

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)

НЕВЗАСМНИЙ ФОТОННО-КРИСТАЛІЧНИЙ ХВИЛЕВІД
З ГІРОТРОПНИМИ ЕЛЕМЕНТАМИ
(тема)

Виконав:
студент 2 курсу, групи ФТОІм-21-1
Невров В.Ю.
(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)

2022 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 Нєврову Владиславу Юрійовичу
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи Невзаємний фотонно-кристалічний хвилевід з гіротропними елементами

затверджена наказом університету від « 04 » листопада 2022 р. № 1444 Ст

2. Термін подання студентом роботи до екзаменаційної комісії 19 грудня 2022 р.

3. Вихідні дані до роботи структура та електродинамічні властивості фотонних кристалів; різновиди симетрії фотонних кристалів; конфігурації оптичних ізоляторів; фізичні властивості гіротропних середовищ; спеціалізований пакет комп'ютерного моделювання МЕЕР

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі 1 Невзаємні пристрої на основі гіромагнітних матеріалів. 2 Односпрямований хвилевід, утворений на межі розділу між плазмонним металом та фотонним кристалом. 3 Основні параметри і класи феритових матеріалів. 4 Забезпечення односпрямованого руху хвиль в фотонно-кристалічному хвилеводі.

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

Схема оптична структурна (Л1). Установка експериментальна. – А4 – 1 шт.

Демонстраційний матеріал – 18 шт.

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Примітка
1	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел про невзаємні пристрої на основі гіромагнітних матеріалів	01.09.22–29.09.22	Виконано
2	Дослідження принципу дії односпрямованого діелектричного хвилеводу	30.09.22–10.10.22	Виконано
3	Виконання чисельних розрахунків характеристик фотонно-кристалічних структур	11.10.22–25.10.22	Виконано
4	Аналіз розрахунків та параметрів фотонних кристалів в магнітному полі	26.10.22–07.11.22	Виконано
5	Оформлення пояснювальної записки	08.11.22–30.11.22	Виконано
6	Оформлення графічних та демонстраційних матеріалів	01.12.22–05.12.22	Виконано
7	Проходження нормоконтролю і отримання рецензії	06.12.22–15.12.22	Виконано
8	Проходження перевірки на плагіат	16.12.22–17.12.22	Виконано
9	Підготовка та захист кваліфікаційної роботи	18.12.22–20.12.22	

Дата видачі завдання 01 вересня 2022 р.

Студент _____
(підпис)

Керівник роботи _____ проф. каф. ФОЕТ Одаренко Є.М.
(підпис) (посада, прізвище, ініціали)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка кваліфікаційної роботи: 53 с., 16 рис., 1 таблиця, 2 додатки, 25 джерел.

ГІРОТРОПНА СТРУКТУРА, ОДНОСПРЯМОВАНИЙ ХВИЛЕВІД, ПОЛЯРИЗАЦІЯ, ТЕНЗОР МАГНІТНОЇ ПРОНИКНОСТІ, ФОТОННИЙ КРИСТАЛ, ФОТОННО-КРИСТАЛІЧНИЙ ХВИЛЕВІД.

Об'єкт дослідження – односпрямований фотонно-кристалічний хвилевід на основі феритових елементів.

Мета роботи – дослідження властивостей односпрямованого хвилеводу на основі фотонних кристалів з гіротропною структурою та фізичних принципів функціонування оптичних ізоляторів; розрахунок характеристик системи для отримання дисперсійних характеристик структури та визначення впливу зовнішнього магнітостатичного поля на систему.

Метод дослідження – аналітичний та чисельний за допомогою пакету МЕЕР (MIT Electromagnetic Equation Propagation).

У роботі були розглянуті та проаналізовані варіанти конфігурацій оптичних та квазіоптичних систем, що містять хвилеводи з гіротропними елементами. Показано, що фотонно-кристалічний хвилевід з гіротропними елементами має властивості невзаємної структури та забезпечує односпрямоване розповсюдження електромагнітних хвиль.

Розраховано та порівняно декілька моделей зі зміною параметрів елементів та величини зовнішнього магнітостатичного поля.

ABSTRACT

Explanatory note of qualification work: 53 pages, 16 drawings, 1 table, 2 additions, 25 sources.

GYROTROPIC STRUCTURE, MAGNETIC PERMEABILITY TENSOR, PHOTONIC CRYSTAL, PHOTONIC-CRYSTAL WAVEGUIDE, POLARIZATION, UNIDIRECTIONAL WAVEGUIDE.

The object of research is a unidirectional photonic crystal waveguide based on ferrite elements.

The purpose of the work is to study the properties of a unidirectional waveguide based on photonic crystals with a gyrotropic structure and the physical principles of operation of optical isolators; calculation of system characteristics to obtain dispersion characteristics of the structure and determine the effect of the external magnetostatic field on the system.

The research method is analytical and numerical using the MEEP (MIT Electromagnetic Equation Propagation) package.

The work considered and analyzed options for configurations of optical and quasi-optical systems containing waveguides with gyrotropic elements. It is shown that the photonic crystal waveguide with gyrotropic elements has the properties of a non-reciprocal structure and ensures unidirectional propagation of electromagnetic waves.

Several models with changes in the parameters of the elements and the magnitude of the external magnetostatic field were calculated and compared.

ЗМІСТ

Скорочення та умовні позначки	7
Вступ.....	8
1 Невзаємні пристрої на основі гіромагнітних матеріалів.....	9
1.1 Невзаємні електромагнітні пристрої в гіромагнітних фотонних кристалах.....	9
1.2 Експериментальні дослідження невіддільних пристроїв.....	14
1.3 Односпрямований хвилевід, утворений на межі розділу між плазмонним металом та фотонним кристалом.....	17
1.4 Ферити.....	26
1.4.1 Основні параметри феритових матеріалів.....	28
1.4.2 Класи феритових матеріалів.....	30
2 Невзаємний фотонно-кристалічний хвилевід.....	34
2.1 Забезпечення односпрямованого руху хвиль в фотонно-кристалічному хвилеводі.....	34
2.2 Аналіз результатів чисельних розрахунків.....	39
Висновки.....	51
Перелік джерел посилання.....	52
Додаток А Графічний матеріал.....	54
Додаток Б Демонстраційний матеріал.....	57

СКОРОЧЕННЯ ТА УМОВНІ ПОЗНАКИ

ГГГ – галій-гадолінієвий гранат;

ГФК – гіромагнітний фотонний кристал;

ІЕП – ідеальний електричний провідник;

МО – магнітно-оптичний;

МСХ – магнітостатична хвиля;

МФК – магнітооптичний фотонний кристал;

ППР – поверхневий плазмонний резонанс;

ФМР – феромагнітний резонанс;

ХКС – хіральні крайові стани.

FDTD – finite-difference time-domain – метод кінцевих різниць в часовій області;

MEEP – MIT Electromagnetic Equation Propagation;

MIT – Massachusetts Institute of Technology;

MPB – MIT Photonic Bands;

YIG – алюмо-ітрієвий гранат;

ВСТУП

Магнітооптичні матеріали представляють анізотропію в електричній або магнітній проникностях, контрольованій магнітним полем, що впливає на характеристики поширення світла та застосовуються в конструкціях не взаємних пристроїв, таких як оптичні ізолятори, циркулятори, хвилеводи з перетворенням мод і оптичні накопичувачі даних.

Взаємодія між електромагнітним випромінюванням і магнітооптичними матеріалами призводить до «магнітооптичних» ефектів. Ці ефекти відіграли важливу роль у ранній історії електромагнетизму, забезпечуючи експериментальну підтримку електромагнітної теорії світла, а також як класичної, так і квантової теорії матерії, включно зі спіном електронів і спин-орбітальним зв'язком.

За останні кілька десятиліть було запропоновано багато нових матеріалів і конфігурацій не взаємних пристроїв, які фактично є фотонними аналогами електричних діодів. Метою побудови інтегрованих магнітооптичних ізоляторів є включення не взаємних пристроїв у фотонні платформи для досягнення властивостей, аналогічних інтегрованим електричним діодам. Такі пристрої призначені для захисту лазерних джерел від світла, яке відбивається від будь-якого з оптичних інтерфейсів фотонної інтегральної схеми. Крім того, не взаємні пристрої застосовуються при розробленні хвилеводів та резонаторів, що є нечутливими до наявності різноманітних неоднорідностей та дефектів виготовлення.

В даній роботі проведено дослідження властивостей односпрямованого фотонно-кристалічного хвилеводу на основі феритових елементів. Визначено основні електродинамічні характеристики такого хвилеводу та закономірності їх зміни при наявності зовнішнього магнітостатичного поля.

1 НЕВЗАЄМНІ ПРИСТРОЇ НА ОСНОВІ ГІРОМАГНІТНИХ МАТЕРІАЛІВ

1.1 Невзаємні електромагнітні пристрої в гіромагнітних фотонних кристалах

Гіромагнітний фотонний кристал (ГФК) є багатообіцяючим способом реалізації надійної передачі електромагнітних хвиль без зворотного розсіювання від різних неоднорідностей і перешкод через існування унікальних топологічних електромагнітних станів.

Магнітне поле, що діє на ГФК, призводить до порушення симетрії інверсії часу, розщеплює вироджені зони та відкриває заборонені зони, де виникають топологічні хіральні крайові стани (ХКС). Заборонена зона може з'являтися або через ефект Бреґґівського розсіювання на великій відстані, або через локалізований магнітний поверхневий плазмонний резонанс (ППР) короткої дії. Ці топологічні крайові стани можна досліджувати для створення стійких до зворотного розсіювання односпрямованих хвилеводів та інших невзаємних електромагнітних пристроїв [1].

Фотонні кристали – це клас неоднорідних електромагнітних структур з періодичною модуляцією показника заломлення або діелектричної проникності, що мають широкий спектр унікальних фізичних властивостей. Бреґґівське розсіювання світла періодичним масивом елементарних комірок призводить до утворення фотонної смуги та фотонних заборонених зон майже так само, як це роблять електрони в напівпровідникових матеріалах. Дефектні стани можуть бути створені в межах забороненої зони, що слугує потужним засобом для локалізації світла у будь-якій субхвильовій області і створення надмалих оптичних пристроїв, таких як хвилеводи, резонатори, фільтри, для досягнення фундаментальної мети побудови великомасштабних інтегрованих оптичних чіпів. Здатність маніпулювати фотонними смугами також дозволяє створювати потужні засоби для реалізації широкого спектру керування світлом, наприклад негативного заломлення, суперпризми, самоколімації тощо.

Формування фотонних смуг і заборонених зон також означає, що щільність фотонних станів і локальна щільність станів дуже сильно відрізняються від щільності станів у вакуумі чи інших однорідних середовищах. Унікальні властивості фотонних кристалів зумовлені двома факторами. Одним фактором є Бреггівське розсіювання періодичної решітки, а іншим фактором є властивість локального оптичного відгуку кожної елементарної комірки [2]. Для звичайного фотонного кристала, виготовленого з чистих діелектричних матеріалів, наприклад з кремнію, домінує ефект Бреггівського розсіювання, а характер локального відгуку елементарної комірки є більш-менш тривіальним.

Проте, коли композит елементарної комірки включає деякі спеціальні оптично активні електромагнітні середовища, які називаються гіромагнітними матеріалами, локальна відповідь елементарної комірки на електромагнітну хвилю також може відігравати ключову роль у формуванні загальних властивостей фотонного кристала, який називається гіромагнітним фотонним кристалом (ГФК, що працюють переважно в мікрохвильовому діапазоні) або магнітооптичних фотонних кристалів (МФК, які працюють переважно в оптичному та інфрачервоному діапазонах).

Ці гіромагнітні матеріали мають як діагональні, так і недіагональні елементи в тензорі проникності, а недіагональні елементи можуть призводити до обертання поляризації світла. Оптичне обертання є важливим ефектом для цих матеріалів, серед яких яскравим прикладом є ефект Фарадея. Коли ці гіромагнітні матеріали піддаються різним ефектам, притаманним фотонній забороненій зоні, таким як повільне світло на краю смуги та резонансна взаємодія світла-матерії в порожнинах, ефекти оптичного обертання можуть бути значно посилені.

З іншого боку, ці оптично активні матеріали також можуть значно змінювати ефект забороненої зони фотонного кристала, наприклад, змінювати зонні діаграми, знімати виродження зони та відкривати нові заборонені зони. У аспекті фундаментальної фізики нещодавні дослідження показали, що фотонна заборонена зона може стати дуже правдоподібною модельною системою для

глибокого дослідження фізики порушення симетрії зворотного часу, яка є спільною як для оптичних систем, так і для електронних систем конденсованого середовища [3]. Одним з яскравих прикладів є квантовий ефект Холла, захоплююче явище у фізиці конденсованого середовища, яке приваблює багаторічні дослідження.

Це явище виникає в двовимірній (2D) електронній системі, що піддається впливу великого магнітного поля, прикладеного перпендикулярно до площини, в якому знаходяться електрони, і це можна добре пояснити так званими хіральною крайовими станами електронів, які походять від нетривіальних топологічних властивостей об'ємної електронної зонної структури. Ці стани мають унікальну спрямованість і стійкі до розсіювання на перешкодах.

Рагу та Холдейн вперше теоретично передбачили, що електромагнітні аналоги таких електронних крайових станів можна спостерігати в гіромагнітному фотонному кристалі, який має TE-поляризовану точку Дірака фотонних станів на зонній діаграмі [4]. У двовимірній ГФК-структурі з гексагональною решіткою електромагнітні поля відіграють роль електронного струму в системі квантового ефекту Холла, варіації діелектричної та магнітної проникностей в фотонному кристалі відіграють роль періодичного потенціалу, а градієнти гіротропних компонентів тензора проникності відіграють роль зовнішнього постійного магнітного поля, яке порушує симетрію обернення часу.

ГФК може мати смуги з нетривіальними топологічними властивостями, що включають ненульові інваріанти Черна, які, у свою чергу, можуть змінюватися контрольованим чином, щоб отримати односпрямовані моди хіральних крайових станів. Ці крайові режими стійкі до зворотного розсіювання, оскільки вони є станами, захищеними базовою унікальною топологією двовимірної смугової структури.

