

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)

ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРАЛЬНИХ ХАРАКТЕРИСТИК

ФОТОННО-КРИСТАЛІЧНИХ ХВИЛЕВОДІВ

(тема)

Виконав:

студент 2 курсу, групи ФТОІМ-19-1

Букресва В.І.

(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 «Фотоніка та

оптоінформатика»

(повна назва освітньої програми)

Керівник проф. каф. ФОЕТ Вертій О. О.

(посада, прізвище, ініціали)

Допускається до захисту

Зав. кафедри

Мачехін Ю.П.

(підпис)

(прізвище, ініціали)

2020 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-вимірвальна техніка»
(код і повна назва)

Тип програми освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо-наукова)

Освітня програма «Фотоніка та оптоінформатика»
(повна назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедри _____
(підпис)

« ____ » _____ 20 ____ р.

ЗАВДАННЯ

НА АТЕСТАЦІЙНУ РОБОТУ

студентові Букресвій Вікторії Ігорівні
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи Дослідження спектральних характеристик фотонно-кристалічних хвилеводів

затверджена наказом по університету від " 27 "жовтня 2020 р. № 1450 Ст

2. Термін подання студентом роботи до екзаменаційної комісії 14 грудня 2020 р.

3. Вихідні дані до роботи структура та фізичні властивості фотонних кристалів як багатовимірних періодичних структур; способи формування фотонно-кристалічних хвилеводів; дисперсійні властивості триангулярних фотонних кристалів; довжина хвилі випромінювання 1550 нм.

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі 1 Основні властивості фотонних кристалів. 2 Види і класи фотонно-кристалічних хвилеводів. 3 Моделювання методом скінченних різниць в часовій області. 4 Загальні властивості фотонних кристалів.

5 Ефективність фотонно-кристалічних хвилеводів з різною кількістю елементів.

6. Чисельне моделювання фотонно-кристалічного хвилевода.

5. Перелік графічного матеріалу із зазначенням креслеників, схем, плакатів, комп'ютерних ілюстрацій (слайдів)

Схема оптична структурна (Л1) – установка експериментальна

Кресленик деталі фотодіод – А4 – 1 шт.

Кресленик деталі корпус фотоприймача – А4 – 1 шт

Демонстраційний матеріал – 13 шт.

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Примітка
1	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел про фотонні кристали та хвилеводів на їх основі	02.11.20 — 08.11.20	Виконано
2	Дослідження спектральних характеристик фотонно-кристалічних хвилеводів	09.11.20 — 14.11.20	Виконано
3	Моделювання методом скінченних різниць в часовій області	15.11.20 — 21.11.20	Виконано
4	Аналіз отриманих результатів розрахунків	22.11.20 — 27.11.20	Виконано
5	Оформлення пояснювальної записки	28.11.20 — 05.12.20	Виконано
6	Оформлення графічної та демонстраційної частин	06.12.20 — 10.12.20	Виконано
7	Проходження нормоконтролю та отримання рецензії на роботу	11.12.20 — 14.12.20	Виконано
8	Підготовка та захист атестаційної роботи	14.12.20 — 16.12.20	

Дата видачі завдання 2 листопада 2020 р.

Студент _____
(підпис)

Керівник роботи _____ проф. каф. ФОЕТ Вертій О. О.
(підпис) (посада, прізвище, ініціали)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка атестаційної роботи: 64 с., 37 рис., 2 додатки, 18 джерел.

ФОТОННИЙ КРИСТАЛ, ДИСПЕРСІЯ, ЗАБОРОНЕНА ЗОНА, СПЕКТРАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА, ДИСПЕРСІЙНА ХАРАКТЕРИСТИКА, ЗОНА БРІЛЛЮЕНА, ПРОСТОРОВИЙ РОЗПОДІЛ ПОЛЯ, ХВИЛЕВІД

Об'єкт дослідження — фотонно-кристалічний хвилевід.

Мета роботи — закріплення знань про фізичні процеси у фотонно-кристалічних хвилеводах, їх особливості, основні характеристики. А також набуття практичних навичок самостійного моделювання та розрахунку характеристик фотонно-кристалічних структур.

Метод дослідження — чисельний за допомогою програмних пакетів MIT Photonic Bands (MPB) та MEER.

Проведене ознайомлення з методами розрахунку та моделювання фотонно-кристалічних хвилеводів на основі лінійного дефекту періодичності. Складені конфігураційні файли для програм MIT Photonic Bands та MEER. Отримано дисперсійні та спектральні характеристики фотонно-кристалічних хвилеводів з різними конфігураціями каналів.

ABSTRACT

Explanatory note of certification work: 64 p., 37 fig., 2 appendices, 18 sources.

PHOTONICCRYSTALS, DISPERSIONS, FORBIDDEN AREA, SPECTRAL CHARACTERISTICS, DISPERSION CHARACTERISTICS, BRILLOUIN ZONE, SPATIAL DISTRIBUTION OF THE FIELD, WAVEGUIDE

The object of study is a photonic crystal waveguide.

The purpose of the work is to consolidate knowledge about physical processes in photonic-crystal waveguides, their features, basic characteristics. As well as the acquisition of practical skills for self-modeling and calculating the characteristics of photonic crystal structures.

The research method is numerical using the MIT Photonic Bands (MPB) and MEEP software package.

An introduction to the methods of calculation and modeling of photonic-crystal waveguides based on a linear periodicity defect has been carried out. Compiled configuration files for the MIT Photonic Bands and MEEP program. Dispersion and spectral characteristics of photonic crystal waveguides with different channel configurations are obtained.

РЕФЕРАТ

Пояснительная записка аттестационной работы: 64 с., 37 рис., 2 приложения, 18 источников.

ФОТОННЫЙ КРИСТАЛЛ, ДИСПЕРСИЯ, ЗАПРЕЩЕННАЯ ЗОНА,
СПЕКТРАЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА, ДИСПЕРСИОННАЯ
ХАРАКТЕРИСТИКА, ЗОНА БРИЛЛЮЭНА, ПРОСТРАНСТВЕННОЕ
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯ, ВОЛНОВОД

Объект исследования — фотонно-кристаллический волновод.

Цель работы — закрепление знаний о физических процессах в фотонно-кристаллических волноводах, их особенности, основные характеристики. А также приобретение практических навыков самостоятельного моделирования и расчета характеристик фотонно-кристаллических структур.

Метод исследования — численный с помощью программных пакетов MIT Photonic Bands (MPB) и MEEP.

Проведено ознакомление с методами расчета и моделирования фотонно-кристаллических волноводов на основе линейного дефекта периодичности. Составлены конфигурационные файлы для программ MIT Photonic Bands и MEEP. Получены дисперсионные и спектральные характеристики фотонно-кристаллических волноводов с различными конфигурациями каналов.

ЗМІСТ

Вступ.....	9
1 Основні властивості фотонних кристалів та хвилеводів на їх основі.....	10
1.1 Поняття фотонного кристалу.....	10
1.1.1 Двовимірні фотонні кристали.....	13
1.2 Види і класи фотонно-кристалічних хвилеводів.....	19
1.2.1 Лінійні фотонно-кристалічні хвилеводи.....	22
1.2.2 Лінійні хвилеводні режими.....	23
1.3 Фотонно-кристалічний хвилевід міліметрового діапазону.....	25
1.3.1 Характеристика фотонно-кристалічного хвилеводу міліметрового діапазону.....	26
1.4 Чисельне моделювання фотонно-кристалічного хвилевода.....	29
1.5 Фотонно-кристалічний хвилевід для системи теплового магнітного запису.....	32
1.6 Фотонно-кристалічні хвилеводи з різними структурами фотонної решітки.....	34
1.6.1 Трикутна решітка повітряних отворів.....	37
1.6.2 Ефективність фотонно-кристалічних хвилеводів з різною кількістю елементів.....	37
1.7 Квадратна решітка з круглих повітряних отворів	41
1.7.1 Втрати розповсюдження і щільність інтеграції в залежності від числа стовпців квадратної решітки з повітряними отворами хвилеводу.....	42
2 Чисельне моделювання фотонно-кристалічних хвилеводів	43
2.1 Зонні діаграми двовимірних фотонних кристалів.....	43
2.1.1 Квадратна решітка.....	43
2.1.2 Трикутна решітка.....	47
2.2 Моделювання методом скінченних різниць в часовій області	49
2.2 Аналіз результатів чисельних розрахунків.....	53
Висновки.....	62

Перечень джерел посилання.....	63
Додаток А Графічний матеріал.....	65
Додаток Б Демонстраційний матеріал.....	70

ВСТУП

Фотонні кристали — це штучні матеріали з періодичною структурою, які зазвичай пасивні та діелектричні [1]. Фотонні кристали здатні виробляти виразні поля відбиття та розповсюдження за рахунок багаторазового розсіювання світлових хвиль у матеріалах. Фотонні кристали відомі своєю властивістю вибірково забороняти розповсюджувану електромагнітну хвилю з певною частотою, що є результатом оптичної локалізації. Аналогічну структурам електронних смуг твердотільних матеріалів [2], властивість було описано як фотонна заборонена зона. Окрім вищезазначених характеристик, фотонні кристали легко інтегрувати, завдяки чому вони вважаються перспективними кандидатами для майбутнього оптичного зв'язку. Фотонні кристали з фотонною забороненою зоною широко вивчені як основа дзеркал [3], хвилеводів [4], порожнин [5], лазерів [6], фільтрів [7], циркуляторів [8] та інших важливих компонентів для інтегрованої оптики [9].

Фотонно-кристалічні хвилеводи є базою всіх фотонно-кристалічних пристроїв, які забезпечують низькі втрати при передачі електромагнітної хвилі.

Фотонно-кристалічний хвилевід — клас оптичних хвилеводів, в якому фотонні заборонені зони реалізовані шляхом створення структури двовимірного фотонного кристала на основі композиції «кварцове скло-повітря», що формується в оболонці оптичного хвилеводу. В даній роботі проведено чисельні розрахунки експлуатаційних характеристик фотонно-кристалічних хвилеводів, які сформовані на основі лінійних дефектів періодичності фотонного кристалу.

1 ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ ФОТОННИХ КРИСТАЛІВ ТА ХВИЛЕВОДІВ НА ЇХ ОСНОВІ

1.1 Поняття фотонного кристалу

Термін «фотонний кристал» (ФК) означає матеріал з показником діелектричної проникності (ϵ), що періодично змінюється, причому цей період можна порівняти з довжиною хвилі оптичного діапазону. У більшості випадків подібні структури є гетерофазні і складаються з елементів з різною, як правило, чисельних сфер або шарів різних матеріалів, розташованих певним чином. Періодичність конфігурації задається способом отримання ФК і може бути функцією однієї або декількох координат. В силу наявності дифракційних ефектів на періодичній структурі ФК має відповідну довжину хвилі відбитого випромінювання, що обумовлює характерний колір. Він визначається геометричними параметрами наноструктур, їх топологією і оптичними характеристиками матеріалу ФК. Наприклад, зміна постійної решітки (періоду), викликана механічним відгуком на зовнішній вплив хімічних сполук, призводить до зміни довжини хвилі максимуму відбитого випромінювання (відповідно, і кольору ФК). Зазначений ефект може бути використаний для детектування різних класів хімічних сполук. Крім того, цей ефект можна використовувати як елемент зворотнього зв'язку при управлінні деякими хімічними або біохімічними реакціями. Слід підкреслити, що зміна довжини хвилі у видимому діапазоні легко сприймається оком навіть недосвідченими операторами. Порівняно низька вартість подібних пристроїв обумовлює їх привабливість для використання в якості чутливих елементів різного призначення.

Незважаючи на субмікронні розміри складових елементів, фотонні кристали і тканини з їх включенням можна виявити в природі. Певні види метеликів і жуків використовують такі «технології» для мімікрії, виживання і захисту від різноманітних хижаків. При цьому види періодичних наноструктур змінюються як по типу, так і по просторовій розмірності: від

одновимірної до тривимірної. Наприклад, у метеликів *Morpho rhetenor* крила покриті невеликими лусочками, із зовнішнього боку яких розташовується періодична структура (рис. 1.1). Вона і є причиною безлічі різних відтінків, перехід між якими відбувається при зміні зовнішніх умов або кута огляду. Іншим прикладом природних ФК, що вже не відносяться до об'єктів тваринного світу, є напівкоштовне каміння, зокрема, благородні опали (рис. 1.2), що представляють собою упаковку сферичних частинок кремнезему діаметром в декілька сотень нанометрів, простір між якими заповнений повітрям або частіше — водою. Колір опала також визначається періодом решітки і кутом огляду.

При найближчому розгляді фотонний кристал — це періодична конфігурація оптично прозорих матеріалів з регулярною упаковкою елементів з показником заломлення, відмінним від показника заломлення матриці, в якій ці елементи розташовані. Структура влаштована таким чином, що через таку укладку при заданій конфігурації може пройти світло тільки з певною довжиною хвилі. Перші детальні дослідження розглянутих систем були проведені Яблоновичем і Джоном [1, 2].

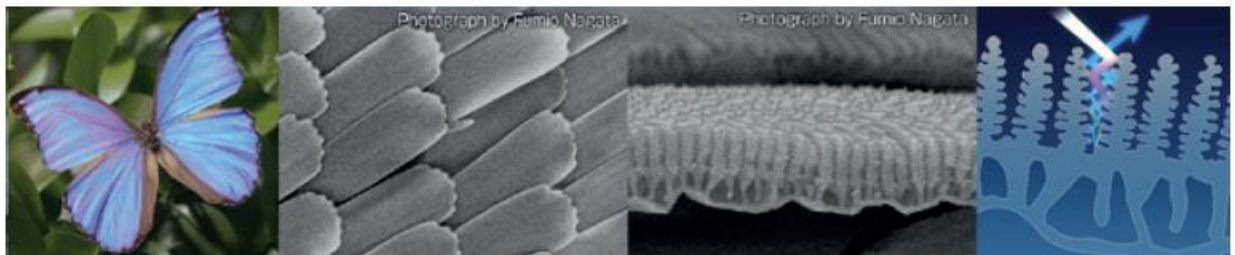


Рисунок 1.1 — Мікрофотографія крила метелика

Одновимірні ФК являють собою найпростішу конструкцію, де зміна діелектричної проникності відбувається тільки в одному напрямку. Вони відомі під назвою Бреггівські відбивачі або Бреггівські канали, відображають одну конкретну довжину хвилі і, як правило, мають гладку поверхню подібно

до дзеркала. Зазвичай ФК такого типу отримують за допомогою техніки пошарового нанесення (багаторазового нанесення покриттів на підкладку) або методом фотолітографії. Відносна простота реалізації таких структур дозволяє використовувати їх для різних додатків. Наприклад, для створення чутливих елементів різного призначення [3].

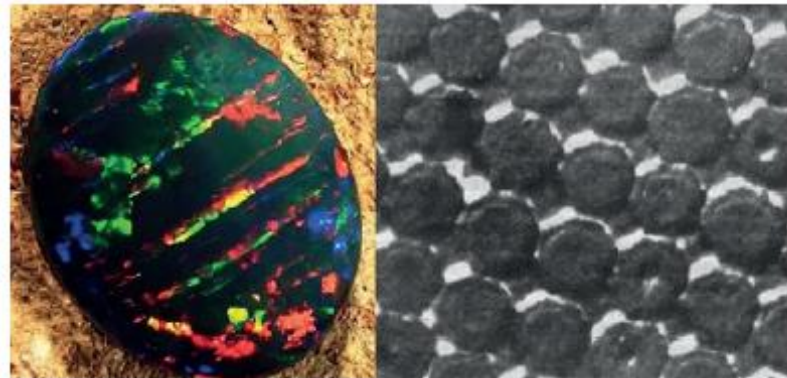


Рисунок 1.2 — Чорний австралійський опал (зліва) і його мікрофотографія при збільшенні $\times 50k$ (праворуч)

Двовимірна структура, в свою чергу, характеризується періодичністю властивостей в двох просторових напрямках. Двовимірні ФК формуються більш складними техніками, найбільш відомими з яких є фотолітографія і різні методи травлення. Ці наноструктури можуть відрізнятися за формою, порядком, розмірами, а також за дефектами, що призводить до можливості управління їх властивостями. Тривимірної конфігурації ФК відповідає періодичність упаковки в трьох вимірах. Зазвичай прикладами 3D структур вважають опали і інвертовані опали. Один з найбільш поширених методів формування тривимірних фотонних кристалів ґрунтується на самоорганізації нанорозмірних мікросфер з вузьким розподілом по діаметру частинок з суспензії. 3D мікросфери в основному виготовляють з кремнезему, оксиду цинку, діоксиду титану або органічних полімерів.

1.1.1 Двовимірні фотонні кристали

Двовимірний випадок цікавий тим, що, з одного боку, це істинно фотонно-кристалічна структура з притаманними їй властивостями, а з іншого боку, вона не настільки складна, як тривимірні фотонні кристали. Почнемо знову з структури з малим, близьким до одиниці, оптичним контрастом. Для прикладу візьмемо систему паралельних діелектричних стрижнів (рис. 1.3).

