

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

Факультет магістерської та

аспірантської підготовки

Кафедра загальної та теоретичної фізики

Магістерська кваліфікаційна робота

на тему: «ПРОХОДЖЕННЯ ВИПРОМІНЮВАНЬ КРИЗЬ
ГІПЕРНЕОДНОРІДНІ СИСТЕМИ В РЕЖИМАХ ЕКРАНУВАННЯ ТА
ТУНЕЛЮВАННЯ»

Виконала студентка 2 курсу групи МТЗ-64
спеціальності 183 «Технології захисту
навколишнього середовища»

Попкова Олена Вікторівна

Керівник д. ф.-м. н., професор

Герасимов Олег Іванович

Рецензент к.ф.-м.н. доц.

Худинцев Миколай Миколайович

Одеса 2018

ЗМІСТ

ВСТУП.....	11
РОЗДІЛ 1. ПЕРЕНЕСЕННЯ ВИПРОМІНЮВАНЬ (ФОТОНІВ ТА ЕЛЕКТРОНІВ) ВЗДОВЖ ОДНОВИМІРНОГО ПЕРІОДИЧНОГО ЛАНЦЮЖКА СИЛОВИХ ЦЕНТРІВ.....	13
1.1 Модель Кроніга-Пенні.....	13
1.2 Коефіцієнти відбиття та проходження.....	16
1.3 Уявлення про зонну структуру.....	18
1.4 Подібності та відмінності електронного та фотонного переносу.....	23
РОЗДІЛ 2. МОДЕЛІ ШАРУВАТО-ПЕРІОДИЧНИХ СТРУКТУР (ШПС) В ЗАДАЧАХ ФОТОНІКИ	27
2.1 Уявлення про фотонні кристали.....	27
2.2 Перенос фотонів в анізотропних системах.....	31
2.3 Феноменологічні основи фотоніки в мезомасштабі.....	35
РОЗДІЛ 3. ОДНОВИМІРНІ МОДЕЛІ ФОТОННОГО ПЕРЕНОСУ В МЕЗО-МАСШТАБНИХ СИСТЕМАХ ДЛЯ ЗАДАЧ МОНІТОРИНГУ ТА ДІАГНОСТИКИ ДОМШКОВИХ КОНГЛОМІРАЦІЇ.....	39
3.1 Модель ШПС типу двох компонентний «сендвіч».....	39
3.2 Фотонний «діод» на основі ШПС.....	42
3.3 Фотонний «дросель» на основі ШПС.....	45
3.4 Декоровані одновимірні 1D моделі для задач фотонної схемотехніки.....	46
РОЗДІЛ 4. ТЕХНОЛОГІЇ СТВОРЕННЯ ФОТОННИХ КРИСТАЛІВ У МЕЗО ТА МАКРОМАСШТАБІ.....	50
4.1 Синтез фотонних кристалів з детермінованими властивостями.....	50
4.2 Квазиінтерференційний підхід до маніпуляції фотонних кристалів каналюванням.....	52

4.3 Декоровані одновимірні 1D моделі для задач фотонної діагностики.....	54
ВИСНОВКИ.....	56
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	57

ВСТУП

Випромінення – це процес випускання і поширення енергії у вигляді хвиль і частинок. Середовище в якому існує дві або більше області, що мають різні електромагнітні властивості зветься неоднорідним. Під гіпернеоднородним середовищем розуміється сильно неоднорідна просторова структура, яка в значній мірі визначає лінійні і нелінійні властивості (дефекти) [1, 2].

Дослідження поширення хвиль в гіпернеоднорідних середовищах (наприклад гетерогенні, пористі, фрактальні, композитні, зернисті структури [2]) є важливим для вирішення задач екологічного моніторингу та діагностики домішкових структур і фрагментів у навколишньому середовищі.

Проведені в роботі дослідження можуть використовуватися для задач екологічного моніторингу і діагностики домішок, для розробки дистанційного оптичного зондування об'єктів, для знаходження параметризації пухлини в живих тканини, для конструкцій оптомеханічних пристроїв і в тому числі лазерів, а також в розробці знаходження нафти і мінералів за допомогою сейсмічних методів, ультразвукової візуалізації, дослідження поширення мікрохвиль конструкції мобільних засобів зв'язку, запису, маніпулювання та передачі інформації. Існує багата кількість аналогів об'єктів фотоніки з приладами та явищами, що оперують хвильовими процесами, такими як звук, рентгенівські та нейтронне випромінювання та ін. [2, 3].

Наука фотоніка, незважаючи на те, що вона є достатньо молодою галуззю вже має багату історію, яка характеризується великою кількістю застосувань у сучасних технологіях освітлення, конструкції новітніх лазерних пристроїв, фотонній збірці та біооптиці [3]. Таким чином, дослідження, що пов'язанні з поширенням хвиль в складних структурованих середовищах є актуальними і на часі для чисельних галузей інженерних

наук, екологічних напрямків, фізиці, хімії, акустиці, механіці, морських науках, медицині, сейсмології і звичайно, нанофізиці.

Задача про розповсюдженні випромінення в одновимірних системах є, як уже згадувалось, актуальним напрямком досліджень з технології моніторингу та захисту навколишнього середовища. На цьому шляху застосування стандартних методів знаходження параметрів неоднорідності та домішок у матриці навколишнього середовища за допомогою оптичних методів ускладняється, внаслідок багаточастинкового характеру дефектів, декорування та взагалі неоднорідністю системи в зовнішніх полях різної природи, а також із іншими видами порушення внутрішньої симетрії [1, 3].

Об'єктом дослідження магістерської роботи є таким чином, модельна матриця, яка зображує деякі риси системи структурованої у мезо- та макромасштабі, яка досліджується за допомогою спеціальних адоптованих методів фотонної діагностики.

Предметом дослідження виступають коефіцієнти фотонної прозорості та відбиття в задачах багатоканального одновимірного фотонного транспорту із маніпулюємою різницею фаз (метод квазікогерентної оптики у мезомасштабі).

Метою роботи є теоретичний опис проходження хвиль крізь неоднорідні, зокрема шарувато-періодичні структури (ШПС), конструкції моделей для визначення критеріїв відбиття та проходження фотонних променів, та дослідження, резонансних властивостей систем з декорованими каналами з урахуванням наявності домішок та дефектів. Також будуть запропоновані напрямки застосувань отриманих результатів для детектування та параметризації модельних системах, які екстраполюють реальні екологічні об'єкти.

РОЗДІЛ 1. ПЕРЕНЕСЕННЯ ФОТОНІВ (ЕЛЕКТРОНІВ) ВЗДОВЖ ОДНОВИМІРНОГО ПЕРІОДИЧНОГО ЛАНЦЮЖКА СИЛОВИХ ЦЕНТРІВ

1.1 Модель Кроніга-Пенні

Модель Кроніга-Пенні – це спрощена модель для електрона в одномірному періодичному потенціалі [4]. Рух електронів у такій системі характеризується якісно новою і принципово важливою властивістю: спектр дозволених значень енергій електрона, складається не з окремих рівнів, а з широких зон. Положення, які може займати електрон, визначаються рівнянням Шредінгера:

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + V(x)\psi = E\psi \quad (1.1)$$

Рівняння Шредінгера для цієї моделі вирішується точно, що дозволяє з'ясувати фізичний зміст причин, що призводять до утворення зон. У разі моделі Кроніга-Пенні потенціал $V(x)$ уявляє собою періодичну прямокутну хвилю [5] (рис 1.1).

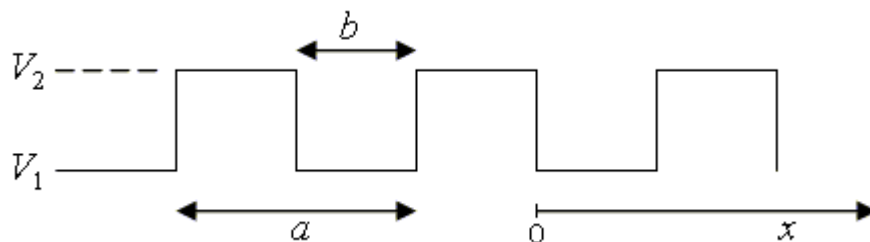


Рисунок 1.1 – Модель Кроніга-Пенні

Оскільки потенціал Кроніга-Пенні демонструє транслятивну симетрію, власне енергетичні функції рівняння (1.1) одночасно будуть власними функціями оператора перекладу. Оператор перекладу T зміщує рішення на один період $T\psi(x) = \psi(x + a)$, тоді загальний вигляд розв'язку рівняння Шредінгера з періодичним потенціалом, згідно з теоремою Блоха [6] має вигляд:

$$\psi(x) = e^{ikx}u(x), \quad (1.2)$$

де $u(x)$ — деяка періодична функція: $u(x + a) = u(x)$, а k — зветься квазіімпульсом, за аналогією з хвильовою функцією e^{ikx} для частки з певним імпульсом k .

Вся хвильова функція визначається певною величиною k та будь-якою ділянкою функції довжиною a :

$$T\psi(x) = e^{ik(x+a)}u_k(x+a) = e^{ika}\psi(x) \quad (1.3)$$

Власні функції оператора k можна легко сконструювати з будь-яких двох лінійно незалежних рішень одновимірного рівняння Шредінгера [5]:

$$\psi_1(0) = 1, \quad \frac{d\psi_1}{dx}(0) = 0, \quad \psi_2(0) = 0, \quad \frac{d\psi_2}{dx}(0) = 1. \quad (1.4)$$

Використовуючи теорему Блоха [6] можна знайти хвильову функцію у всьому просторі, для цього необхідно знайти розв'язок для одного періоду та зробити його гладким на краях, тобто "зшити" значення сусідніх функцій та їхніх похідних.

Розглянемо один період потенціалу (рис.1.2) з двома незалежними областям ψ_1 та ψ_2 , для яких можна знайти розв'язки [4]:

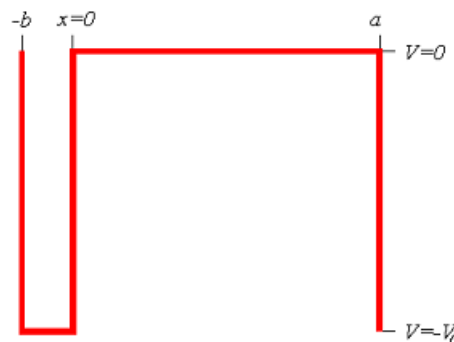


Рисунок 1.2 – Один період потенціалу в моделі Кроніга-Пенні

рішенням в області 1, при $0 < x < b$ є:

$$\psi_1(x) = \cos(k_1 x) \quad \text{і} \quad \psi_2(x) = \frac{\sin(k_1 x)}{k_1}, \quad (1.5)$$

рішення в області 2, при $b < x < a$ є:

$$\psi_1(x) = \cos(k_2(x-b)) \cos(k_1 b) - \frac{k_1 \sin(k_2(x-b)) \sin(k_1 b)}{k_2} \quad (1.6)$$

$$\psi_2(x) = \frac{\cos(k_2(x-b)) \sin(k_1 b)}{k_1} + \frac{\sin(k_2(x-b)) \cos(k_1 b)}{k_2} \quad (1.7)$$

звідси маємо

$$k_1 = \sqrt{2m(E - V_1)/\hbar^2} \quad k_2 = \sqrt{2m(E - V_2)/\hbar^2} \quad (1.8)$$

Для енергій, де k_1 та k_2 є уявними, рішення залишаються реальними, оскільки $\cos(i\theta) = \cosh(\theta)$ і $\sin(i\theta) = i \sinh(\theta)$.