Ван і його колеги взяли іншу схему і виявили, що електромагнітні односторонні крайові моди, аналогічні квантовим крайовим станам Холла, можуть з'являтися в більш загальних налаштуваннях. ТМ-режими в ГФК можна формально відобразити на електронні хвильові функції в періодичному

електромагнітному полі, так що єдина вимога до існування односторонніх крайових мод полягає в тому, що число Черна для всіх смуг нижче розриву відмінне від нуля. Грунтуючись на цій теорії, вони розробили структуру ГФК, що складається з масиву квадратної решітки мікрохвильових феритів, які називаються стрижнями алюмо-ітрієвого гранату (YIG), вмонтованими в фонове середовище. Взаємодія між гіромагнітними матеріалами (YIG) і достатньо сильним магнітним полем постійного струму порушує симетрію зворотного часу 2D ГФК для ТМ-поляризованих електромагнітних хвиль, усуває виродження зони, відкриває широку заборонену зону та створює обмежені хіральні крайові стани на краю 2D ГФК. Незабаром, пізніше вони повідомили про першу експериментальну реалізацію та спостереження таких електромагнітних ХКС у мікрохвильовому режимі. Експериментальні результати показали, що електромагнітні ХКС можуть рухатися лише в одному напрямку та дуже стійкі до розсіювання від перешкод і дефектів [5]. Навіть великі металеві розсіювачі, розміщені на шляху розповсюдження крайових мод, не викликають відбиття. Ці новаторські роботи виявили кілька дуже вражаючих унікальних характеристик цих топологічних мод ХКС, створених у ГФК під дією постійного магнітного поля та, як наслідок, порушення симетрії інверсії часу, причому найвидатнішою з них є одностороннє невзаємне розповсюдження електромагнітної хвилі. Пізніше подальші теоретичні та експериментальні дослідження, проведені іншими дослідницькими групами, виявили ще багато цікавих та унікальних фізичних властивостей цих односпрямованих мод. Ці дослідження припускають, що реалізація цих електромагнітних режимів може уможливити виробництво нових класів електромагнітних пристроїв, які були б неможливі за допомогою лише звичайних взаємних фотонних станів. Ці дослідження також показують, що нові концепції, нові механізми та нові підходи до керування електромагнітними хвилями у фотонних кристалах можна глибше дослідити шляхом глибокого вивчення внутрішнього зв'язку та аналогії між рівняннями Максвелла в періодичному середовищі та квантовою механікою з періодичним

гамільтоніаном, а також між оптичною фізикою для фотонних кристалів і фізикою конденсованого середовища для твердих тіл.

У цій картині аналогії було багато концепцій за останні 25 років, включаючи зонну структуру, заборонену зону, дефектні стани, локалізацію фотонів і електронів, які зараз добре відомі. Тепер з'являється ще один новий, топологічний стан, який привернув велику увагу в науковій спільноті. З точки зору практичного застосування, існує великий інтерес до використання гіромагнітних електромагнітних структур для побудови невзаємних інтегрованих оптичних пристроїв. Було розглянуто кілька пристроїв, включаючи односпрямовані хвилеводи, ізолятори та циркулятори. Це оптичні компоненти, які забезпечують передачу хвилі в одному напрямку, тому це невзаємний процес. В принципі, ці функціональні можливості спираються на механізм порушення симетрії зворотного часу. І добре відомо, що розміщення гіромагнітних матеріалів в магнітному полі постійного струму – це, ймовірно, найпростіший і в той же час найнадійніший спосіб встановити такий механізм, коли ефект Фарадея від гіромагнітних матеріалів викликає невзаємне обертання в поляризації світла під зовнішнім статичним магнітним полем. Однак існує також низка обмежень для впровадження успішних невзаємних пристроїв шляхом простого застосування спеціальних матеріалів у інтегрованих оптичних пристроях, що працюють в оптичному та інфрачервоному діапазонах.

Було чітко встановлено два найсуворіші обмеження: одне – це відсутність магнітно-оптичних матеріалів з низькими втратами з великою проникністю, а інше – необхідність постійного магнітного поля, прикладеного до структури. Щоб усунути ці труднощі, були досліджені інші альтернативні концепції, механізми та підходи. Дотримуючись методології порушення симетрії інверсії часу, було реалізовано кілька схем для порушення взаємності за допомогою немагнітних матеріалів і структур. До них належать нелінійні оптичні структури та діелектричні структури із залежною від часу оптичною модуляцією [6]. Нещодавно методологія без порушення симетрії реверсування часу викликала великий інтерес, і було запропоновано кілька схем для побудови лінійних і

пасивних оптичних діодів та ізоляторів на суто діелектричних (кремнієвих) матеріалах і структурах. Проте, зусилля зі створення можливих невзаємних пристроїв, сумісних із великомасштабною кремнієвою інтегрованою нанофотонікою на кристалі та найсучаснішою технологією обробки, які використовуються в сучасній мікроелектронній промисловості, все ще тривають.

1.2 Експериментальні дослідження невзаємних пристроїв

Теоретичні та експериментальні дослідження зосереджені на невзаємних властивостях розповсюдження електромагнітних хвиль у мікрохвильових структурах і пристроях ГФК. Схема експериментальної установки проілюстрована на рис. 1.1. Вона складається з трьох основних частин: камери для зразків, що містить структури та пристрої ГФК, магніту, що генерує постійне магнітне поле, і мікрохвильових вимірювальних приладів.

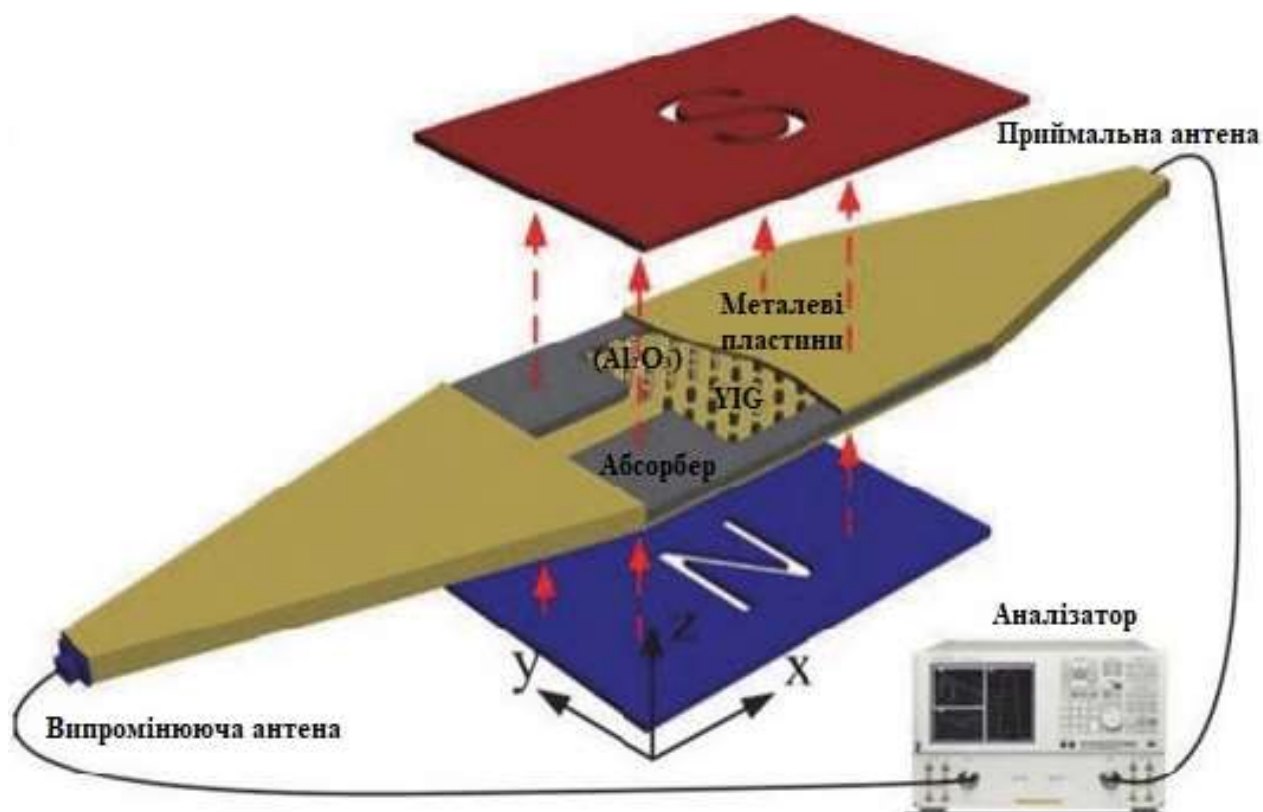


Рисунок 1.1 – Схема установки для експериментального дослідження невзаємного пристрою [1]

Мікрохвильові ГФК структури (з робочою частотою від кількох гігагерц до 18 ГГц) виготовлені з масиву квадратної ґратки (з постійною решітки a , у площині xy) стрижнів YIG (з радіусом r і кінцевою довжиною h у напрямку осі z), вбудованих у піну з показником заломлення, близьким до одиниці.

Така схема може точно моделювати фізику нескінченних 2D фотонних кристалічних структур для ТМ-поляризованої електромагнітної хвилі, де електричне поле паралельне осі стрижнів YIG.

Для легкого та зручного вимірювання в магнітному полі застосовують пристрій з використанням постійних магнітів NdFeB, які мають як високу коерцитивну силу, так і намагніченість насичення. Два масиви смужкових магнітів, з'єднаних один з одним за допомогою епоксидної смоли, були структуровані як N-полюс і S-полюс відповідно. Потім камера розсіювання поміщається в однорідне магнітне поле постійного струму, яке створюється постійними магнітами NdFeB і паралельно осі стрижнів YIG. Спеціально розроблені магніти можуть генерувати однорідне регульоване магнітне поле постійного струму на великій площі (більше $30 \text{ см}^2 \times 20 \text{ см}^2$), якої достатньо для покриття всіх структур ГФК, які мають типовий розмір $20a \times 15a$, а розмір решітки a становить зазвичай величину порядку одного сантиметра. Механічно регулюючи відстань між двома магнітами, величину магнітного поля можна регулювати від 1400 Гс до 3300 Гс. Щоб досягти такої великої площі однорідного магнітного поля постійного струму, постійні магніти NdFeB мали б набагато більший об'єм, ніж звичайні електромагніти Гельмгольца, які були прийняті в інших дослідженнях. Вимірювання властивостей розповсюдження електромагнітних хвиль, зокрема, спектри пропускання структур і пристроїв виконуються зазвичай мікрохвильовими векторними мережевими аналізаторами [2]. Вхідний і вихідний кабелі з'єднані з камерою розсіювання через дві конічні рупорні камери, що може забезпечити перенесення плоскої хвилі через зразок ГФК. Інші типи електромагнітного збудження можуть бути реалізовані шляхом зміни конфігурації вхідних і вихідних портів. Наприклад, для моделювання збудження точкового джерела можна застосувати монопольну антену.

Оскільки структури та пристрої YIG ГФК знаходяться в центрі дослідження в цій роботі, ми повинні спочатку мати чіткі знання про фізичні властивості гіромагнітних матеріалів YIG, що входять до складу ГФК. Під прикладеним постійним полем H_0 відносна проникність YIG є тензором другого рангу:

$$\mu = \begin{pmatrix} \mu_r & -i\mu_i & 0 \\ i\mu_i & \mu_r & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.1)$$

Зазвичай втрати на розсіювання гіромагнітних матеріалів для мікрохвильового діапазону невеликі, і ними можна знехтувати. У цій ситуації μ_r та μ_i є дійсними числами, які задані таким чином:

$$\mu_r = 1 + \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad \mu_i = -\frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (1.2)$$

Параметри: $\omega_0 = 2\pi\gamma H_0$, $\omega_m = 2\pi\gamma(4\pi m_s)$, $\gamma = 2,8 \times 10^6$ (рад $\text{с}^{-1} \text{Г}^{-1}$), $4\pi m_s = 1780$ Гс. Під нульовим постійним магнітним полем проникність є просто скаляр, $\mu = \mu_0$, а μ_0 – це відома магнітна стала. На діелектричну проникність YIG не впливає постійне магнітне поле, $\varepsilon = 15\varepsilon_0$, а ε_0 – це діелектрична стала [5]. У деяких ситуаціях необхідно враховувати розсіювання гіромагнітних матеріалів, і воно тісно пов'язане з шириною лінії магнітного резонансу. Коефіцієнт демпфування YIG визначається як $\Delta H = 2\alpha\omega/\mu_0\gamma$. У цій ситуації проникність μ_r і μ_i є комплексними числами, заданими наступними формулами:

$$\begin{aligned} \mu_r &= \mu'_r + i\mu''_r, & \mu_i &= \mu'_i + i\mu''_i, \\ \mu'_r &= 1 + x'_{xx}, & \mu''_r &= 1 + x''_{xx}, \\ \mu'_i &= x'_{xy}, & \mu''_i &= x''_{xy}, \end{aligned} \quad (1.3)$$

$$x'_{xx} = \frac{\omega_0 \omega_m (\omega_0^2 - \omega^2) + \omega_0 \omega_m \omega^2 \omega^2}{[\omega_0^2 - \omega^2(1 + \alpha^2)]^2 + 4\omega_0 \omega^2 \alpha^2},$$

$$x''_{xx} = \frac{\alpha\omega\omega_m[\omega_0^2 - \omega^2(1 + \alpha^2)]}{[\omega_0^2 - \omega^2(1 + \alpha^2)]^2 + 4\omega_0\omega^2\alpha^2},$$

$$x'_{xy} = \frac{\omega\omega_m[\omega_0^2 - \omega^2(1 + \alpha^2)]}{[\omega_0^2 - \omega^2(1 + \alpha^2)]^2 + 4\omega_0\omega^2\alpha^2},$$

$$x''_{xy} = \frac{2\alpha\omega_0\omega_m\omega^2}{[\omega_0^2 - \omega^2(1 + \alpha^2)]^2 + 4\omega_0\omega^2\alpha^2}.$$

1.3 Односпрямований хвилевід, утворений на межі розділу між плазмонним металом та фотонним кристалом

Розуміння та контроль впливу неоднорідностей на поширення хвиль стає все більш важливим для нанопристроїв. Загалом на ці ефекти різко впливають властивості симетрії зворотного часу. У взаємних нанофотонних системах, які включають більшість фотонних кристалів і плазмонних хвилеводів, на будь-якій заданій частоті для кожної моди, що поширюється вперед, існує відповідна зворотна мода з ідентичними формами моди. При наявності неоднорідностей ці дві моди, маючи максимальне модальне перекриття, завжди розсіюються одна в одну, що призводить до зворотного відбиття. Таке зворотне відбиття може бути особливо небажаним для систем повільного світла, які зараз представляють інтерес для пристроїв обробки оптичних сигналів. Коли групова швидкість v_g зменшується, зворотне відбиття зростає як $1/v_g^2$, і в межах $v_g \rightarrow 0$ може домінувати над усіма іншими механізмами втрат [7].