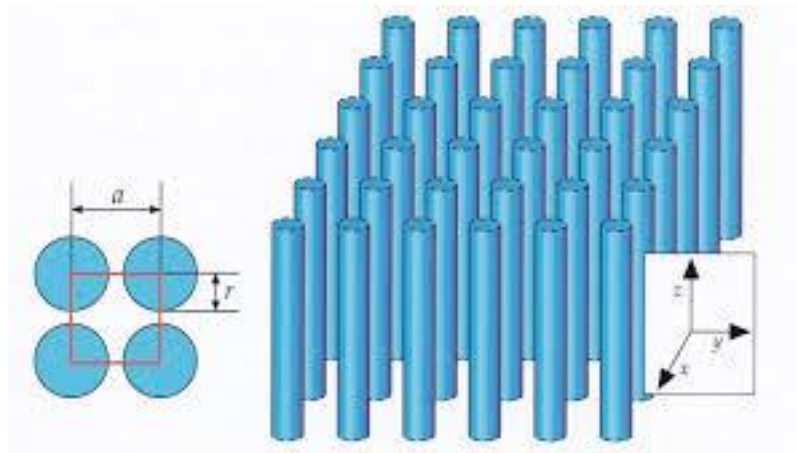


Рисунок 1.3 — Двовимірний фотонний кристал з системи паралельних циліндрів

Припустимо, що світло поширюється за такою системою в площині, перпендикулярній стрижням. Залежно від напрямку поширення хвиля буде взаємодіяти зі структурою, яка демонструє різні періоди модуляції оптичних властивостей. Так, якщо світло піде вздовж напрямку α , модуляція матиме період α , в той час як для напрямку β період модуляції буде в $\sqrt{2}$ разів більше. Важливо, що система володіє симетрією — наприклад, випадки поширення випромінювання в напрямках α й α' еквівалентні [10].

Як і в одновимірних фотонних кристалах, все різноманіття хвильових векторів зводиться до першої зони Бріллюена, тільки тепер вона стає двовимірною. Для квадратної кристалічної решітки зоною Бріллюена є

квадрат, але існуючий не в звичайному просторі, а в просторі хвильових векторів (рис. 1.4).

Хвильовий вектор \vec{k} для хвиль, що поширюються у фіксованій площині, визначається двома координатами. Однак на дисперсійній діаграмі його необхідно відкласти уздовж однієї осі, тому прийняли правило однозначної відповідності точок на прямій і хвильових векторів з першої зони Бріллюена.

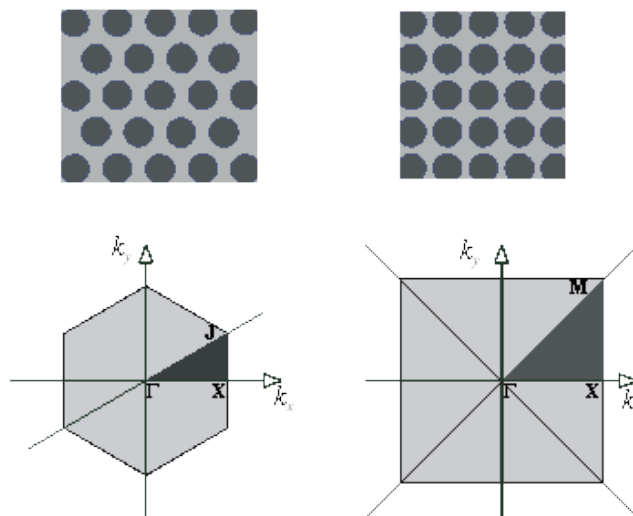


Рисунок 1.4 — Схеми фотонних кристалів та перші зони Бріллюена в просторі хвильових чисел

Основні значення координат двовимірного вектора позначають великими літерами грецького алфавіту. Так, точка Γ має координати $(0,0)$, тобто $k_x = 0$ і $k_y = 0$; точка X — координати $\left(\frac{\pi}{a}, 0\right)$; тобто $k_x = \frac{\pi}{a}$ і $k_y = \frac{\pi}{a}$; а точка M — $\left(\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a}\right)$, тобто $k_x = \frac{\pi}{a}$ [11]. Врахування симетрії дозволяє зовсім звужити діапазон векторів, необхідних для отримання повної фотонної картини, до так званої першої зони Бріллюена. Виявляється, що для передачі різноманіття найбільш важливих хвильових векторів в фотоніці досить

перебрати значення координат хвильового вектора уздовж зони Бріллюена траєкторії ГХМГ.

Для простоти міркувань зосередимо увагу на напрямку ГХ. Перш за все, як і в одновимірному випадку, необхідно транслювати еквівалентні інтервали хвильових векторів з $|k_x| > \pi/a$ на інтервал $|k_x| < \pi/a$. Тому відповідні ділянки дисперсійних кривих переходять паралельним перенесенням в область $|k_x| < \pi/a$. Далі, враховуючи, що немає різниці між напрямками вздовж і проти осі ОХ, відкинемо негативні значення k_x і прийдемо до відрізка ГХ. Але це уявлення неповне. На відрізок ГХ будуть проектуватися не тільки точки, що лежать на осі k_x , але і, наприклад, точки з координатами $\left(k_x, \frac{2\pi}{a}\right)$, які також еквівалентні точкам $(k_x, 0)$ відрізка ГХ. Їм

відповідають частоти $\omega = \frac{c}{n} \sqrt{k_x^2 + \left(\frac{2\pi}{a}\right)^2}$, переважаючи частоти $\omega = \frac{c}{n} k_x$

точок $(k_x, 0)$. Рис. 1.5, а демонструє хвильовий вектор \vec{k} , який може бути трансльований на відрізок шляхом вирахування вектора оберненої решітки \vec{b}_2 . На рис. 1.5, б приведена дисперсійна крива для хвильових векторів, яка показана штрих-пунктирною лінією [12].

Після приведення до відрізка ГХ діаграма двовимірного фотонного кристала з циліндрів, що утворюють двовимірну квадратну кристалічну решітку з періодом a в речовині з показником заломлення $n = 1,260$ приймає вид, показаний на рис. 1.6. При цьому оптичний контраст нескінченно малий.

Для всіх точок типу $\left(k_x, \frac{2\pi l}{a}\right)$, де l — ціле число, ситуація аналогічна, але їм будуть відповідати дисперсійні криві більших частот [13].

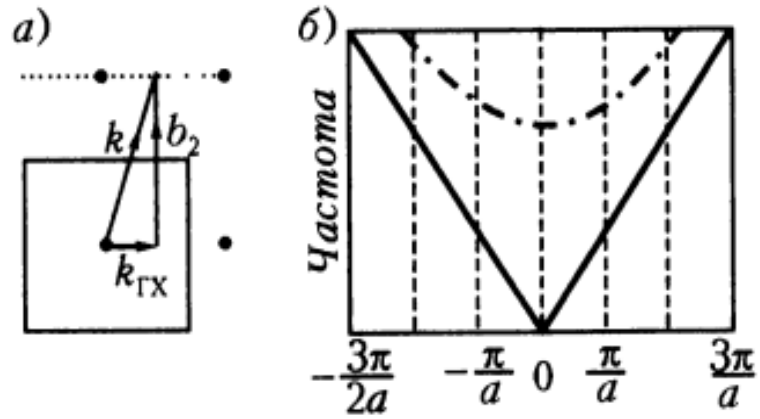


Рисунок 1.5 — Дисперсійний закон для точок

Якщо провести схожі міркування для інших частин першої зони Бріллюена (ХМ і МГ), то можна побудувати дисперсійну діаграму, яка дуже схожа на розрахункову для фотонного кристала з малим оптичним контрастом (рис. 1.7).

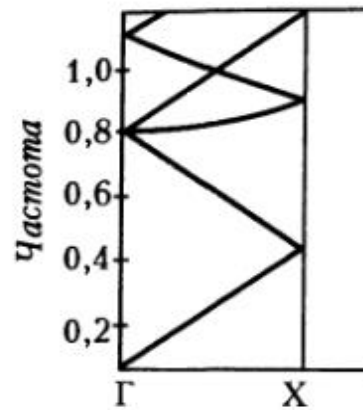


Рисунок 1.6 — Область ГХ дисперсійної діаграми двовимірного фотонного кристала

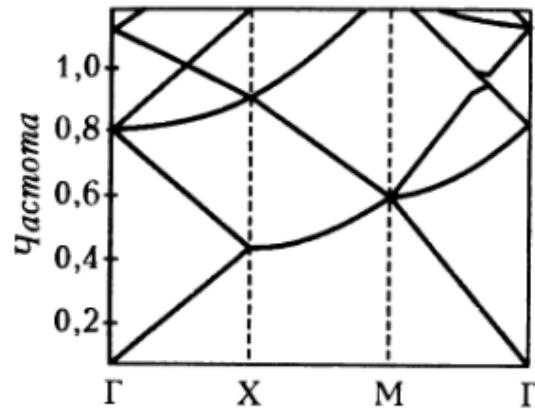


Рисунок 1.7 — Дисперсійна діаграма двовимірного фотонного кристала

Як вже зазначалося, в двовимірному фотонному кристалі неможливо існування повних заборонених зон — адже у світла завжди є можливість поширюватися не строго уздовж площини, перпендикулярної стрижнів, а під кутом до неї. Але, як випливає з отриманої дисперсійної діаграми, в фотонному кристалі з дуже незначним оптичним контрастом відсутні навіть квазіпольні заборонені зони. Під квазіпольною забороненою зоною мається на увазі інтервал частот, для яких заборонено розповсюдження хвиль по кристалу уздовж всіх напрямків, що лежать в площині, перпендикулярній стрижням [14]. Якщо контраст структури збільшити, то такі заборонені зони з'являться. Причому, як і для одновимірних кристалів, чим вище оптичний контраст, тим більше ширина зон. Вид діаграми залежить від типу хвилі, що розповсюджується. У двовимірних кристалах зазвичай виділяють два незалежних типи хвиль — ТЕ-хвилі (поперечні електричні) і ТМ-хвилі (поперечні магнітні). Для хвиль класу ТЕ характерно, що вектор електричного поля спрямований строго перпендикулярно площині поширення, а вектор магнітного поля лежить в цій площині (рис. 1.8). Ситуація з ТМ-хвилями аналогічна, але з точністю до навпаки: магнітне поле перпендикулярно площині поширення, а електричне поле паралельно їй [15].

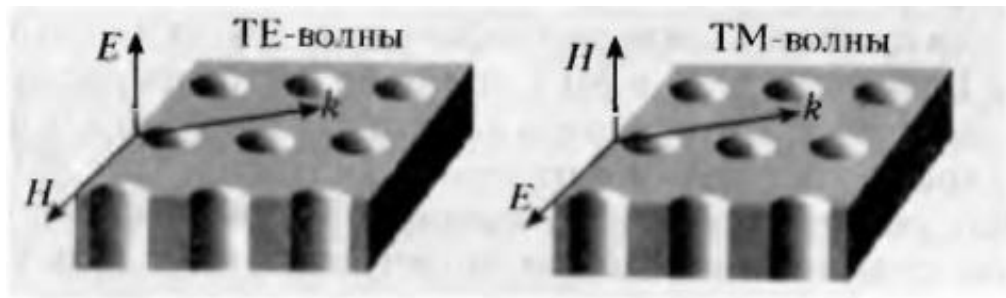


Рисунок 1.8 — TE- і TM-хвилі

Дисперсійна діаграма для TE-хвилі, що біжить по двовимірному фотонному кристалу в площині, перпендикулярній створюючим його циліндрам показана на рис. 1.9. Видно, що існує кілька квазіповних заборонених зон.

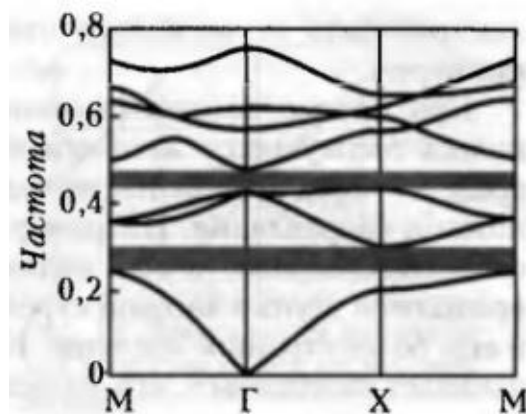


Рисунок 1.9 — Дисперсійна діаграма двовимірного фотонного кристала із квазізабороненими зонами

Легко помітити, що поблизу меж інтервалів заборонених частот дисперсійні криві загинаються і безпосередньо на межах мають горизонтальну дотичну. Це відбувається в основних точках зони Бріллюена (точки Г, X, M). Можна зробити висновок, що для цих високосиметричних точок групова швидкість випромінювання наближається до нуля і формуються стоячі хвилі.

1.2 Види і класи фотонно-кристалічних хвилеводів

Концепція фотонних кристалів була запропонована наприкінці 80-х років минулого століття. Структура фотонного кристала має просторово-модульовану діелектричну постійну середовища, період модуляції якої можна порівняти з довжиною хвилі взаємодіючого випромінювання. За характером зміни коефіцієнта заломлення фотонні кристали можна розділити на три основні класи: одновимірні, двовимірні і тривимірні. У одновимірних кристалах коефіцієнт заломлення періодично змінюється в одному просторовому напрямку. Такі фотонні кристали складаються з паралельних один одному шарів різних матеріалів з різними коефіцієнтами заломлення і можуть проявляти свої властивості в одному просторовому напрямку — перпендикулярно шарам. Прикладом одновимірних фотонних кристалів є брегівські структури — періодичні структури з діелектричних шарів товщиною $\frac{\lambda}{4}$ з двома різними показниками заломлення. Двовимірні фотонні кристали мають коефіцієнт заломлення, періодично змінний в двох просторових напрямках, і можуть проявляти свої властивості також в двох просторових напрямках. У тривимірних фотонних кристалах коефіцієнт заломлення періодично змінюється в трьох просторових напрямках, тому вони можуть проявляти свої властивості в трьох координатах, і їх можна представити як масив об'ємних областей (сфер, кубів і т.д.), упорядкованих в тривимірній кристалічній решітці[3].

Як і електричні середовища, фотонні кристали можна розділити на провідники — речовини, які здатні проводити світло на великі відстані з малими втратами, діелектрики — практично ідеальні дзеркала, напівпровідники — речовини, здатні, наприклад, вибірково відображати фотони певної довжини хвилі, і надпровідники, в яких фотони завдяки колективним явищам здатні поширюватися практично на необмежені відстані [4].

Розрізняють також резонансні і нерезонансні фотонні кристали. Перші відрізняються від других тим, що в них використовуються матеріали, діелектрична проникність (або показник заломлення) яких, як функція частоти має полюс на деякій резонансній частоті.

Будь-яка неоднорідність в фотонному кристалі називається дефектом фотонного кристала, оскільки порушує його періодичність. Область порушення періодичності кристала фактично є мікрорезонатором, в якому електромагнітна хвиля обмежена в двох вимірах і убуває експоненціально за інтенсивністю в глиб кристала. Довжина хвилі основної моди випромінювання, зосередженого всередині дефекту структури, може змінюватися в межах ширини забороненої зони за допомогою зміни розміру або форми дефекту.

Точковий дефект в фотонному кристалі фактично створює хвилевід. На даному принципі утримання електромагнітного випромінювання в точковому дефекті фотонного кристала створені провідники оптичного випромінювання, звані фотонно-кристалічними хвилеводами. Термін «фотонно-кристалічні хвилеводи», введений Ф. Расселлом в 1995 р., узагальнює типи оптичних хвилеводів зі складною структурною оболонкою, перетин якої є двовимірний фотонний кристал[5]. Оптичний хвилевід, структурна оболонка якого відтворює геометрію одновимірного фотонного кристала, називається Бреґівським хвилеводом. Ідея створення оптичних волокон з періодичною оболонкою була висловлена ще в 1978р. Її новизна полягала у формуванні багатошарової оболонки, концентричні шари якої мають змінюване (високий/низький) значення показника заломлення. У такій структурі формуються радіальні фотонні заборонені зони, які обумовлюють нові направляючі властивості хвилеводу. Відзначимо, що хоча перші публікації по бреґівським хвилеводам відносяться до 1978 року, реальні роботи в цій галузі почалися порівняно недавно, в 1999 — 2000 рр.

У таких хвилеводах реалізується новий метод управління показником заломлення оболонки, що залежать від параметрів її структури. При

зменшенні показника заломлення оболонки хвилеводу вступає в силу закон повного внутрішнього відображення, що лежить в основі механізму утримання оптичного випромінювання в таких хвилеводах. Хвилеводи даного типу відносяться до класу фотонно-кристалічних хвилеводів з твердою серцевиною (рис. 1.10, а).

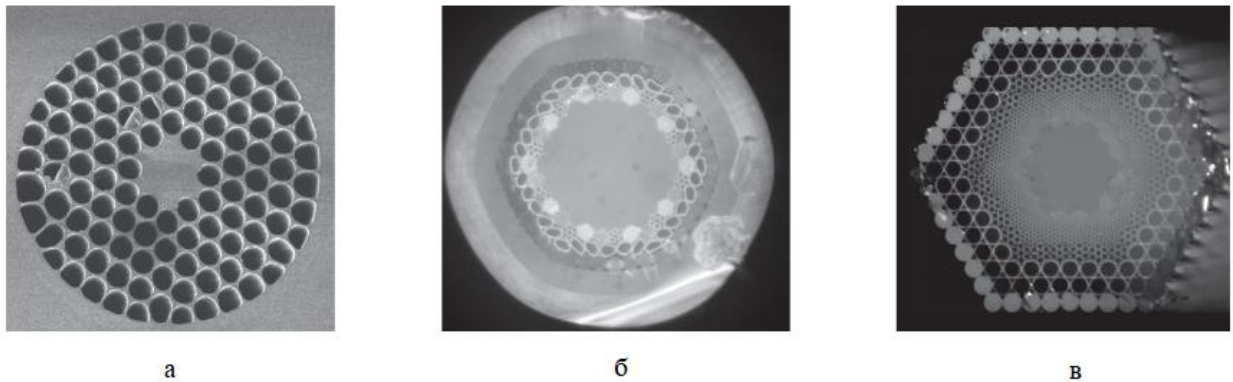


Рисунок 1.10 — Фотонно-кристалічне волокно з твердою (а) і порожнистою (б, в) серцевинами

Другий великий клас фотонно-кристалічних хвилеводів — це хвилеводи з порожнистою серцевиною (рис. 1.10, б, в). У таких хвилеводах локалізація оптичного випромінювання в серцевині внаслідок повного внутрішнього відображення неможлива. Направляючі властивості фотонно-кристалічних хвилеводів з порожнистою серцевиною обумовлені наявністю фотонної забороненої зони у періодичній структурі, яка формує оболонку. В основі механізму відбиття світла від кордону розділу серцевина — оболонка лежить брегівське відображення від двовимірної періодичної діелектричної структури. Оптичне випромінювання з резонансними частотами, що лежать в межах ширини забороненої зони кристала, не проходить крізь структурну оболонку хвилеводу, і поширюється вздовж порожнистої серцевини.

