Тривимірні фотонні кристали можуть мати заборонені зони як в одному, декількох або всіх напрямках. Заборонені зони існують для всіх напрямків в фотонному кристалі при великій різниці коефіцієнтів

заломлення матеріалів, з яких складається фотонний кристал, визначених формах областей з різними коефіцієнтами заломлення і певної кристалічної симетрії. Число заборонених зон, їх положення і ширина в спектрі залежить як від геометричних параметрів фотонного кристала (розмір областей з різним коефіцієнтом заломлення, їх форма, кристалічна решітка, в якій вони впорядковані) так і від коефіцієнтів заломлення. Тому заборонені зони можуть бути керованими, наприклад, внаслідок зміни розмірів областей з різним коефіцієнтом заломлення або ж внаслідок зміни коефіцієнтів заломлення під впливом зовнішніх полів.

Залежно від ширини забороненої зони фотонні кристали можна розділити на провідники, ізолятори, напівпровідники і надпровідники.

Фотонні провідники мають широкі дозволені зони. Це прозорі тіла, в яких світло пробігає велику відстань, практично не поглинаючись.

Інший клас фотонних кристалів – фотонні ізолятори, володіють широкими забороненими зонами. Такій умові задовольняють, наприклад, широкодіапазонні багатошарові діелектричні дзеркала. На відміну від звичайних непрозорих середовищ, в яких світло швидко згасає, перетворюючись в тепло, фотонні ізолятори світло не поглинають. Що ж стосується фотонних напівпровідників, то вони володіють більш вузькими в порівнянні з ізоляторами забороненими зонами. Напівпровідники здатні, наприклад, вибірково відображати фотони певної довжини хвилі. Діелектрики – практично ідеальні дзеркала[2].

У надпровідниках завдяки колективним явищам фотони здатні поширюватися практично на необмежені відстані. Відомо, що тепло, яке виділяється провідниками при протіканні по ним електричного струму, є одною з головних перешкод на шляху створення інтегральних схем з надщільною упаковкою логічних елементів. Використання надпровідників могло б розв’язати багато проблем, проте розробка надпровідних матеріалів, сумісних з технологією напівпровідників – кремнію або арсеніду галію, та до того ж здатних працювати при комнатній температурі, – справа майбутнього.

У той же час для фотонних кристалів, де інформація переноситься світлом, створення надпровідників, точніше, ідеальних фотонних провідників по сусідству з фотонним ізолятором або фотонним напівпровідником не представляє принципових труднощів. Слід також зазначити, що звичайні надпровідники принципово не можуть працювати при дуже великій частоті перемикання, так як вона обмежена порівняно малим значенням ширини забороненої зони поблизу рівня Фермі. На фотонні ідеальні провідники це обмеження не поширюється.

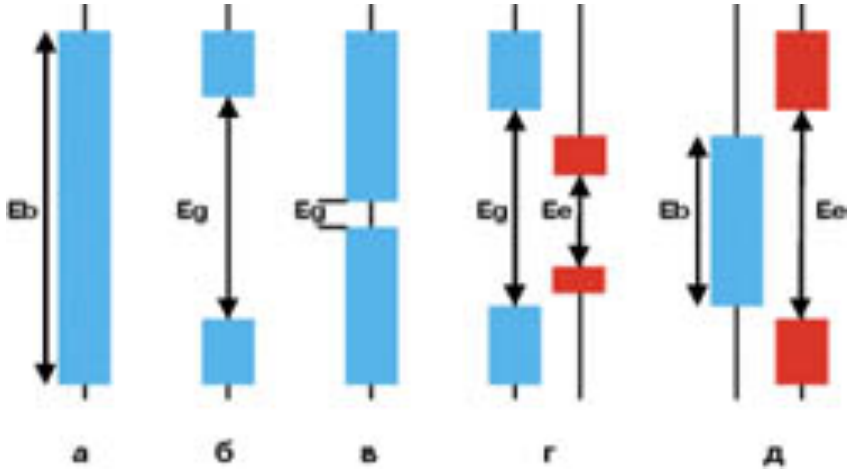


Рисунок 1.3 – Розміри заборонених зон для різноманітних матеріалів.

На рисунку показано співвідношення дозволених і заборонених енергетичних зон, що відповідають різним випадкам: фотонного провідника (рис. 1.3, а), фотонного ізолятора (рис. 1.3, б), фотонного напівпровідника (рис. 1.3, в), пригнічувача спонтанного випромінювання (рис. 1.3, г) і фотонного ідеального провідника (надпровідника) (рис. 1.3, д).

На цьому рисунку використані такі позначення: Eb – ширина дозволеної фотонної зони, Eg – ширина забороненої фотонної зони, Ee – ширина забороненої електронної зони, блакитним кольором показані фотонні зони, червоним – електронні.

Використання фотонних напівпровідників зручно для організації управління світловими потоками. Це можна робити, наприклад, впливаючи на стан і ширину забороненої зони. Тому фотонні кристали являють величезний інтерес для побудови лазерів нового типу, оптичних комп'ютерів, зберігання і передачі інформації.

1.1 Способи виготовлення фотонних кристалів

В даний час існує безліч методів виготовлення фотонних кристалів, і нові методи продовжують з'являтися. Деякі методи більше підходять для формування одновимірних фотонних кристалів, інші зручні щодо двовимірних, треті застосовні частіше до тривимірних фотонних кристалів, четверті використовуються при виготовленні фотонних кристалів на інших оптичних приладах тощо. Розглянемо найбільш відомі з цих методів.

У разі самостійного формування фотонних кристалів використовуються колоїдальні частки (найчастіше використовуються монодисперсні силіконові або полістереновані частки, але і інші матеріали поступово стають доступними для використання в міру розробки технологічних методів їх отримання), які знаходяться в рідині і в міру випаровування рідини осідають в деякому об’ємі. У міру їх осадження один на одного, вони формують тривимірний фотонний кристал, і упорядковуються переважно в гранецентровану або гексагональну кристалічні решітки. Цей метод досить повільний, формування фотонного кристала може зайняти тижні[3].

Інший метод самостійного формування фотонних кристалів, названий стільниковим методом, передбачає фільтрування рідини, в якій знаходяться частинки через маленькі отвори. Цей метод дозволяє сформувати фотонний кристал зі швидкістю, що дорівнює швидкості течії рідини через пори, але при висиханні такого кристала утворюються дефекти в кристалі. Також фотонні кристали отримують методом вертикального осадження, який дозволяє

створювати високоупорядочені фотонні кристали більшого розміру, ніж дозволяють отримати вищезгадані методи.

У більшості випадків потрібен великий контраст коефіцієнта заломлення в фотонному кристалі для отримання заборонених фотонних зон у всіх напрямках. Згадані вище методи самостійного формування фотонного кристала найчастіше застосовувалися для осадження сферичних колоїдальних частинок силікону, коефіцієнт заломлення якого малий, а значить, малий і контраст коефіцієнта заломлення. Для збільшення цього контрасту використовуються додаткові технологічні кроки, на яких спочатку простір між частинками заповнюється матеріалом з великим коефіцієнтом заломлення, а потім частки витравлюють.

Методи травлення найбільш зручні для виготовлення двовимірних фотонних кристалів і є широко використовуваними технологічними методами при виробництві напівпровідникових приладів. Ці методи засновані на застосуванні маски з фоторезисту (яка задає, наприклад, масив кіл), обложеної на поверхні напівпровідника, яка задає геометрію області травлення. Ця маска може бути отримана в рамках стандартного фотолітографічного процесу, за яким слідує травлення сухим або вологим методом поверхні зразка з фоторезистом. При цьому, в тих областях, в яких знаходиться фоторезист, відбувається травлення поверхні фоторезиста, а в областях без фоторезиста – травлення напівпровідника. Так триває до тих пір, поки потрібна глибина травлення не буде досягнута і після цього фоторезист змивається. Таким чином, формується найпростіший фотонний кристал. Недоліком даного методу є використання фотолітографії, найбільша роздільна здатність якої складає близько одного мікрона. Фотонні кристали, як відомо, мають характерні розміри порядку сотень нанометрів, тому використання фотолітографії при виробництві фотонних кристалів із забороненими зонами обмежено роздільною здатнісю фотолітографічного процесу. Найчастіше для досягнення потрібної якості використовується комбінація стандартного фотолітографічного процесу з літографією за допомогою електронного пучка. Пучки сфокусованих іонів (найчастіше іонів Ga) також застосовуються при виготовленні фотонних

кристалів методом травлення. Вони дозволяють видаляти частину матеріалу без використання фотолітографії і додаткового травлення. Сучасні системи, де застосовуються сфокусовані іонні пучки, використовують так звану "карту травлення", записану в спеціальних форматах файлів, яка описує де пучок іонів буде працювати, скільки імпульсів іонний пучок повинен послати в певну точку і т.д. Таким чином, створення фотонного кристала за допомогою таких систем максимально спрощено – досить створити таку "карту травлення" (за допомогою спеціального програмного забезпечення), в якій буде визначена періодична область травлення, завантажити її в комп'ютер, що керує установкою сфокусованого іонного пучка і запустити процес травлення. Для більшої швидкості травлення, підвищення якості травлення або ж для осадження матеріалів всередині витравлених областей використовуються додаткові гази. Матеріали, розміщені в області травлення, дозволяють формувати фотонні кристали з періодичною зміною не тільки вихідного матеріалу і повітря, але і вихідного матеріалу, повітря і додаткових матеріалів[3].

Голографічні методи створення фотонних кристалів базуються на застосуванні принципів голографії для формування періодичної зміни коефіцієнта заломлення в просторових напрямах. Для цього використовується інтерференція двох або більше когерентних хвиль, яка створює періодичний розподіл інтенсивності електричного поля. Інтерференція двох хвиль дозволяє створювати одновимірні фотонні кристали, трьох і більше променів – двовимірні і тривимірні фотонні кристали.

Однофотонна фотолітографія і двухфотонна фотолітографія дозволяють створювати тривимірні фотонні кристали з точністю до 200 нм і використовують властивості деяких матеріалів, таких як полімери, які чутливі до одно- і двухфотонного опромінення і можуть змінювати свої властивості під впливом цього випромінювання. Літографія за допомогою пучка електронів є дорогим, але високоточним методом для виготовлення двовимірних фотонних кристалів. У цьому методі, фоторезист, який змінює свої властивості під дією пучка електронів, опромінюється пучком в певних місцях для формування просторової

маски. Після опромінення, частина фоторезиста змивається, а частина, що залишилася використовується як маска для травлення в подальшому технологічному циклі. Максимальна роздільна здатність цього методу – 10 Нм. Літографія за допомогою пучка іонів схожа за своїм принципом, тільки замість пучка електронів використовується пучок іонів. Переваги літографії за допомогою пучка іонів над літографією за допомогою пучка електронів полягають в тому, що фоторезист більш чутливий до пучків іонів, ніж електронів, і відсутній "ефект близькості", який обмежує мінімально можливий розмір області при літографії за допомогою пучка електронів.

1.2 Двовимірні фотонні кристали

Оскільки в данній роботі розглядаються переважно двовимірні фотонно кристалічні структури, то доцільно визначити основні особливості їх конфігурації та закономірності їх взаємодії з елетромагнітним випромінюванням.

Двомірні фотонні кристали можуть мати заборонені зони для випромінювання, що поширюється як в одному, двох напрямках, так і у всіх напрямках даного фотонного кристала, які лежать в площині, що перпендикулярна осям елементів структури (рис. 1.4).

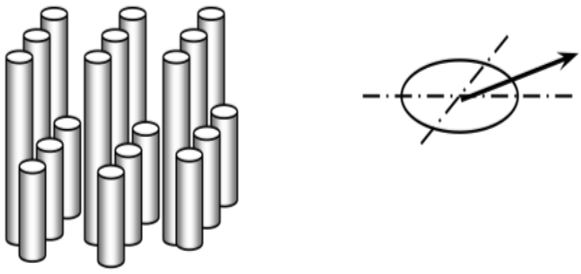


Рисунок 1.4 – Схематичне представлення двовимірного фотонного кристала

Звичайні кристали складаються з ідентичних атомів, в той час як в фотонних кристалах роль атомів виконують «рукотворні» частинки субмікронних розмірів, яким притаманні варіації в розмірах, формі, матеріальних параметрах. Наприклад, в тонких 2D структурах спостерігається невелика ступінь конусності отворів, тобто неконтрольоване відхилення від бажаної геометрії розсіювача, яке притаманне кожній комірці. Така невпорядкованість структури неминуче впливає на оптичні властивості фотонного кристалу[2].

Значна частина універсальності двовимірних фотонно-кристалічних структур при побудові різноманітних резонаторних та хвилеводних пристроїв пов'язані з введенням дефектів в періодичну решітку.

Будь-яка неоднорідність в фотонному кристалі називається дефектом періодичності фотонного кристала. У таких областях зосереджується електромагнітне поле, що використовується в мікрорезонаторах і хвилеводах, побудованих на основі фотонних кристалів (рис. 1.5).

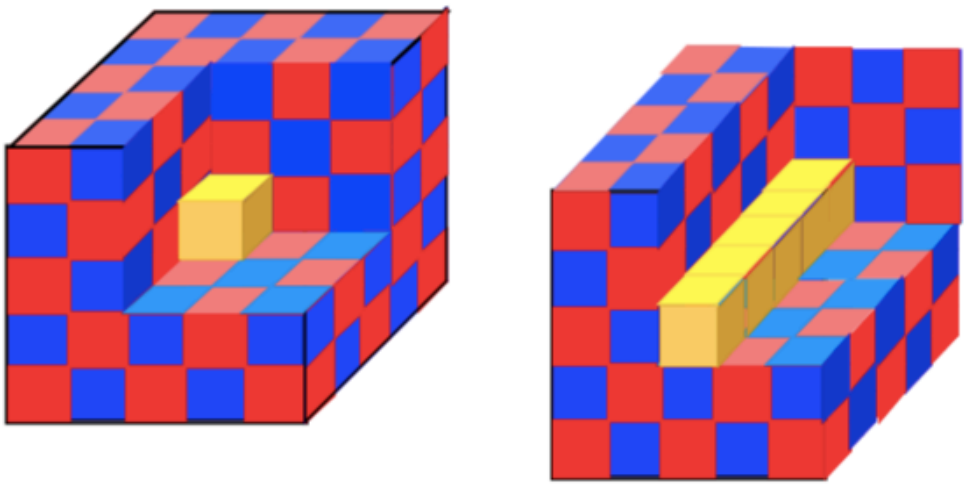


Рисунок 1.5 – Схематичні зображення мікрорезонатора та мікрохвилевода

Для проходження променя формується лінійний дефект структури (наприклад, забирається один ряд стержнів). Для повороту променя на 90^{o} формують два лінійних дефекта, з'єднаних під прямим кутом. Фізично це зводиться до видалення ряду стержнів на передбачуваному шляху проходження променя. В періодичній двовимірнії структурі створюють прямокутний канал, виходу випромінювання з якого в поперечному напрямку перешкоджає заборонена зона[4].

Теоретично проходженню променя перешкоджає відбиття, однак фактично ефективність передачі може бути близька до 100%. Радіус повороту має порядок 2a, (де a – період решітки), що менше довжини хвилі променя. Такий поворот можна розглядати як явище, аналогічне одновимірному резонансному тунельному ефекту в квантовій механіці (рис. 1.6).