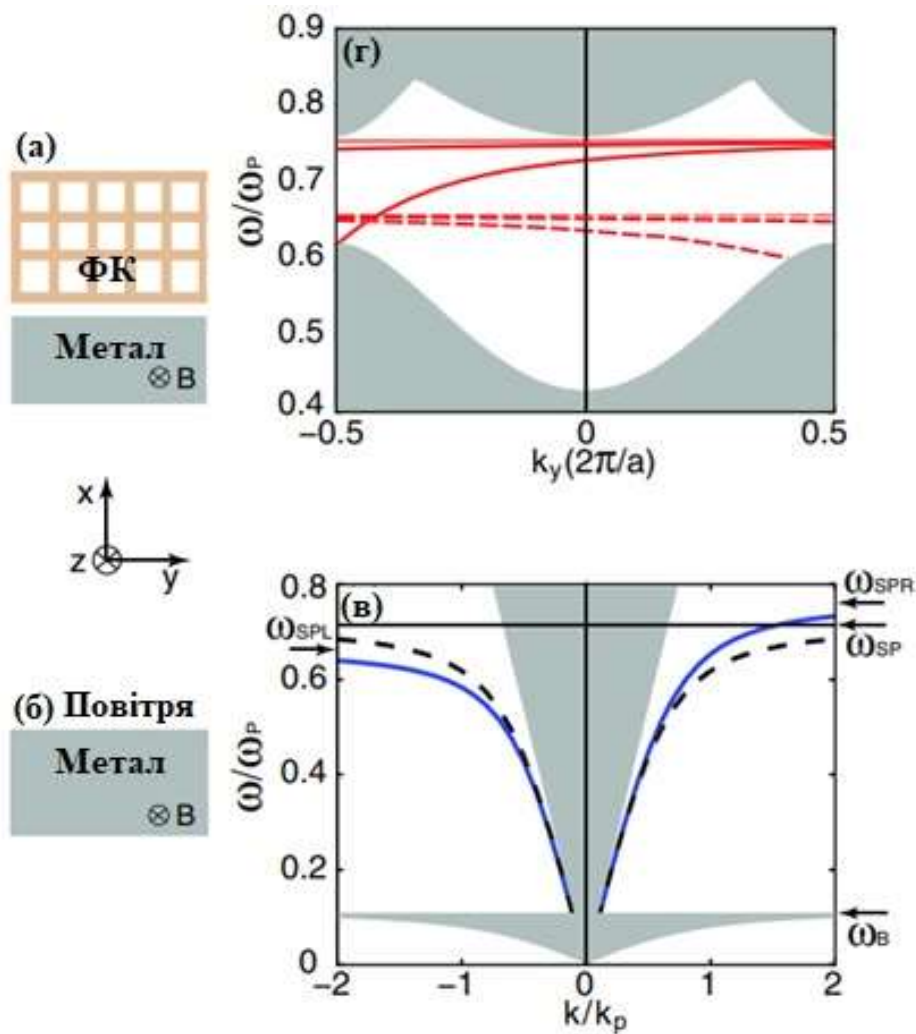
У системах з порушеною симетрією обернення часу вплив неоднорідностей можна придушити за допомогою односпрямованого хвилеводу. Такий хвилевід має певний частотний діапазон, де хвиля поширюється тільки вперед, без режимів випромінювання та зворотного режиму. Для електронів прикладом односпрямованого хвилеводу є крайові стани в квантовій системі Холла. Для фотонів було запропоновано схему, яка базується на наявності виродженої точки Дірака у зворотному фотонному кристалі. Порушення симетрії інверсії часу знімає виродження в точці Дірака та створює заборонену зону.

Крайовий стан, введений у цей проміжок, тоді поводитья як односпрямований хвилевід. Однак у практичних системах розмір цього розриву невеликий, оскільки сила порушення симетрії інверсії часу, як правило, слабка.

Існують також інші механізми створення односпрямованого хвилеводу. Хвилевід формується на межі розділу між діелектричним фотонним кристалом, який вважається взаємним, і плазмонним металом із вільними електронами під статичним магнітним полем уздовж напрямку, перпендикулярного до площини поширення (рис. 1.2, а). Такий хвилевід є односпрямованим за умови, що поверхнево-плазмонна частота металевої поверхні знаходиться в межах забороненої зони фотонного кристала [8].

У такій системі показана хвилевідна структура, утворена на межі розділу між фотонним кристалом (ФК) і металом із вільними електронами, що піддається впливу зовнішнього магнітного поля. Метал має об'ємну плазмонну довжину хвилі $\lambda_p = \frac{2\pi c}{\omega_p}$, де c – швидкість світла у вакуумі. Фотонний кристал складається з квадратної решітки діелектричних прожилок ($\varepsilon = 8,9$), з постійною решітки $a = \lambda_p/1,88$. Товщина діелектричних прожилок $0,2a$. Відстань між металом і фотонним кристалом $\lambda_p/3,57$. На рис. 1.2, б, показано схему інтерфейсу метал-повітря.

Дисперсійні співвідношення поверхневих плазмонів на межі розділу метал-повітря за наявності (суцільна синя лінія) або відсутності (пунктирна чорна лінія) прикладеного зовні статичного магнітного поля представлені на рис 1.2, в.



- а) хвилевід на межі фотонного кристалу та плазмонного металу;
 б) хвилевід на основі металу; в) дисперсійна діаграма хвилеводу на основі металу; г) дисперсійна діаграма хвилеводу на межі фотонного кристалу та плазмонного металу.

Рисунок 1.2 – Схема хвилеводної структури та дисперсійні діаграми [8]

Магнітне поле спрямоване вздовж напрямку z , $k_p = \omega_p/c$. Сірі області представляють розширені моди в повітрі та металі. Смугова структура для хвилеводу, показана на рис. 1.2, а. Суцільні та пунктирні лінії представляють моди, що поширюються вздовж позитивного або негативного напрямків осі y , відповідно (рис. 1.2, г). Сірі області представляють розширені моди всередині фотонного кристала.

У такій системі наявність забороненої зони властива фотонному кристалу та самому металу, незалежно від порушення симетрії інверсії часу. Отже, розрив можна зробити дуже великим за розміром і він може допускати значні спотворення.

Можна також показати, що природа взаємодії хвилеводу з резонатором, яка лежить в основі багатьох інтегрованих пристроїв, може бути принципово змінена. Конструкція структури на рис. 1.2, а ґрунтується на індукованій магнітним полем невзаємності поверхневих плазмонів. За наявності статичного магнітного поля B в напрямку z діелектрична проникність металу описується тензором:

$$\leftrightarrow_{\varepsilon}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\left(\omega + \frac{i}{\tau}\right)^2 - \omega_B^2} \times \begin{pmatrix} 1 + i\frac{1}{\tau\omega} & i\frac{\omega_B}{\omega} & 0 \\ -i\frac{\omega_B}{\omega} & 1 + i\frac{1}{\tau\omega} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\left(\omega + \frac{i}{\tau}\right)^2 - \omega_B^2}{\omega\left(\omega + \frac{i}{\tau}\right)} \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

де ω_p – об'ємна плазмонна частота;

$\omega_B = \frac{eB}{m}$ – циклотронна частота;

τ – час загасання, що характеризує втрату металу;

e – заряд електрона;

m – маса електрона.

Коли втрати вважаються нескінченно малими, межа розділу між таким металом і повітрям підтримує поверхневий плазмон із наступним співвідношенням дисперсії:

$$\left(\varepsilon_d^2 - \varepsilon_f^2\right) \sqrt{c^2 k_y^2 - \omega^2} + \varepsilon_d \sqrt{c^2 k_y^2 - \omega^2} \varepsilon_d \left(1 - \varepsilon_f^2 / \varepsilon_d^2\right) + \varepsilon_f c k_y = 0, \quad (1.5)$$

де $\varepsilon_d = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 - \omega_B^2)}$, $\varepsilon_f = -\frac{\omega_p^2 \omega_B}{(\omega^3 - \omega \omega_B^2)}$, а c – швидкість світла у вакуумі.

Це співвідношення дисперсії з $\omega_B = 0,1\omega_p$ зображено на рис. 1.2, в. Лінійний член k_y у рівнянні (1.5) порушує симетрію дисперсійного співвідношення. У межах $\omega_B \ll \omega_p$, частоти лівої та правої мод, що поширюються, наближаються до верхніх меж $\omega_{SPL} = \omega_{SP} - \frac{\omega_B}{2}$, і $\omega_{SPR} = \omega_{SP} + \frac{\omega_B}{2}$ при $k_y \rightarrow \mp\infty$, відповідно, де $\omega_{SP} \equiv \frac{\omega_p}{\sqrt{2}}$. У межах «односпрямованого» діапазону частот $\omega_{SPL} < \omega < \omega_{SPR}$, поверхневий плазмон може поширюватися лише в одному напрямку [9].

Структура, показана на рис. 1.2, б, не є точним односпрямованим хвилеводом, оскільки моди випромінювання завжди присутні на будь-якій частоті (рис. 1.2, в).

Щоб усунути моди випромінювання, метал треба розмістити у безпосередній близькості до фотонного кристала, що складається з квадратного масиву діелектричних жил у повітрі (рис. 1.2, а). Потрібно вибрати періодичність a кристала таку, щоб діапазон частот $\omega_{SPL} < \omega < \omega_{SPR}$ знаходився в межах фотонної забороненої зони. Крім того, кристал обрізається таким чином, щоб не створювати жодної поверхневої моди.

Така структура є точним односпрямованим хвилеводом: у діапазоні частот $[0,66\omega_p; 0,76\omega_p]$ існують моди, що поширюються вздовж напрямку $+y$, але немає інших мод (рис. 1.2, г). Цей діапазон збігається з односпрямованим діапазоном для поверхневих плазмонів. Зазначимо, що найнижча смуга пропускання для режимів з додатними значеннями хвильового числа має значну пропускну здатність.

Слід зазначити, що односпрямований хвилевід загалом не порушує теорему Блоха. Для будь-якої періодичної системи теорема Блоха доводить, що $\omega\left(\frac{\pi}{a}\right) = \omega\left(-\frac{\pi}{a}\right)$, а отже, структура зони має бути безперервною через межу зони Бріллюена [9].

Більшість невзаємних фотонних структур мають дисперсійне співвідношення, де дві моди з однаковими частотами на границях зони Бріллюена належать до однієї смуги (рис. 1.3, а). Безперервність смуг означає,

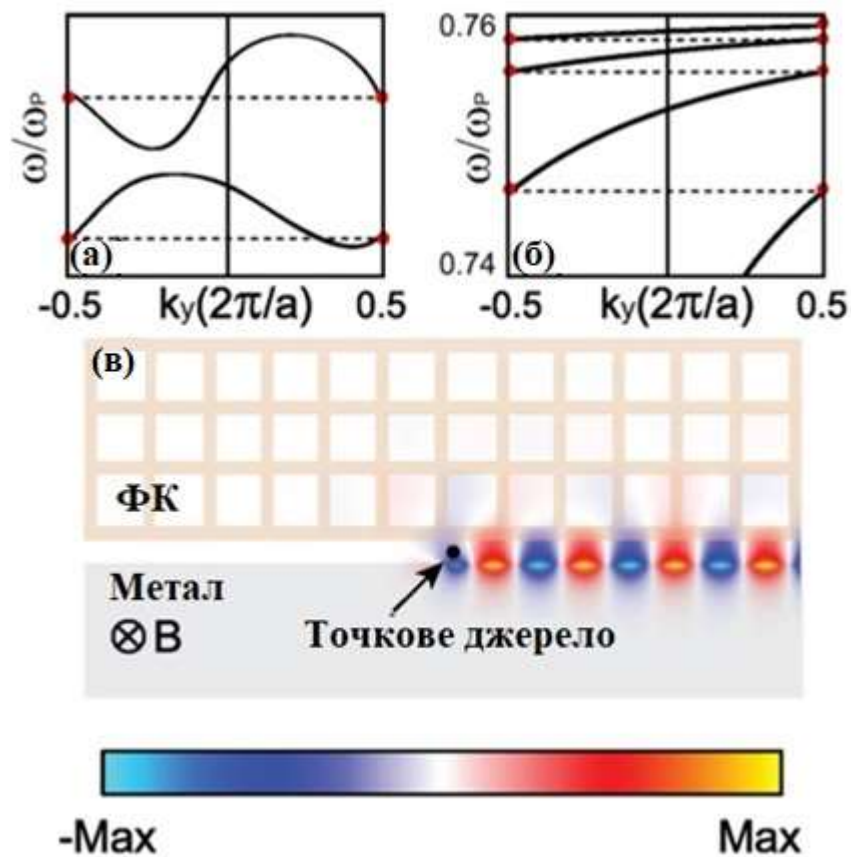
що на будь-якій частоті в смузі обов'язково існують принаймні дві моди з груповими швидкостями $\frac{d\omega}{dk}$, що мають протилежні знаки. Отже, ці структури не є односпрямованими хвилеводами.

Навпаки, дисперсійне співвідношення наведеної структури, показане на рис. 1.3, б, дуже відрізняється: воно задовольняє теоремі Блоха, оскільки дві рівночастотні моди при $k = \pm \frac{\pi}{2}$, належать до різних діапазонів. Як результат, частота смуги може змінюватися монотонно у всій зоні Бріллюена без порушення теореми Блоха.

Зазвичай властивості розповсюдження хвиль в односпрямованому хвилеводі досліджуються за допомогою методу кінцевих різниць в часовій області. Як пряму візуалізацію властивості односпрямованості, в односпрямованому діапазоні частот точкове джерело у хвилеводі випромінює лише в одному напрямку (рис. 1.3, в).

Невзаємні дисперсійні характеристики, які не мають односпрямованої властивості представлені на рис. 1.3, а. Детальний вигляд дисперсійних характеристик у частотному діапазоні $[0,74\omega_p; 0,76\omega_p]$ показаний на рис. 1.3, б. В обох випадках (а) і (б) моди на краю зони Бріллюена виділені крапками, а пунктирні лінії з'єднують моди, які мають однакову частоту [8].