1.2.1 Лінійні фотонно-кристалічні хвилеводи

Багато в чому розробка ефективних хвилеводів значно простіша, ніж проектування резонансних порожнин, оскільки необхідне утримання світла від фотонного кристалу тільки в одному напрямку всередині пластини. Існують дві умови для розповсюдження мод в будь-якому хвилеводі, будь то метал, діелектрик або фотонний кристал: по-перше, стінки повинні бути відбивні, а друга фазова умова повинна бути задоволена. Остання вимога призводить до дискретного спектру керованих режимів. Порожні металеві хвилеводи використовуються для керування мікрохвилями, оскільки метали мають відносно низьке поглинання на цих частотах і вони відбивають хвилі для всіх кутів падіння. Діелектричні хвилеводи, з іншого боку, покладаються на повне внутрішнє відбиття (ПВВ), тому вони працюють у режимах, які задовольняють умовам ПВВ на всіх стінках. Фотонно-кристалічні хвилеводи використовують фотонні заборонені зони і ПВВ для локалізації електромагнітної енергії. Оскільки фотонні кристали відбивають світло для всіх кутів нахилу, фотонно-кристалічні хвилеводи мають багато подібного з металевими хвилеводами, а деякі концепції мікрохвильової схеми, такі як узгодження імпедансу, були застосовані до фотонних кристалів. Існує певна дискусія щодо того, чи дають хвилеводи для фотонного кристала будь-які переваги над контрастними діелектричними хвилеводами з високим індексом, наприклад, на основі добре встановленої технології SOI. Для простого перенесення світла з однієї частини оптичної схеми на іншу, хвилеводи SOI не тільки мають тенденцію до зниження втрат, але й можуть бути розташовані в будь-якому місці, а не відповідно до решітки фотонного кристалу. З іншого боку, фотонно-кристалічні хвилеводи можуть бути безпосередньо інтегровані з іншими структурами фотонних кристалів, такими як порожнини, для створення функціональних пристроїв. Крім того, світло, кероване фотонною забороненою зоною, може демонструвати дуже різну поведінку, включаючи дуже сильну дисперсію і сильні відбиття.

1.2.2 Лінійні хвилеводні режими

Лінійний дефект, як правило, створюється в фотонному кристалі шляхом видалення або зміни циліндрів найближчих сусідів по одному з напрямків симетрії решітки. У квадратній решітці це зазвичай відповідає Г-Х напрямку, в той час як в трикутній решітці хвилевод лежить уздовж напрямку Г-К.

Оскільки хвилевід лише розриває симетрію фотонного кристалу в одному напрямку, структура залишається періодично вздовж осі хвилеводу. Таким чином, хвилеводні режими характеризуються хвильовим вектором k , спрямованого уздовж направляючої і відповідній частоті. Що стосується будь-якої 1D періодичної решітки, то хвилеводні дисперсійні криві можна представити на дисперсійній діаграмі, що показує частоту мод як функцію Блохівського вектора k_0 в зоні Бріллюена, визначеної в межах $-\pi/\tilde{d} \leq k_0 \leq \pi/\tilde{d}$, де \tilde{d} — період у напрямку хвилеводу. Для загальних напрямків хвилеводу, описаних вище для квадратних і трикутних решіток, період вздовж хвилеводу — це просто період $\tilde{d} = d$, але для хвилеводів в інших напрямках, як правило, $\tilde{d} \neq d$.

Смуги фотонних кристалів, що оточують хвилевід, можуть бути представлені на одній ділянці, якщо робити проекцію 2D-діаграми на k -вісь хвилеводу. Наприклад, у квадратних решітках побудована зонна структура, як і раніше, але режими, що лежать в іншій зоні Бріллюена, побудовані як функція тільки їх компонента k_x . Така комбінована дисперсія хвилеводів і проєктована діаграма фотонних кристалів ясно показує, де розташовані хвилеводні режими по відношенню до забороненої зони та Блохових режимів фотонного кристалу. Для 3D-розрахунків світлової лінії можна проєктувати на вісь хвилеводу таким же чином. Як приклад, на рис. 1.11 наведено криві дисперсії та модальні профілі поля для хвилеводу, утвореного шляхом виключення однієї лінії отворів у напрямку Г-К діркового типу фотонного

кристалу. Для поляризації ТЕ існують два режими: один з парною симетрією, що йде від вершини забороненої зони до частоти зрізу $\frac{d}{\lambda} = 0,221$, і один з непарною симетрією в діапазоні частот $d/\lambda \leq 0,2256$. Режими хвильоводів, що лежать нижче світлової лінії, концентруються в пластині фотонного кристала майже без втрат.

На рис. 1.11, а показано криві дисперсії для хвильоводу, сформованого в трикутній решітці фотонного кристалу, шляхом видалення лінії циліндрів вздовж напрямку Г-К. Розподіли H_z поля непарних і парних мод відповідно для $k = \pi/d$, що чітко ілюструє різницю симетрії наведені на рис. 1.11, б, в.

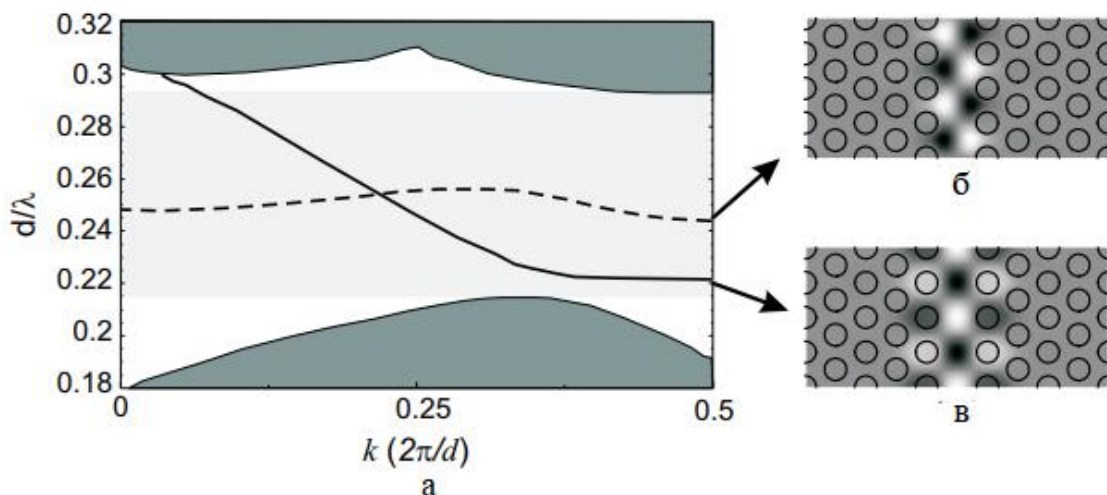


Рисунок 1.11 — Криві дисперсії та модальні профілі поля для хвильоводу, утвореного шляхом виключення однієї лінії отворів у напрямку Г-К діркового типу фотонного кристалу

Однак на практиці втрати поширення є значними. Першу експериментальну демонстрацію фотонно-кристалічних хвильоводів проводили за допомогою міліметрових хвиль в решітці алюмінієвих стрижнів з періодом 1,27 мм, в якому вимірювали втрати розповсюдження 0,3 дБ/см. Решітка в цьому випадку, по суті двовимірна, так як довжина стрижнів була значно більше, ніж довжина хвилі. Вперше хвильовід на телекомунікаційній

довжині хвиль спостерігався в 1999 році, але спектри передачі та вимірювання втрат не повідомлялися до 2001 року. З тих пір значні зусилля були спрямовані на зменшення втрат. В літературі наведені дані про втрати розповсюдження в 15 дБ/см в конструкціях, покритих SiO_2 , і менш, ніж 5 дБ/см в пластинах з Si, що знаходяться в повітрі. Ці втрати знаходяться в межах величини хвилеводів SOI з високим індексом контрасту, для яких повідомляється про втрати 0,8 дБ/см [6].

Окрім початкових експериментів з міліметровими хвилями, переважна більшість хвилеводних демонстрацій у пластинах фотонного кристалу використовує фотонний кристал діркового типу. Хоча було зареєстровано декілька експериментальних демонстрацій хвилеводу у стрижневих фотонних кристалах, втрати розповсюдження щонайменше на порядок більше, ніж у хвилеводів з найменшими втратами в конструкціях діркового типу.

Під світловою лінією основний внесок у втрату хвилеводів вносять структурні порушення. Шкала довжини цих порушень може варіюватися від декількох десятків нанометрів, у випадку положення отворів і радіусу, лише до декількох нанометрів, у випадку шорсткої поверхні. Показано, що порушення позицій і розмірів зменшує розмір забороненої зони в об'ємних фотонних кристалах і одночасно зменшує пропускну здатність і загальну передачу у фотонно-кристалічних хвилеводах. Розрахунки також показали, що перший ряд циліндрів на краях хвилеводу є найважливішим для мінімізації втрат в площині розсіювання; до тих пір, поки ці циліндри знаходяться в правильних місцях, порушення в решті решітки мають мінімальний вплив на властивості хвилеводів.

1.3 Фотонно-кристалічний хвилевід міліметрового діапазону

Ще в 1990-х роках широкі дослідницькі зусилля в усьому світі привели до виникнення надзвичайної потреби в пристроях міліметрового діапазону з малими втратами. У найближчому майбутньому комерційна система зв'язку

5G буде використовуватися в комерційних цілях. Нові додатки міліметрового діапазону затребувані в міліметрових пристроях з малими втратами і високою продуктивністю [7]. Дослідження щодо міліметрових пристроїв з малими втратами, особливо хвилеводах, широко розвинені [8]. Володіючи властивостями оптичної локалізації та легкої інтеграції, фотонні кристали, здається, є потенційним матеріалом для створення міліметрового пристрою. У міліметровому діапазоні існує потреба у ефективних фотонно-кристалічних хвилеводах, що служать конструктивною основою для різноманітних фотонно-кристалічних пристроїв. Розглянемо структуру фотонно-кристалічного хвилеводу з квадратною решіткою для діапазону міліметрових хвиль, яку можна використовувати для проектування пристроїв зв'язку. Смугова структура TE-моди фотонно-кристалічного хвилеводу зазвичай моделюється методом розкладання по плоским хвилям, і чисельні результати показують, що в фотонно-кристалічному хвилеводі з квадратною решіткою є фотонна заборонена зона. Ефективність передачі фотонно-кристалічного хвилеводу краще, ніж -1 дБ в діапазоні частот від 20,8 ГГц до 29,9 ГГц, що моделюється методом кінцевих елементів. Виміряне значення фотонної забороненої зони становить 23,8~28,5 ГГц, а ефективність передачі фотонно-кристалічного хвилеводу краще, ніж $-1,5$ дБ між 23,6 ГГц і 29,8 ГГц. Результати показали, що розробка фотонно-кристалічного хвилеводу з низькими втратами і широкосмуговими характеристиками частот має потенційне застосування в системах зв'язку 5G.

1.3.1 Характеристики фотонно-кристалічного хвилеводу міліметрового діапазону

Структура фотонно-кристалічного хвилеводу, зображена на рис. 1.12, виготовлена з масиву керамічних стрижнів Al_2O_3 , вставлених в алюмінієву оболонку. Діелектрична проникність матеріалу Al_2O_3 становить $\epsilon_r = 9$, а радіус діелектричних стрижнів $r_0 = 0,25a = 1$ мм. Розмір фланцевого інтерфейсу

такий же, як і у стандартного хвиле водного інтерфейсу WR-34. Для чіткого огляду внутрішньої структури верхня алюмінієва пластина модифікована для прозорого огляду.

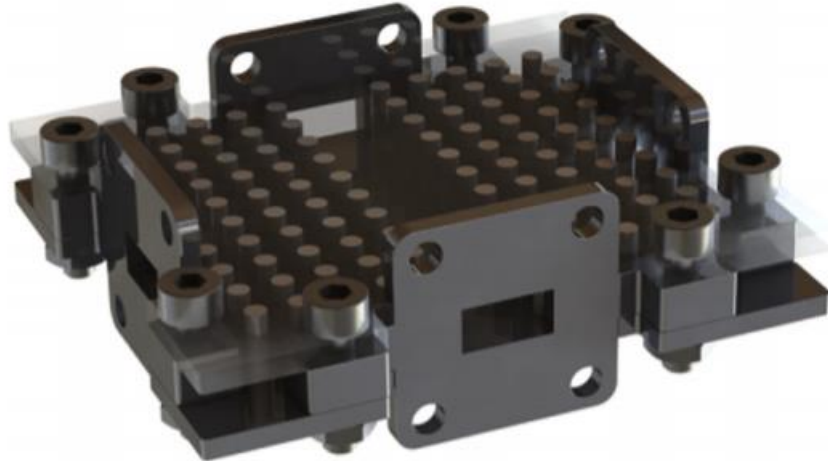


Рисунок 1.12 — Конструкція фотонно-кристалічного хвилеводу

Фотонно-кристалічний хвилевід з'єднує векторний мережевий аналізатор через хвилевід з коаксіальним перетворювачем і роз'ємом SMA. Як показано на рис. 1.13, а, коефіцієнт відбиття фотонного кристалу з квадратною решіткою вимірюється через порт відбиття фотонно-кристалічного хвилеводу. Ефективність передачі фотонно-кристалічного хвилеводу, що показана на рис. 1.13, б, вимірюється через порт передачі. В цьому експерименті втрати в кабелі і роз'єми, що вносяться, ігноруються, а коефіцієнти відбиття τ і ефективність передачі η відповідно виражаються наступним чином:

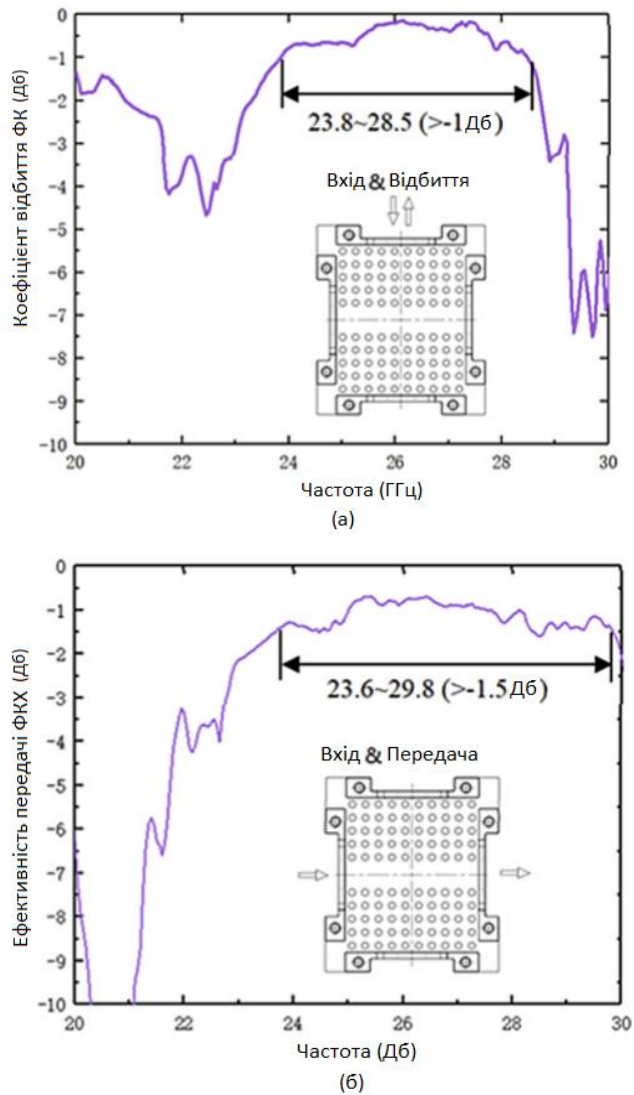
$$\eta = 10 \lg(P_{\eta R1} / P_{\eta 1}), \quad (1.1)$$

$$\tau = 10 \lg(P_{\tau R1} / P_{\tau 1}), \quad (1.2)$$

де $P_{\eta R1}$ та $P_{\eta 1}$ — відбита потужність та вхідна потужність портів відбиття;

$P_{\tau R1}$ та $P_{\tau 1}$ — потужність передачі та вхідна потужність портів передачі.

Як показано на рис. 1.13, а в діапазоні частот від 23,8 ГГц до 28,5 ГГц коефіцієнт відбиття фотонного кристалу краще, ніж -1 дБ, що свідчить про існуючу фотонну заборонену зону в цьому діапазоні частот. В діапазоні частот 23,6~29,8 ГГц виміряна ефективність передачі фотонно-кристалічного хвилеводу краще, ніж $-1,5$ дБ, як показано на рис.1.13, б.



