

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)

СПОВІЛЬНЕНІ ХВИЛІ В ДВОВИМІРНОМУ  
ФОТОННО-КРИСТАЛІЧНОМУ ХВИЛЕВОДІ  
(тема)

Виконала:  
студентка 2 курсу, групи ФТОІм-18-1  
Івасишина К. С.  
(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 Одаренко Є. М.  
(посада, прізвище, ініціали)

Допускається до захисту

Зав. кафедри

\_\_\_\_\_  
(підпис)

Мачехін Ю.П.  
(прізвище, ініціали)

2019 р.

Харківський національний університет радіоелектроніки

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

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедри \_\_\_\_\_  
(підпис)

« \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 20\_\_ р.

**ЗАВДАННЯ**  
НА АТЕСТАЦІЙНУ РОБОТУ

студентці Івасишиній Катерині Сергіївні  
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи Сповільнені хвилі в двовимірному фотонно-кристалічному хвилеводі

затверджена наказом університету від " 30 " жовтня 2019 р. № 1577 Ст

2. Термін подання студентом роботи до екзаменаційної комісії 17 грудня 2019 р.

3. Вихідні дані до роботи  $ka/2\pi = 1,383$ ;  $w_1 = 2,7a$ ;  $w_2 = 4,7a$ ;  $w_3 = 6,7a$ ;  $n_2/n_1 > 2,6$ ;  
 $r/a = 0,43$ ;  $\varepsilon = 13$

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі 1 Принцип дії, особливості та сфери застосування фотонних кристалів. 2 Різновиди повільнохвильових фотонно-кристалічних структур. 3 Принцип дії, особливості та застосування фотонно-кристалічних хвилеводів. 4 Базові конфігурації хвилеводів та опис їх фізико-математичних моделей. 5 Розрахунок та дослідження дисперсійних характеристик та розподілів поля фотонно-кристалічних хвилеводів.

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

Схема оптична структурна (Л1) – вимірювальної установки

Демонстраційний матеріал – 10 шт.

### КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

| № | Назва етапів роботи                                                                                           | Терміни виконання етапів роботи | Примітка |
|---|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------|----------|
| 1 | Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел про повільнохвильові фотонно-кристалічні структури | 01.08.19 – 31.08.19             | Виконано |
| 2 | Дослідження фотонно-кристалічних хвилеводів                                                                   | 01.09.19 – 30.09.19             | Виконано |
| 3 | Виконання чисельних розрахунків та створення конфігураційного файлу                                           | 1.10.19 – 15.10.19              | Виконано |
| 4 | Аналіз отриманих результатів та параметрів фотонно-кристалічних хвилеводів                                    | 16.10.19 – 31.10.19             | Виконано |
| 5 | Оформлення пояснювальної записки                                                                              | 01.11.19 – 07.11.19             | Виконано |
| 6 | Оформлення графічних та демонстраційних матеріалів                                                            | 08.11.19 – 18.11.19             | Виконано |
| 7 | Проходження нормоконтролю та отримання рецензії                                                               | 19.11.19 – 22.11.19             | Виконано |
| 8 | Підготовка та захист атестаційної роботи                                                                      | 23.11.19 – 19.12.19             |          |

Дата видачі завдання 03 листопада 2019 р.

Студентка \_\_\_\_\_  
(підпис)

Керівник роботи \_\_\_\_\_  
(підпис) Одаренко Є. М.  
(посада, прізвище, ініціали)

## РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка атестаційної роботи: 73 с., 48 рис., 1 табл., 2 додатки, 21 джерело.

ХВИЛЕВІД, ЗАБОРОНЕНА ЗОНА, ФОТОННИЙ КРИСТАЛ, СПОВІЛЬНЕНІ ХВИЛІ, ДИСПЕРСІЙНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ, ЗОННА СТРУКТУРА, МОДА.

Об'єкт дослідження – фотонно-кристалічні хвилеводи.

Мета роботи – розрахунок характеристик фотонно-кристалічних структур та дослідження впливу зміни величини відносного радіусу спільно з постійною решітки на параметри та характеристики фотонно-кристалічних хвилеводів.

Метод дослідження – числовий метод розв'язання задач електродинаміки – метод розкладання по плоским хвилям за допомогою програмного пакету MIT Photonic Bands (MPB).

У першій частині роботи описується загальна інформація про фотонні кристали, їх принцип дії, різновиди та сфери застосування; детально описано принцип дії фотонно-кристалічних хвилеводів, їх базові конфігурації, а також сфери, у яких вони використовуються на практиці; описуються лінійні дефекти у кристалічних решітках хвилеводів, а також їх вплив на положення моди у заборонених зонах фотонно-кристалічних структур.

У другій частині роботи демонструються симетрії у фотонно-кристалічних хвилеводах, а також розрахунок дисперсійних характеристик для різноманітних симетрій у хвилеводах.

## **ABSTRACT**

The explanatory note to the attestation work: 73 p., 48 fig., 1 tab., 2 appendices, 21 sources.

WAVEGUIDE, BAND GAP, PHOTONIC CRYSTALS, SLOW WAVES, DISPERSION CHARACTERISTICS, BAND STRUCTURE, MODE.

The object of the study – photonic crystal waveguides.

The purpose of the work – calculation of the characteristics of the photonic crystal structures and researching of the influence of changing both relative radius and lattice constant on parameters and characteristics of photonic crystal waveguides.

Methods of the research – numerical method of solving problems of electrodynamics – method of plane waves expansion with help of the MIT Photonic Bands (MPB) software.

The first part of the work contains description of basic information about photonic crystals, their operating principle, varieties and application realms; particularly, operating principle of photonic crystal waveguides, their varieties and application realms are described; linear defects in crystal lattices of waveguides and their influence on the mode location in band gaps of photonic crystal structures are described as well.

The second part of the work contains demonstrations of the symmetry in photonic crystal waveguides and calculation of dispersion characteristics for different symmetries in waveguides.

## РЕФЕРАТ

Пояснительная записка аттестационной работы: 73 с., 48 рис., 1 табл., 2 приложения, 21 источник.

ВОЛНОВОД, ЗАПРЕЩЕННАЯ ЗОНА, ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ, ЗАМЕДЛЕННЫЕ ВОЛНЫ, ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ, ЗОННАЯ СТРУКТУРА, МОДА.

Объект исследования – фотонно-кристаллические волноводы.

Цель работы – расчет характеристик фотонно-кристаллических структур и исследование влияния изменения величины относительного радиуса совместно с постоянной решетки на параметры и характеристики фотонно-кристаллических волноводов.

Метод исследования – численный метод решения задач электродинамики – метод разложения по плоским волнам с помощью программного пакета MIT Photonic Bands (MPB).

В первой части работы описывается общая информации о фотонных кристаллах, их принцип действия, разновидности и сферы применения; подробно описан принцип действия фотонно-кристаллических волноводов, их базовые конфигурации, а также сферы, в которых они используются на практике; описываются линейные дефекты в кристаллических решетках волноводов, а также их влияние на положение моды в запрещенных зонах фотонно-кристаллических структур.

Во второй части работы демонстрируются симметрии в фотонно-кристаллических волноводах, а также расчет дисперсионных характеристик для различных симметрий в волноводах.

## ЗМІСТ

|                                                                        |    |
|------------------------------------------------------------------------|----|
| Вступ.....                                                             | 8  |
| 1 Аналітичний огляд фотонно-кристалічних структур.....                 | 12 |
| 1.1 Багатошарова плівка як найпростіший фотонний кристал.....          | 12 |
| 1.2 Двовимірні фотонні кристали.....                                   | 18 |
| 1.3 Заборонені зони у тривимірних структурах.....                      | 26 |
| 1.4 Лінійні дефекти у нескінченних двовимірних фотонних кристалах..... | 39 |
| 1.5 Явища у фотонно-кристалічних пластинах.....                        | 45 |
| 2 Розрахунок та аналіз дисперсійних характеристик .....                | 50 |
| 2.1 Симетрії у фотонних кристалах.....                                 | 50 |
| 2.2 Повільнохвильові системи з різною шириною порожнистого каналу..... | 52 |
| 2.3 Прямокутна симетрія у повільнохвильових системах.....              | 59 |
| 2.4 Нескінченні двовимірні фотонні кристали.....                       | 64 |
| Висновки .....                                                         | 71 |
| Перелік джерел посилання .....                                         | 72 |
| Додаток А Графічні матеріали .....                                     | 74 |
| Додаток Б Демонстраційний матеріал .....                               | 77 |

## ВСТУП

Чимало з теперішніх проривів у технологіях стали результатом більш глибокого розуміння властивостей матеріалів. Підйом наших предків від кам'яного віку до залізного віку – це значною мірою історія зростаючого визнання людством корисності природних матеріалів. Доісторичні люди виготовляли інструменти, спираючись на свої знання про міцність каменю та твердість заліза. У кожному випадку людство вчилася отримувати з Землі матеріал, фіксовані властивості якого виявилися корисними.

Зрештою, перші інженери навчилися робити більше, ніж просто вживати те, що Земля надає в необробленому вигляді. Працюючи з існуючими на той момент матеріалами, вони виробляли речовини з ще більш бажаними властивостями, від блиску ранніх бронзових сплавів до надійності сучасної сталі й бетону. Сьогодні людство може похвалитися колекцією повністю штучних матеріалів із величезним діапазоном механічних властивостей, завдяки досягненням у галузі металургії, кераміки та пластмас.

У минулому сторіччі контроль над матеріалами поширився на їхні електричні властивості. Досягнення в галузі фізики напівпровідників дозволили адаптувати провідні властивості деяких матеріалів, тим самим ініціювавши революцію транзисторів в електроніці. Важко переоцінити вплив досягнень цих галузей на суспільство. З новими сплавами та керамікою вчені винайшли високотемпературні надпровідники й інші екзотичні матеріали, які можуть стати основою майбутніх технологій.

Останнім часом відкрилася нова межа, метою якої є контроль оптичних властивостей матеріалів. Величезний діапазон технологічних розробок став би можливий, якби існувала можливість створювати матеріали, котрі реагують на світлові хвилі в бажаному діапазоні частот, ідеально відбиваючи їх, або дозволяючи поширюватися тільки в певних напрямках, або обмежуючи в межах певного обсягу. Вже зараз волоконно-оптичні кабелі, які просто спрямовують світло, зробили революцію в телекомунікаційній галузі. Лазерна інженерія,

високошвидкісні обчислення та спектроскопія – це лише деякі з областей, у яких існує можливість скористатися перевагами досягнень в області оптичних матеріалів.

Який матеріал може дозволити повний контроль над поширенням світла? Щоб відповісти на це питання, спираються на аналогію з успішними електронними матеріалами. Кристал – це періодичне розташування атомів або молекул. Зразок, у якому атоми або молекули повторюються в просторі, є кристалічними ґратами. Кристал представляє періодичний потенціал для електрона, що поширюється через нього, і як складові кристала, так і геометрія ґрат визначають провідні властивості кристала.

Теорія квантової механіки в періодичному потенціалі пояснює те, що колись було великою загадкою фізики: чому в провідному кристалі електрони поширюються як дифузний газ вільних частинок? Як уникнути розсіювання на компонентах кристалічних ґрат? Відповідь полягає в тому, що електрони розповсюджуються у вигляді хвиль, і хвилі, які відповідають певним критеріям, можуть проходити через періодичний потенціал без розсіювання (хоча вони будуть розсіюватися дефектами та домішками).

Важливо, однак, що ґрати можуть також заборонити поширення певних хвиль. У структурі енергетичної зони кристала можуть бути проміжки, що означає, що електронам заборонено поширюватися з певними енергіями в певних напрямках. Якщо потенціал ґрат досить великий, проміжок може розширюватися, щоб охопити всі можливі напрямки поширення, що призводить до виникнення повної фотонної забороненої зони (ФЗЗ).

Оптичним аналогом є фотонний кристал (ФК), в якому атоми або молекули замінені макроскопічними середовищами з різними діелектричними постійними, а періодичний потенціал замінений періодичною діелектричною функцією (або, що еквівалентно, періодичним показником заломлення). Якщо діелектричні сталі матеріалів в кристалі досить різні, та якщо поглинання світла матеріалами мінімальне, то заломлення і відбиття світла від усіх границь розділу можуть викликати ті ж явища для фотонів (світлових мод), що й

атомний потенціал для електронів. Таким чином, одним із рішень проблеми оптичного контролю й маніпулювання є ФК, періодична діелектрична середовище з низькими втратами. Зокрема, існує можливість проектувати та конструювати кристали з ФЗЗ, запобігаючи поширенню світла в певних напрямках з заданими частотами (тобто з певним діапазоном довжин хвиль або «кольорів» світла).

Для подальшого розвитку цієї концепції розглядається, як металеві хвилеводи та резонатори пов'язані з ФК. Металеві хвилеводи та резонатори широко використовуються для контролю поширення надвисокочастотного випромінювання. Стінки металевих резонаторів забороняють поширення електромагнітних хвиль з частотами нижче певної порогової частоти, а металевий хвилевід допускає поширення тільки вздовж своєї осі. Було б надзвичайно корисно мати такі ж можливості для електромагнітних хвиль з частотами поза мікрохвильового діапазону, такими як видиме світло, однак енергія видимого світла швидко розсіюється всередині металевих компонентів, що робить неможливим реалізацію цього методу оптичного контролю. ФК дозволяють узагальнювати та масштабувати корисні властивості резонаторів й хвилеводів для охоплення ширшого діапазону частот. Існує можливість побудови кристалів заданої геометрії з міліметровими розмірами для мікрохвильового контролю або з мікронними розмірами для інфрачервоного контролю.

Іншим широко використовуваним оптичним пристроєм є багат шарове діелектричне дзеркало, таке як чвертьхвильовий резонатор, що складається з шарів матеріалу, що чергуються, із різними діелектричними сталими. Світло відповідної довжини хвилі при падінні на такий шаруватий матеріал повністю відбивається. Причина в тому, що світлова хвиля частково відбивається на межі розділу кожного шару, і, якщо відстань є періодичною, багаторазові відбиття падаючої хвилі мають руйнівний вплив на хвилю, що розповсюджується. Це добре відоме явище, вперше пояснене Релеєм в 1887 році, лежить в основі багатьох пристроїв, включаючи діелектричні дзеркала, діелектричні фільтри Фабрі-Перо та лазери з розподіленим зворотним зв'язком. Всі вони містять

діелектрики з малими втратами, котрі періодичні в одному вимірі, та є одновимірними кристалами. Навіть ці найпростіші з ФК можуть володіти дивовижними властивостями. Багат шарове середовище може бути спроектовано так, щоб відбивати світло, що падає під будь-яким кутом, з будь-якою поляризацією – всеспрямованим відбивачем – незважаючи на поширену думку, що відбиття може бути організовано тільки для майже нормального падіння.

Якщо для деякого частотного діапазону ФК забороняє поширення електромагнітних хвиль будь-якої поляризації, що поширюються в будь-якому напрямку від будь-якого джерела, то кристал має повну ширину ФЗЗ. Кристал з повною шириною, очевидно, буде всеспрямованим відбивачем, але зворотнє не завжди вірно. Згадане вище шарувате діелектричне середовище, яке не може мати повної ФЗЗ (оскільки кордони розділу матеріалу проходять тільки уздовж однієї осі), все ж може бути спроектоване так, щоб демонструвати всеспрямоване відбиття – але тільки для джерел світла, віддалених від кристала. Зазвичай, щоб створити повну ФЗЗ, необхідно зробити так, щоб діелектричні ґрати були періодичними уздовж трьох осей, складаючи тривимірний ФК, однак є й винятки. Невелика кількість хаосу в періодичному середовищі не зруйнує заборонену зону, і навіть неперіодичне середовище може запобігти поширенню через механізм локалізації Андерсона. Іншим цікавим неперіодичним класом матеріалів, який може мати повні ФЗЗ, є квазікристалічні структури.

# 1 АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД ФОТОННО-КРИСТАЛІЧНИХ СТРУКТУР

## 1.1 Багатошарова плівка як найпростіший фотонний кристал

Якщо діелектрична структура має певну симетрію, то симетрія виконує категоризацію електромагнітних мод цієї системи. Трансляційні симетрії (як дискретні, так і безперервні) важливі, тому що кристали є періодичними діелектриками [1].

Найпростіший можливий одновимірний ФК складається з багатошарової плівки (рис. 1.1). Термін «одновимірний» використовується тому, що діелектрична функція  $\varepsilon(z)$  змінюється тільки в одному напрямку ( $z$ ). Система складається з шарів матеріалів, що чергуються, з різними діелектричними постійними та просторовим періодом  $a$ . Релей у 1887 році опублікував один з перших аналізів оптичних властивостей багатошарових плівок. Цей тип ФК може діяти як дзеркало (брегівське дзеркало) для світла з частотою в зазначеному діапазоні, а також може локалізувати світлові моди, якщо в його структурі є якісь дефекти. Ці властивості зазвичай використовуються в діелектричних дзеркалах та оптичних фільтрах.

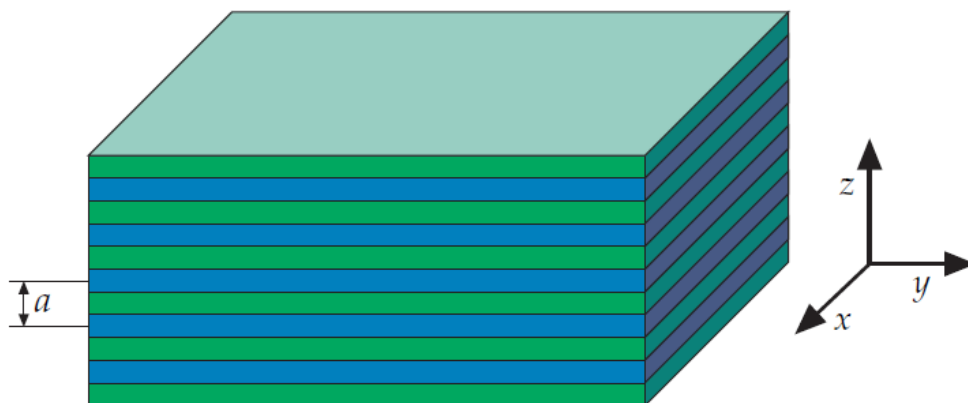


Рисунок 1.1 – Багатошарова плівка, одновимірний ФК

Традиційний спосіб аналізу цієї системи, був вперше запропонований Релеєм у 1917 році, та полягає в тому, щоб представити, що пласка хвиля

поширюється через матеріал, й розглянути суму множинних відбиттів та заломлень, які відбуваються на кожній межі розділу. Цікаво, що під час першого рішення Релєєм цієї проблеми в 1887 році, він використовував громіздку попередницю теореми Блоха, розробленої Хіллом. Релею вдалося показати, що будь-який одновимірний ФК має заборонену зону. Однак, коли він повернувся до проблеми в 1917 році, він перейшов на методику підсумовування відбиття.

Застосовуючи аргументи симетрії, можливо описати електромагнітні моди, що підтримуються кристалом. Матеріал є періодичним в напрямку  $z$  та однорідним в площині  $xy$ . Це дозволяє класифікувати моди, використовуючи  $\vec{k}_{\parallel}$ ,  $\vec{k}_z$  та  $n$ : хвильовий вектор в площині, хвильовий вектор в напрямку  $z$  та номер смуги відповідно. Хвильові вектори задають, як мода перетворюється під операторами трансляції, та номер смуги збільшується з частотою [2]. Можна записати моди в блохівській формі:

$$\vec{H}_{n,\vec{k}_z,\vec{k}_{\parallel}}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}_{\parallel} \cdot \rho} e^{i\vec{k}_z z} u_{n,\vec{k}_z,\vec{k}_{\parallel}}(z). \quad (1.1)$$

Функція  $u(z)$  є періодичною з властивістю  $u(z) = u(z + R)$  всяк раз, коли  $R$  є цілим кратним просторового періоду  $a$ . Оскільки кристал має безперервну прогресивну симетрію в площині  $xy$ , хвильовий вектор  $\vec{k}_{\parallel}$  може приймати будь-яке значення. Однак хвильовий вектор  $\vec{k}_z$  може бути обмежений кінцевим інтервалом, одновимірної зоною Бріллюена, оскільки кристал має дискретну прогресивну симетрію в напрямку  $z$ . Якщо примітивний вектор ґрат дорівнює  $a\hat{z}$ , то примітивний вектор оберненої ґратки дорівнює  $(2\pi/a)\hat{z}$ , а зона Бріллюена дорівнює  $-\pi/a < \vec{k}_z \leq \pi/a$ . Числові розрахунки проводилися з використанням пакета MIT Photonic Bands (MPB).

Для хвиль, які повністю поширюються в напрямку  $z$ , перетинаючи шари діелектрика при нормальному падінні,  $\vec{k}_{\parallel} = 0$  і важлива тільки компонента хвильового вектора  $k_z$  [3].

На рис. 1.2 зображено графік  $\omega_n(\vec{k}_z)$  для трьох різних багатошарових плівок. Лівий графік для системи, в якій всі шари мають однакову діелектричну проникність, а середовище фактично однорідне у всіх трьох напрямках; центральний – для структури з діелектричними постійними, що чергуються; правий – для структури з набагато більш високим діелектричним контрастом.