Розподіл магнітного поля хвилі, що поширюється, збудженої дипольним джерелом, розміщеним у хвилеводній структурі з частотою $\omega = 0,68\omega_p$ представлений на рис. 1.3, в.

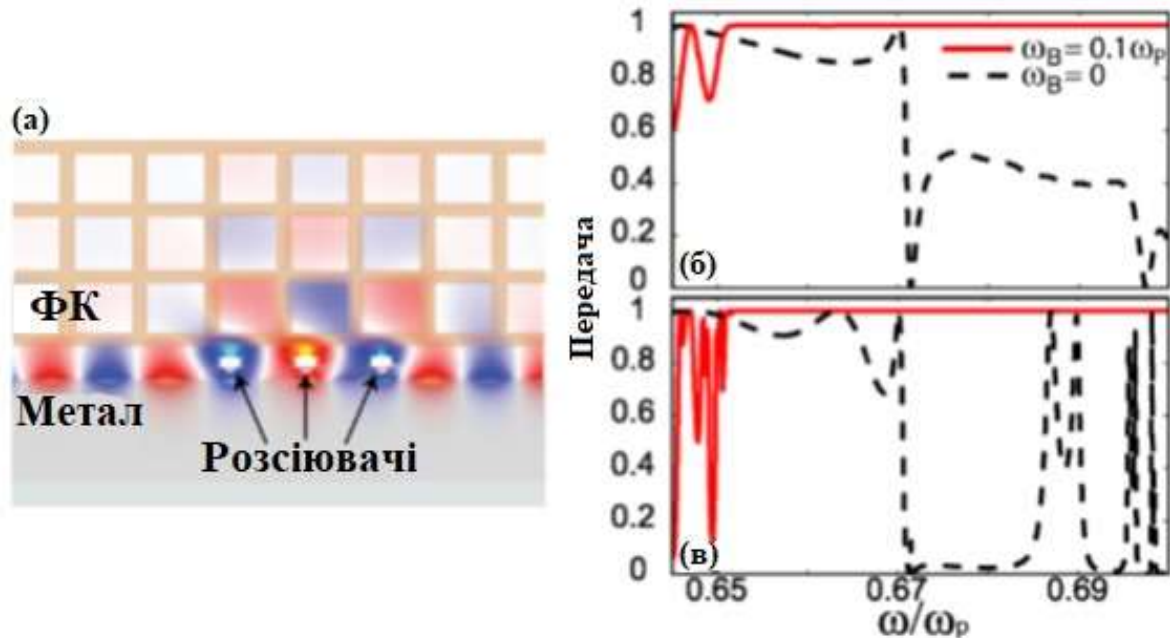


а) діаграма невзаємного хвилеводу без односпрямованості; б) діаграма односпрямованого хвилеводу; в) просторовий розподіл магнітного поля.

Рисунок 1.3 – Дисперсійні діаграми та розподіл магнітного поля в структурі [8]

Більше того, що найважливіше, такий хвилевід пригнічує зворотне розсіювання, спричинене неоднорідностями. Для моделювання ефекту неоднорідності, можна розмістити металеві частинки в середині хвилеводу (рис. 1.4, а). За відсутності зовнішнього магнітного поля ($\omega_B = 0$), хвилевід є взаємним, і ці частинки викликають значне зворотне відбиття. Крім того, в результаті багаторазових відбиттів між металевими частинками спектри пропускання чутливо залежать від чисел і детальних положень частинок (пунктирні лінії на рис. 1.4, б, і рис. 1.4, в). Навпаки, за наявності зовнішнього магнітного поля ($\omega_B = 0,1\omega_p$), вище $\omega_{SPL} = 0,66\omega_p$, зворотне відбиття не спостерігається. Відсутність зворотного відбиття не залежить від специфічних

властивостей розсіювачів. Наприклад, не видно помітних відмінностей у цьому діапазоні частот, коли змінюється кількість частинок (суцільні лінії на рис. 1.4, б та рис. 1.4, в).

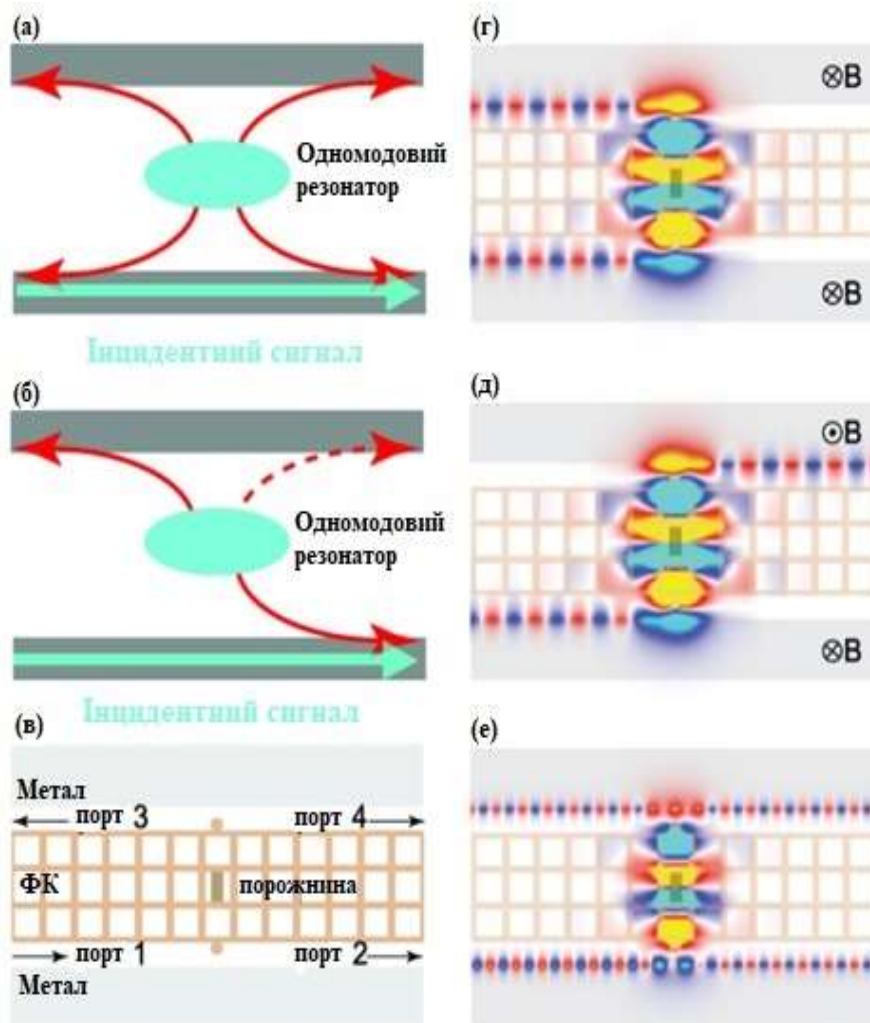


а) розподіл магнітного поля; б) частотна залежність пропускання хвилеводу з одною неоднорідністю; в) частотна залежність пропускання хвилеводу з трьома неоднорідностями [8].

Рисунок 1.4 – Просторовий розподіл поля в хвилеводі зі штучними неоднорідностями та його спектральні характеристики

Використання односпрямованого хвилеводу також принципово змінює властивості взаємодії хвилеводу з резонатором. Як приклад, можна розглянути тунелювання між двома хвилеводами через одновироджений локалізований резонанс (рис. 1.5, а, і рис. 1.5, б). Резонанс поєднується з обома хвилеводами для створення частотно-селективної передачі між хвилеводами. У випадку зворотних хвилеводів резонанс спадає як в прямому, так і в зворотному напрямках (рис. 1.5, а). Отже, при резонансі завжди є значне відбиття, і передача відбувається в обох напрямках вихідного хвилеводу. З іншого боку, з використанням односпрямованих хвилеводів резонанс загасає лише в одному напрямку в кожному хвилеводі (рис. 1.5, б). Отже,

не тільки принципово пригнічується відбиття, але також при резонансі повна передача відбувається лише в одному напрямку вихідного хвилеводу. Отже, структура дозволяє реалізувати смуговий або загороджувальний фільтр з одномодовим резонатором стоячої хвилі.



а) схема резонансного зв'язку двох взаємних хвилеводів; б) схема резонансного зв'язку двох односпрямованих хвилеводів; в) схема структури для моделювання; г) розподіл магнітного поля у випадку однаково прикладеного зовнішнього магнітного поля; д) розподіл магнітного поля у випадку протилежно прикладеного зовнішнього магнітного поля; е) розподіл магнітного поля у випадку відсутності зовнішнього магнітного поля.

Рисунок 1.5 – Схеми хвилеводних систем та розподіл поля [8]

Це контрастує з усіма раніше розглянутими системами фільтрів, у тому числі з магнітооптичними матеріалами, які використовують еквівалент обертового стану для забезпечення повної передачі сигналу [10]. Результати чисельних розрахунків, представлені на рис. 1.5, підтверджують наведені вище аргументи. У областях між металом і фотонним кристалом утворюються два хвилеводи. Область кристала підтримує одномодовий резонатор, створений розміщенням додаткового діелектричного стрижня ($\varepsilon = 12,25$).

Резонансна частота резонатора ω_c розміщена в односпрямованому діапазоні частот хвилеводів. Додаткові діелектричні розсіювачі розміщені з обох боків кристала для збільшення зв'язку хвилевід-порожнина. Загальна структура має дзеркальну симетрію як у вертикальному, так і в горизонтальному напрямках, що важливо для максимізації ефективності передачі [10]. При наявності зовнішнього магнітного поля на резонансній частоті відбувається повне перенесення між хвилеводами (рис. 1.5, г). Крім того, коли напрями магнітного поля між двома металевими областями однакові, два хвилеводи мають протилежні напрямки поширення через їхню орієнтацію.

Отже, передача відбувається тільки в зворотному напрямку вихідного хвилеводу (рис. 1.5, г). Змінюючи напрямок зовнішнього магнітного поля, прикладеного до верхньої металеві області, напрямок поширення верхнього хвилеводу змінюється на протилежний, і хвиля потім повністю переходить у протилежний напрямок (рис. 1.5, д). Таким чином, отримуємо новий плазмонний перемикач із використанням зовнішнього магнітного поля. Навпаки, за відсутності зовнішнього магнітного поля структура має значний вихід на всі чотири порти (рис. 1.5, е).

1.4 Ферити

Завдяки унікальним властивостям – великим значенням питомого опору, високої магнітної проникності та глибині проникнення магнітного НВЧ-поля ферити знайшли широке застосування не тільки в силовій електроніці як осердя

для трансформаторів різного призначення, але і при виробництві НВЧ-пристроїв діапазону від 1 ГГц до 110 ГГц: циркуляторів, вентилів, резонаторів, фільтрів, фазообертачів [11]. Вибір феритового матеріалу відіграє критично важливу роль при розробці НВЧ-пристроїв, оскільки впливає на габарити, втрати, гранично допустиму потужність та інші характеристики. Розуміння основних властивостей і особливостей різних класів феритів допомагає підібрати потрібний матеріал, який максимально відповідає вимогам, що пред'являються до пристрою.

Ферити є хімічними сполуками оксидів заліза з оксидами інших металів, які в умовах нижче температури Кюрі мають таку властивість, як спонтанна намагніченість. Феромагнітне впорядкування в таких матеріалах обумовлено обмінною взаємодією спінів електронів. На відміну від феромагнетиків ферити не мають вільних електронів, тому виявляють діелектричні або напівпровідникові властивості. Залежно від методу отримання феритові матеріали можуть мати полікристалічну або монокристалічну структуру. Для виробництва тих чи інших приладів можуть застосовуватись об'ємні або плівкові зразки.

Відповідно до типу кристалічної структури ферити діляться на три класи: гранати, шпинелі та гексаферити [12]. Кожен з них має свої переваги, що визначають сфери їх застосування. При виборі феритового матеріалу для розробки НВЧ-пристроїв важливі як магнітні, так і діелектричні властивості. До магнітних параметрів належать намагніченість насичення, її температурний коефіцієнт, температура Кюрі, ширина лінії феромагнітного резонансу, поріг розвитку нелінійних процесів. Діелектричні властивості визначаються діелектричною проникністю та тангенсом кута діелектричних втрат. Зупинимося спочатку на короткому описі цих параметрів.

1.4.1 Основні параметри феритових матеріалів

Намагніченість – це магнітний момент одиниці об'єму речовини. Намагніченість насичення ($4\pi M_S$) експериментально визначається як точка, в якій намагніченість феритового зразка перестає наростати зі збільшенням зовнішнього магнітного поля [13]. Залежно від матеріалу, її значення знаходиться в діапазоні від 200 Гс до 5000 Гс. Магнітна кристалографічна анізотропія – залежність магнітних властивостей феромагнетика від напрямку його намагнічування відносно осей кристалічних ґрат. Причиною її виникнення є квантова спін-орбітальна взаємодія. Існують три типи магнітної кристалографічної анізотропії: кубічна, "легка вісь" та "легка площина". Від типу магнітної кристалографічної анізотропії значною мірою залежить ефективне поле анізотропії H_A .

Зауважимо, що у тонких феритових плівках може також існувати поверхнева анізотропія, яка модифікує спектр спінових хвиль. Так, при обмеженні рухливості спінів на поверхнях плівки, іншими словами, при "закріпленні поверхневих спінів", у спектрі спінових хвиль спостерігаються так звані "дипольні щілини". Крім того, власні частоти мод спектру зміщуються вгору. Залежно від товщини плівки вони можуть досягати частоти субтерагерцового діапазону. Термічна зміна значення намагніченості характеризується температурним коефіцієнтом намагніченості насичення (α_F). Цей параметр зазвичай наводиться для діапазону температур від $-60\text{ }^\circ\text{C}$ до $85\text{ }^\circ\text{C}$.

Залежно від потенційної сфери застосування цей діапазон може бути вужче. На температурну стабільність феритів впливає температура Кюрі (T_C), за якої відбувається фазовий перехід із феромагнітного стану до парамагнітного. Ширина лінії феромагнітного резонансу (ФМР) $2\Delta H$ фізично характеризує дисипацію енергії магнітних коливань у фериті. З практичної точки зору ΔH визначає смугу пропускання резонансних НВЧ-приладів і втрати спин-хвильових приладів, що вносяться [14]. Ширина лінії ФМР визначається як різниця між двома значеннями напруженості магнітного поля, при яких

потужність, що поглинається феритовим зразком, становить половину від максимального поглинання (рис. 1.6).

