

Міністерство освіти і науки України  
Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Електронної та біомедичної інженерії  
(повна назва)

Кафедра Фізичних основ електронної техніки  
(повна назва)

## КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА Пояснювальна записка

рівень вищої освіти другий (магістерський)  
МОДЕЛЮВАННЯ ПРОСТОРОВОЇ ФІЛЬТРАЦІЇ ОПТИЧНОГО  
ВИПРОМІНЮВАННЯ НА ОСНОВІ ПРОТРОПНОГО  
ФОТОННОГО КРИСТАЛУ  
(тема)

Виконав:

студент 2 курсу, групи ФТОІм-22-1  
Богданов В.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)

Гнатенко О.С.  
(прізвище, ініціали)

2024 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 КВАЛІФІКАЦІЙНУ РОБОТУ

студентові \_\_\_\_\_ Богданову Віталію Сергійовичу \_\_\_\_\_  
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи Моделювання просторової фільтрації оптичного випромінювання на основі гіротропного фотонного кристалу

затверджена наказом університету від « 03 » листопада 2023 р. № 1285 Ст

2. Термін подання студентом роботи до екзаменаційної комісії 23 січня 2024 р.

3. Вихідні дані до роботи \_\_\_\_\_

Конфігурації схем кутової фільтрації оптичного випромінювання; фізичні властивості одновимірних фотонних кристалів; алгоритми побудови розрахункових моделей в пакеті мультифізичного моделювання COMSOL; довжина хвилі випромінювання 1050 нм.

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі \_\_\_\_\_

1 Електродинамічні та дисперсійні властивості багат шарових періодичних структур.

2 Закономірності просторового розподілу поля точкового джерела електромагнітного випромінювання.

3 Алгоритми створення розрахункових проектів в системі

мультифізичного моделювання COMSOL.

4 Аналіз закономірностей трансформації просторового розподілу поля точкового джерела одновимірним фотонним кристалом.

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

Схема оптична структурна (Л1) – установка експериментальна

Демонстраційний матеріал – 14 слайдів

### КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Примітка
1	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел про фотонні кристали та їх застосування для кутової фільтрації випромінювання	01.09.23–29.09.23	Виконано
2	Дослідження частотних та просторових характеристик фотонних кристалів	03.10.23–24.10.23	Виконано
3	Виконання чисельних розрахунків характеристик одновимірної фотонно-кристалічної структури з точковим джерелом випромінювання	27.10.23–16.11.23	Виконано
4	Аналіз результатів чисельних розрахунків	17.11.23–28.11.23	Виконано
5	Оформлення пояснювальної записки	02.12.23–18.12.23	Виконано
6	Оформлення графічних та демонстраційних матеріалів	24.12.23–03.01.24	Виконано
7	Проходження нормоконтролю і отримання рецензії	05.01.24–17.01.24	Виконано
8	Проходження перевірки на плагіат	20.01.24–21.01.24	Виконано
9	Підготовка та захист кваліфікаційної роботи	22.01.24–24.01.24	

Дата видачі завдання 01 вересня 2023 р.

Студент \_\_\_\_\_  
(підпис)

Керівник роботи \_\_\_\_\_  
(підпис) (посада, прізвище, ініціали)

## РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка кваліфікаційної роботи: 51 с., 28 рис., 2 додатки, 20 джерел.

КУТОВА ФІЛЬТРАЦІЯ, СЕЛЕКТИВНІСТЬ, ОДНОВИМІРНИЙ ФОТОННИЙ КРИСТАЛ, ФОТОННА ЗАБОРОНЕНА ЗОНА, ПАКЕТ COMSOL MULTIPHYSICS.

Об'єкт дослідження – просторова селективність перетворення випромінювання точкового джерела світла одновимірним фотонним кристалом.

Мета роботи – встановлення закономірностей кутової фільтрації оптичного випромінювання від точкового джерела світла одновимірним фотонним кристалом обмежених розмірів, що містить гіротропні елементи.

Метод дослідження – чисельний за допомогою пакету COMSOL Multiphysics.

У роботі розглядаються загальні аспекти систем просторової фільтрації оптичного випромінювання, зокрема, на основі періодичних багат шарових структур. Досліджено модель одновимірного фотонного кристалу з гіротропними шарами, яка дозволяє отримувати керований просторовий розподіл поля випромінювання. Проведено дослідження впливу параметрів системи на процес кутової фільтрації оптичного випромінювання.

## **ABSTRACT**

Explanatory note of the attestation work: 51 pages, 28 figures, 2 applications, 20 sources.

ANGLE FILTRATION, SELECTIVITY, ONE-DIMENSIONAL PHOTONIC CRYSTAL, PHOTONIC FORBIDDEN ZONE, COMSOL MULTIPHYSICS PACKAGE.

The object of research is the spatial selectivity of the conversion of the radiation of a point light source by a one-dimensional photonic crystal.

The purpose of the work is to establish the laws of angular filtering of optical radiation from a point light source by a one-dimensional photonic crystal of limited dimensions containing gyrotropic elements.

The research method is numerical using the COMSOL Multiphysics package.

The work considers the general aspects of spatial filtering systems of optical radiation, in particular, based on periodic multilayer structures. The model of a one-dimensional photonic crystal with gyrotropic layers, which makes it possible to obtain a controlled spatial distribution of the radiation field, was studied. The influence of system parameters on the process of angular filtering of optical radiation was studied.

## ЗМІСТ

Вступ.....	7
1 Фотонно-кристалічні системи кутової фільтрації випромінювання .....	8
1.1 Широкопугова кутова селективність метаматеріалів .....	8
1.2 Експериментальне дослідження системи кутової фільтрації випромінювання .....	19
1.3 Регульована широкопугова кутова селективність для s-поляризованих терагерцових падінь .....	20
2 Кутова фільтрація випромінювання одновимірним фотонним кристалом.....	31
2.1 Тензор проникності .....	31
2.2 Аналіз результатів чисельних розрахунків .....	40
Висновки.....	49
Перелік джерел посилання .....	50
Додаток А Графічний матеріал .....	52
Додаток Б Демонстраційний матеріал .....	55

## ВСТУП

В сучасних дослідженнях оптики надзвичайно важливу роль відіграють гіротропні матеріали, які відрізняються анізотропними властивостями, залежними від напрямку зовнішнього магнітного поля. Ці матеріали, чи то природні, чи створені штучно, такі як композити чи кристали, стають основою для створення унікальних структур, що можуть контролювати світлове випромінювання.

Одним із захоплюючих прикладів гіротропних матеріалів є метаматеріали, що складаються з мікроструктур, забезпечуючи неперервний градієнт індексу заломлення та вмючи викликати ефект негативного заломлення світла. Ця особливість, спричинена тензорним характером діелектричної чи магнітної проникності, відкриває можливості для створення структур, які здатні керувати різноманітними характеристиками випромінювання, особливо в просторовому вимірі.

Робота зосереджена на моделюванні керованої кутової фільтрації оптичного випромінювання, використовуючи гіротропні матеріали для формування магнітофотонного кристалу з одновимірною періодичною структурою. Важливість вибору конфігурації багат шарових структур визначається завданням фільтрації та спектральним діапазоном випромінювання.

Метод керованої кутової фільтрації, що базується на зміні властивостей середовища в залежності від напрямку розповсюдження оптичного випромінювання, дозволяє ефективно та контрольовано трансформувати просторовий розподіл інтенсивності випромінювання.

Проте, слід визнати, що застосування гіротропних матеріалів у керованій кутовій фільтрації має свої обмеження, зокрема пов'язані з недостатньою точністю та ефективністю фільтрації у деяких спектральних діапазонах.

# 1 ФОТОННО-КРИСТАЛІЧНІ СИСТЕМИ КУТОВОЇ ФІЛЬТРАЦІЇ ВИПРОМІНЮВАННЯ

## 1.1 Широкопсмугова кутова селективність метаматеріалів

Відбір світла, заснований виключно на напрямку його поширення, вже давно є науковою проблемою. Вузькосмугові кутово-селективні пристрої можуть бути побудовані на основі метаматеріалів або фотонних кристалів [1]. Однак, зазвичай, такі пристрої повинні працювати в широкопсмуговому спектрі. Така система може відігравати вирішальну роль у багатьох застосуваннях, таких як спрямоване керування випромінювачами електромагнітних хвиль і детекторами, високоефективне перетворення сонячної енергії, захист приватності і детектори з високим відношенням сигналу до шуму.

В роботі показано, що можна використовувати характерні моди Брюстера для досягнення широкопсмугової кутової селективності [2]. Ключовою концепцією цієї роботи було адаптувати перекривання заборонених зон кількох одновимірних ізотропних фотонних кристалів, кожен з різною періодичністю, таким чином, щоб заборонені зони охоплювали весь видимий спектр. Тоді якщо видиме світло поширюється під кутом Брюстера, то система не відчуває жодних відбиттів (звичайно, для певної поляризації). На жаль, для ізотропно-ізотропної двошарової системи кут Брюстера визначається виключно двома діелектричними сталими цих матеріалів; отже, це фіксується після надання матеріалів. Крім того, серед матеріалів, що зустрічаються в природі, немає великої гнучкості у виборі матеріалів, які мають точно необхідні діелектричні проникності, і тому доступний діапазон кутів Брюстера обмежений. Наприклад, кут Брюстера на межі розділу двох діелектричних середовищ (в ізотропному матеріалі з нижчим індексом) завжди більший за  $45^\circ$ . У багатьох випадках, згаданих вище, критично важливо, щоб матеріальна система мала довільний вибірковий кут, а не тільки кути, більші за  $45^\circ$ . Крім того, можливість керування світлом була б ще кращою, якби селективний кут можна було налаштувати легко та динамічно.

Кутова фотонна заборонена зона може існувати в анізотропних матеріальних системах, які дозволяють розроблювати схеми, в яких можна в принципі досягти широкосмугової кутової вибіркової поведінки при довільних кутах падіння. Крім того, такі пристрої можна виготовити в мікрохвильовому режимі і навіть, можливо, в оптичному режимі. Як доказ принципу, повідомляється про експеримент у мікрохвильовому режимі для селективного випадку нормального падіння.

Розглянемо далі систему для кутової селекції випромінювання, побудовану на основі одновимірною періодичного фотонного кристала, як показано на рис. 1.1. Він складається з ізотропних шарів (А) і анізотропних шарів (В). Ключова ідея полягає в тому, що *p*-поляризоване світло пропускається без будь-якого відбиття під «ефективним» кутом Брюстера ізоанізотропної межі [3].

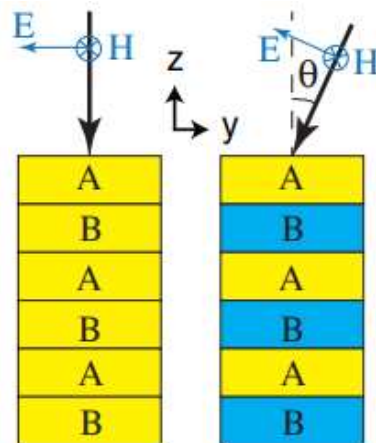


Рисунок 1.1 – Ілюстрація ефективного показника заломлення для *p*-поляризованого світла в ізотропній (А) анізотропній (В) багатошаровій системі

На рисунку ліва панель: усі шари мають однаковий індекс. Права панель: зміна кута падіння призводить до зміни індексу шарів анізотропного матеріалу.

Відбивна здатність *p*-поляризованого світла з кутом поширення  $\theta_i$  (визначеним в ізотропному матеріалі) на ізоанізотропній межі може бути обчислена за допомогою методу матриці перенесення:

$$R_p = \left| \frac{n_x n_z \cos \theta_i - n_{iso} (n_z^2 - n_{iso}^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}}{n_x n_z \cos \theta_i + n_{iso} (n_z^2 - n_{iso}^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}} \right|^2, \quad (1.1)$$

де  $n_x = n_y$  і  $n_z$  – показники заломлення анізотропного матеріалу на звичайній і незвичайній осях відповідно;

$n_{iso}$  – показник заломлення ізотропного матеріалу.

Отже, кут Брюстера,  $\theta_i = \theta_B$ , можна розрахувати, встановивши  $R_p = 0$ :

$$\tan \theta_B = \sqrt{\left(\frac{\epsilon_z}{\epsilon_{iso}}\right)} \left[ \frac{\frac{\epsilon_x}{\epsilon_{iso}} - 1}{\frac{\epsilon_z}{\epsilon_{iso}} - 1} \right]. \quad (1.2)$$

Щоб продемонструвати, як кутову фотонну заборонену зону можна відкрити ізотропно-анізотропним фотонним кристалом, розглядається приклад, який досягає широкосмугової кутової селективності при нормальному падінні. З рівняння (1.2), щоб мати  $\theta_B = 0$ , потрібно вибрати діелектричну проникність ізотропного матеріалу рівною діелектричній проникності плоскої компоненти ( $x$ ) анізотропного матеріалу, тобто

$$\epsilon_{isotropic} = \epsilon_x = \epsilon_y. \quad (1.3)$$

В анізотропному матеріалі аналітичні вирази для ефективного показника заломлення можна представити таким чином [4]:

$$\frac{1}{n_e(\theta)^2} = \frac{\sin^2 \theta}{\tilde{n}_e^2} + \frac{\cos^2 \theta}{\tilde{n}_0^2}, \quad (1.4)$$

та

$$n_o(\theta) = \tilde{n}_0, \quad (1.5)$$

де  $\theta$  – кут між віссю  $\hat{z}$  (рис. 1.2) та  $\vec{k}$  у матеріалі;

$n_e(\theta)$  – ефективний показник заломлення незвичайних хвиль;

$n_o(\theta)$  – ефективний показник заломлення звичайних хвиль;

$\tilde{n}_e(\theta) = \epsilon_0/\epsilon_0$  це показник заломлення, на який впливає  $z$  – компонента електричного поля,

а  $\tilde{n}_e^2 = \epsilon_x^B/\epsilon_0 = \epsilon_y^B/\epsilon_0$  – це показник заломлення, на який впливають  $x$  та  $y$  компоненти електричного поля.