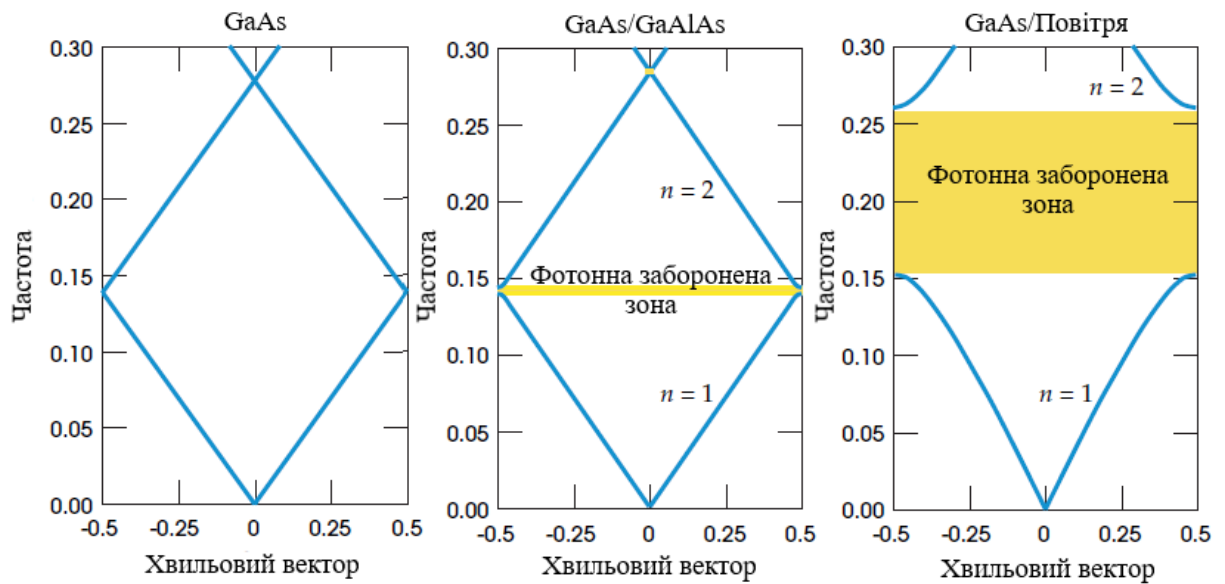


Рисунок 1.2 – Структура фотонних зон для осового поширення для різних багатошарових плівок

Лівий графік призначений для однорідного діелектричного середовища, для якого довільно присвоюється періодичність  $a$ , але в однорідному середовищі швидкість світла зменшується на показник заломлення [4]. Моді лежать уздовж світлової лінії, заданої формулою:

$$\omega(\vec{k}_z) = \frac{c\vec{k}_z}{\sqrt{\varepsilon}}. \quad (1.2)$$

Оскільки  $\vec{k}_z$  повторюється за межами зони Бріллюена, світлова лінія складається назад в зону, коли вона досягає краю. Можна розглядати це як

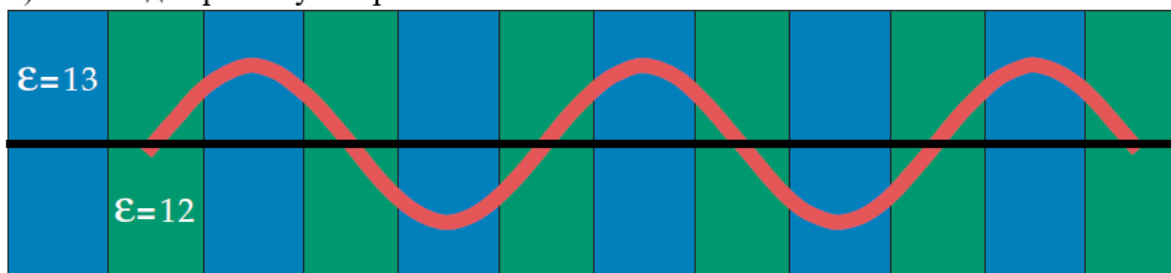
ексцентричний спосіб перемаркування рішень, в якому  $k + 2\pi/a$  замінюється на  $\vec{k}_z$ . Перемаркування  $k + 2\pi/a$  як  $\vec{k}_z$  з явища квазісинхронізма, при якому стани на одній і тій же частоті можуть з'єднуватися один з одним, якщо їх значення  $\vec{k}_z$  розрізняються кратними  $2\pi/a$ , коли слабка періодичність  $a$  вводиться в середовище [2]. Центральний графік, для майже однорідного середовища, виглядає як однорідний випадок з однією важливою відмінністю: між верхньою і нижньою гілками ліній є частотний розрив. У кристалі, який має частоту всередині цього проміжку, немає дозволеної моди, незалежно від  $\vec{k}_z$ . Права діаграма показує, що ФЗЗ значно збільшується при збільшенні діелектричного контрасту.

Можливо зрозуміти фізичне походження ФЗЗ, розглядаючи профілі мод електричного поля для станів безпосередньо вище та нижче зони. ФЗЗ між шарами  $n=1$  та  $n=2$  виникає на краю зони Бріллюена при  $k=2\pi/a$ . Для центрального графіка на рис. 1.2, що відповідає конфігурації, яка є невеликим обуренням однорідної системи, при  $k=2\pi/a$  моди мають довжину хвилі  $2a$ , що вдвічі більше просторового періоду кристала (або постійної ґрат).

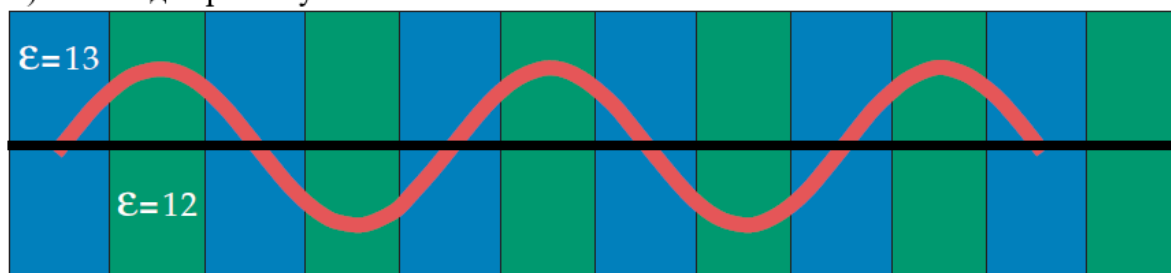
Існує два способи центрувати режим цього типу: розташувати вузли в кожному шарі з низьким  $\mathcal{E}$  (рис. 1.3, а), або в кожному шарі з низьким  $\mathcal{E}$  (рис. 1.3, б) [5]. Будь-яка інша позиція порушить симетрію елементарної комірки відносно її центру. У моди прямо під зоною більше енергії зосереджено в областях з  $\varepsilon=13$  (рис. 1.3, в), що дає їй більш низьку частоту, ніж в наступній смузі, більша частина енергії якої знаходиться в областях  $\varepsilon=12$  (рис. 1.3, г).

Смути вище та нижче зони можна розрізнити за концентрацією їх мод: в областях з високим  $\mathcal{E}$  або в областях з низьким  $\mathcal{E}$ . Часто, особливо в двовимірних і тривимірних кристалах, області з низьким  $\mathcal{E}$  є повітряними областями [6]. Ситуація подібна електронній зонній структурі напівпровідників, в якій зона провідності та валентна зона обмежуються забороненою зоною.

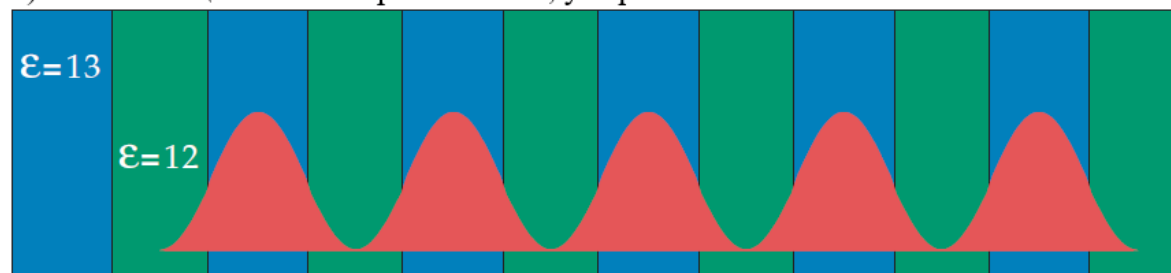
а) Е-поле для режиму в верхній частині зони



б) Е-поле для режиму в нижній частині зони



в) Локальна щільність енергії в Е-полі, у верхній частині



г) Локальна щільність енергії в Е-полі, у нижній частині

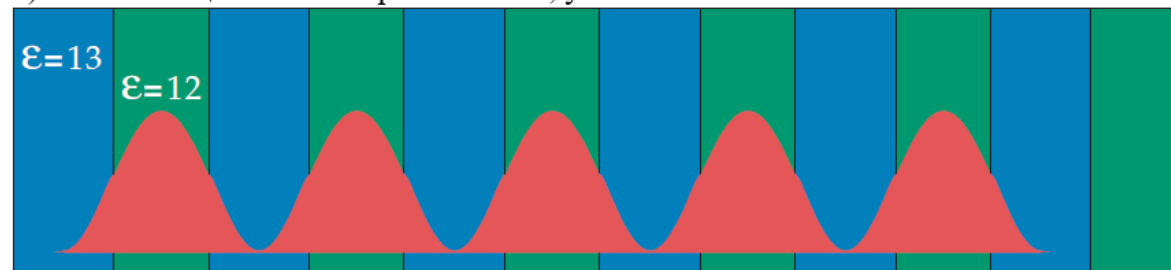
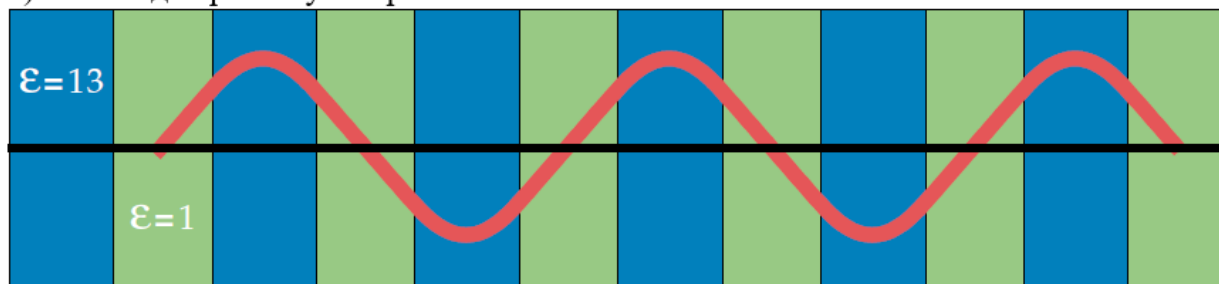


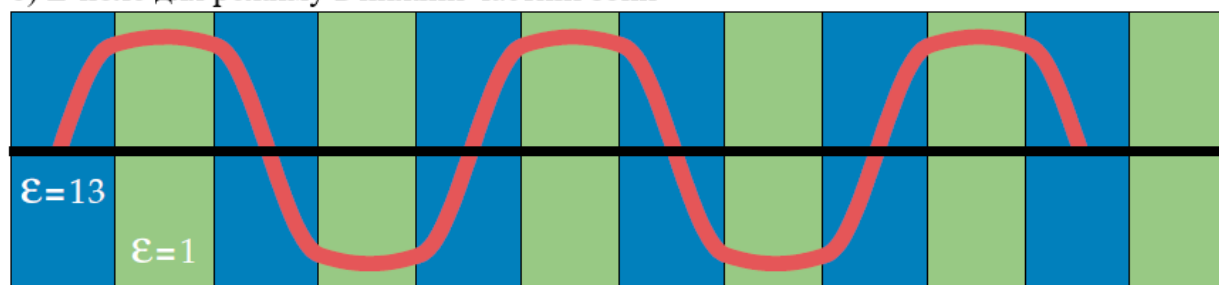
Рисунок 1.3 – Моді, пов'язані з найнижчою шириною ФЗЗ зонної структури

Ця евристика, заснована на варіаційній теоремі, може бути розширена для опису конфігурації з великим діелектричним контрастом [7]. В цьому випадку, енергія поля для обох смуг в основному сконцентрована в високих  $\epsilon$ -шарах, але по-різному – перша зона більш концентрована, ніж друга (рис. 1.4). Розрив виникає через різницю в розташуванні енергії поля.

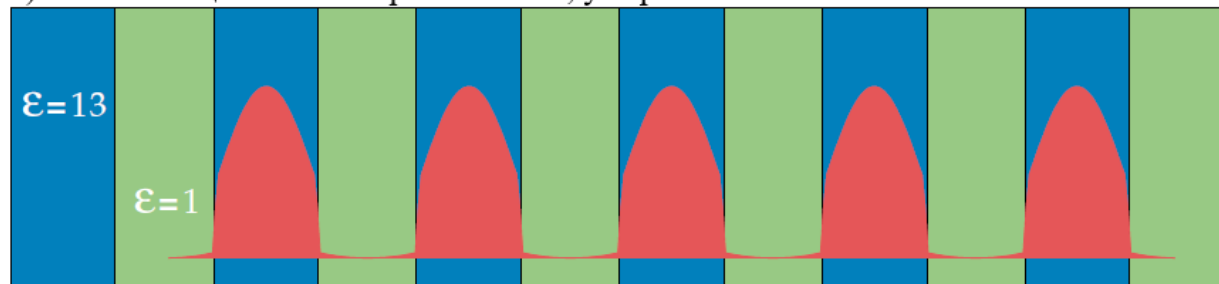
а) Е-поле для режиму в верхній частині зони



б) Е-поле для режиму в нижній частині зони



в) Локальна щільність енергії в Е-полі, у верхній частині



г) Локальна щільність енергії в Е-полі, у нижній частині

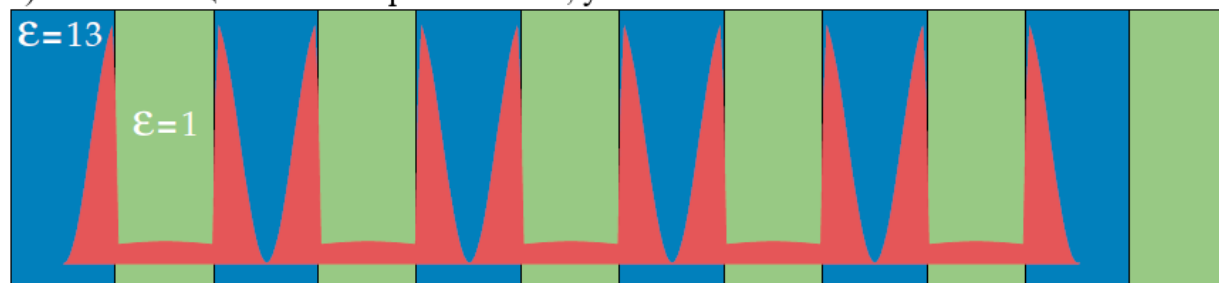


Рисунок 1.4 – Моди, пов'язані з конфігурацією з великим діелектричним контрастом

В одновимірному кристалі ФЗЗ зазвичай виникають між кожним набором смуг, або на краю зони Бріллюена, або в її центрі [8]. Існує спеціальне виключення для чвертьхвильового стека, в цьому випадку, хоча на краю зони Бріллюена завжди є ФЗЗ, в центрі її немає, тому що кожна наступна пара зон вироджена при  $\vec{k}_z = 0$ . ФЗЗ завжди з'являються в одновимірному ФК для будь-

якого діелектричного контрасту, відповідно, чим менше контраст, тим менше ФЗЗ, але вони з'являються, як тільки  $\varepsilon_1/\varepsilon_2 \neq 1$  [3].

## 1.2 Двовимірні фотонні кристали

Двовимірний ФК є періодичним уздовж двох своїх осей та однорідним уздовж третьої осі. Типовий зразок, що складається з квадратної ґратки діелектричних колон, котрі є нескінченно високими, показано на рис. 1.5. Для деяких значень відстані між колонами цей кристал може мати ФЗЗ в площині  $xy$  [9]. Усередині цього проміжку ніякі розширені стани не допускаються, і падаюче світло відбивається. На відміну від багат шарової плівки, цей двовимірний ФК може перешкоджати поширенню світла в будь-якому напрямку всередині площини.

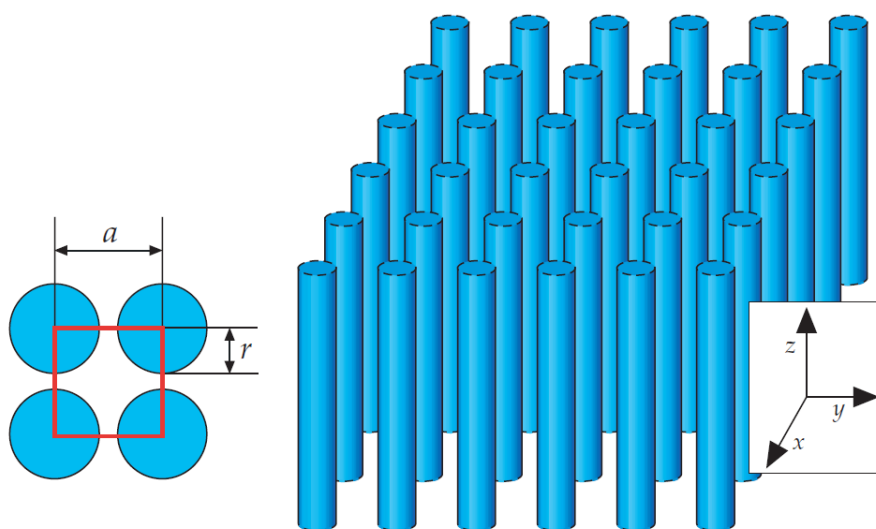


Рисунок 1.5 – Двовимірний ФК

Для характеристики електромагнітних мод кристала, можливо використовувати його симетрію. Оскільки система є однорідною в напрямку  $z$ , моди повинні бути коливальними в цьому напрямку, без обмежень на хвильовий вектор  $\vec{k}_z$ . Крім того, система має дискретну поступальну симетрію

в площині  $xy$ . Зокрема,  $\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r} + R)$ , де  $R$  – будь-яка лінійна комбінація векторів примітивної ґратки  $a\hat{x}$  та  $a\hat{y}$ . Як і раніше, використовується мітка  $n$  (номер смуги) для позначення режимів в порядку збільшення частоти.

Індексуєчи моди кристала по  $\vec{k}_{\parallel}$ ,  $\vec{k}_z$  та  $n$ , вони приймають знайому тепер форму блохівських станів:

$$H_{n, \vec{k}_z, \vec{k}_{\parallel}}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}_{\parallel} \cdot \rho} e^{i\vec{k}_z \cdot z} u_{(n, \vec{k}_z, \vec{k}_{\parallel})}(\rho) \quad (1.3)$$

У цьому рівнянні  $\rho$  – проекція  $\vec{r}$  на площину  $xy$ , а  $u(\rho)$  – періодична функція  $u(\rho) = u(\rho + R)$  для всіх ґраткових векторів  $R$ . Моди цієї системи виглядають аналогічно, як і в виразі (1.1). Ключова відмінність полягає в тому, що в даному випадку  $k_{\parallel}$  обмежена зоною Бріллюена, а  $\vec{k}_z$  не обмежена. У багат шаровій плівці ролі цих двох хвильових векторів помінялися місцями. Крім того, тепер  $u$  періодичне в площині, а не в напрямку  $\vec{z}$ , як раніше.

Будь-які моди з  $\vec{k}_z = 0$  (тобто поширюються суворо паралельно площині  $xy$ ) інваріантні щодо відбиття через площину  $xy$ . Ця дзеркальна симетрія дозволяє класифікувати моди, розділивши їх на дві різні поляризації. Поперечно-електричні (ТЕ) моди мають  $\vec{H}$ , нормальну до площини,  $\vec{H} = \vec{H}(\rho)\hat{z}$  та  $E$  на площині,  $E(\rho) \cdot \hat{z} = 0$ . У поперечно-магнітних (ТМ) мод є тільки зворотне:  $\vec{E} = \vec{E}(\rho)\hat{z}$  та  $\vec{H}(\rho) \cdot \hat{z} = 0$ . Зонні структури для мод ТЕ і ТМ можуть бути абсолютно різними. Наприклад, існує можливість, що для однієї поляризації існують ФЗЗ, а для іншої поляризації ні.

Зонна структура для світла, який поширюється в площині  $xy$  квадратного масиву діелектричних стовпців, таких як структура, зображена на рис. 1.5, з постійною ґратки  $A$ , що показана на рис. 1.6. Показані як зонна структура ТЕ, так і ТМ, на горизонтальній вісі показано значення хвильового вектора в

площині  $\vec{k}_z$ . По мірі руху зліва направо  $\vec{k}_z$  рухається уздовж трикутного краю зони Бріллюена, що не приводиться, від  $\Gamma$  до  $X$ , до  $M$ .

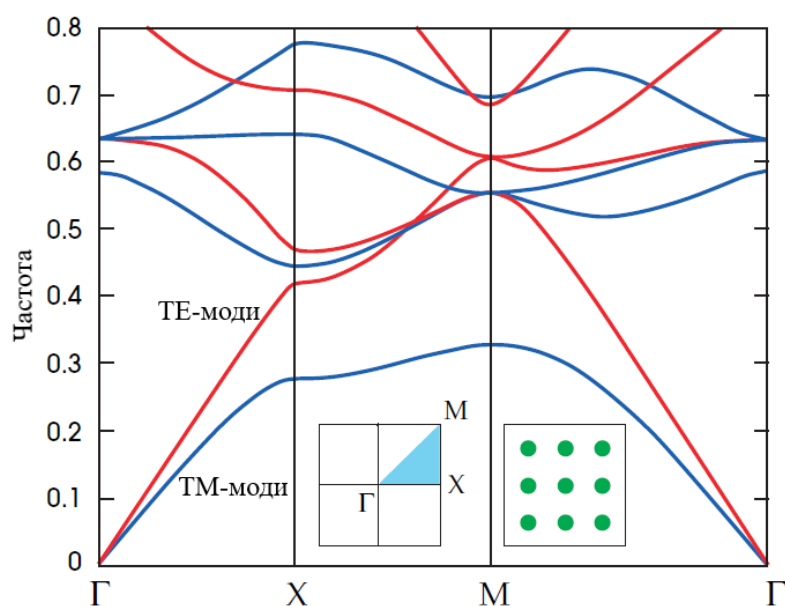


Рисунок 1.6 – Структура фотонних зон для квадратного масиву діелектричних колон з  $r = 0,2a$

Причина, по якій  $\vec{k}_z$  нанесена тільки уздовж краю зони Бріллюена, полягає в тому, що мінімуми і максимуми цієї лінії (які визначають ширину ФЗЗ) майже завжди зустрічаються на краях зони і часто в кутку. Хоча це не гарантовано, але вірно в більшості випадків, для таких структур, що обговорюються [10].

Квадратний ґратчастий масив має квадратну зону Бріллюена, яка показана на рис. 1.6. Зона Бріллюена, що не приводиться, представляє собою трикутний клин; інша частина зони Бріллюена може бути пов'язана з цим клином оберальною симетрією. Три спеціальні точки  $\Gamma$ ,  $X$  та  $M$  відповідають (відповідно)  $\vec{k}_{\parallel} = 0$ ,  $\vec{k}_{\parallel} = \pi/a\hat{x}$  та  $\vec{k}_{\parallel} = \pi/a\hat{x} + \pi/a\hat{y}$ .

Діаграми поля ТМ-мод першої смуги (діелектрична смуга) і другої смуги (повітряна смуга) показані на рис. 1.7. Для мод в точці  $\Gamma$  картина поля однакова в кожній елементарній комірці.

