

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки

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

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА
Пояснювальна записка

рівень вищої освіти перший (бакалаврський)
МОДЕЛЮВАННЯ НЕВЗАЄМНОЇ ФОТОННО-КРИСТАЛІЧНОЇ
СТРУКТУРИ
(тема)

Виконав:
здобувач 4 року навчання,
групи МТІОЛС-21-1
Григорій КОРСУН
(власне ім'я, прізвище)

Спеціальність 152 Метрологія та інформаційно-
вимірювальна техніка
(код і повна назва спеціальності)

Тип програми освітньо-професійна

Освітня програма «Інженерія
оптоінформаційних та лазерних систем»
(повна назва освітньої програми)

Керівник проф. каф. ФОЕТ Євген ОДАРЕНКО
(посада, власне ім'я, прізвище)

Допускається до захисту

Завідувач кафедри ФОЕТ _____
(підпис)

Олександр ГНАТЕНКО
(власне ім'я, прізвище)

2025 р.

Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет _____ Електронної та біомедичної інженерії _____

Кафедра _____ Фізичних основ електронної техніки _____

Рівень вищої освіти _____ перший (бакалаврський) _____

Спеціальність _____ 152 Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка _____
(код і повна назва)

Тип програми _____ освітньо-професійна _____

Освітня програма _____ «Інженерія оптоінформаційних та лазерних систем» _____
(повна назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедри _____
(підпис)

« _____ » _____ 20 ____ р.

ЗАВДАННЯ

НА КВАЛІФІКАЦІЙНУ РОБОТУ

здобувачеві _____ Корсуну Григорію Андрійовичу _____
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи _____ Моделювання невзаємної фотонно-кристалічної структури _____

затверджена наказом університету від « 23 » _____ травня _____ 2025 р. № 408 Ст _____

2. Термін подання здобувачем роботи до екзаменаційної комісії _____ 23 _____ червня _____ 2025 р. _____

3. Вихідні дані до роботи _____ електродинамічні властивості двовимірних
фотонних кристалів; методи формування фотонно-кристалічних хвилеводів
та резонаторів; програмні засоби для моделювання фотонно-кристалічних
структур; поняття невзаємних фотонно-кристалічних структур. _____

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі:

1 Провести аналітичний огляд науково-технічної літератури з питань, що
стосуються побудови і властивостей фотонно-кристалічних структур. _____

2. Дослідити принципи роботи та конструкцію невзаємних фотонно-
кристалічних структур. _____

3 Дослідити характеристики запропонованої фотонно-кристалічної структури, що
має симетричну та несиметричну конфігурації. _____

5. Перелік графічного матеріалу із зазначенням креслеників, схем, плакатів, комп'ютерних ілюстрацій
Демонстраційний матеріал – 12 слайдів.

.

.

.

.

.

.

.

.

.

.

.

.

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Примітка
1	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел про фотонні кристали та структури на їх основі.	05.05.25–14.05.25	Виконано
2	Розроблення конфігурації фотонно-кристалічної структури.	15.05.25–21.05.25	Виконано
3	Розроблення розрахункових проєктів для визначення дисперсійних та спектральних властивостей досліджуваної структури.	22.05.25–26.05.25	Виконано
4	Проведення чисельних розрахунків та аналіз результатів, отриманих для невзаємної фотонно-кристалічної структури.	27.05.25–29.05.25	Виконано
5	Оформлення пояснювальної записки	30.05.25–10.06.25	Виконано
6	Оформлення демонстраційних матеріалів	11.06.25–13.06.25	Виконано
7	Проходження нормоконтролю та перевірки на академічний плагіат	14.06.25–19.06.25	Виконано
8	Отримання відгуку та рецензії	20.06.25–21.06.25	Виконано
9	Підготовка та захист кваліфікаційної роботи	22.06.25–24.06.25	Виконано

Дата видачі завдання 05 травня 2025 р.

Здобувач _____
(підпис)

Керівник роботи _____ проф. каф. ФОЕТ Євген ОДАРЕНКО
(підпис) (посада, власне ім'я, прізвище)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка кваліфікаційної роботи: 49 с., 30 рис., 1 додаток, 17 джерел.

ДИСПЕРСІЙНА ДІАГРАМА, КРИСТАЛІЧНИЙ ХВИЛЕВІД, НЕВЗАЄМНА ФОТОННО-КРИСТАЛІЧНА СТРУКТУРА, РЕЗОНАНС ФАНО, ФОТОННИЙ КРИСТАЛ, ФОТОННО-КРИСТАЛІЧНИЙ РЕЗОНАТОР.

Об'єкт дослідження – невзаємна фотонно-кристалічна структура.

Метою кваліфікаційної роботи є дослідження фізичних основ, конструкції, експлуатаційних характеристик, а також тенденцій розвитку невзаємних фотонно-кристалічних структур для застосування в оптичних та телекомунікаційних системах.

Метод дослідження – теоретичний із застосуванням спеціалізованого програмного забезпечення, що вільно розповсюджується.

В роботі побудована схема двовимірної фотонно-кристалічної структури, яка має невзаємні електродинамічні властивості для певних варіантів конструкції. Чисельно розраховані дисперсійні, польові та спектральні характеристики структури, які відповідають різним режимам її функціонування.

ABSTRACT

Explanatory note of the qualification work: 49 p., 30 fig., 1 applications, 17 sources.

DISPERSION DIAGRAM, CRYSTAL WAVEGUIDE, NON-MUTUAL PHOTON-CRYSTAL STRUCTURE, FANO RESONANCE, PHOTON CRYSTAL, PHOTON CRYSTAL RESONATOR.

The object of the research is a reciprocal photonic crystal structure.

The purpose of the qualification work is to study the physical foundations, design, operational characteristics, as well as development trends of non-mutual photonic crystal structures for use in optical and telecommunication systems.

The research method is theoretical with the use of specialized software that is freely distributed.

The work builds a scheme of a two-dimensional photonic crystal structure, which has non-reciprocal electrodynamic properties for certain design options. The dispersion, field and spectral characteristics of the structure, which correspond to different modes of its operation, are numerically calculated.

ЗМІСТ

Вступ.....	7
1 Фотонні кристали та їх застосування.....	8
1.1 Загальні відомості про фотонні кристали.....	8
1.2 Негативне заломлення у фотонних кристалах	11
1.3 Локалізація світла у фотонних кристалах та повністю оптична пам'ять ...	14
1.4 Уповільнене світло у фотонних кристалах.....	19
1.5 Новий спосіб маніпулювання світлом	24
2 Моделювання невзаємної фотонно-кристалічної структури.....	28
2.1 Дисперсійні характеристики фотонного кристалу	28
2.2 Фотонно-кристалічний хвилевід	30
2.3 Фотонно-кристалічний резонатор	31
2.4 Спектральна характеристика фотонно-кристалічного хвилеводу	33
2.5 Спектральна характеристика фотонно-кристалічного хвилеводу з циліндром в каналі хвилеводу	35
2.6 Спектральна характеристика фотонно-кристалічного хвилеводу з резонатором	36
2.7 Дослідження взаємної фотонно-кристалічної структури	41
2.8 Дослідження невзаємної фотонно-кристалічної структури	44
Висновка.....	47
Перелік джерел посилання	48
Додаток А Демонстраційний матеріал.....	50

ВСТУП

Фотонні кристали з невзаємними властивостями дають нові спроможності у фотоніці завдяки здатності маніпулювати напрямком та іншими характеристиками розповсюдження світла. Саме такі структури порушують принцип взаємності Лоренца це дозволяє будувати оптичні циркулятори та ізолятори для сучасних телекомунікаційних систем.

Вони забезпечують значну гнучкість у створенні компонентів для таких технологій, як оптичні циркулятори, ізолятори та інші елементи для сучасних телекомунікаційних систем, що є важливими для забезпечення надійності та ефективності передачі інформації у складних оптичних мережах.

У роботі досліджуються модульовані фотонно-кристалічні структури за допомогою програмних пакетів MIT Photonic Bands (MPB) та MEEP. MPB використовується для аналізу характеристик власних режимів фотонно-кристалічної структури, а MEEP – для моделювання поширення хвиль у цій структурі.

На першому етапі виконання роботи розглянуто основні фізичні властивості фотонних кристалів та показано шляхи їх застосування в функціональних пристроях сучасної фотоніки.

1 ФОТОННІ КРИСТАЛИ ТА ЇХ ЗАСТОСУВАННЯ

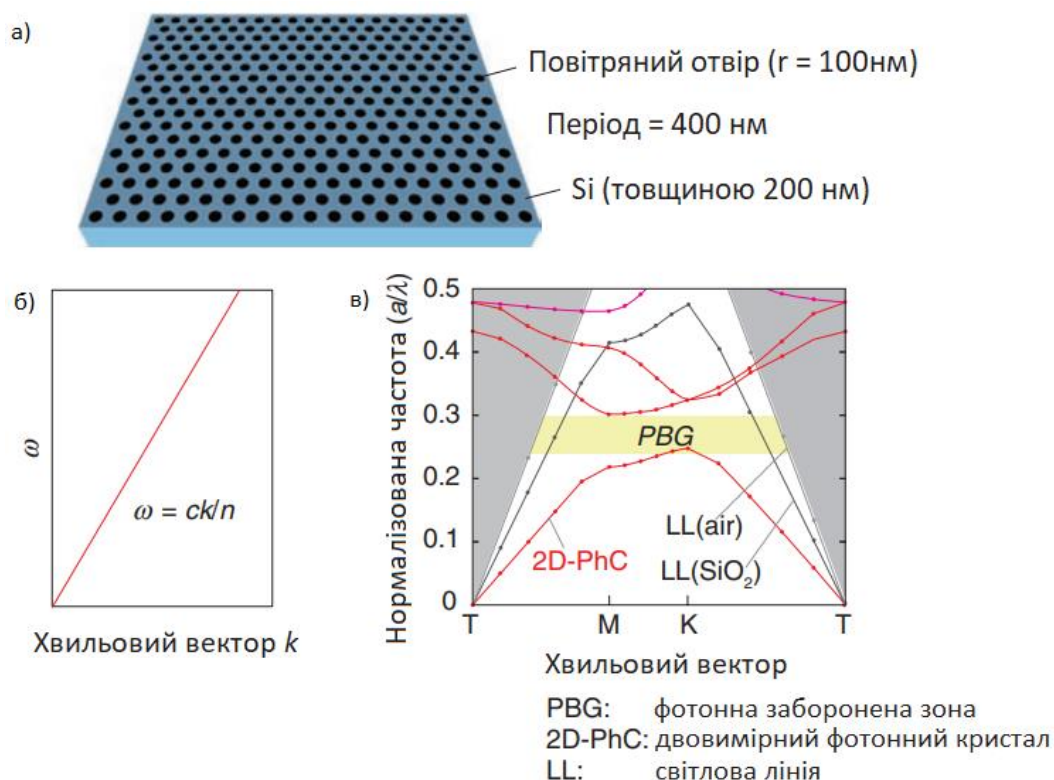
Фотонні кристали – це матеріали, структура яких дозволяє керувати поширенням світла на мікро- та нанорівні.

1.1 Загальні відомості про фотонні кристали

Зараз добре відомо, що фотонні технології відіграють важливу роль у швидкому розвитку сучасних інформаційно-комунікаційних технологій. Фотоніка дозволяє використовувати високошвидкісну та широкосмугову обробку даних поза межами звичайних технологій на основі сучасної електроніки. Однак фотоніка не є універсальною, і багато процесів обробки даних все ще вимагають електроніки. Наприклад, функції пам'яті, логіки та маршрутизації все ще важко реалізувати лише за допомогою фотоніки. Це обмеження тісно пов'язане з фундаментальними властивостями світла в середовищах. Порівняно з електронами в середовищах, важко утримувати або зберігати світло в невеликому об'ємі. Також важко контролювати (або змінювати) швидкість світла. Крім того, сила взаємодії світла з речовиною, як правило, дуже слабка. Всі ці характеристики серйозно обмежують способи маніпулювання світлом і ускладнюють обробку даних на основі фотонних схем та пристроїв.

Очікується, що фотонні кристали багато в чому вирішать ці проблеми, дозволяючи нам маніпулювати поведінкою світла в середовищі поза межами звичайних обмежень, обумовлених фізичними процесами та просторовою структурою пристроїв.

Фотонний кристал, за визначенням, є штучно створеною структурою, показник заломлення якої n модульований з періодом, порівняним з довжиною хвилі світла в матеріалі [1]. Приклад фотонного кристала зображено на рис. 1.1, а.



- а) схема 2D кремнієвої гексагональної фотонної кристалічної пластини з повітряним отвором, виготовленої з кремнієвої ізоляторної пластини;
б) дисперсія світла в звичайних матеріалах;
в) дисперсійна діаграма фотонного кристалу.

Рисунок 1.1 – Фотонний кристал та його дисперсійна характеристика

Це просто шар кремнію товщиною 200 nm ($n = 3,46$) з двовимірним масивом повітряних ($n = 1$) отворів, які мають радіус 100 nm та період 400 nm . Ці структури можуть бути виготовлені за допомогою найсучасніших технологій виробництва напівпровідників, спочатку розроблених для інтегральних електронних схем, таких як комплементарні метал-оксидні напівпровідникові (CMOS) схеми або динамічна пам'ять з довільним доступом (DRAM).