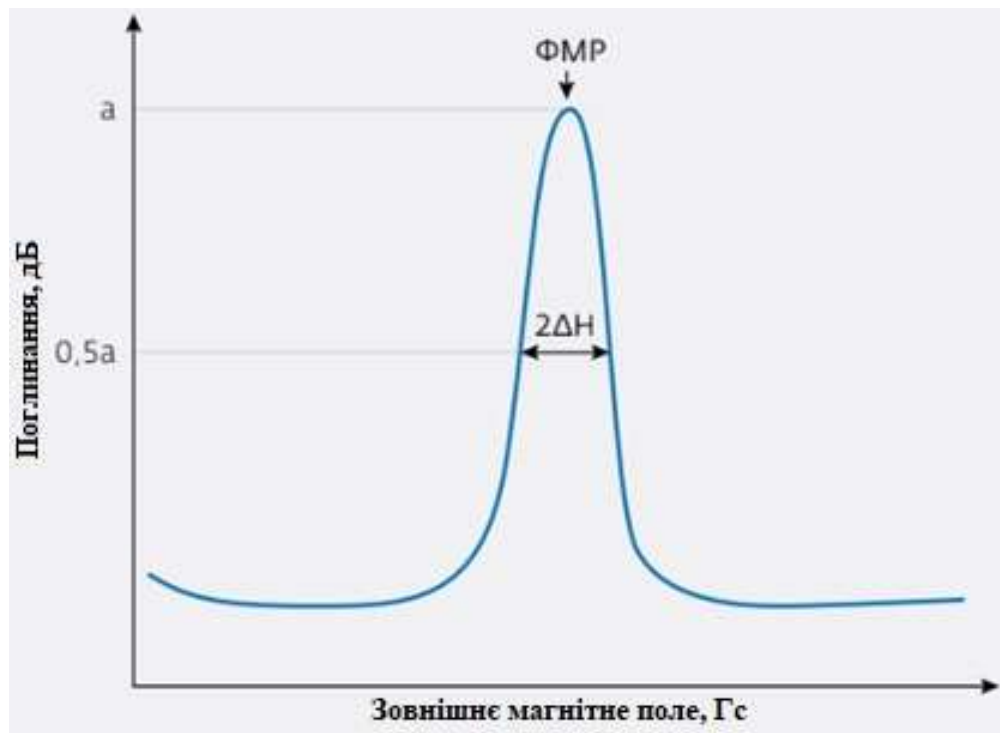


Рисунок 1.6 – Залежність рівня поглинання електромагнітної енергії від докладеного постійного зовнішнього магнітного поля [12]

Залежно від типу фериту значення ΔH може значно змінюватись. Слід зазначити, що з експериментальному визначенні величини ΔH на результати вимірів впливає клас обробки поверхні зразка: що якісніше виконано полірування, то вже лінія ФМР. Граничний рівень НВЧ-потужності, при якому починається різке зростання втрат у феритовому матеріалі за рахунок розвитку нелінійних процесів, характеризує ширина лінії спін-хвильової релаксації (ΔH_k).

Пороговий рівень потужності прямо пропорційний квадрату ΔH_k і обернено пропорційний значенню $4\pi M_S$. Робочий частотний діапазон НВЧ-приладу може лежати як в області феромагнітного резонансу, так і нижче або вище частоти ФМР. При заданій напруженості зовнішнього магнітного поля частота ФМР залежить від значень $4\pi M_S$ і H_A , а також форми зразка. Тому робоча

частота для того чи іншого матеріалу перебуватиме нижче або вище частоти ФМР. Зауважимо, що слід розрізняти робочий діапазон приладу за частотою та магнітним полем [15]. Так, робочій точці магнітного поля нижче ФМР відповідає робоча точка за частотою вище ФМР і навпаки. Феритові НВЧ-прилади поділяються на резонансні, дорезонансні та зарезонансні відповідно до магнітної робочої точки. Щоб уникнути високих втрат у резонансному та дорезонансному режимах роботи феритових НВЧ-приладів, намагніченість насичення необхідно вибирати таким чином, щоб феритовий зразок був намагнічений до насичення.

Крім того, для резонансних вентилів зазвичай вибирають ферити з великими значеннями намагніченості насичення, щоб мінімізувати поле підмагнічування. Для дорезонансних пристроїв зниження значення $4\pi M_S$ збільшує їх максимальну робочу потужність. Однак це також звужує смугу узгодження імпедансу. Таким чином, смуга робочих частот та динамічний діапазон є конкуруючими параметрами. Для зарезонансних пристроїв величина намагніченості насичення не відіграє великої ролі. У міру зростання $4\pi M_S$ збільшується смуга пропускання пристроїв. Ширина кривої феромагнітного резонансу $2\Delta H$ для нерезонансних феритових пристроїв має бути якнайменше. Її збільшення веде до зростання внесених втрат. Для резонансних пристроїв, наприклад, вентиля, величина $2\Delta H$ має бути порівняно великою для того, щоб забезпечити його роботу в широкій смузі частот. У специфікації матеріалу вказують відносну діелектричну проникність (ϵ_r), а також значення тангенсу кута діелектричних втрат ($tg\delta$). Останній параметр необхідно вибирати мінімально можливим. Що стосується діелектричної проникності, то ферити одного і того ж типу мають приблизно однакові значення ϵ_r у діапазоні від 12 до 18 [16].

1.4.2 Класи феритових матеріалів

В даний час масове поширення отримали матеріали з полікристалічною структурою, що виробляються на основі керамічної технології. За функціональним призначенням вони поділяються на ферити для приладів

резонансного та нерезонансного типів. На першому етапі вихідні феритоутворювальні матеріали, точний склад та пропорції яких, як правило, тримаються виробниками в секреті, змішують у необхідній кількості із застосуванням води або денатурату. На даному етапі особливо важливим є вибір зернистості вихідного матеріалу. Наприклад, для циркуляторів, що працюють на частотах нижче феромагнітного резонансу, зменшення розмірів зерна фериту підвищує рівень порогової потужності на порядок. Але зі зменшення розміру зерна збільшується вартість виробництва. Типове значення зернистості становить від 10 мкм до 20 мкм.

Першими у НВЧ-техніці були застосовані феррошпінелі – ферити з кристалічною структурою шпінелі [17]. Загальна хімічна формула таких матеріалів $MeFe_2O_4$, де Me – один із двовалентних іонів перехідних металів Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, а також іони Mg та Cd. У діапазоні від 7 ГГц до 15 ГГц успішно застосовуються магнієво-марганцеві (Mg-Mn), нікелеві (Ni) та літєві (Li) ферити. Mg-Mn-ферити мають значення температури Кюрі близько 300 °С, тому їх не рекомендується застосовувати у пристроях, призначених для широкого діапазону робочих температур. Для Ni-феррошпінелей характерні великі значення втрат, але температура Кюрі становить близько 570 °С. Цей клас феритів використовують для високопотужних пристроїв – фазообертачів, циркуляторів, вентилів, антен. Для збільшення значення намагніченості насичення в Ni-шпінелі додають цинк, що дозволяє застосовувати ці матеріали для пристроїв.

Розробники багатьох пристроїв віддають перевагу феритам-гранатам – феритам ітрію та лантанойдам, що зумовлено їх нижчими магнітними втратами. Гранати мають складну структуру. Загальну хімічну формулу можна записати у вигляді $R_3Fe_5O_{12}$, де R – один із тривалентних іонів рідкісноземельних елементів (Y, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Sm або Eu). Температура Кюрі T_c таких матеріалів становить приблизно 286 °С. Вони мають більшу температурну стабільність порівняно зі шпінелями. Низькі втрати, велике значення намагніченості

насичення та вузька лінія феромагнітного резонансу робить кращим застосування даного класу феритів у НВЧ-техніці.

Гексаферити – ферити з гексагональною кристалічною структурою. Найбільш поширені гексаферити з формулою $(MO)(Fe_2O_3)_6$, де M – Ba , Sr або Pb . Гексаферити використовуються у пристроях, що працюють у міліметровому діапазоні як із застосуванням зовнішнього підмагнічування, так і без нього. В останньому випадку роль поля підмагнічування відіграє поле одновісної магнітокристаліграфічної анізотропії H_A , величина якого може досягати 33 кЕ.

Поряд із застосуванням полікристалічних матеріалів певних успіхів досягнуто й у використанні феритових монокристалів. Завдяки вузькій лінії ФМР (частини або одиниці ерстед), оптичній прозорості, високій добротності та зносостійкості, такі матеріали застосовують при створенні як твердотільних НВЧ-приладів, так і пристроїв оптоелектроніки. Монокристали феритів вирощують на основі методів Бріджмена, Вернейля, Чохральського, високотемпературного вирощування з розчинів у розплаві та ін. Для отримання монокристалічних плівок використовується метод рідкофазної епітаксії [18].

Найбільш широке застосування в електроніці НВЧ знайшли монокристали феритів алюмо-ітрієвого гранату (YIG), у яких рекордно вузька ширина лінії феромагнітного резонансу від 0,2 Е до 0,5 Е. На їх основі виробляють НВЧ-фільтри на сферах та фільтри на магнітостатичних хвилях (МСХ), які різняться як конструкцією, так і принципом роботи. Дія фільтра зі сферичним зразком YIG заснована на ефекті феромагнітного резонансу. YIG-резонатори (табл. 1.1) виготовляють як сфери діаметром від 0,25 мм до 1,1 мм, закріплені на керамічному стрижні.

Принцип роботи фільтрів на МСХ полягає у збудженні, поширенні та прийомі спінової хвилі в монокристалічній плівці YIG. Плівки YIG епітаксійно вирощуються на підкладках галій-гадолінієвого гранату (ГГГ) і мають наступні типові параметри: товщина від 1 мкм до 100 мкм та намагніченість насичення від 400 Гс до 1900 Гс (залежно від кількості та типу заміщувальної домішки). На

порівняно низьких частотах від 1 ГГц до 4 ГГц доцільно використовувати плівки зі зниженою намагніченістю, оскільки нею визначається гранична частота існування трихвильових параметричних процесів, що обмежують динамічний діапазон лінійних спін-хвильових приладів. Зменшення намагніченості насичення знижує цю граничну частоту [19].

Таблиця 1.1 – Характеристики YIG-резонаторів

$4\pi M_S$, Гс	Компанія	Марка	ΔH_{min} , Е	Тестова частота, ГГц	T_c , °С	Робоча смуга, ГГц
90	Феррит-домен	8КГ	0,5	0,5	100	0,4–0,7
360	Феррит-домен	30КГ	0,3	1,5	155	1,35–4,0
620	Феррит-домен	50КГ	0,4	2	220	2,2–9,0
1750	Феррит-домен	140КГ	0,4	9	280	6,0–37,0

Крім НВЧ-фільтрів, на основі монокристалічних плівок YIG можливе виготовлення електронно-перебудовуваних фазообертачів, ліній затримки, генераторів та інших НВЧ-компонентів. Їх головними перевагами є мініатюрність, планарність конструкції та можливість виготовлення за інтегральною технологією.

2 НЕВЗАЄМНИЙ ФОТОННО-КРИСТАЛІЧНИЙ ХВИЛЕВІД

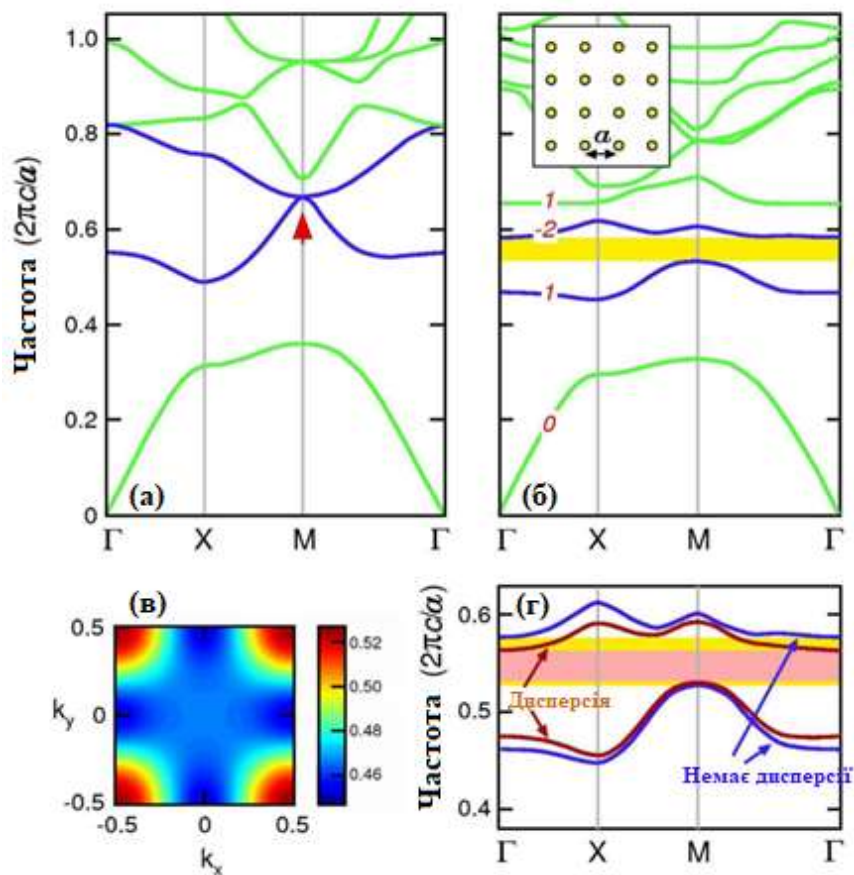
2.1 Забезпечення односпрямованого руху хвиль в фотонно-кристалічному хвилеводі

У цьому розділі показано, що односпрямовані моди можна узагальнити для фотонних кристалів з гіротропними складовими без обмежень наявності точок Дірака в зонній структурі або використання гіроелектричних матеріалів. Для цього використовується відповідність між електромагнітними модами в магнітно-оптичному (МО) фотонному кристалі та хвильовими функціями нерелятивістського електрона в системі квантового ефекту Холла. Це пов'язує фотонні односторонні моди з крайовими станами через умову Хацугаї, яка пов'язує кількість крайових мод у забороненій зоні з сумою чисел Черна для всіх смуг під нею [20]. Використовуючи гіромагнітні матеріали, можна створити односпрямований хвилевід із використанням двовимірного фотонного кристала з квадратною решіткою стрижнів, виготовлених з алюмо-ітрієвого-гранату (YIG) (у якому відсутні точки Дірака). Такий хвилевід складається з межі розділу між МО фотонним кристалом та звичайним двовимірним фотонним кристалом на основі діелектричних стрижнів.