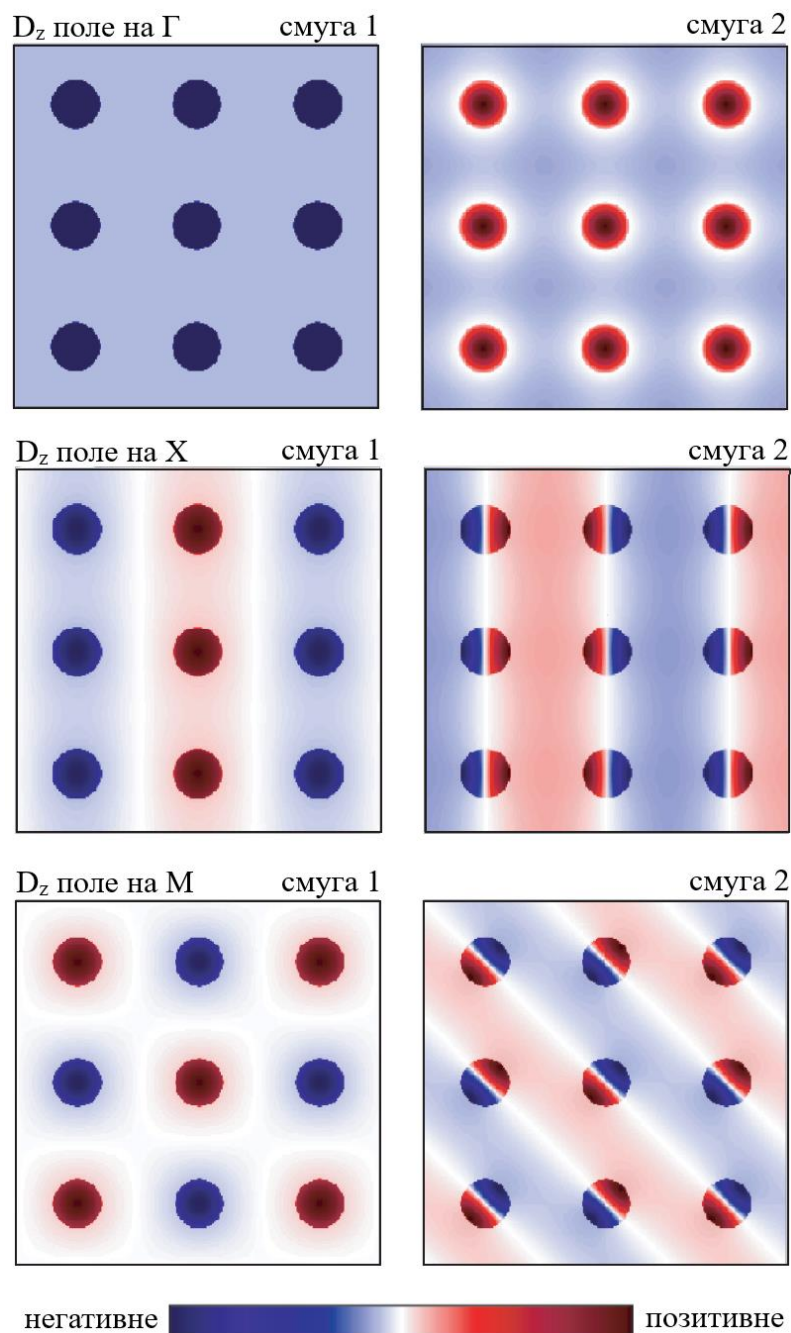


Рисунок 1.7 – Діаграми поля ТМ-мод

Для мод в точці X (край зони) поля чергуються в символі в кожній елементарній комірці вздовж напрямку хвильового вектора  $\vec{k}_x$ , утворюючи хвильові фронти, паралельні напрямку  $y$ . Для режимів в точці М знаки полів чергуються в сусідніх осередках, утворюючи шаховий візерунок. Хоча патерни X та М можуть виглядати як хвильові фронти хвилі, що розповсюджується,

насправді моди в цих конкретних  $\vec{k}_z$  точках взагалі не поширюються – це стоячі хвилі з нульовою груповою швидкістю [11].

Діаграми поля ТЕ-мод в точці X для першої та другої смуг показані на рис. 1.8. Для ТМ-мод, цей ФК має повну ширину ФЗЗ між першою й другою смугами частот, з коефіцієнтом 31,4 %. Для ТЕ-мод, навпаки, не існує повної ФЗЗ. Поле, пов'язане з найнижчою ТМ-модою (діелектрична смуга), сильно сконцентровано в діелектричних областях, що різко контрастує з малюнком поля повітряної смуги. Там вузлова площина прорізає діелектричні колони, витісняючи частину амплітуди поля зміщення з області з високим  $\mathcal{E}$ .

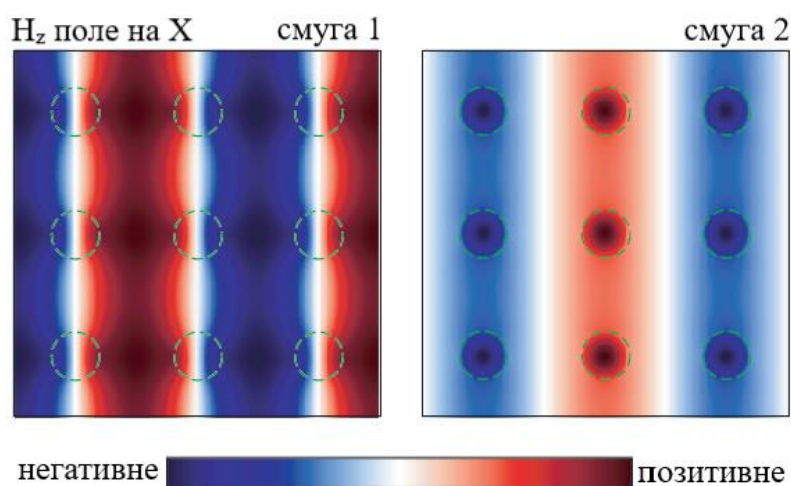


Рисунок 1.8 – Діаграми поля ТЕ-мод

Мода концентрує більшу частину своєї енергії електричного поля в областях з високим  $\mathcal{E}$ , щоб знизити свою частоту, але верхні смуги повинні бути ортогональні нижнім смугам. Це твердження варіаційної теореми пояснює велике розщеплення між цими двома смугами [8]. Перша смуга має більшу частину своєї енергії в діелектричних областях і має низьку частоту; друга повинна мати вузлову площину, щоб бути ортогональною відносно першої, і, таким чином, більша частина її енергії знаходиться в повітряній області з відповідно більш високою частотою. Існує можливість кількісно оцінити це

твердження. Підходящою мірою ступеня концентрації електричних полів в областях з високим  $\mathcal{E}$  є коефіцієнт концентрації, який визначається як:

$$\text{Коефіцієнт концентрації} \triangleq \frac{\int_{\mathcal{E}=8,9} d^3r \mathcal{E}(r) |E(r)|^2}{\int d^3r \mathcal{E}(r) |E(r)|^2}. \quad (1.4)$$

З формули видно, що коефіцієнт концентрації вимірює долю енергії електричного поля, розташовану всередині областей з високим  $\mathcal{E}$ . У таблиці 1.1 наведені коефіцієнти концентрації для розглянутих полів. ТМ-мода в діелектричній смугі має коефіцієнт концентрації 83 %, у той час як ТМ-мода в повітряній смугі має коефіцієнт концентрації всього 32 %. Ця різниця в розподілі енергії послідовних мод відповідає за більшу ширину ФЗЗ для ТМ-моди [5].

Таблиця 1.1 – Коефіцієнти концентрації для двох нижніх смуг квадратної решітки діелектричних стрижнів в точці X зони Бріллюена

|                    | ТМ-мода, % | ТЕ-мода, % |
|--------------------|------------|------------|
| Діелектрична смуга | 83         | 23         |
| Повітряна смуга    | 32         | 9          |

Поле зміщення обох мод має значну амплітуду в повітряних областях, підвищуючи частоти мод. Але в цьому випадку немає вибору: не існує безперервного шляху між стрижнями, які можуть містити лінії поля D. Лінії поля повинні бути безперервними, і, отже, вони змушені проникати в повітряні області. Це є причиною походження чинників низької концентрації та поясненням відсутності ФЗЗ для ТЕ-мод.

Векторна природа електромагнітного поля і, зокрема, його розривні граничні умови на кордонах розділу матеріалів, є центральною для цього явища. Якщо переміститися через діелектричну межу від високого діелектрика  $\mathcal{E}_1$  до

деякого меншого  $\varepsilon_2 < \varepsilon_1$ , щільність енергії  $\varepsilon |\vec{E}|^2$  буде переривчасто зменшуватися на  $\varepsilon_2/\varepsilon_1$ , якщо  $\vec{E}$  паралельна межі поділу (оскільки  $\vec{E}_{\parallel}$  неперервна), і буде зростати з перервами на  $\varepsilon_1/\varepsilon_2$ , якщо  $\vec{E}$  перпендикулярно межі поділу (оскільки  $\varepsilon \vec{E}_{\perp}$  безперервна). У разі ТМ-моди,  $\vec{E}$  паралельна всім діелектричним інтерфейсам, тому можливий великий коефіцієнт концентрації [12]. У разі ТЕ-моди, однак, лінії електричного поля повинні перетинати кордон в деякій точці, витісняючи енергію електричного поля зі стрижнів і запобігаючи великому коефіцієнту концентрації. В результаті, послідовні ТЕ-моди не можуть демонструвати помітно різні коефіцієнти концентрації, через що ФЗЗ не з'являються.

Регулюючи розміри решітки, існує можливість організувати перекриття заборонених зон, що призведе до появи повної ФЗЗ для всіх поляризацій. Ізольовані  $\mathcal{E}$ -плями квадратної ґратки діелектричних колон змушують послідовні ТМ-моди мати різні коефіцієнти концентрації через появу вузла у високочастотному режимі. Це, в свою чергу, призводить до великої забороненої ТМ-зони. Ґрати діелектричних жил мають більш плавний розподіл матеріалу з високим  $\mathcal{E}$ , що призводить до більшої подібності між факторами концентрації послідовних мод.

З іншого боку, зв'язність жил була ключем до досягнення прогалін в структурі ТЕ-діапазону [13]. У квадратній ґратці діелектричних стрижнів ТЕ-моди були змушені проникати в області з низьким  $\mathcal{E}$ , оскільки силові лінії повинні були перетинати діелектричні кордони. В результаті коефіцієнти концентрації для послідовних режимів були як низькими, так і не дуже далеко один від одного. Ця проблема зникла для решітки діелектричних жил, оскільки поля могли дотримуватись шляху з високим  $\mathcal{E}$ , а додатковий вузол в більш високій моді відповідав великому стрибку частоти. Підводячи підсумок, знаходження заборонених ТМ-зон краще в решітці ізольованих областей з високим  $\mathcal{E}$ , а заборонених ТЕ-зон краще в пов'язаній решітці.

Здається неможливим розташувати фотонний кристал як з ізольованими плямами, так і з пов'язаними областями діелектричного матеріалу. Але існує свого роду компроміс: можна уявити кристали з високими  $\mathcal{E}$ -областями, які практично ізольовані та пов'язані вузькими жилами [9]. Прикладом такої системи є трикутні ґрати повітряних колон, показані на рис. 1.9.

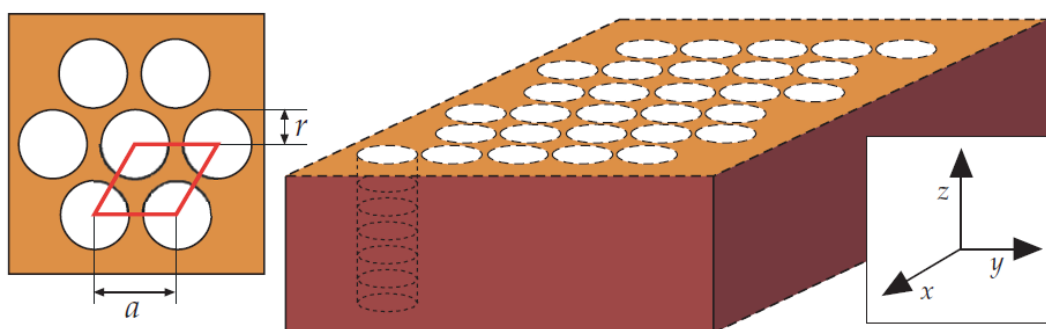


Рисунок 1.9 – Двовимірний ФК повітряних колон в діелектричній підкладці

Ідея полягає в тому, щоб помістити трикутні ґрати колон з низьким  $\mathcal{E}$  в середовище з високим  $\mathcal{E}$ . Якщо радіус колон досить великий, плями між ними виглядають як локалізовані області матеріалу з високим  $\mathcal{E}$ , що з'єднані (через вузьке стискання між стовпцями) з сусідніми точками (рис. 1.10).

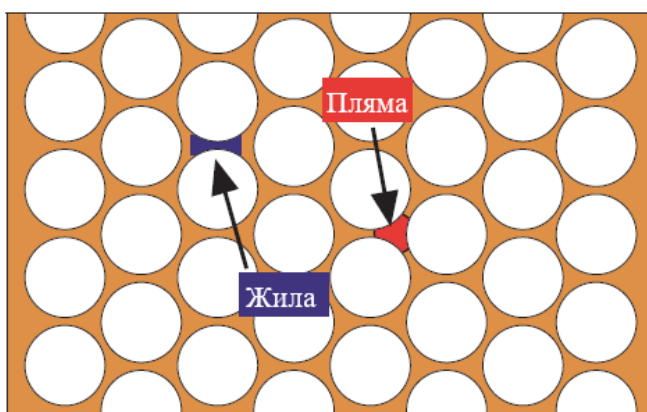


Рисунок 1.10 – Плями та жили трикутної ґратки

Зонна структура для цієї ґратки, що розрахована за допомогою МРВ, має ФЗЗ як для ТЕ, так і для ТМ поляризацій (рис. 1.11). Фактично, для конкретного

радіуса  $r/a = 0,48$  та діелектричної проникності  $\varepsilon = 13$  ці проміжки перекриваються, і виходить повна ФЗЗ величиною 18,6 %.

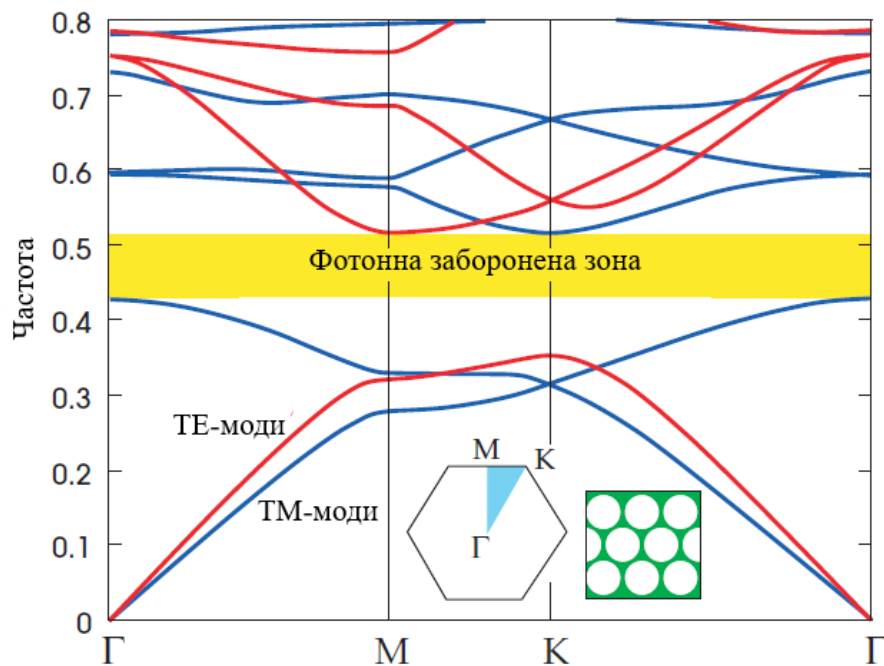


Рисунок 1.11 – Зонна структура для трикутної ґратки

### 1.3 Заборонені зони у тривимірних структурах

Хоча існує нескінченна кількість можливих геометрій для тривимірного ФК, особливо цікаві ті геометрії, які сприяють існуванню ФЗЗ. Вибір решітки і те, як вона пов'язана, має вирішальне значення при визначенні того, наскільки легко буде отримана ФЗЗ [14].

Рис. 1.12 являє собою схематичне представлення кількох тривимірних решіток сфер у кубічній комірці. Найпростіша решітка складається з синіх сфер по кутах куба з примітивними векторами решітки  $\hat{a}\hat{x}$ ,  $\hat{a}\hat{y}$  і  $\hat{a}\hat{z}$  – проста кубічна решітка. Якщо додати темно-червоні сфери в центрах граней, виходить гранецентрована кубічна (або ГЦК) решітка. Вектори ГЦК-решітки  $(\hat{x} + \hat{y})a/2$ ,  $(\hat{y} + \hat{z})a/2$  та  $(\hat{x} + \hat{z})a/2$ , для котрої найменша періодична одиниця (примітивна комірка) не є кубічним осередком. Швидше, примітивна комірка являє собою

ромбоедр (з об'ємом  $a^3/4$ ), ребра якого являють собою три вектора решітки. Кубічний осередок, що містить чотири копії цієї примітивної комірки, і є прикладом суперкомірки.

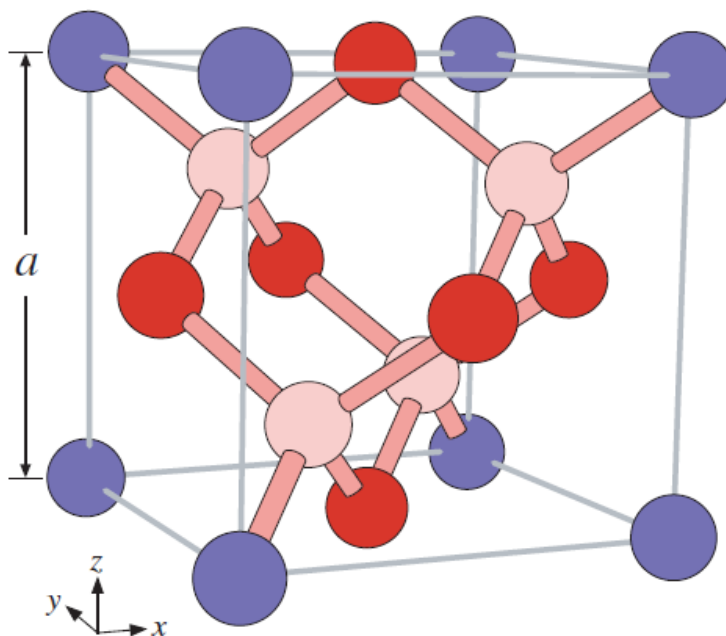


Рисунок 1.12 – Представлення кількох тривимірних ґрат в кубічній суперкомірці

Нарешті, якщо додати рожеві сфери, котрі представляють іншу ГЦК-решітку, яка зрушена відносно синіх сфер, то виходять алмазні ґрати. Періодичність в цьому випадку така ж, як і для ГЦК-решітки, але на ромбоедричну примітивну комірку припадає два «атома». В ґратах атомного алмазу сферами будуть атоми вуглецю, причому кожен атом пов'язаний зі своїми чотирма найближчими сусідами. Ці зв'язки забезпечують алмазні ґрати необхідними каналами, через які можуть проходити лінії електричного поля. Фактично, всі відомі кристали з великими ФЗЗ (15 % і більше) тісно пов'язані зі структурою алмазу.

Для тривимірних кристалів повні ФЗЗ зустрічаються рідше [6]. Заборонена зона повинна «задушити» всю тривимірну зону Бріллюена, а не

тільки одну площину або лінію. Наприклад, на рис. 1.13 показано зонну структуру для ГЦК-решітки щільноупакованих (дотичних) високодіелектричних сфер ( $\varepsilon=13$ ) в повітрі. Не зважаючи на те, що діелектричний контраст дуже великий, повна заборонена зона відсутня. Для даної кристалічної решітки немає ФЗЗ, поки діелектричний контраст не збільшиться до деякого порогового значення. Вище цього порога ФЗЗ з'являється, та її ширина зазвичай монотонно збільшується разом з діелектричним контрастом, в тому випадку, якщо обрані оптимальні структурні параметри (наприклад, радіус трубок або сфер).

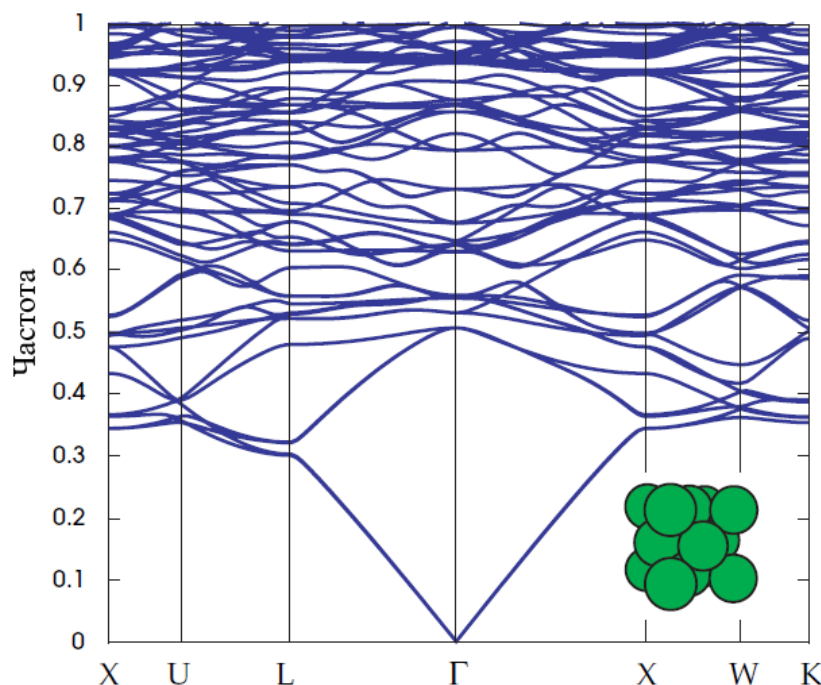


Рисунок 1.13 – Зонна структура для ГЦК-решітки щільноупакованих (дотичних) високодіелектричних сфер в повітрі

Можливість існування тривимірних ФЗЗ в періодичних структурах була вперше запропонована Яблоновичем в 1987 році, рівно через сто років після того, як Релей описав одновимірні заборонені зони [1]. Однак, знадобилося ще три роки, перш ніж певна діелектрична структура була правильно передбачена, щоб мати повну ФЗЗ в трьох вимірах. Згодом було запропоновано велику

кількість систем із забороненими зонами на основі теоретичних розрахунків, і в багатьох випадках ці структури були виготовлені і охарактеризовані на довжинах хвиль від мікрохвильового режиму до інфрачервоного режиму.

У 1990 році вчений Хо виявив першу структуру з повною тривимірною ФЗЗ, розглядаючи алмазні ґрати сфер, аналогічні ґратам, показаним на рис. 1.12, за винятком того, що радіус кожної сфери досить великий, щоб сфери перекривалися. Це усуває необхідність в будь-яких з'єднувальних «зв'язках». Було виявлено, що існує повна ФЗЗ, незалежно від того, чи впроваджується діелектрична сфера в повітря, чи повітряна сфера в діелектричне середовище, за умови, що радіус сфери обрано відповідним чином.