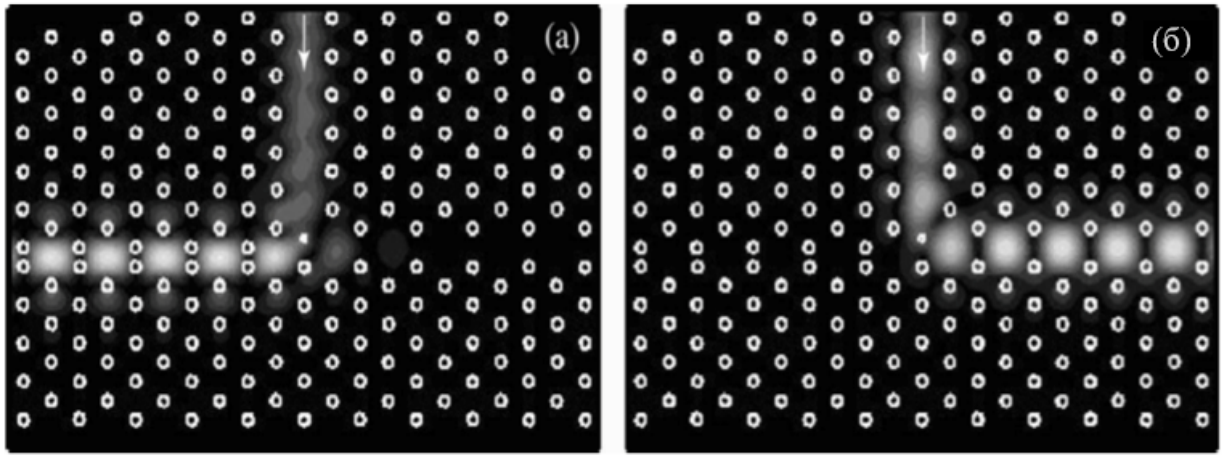


Рисунок 1.6 – Дефекти в двовимірному фотонному кристалі

Створюючи точкові дефекти (або резонансні порожнини) в кристалі, можна захопити фотони в "пастки" забороненої зони (локалізувати фотони в порожнинах дефекту) і, відповідно, на їх основі можна створити пристрої зберігання і обробки інформації нового типу. Резонансна порожнина діє таким чином. Білий світ, який увійшов з торця хвилеводу, поширюється вздовж нього. Хвиля з резонансною частотою захоплюється між двома центральними отворами (завдяки сформованій в структурі забороненій зоні) і багаторазово відбивається

назад-вперед між цими отворами (внутрішнє відбиття через дзеркальний ефект в резонансній порожнині). Оптичні коливання на резонансній частоті посилюються за рахунок енергії світла аналогічно тому, як це відбувається, наприклад, в оптичних підсилювачах Фабрі-Перо. Інші ж спектральні компоненти експоненціально згасають (через заборонену зону). При достатньому посиленні світло резонансної частоти виривається з резонансної порожнини і виходить з торця хвилеводу. Отже ця конструкція аналогічна зарядженому провіднику, оточеному з усіх боків діелектриком.

Захоплення випромінювання в фотонних кристалах є принципово новим явищем, так як відбувається без процесу багаторазового поглинання і випускання фотонів. Воно тут просто неможливо в силу певних співвідношень між параметрами фотонних і електронних енергетичних зон. Тому перенесення випромінювання при його захваті в фотонному кристалі носить упорядкований характер, істотно відрізняючись від відомого раніше хаотичного руху в газовому середовищі.

Частоти світла в фотонній забороненій зоні кристала не можуть поширюватися через кристал. Отже, ця структура діятиме як дзеркало для фотонів з частотою в забороненій зоні (за умови поширення в площині і узгодження поляризації). Видалення єдиної точки сітки створює невеликий простір, який потенційно оточений відбиваючими стінами. До тих пір, поки цей новий простір підтримує оптичну моду з частотою всередині забороненої зони, світло може виявитися там «спійманим в пастку» протягом тривалого числа циклів коливань поля. Видалення точки решітки – не єдина модифікація, яка викликає цей ефект. Зміна розміру або розташування однієї або декількох точок решітки також може викликати резонанс локалізованих оптичних мод у зміненій області. Поки існує достатнє спектральне розділення між підтримуваними модами дефектів в забороненій зоні, в спектрі оптичної передачі можуть спостерігатися різкі піки (або провали) передачі на відповідних частотах. Частота цих локалізованих оптичних резонансів чутлива до змін показника заломлення в оптичному резонаторі і, отже, може контролюватися для

визначення властивостей матеріалів з високою точністю. Існують значні відмінності в конструкції цих точкових дефектів, в яких область змін решітки оточена багатьма періодами незмінної кристалічної решітки[4].

Фотонно-кристалічний хвилевід є дефектом, який формується шляхом зміни лінійної послідовності точок решітки. Для частот, які знаходяться в забороненій зоні, світло обмежено зміненими точками решітки і, отже, поширюється уздовж шляху послідовності. Цей тип дефектів використовується для направлення світла між двома точками всередині структури. Хоча однією з унікальних особливостей фотонно кристалічних хвилеводів є можливість формувати великі кутові вигини з низькими втратами. Майже всі ці хвилеводи, використовувані в аналітичних датчиках, колінеарно з'єднують два ребристих хвилевода на протилежних краях структури. В деяких конструкціях датчиків зміни фотонних властивостей хвилеводу служать сигналом трансдукції. Інші конструкції датчиків використовують хвилевід для направлення світла до дефекта гетероструктури або від нього або для бокового з'єднання світла з точковими дефектами. У багатьох випадках фотонно кристалічний хвилевід дозволяє реєструвати спектр пропускання для світла, що проходить через датчик.

1.3 Фотонно кристалічні резонатори

У цьому розділі будуть розглянуті двовимірні фотонно-кристалічні порожнини.

На рис. 1.7 показані порівняння добротності резонаторів, а також динаміка їх добротності за минуле десятиліття. Ранні порожнини фотонних кристалів формувалися шляхом видалення одного отвору з однорідної решітки [4]. Зовсім недавно було показано, що лінійні дефекти мають більш високі добротності, ніж порожнини з одним відсутнім отвором [3], а порожнина подвійної гетероструктури в фотонному кристалі має найбільшу добротність серед двовимірних фотонних кристалічних порожнин [4]. Через свою виключно високу добротність і невеликий модовий об’єм подвійна гетероструктура з фотонними

кристалами була предметом інтенсивних досліджень для створення ефективних оптичних джерел у вигляді чіпа.

У 2005 р Song et al. показали, що двовимірний фотонно-кристалічний хвилевід з невеликим локалізованим дефектом може утворювати надвисоку добротність резонатора з добротністю понад 10^5 і модів обсягом близько однієї кубічної довжини хвилі [5]

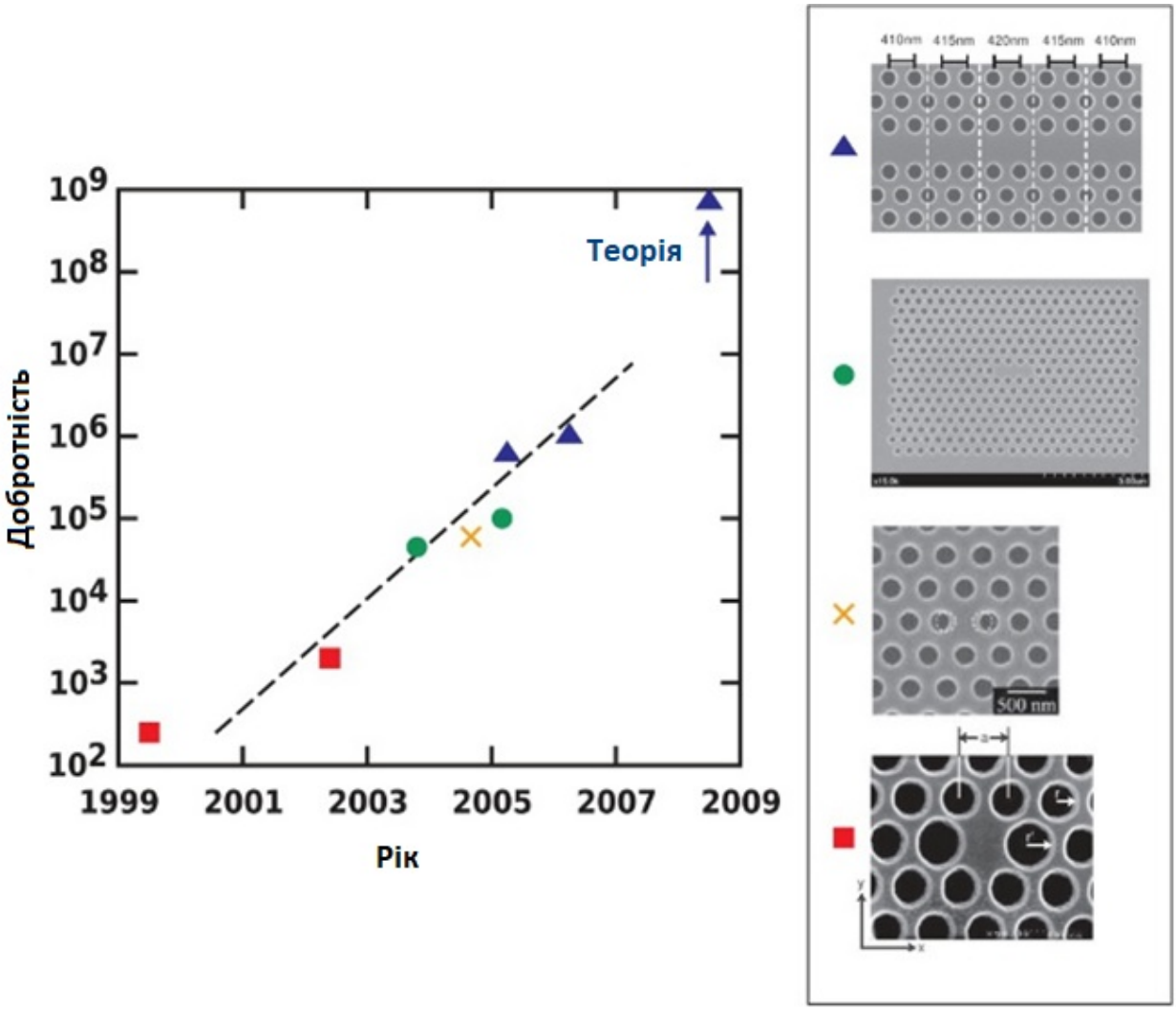


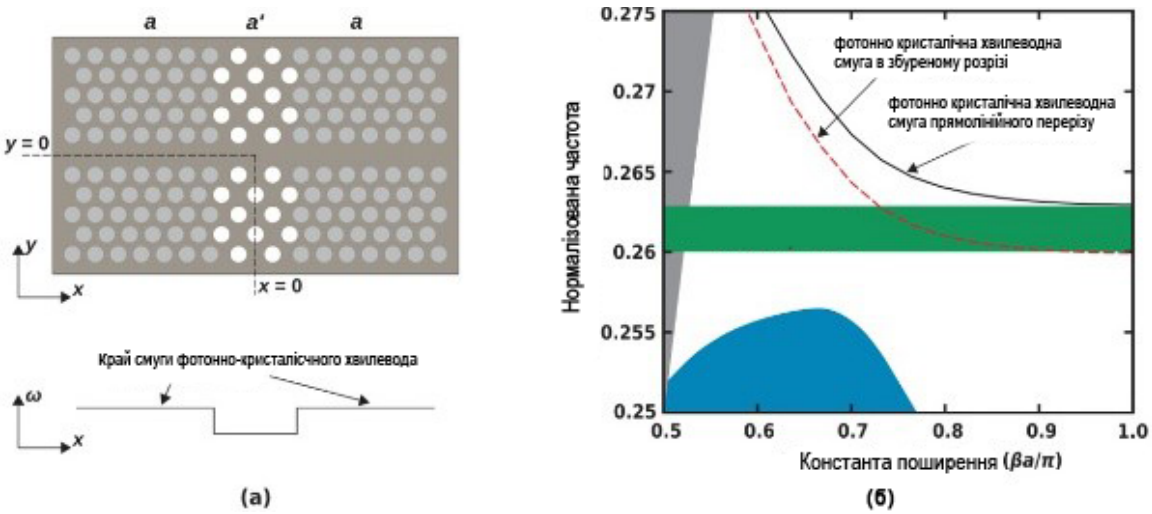
Рисунок 1.7 – Порівняння добротності фотонно-кристалічних нанорезонаторів [5]

1.4 Фотонно-кристалічна подвійна гетероструктура резонансних порожнин

Така порожнина була названа подвійною гетероструктурою на основі фотонних кристалів і зображена на рис.1.8. Порожнина сформована з фотонно-кристалічного хвилеводу, що має ділянку з параметрами, відмінними від основної структури. Це досягається збільшенням постійної решітки вздовж напрямку *x* для більш світлих повітряних дірок. Нижче схематичною діаграмою показана структура отриманої фотонної зони, що ілюструє формування фотонної ями вздовж напрямку *x*. Подальша експериментальна робота над цими порожнинами продемонструвала пристрої з пасивною добротністю до 10^6 [4]. З часу цих початкових повідомлень кілька груп повідомили про формування порожнин з двома добротностями для фотонно-кристалічних подвійних гетероструктур за допомогою різних методів, включаючи локальну модуляцію ширини дефекту лінії фотонного кристала [6], локальну інфільтрацію через повітряні отвори, світлочутливі матеріали, ефективну зміну індексу через мікроволоконний зв'язок і локальну модуляцію радіусів дірок [6]. Чисельний аналіз показав, що добротність до 10^9 можлива при конусному профілюванні структури [6]. Надвисокі коефіцієнти добротності і об'ємні моди кубічної довжини хвилі поряд з хвилеподібною формою порожнин зробили їх привабливими для різних застосувань, включаючи хімічне зондування [5], уповільнення світла [4], створення елементів оптичних хвилеводів із зв'язаними резонаторами [5] і лазерів з крайовим випромінюванням [6]

На рис 1.8, а представлена принципова схема резонатора з подвійною гетероструктурою на основі фотонного кристала, утвореного у вигляді однорідного однолінійного хвилеводу з дефектом, шляхом збільшення постійної решітки світлоокрашенних дірок вздовж напрямку *x*. На рис. 1.8, б представлена діаграма дисперсії хвилеводу фотонного кристала, що зображає смуги хвилеводу фотонного кристала, пов'язані з прямою (чорна, суцільна) і модифікованою (червона, пунктирна) частинами хвилеводу. Частоти хвилевода модифікованої

ділянки, що потрапляють в проміжок між модами в прямолінійному хвилеводі, визначаються як «можливі частоти пов'язаних станів». Синя область позначає моди оболонки фотонного кристала, а сіра область позначає світловий конус.



(a) просторовий розподіл діелектричної проникності фотонно-кристалічної структури; (b) дисперсійна діаграма фотонно-кристалічного хвилевода[6].

Рисунок 1.8 – Подвійна гетероструктура на основі фотонних кристалів

Частоти хвилевода модифікованої ділянки, що потрапляють в проміжок між модами в прямолінійному хвилеводі, визначаються як «можливі частоти пов'язаних станів». Синя область позначає моди оболонки фотонного кристала, а сіра область позначає світловий конус.

1.5 Спектральні властивості

Коли постійна решітки локально збільшується, вона зсуває частоти хвилеводної смуги, пов'язаної з модифікованою областю, на більш низькі частоти, як показано на рис. 1.8, б. Зв'язаний стан буде коливатися поблизу частот модифікованої ділянки хвилеводу, які потрапляють в проміжок мод

однорідних ділянок хвилеводу. Частоти-кандидати для резонансів в зв'язаному стані позначені на рис. 1.8, б.