З реалістичними параметрами матеріалу односторонні моди обмежуються в просторі декількома постійними гратки та займають широку ($\sim 10\%$) заборонену зону з незначними матеріальними втратами. МО фотонний кристал демонструє сильний (порядку одиниці) T-розрив завдяки використанню гіромагнітних феромагнетиків. Добре відомо, що ці крайові моди стійкі до зворотного розсіювання. Двовимірна хвилевідна структура може бути відображена в еквівалентну тривимірну структуру, яка підтримує ідентичний розподіл поля та транспортні властивості. Для визначеності розглянемо МО кристал, що складається з квадратної решітки стрижнів YIG ($\epsilon = 15 \epsilon_0$) радіусом $0,11a$ в повітрі, де a – постійна решітки. Зовнішнє магнітне поле постійного струму, прикладене в напрямку поза площиною (z), викликає сильну гіромагнітну анізотропію, причому тензор проникності приймає форму:

$$\mu = \begin{bmatrix} \mu & ik & 0 \\ -ik & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{bmatrix}. \quad (2.1)$$

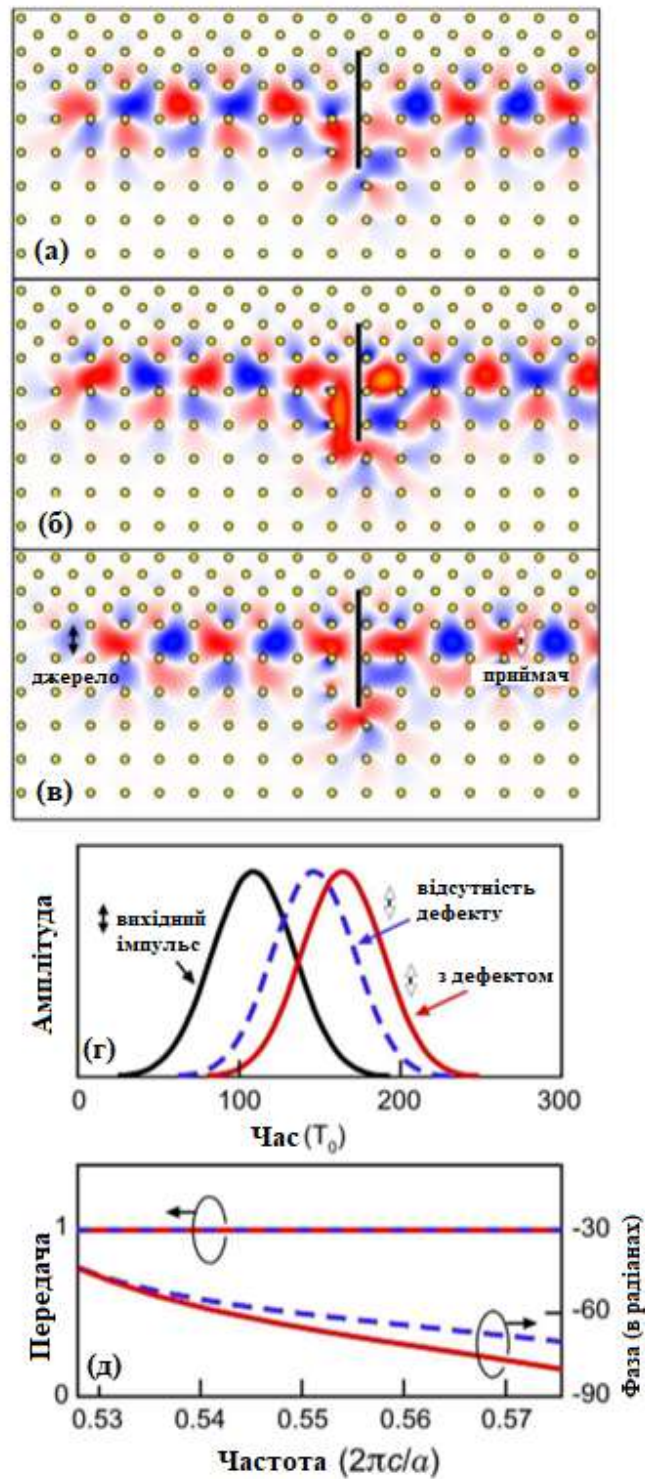
З прикладеним полем 1600 Гс елементи тензора на частоті 4,28 ГГц становлять $k = 12,4$; μ_0 і $\mu = 14 \mu_0$ [20]. Наразі ми нехтуємо ефектом дисперсії та втратами матеріалу, припускаючи незалежний від частоти тензор проникності з дійсними значеннями k та μ (рис. 2.1). Пізніше буде показано, що ці ефекти суттєво не впливають на результати розрахунків.



а) зонава діаграма з нульовим постійним магнітним полем; б) смугова діаграма з 1600 гаусами; в) контурний малюнок для другої смуги; г) виправлена заборонена зона з дисперсією матеріалу.

Рисунок 2.1 – Побудова МО фотонного кристала, що підтримує односторонні крайові моди [20]

Для завершення одномодового односпрямованого хвилеводу треба з'єднати МО кристал з верхньою оболонкою, яка не підтримує об'ємних мод на частоті забороненої зони МО кристала. Цього можна досягти за допомогою металевої пластини або звичайного фотонного кристала з вирівняною забороненою зоною. Топологічна природа крайових мод [5] гарантує, що структура інтерфейсу неважлива, якщо вона достатньо вузька, щоб уникнути мод вищого порядку. Тут використовується квадратна решітка стрижнів оксиду алюмінію з високим індексом заломлення ($r = 0,106a$, $\epsilon = 10\epsilon_0$) у повітрі, нахилена на 45° , щоб відповідати частоті забороненої зони МО кристала. Зауважимо, що звичайний кристал має нульові числа Черна для всіх своїх фотонних смуг, тому на межі розділу є лише одна мода, що поширюється вперед. З прикладеним зовнішнім магнітним полем з індукцією 1600 Гс реалізується широка заборонена зона МО кристала з відносним розміром 10 % і дуже низькою дисперсією, при цьому крайова мода обмежена в просторі декількома постійними решітки. Використовуючи кінцево-елементну схему в частотній області та стаціонарне збудження, можна отримати загасаючу моду, що експоненціально спадає вздовж зворотного напрямку хвилеводу. Однією з незвичайних властивостей односторонніх крайових мод є повне придушення зворотного розсіювання, яке є оптичним аналогом бездисипаційного транспорту крайових електронів у системах квантового ефекту Холла. Чисельне моделювання показує, що ці крайові моди стійкі до розсіювання від надзвичайно великих дефектів. Наприклад, рис. 2.2 показує результати моделювання з пластиною ідеального електричного провідника (ІЕП) шириною $3a$ і товщиною $0,2a$, вставленою в хвилевід. У звичайному хвилеводі такий різкий дефект майже повністю заблокує розповсюдження хвилі. В односпрямованому хвилеводі стаціонарне джерело, що працює на частоті середнього зазору $0,555 (2\pi c/a)$, збуджує односторонній режим, який обходить дефект ІЕП, зі стопроцентною передачею потужності по всій забороненій зоні МО кристала.



а) $t = 0$; б) $t = 0,25T_0$; в) $t = 0,5T_0$; г) для тимчасового гаусового імпульсу зі спектром, що міститься в забороненій зоні; д) діаграми передачі та фазового зсуву для моделювання в часовій області.

Рисунок 2.2 – Придушення зворотного розсіювання в односпрямованому хвилеводі [20]

Це відбувається тому, що дефект створює новий хвилевід розділу між ІЕП і МО кристалом. Таким чином, це лише змінює фазову характеристику, що частково пов'язано із затримкою, яка виникає при проходженні подовженої межі розділу. Цей результат підтверджується розрахунком у часовій області, під час якого в хвилевід запускається часовий гаусівський імпульс зі спектральною шириною смуги 50 % від ширини забороненої зони та несучою частотою 0,555 ($2\pi c/a$). Незалежно від наявності дефекту, імпульс проходить через хвилевід без помітних змін амплітуди або ширини імпульсу; оскільки одностороння мода має приблизно лінійну дисперсійну залежність на частотах середнього зазору, гострі кути не роблять істотного внеску в хроматичну дисперсію. Збільшений час проходження узгоджується зі зміною групової затримки.

Хоча цей аналіз поки обмежувався 2D-структурами на мікрохвильових частотах, подібні односпрямовані хвилеводи можуть бути реалізовані в 3D-структурах і на більш високих частотах. У 2D аналізі діелектрична структура та електромагнітне поле простягаються рівномірно вздовж напрямку z .

У 3D-структурі моди ТМ можна обрізати шляхом введення ІЕП (для якого металева плита є хорошим наближенням на мікрохвильових частотах) у площині x - y , не впливаючи на розподіл поля. Масив кінцевих стрижнів YIG і стрижнів з оксиду алюмінію між двома металевими пластинами підтримує моди ТЕМ з розподілом поля, ідентичним модам ТМ у 2D системі [5]. Нарешті, хоча гіромагнітні ефекти, як правило, обмежені діапазоном ГГц через наявність магнітного зміщення, штучний магнітний резонанс, такий як той, що використовується в метаматеріалах, може бути включений для синтезу гіротропних відгуків на ТГц або навіть інфрачервоних частотах. Наведені вище результати суттєво не змінюються втратами матеріалу та залежною від частоти проникністю в справжньому мікрохвильовому фериті. З шириною гіромагнітної лінії 0,3 Ое і тангенсом діелектричних втрат 0,0002, що є типовим для комерційно доступного монокристалічного YIG, комплексна постійна поширення становить $(-0,359 + 0,0001i)(2\pi/a)$ у випадку рис. 2.2. Уявна частина

відповідає довжині загасання 1300 постійних решітки, що значно перевищує практичні структурні розміри. Ми також знехтували частотною залежністю гіромагнітної проникності. При корекції цього наближення за допомогою повної гіротропної форми лінії, виявляється, що ширина забороненої зони МО зменшується приблизно до 6 %. Хоча таке зменшення звужує робочу смугу пропускання, дисперсія не впливає на придушення зворотного розсіювання або обмеження крайової моди. Можна передбачити багато застосувань для цих односпрямованих хвилеводів, включаючи стійкі до дефектів системи повільного світла, мікрохвильові ізолятори, фільтри додавання/відведення каналів високої добротності та фільтри повного пропускання. Також можна було б додатково використати аналогію між цією системою та квантовим ефектом Холла, наприклад, відтворивши фрактальний спектр «метелика Гофштадтера» в об'ємних модах фотонного МО кристала.

2.2 Аналіз результатів чисельних розрахунків

Для аналізу властивостей односпрямованого фотонно-кристалічного хвилеводу на основі феритових елементів був створений розрахунковий проект в комп'ютерному пакеті MEER, що вільно розповсюджується [21]. Цей пакет використовує метод скінченних різниць в частотній області (FDTD) і часто застосовується для моделювання фотонно-кристалічних структур різної розмірності.

Для спрощення моделі далі розглядається наближення двовимірного хвилеводу. В такому наближенні можна окремо розглядати ТЕ та ТМ поляризації випромінювання, що значно полегшує розрахунки та інтерпретацію отриманих результатів.

Розглянемо варіант фотонно-кристалічного хвилеводу, що формується на основі лінійного дефекту періодичності фотонного кристала. Припустимо, що оболонка хвилеводного каналу з одного боку формується періодичною структурою з діелектричних стрижнів, а з іншого боку – структурою з феритових

стрижнів. Крім того, в подальшому вважаємо, що ці стрижні виготовлені з алюмо-ітрієвого гранату (YIG). Цей матеріал доволі часто застосовується для формування гіротропних фотонно-кристалічних структур завдяки своїм фізичним властивостям, що наведені вище.

Зрозуміло, що для забезпечення локалізації електромагнітної енергії в межах хвилеводного каналу необхідно виконання умови співпадіння фотонних заборонених зон для двох оболонок хвилеводу.

Схема фотонно-кристалічного хвилеводу наведена на рис. 2.3. Нижче від хвилеводного каналу на рисунку розташована гіротропна структура, вище від нього – діелектрична структура. Магнітні стрижні розташовані згідно із квадратною симетрією. Діелектричні стрижні також розміщені у квадратній сітці, але повернутій на кут 45° . Саме така конфігурація забезпечує узгодження фотонних заборонених зон феритового та діелектричного фотонних кристалів.

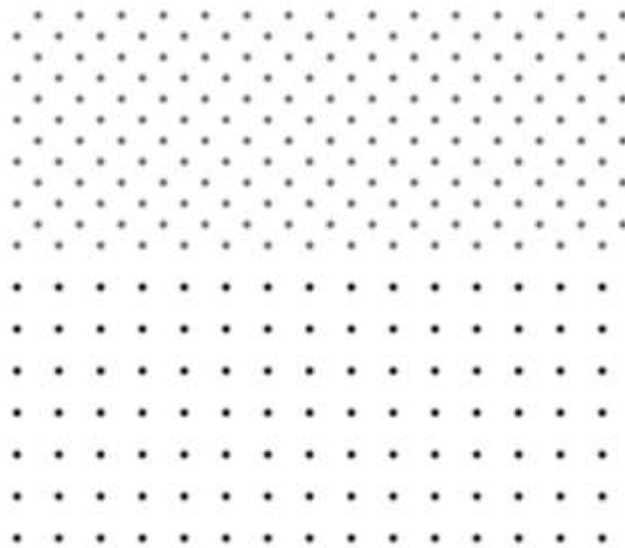


Рисунок 2.3 – Схема фотонно-кристалічного хвилеводу

Для чисельних розрахунків були обрані такі параметри та розміри системи: нормований на період структури радіус YIG-стрижнів складає 0,11; відносна діелектрична проникність цих стрижнів дорівнює 15; відносна магнітна проникність є тензором другого рангу:

$$\tilde{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & ik & 0 \\ -ik & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.2)$$

З такого запису тензора випливає, що зовнішнє магнітне поле спрямоване уздовж координатної осі O_z , тобто перпендикулярно площині рисунка. Якщо напруженість зовнішнього магнітостатичного поля складає 1600 Гс, то елементи тензора такі: $\mu = 14$; $k = 12,4$ [22].