Зонна структура ґрат повітряних сфер в діелектричному середовищі показана на рис. 1.14. Щоб максимізувати розмір ФЗЗ, радіус сфери обраний рівним  $r = 0,325a$ . Між другою та третьою смугами є повний розрив із співвідношенням між розривом і середнім зазором 29,6 %. Більшу частину цієї структури (81 % за обсягом) становить повітря. Як зазначалося вище, діаметр сфер більше, ніж відстань між ними ( $a\sqrt{3}/4$ ), в результаті чого повітряні сфери перекривають одна одну. Обидві області повітря та діелектрика пов'язані, немає жодної ізолюваної плями від жодного матеріалу. ФК можна уявити як дві взаємнопроникаючих алмазних ґратки, одна з яких складається з пов'язаних повітряних сфер, а інша складається з пов'язаних діелектричних «залишків». Ці залишки, котрі слідує схемі «зв'язків» на рис. 1.12, є каналами, по яких можуть проходити лінії електричного поля, для мод в двох нижніх смугах. Однак вони досить вузькі, щоб витіснити більш високі смуги, і відповідна різниця частот створює ширину ФЗЗ [15].

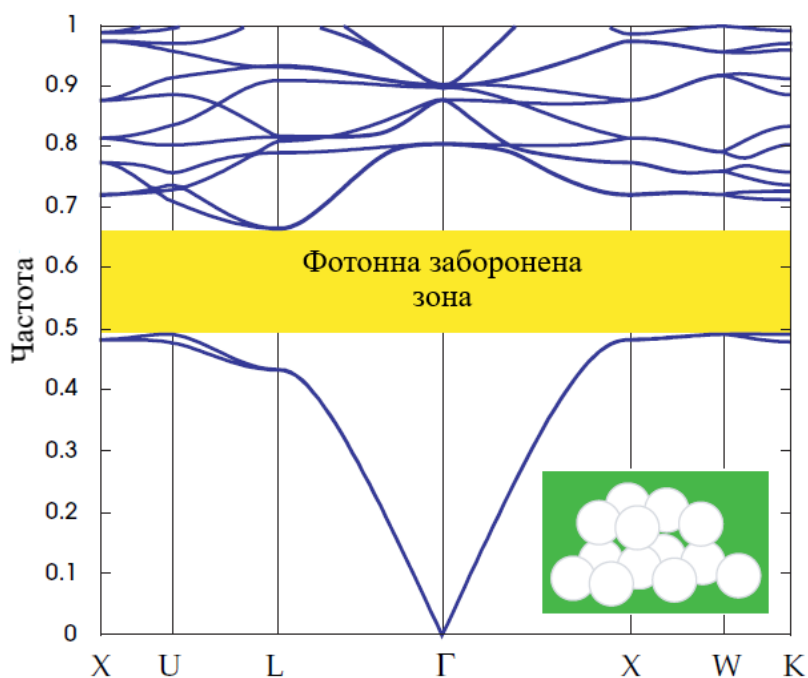


Рисунок 1.14 – Зонна структура ґрат повітряних сфер в діелектричному середовищі

Для тривимірних кристалів в різних напрямках зазвичай виникають ФЗЗ на різних частотах. Тільки якщо діелектричний контраст великий, існує можливість зробити так, щоб всі ці спрямовані зони були досить широкими, щоб створити взаємне перекриття. Особливою відмінністю ГЦК-решітки (та ґрат алмазу, які мають ті ж вектори решітки та зону Бріллюена), є те, що зона Бріллюена майже сферична. В якомусь сенсі це найбільш сферична з усіх можливих тривимірних решіток. Еквівалентно, просторовий період ГЦК-решітки практично не залежить від просторового напрямку. Це, здається, ключова властивість, яка робить ГЦК та алмазні структури найбільш сприятливими випадками для створення тривимірних ФЗЗ.

Перший випадок лабораторної реалізації тривимірного ФК з повною ФЗЗ не був просто алмазною структурою. Швидше, це була пов'язана структура, яка виявилася простіше у виготовленні та складалася з діелектричного середовища, котре було пробурене уздовж трьох векторів ГЦК-решітки (рис. 1.15) [10]. Кожний отвір пробурено три рази під кутом  $35,26^\circ$  від нормалі та рознесено по

азимуту на  $120^\circ$ . Діелектрик пов'язує вузли ґрат, а діелектричні жили, що орієнтовані вертикально, мають більшу ширину, ніж орієнтовані по діагоналі. Ця структура була названа ФК Яблоновича, на честь її першовідкривача Елі Яблоновича. ФК Яблоновича вперше був виготовлений в сантиметрових масштабах для вимірювання поширення надвисокочастотного випромінювання.

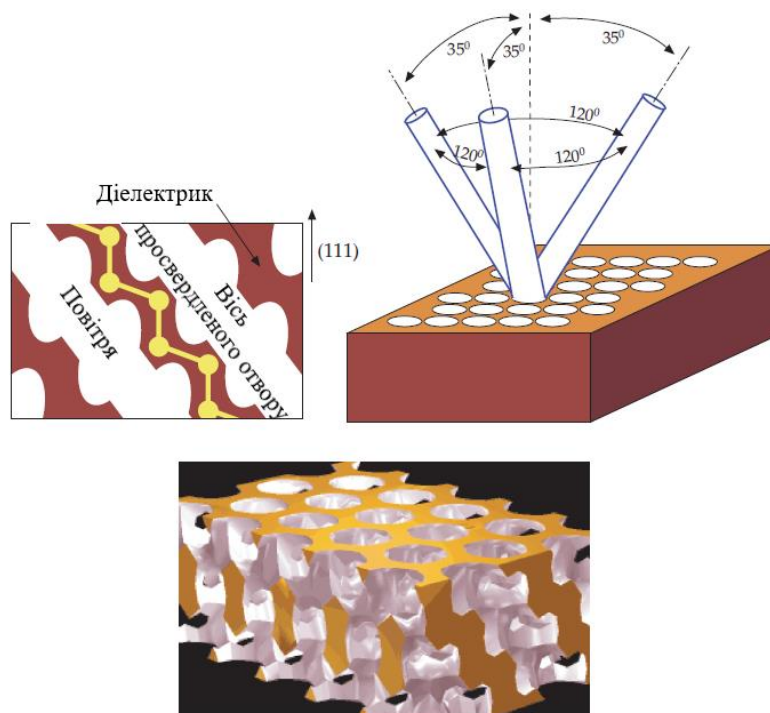


Рисунок 1.15 – Методика побудови ФК Яблоновича

Буріння отворів з радіусом  $r = 0,234a$  призводить до структури з повною шириною ФЗЗ 19 %, як показано на рис. 1.16. Подібно алмазним ґратам з повітряних сфер, можна розглядати ФК Яблоновича як дві взаємопроникні «алмазоподібні» ґратки, одна з яких представляє собою пов'язану область діелектрика, а інша являє собою пов'язану повітряну область.

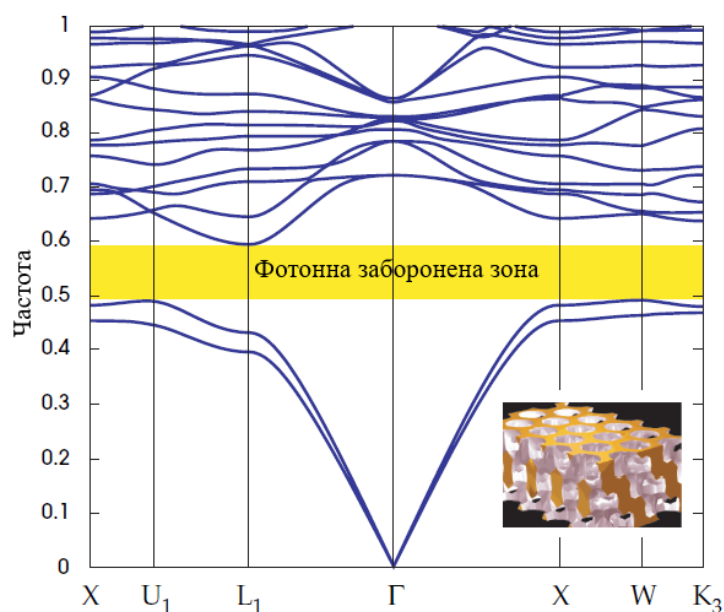


Рисунок 1.16 – Зонна структура для нижніх смуг Яблоновича

Першим тривимірним ФК з повною ФЗЗ, який був виготовлений в мікронних масштабах для світла на інфрачервоних довжинах хвиль, був кристал, зображений на рис. 1.17. Ця структура була незалежно запропонована Хо в 1994 році, а також Созуером та Доулінгом в той же час, і останні автори назвали його структурою «дровітні» [14]. Кристал «дровітні» утворений стопкою діелектричних «колод» (зазвичай прямокутних) з ортогональними орієнтаціями, що чергуються. Основною перевагою «дровітні» в порівнянні з іншими ФК, котрі були запропоновані раніше, є те, що «дровітня» може бути виготовлена у вигляді послідовних шарів, що нанесені та структуровані за допомогою літографічних методів, розроблених для напівпровідникової електроніки. Використовуючи саме такий процес, структура «дровітні» була виготовлена з кремнієвих ( $\epsilon \approx 12$ ) колод Лінем, а ширина ФЗЗ була виміряна на довжині хвилі 12 мк. Згодом Лін та Флемінг в 1999 році змогли зменшити розмір ФК майже у вісім разів, що привело до зміщення ширини ФЗЗ на довжину хвилі 1,6 мк. Найпростішим стеком, подібним «дровітні», була б послідовність  $ABAB\cdots$ , де  $A$  позначає одну орієнтацію колоди, а  $B$  позначає ортогональну орієнтацію, але ця послідовність не дає значної ФЗЗ.

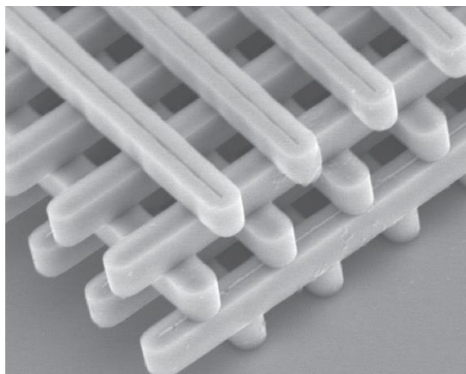


Рисунок 1.17 – Електронно-мікроскопічне зображення ФК «дровітні»

Замість цього виявляється, що чотиришарова послідовність  $ABCDABCD\cdots$  краще, в якій  $C$  і  $D$  є шарами з тією ж орієнтацією, що й  $A$  та  $B$ , але вони зміщені на половину горизонтального інтервалу, як показано на рис. 1.14. Зонна діаграма цієї структури для діелектричного контрасту 13:1 показана на рис. 1.18.

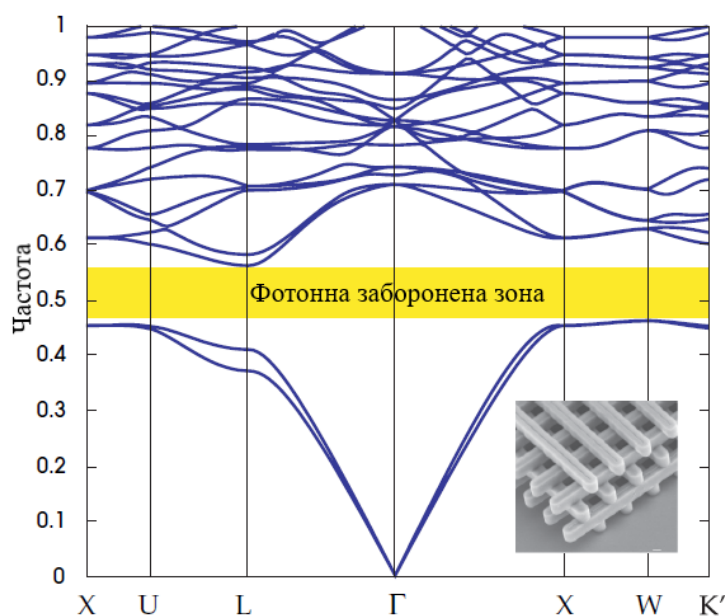


Рисунок 1.18 – Зонна структура для нижніх смуг структури «дровітні»

Даний ФК має повну ФЗЗ 19,5 % між другою та третьою смугами. Ця структура має періодичність ГЦК-решітки, в якій кожен ГЦК-«атом» з рис. 1.12 замінюється парою ортогональних колод. Фактично, кристал «дровітні», як і ФК Яблоновича, можна також розуміти як спотворену форму алмазної ґратки (з більш низькою симетрією). Якщо уявити алмаз, зображений на рис. 1.12, і сплюснути зв'язки так, щоб вони лежали паралельно площині  $xy$ , то виходить укладка «дровітні».

На рис. 1.13 показано, що ГЦК-решітка діелектричних сфер не має повної забороненої зони. Проте, цей ФК як і раніше володіє цікавими оптичними властивостями, котрі відповідають за блискучий зовнішній вигляд природних опалів. Більш того, виявляється, що зворотна структура, ГЦК-«повітряні отвори» в діелектрику, може мати повну ФЗЗ.

Використовуючи електронну мікроскопію, Сандерс в 1964 році виявив, що дорогоцінні опалові мінералоїди утворюються з щільно упакованих п'яти структур кварцових сфер субмікронного діаметра в матриці кремнезем-вода з відносно низьким діелектричним контрастом. Як і у випадку з ГЦК-решіткою щільноупакованих діелектричних сфер, невеликі ФЗЗ з'являються тільки в певних точках зонної діаграми. Вектори  $\vec{k}_z$  цих часткових зон відповідають конкретним напрямкам, в яких відбивається конкретна довжина хвилі  $i$ , отже, конкретний колір. Вузькість та спрямованість цих проміжків є джерелом яскравих переливних кольорів, які роблять опалові камені настільки привабливими. Цей вид структурного кольору (на відміну від кольорів, що виникають в результаті поглинання хімічними пігментами) відповідає за багато веселкових кольорів, що зустрічаються в природі, наприклад, на крилах метеликів, павиному пір'ї, деяких жуках та медузах.

Синтетичний опал, котрий подібний до природних опалів, може бути легко виготовлений, тому що мікроскопічні сфери можуть бути споникнуті до самозбірки в ГЦК-решітку при випаровуванні розчину, в якому вони суспендовані (колоїд). Потім можна перевернути структуру, просочивши простір між сферами високодіелектричним матеріалом, після чого, розчинивши

сфери, залишити за собою «зворотній опал» повітряних отворів [16]. Ця структура може мати повну ширину ФЗЗ, як вперше передбачив Созуер у 1992 році. Зонна структура показана на рис. 1.19. Ця структура являє собою ГЦК-решітку з повітряних сфер, які просто стикаються одна з одною ( $r = a/\sqrt{8}$ ) та вбудовані в діелектричне середовище з  $\varepsilon = 13$ .

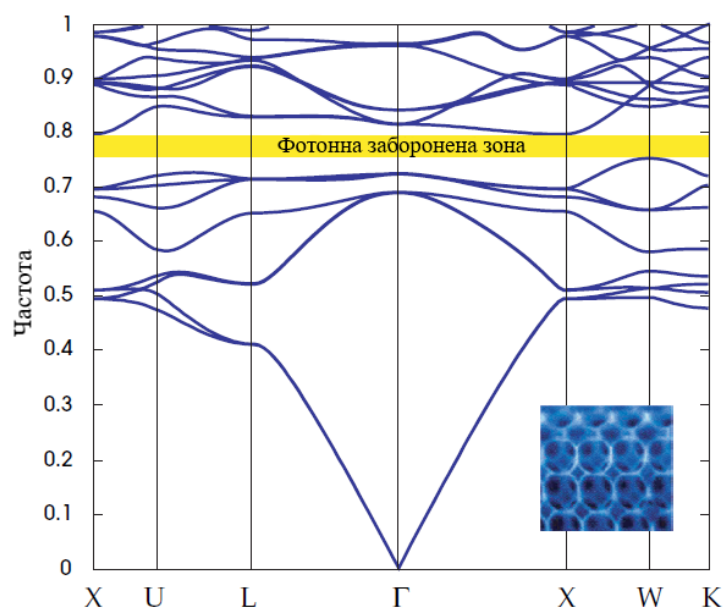


Рисунок 1.19 – Зонна структура для найнижчих смуг структури «зворотній опал»

Власов в 2001 році вперше виготовив зворотну структуру з опала (рис. 1.20), й було продемонстровано, що вона має повну ФЗЗ [17]. Виготовлена структура насправді має дещо складнішу геометрію: це ГЦК-решітка порожнистих сферичних оболонок, що перекриваються, з порами, у котрих вони перекриваються.

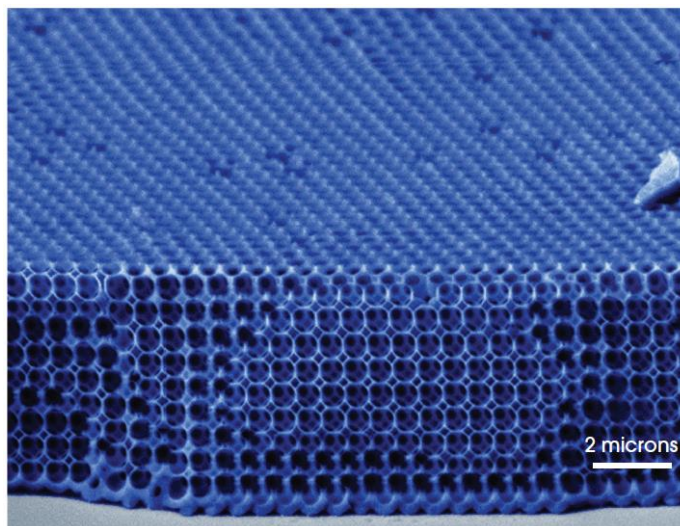


Рисунок 1.20 – Зображення структури зі зворотнім опалом

Ці оболонки є побічним продуктом методу виготовлення. Як і припускали Буш та Джон в 1998 році, пори діють на те, щоб збільшити ФЗЗ. Для діелектричного контрасту 13:1 можна отримати ФЗЗ 13 % для внутрішнього радіуса оболонки  $0,36a$  та товщини  $0,07a$ .

Ще один тривимірний ФК, також зроблено з складеної послідовності шарів, як і «дровітня». Він має трохи більшу ФЗЗ, ніж «дровітня», і повторюється кожні три шари ( $ABCA\overline{BC}\dots$ ), а не чотири. Головна причина обговорення цієї структури, однак, полягає в тому, що її особливо просто візуалізувати та зрозуміти: вона складається з стопки «двовимірних» кристалів: стрижнів та дірок кінцевої товщини. Структуру відображено на рис. 1.21 разом з її горизонтальними поперечними перерізами, які діляться на дві категорії: стрижневі шари, що представляють собою ґрати з високодіелектричних стрижнів у повітрі, та діркові шари, що представляють собою ґрати з циліндричних повітряних отворів в діелектрику.

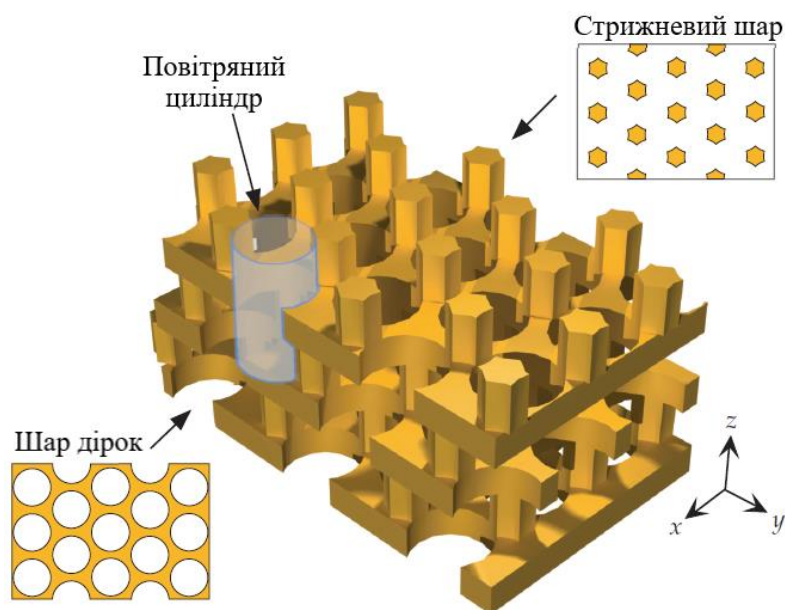


Рисунок 1.21 – Тривимірний ФК, утворений шарами з двовимірними перерізами

Для діелектричного контрасту 12:1 (аналогічно звичайним напівпровідниковим матеріалами на інфрачервоних довжинах хвиль) структура має заповнення ширини ФЗЗ на 21 %, як показано на зонній діаграмі на рис. 1.22.

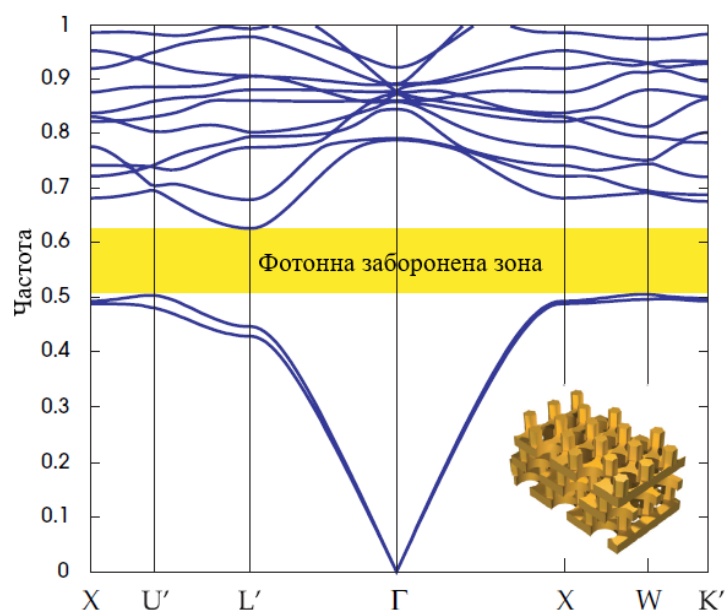


Рисунок 1.22 – Зонна структура для найнижчих смуг шаруватой структури

Знову ж таки, ця структура виявляється спотвореними алмазними ґратами, яка тісно пов'язана з ФК Яблоновича, і, отже, проміжок знаходиться між другою та третьою смугами. Щоб побачити, що він подібний до алмазу, потрібно уявити, що пляма між трьома отворами в шарі дірок є «атомом» з чотирма «зв'язками», утвореними трьома жилами в площині з сусідніми плямами та один стрижень або під, або над плямою.

Стрижні мають дивну форму, тому що вони сформовані із залишку, що залишився від шести циліндричних повітряних отворів, що перекриваються. Вся структура являє собою ГЦК-решітку повітряних циліндрів, що перекриваються (з висотою  $h = 0,93a$  та радіусом  $r = 0,293a$ ) в діелектричному середовищі з  $\varepsilon = 12$ .

Укладка  $ABCABC\cdots$  для цих циліндрів показана на рис. 1.23, на якій напрям укладання являє собою діагональний напрям ГЦК-решітки, показаний на рис. 1.12.