Будь-яке інше рішення можна записати, як лінійну комбінацію $\psi_1(x+a)$ і $\psi_2(x+a)$. Зокрема, $\psi_1(x+a)$ і $\psi_2(x+a)$ можна записати у вигляді $\psi_1(x)$ і $\psi_2(x)$. Ці рішення пов'язані один з одним матричним представленням оператора перекладу [5].

$$\begin{bmatrix} \psi_1(x+a) \\ \psi_2(x+a) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi_1(x) \\ \psi_2(x) \end{bmatrix} \quad (1.9)$$

Елементи матриці перекладу можна визначити шляхом оцінки рівняння (1.9) та його похідної при $x = 0$.

$$\begin{bmatrix} \psi_1(x+a) \\ \psi_2(x+a) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \psi_1(a) & \frac{d\psi_1}{dx}(a) \\ \psi_2(a) & \frac{d\psi_2}{dx}(a) \end{bmatrix} \quad (1.10)$$

Власні функції та значення λ цієї матриці 2×2 легко визначаються

$$\psi_{\pm}(x) = \frac{2\psi_2(a)}{\frac{d\psi_2(a)}{dx} - \psi_1(a) \pm \delta} \psi_1(x) + \psi_2(x), \quad \lambda_{\pm} = \frac{1}{2}(a \pm \delta) \quad (1.11)$$

де

$$\delta = \sqrt{a^2 - 4}$$

і

$$a = \psi_1(a) + \frac{d\psi_2(a)}{dx} = 2 \cos(k_2(a-b)) \cos(k_1 b) - \left(\frac{k_2}{k_1} + \frac{k_1}{k_2}\right) \sin(k_2(a-b)) \sin(k_1 b) \quad (1.12)$$

Якщо періодичні граничні умови використовуються для потенціалу з N елементарними осередками то, застосовуючи оператор перекладу N разів, функція повертається в початкове положення

$$T^N \psi(x) = \psi(x + Na) = \lambda^N \psi(x) = \psi(x) \quad (1.13)$$

На підставі дослідження моделі Кроніга-Пенні можна побудувати якісно правильну картину енергетичного спектра кристала та розглядати вплив окремих домішок на передачу хвиль у фотонної 1D моделі та витягти інформацію про невідомі дефекти від перевірки профілів смуг і локалізованих мод дефектів [4, 6].

1.2 Коефіцієнти відбиття та проходження

Частка, що рухається в потенціальному бар'єрі $V(x)$, приймає максимальне значення $V_{\text{макс}}$ (рис. 1.3). Якщо енергія частинки $E < V_{\text{макс}}$, то з точки зору класичної механіки бар'єр є ідеальним «дзеркалом», тобто всі частинки повністю відбиваються від потенціального бар'єру. Якщо ж $E > V_{\text{макс}}$, то частинки вільно проходять через потенціальний бар'єр в область за бар'єром, цей ефект називається тунельним ефектом [7]. Тунельний ефект має чисто квантову природу і в границі $\hbar \rightarrow 0$ його ймовірність дорівнює нулю.

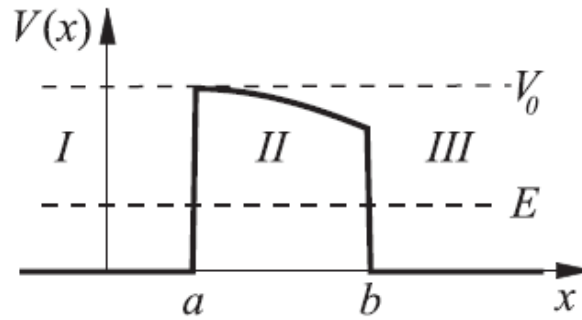


Рисунок 1.3 – Рух частинки при наявності потенціального бар'єру

Для оцінки ймовірності тунелювання розглядається область руху частинок, яку можна розділити на три частини: I, II і III (рис. 1.3). Для спрощення обчислень вважаємо, що потенціал дорівнює нулю для $x < a$ і $x > b$, звідси, стан частинки в областях I і III описується плоскими хвилями (хвилями де Бройля) [8]. Частина з певною енергією і імпульсом $p = \hbar k_0$ проходить з області негативних значень x , таким чином, що хвильова функція, представлена у вигляді суперпозиції двох хвиль:

$$\Psi_I(x) = A e^{ik_0 x} + B e^{-ik_0 x} \quad (1.14)$$

де A - амплітуда хвильової функції падаючих частинок, а B - амплітуда хвильової функції відбитих частинок. В області III спостерігається тільки хвильова функція з частками, що проходять:

$$\Psi_{III}(x) = C e^{ik_0 x} \quad (1.15)$$

Коефіцієнт відбиття R і коефіцієнт проходження T потенціального бар'єру, визначається відповідно, як відношення щільності потоку відбитих та поглинутих фотонів [7]. Для обчислення цих величин досліджується рух частинки у відповідній області II, тоді користуючись визначенням щільності потоку знаходимо:

$$R = \left| \frac{B}{A} \right|^2 \quad T = \left| \frac{C}{A} \right|^2 \quad (1.16)$$

Якщо потенціальний бар'єр, створюваний плавно зміненим потенціалом $U(x)$, що є досить широким, то в класично недоступній підбар'єрній області II (рис. 1.3) точна хвильова функція може бути замінена на квазікласичну:

$$\psi_{11} = \frac{1}{\sqrt{\kappa(x)}} \left\{ \alpha \exp\left(\int_0^x \kappa(y) dy\right) + \beta \exp\left(-\int_0^x \kappa(y) dy\right) \right\} \quad (1.17)$$

де α і β – деякі константи, що підлягають визначенню шляхом зшивання рішень (і їх перших похідних) на кордонах бар'єру. Так як потенціал $U(x)$ відмінний від нуля, аж до точок повороту, то квазікласичне наближення, можна використовувати і в нескінченно малому околі точок a і b . З урахуванням квазікласичної умови, вважаємо, що $\gamma \gg 1$, тоді $\alpha \ll \beta$, при обчисленнях C/A для досить «широких» бар'єрів [7, 9] маємо:

$$\frac{C}{A} = \frac{4 \exp(-ik_2 l - \gamma)}{\left(\frac{1}{\sqrt{a}} - \frac{\sqrt{a}}{ik_0}\right) \left(\sqrt{b} - \frac{ik_2}{\sqrt{b}}\right)} \quad (1.18)$$

Отже,

$$T = \frac{16k_2 e^{-2\gamma}}{k_0 \left(\frac{b}{a} + \frac{ab}{k_0^2} + \frac{k_2^2}{ab} + \frac{ak_2^2}{bk_0^2}\right)} \approx \exp\left\{-\frac{2}{\hbar} \int_0^l \sqrt{2\mu(U(x) - E)} dx\right\} \quad (1.19)$$

Відзначимо, що явний вид нелегко піддається енергії предекспоненціального множника, залежного від виду потенціалу, в той час як залежність $e^{-2\gamma}$ є універсальною для всіх потенціалів. Отже, з експоненціальною точністю маємо:

$$T \approx \exp\left\{-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2\mu(V(x) - E)} dx\right\} \quad (1.20)$$

Коефіцієнт відбиття R можна отримати зі співвідношення [7]:

$$1 = R + T \quad (1.21)$$

яке безпосередньо впливає з рівняння безперервності для щільності потоку, де падаючі частинки повинні дорівнювати сумі густин потоків відбитих та проходження часток. У разі коли рух частинки з енергією, що перевищує потенціальну енергію бар'єру ($E > V_{\max}$), область II буде класично доступною і квазікласична функція, може бути записана у вигляді:

$$\psi_{11} = \frac{a}{\sqrt{\kappa(x)}} \sin\left\{\int_0^x k(y)dy + \beta\right\} \quad (1.22)$$

Коефіцієнт відбиття R від потенціального бар'єру за умови $E > U_{\max}$ визначається виразом:

$$R = \left|\frac{B}{A}\right|^2 = \frac{k_0^2(b-a)^2 + (k_0^2 - ab)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}{k_0^2(b+a)^2 + (k_0^2 + ab)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi} \quad (1.23)$$

Якщо в точках 0 і l значення потенціалу однакові, то:

$$a = b = \frac{1}{2} \sqrt{2\mu[E - V(0)]} \quad (1.24)$$

і коефіцієнт відбиття приймає більш простий вид:

$$R = \frac{(k_0^2 - a^2)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}{4k_0^2 a^2 + (k_0^2 + a^2)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi} \quad (1.25)$$

1.3 Уявлення про зонну структуру

Зонна теорія описує рух електронів в кристалах [1]. Через те, що атоми близько розташовані в кристалах відбувається перекриття хвильових функцій електронів сусідніх атомів або молекул. В результаті з кожного дискретного

енергетичного рівня атома або молекули утворюється енергетична зона і електрони, що знаходяться на цих рівнях вільно переміщуються по кристалу. Особливістю кристала є його періодичність в розташуванні атомів, тобто наявність трансляційної симетрії [10]. Хвильова функція електрона при цьому в кристалі $\psi(r)$ в точках з координатами r і $r + a$ (a - вектор решітки) відрізняється фазовим множником:

$$\psi(r+a) = \psi(r) \exp(ikr) \quad (1.26)$$

де $\psi(r+a) = \psi(r)$, а k – хвильовий вектор електрона.

Розглянемо одновимірну ґрату іонів [6], відстань між якими a , з періодичним потенціалом $V_a(x) = V_a(x + a)$. Тоді рівняння Шредінгера має вигляд:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + V_a(x) \psi(x) = E \psi(x) \quad (1.27)$$

Спектр визначається, як безліч тих енергій, при яких рівняння має рішення, що не прагнуть до нуля або нескінченності на всій дійсній осі. Рівняння Шредінгера має другий порядок, відповідно простір рішень є двовимірним. Нехай, $\psi_{1,2}$ лінійно незалежні рішення рівняння, тоді при зсуві на період, в силу періодичності, вони перетворюються відповідно до:

$$\begin{pmatrix} \psi_1(x+a) \\ \psi_2(x+a) \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} \psi_1(x) \\ \psi_2(x) \end{pmatrix} \quad (1.28)$$

де T – деяка матриця, яка є унітарною $\det T = 1$. При цьому в деякому базисі вона має вигляд:

$$T = \begin{pmatrix} e^{ikx} & 0 \\ 0 & e^{-ikx} \end{pmatrix} \quad (1.29)$$

Звідси випливає теорема Блоха [6]:

$$\psi_{1,2}(x) = e^{ikx} \phi_{1,2}(x) \quad (1.30)$$

де, $\phi_{1,2}(x)$ – періодичні функції. З урахуванням унітарності умови матриці:

$$\text{Tr}T = 2\cos(kx) \in [-2; 2] \quad (1.31)$$

де, $\text{Tr}(T)$ – гладка функція.

Звідси випливає, що для частинки в періодичному потенціалі допустимі рівні енергії – це деякі, зазвичай нескінченні, що мають безліч відрізків на дійсній осі. Для потенціалу загального вигляду спектр не має ізольованих точок, при малому ворухінні потенціалу вони або зникають, або перетворюються в зони малої ширини. Крайні відрізки спектра можуть бути необмежені, при цьому всі рівні енергії, починаючи з деякого, є допустимими, а повне число зон звичайне [10].

Додаткове обмеження на величину квазіімпульса виникає з граничних умов на хвильову функцію на поверхні кристала. При цьому замість безперервних зон виникають області з щільно розташованими дискретними рівнями енергії (дозволені зони) і області, в яких станів взагалі немає (заборонені зони). Фотонна заборонена зона уявляє собою діапазон частот $\omega(k)$ в зворотному просторі хвильових векторів k , де поширення світла певної частоти (або довжини хвилі) заборонено в фотонному кристалі у всіх напрямках, при цьому падаюче на фотонний кристал світло повністю відбивається від нього [11].

При зв'язуванні атомів і формуванні твердого тіла енергетичні рівні окремих атомів розширюються і утворюють зони з щілинами між ними. Якщо ізольовані атоми мають співпадаючі схеми енергетичних рівнів, то при стисненні атома в кристалічній решітці енергетичні рівні деформуються, зміщуються і розширюються в зони, утворюючи зонний енергетичний спектр

[11]. При цьому рівні зовнішніх валентних електронів розширюються, а рівні внутрішніх електронів розщеплюються слабо.

Електрони можуть мати значення енергії, тільки ті, що лежать всередині будь-якої зони. Таким чином, з енергетичного спектра електронів можна виділити три зони: валентну, утворену з енергетичних рівнів внутрішніх електронів вільних атомів і повністю заповнену електронами, в неї потрапляють електрони, що зв'язують кристал в єдине ціле; зону провідності (вільну зону), частково заповнену електронами, утворену з енергетичних рівнів «колективізованих електронів; заборонену зону з шириною енергетичної щілини ΔE . Зона провідності розташована по енергіях вище валентної зони і відділена від неї забороненою зоною [10, 11].

Відповідно до взаємним розташуванням зон все тверді тіла поділяються на діелектрики, напівпровідники і провідники [10].

У діелектриків валентна зона заповнена електронами, які не можуть переміщатися, так як їх положення зафіксовано в хімічних зв'язках. Зона провідності розташована по енергіях набагато вище валентної зони, так що вона недоступна тепловим флуктуацій і залишається практично порожній. Іншими словами, ширина енергетичної щілини ΔE багато більше величини теплової енергії kT , де k - постійна Больцмана [11].