Матеріали, що існують у природі, демонструють широкий спектр електричних властивостей, таких як провідність, напівпровідникові та

ізолюючі властивості. Сучасні електронні технології повністю використовують такі електричні характеристики твердих тіл. Цей широкий діапазон електричних властивостей пояснюється періодичною природою атомної ґратки кожного матеріалу. Електрони в періодичному потенціалі утворюють електронні зонні структури, які пояснюють електричні властивості. З іншого боку, оптичні властивості існуючих матеріалів досить обмежені. Дисперсія світла у звичайних середовищах, яка приблизно визначається як:

$$\omega = \frac{ck}{n}, \quad (1.1)$$

де k – хвильовий вектор світла;

c – швидкість світла у вакуумі ($2,998 \times 10^8$ м/с)), яка позначена на рис. 1.1, б.

Властивості матеріалу включені до показника заломлення n , який зазвичай знаходиться між 1 і 3,5 і демонструє незначну залежність від довжини хвилі, за винятком області сильного поглинання. Тобто, світло поводить себе по суті подібним чином у різних середовищах, на відміну від електронів у різних середовищах. Це пояснюється тим, що період атомної решітки набагато менший за оптичну довжину хвилі, тому фотонний аналог електронної зонної структури не утворюється.

Ідея фотонних кристалів полягає в штучному введенні періодичності, порівнянної з оптичною довжиною хвилі, таким чином, що формується фотонна зонна структура. Дисперсія світла у фотонному кристалі, яка демонструє чіткі ознаки формування фотонної зонної структури, показана на рис. 1.1, в. Одним з найважливіших аспектів формування зони є поява фотонної забороненої зони. Це означає, що цей конкретний фотонний кристал поводить себе як фотонний ізолятор в області довжин хвиль забороненої зони, де поширення світла буквально гальмується без втрат на

поглинання. Крім того, можна суттєво змінити поширення світла навіть поза межами забороненої зони.

Фотонні кристали можуть фундаментально змінити деякі основні властивості світла в матеріалах (заломлення, утримання світла та швидкість світла) та як відповідно виникають різні нові властивості. Ці нові функції розширюють роль фотоніки в тих областях, де фотоніка поки що не може бути ефективно використана.

1.2 Негативне заломлення у фотонних кристалах

Перший приклад незвичайних фізичних властивостей фотонних кристалів – це екзотичне поширення світла у таких структурах (рис. 1.2). Припустимо, що світловий промінь падає на поверхню матеріалу (рис. 1.2, а). Ця ситуація зазвичай називається «заломленням» світла. Зазвичай світловий промінь заломлюється на поверхні межі та поширюється у напрямку, що визначається відомим законом Снелліуса:

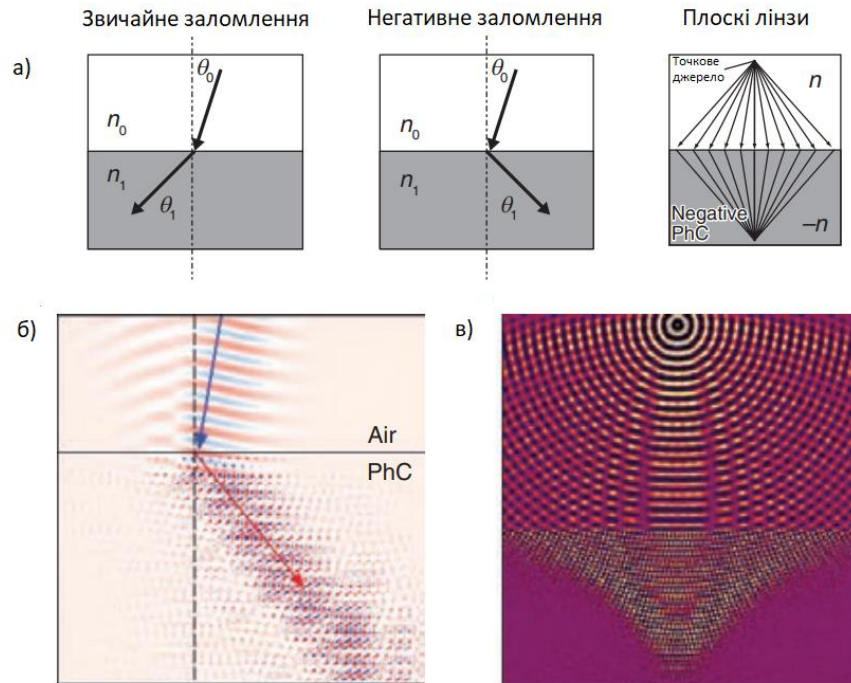
$$n_0 \sin\theta_0 = n_1 \sin\theta_1. \quad (1.2)$$

Як показано на рис. 1.2, а, кут заломлення зазвичай додатний у звичайних матеріалах, оскільки показник заломлення в рівнянні (1.2) додатний. Однак у деяких фотонних кристалах ефективний показник заломлення може бути негативним, тому промінь заломлюється в протилежному напрямку, як показано на центральній панелі рис. 1.2, а.

Це явище (негативне заломлення) у фотонних кристалах було вперше виявлено у 2000 р. [2].

Було виявлено, що сильно модульовані фотонні кристали можуть демонструвати негативне заломлення поблизу фотонних заборонених зон, і продемонстровано це за допомогою чисельного моделювання поширення електромагнітних хвиль у реальних фотонних кристалах. Розраховане

поширення світла у двовимірному гексагональному стовпчастому фотонному кристалі GaAs, отримане методом скінченних різниць у часовій області, проілюстровано на рис. 1.2 , б.



а) заломлення в звичайному матеріалі (зліва). Негативне заломлення (центр). Фокусування негативним заломленням (праворуч); б) негативне заломлення в гексагональному фотонному кристалі GaAs (чисельне моделювання); в) фокусування на основі негативного заломлення в фотонному кристалі (чисельне моделювання).

Рисунок 1.2 – Ілюстрація процесу негативного заломлення

Також виявлено, що негативне заломлення призводить до різних нетрадиційних явищ поширення світла. Один з таких прикладів показано на рис. 1.2, в, де світло, що генерується точковим джерелом, сходиться у фотонному кристалі з негативним показником заломлення. Це показує, що плоска поверхня матеріалу з негативним показником заломлення може діяти як лінза. Крім того, ця плоска лінза дуже відрізняється від звичайної лінзи,

оскільки вона не має ні певної фокусної відстані, ні головної осі. У певному сенсі ця лінза з негативним показником заломлення схожа на дзеркало. Дзеркало зазвичай створює віртуальне дзеркально-перевернуте зображення на протилежному боці межі дзеркала, але лінза з негативним показником заломлення створює справжнє дзеркально-перевернуте зображення в матеріалі з негативним показником заломлення.

Легко зрозуміти, що негативне заломлення відбувається двічі, коли є дві межі, тому плита матеріалу з негативним показником заломлення може створювати справжнє зображення на іншому боці повітряної області (плоскі лінзи з негативним показником заломлення).

Поява негативного заломлення пов'язана з негативною кривизною деяких дисперсійних кривих на рис. 1.1, в. Якщо значення $d\omega/dk$ від'ємне, групова швидкість ($v_g = d\omega/dk$) має протилежний знак до хвильового вектору k . Якщо застосувати закон збереження хвильового вектору на межі розділу, напрямок групової швидкості має бути негативним. Однак, негативний знак групової швидкості не є єдиною вимогою для цього явища. Щоб мати значущий показник заломлення, заданий рівнянням (1.2), необхідно мати ізотропну групову швидкість. Фактично, від'ємної групової швидкості можна досягти в звичайних дифракційних ґратках, але вони не можуть створити негативне заломлення, оскільки від'ємне значення групової швидкості проявляється лише при певному куті падіння. Виявилося, що ізотропна негативна групова швидкість може з'являтися поблизу сильно модульованих фотонних кристалів. За цієї умови можна визначити просте від'ємне значення індексу незалежно від кута падіння, що зрештою призводить до гарного фокусування, показаного на рис. 1.2 , в.

Опубліковані численні експериментальні підтвердження цього незвичайного явища, спочатку в мікрохвильовому діапазоні, а пізніше в оптичному діапазоні частот. Ця концепція пізніше була узагальнена на інші хвильові явища, включаючи поверхневі флюїдні хвилі, акустичні хвилі та

електронні хвилі. Наразі багато дослідницьких груп вивчають ці явища з метою створення нових систем візуалізації.

Подібне явище також спостерігається в радіочастотних металевих метаматеріалах (так званих лівосторонніх матеріалах), які спираються на зовсім інший механізм. Матеріали з негативним показником заломлення зараз є однією з важливих актуальних тем у дослідженнях взаємодії електромагнітних хвиль з матеріальними природними та штучними середовищами.

1.3 Локалізація світла у фотонних кристалах та повністю оптична пам'ять

Слід також зазначити перспективні можливості фотонних кристалів з точки зору локалізації світла. Утримання світла є однією з найважливіших цілей у фотоніці, оскільки загальне обмеження світла в звичайних оптичних середовищах або пристроях перешкоджає мініатюризації та інтеграції фотонних пристроїв. Крім того, загальне слабка взаємодія світла з речовиною посилюється сильним обмеженням світла. Ці характеристики потенційно можуть подолати слабкі боки фотонних технологій у порівнянні з електронними технологіями.

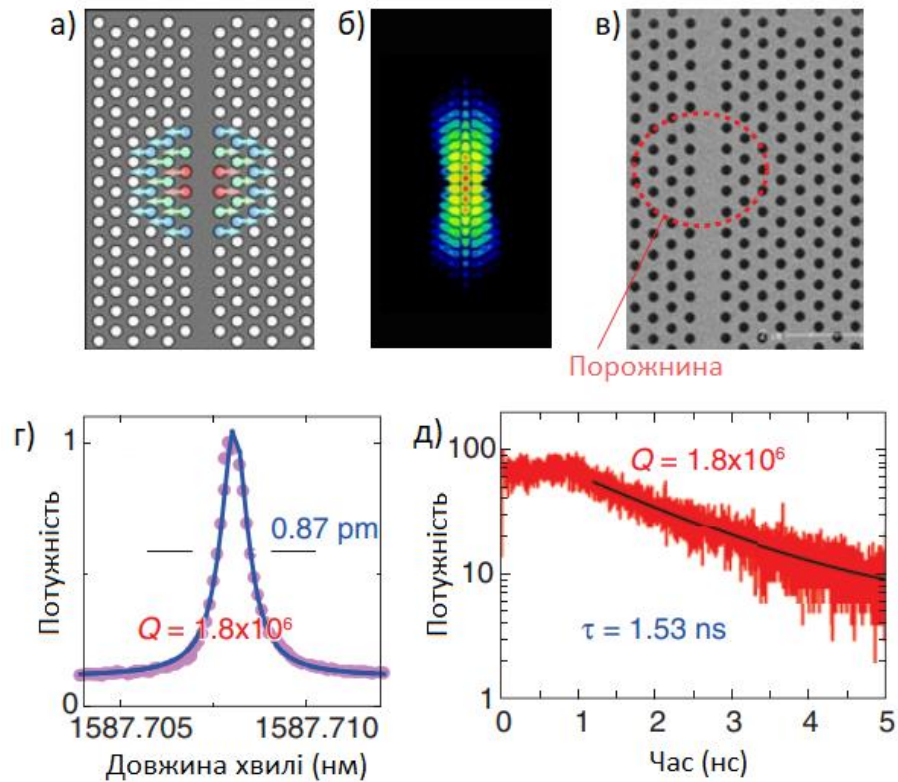
Мета тут еквівалентна досягненню високого коефіцієнта якості (Q) та малих оптичних резонаторів (порожнин). Локалізація енергії світла в порожнині зазвичай стає надзвичайно складною, оскільки розмір порожнини стає малим. Оскільки світло утримується кількома відбиттями, необхідна кількість відбиттів стає дедалі більшою для менших порожнин. Наприклад, якщо ціль полягає в утриманні фотонів протягом 1 нс в об'ємі 1 мкм^3 , необхідна кількість відбиттів становить близько 300 000, що означає, що коефіцієнт відбиття повинен бути вищим за 99,999 %. Такий високий коефіцієнт відбиття неможливо досягти металевими дзеркалами. Повне внутрішнє відбиття, яке відбувається на межі зміни показника заломлення,

теоретично може становити 100 %, але це вірно лише для великих порожнин. Коли розмір порожнини порівняний з довжиною хвилі оптичного випромінювання, умова повного внутрішнього відбиття порушується через розширення хвильового вектору.

Як відзначалося раніше, фотонна заборонена зона може вирішити цю проблему, оскільки ми можемо запобігти виходу світла, розміщуючи матеріали з фотонною забороненою зоною (фотонними ізоляторами), не викликаючи поглинання. Цю ідею було запропоновано два десятиліття тому [3], але резонатори з надвисокою добротністю Q були створені лише протягом останніх кількох років, використовуючи високоякісні фотонні кристали.