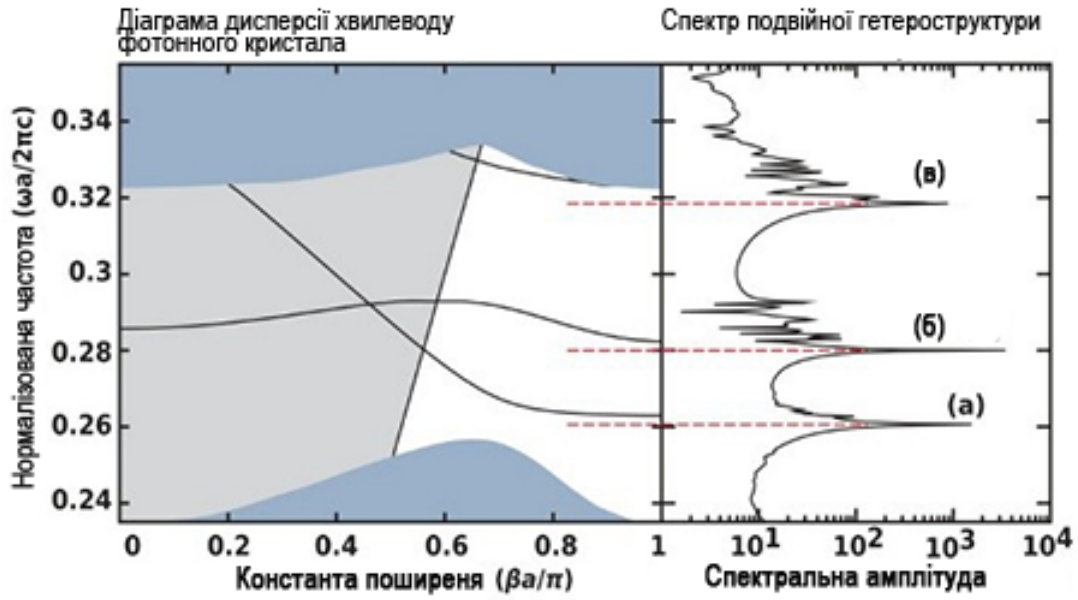


Рисунок 1.9 – Порівняння спектральних характеристик спектру подвійної гетероструктури фотонного кристала і осі частот діаграми дисперсії хвилеводу фотонного кристала[6]

Тільки нижче мінімумів дисперсійного співвідношення в областях хвилеводів однорідного фотонного кристала існує можливість існування моди в центральній області без можливості одночасного існування моди в оболонці на тій же частоті на невеликій відстані від хвильового вектора. Іншими словами, тільки в цих випадках немає моди, яка знаходиться поруч (в сенсі хвильового вектора) в оболонці на тій же частоті [6]. Таке формування мод аналогічно формуванню пов'язаних станів в електронних гетероструктурах.

На рис. 1.9 представлені результати розрахунку характеристик цієї структури. Зліва представлена дисперсійна діаграма фотонно кристалічного хвилеводу. Чорні лінії відповідають смугам дисперсії цього хвилеводу. Сині області позначають моди оболонки. Сіра область позначає проекцію світлового конуса. Справа представлений резонансний спектр цієї структури. Пунктирні

лінії ілюструють відповідність між частотами пов'язаних станів гетероструктури і екстремумами дисперсії хвилеводу.

Червоні пунктирні лінії показують, що резонансні частоти в зв'язаному стані виникають трохи нижче мінімумів дисперсії хвилеводу.

На рис. 1.10 представлені просторові розподіли компонентів електромагнітного поля мод цієї структури.

Ці профілі мод можна інтерпретувати як ті, що складаються з хвилеводної моди прямого хвилеводу, помноженої на обмежуючу огибаючу, яка центрована в модифікованій області структури.

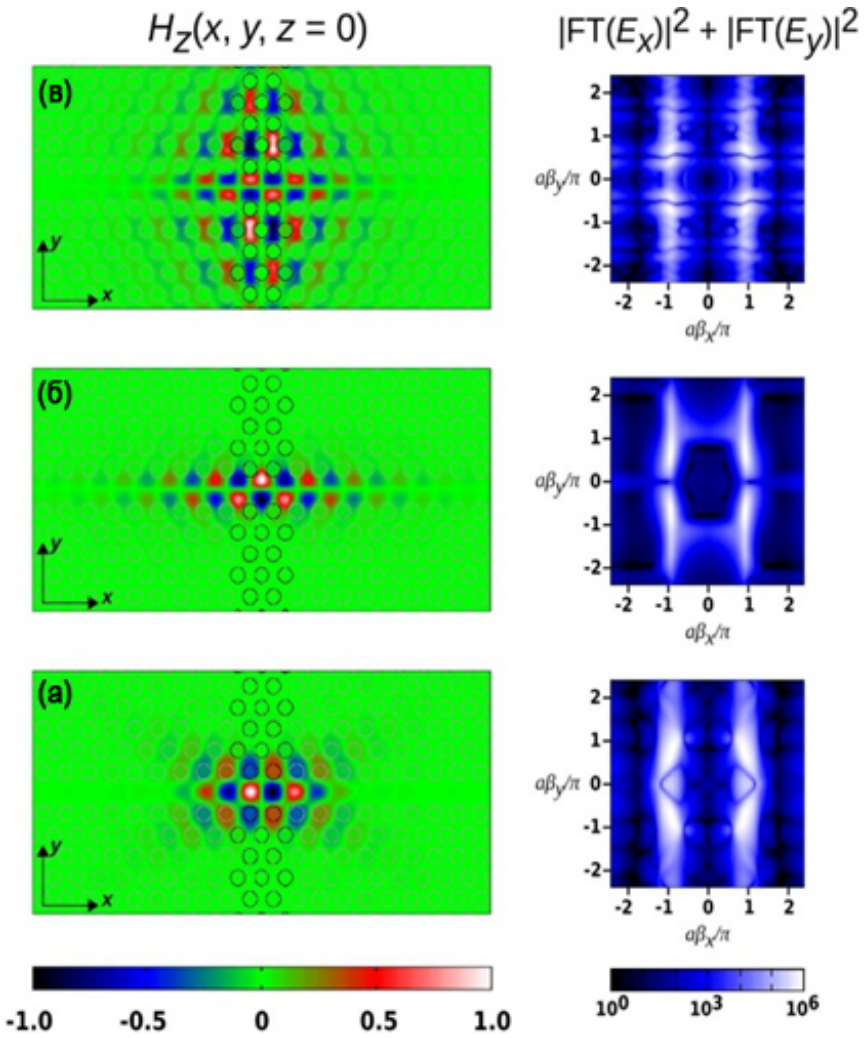


Рисунок 1.10 – z-компонента магнітного поля для резонансів в зв'язаному стані, позначених на рис. 1.9

Цікаво відзначити, що мода (рис. 1.10, в) значно розширюється в оболонку фотонних кристалів. Це може бути пов'язано з безпосередньою близькістю відповідної смуги хвилеводу до мод оболонки. Праворуч від кожного профілю моди *Hz* знаходиться відповідне просторове перетворення Фур'є. Зокрема, $log (| FT (Ex) |^2 + | FT (Ey) |^2)$ будується там, де *FT* позначає перетворення Фур'є. Двовимірне просторове перетворення Фур'є дає просторові компоненти хвильового вектора, які складають резонанс у зв'язаному стані. Розподіл просторових хвильових векторів центровані в $\beta x = \pm \pi / a$. Це узгоджується зі спостереженням, що резонансні частоти в зв'язаному стані виникають поблизу мінімумів дисперсії хвилеводу, які збігаються з межею зони Бріллюена при $\beta x = \pm \pi / a$ для цього конкретного хвилеводу. Таблиця 1.1 підсумовує нормовані резонансні частоти трьох мод, показаних на рис. 1.10.

Таблиця 1.1 – Узагальнення добротності і резонансних частот для мод, пов'язаних з резонатором гетероструктури фотонних кристалів

	Резонансна частота	Частота відсічки	Добротність
(а)	0,2606	0,2629	336700
(б)	0,2800	0,2824	10800
(в)	0,3184	0,3227	8250

Резонансні частоти і добротності були отримані з використанням методу інтерполяції Паде [7]. Ясно, що резонансні частоти пов'язаного стану падають трохи нижче краю смуги хвилеводу фотонного кристала. Режим (а) має найбільшу добротність.

1.6 Пов'язані стани вищого порядку

У попередньому розділі обговорювалася подвійна гетероструктурна порожнина в фотонному кристалі, що виникає через модіфікацію обмеженої просторової області фотонно-кристалічного хвилеводу. На рис 1.11 показано кілька цікавих особливостей моди з високою добротністю з таблиці 1.1 за умови

зміни ступеню модифікації. По-перше, добротність демонструє сильну залежність від процентного збільшення постійної решітки. Для невиликої модифікації (< 3 %) прогнозуються добротності, що перевищують один мільйон. Беручи до уваги, що для модифікацій, що перевищують 20 %, добротність падає нижче тисячі. Зрозуміло, що при збільшенні ступеню модифікації хвилевода фотонна яма заглиблюється, що призводить до поліпшення умов локалізації електромагнітної енергії. Виявляється, що в цьому випадку перехід між прямим хвилеводом і областю модифікації стає різкішим, що призводить до виникнення вищих просторових частот [7]. Оскільки ці моди мають розподіл в просторі Фур'є, центрований поблизу значення $\beta x = \pi / a$, великі просторові частоти зсуваються в області простору Фур'є поблизу значення $\beta x = 0$. Компоненти Фур'є всередині світлового конуса з центром на початку координат в просторі Фур'є випромінюють поза площиною структури, і цей механізм втрат домінує в загальних втратах моди. Результати досліджень показали, що в таких схемах збільшення добротноті може бути досягнуте через формування більш плавних переходів між областями прямих хвилеводів і модифікованими областями [8].

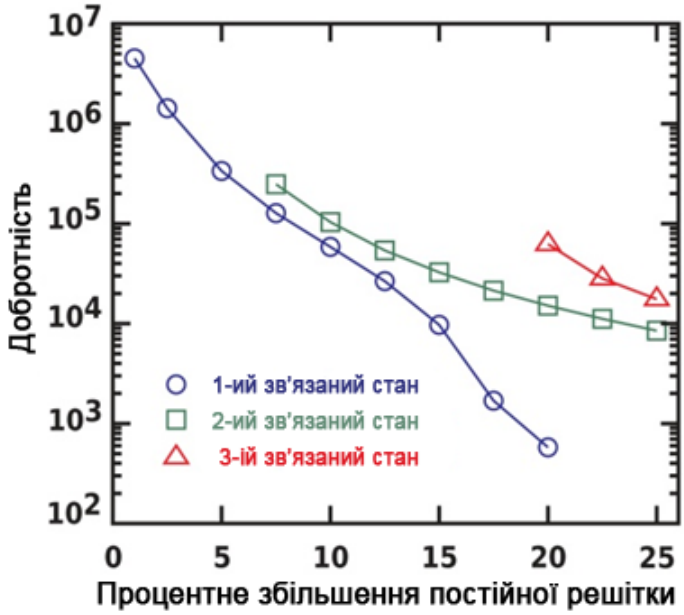


Рисунок 1.11 – Добротність в залежності від ступеню модифікації хвилеводу для зв'язаних станів першого, другого і третього порядків[8]

Іншою цікавою особливістю на рис. 1.11 є наявність пов'язаних станів більш високого порядку. При модифікації, що перевищує 7,5 %, порожнина підтримує зв'язаний стан як першого, так і другого порядку. Для модифікацій, що перевищують 20 %, порожнина підтримує три пов'язаних стани. Добротності резонансів в зв'язаному стані вищого порядку демонструють аналогічну залежність від відсотка збільшення постійної решітки порівняно із зв'язаним станом першого порядку. Слід також зазначити, що для даної модифікації зв'язаний стан вищого порядку має найбільшу добротність.

На рис. 1.12 показана z-компонента магнітного поля перших трьох зв'язаних станів, пов'язаних з порожниною гетероструктури. Також показані функції обвідної. Функції обвідної демонструють поведінку, аналогічну хвильовим функціям у відповідних задачах квантової механіки.

З технологічної точки зору, якщо хтось вибирає роботу з порожниною, яка підтримує кілька пов'язаних станів, тоді корисно мати можливість покращувати один режим в порівнянні з іншими. З рівняння видно, що мода з найбільшою добротністю буде першою, яка досягне порога, якщо резонатор є багатомодовим. Однак на рис. 1.12 різні зв'язані стани мають різні просторові розподіли мод і, таким чином, різні інтеграли перекриття з просторовим розподілом посилення. Наприклад, промінь оптичного накачування, безпосередньо центрований в порожнині гетероструктури, буде переважно накачувати зв'язаний стан першого порядку, і ця мода може спочатку досягти граничного значення, навіть якщо він має меншу добротність, ніж зв'язаний стан другого порядку. Щоб обійти цю проблему, можна ввести модифікації резонатора, які значно зменшують добротність небажаних мод, залишаючи добротність обраної моди без змін. Така схема розпізнавання мод також покращує заглушення бокових мод.

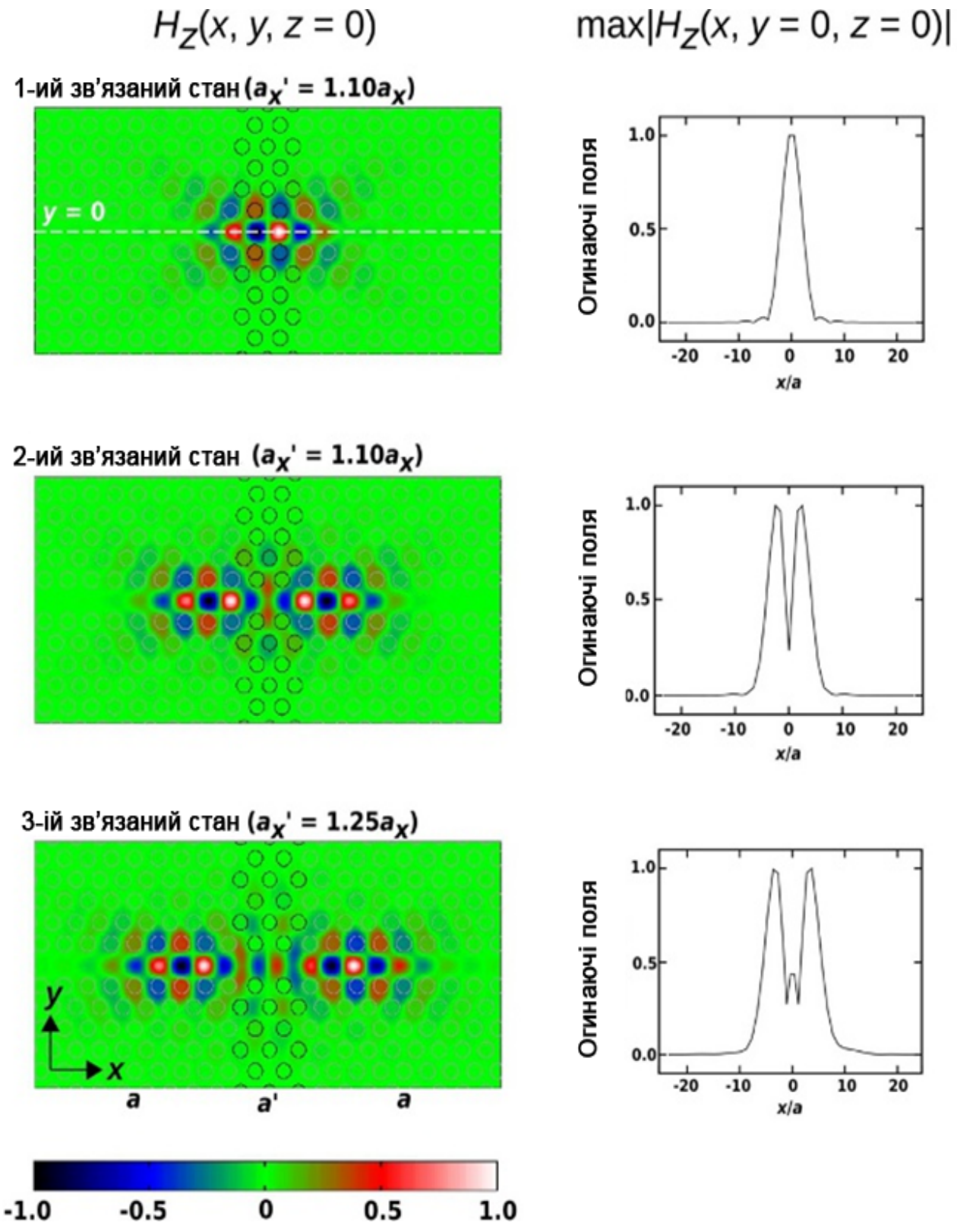


Рисунок 1.12 – Просторові розподіли магнітного поля та її огинаючі для різних типів колеблення фотонно-кристалічного резонатора

На рисунку 1.12 зліва: просторовий розподіл полів *Hz (x, y, z = 0)* для зв'язаних станів першого, другого і третього порядку, справа – огинають поля, витягнуті з | *Hz (x, y = 0, z = 0)* |

Один із методів для ідентифікації мод полягає в розміщенні додаткових отворів в резонаторі поблизу максимумів електричного поля відповідних мод, які треба послабити. Це підсилює випромінювання у зовнішній простір і знижує добротність [8].