У напівпровідників щілина між валентною зоною і зоною провідності набагато менше, так що $\Delta E \sim 1$ еВ ближче до теплової енергії $kT \sim 10^{-4}$ еВ. При кімнатній температурі теплове збудження може закинути частина електронів з валентної зони в зону провідності, де вони беруть участь у перенесенні заряду, тобто в електричному струмі (генерація струму). Процес зворотного переходу електрона із зони провідності в валентну зону називають рекомбінацією [10]. Щільність електронів, що досягають зони провідності в процесі теплового збудження, є відносно малою, але їй вже не можна знехтувати.

Захоплені електрони з валентної зони залишають ефективні позитивні заряди, звані дірками, які також є носіями струму. У першому випадку говорять про провідність *n*-типу, так як основними носіями струму є негативно заряджені електрони, а в другому – *p*-типу, так як основні носії – позитивно заряджені вакансії (дірки). Матеріали такого типу мають домішкову (невласну) провідність. Акцепторні рівні розташовані вище стелі валентної зони на ΔE_A , а донорні рівні лежать нижче дна зони провідності на ΔE_D . Рівні глибоких пасток електронів, якими можуть бути, наприклад, дефекти кристалічної будови [1], лежать поблизу середини забороненої зони.

Провідники – це матеріали із заповненою валентною зоною і зоною провідності, частково заповненою делокалізованими електронами, які виступають ефективними носіями електричного струму [11]. Позитивно заряджені іони металів, розташовані в вузлах кристалічної решітки, віддають свої зовнішні електрони в зону провідності і залишаються позитивно зарядженою основою для електронів. Поява зонного енергетичного спектра є квантово-механічним ефектом і впливає зі співвідношення невизначеностей. Валентні електрони переходять від атома до атома крізь потенційний бар'єр (тунельний ефект) [8]. Час життя пов'язане з невизначеністю енергії:

$$\Delta E \sim h / \Delta \tau$$

Середній час життя валентного електрона зменшується від 10^{-8} з (ізолюваний атом) до 10^{-15} с, при цьому ширина спектральних ліній збільшується з природною 10^{-7} еВ до значень в кристалі $\Delta E \sim 1^{-10}$ еВ.

1.4 Подібності та відмінності електронного та фотонного переносу

Наявність безладу в напівпровідниках призводить до локалізації електронів, що веде до зниження електричної провідності [11]. Подібний ефект (локалізація світла) може спостерігатися і в діелектричних структурах.

З урахуванням подібності хвильових рівнянь для світла та рівнянь руху для носіїв заряду маємо [12]:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(r) = \varepsilon(r) \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}(r), \quad (1.32)$$

де просторова залежність діелектричної проникності $\varepsilon(r)$ включає, як регулярну (періодичну), так і випадкову (флуктуаційну або з наявністю дефектів) частини: $\varepsilon(r) = \varepsilon^{(0)}(r) + \varepsilon_{fluct}(r)$. Звідси, рівняння Шредінгера для хвильової функції електрона має вигляд:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \Delta^2 \psi + V(r)\psi = E\psi, \quad (1.33)$$

де $V(r) = V^{(0)}(r) + V_{fluct}(r)$ – потенційна енергія, а E – енергія стану.

Локалізація електрону може спостерігатися в мінімумах потенціалу $V(r)$, в той час як для фотонів, енергія яких позитивна, така можливість відсутня. Когерентне зворотне розсіювання (яке супроводжується слабкою локалізацією електронів, і яке прийнято вважати предтечою локалізації), проявляється у вигляді збільшення інтенсивності розсіювання світла невпорядкованою середовищем в напрямку, протилежному напрямку падаючого випромінювання. Це вказує на те, що локалізація світла в невпорядкованих фотонних мікроструктурах в принципі можлива [12].

Внаслідок електрон-електронної та електрон-фотонної взаємодії для електронів можна ввести поняття так званої довжини збою фази. Для світла, що поширюється в непоглинаючих середовищах немає поняття довжини збою фази тобто, когерентність фотонного стану не порушується на масштабах, відповідних розміру зразка [13].

Для систем, що характеризуються провідністю, середня швидкість електронів змінюється і пропорційна додатковому електричному полю, а швидкість же фотонів постійна. Крім того, провідність – величина, усереднена по ансамблю різних електронів, в той час як коефіцієнт

пропускання фотонів на фіксованій частоті є характеристикою однієї фотонної моди (або порівняно невеликою їх кількістю).

Локалізація світла можлива, наприклад, в мікрорезонаторах, що представляють собою ізольований дефект (шар, товщина якого становить половину довжини хвилі), або, наприклад, в фотонному кристалі (брегівські відбивачі, що мають вигляд періодичної послідовності пар шарів з товщиною в чверть довжини хвилі) [12,13]. При цьому, для власної моди мікрорезонатора щільність електромагнітної енергії $\rho(z)$ поводитья як:

$$\rho(z) \sim \exp(-|z|/\xi) \quad (1.34)$$

де ξ — довжина загасання. В спектрі пропускання локалізований стан проявляється, як гострий пік (коефіцієнт пропускання при цьому може досягати одиниці), тобто локалізація не веде до повної неможливості перенесення.

Поширення світла в фотонних кристалах (з різним ступенем неупорядкованості) показує, що в області частот відповідаючи фотонній забороненій зоні, в спектрах пропускання світла має чіткий мінімум [11]. З достатньою точністю амплітуда електричного поля хвилі, що розповсюджується може бути представлена суперпозицією полів вільного фотона з хвильовим вектором k і такій же хвилі, що відчуває брегівське відображення, з хвильовим вектором $k-G$. Коли ω зсувається в дозволону зону, така стояча хвиля модульована обвідною, довжиною хвилі, яка визначається співвідношенням:

$$2\pi/q \quad (1.35)$$

де, q – величина відхилення вектора k від брегівської площині.

Прийнято вважати фотонний стан локалізованим, якщо виконується критерій Іоффе-Регеля[12]:

$$kl < 1 \quad (1.36)$$

де l – довжина вільного пробігу. В разі фотонного кристала в критерії Іоффе-Регеля повинна фігурувати довжина хвилі обвідної $\lambda_{env} = 2\pi/q$. При цьому критерій $2\pi/\lambda_{env} \approx 1$ априорно задовольняється поблизу краю зон.

У загальному випадку припущення (1.36) для фотонного кристала не виконується. Якщо в ідеальному нескінченному кристалі частота лежить поза фотонної забороненої зони, електромагнітне поле являє собою квазіімпульс постійної амплітуди, якщо ж відповідає фотонній заборонній зоні, то електромагнітне поле являє собою експоненціальне загасаючий квазіімпульс [11]. Елементи фотонного кристала є розсіювачами, для кожного з яких можна розрахувати перетин розсіювання (або, в одновимірному випадку, коефіцієнт відображення). Одним з найбільш поширених теоретичних методів дослідження поведінки електромагнітного поля в розупорядкованих фотонних мікроструктурах є розрахунок «довжини локалізації світла» [13], який визначається за формулою:

$$\xi = -L / \langle \ln T \rangle \quad (1.37)$$

де T — коефіцієнт пропускання світла, L — розмір зразка, кутові дужки означають усереднення по ансамблю. Такий підхід заснований на уявленні про те, що в розупорядкованих структурах усереднене поле експоненціальне загасає. Експоненціальне загасання світлової хвилі не означає, наявності локалізованого стану, що характеризується відповідною довжиною загасання. Чисельні розрахунки показника заломлення в одновимірному фотонному кристалі показують, що, якщо параметр, що характеризує безлад, не перевищує деякого граничного значення, істотного збільшення довжини загасання в центрі фотонної забороненої зони, усередненої по ансамблю конфігурацій, з ростом безладу не відбувається [11, 12].

РОЗДІЛ 2. МОДЕЛІ ШАРУВАТО-ПЕРІОДИЧНИХ СТРУКТУР В ЗАДАЧАХ ФОТОНІКИ

2.1 Уявлення про фотоні кристали

Фотоніка – область науки і техніки, яка займається вивченням фундаментальних та прикладних аспектів генерації, передачі, модуляції, посилення, обробки, детектування та розпізнавання оптичних сигналів і полів, а також застосування зазначених явищ при розробці та створенні оптичних, електрооптичних та оптоелектронних пристроїв різного призначення; іншими словами, фактично все, що пов'язано з поняттям фотон [1,14].

Фотон – елементарна частинка квантового електромагнітного поля з нульовою масою спокою, його швидкість дорівнює швидкості світла. Фотон, як і інші елементарні частки, проявляє як хвильові, так і корпускулярні властивості [1]. Модуль імпульсу фотона $p = |\vec{p}|$ може бути виражений через відповідну довжину хвилі λ :

$$p = h/\lambda, \quad (2.1)$$

де $\lambda = c/\nu$, а ν знаходиться для кванта світла з формули Планка:

$$E = h\nu, \quad (2.2)$$

де $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка. Відомо, що хвильові властивості притаманні не тільки фотонам, але і будь-яким частинкам речовини. При цьому довжина хвилі, відповідна будь-якій частці, називається хвилею де Бройля [15]. і визначається формулою (2.1):

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p} = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}, \quad (2.3)$$

де m – маса частинки, v – швидкість. Координату і відповідну проекцію імпульсу частинки неможливо одночасно визначити з більшою точністю, ніж це допускається співвідношенням невизначеності Гейзенберга:

$$\Delta p_x \Delta x \geq \frac{\hbar}{2} \quad (2.4)$$

де Δp_x – значення невизначеності компоненти імпульсу частинки по осі x , а Δx - невизначеність координати частинки в той же момент часу.

Фотонний кристал – це матеріал, структура якого характеризується періодичною зміною показника заломлення в просторових напрямках [1]. Для опису фотонних кристалів використовується поняття дозволених і заборонених енергетичних зон, що є добре відомим в твердотільній електроніці. З загальної точки зору, фотонний кристал є суперграткою - середовищем, в якій штучно створено додаткове «поле» (подібно до того, як електрони в звичайному кристалі знаходяться в електричному полі ядер атомів) з періодом, що на порядки перевищує період основної решітки.

Якщо на фотонний кристал падає фотон, енергія якого знаходиться всередині фотонної забороненої зони, яка визначається структурою його супергратки, то він не може поширюватися в фотонному кристалі і відбивається назад (в результаті брегівської дифракції). І навпаки, якщо на фотонний кристал падає фотон, що володіє енергією, яка відповідає його дозволеним зонам, то він може рухатися в ньому. Наявність фотонної забороненої зони обумовлює ефект локалізації світла в певній галузі кристала, що дозволяє здійснювати контроль поширення випромінювання всередині фотонного кристала [15]. При цьому можна направляти промені по складній траєкторії, що містить вигини практично під прямим кутом, в задану точку, а також, за певних умов, змінювати довжину хвилі прохідного світла.

Відмітна особливість фотонних кристалів є наявність просторово періодичної зміни показника заломлення. Залежно від числа просторових

напрямів, уздовж яких показник заломлення періодично змінюється, фотонні кристали поділяються на одновимірні 1D, двовимірні 2D і тривимірні 3D (Рис. 2.1) [16].

В одновимірних фотонних кристалах (1D) коефіцієнт заломлення періодично змінюється в одному просторовому напрямку. Такі фотонні кристали складаються з паралельних один одному шарів з різними коефіцієнтами заломлення і проявляють свої специфічні оптичні властивості в одному просторовому напрямку, перпендикулярному верствам.

Практично застосування таких структур стало виготовлення діелектричних покриттів з унікальними оптичними характеристиками, які застосовуються для створення високоефективних оптичних спектральних фільтрів і зниження небажаного відбиття від оптичних елементів, а також оптичні хвилеводи з періодичної поздовжньої модуляцією фізичних параметрів (профілю або коефіцієнта заломлення) [1, 16].

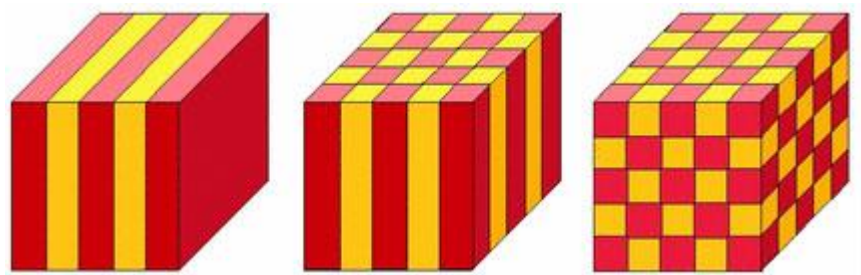


Рисунок 2.1 – Схематичне зображення одновимірного 1D (зліва), двовимірного 2D (в центрі) і тривимірного 3D (праворуч) фотонних кристалів.