На рис. 1.3, а показано конструкцію надвисокодобротного оптичного резонатора у двовимірному фотонному кристалі, показаному на рис. 1.1, а [4]. Всупереч початковій пропозиції, сильне обмеження світла було досягнуто не у тривимірних (3D) фотонних матеріалах із забороненою зоною, а у двовимірних (2D). Це пояснюється тим, що 2D матеріали можна виготовляти дуже точно завдяки високому рівню розвитку технологій виготовлення CMOS-матеріалів. Звичайно, обмеження забороненої зони не може бути ідеальним у 2D системах, але дослідники нарешті знайшли кілька способів оптимізації обмеження, що створюється 2D забороненими зонами. У випадку на рис. 1.3, а резонатор базується на хвилеводі з лінійними дефектами, який теоретично не має втрат. Якби цей хвилевід був просто обривом, обрив деформував би початковий профіль моди без втрат, що зрештою призвело б до суттєвих втрат випромінювання поза площиною. У нашому випадку хвилевід не обривається: натомість ми трохи зміщуємо положення деяких повітряних отворів, як показано на графіку. Зсув становить лише кілька нанометрів, що не змінює початковий профіль моди без втрат. Виявлено, що такого малого зсуву достатньо для створення сильно обмеженої моди резонатора, показаної на рис. 1.3, б. Чисельний розрахунок показує, що теоретичне значення добротності Q резонатора перевищує 10^8 , а

об'єм моди резонатора дорівнює $1,5(\lambda/n)^3$ (λ – резонансна довжина хвилі).
Зображення резонатора, отримане за допомогою скануючого електронного мікроскопа, показано на рис. 1.3, в.



- а) дизайн порожнини з лінійним дефектом з модуляцією ширини в кремнієвому гексагональному повітряно-дірковому фотонному кристалі;
б) обчислений профіль інтенсивності порожнини; в) зображення зразка під мікроскопом; г) резонансна характеристика; д) результати часового вимірювання інтенсивності на виході з резонатора.

Рисунок 1.3 – Надвисокодобротна нанопорожнина та її характеристики

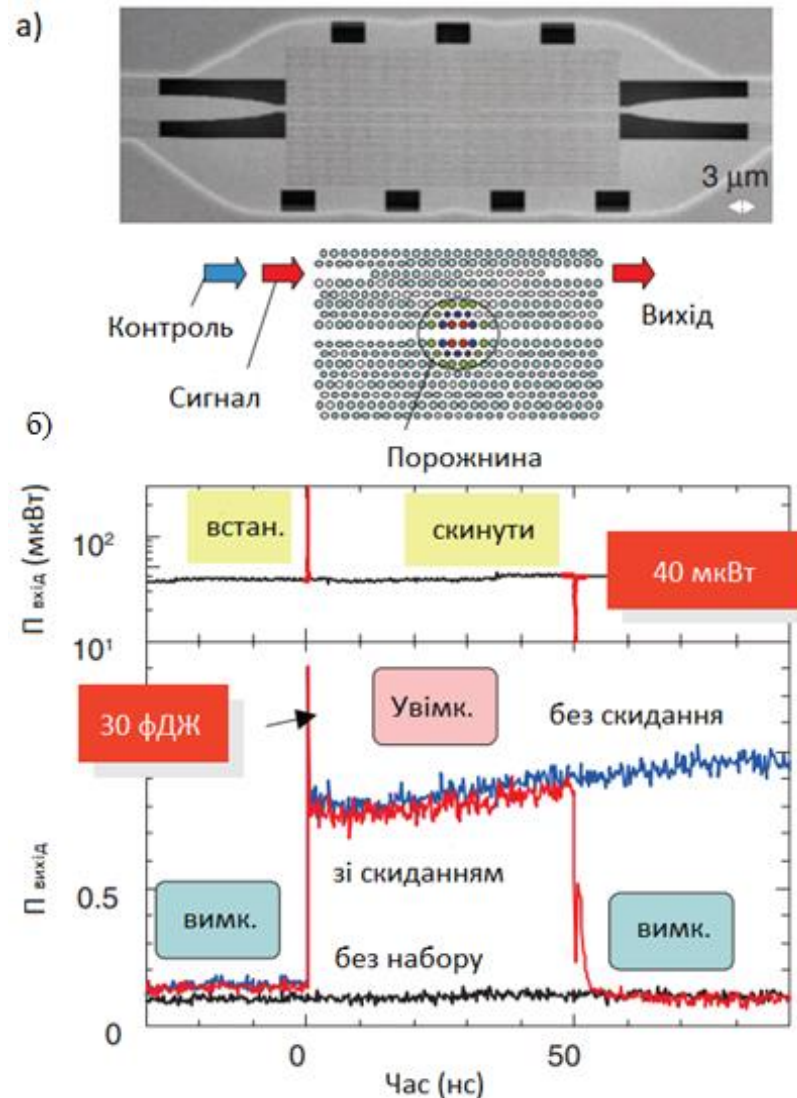
Результати вимірювання характеристик резонаторів з надвисокою добротністю, виготовлених у кремнієвих фотонно-кристалічних пластинах, показані на рис. 1.3, (г, д). Спектр пропускання (рис. 1.3, г) показує гострий резонансний пік, ширина якого відповідає добротності резонатора $1,8 \times 10^6$. Час загасання світлового імпульсу в резонаторі, незалежно виміряний для того ж пристрою (рис. 1.3, д), становив 1,53 нс, що відповідає точно такій самій добротності. Ці результати безпосередньо показують, що добре спроектовані фотонні кристали можуть утримувати фотони протягом понад 1 нс в об'ємі розміром з довжину хвилі [5], чого не було досягнуто нічим, окрім фотонних кристалів.

Наразі проводяться інтенсивні теоретичні та експериментальні дослідження мікропорожнин з використанням різних методів. В них фотонні кристали демонструють видатні показники з точки зору сильного утримання світла в об'ємі розміром певної довжини хвилі, що має бути сприятливим для щільної інтеграції фотонних пристроїв та посилення взаємодії світла з речовиною.

Також досліджуються можливості застосування фотонно-кристалічних резонаторів з надвисокою добротністю до повністю оптичної пам'яті [6]. Хоча пристрої повністю оптичної пам'яті мають довгу історію досліджень, їхня продуктивність все ще обмежена. Вони занадто великі, їх важко інтегрувати, і вони потребують занадто багато енергії.

Фотонно-кристалічні резонатори здаються вигідними для першого та другого питань. Щодо третього питання, посилення взаємодії світла з речовиною в резонаторах з високим Q та малими розмірами має бути вигідним. Загальновідомо, що резонатор з оптичною нелінійністю демонструє бістабільну дію, яку можна використовувати як оптичну пам'ять. Енергетична ефективність цієї операції масштабується як Q/V (V – об'єм моди резонатора). Це означає, що ми можемо очікувати значного зниження енергії збудження для пристроїв оптичної пам'яті.

Схема пристрою, що складається з резонатора на основі лінійного дефекту періодичності з модуляцією ширини та входних/вихідних хвильоводів на основі фотонного кристала InGaAsP [7], показана на рис. 1.4, а.



- а) зображення з електронного мікроскопу та схема конструкції пристрою на основі порожнини з модульованим лінійним дефектом періодичності в гексагональному повітряно-дірковому фотонному кристалі InGaAsP;
- б) операції розрядної пам'яті.

Рисунок 1.4 – Схема пристрою оптичної пам'яті та її функціонування

У цьому пристрої вихідна інтенсивність сигнального світла (резонансного з однією з мод резонатора) модулюється шляхом введення іншого керуючого світла (також резонансного з іншою модою резонатора) в резонатор, оскільки керуюче світло зміщує моду резонатора через оптичну нелінійність InGaAsP. Точніше, носії генеруються в результаті процесу двофотонного поглинання в резонаторі InGaAsP, а показник заломлення резонатора зміщується в результаті дисперсії плазми носіїв. Такий нелінійний резонаторний перемикач, як відомо, проявляє бістабільну поведінку вище певної порогової потужності. Бістабільна операція перемикачання (операція з бітовою пам'яттю), в якій імпульси встановлення та скидання змінюють вихідний стан між увімкненим та вимкненим станами, показано на рис. 1.4, б. Зауважимо, що потужність керування для цієї пам'яті становить лише 40 мкВт, що приблизно на два порядки менше, ніж потужність, необхідна для інших типів оптичної пам'яті. Це зниження потужності в першу чергу пов'язане з посиленням взаємодії в високодобротних нанопорожнинах. Оскільки порожнини цього типу підходять для щільної інтеграції в чіп, очікується, що вони будуть перспективними для створення фотонної пам'яті з довільним доступом.

Що стосується обмеження світла, ми нещодавно виявлено, що сильне обмеження світла також може бути досягнуте в інших типах структур. Наприклад, певний тип фотонної аморфної структури може мати великі тривимірні фотонні заборонені зони з сильним обмеженням світла [8].

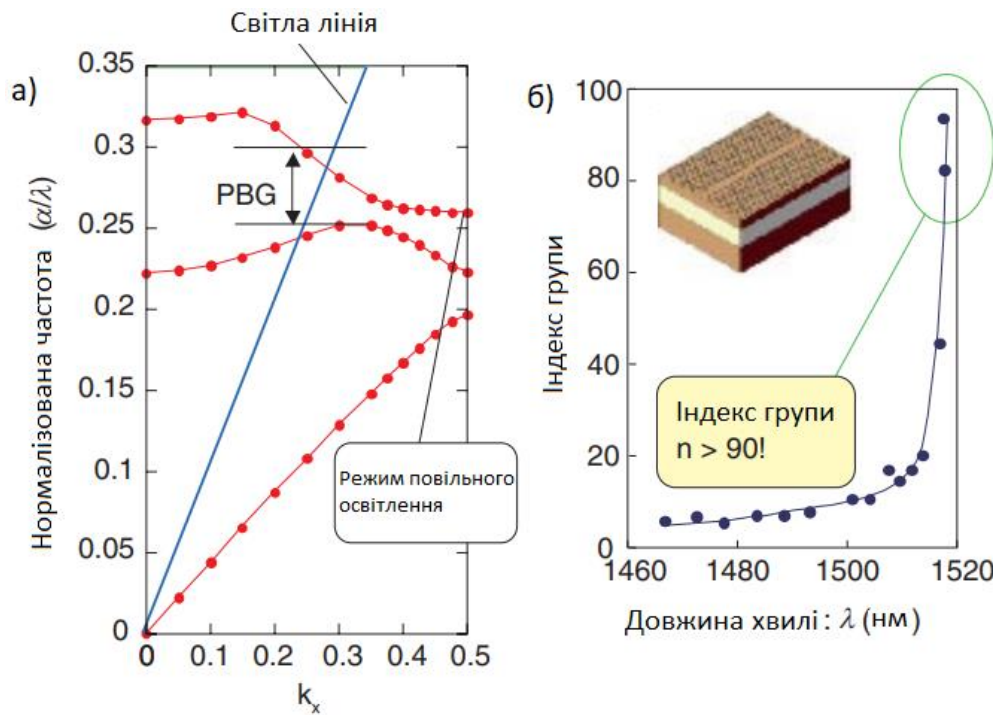
1.4 Уповільнене світло у фотонних кристалах

Як відзначено вище, контроль швидкості світла в середовищах є дуже важливим питанням. Це особливо стосується уповільнення світла, оскільки повільне світло забезпечить оптичну буферизацію, що є складною функцією для досягнення за допомогою традиційних фотонних технологій. Крім того, взаємодія світла з речовиною зазвичай посилюється в режимах повільного

світла, оскільки просторова довжина оптичного імпульсу стискається, а час взаємодії стає довшим.

Як відзначалося в підрозділі 1.2, фотонні кристали можуть значно змінювати групову швидкість ($v_g = d\omega/dk$) шляхом формування фотонної забороненої зони. Тому можна було б очікувати значного зниження швидкості світла. Експериментально продемонстровано цю чудову властивість фотонних кристалів як хвилеводів повільного світла. На рис. 1.5, а показано дисперсійну діаграму хвилеводу з одним лінійним дефектом періодичності в гексагональному фотонному кристалі з повітряними отворами в Si (зображено на вставці рис. 1.5, б). Слід звернути увагу на хвилеводну моду, розташовану в межах фотонної забороненої зони, нахил якої ($d\omega/dk$) зменшується, коли частота наближається до краю зони. Ця тенденція зазвичай проявляється поблизу краю фотонної зони і іноді називається «повільним світлом на краю зони». У 2001 р. було виміряно груповий показник заломлення n_g фотонно-кристалічних хвилеводів цього типу як функцію довжини хвилі падаючого випромінювання [9]. Результати показані на рис. 1.5, б, і вони чітко демонструють, що швидкість світла зменшується до $c/90$ оскільки $v_g = c/n_g$.

На той час повільне світло спостерігалось лише в ультрахолодному атомарному газі, і це була перша демонстрація повільного світла в діелектричних системах. Атомні газові системи непридатні для інтеграції пристроїв на кристалі, тому ці результати показали можливість маніпулювання повільним світлом у напівпровідниковому кристалі.



- а) дисперсія світла в лінійно-дефектному хвилеводі в кремнієвому фотонному гексагональному повітряному отворі кристал;
 б) груповий показник заломлення як функція довжини хвилі.