На рис. 1.13 показані модифіковані порожнини, які були виготовлені в підвісний мембрані InGaAsP товщиною 240 нм, що містить чотири напружено-стислі квантові ями. Напівпровідникове сухе травлення було виконано в плазмовому травителі з індуктивно зв'язаною плазмою з використанням хімічного складу BCl3 при температурі 165° C. Решта процеса виготовлення такі ж, як в [8]. На вставці до рис. 1.13, а показана скануюча електронна мікрофотографія резонатора з 10 % -ною модифікацією, який підтримує зв'язані стани як першого, так і другого порядку. На вставці до рис. 1.13, б показана порожнина з отворами, розташованими при $x = \pm 2{,}4a$, для придушення пов'язаного стану другого порядку, а на рис. 1.13, в показана порожнину з отворами, розташованими при $x = 0$, для придушення першого порядку [8].

Прилади оптично накачувалися при комнатній температурі лазером з довжиною хвилі 850 нм при нормальному падінні з шириною імпульсу 8 нс. Розмір плями випромінювання становив близько 2 мкм в діаметрі. Нижній спектр на рис. 1.13, а являє собою спектр одномодової генерації, що працює в першому зв'язаному стані, в той час як верхній спектр багатомодової генерації показує наявність другого пов'язаного стану на відстані приблизно 20 нм від першого, коли пляма випромінювання злегка зсунула центр пристрою уздовж хвилеводної сердцевини. Обидві модифіковані структури на рис. 1.13, (б, в) працюють в стабільному одномодовом режимі щодо місця розташування променя накачування. Їх довжини хвиль генерації збігаються з першим і другим пов'язаними станами, генеруючими в незміненій структурі. Всі чотири спектра генерації були зняті при піковому значенні падаючої потужності 1,7 мВт.

Широкий резонансний пік між довжинами хвиль 1,40 і 1,45 мкм відповідає смузі дисперсії хвилеводу більш високого порядку. На рис. 1.13, г зображені криві «світло в світлі» (L-L) трьох лазерів. Вони мають майже ідентичні пороги, але різні нахили, що вказує на однакову величину загальних оптичних втрат. Можливо, що додаткові отвори викликають деяке надлишкове вертикальне розсіювання, яке фіксується детекторними приладами.

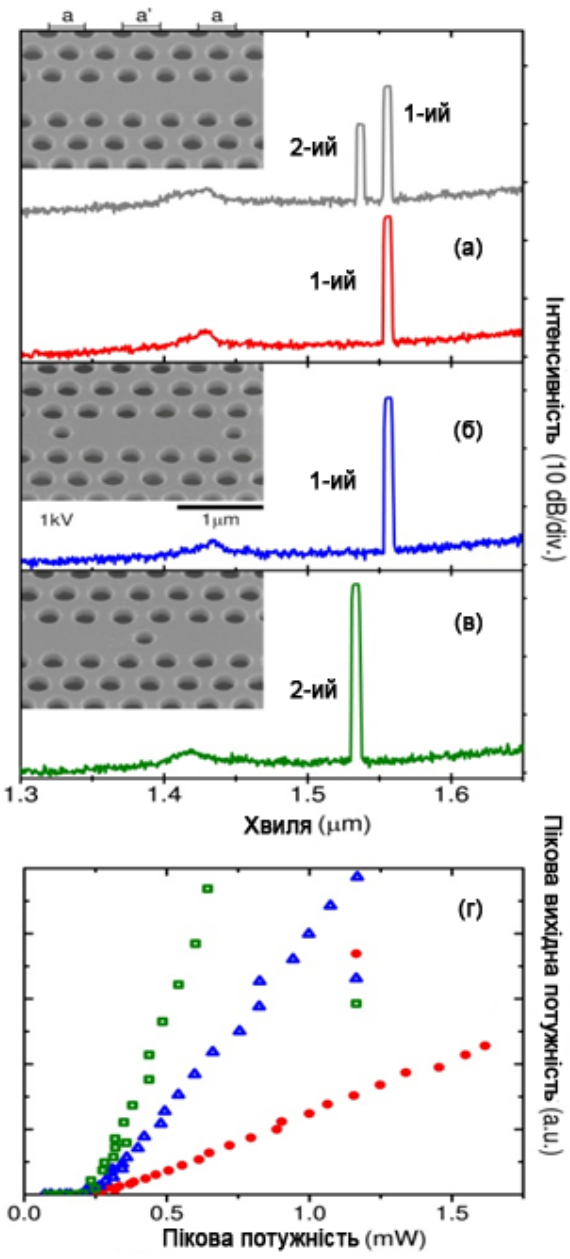


Рисунок 1.13 – Спектри генерації трьох подвійних гетероструктурних лазерів

Як зазначалося, великі добротності резонаторів призводять до зменшення лазерних порогів в результаті зменшення радіаційних втрат. Однак зниження радіаційних втрат також зменшує вихідну потужність лазера для заданого рівня накачування. Для застосувань, пов'язаних з вбудованою фотонікою, важливо мати достатню вихідну потужність з великим відношенням сигнал/шум і низьким коефіцієнтом помилок по бітам. Виявляється, що резонатори з високою добротністю дають можливість навмисно знижувати добротність, вносячи втрати в потрібному напрямку випромінювання. Для фотонних інтегральних схем бажаний напрямок виведення випромінювання – в площині. Оскільки порожнина подвійної гетероструктури фотонного кристала сформована з використання модифікації прямого фотонно-кристалічного хвилеводу, втрати в площині можуть бути збільшені вздовж напрямку хвилеводу шляхом зменшення кількості періодів однорідного хвилеводу, що покривають область модифікації. На рис.1.14 показані результати моделювання методом FDTD виготовленого резонатора, в якому було видалено кілька періодів оболонки однорідного фотонного кристала на одній стороні структури. Геометрія була визначена при чисельному моделюванні по мікрофотографії виготовленого пристрою. Для цієї структури тільки п'ять однорідних періодів хвилеводу залишаються між травленою гранню і областю модифікації. З цього резонатора було отримано понад 100 мкВт пікової потужності [8]). Одна з проблем, пов'язаних з цією структурою, полягає в сильній кутовій залежності потужності випромінювання. Пізніші конструкції резонаторів поліпшили спрямованість і продемонстрували вихідну потужність більше 500 мкВт [8]. Слід зазначити, що в реальних пристроях інтегрованої фотоніки ці порожнини будуть пов'язані з плоскими хвилеводами. Повідомляється, що ефективність зв'язку між дефектними порожнинами і фотонно-кристалічними хвилеводами досягає 90 % [8], що дозволяє припустити, що з хвилеводом в площині може бути пов'язано більш ніж міліватт потужності. Ці результати підсилюють технологічну життєздатність фотонно-кристалічних лазерів як джерел на кристалі.

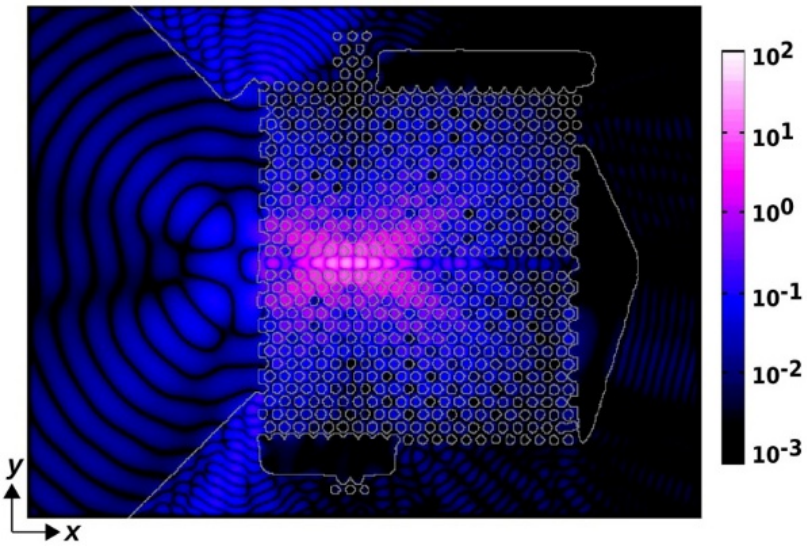


Рисунок 1.14 – Просторовий розподіл потужності випромінювання в фотонно-кристалічній структурі

1.7 Виготовлення діелектричних нанорезонаторів

Підготовку наноматеріалів, як правило, можна розділити на підходи зверху вниз і знизу вгору. Діелектричні нанорезонатори також можуть бути підготовлені за допомогою цих двох типів підходів, незважаючи на те, що більшість зареєстрованих пристроїв були виготовлені за допомогою низхідних методів [9]. Нижче описана підготовка діелектричного нано-резанатора з категорій зверху вниз і знизу вгору.

1.7.1 Спадні підходи

Оскільки діелектричні нанорезонатори, як правило, виготовляються з матеріалів з високим показником заломлення, таких як Si, Ge, GaAs і т. д., які важко синтезувати за допомогою висхідних підходів, для створення діелектричних нано-резонаторів на початку використовувалися спадні методи. Ці методи, які були застосовані для виготовлення діелектричних

нанорезонаторів, в основному базуються на таких технологічних процесах як лазерно-індукована абляція і електронно-променева літографія (EBL) [9].

Лазерна абляція може ефективно створювати сферичні наночастинки і тому вперше була використана для виготовлення діелектричних нанорезонаторів. При лазерно-індукованій абляції лазерне випромінювання з високою енергією може нести об'ємні матеріали і вихлюпувати їх з поверхні. Розлиті матеріали розплавлені і мають сферичну форму. Сферичні частинки утворюються в процесі швидкого охолодження. На рис. 1.15, (а, б) показані відповідно зображення, отримані з оптичного мікроскопа і скануючого електронного мікроскопа (SEM) кремнієвої пластини, що була оброблена фемтосекундним лазером [9]. Матеріал в області, що опромінюється лазером, безумовно проходить абляцію з поглибленням, утвореним на кремнієвій пластині. Висипаний матеріал Si утворює наносфери різного розміру в сусідній області. Однак високий показник заломлення і непрозорість кремнієвих пластин можуть вплинути на резонансні властивості лазерно-абльованих кремнієвих наносфер і їх застосування в різноманітних пристроях. Якщо кремнієву пластину занурюють у воду, вільні наносфери також можуть бути отримані, зібрані і перенесені на інші субстрати шляхом центрифугування і осадження [9]. Для здійснення прямого формування кремнієвих наносфер на інших підкладках був розроблений метод лазерно-індукованого перенесення [9]. На рис. 1.15, в схематично показана експериментальна установка для лазерно-індукованого перенесення. Фемтосекундні лазерні імпульси опромінюють передню сторону кремнієвої пластини через прозору підкладку приймача, розташовану над кремнієвою пластиною на відстані приблизно 15 мкм. Локалізований нагрів, індукований імпульсним лазерним опроміненням, призводить до утворення наночастинок розплавленого кремнію, які потім летять до підкладки приймача і утворюють наносфери на поверхні підкладки приймача. На рис. 1.15, г показано мікроскопічне зображення кремнієвих наносфер, створених одним лазерним імпульсом на скляній підкладці приймача. Приймачем можуть бути будь-які підкладки, прозорі на довжині хвилі лазера.

Таким чином, що наносфери , отримані методом лазерної абляції, мають великий розподіл за розмірами і випадкове розташування, що створює труднощі для здійснення контролю оптичних властивостей діелектричних нанорезонаторів і розробки діелектричних нанорезонаторів, метаповерхонь і метаматеріалів.

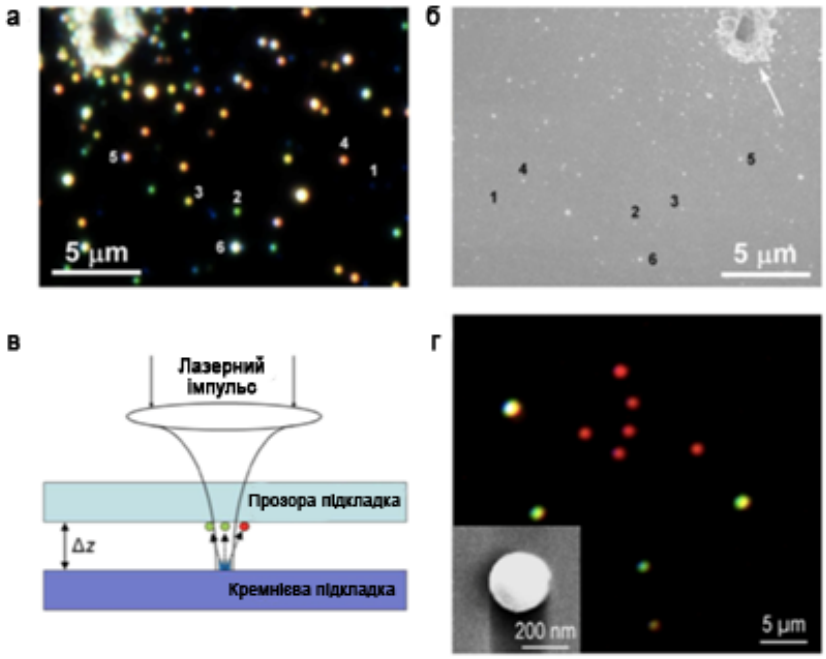


Рисунок 1.15 – Мікрофотографії кремнієвих наносфер та схема їх отримання на основі технології лазерної абляції

Згодом метод лазерно-індукованого перенесення був перетворений в метод лазерного друку, який дозволяє ефективно контролювати розмір і положення одержуваних наносфер [8]. У цьому методі замість кремнієвих пластин використовуються пластини кремній-на-ізоляторі (SOI) з монокристалічним шаром кремнію товщиною 50 нм на підкладці з оксиду кремнію товщиною 200 нм. При опроміненні пластини SOI одиночним щільно сфокусованим імпульсом гауссова лазера поглинання світла в верхньому шарі кремнію призводить до надшвидкого нагрівання і локального плавлення цього шару. Оксидна підкладка, яка має набагато вищу температуру плавлення, залишається незмінною при

енергії лазерного імпульсу. Завдяки кінцевій товщині шару кремнію цей метод дозволяє отримувати поодинокі наночастинки в кожній позиції опромінення. Енергія імпульсу також грає важливу роль у формуванні наносфери. Коли енергія імпульсу мала, шар кремнію в повному обсязі розплавляється по всій його товщині (рис. 1.16, б, ліворуч). Зі збільшенням енергії імпульсу поверхневий натяг змушує розплавлену область стискатися до центру, викликаючи утворення полусферичної опуклості (два середніх зображення на рис. 1.16, б). При подальшому збільшенні енергії лазерного імпульсу шар кремнію товщиною 50 нм повністю розплавляється, утворюючи краплю, що викликана поверхневим натягом. Це утворення краплі супроводжується зсувом її центру мас. Сформована сферична крапля набуває спрямований вгору імпульс, який направляє краплю до підкладки приймача, розміщеної поверх пластини SOI. Крапля рідини згодом твердне на поверхні підкладки приймача з утворенням сполуки Si-NP. Викид нанокраплі кремнію залишає яму на поверхні пластини SOI (рис. 1.16, б, праворуч). На рис. 1.16, в показаний великий масив наносфер, виготовлених цим методом. Діаметри наносфер дуже однорідні, про що свідчить однаковий колір сигналів розсіювання всіх наночастинок кремнію. Положення наносфери також добре контролюється. Товщина шару кремнію і енергія імпульсу можуть варіюватися для управління розміром сформованих наночастинок. Наприклад, шляхом збільшення енергії імпульсу з кроком ~ 0,1 нДж з 5 нДж розмір отриманих наночастинок можна збільшити з 160 нм до 240 нм. Однак наночастинки, виготовлені цим способом, є аморфними. Вони повинні бути опромінені другим фемтосекундним лазерним імпульсом для перетворення в кристалічну фазу. Кристалічна фаза дуже бажана для досягнення хороших властивостей електромагнітного резонансу.