а) коефіцієнт відбиття фотонного кристалу;

б) ефективність передачі фотонно-кристалічного хвилеводу.

Рисунок 1.13 — Результати розрахунку ФКХ

Результати експерименту означають, що фотонні кристали мають фотонну заборонену зону у вимірному діапазоні частот, і електромагнітні хвилі в фотонній забороненій зоні можуть поширюватися в фотонно-кристалічному хвилеводі з малими втратами.

В діапазоні частот поза фотонною забороненою зоною робочі характеристики передачі значно погіршуються.

1.4 Чисельне моделювання фотонно-кристалічного хвилеводу

У нашому випадку фотонно-кристалічний хвилевід складається з двох таких самих компонентів, які є структурою фотонного кристалу у 5×10 квадратних масивів решітчастих стрижнів. Принципова схема фотонно-кристалічного хвилеводу з розмірами показана на рис. 1.14.

Фотонний кристал можна розглядати як 2D структуру, а зонну структуру можна моделювати за допомогою двовимірного методу розкладання по плоским хвилям. Чисельний аналіз проводився тільки для ТЕ поляризації. Як показано на рис. 1.15, існує фотонна заборонена зона фотонного кристалу з квадратною симетрією, виражена у вигляді нормованого діапазону частот 0,29~0,39. Центральна частота фотонної забороненої зони становить близько 0,34. В принципі, електромагнітні хвилі в частотному діапазоні фотонної забороненої зони не можуть розповсюджуватися в фотонних кристалах і відбиваються назад. В реальній конструкції заборонена зона фотонного кристалу знаходиться в діапазоні частот 21,8~29,2 ГГц.

Фотонно-кристалічний хвилевід зазвичай будується шляхом введення лінійного дефекту періодичності, хоч (видаляється лінія діелектричних стрижнів в фотонному кристалі). На відміну від традиційних металевих хвилеводів, розміри хвилеводу визначають режим розповсюдження хвилі. Щоб відповідати параметрам хвилеводу WR-34, висота хвилеводу визначається як $H=4,32$ мм. Ширина хвилеводу D варіюється від 8 мм до

11 мм для оптимізації ефективності передачі. Мінімальний розмір ширини відповідає відстані стрижнів, які після безпосереднього видалення лінії стрижнів $D=2a=8$ мм, а максимальний розмір — з урахуванням ширини хвилеводу WR-34.

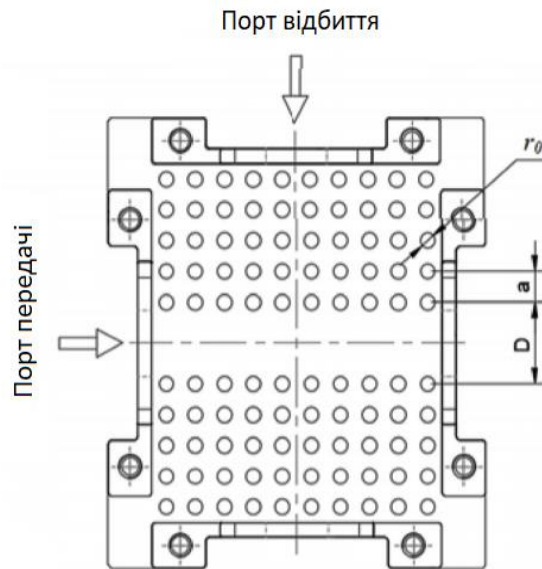


Рисунок 1.14 — Схема квадратної решітки фотонно-кристалічного хвилеводу з розмірами

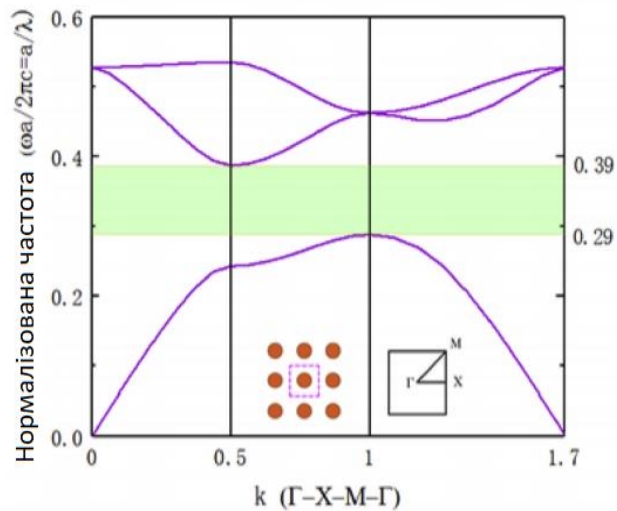


Рисунок 1.15 — TE зонні структури фотонного кристалу з квадратною симетрією

Як показано на рис. 1.16, зі збільшенням D ефективність передачі фотонно-кристалічного хвильоводу поліпшується. Коли $D=8$ мм, це означає, що одна лінія стрижнів видалена безпосередньо від фотонного кристалу, передача сильно змінюється зі зміною частоти, оскільки розмір не може дозволити розповсюдження хвиль на всіх частотах. Коли $D=10,64$ мм, що відповідає хвильоводу WR-34, ефективність передачі у всьому діапазоні частот від 24 ГГц до 28 ГГц краще, ніж $-0,5$ дБ, що досить для використання на практиці.

Ширина конструкції визначається як $D=10,64$ мм, а ефективність передачі фотонно-кристалічного хвильоводу при моделюванні показана на рис. 1.17. S_{11} відображає логарифмічне значення відношення відбитої потужності вхідного порту, а S_{21} відповідає логарифмічному значенню відношення потужності передачі від вхідного порту до вихідного.

У традиційному вимірюванні параметри S виражаються так:

$$S_{11} = 10 \lg(P_{R1} / P_1), \quad (1.3)$$

$$S_{21} = 10 \lg(P_{21} / P_1), \quad (1.4)$$

де P_1 — потужність вхідного порту;

P_{R1} — відбита потужність вхідного порту;

P_{21} — потужність передачі від вхідного порту до вихідного порту.

Чисельні результати показують, що передача стабільна в діапазоні частот 20,8~29,9 ГГц з втратами при розповсюдженні краще, ніж -1 дБ, що відповідає рівню фотонної забороненої зони фотонного кристалу. Коли частота перевищує цей заборонений діапазон частот, ефективність передачі різко погіршується, оскільки фотонні кристали не можуть повністю відбивати електромагнітну хвилю. Енергія електромагнітних хвиль на частоті поза фотонної забороненої зони розповсюджується у фотонному кристалі.

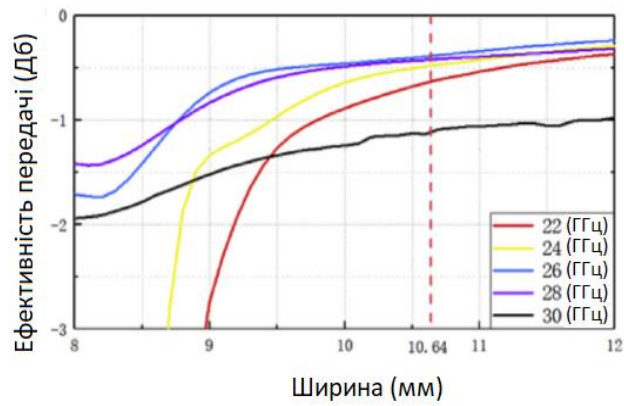


Рисунок 1.16 — Зміна ефективності передачі фотонно-кристалічного хвилеводу при різній ширині D

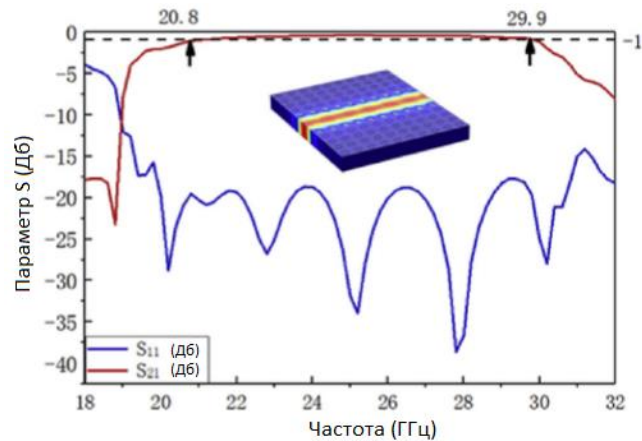


Рисунок 1.17 — Ефективність передачі фотонно-кристалічного хвилеводу з $D=10,64$ мм

1.5 Фотонно-кристалічний хвилевід для системи теплового магнітного запису

Такий фотонно-кристалічний хвилевід розроблено у вигляді плоского хвилеводу з секціями зчеплення та згину. 3D-модель та шлях світла показані на рис. 1.18, 1.19 відповідно.

Довжина фотонно-кристалічного хвилеводу становить приблизно 24,48 мкм, і в масиві повітряного отвору є 21 рядок. Хвилеводний канал фотонного кристалу створюється шляхом видалення центрального ряду отворів.

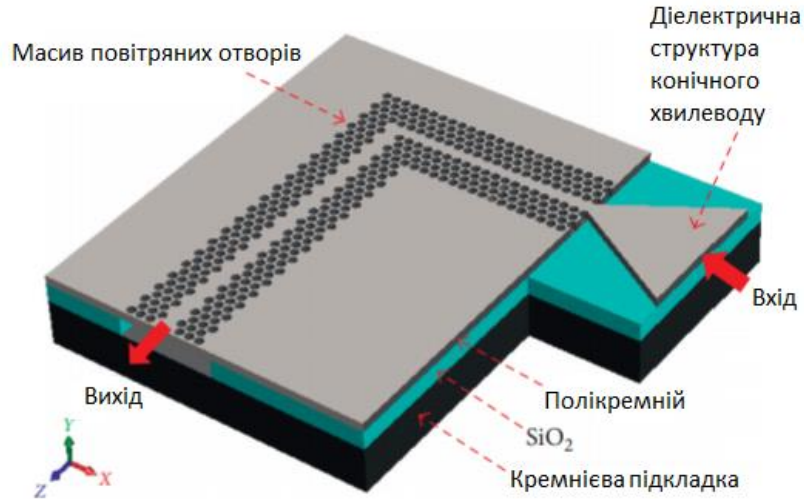


Рисунок 1.18 — 3D-модель фотонно-кристалічного хвилеводу в якості джерела світла НАМР

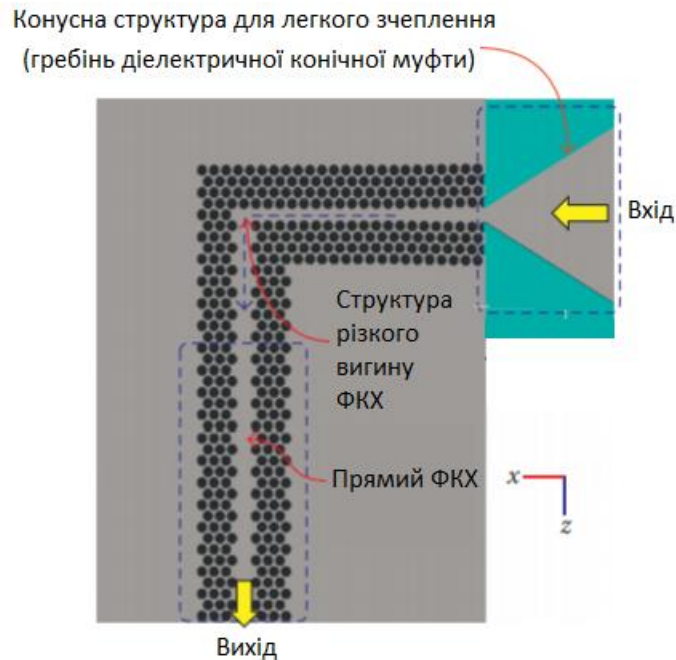


Рисунок 1.19 — Вид зверху 3D-моделі фотонно-кристалічного хвилеводу

Товщина плити t фотонно-кристалічного хвилеводу вибирається $0,4a$ або близько 245 нм. Це значення товщини визначається, виходячи із співвідношення між розміром зазору та товщиною фотонного кристалу, описаним у [9]. Конусна секція утворена звичайним ребристим хвилеводом з діелектричної пластини, товщина якого може бути виражена наступним чином [10,11]:

$$h \approx \frac{\lambda}{2n_1}, \quad (1.5)$$

де h — товщина діелектричної конусної плити (м);

n_1 — показник заломлення матеріалу (кремнію).

При робочій довжині хвилі 1550 нм товщина конусної плити становить близько 245 нм ($t/a = 0,4$), аналогічно товщині плити фотонного кристалу.

1.6 Фотонно-кристалічні хвилеводи з різними структурами фотонної решітки

Фотонно-кристалічно-подібний хвилевід формується шляхом введення декількох стовпців періодичних повітряних отворів з однією металевою бічною стінкою на кожній стороні кремнієвої серцевини діелектричного хвилеводу з ТЕ-модю. Повітряні отвори використовуються для поліпшення обмеження мод і одночасного збільшення довжини розповсюдження. Схема показана на рис. 1.20, де d_1 і період дорівнюють відповідно відстаням між центрами двох сусідніх повітряних отворів в напрямках Ox і Oy , R позначає радіус всіх повітряних отворів. Символ d_2 позначає ширину металевих бічних стінок.

На рис. 1.20 показано схему різних хвилеводних структур і їх еквівалентних дзеркальних структур з числом стовпців повітряних отворів $0,5$ і $1,5$ відповідно на кожній стороні серцевин хвилеводу. Основні

параметри хвилеводів: $d_1 = 0,745$ мкм; $d_2 = 0,1$ мкм; $d_3 = \sqrt{32} \times$ період; період = $0,43$ мкм; $R = 0,13$ мкм; $\epsilon_a = 1$ та $\epsilon_s = 12,04$. Метал — срібло.

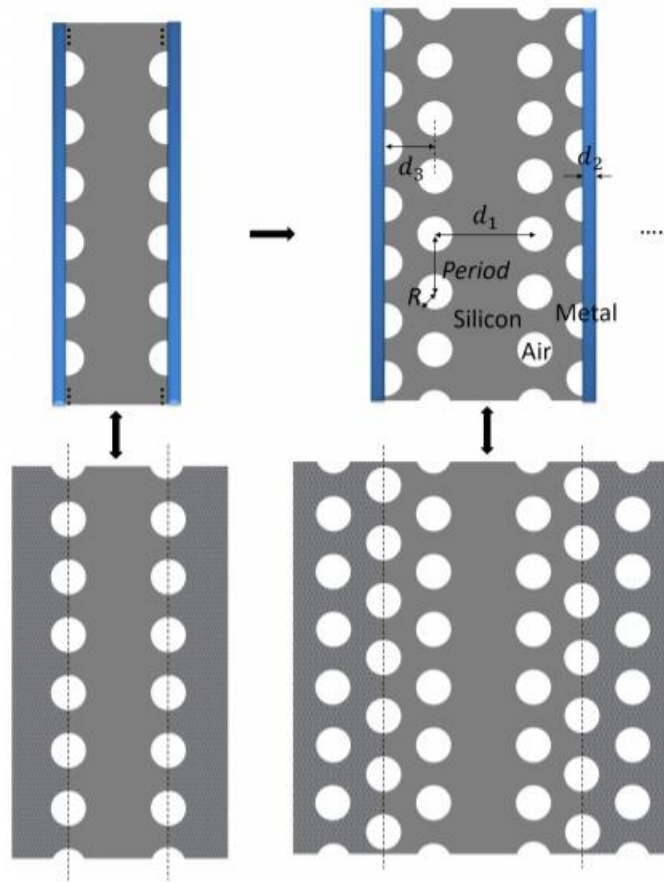


Рисунок 1.20 — Схема різних хвилеводних структур і їх еквівалентних дзеркальних структур

Реальні хвильові структури зазвичай виготовляються з кремнія на платформі діелектрика. Оскільки 3D моделювання методом FDTD займає дуже багато часу (сотні годин) через дуже великий обсяг даних, розміру і пам'яті для обчислень, в цьому випадку можна перетворити тривимірне моделювання структури в двовимірне моделювання з використанням методу ефективного індексу [12], як це роблять деякі автори для інтегральної оптики і хвилеводів. У напрямку Oz (товщина) це багатошарова структура. Еквівалентний показник заломлення багатошарової структури в напрямку Oz

спочатку обчислюється, а потім присвоюється показникам заломлення двовимірного плоского кремнію. За допомогою методу ефективного індексу він реалізує еквівалентну двовимірну модель для тривимірної структури. Обмеження та розбіжність в напрямку товщини приблизно враховуються при моделюванні.

При обробці методом ефективного індексу ефективні показники заломлення структури повітря (кремній, кремнезем) були отримані як 3,38 і 3,42 відповідно для товщини внутрішнього шару 1 мкм і 1,5 мкм. Відносна помилка дуже мала в порівнянні з показником заломлення об'ємного Si 3,47. Крім того, через високий індекс контрастності між кремнієм і повітрям або кремнеземом велика частина світлового поля щільно обмежена в шарі кремнію в напрямку товщини. Таким чином, розбіжність у напрямку настільки мала, що вона мало впливає на результат моделювання.