В двовимірних 2D структурах коефіцієнт заломлення періодично змінюється в двох просторових напрямках. Звичайним об'єктом для моделювання властивостей є непересічні періодично розташовані на площині топологічні елементи з показником заломлення n_1 , які знаходяться в середовищі з коефіцієнтом заломлення n_2 . Такі фотонні кристали можуть

проявляти свої властивості в двох просторових напрямках, при цьому картина оптичних ефектів істотно ускладнюється.

Тривимірні 3D (структури у вигляді суперґратки), в яких коефіцієнт заломлення періодично змінюється в трьох просторових напрямках. Такі кристали можна моделювати у вигляді тривимірних фігур з показником заломлення n_1 , мають періодичне просторове розташування в середовищі з коефіцієнтом заломлення n_2 . Для даного типу фотонних кристалів характерна наявність повної (у всіх просторових напрямках поширення електромагнітних хвиль) фотонної забороненої зони. Наявність повної фотонної забороненої зони є унікальною властивістю фотонного кристала, що відрізняє його, наприклад, від дифракційної решітки.

Поширення випромінювання в фотонних кристалах визначається умовою максимуму інтерференції хвиль (при розгляді відбиття світла від кристалографічних поверхонь суперґратки його можна приблизно замінити умовою Вульфа-Брегга), розсіяних на різних вузлах решітки і що, залежить від кута між напрямком хвильового вектора і осями фотонного кристала [14, 15, 16].

На рис. 2.2 схематично показана дифракція світла на періодичних структурах різної розмірності. При розсіянні фотонів на 1D- і 2D-структурах завжди знаходяться такі напрямки поширення дифракційних променів, для яких умова максимуму інтерференції виконано. Для одновимірного кристала - нитки (а), такі напрямки утворюють конічні поверхні, а в двовимірному випадку (б) - сукупність окремих, ізольованих один від одного променів.

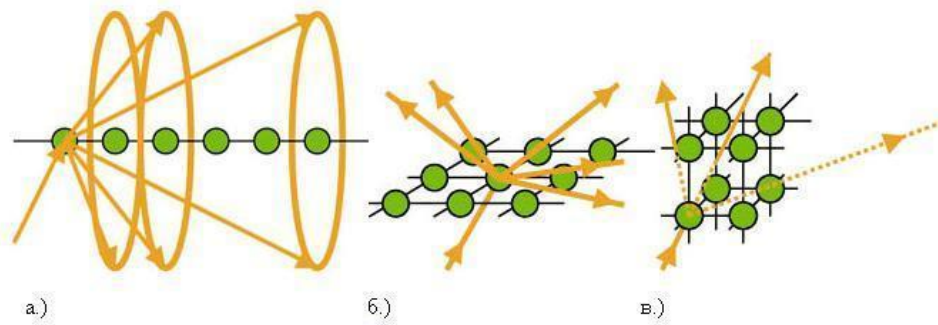


Рисунок 2.2 – дифракція світла на періодичних структурах різної розмірності: а)1D, б)2D, в)3D

Тривимірний випадок (в) принципово відрізняється від одновимірного і двовимірного тим, що умова максимуму інтерференції для даної довжини хвилі може виявитися нездійсненним ні для одного з напрямків в просторі. Поширення фотонів з такими довжинами хвиль в тривимірному кристалі неможливо, а відповідні їм енергії утворюють заборонені фотонні зони [15].

2.2 Перенос фотонів в анізотропних системах

Особливістю кристалів є анізотропія – це залежність властивостей від напрямку [17]. Найбільш сильно вона виявляється в кристалах зі структурами, що володіють малою симетрією (монокристали 1D). У полікристалічних (2D і 3D) матеріалах, що складаються з безлічі дрібних різно-орієнтованих кристалів, анізотропія не проявляється.

Поширення електромагнітної хвилі через середовище, що складається з двох діелектричних півпросторів (які є ізотропні та залежать тільки від координати z), з анізотропною пластиною між ними, описується наступними рівняннями [18]:

$$\begin{aligned}
\frac{d^2 E}{dz^2} + k^2 \varepsilon_i(z) E &= 0, & z \leq 0 \\
\frac{d^2 E}{dz^2} + k^2 \varepsilon(z) E &= 0, & 0 \leq z \leq a \\
\frac{d^2 E}{dz^2} + k^2 \varepsilon_r(z) E &= 0, & z \geq a
\end{aligned}
\tag{2.5}$$

де E – електричне поле; $k = \frac{\omega}{c}$ де, ω – частота розповсюдженої хвилі, c – швидкість світла у вакуумі; $\varepsilon_i, \varepsilon, \varepsilon_r$ - діелектрична проникність відповідно лівого і правого півпростору пластини. Умовою безперервності на площині при $z = 0$ і $z = a$ для електричного поля E і його похідної по z є:

$$\begin{aligned}
E(-0) &= E(+0), \quad \frac{\partial E(-0)}{\partial z} = \frac{\partial E(+0)}{\partial z} \\
E(-a) &= E(+a), \quad \frac{\partial E(-a)}{\partial z} = \frac{\partial E(+a)}{\partial z}
\end{aligned}
\tag{2.6}$$

При $\pm \infty$ виконуються умови випромінювання.

Спочатку розглядається проблема відбиття і передачі хвиль без пластини між півпростором, тобто при умові, $a = 0$. Хвилі в лівому напівпросторі описуються першим з рівнянь (2.5), а в правому напівпросторі - третім. Нехай і $U_{l2}(z)$ - фундаментальна система рішень першого з рівнянь (2.5) при умові $U_{l1}(0) = U_{l2}(0) = 1$. Крім того, з огляду умови випромінювання, $U_{l1}(z)$ є хвилею, що розповсюджується вправо, тобто падаюча хвиля, а $U_{l2}(z)$ поширюється вліво, тобто відбита хвиля. $U_r(z)$ хвиля, що розповсюджується вправо (пройшла хвиля), $U_r(0) = 1$. [17, 18]:Звідси:

$$E(z) = \begin{cases} U_{l1}(0) + R_0 U_{l2}(z) & \text{for } z < 0 \\ T_0 U_r(z) & \text{for } z > 0 \end{cases}
\tag{2.7}$$

Коефіцієнти відбиття R_0 та проходження T_0 виведені з граничних умов (2.6) виражаються:

$$R_0 = \frac{U'_r(0) - U'_{l_1}(0)}{U'_{l_2}(0) - U'_r(0)} \quad (2.8)$$

$$T_0 = \frac{U'_{l_2}(0) - U'_{l_1}(0)}{U'_{l_2}(0) - U'_r(0)} \quad (2.9)$$

У випадку присутності неоднорідності пластини, система рівняння (2.5) перетворюється:

$$E(z) = \begin{cases} U_{l_1}(z) + RU_{l_2}(z) & \text{for } z \leq 0 \\ A_1 U_1(z) + A_2 U_2(z) & \text{for } 0 \leq z \leq a \\ TU_r(z) & \text{for } z \geq a \end{cases} \quad (2.10)$$

Використовуючи граничні умови (2.6) і рішення (2.10), виходить система рівнянь, що визначає коефіцієнт відбиття R , коефіцієнт проходження T , а також коефіцієнти A_1 і A_2 , одержуємо наступні вирази :

$$R = \frac{[u'_1(a) - u_r(a)u'_2(a)][u'_2(0) - u'_{l_1}(0)] + [u'_2(0) - u_2(a)u'_r(a)][u'_{l_1}(0) - u'_1(0)]}{[u'_1(a) - u_1(a)u'_r(a)][u'_2(0) - u'_{l_1}(0)] + [u'_2(a) - u_2(a)u'_r(a)][u'_{l_2}(0) - u'_1(0)]} \quad (2.11)$$

$$T = \frac{[u'_2(0) - u'_{l_1}(0)][u'_{l_2}(0) - u'_1(0)] - [u'_{l_1}(0) - u'_1(0)][u'_2(0) - u'_{l_1}(0)]}{[u'_1(a) - u_1(a)u'_r(a)][u'_2(0) - u'_{l_1}(0)] + [u'_2(a) - u_2(a)u'_r(a)][u'_{l_2}(0) - u'_1(0)]} \times \frac{[u_1(a)u'_2(a) - u'_1(a)u_2(a)]}{u'_2(0) - u'_1(0)} \quad (2.12)$$

У загальному випадку для неоднорідних пластин і півпросторів, умовою абсолютної прозорості [18]є:

$$R(a, \omega) = R_0(\omega), \quad T(a, \omega) = T_0(\omega), \quad (2.13)$$

тут можна легко перейти до

$$[1 - U_1(a)][U_2'(a) - U_1'(a)] - [1 - U_2(a)][U_1'(a) - U_2'(a)] = 0$$

і потім

$$U'_{1,2}(\omega, 0) = U'_{1,2}(\omega, 0) \quad (2.14)$$

Рівняння кореляції (2.14) визначає частоту і товщини пластини, для яких критерії прозорості є:

$$S(a) = \pi q, \quad \varepsilon(a) = \varepsilon(0) \quad (2.15)$$

Система рівнянь Максвелла [17], що описує поширення електромагнітної хвилі через анізотропну шарувату середу, виглядає наступним чином:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E_x}{dz^2} + k_0^2 [\varepsilon_{xx}(z)E_x + \varepsilon_{xy}(z)E_z] &= 0 \\ \frac{d^2 E_y}{dz^2} + k_0^2 [\varepsilon_{yx}(z)E_x + \varepsilon_{yy}(z)E_y + \varepsilon_{yz}(z)E_z] &= 0 \\ \varepsilon_{zx}(z)E_x + \varepsilon_{zy}(z)E_y + \varepsilon_{zz}(z)E_z &= 0 \end{aligned} \quad (2.16)$$

де $E_i(z)$ є компонентами електричного поля, $i = x, y, z$, і $\varepsilon_{ik}(k)$ є компонентами тензора діелектричної проникності E_z . Отже, поширення електромагнітної хвилі через шарувату анізотропну середу описується системою двох рівнянь другого порядку:

$$\frac{d^2 E_{\pm}}{dz^2} + k^2 \varepsilon_{\pm}(z)E_{\pm} = 0 \quad (2.17)$$

Наприклад, у ефекті Фарадея [18] в необмеженому середовищі. Відомо, що цей ефект характеризується співвідношенням описує обертання площини поляризації хвилі, що розповсюджується в анізотропному середовищі:

$$\frac{D_y}{D_x} = \frac{(\varepsilon_{yx}Q_- - \xi_{yy})^4 \sqrt{\frac{\varepsilon_+(0)}{\varepsilon_+(z)}} e^{iS_+} - (\varepsilon_{yx}Q_+ - \xi_{yy})^4 \sqrt{\frac{\varepsilon_-(0)}{\varepsilon_-(z)}} e^{iS_-}}{(\varepsilon_{xx}Q_- - \xi_{xy})^4 \sqrt{\frac{\varepsilon_+(0)}{\varepsilon_+(z)}} e^{iS_+} - (\varepsilon_{xx}Q_+ - \xi_{xy})^4 \sqrt{\frac{\varepsilon_-(0)}{\varepsilon_-(z)}} e^{iS_-}} \quad (2.18)$$

За допомогою виразу (2.16) досліджується обертання площини поляризації хвилі, що розповсюджується в гіротропному середовищі. Середина називається гіротропною, якщо вектор електричної індукції пов'язаний з вектором електричного поля співвідношенням

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + i[\vec{E}, \vec{g}] \quad (2.19)$$

де \vec{g} є вектором гірації, що лежить в площині xz , тобто має тільки компоненти g_x і g_z , не залежить від z . Нехай неоднорідна середовище буде складатися з неоднорідною анізотропної пластини з неоднорідним півпростором на кожній зі сторін. Тоді обертання площини поляризації для відбитого і минулого полів для прозорої пластини відповідно:

$$\left(\frac{D_y}{D_x}\right)_R = \frac{R_2(1 - R_1^2)e^{2iS_a} \sin\sigma}{R_1 + (1 + R_1^2)R_2e^{2iS_a} \cos\sigma + R_1R_2^2e^{4iS_a}} \quad (2.20)$$

$$\left(\frac{D_y}{D_x}\right)_T = \frac{(1 - R_1R_2)e^{2iS_a} \tan\sigma}{1 + R_1R_2e^{2iS_a}} \quad (2.21)$$

Умови прозорості обох хвиль, такі:

$$S_+(a) = \pi q_+, \quad \varepsilon_+(a) = \varepsilon_+(0) \quad S_-(a) = \pi q_-, \quad \varepsilon_-(a) = \varepsilon_-(0) \quad (2.22)$$

де q_+ і q_- є цілими числами. Рішення, що визначають товщину пластини і відповідні частоти, при яких пластина прозора для відбитої хвилі, не збігаються з рішеннями для минулої хвилі. При невеликій гіротропії ($g \ll \varepsilon$) і досить вузькому імпульсі падаючої хвилі, пластинка може бути прозорою для обох хвиль [18]. При цьому поворот площини поляризації відбитого і минулого полів, відповідно

$$\begin{aligned} \left(\frac{D_y}{D_x}\right)_R &= \tan\delta\omega \left[t + \int_0^z \frac{dz}{v_{gl}(z)} \right] \\ \left(\frac{D_y}{D_x}\right)_T &= \tan\delta\omega \left[t - \int_0^z \frac{dz}{v_{gl}(z)} + \varphi \right] \end{aligned} \quad (2.23)$$

У разі однорідної пластини, обертання площини поляризації має як просторові, так і тимчасові компоненти. При узагальненні формули Френеля, також узагальнюються коефіцієнти відбиття ізотропної пластини, діелектрична проникність яких, є детермінованими функціями координати. У загальному випадку сформульовані умови повної прозорості пластини [18]. Коли діелектрична проникність пластини є стохастичною функцією координати, з'являється новий ефект: непрозорість для дискретного набору товщини пластини.