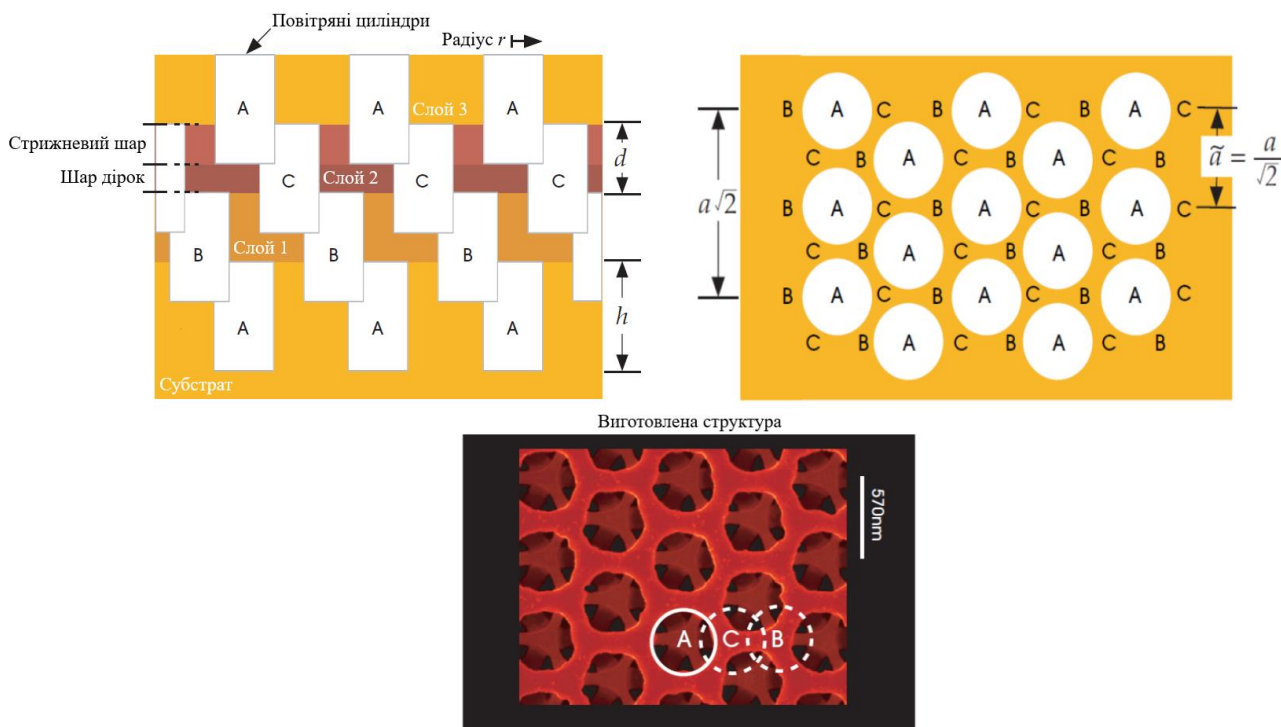


Рисунок 1.23 – Схематичне зображення процесу виготовлення шаруватої структури

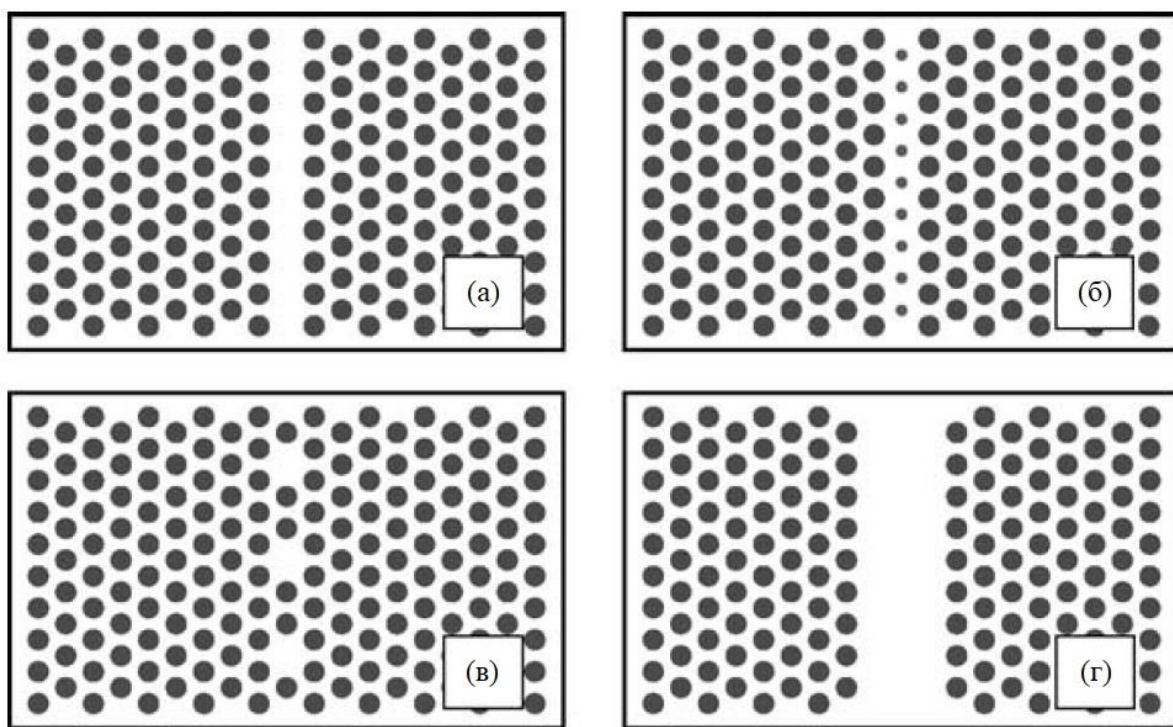
Таким чином, двошаровий стрижень та отвір формуються з кожного шару циліндричних повітряних отворів. Саме такий процес виготовлення був використаний при створенні цієї структури для інфрачервоних довжин хвиль вченим Ці у 2004 році [18].

Кожен окремий шар стрижня нагадує двовимірний ФК із забороненою ТМ-зоною. Аналогічно, кожен окремий дірковий шар нагадує двовимірний ФК із забороненою ТЕ-зоною. Отримувані електромагнітні моди безпосередньо пов'язані з їх двовимірними аналогами, що дає їх легше візуалізувати та розуміти, аніж більшість інших випадків тривимірних кристалів з повними забороненими зонами.

#### 1.4 Лінійні дефекти у нескінченних двовимірних фотонних кристалах

Якщо лінійний дефект введено в двовимірну решітку ФК, наприклад, змінюючи радіус колони по всій довжині або видаляючи її повністю, створюються деякі дефектні стани. Для зручної конструкції дефекту деякі з цих станів повинні бути розташовані в ФЗЗ кристала. Оскільки світло не може поширюватися в ФК на певній частоті, воно локалізується в оточенні дефекту, тобто лінійний дефект діє як хвилевід. На рис. 1.24 наведені деякі приклади лінійних хвилеводів в двовимірних ФК.

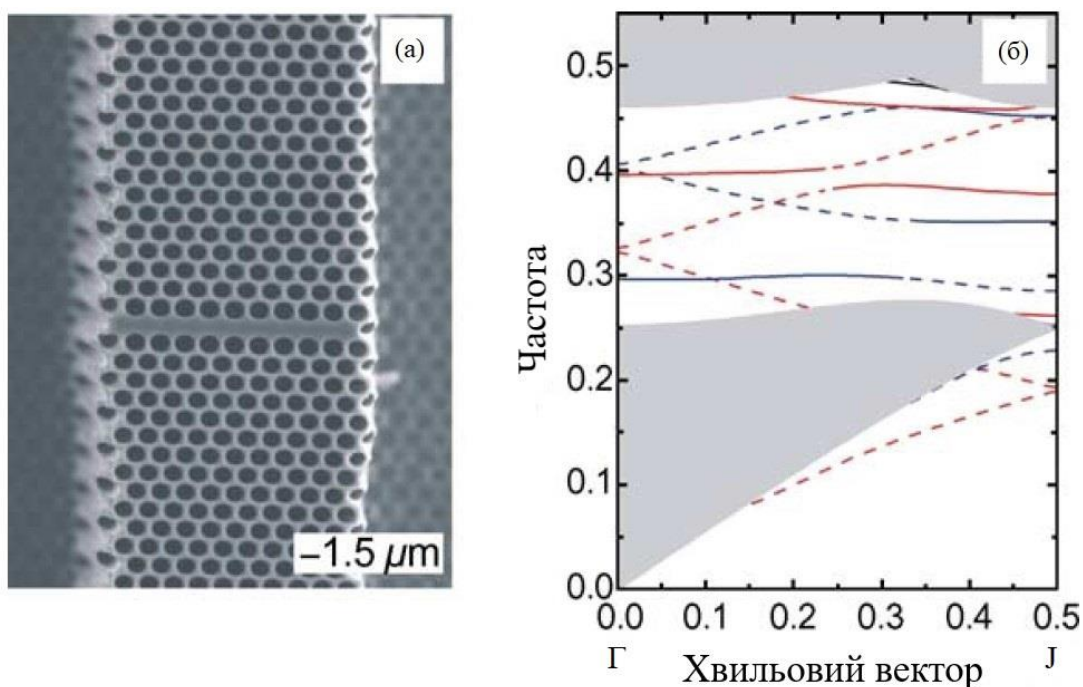
Введення лінійного дефекту викликає порушення симетрії. Дійсно, тепер трансляційна симетрія існує тільки в напрямку, паралельному дефекту. Отже, нова зона Бріллюена є одновимірною, і зонна структура двовимірного ФК повинна бути спроектована на  $k$ -шляху  $\Gamma(0) - J(\pi/a)$  нової зони Бріллюена [19].



- а) хвилевід, що має ширину одного ряду колон; б) хвилевід, що складається з ряду колон меншого діаметра; в) хвилевід зі зв'язаною порожниною; г) хвилевід, що має ширину трьох рядів колон

Рисунок 1.24 – Лінійні хвилеводи в двовимірних ФК

На рис. 1.25 показана зонна структура ТЕ-мод хвилеводу, що складається з ряду відсутніх колон в напрямку  $\Gamma-K$ , ФК складається з гексагональної решітки повітряних колон в кремнії з відносним радіусом  $r = 0,43$ . Сірі області відповідають континууму смуг, що є проекцією, об'ємного ФК. Аналіз рисунку показує, що заборонена ТЕ-зона знаходиться в частотній області від 0,275 до 0,460, де знаходяться декілька дефектних станів. Однак не всі ці дефектні стани орієнтуються через наявність ФЗЗ, в такій структурі співіснують два направляючих механізми. Перший засновано на існуванні ширини ФЗЗ, а другий – класичної направляючої індексу через ефективний контраст індексу між хвилеводом та його оточенням.



а) електронно-мікроскопічне зображення хвилеводу, що складається з ряду відсутніх колон; б) зонна структура даного хвилеводу.

Рисунок 1.25 – Зонна структура ТЕ-мод хвилеводу, що складається з ряду відсутніх колон

Оскільки їх існування засноване на індексному контрасті, індексні моди (пунктирні лінії) існують нижче першої смуги об'ємного ФК. Коли вони досягають крапки J на межі першої зони Бріллюена, вони складаються назад в першу зону Бріллюена та продовжують збільшуватися в напрямку точки  $\Gamma$  так далі.

На рис. 1.26 показано порівняння між розподілами полів в точці J двох мод з індексними напрямками, показаними на рис. 1.25, б, і модами відповідного двомірного гребінчастого хвилеводу, що мають таку ж ширину та ті ж ефективні індекси в сердечнику й оболонці, що і фотонно-кристалічний хвилевід. Існує гарне узгодження між полями обох систем, беручи до уваги те, що моди, керовані індексом, всередині хвилеводу ФК обурюються періодичністю колон, що призводить до зупинки зазору між модами в J-крапці.

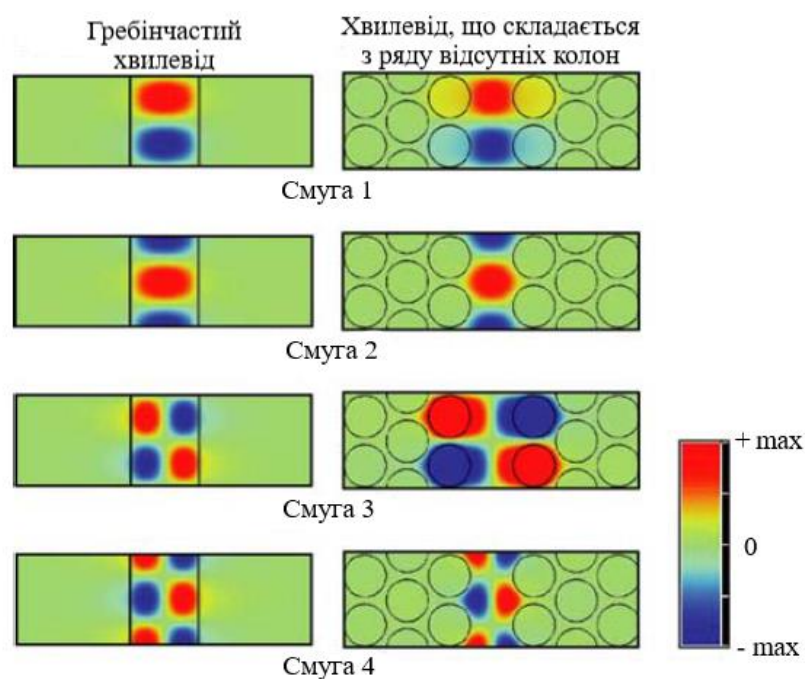


Рисунок 1.26 – Порівняння розподілів  $H_z$ -поля чотирьох мод з найменшим індексом в фотонно-кристалічних хвильоводах

Розглядаючи спочатку дві моди найнижчого порядку (червоні пунктирні лінії, що мають в точці J на частоті 0,190 та 0,193 відповідно), можна помітити, що перша мода з індексним напрямком в хвильоводі з рис. 1.25, а більше поширюється в ФК, ніж друга. Це може бути пояснено тим фактом, що довжина хвилі найнижчої моди більше (розширення моди для основних мод становить  $\lambda/2$ ). Таке ж явище відбувається набагато сильніше для третьої і четвертої смуг, відповідних модам другого порядку в гребінчастому хвильоводі. Ці дві смуги (сині пунктирні лінії) мають частоти 0,228 і 0,285 в крапці J, відповідно, смуга 3, що лежить нижче області об'ємних мод, та смуга 4 – у забороненій зоні. Можна пояснити сильнішу енергетичну щільність між двома смугами в такий спосіб: в цьому випадку розширення моди дорівнює  $\lambda$ , так що профіль моди смуги 3 великий і повинен поширюватися на навколишній ФК. Таким чином, її напруженість поля частково знаходиться в повітряних колонах. Оскільки розширення моди смуги 4 менше, ця мода може бути дуже добре розташована в діелектрику. У зв'язку з істотною відмінністю між розподілами

полів цих двох мод другого порядку, очікується, що між ними набагато більший енергетичний розрив, ніж між двома першими. Як наслідок, смуга 4 знаходиться у забороненій зоні ФК.

На відміну від мод з індексним напрямком моди з ФЗЗ існують тільки в забороненій зоні ФК (суцільні лінії на рис. 1.25, б). Їх керівний механізм засновано на відсутності дозволених станів в навколишньому ФК, і, отже, має металеву поведінку. Крім того, на відміну від мод з індексним напрямком, вони існують також в хвилеводах, де ядро має більш низький ефективний індекс, ніж навколишній ФК [20]. На рис. 1.27 показані розподілення полів трьох найнижчих мод дефектів, керованих ФЗЗ, котрі в крапці J мають частоти 0,262, 0,352 та 0,378 відповідно.

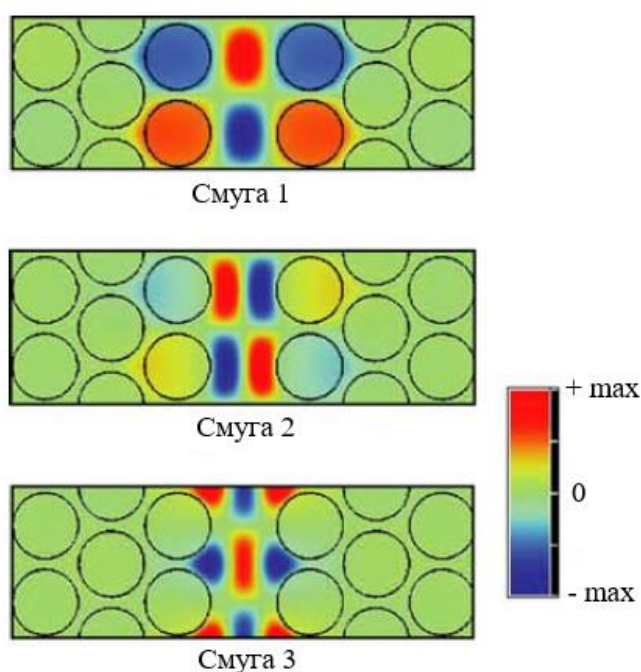
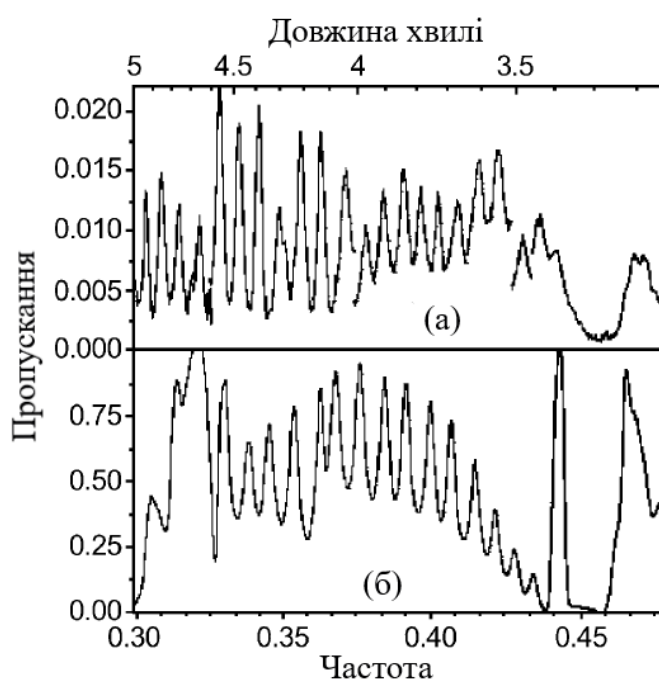


Рисунок 1.27 – Розподілення  $H_z$ -полів трьох найнижчих мод з дефектами у ФЗЗ хвилеводу, представленого на рис. 1.25, а

Інший ефект, котрий можна помітити на рис. 1.25, б – це антиперетин. Тільки моди, що мають різні симетрії, можуть перетинатися одна з одною без перешкод. Взаємодіють моди, які мають однакову симетрію, що призводить до

ефектів, котрі перешкоджають перехресцуванню, що можна бачити для двох непарних в поперечному напрямку мод в середині зазору з частотою близько 0,39. Взаємодія між цими двома режимами ілюструє той факт, що різниця, яка проводиться між показником індексу та шириною забороненої зони, не завжди є суворою. Більш того, можна об'єднати обидва, вставивши пластинчастий хвилевід в середину ФК [21]. На рис. 1.28 показано проходження через хвилевід, що складається з одного ряду відсутніх колон в макropористому кремнії, аналогічно представленому на рис. 1.25, а.



а) вимірювання пропускання через хвилевід; б) розрахунок пропускання методом кінцевих різниць у часовій області для фотонно-кристалічного хвилеводу.

Рисунок 1.28 – Графік пропускання через хвилевід

Лінійний дефект має довжину 27 мк (18 постійних решітки). Пропускання через хвилевід вимірювалося за допомогою імпульсного лазерного джерела, що має ширину смуги 200 нм і перебудовується в широкому діапазоні частот

забороненої ТЕ-зони ( $3,1 \mu\text{м} < \lambda < 5,1 \mu\text{м}$ ) [19]. Вимірний спектр на рис. 1.28, а демонструє явні резонанси Фабрі-Перо в широкому спектральному діапазоні, що викликані багаторазовими відбиттями на гранях хвилеводу, і дуже добре узгоджується з відповідним розрахунком пропускання методом кінцевих різниць у часовій області на рис. 1.28, б. Знову ж таки, як і в випадку об'ємних ФК, лазерний промінь може збуджувати тільки хвилеводні моди з непарною в поперечному напрямку симетрією відносно площини дзеркала в середині хвилеводу, так що парні моди не вносять вклад у пропускання.

В результаті процесу фотоелектрохімічного виготовлення діаметр колон в сусідніх рядах з хвилеводом збільшується, як це видно на рис. 1.25, а. Це призводить до зміщення дефектних мод на більш високі частоти. При розрахунку передавання ця особливість була врахована. Отже, якщо криві відбиття порівнювати з зонною структурою на рис. 1.25, б, то невелика затримка, що спостерігається на кривих пропускання для частот близько 0,45, відповідає антиперетину між непарними модами в середині забороненої зони.

### 1.5 Явища у фотонно-кристалічних пластинах

Якщо лінійний дефект вводиться в ґрати фотонно-кристалічної пластини, то відбувається те саме явище, що і в разі нескінченних двовимірних ФК. Для відповідної конструкції хвилеводу деякі дефектні стани розташовані в забороненій зоні ФК, так що світло обмежується уздовж лінійного дефекту в площині кристала у цьому діапазоні частот. Комбінуючи це пласке обмеження з вертикальним обмеженням через індекс контрасту в вертикальному напрямку, можливо тривимірне утримання світла за допомогою хвилеводу в фотонно-кристалічній пластині [8].

На рис. 1.29 показана зонна структура хвилеводу, що складається з одного ряду відсутніх колон в фотонно-кристалічній пластині. ФК складається з кремнієвого сердечника з відносною товщиною 0,4, оточеного двома структурованими оболонками з оксиду кремнію (тобто повітряні пори

проходять в оксидні оболонки). Пори розташовані в гексагональній решітці та мають відносний радіус 0,366. Нижня сіра область відповідає континууму спроектованих об'ємних смуг, а верхня сіра область – світловому конусу. Дефектні моди нижче області спроектованих об'ємних мод орієнтуються за індексом, як у випадку нескінченного двовимірного ФК.