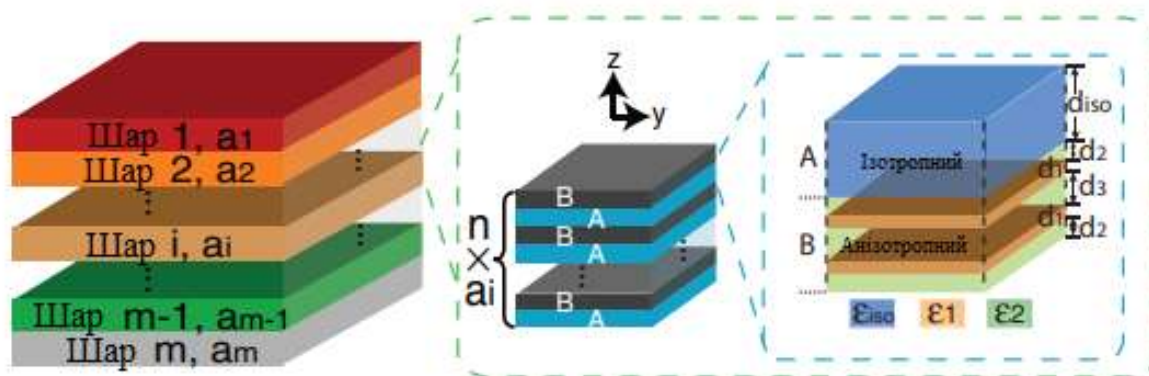


Рисунок 1.2 – Схематичне зображення ізотропно-анізотропних фотонних кристалів

На рисунку шар А – ізотропне середовище; шар В є ефективним анізотропним середовищем, що складається з двох різних ізотропних середовищ з діелектричними сталими  $\epsilon_1$  і  $\epsilon_2$ .

При нормальному падінні для  $p$ -поляризованого світла ефективна діелектрична проникність анізотропних шарів  $n_e(0)^2 = \tilde{n}_e^2 = \epsilon_x$  відповідає ізотропному шару  $\epsilon_{iso}$ ; тому фотонної забороненої зони не існує, і все нормальне падаюче світло пропускається ( $Rp = 0$  у рівнянні (1.1)). З іншого боку, коли падаюче світло більше не є перпендикулярним до поверхні,  $p$ -поляризоване світло має  $n_A^p(\theta) = \sqrt{\epsilon_{iso}} \neq n_B^p(\theta) = n_e(\theta)$  (рис. 1.1). У результаті відкриється фотонна заборонена зона. Крім того, коли  $\theta$  стає більшим,  $\tilde{n}_e$  член у рівнянні (1.4) стає більш важливим, отже, розмір забороненої зони збільшується, коли кут

розповсюдження відхиляється від нормального напрямку. Заборонена зона спричиняє відбиття  $p$ -поляризованого падаючого світла, тоді як  $s$ -поляризоване світло все ще має  $E_z = 0$ , тому воно залишається як звичайна хвиля без індексного контрасту  $n_A^s = n_B^s$ ; отже,  $s$ -поляризоване світло буде проходити під усіма кутами падіння.

Метод, описаний вище, забезпечує ідеалістичний спосіб створення кутової фотонної забороненої зони. Однак на практиці важко знайти анізотропний матеріал із малими втратами, а також ізотропний матеріал, діелектрична проникність якого точно відповідає анізотропному матеріалу. Тому можна використовувати метаматеріал для заміни анізотропних шарів на рис. 1.1, як показано на рис. 1.2. Кожен шар метаматеріалу складається з кількох шарів матеріалу з високим ( $\epsilon_1 = 10$ ) і низьким ( $\epsilon_2 = \epsilon_{\text{пов}} = 1$ ) індексом. Кожен шар має однорідну та ізотропну діелектричну та магнітну проникності. Коли шари з високим індексом досить тонкі порівняно з довжиною хвилі, теорема про ефективне середовище дозволяє розглядати всю систему як єдине анізотропне середовище з тензором ефективної діелектричної проникності  $\{ \epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z \}$  [5]:

$$\epsilon_x = \epsilon_y = \frac{\epsilon_1 + r\epsilon_2}{1+r}, \quad (1.6)$$

$$\frac{1}{\epsilon_z} = \frac{1}{1+r} \left( \frac{1}{\epsilon_1} + \frac{r}{\epsilon_2} \right), \quad (1.7)$$

де  $r$  – відношення товщини двох матеріалів  $\epsilon_1$  і  $\epsilon_2$ :  $r = d_2/d_1$ .

Наприклад, щоб досягти нормальної кутової селективності, потрібен тензор діелектричної проникності анізотропного матеріалу, щоб задовольнити рівняння (1.3). Для шарів ізотропного матеріалу (А) потрібно вибрати  $\epsilon_{iso}$ , який лежить між  $\epsilon_1$  і  $\epsilon_2$ . Для певності можна обрати практичне значення  $\epsilon_{iso} = 2,25$  (звичайні полімери). З рівнянь (1.6) та (1.7) з властивостями матеріалу  $\epsilon_1 = 10$  та  $\epsilon_2 = 1$  і обмеженням  $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_{iso} = 2,25$  можна знайти  $r$ , отримуючи  $r = 6,5$ .

Використовуючи розраховані вище параметри та 30-ти бiшарову структуру, спектр пропускання  $p$ -поляризованого свiтла пiд рiзними кутами падiння розраховується за допомогою методу матрицi переносу, i результат зображено на рис. 1.3. На цьому рисунку зображений режим довжини хвилi набагато бiльший, нiж  $d_1$ ; у такому режимi свiтло взаємодiє з шаром  $B$  так, нiби вiн є однорiдним середовищем, i вiдчуває ефективну анизотропну дiелектричну проникнiсть.

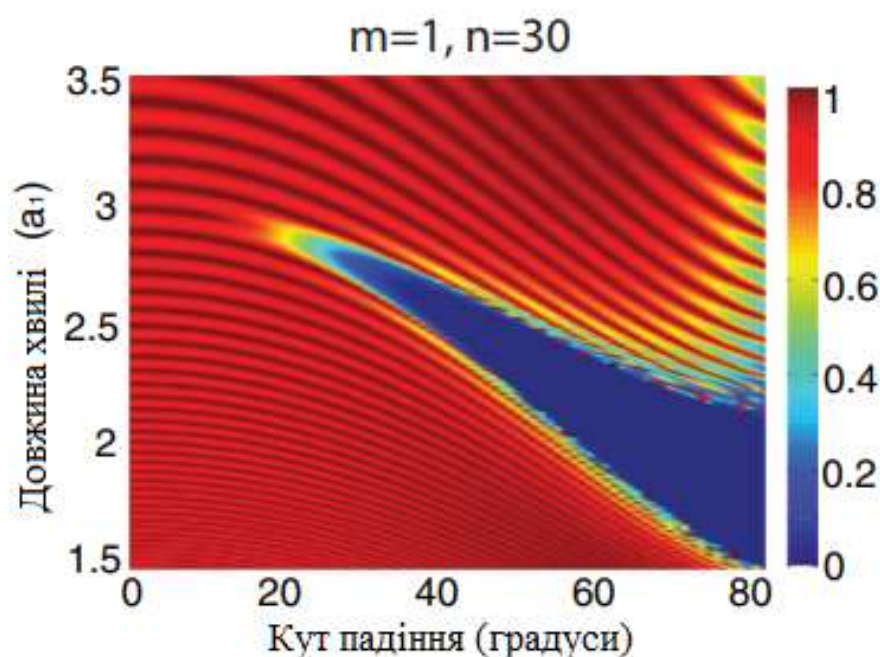


Рисунок 1.3 – Спектр пропускання  $p$ -поляризованого випромiнювання для 30-ти бiшарової структури з  $\{\epsilon_{iso}, \epsilon_1, \epsilon_2\} = \{2,25, 10, 1\}$ , а  $r = 6,5$ .

Одиниця осi  $y - a_1$  – перiод структури

Можна збiльшити смугу пропускання кутової фотонної забороненої зони шляхом укладання бiльшої кiлькостi бiшарiв з рiзною перiодичнiстю [6]. На рис. 1.4 i рис. 1.5 представлено ефект накопичення на спектри пропускання для  $p$ -поляризованого свiтла. Коли є достатня кiлькiсть стекiв, можна досягти широкосмугової кутової вибiрковостi (смуга пропускання  $> 30\%$ ) при нормальному падiннi.

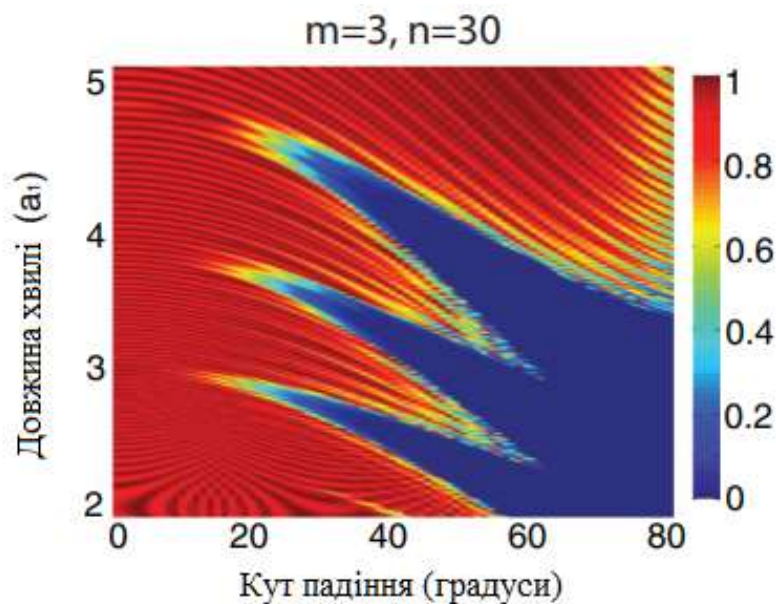


Рисунок 1.4 – Спектр пропускання  $p$ -поляризованого випромінювання для трьох пакетів 30-ти бішарових структур

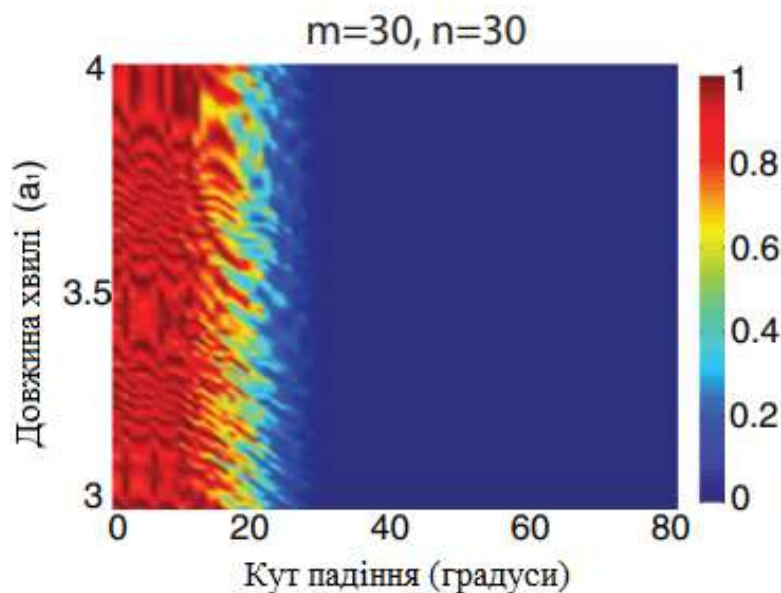


Рисунок 1.5 – Спектр пропускання  $p$ -поляризованого випромінювання для 30 пакетів 30-ти бішарових структур

Загалом, кут Брюстера для ізотропно-анізотропних фотонних кристалів залежить від  $\epsilon_x$ ,  $\epsilon_z$  та  $\epsilon_{iso}$  у рівнянні (1.2). У структурі, побудованій з

використанням метаматеріалу, це сильно залежить від  $r$ . Підставляючи рівняння (1.6) і (1.7) в рівняння (1.2), отримуємо:

$$\theta_B(r) = \arctan \left[ \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2 (\epsilon'_1 + r \epsilon'_2 - 1 - r)}{(1+r) \epsilon'_1 \epsilon'_2 - \epsilon'_2 - \epsilon'_1 r}} \right], \quad (1.8)$$

де  $\epsilon'_1 = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_{iso}}$  і  $\epsilon'_2 = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_{iso}}$ . З рівняння (1.2), видно, що для того, щоб мати нетривіальний кут Брюстера, потрібно, щоб  $\epsilon_{iso}$  було більше ніж  $\max\{\epsilon_x, \epsilon_z\}$  або менше ніж  $\min\{\epsilon_x, \epsilon_z\}$ ; інакше кут Брюстера не буде існувати.

Вираз (1.8) показує, що можна регулювати кут Брюстера, змінюючи співвідношення  $r = d_1/d_2$  або змінюючи відстань  $d_2$ , коли все інше фіксоване. На рис. 1.6 показано діаграми фотонних зон простого анізотропно-ізотропного чвертьхвильового стека [7].

Моди, яким дозволено поширюватися (так звані розширені моди), існують у затінених областях; жодним модам не дозволяється поширюватися в білих областях (відомих як заборонені зони). Кути Брюстера (визначені в ізотропних шарах) у кожному випадку позначені пунктирною лінією.

Смугові діаграми розраховуються з мінімізацією попереднього спряженого градієнта блочного коефіцієнта Релея в базисі плоскої хвилі, використовуючи вільно доступний пакет програм. Тензор діелектричної проникності анізотропного матеріалу на кожній зонній діаграмі розраховується за рівнянням (1.6) з  $r = 6,5$ ;  $r = 9$ ;  $r = 11$  і  $r = 30$  відповідно.

На діаграмі фотонної зони моди з напрямком поширення, що утворює кут  $\theta_i$  відносно осі  $z$  axis на рис. 1.1 (в ізотропних шарах), лежать на прямій лінії, представлений  $\omega = k_y c / \sqrt{\epsilon_{iso}} \sin \theta_i$ ; для загального кута поширення  $\theta_i$  ця лінія буде проходити як через області розширених мод, так і через області забороненої зони.