2.3 Феноменологічні основи фотоніки в мезомасштабі

Фотоніка в мезомасштабі в точності така, як і в природних масштабах довжин світла, що мають відношення до енергії: видимі та інфрачервоні довжини хвиль [19]. Мезофотоніка досліджує штучно створені матеріали (метаматеріали), в яких структура з урахуванням розмірів довжин, менше довжини хвилі світла. Криві фотонних заборонених зон є прикладом такого підходу: вони ведуть себе як «напівпровідники» для фотонів, тобто світло частот в межах забороненої зони не дозволені до розповсюдження, в той час, як частоти за межами навпаки розповсюджуються [20]. Шляхом адаптації мезоструктур можна адаптувати фотонну щільність станів, наприклад, в межах фотонної забороненої зони щільність станів дорівнює нулю, в той час як на деяких інших частотах вона може бути значно збільшена.

Метаматеріали – це штучні композитні середовища, електричний і магнітний відгуки яких істотно відрізняються від відповідних відгуків в складових середовищах, завдяки чому виникають властивості, недосяжні в

природних матеріалах [21]. Сьогодні всім доступні штучні метаматеріали, які зазвичай містять технологічні дефекти або несправності, наприклад пригнічується (частково або повністю) локалізація Андерсона.

З точки зору фотоніки мова в першу чергу йде про штучно створені композитні структури, які унікальним чином впливають на поширення в них електромагнітних хвиль. Всі метаматеріали є прикладом дослідження дисперсії та поглинанням локалізації світла. Особливий інтерес представляють дисперсійні матеріали, в яких дійсні частини діелектричної проникності або магнітної проникності та можуть зникнути на деяких частотах [1, 19].

Одним з найбільш яскравих прикладів таких матеріалів є так звані ліві середовища, в яких реалізується негативна рефракція (зміна заломлення променів при зміні показника заломлення середовища) електромагнітних хвиль [1]. Резонансні властивості цих матеріалів такі, що призводять до негативних значень діелектричної та магнітної проникності в певному діапазоні частот.

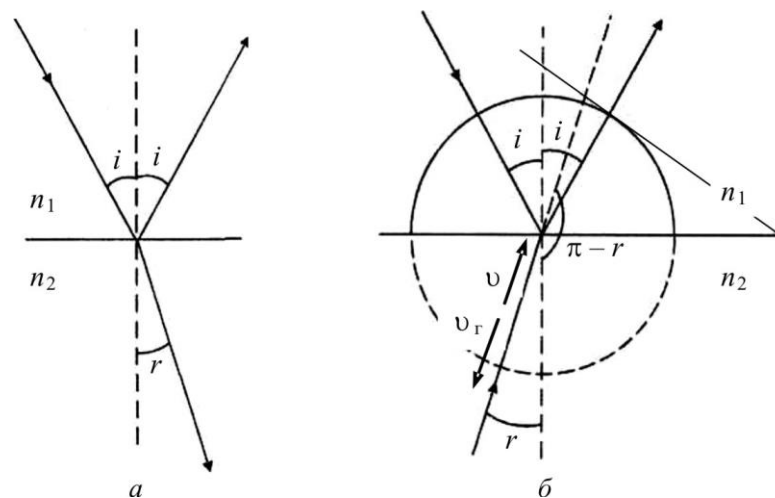


Рисунок 2.3 – Схема ходу променів при відображенні і ламанні плоскої хвилі в ізотропному недіSSIPATИВНОМУ середовищі в разі позитивної (а) і негативною (б) рефракції.

З побудови слід закон заломлення [21]:

$$n_1 \cdot \sin i = n_2 \cdot \sin r;$$

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1} = n = \frac{v_1}{v_2} \quad (2.24)$$

Однак поряд з виразом (2.24) справедливо вираз:

$$\frac{\sin i}{\sin(\pi - r)} = n \quad (2.25)$$

Йому відповідає заломлена хвиля, в якій фазова швидкість і хвильовий вектор спрямовані не від кордону, а до кордону розділу (рис. 2.2, б). Ця ситуація відповідає негативній фазовій швидкості переломленої хвилі ($v = v_2 < 0$), негативному показнику заломлення ($n < 0$) в (2.22) і негативному куту заломлення ($r < 0$) [1, 21].

Термін «негативна рефракція» позначає ситуацію, коли в переломленої хвилі хвильовий вектор, напрямок якого збігається з напрямком фазової швидкості, має негативну проекцію на напрям хвильового вектора падаючої хвилі. Термін «негативна фазова швидкість» є відносним: $v < 0$ лише тоді, коли напрямок хвильового вектора падаючої хвилі визначено як позитивне. З цієї причини термін «негативний показник заломлення» слід розуміти в тому сенсі, що ефективний показник заломлення середовища є негативним. В даному випадку заломлена хвиля є зворотною хвилею, в якій фазова і групова швидкості мають протилежні знаки (рис. 2, б). Групова швидкість v_g і потік енергії як і раніше спрямовані від кордону розділу вглиб другий середовища, так що принцип причинності не порушується [1,19,20].

РОЗДІЛ 3. ОДНОВИМІРНІ ДЕТЕРМІНОВАНІ МОДЕЛІ ФОТОННОГО ПЕРЕНЕСЕННЯ В МЕЗО-МАСШТАБНИХ СИСТЕМАХ ДЛЯ ЗАДАЧ МОНІТОРИНГУ ТА ДІАГНОСТИКИ ДОМІШКОВИХ НЕОДНОРІДНИХ СТРУКТУР

3.1 Модель ШПС типу «сендвіч»

Розглянемо композитні метаматеріали структуровані у мезомасштабі з просторовими неоднорідностями (дефектами), через які розповсюджується потік електромагнітних випромінювань, на прикладі одновимірної моделі (1D) шарувато-періодичної структури (ШПС) типу «сендвіч» (рис. 3.1). Нехай структура такої моделі складається з послідовно з'єднаних двох шарів А та В, з товщинами d_a і d_b , відповідно (загальна товщини елементарної комірки $\Lambda = d_a + d_b$), що задані відповідними матеріальними параметрами, діелектричною $\varepsilon(r)$ та магнітною $\mu(r)$ проникністю [3, 22].

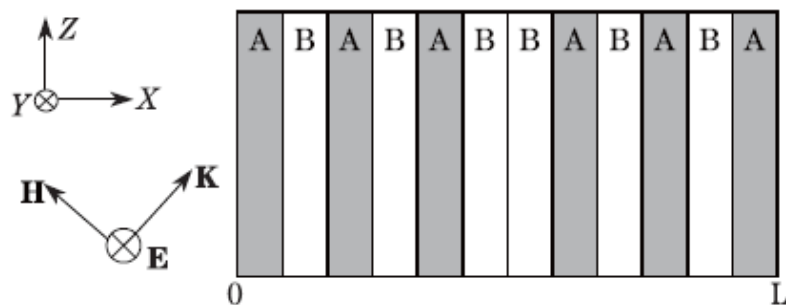


Рисунок 3.1 — Модель одновимірної (1D) шарувато-періодичної структури.

У разі строго періодичних в виділеному напрямку систем (ланцюжків) оптичні властивості ШПС задовольняють співвідношенню [10]:

$$\varepsilon(x, y, z) = \varepsilon(x, y, z + d) \quad (3.1)$$

$$\mu(x, y, z) = \mu(x, y, z + d) \quad (3.2)$$

де $d = \sum_{L=1}^G a_L$ – період суперградки, G – число шарів, a_L – товщина L шару в одновимірній системі уздовж осі z .

Для вивчення поширення хвилі в ШПС можна використовувати матричний метод [23] в якому шари структури вважаються плоско-паралельними та оптично однорідними, що мають провідність. Через компоненти цієї матриці можна розрахувати коефіцієнти відбиття R та проходження T електромагнітної хвилі в неоднорідному середовищі. Початкове ($z=0$) рішення хвильових рівнянь виражається через рішення в кінці структури ($z = z_1$) [22, 23]:

$$Q_0 = MQ(z_1) \quad (3.3)$$

де Q – матриця рішень хвильових рівнянь, а матриця M – характеристична, причому $|M| = 1$.

Основна зручністю такого методу полягає у можливості послідовно розраховувати шаруваті структури, тобто при переході від $z = 0$ до $z = z_1$ і від $z = z_1$ до $z = z_2$, матриці просто перемножуються:

$$Q_0 = M(z_2)Q(z_2) \quad (3.4)$$

де

$$M(z_2) = M_1(z_2)M_1(z_1)M_2(z_2 - z_1) \quad (3.5)$$

Тоді для коефіцієнтів відбиття R і проходження T відповідно маємо [23]:

$$R = \frac{(M_{11} + M_{12}n_R)n_L - (M_{21} + M_{22}n_R)}{(M_{11} + M_{12}n_R)n_L + (M_{21} + M_{22}n_R)} \quad (3.6)$$

$$T = \frac{2n_L}{(M_{11} + M_{12}n_R)n_L + (M_{21} + M_{22}n_R)} \quad (3.7)$$

де M_{ij} – елементи характеристичної матриці, а n_R і n_L – показники заломлення граничних від структури середовищ, причому, матриця одного j -го шару структури товщиною d_j має вигляд:

$$M_j = \begin{bmatrix} \cos(kn_j d_j) & -\frac{1}{n_j} \sin(kn_j d_j) \\ -jn_j \sin(kn_j d_j) & \cos(kn_j d_j) \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

де n - це кількість шарів в структурі, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, - постійна поширення, λ - довжина хвилі.

Дослідження тонкої структури спектра частот, які описує сталі коливання в неоднорідних одновимірних періодичних середовищах набуває значення для опису моделі «сендвіч». Так $M_1 = \{\lambda_1, \rho_1\}$ і $M_2 = \{\lambda_2, \rho_2\}$ - швидкість хвилі і щільність в стані спокою ($i = 1, 2$), $\rho^{(1)}$ і $\rho^{(2)}$ - хвильове обурення тиску в першому і другому середовищах відповідно. Далі передбачається, що середовище M_1 щільніше, ніж середовище M_2 [22, 23].

Сталі хвильового коливання тиску з круговою частотою ω в середовищах M_1 і M_2 описуються рівняннями:

$$\rho_{xx}^{(1)} + \lambda^2 \rho^{(1)} = 0, \quad \rho_{xx}^{(2)} + \lambda^2 \alpha^2 \rho^{(2)} = 0 \quad (3.9)$$

де α - відношення швидкості хвиль λ_1/λ_2 , x - безрозмірна частота коливань. На кордонах контакту середовищ, повинні виконуватися умови безперервності тиску і швидкості (динамічні і кінематичні умови):

$$p^{(1)} = p^{(2)}, \quad \tau p_x^{(1)} = p_x^{(2)} \quad (3.10)$$

Співвідношення (3.9) і (3.10) повністю описують розповсюдження електромагнітних хвиль в неоднорідних структурах.