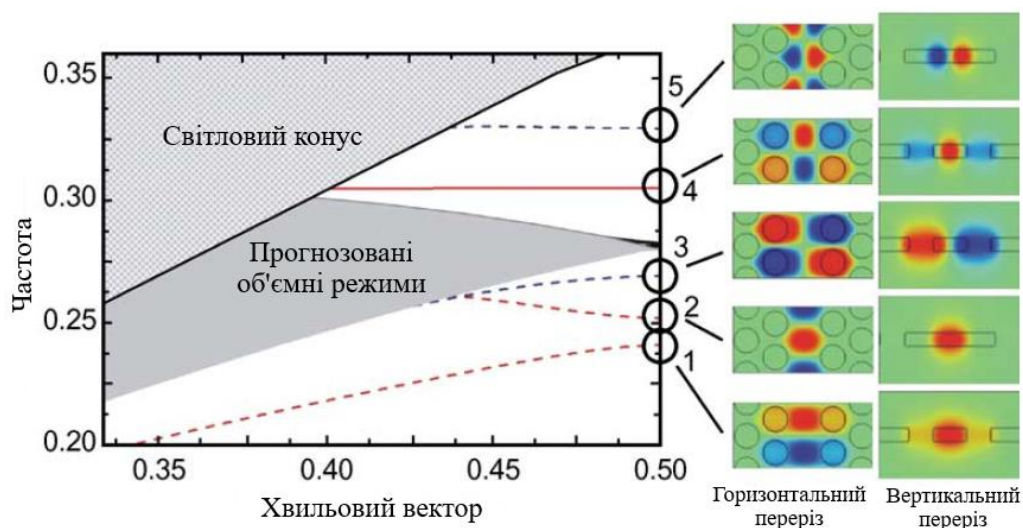
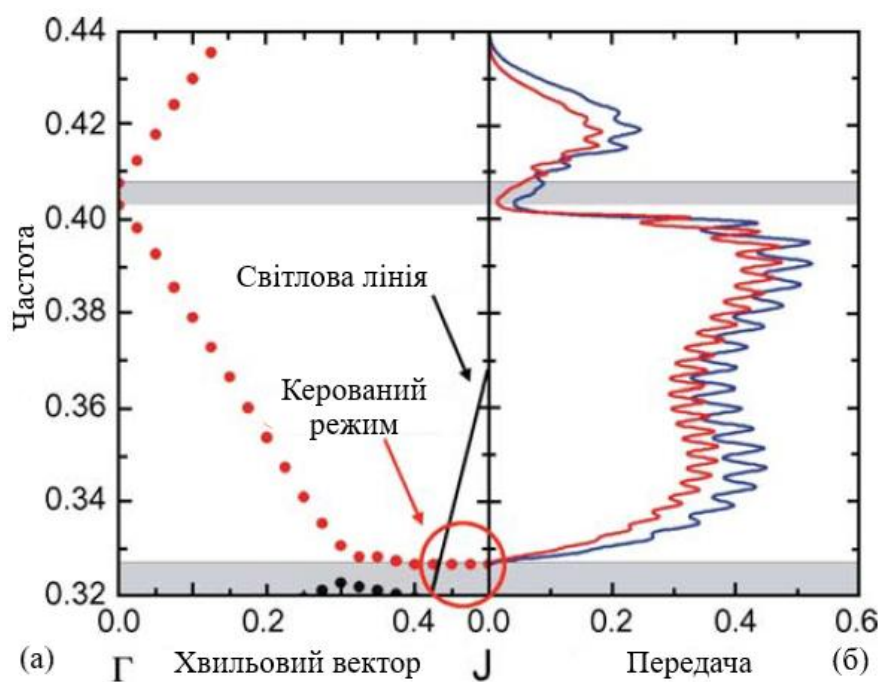


Рисунок 1.29 – Зонна структура для хвилеводу, що складається з одного ряду відсутніх колон у фотонно-кристалічній пластинці

Крім того, розподілення поля (1 – 3) в дзеркальній  $xu$ -площині в середині кремнієвої пластини, показаної на рис. 1.29, дуже схожі на ті, що представлені на рис. 1.26. Це пов'язано з тим, що дефектні моди дуже добре обмежені в кремнієвій серцевині, що видно на вертикальних перетинах, показаних на рис. 1.29. Вище проєктованих об'ємних мод, дефектні моди лежать в забороненій зоні ФК. Вони вертикально обмежені, поки знаходяться в білій області нижче світлової лінії. Для утримання в площині, обидва напрямних механізми співіснують, як у випадку нескінченних двовимірних хвилеводних структур: або моди орієнтовані за індексом (наприклад, смуга 5), або вони керуються через наявність ширини ФЗЗ (смуга 4). Знову ж таки, порівняння між

розподілами полів цих двох дефектних мод і двох відповідних, представлених на рис. 1.25, а, та смуги 4 на рис. 1.26 показує дуже сильну подібність.

Вище світлової лінії дефектні моди стають резонансними, тобто вони все ще направляються в площині уздовж лінійного дефекту, але з втратами у вертикальному напрямку. Через власні втрати випромінювання, пропускання світла через хвилеводи на основі дефектних мод над світловою лінією може бути досить низьким. На рис. 1.30, а показано зонну структуру хвилеводу ФК з відносною товщиною кремнію 0,3, всі інші параметри такі ж, як на рис. 1.29. Відповідна передача через цей хвилевід довжиною  $30a$  та  $40a$  представлена на рис. 1.30, б.



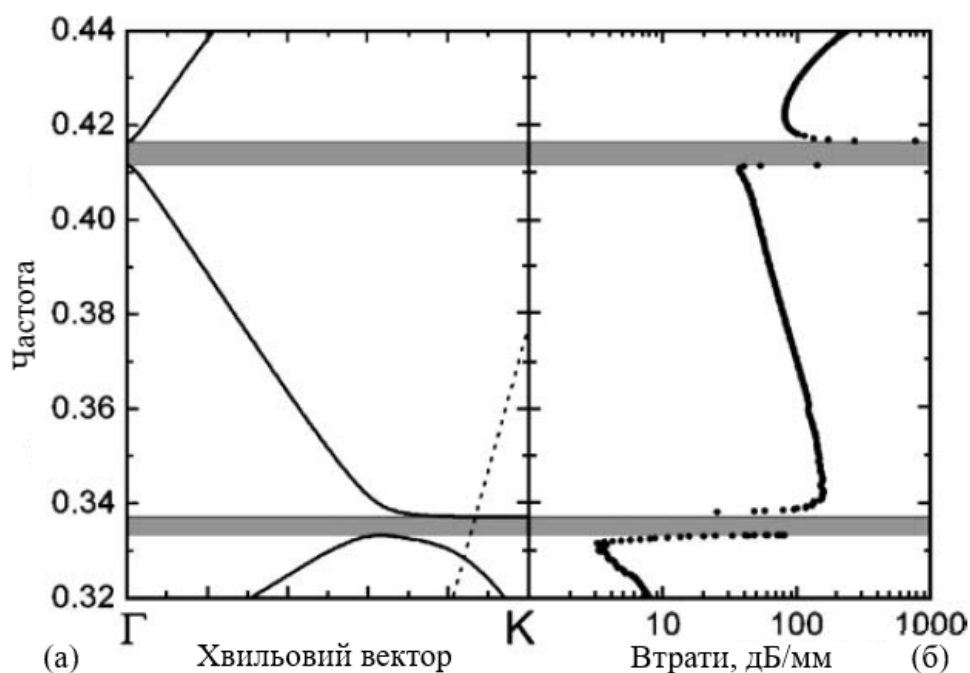
а) зонна структура для непарних мод фотонно-кристалічного хвилеводу, що має відносну товщину кремнію 0,3; б) передача через хвилевід з довжиною  $30a$  (синя лінія) і  $40a$  (червона лінія) постійних решітки відповідно.

Рисунок 1.30 – Зонна структура хвилеводу ФК з відносною товщиною кремнію 0,3

У розрахунках враховується вхідний і вихідний зв'язок світла з хвилеводом із ФК через гребінчастий хвилевід, який має однакову ширину й однакові ефективні показники, що призводить до втрат зв'язку близько 50 %. Показаний відносний діапазон частот (0,32 – 0,44) відповідає ширині ФЗЗ кристала. Оскільки представляють інтерес непарні в поперечному напрямку моди, в структурі зон показані тільки дві непарні зони дефектів, розділені зазором близько 0,405. Таким чином, перша дефектна мода орієнтується тільки в діапазоні хвильового вектора 0,4 – 0,5, що відповідає дуже малому частотному діапазону. Основна частина нижньої дефектної смуги (для хвильових векторів нижче 0,4), що сприяє передачі, є резонансною. Виходячи з різниці в передачі між двома довжинами хвилеводів, загасання через втрати на випромінювання оцінюються близько 100 дБ на кожен міліметр для постійної решітки 500 нм. Ця оцінка добре узгоджується з теоретичними передбаченнями, а також з експериментальними вимірами на хвилеводах з кремнію [21]. На рис. 1.31 показано відповідність між зонною структурою та власними втратами в хвилеводі ФК. Можна визнати, що втрати в режимі найменших дефектів складають у середньому близько 100 дБ на кожен міліметр, як і прогнозується з розрахунку передачі.

Коли хвильовий вектор збільшується до крапки J, смуга перетинає світлову лінію та стає спрямованою, це відповідає дуже швидкому зменшенню втрат. Над світловою лінією, на іншому краю смуги, при досягненні зазору в Г-крапці уповільнення групової швидкості призводить до значного збільшення втрат на випромінювання.

Таке ж явище спостерігається в нижній межі забороненої зони для частот близько 0,335. Верхня мода непарного дефекту є повністю резонансною, відповідна низька пропускна здатність, представлена на рис. 1.30, б, вказує на сильні втрати випромінювання ( $\geq 200 - 300$  дБ/мм), що підтверджується на рис. 1.31. Очікується, що втрати випромінювання для мод над світловою лінією в пластинчастому хвилеводі будуть пропорційні квадрату контрастності вертикального індексу ( $\Delta\epsilon^2$ ) [9].



а) зонна структура для непарних мод фотонно-кристалічного хвилеводу; б) відповідні власні втрати (плоско-хвильовий розрахунок).

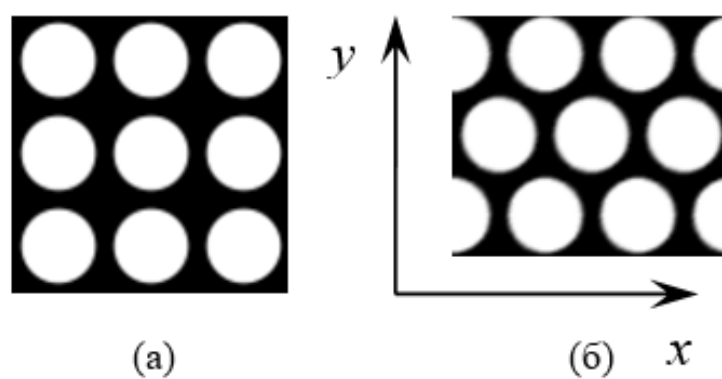
Рисунок 1.31 – Відповідність між зонною структурою та власними втратами в хвилеводі ФК

Проте в структурах на основі кремнію деякі моди існують нижче світлової лінії, з відповідно дуже маленькими власними втратами для керованих мод. Тільки в разі порушення періодичності, наприклад, вигинів хвилеводів, деяких внутрішніх втрат, слід очікувати моди нижче світлової лінії, котрі складним чином залежать від декількох параметрів, таких як діелектричний контраст і конструкція дефекту. Спосіб зсуву дефектної моди в середині забороненої зони, а також збільшення групової швидкості та вікна передачі моди нижче світлової лінії полягає в зміні ширини дефекту. Положення моди в забороненій зоні також можна контролювати, змінюючи діаметр отворів лінійних дефектів, або отворів, що оточують дефект [17].

## 2 РОЗРАХУНОК ТА АНАЛІЗ ДИСПЕРСІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК

### 2.1 Симетрії у фотонних кристалах

Розглянемо два варіанти симетрії ФК, утвореного вакуумними дірками в діелектричному середовищі, розташованого у вузлах прямокутної решітки (рис. 2.1, а) або трикутної (рис. 2.1, б). Ці структури характеризуються забороненими зонами для ТЕ поляризації випромінювання. У цьому випадку вектор напруженості магнітного поля спрямований уздовж осі  $O_z$ .

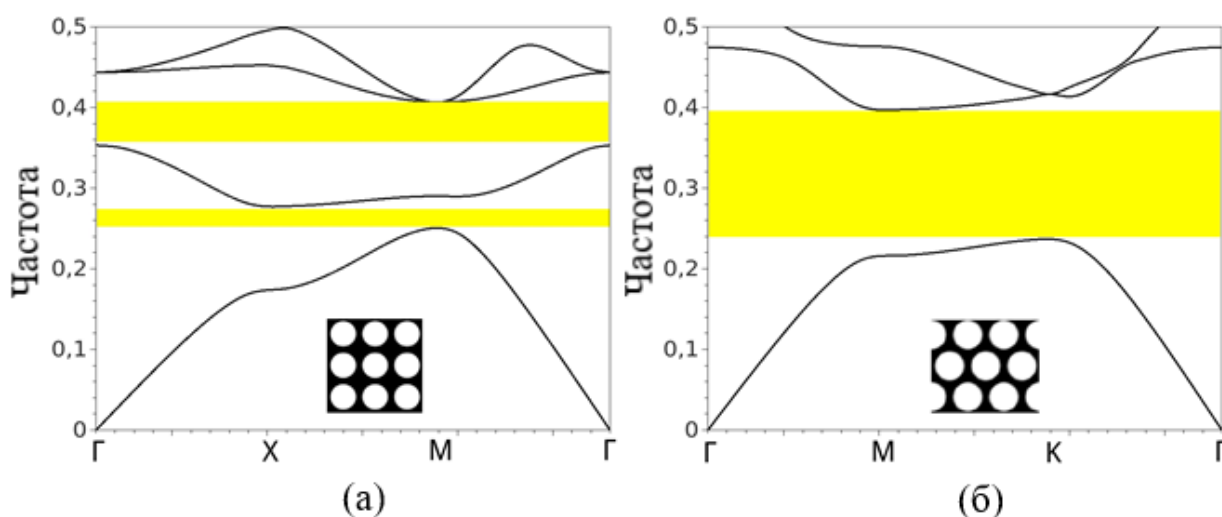


а) прямокутна симетрія; б) трикутна симетрія.

Рисунок 2.1 – Схеми симетрій ФК

На рис. 2.2 наведені діаграми дисперсії двовимірного фотонного кристала з прямокутною і трикутною симетрією (рис. 2.2, а та рис. 2.2, б відповідно) для ТЕ-поляризації. Затінені зони позначають ФЗЗ, в яких немає розв'язань дисперсійного рівняння.

Структура з прямокутною симетрією має дві ФЗЗ з межами 0,2505 – 0,277 та 0,353 – 0,407. На рисунку видно першу заборонену зону трикутної симетрії з межами 0,237 – 0,397. Оскільки в випадку трикутної симетрії ширина забороненої зони набагато більше, ніж у ФК з прямокутною симетрією, саме такі структури широко використовуються в фотоніці.



а) прямокутна структура симетрії; б) трикутна структура симетрії.

Рисунок 2.2 – Зонні діаграми фотонних кристалів

Утворення дефектів лінійної періодичності в ФК є одним з методів створення хвильоводів. У середині заборонених зон виникає концентрація електромагнітного поля в області дефекту і стає можливою ефективна передача енергії по хвильоводу. Режим хвильоводу пов'язаний з появою дефектних (локалізованих) мод в забороненій зоні фотона. Існують як швидкі дефектні моди з фазової швидкістю, більшою за швидкість світла, так і повільні хвильові моди з фазової швидкістю, меншою швидкості світла. Повільні хвилі можуть бути синхронізовані з лінійними електронними пучками в порожніх каналах ФКХ. Слід зазначити, що з метою уникнення осідання електронів в стінках хвильоводу його ширина повинна бути досить великою. З іншого боку, для ефективної взаємодії пучок-хвиля необхідно пропускати електронний пучок поблизу поверхні хвильоводного каналу, де амплітуда поля повільної поверхневої хвилі максимальна. У зв'язку з цим становить інтерес пошук конфігурацій ФКХ з максимально рівномірним поперечним розподілом повільного хвильового електричного поля в каналі порожнистого хвильоводу.

Через наявність ФЗЗ у фотонно-кристалічних структурах можливе утворення резонаторів і хвильоводів. Локальні й лінійні дефекти періодичності вводяться в ФК для локалізації та напрямку світла.

## 2.2 Повільнохвильові системи з різною шириною порожнистого каналу

Порушення періодичності структури призводить до неможливості застосування методів аналізу, що використовуються для нескінченних періодичних структур. Тому в цьому випадку використовується так званий метод суперкомірки, що періодично вводить дефекти в просторі [16]. Слід зазначити, що розмір суперкомірки повинен бути досить великим, щоб забезпечити незначний зв'язок між сусідніми дефектами для режиму роботи структури. Схема звичайного ФКХ показана на рис. 2.3.

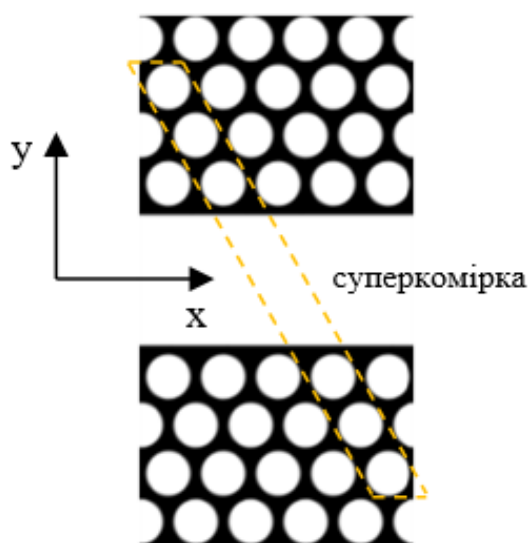


Рисунок 2.3 – Схеми ФКХ з трикутною симетрією та суперкоміркою

Цей хвильовід підтримує як швидку, так і повільну моди. Повільні хвилі можуть бути використані для взаємодії з лінійними електронними пучками, що проходять через порожнистий канал ФКХ. Ширина хвильоводного каналу є дуже важливим фактором для пристроїв з лінійними електронними пучками через

накопичення заряду в діелектрику і необхідності забезпечення імпедансу взаємодії. Крім того, збільшення ширини хвильового каналу дозволяє використовувати більш потужні електронні пучки без додаткового поліпшення конструкції пучково-хвильової системи. З іншого боку, збільшення ширини хвильового каналу призводить до значної зміни складу мод хвильоводу. Тому необхідно враховувати вплив розміру каналу на електродинамічні властивості хвильоводу фотонного кристала.

Хвильоводна схема на рис. 2.3 містить три домена; оболонкові домени представлені у вигляді трикутних фотонних кристалів. Діапазон робочих частот лежить в межах цієї ширини забороненої зони. Хвильоводний порожнистий канал є областю локалізації поля і може забезпечувати проходження лінійного електронного пучка. Імпеданс взаємодії визначається просторовим розподілом електричного поля в каналі хвильоводу і розташуванням пучка в поперечному перерізі хвильоводу.

Електромагнітне поле хвилі в періодичній структурі являє собою суперпозицію нескінченного числа просторових гармонік (мод Флоке) з різними амплітудами і поздовжніми хвильовими числами:

$$\vec{E}(x, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \vec{E}_m e^{i(\omega t - \vec{k}_m x)} \quad , \quad (2.1)$$

$$\vec{k}_m = \vec{k}_0 + \frac{2\pi m}{L} \quad ,$$

Позитивні і негативні значення  $m$  відповідають прямій і зворотній хвилям відповідно (позитивна і негативна просторові гармоніки).

На рис. 2.4 показана проекційна смугова діаграма хвильоводу ФХ (схема на рис. 2.3). Нормалізоване хвильове число уздовж хвильоводу (напрямок  $O_x$ ) нанесено на вісь абсцис. Розглядається діапазон частот в межах великої забороненої зони. Червоні пунктирні лінії поділяють домени, які відповідають об'ємним і поверхневим хвильовим режимам ФКХ. Тому похила пунктирна

лінія зліва – це «світлова лінія». Сіра затінена область, розташована над світловою лінією, вказує на область існування швидких просторових гармонік. Розв'язання дисперсійного рівняння для об'ємних хвильових режимів в забороненій зоні відповідають швидким хвилям в порожнистому каналі хвилеводу з фазовими швидкостями, більшими, ніж швидкість світла. Область, розташована нижче світлової лінії, містить рішення дисперсійного рівняння для поверхневих повільних хвиль з фазовими швидкостями, меншими, ніж швидкість світла.

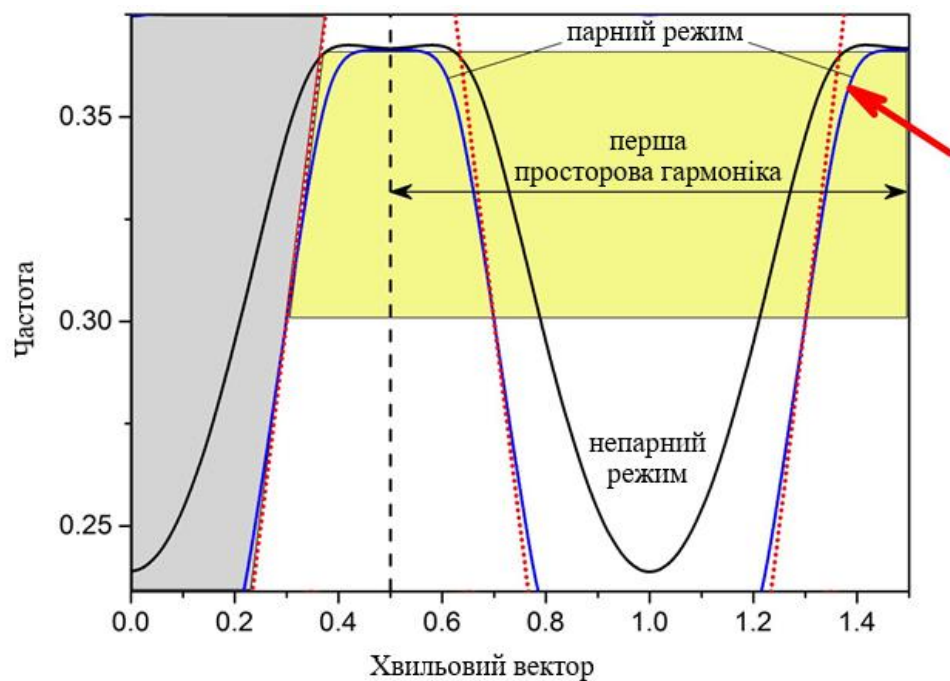


Рисунок 2.4 – Дисперсійна характеристика ФКХ

Вертикальна пунктирна лінія показує межу між нульовою та першою просторовою гармоніками. Смогова діаграма містить інтервали значень хвильових чисел для цих гармонік. Парні та непарні моди реалізуються в цій області частот, і можливо бачити частини дисперсійних кривих, які відповідають прямій і зворотній хвилям (позитивний і негативний нахили відповідно). Крім того, дисперсійні криві для цих мод розташовані як в області поверхневих хвиль, так і в області об'ємних хвиль. Слід зазначити, що тільки

парні моди можуть ефективно взаємодіяти з лінійними електронними пучками через ненульову напруженість поля на осі хвилеводу.