Рисунок 1.5 – Характеристики уповільненого світла в хвилеводі

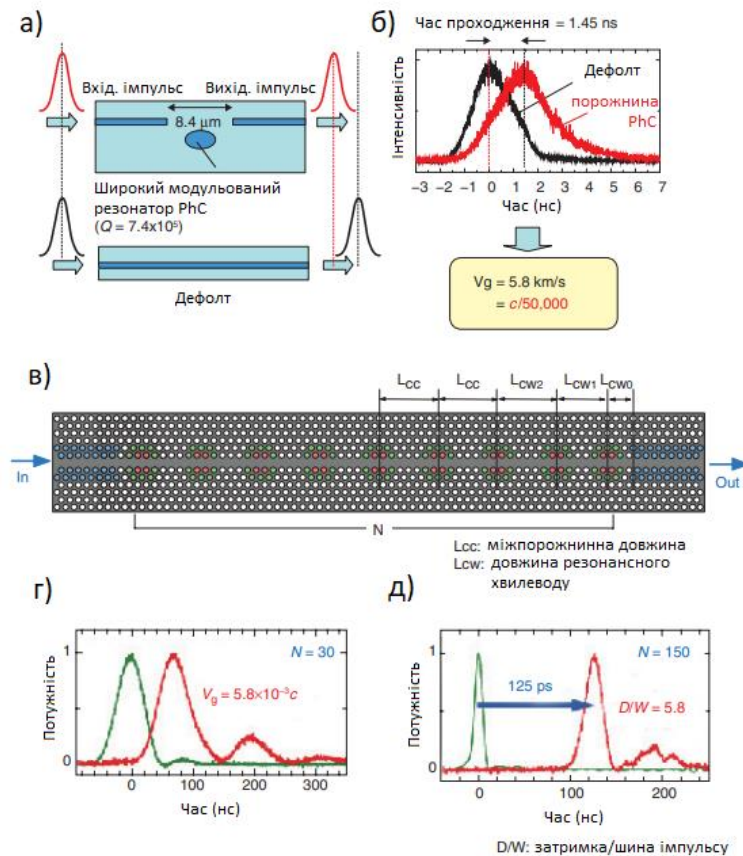
Однак, режим повільного світла на краю зони на рис. 1.5, а має суттєвий недолік. У цій ситуації, коли групова швидкість v_g зменшується, дисперсія групової швидкості стає більшою. Тобто, імпульс повільного світла в хвилеводі такого типу повинен зазнавати суттєвого розширення. Щоб уникнути цього, необхідно бути більш обережними при проектуванні дисперсії. Наразі проводяться широкі дослідження для досягнення бажаної дисперсії у фотонно-кристалічних хвилеводах, що мають складні конструкції. Наприклад, повідомлялося про передачу імпульсів повільного світла у зв'язаних хвилеводах певного типу [10].

Існує ще один спосіб досягнення режимів повільного світла з керованою дисперсією: з використанням резонатору. Резонатор зазвичай індукує групову затримку 2τ (τ – час життя фотона резонатора $= Q/\omega_0$) на

резонансній частоті. Крім того, швидкість проходження імпульсу через резонатор повинна приблизно відповідати розміру резонатора. Найголовніше, що дисперсія групової швидкості завжди дорівнює нулю на резонансній частоті. Отже, малі резонатори з високою добротністю повинні генерувати повільне світло без дисперсії. У цьому сценарії нанорезонатори з надвисокою добротністю, згадані вище, ідеально підходять. З цієї причини зараз досить багато досліджень зосереджено на повільному світлі в фотонно-кристалічних резонаторах.

На рис. 1.6, (а, б) показано експеримент з поширення імпульсу повільного світла для нанопорожнин з надвисокою добротністю Q у фотонних кристалах. Конструкція резонатора така ж, як і на рис. 1.3, (а, в). Спостерігалася оптична затримка 1,53 нс, що можна порівняти з часом життя фотона в резонаторі. Виходячи з цього значення, оцінили швидкість проходження імпульсу на рівні 5800 м/с, що відповідає груповій швидкості $c/50\,000$. Це граничне зниження швидкості світла в першу чергу зумовлене великим значенням Q та малим розміром резонатора. Це найнижча швидкість світла, коли-небудь досягнута у повністю діелектричних системах.

Для практичного застосування повільного світла на основі резонаторів, зв'язані резонаторні хвилеводи розглядаються як найкращі кандидати. З точки зору групової швидкості, один резонатор матиме найнижче значення, але смуга пропускання безпосередньо пов'язана з його затримкою. З іншого боку, зв'язані хвилеводи можуть мати більшу затримку або ширшу смугу пропускання залежно від параметрів структури.



- а) повільне поширення світла в одній нанопорожнині надвисокої добротності; б) повільне поширення світла в одній нанопорожнині надвисокої добротності; в) схема з'єднання нанопорожнини; г) повільне поширення світла в сполучених нанопорожнинах; д) повільне поширення світла в сполучених нанопорожнинах.

Рисунок 1.6 – Характеристики уповільненого світла в резонаторах

Були проведені різні спроби досягнення режимів повільного світла в зв'язаних резонаторних хвилеводах на основі мікросфер або мікрокільцевих резонаторів, але продуктивність була обмежена через їх низькі значення Q та великий розмір резонатора.

Вдалося створити великомасштабні масиви ($N_{max} = 200$, де N – кількість порожнин) нанопорожнин з надвисокою добротністю, як показано на рис. 1.6, в, що стало першою демонстрацією великомасштабних

пов'язаних порожнин на основі резонаторів з розміром довжини хвилі [11]. Конструкція порожнини така ж, як на рис. 1.3, а, і експериментально підтверджено, що масив порожнин демонструє загальну добротність $Q \sim 10^6$. Спостерігався досить високий коефіцієнт пропускання ($> 50\%$) навіть для $N = 200$ зразків, що означає, що 200 порожнин з надвисокою добротністю когерентно пов'язані одна з одною (інакше не було б пропускання). Спостерігалось поширення імпульсу повільного світла з груповою швидкістю до $c/170$ (рис. 1.6, г). Це найнижче зареєстроване значення для повністю діелектричних хвилеводів повільного світла. На відміну від результату для одного резонатора, досягнута затримка була в шість разів довшою за ширину вихідного імпульсу (рис. 1.6, д). Це пояснюється тим, що затримка не обмежується смугою пропускання.

1.5 Новий спосіб маніпулювання світлом

Як обговорювалося вище, способи маніпулювання світлом обмежені порівняно зі способами маніпулювання електронами. В електронних схемах або пристроях стани електронів можна легко контролювати, застосовуючи напругу, яка безпосередньо змінює кінетичну енергію електронів. Це пояснює, як працюють різні електронні пристрої. З іншого боку, енергію (еквівалентно частоту) фотонів не можна легко змінити. Очевидно, що фотони не залежать від напруги чи будь-якої потенційної енергії.

Іншими словами, фотони не можна прискорювати або сповільнювати, безпосередньо впливаючи на їхню кінетичну енергію. Таким чином, частота фотонів, що рухаються у фотонному колі, є постійною після того, як фотони були згенеровані.

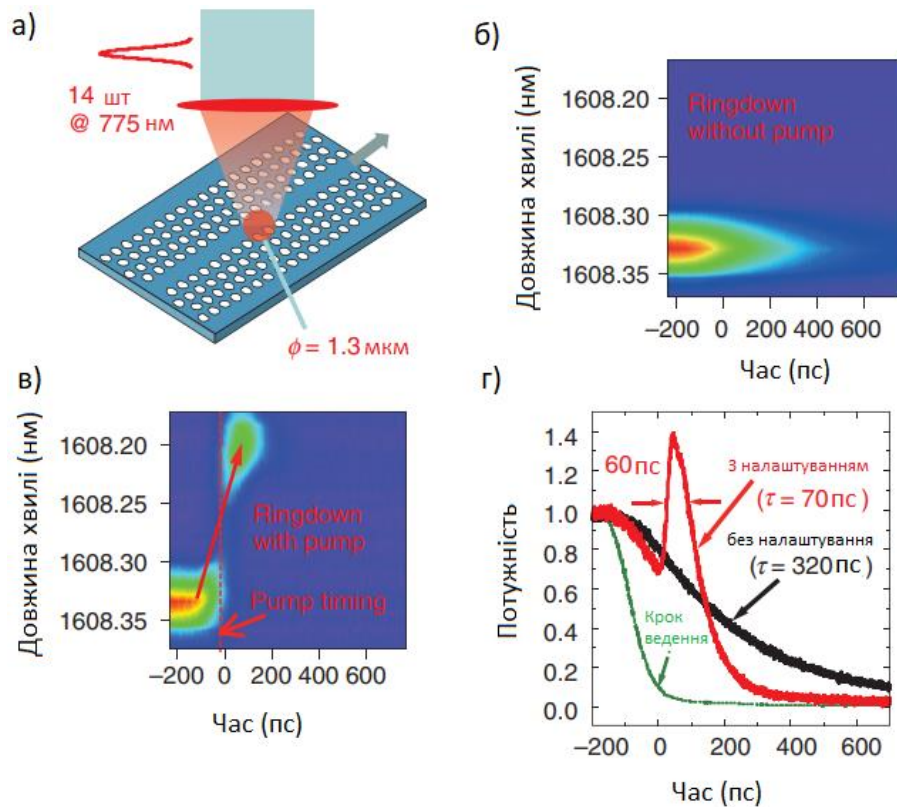
Нанопорожнини з надвисокою добротністю та середовища з повільним світлом, обговорені вище, можуть змінити цю парадигму. Якщо фотони можуть зберігатися в мікропорожнині (або середовищі з повільним світлом) протягом достатньо тривалого часу, можна безпосередньо змінити їхній стан,

змінюючи деякі параметри резонатора (або хвилеводу). Цей процес еквівалентний налаштуванню музичного інструменту. Припустимо, ми перебираємо струни гітари, щоб генерувати звук з тоном С. Ми можемо легко змінити тон (наприклад, на F), повертаючи штифт для налаштування, перш ніж звук зникне. Це називається адіабатичним налаштуванням параметрів класичного коливання. Можна зробити в основному те саме для світла (яке є електромагнітним коливанням), хоча зазвичай це дуже складно, оскільки світло проходить повз і дуже швидко загасає. Нанопорожнини з надвисокою добротністю та середовища з повільним світлом надають новий механізм налаштування.

У 2006 р. було передбачено, що можна буде динамічно змінювати довжину хвилі фотонів, захоплених у резонаторі, шляхом швидкої зміни резонансної довжини хвилі резонатора [12]. Цей процес назвали адіабатичним перетворенням довжини хвилі. Зауважимо, що традиційні процеси перетворення довжини хвилі з використанням оптичних нелінійних матеріалів, такі як генерація другої гармоніки або оптичне параметричне перетворення, є зовсім різними явищами. Такі традиційні процеси перетворення не зберігають загальну кількість фотонів: фотони об'єднуються або діляться для створення нової частотної складової. В процесі адіабатичного перетворення кількість фотонів не змінюється, і певна кількість енергії безпосередньо передається або віднімається від кожного фотона.

Це явище спостерігали в нанопорожнині з надвисокою добротністю у фотонному кристалі кремнію, як показано на рисунку 1.7 [13]. Структура порожнини (рис. 1.7, а) подібна до тієї, що зображена вище. Спочатку світло вводиться в порожнину з хвилеводу, а потім вхід різко вимикається. Перш ніж накопичене світло витікало з порожнини, подавався ще один світловий імпульс з верхньої поверхні, і це змінювало резонансну довжину хвилі порожнини (подібно до того, що відбувається при оптичному перемиканні). Спектри з роздільною здатністю в часі з імпульсом налаштування та без

нього показані на рис. 1.7, (б, в). Без налаштування весь спектр згасав, не змінюючи свою форму. З налаштуванням спектр різко зміщувався до коротшої довжини хвилі, що демонструє адіабатичне перетворення довжини хвилі світла в порожнині.



- а) експериментальна установка. Використовується кремнієвий резонатор із лінійним дефектом періодичності із модуляцією ширини;
- б) спектр світла з роздільною здатністю в часі в резонаторі без зовнішнього впливу;
- в) спектр світла з роздільною здатністю в часі в резонаторі з налаштуванням;
- г) генерація короткого імпульсу в результаті адіабатичного налаштування.

Рисунок 1.7 – Адіабатичне налаштування світла

У процесі, показаному на рис. 1.7, в, безпосередньо змінювалася частота фотонів у резонаторі, що аналогічно керуванню напругою електронів в електронних пристроях. Ця аналогія спонукала розглянути можливу роботу

пристрою на основі цього налаштування. Як видно з рис. 1.3, а, цей режим резонатора формується дуже незначною структурною модуляцією. Отже, обмеження має бути дуже чутливим до частоти фотонів. Якщо адіабатично підвищувати частоту фотонів, обмеження слабшає таким чином, що захоплені фотони витягуються до хвилеводу. Після налаштування генерується короткий імпульс. Результати показано на рис. 1.7, г. Зауважимо, що ширина імпульсу була набагато коротшою за час життя фотона в початковому резонаторі. Ця операція дещо схожа на роботу пристрою із зарядовим зв'язком, в якому електрони переносяться шляхом маніпуляції електричним потенціалом. Цей механізм налаштування зробить можливими різні нові функції, які є складними для фотонних технологій.

Адіабатичне налаштування фотонів також може призвести до різних інших цікавих фізичних процесів. Його можна використовувати для динамічної зупинки фотонів [14, 15]. Як ще один унікальний приклад, оптомеханічне перетворення енергії (між світлом і механічним рухом) може бути надзвичайно ефективним, коли адіабатичне перетворення довжини хвилі використовується для порожнин, що мають рухомі частини [16], що буде корисним для створення недефективних оптичних мікроелектромеханічних систем або оптичних пінцетів.