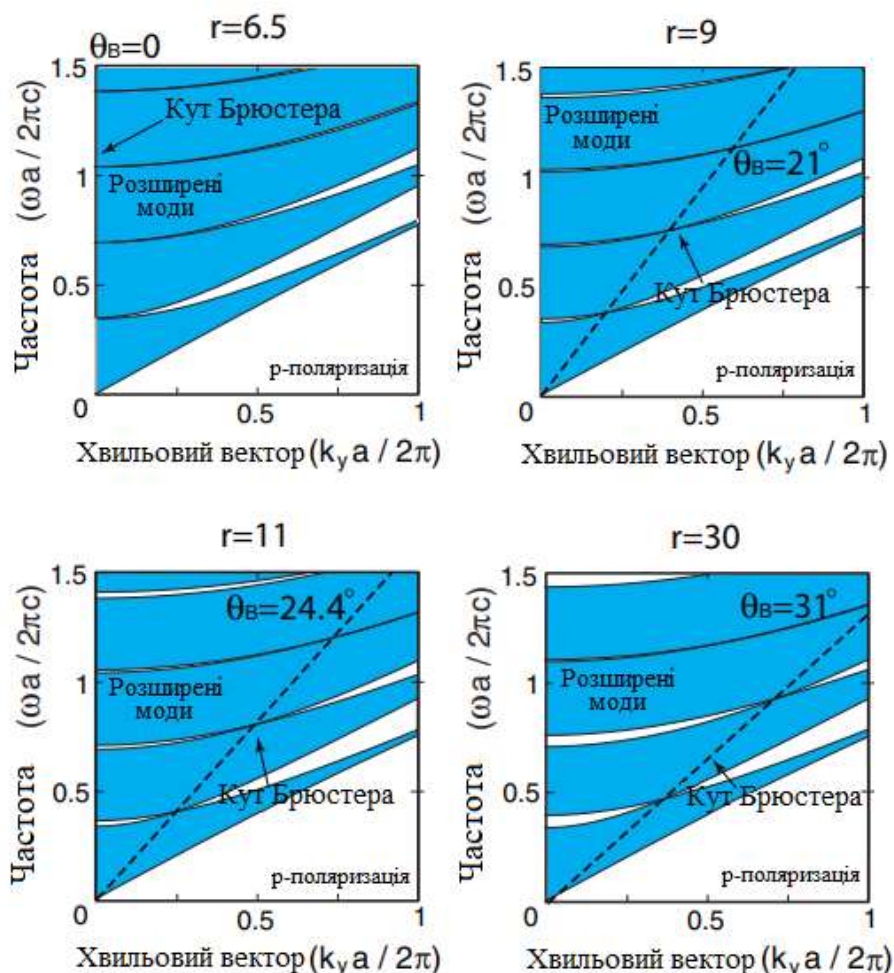


Рисунок 1.6 – Діаграма фотонних зон одновимірних ізотропно-анізотропних чверть хвильових пакетів

Однак для  $p$ -поляризованого світла при куті Брюстера  $\theta_B$  розширені моди існують незалежно від  $\omega$  (пунктирна лінія на рис. 1.6). Зрозуміло, що кут Брюстера збільшується зі збільшенням  $r$ : коли  $r \rightarrow \infty$ , кут Брюстера (визначений в ізотропному шарі) наближається до  $\theta_B = \arctan \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_{iso}}}$  [15]. Якщо  $\epsilon_2$  – це якийсь м'який еластичний матеріал (наприклад, полі(диметилсилоксан) (ПДМС) або повітря), можна просто легко змінювати  $r$ , змінюючи відстань  $d_2$  у реальному часі, а отже змінюючи відповідно кут Брюстера. Залежність кута Брюстера від  $r$  представлена на рис. 1.7. При малому  $r$  або кут Брюстера відсутній, або світло не може потрапити під кутом Брюстера з повітря. Коли  $r$  стає більшим, видно швидке збільшення кута Брюстера, який зрештою виходить на плато,

наближаючись до ізотропно-ізотропної межі,  $\theta_B = \arctan \sqrt{\epsilon_2/\epsilon_{iso}}$ . Така можливість регулювання кута Брюстера не існує в звичайних (неметаматеріальних) ізотропно-ізотропних або ізотропно-анізотропних фотонних кристалах, де кут Брюстера залежить виключно від діелектричних властивостей матеріалів.

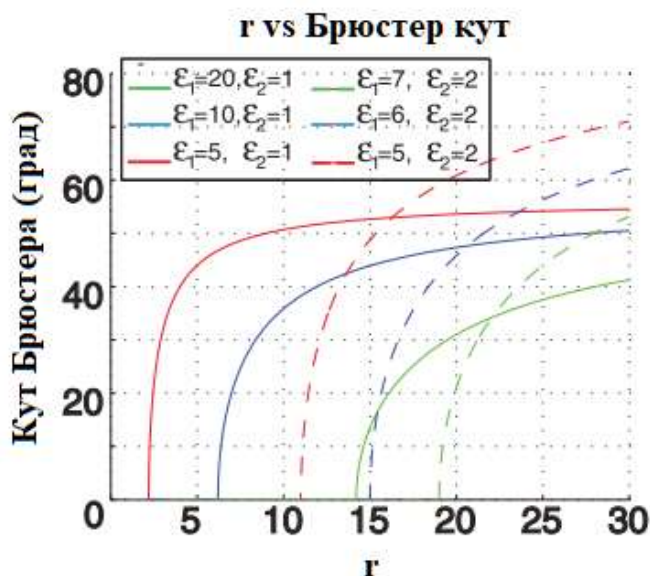


Рисунок 1.7 – Залежність кута Брюстера (пов'язаного з повітрям) від  $r$  для різних значень  $\epsilon_1$  і  $\epsilon_2$ . (суцільна лінія –  $\epsilon_2$  для повітря; пунктирна лінія –  $\epsilon_2$  для ПДМС)

Можна збільшити смугу пропускання кутової селективності, додаючи стеки з різною періодичністю. Спектри пропускання систем з метаматеріалами з  $m = n = 30$  (див. рис. 1.2) та різними значеннями  $r$  можна розрахувати за допомогою методу матриці переносу. Результати розрахунків показані на рис. 1.8. Через притаманні властивості рівняння (1.1), кутове селективне вікно стає вужчим із збільшенням кута Брюстера. Такі самі матеріали та структура, як показано на рис. (1.3, 1.4, 1.5):  $n = m = 30$  та  $q = 1,0373$ , але з іншим  $r$ . На рис. 1.8 (а, б, в) використано  $\epsilon_1 = 10$ ,  $\epsilon_2 = 1$  і  $\epsilon_{iso} = 2,25$ ;  $r = 9$  і  $\theta_B = 24^\circ$  (рис. 1.8, а);  $r = 11$  і  $\theta_B = 38^\circ$  (рис. 1.8, б);  $r = 30$  і  $\theta_B = 50^\circ$  (рис. 1.8, в).

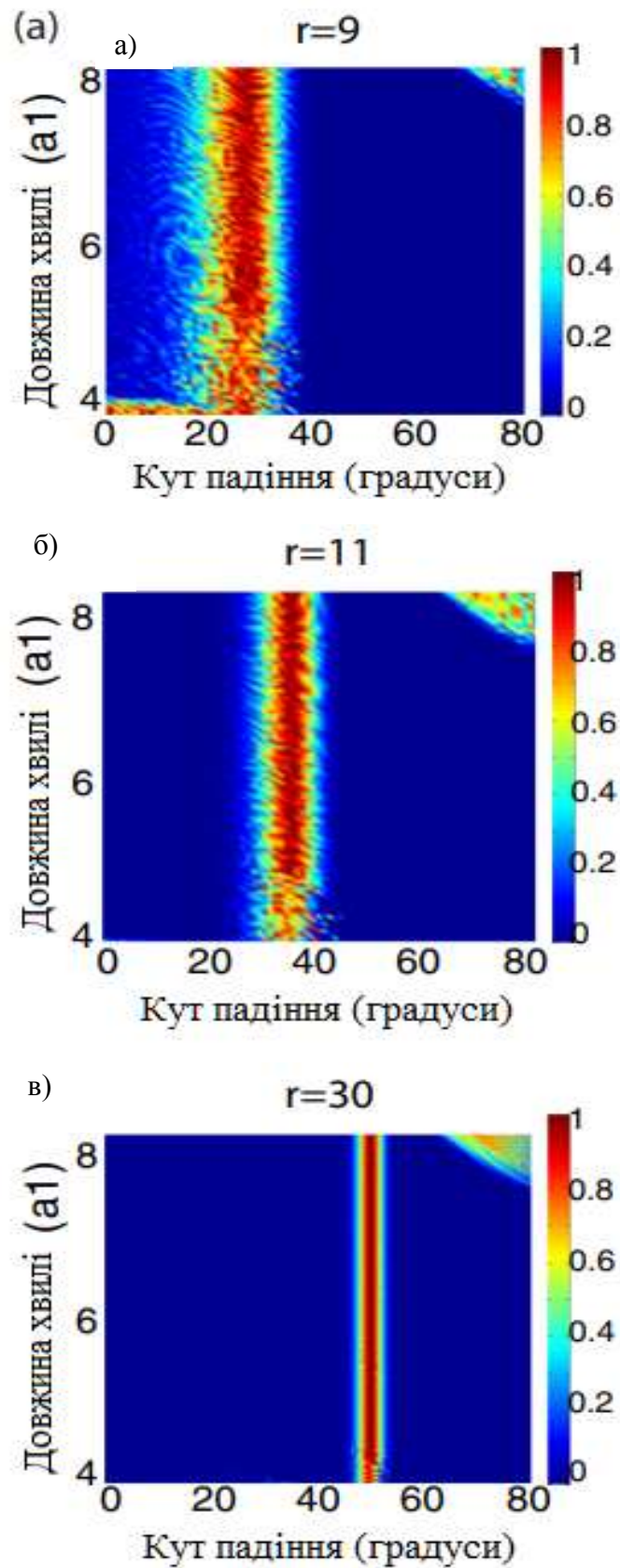


Рисунок 1.8 – Кутова вибірковість при похилих кутах падіння

## 1.2 Експериментальне дослідження системи кутової фільтрації випромінювання

Щоб продемонструвати здійсненність вищезгаданого методу, наведено експериментальну реалізацію в мікрохвильовому режимі. Для реалізації геометричного дизайну на рис. 1.2, використовується матеріал Rogers R3010 ( $\epsilon_1 = 10$ ), повітря ( $\epsilon_2 = 1$ ) і поліпропілен ( $\epsilon_{iso} = 2,25$ ). Товщина кожного шару вибирається як  $\{d_{iso}, d_1, d_2, d_3\} = \{3,9; 0,5; 1,6; 3,9\}$  мм. Була створена проста 12-ти періодна структура ( $m = 12, n = 1$  (випадок на рис. 1.2)), представлена на рис. 1.9. За допомогою експериментальної установки, показаної на рис. 1.10, спектр пропускання для  $p$ -поляризованого світла вимірювався в діапазоні довжин хвиль від 26 мм до 35 мм. Для кутів падіння менше  $60^\circ$  результат експерименту, показаний на рис. 1.11, б, добре узгоджується з результатом моделювання (аналітичним) розрахованим за методом матриці перенесення [6] (рис. 1.11, а). Для більших кутів падіння пляма мікрохвильового променя кінцевого розміру захоплює край зразка, що призводить до відхилення пропускання від результатів теоретичного моделювання. Використовуючи більші зразки, можна вирішити цю проблему.



Рисунок 1.9 – Фотографія виготовленого зразка

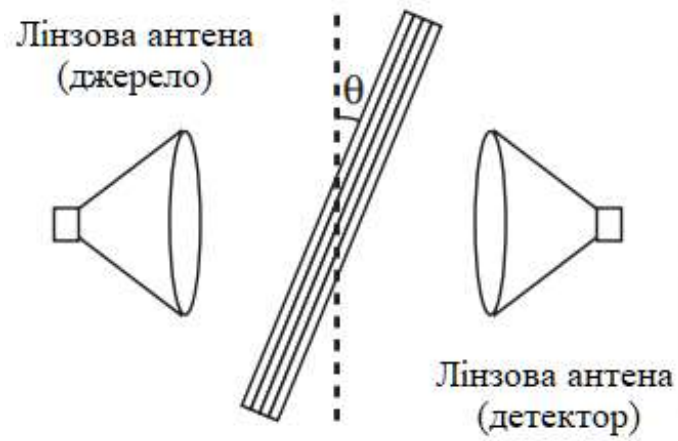


Рисунок 1.10 – Схематичне зображення експериментальної установки

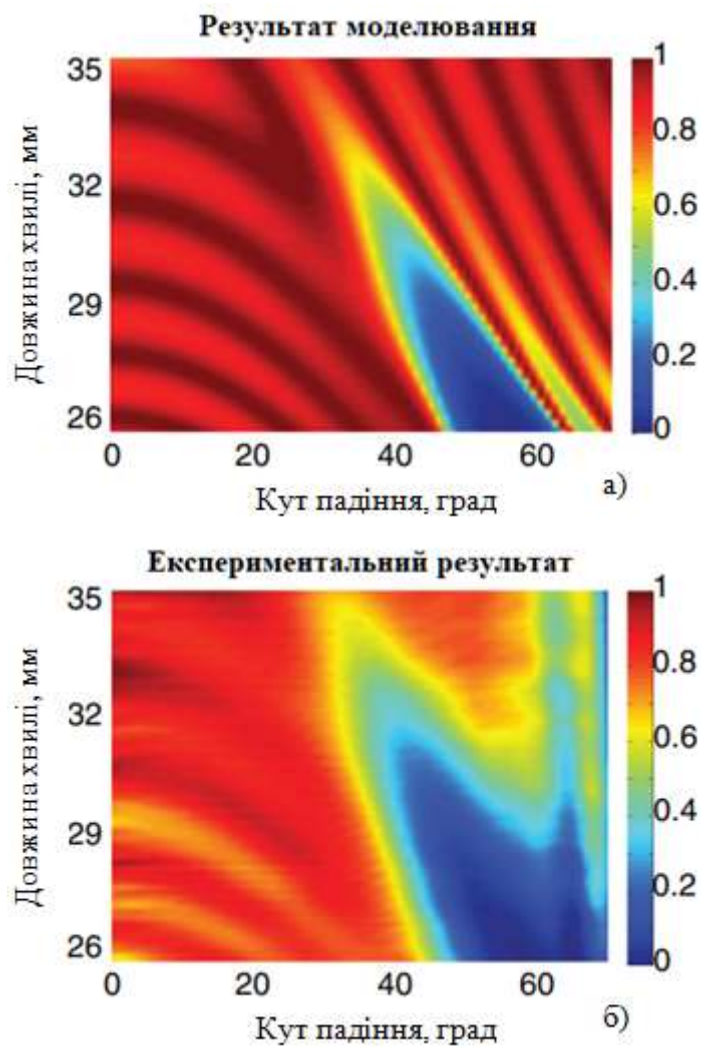


Рисунок 1.11 – Порівняння  $p$ -поляризованого спектра пропускання методу матриці переносу та експериментальних вимірювань

### 1.3 Регульована широкосмугова кутова селективність для s-поляризованих терагерцових падінь

Дослідження управління електромагнітними хвилями завжди були привабливою галуззю науки. Як правило, це досягається шляхом вибору електромагнітної хвилі на основі її основних властивостей, таких як частота, поляризація та напрямок поширення. За останні півстоліття можливість вибору частоти та поляризації електромагнітної хвилі досягла значного прогресу та знайшла широке застосування в практичних застосуваннях. Наприклад, частотна селективність може бути досягнута на основі ефекту резонансу або фотонної забороненої зони в фотонних кристалах, тоді як поляризаційна селективність може бути досягнута за допомогою поляризації «дротяної сітки» [8]. Для порівняння, дослідження щодо керування напрямком розповсюдження, тобто кутової селективності, розвивається повільно, що було б значною перевагою в різних застосуваннях, таких як просторові фільтри, захист від радіолокаційних перешкод, захист конфіденційності та високоефективне перетворення сонячної енергії.