Повне поле режиму періодичної структури формується всіма просторовими гармоніками. Таким чином, жовта затінена область на рис. 2.4 показує частотну область, де поле парної моди містить тільки просторові гармоніки повільних хвиль [17]. Нижня межа цієї області визначається перетином світлової лінії і дисперсійної кривої для парної моди. Частотна область поза цією областю відповідає режимам з швидкими і повільними хвилями. Очевидно, що в цьому випадку ми отримуємо поперечний просторовий розподіл повного поля мод з максимумом інтенсивності на осі хвилеводу, оскільки об'ємна гармоніка з нульовою об'ємною амплітудою має найбільшу амплітуду поля серед всіх членів розкладання в формулу (2.1). На рис. 2.5 показані просторові поперечні розподілення поздовжньої компоненти  $E_x$  електричного поля для парної (суцільна крива) і непарної (пунктирна крива) мод для значення хвильового числа, зазначеного червоною стрілкою на рис. 2.4 (1,383 для першої просторової гармоніки й 0,383 для нульової просторової гармоніки). Вертикальними пунктирними лініями позначені межі хвилеводного порожнистого каналу. Інтенсивність поля різко зменшується впродовж двох періодів оболонки хвилеводу ФК. Таким чином, електромагнітний зв'язок між сусідніми хвилеводами практично відсутній, і метод суперкомірки підходить для аналізу цієї локалізованої моди.

У цьому випадку спостерігаються режими прямої хвилі для парних і непарних мод з фазовою швидкістю на першій просторовій гармоніці. Цей режим забезпечує можливість посилення електромагнітного сигналу в пучково-хвильовій системі з фотодинамічною кристалічною електродинамічною системою.

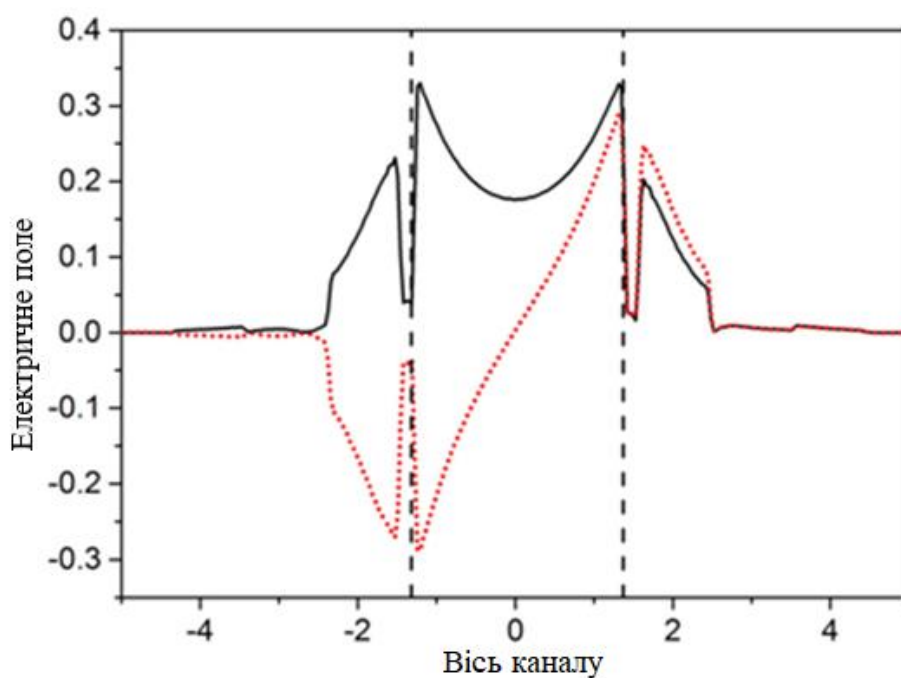


Рисунок 2.5 – Просторовий розподіл поздовжньої компоненти електричного поля в ФКХ з трикутною симетрією

Максимальна напруженість електричного поля реалізується на кордонах хвильоводного каналу. Цей режим поверхневої хвилі відповідає області поза світлового конуса на діаграмі зони. Значення електричного поля на осі хвильоводного каналу приблизно в два рази менше максимального значення на кордонах порожнистого каналу. Тому електронний пучок, що займає половину ширини каналу, може забезпечити достатній імпеданс взаємодії.

Режим зворотної хвилі також може бути реалізований в областях поверхневих хвиль на дисперсійній діаграмі, коли дисперсійні криві мають негативний нахил. Але фазова швидкість більше, ніж в режимі прямої хвилі. Вектори фазових і групових швидкостей зворотних  $d$ -хвиль антипаралельні. Цей режим використовується в пучково-хвильових системах для збудження коливань через розподілення зворотного зв'язку в області взаємодії.

Розглянемо далі ФКХ з більш широким каналом. Припустимо, що п'ять рядів структурних елементів видалені для формування хвильоводного

порожнього каналу. На рис. 2.6 наведена дисперсійна діаграма для такого хвилеводу.

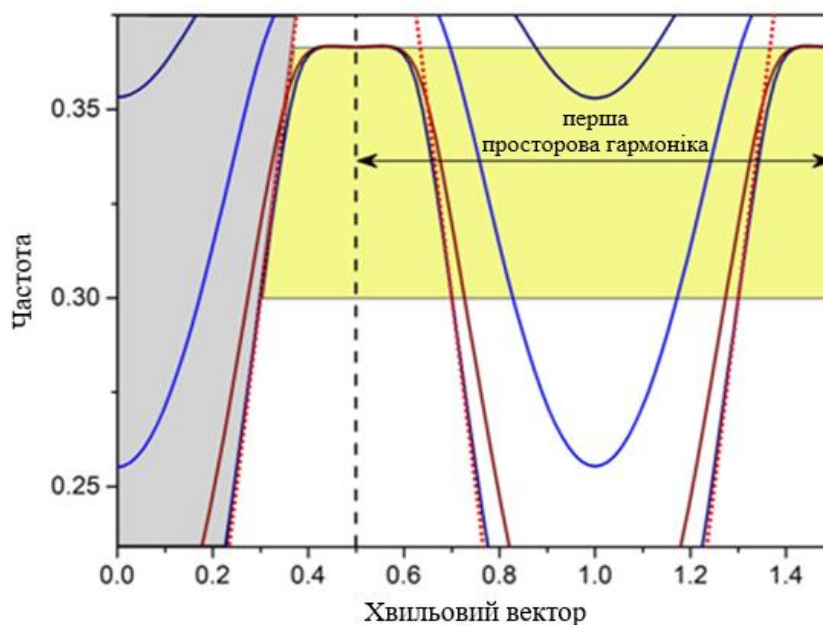


Рисунок 2.6 – Дисперсійна характеристика ФКХ з п'ятьма віддаленими рядами елементів

Додаткова смуга виникає всередині забороненої зони в досліджуваній області частот. Однак сумарні поля всіх додаткових мод містять як об'ємні (швидка хвиля), так і поверхневі (повільна хвиля) просторові гармоніки. Таким чином, їх розподілення поля в значній мірі визначаються об'ємними просторовими гармоніками, а максимальна напруженість поля лежить на осі каналу хвилеводу. Порівняння діаграм смуг на рис. 2.4 і рис. 2.6 показує схожість дисперсійних кривих для парних і непарних мод, які містять тільки просторові гармоніки повільних хвиль в певній смузі частот (жовті затінені області для парних мод). Крім того, кількість поверхневих мод поза світлового конуса не змінюється. У цій області дисперсійної діаграми реалізовані дві (парні і непарні) поверхневі моди з шириною каналу більш ніж в два рази.

Просторові розподілення поздовжньої компоненти повного електричного поля для різної ширини каналу хвилеводу показані на рис. 2.7 (парні моди).

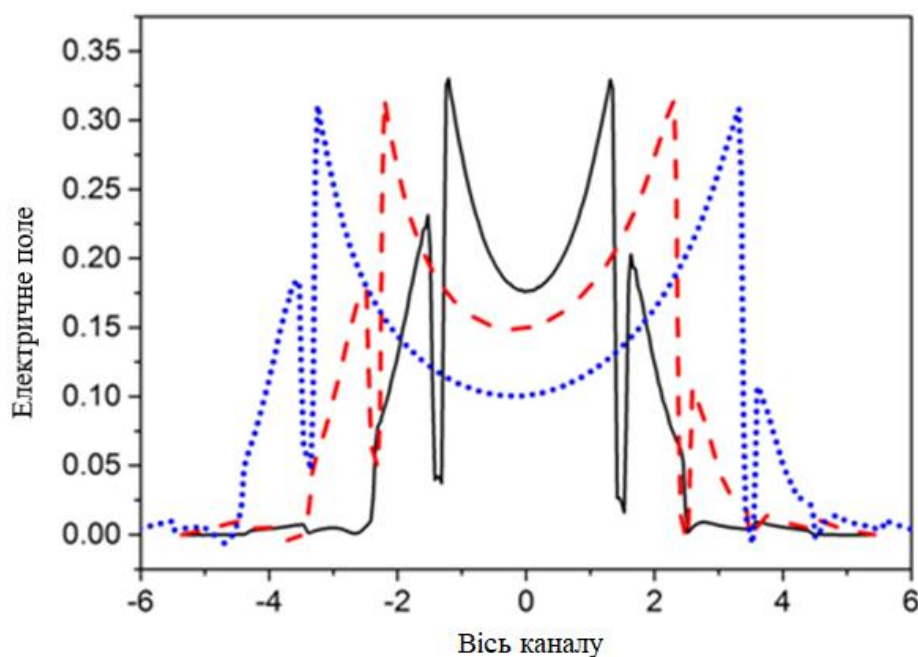


Рисунок 2.7 – Просторові розподілення електричного поля в ФКХ при різних значеннях ширини порожнистого каналу

Суцільні, пунктирні та штрихові криві відповідають ширині каналу  $w = 2,7a$ ,  $4,7a$  та  $6,7a$  відповідно. Чисельні розрахунки виконані для нормованого значення хвильового числа  $ka / 2\pi = 1,383$  для першої просторової гармоніки ( $0,383$  для нульової просторової гармоніки) за допомогою МРВ. Збільшення ширини каналу хвилеводу не призводить до значної зміни власного режиму хвилеводу фотонного кристала, який відповідає навіть моді повільних хвиль з симетричним поперечним розподілом електричного поля. Аналогічні результати були отримані для модифікованого бреггівського відбивного хвилеводу з додатковими узгоджувачими шарами між серцевиною з порожнистого хвилеводу й оболонкою [18, 19]. Значення поля в центрі хвилеводного каналу зменшується менш ніж в два рази зі збільшенням ширини

каналу. Тому імпеданс взаємодії істотно не падає при проходженні електронного пучка в хвилеводі.

Таким чином, лінійний ФКХ дозволяє створювати повільнохвильові системи з різними значеннями ширини порожнистого каналу. Сутність електричного поля суттєво не зменшується в поперечному перерізі каналу і, відповідно, в поперечному перерізі електронного пучка.

### 2.3 Прямокутна симетрія у повільнохвильових системах

На рис. 2.8 показана проекційна смугова діаграма ФКХ, що утворена видаленням трьох рядів дірок з ФК із прямокутною симетрією. Абсциса – це нормалізоване число поздовжніх хвиль в першій зоні Бріллюена, тобто для нульової просторової гармоніки поля. Коса пунктирна крива вказує на світлову лінію, яка ділить діаграму на області існування швидких й повільних хвиль. Дисперсійна діаграма побудована в частотній області, що відповідає ширині забороненої зони фотонного кристала. Існують дві локалізовані моди (парна і непарна), для яких реалізуються моди прямих поверхневих хвиль в ФКХ. Оскільки непарна мода має нульову амплітуду в центрі хвилеводного каналу, взаємодія з електронним пучком буде більш ефективним для парної моди.

Фазові швидкості першої просторової гармоніки на прямій та зворотній хвилях складають  $0,265c$  та  $0,6c$  відповідно для парної моди. Це дозволяє уникнути використання великих значень прискорювальної напруги для посилення пучково-хвильових систем. Однак суттєвим недоліком повільнохвильової системи на основі ФКХ з прямокутною симетрією є вузька смуга перебудови частоти електрона зі зміною прискорюючої напруги.

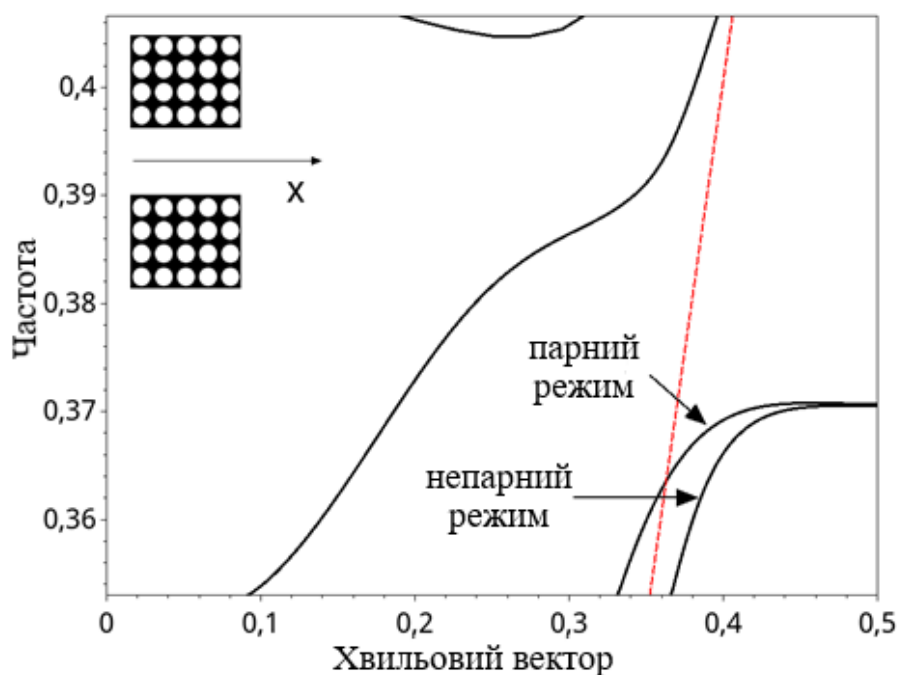


Рисунок 2.8 – Дисперсійна діаграма прямокутного симетрії ФКХ

Модифікована схема ФКХ з періодично гофрованими межами показана на рис. 2.9. У даному випадку використовується ФК з прямокутною симетрією. Слід зазначити, що тут більш складна структура з різними просторовими періодами оболонки хвилеводу і областю, яка обмежує канал хвилеводу. Фактично це ФКХ з додатковими шарами на кордонах каналу. Ускладнення структури призводить до формування специфічного модового складу хвилеводу [20, 21]. На рис. 2.9 показана прогнозована діаграма дисперсії ФКХ в межах високочастотної забороненої зони. Для обраних значень параметрів системи в низькочастотній забороненій зоні відсутні моди, відповідні режиму повільних хвиль.

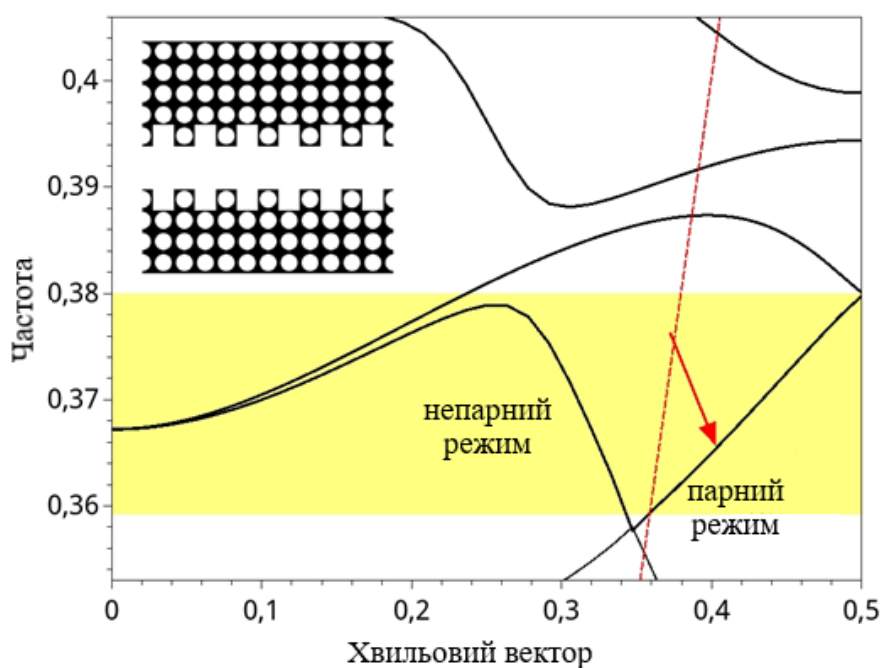


Рисунок 2.9 – Дисперсійна діаграма модифікованого ФКХ

Стрілка на діаграмі розсіювання демонструє точку з координатами  $ka/2\pi = 0,4028$  та  $\omega a/2\pi c = 0,3654$ . Поперечний просторовий розподіл цієї парної моди має кілька максимумів, один з яких розташований в центрі хвилеводного каналу (рис. 2.10).

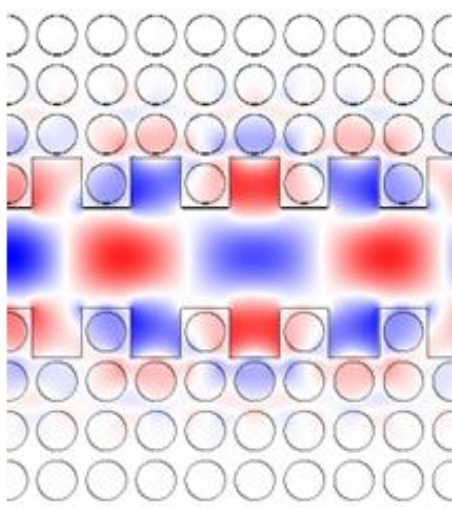


Рисунок 2.10 – Структура електричного поля для модифікованого ФКХ

Поле моди формується тільки повільними просторовими гармоніками. Це випливає з діаграми на рис. 2.9, де затінена область вказує смугу пропускання повільних хвиль (парна мода). Тому можна припустити, що поле першої просторової гармоніки характеризується підвищеною амплітудою в центрі порожнистого каналу в порівнянні з режимом повільних хвиль в звичайному хвилеводі. Отже, в цьому випадку можна підвищити ефективність взаємодії пучок-хвиля при синхронізації електронного пучка з першими просторовими гармоніками з фазовою швидкістю  $0,26c$  (пряма хвиля) та  $0,61c$  (зворотна хвиля).

Модифікована схема ФКХ з оболонкою на основі системи з трикутною симетрією показана на вставці до рис. 2.11. Тут порожнистий канал хвилеводу формується шляхом видалення двох рядів періодичної структури. Отвори в шарах, що обмежують хвилеводу розташовані з просторовим періодом  $2a$ . На рис. 2.11 приведена дисперсійна діаграма для діапазону частот в межах забороненої зони фотона оболонки хвилеводу. У цьому діапазоні є дві моди, для яких існує режим повільних хвиль. Одна мода відповідає режиму прямої повільної хвилі, друга – повільної моди зворотної хвилі.

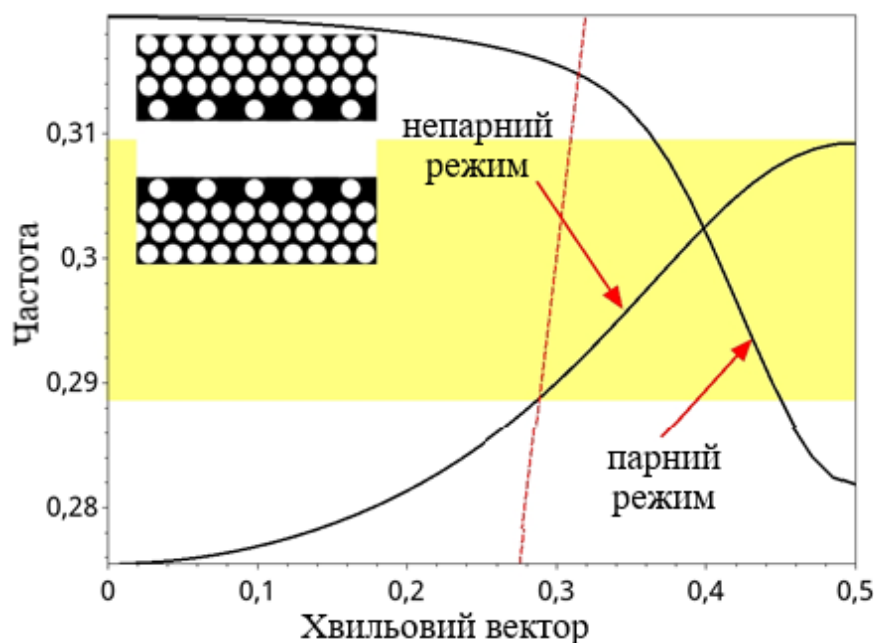
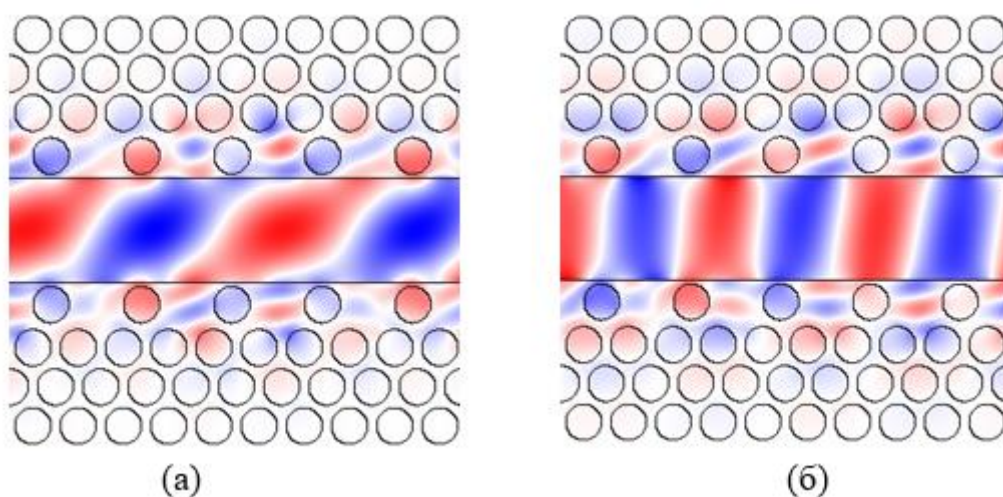


Рисунок 2.11 – Дисперсійна діаграма модифікованого ФКХ трикутної симетрії

Просторовий розподіл поздовжнього електричного поля двох мод для частот  $\omega a/2\pi c = 0,2958$  та  $0,294$  показано на рис. 2.12, а та 2.12, б відповідно. Значення  $ka/2\pi = 0,347$  й  $0,431$  відповідають прямій і зворотній хвилям (нульова просторова гармоніка). Обрані точки на лінійних ділянках дисперсійних кривих показані стрілками на рис. 2.11. Із рис. 2.12 видно, що в цій структурі також спостерігається зміна просторового розподілу повільних хвиль в порівнянні зі звичайним ФКХ. У центрі хвилеводного каналу формується максимальна напруженість електричного поля. Поле моди формується тільки повільними просторовими гармоніками, як і на рис. 2.10.



а) частота 0,2958; б) частота 0,294.