2 МОДЕЛЮВАННЯ НЕВЗАЄМНОЇ ФОТОННО-КРИСТАЛІЧНОЇ СТРУКТУРИ

В даному розділі кваліфікаційної роботи проводяться чисельні розрахунки електродинамічних характеристик невзаємної фотонно-кристалічної структури. Ця структура складається з хвилеводних та резонансних елементів. Зазвичай робочий частотний діапазон таких елементів знаходиться в межах фотонної забороненої зони. Тому спочатку необхідно розрахувати дисперсійні характеристики фотонного кристалу, на основі якого побудована досліджувана структура.

2.1 Дисперсійні характеристики фотонного кристалу

Розрахунок та аналіз дисперсійних характеристик двовимірного фотонного кристалу проводився із застосуванням програмного пакету MPB [17]. Цей пакет використовує метод розкладання по плоским хвилям, який добре себе зарекомендував при дослідженнях різноманітних періодичних структур.

Схема фотонного кристалу представлена на рис 2.1. Видно, що двовимірна періодична структура складається з масиву діелектричних стрижнів, розташованих у вузлах решітки з квадратною елементарною коміркою. Радіус циліндрів складає 0,2 від періоду структури. Діелектрична проникність стрижнів дорівнює 12.

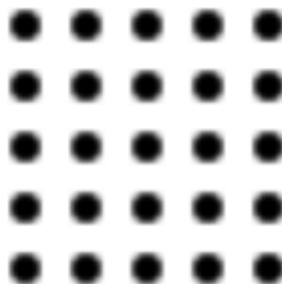


Рисунок 2.1 – Схема фотонного кристалу

З теорії фотонних кристалів відомо, що така структура має фотонні заборонені зони лише для ТМ поляризації випромінювання. В цьому випадку електричне поле спрямоване уздовж циліндрів, тобто перпендикулярно до площини рисунку. Саме для такої поляризації випромінювання проводились чисельні розрахунки.

На рисунку 2.2 представлена дисперсійна діаграма двовимірного фотонного кристалу, розрахована в межах першої зони Бріллюена. Уздовж вісі абсцис відкладені значення хвильового вектора. Букви позначають точки високої симетрії в зоні Бріллюена. Уздовж вісі ординат відкладена нормована частота $\omega a/2\pi c$. Тут ω – це кругова частота випромінювання, a – період фотонного кристалу, c – швидкість світла у вакуумі. З рисунку видно, що існує діапазон частот, в межах якого відсутні дисперсійні криві. Це і є фотонна заборонена зона. Вона обмежується значеннями нормованої частоти 0,2809 та 0,4171.

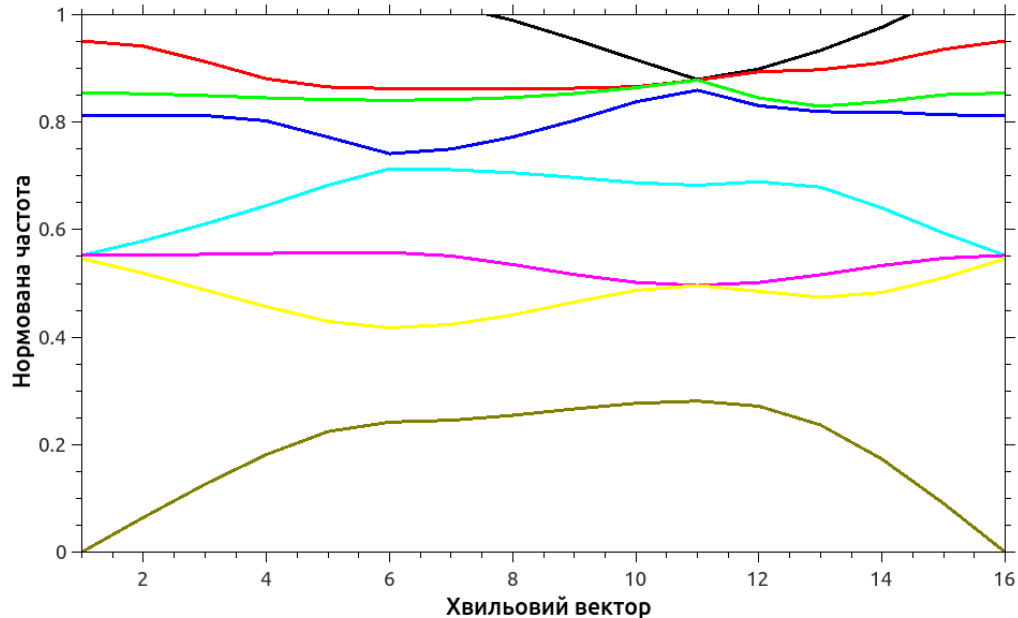


Рисунок 2.2 – Дисперсійна діаграма фотонного кристалу

Зрозуміло що саме в межах цієї забороненої зони може бути реалізована локалізація енергії електромагнітного поля в різноманітних

дефектах періодичності структури. Саме на основі таких дефектів будуються фотонні кристалічні хвилеводи та резонатори.

Розглянемо далі моделювання фотонно-кристалічного хвилеводу.

2.2 Фотонно-кристалічний хвилевід

Для визначення дисперсійних характеристик фотонно-кристалічного хвилеводу, схема якого представлена на рисунку 2.3, використовувався метод так званої надкомірки. Такий підхід дозволяє подолати обмеження пакету МРВ [17], яке стосується його застосування лише для періодичних структур.



Рисунок 2.3 – Схема фотонно-кристалічного хвилеводу

На рисунку 2.4 представлені результати розрахунку дисперсійної діаграми фотонно-кристалічного хвилеводу. Тут уздовж вісі абсцис відкладені значення компоненти хвильового вектора спрямованої уздовж вісі хвилеводу. Ці значення знаходяться в межах першої зони Бріллюена.

З рисунку видно, що у фотонні забороненій зоні з'являється додаткова дисперсійна крива яка відповідає хвилеводним власним режимам структури. Слід відзначити, що ширина робочої смуги хвилеводу, яка визначається цією дисперсійною кривою є дещо меншою ніж фотонна заборонена зона. Крім того значення власних частот хвилеводних режимів досить суттєво залежать від величини поздовжньої компоненти хвильового вектора.

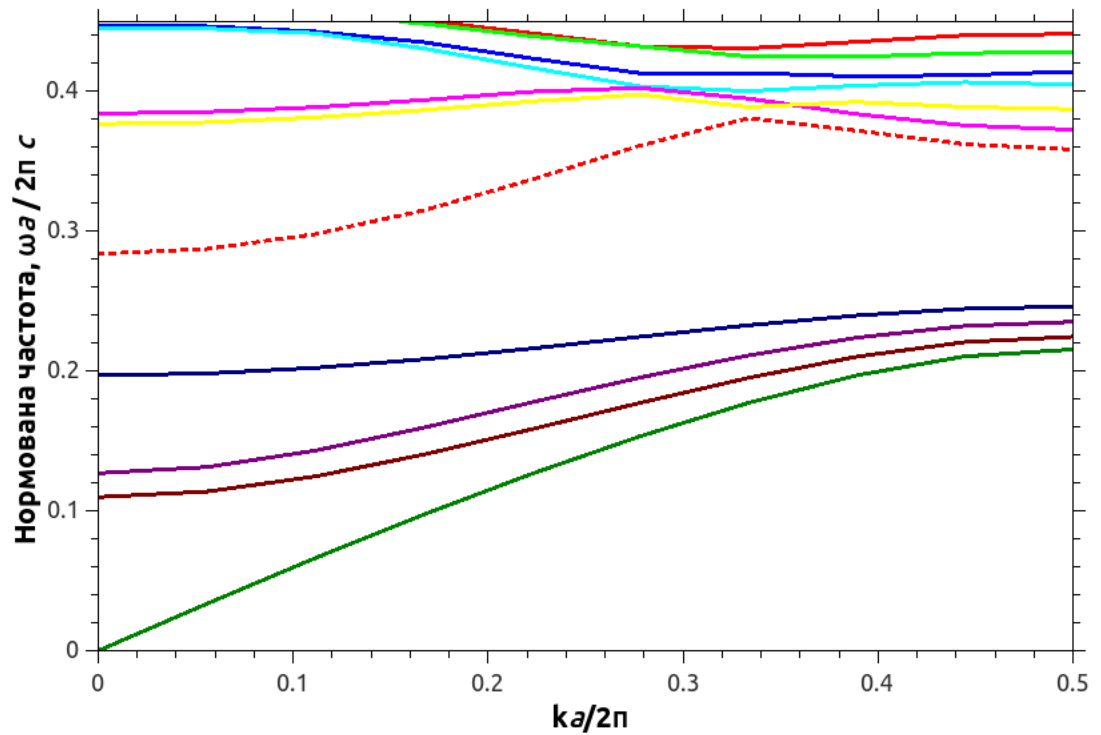


Рисунок 2.4 – Результати розрахунку дисперсійної діаграми фотонно-кристалічного хвильоводу

З дисперсійної діаграми також можна визначити фазову та групову швидкості хвильоводних хвиль. Фазова швидкість визначається як відношення значень ординати та абсциси кожної точки дисперсійної кривої. Групова швидкість має сенс першої похідної від частоти по хвильовому числу. Тобто це фактично тангенс кута нахилу дотичної до дисперсійної кривої у визначеній її точці. Отже, в межах фотонної забороненої зони групова швидкість хвильоводної хвилі переважно додатна, що відповідає так званим прямим хвилям з однаковими напрямками фазової та групової швидкостей.

2.3 Фотонно-кристалічний резонатор

Моделювання фотонно-кристалічного резонатора також проводилось із застосуванням методу над комірки. На відміну від фотонно-кристалічного хвильовода резонатор формується за допомогою локального дефекту періодичності фотонного кристалу. Тому в даному випадку надкомірка буде

мати квадратну форму відповідно до елементарної комірки фотонного кристалу. На рисунку 2.5 представлена схема цієї квадратної надкомірки. В цьому випадку для побудови дисперсійної діаграми необхідно враховувати значно більше дисперсійних кривих порівняно з базовим фотонним кристалом або хвилеводом.



Рисунок 2.5 – Схема квадратної надкомірки (резонатору)

На рисунку 2.6 представлені результати розрахунку дисперсійної діаграми фотонно-кристалічного резонатора, який сформований шляхом видалення одного циліндру зі структури. З рисунку видно, що в межах фотонної забороненої зони існує одна майже горизонтальна дисперсійна крива. Ця крива відповідає приблизному значенню нормованої частоти 0,345. Це цілком закономірний результат, оскільки в режимі резонансу формуються так звані стоячі хвилі з нульовою груповою швидкістю.

Оскільки в даному випадку реалізується лише одна додаткова дисперсійна крива в забороненій зоні, то можна казати про одномодовий фотонно-кристалічний резонатор. Це цілком логічно, оскільки об'єм резонансної порожнини є досить невеликим. Для отримання багатомодового резонатору слід збільшувати його об'єм за рахунок видалення більшої кількості видалення діелектричних циліндрів.

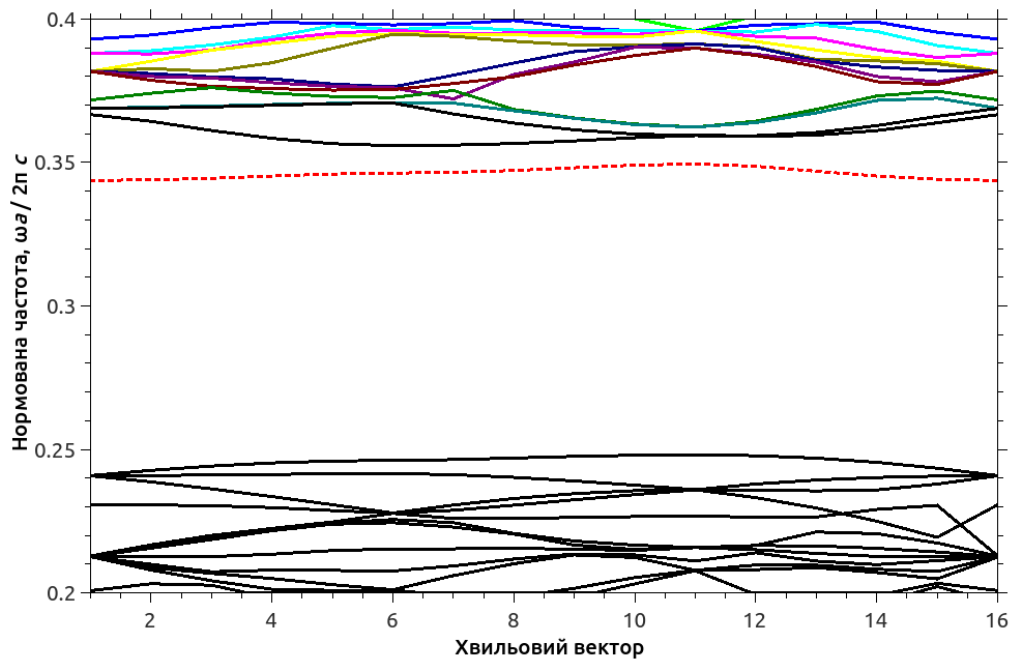


Рисунок 2.6 – Результати розрахунку дисперсійної діаграми фотонно-кристалічного резонатора

2.4 Спектральна характеристика фотонно-кристалічного хвилеводу

Розрахунок спектральних характеристик та побудова розподілу поля фотонних структур проводився із застосуванням програмного пакету МЕЕР [17]. Це пакет використовує чисельний метод розв'язання рівнянь Максвелла (FDTD), який добре себе зарекомендував при моделюванні електромагнітних хвиль.