Для вузької смуги робочих частот методи, засновані на ефекті інтерференції та резонансу, метаматеріалі або фотонних кристалах були досліджені для кутової селективності [9]. Однак, як зазначалося раніше, система кутової селективності повинна працювати в широкосмуговому спектрі. Було також запропоновано декілька підходів для вирішення цієї проблеми, включаючи підходи, засновані на поляризаторі та подвійному променезаломленні плівках, металевих ґратках, анізотропних метаматеріалах та ефекті Брюстера [10]. Однак усі ці підходи спираються на природні або ефективні діелектричні середовища, тому реалізовані системи кутової селективності працюють лише для *p*-поляризованих падінь. Цей факт значно обмежує їх застосування в деяких сферах, таких як високоефективна сонячна енергія, захист конфіденційності та захист від радіолокаційних перешкод, оскільки задіяні падаючі хвилі зазвичай поляризовані випадковим чином. Таким чином, *s*-поляризована широкосмугова кутова селективність все ще є надзвичайно

необхідною. Її можна використовувати для досягнення ширококутової незалежної від поляризації кутової селективності та надання нового ступеня свободи для маніпулювання як поляризацією, так і напрямком поширення електромагнітної хвилі.

Було теоретично запропоновано систему, де комбінація розташованих у шаховому порядку фотонних структур і напівхвильових пластин може бути використана для реалізації ширококутової кутової селективності, незалежної від поляризації. Тим не менш, ця зібрана структура по суті є  $p$ -поляризованою, де напівхвильові пластини використовувалися для перетворення  $s$ -поляризованої хвилі в  $p$ -поляризовану хвилю.

Ефективне анізотропне діаманітне середовище побудоване з періодично розташованих замкнутих металевих кілець із незначною частотною дисперсією в широкій смузі. Основна фізика полягає в тому, що індуковані нерезонансні поверхневі струми на металевих кільцях вирівнюються протилежно прикладеному осьовому магнітному полю, завдяки чому макроскопічно виявляється ширококутовий ефект Брюстера для  $s$ -поляризованої хвилі. Такий недисперсійний  $s$ -поляризований ефект Брюстера суттєво відрізняється від тих одночастотних, що виникають внаслідок резонансного ефекту, коли кути Брюстера не можуть бути використані для досягнення ширококутової кутової селективності [11]. Між тим, включення регульованого діелектрика в шахову фотонну структуру робить систему кутової селективності регульованою у широкому діапазоні. Як демонстрація цього принципу, була представлена термічно регульована ширококутова система кутової селективності в терагерцовому діапазоні. Запропонований підхід є простим, надійним і масштабованим від мікрохвильових до терагерцових частот, забезпечуючи можливий метод досягнення ширококутової кутової селективності для  $s$ -поляризованих хвиль із довільним селективним кутом.

Відомо, що  $p$ -поляризована хвиля може «бачити» кутову фотонну заборонену зону в фотонній структурі, що складається з анізотропних та ізотропних діелектричних шарів [10]. Також показано, що  $s$ -поляризована хвиля

також може «бачити» подібну кутову заборонену зону в одновимірному пакеті чверть хвильових шарів, що складається з ізотропних діелектричних шарів  $A$  та анізотропних діамагнітних шарів  $B$ , як показано на рис. 1.12.. Ключова ідея базується на тому факті, що включення анізотропних діамагнітних шарів  $B$  призведе до ефекту Брюстера для  $s$ -поляризованого випромінювання на межі між шарами  $A$  і  $B$ . Під кутом Брюстера діелектричні шари  $A$  та анізотропні діамагнітні шари  $B$  мають однакові ефективні хвильові опори, тому фотонна заборонена зона зникає, а  $s$ -поляризована хвиля буде повністю проходити через структуру. Під іншими кутами два шари мають різні хвильові опори, тому існує заборонена зона, і падаюча хвиля буде повністю відбита. Таким чином, досягається кутова фотонна заборонена зона і кутова селективність.

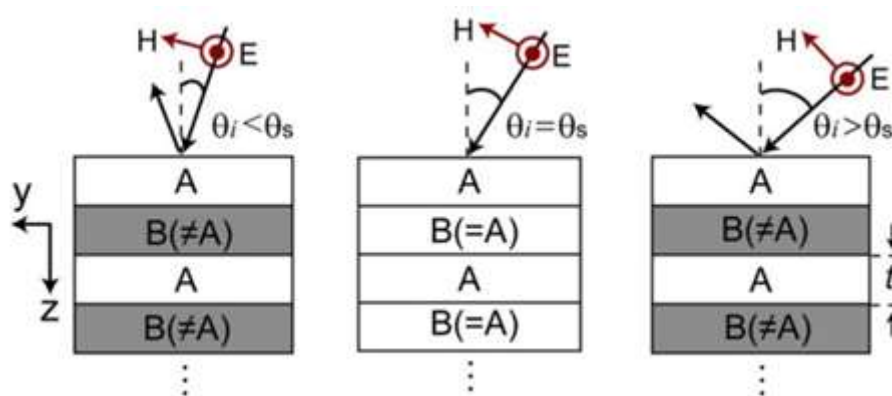


Рисунок 1.12 – Ефективні хвильові імпеданси ізотропного діелектричного шару  $A$  та анізотропного діамагнітного шару  $B$  для різних  $s$ -поляризованих падінь в одновимірному чвертьхвильовому пакеті

При селективному куті  $\theta_i = \theta_s$  два ефективних хвильових опори рівні. На панелі (I) кут Брюстера  $\theta_B^{TE}$ , визначений у шарі  $A$ , становить  $0^\circ$  з  $\varepsilon^A = 2$ . На панелі (II)  $\theta_B^{TE}$  становить  $30^\circ$  з  $\varepsilon^A = 1,6$ , де  $\mu^A = 1$ ,  $\varepsilon^B_{\parallel} = 2$ ,  $\mu^B_{\parallel} = 1$  і  $\mu^B_{\perp} = 0,5$ .

Для кількісного аналізу кут Брюстера  $\theta_B^{TE}$ , визначений у шарі діелектрика  $A$ , розраховується для  $s$ -поляризованого падіння на основі теореми екстинкції [12] у формі:

$$\theta_B^{TE} = \sin^{-1} \sqrt{(1 - \mu^A \varepsilon_{\parallel}^B / \mu_{\parallel}^B \varepsilon^A) / (1 - \mu^A \mu^A / \mu_{\perp}^B \mu_{\parallel}^B)}. \quad (1.9)$$

де  $\varepsilon^A$ ,  $\mu^A$  – діелектрична та магнітна проникності шару діелектрика А відповідно;

$\varepsilon_{\parallel}^B$  і  $\mu_{\parallel}^B$  – діелектрична та магнітна проникності анізотропного діаманітного шару В у площині ( $xy$ ) відповідно;

а  $\mu_{\perp}^B$  – проникна здатність по осі  $z$ .

Щоб показати, як фотонну заборонену зону можна закрити для  $s$ -поляризованих падінь під кутом Брюстера, треба почати з найпростішого випадку, коли кут Брюстера  $\theta_B^{TE} = 0^\circ$ . Щоб задовольнити рівняння (1.9) можна покласти  $\varepsilon_{\parallel}^B = \varepsilon^A$ ,  $\mu_{\parallel}^B = \mu^A$ . Для нормального падіння лише  $\varepsilon^A$ ,  $\mu^A$ ,  $\varepsilon_{\parallel}^B$  і  $\mu_{\parallel}^B$  задіяні, так що шари А і В мають однакові хвильові опори. У цьому випадку фотонної забороненої зони немає, і падаюча хвиля буде повністю проходити через структуру. Однак для похилих падінь  $s$ -поляризована хвиля матиме різні  $z$ -компоненти магнітної проникності в шарах структури через те, що  $\mu_{\perp}^B \neq \mu^A$ .

Отже, ефективні хвильові опори двох шарів відрізняються, відкриваючи фотонну заборонену зону. Таким чином, селективність нормального падіння з  $\theta_s = 0^\circ$  отримана для  $s$ -поляризованих падінь. Як приклад, з  $\varepsilon^A = \varepsilon_{\parallel}^B = 2$ ,  $\mu^A = \mu_{\parallel}^B = 1$  і  $\mu_{\perp}^B = 0,5$ , діаграму фотонної смуги для  $s$ -поляризованих падінь можна отримати за допомогою моделювання власних мод за допомогою CST Microwave Studio™, як показано на лівому графіку рис. 1.13. Видно, що розширені моди завжди існують для нормального падіння ( $k_y t / 2\pi = 0$ ), в результаті чого широкосмуговий  $\theta_B^{TE}$  дорівнює  $0^\circ$ . Зі збільшенням кутів падіння розмір забороненої зони зростає через збільшення різниці імпедансів між шарами А і В.

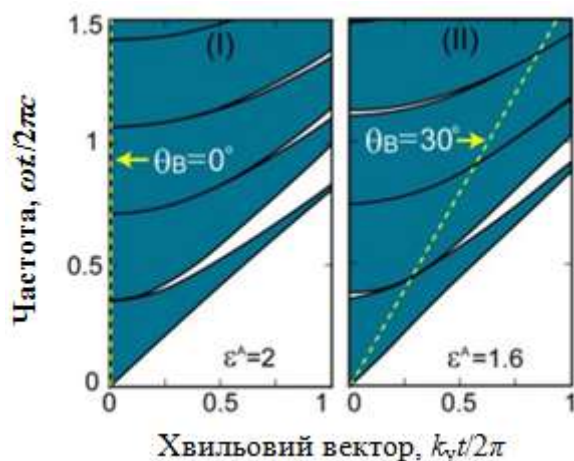


Рисунок 1.13 – Фотонна смугова діаграма одновимірного чверть хвильового пакету для  $s$ -поляризованих хвиль з різними селективними кутами

Щоб отримати селективність похилого падіння, згідно з рівнянням (1.9), можна або зменшити діелектричну проникність  $\varepsilon^A$  шару діелектрика А, або збільшити діелектричну проникність  $\varepsilon^B_{\parallel}$  В шару з усіма іншими параметрами без змін. Наприклад, якщо  $\varepsilon^A$  зменшити до 1,6, згідно з рівнянням (1.9),  $\theta_B^{TE}$  буде збільшено до  $30^\circ$ . Відповідна діаграма фотонних смуг показана праворуч на рис. 1.13, що підтверджує, що розширені моди справді існують уздовж цього кута Брюстера  $\theta_B^{TE} = 30^\circ$ , незалежно від  $\omega$ . Детальніше наведена залежність кута Брюстера  $\theta_B^{TE}$  від  $\varepsilon^A/\varepsilon^B_{\parallel}$  для різних  $\mu^B_{\perp}$  з  $\mu^A = \mu^B_{\parallel} = 1$  на рис. 1.14.

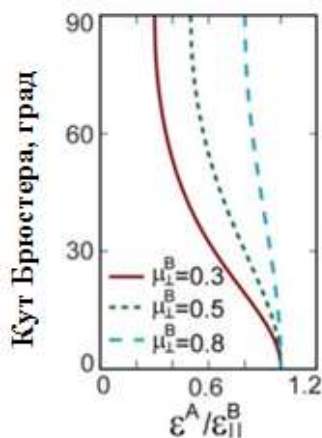


Рисунок 1.14 – Кути Брюстера  $\theta_B^{TE}$  від  $\varepsilon^A/\varepsilon^B_{\parallel}$  для різних  $\mu^B_{\perp}$  з  $\mu^A = \mu^B_{\parallel} = 1$

Якщо  $\varepsilon^A/\varepsilon_{\parallel}^B > 1$ , за цих умов не можна знайти кут Брюстера. Якщо  $\varepsilon^A/\varepsilon_{\parallel}^B < 1$ ,  $\theta_B^{TE}$  збільшиться від  $0^\circ$  до  $90^\circ$  зі зменшенням  $\varepsilon^A/\varepsilon_{\parallel}^B$ , що передбачає регульовану кутову вибірковість шляхом керування  $\varepsilon^A$ . Чим більше  $\mu_{\perp}^B$ , тим швидше зростає  $\theta_B^{TE}$ . Розташування фотонної забороненої зони масштабується пропорційно товщині чвертьхвильового стека, що означає, що ширину забороненої зони можна зручно збільшити шляхом укладання таких чвертьхвильових пакетів із поступовим збільшенням товщини шарів А і В до отримання широкосмугової системи кутової селективності.

Описаний вище метод забезпечує практичне рішення для реалізації широкосмугової кутової селективності для s-поляризованих падінь на основі анізотропного діаманітного матеріалу. Що ще важливіше, його селективний кут можна навіть регулювати, якщо діелектрична проникність діелектричного шару А регулюється. Однак важко знайти широкосмуговий природний кільцевий анізотропний діаманітний матеріал із проникністю  $\mu_{\perp}$ , меншою за одиницю. Щоб вирішити цю проблему, можна використовувати складені металеві кільця для отримання ефективного анізотропного діаманетизму, який є майже недисперсійним у широкому діапазоні частот. Щоб перевірити ефективність запропонованого підходу, була розглянута регульована широкосмугова кутова селективність для s-поляризованих терагерцових хвиль.

На рис. 1.15 показаний ефективний анізотропний діаманітний В-шар, побудований шляхом укладання металевих кілець, періодично розташованих у ромбічній решітці з  $a = 50$  мкм. Для z-поляризованого магнітного падіння в таких кільцях індукуватимуться контурні струми, демонструючи макроскопічну діаманітну реакцію [13].