EBL – це ще один потужний спадний метод виготовлення наноструктур. Він може добре контролювати форму, розмір і положення наночастинок. В процесі виготовлення EBL плазмонних металевих наноструктур електронний резист спочатку наноситься методом центрифугування на діелектричну

підкладку. Електронний резист з покриттям потім піддають дії електронного пучка і конфігурують для отримання бажаних рисунків для наноструктур.

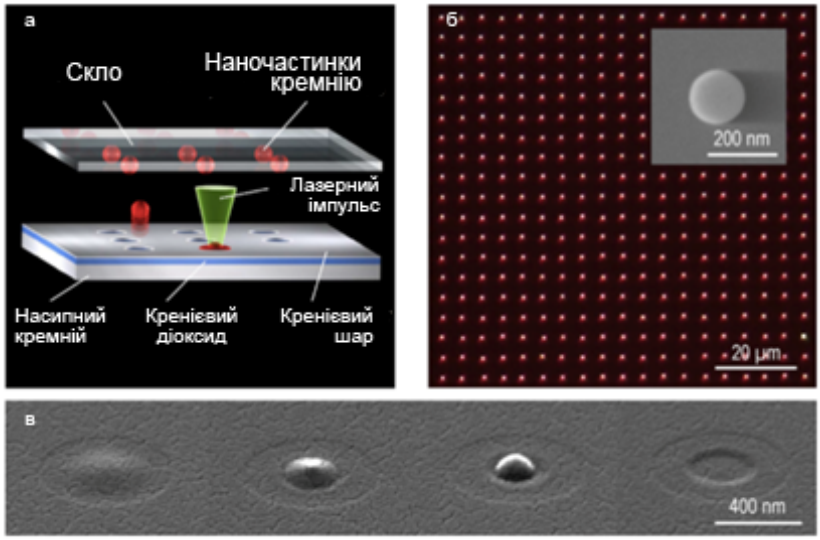


Рисунок 1.16 – Схема та результати застосування методу лазерно-індукованого перенесення

Навпаки, для виготовлення наноматеріалів методом EBL необхідно спочатку нанести діелектричний матеріал на підкладку шляхом хімічного осадження з парової фази або іншими методами (рис. 1.17). Електронний резист потім покривається методом центрифугування, піддається впливу і конфігурується для створення малюнків для діелектричних наноструктур. Діелектричні наноструктури в кінцевому підсумку утворюються за допомогою волого-хімічного травлення або реактивного іонного травлення [8].

EBL виготовлення циліндричних кремнієвих резонаторів було продемонстровано в роботі [9]. На рис. 1.18, а, б представлені результати застосування технології. Видно, що циліндричні резонатори мають відносно однорідні розміри. Їх позиції також добре контролюються. У цьому прикладі виготовлення шар Cr випаровується, утворюючи маску для реактивного іонного травлення. Cr залишається зверху циліндричних нанорезонаторов. Це можна чітко побачити по знімку SEM (рис. 1.18, б). Крім того, в якості вихідного

матеріалу використовується пластина SOI з втопленим шаром оксиду кремнію товщиною 2 мкм і верхнім шаром кремнію товщиною 500 нм. Використання пластини SOI в якості вихідного матеріалу не вимагає нанесення шару кремнію на діелектричну підкладку перед виготовленням EBL. Отже, процес виготовлення починається з спинового покриття електронного резисту. Оскільки комерційні пластини SOI мають тільки кілька типових розмірів для шару кремнію, важко змінювати висоту циліндричних резонаторів. Крім того, нанорезонатори, виготовлені з SOI за допомогою EBL, прикріплені до непрозорих підкладок SiO_2/Si, що обмежує оптичне застосування виготовлених нанорезонаторов. Щоб обійти ці проблеми, був розроблений ще один метод EBL для виготовлення нанорезонаторів [9]. У цьому методі кремній спочатку наноситься на кварцову пластину з використанням CVD низького тиску. Наноструктури потім створюються за допомогою послідовних процесів EBL, осадження маски, відриву і реактивного іонного травлення. На рис. 1.18, (в , г) показані СЕМ-зображення типових наноструктур кремнію, виготовлених цим методом. На відміну від використання пластини SOI в якості вихідного матеріалу, розміри нанорезонаторів можна повністю контролювати в цьому методі. Латеральні розміри нанорезонаторів можуть варіюватися за допомогою процесу EBL, а вертикальний розмір може змінюватися шляхом підгонки товщини плівки кремнію під час процесу CVD.

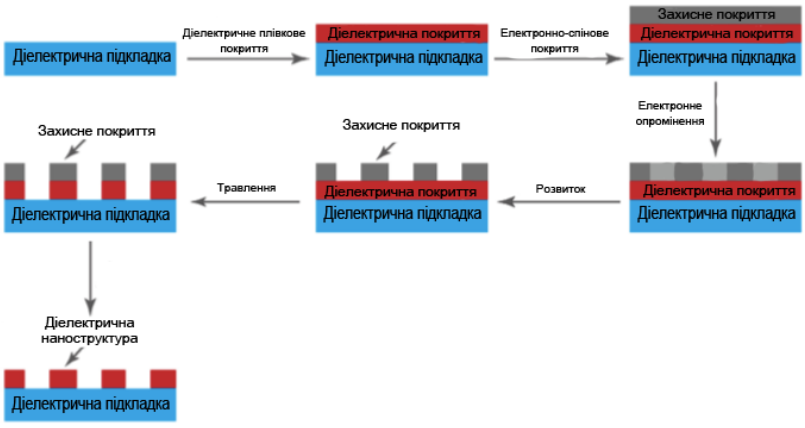


Рисунок 1.17 – Схема технології EBL для віготовлення діелектричних наноструктур

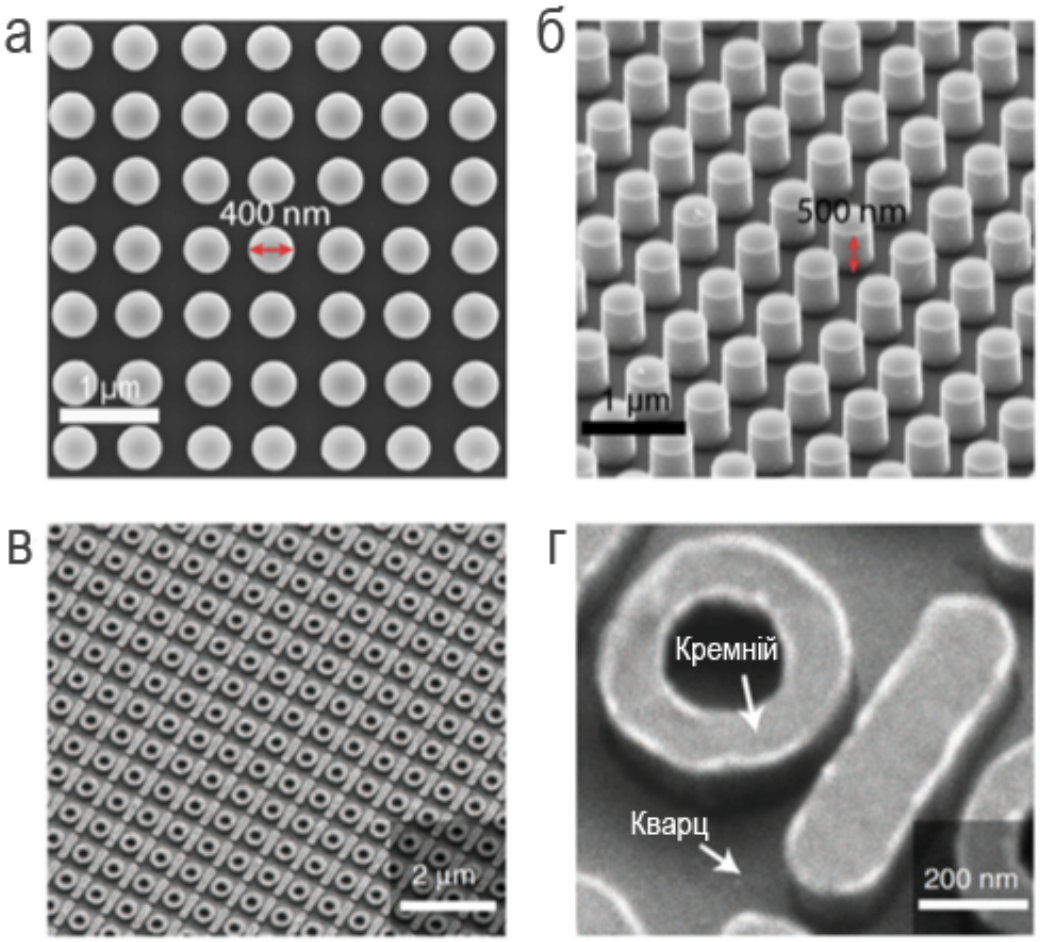


Рисунок 1.18 – Мікрофотографії наноструктур, отриманих із застосування технології EBL

На рис 1.19 показані мікрофотографії отриманих наноструктур

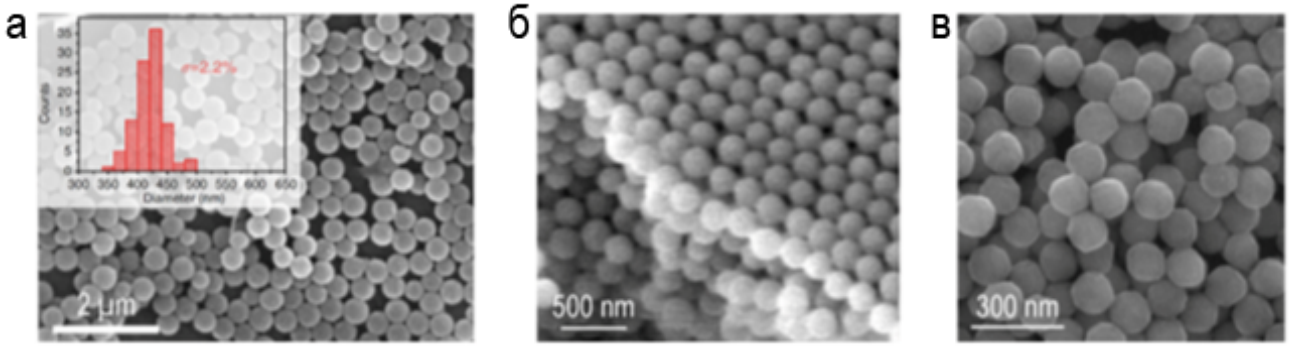


Рисунок 1.19 – Мікрофотографії отриманих наноструктур

1.7.2 Висхідні підходи

Через труднощі в приготуванні діелектричних наноструктур, особливо з високим показником заломлення, було розроблено лише кілька підходів знизу вгору для приготування діелектричних нанорезонаторів. CVD є поширеним методом «від низу до верху» для отримання тонких плівок, одновимірних і двовимірних наноматеріалів. Він також використовувався для приготування кремнієвих нанорезонаторів [8]. При отриманні використовуваним джерелом кремнію є дисилан, який розкладається при високих температурах з утворенням твердого кремнію і газоподібного водню. Оскільки зародкоутворення і зростання наночастинок важко контролювати в процесі CVD, приготовані наночастинки мають широкий розподіл за розмірами. Волога хімія – це ще один висхідний метод отримання наноматеріалів. Це дозволяє добре контролювати розмір і форму наноматеріалів. Нещодавно був розроблений метод мокрої хімії для отримання наносфер кремнію в великих масштабах [8]. У цьому методі в якості джерела кремнію використовується трісілан. Він розкладається в н-гексані при високих температурах і високому тиску з утворенням аморфних колоїдних наночастинок з обірваними зв'язками, що закінчуються атомами водню (a-Si: H). Отримані частки a-Si: H мають сферичну форму і відносно однорідні розміри (рис. 1.19, а). Оскільки вони диспергувані в розчинах, ці частинки можуть бути легко перенесені на будь-які підкладки, що корисно для подальших досліджень і застосувань. Відзначимо, що частинки вимагають відпалу для отримання високого показника заломлення. Крім того, такий підхід до приготування дуже небезпечний, оскільки підготовка здійснюється при високих температурах і високому тиску, а трісілан токсичний і може самозайматися при впливі повітря.

У порівнянні з діелектричними нанорезонаторами з високим показником заломлення, діелектричні нанорезонатори з помірним показником заломлення легше готувати за допомогою висхідних підходів. Титанія має показник заломлення 2,4 для фази анатазу і 2,9 для фази рутилу. Такі великі показники заломлення можуть підтримувати електричні і магнітні резонанси у видимій і

ближній інфрачервоній областях спектру. Колоїдні наносфери TiO_2 були отримані методом мокрої хімії [9]. Тетрабутоксітітан використовується як прекурсор для TiO_2. За допомогою контролю гідролізу і конденсації тетрабутоксітітана в етиленгліколь і ацетоні спочатку отримують сфери діоксиду титану гликолятов. Сфери гликолятов титану далі перетворюються в рутил або анатаз за допомогою термічного відпалу. Отримані колоїдні сфери TiO_2 мають відносно однорідні розміри і форми (рис. 1.19, б). Діаметри наносфер можуть варіюватися в діапазоні 200 – 500 нм. Отримані цим методом колоїдні наносфери рутилу є пористими. Пористість може знизити їх ефективний показник заломлення і, отже, послабити їх електричні та магнітні резонанси.