У загальному випадку елементи тензора магнітної проникності YIG залежать від частоти. В роботі ми не будемо враховувати частотну дисперсію, оскільки у відносно вузькому діапазоні фотонної забороненої зони вона несуттєво впливає на результати розрахунків.

Діелектричні стрижні мають нормований радіус 0,106; а їх відносна діелектрична проникність дорівнює 10. Така проникність характерна для двоокису кремнію (SiO_2).

Для визначення фотонних заборонених зон фотонних кристалів необхідно розрахувати їх дисперсійні характеристики. Це можна зробити за допомогою пакету MEER через розрахунок резонансних частот комірки періодичності структури. Але найбільш часто для розв'язання цієї задачі використовується пакет MPB, в якому використовується метод розкладання по плоским хвилям [23, 24]. В даній роботі використаємо обидва ці пакети для контролю точності результатів розрахунків.

Спочатку розглянемо результати розрахунку дисперсійної діаграми для діелектричного фотонного кристалу. Ця діаграма представлена на рис. 2.4.

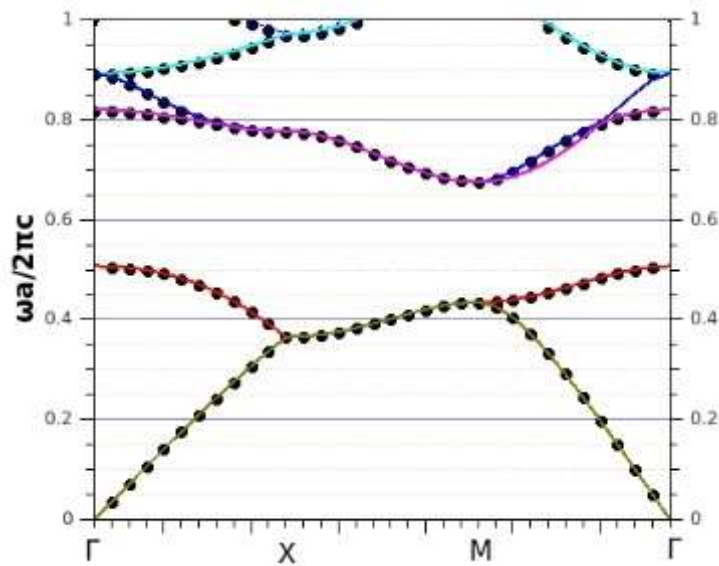


Рисунок 2.4 – Дисперсійна діаграма діелектричного фотонного кристалу

Уздовж осі абсцис відкладені значення хвильового вектора в межах незведеної зони Бріллюена. Буквами позначені місця розташування точок високого ступеня симетрії. Уздовж осі ординат відкладені значення нормованої частоти. Суцільні лінії позначають результати розрахунків на основі методу розкладання по плоским хвилям. Круглі позначки відповідають результатам розрахунку на основі методу FDTD.

З рисунку видно, що результати розрахунків на основі двох різних методів дуже добре збігаються. Це свідчить про точність отриманих результатів.

З рис. 2.4 видно, що діелектрична фотонно-кристалічна структура має досить широку заборонену зону, яка обмежується значеннями безрозмірної частоти $\frac{\omega a}{2\pi c} = 0,52$ та $0,67$. Зрозуміло, що саме в межах цього інтервалу значень повинна знаходитися фотонна заборонена зона гіротропного фотонного кристалу.

Розглянемо спочатку дисперсійні характеристики гіротропного фотонного кристалу за умови відсутності зовнішнього магнітостатичного поля. В цьому випадку YIG представляє собою звичайний діелектрик зі скалярною магнітною

проникністю, яка дорівнює одиниці. Тобто всі недиагональні елементи тензора (2.2) дорівнюють нулю.

Результати розрахунків для цього випадку представлені на рис. 2.5, де використані ті ж самі позначення, що й на рис. 2.4. Очевидно, що наявна на рис. 2.5 фотонна заборонена зона не збігається із забороненою зоною на рис. 2.4. Отже, у випадку, коли зовнішнє магнітостатичне поле відсутнє, фотонно-кристалічний хвилевід не забезпечує локалізацію електромагнітної енергії в хвилеводному каналі.

На рис. 2.5 слід відзначити точку, де співпадають дві дисперсійні криві. В цьому випадку кажуть про квадратичне виродження дисперсійних характеристик. Саме при знятті цього виродження може виникати додаткова фотонна заборонена зона, в межах якої відбувається односпрямоване розповсюдження електромагнітних хвиль. Одним із методів зняття виродження є прикладання зовнішнього магнітного поля до гіротропної структури.

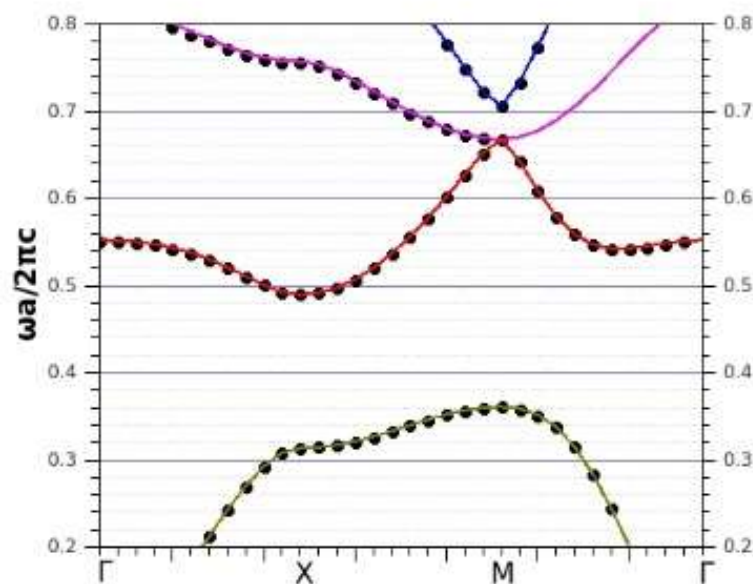


Рисунок 2.5 – Дисперсійна діаграма фотонного кристалу YIG-стрижнів за умови відсутності зовнішнього магнітного поля

Розглянемо тепер дисперсійні характеристики гіротропного фотонного кристалу за умови накладання зовнішнього магнітостатичного поля з напруженістю 1600 Гс. Результати розрахунків представлені на рис. 2.6. Слід відзначити, що в цьому випадку не спостерігається такого повного узгодження результатів розрахунків методами розкладання по плоским хвилям та FDTD. В той же час перші три дисперсійні криві демонструють досить непогане узгодження результатів розрахунків двома методами. Причина виникнення розбіжностей полягає в тому, що при застосуванні пакету MPB не враховується частотні залежності елементів тензора магнітної проникності YIG-стрижнів. В той же час в пакеті MEER для моделювання магнітних гіротропних середовищ використовується модель Ландау-Лівшиця-Гільберта, в якій враховується частотна дисперсія.

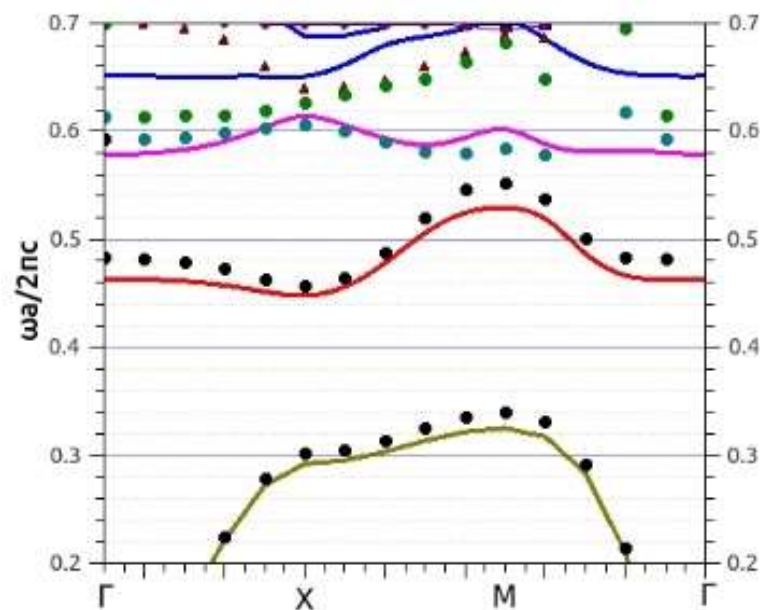


Рисунок 2.6 – Дисперсійна діаграма фотонного кристалу YIG-стрижнів за умови наявності зовнішнього магнітного поля

З дисперсійної діаграми на рис. 2.6 видно, що прикладення зовнішнього магнітостатичного поля призводить до виникнення фотонної забороненої зони, яка узгоджується із забороненою зоною діелектричного фотонного кристала. Ця

нова заборонена зона має меншу ширину порівняно із зоною діелектричного фотонного кристала. Тому можна зробити висновок про реалізацію в цьому випадку локалізації електромагнітної енергії в каналі фотонно-кристалічного хвилеводу.

Важливою особливістю і перевагою пакета MEER є можливість розрахунку часової динаміки розповсюдження електромагнітних хвиль в різноманітних електродинамічних структурах. В роботі ця функція використовується для дослідження розповсюдження електромагнітної хвилі уздовж фотонно-кристалічного хвилеводу [25]. Розглянемо цей процес на безрозмірній частоті,

$\frac{\omega a}{2\pi c} = 0,568$ яка розташована в фотонних заборонених зонах діелектричного фотонного кристалу та гіротропного кристалу, що знаходиться під впливом зовнішнього магнітостатичного поля з напруженістю 1600 Гс. В той же час, ця частота знаходиться за межами фотонної забороненої зони гіротропного фотонного кристалу, на який не діє зовнішнє магнітне поле (рис. 2.5). Отже, можна передбачити, що за умови відсутності магнітостатичного поля, коли гіротропний фотонний кристал має властивості діелектрика, хвилевід не забезпечує належний рівень локалізації електромагнітної енергії в каналі. Більше того, у цьому випадку фотонно-кристалічна структура буде взаємною, оскільки тензор магнітної проникності гіротропного фотонного кристалу стає діагональним.

Для дослідження властивостей фотонно-кристалічного хвилеводу, які забезпечують спрямований рух електромагнітної хвилі, зручно розмістити джерело випромінювання в центрі каналу. Використовується функція пакету MEER, яка формує монохроматичне джерело випромінювання заданої поляризації. В даному випадку це ТМ поляризація, оскільки саме для такої поляризації розглянуті фотонні кристали, що формують оболонку хвилеводу, мають фотонні заборонені зони.

Результати чисельних розрахунків представлені на рис. 2.7. Електромагнітне поле позначено у триколірній гаммі. Білий колір позначає

нульове поле, червоний та синій кольори позначають різні напівперіоди поля електромагнітної хвилі.

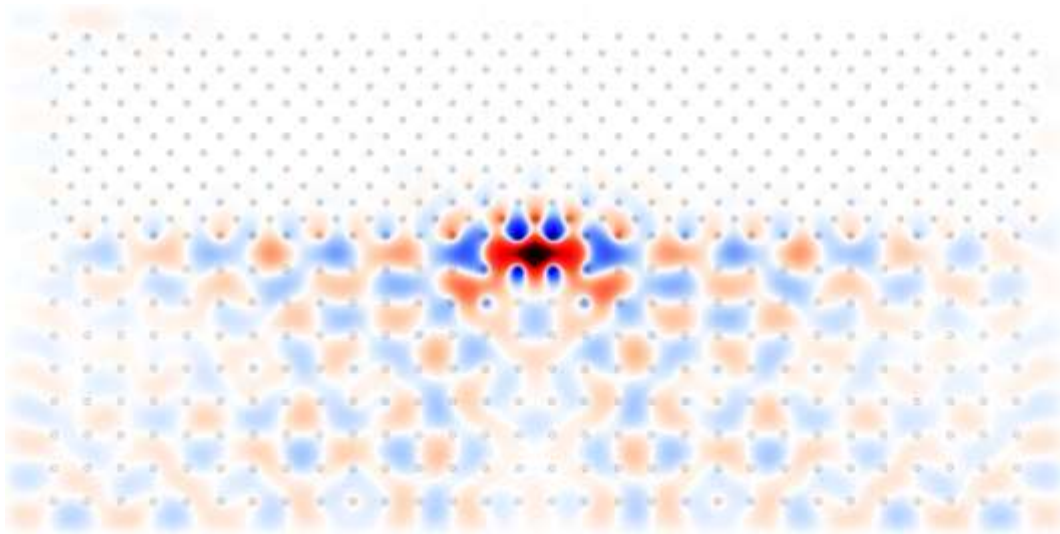


Рисунок 2.7 – Просторовий розподіл поля за умови відсутності зовнішнього магнітного поля

З рисунку видно, що найбільш насичені кольори розташовані в середині хвилеводного каналу там, де задане джерело випромінювання. Хвиля розповсюджується в хвилеводному каналі та в гіротропному фотонному кристалі, що розташований нижче каналу. Це цілком закономірний результат, оскільки частота джерела знаходиться в межах фотонної забороненої зони діелектричного фотонного кристалу і поза межами забороненої зони гіротропного фотонного кристалу. Крім того, електромагнітна хвиля симетрично розповсюджується в обох напрямках в хвилеводному каналі, що підтверджує висновок про взаємність структури за умови відсутності зовнішнього магнітного поля.

Це добре видно на рис. 2.8, де представлені результати розрахунку залежності амплітуди поздовжньої компоненти електричного поля E_z в хвилеводному каналі ($y=0$) від координати x . Уздовж осі абсцис відкладені ділення розрахункової сітки, яка використовується в методі FDTD.