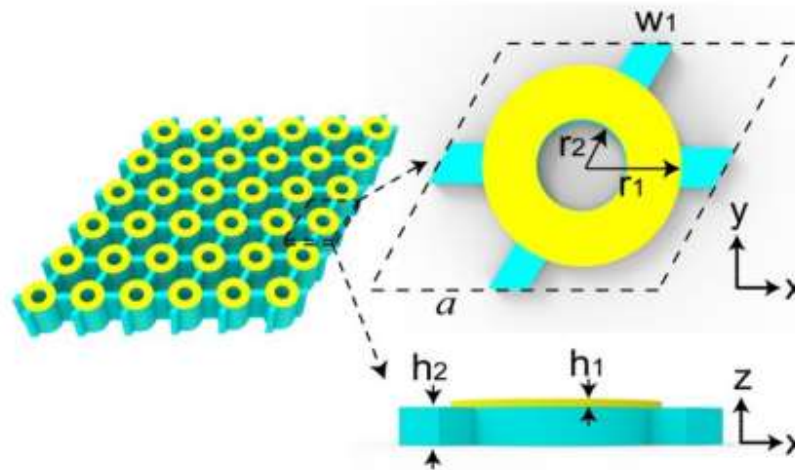


Рисунок 1.15 – Складені металеві кільця, що використовуються для досягнення анізотропного діамagnetного В-шару

В В-шарі  $a=50$  мкм,  $r_1 = 19$  мкм,  $r_2 = 8$  мкм,  $h_1=0,2$  мкм,  $h_2 = 10$  мкм і  $w_1 = 7$  мкм. Синя підкладка – політетрафторетилен (ПТФЕ) з діелектричною проникністю 2,05, а жовтий метал – золото з електропровідністю  $4,561 \times 10^7$  См/м.

Його діамagnetну реакцію можна посилити в широкому діапазоні частот шляхом збільшення відношення площі металевого кільця до площі елементарної комірки. Ромбічна решітка обрана для зменшення залежності діамagnetного відгуку від електричної поляризації падіння. Зовнішній і внутрішній радіуси  $r_1$  і  $r_2$  металевого кільця товщиною 0,2 мкм оптимізовані до 19 мкм і 8 мкм відповідно. Щоб підсилити діамagnetний ефект і зменшити втрати, струми, що індукуються на металевих кільцях, повинні бути якомога більшими, тому метал з найбільшою провідністю слід вибирати теоретично. Тут, для розгляду технології обробки в терагерцовому діапазоні, ми вибираємо золото як провідник, оскільки золото є найбільш ковким і пластичним з усіх відомих металів і має високу електропровідність  $4,561 \times 10^7$  См/м [14]. Підкладкою товщиною 10 мкм обрано політетрафторетилен (ПТФЕ), діелектрична проникність якого становить 2,05. Щоб зменшити його ефективну діелектричну проникність складених одиниць для кращого узгодження імпедансу, діелектрична підкладка просвердлена повітряними отворами. Зверніть увагу, що інші металеві конфігурації, такі як

стержень, квадрат і диск, також можуть бути використані для отримання бажаної діамагнітної реакції. У цьому документі металеве кільце вибрано через його кругову симетрію для демонстрації ізотропних відгуків і для легкої обробки. Bazуючись на алгоритмі вилучення для похилих падінь, запропонованому в отримано три задіяні параметри  $\varepsilon_{\parallel}$ ,  $\mu_{\parallel}$  і  $\mu_{\perp}$  із змодельованих даних, як показано на рис. 1.16. Видно, що всі ефективні параметри є широкосмуговими та майже недисперсійними, з незначними уявними частинами через нерезонансні металеві кільця. Дійсні частини  $\varepsilon_{\parallel}$ ,  $\mu_{\parallel}$  і  $\mu_{\perp}$ , становлять 3,04; 1,0 і 0,57 відповідно. Така ефективна реалізація вищевказаного анізотропного діамагнітного матеріалу закладає основу для реалізації широкосмугової кутової селективності для  $s$ -поляризованих терагерцових падінь.

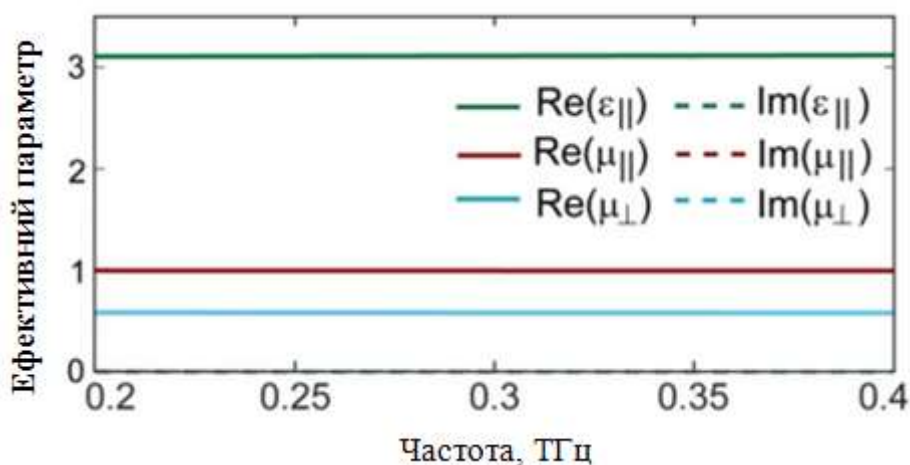


Рисунок 1.16 – Отримані недисперсні  $\varepsilon_{\parallel}$ ,  $\mu_{\parallel}$  і  $\mu_{\perp}$ , де  $\varepsilon_{\parallel}$  і  $\mu_{\parallel}$  – діелектрична та проникна здатність у площині  $x$ – $y$  відповідно;  $\mu_{\perp}$  – проникність по осі  $z$

Для шару діелектрика А використовується титанат стронцію (ТС) для побудови термічно регульованого діелектрика з низькою діелектричною проникністю в терагерцевому діапазоні [15]. Він складається з періодично розташованих дисків ТС, надрукованих на підкладці з ПТФЕ у вигляді ромбоподібної решітки, як показано на рис. 1.17.

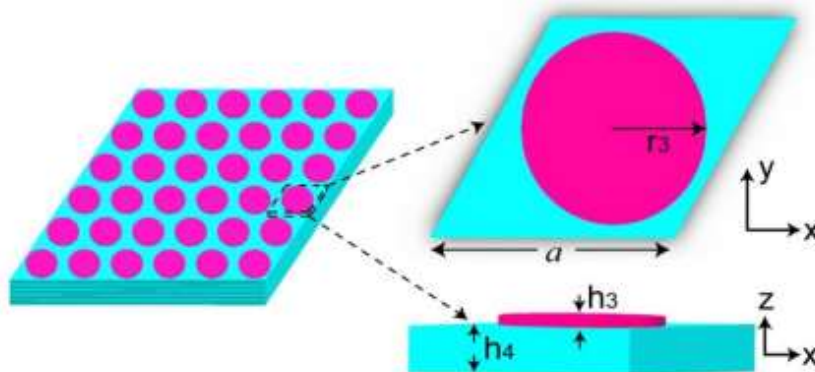


Рисунок 1.17 – Складені диски з титанату стронцію (ТС) для досягнення регульованого діалектичного шару А

На рисунку  $a=50$  мкм,  $r_3=19$  мкм,  $h_3=0,2$  мкм,  $h_4=20,2$  мкм. Синя підкладка – ПТФЕ, а червона – ТС. Постійна решітки  $a$  також дорівнює 50 мкм, а радіус  $r_3$  диска ТС дорівнює 19 мкм. Товщина  $h_3$  становить 0,2 мкм, а товщина  $h_4$  підкладки з ПТФЕ становить 20,2 мкм. Відносна діелектрична проникність ТС задана моделлю затухаючого гармонічного осцилятора:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{f}{31.2 \times (T - 42.5) - \omega^2 - i\omega(-3.3 + 0.094T)}, \quad (1.10)$$

де  $\omega$  – кутова частота падаючої хвилі;

$\varepsilon_\infty = 9,6$  – значення високочастотної діелектричної проникності;  
 $f = 2,3 \times 10^6 \text{ см}^{-2}$  – сила осцилятора, яка не залежить від температури [16].

Відповідно до рівняння (1.10) показано його відносну діелектричну проникність залежно від температур на лівій панелі рис. 1.18.

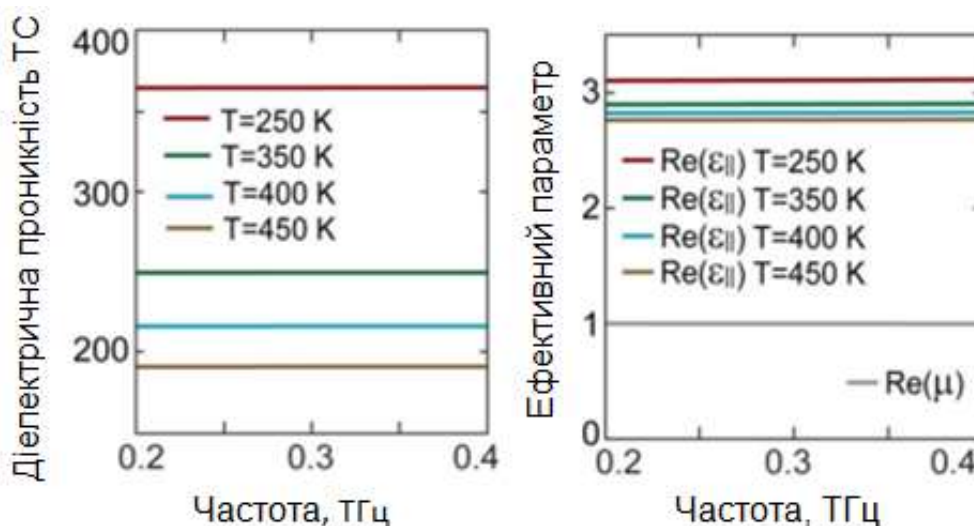


Рисунок 1.18 – Діелектрична проникність ТС (ліва панель) та відновлена ефективна діелектрична проникність шару діелектрика  $A$  (права панель) залежно від температур

Такий широкий діапазон варіацій означає, що можна легко налаштувати ефективну діелектричну проникність шару  $A$ , а також селективний кут. На основі того самого алгоритму ми витягли ефективну діелектричну проникність шару  $A$ , як показано на правій панелі рис. 1.16. Ефективна проникність завжди дорівнює одиниці, а її ефективна відносна діелектрична проникність змінюється від 2,76 до 3,04 з незначними втратами при зміні температури від 450 К до 250 К.  $s$ -поляризована хвиля не може «бачити» діелектричну проникність у нормальному напрямку, ефективний шар  $A$  можна розглядати як ізотропний діелектрик із регульованою діелектричною проникністю.

Очевидно, що постійна решітки  $a$  та періоди укладання як дисків ТС, так і металевих кілець набагато менші за робочі довжини хвилі, тому падаюча хвиля взаємодіятиме з розробленими шарами  $A$  та  $B$ , як якщо б вони були однорідними середовищами. Між тим, обидві конструкції є простими, які можуть бути реалізовані традиційними процесами осадження, такими як випаровування та магнетронне розпилення [17].

## 2 КУТОВА ФІЛЬТРАЦІЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ ОДНОВИМІРНИМ ФОТОННИМ КРИСТАЛОМ

### 2.1 Тензор проникності

Магнітні властивості матеріалу зумовлені існуванням магнітних дипольних моментів, які виникають головним чином із спіном електронів [18]. З міркувань квантової механіки магнітний дипольний момент електрона через його спін визначається як:

$$m = \frac{q\hbar}{2m_e} = 9.27 \times 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}^2, \quad (2.1)$$

де  $\hbar$  – постійна Планка, поділена на  $2\pi$ ;

$q$  – заряд електрона;

$m_e$  – маса електрона.

Електрон на орбіті навколо ядра створює ефективну петлю струму  $i$ , таким чином, додатковий магнітний момент, але цей ефект, як правило, незначний у порівнянні з магнітним моментом через обертання.  $G$ -фактор Ланде є мірою відносного внеску орбітального моменту та спінового моменту в повний магнітний момент;  $g = 1$ , коли момент зумовлений лише орбітальним рухом, і  $g = 2$ , коли момент зумовлений лише обертанням. Для більшості мікрохвильових феритових матеріалів  $g$  знаходиться в діапазоні від 1,98 до 2,01, тому  $g = 2$  є хорошим наближенням.

У більшості твердих тіл спіни електронів зустрічаються парами з протилежними знаками, тому загальний магнітний момент незначний [19]. Однак у магнітному матеріалі значна частка електронних спінів є неспареними (більше лівих спінів, ніж правих, або навпаки), але вони зазвичай орієнтовані у випадкових напрямках, так що чистий магнітний момент все ще малий. Однак зовнішнє магнітне поле може спричинити вирівнювання дипольних моментів в одному напрямку, створюючи великий загальний магнітний момент. Існування

обмінних сил може підтримувати сусідні електронні спини вирівняними після видалення зовнішнього поля; тоді кажуть, що матеріал постійно намагнічений.

Електрон має обертовий момент імпульсу, заданий через постійну Планка як:

$$s = \frac{\hbar}{2}. \quad (2.2)$$

Напрямок вектора цього імпульсу протилежний напрямку спінового магнітного дипольного моменту, як показано на рис. 2.1.

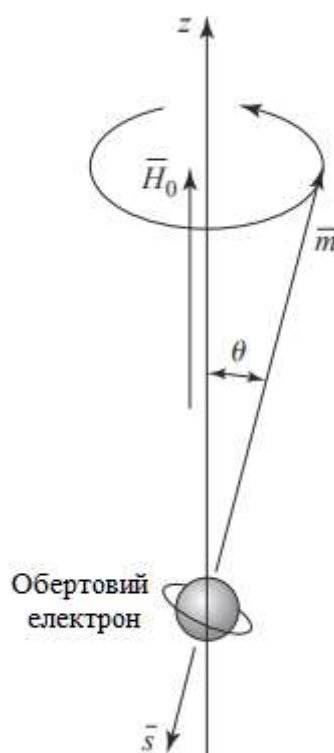


Рисунок 2.1 – Спіновий магнітний дипольний момент і вектори кутового моменту обертового електрона

Відношення спінового магнітного моменту до спінового імпульсу є константою, яка називається гіромагнітним відношенням:

$$\gamma = \frac{m}{s} = \frac{q}{m_e} = 1.759 \times 10^{11} \text{ C / kg}, \quad (2.3)$$

де використані рівняння (2.1) і (2.2). Тоді можна записати таке векторне співвідношення між магнітним моментом і кутовим моментом:

$$\bar{m} = -\gamma \bar{s}, \quad (2.4)$$

де мінусовий знак обумовлений тим, що ці вектори протилежно спрямовані.