Для моделювання фотонного хвилеводу застосовано Гаусівське джерело випромінювання. Його використовують в чисельному моделюванні для збудження електромагнітних хвиль у певному частотному діапазоні. Це джерело формує імпульсні сигнали, які мають Гаусову огибаючу. Відповідно, частотний спектр вони мають також Гаусовий. Завдяки цьому можливо отримувати різноманітні спектральні характеристики досліджуваних фотонно-кристалічних пристроїв.

Схема лінійного фотонно-кристалічного хвильоводу представлена на рисунку 2.7. Джерело випромінювання розташоване з лівої сторони пустотілого хвильоводного каналу, а детектор – з правої сторони.



Рисунок 2.7 – Схема фотонно-кристалічного хвильоводу

На рисунку 2.8 представлена спектральна характеристика фотонно-кристалічного хвильоводу. Уздовж вісі ординат відкладена нормована енергія поля, яка фіксується детектором.

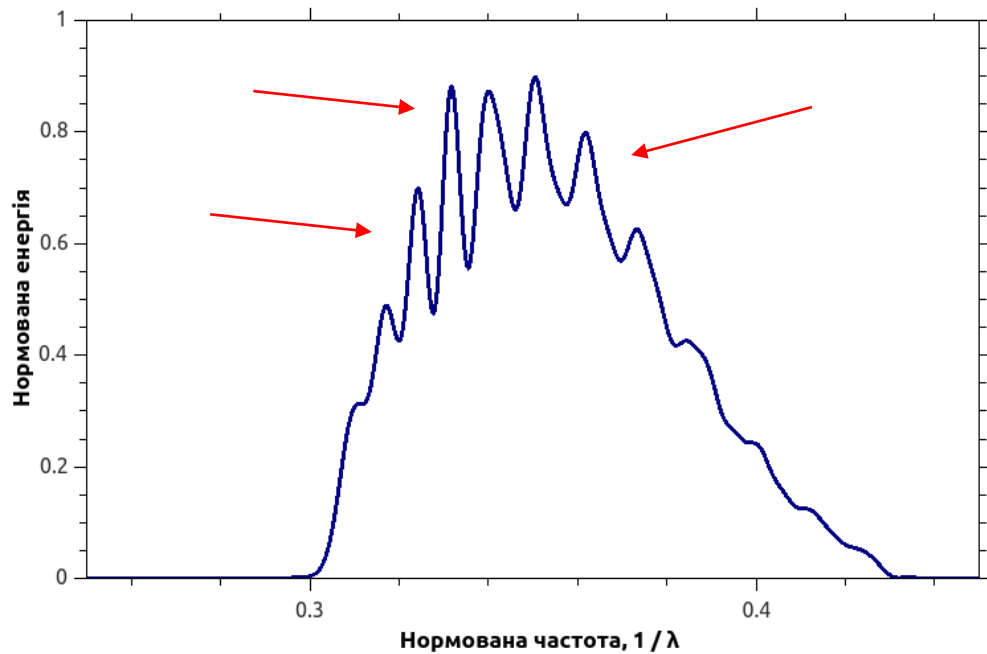


Рисунок 2.8 – Спектральна характеристика хвильоводу

Порівнюючи спектральну характеристику фотонного кристалу з дисперсійною діаграмою хвильоводу на рисунку 2.4 помітно, що вони добре узгоджуються (робоча смуга частот хвильоводу відповідає дисперсійній кривій, яка знаходиться в межах фотонної забороненої зони).

Осциляції (помічені червоними стрілками) на спектральній характеристиці фотонно-кристалічного хвильоводу, обумовлені інтерференцією на періодичних границях хвильоводного каналу. Зрозуміло, що кількість цих осциляцій безпосередньо пов'язана із довжиною хвильоводу. Отримані результати добре узгоджуються з відомими з літератури.

2.5 Спектральна характеристика фотонно-кристалічного хвильоводу з циліндром в каналі хвильоводу

Розглянемо далі характеристики модифікованої схеми фотонно-кристалічного хвильоводу. На рисунку 2.9 зображений хвильовід з діелектричним циліндром в каналі (радіус додаткового циліндру дорівнює 0,25 від періоду структури), при діелектричній проникності 12. Параметри структури залишилися такі, як для схеми фотонного кристалу на рисунку 2.1.

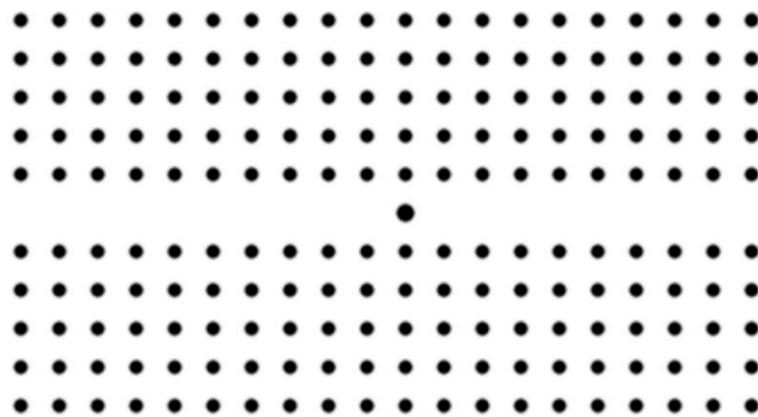


Рисунок 2.9 – Схема фотонно-кристалічного хвильоводу з циліндром по центру в каналі хвильоводу

На рисунку 2.10 зображено спектральну характеристику для даної структури. Порівнюючи її з відповідною характеристикою для звичайного фотонно-кристалічного хвильоводу на рисунку 2.8 можна зробити висновки про певні зміни. Помітно, що спектральна характеристика на рисунку 2.10 має досить суттєві осциляції на низькочастотній ділянці. Це дозволяє припустити існування резонансних режимів розповсюдження хвиль в системі, які обумовлені наявністю додаткового циліндру в каналі хвильоводу та його електродинамічними властивостями.

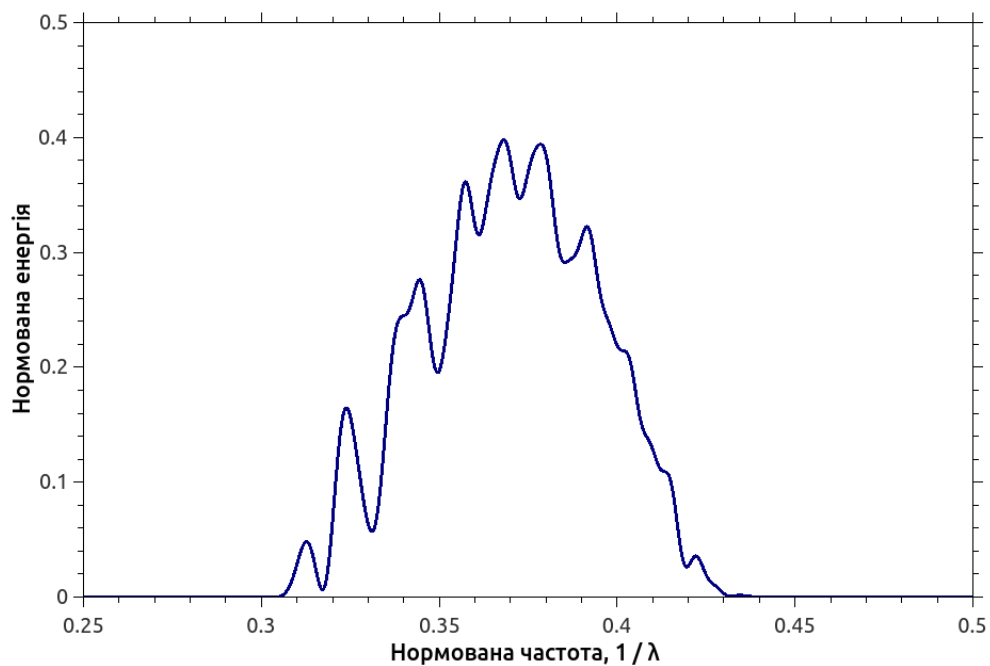


Рисунок 2.10 – Спектральна характеристика фотонно-кристалічного хвильоводу з циліндром по центру в каналі хвильоводу

2.6 Спектральна характеристика фотонно-кристалічного хвильоводу з резонатором

На наступному етапі досліджень розглянемо комбіновану фотонно-кристалічну структуру, яка містить хвильвід та резонатор. На рисунку 2.11 зображена схема такої структури. Резонатор в даному випадку сформований

шляхом видалення одного циліндру в оболонці хвильового каналу. Він розташований збоку від каналу, що дає можливість регулювання електродинамічного зв'язку із хвильоводом за рахунок зміни відстані від цього каналу.



Рисунок 2.11 – Схема фотонно-кристалічного хвильоводу з резонатором

На рисунку 2.12 представлена спектральна характеристика фотонно-кристалічної структури, зображеної на рисунку 2.11. Наявність резонатору призводить до виникнення резонансного піку поглинання електромагнітної енергії на нормованій частоті 0,3771 (позначено червоною стрілкою).

Саме на цій частоті відбувається збудження фотонно-кристалічного резонатора. Це призводить до концентрації електромагнітної енергії в порожнині резонатора і до відповідного її зменшення в тій частині хвильового каналу, яка розташована між резонатором та детектором.

Зрозуміло, що для розташування резонансної частоти фотонно-кристалічного резонатора в межах смуги пропускання хвильоводу необхідне його відповідне настроювання.

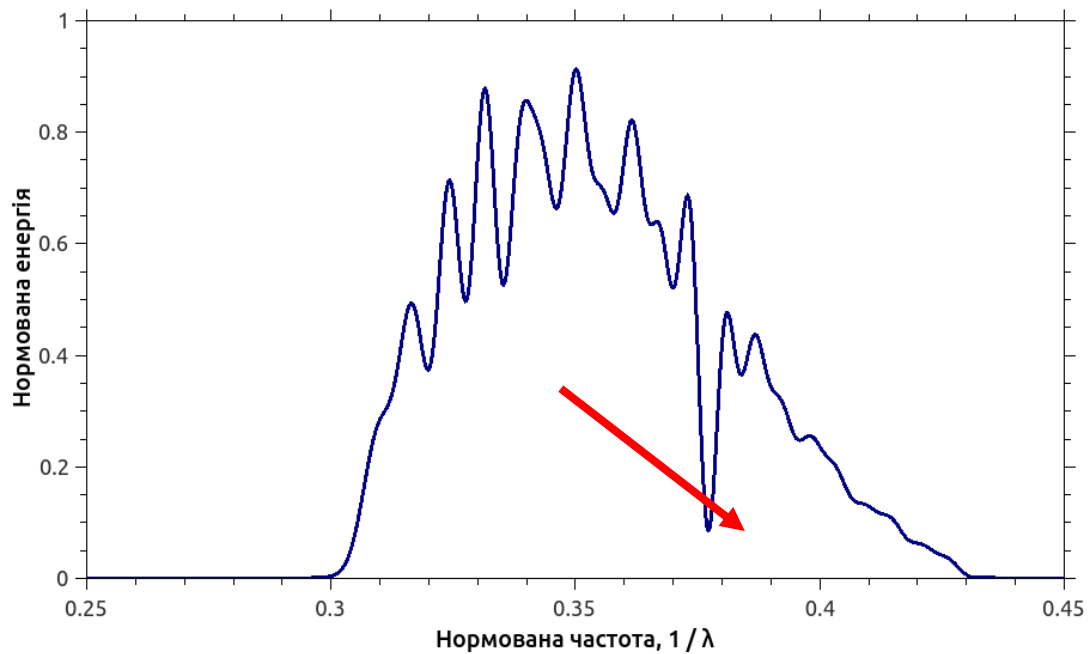


Рисунок 2.12 – Спектральна характеристика фотонно-кристалічного хвилеводу з резонатором

Для побудови просторового розподілу електричного поля в програмному пакеті МЕЕР застосовується монохроматичне джерело випромінювання замість Гаусового. Це дозволяє отримувати розподіли поля на фіксованих частотах в межах робочого діапазону системи.

На рисунку 2.13 зображено просторовий розподіл компоненти електричного поля E_z , де частота монохроматичного джерела випромінювання дорівнює частоті резонансу 0,3771 в нормованих одиницях. Видно, що відбувається локалізація електромагнітної енергії в хвилеводному каналі, оскільки частота знаходиться в межах забороненої зони фотонного кристалу. Крім того, спостерігається суттєва концентрація енергії в порожнині фотонно-кристалічного резонатора. Це явище призводить до суттєвого послаблення інтенсивності поля на ділянці хвилеводу між резонатором та детектором. Слід також відзначити, що інтенсивність поля в резонаторі помітно перевищує інтенсивність поля в хвилеводному каналі.