У моделі ШПС між шарами спостерігається дифракція пружно розсіяного оптичного випромінювання (ефект Вульфа-Брегга) [1, 24]:

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (3.11)$$

$$2d\theta = (n + \frac{1}{2})\lambda \quad (3.12)$$

де d - міжплоскосна відстань (в разі фотонного кристала - період надгратка), θ - кут ковзання падаючого променя (брегівський кут), n - порядок відображення, λ - довжина хвилі.

При виконанні умови (3.11) хвиля відбивається від площини, а при виконанні умови мінімуму (3.12) хвиля навпаки повністю проходить крізь цю площину. Цими умовами регулюється можливість проходження або відображення хвилі в тому чи іншому напрямку, а отже - наявність дозволених і заборонених зон.

Щільність енергії взаємодії (в разі лінійної середовища) можна оцінити як:

$$p = -\vec{d}\vec{E} = -pE^2 \quad (3.13)$$

де d - дипольний момент одиниці об'єму, p - поляризованість середовища. Тоді:

$$V_0 \approx \frac{pE^2}{n} \sim \frac{pE^2}{a^3} \quad (3.14)$$

де E – напруженість електричного поля фотонів в кристалі.

Брегівська щілина і нульовий зазор проявляються в різних частотних областях структури, при цьому відбувається порушення періодичності шарів простою зміною порядку в одній половині структури, що призводить до виникнення дефектних мод [1, 2, 24]. Дослідження кутової залежності цих множинних мод показує, що моди в нульовому зазорі майже нечутливі до кутової залежності, тоді як ті, що всередині брегівськими щілини сильно змінюються на осі частот при зміні кута падаючого випромінювання.

3.2 Фотонний «діод» на основі ШПС

Принципи роботи фотонного діода, можна пояснити згідно з аналогією теорії твердого тіла [25]. Робота звичайних діодів заснована на p - n -переході між двома напівпровідниками, один з яких має електронну провідність, а інший - дірковий.

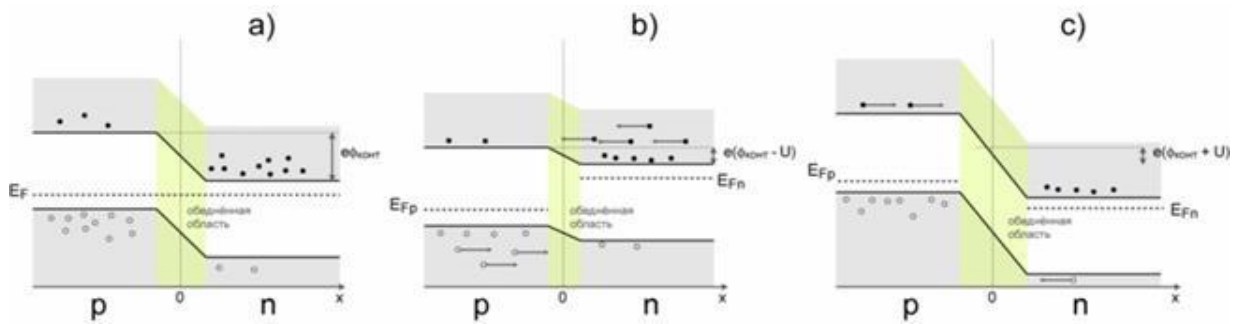


Рисунок 3.2 – Енергетичні діаграми $p-n$ -переходу: а) стан рівноваги (різниця рівнів енергії відповідає так званій контактній різниці потенціалів); б) при додаванні прямій напрузі (перехід відкритий); с) при додаванні зворотній напрузі (перехід закритий).

Для кожного з цих переходів потрібна деяка мінімальна енергія фотона, тому кожен тип фотоприймача має довгохвильову межу, яка визначається як:

$$h\nu_{\text{пор}} = E_{\text{п}} - E_{\text{в}} = E_{\text{з}} \quad (3.15)$$

де $E_{\text{з}} [eV] = E_{\text{п}} - E_{\text{в}}$ – ширина забороненої зони, або енергетичний зазор при переході «зона-зона» або «домішковий рівень-зона» [2, 26].

Діод можна створити просто з'єднавши два фотонних кристала з різними положеннями забороненої зони. При цьому ніякої доданої різниці потенціалів, немає, але напрямком з В в А є прямим (фотон легко проходить через перехід в цьому напрямку), а з А в В - зворотнім (фотон не проходить через перехід, якщо різниця енергій взаємодії фотона з кристалом досить велика) [24].

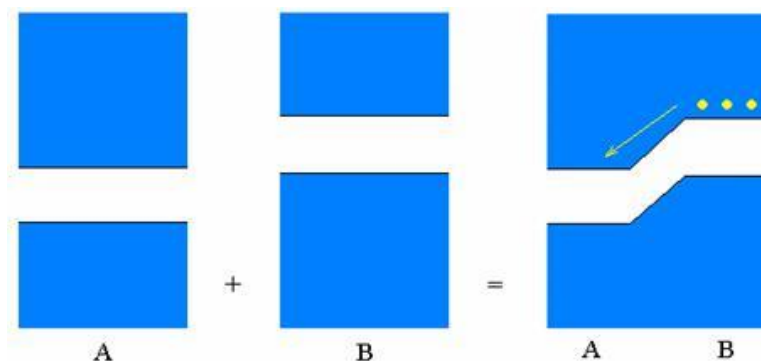


Рисунок 3.3 – Скетч комбінованої моделі, яка складеться з двох шарів фотонних кристалів А і В.

У фотонному діоді енергетична діаграма залежить від «прикладеної напруги» тобто, від різниці концентрацій фотонів в кристалах А і В поблизу переходу [25]. Припустимо, що фотонні кристали являють собою нелінійну середу, параметри якої (зокрема, нижня межа забороненої зони) залежать від концентрації фотонів. Нехай з ростом концентрації фотонів в матеріалі А заборонена зона знижується, а в матеріалі В - підвищується. Тоді, якщо фотони поширюються з В в А (в прямому напрямку), вони при підході до кордону виявляться вищими за енергією, ніж межа забороненої зони в А, і перехід буде енергетично вигідним. При поширенні фотонів в зворотному напрямку відбудеться зворотне: їх рівень енергії в А знизиться, і перехід буде енергетично невигідним (причому замикає ефект посилюється з концентрацією) [2, 20].

У разі важких фотонів, швидкість яких можна знизити до надзвичайно малої величини, нелінійні процеси йдуть з великою ефективністю, і для реалізації нелінійного режиму потрібно набагато менша щільність випромінювання. При поширенні світла в фотонних кристалах не відбувається дисипації енергії, в таких кристалах легко реалізувати «фотонну надпровідність».

3.3 Фотонний «дросель» на основі ШПС

Дросель – це пристрій, який поєднує функції фільтра і обмежувача [27]. Наприклад, котушка індуктивності володіє високим опірором у змінному струмі і малим у постійному. В випадку фотонних кристалів, мова йде про те, що за допомогою впровадження домішки в кристалічну матрицю (тобто утворення дефекту) моди різної полярності володіють різною прохідністю (моди певної полярності загасають, а інших полярностей – проходять через систему без загасання). Такого роду систему називають фотонним дроселем. Взагалі всі вибрані і побудовані схемотехнічні елементи зорієнтовані на

виконання ролі детекторів і сенсорів наявності домішкових компонентів у вихідній матриці, що спрацьовують в ході мезомасштабних явищ. Саме ця обставина адресує розроблений підхід до проблеми детектування домішок (в тому числі-екологічно шкідливих) в широкому переліку матеріалів, що мають мезо-масштабне структурування. Було вибрано моделі таких систем у вигляді одновимірних ланцюжків силових центрів і шарувато-періодичних структур [2, 27, 28].

Будь-яка неоднорідність в фотонному кристалі називається дефектом фотонного кристала. У таких областях часто зосереджується електромагнітне поле, що використовується в мікрорезонаторах і хвильоводах, які побудовані на основі фотонних кристалів.

Для проходження променя формується лінійний дефект структури (наприклад, забирається один ряд стрижнів). Для повороту променя на 90 градусів формують два лінійних дефекту, з'єднаних під прямим кутом. Фізично це зводиться до видалення ряду стрижнів на передбачуваному шляху проходження променя - в періодичній двовимірній структурі створюють прямокутний канал, виходу випромінювання з якого перешкоджає заборонена зона[1]. Теоретично проходженню променя перешкоджаю відображення, однак фактично ефективність передачі може бути близька до 100%. Радіус повороту має порядок $2a$, (де a - період решітки), що менше довжини хвилі променя. Такий поворот можна розглядати як явище, аналогічне одновимірному, резонансній тунельному ефекту в квантовій механіці [6]. Створюючи точкові дефекти (або резонансні порожнини) в кристалі, можна захопити фотони в "пастки" забороненої зони (локалізувати фотони в порожнинах дефекту) і, відповідно, на їх основі можна створити пристрої зберігання і обробки інформації нового типу.

Оптичні коливання на резонансній частоті посилюються за рахунок енергії надходить світла аналогічно тому, як це відбувається, наприклад, в оптичних підсилювачах Фабрі-Перо [28]. Інші ж спектральні компоненти експоненціально згасають (через забороненої зони). При достатньому

посилення світло резонансної частоти виривається з резонансної порожнини і виходить з торця хвилеводу. Конструкція аналогічна зарядженого провідника, оточеного з усіх боків діелектриком. Однак захоплення випромінювання в фотонних кристалах є принципово новим явищем, так як відбувається без процесу багаторазового поглинання і випускання фотонів. Воно тут просто неможливо в силу певних співвідношень між параметрами фотонних і електронних енергетичних зон. Тому перенесення випромінювання при його полонення в фотонному кристалі носить упорядкований характер, істотно відрізняючись від відомого раніше хаотичного руху в газовому середовищі.

3.4 Декоровані одновимірні моделі 1D для задач фотонної схемотехніки

Неоднорідна просторова структура (прикладом є гетерогенні, пористі і фрактальні середовища, які зустрічаються у навколишньому середовищі) має лінійні і нелінійні властивості. Неоднорідності можуть бути, як природного походження так, і в результаті детермінованого втручання (декорування) [12, 22]. Додаткова класифікація полягає у з'ясуванні, чи пов'язана неоднорідність виключно з присутністю поверхнею, або вона присутня у всьому об'ємі середовища (як наприклад у пористих системах). Ефективною рисою неоднорідних середовищ є те, що неоднорідність носить безперервний характер або виникає з дискретних розсіювачів.

При розгляді явищ, пов'язаних з фотонними кристалами, очевидна значна аналогія між рухом заряджених частинок в реальних кристалах і рухом фотонів в суперґратці. Наявність в структурі фотонного кристала дефектів різної природи може змінювати і напрям поширення фотонів, і спектральний склад хвильового спектра. При порушенні симетрії фотонного кристала може сформуватися просторово обмежена область, в якій можуть

існувати електромагнітні хвилі з частотами, які знаходяться всередині фотонної забороненої зони [9, 21].

Таким чином, можна створити всередині фотонного кристала хвилевід, оптичний резонатор або спектральний фільтр. Змінюючи діелектричну проникність компонентів матриці фотонного кристала, можна управляти властивостями відповідних оптичних пристроїв. Наприклад, чим ближче до центру забороненої зони відбувається зміщення рівнів, утворених дефектами, тим успішніше можна локалізувати світло всередині кристалу.

При моделюванні впливу дефектів на поширення світла в фотонному кристалі використовують безрозмірну величину Q , що характеризує число періодів t , протягом яких інтенсивність електромагнітного поля зменшується в $e^{-\gamma t}$ раз, де γ символізує втрати енергії. Однак з точки зору моделі фотонного кристала ці втрати пов'язують лише з відображенням і розсіюванням світла, в той час як поглинання світла речовиною, пов'язане з переходом енергії фотона, наприклад в теплову енергію, вимагає моделювати більш широкий набір фізичних явищ.

Один з варіантів пристроїв на основі хвилеводів - фільтр з вихідним каналом, або так званий дротель [29]. Для функціонування такої схеми необхідна наявність двох хвилеводів на деякій відстані один від одного і резонансного обсягу, в якому буде відбуватися поширення однієї або декількох мод коливань з основного хвилеводу в вихідний хвилевід. Схема представленої системи зображена на рис. 3.4. Хвилеводи паралельні один одному і мають однакові коефіцієнти загасання для переданих частот. Потрапивши в систему резонаторів, частина енергії електромагнітної хвилі проходить далі по хвилеводу, інша частина локалізується в області резонансу.