Тому в подальших дослідженнях застосовується метод двовимірної кінцевої різниці в тимчасовій області (2D FDTD) з граничними умовами для ідеально узгодженого поглинання в бічному напрямку, і TE-модель фундаментальної моди. Розмір сітки моделювання становив 5 нм для обох напрямків Ox і Oy , і ідеально узгоджена межа поглинання шару з коефіцієнтом відбиття нижче -70 дБ була застосована до зовнішньої сторони хвилеводу, де були відповідно відстані 1 мкм і 1,5 мкм в напрямках x і y від меж хвилеводу. Такий фотонно-кристалічно-подібний хвилевід може мати такі властивості: довжина розповсюдження хвиль сантиметрового рівня, обмеження субхвильових і перехресних перешкод на робочих довжинах хвиль. Геометричні параметри хвилеводів розраховуються за допомогою наступних процесів:

а) параметри структури: період = 0,43 мкм; $R = 0,13$ мкм; $d_1 = 0,745$ мкм з одним стовпчиком повітряних отворів і срібною бічною стінкою на кожному боці;

б) товщина срібних бічних стінок $d_2 = 0,1$ мкм, тому що вона набагато більше глибини скін-шару 21—22 нм срібла і досить товста, щоб екранувати

або ізолювати електромагнітні перехресні перешкоди між сусідніми хвилеводами.

При моделюванні $\varepsilon_a = 1$ і $\varepsilon_s = 12,04$ були, відповідні до відносної діелектричної проникності повітря і кремнію, чії дисперсії матеріалу на робочій довжині хвилі дуже слабкі для них і можуть бути проігноровані через відсутність поглинання в діапазоні довжин хвиль моделювання 1 — 2 мкм. Однак металеве срібло має сильну дисперсію матеріалу. Таким чином, його відносна діелектрична проникність ε_m може бути описана відомими співвідношеннями моделі Паліка [13] для задоволення залежності показника заломлення (діелектричної проникності) від довжини хвилі при моделюванні.

1.6.1 Трикутна решітка круглих повітряних отворів

Для моделі з трикутною симетрією два суміжних повітряних отвори розташовані в шаховому порядку на $1/2$ періоду уздовж поздовжнього напрямку, а бічна відстань становить $\frac{\sqrt{3}}{2}$ × період, так що три сусідніх повітряних отвори розташовані у вершинах рівностороннього трикутника, і, таким чином, розширені, щоб мати різні структури хвилеводу через безліч рядів повітряних отворів.

1.6.2. Ефективність фотонно-кристалічних хвилеводів з різною кількістю елементів

На рис. 1.20 показані відповідні хвилеводні структури, які складаються з 0,5, 1,5 стовпів повітряних отворів з обох сторін, відповідно, з двома вузькими металевими стінками в якості оболонок хвилеводу. Світло, що розсіюється або впливає з серцевини хвилеводу, спочатку проходить частково крізь нього і частково розсіюється структурою повітря-отвір в площині структури. Після майже повного відбиття від металу передає

частину потужності, частково проходить крізь нього і частково розсіюється структурою, яка розсіює (або відбиває) і пропускає світло двічі. Ефект подібний до подвоєння структури повітряних отворів, що аналогічно симетричному відбиттю дзеркала [16] в геометричній оптиці (аналог дзеркального зображення). Тому через подвійне розсіювання і пропускання ефекту хвильової структури 0,5, 1,5, 2,5,..., колони з металевим шаром на кожній стороні приблизно еквівалентні структурам 1, 3, 5,..., колони з кожного боку без металевих шарів.

На рис. 1.21 показані спектри пропускання хвилеводів з різними структурами повітряних дірок. Коли число стовпців на кожній стороні дорівнює 0,5 або 1 (еквівалентне число стовпців 1 або 2), спектр передачі являє собою спектр передачі бічної гофрованої брегівської решітки на хвилеводі [17]. Коли кількість стовпців дорівнює 1,5 (еквівалентне число стовпців 3) або більше, спектр починає показувати більш тонкі особливості, і виникає більше однієї смуги запирання. Це показує, що зі збільшенням кількості стовпців направляючий механізм змінюється від ефективного індексу контрастності області стовпця (що покращує утримання світла) на багатократне розсіяння (або відбиття) 2D періодичною структурою повітряних отворів в поздовжньому і поперечному напрямках.

Всі спектри можуть підтримувати низькі втрати передачі в певному діапазоні довжин хвиль; зокрема, можна виявити, що в діапазоні довжин хвиль 1,45 — 1,58 мкм високоефективна передача може підтримуватися незалежно від кількості стовпів повітряних отворів з обох сторін. З цієї причини довжина хвилі 1,55 мкм вибиралася для чисельного дослідження, і результати показані на рис. 1.22. Пунктирні лінії представляють межі між металом і кремнієм.

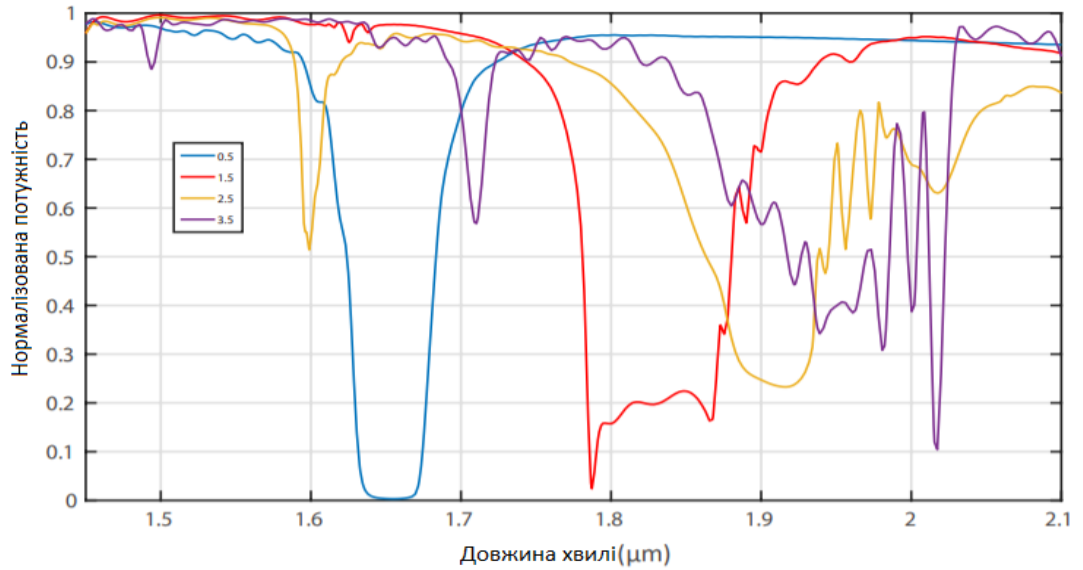


Рисунок 1.21— Спектри пропускання трикутних ґратчастих хвелеводів з різними кількостями стовпців повітряних отворів

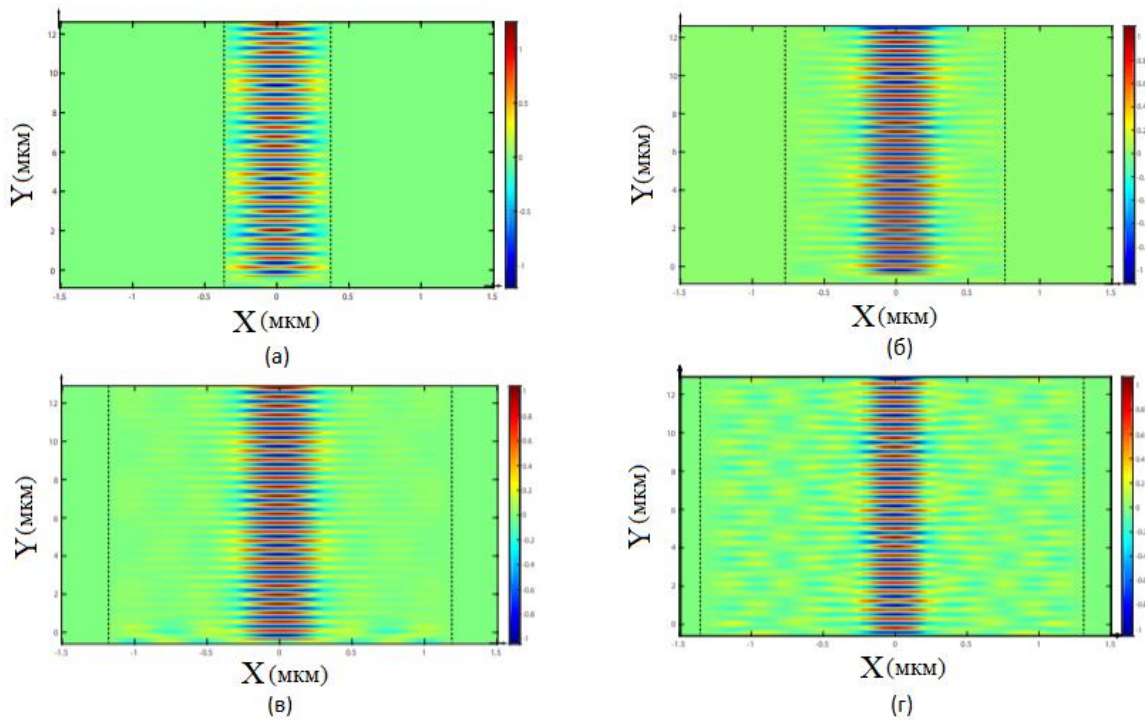


Рисунок 1.22 — Поля хвелеводів з різними кількостями стовпців повітряних дірок ((а — г) 0,5; 1,5; 2,5; 3,5 стовпців відповідно) на довжині хвилі 1,55 мкм

Видно, що хвильоводна мода близька до двох металевих стінок для випадку 0,5 стовпчика повітряних отворів з кожного боку, як показано на рис. 1.22, а. Хвильоводна мода в основному обмежена тільки 0,5 колонкою з повітряними отворами і металевими боковими стінками з обох сторін, що призводить до дуже великих втрат при розповсюдженні (до $-122,9$ дБ/см), як показано на рис. 1.23 через омічне поглинання металу [18]. У міру збільшення числа стовпців з повітряними отворами обмеження поля хвильоводу посилюється, що означає, що поле більш сфокусовано або розподілено в серцевині хвильоводу, і менша кількість контактів випромінювання з металом. Отже, втрати на розповсюдження зменшуються зі збільшенням кількості стовпців повітряних отворів і наближаються до нуля, оскільки взаємодія світла з металом стає слабкішою, як показано на рис. 1.22 та 1.23.

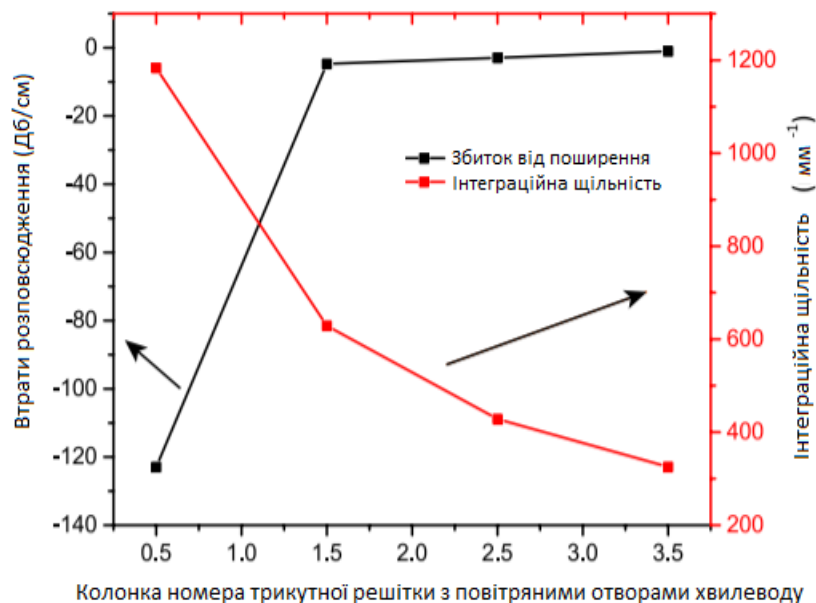


Рисунок 1.23 — Втрати розповсюдження і щільність інтеграції в залежності від числа стовпців трикутних ґратчастих повітряних дірок в хвильоводах на довжині хвилі 1,55 мкм

1.7 Квадратна решітка з круглих повітряних отворів

На відміну від трикутних решітчастих структур, квадратні решітчасті структури можуть відображатися у вигляді цілого числа стовпчиків. На рис. 1.24 показані структури фотонно-кристалічно-подібних субхвильових хвилеводів з квадратно-решітчастими повітряними отворами, а на рис. 1.25 показані їх спектри.

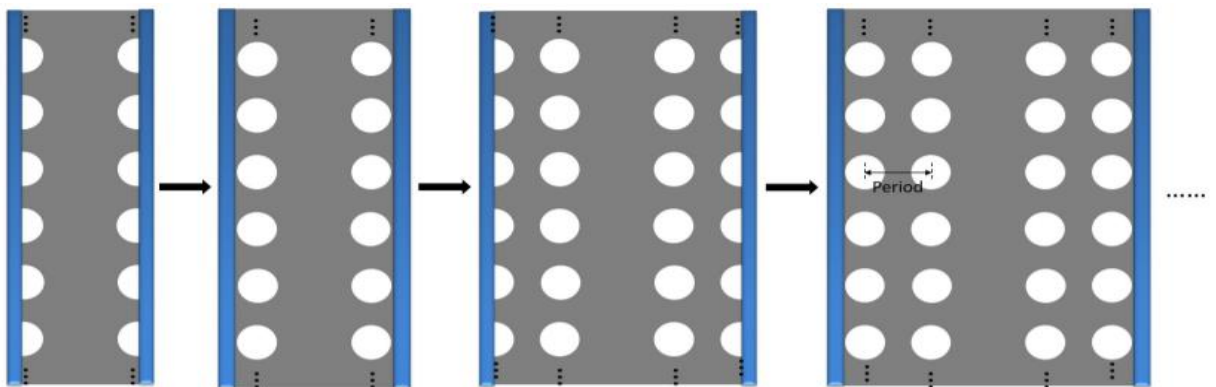


Рисунок 1.24— Квадратно-решітчасті хвилеводні структури з колонками з повітряними отворами кількістю 0,5; 1,0; 1,5; 2,0 відповідно на кожній стороні хвилеводу (період = 0,43 мкм)

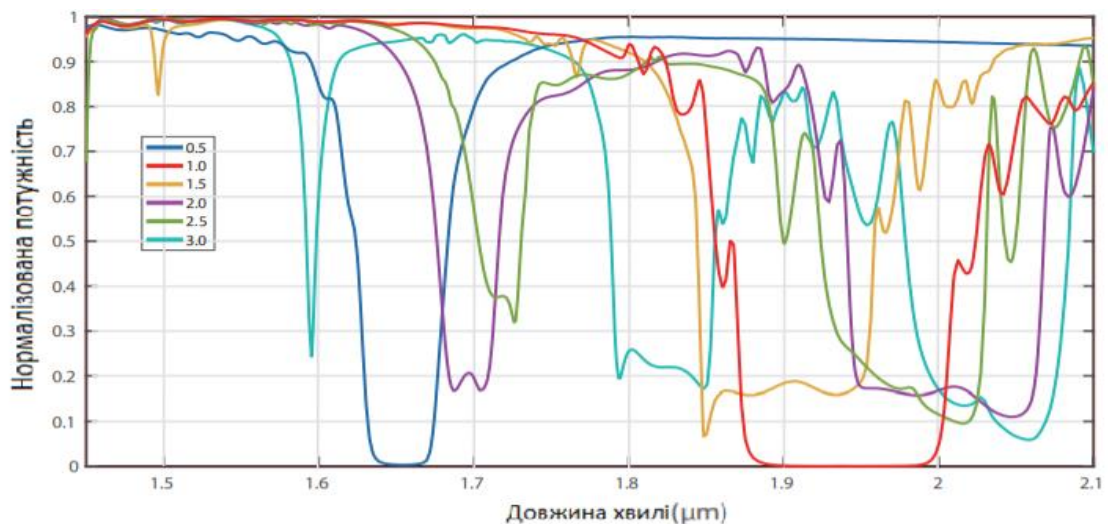


Рисунок 1.25 — Спектри квадратних решітчастих хвилеводів з різними кількостями стовпців повітряних дірок

1.7.1. Втрати на розповсюдження і щільність інтеграції в залежності від числа стовпців решітки з повітряними отворами

На рис. 1.26 показані залежності втрат при розповсюдженні і щільності інтегрування від числа стовпців повітряних дірок в гібридному хвилеводі з квадратною решіткою. Виявлено, що тенденція втрат при розповсюдженні і щільності інтеграції гібридного хвилеводу з квадратною решіткою аналогічні тенденціям хвилеводу з трикутною решіткою. Так само, коефіцієнти пропускання хвилеводів близькі до 1 в діапазоні 1,45 — 1,57 мкм.

Порівняння рис. 1.23 і 1.26 не вказує явною різниці в тенденції. Тільки є різниця в ширині хвилеводу між структурою (1,59 мкм) з 1,5 стовпами повітряних отворів і структурою (1,14 мкм) з 1 стовпчиком повітряних отворів, що дає різні щільності інтеграції 629 мм^{-1} для першого на рис. 1.23 і 877 мм^{-1} для останнього на рис. 1.26.