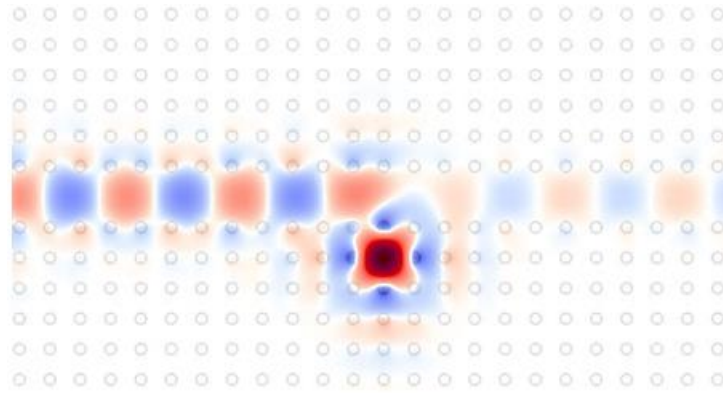


Рисунок 2.13 – Просторовий розподіл поля на частоті резонансу

На рисунку 2.14 представлено тривимірне зображення просторового розподілу поля в фотонно-кристалічній структурі. Таке зображення є більш інформативним стосовно співвідношення амплітуд електричного поля в різних частинах структури.

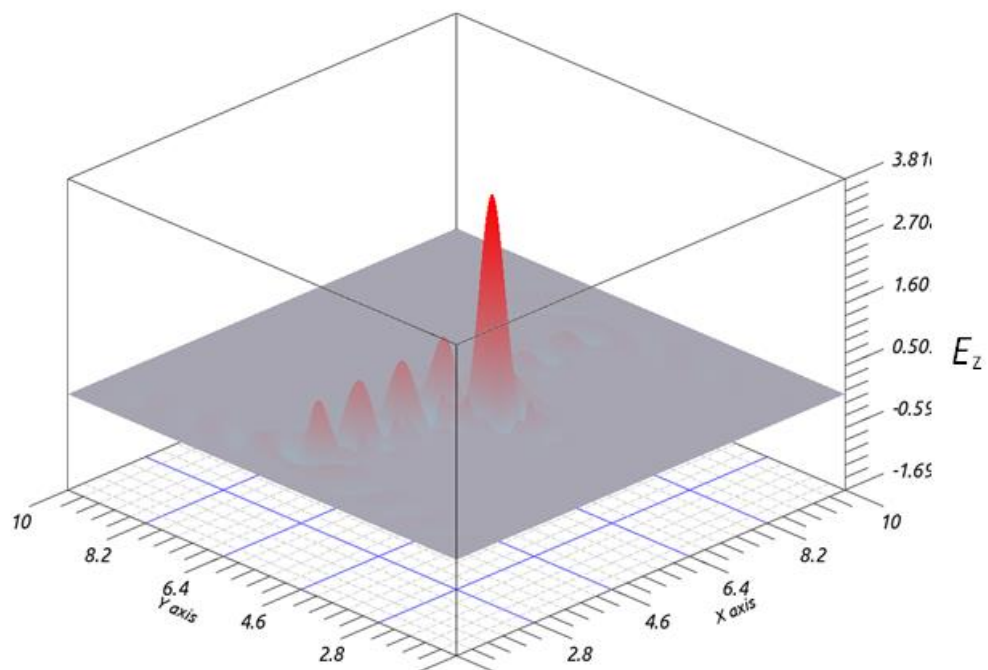


Рисунок 2.14 – Тривимірний просторовий розподіл поля на частоті резонансу

Дійсно, на рисунку 2.14 чітко видно, що амплітуда електричного поля в резонаторі в кілька разів перевищує амплітуду поля в хвильоводному каналі досліджуваної структури.

На рисунку 2.15 зображено просторовий розподіл електричного поля для частоти монохроматичного джерела випромінювання 0,3501 в нормованих одиницях. На цій частоті спостерігається максимум проходження електромагнітної хвилі через структуру.

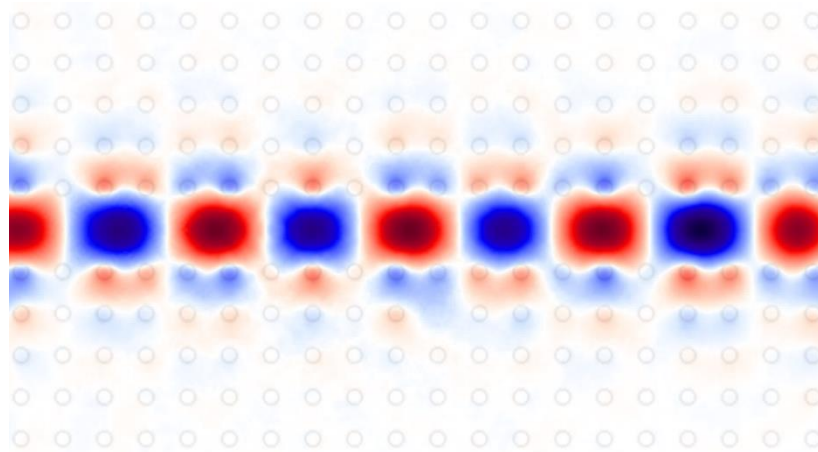


Рисунок 2.15 – Просторовий розподіл електричного поля в умовах відсутності резонансу

Видно, що в цьому випадку не відбувається збудження фотонно-кристалічного резонатора і хвиля проходить через структуру аналогічно тому, як це відбувається для звичайного фотонно-кристалічного хвильоводу.

Слід відзначити, що використовуючи дисперсійну діаграму фотонно-кристалічного хвильоводу (рис. 2.4), можна визначити фазову і групову швидкості хвилі для даного режиму роботи структури. Крім того, є можливість ідентифікації хвилі на рисунку 2.15 як прямої. Тобто в цьому випадку фазова і групові швидкості хвилі спрямовані однаково.

2.7 Дослідження взаємної фотонно-кристалічної структури

Розглянемо далі фотонно-кристалічну структуру, яка поєднує в собі модифікований хвилевід, який розглянутий вище в роботі, та бічний фотонно-кристалічний резонатор. Схема такої структури представлена на рисунку 2.16. На цьому рисунку представлений симетричний варіант розташування додаткового циліндру в каналі хвилеводу відносно резонатора. Симетрія структури обумовлює ідентичність умов розповсюдження хвиль в діаметрально протилежних напрямках.



Рисунок 2.16 – Схема взаємної фотонно-кристалічної структури

Такий висновок підтверджується результатами чисельних розрахунків спектральних характеристик фотонно-кристалічної структури для протилежних напрямків розповсюдження хвилі в хвилеводному каналі. Вони виявляються ідентичними.

Результати розрахунку спектральної характеристики структури, зображеної на рисунку 2.16, представлені на рисунку 2.17. Порівняння з рисунком 2.12 дозволяє відзначити суттєві відмінності спектральних характеристик для цих двох структур. Основна відмінність полягає у формі резонансу, який спостерігається в робочій смузі частот фотонно-кристалічного хвилеводу. На рисунку 2.12 спостерігається звичайна форма

резонансу, яка зазвичай називається Лоренцевою. На рисунку 2.17 реалізується несиметрична форма резонансу, яку можна ідентифікувати як резонанс Фано.

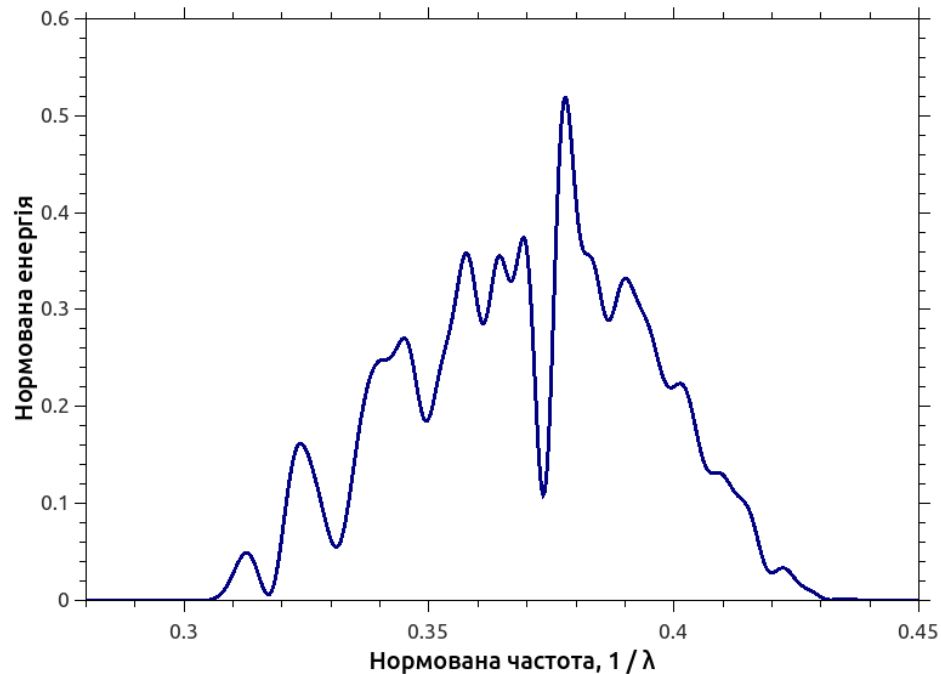


Рисунок 2.17 – Спектральна характеристика фотонно-кристалічної структури.

Такий резонанс виникає як результат інтерференції двох різних хвильових процесів, які можуть мати навіть різні спектральні властивості. Дійсно, в даному випадку відбувається взаємодія дискретного спектру фотонно-кристалічного резонатора з безперервним спектром фотонно-кристалічного хвилеводу. Ця взаємодія відбувається завдяки додатковому циліндру в каналі фотонно-кристалічного хвилеводу.

На рисунках 2.18 та 2.19 наведені розподіли електромагнітного поля в структурі, зображеній на рисунку 2.16, для значень нормованої частоти 0,3733 та 0,3779 відповідно. Перше значення відповідає мінімуму проходження сигналу в області резонансу Фано. Друге значення відповідає максимуму проходження сигналу. В даному випадку сигнал монохроматичного джерела випромінювання розповсюджується зліва на

право. На рисунку 2.18 спостерігається виражене зниження ефективності передачі енергії через деструктивну інтерференцію, характерну для мінімуму резонансу Фано. Натомість на рисунку 2.19 спостерігається посилене збудження локалізованої моди поблизу дефекту, що відповідає максимуму передачі у спектрі.

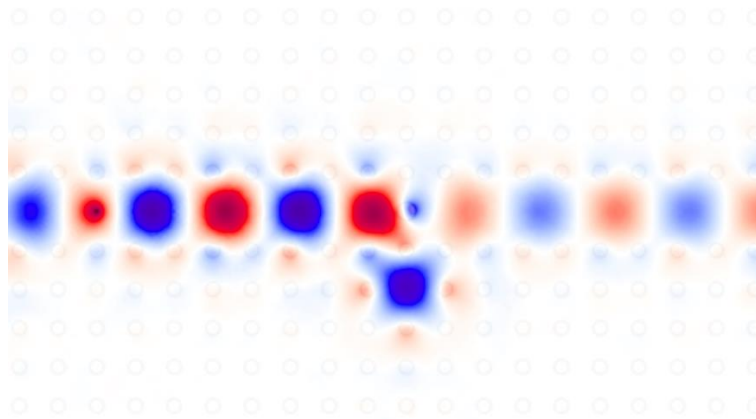


Рисунок 2.18 – Просторовий розподіл поля для значення нормованої частоти сигналу 0,3733

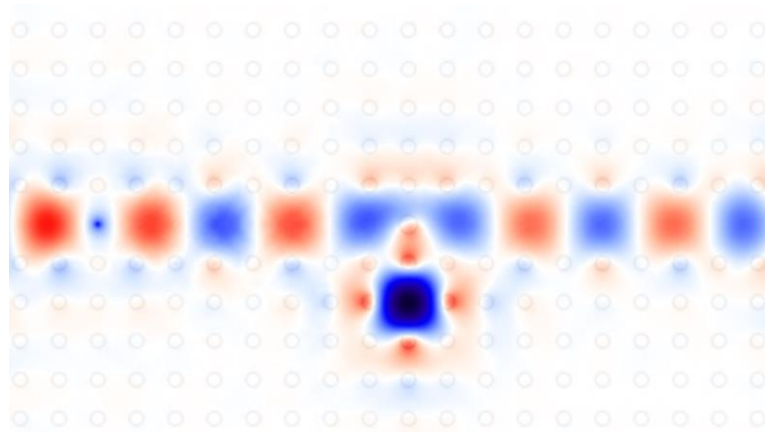


Рисунок 2.19 – Просторовий розподіл поля для значення нормованої частоти сигналу 0,3779

Слід відзначити різницю в просторових розподілах поля, представлених на рисунках 2.13 та 2.18. В першому випадку зменшення

коефіцієнту передачі через хвилевід відбувається через поглинання енергії сигналу в резонаторі. В цьому випадку практично відсутній сигнал, відбитий в зворотному напрямку до джерела випромінювання. В той же час на рисунку 2.18 між джерелом і резонатором спостерігається стояча хвиля із збільшеною амплітудою, що свідчить про наявність суттєвого відбиття від резонаторної структури, розташованої в хвилеводі.