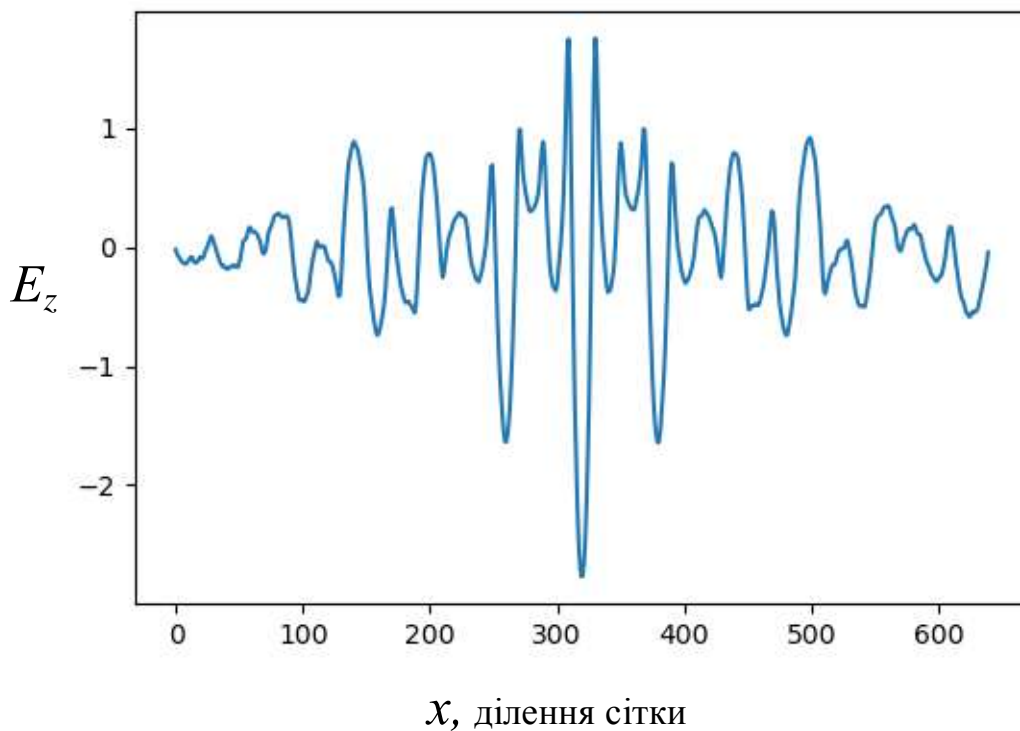


Рисунок 2.8 – Поздовжній просторовий розподіл поля за умови відсутності зовнішнього магнітного поля

Найбільша амплітуда електричного поля спостерігається в середині хвилеводного каналу, де розташоване джерело випромінювання. При віддаленні від середини каналу амплітуда поля помітно зменшується, що можна пояснити втратами на випромінювання, що проникає в гіротропний фотонний кристал.

Розглянемо тепер випадок, коли до гіротропного фотонного кристалу, що сформований YIG-стрижнями, прикладене зовнішнє магнітостатичне поле з напруженістю 1600 Гс. Тепер тензор магнітної проникності матеріалу стрижнів стає недіагональним, причому його елементи, які залежать від зовнішнього магнітного поля, будуть комплексно спряженими. В цьому випадку нормована частота сигналу розташована і в межах забороненої зони діелектричного фотонного кристалу, і в межах забороненої зони гіротропного фотонного кристалу. Це витікає з рис. 2.4 і рис. 2.6. Отже, можна передбачити більш високий рівень локалізації електромагнітної енергії в межах хвилеводного

каналу, ніж це було у попередньому випадку, коли зовнішнє магнітне поле було відсутнє.

Це припущення підтверджується результатами чисельних розрахунків. На рис. 2.9 представлений двовимірний просторовий розподіл електричного поля в фотонно-кристалічному хвилеводі. Як і раніше, джерело електромагнітного випромінювання розташоване в середині хвилеводного каналу. Але тепер хвиля розповсюджується лише в одному напрямку – позитивному напрямку осі Ox . В протилежному напрямку спостерігається доволі швидко загасання амплітуди електромагнітного поля.

Крім того, хоча і спостерігається деяке проходження хвилі в гіротропний фотонний кристал, але воно значно менше, ніж у попередньому випадку (рис. 2.7). Отже, як і передбачалося, збільшився ступінь локалізації енергії електромагнітного поля в каналі фотонно-кристалічного хвилеводу і цей хвилевід став невзаємним, тобто односпрямованим.

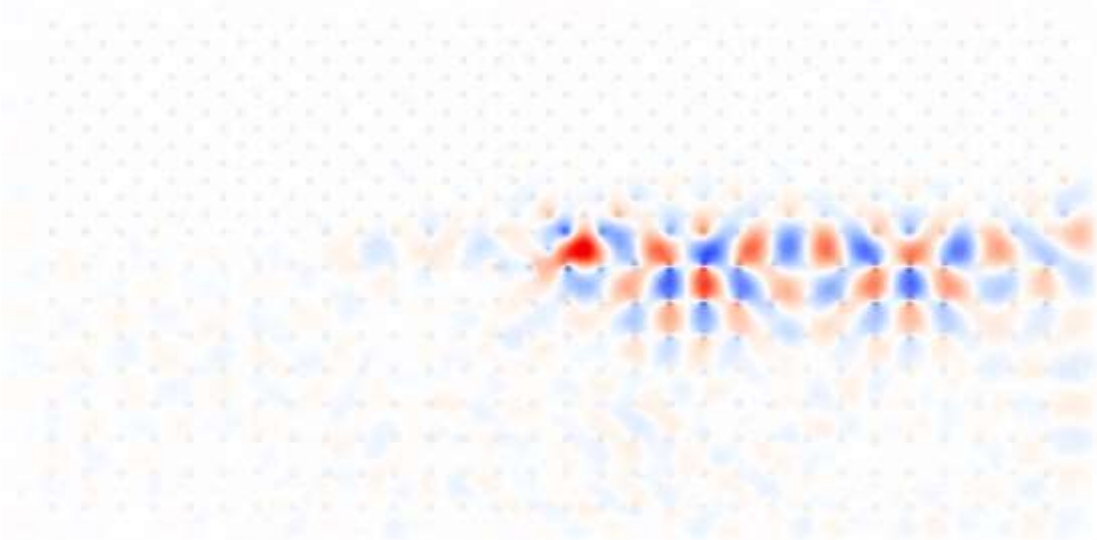


Рисунок 2.9 – Просторовий розподіл поля в фотонно-кристалічному хвилеводі за умови накладання зовнішнього магнітного поля

Слід зазначити, що ступінь проникнення електромагнітної хвилі в гіротропний фотонний кристал вища, ніж у діелектричну структуру. Це пояснюється різницею в параметрах фотонної забороненої зони для цих двох

структур. Для діелектричної структури ця зона значно ширша, ніж для гіротропної. Тому в забороненій зоні гіротропного фотонного кристалу задана частота знаходиться значно ближче до меж цієї зони, що обумовлює менший ступінь загасання амплітуди електромагнітного поля при проходженні хвилі в структуру.

На рис. 2.10 представлено залежність компоненти електричного поля E_z в каналі невзаємного фотонно-кристалічного хвилеводу від координати x . Позначення на цьому рисунку такі ж, як на рис. 2.8. Джерело випромінювання розташоване в середині хвилеводного каналу. Добре видно суттєві відмінності в координатних залежностях електричного поля для випадків відсутності та наявності зовнішнього магнітостатичного поля. В односпрямованому хвилеводі спостерігається невеликий ступінь загасання амплітуди поля хвилі при її розповсюдженні в додатному напрямку осі Ox .

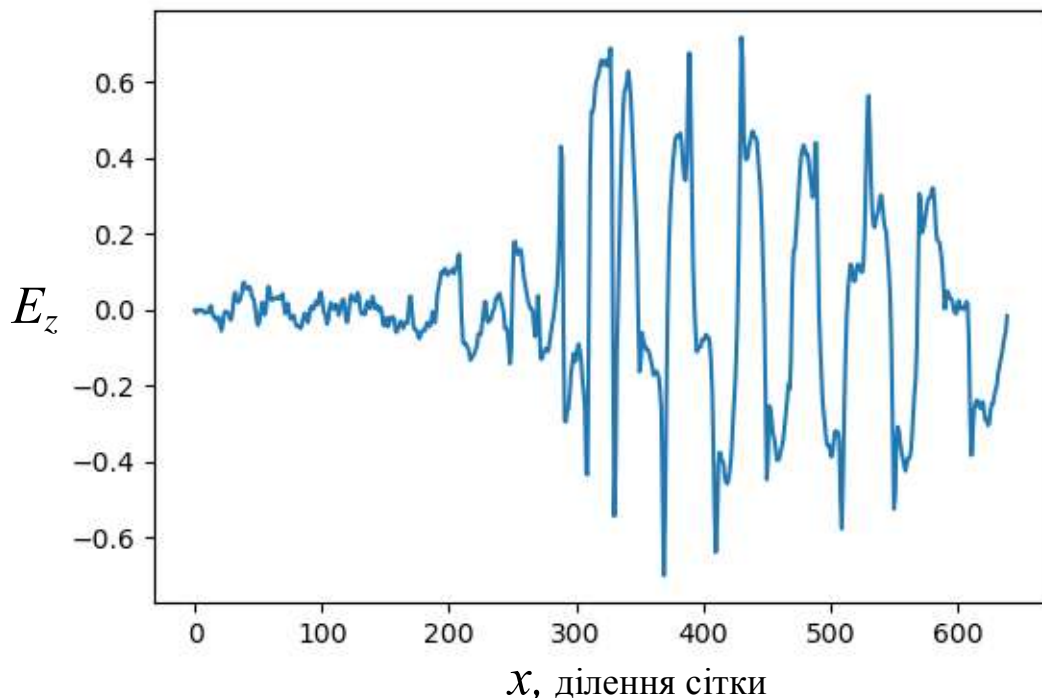


Рисунок 2.10 – Поздовжній просторовий розподіл поля за умови наявності зовнішнього магнітного поля

В протилежному напрямку поле хвилі загасає дуже швидко (практично на двох періодах). Цей результат обумовлений відсутністю хвильових режимів такої структури з переносом енергії у протилежний бік від напрямку осі Ox .

Таким чином, накладення зовнішнього магнітостатичного поля призводить до зміни електродинамічних властивостей фотонно-кристалічного хвильоводу. Структура стає невзаємною завдяки наявності гіротропного фотонного кристалу як однієї з оболонок хвильоводу. Односпрямоване розповсюдження електромагнітної хвилі дозволяє створювати різноманітні пристрої для керування характеристиками випромінювання та реалізувати структуру оптичного діода.

ВИСНОВКИ

Зроблено аналітичний огляд науково-технічної літератури з питань, що пов'язані з поширенням хвиль у невзаємних фотонно-кристалічних структурах, що містять гіротропні елементи. Розглянуто різні конфігурації, матеріальні параметри та умови їх поєднання у систему управління електромагнітним випромінюванням.

Із застосуванням комп'ютерного пакету MEER розроблена модель фотонно-кристалічного хвилеводу з гіротропною оболонкою, що дозволяє визначити вплив зовнішнього магнітостатичного поля на систему, врахувати дисперсійні характеристики фотонного кристалу та хвилеводу. Модель побудована використовуючи метод кінцевих різниць у часовій області (FDTD).

Проведено чисельні розрахунки дисперсійних характеристик та визначені умови відкриття додаткових заборонених зон в гіротропному фотонному кристалі за рахунок прикладення зовнішнього магнітостатичного поля.

Отримані просторові розподіли компонентів електромагнітного поля в фотонно-кристалічному хвилеводі. Визначені параметри системи для реалізації односпрямованого розповсюдження хвилеводної хвилі.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Zhi-Yuan Li, et al. *International Journal of Modern Physics B*. 2014. Vol. 28, No. 2. 45 p.
2. Datta S. *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*. Cambridge University Press. 1995. Cambridge, U.K. 175 p.
3. Jackson J. D. *Classical Electrodynamics*: 3rd ed. Wiley, New York. 1999. 316 p.
4. Joannopoulos J. D., et al. *Photonic Crystals*. Princeton University Press. Princeton. 1995. 54 p.
5. Pozar D. M. *Microwave Engineering*: 2nd ed. John Wiley & Sons. New York. 1998. 497 p.
6. Johnson S. G., Povinelli M. L. *Appl. Phys.* 2005. Vol. 81. P. 283.
7. Hughes S., Ramunno L. *Phys. Rev. Lett.* 2005. P. 94.
8. Zongfu Yu, et al. *Phys. Rev. Lett.* 2008. 100, 023902.
9. Haider T. A Review of Magneto-Optic Effects and Its Application. *International Journal of Electromagnetics and Applications*. 2017. Vol. 7 (1). P. 17–24.
10. Orfanidis S. J. *Propagation in Birefringent Media in Electromagnetic Waves and Antennas*. 2008. Chapter 4.
11. Ruan Y., et al. *Optics Communication*. 2005. Vol. 252. P. 39.
12. Özgür Ü., Alivov Y. Microwave ferrites, part 1: fundamental properties. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. 2009. Vol. 20. No 9. P. 789–834.
13. Harris V.G. Modern microwave ferrites. *IEEE Trans. Mag.* 2012. Vol. 48. P. 1075–1104.
14. Linkhart D. *Microwave circulator design*. Artech House. 2014. 364 p.
15. Cruickshank D. *Microwave materials for wireless applications*. Artech House. 2011. 221 p.

16. Helszajn J. *The Stripline Circulators: Theory and Practice*. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons. 2008.
17. Pardavi-Horvath M. Microwave applications of soft ferrites. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2000. 215. P. 171–183.
18. Peng B, et al. Self-biased microstrip junction circulator based on barium ferrite thin films for monolithic microwave integrated circuits. *IEEE Transactions on Magnetics*. 2011. Vol. 47. P. 1674–1677.
19. Fu J. X. et al. Robust one-way modes in gyromagnetic photonic crystal waveguides with different interfaces. *Appl. Phys. Lett.* 2010. P. 97.
20. Zheng Wang et al. Reflection-Free One-Way Edge Modes in a Gyromagnetic Photonic Crystal. Department of Physics, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts. 2018.
21. Oskooi A. F. et al. MEEP: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method. *Computer Physics Communications*. 2010. Vol. 181. P. 687–702.
22. Pozar D. M. *Microwave Engineering*. 4th Edition. Wiley. 2012. 736 p.
23. Johnson S. G., Joannopoulos J.D. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis *Optics Express*. 2001. № 3. P. 173 – 190.
24. Sashkova Y. V., Odarenko E. N., Shmat'ko A. A., Shevchenko N. G. Analysis of Slow Wave Modes in Modified Photonic Crystal Waveguides Using the MPB Package *IEEE International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory*. 2018, July 2–5, Kyiv, Ukraine, P. 164–167.
25. L.I. Ivzhenko, S.Yu. Polevoy, E.N. Odarenko, S.I. Tarapov Dispersion properties of artificial topological insulators based on an infinite double-periodic array of elliptical quartz elements. *Радіофізика та Електроніка*, 2021. Т. 26, № 3, С.11—17.