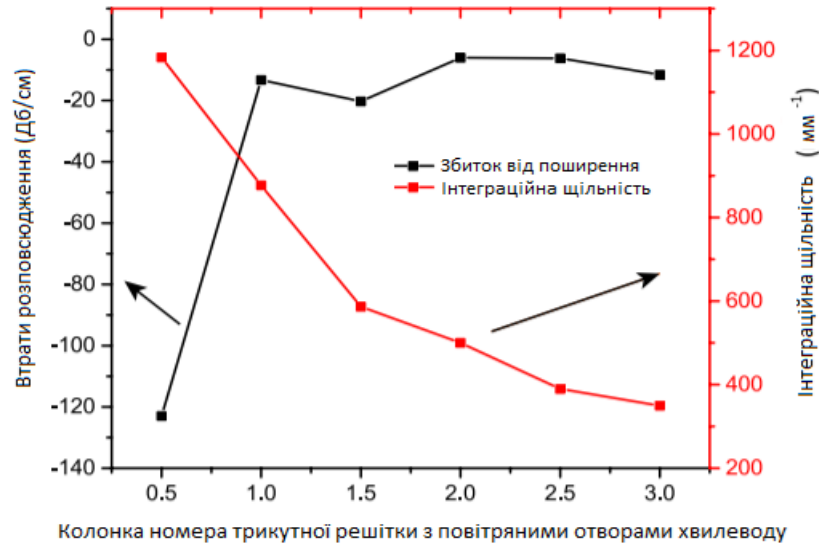


Рисунок 1.26 — Втрати розповсюдження і щільність інтеграції в залежності від кількості стовпців повітряних дірок в гібридному хвилеводі з квадратною решіткою на довжині хвилі 1,55 мкм

2 ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ФОТОННО-КРИСТАЛІЧНИХ ХВИЛЕВОДІВ

2.1 Зонні діаграми двовимірних фотонних кристалів

Аналіз, розроблений для одномірних фотонних кристалів, вже показав деякі з найбільш фундаментальних особливостей фотонних структур, які не залежать від розміру кристала. Однак сама простота одномірного випадку, коли поширення хвиль обмежується одним напрямком, не дозволяє розглядати питання, які стають критичними при більших вимірах. Як приклад, існування фотонних заборонених зон, а також відповідних частотних діапазонів. Навпаки, у двовимірному випадку, існують не тільки два основні напрямки поширення хвиль замість одного, але й поляризація хвилі впливає на дисперсійні властивості. Із цієї причини сама можливість одержання повної фотонної забороненої зони для всіх напрямків поширення в площині й для двох основних поляризацій (TE і TM) далека від очевидності.

2.1.1 Квадратна решітка

Незведена зона Бріллюена квадратної решітки являє собою прямокутний трикутник (ГХМ) (рис. 2.1), гіпотенуза якого М паралельна діагоналі кожного елементарного квадрату.

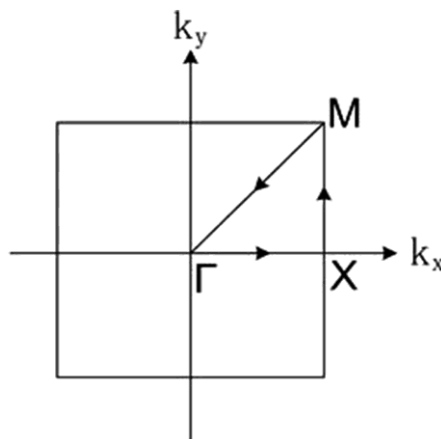


Рисунок 2.1 — Незведена зона Бріллюена для квадратної решітки

Як і для одновимірних фотонних кристалів, перший підхід до зонної діаграми полягає в довільному припущенні, що всі компоненти квадратних ґрат мають однакову діелектричну проникність ϵ_m (діаграма "вільних фотонів" рис 2.2, а). Її побудова по своїй природі не залежить від поляризації.

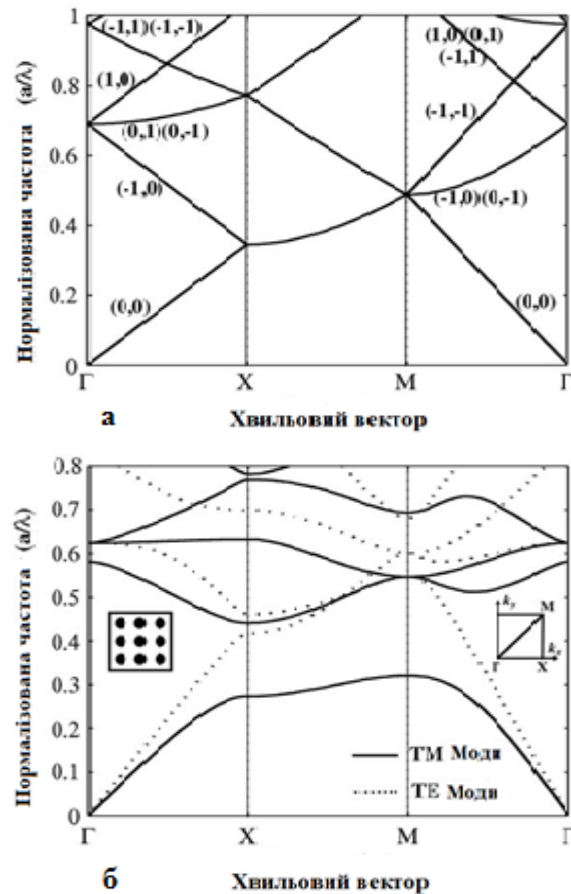


Рисунок 2.2 — Дисперсійна характеристика квадратної решітки

Наприклад, розглянемо випадок за напрямком ΓX у зворотних решітках. Виходячи з початку координат, перший край зони Бріллюена досягається в точці з координатами $(\pi/a, 0)$. Виходячи з вершини $(-2\pi/a, 0)$ решітки, край зони Бріллюена досягається в точці з координатами $(-\pi/a, 0)$. Довжина шляху в обох випадках однакова, а дві точки на краю зони Бріллюена строго еквівалентні. Беручи до уваги, що нахил дисперсійних

кривих задається правилами усереднення, виходить, що відповідні дисперсійні криві $\omega(\vec{k})$ перетинаються на частоті:

$$D = \varepsilon E \quad (2.1)$$

Потім за наступними напрямками: ГХ, ХМ, ГМ, виходячи з вершин зворотних решіток, розташованих на відстанях від початку координат будується діаграма "вільних фотонів".

Кривизна, яка спостерігається для деяких ліній дисперсії, виникає через те, що траєкторія, за якою іде кінець хвильового вектора \vec{k} , не проходить на початку координат у зворотних решітках. Інакше кажучи, модуль хвильового вектора \vec{k} не дотримується лінійного розподілу.

Рис. 2.2, б являє собою зонну діаграму, розраховану для квадратних решіток циліндричних діелектричних стрижнів з діелектричною проникністю $\varepsilon = 9$, що проходить у повітрі ($\varepsilon = 1$). Поляризації ТМ і ТЕ представлені на цій діаграмі суцільними й штриховими кривими відповідно.

Тут слід зазначити подібність із діаграмою "вільних фотонів", представленою на рис. 2.2, а, з тією різницею, що тепер в областях, де раніше перетиналися криві дисперсії на діаграмі "вільних фотонів", виникають фотонні заборонені зони. Центральна частота для основної забороненої зони для поляризації ТМ (точка Х) перебуває на нормованій частоті $\omega a/2\pi c = 0,35$. Це узгоджується зі значенням частоти, яка спостерігається в точці перетинання Х на діаграмі, представленою на рис. 2.2, а. Це аж ніяк не випадковий збіг, це відбиває той факт, що величина ε_m , використувувана для діелектричної проникності при розрахунках діаграми "вільних фотонів", дорівнює середньої діелектричної проникності квадратної решітки, утвореної діелектричними стрижнями.

Одним з найбільш важливих результатів, представлених на рис. 2.2, є різна поведінка при поляризаціях ТМ і ТЕ. Таким чином, фотонні заборонені

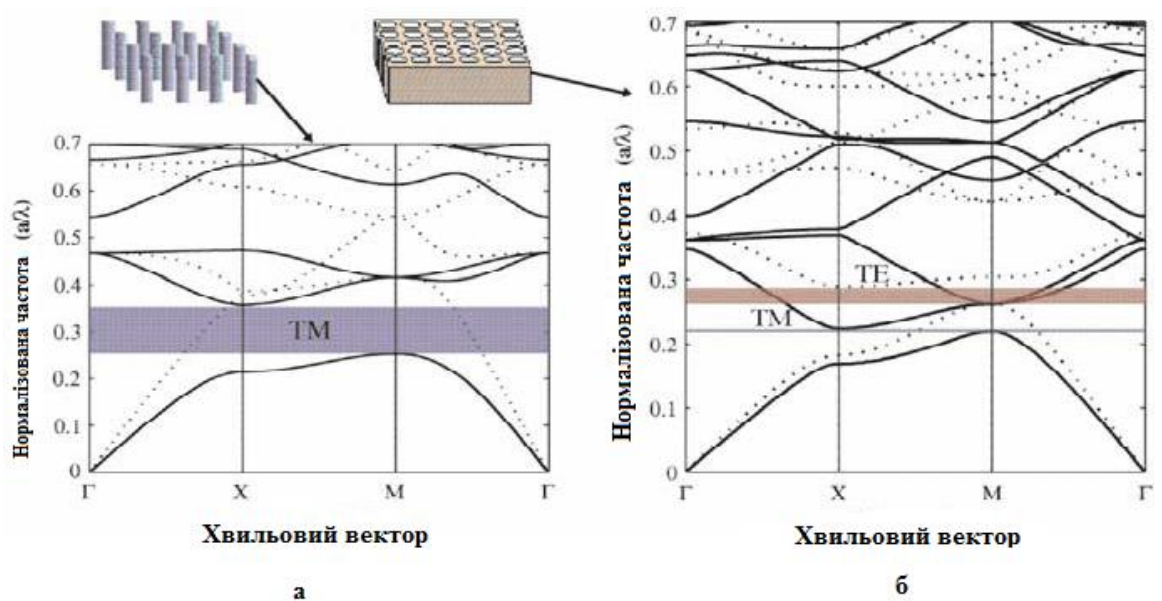
зони, як видно, значно більші при поляризації ТМ, чим при ТЕ-поляризації. Заборонені зони при ТМ-поляризації мають тенденцію перекриватися по трьом головним напрямкам поширення й, отже, уздовж будь-якого напрямку поширення в площині. Очевидним наслідком є відсутність повної фотонної забороненої зони для квадратної решітки. Можна також помітити, що заборонені зони при ТМ-поляризації виникають при більш низьких енергіях фотонів, чим відповідні заборонені зони при ТЕ-поляризації. Усі ці відмінності між поляризаціями ТМ і ТЕ можуть бути фактично пояснені тим, що діелектричні стрижні не з'єднано один з одним.

Для мод ТМ електричне поле паралельне осям циліндрів і залишається незмінним при перетинанні границі розділу між діелектриком і повітрям. У цьому випадку вектор зсуву може бути сильно локалізований усередині циліндрів, тим самим мінімізуючи енергію основної моди. Напроти, для першого збудженого режиму поле, по більшій частині, локалізоване усередині повітряної області: тому його енергія набагато вище, і більша заборонена зона відокремлює цю моду від основної моди. При ТЕ-поляризації електричне поле простягнеться в площині поширення перпендикулярно циліндричним стрижням. Тому безперервні силові лінії ТЕ-мод змушені проникати усередину повітряної області, якщо вони повинні з'єднувати сусідні стрижні. Це відноситься не тільки до збуджених режимів, але й до основного режиму. Таким чином, поділ енергії між першою збудженою ТЕ-модою й основною модою зменшується, що приводить до менших розривів в області ТЕ. З іншого боку, ТЕ-моди, будучи більш сильно локалізованими усередині повітряної області, звичайно мають більш високі енергії, чим ТМ-моди того ж порядку.

Протилежна ситуація виникає, коли області високої діелектричної проникності зв'язані одна з одною, як це має місце для квадратної решітки отворів, просвердлених в діелектричній підкладці.

На рис. 2.3 представлено пряме порівняння зонних діаграм цих двох типів структур. Як видно, всупереч квадратній решітці діелектричних

стрижнів у повітрі (рис. 2.3, а) квадратної решітки, утворені повітряними колонами в діелектричній підкладці (рис. 2.3, б), демонструють більші фотонні заборонені зони при ТЕ-поляризації чим при поляризації ТМ. Тут знову ж зони ТМ і ТЕ не перекриваються, і повна фотонна заборонена зона не може бути досягнута. Можливий розв'язок полягає в спробі об'єднати характеристики двох типів решіток. Трикутні решітки, утворені отворами великого діаметра, створених у діелектричній підкладці, пропонують цікавий компроміс щодо цього.



- а) зонна діаграма для квадратної решітки діелектричних стрижнів у повітрі;
- б) зонна діаграма для квадратної решітки отворів, просвердлених у діелектричній підкладці.

Рисунок 2.3 — Порівняння зонних діаграм

2.1.2 Трикутна решітка

Якщо обмежитися розглядом решітки з одним "атомом" на гніздо, то трикутна решітка — це фактично двовимірنا решітка, що представляє вищу

симетрію. Зона Бріллюена являє собою шестикутник з майже круглою формою. Таким чином, кристал проявляє високий ступінь ізотропії, що є сприятливою умовою для появи всеспрямованих заборонених зон. У такий же спосіб, як і для квадратних решіток, існує можливість проектування будь-яких структур, утворених з незв'язаних діелектричних циліндрів або структур, де різні діелектричні області з'єднано один з одним.

Для кожної із цих структур можна спостерігати ту саму поведінку, що залежить від поляризації: фотонні заборонені зони для ТМ-поляризації мають тенденцію зустрічатися в ґратах, утворених ізольованими областями з високою діелектричною проникністю й заборонені зони при ТЕ-поляризації у зв'язаних решітках. Проте, як прямий наслідок геометрії трикутних решіток, так і їх більш високий ступінь компактності, зв'язані решітки прагнуть об'єднати ці дві переваги, коли діаметр отворів наближається до періоду решітки. У цьому випадку стінки пор стають дійсно настільки тонкими, що залишкові діелектричні "жили" майже ізольовані. На рис. 2.4 представлена фотонна зонна діаграма трикутної решітки, утвореної порами, створеними фотохімічним травленням у кремнієвій підкладці.

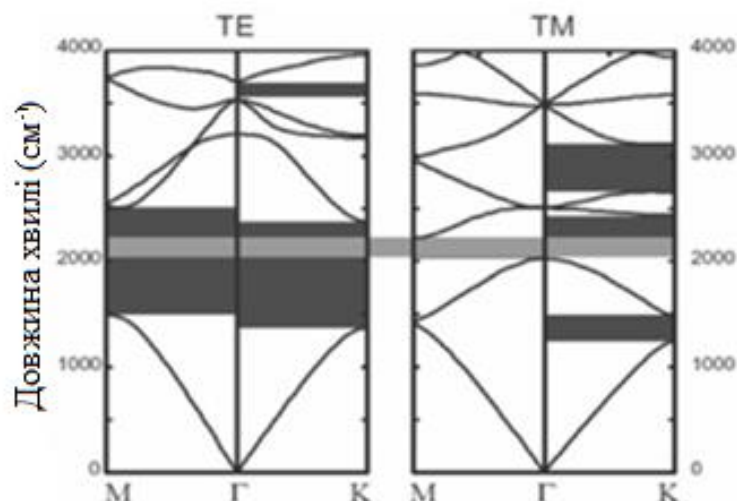


Рисунок 2.4 — Трикутна решітка, утворена порами, створеними в діелектричній підкладці й відповідній зони Бріллюена

2.2 Моделювання методом скінченних різниць в часовій області

Моделювання електродинамічних систем методом скінченних різниць в часовій області — це фактично моделювання в часовій області для різноманітних електромагнітних задач. Ця методика використовує скінченні різниці як наближення до просторових та часових похідних електромагнітних полів E та H , які фігурують у рівняннях Максвелла, як це наведено в рівняннях (2.2) та (2.3). У цьому моделюванні зазвичай припускається, що середовище є лінійним, ізотропним та не дисперсійним (властивості, що не залежать від поля, напрямку та частоти), щоб спростити постановку та розв'язання задач.

Зазвичай розглядається хвильове рівняння або рівняння Гельмгольца, як традиційний метод розв'язання електромагнітних задач, але, зрештою, метод скінченних різниць в часовій області безпосередньо стосується рівнянь Максвелла. Для того, щоб чисельно опрацювати рівняння Максвелла та розробити схему моделювання, закони Ампера та Фарадея можна записати у такому спеціальному вигляді:

$$\partial_{\alpha} H_{\beta} - \partial_{\beta} H_{\alpha} = \sigma E_{\gamma} + \varepsilon \partial_t E_{\gamma}, \quad (\alpha, \beta, \gamma = x, y, z), \quad (2.2)$$

$$\partial_{\alpha} E_{\gamma} - \partial_{\gamma} E_{\alpha} = \mu \partial_t H_{\beta}, \quad (2.3)$$

де $\partial_{\alpha} = \partial / \partial \alpha$ і т.д. Ці шість диференціальних рівнянь першого порядку утворюють пов'язану систему, придатну для чисельних обчислень, і їх можна безпосередньо перетворити в алгоритми моделювання, які обчислюють розповсюдження поля скрізь матеріальне середовище у певний час або визначають поля в точці зонда у всі моменти часу, тобто фактично імпульсну характеристику.