Оксид міді являє собою інший напівпровідниковий оксид, який має відносно великий показник заломлення у видимій і ближній інфрачервоній областях. Наноструктури Cu_2 O різної форми були отримані методами вологої хімії [9]. На рис. 1.19, в показані наносфери Cu_2O, про які повідомлялося в роботі [9]. Наносфери Cu_2O мають відносно однорідні діаметри. Окремі наносфери є монокристалічними. Однак Cu_2O не є ідеальним матеріалом для діелектричних нанорезонаторів, оскільки уявна частина його показника заломлення у видимій області не дорівнює нулю і відносно велика.

Хоча діелектричні нанорезонатори, зроблені з декількох різних матеріалів, були успішно підготовлені за допомогою висхідних методів, вони мають обмеження. Наприклад, розміри кремнієвих нанорезонаторов готують з розкладання силанов при високих температура і тиск не піддаються контролю. Розміри резонаторів TiO_2 обмежені вище приблизно 200 нм. Оксид міді не є ідеальним матеріалом для діелектричних нанорезонаторів, хоча їх розміри можна добре контролювати. Оскільки висхідні підходи, як правило, дешеві і можуть бути модернізовані для великомасштабного виробництва, вважається, що в майбутньому слід докласти більше зусиль для розробки висхідних методів, особливо методів вологої хімії, для вже зареєстрованих діелектричних нано-резонаторів таких як Si, Ge і GaAs.

2 МОДЕЛЮВАННЯ ЛОГІЧНОГО ЕЛЕМЕНТУ «НІ» НА ОСНОВІ НАНОРЕЗОНАТОРА

2.1 Теорія діелектричних нанорезонаторів

В принципі, взаємодія світла і матерії можна добре інтерпретувати, вирішуючи рівняння Максвелла. На жаль, за винятком сферичних наночастинок, аналітичне рішення рівнянь Максвелла не може бути отримано для наноструктур інших форм. Без аналітичних рішень важко глибоко зрозуміти фізичний зміст електромагнітних резонансів в наноструктурах. В результаті, дослідження нанорезонаторів почалися з наносфер, які мають аналітичні рішення, розроблені в 1908 році [Мі]. Використовуючи сферичні полярні координати, теорія Мі починається з наступних двох рівнянь:

$$\nabla^2 E = -\varepsilon_r \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 E, \tag{2.1}$$

$$\nabla^2 H = -\varepsilon_r \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 H. \tag{2.2}$$

Обидва рівняння (2.1) і (2.2) є лінійними, вказуючи, що фундаментальне рішення існує. Таким чином, загальні рішення можуть бути отримані шляхом лінійного комбінування цих фундаментальних рішень. Передбачається, що плоска хвиля з певною частотою і поляризацією освітлює однорідну і ізотропну сферу з радіусом a і показником заломлення n. Навколишнє середовище сфери однорідне і має показник заломлення, що відповідає вільному простору. Для того, щоб шукати вирішення рівнянь (2.1) і (2.2), падаюче поле, розсіяне поле і поле всередині сфери спочатку розкладають в нескінченний ряд векторних сферичних гармонік з невизначеними коефіцієнтами. Ці коефіцієнти потім можуть бути отримані шляхом накладання граничних умов на поверхні сфери. Після цього перетин розсіювання σ_{scat}, перетин поглинання σ_{abs} і перетин екстинкції σ_{ext} можна розрахувати за такими формулами [10]:

$$\sigma_{scat} = \frac{2\pi}{k^2}\sum_{n=1}^{\infty}(2n+1)\cdot(|a_n|^2 + |b_n|^2), \quad (2.3)$$

$$\sigma_{ext} = \frac{2\pi}{k^2}\sum_{n=1}^{\infty}(2n+1)\cdot Re(a_n + b_n), \quad (2.4)$$

$$\sigma_{abs} = \sigma_{ext} - \sigma_{scat}, \quad (2.5)$$

де k – хвильовий вектор, визначений як $k = 2\pi nm/2$. Коефіцієнти a_n і b_n відповідають електричному і магнітному резонансним модам сфери відповідно. Вони визначаються з наступних виразів:

$$a_n = \frac{m\psi_n(mx)\psi'_n(x) - \psi_n(x)\psi'_n(mx)}{m\psi_n(mx)\xi'_n(x) - \xi_n(x)\psi'_n(mx)}, \quad (2.6)$$

$$b_n = \frac{\psi_n(mx)\psi'_n(x) - m\psi_n(x)\psi'_n(mx)}{\psi_n(mx)\xi'_n(x) - m\xi_n(x)\psi'_n(mx)}, \quad (2.7)$$

$$x = ka = \frac{2\pi n_m a}{\lambda}, \quad (2.8)$$

$$m = \frac{n}{n_m}. \quad (2.9)$$

Функції ψ_n і ξ_n пов'язані з функціями Ріккаті - Бесселя таким чином:

$$\psi_n(\rho) = pj_n(\rho), \quad (2.10)$$

$$\xi_n(\rho) = ph^{(1)}{}_n(\rho), \quad (2.11)$$

де $j\ (\rho)$ – сферична функція Бесселя,

$h^{(1)}(\rho)$ – функція Ганкеля першого роду.

Теорія Мі також може дати поле в дальній зоні, ближнє поле, кутовий розподіл і внесок від кожної резонансної моди.

Перетин розсіювання сферичних частинок з високим показником заломлення характеризуються низкою різких резонансних піків. Ці піки виникають через різні режимів електричного і магнітного резонансу [10]. На рис. 2.1, а показано перетин розсіювання наносфери з радіусом 200 нм, виготовленої з діелектричного матеріалу з показником заломлення n = 3,5. У видимій області існує п'ять резонансних піків. Це магнітний дипольний (MD), електричний дипольний (ED), магнітний квадрупольний (MQ), електричний квадрупольний (EQ) і магнітний октупольний режими від низьких до високих енергій відповідно. Відповідні розподіли електричного і магнітного полів для чотирьох мод низького порядку показані на рис. 2.1, б. Розподіли полів чітко відображають природу кожної резонансної моди. Видно, що розсіювання таких наносфер у видимій області походить від п'яти мод низького порядку. В результаті нескінченні суми в рівняннях (2.3) і (2.4) зазвичай скорочуються при конкретному значенні n по розміру сфери в розрахунках.

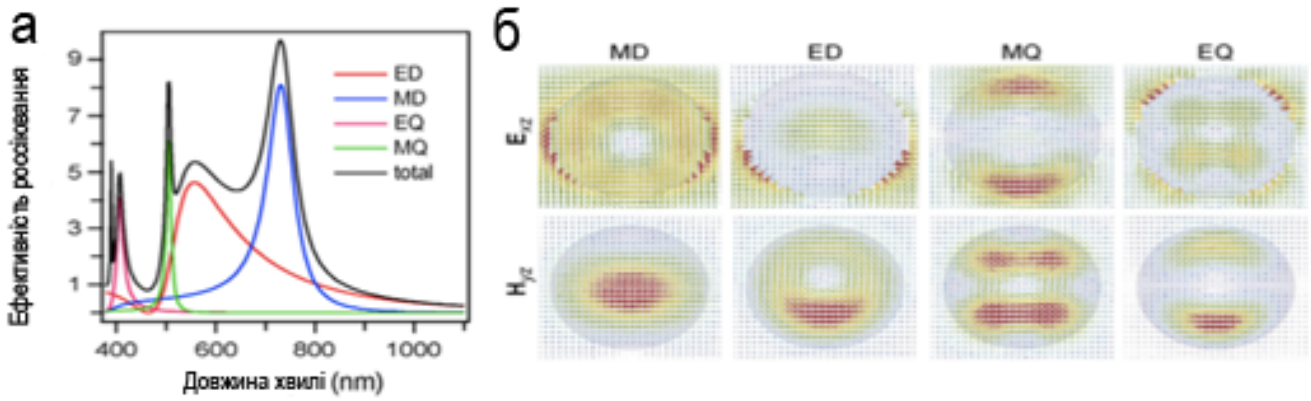


Рисунок 2.1 – Характеристики розсіювання електромагнітної хвилі сферичною наночастинкою

На додаток до природи мод, оптичним перетинам і розподілу поля в ближній зоні теорію Мі також може забезпечити картина розсіювання поля. В розсіянні малої діелектричної наносфери переважають моди ED і MD. Кутова інтенсивність розсіювання в далекій зоні для падаючого поля з одиничною амплітудою може бути отримана таким чином:

$$I_{scat}(\theta,\varphi) = \frac{9}{4k^2}[(\sin^2\varphi)\cdot(a_1 + b_1\cos\theta)^2 + (\cos^2\varphi)\cdot \\ \cdot(a_1\cos\theta + b_1)^2], \qquad (2.12)$$

де k – хвильове число в навколишньому середовищі,

θ і φ – полярний і азимутальний кути відповідно, при цьому $\theta = 0$ відповідає напрямку падіння світла.

Якщо у діелектричної наносфери є моди ED і MD з однаковою резонансною довжиною хвилі ($a_1 = b_1$), то вираз для $I_{scat}(\theta, \varphi)$ можна представити так:

$$I_{scat}(\theta,\varphi) = \frac{9}{4k^2}a^2{}_1(1+\cos\theta)^2. \qquad (2.13)$$

В результаті інтенсивність розсіювання вперед дорівнює $9a_1^2/k^2i$ збільшується. Інтенсивність розсіювання назад дорівнює нулю, що призводить до спрямованого розсіювання вперед.

2.2 Оптичні логічні елементи

Теоретичному і експериментальному вивченню повністю оптичних логічних елементів в даний час приділяється велика увага дослідників. Це пояснюється тим, що зараз одним з основних напрямків досліджень в оптиці і оптоелектроніці є створення елементної бази для оптичного комп'ютера. Ця

елементна база включає в себе хвильові лінії передачі, невзаємні пристрої (оптичні діоди), оптичні швидкодіючі перемикачі, а також стандартний набір логічних елементів.

Важливою особливістю у вирішенні цих завдань є те, що всі ці оптичні елементи повинні управлятися також оптичними сигналами. Найбільш придатними джерелами оптичних сигналів являються різні світлодіоди і мікроскопічні лазери. У зв'язку з цим необхідно враховувати, що щільність енергії випромінювання лазера набагато перевищує цей параметр для некогерентних джерел випромінювання. Однак така особливість лазерного випромінювання відкриває нові можливості для використання різних нелінійних оптичних елементів. Характеристики цих елементів можуть досить істотно залежати від щільності енергії випромінювання, що дозволяє створювати різні функціональні пристрої для управління оптичним випромінюванням, генерації вищих частотних гармонік і ін.

Для забезпечення необхідної швидкодії комутуючих оптичних пристроїв необхідно мати пристрої, які мають високу чутливість до малих змін будь-яких параметрів системи. Зазвичай це досягається шляхом використання високодобротних резонаторів різних конфігурацій. Однак, оскільки оптичні резонатори є відкритими, то забезпечення високої добротності в структурах з мікрометровими і нанометровими розмірами є досить складним завданням. Вирішення цього завдання вимагає нових підходів до створення резонаторних систем.

Одним з таких підходів є застосування фотонних кристалів різної розмірності для формування мікро- та нанорезонаторів. Такі резонатори зазвичай формуються на основі локальних дефектів періодичності. В області цих локальних дефектів відбувається локалізація енергії електромагнітного поля в основному за рахунок двох фізичних явищ – повного внутрішнього відбиття і фотонної забороненої зони. Наявність заборонених зон є одною з фундаментальних властивостей періодичних структур і обумовлюється структурною інтерференцією світлових хвиль в цих структурах. На відміну від

повного внутрішнього відбиття, механізм локалізації енергії за рахунок фотонних заборонених зон не має обмежень, пов'язаних з напрямком розповсюдження електромагнітного випромінювання. В даний час відомо досить багато конфігурацій фотонних кристалів, що мають так звані повні фотонні заборонені зони, в межах яких випромінювання не може розповсюджуватися в структурі в будь-якому напрямку.

Добротність фотонно-кристалічних нанорезонаторів багато в чому визначається конфігурацією періодичної структури, в якій сформовано цей резонатор. В даний час розроблено досить багато різних способів, що дозволяють збільшити добротність резонатора за рахунок вибору форми і матеріальних параметрів елементів, які безпосередньо межують з резонансною порожниною. В результаті вдається домогтися досить великих значень добротності, яка може досягати 10^6.

Таким чином, фотонно-кристалічні нанорезонатори є хорошими кандидатами для використання в різних швидкодіючих елементах оптичних комп'ютерів. Зокрема, в логічних елементах.

У даній роботі розглядається один з базових логічних елементів – елемент «НІ», який забезпечує інверсію сигналу, що надходить на його вхід. Формування логічного елемента проводиться на основі фотонно-кристалічної структури, що містить хвилеводи і резонатор, що забезпечує селективний зв'язок між входом і виходом цього елемента.

На першому етапі моделювання необхідно досліджувати спектральні властивості запропонованої структури і визначити частотний діапазон її функціонування. Слід зазначити, що більшість сучасних пристроїв фотоніки проектується стосовно телекомунікаційного стандарту – 1550 нм. Це необхідно враховувати при виборі матеріальних параметрів діелектриків, з яких складається фотонний кристал. Більшість таких матеріалів мають дисперсією і їх матеріальні параметри можуть досить істотно залежати від частоти.

2.3 Частотно-селективна фотонно-кристалічна структура

Практично будь-який пристрій фотоніки, призначений для обробки або управління електромагнітними сигналами, повинний мати в своєму складі лінії передачі для введення і виведення світлового випромінювання. В даному випадку найбільш підходящими для цієї мети пристроями є фотонно-кристалічні хвилеводи. Ці хвилеводи також формуються на основі дефектів періодичності, але не локальних, як в резонаторах, а лінійних. Зазвичай цього досягають шляхом зміни характеристик одного або більше рядків решітки фотонного кристала. Приклади застосування такого підходу показані на рис. 2.2.

До теперішнього часу електродинамічні характеристики фотонних кристалів різних конфігурацій досить добре вивчені. Відомо, що кристали з трикутною симетрією складових їх елементів мають ширші фотонні заборонені зони. Це важливий фактор, який визначає в кінцевому рахунку широкосмуговість функціональних пристроїв. Крім того, добре вивчені поляризаційні властивості фотонних кристалів, які багато в чому визначаються конструктивним виконанням періодичної структури. Зокрема, фотонні кристали, що складаються з діелектричних циліндрів, розміщених у вакуумі, мають фотонні заборонені зони тільки для ТМ поляризації. Для цієї поляризації напрямок вектора електричної компоненти поля паралельний вісі циліндрів, що утворюють фотонний кристал рис 2.3.