Рисунок 2.12 – Перетини електричного поля в модифікованому ФКХ для різних значень нормованої частоти

Ширина смуги для зворотної хвилі трохи ширше, ніж для прямої хвилі. На першій просторовій гармоніці обидві моди можуть бути синхронізовані з електронним пучком. В цьому випадку ми отримуємо значення фазових швидкостей прямих хвиль  $0,22c$  й  $0,51c$ . Більше сповільнення відповідає моді,

яка має режим повільної хвилі вперед для нульової просторової гармоніки (в межах першої зони Бріллюєна).

## 2.4 Нескінченні двовимірні фотонні кристали

Зазвичай, двовимірні ФК складаються з решітки паралельних стрижнів, вбудованих в підкладку з різною діелектричною проникністю. Це можуть бути повітряні пори в діелектричному середовищі або діелектричні стрижні в повітрі, впорядковані по квадратній або гексагональній решітці, так що діелектрична проникність є однорідною в напрямку, паралельному осі стрижня – зазвичай визначається як напрямок  $z$ , і періодичною в  $(x, y)$ -площині:

$$\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r} + \vec{r}), \quad (2.2)$$

де  $\vec{r}$  – будь-яка лінійна комбінація двох одиничних векторів  $\vec{a}_1$  та  $\vec{a}_2$  двовимірної решітки ФК:

$$\vec{r} = l\vec{a}_1 + m\vec{a}_2. \quad (2.3)$$

Через періодичність власні функції системи можуть бути записані у формі блохівських станів за аналогією з фізикою твердого тіла. У разі, коли магнітне поле  $\vec{H}$  використовується в якості змінної, це виглядає так:

$$\vec{H}_{n,\vec{k}}(\vec{r}) = e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \cdot \vec{u}_{n,\vec{k}}(\vec{r}), \quad (2.4)$$

де функція  $\vec{u}_{n,\vec{k}}$  має періодичність ФК:

$$\vec{u}_{n,\vec{k}}(\vec{r}) = \vec{u}_{n,\vec{k}}(\vec{r} + \vec{r}). \quad (2.5)$$

Якщо передбачається, що матеріали, з яких складається ФК, є лінійними, ізотропними, немагнітними та вільними від зарядів, наступне хвильове рівняння виходить шляхом об'єднання рівнянь Максвелла:

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}), \quad (2.6)$$

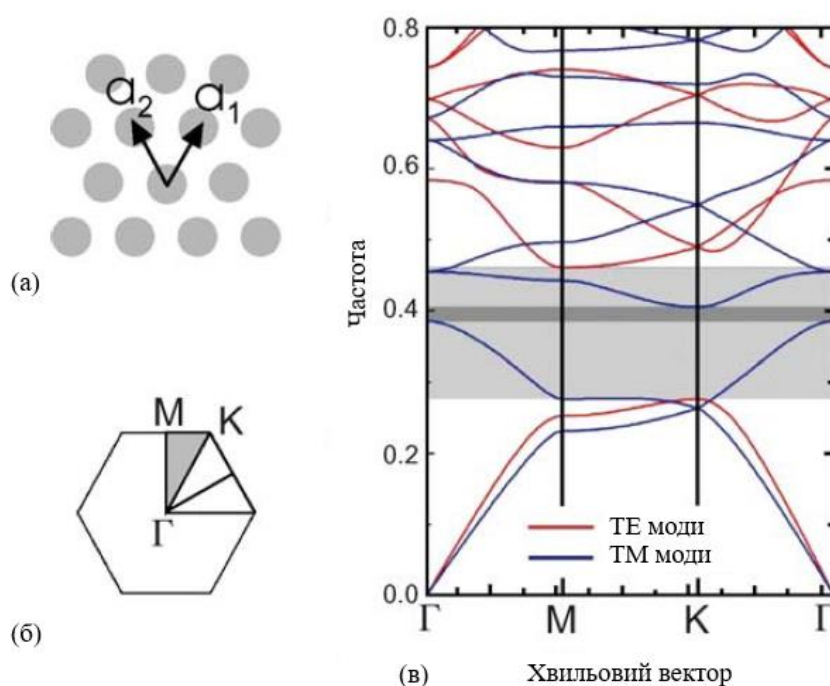
$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}) = 0. \quad (2.7)$$

Це проблема власних значень, де власні вектори  $\vec{H}(\vec{r})$  називаються гармонійними модами, а власні значення  $(\omega/c)^2$  пропорційні квадрату частоти цих мод. Шляхом вирішення головного рівняння (2.6) для  $k$ -векторів уздовж зони Бріллюена, що не приводиться, виходить зонна структура ФК.

Оскільки  $(x, y)$ -площина періодичності двовимірного ФК є дзеркальною площиною системи, поляризації роз'єднуються, тобто моди можуть бути розділені на поперечні електричні (ТЕ) моди, що мають тільки  $H_z$ ,  $E_x$  і  $E_y$  як не нульові компоненти і поперечно-магнітні (ТМ) моди з єдиними ненульовими компонентами  $E_z$ ,  $H_x$  і  $H_y$ . Оскільки ТЕ (відповідно ТМ) моди мають своє магнітне (електричне) поле, орієнтоване уздовж осі пор, їх часто також називають Н (Е) модами. Зонні структури для ТЕ і ТМ-поляризацій зазвичай зовсім різні, тому що електричне та магнітне поле для ТЕ і ТМ-поляризацій орієнтоване в різних напрямках щодо діелектричних кордонів в ФК.

Зокрема, заборонені зони можуть існувати для однієї поляризації, а не для іншої, або положення заборонених зон може сильно відрізнятися. Виявилось, що, хоча для систем, що складаються з діелектричних циліндрів в повітрі, повна заборонена зона, тобто заборонена зона для обох поляризацій, може бути отримана тільки в «сотовій» решітці, шестикутна решітка повітряних дірок в діелектрику відкриває повну двовимірну решітку, ФЗЗ для діелектричного контрасту  $n_2/n_1$  більше 2,6 [3, 20].

На рис. 2.13 наведено приклад зонної структури у випадку гексагональної решітки повітряних пор в кремнії з відносним радіусом  $r/a=0,43$ .



а) двовимірна гексагональна решітка; б) перша зона Бріллюєна з зоною Бріллюєна, що не приводиться; в) зонна структура.

Рисунок 2.13 – Гексагональна решітка повітряних пор в кремнії

Для цього відносного значення радіусу існує велика заборонена зона ТЕ від 0,275 до 0,460 на нормалізованій частоті та менша заборонена зона ТМ від 0,385 до 0,405, яка перекривається із забороненою зоною ТЕ, що призводить до повної двовимірної забороненої зони на цьому частотному діапазоні. Зміна положення ФЗЗ в залежності від відносного радіусу пор, так звана карта проміжку, для гексагональної решітки повітряних пор в кремнії показано на рис. 2.14.

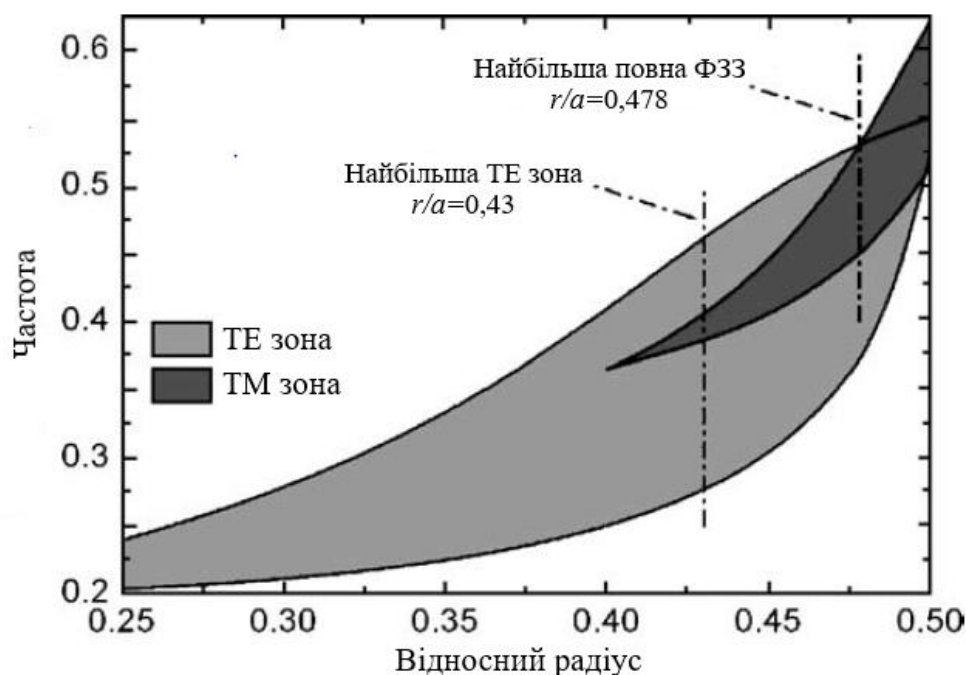


Рисунок 2.14 – Зміна положення ФЗЗ в залежності від відносного радіуса пор

У цій системі повна заборонена зона існує тільки для відносного радіуса, що перевищує 0,4, при цьому найбільше відношення між шириною забороненої зони і середньою частотою становить 16,3 % для радіуса пор  $r/a = 0,478$ . Однак таких дуже великих значень відносного радіуса досить важко досягти експериментально. Тому велика частина робіт, заснованих на існуванні забороненої зони в двовимірних фотонних кристалах, була зосереджена тільки на забороненій зоні ТЕ, яка все ще досить велика для менших радіусів, наприклад при  $r/a = 0,366$  відношення між шириною забороненої зони і середньою частотою для мод ТЕ досягає 42,5 %.

З експериментальної точки зору, апроксимація нескінченно довгих пор або стрижнів може застосовуватися тільки в структурах, які демонструють високе відношення розмірів (відношення довжини до діаметру). Вже відомо, що співвідношення сторін більше 20 необхідно для того, щоб зонні структури двовимірних ФК на основі кремнію кінцевої висоти, отримані за допомогою двовимірного чисельного моделювання, ідеально перекривалися з повними тривимірними.

Цього важко досягти за допомогою звичайних технологій сухого травлення. Однак гарним кандидатом для експериментального дослідження двовимірних ФК є макропористий кремній, що складається з періодичної матриці повітряних пор в кремнії. Дійсно, в цих структурах, отриманих шляхом фотоелектрохімічного розчинення кремнію в плавиковій кислоті, можуть бути отримані дуже високі коефіцієнти стиснення до 500, як показано на рис. 2.15. Нещодавно було показано, що оптичні властивості макропористого кремнію можуть бути гарно описані за допомогою двовимірного моделювання [17, 21].

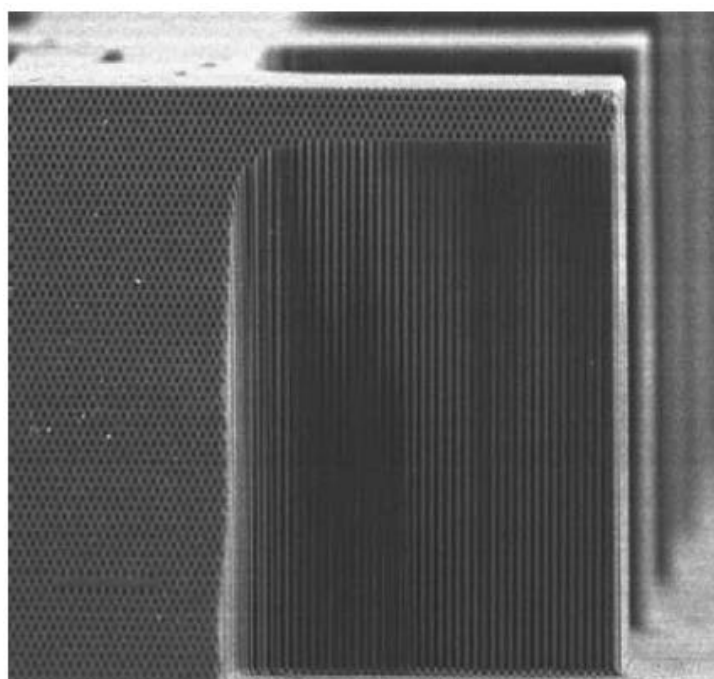
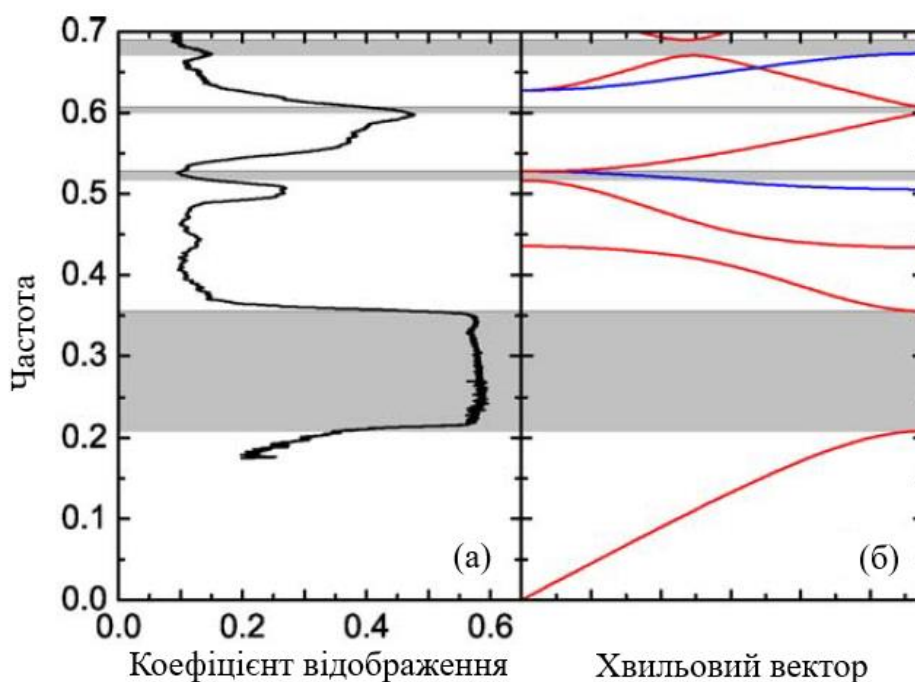


Рисунок 2.15 – Растрове електронне мікроскопічне зображення двовимірної гексагональної решітки повітряних пор в кремнії з постійною решітки 1,5 мкм

На рис. 2.16, а показана розрахована у МРВ відбивна здатність ТЕ-поляризованого світла, що падає на фотонний кристал, що складається з макропористого кремнію, в напрямку Г-М. ФК має гексагональну решітку повітряних пор з відносним радіусом  $r/a = 0,366$  і постійною решітки 700 нм.

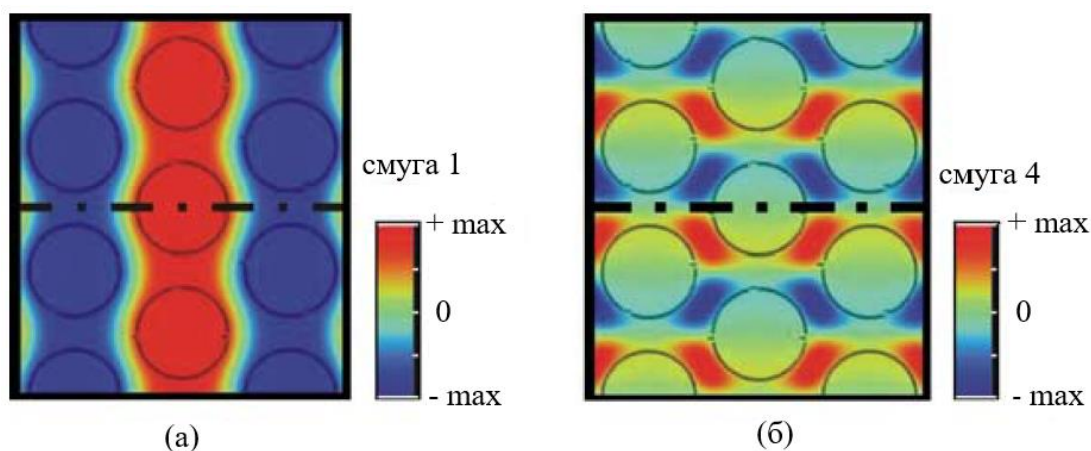


а) відбивна здатність ТЕ-поляризованого світла; б) зонна структура для ТЕ-поляризації.

Рисунок 2.16 – ФК з гексагональною решіткою повітряних пор, відносним радіусом  $r/a = 0,366$ , постійна решітки 700 нм

Відбиття вимірювалось з використанням інфрачервоного спектрометра з Фур'є-перетворенням з прикріпленим оптичним ІЧ-мікроскопом і розщеплювачем променя з фториду кальцію, що покривають спектральну область від УФ до середнього ІЧ. Джерелом світла була широкосмугова вольфрамова лампа. Зонна структура ФК представлена на рис. 2.16, б. Однак ці криві можна порівнювати безпосередньо з зонною структурою, оскільки не всі смуги дають дуже високу пропускну здатність. Дійсно, для основних напрямків Г-М і Г-К площина, що визначається хвильовим вектором і оссю пор, є дзеркальною площиною кристала. Таким чином, моди можуть бути розділені на бічні парні або непарні моди. Оскільки завжди необхідно враховувати компоненти  $E_{\parallel}$  або  $H_{\perp}$ -поля для визначення симетрії моди, поперечна парна або непарна симетрія відповідає латерально-непарному або парному розподілу

$H_z$ -поля відповідно. Латеральна симетрія мод проілюстрована на рис. 2.17 з прикладами розподілу  $H_z$ -поля в першій та четвертій смугах в точці М.



а) розподіл  $H_z$ -поля в першій смузі; б) розподіл  $H_z$ -поля в четвертій смузі.

Рисунок 2.17 – Латеральна симетрія мод з прикладами розподілу в точці М

При з'єднанні падаючої плоскої хвилі в ФК, порушуються тільки непарні моди. Отже, області з нульовою передачею (або, відповідно, з високою відбивною здатністю) відповідають не тільки забороненим зонам, а й частотним областям, де не існує непарної в поперечному напрямку моди. Таким чином, узгодження між виміряною передачею і розрахованою структурою смуги дуже гарне.

## ВИСНОВКИ

У даній роботі була досліджена та проаналізована науково-технічна література з питань повільнохвильових фотонно-кристалічних структур. Були продемонстровані моделі та результати моделювання складних широкосмугових повільних систем, створено конфігураційний файл. Виявлено специфічні властивості систем, а також вплив періодичних неоднорідностей на властивості систем, досліджено дисперсійні характеристики та розподіл поля найрізноманітніших структур.

Програмний пакет MIT Photonic Bands (MPB), що розроблений для аналізу й обчислення зонних структур або дисперсійних співвідношень та електромагнітних мод періодичних діелектричних структур, може бути успішно та ефективно застосований для моделювання, аналізу та проектування надширокосмугових періодичних систем повільних хвиль. Результати, отримані з використанням MPB, підтвердили загальні властивості систем, що були підтверджені раніше іншими методами.

Застосування універсального програмного забезпечення для моделювання повільнохвильових структур дозволяє враховувати ефекти, пов'язані з обмеженою довжиною структур, реактивністю на їх кінцях та іншими особливостями реальних структур.

## ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Shankar R. Principles of Quantum Mechanics: University Science Books, Mill Valley, CA, 1992. 1283 p.
2. Yasumoto K. Electromagnetic Theory and Applications for Photonic Crystals. 2nd ed.: Springer, Berlin, 2005. 796 p.
3. Shepherd T. J. Scattering in a Two-Dimensional Photonic Crystal // IEEE J. Quantum Electron. 1974. Vol. 10, I. 9. P. 629–634.
4. Effect of the Magnetic Permeability on Photonic Band Gaps. Y.-F. Xiao et al. // IEEE Journal of Quantum Electronics. 2008. Vol. 44, I. 11. P. 1065–1070.
5. Cai M., Painter O., Vahala K. J. Low-Loss Hollow-Core Silica/Air Photonic Bandgap Fibre // Physical Review Letters. 2000. Vol. 85, I. 1. P. 74.
6. Schwelb O., Frugyes. Photonic band structure and defects in one and two dimensions // Microwave and Optical Technology Letter. 2003. Vol. 38, I. 2. P. 125–129.
7. Ilchenko V. S., Matsko A. B. Optimal bistable switching in non-linear photonic crystals. Part II: Applications // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2006. Vol. 12, I. 1. P. 15–32.
8. Photonic-Crystal Slow-Light Enhancement of Non-Linear Phase Sensitivity. W. J. Westerveld et al. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2014. Vol. 20, I. 4.
9. Nonlinear photonic crystal microdevices for optical integration. N. Li et al. // Optics Express. 2016. Vol. 24, I. 20. P. 22741–22748.
10. Sadasivan V., Das U. QCSE Photonic Bands Simple-Cubic Lattice // IEEE Journal of Lightwave Technology. 2014. V. 32, I. 1. P. 107–114.
11. High quality factor photonic crystal microcavities. T. A. Ibrahim et al. // OSA Trends in Optics and Photonics (Optical Society of America). 2003. Paper ITuE4.

12. Ksendzov A., Lin Y. Temporal coupled-mode theory and the presence of non-orthogonal modes in lossless multimode cavities // *Optical Letters*. 2005. Vol. 30, I. 24. P. 3344–3346.
13. Wavelength-scalable hollow optical fibres with large photonic bandgaps. S. T. Fard et al. // In *SPIE OPTO*. International Society for Optics and Photonics. 2013. Vol. 8629. P. 862909.
14. Proposed square spiral microfabrication architecture for large three-dimensional photonic band gap crystals. K. D. Vos et al. // *Optics Express*. 2007. Vol. 15, I. 12. P. 7610–7615.
15. Witzens J., Hochberg M. Lightwave propagation through a sharply bent single-line-defect photonic crystal waveguide// *Optics Express*. 2011. Vol. 19, I. 8. P. 7034–7061.
16. Lin S., Crizier K. B. Subwavelength-Diameter Silica Wires for Low-Loss Optical Wave Guiding // *ACS Nano*. 2013. Vol. 7, I. 2. P. 1725–1730.
17. OmniGuide photonic bandgap fibers for flexible delivery of laser energy for laryngeal and airway surgery. V. Donzella et al. // *Optics Express*. 2015. Vol. 23, I. 4. P. 4791–4803.
18. Nonlinear self-phase-modulation effects a vectorial first-order perturbation approach. S. T. Fard et al. // *Optics Express*. 2014. Vol. 22, I. 12. P. 14166–14179.
19. Submillimeter waveguiding on periodic metal structure. J. Flueckiger et al. // *Optics Express*. 2016. Vol. 24, I. 14. P. 15672–15686.
20. Blair S., Chen Y. Design of Photonic Crystal Microcavities for Cavity QED // *Applied Optics*. 2001. Vol. 40, I. 4. P. 570–582.
21. Passaro V. M. N., Dell’Olio F., De Leonardis F. Donor and acceptor modes in photonic band structure // *Sensors*. 2007. Vol. 7, I. 11. P. 2741–2749.