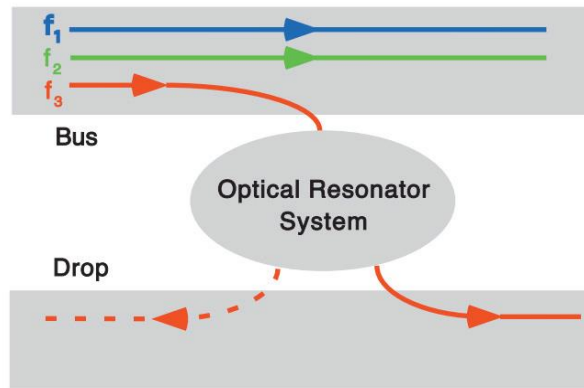


Рисунок 3.4 – Загальна схема фільтра з вихідним каналом [30]. У верхньому каналі поширюються електромагнітні хвилі з різними частотами.

Одним із способів зміни діелектричної проникності речовини, що становить, наприклад, основу фотонного кристала, можна використовувати природні пористі матеріали структуровані у мезомасштабі або матеріали з маніпульованою пористістю. Якщо розміри пір в кілька разів менше довжини хвилі світла, то такий матеріал для електромагнітної хвилі є оптично ізотропним, проте його діелектрична проникність буде залежати від пористості. Найбільш відомим підходом до вивчення таких речовин є теорія Максвелла-Гарнета [30] для моделі ефективного середовища, в якій вводиться комплексний показник заломлення ефективного середовища n_e , який визначається зі співвідношення:

$$\frac{n_e^2 - n_a^2}{n_e^2 + 2n_a^2} = q \frac{n_f^2 - n_a^2}{n_f^2 + 2n_a^2} \quad (3.16)$$

де n_f і n_a - комплексні показники заломлення речовини матриці і нановключень іншої речовини відповідно; q - відносний об'єм.

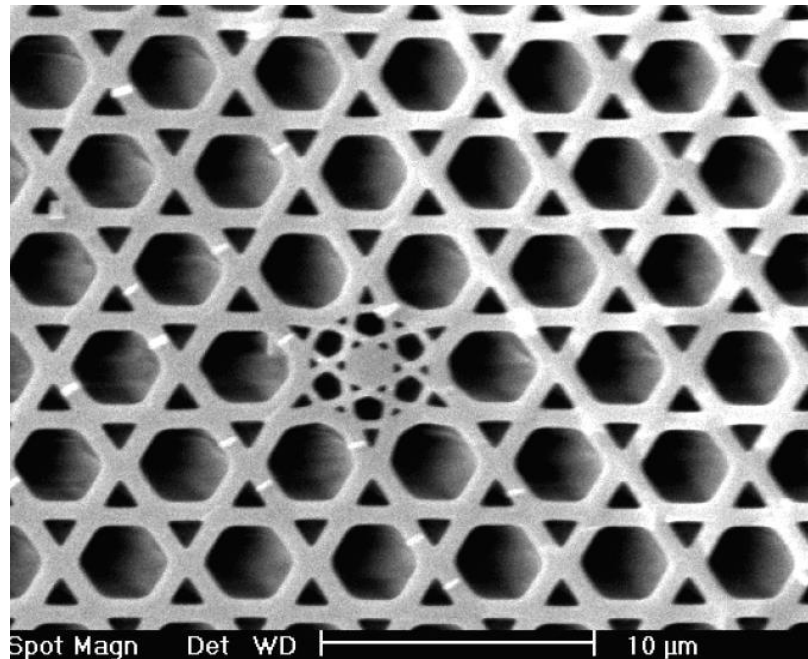


Рисунок 3.5 – Фотонно-кристалічний хвилевід під електронним мікроскопом
[30]

Висока якість моделювання властивостей фотонних кристалів в першу чергу досягається збільшенням числа вузлів фотонної кристалічної решітки. Однак добре відомо, що найбільш близькі до практичної реалізації фотонні кристали в вигляді «дірчастих хвилеводів» (рис. 3.5) відрізняються невеликим (близько 100) кількістю каналів, симетрично розміщених щодо центрального дефекту (речовини з відмінним від оболонки показником заломлення). Проте така структура призводить до спостережуваного появи фотонної забороненої зони в спектрі пропускання хвилеводу, виміряного в поперечному до поширення світла напрямку [29].

РОЗДІЛ 4. ТЕХНОЛОГІЇ СТВОРЕННЯ ФОТОННИХ КРИСТАЛІВ У МЕЗО ТА МАКРОМАСШТАБІ

4.1 Синтез фотонних кристалів з детермінованими властивостями

Інтерфейс стану в фотонних кристалах застосовуються для підвищення нелінійних оптичних ефектів і також для оптичного захоплення і зондування. Такі ефекти різко посилюються через локалізацію та внаслідок додавання дефектних шарів. Інтерфейсні стани є дуже чутливими та можуть бути досягнуті при налаштуванні параметрів (матеріалів або розмірів) декорування [30].

Існування стану інтерфейсу пов'язане з поверхневим опірм. Коли два напівнескінчених фотонних кристала зустрічаються на межі розподілу, один – з лівої сторони, а другий – з правої, то умова для існування інтерфейсу має вигляд :

$$Z_L + Z_R = 0 \quad (4.1)$$

де Z_L і Z_R – опір фотонних кристалів лівої та правої сторони, відповідно. Звідси поверхневий опір повинен мати рівну амплітуду, але з протилежними знаками. Поверхневі властивості фотонного кристала пов'язані з його об'ємною (геометричною) властивістю, так що стан інтерфейсу є відповідною конструкцією декорування для фотонної смуги в кристалах [31].

Поверхневий опір у рівнянні (4.1) можна виразити в коефіцієнтах відбиття Z_L і Z_R фотонних кристалів лівої та правої ланки як:

$$Z_L = \frac{1+r_L}{1-r_L} Z_0 \quad \text{і} \quad Z_R = \frac{1+r_R}{1-r_R} Z_0 \quad (4.2)$$

де $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$ – вакуумний імпеданс. Для матеріалів без втрат, коефіцієнт відбиття може бути виражений як $r_L = e^{i\phi_L}$, де ϕ_L є фазою відбиття фотонного кристала лівої сторони (аналогічно для правої сторони $r_R = e^{i\phi_R}$). Звідси умову стану інтерфейсу (4.1) можна переписати як $r_L r_R = 1$, або

$\phi_L + \phi_R = 2m\pi$ для натурального числа m . При $m=0$ виконуються більш прості умови для фази відбиття $\phi_L = -\phi_R$. Уявне число всередині забороненої зони, виражається як $Z_R/Z_0 = (1 + r_L)/(1 + r_L) = i\xi_L$, для дійсного числа ξ_L . Таким чином, фаза відбиття може бути виражена як $\phi_L = \pi - 2 \arctan(\xi_L)$, що веде до $\text{sgn}[\phi_L] = \text{sgn}[\xi_L]$ і, аналогічно $\text{sgn}[\phi_R] = \text{sgn}[\xi_R]$. Крім того, фази відбиття на дефектів такого фотонного кристала змінюються постійно або від $-\pi$ до 0 , або від 0 до π .

Для фотонного кристала, що складається з двох компонентів (шари А та В, що мають товщина d_a і d_b , відповідно) де спостерігається інверсія симетрії, фаза відбиття пов'язана з геометричною фазою (θ^{Zak} для 1D системи). Для смуг і перешкод нижче першого перетину зони фотонного кристала, вираз для фазового зв'язку має вигляд [32]:

$$\text{sgn}(\phi_n) = \text{sgn}(\zeta_n) = (-1)^n \exp(i \sum_{m=0}^{n-1} \theta_m^{Zak}) \quad (4.3)$$

де $\theta_m^{Zak} = 0$ або π – для всіх смуг і пропусків нижче n -го забороненої зони. Тут відбувається нульового геометричний етап, який параметризується за допомогою співвідношення:

$$\exp(i\theta_0^{Zak}) = \text{sgn}\left[1 - \frac{\varepsilon_a \mu_b}{\varepsilon_b \mu_a}\right] \quad (4.4)$$

де ε_a, μ_a та ε_b, μ_b – відносна діелектрична проникність та проникність шарів А та В, відповідно. Таким чином, для немагнітних діелектричних матеріалів $\mu_a = \mu_b = 1$, а геометрична фаза θ_0^{Zak} є пропускною спроможністю шарів. Для фотонного кристала з центром інверсії при низькому показнику заломлення $\varepsilon_a < \varepsilon_b$, геометрична фаза $\theta_0^{Zak} = 0$, а при високому показнику заломлення $\varepsilon_a > \varepsilon_b$ геометрична фаза $\theta_0^{Zak} = \pi$. Центр

інверсії є важливим параметром для налаштування стану інтерфейсу та проектування геометричної фази, так на вищих смугах можна визначити фази відбиття забороненої зони та стан інтерфейсу в кожній забороненій зоні.

Геометрична фаза на вищих смугах визначається за умовою:

$$\sin\left(\frac{2\pi n_i d_i}{\lambda}\right) = 0 \quad (4.5)$$

де $i = a$ або b для центру інверсії, що взяті з шару А або В відповідно, $n_i = \sqrt{\epsilon_i \mu_i}$ – відповідний показник заломлення для плити А або В, а λ – довжина хвилі. Геометрична фаза ізолюваного діапазону буде дорівнювати π , якщо довжина хвилі λ впаде всередину смуги, якщо ж ні, то це 0 [30].

Положення стану інтерфейсу в забороненій зоні композитного фотонного кристалу залежить в основному від дисперсії матеріалів. В той час, як стан інтерфейсу залежить тільки від геометричних або топологічних властивостей для групових смуг фотонного кристала, які є стійкими до зовнішніх збурень (зокрема дефекту утворення та забруднень) [31]. Таким чином, завдяки детермінованому декоруванню, можуть бути створені інтерфейси, які відповідають відокремленим гармонікам у спектрі фотонного проміння.

4.2 Квазиінтерференційний підхід до маніпуляції фотонних кристалів каналюванням

Для декорування одновимірної 1D моделі було вибрано SiO_2 і TiO_2 для перших двох фотонних кристалів, оскільки ці матеріали мають відносно великий контраст показника заломлення і, незначні абсорбції в частотному діапазоні (хвильове число $0,4 \text{ мкм}^{-1}$ до $1,2 \text{ мкм}^{-1}$) і для третього фотонного кристала використовувалися SiO_2 і Si в якості компонентів матеріалу для

інфрачервоного діапазону. Властивості трьох складових фотонних кристалів, розроблені з фотонних смуг і станів інтерфейсу для оптичного діапазону.

В експериментах [30] одна одинична комірка фотонних кристалів з центром інверсії та з низьким показником заломлення, містить дві половини шару SiO_2 (товщина $d_a/2$) і одну половину шару TiO_2 або Si (товщина d_b). Що стосується фотонних кристалів з високим коефіцієнтом заломлення, то одна елементарна комірка містить дві половини шару TiO_2 або Si (товщина $d_a/2$) і один шар SiO_2 (товщина d_b). Для виділення шару використовували випарну систему електронного вакууму (вакуум $\sim 10^{-6}$ мбар, швидкість осадження 0,15 нм/с та 0,3 нм/с) для осадження шарів SiO_2 і TiO_2 . А для шарів SiO_2 і Si використовували систему електронного проміння з подвійним джерелом електронно-променевого випарника (зі швидкістю $\sim 0,5$ нм/с) і теплової випарник (зі швидкістю $\sim 0,5$ нм/с).

Фотонний кристал розмістили на скляну пластину, із половини першого фотонного кристалу, покритого іншою скляною пластиною, осаджують другий фотонний кристал на вершині першого, а також на поверхні скла, щоб зробити три фотонних кристала: один композитний фотонний кристал і два окремих фотонних кристала. В кінці осадження смуги товщиною ~ 200 нм (Ti) за допомогою системи випарювання електронним променем на трьох фотонних кристалів, то можна вимірювати фазу відбиття і геометричну фазу [32].