Коли присутнє магнітне поле зміщення  $\bar{H}_0 = \hat{z}H_0$ , на магнітний диполь буде діяти крутний момент:

$$\bar{T} = \bar{m} \times \bar{B}_0 = \mu_0 \bar{m} \times \bar{H}_0 = -\mu_0 \gamma \bar{s} \times \bar{H}_0. \quad (2.5)$$

Оскільки крутний момент дорівнює швидкості зміни моменту імпульсу в часі, маємо:

$$\frac{d\bar{s}}{dt} = \frac{-1}{\gamma} \frac{d\bar{m}}{dt} = \bar{T} = \mu_0 \bar{m} \times \bar{H}_0, \quad (2.6)$$

або

$$\frac{d\bar{m}}{dt} = -\mu_0 \gamma \bar{m} \times \bar{H}_0. \quad (2.7)$$

Це рівняння руху для магнітного дипольного моменту,  $\bar{m}$ . Буде розв'язано це рівняння, щоб показати, що магнітний диполь прецесує навколо вектора  $H_0$ -поля, подібно до того, як дзига прецесує навколо вертикальної осі.

Рівняння (2.7) через три компоненти вектора дає:

$$\frac{dm_x}{dt} = -\mu_0 \gamma m_y H_0, \quad (2.8)$$

$$\frac{dm_y}{dt} = \mu_0 \gamma m_x H_0, \quad (2.9)$$

$$\frac{dm_z}{dt} = 0. \quad (2.10)$$

Тепер використовується рівняння (2.8) і (2.9), щоб отримати два рівняння для  $m_x$  і  $m_y$ :

$$\frac{d^2 m_x}{dt^2} + \omega_0^2 m_x = 0, \quad (2.11)$$

$$\frac{d^2 m_y}{dt^2} + \omega_0^2 m_y = 0, \quad (2.12)$$

де

$$\omega_0 = \mu_0 \gamma H_0 \quad (2.13)$$

називається частотою Лармора, або частотою прецесії. Один розв'язок (2.9), який сумісний з (2.8) і (2.9), заданий формулами:

$$m_x = A \cos \omega_0 t, \quad (2.14)$$

$$m_y = A \sin \omega_0 t. \quad (2.15)$$

Рівняння (2.10) показує, що  $m_z$  є константою, а (2.1) показує, що величина  $\bar{m}$  також є константою, тому маємо співвідношення:

$$|\bar{m}|^2 = \left( \frac{q\hbar}{2m_e} \right)^2 = m_x^2 + m_y^2 + m_z^2 = A^2 + m_z^2. \quad (2.16)$$

Таким чином, кут прецесії  $\theta$  між  $\bar{m}$  і  $\bar{H}_0$  (вісь  $z$ ) визначається як:

$$\sin \theta = \frac{\sqrt{m_x^2 + m_y^2}}{|\bar{m}|} = \frac{A}{|\bar{m}|}. \quad (2.17)$$

Проекція  $\bar{m}$  на площину  $xu$  задана формулою (2.16), яка показує, що  $\bar{m}$  прокладає круговий шлях у цій площині. Положення цієї проекції в момент часу  $t$  визначається як  $\phi = \omega_0 t$ , тому кутова швидкість обертання дорівнює  $\frac{d\phi}{dt} = \omega_0$ , частота прецесії. За відсутності будь-яких сил демпфування фактичний кут прецесії визначатиметься початковим положенням магнітного диполя, і диполь буде прецесувати приблизно  $\bar{H}_0$  під цим кутом невизначено довго (вільна прецесія). Насправді, однак, наявність сил демпфування призведе до того, що магнітний дипольний момент буде спіралеподібно розвиватися від свого початкового кута, доки  $\bar{m}$  не вирівняється з  $\bar{H}_0$  ( $\theta = 0$ ).

Тепер припустимо, що існує  $N$  незбалансованих електронних спінів (магнітних диполів) на одиницю об'єму, так що загальна намагніченість дорівнює

$$\bar{M} = N\bar{m}, \quad (2.18)$$

і рівняння руху в (2.7) набуває вигляду:

$$\frac{d\bar{M}}{dt} = -\mu_0 \gamma \bar{M} \times \bar{H}, \quad (2.19)$$

де  $\bar{H}$  – внутрішнє прикладене поле.

Зі збільшенням напруженості поля зміщення  $H_0$  більше магнітних дипольних моментів вирівнюються з  $H_0$ , доки всі не вирівняються, і  $\bar{M}$  досягне верхньої межі (рис. 2.2). Тоді кажуть, що матеріал є магнітно насиченим, а  $M_s$  позначається як намагніченість насичення. Таким чином,  $M_s$  є фізичною властивістю феритового матеріалу, і зазвичай вона коливається в межах  $4\pi M_s = 300\text{--}5000$  Г. Нижче рівня насичення феритові матеріали можуть мати великі втрати на мікрохвильових частотах, і радіочастотна взаємодія зменшується. З цієї причини ферити зазвичай працюють у насиченому стані, і це припущення робиться для решти цієї глави.



Рисунок 2.2 – Залежність магнітного моменту феримагнітного матеріалу від поля зміщення,  $H_0$

Намагніченість насичення матеріалу є сильною функцією температури, яка зменшується зі збільшенням температури. Цей ефект можна зрозуміти, зауваживши, що коливальна енергія атома зростає з температурою, що ускладнює вирівнювання всіх магнітних диполів. При досить високій температурі теплова енергія більша, ніж енергія, що постачається внутрішнім магнітним полем, і результатом є нульова чиста намагніченість. Ця температура називається температурою Кюрі,  $T_K$ .

Тепер розглянемо взаємодію невеликого змінного (мікрохвильового) магнітного поля з магнетично насиченим феритовим матеріалом. Таке поле спричинить вимушену прецесію дипольних моментів навколо осі  $\bar{H}_0(\hat{z})$  на частоті прикладеного поля змінного струму, подібно до роботи синхронного двигуна змінного струму. Наближення малого сигналу буде застосовано до всіх феритових компонентів, які нас цікавлять, але є програми, де сигнали високої потужності можна використовувати для отримання корисних нелінійних ефектів.

Якщо  $\bar{H}$  – прикладене змінне поле, загальне магнітне поле дорівнює:

$$\bar{H}_t = H_0 \hat{z} + \bar{H}, \quad (2.20)$$

де припускається, що  $|\bar{H}| \ll H_0$ . Це поле створює загальну намагніченість у феритовому матеріалі:

$$\bar{M}_t = M_s \hat{z} + \bar{M}, \quad (2.21)$$

де  $M_s$  – намагніченість насичення (DC);

$\bar{M}$  – додаткова намагніченість (змінний струм) (у площині  $xу$ ), викликана  $\bar{H}$ .

Підставляючи (2.21) і (2.20) у (2.10), отримуємо наступні складові рівняння руху:

$$\frac{dM_x}{dt} = -\mu_0 M_y (H_0 + H_z) + \mu_0 \gamma (M_s + M_z) H_y, \quad (2.22)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \mu_0 M_x (H_0 + H_z) - \mu_0 \gamma (M_s + M_z) H_x, \quad (2.23)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = -\mu_0 M_x H_y + \mu_0 \gamma M_y H_x, \quad (2.24)$$

оскільки  $\frac{dM_s}{dt} = 0$ . Оскільки  $|\bar{H}| \ll H_0$ , маємо  $|\bar{M}||\bar{H}| \ll |\bar{M}|H_0$  і  $|\bar{M}||\bar{H}| \ll M_s|\bar{H}|$ ,

тому можна проігнорувати добутки  $M\bar{H}$ . Тоді (2.22, 2.23, 2.24) зводяться до

$$\frac{dM_x}{dt} = -\omega_0 M_y + \omega_m H_y, \quad (2.25)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \omega_0 M_x + \omega_m H_x, \quad (2.26)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = 0, \quad (2.27)$$

де  $\omega_0 = \mu_0 \gamma H_0$  і  $\omega_m = \mu_0 \gamma M_s$ . Розв'язування (2.25) і (2.26) для  $M_x$  і  $M_y$  дає такі рівняння:

$$\frac{d^2 M_x}{dt^2} + \omega_0^2 M_x = \omega_m \frac{dH_y}{dt} + \omega_0 \omega_m H_x, \quad (2.28)$$

$$\frac{d^2 M_y}{dt^2} + \omega_0^2 M_y = -\omega_m \frac{dH_x}{dt} + \omega_0 \omega_m H_y. \quad (2.29)$$

Це рівняння руху для вимушеної прецесії магнітних диполів, як підсумовування умов малого сигналу. Тепер легко отримати тензор проникності для феритів; після цього спробуємо отримати деяке фізичне уявлення про процес магнітної взаємодії, розглядаючи циркулярно поляризовані змінні поля.

Якщо поле змінного струму  $\bar{H}$  має гармонічну залежність від часу  $e^{j\omega t}$ , стаціонарна форма змінного струму (2.28, 2.29) зводиться до таких векторних рівнянь:

$$(\omega_0^2 - \omega^2) M_x = \omega_0 \omega_m H_x + j\omega \omega_m H_y, \quad (2.30)$$

$$(\omega_0^2 - \omega^2) M_y = -j\omega \omega_m H_x + \omega_0 \omega_m H_y, \quad (2.31)$$

який показує лінійну залежність між  $\bar{H}$  і  $\bar{M}$ . Як і в (2.21) можна записати з тензорною сприйнятливістю  $[\chi]$ , щоб зв'язати  $\bar{H}$  і  $\bar{M}$ :

$$\bar{M} = [\chi] \bar{H} = \begin{bmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & 0 \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \bar{H}, \quad (2.32)$$

де елементи  $[\chi]$  задані як:

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (2.33)$$

$$\chi_{xy} = -\chi_{yx} = \frac{j\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (2.34)$$

$\bar{z}$  компонент  $\bar{H}$  не впливає на магнітний момент матеріалу за наведених вище припущень.

Щоб зв'язати  $\bar{B}$  і  $\bar{H}$ , маємо:

$$\bar{B} = \mu_0 (\bar{M} + \bar{H}) = [\mu] \bar{H}, \quad (2.35)$$

де тензорна проникність  $[\mu]$  визначається як:

$$[\mu] = \mu_0 ([U] + [\chi]) = \begin{bmatrix} \mu & jk & 0 \\ -jk & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{bmatrix} \quad (\text{зміщення } \hat{z}). \quad (2.36)$$

Тоді елементи тензора проникності дорівнює:

$$\mu = \mu_0 (1 + \chi_{xx}) = \mu_0 (1 + \chi_{yy}) = \mu_0 \left( 1 + \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \right), \quad (2.37)$$

$$\kappa = -j\mu_0 \chi_{xy} = j\mu_0 \chi_{yx} = \mu_0 \frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (2.38)$$

Матеріал, що має тензор проникності такої форми, називається гіротропним; зауважте, що  $\bar{x}$  (або  $\bar{y}$ ) компонент  $\bar{H}$  породжує як  $\bar{x}$ , так і  $\bar{y}$  компоненти  $\bar{B}$ , зі зсувом фази на  $90^\circ$ , між ними.

Якщо напрямок зсуву змінюється,  $H_0$  і  $M_s$  змінять знаки, тому  $\omega_0$  і  $\omega_m$  змінять знаки. Тоді рівняння (2.37, 2.38) показують, що  $\mu$  не зміниться, але  $\kappa$  змінить знак. Якщо поле зсуву раптово прибрати ( $H_0 = 0$ ), ферит, як правило, залишиться намагніченим ( $0 < |M| < M_s$ ); лише шляхом розмагнічування фериту (наприклад, зі зменшенням змінного поля зсуву) можна отримати  $M = 0$ . Оскільки результати (2.33, 2.34 та 2.37, 2.38) передбачають насичений зразок фериту,  $M_s$  і  $H_0$  повинні бути встановлені на нуль для незміщеного, розмагніченого випадку.

Тоді  $\omega_0 = \omega_m = 0$  і (2.26) показують, що  $\mu = \mu_0$  і  $\kappa = 0$ , як і очікувалося для немагнітного матеріалу.

Тензорні результати (2.36) припускають магнітне зміщення в напрямку  $\bar{z}$ . Якщо ферит зміщений в іншому напрямку, тензор проникності трансформується відповідно до зміни координат. Таким чином, якщо  $\bar{H}_0 = \hat{x}H_0$ , тензор проникності буде дорівнювати:

$$[\mu] = \begin{bmatrix} \mu_0 & 0 & 0 \\ 0 & \mu & j\kappa \\ 0 & -j\kappa & \mu \end{bmatrix} \quad (\text{зміщення } \hat{x}), \quad (2.39)$$

якщо  $\bar{H}_0 = \hat{y}H_0$  тензор проникності буде

$$[\mu] = \begin{bmatrix} \mu & 0 & -j\kappa \\ 0 & \mu_0 & 0 \\ j\kappa & 0 & \mu \end{bmatrix} \quad (\text{зміщення } \hat{y}), \quad (2.40)$$

Традиційно більшість практичних робіт у магнетиці виконується з одиницями CGS, причому намагніченість вимірюється в гаусах (1 гаус [Г] =  $10^{-4}$  вебер/м<sup>2</sup>), а напруженість поля вимірюється в ерстедах ( $4\pi \times 10^{-3}$  ерстед [Ер] = 1 А/м). Таким чином,  $\mu_0 = 1$  Г/Ер в одиницях CGS, що означає, що  $B$  і  $H$  мають однакові числові значення в немагнітному матеріалі. Намагніченість насичення зазвичай виражається як  $4\pi M_s$  гаус; тоді відповідне значення MKS дорівнює  $\mu_0 M_s$  вебер/м<sup>2</sup> =  $10^{-4}$  ( $4\pi M_s$  гаус). В одиницях CGS частота Лармора може бути виражена як  $f_0 = \omega_0/2\pi = \mu_0\gamma H_0/2\pi = (2,8 \text{ МГц/Ер}) \times (H_0 \text{ ерстед})$ , і  $f_m = \omega_m/2\pi = \mu_0\gamma M_s/2\pi = (2,8 \text{ МГц/Ер}) \times (4\pi M_s \text{ гаус})$ . На практиці ці агрегати зручні і прості у використанні.