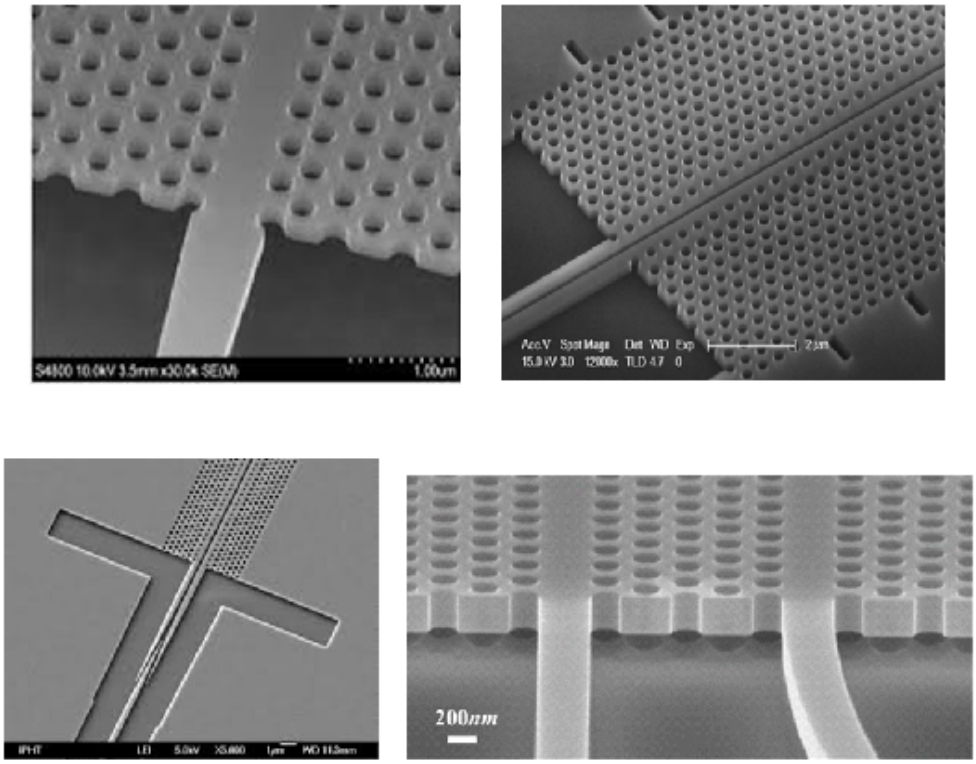


Рисунок 2.2 – Зображення фотонно-кристалічних хвилеводів

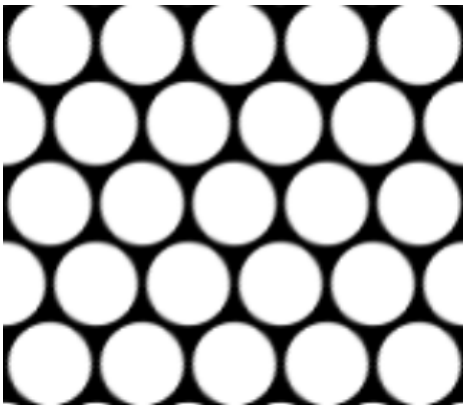


Рисунок 2.3 – Схема двовимірного фотонного кристалу

Слід зазначити, що поділ поляризацій в фотонних кристалах є деякою ідеалізацією, вірною тільки для нескінченних структур. Наприклад, для двовимірних фотонних кристалів, що мають нескінченні розміри вздовж циліндрів. Однак теоретичний аналіз таких ідеалізованих структур значно

простіше, ніж реальних. Крім того, як показали теоретичні і експериментальні дослідження, результати, отримані для двовимірних фотонних кристалів, досить непогано відповідають характеристикам обмежених структур. Наприклад, перфорованих пластин, які часто застосовуються для виготовлення фотонно-кристалічних хвилеводів і резонаторів.

В атестаційнії роботі використовується стандартний і добре апробований підхід до формування хвилеводних і резонаторних фотонно-кристалічних структур. Періодична система циліндричних отворів розміщується в масиві діелектрика (арсеніду галію), причому центри цих отворів розташовуються у вузлах трикутної сітки. Схематичне зображення такої структури представлено на рис. 2.3. Тут чорним кольором позначений діелектрик, білим кольором позначено вакуум.

Розглянемо спочатку фізичні властивості хвилеводної структури на основі двовимірного фотонного кристала.

2.3.1 Фотонно-кристалічний хвилевід

В фотонних кристалах, подібних до представленого на рис. 2.3, зазвичай формують два типи хвилеводів. Перший тип – це хвилевід з діелектричним каналом. Він формується шляхом пропуску при перфоруванні структури одного з рядів отворів. Другий тип – хвилевід з порожнистим каналом. Така конструкція вимагає виготовлення прорізів, паралельних одному з напрямків перфорування діелектрика.

У даній роботі розглядається перший тип фотонно-кристалічного хвилеводу, схема якого представлена на рис. 2.4.

На рисунку видно, що хвилевід сформований шляхом видалення одного горизонтального ряду циліндричних отворів. Відзначимо, що в даному випадку хвилевід має періодично неоднорідні межі, що позначається на його електродинамічних властивостях, зокрема, на спектральних характеристиках.

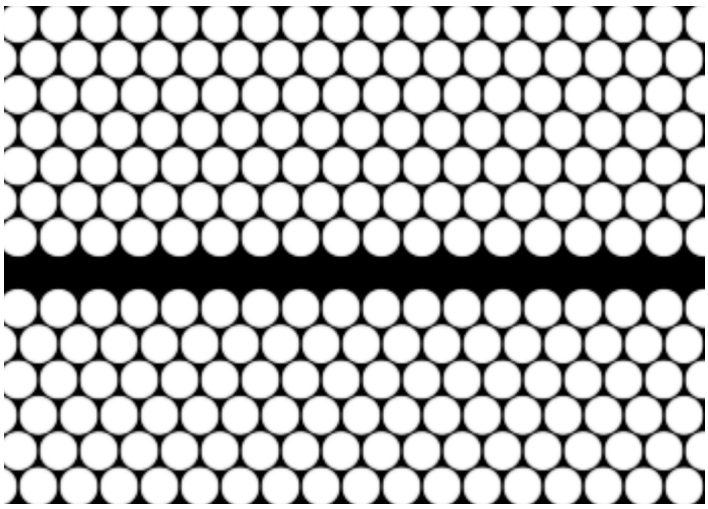


Рисунок 2.4 – Схема фотонно-кристалічного хвилеводу

Розрахунок характеристик фотонно-кристалічного хвилеводу проводився на основі розробленої моделі за допомогою програмного пакета MEEP, описаного в роботі [12]. Був створений спеціальний конфігураційний файл, який включає в себе кілька структурних елементів, необхідних для вирішення поставленого завдання:

– блок попередніх визначень. Він містить матеріальні параметри діелектриків, їх розміри, а також розміри розрахункової області;

– блок геометрії структури. Він містить інструкції для формування фотонного кристала з лінійним дефектом періодичності;

– блок джерела випромінювання. Тут задаються параметри, які визначають місце розташування, розміри і характеристики джерела випромінювання. У даному випадку використовувалося Гауссове джерело з нормальним розподілом частотного спектра;

– блок детектора випромінювання. Він містить параметри області, в якій обчислюється потік електромагнітної енергії на виході фотонно-кристалічного хвилеводу;

– блок запуску, де задаються параметри для виконання командного скрипта. Зокрема, необхідно вказати достатню кількість часу розрахунку для того, щоб хвиля досягла кінця хвилеводу.

Чисельні розрахунки проводилися для типового значення діелектричної проникності діелектрика в діапазоні, відповідному телекомунікаційному стандарту. В цьому випадку діелектрична проникність арсеніду галію дорівнює 12. Величина радіусу пустотілих отворів, нормована на період структури, вибиралася рівною 0,45. Саме для такого значення даний фотонний кристал має найбільш широку фотонну заборонену зону.

2.4 Результати чисельних розрахунків

Результати розрахунку частотної залежності потужності випромінювання на виході фотонно-кристалічного хвилеводу представлені на рис. 2.5, на якому по осі абсцис відкладена безрозмірна частота. У пакеті MEEP використовується спеціальне нормування одиниць виміру, в якій швидкість світла у вакуумі приймається за одиницю.

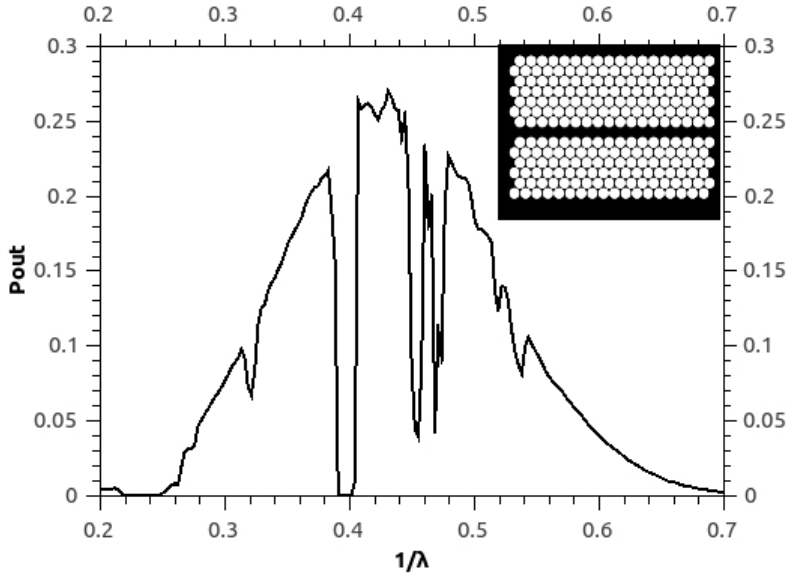


Рисунок 2.5 – Спектральна характеристика фотонно-кристалічного хвилеводу

Спектральна характеристика, представлена на рис. 2.5, є досить нерівномірною, що є наслідком неоднорідності меж фотонно-кристалічного хвилеводу. У ній можна виділити частотні діапазони з запиранням сигналу і його хорошим проходженням через хвилевід.

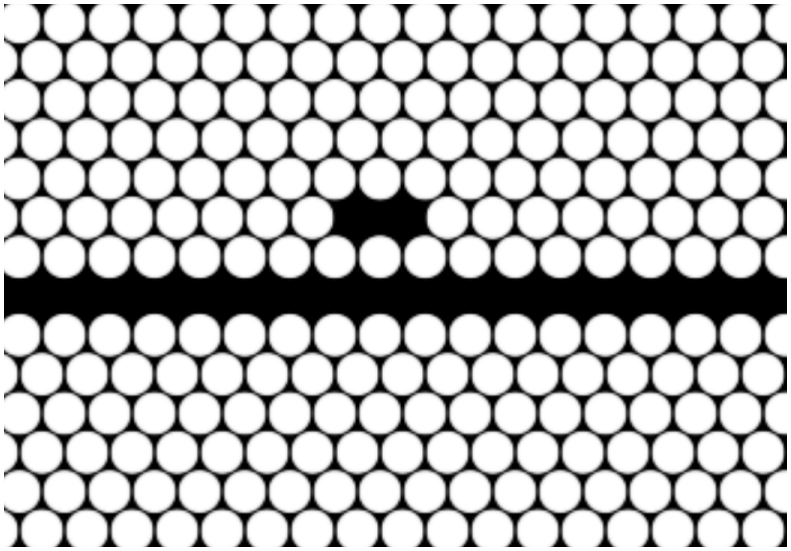


Рисунок 2.6 – Схема комбінованої фотонно-кристалічної системи

На наступному етапі моделювання необхідно сформувати структуру, що забезпечує вузькосмугову фільтрацію вхідного сигналу. Цього вимагає монохроматичність джерел випромінювання, які використовуються в оптичних логічних елементах. Використовуємо стандартний підхід, заснований на застосуванні фотонно-кристалічного резонатора, пов'язаного з хвилеводом. Схема такої комбінованої структури показана на рис. 2.6. Очевидно, що нанорезонатор в даному випадку реалізований через видалення двох пустотілих отворів поблизу хвилеводного каналу. Розміри резонатора безпосередньо визначають його резонансну частоту, на якій відбувається локалізація електромагнітної енергії в області дефекту періодичності. Дана резонансна частота повинна знаходитися в межах смуги пропускання фотонно-кристалічного хвилеводу. Для даної структури ця вимога виконується, що підтверджується графіком на рис. 2.7, де представлена спектральна

характеристика. Стрілкою на рисунку показано резонансне зменшення потужності на виході хвилеводу за рахунок перенесення енергії в резонатор. Такий висновок можна зробити з порівняння характеристик на рис. 2.5 і 2.7.

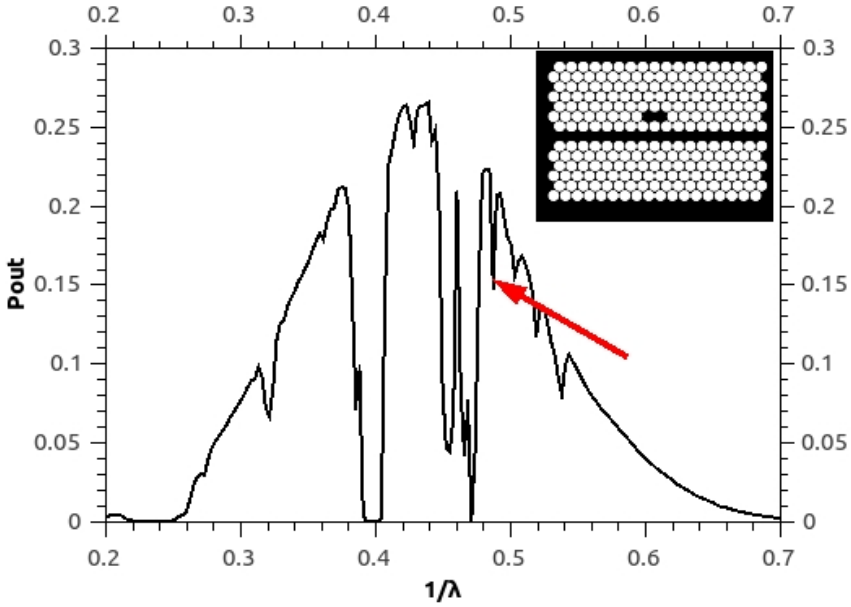


Рисунок 2.7 – Спектральна характеристика комбінованої фотонно-кристалічної системи

Природно, що накопичення енергії в фотонно-кристалічному резонаторі відбувається на його власній (резонансній) нормованій частоті, що дорівнює 0,4805. Саме на цій частоті буде будуватися оптичний логічний елемент рис 2.8.

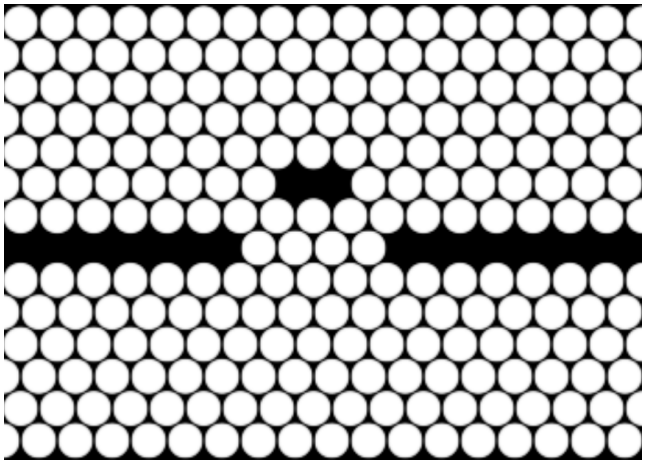


Рисунок 2.8 – Структура фотонно-кристалічного логічного елементу

Наступним етапом вирішення задачі є формування системи двох зв'язаних фотонно-кристалічних хвилеводів. Причому зв'язок цих хвилеводів здійснюється через нанорезонатор і тому є досить вузькосмуговим. Для побудови такої конструкції на основі попередньої схеми необхідно розділити хвилевід на дві ділянки. По одному з них енергія буде подаватися в систему, а по іншому – виводитися з неї. Для цього розташуємо в центральній частині хвилеводу чотири отвори, аналогічних циліндричним порожнистим отворам в фотонному кристалі. Важливо, що при цьому повинен зберегтися електромагнітний зв'язок нанорезонатора і хвилеводу. Схема сформованої структури показана на рис. 2.8.

Результати чисельних розрахунків спектральних характеристик даної схеми, представлені на рис. 2.9, підтверджують, що безрозмірна частота 0,4805 є резонансною. Саме на цій частоті відбувається найбільш ефективна передача електромагнітної енергії з вхідного хвилеводу у вихідний. На рис. 2.9 видно гострий пік пропускання, що відповідає цій частоті. Однак на даній спектральній характеристиці присутні також інші піки пропускання з меншими рівнями сигналу на виході фотонно-кристалічного хвилеводу. Розглянемо далі просторовий розподіл електричного поля для різних частот вхідного сигналу.