2.8 Дослідження невзаємної фотонно-кристалічної структури

Розглянемо далі несиметричний варіант досліджуваної структури. Бічний фотонно-кристалічний резонатор залишається на тому самому місці, а циліндр, який розташовувався по центру хвилеводного каналу, зміщується на один період фотонного кристалу (рис. 2.20). Таким чином досягається несиметричність фотонно-кристалічної структури, яка може призводити до виникнення невзаємних властивостей.

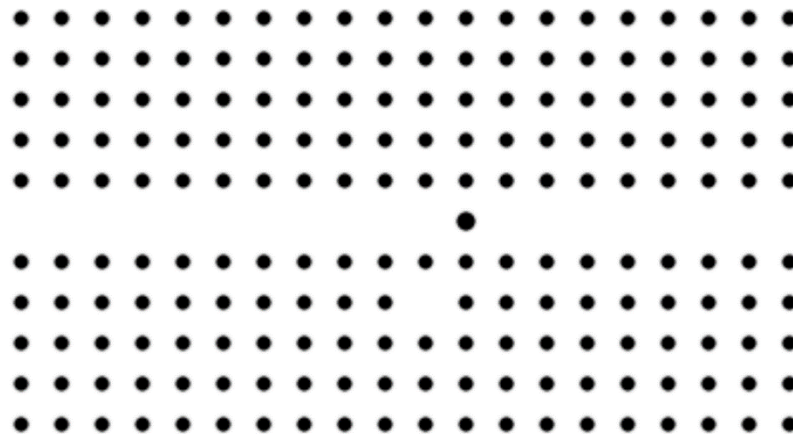


Рисунок 2.20 – Схема несиметричної фотонно-кристалічної структури

Розрахунки спектральної характеристики проводилися для цієї фотонно-кристалічної структури двічі (рис. 2.21). Перший раз джерело випромінювання розташовувалося ліворуч, а детектор випромінювання — праворуч, другий раз вони мінялися місцями. На рисунку 2.21 крива,

позначена (+1), відповідає руху енергії сигналу в хвилеводі зліва направо. Крива з позначкою (-1) відповідає протилежному напрямку руху енергії сигналу. Видно, що в обох випадках в структурі реалізується резонанс Фано.

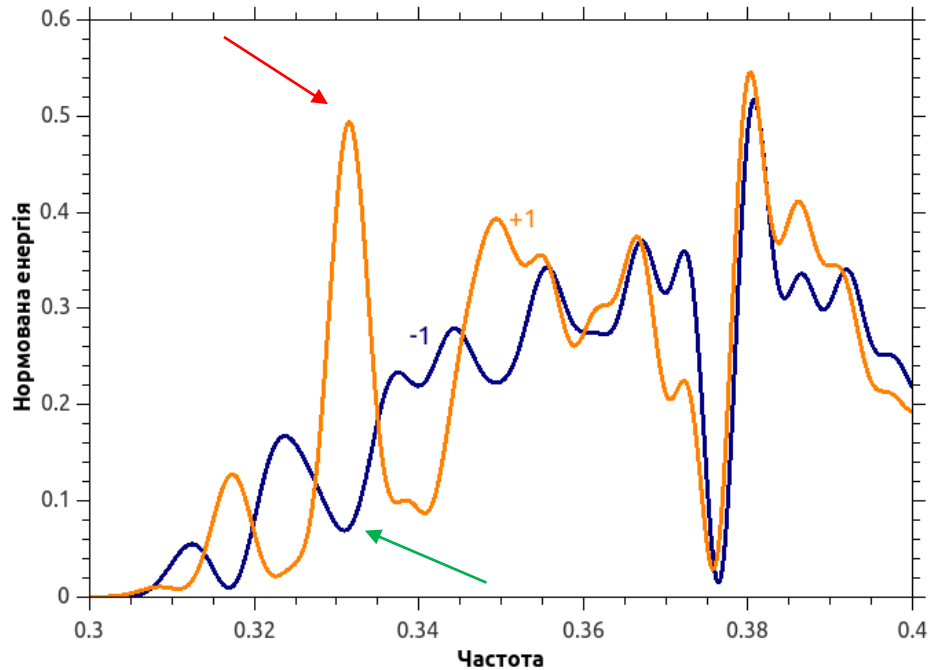


Рисунок 2.21 – Спектральні характеристики невзаємної фотонно-кристалічної структури для двох протилежних напрямків руху енергії сигналів

Червоною та зеленою стрілками на рис. 2.21 позначені максимум та мінімум проходження сигналів з протилежними напрямками розповсюдження для значення нормованої частоти 0,3308. В даному випадку саме не цій частоті найбільш суттєво реалізуються невзаємні властивості досліджуваної фотонно-кристалічної структури.

На рисунках 2.22 та 2.23 побудовані просторові розподіли електричного поля для невзаємної фотонно-кристалічної структури (рис. 2.18) для діаметрально протилежних напрямків розповсюдження сигналу. Ці напрямки позначені на рисунках червоними стрілками. Очевидно, що просторові розподіли компонент електричного поля E_z , де нормована частота

монохроматичного джерела випромінювання дорівнює 0,3308 на рисунках 2.22 та 2.23 відрізняються.

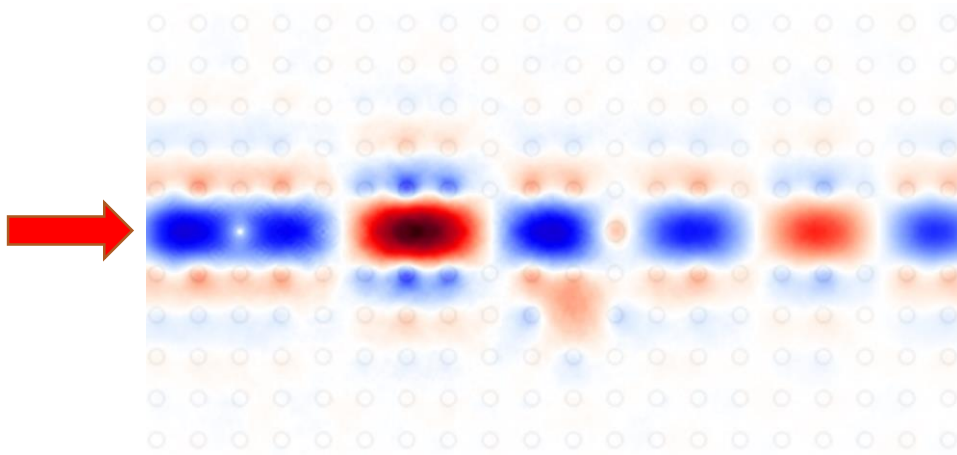


Рисунок 2.22 – Просторовий розподіл поля для фотонно-кристалічної структури у випадку розповсюдження сигналу зліва направо

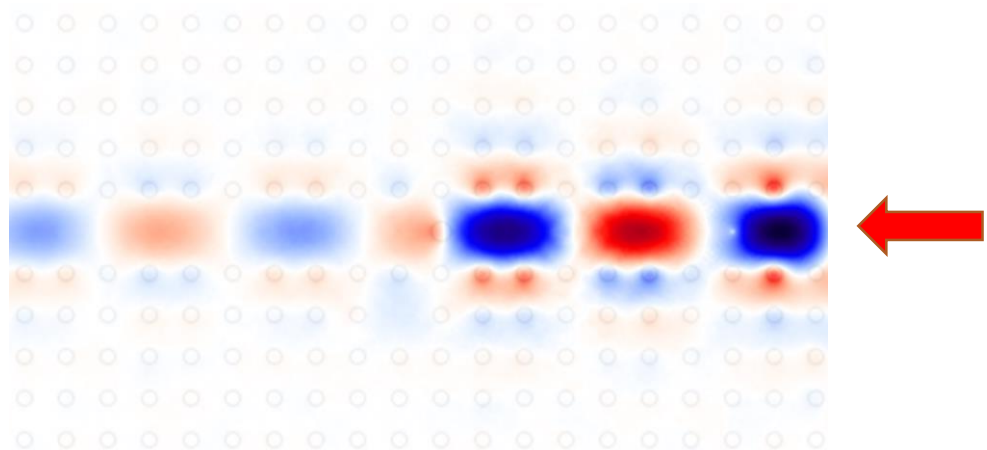


Рисунок 2.23 – Розподіл поля для фотонно-кристалічної структури у випадку розповсюдження сигналу справа наліво

На рисунку 2.22 спостерігається виражене зниження ефективності передачі енергії на відміну від рисунка 2.23. Таким чином, досліджувана фотонно-кристалічна структура має невзаємні властивості і може бути використана у пристроях, де такі властивості є принциповими. Наприклад, у фотонно-кристалічних вентилях та оптичних діодах.

ВИСНОВКИ

В кваліфікаційній роботі проведено огляд науково-технічної літератури з питань що стосуються фізичних властивостей фотонно-кристалічних структур та їх застосування в різноманітних пристроях фотоніки.

Було створено модель періодичної фотонно-кристалічної структури з квадратною симетрією. За допомогою методу плоских хвиль у пакеті MIT Photonic Bands було отримано характеристики власних режимів.

Розроблено модель невзаємної фотонно-кристалічної структур в пакеті MEER, яка дозволяє розраховувати спектральні та польові характеристики.

Зроблено аналіз спектральних характеристик та просторового розподілу електромагнітного поля, який показує наявність невзаємних ефектів. Спостерігається суттєва зміна проходження хвилі через несиметричну структуру при зворотному напрямку руху цієї хвилі.

Таким чином, чисельне моделювання продемонструвало, що асиметрія структури фотонного кристалу може бути ефективним механізмом реалізації невзаємних оптичних властивостей. Представлені результати становлять практичну цінність для розробки компактних оптичних елементів, таких як оптичні діоди або ізолятори для інтегрованої фотоніки.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Joannopoulos J. D., Meade R. D., Winn J. N. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. Princeton, NJ: Princeton University Press, 1995.
2. Notomi M. Theory of Light Propagation in Strongly Modulated Photonic Crystals: Refraction-like Behavior in the Vicinity of the Photonic Band Gap // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 62. P. 10696–10705.
3. Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics // Phys. Rev. Lett. 1987. ol. 58, No. 20. P. 2059–2062.
4. Kuramochi E., Notomi M., Mitsugi S., Shinya A., Tanabe T., Watanabe T. Ultrahigh-Q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 88, No. 4. P. 041112.
5. Tanabe T., Notomi M., Kuramochi E., Shinya A., Taniyama H. Trapping and delaying photons for one nanosecond in an ultrasmall high-Q photonic-crystal nanocavity // Nature Photonics. 2007. Vol. 1. P. 49–52.
6. Notomi M., Shinya A., Mitsugi S., Kira G., Kuramochi E., Tanabe T. Optical bistable switching action of Si high-Q photonic-crystal nanocavities // Opt. Express. 2005. Vol. 13, No. 7. P. 2678–2687.
7. Shinya A., Matsuo S., Yosia, Tanabe T., Kuramochi E., Sato T., Kakitsuka T., Notomi M. All-optical on-chip bit memory based on ultra high Q InGaAsP photonic crystal // Opt. Express. 2008. Vol. 16, No. 23. P. 19382–19387.
8. Edagawa K., Kanoko S., Notomi M. Photonic amorphous diamond structure with a 3D photonic band gap // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 100, No. 1. P. 013901–013904.
9. Notomi M., Yamada K., Shinya A., Takahashi J., Takahashi C., Yokohama I. Extremely large group-velocity dispersion of line-defect waveguides in photonic crystal slabs // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 87, No. 5. P. 253902–253905.
10. Huang S. C., Kato M., Kuramochi E., Lee C. P., Notomi M. Time-domain and spectral-domain investigation of inflection-point slow-light modes in

photonic crystal coupled waveguides // Opt. Express. 2007. Vol. 15, No. 6. P. 3543–3549.

11. Notomi M., Kuramochi E., Tanabe T. Large-scale arrays of ultrahigh-Q coupled nanocavities // Nature Photonics. 2008. Vol. 2. P. 741–747.

12. Notomi M., Mitsugi S. Wavelength conversion via dynamic refractive index tuning of a cavity // Phys. Rev. A. 2006. Vol. 73, No. 5. P. 051803–051806.

13. Tanabe T., Notomi M., Taniyama H., Kuramochi E. Dynamic release of trapped light from an ultrahigh-Q nanocavity via adiabatic frequency tuning // Phys. Rev. Lett. 2009. Vol. 102, No. 4. P. 043907–043910.

14. Notomi M., Tanabe T., Shinya A., Kuramochi E., Taniyama H., Mitsugi S., Morita M. Nonlinear and adiabatic control of high-Q photonic crystal nanocavities // Opt. Express. 2007. ol. 15, No. 26. P. 17458–17481.

15. Notomi M., Taniyama H. On-demand ultrahigh-Q cavity formation and photon pinning via dynamic waveguide tuning // Opt. Express. 2008. Vol. 16, No. 23. P. 18657–18666.

16. Notomi M., Taniyama H., Mitsugi S., Kuramochi E. Optomechanical wavelength and energy conversion in high-Q double-layer cavities of photonic crystal slabs // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 97, No. 2. P. 023903.

17. Y.V. Sashkova, E.N. Odarenko, A.A. Shmat'ko, N.G. Shevchenko. Analysis of Slow Wave Modes in Modified Photonic Crystal Waveguides Using the MPB Package // IEEE International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory. 2018, July 2-5, Kyiv, Ukraine, P. 164–167.