## 2.2 Аналіз результатів чисельних розрахунків

Схема одновимірного фотонного кристала, яка використовується для кутової фільтрації випромінювання, представлена на рис 2.3. Ця структура

складається з двох типів шарів: звичайних діелектричних та гіротропних, властивості яких залежать від зовнішнього магнітного поля.

Товщина гіротропних шарів становить 0,1 від періоду структури. Реальна довжина хвилі випромінювання хвилі складає приблизно 1мкм. Період структури 500 нм; Діелектрична проникність діелектричних шарів 3,75.

Електродинамічні властивості цієї структури визначалися на основі застосування моделі, побудованої в пакеті мультифізичного моделювання COMSOL. Для спрощення розрахунків було обрано двовимірну модель, яка дозволяє визначати всі необхідні характеристики багатошарової структури при зменшеному обсязі обчислювальних ресурсів.

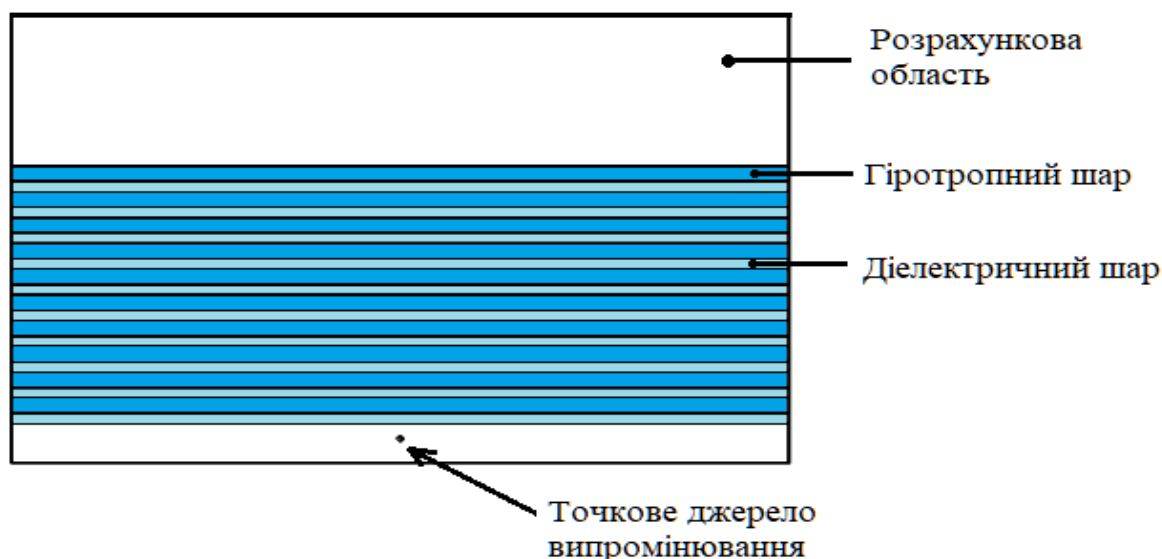


Рисунок 2.3 – Двовимірна модель кутової фільтрації

На рис. 2.3 фактично представлено поле ізотропного джерела випромінювання, яке не має просторових селективних властивостей. Розглянемо далі випадки розсіювання поля цього джерела на багатошаровій періодичній структурі.

На рис 2.4 показано результат розрахунку поля точкового джерела випромінювання у випадку відсутності фотонного кристалу. Видно, що це звичайна сферична або циліндрична хвиля з відповідними хвильовими фронтами.

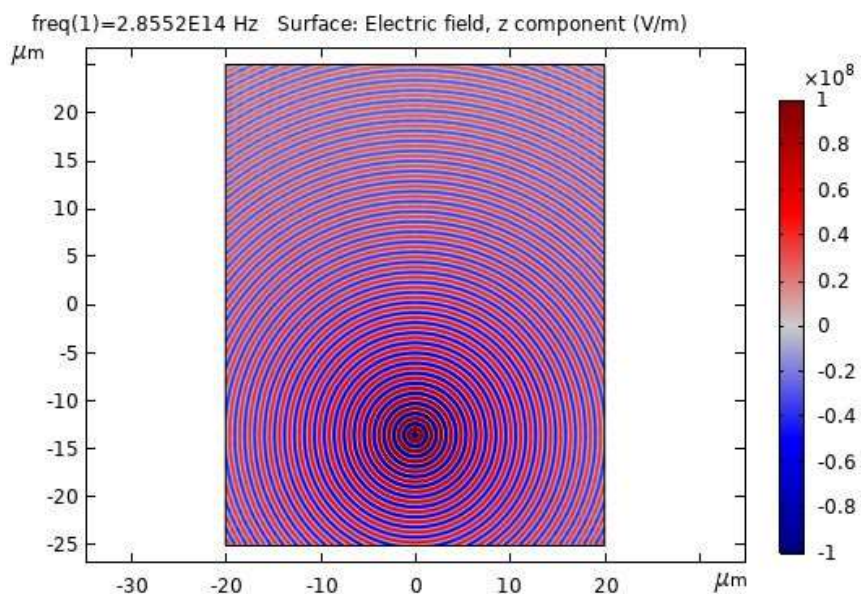


Рисунок 2.3 – Поле точкового джерела

На рис. 2.4 представлено схему розташування джерела випромінювання над фотонним кристалом. В цьому випадку над структурою буде реалізована інтерференція хвиль, відбитих від періодичної структури.

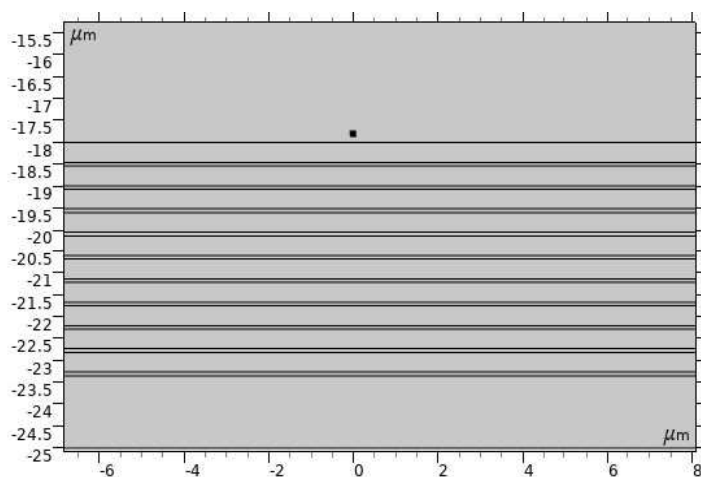


Рисунок 2.4 – Схема досліджуваної структури при розташуванні точкового джерела випромінювання над фотонним кристалом

На рис. 2.5 представлено просторовий розподіл електричного поля точкового джерела випромінювання, розташованого над фотонним кристалом.

Видно, що хвиля практично не проходить в структуру за виключенням нормального напрямку, а отримане відбите поле має неоднорідний розподіл у просторі. Є три напрямки, в яких формуються хвильові пучки, що свідчить про трансформацію просторового розподілу поля точкового джерела.

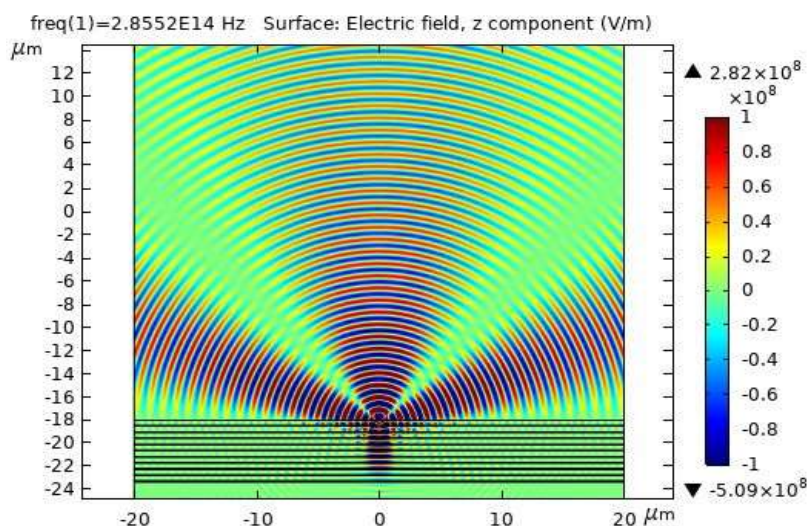


Рисунок 2.5 – Розподіл електричного поля в розрахунковій області

Розглянемо результати розрахунків для точкового джерела випромінювання, що знаходиться близько до центру фотонного кристалу, як показано на рис. 2.6 та 2.7. Над структурою формується промінь, подібний до Гауссового хвильового пучка, що свідчить про досить суттєву трансформацію поля ізотропного джерела випромінювання.

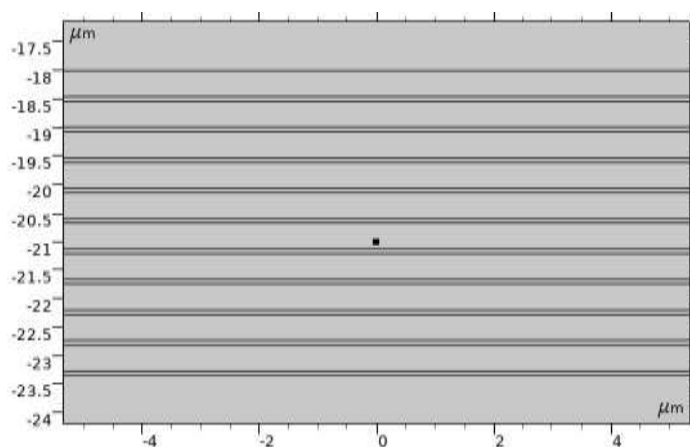


Рисунок 2.6 – Схема структури при розташуванні точкового джерела випромінювання в середині фотонного кристалу

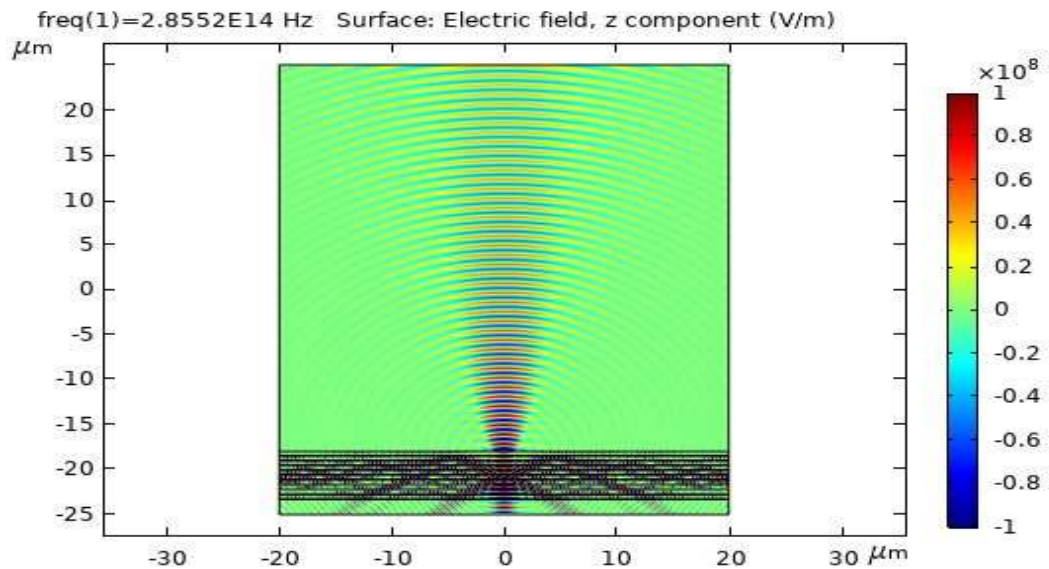


Рисунок 2.7 – Розподіл поля при наявності точкового джерела випромінювання, що знаходиться близько до центру фотонного кристалу

Формування хвильових пучків також спостерігається при розташуванні джерела випромінювання під періодичною структурою на різних відстанях від неї. Відмінність полягає лише в розподілі поля з боку розташування джерела. Це показано на рис. 2.8. На рис. 2.8, а представлені результати розрахунку просторового розподілу поля для випадку, коли джерело випромінювання розташоване практично на нижній поверхні фотонного кристалу. Тут видно, що над фотонним кристалом, як і у попередньому випадку, формується один хвильовий пучок. В той же час під фотонним кристалом спостерігається формування фактично трьох хвильових пучків, які розповсюджуються у різних напрямках.

На рис. 2.8, б представлено просторовий розподіл поля для випадку, коли між точковим джерелом випромінювання та фотонним кристалом існує деяка відстань. В цьому випадку поле над фотонним кристалом, як і раніше, представляє собою один хвильовий пучок. А поле під фотонним кристалом суттєво змінилося порівняно із попереднім випадком. Тут ми бачимо формування значно більшої кількості хвильових пучків (дев'ять).