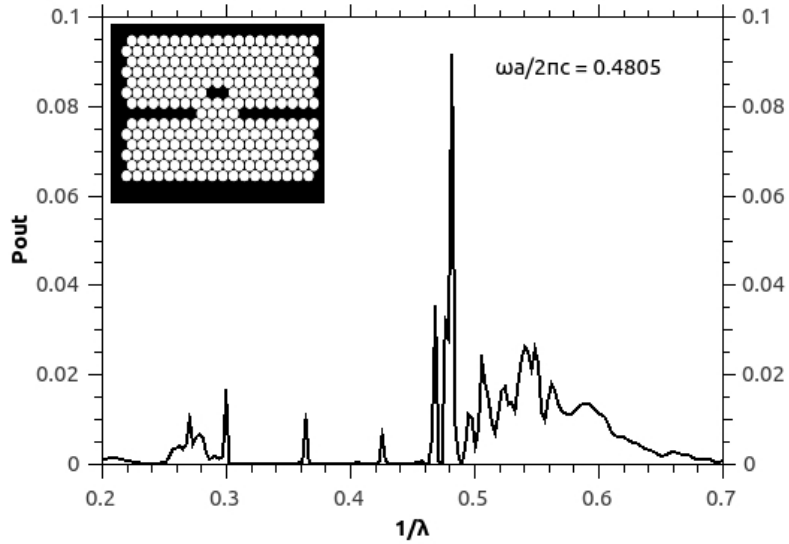


Рисунок 2.9 – Спектральна характеристика фотонно-кристалічного логічного елементу

На рис. 2.10 показано розподіл поля для резонансної нормованої частоти 0,4805, при якій спостерігається максимальний рівень сигналу на виході фотонно-кристалічного хвилеводу. Тут видно, що амплітуда поля в резонаторі досить велика і енергія передається в вихідний хвилевід. Слід відзначити, що в цьому випадку фотонно-кристалічний резонатор збуджується на одній із вищих мод. Отже, конфігурація поля цієї моди забезпечує найбільш ефективний електромагнітний зв'язок між двома хвилеводами.

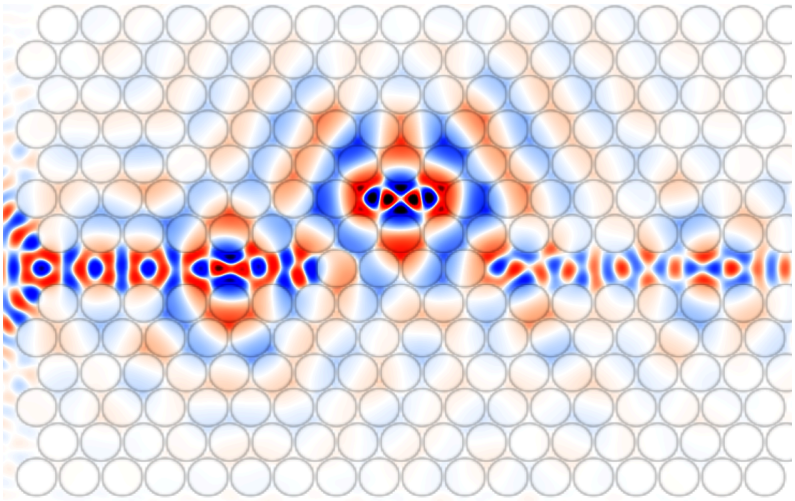


Рисунок 2.10 – Просторовий розподіл електричного поля для резонансної частоти фотонно-кристалічного логічного елементу

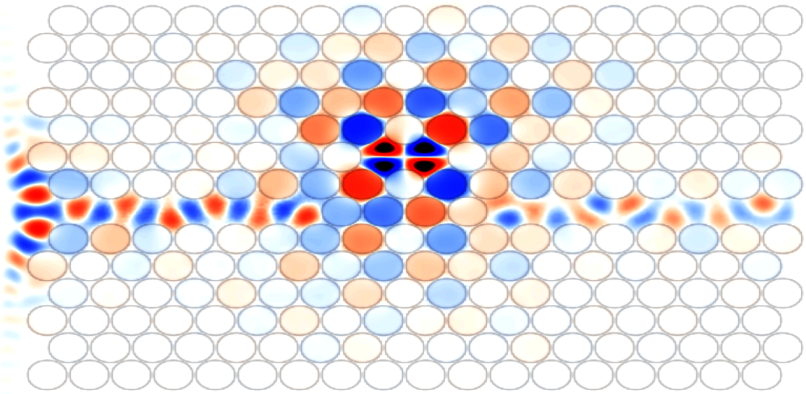


Рисунок 2.11 – Просторовий розподіл електричного поля для низькочастотного резонансу системи

На рис. 2.10 показано розподіл електричного поля для значення безрозмірної частоти 0,3, при якій реалізується слабший пік пропускання. Очевидно, що ця частота також є власною частотою фотонно-кристалічного резонатора і тут реалізується його ефективне збудження. Однак конфігурація поля цієї моди не забезпечує сильного електромагнітного зв'язку між ділянками хвилеводу і на вихід схеми надходить невелика частина потужності сигналу.

На рис. 2.12 показано розподіл поля для частоти сигналу, яка не є резонансною. З рисунка видно причини відсутності сигналу на виході системи. Амплітуда поля в резонаторі досить низька через порушення умови резонансу. Природно, що енергія в вихідному хвилеводі практично відсутня, що узгоджується зі спектральною характеристикою на рис. 2.9.

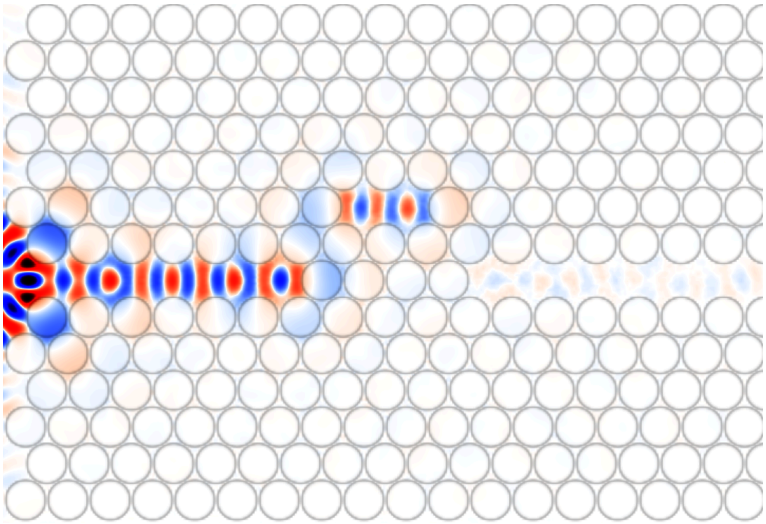


Рисунок 2.12 – Просторовий розподіл електричного поля для нерезонансної частоти системи

2.5 Формування логічного елемента

Таким чином, якщо в дану схему подавати деякий сигнал на нормованій частоті 0,4805, то на її виході буде зафіксований певний рівень потужності, який

умовно можна прийняти за логічну одиницю. Тоді для реалізації елемента «НІ» потрібно вважати, що в цьому випадку на вході пристрою сигнал відсутній, тобто має умовний нульовий рівень. Тому сигнал на вході вважатимемо опорним. Логічної одиниці на вході системи буде відповідати більш потужний сигнал. Наприклад, імпульс лазерного випромінювання. Отже, при подачі на вхід системи цього імпульсу сигнал на виході логічного елемента повинен зникнути. Це означає, що повинен зникнути електромагнітний зв'язок між нанорезонатором і вихідним фотонно-кристалічним хвилеводом.

Найбільш простим і природним методом ослаблення електромагнітного зв'язку між системами, що містять резонансні елементи, є порушення умови резонансу. Досягти цього можна перероблюванням параметрів резонатора, за рахунок чого зміниться спектр його власних частот. Однак це завдання є досить складним, якщо мова йде про швидкодіючі пристрої. В цьому випадку параметри резонатора повинні змінюватися під дією випромінювання, яке проходить через пристрій. Отже, резонатор слід заповнити матеріалом, коефіцієнт заломлення якого повинен змінюватися під дією електромагнітного поля. Одним з варіантів вирішення такого завдання є застосування нелінійних оптичних матеріалів, діелектрична сприйнятливість яких є нелінійною функцією інтенсивності падаючого випромінювання.

Отже, припустимо, що в фотонно-кристалічний резонатор поміщений нелінійний матеріал, оптичні властивості якого змінюються під дією потужного випромінювання. У пакеті MEEP існує можливість використання нелінійних матеріалів з різними видами нелінійності. Припустимо, що в нашому випадку нелінійність є Керрівською, тобто реалізується квадратична залежність показника заломлення від напруженості поля, що відповідає так званій кубічній нелінійності. В цьому випадку показник заломлення середовища залежить від напруженості електричного поля за квадратичним законом. Використовуємо стандартне для пакета MEEP значення нелінійної сприйнятливості $\chi^{(3)} = 0{,}01$.

В результаті фотонно-кристалічний резонатор буде заповнений матеріалом з показником заломлення, відповідним арсеніду галію, і додатковою складовою

в цьому показнику, яка нелінійно залежить від амплітуди електричного поля. Отже, при збільшенні амплітуди сигналу, що подається на вхід системи, повинна змінюватися резонансна частота, яка відповідає максимальному проходженню сигналу через логічний елемент.

Результати чисельного моделювання, представлені на рис. 2.13, підтверджують цей висновок. Тут показано групу кривих, що представляють нормовані залежності вихідної потужності системи від частоти вхідного сигналу. Для кожної кривої вказана величина амплітуди сигналу, прийнята в пакеті MEEP. Очевидно зміщення максимуму проходження сигналу вздовж осі частот при збільшенні амплітуди сигналу.

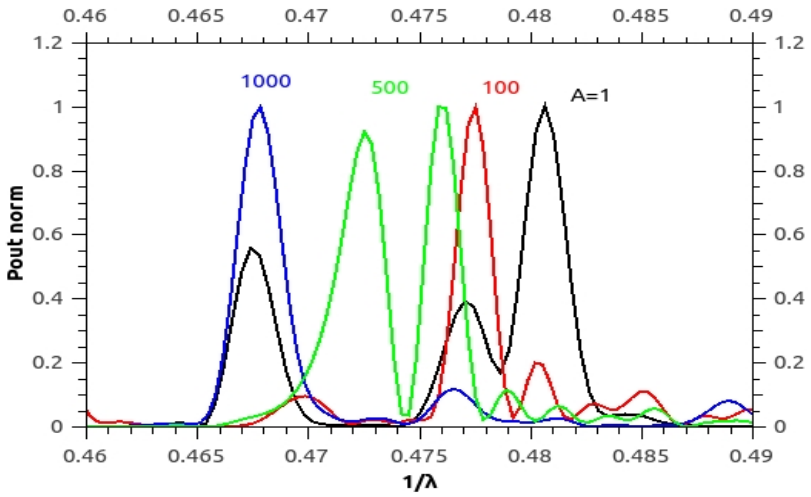


Рисунок 2.13 – Спектральні характеристики системи для різних значень амплітуди сигналу

Таким чином, подаючи на вхід логічного елемента сигнал на частоті 0,4805 і амплітудою, що на два порядки перевищує амплітуду опорного сигналу, на виході елемента отримуємо вельми низький рівень потужності, відповідний логічному нулю. В результаті виходить логічний елемент «НІ», який здійснює інверсію вхідного сигналу.

ВИСНОВКИ

Проведено огляд науково-технічної літератури по темі атестаційної роботи, оглянуті властивості та практичне використання фотонних кристалів та фотонно-кристалічних нанорезонаторів та хвилеводів.

Вивчено види фотонних кристалів та способи їх виготовлення, а також теорія діелектричних нанорезонаторів та оптичних логічних елементів.

Розроблено структурну схему логічного елементу «НІ» на основі використання фотонно-кристалічних хвилеводів та нанорезонатора. Обрана симетрія фотонного кристалу забезпечує достатню ширину фотонної забороненої зони.

Розглянуто основні можливості спеціалізованого комп'ютерного пакету MEEP для створення моделі фотонно-кристалічної структури, що містить хвилеводні та резонаторні елементи.

Створено конфігураційний файл для пакету MEEP, який дозволяє розраховувати спектральні характеристики фотонно-кристалічної структури та отримувати графічні зображення просторового розподіла поля.

Проведено чисельні розрахунки спектральних та польових характеристик логічного елементу на основі фотонного кристалу.

Отримані результати дозволяють зробити висновок про можливість ефективного використання фотонно-кристалічних нанорезонаторів для формування різноманітних логічних елементів для оптичних обчислювальних систем.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Blair S., Chen Y. Resonant-Enhanced Evanescent-Wave Fluorescence Biosensing with Cylindrical Optical // Applied Optics. 2001. Vol. 40, I. 4. P. 570– 582.

2. Götzinger S., Benson O., Sandoghdar V. Influence of a sharp fiber tip on high-Q modes of a microsphere resonator // Optics Letters. 2002. Vol. 27, I. 2. P. 80– 82.

3. Photon pair generator in a silicon resonator with reverse bias enhancement. E. Engin et al. // Optics Express. 2013. Vol. 21, I. 23. P. 27826–27834.

4. Recent Advances in Integrated Photonic Sensors. V. M. N. Passaro et al. // Sensors. 2012. Vol. 12. P. 15558–15598.

5. Passaro V. M. N., Dell'Olio F., De Leonardis F. Ammonia optical sens- ing by microring // Sensors. 2007. Vol. 7, I. 11. P. 2741–2749.

6. Passaro V. M. N., Troia B., De Leonardis F. A generalized approach for design of photonic gas sensors based on Vernier-effect in mid-IR. Sensors and Actua- tors B Chemical. 2012. Vol. 168. P. 402–420.

7. Rabus D. G. Integrated Resonators.: Springer-Verlag Berlin Hei- delberg, 2007. XVI, 258 p., 243 ill.

8. Беспрозванных В. Г., Первадчук В. П. Нелинейная оптика: учебное пособие. Пермь, 2011. 200 с.

9. COMSOL Multiphysics [Electronic source] / COMSOL Multiphysics Modeling Software. – Access mode : www/URL: https://www.comsol.com/comsol-multiphysics (дата звернення – 01.10.2019).

10. Origin Pro 2019b Learning Edition. Origin Lab. URL: https://www.originlab.com/ (дата звернення – 16.10.2019).

11. Label-free silicon photonic biosensors for use in clinical diagnostics. S. T. Fard et al. // In SPIE OPTO. International Society for Optics and Photonics. 2013. Vol. 8629. P. 862909.

12. Silicon-on-Insulator microring resonator for sensitive and label-free bio- sensing. K. D. Vos et al. // Optics Express. 2007. Vol. 15, I. 12. P. 7610–7615.

13. Witzens J., Hochberg M. Optical detection of target molecule induced aggregation of nanoparticles by means of high-Q resonators // Optics Express. 2011. Vol. 19, I. 8. P. 7034–7061.

14. Lin S.m Crizier K. B. Trapping-Assisted Sensing of Particles and Pro- teins Using On-Chip Optical Microcavities // ACS Nano. 2013. Vol. 7, I. 2. P. 1725– 1730.

15. Design and fabrication of SOI resonator based on sub- wavelength grating waveguides. V. Donzella et al. // Optics Express. 2015. Vol. 23, I. 4. P. 4791–4803.