Розглянемо основні концепції методу скінченних різниць в часовій області, обмежившись найпростішим випадком, щоб можна було

використати їх пізніше у конкретних задачах. Для простоти, та розширення до 2D та 3D випадків, ми припускаємо далі одновимірну систему з виділеним напрямком z-поляризованого x-спрямованого поля у середовищі без втрат ($\sigma = 0$). У цьому випадку розповсюдження не має змін у напрямках \hat{y} і \hat{z} , тобто $\partial_x \neq 0$, $\partial_y = 0$, і $\partial_z = 0$. Це дозволяє переписати рівняння (2.2) та (2.3) у формі:

$$\partial_x H_y = \varepsilon \partial_t E_z \quad (2.4)$$

$$\partial_x E_z = \mu \partial_t H_y \quad (2.5)$$

для існуючих полів E_z і H_y . Просторова похідна працює на обох полях для значень координат, встановлених на кожному часовому наборі, що описані нижче.

Використовуючи кінцеві різниці першого порядку похідних та рис. 2.5 як орієнтир для дискретизації у просторі та часі з алгоритмом стрибків, диференціали в рівняннях (2.4) та (2.5) можуть бути реалізовані у формі скінченних різниць в часовій області. На рис. 2.5 показана просторова діаграма алгоритму Yee що показує просторове зміщення між електричним та магнітним полями. Компоненти E_z позначені як замкнуті кола, а компоненти H_y як відкриті кола на осі x . Напрямок вектора Умова-Пойтінга (потік світлової енергії) – уздовж осі x . Ціле число представляє просторовий індекс $x = i\Delta x$, а затим представляє часовий крок $t = n\Delta t$, де Δx та Δt , відповідно, описують просторові та часові зсуви.

Часто використовують кінцево-різницеvu (фактично центрально-різницеvu) апроксимацію похідної функції у точці x_0 : $\partial_x f(x)|_{x_0} \approx [f(x_0 + \Delta x/2) - f(x_0 - \Delta x/2)](\Delta x)^{-1}$ з точністю другого порядку, тобто похибка становить $O[(\Delta x)^2]$.

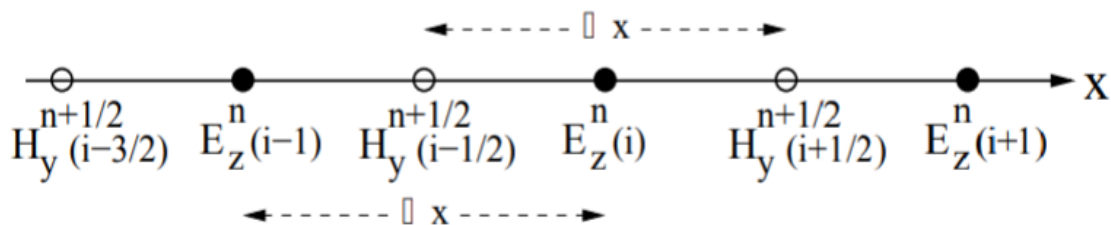


Рисунок 2.5 — Типова схема моделювання скінченних різниць в часовій області

Тут функція (у напрямку x), що представляє поля фактично не дискретизується в x_0 . Натомість функція дискретизується у сусідніх точках $x_0 \pm \Delta x / 2$. Ця ідея була першою використана Yee для розробки чисельного алгоритму скінченних різниць в часовій області для полів в обчислювальній сітковій схемі, відомій як решітка Yee. Типовий приклад цього для 1D-випадку наведено на рис. 2.5, де різниця двох сусідніх компонентів розділена Δx і розташована на відстані $\pm \Delta x / 2$ по обидві сторони від H -компонента, і навпаки. Тут компоненти E та H чергуються в просторі решітки з інтервалами $\Delta x / 2$. Ця умова дає чисельне наближення для похідної поля. Наприклад, похідна поля E , $\partial E / \partial x$, дозволяє здійснювати ступінчасте складання компонента H .

Використовуючи вищезазначену ідею кінцевих різниць як у похідних за простором, так і за часом, і, провівши кілька алгебраїчних кроків, включаючи $\lambda = \Delta t / \varepsilon$ і $\Lambda = \Delta t / \mu$, ми можемо дійти до ітераційного алгоритму для поля E_z і поля H_y які поширюються з кроком у часі:

$$E_z^{n+1}(i) = E_z^n(i) + \lambda \partial_x H_y^{n+\frac{1}{2}}, \quad (2.5)$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+1/2) + \Lambda \partial_x E_z^n. \quad (2.6)$$

Треба звернути увагу, що обчислення розташовані в різних шарах як у просторі, так і в часі. Наприклад, нове значення E_z за часовий крок $n+1$

обчислюється з попереднього значення E_z за n і нових значень H_y за $n+1/2$. Це основна парадигма методу скінченних різниць в часовій області. Зауважимо, що індекси часу $n, n+1, n+1/2, n-1/2, n-1/2$ у верхньому індексі рівнянь (2.5) та (2.6) випадають із комп'ютерного коду, оскільки час є неявним у вибраному методі моделювання. Вони з'являються лише за ітеративний часовий цикл, що характеризує розповсюдження поля. Хвильове рівняння може бути реалізовано безпосередньо для розповсюдження полів, беручи наближення кінцевої різниці для похідних другого порядку. Однак методи визначення полів, як випливає з рівнянь (2.5) та (2.6), вважаються надійними методами, оскільки вони залучають обидва поля в алгоритмі.

Діаграма на рис. 2.6 пояснює процес моделювання скінченних різниць в часовій області для комп'ютерного експерименту у обчислювальному просторі.

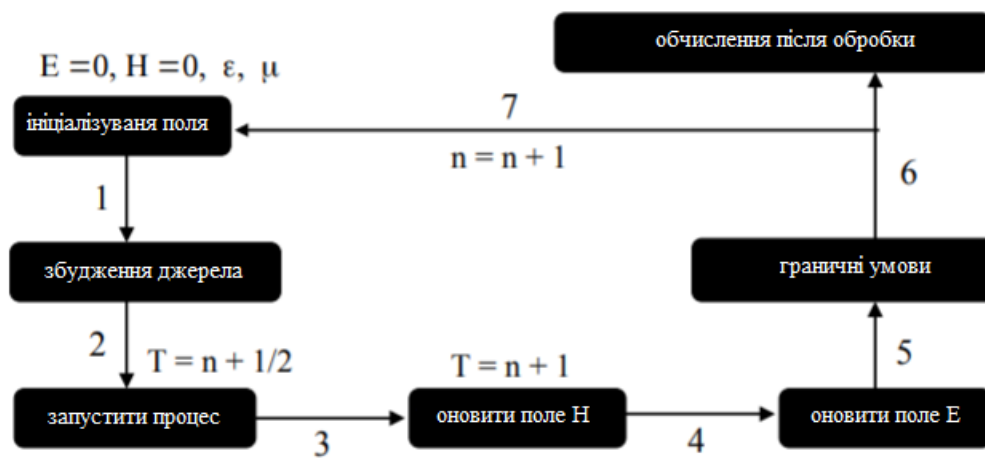


Рисунок 2.6— Діаграма, що показує процес моделювання

Поля E та H зазвичай ініціалізуються від нуля, ϵ та μ надаються в задачі. n або T являють собою дискретні часові кроки, в яких коефіцієнт $1/2$ позначає часовий крок, відповідний режиму поля.

Після визначення та дискретизації обчислювальної області у вузли моделювання скінченних різниць в часовій області, початкові значення полів

E та H у вузлах слід призначати перед початком обчислення. Зазвичай поля E та H ініціалізуються за нульових значень. Тому спочатку є два заповнені масиви з нулями в одновимірному випадку. Подібним чином, чотири масиви виникають в 2D, а шість масивів виникають у 3D-випадках. Ці масиви оновлюються шляхом розповсюдження полів з кроком часу через цикл, позначений 1–2–3–4–5–6–7, що відповідає термінології, описаній у кожній з чорних кнопок на рис. 2.2, так що масиви, сформовані в циклі, містять інформацію про значення компонентів поля з відповідними координатами.

Після процесу ініціалізації джерело випромінювання слід вводити в елемент масиву одного з полів. Алгоритм моделювання скінченних різниць в часовій області підтримує будь-які типи вихідних сигналів, такі як Гаусівські, гармонічні тощо. Джерело випромінювання змінюється в часі, тому вузли джерела повинні ініціалізуватися на кожному часовому кроці. Іншим найважливішим фактором у процесі моделювання скінченних різниць в часовій області є реалізація граничних умов. Основною концепцією є те, що граничні умови дозволяють розглядати кінцевий розмір фотонного кристала як нескінченну систему.

2.3 Аналіз результатів чисельних розрахунків

В даній роботі розглядаються дві схеми лінійного фотонно-кристалічного хвилевода. Вони відрізняються шириною хвилеводного каналу. Спочатку розглянемо випадок коли хвилеводний канал є пустотілим. Локалізація електромагнітної енергії в хвилеводі реалізується за рахунок його періодичної оболонки. Ця оболонка представлена двовимірним фотонним кристалом який сформовано трикутною сіткою пустотілих отворів в масиві діелектрика.

Хвилеводний канал формується через видалення одного ряду циліндрів із цієї періодичної структури. В результаті формується так званий лінійний дефект періодичності фотонного кристалу.

Аналіз таких структур звичайно починається з побудови дисперсійної діаграми. Це завдання розв'язувалося шляхом чисельних розрахунків в спеціалізованому пакеті MIT Photonic Bands (MPB). Ця програма дозволяє розраховувати власні частоти фотонно-кристалічних структур різної розмірності на основі застосування методу розкладання по плоским хвилям.

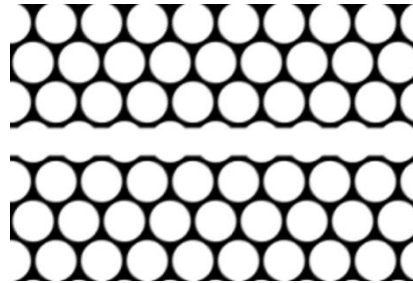
Треба відзначити, що при розрахунках дисперсії фотонно-кристалічних хвилеводів достатньо обмежитися лише одним напрямком хвильового вектору. Зрозуміло, що це напрямок розповсюдження хвилі уздовж хвилеводу.

Результати розрахунків представлені на рис. 2.7. На цьому рисунку наведена схема фотонно-кристалічного хвилеводу та його дисперсійна діаграма. Дисперсійна діаграма побудована в межах першої зони Бріллюена. Це означає, що по вісі абсцис на цій діаграмі відкладені значення нормованого хвильового вектора уздовж координатної вісі ОХ. По вісі ординат відкладена нормована частота. Горизонтальна полоса показує фотонну заборонену зону оболонки фотонно-кристалічного хвилеводу. Саме в цьому частотному діапазоні можлива локалізація енергії в хвилеводному каналі. З рисунку 2.7, б видно, що в межах фотонної забороненої зони реалізується одна дисперсійна крива, що відповідає хвилеводним режимам цієї структури. Слід зазначити, що в даному випадку ці режими обмежені як про частоті так і по фазовій швидкості хвилеводної хвилі.

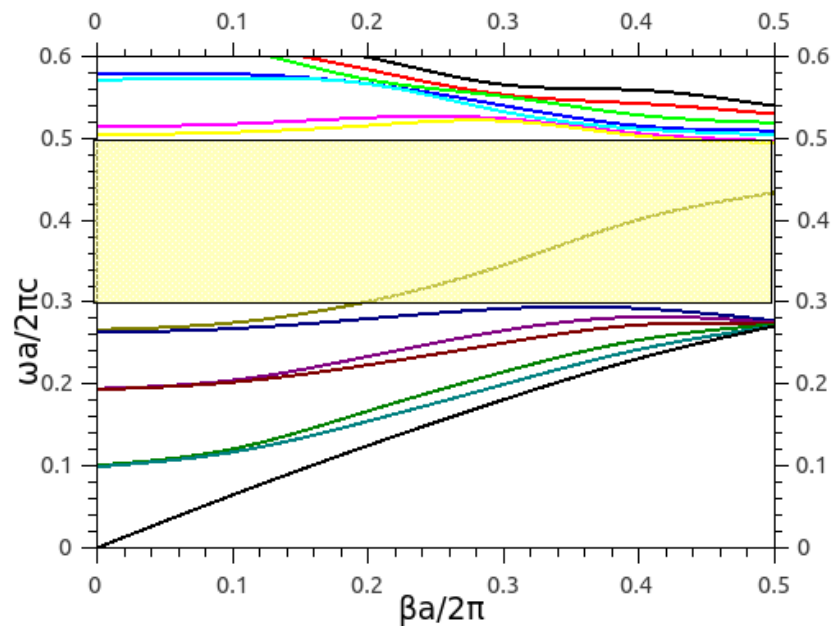
З дисперсійної діаграми також видно, що хвилеводні режими в такій структурі можливі як для швидких хвиль так і для сповільнених хвиль. Ці хвилі розрізняються фазовою швидкістю. Швидкі хвилі мають фазову швидкість більшу за швидкість світла у вакуумі. Сповільнені хвилі мають фазову швидкість меншу за швидкість світла.

З рис. 2.7, б можна визначити частотний діапазон роботи фотонно-кристалічного хвилеводу: $\frac{\omega a}{2\pi c} = 0,3 \div 0,5$. Саме в цьому діапазоні існують

розв'язки дисперсійного рівняння цієї структури, що відповідають хвильовим режимам.



а)



б)

Рисунок 2.7 — Схема фотонно-кристалічного хвильоводу (а) та його дисперсійна діаграма (б)

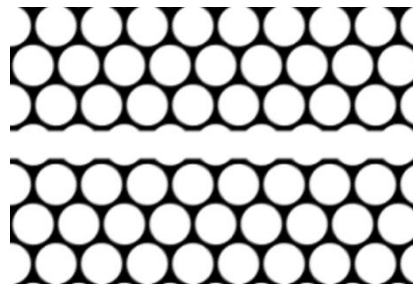
Ця інформація є попередньою для аналізу спектральних характеристик фотонно-кристалічного хвильоводу. Для розрахунку цих характеристик використовувався інший спеціалізований програмний пакет MEER. Цей пакет використовує метод скінченних різниць у часовій області (FDTD).

Результати розрахунку представлені на рис. 2.8. Уздовж осі абсцис відкладена нормована частота, уздовж вісі ординат — коефіцієнт пропускання. З цього рисунку видно, що хвилевод пропускає електромагнітну енергію в діапазоні частот: $\frac{\omega\alpha}{2\pi c} \approx 0,29 \div 0,44$. Порівняння з рис. 2.7 вказує на досить хорошу відповідність результатів розрахунку в різних пакетах.

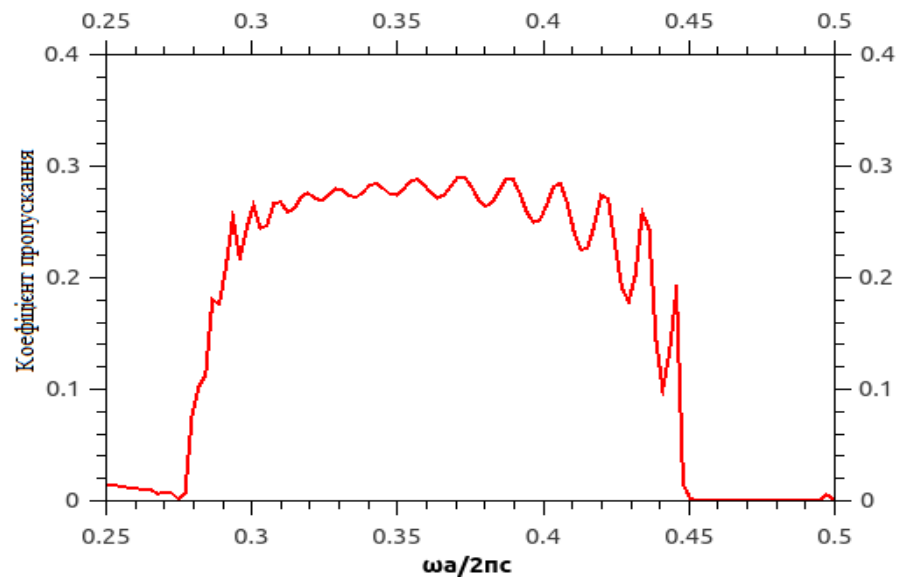
Розрахунки спектральних характеристик проводилися за наступним алгоритмом. Спочатку формується обмежена хвилеводна структура. При її побудові треба враховувати, що в межах фотонної забороненої зони поле електромагнітної хвилі загасає в фотонному кристалі за експоненціальним законом. Відомо, що для достатнього загасання треба щонайменше шість періодів структури. Тому з кожного боку хвилевода було сформовано фотонно-кристалічні структури з шістьма періодами уздовж вісі ОУ. На наступному етапі побудови моделі формується джерело випромінювання яке розміщується на одному з країв хвилеводу. Для того, щоб отримувати результати розрахунку в певному частотному діапазоні, джерело випромінювання повинно бути Гаусовим. Це означає, що воно випромінює сигнал з Гаусівським спектром. Для прийому цього сигналу на іншому кінці хвилеводу треба розташувати детектор. Оскільки детектор повинен приймати більшу частину енергії випромінювання джерела, то розмір цього детектора повинен бути більшим, ніж ширина хвилеводного каналу. Слід зазначити, що вся структура повинна бути оточена поглинаючою поверхнею — так званим РМЛ шаром.

З рис. 2.8 видно, що спектральна характеристика має дещо нерівномірний характер. Спостерігаються численні максимуми та мінімуми проходження, що за своєю природою являються інтерференційними. Це звичайний результат для фотонно-кристалічних хвилеводів такої конфігурації, оскільки його стінки фактично є періодично неоднорідними.