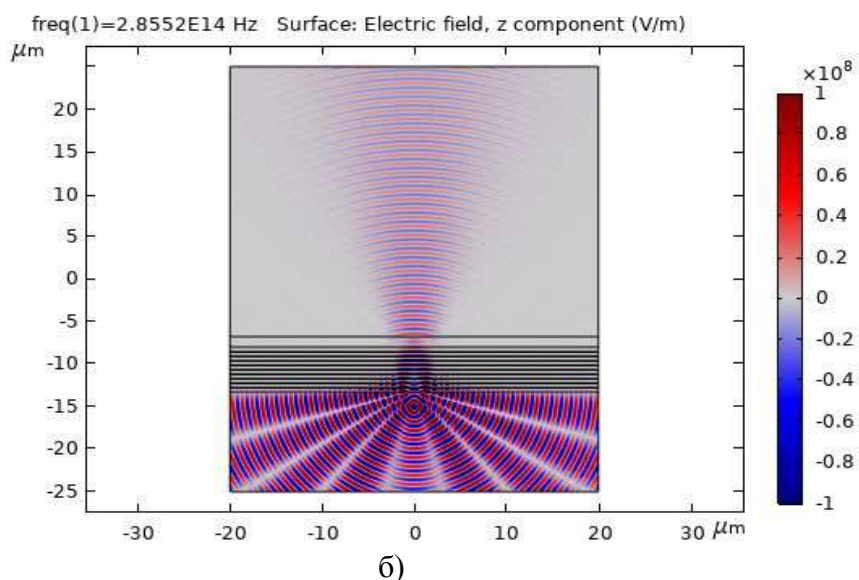
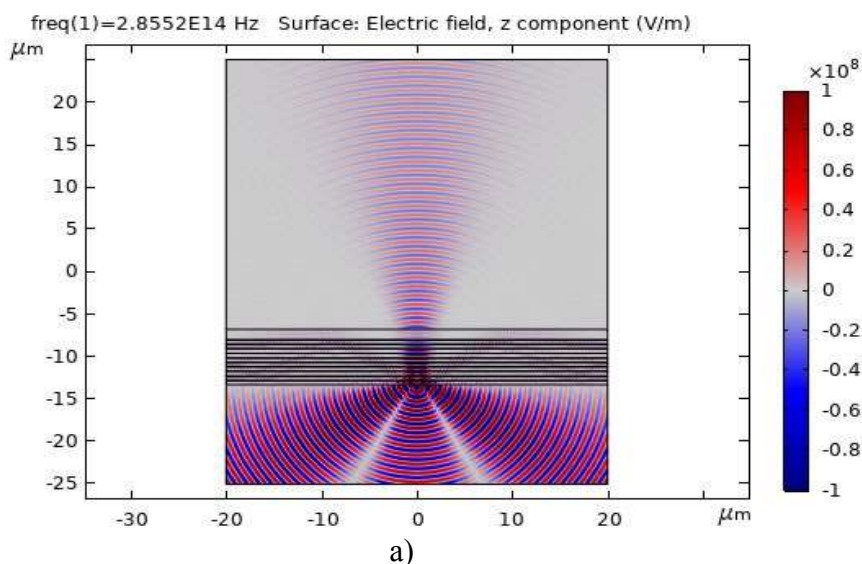


Рисунок 2.8 – Просторові розподіли електричного поля для двох різних значень відстані між джерелом випромінювання та періодичною структурою

Відзначені особливості просторової фільтрації випромінювання точкового джерела обумовлені дисперсійними властивостями одновимірного фотонного кристалу. Наявність зон пропускання та запирання для різних значень частоти і хвильового вектора, спрямованого уздовж шарів фотонного кристалу, призводить до просторової селективності обмеженої періодичної багат шарової структури. Наприклад, для фіксованого значення частоти випромінювання одним значенням кута розповсюдження хвиль у фотонному кристалі буде відповідати смуга

пропускання, а іншим кутам – смуга запирання. І навпаки – для фіксованого значення поздовжнього хвильового числа зміна частоти випромінювання призводить до переключення між цими смугами.

Розглянемо далі взаємодію поля випромінювання точкового джерела з фотонним кристалом, який містить у своєму складі періодично розташовані гіротропні шари.

Магнітна проникність цих шарів є тензорною величиною і може бути представлена у вигляді (2.36). Недіагональні елементи цього тензора виявляються функціями індукції зовнішнього магнітного поля. Отже через зміну індукції магнітного поля можна керувати матеріальними параметрами гіротропних шарів і, відповідно, параметрами фотонного кристалу в цілому.

На рис. 2.9 представлені просторові розподіли поля точкового джерела випромінювання, розташованого в межах фотонного кристалу з гіротропними шарами. Картини поля побудовані для різних значень частоти випромінювання і фіксованого значення індукції зовнішнього магнітного поля.

З рисунку видно трансформацію поля точкового джерела в хвильовий пучок, що розповсюджується перпендикулярно площині періодичної структури. Ця трансформація фактично є результатом кутової фільтрації випромінювання точкового джерела.

Збільшення частоти випромінювання супроводжується звуженням хвильового пучка без зміни напрямку його розповсюдження. Крім того, відбувається також суттєва зміна просторового розподілу поля в межах фотонного кристалу. Видно, що цей розподіл відповідає розповсюдженню хвиль в діелектричній хвилеводній структурі.

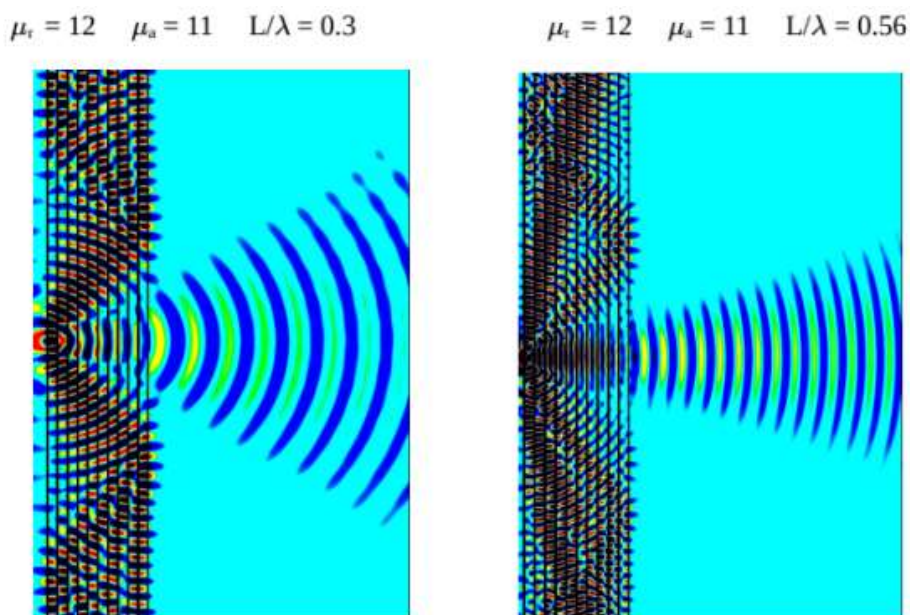


Рисунок 2.9 – Перетворення випромінювання для фіксованого значення зовнішнього магнітного поля і різних значень частоти випромінювання

Розглянемо далі вплив індукції зовнішнього магнітного поля на кутову фільтрацію випромінювання. На рис. 2.10 представлено розподіли поля для фіксованого значення частоти і різних значень індукції зовнішнього магнітного поля.

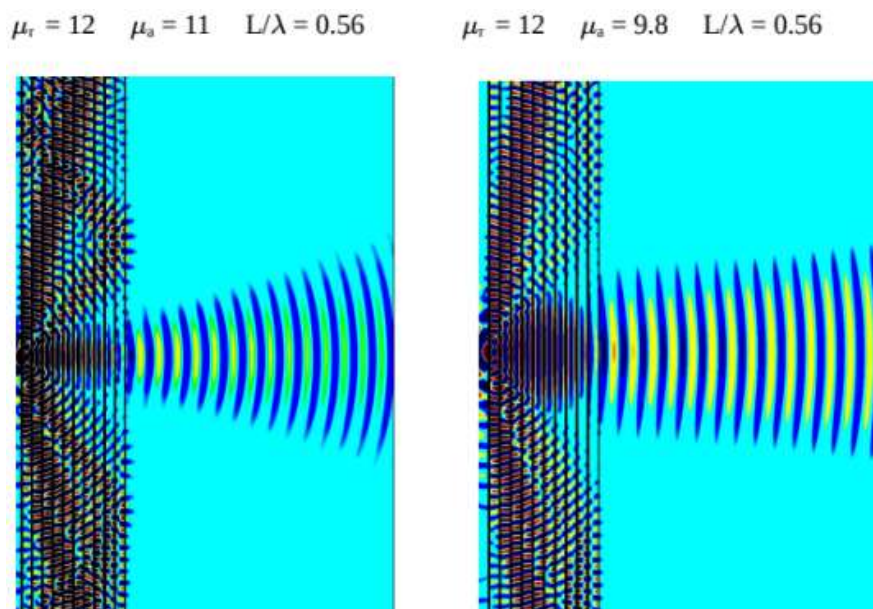


Рисунок 2.10 – Перетворення випромінювання для фіксованого значення частоти випромінювання і різних значень індукції зовнішнього магнітного поля

З рисунку 2.10 видно, що за допомогою цього поля можна керувати закономірностями кутової фільтрації випромінювання в фотонному кристалі та відповідно просторовим розподілом поля точкового джерела випромінювання. Зокрема, можна відмітити, що зміна недіагональних компонентів тензора магнітної проникності гіротропних шарів призводить до зміни просторового розходження хвильового пучка на виході зі структури. Крім того, як і в попередньому випадку, відбувається також суттєва зміна просторового розподілу поля в фотонному кристалі.

Отже, застосування діелектричних фотонних кристалів та фотонних кристалів, що містять гіротропні шари, дозволяє здійснювати просторову (кутову) фільтрацію електромагнітного випромінювання. Цей процес розглянуто для випадку точкового джерела випромінювання, яке у двовимірному випадку формує циліндричну хвилю. За допомогою фотонного кристалу ця хвиля трансформується у хвильовий пучок, параметри якого можуть бути змінені зовнішнім магнітним полем.

## ВИСНОВКИ

Виконано аналіз літератури, що стосується електродинамічних характеристик різноманітних фотонних кристалів різної розмірності. Основна увага приділена одновимірним структурам через їх відносну технологічну простоту та розвинуті методи теоретичного та експериментального дослідження.

Побудована модель, яка дозволяє досліджувати взаємодію поля довільного джерела випромінювання з одновимірними фотонними кристалами, що мають обмежену кількість шарів. Параметри моделі обиралися на основі дисперсійних характеристик фотонного кристалу. Використаний в роботі двовимірний варіант розрахункової моделі дозволяє скоротити необхідний обсяг обчислювальних ресурсів без суттєвого зниження вірогідності результатів розрахунків.

Отримані результати вказують на ефективність використання двовимірної комп'ютерної моделі, створеної в пакеті COMSOL Multiphysics, для дослідження перетворення хвилі випромінювання керованим фотонним кристалом, що містить в своєму складі гіротропні елементи. Результати чисельних розрахунків демонструють можливість успішного керованого перетворення поля точкового джерела випромінювання в просторово-обмежені хвильові утворення або хвильові пучки.

Отримані в роботі результати відкривають перспективи для подальших досліджень та використання гіротропних матеріалів у керованих оптичних системах.

## ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Upping J., Miclea P., Wehrspohn R., Baumgarten T. Photon. Nanostruct.: Fundam: special issue PECS 8 // Appl. 2010. Vol. 8. P. 102.
2. Shen Y., Ye D., Celanovic I., Johnson S.G., et.al. Optical broadband angular selectivity // Science. 2014. No 343 P. 1499–1501.
3. Weber M.F., Stover C.A., Gilbert L.R., Nevitt T. J. Giant birefringent optics in multilayer polymer mirrors // Science. 2000. 287(5462). P. 2451–2456.
4. Boyd R. Nonlinear Optics. New York: Academic Press, 2003. 578 p.
5. Bergman D. J. The dielectric constant of a composite material—A problem in classical physics // Phys. Rep. 1978. Vol. 43. Issue 9. P. 377–407.
6. Xu J. Broadband angular selectivity of the metamaterial // Lightwave Technol 28 // Index Journal of Lightwave Technology. 2010. Vol. 28, No. 24. P. 1114.
7. Joannopoulos J., Johnson S., Winn J., Meade R. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. 2nd ed. Princeton University Press, Princeton, 2011. 314 p.
8. Omar A.A., Shen Z. Thin 3-D bandpass frequency-selective structure based on folded substrate for conforma radome applications // IEEE Trans. Antennas Propag. 2019. Vol. 67. P. 282–290.
9. Qinyu Q., Xu C., Wang C. All-dielectric polarization-indepen. 2017. filter. *Scientific Reports*. Vol.7. Article number: 16574.
10. Guo J., Chen S., Jiang S. *Realization of optical broadband angular selectivity by the disordered structure*: Asia Communications and Photonics Conference. (Guangzhou, Guangdong China, 10–13 November 2017). Optica Publishing Group. P. 137.
11. Ding L., Qiu T., Zhang J., Wen X. Optical conductivity of an e by a pulsed terahertz radiat // The European Physical Journal B. 2022. Vol. 95 art. No 111.
12. Shu W., Ren Z., Luo H., Li F. Brewster angle for anisotropic materials from the extinction theorem // Appl. Phys. 2007. Vol. 87, Issue 2. P. 297–303.
13. H. Chen, L. Huang, X. Cheng, H. Magnetic properties of metamaterial composed of closed rings // Prog. Electromagn. Res. 2011. 115. P. 317–326.

14. Lv T., Li Y., Ma H.F., Zhu Z. et.al. Hybrid metamaterial switching for manipulating chirality based on VO<sub>2</sub> phase transition: Scientific Reports.6. 2016. Art. No 23186.

15. Chang T., Zhang X., Zhang X., Cui H.-L. Accurate determination of dielectric permittivity of polymers from 75 GHz to 1.6 THz using both S-parameters and transmission spectroscopy // Appl. Optic. 2017. Vol. 56. P. 3287– 3292.

16. Servoin J., Luspain Y. Infrared dispersion in SrTiO<sub>3</sub> at high temperature // Phys. Rev. 1980. B 22. P. 5501–5506.

17. Zhao Y., Li B., Lan C. et al. Tunable silicon-based all-dielectric metamaterials with strontium titanate thin film in terahertz range // **Optics Express**. 2017. Vol. 25. Issue 18. P. 22158–22163.

18. Shmat'ko A.A., Mizernik V.N., Odarenko E.N. Ferrite Magnetophotonic Crystal for Terahertz Tunable Filter // Proc. of UkrMiCo'2019. Odessa, Ukraine, Sept 9–13, 2019.

19. A. A. Shmat'ko, E. N. Odarenko, V. N. Mizernik and N. G. Shevchenko. Tunable Angular Spatial Filter Based on 1D Magnetophotonic Crystal: 2020 IEEE 15th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET), Lviv-Slavske, Ukraine, 2020. P. 207–212.

20. Методичні рекомендації та вимоги щодо оформлення пояснювальної записки атестаційної роботи магістрантів денної форми навчання спеціальності 152 «Метрологія та інформаційно-вимірвальна техніка» спеціалізацій «Лазерна і оптоелектронна техніка» та «Фотоніка та оптоінформатика» / Упоряд.: Гнатенко О.С, Крючков А.І., Чернишова Н.М. Харків: ХНУРЕ, 2017. 48 с.