В ході експерименту було виготовлено від 4 до 6 фотоелементів фотонних кристалів, різних розмірів. Незважаючи на невелику кількість шарів, можна отримати перекривання заборонної зони і, що більш важливо, стан інтерфейсу, які показані кривими на рис. 4.1, а коефіцієнт відбиття для всіх фотонних кристалів було знайдено з використанням 5X об'єктивної мікроскопічної системи [30, 31]. Смуга зазорів для фотонних кристалів мають колірне кодування для зручності ідентифікації. 4 вертикальні чорні лінії, один для композитного фотонного кристалу і два для окремих

фотонних кристалів, на рис. 4.1 позначають місця розташування станів інтерфейсу.

4.3 Декоровані одновимірні 1D моделі для задач фотонної діагностики

Для визначення фази відбиття використовувалися технології Фабрі-Перо, що використовують товстий зазор, для визначення геометричної фази фотонного кристалу [30]. Для вимірювання фази відбиття розмістили товсте (~ 1 см) оптично плоске скло на ~ 10 - 20 мкм вище фотонного кристалу, щоб утворити повітряний зазор (просвіт) стандарту Фабрі-Перо. Було знайдено пікові та нижні довжини хвилі для відбиття стандарту фотонного кристалу показані як сині криві в перших двох рядках на рис.4.1, і з яких отримана фаза відбивання, використовуючи конструктивні та деструктивні умови перешкод, описані в [31]. Потім повторювалися ті ж самі процедури для товщини, нанесеного на той самий зразок фотонного кристалу у тій самій установці, щоб отримати фазу відбиття T_i . З двох вимірювань ми отримали відносне відбиття фазового зсуву фотонного кристалу в порівнянні з типом T_i , щоб усунути числовий щілинний ефект від об'єктива. Використовуючи відому фазу відбиття T_i , ми отримали фазу відбиття фотонного кристалу. Результати фаз відбиття показані як чорні кола в перших двох рядках на рис.4.1. Ознаки фаз відбиття відповідних фотонних кристалів є протилежними у стані інтерфейсу, керуючись вертикальними чорними лініями в 1, 4, 5 і 6 колони на рис.4.1 Крім того, абсолютні фази відбиття в станах інтерфейсу приблизно рівні відповідно до прогнозу для фази відбиття, зазначеної вище [31, 32].

Для подальшого підтвердження експериментальних результатів також провели розрахунки для відбиття для фотонних кристалів кінцевих розмірів, 4-6 елементних осередків, використовуючи метод "матриці переносу", не звертаючи уваги на втрати з матеріалів фотонних кристалів.

Використовувалися експериментальні параметри, з деякими коригуваннями для обліку варіацій товщини та різниці в розташуваннях фази відбиття та вимірювань. Результати для обчисленої фази відбиття для композитних фотонних кристалів показані як чорні криві в останніх рядках на рисунку 3. Загальна оцінка розрахункової заборонені смуги, а також стану інтерфейсу для фотонного кристалу з експериментом є хорошим, незважаючи на те, що існують зрушення стану інтерфейсу для композитного фотонного кристалу (третього) (останні дві колонки на рис. 4.1), можливо, завдяки більшим варіаціям товщини шару фотонного кристалу. Важливо ще й те, що розрахункові фази відбиття для окремих фотонних кристалів є послідовними (чорні криві на перших двох рядках на рис. 4.1) з експериментом.

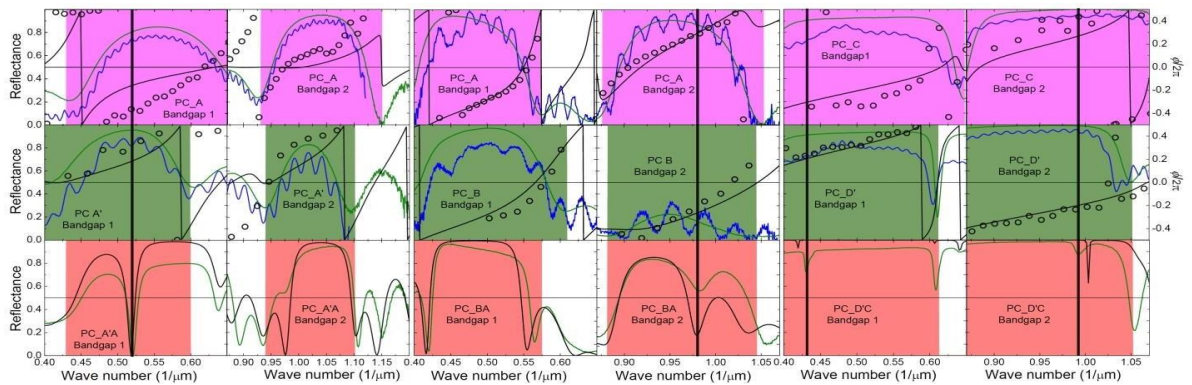


Рисунок 4.1 – Графічне зображення стану інтерфейсу, для фаз відбиття та пропускання фотонних кристалів.: верхні та середні ряди є спектрами відбиття (середня смуга є для зразків з і без верхнього скла, відповідно) та фазами відбиття (чорні кола). Чорні криві являють собою числові результати для фаз відбиття, обчислені з використанням злегка регульованих товщин, з огляду на невелику різницю товщини шару в вимірюваних ділянках. Кольорові області - перешкоди для фотонного кристалу. Останній рядок - відбиття об'єднаних фотонних кристалів. Непарні і навіть стовпчики відповідають пропусканням 1 і 2, відповідно. Товсті чорні вертикальні лінії вказують на стан експериментальних інтерфейсів для комбінованих фотонних кристалів. Чорні криві обчислюють відбиття комбінованих фотонних кристалів.

ВИСНОВКИ

Шляхом застосування універсальних методів для опису переносу випромінювань скрізь анізотропні (низько вимірні) системи з силовими центрами або штучними системами (каналювання) є проаналізований задачею, фотонний транспорт.

У одновимірних та квазіодновимірних системах, користуючись аналогіями із квантовими процесами, запропонована модель зовнішнього маніпулювання фотонними променями за допомогою кристалоподібних середовищ, яка є структурованою у мезо- та макромасштабах. На цьому шляху отриманні перспективні результати, які полягають у можливості створення елементів фотонної схемотехніки, в яких мають штучно створюватися умови маніпульованої поляризації (деполяризації) світлових променів за допомогою детермінованої різниці довжин оптичного пробігу (або різниці фаз).

При розповсюдженні через систему мезо- чи макроскопічних хвильоводів, здійсненна параметризація запропонованих схемотехнічних елементів типу фоторезистр, фотодіод, фотодросель (фільтр), в термінах коефіцієнтів проходження та відбиття (висвітлена схема) мезофотонної схемотехніки, яка може бути корисною для задач дистанційного моніторингу природних анізотропних систем із складною структурною морфологією, а саме в задачах екологічних напрямків, наприклад знаходження забруднюючих домішок у навколишньому середовищі.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ:

1. Цаплин А.И. Фотоника и оптоинформатика. Введение в специальность: учеб. пособие – Пермь 2012. – 399 с.
2. Wiersma D. S. The physics and applications of random lasers. *Nature Phys.* 4 – 2008, - p. 359–367.
3. Willem L. Vos, Legendijk Ad, and Allard P. Mosk. Light propagation and emission in complex photonic media (Submitted on 26 Apr 2015)
4. R. Kronig and W.G. Penney, *Proc. Roy. Soc. (London)*, A130 (1931) 499.
5. Luna-Acosta G. A., Schanze H., Kuhl U. and Stöckmann H-J. Impurity effects on the band structure of one-dimensional photonic crystals: experiment and theory *New Journal of Physics* 10 (2008) 043005 (16pp)
6. Морозов А.И., Физика твердого тела. Электроны в кристалле. Металлы. Полупроводники. Диэлектрики. Магнетики. Сверхпроводники. М.: МГИРЭиА, 2008. – 192 с.
7. Давыдов А. С. Квантовая механика: учеб. пособие. — 3 изд., стереотипное. — СПб.: БХВ-Петербург, 2011. — 704 с.: ил. — (Учебная литература для вузов)
8. Галицкий В. М., Карнаков Б. М., Коган В.И. Задачи по квантовой механики Учеб. пособие для вузов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Наука, 1992.- 880 с.
9. Копытин И.В., Корнев А.С., Манаков Н.Л., Фролов М.В. Квантовая теория. Курс лекций Ч. 2. - Воронеж, 2011. – 77с.
10. Каллуэй Дж., Теория энергетической зонной структуры, пер. с англ., – М.: Мир, 1969. – 360 с.
11. Heine V., Electronic structure from the point of view of the local atomic environment, "Solid State Phys.", 1980, vol. 35, p. 1
12. Герасимов О.И., Худынец Н.Н. Распространение электромагнитных волн в модели 1D гранулированной системы в приближении виртуальной упорядоченности. // Вісник ОДЕКУ. - 2013. - №15. - С.197-201.

13. О.И. Герасимов. Рассеяние излучений в статистических системах: Решаемые модели. – Одесса.: Маяк, 1999. – 284 с.
14. Noda T. S., Kaminow I. P., Li, A. E. Willner. Photonic crystal technologies: Experiment, in Optical Fiber Telecommunications — Academic Press, 2008.
15. Наний О. Е., Павлова Е. Г. Фотонно кристаллические волокна // Lightwave Russian Edition. - 2004. - №3. с. 47–53.
16. Пикулев В. Б., Логинова С. В. Нанопотоника: учеб. пособие – Петрозаводск: Изд-во ПетрГУ, 2012 – 90 с.
17. Bass F., Resnick L. The electromagnetic-wave propagation through a stratified inhomogeneous anisotropic medium. PIER 48, 67–83, 2004
18. Gary H. Price, Propagation of electromagnetic waves through a continuously varying stratified anisotropic medium. *RADIO SCIENCE* Journal of Research, Vol. 680, No.4, April 1964
19. Шабанов А. В., Коршунов М. А., Буханов Е. Р. Исследование электромагнитного поля в одномерных фотонных кристаллах с дефектами // Компьютерная оптика. – 2017. – Т. 41, № 5. – С. 680-686.
20. Манцызов Б.И. Когерентная и нелинейная оптика фотонных кристаллов. — М.: Физматлит, 2009. — 206 с.
21. Веселаго В. Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ // УФН. 1967. Т. 92. С. 517.
22. Munazza Zulfiqar Ali. Properties of single and multiple defect modes in one-dimensional photonic crystals containing left-handed metamaterials. COL 10(7), 071604 (2012).
23. Сухинин С. В. Распространение волн и резонансные явления в неоднородных средах. Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск.
24. Дорофеенко А. В., Зябловский А. А., Пухов А. А., Лисянский А. А, Виноградов А. П.. Прохождения света через композитные материалы, содержащие усиливающие слои // УФН — 2012. – том 182, №11 с.1157-1175

25. Игнатов А. Н. И 26 Оптоэлектроника и нанофотоника: Учебное пособие. — СПб.: Издательство «Лань», 2011. — 544 с.: ил. — (Учебники для вузов. Специальная литература).
26. K. Asakawa, Y. Sugimoto, Y. Watanabe, N. Ozaki, A. Mizutani, Y. Takata, Y. Kitagawa, H. Ishikawa, N. Ikeda, K. Awazu, X. Wang, A. Watanabe, S Nakamura, S. Ohkouchi, K. Inoue, M. Kristensen, O. Sigmund, P.I. Bore, and R. Baets, "Photonic crystal and quantum dot technologies for all-optical switch and logic device " *New J. Phys.*, Vol. 8, 2006, p. 208.
27. E. Yablonovitch, Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics, *Physical Review Letters*, Vol. 58, N. 20, p.2059-2062.
28. Янг М. Оптика и лазеры, включая волоконную оптику и оптические волноводы: пер с англ. – М.: Мир, 2005. – 541 с.
29. (20). Pendry J. B., Holden A. J., Robbins D. J., and Stewart W. J., *IEEE Trans. Microw. Theory Technol.* –1999 - Vol: 47, Issue: 11, pp. 2075 - 2084.
30. Wensheng Gao, Meng Xiao, Baojie Chen, Edwin Y. B. Pun, C. T. Chan, Wing Yim Tam. Controlling Interface States in 1D Photonic Crystals by tuning Bulk Geometric Phases. *Optics Letters*, - Vol.42, Issue 8, p.1500
31. M. Xiao, Z. Q. Zhang, and C. T. Chan. Surface Impedance and Bulk Band Geometric Phases in One-Dimensional Systems. *X 4*, 021017 (2014).
32. T. K. Yung, Q. Zhao, W. S. Gao, X. Wang, and W. Y. Tam. Measurement of reflection phase using thick-gap Fabry/Perot etalon -2016. - Vol. 55, Issue 26, pp. 7301-7306.