Таким чином, у випадку одномодового фотонно-кристалічного хвилеводу можна зробити висновок, що його робочий діапазон частот менший ніж ширина фотонної забороненої зони. Це може обмежувати можливості застосування такої структури для передачі широкосмугових сигналів. Розглянемо далі один із методів розширення частотного діапазону фотонно-кристалічного хвилеводу. Збільшимо ширину хвилеводного каналу шляхом видалення ще двох рядків пустотілих циліндрів.



(a)



(б)

Рисунок 2.8— Схема одномодового фотонно-кристалічного хвилеводу (а) та його спектральна характеристика (б)

Таким чином, ширина пустотілого каналу збільшується майже в три рази. Схема такого хвилеводу представлена на рис. 2.9, а. На рис. 2.9, б представлена дисперсійна діаграма. Видно, що в цьому випадку в межах

фотонної забороненої зони реалізуються три дисперсійні криві, які по частоті охоплюють весь діапазон цієї забороненої зони, але треба відзначити, що в залежності від фазової швидкості хвильоводних хвиль ця структура може бути не тільки трьохмодовою, але й двомодовою та одномодовою.

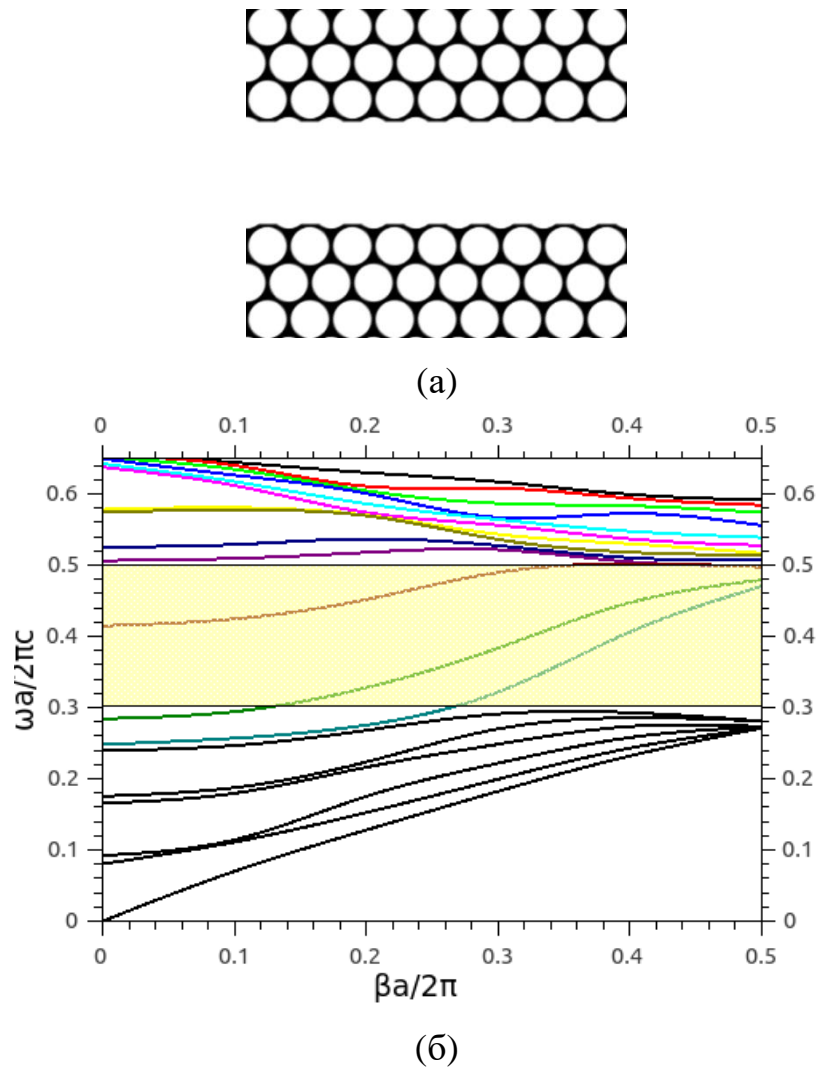


Рисунок 2.9 — Схема фотонно-кристалічного хвильоводу зі збільшеною шириною хвильоводного каналу (а) та його дисперсійна діаграма (б)

Таким чином можна очікувати, що робочий діапазон цього хвильоводу буде ширшим у порівнянні з попереднім варіантом. Результати розрахунків спектральної характеристики наведені на рис. 2.10. З рисунка видно що, дійсно, діапазон частот в якому хвильовід пропускає електромагнітну енергію розширився і охопив практично всю фотонну заборонену зону.

Але, на відміну від одномодового хвилеводу, залежність коефіцієнту пропускання від частоти є досить нерівномірною. В низькочастотній частині фотонної забороненої зони спостерігається майже повне проходження електромагнітної енергії. З підвищенням частоти коефіцієнт пропускання зменшується приблизно за лінійним законом. Таким чином для отримання більш рівномірної спектральної характеристики необхідно робити модифікацію структури фотонно-кристалічного хвилеводу.

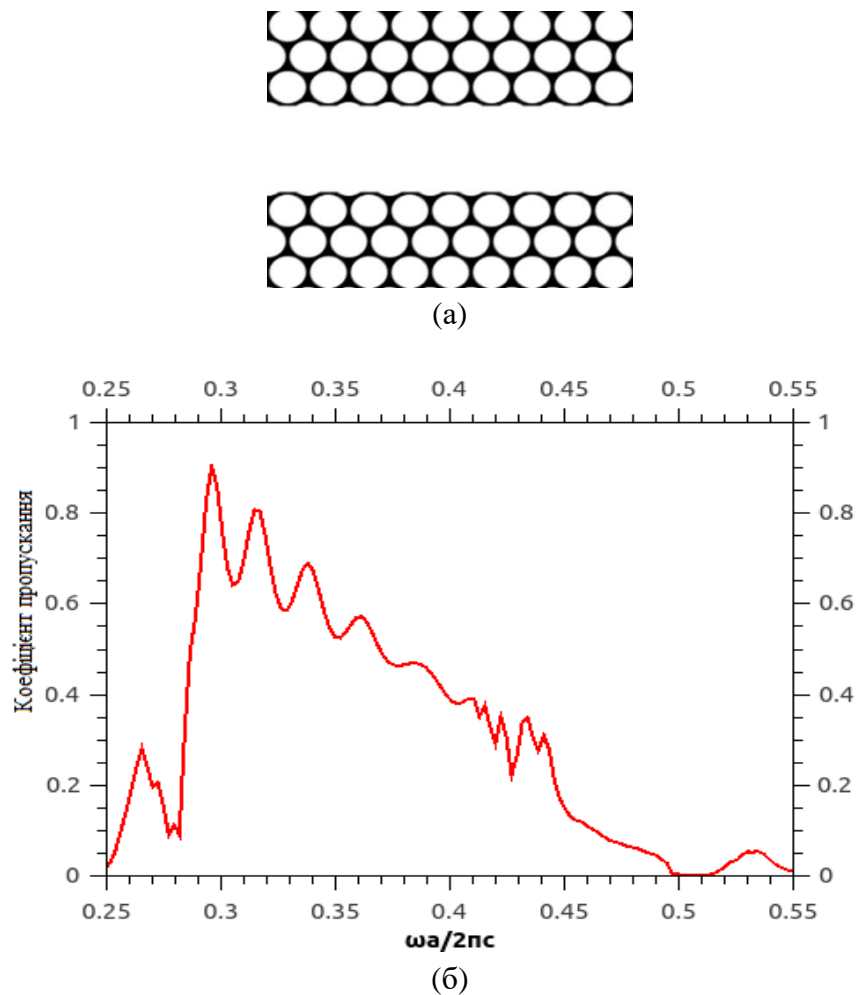
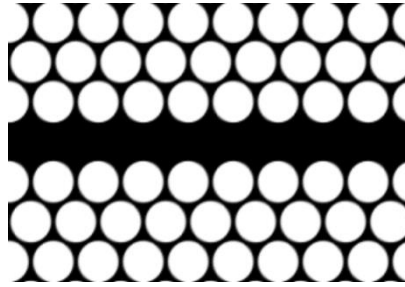


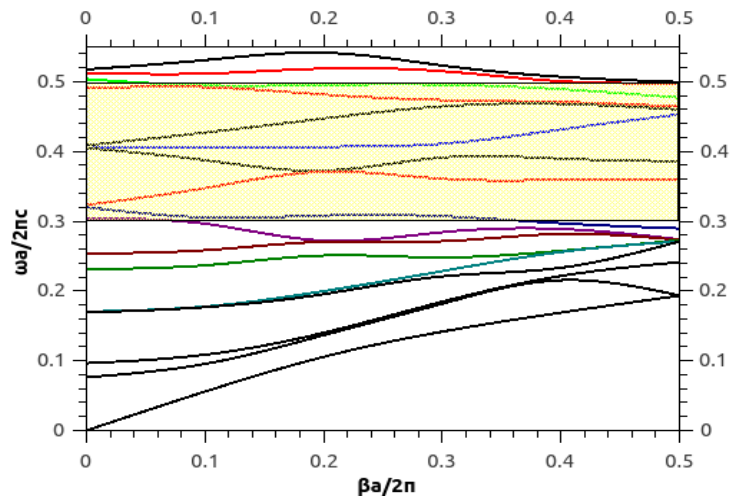
Рисунок 2.10 — Схема багатомодового фотонно-кристалічного хвилеводу (а) та його спектральна характеристика (б)

Важливо відзначити, що в межах полоси пропускання такий хвилевід не має жодного провалу коефіцієнту проходження. Це важливо для передачі широкосмугових сигналів без суттєвого спотворення їх форм. Розглянемо далі інший варіант реалізації фотонно-кристалічного хвилеводу. Його схема

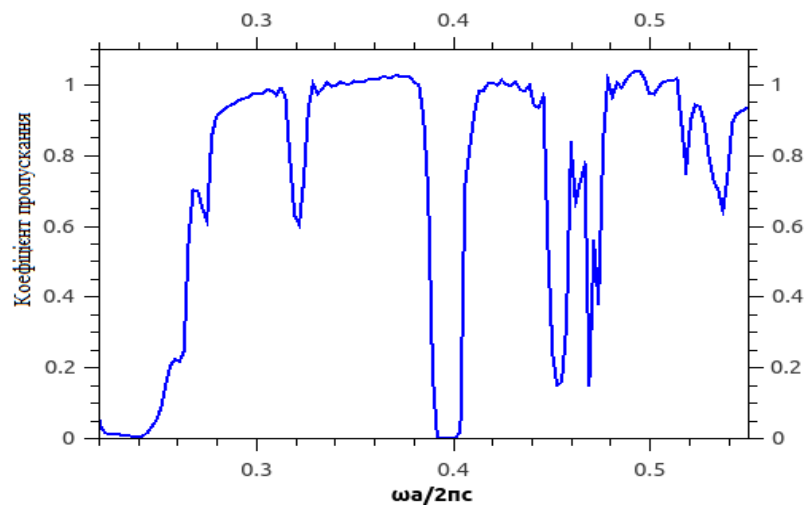
представлена на рис. 2.11, а. В цьому випадку хвилеводний канал є не пустотілим, а діелектричним.



(a)



(б)



(в)

Рисунок 2.11 — Схема фотонно-кристалічного хвилеводу з діелектричним каналом (а), його дисперсійна діаграма (б) та спектральна характеристика (в)

В цьому випадку існує два механізми локалізації електромагнітної енергії в цьому каналі. Перший механізм — це повне внутрішнє відбиття, аналогічно тому яке відбувається у звичайних діелектричних хвилеводах. Другий механізм — це фотонна заборонена зона, що характерна тільки для фотонно-кристалічних хвилеводів.

Отже, в цьому випадку формуються хвилеводні режими структури які відповідають цим двом механізмам. Результати розрахунку дисперсійних характеристик такого фотонно-кристалічного хвилеводу представлені на рис. 2.11, б. Як і очікувалося в межах фотонної забороненої зони формується кілька дисперсійних кривих, які відповідають хвилеводним режимам різної природи. Хоча ці криві охоплюють весь частотний діапазон фотонної забороненої зони, це ще не означає що спектральна характеристика буде рівномірною. Це підтверджується результатами розрахунку представленим на рис. 2.11, в.

Очевидно, що спектральна характеристика містить досить глибокі провали коефіцієнту проходження. Особливо для $\frac{\omega\alpha}{\pi c} = 0,395$. Порівняння з дисперсійною діаграмою на рис. 2.11, б показує, що в околиці частоти 0,4 дисперсійні криві реалізуються тільки для дуже великих значень фазової швидкості, близьких до нескінченності. В цьому випадку групова швидкість сигналу практично дорівнює нулю і реалізується режим стоячих хвиль.

З іншого боку слід відзначити, що такий хвилевід може пропускати сигнали з частотою за межами фотонної забороненої зони.

Цей результат обумовлений наявністю хвилеводних режимів, що формуються завдяки повному внутрішньому відбиттю від меж хвилеводу.

Перевагою цього типу хвилеводу є можливість знаходження частотних смуг з практично однорідними спектральними характеристиками та повним проходженням енергії сигналу через хвилевід.

ВИСНОВКИ

В атестаційній роботі зроблено аналітичний огляд науково-технічної літератури з питань, пов'язаних з фотонно-кристалічними структурами різної розмірності, хвилеводів на їх основі, та засобів розрахунку їх електродинамічних характеристик.

Визначено структуру фотонно-кристалічних хвилеводів. Її основу складають лінійні дефекти періодичності нескінченного фотонного кристала. Розглянуто два варіанти хвилеводів — з діелектричним каналом та з пустотілим каналом.

Розроблено розрахункові проекти для комп'ютерних пакетів MIT Photonic Bands та MEEP, які дозволяють отримувати дисперсійні характеристики, просторовий розподіл координатних компонентів електромагнітного поля, спектральні характеристики у визначеному діапазоні частот.

На основі чисельних розрахунків побудовані дисперсійні діаграми для різних варіантів конструкції фотонно-кристалічних хвилеводів. Отримані спектральні характеристики одномодових та багатомодових фотонно-кристалічних хвилеводів.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state electronics // *Physical Review Letters*. 1987. Vol. 58(20). P. 2059.
2. Solli D.R., McCormick C.F., Chiao R.Y. Experimental demonstration of photonic crystal waveplates // *Appl. Phys. Lett.* 2003. Vol. 82. P. 1036—1038.
3. Bruyant A., Léron del G., Reece P.J., Gal M., All silicon omnidirectional mirrors based on one-dimensional photonic crystals // *Appl. Phys. Lett.* 2003. Vol. 82. P. 3227—3229.
4. Qi Jia. Cascaded photonic crystals in Ti-diffused LiNbO₃ strip waveguide // *Materials Letters*. 2017. Vol. 202. P. 150—153.
5. Akahane Y., Asano T., Song B.S. High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal // *National Library of Medicine*. 2003. Vol. 425. P. 944—947.
6. Happ T.D., Markard A., Kamp M. InP-based short cavity lasers with 2D photonic crystal mirror // *Electron. Lett.* 2001. Vol. 37. P. 428—429.
7. Akahane Y., Mochizuki M., Asano T., Tanaka Y. Design of a channel drop filter by using a donor-type cavity with high-quality factor in a two-dimensional photonic crystal slab // *Appl. Phys. Lett.* 2003. Vol. 82. P. 1341—1343.
8. Wang Z., Fan S.H. Optical circulators in two dimensional magneto-optical photonic crystals // *Opt. Lett.* 2005. Vol. 15. P. 1989—1991.
9. Zhu Z.H., Ye W.M., Ji J.R., Yuan X.D. High-contrast light-by-light switching and AND gate based on nonlinear photonic crystals // *Opt. Express*. 2006. Vol. 14. P. 1783—1788.
10. Белотелов В. И., Звездин А. К. Фотонные кристаллы и другие материалы. Москва: Бюро Квантум, 2006. 144 с.
11. Фотонно-кристаллические волноводы в биомедицинских исследованиях / Ю. С. Скибина // *Квантовая электроника*. 2011. Т. 41, №4. С. 284—301.

12. Наний О. Е., Павлова Е. Г. Фотонно-кристаллические волокна // *Lightwave Russian Edition*. 2004. №3. С. 47 —53.
13. Burambayeva, N.A., Sirenko, Y.K., Sautbekov, S.S., Vertiy, A.A., Yashina, N.P. Synthesis of 2-D photonic crystals of finite thickness with ultra-wide bandgaps // *Telecommunications and Radio Engineering*. 2019. Vol. 78(19). P. 1691—1699.
14. Brovenko, A.V., Vertiy, A.A., Melezhik, N.P., Melezhik, P.N., Poyedinchuk, A.Y. One-dimensional inverse problems of electromagnetic sounding of stratified dielectric media // *Telecommunications and Radio Engineering*. 2016. Vol. 75(6). P. 477—487.
15. Оптика наноструктур / С. В. Гапоненко и др.; под ред. А. Ф. Федорова. Санкт-Петербург: Недра, 2005. 326 с.
16. Joannopoulos J. D., Johnson S. G., Meade R. D., Winn J N. Photonic crystals: molding the flow of light: 2nd edition. Princeton University Press, Princeton. NJ, USA, 2008.
17. Jens B. The effective index method and its application to semiconductor lasers // *IEEE J. Quantum Electron*. 1982. Vol. 18. P. 1083—1089.
18. Born M., Wolf E. Foundations of Geometrical Optics. In *Principles of Optics*. Cambridge: University Press. 1999. Vol. 18. P. 116—139.