

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

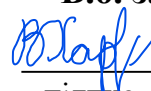
Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

Факультет радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем

Кафедра теоретичної радіофізики

ЗАТВЕРДЖУЮ

В.о. завідувача кафедри



підпис

В.В. Хардіков

ініціали, прізвище

« ____ » _____ 2024 року

Кваліфікаційна робота магістра

на тему: **Дослідження власних хвиль плоского метакхвильоводу**

Виконав: студент II курсу магістратури, групи РР-61
спеціальності 105 Прикладна фізика та наноматеріали



Анастасія МАКСИМОВСЬКА

Керівник

канд. фіз.-мат. наук,

доцент



Вячеслав ХАРДІКОВ

2024 рік

Анотація

Робота присвячена дослідженню умов формування плоско-паралельного хвилеводу дзеркалами, якого слугують повністю діелектричні дискові метаповерхні.

Мета роботи – дослідити можливість створення оптичного метажилеводу і особливості його функціонування.

В роботі виявлені умови формування зони повного відбиття дискової метаповерхні на основі взаємодії гібридних HE_{11q} - та EH_{11q} -коливань. Досліджено вплив на властивості цієї зони кутів падіння хвилі. Обрано оптимальну геометрію метаповерхні із кремнієвих дисків для функціонування у інфрачервоному діапазоні.

Показано утворення метажилеводу в повітряному зазорі поміж двох метаповерхонь. Досліджено розподіли полів власної TE_1 -хвилі такого жилеводу.

Ключові слова: плоско-паралельний жилевід, метаповерхня, дисковий резонатор, поперечна електрична хвиля.

Abstract

The work deals with study of the conditions for the formation of a plane-parallel waveguide with mirrors in form of all-dielectric disk metasurfaces.

The purpose of the work is to search the possibility of creating an optical metawaveguide and the features of its functioning.

The work reveals the conditions for the formation of a zone of full reflection of a disk metasurface based on the interaction of hybrid HE_{11q} - and EH_{11q} -oscillations. The influence of the wave incidence angles on the properties of this zone is studied. The optimal geometry of a metasurface made of silicon disks for operation in the infrared range is choose.

The existing of metawaveguide in an air gap between two metasurfaces is shown. The distributions of the fields of the eigen TE_1 -wave of such a waveguide are studied.

Keywords: plane-parallel waveguide, metasurface, disk resonator, transverse electric wave.

ЗМІСТ

СПИСОК СКОРОЧЕНЬ.....	3
ВСТУП	4
1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ	5
1.1. Огляд сучасних ліній передач міліметрового та терагерцового діапазонів	5
1.2. Принцип функціонування розривного хвилеводу.....	9
1.3. Проблеми створення хвилевідних систем оптичного діапазону	11
2. ВЛАСНІ ХВИЛІ ПЛОСКО-ПАРАЛЕЛЬНОГО ХВИЛЕВОДУ	14
2.4. Висновки	18
3. ДОСЛІДЖЕННЯ РЕЖИМІВ ПОВНОГО ВІДБИВАННЯ ДИСКОВОЇ МЕТАПОВЕРХНІ	20
3.1. Постановка задачі	21
3.2. Режими повного відбиття дискової метаповерхні при похилому падінні ТЕ-поляризованої хвилі.	23
3.3. Висновки	31
4. ВИВЧЕННЯ УМОВ ФОРМУВАННЯ ХВИЛЕВІДНОГО КАНАЛУ ІЗ СТІНКАМИ У ВИГЛЯДІ ДИСКОВИХ МЕТАПОВЕРХОНЬ	34
3.1. Постановка задачі та математична модель.....	35
3.2. TE_1 -хвиля дискового метажхвилеводу	37
3.3. Висновки	43
ВИСНОВКИ.....	44
ЛІТЕРАТУРА	45

СПИСОК СКОРОЧЕНЬ

GW – розривний хвилевід (gap waveguide)

PEC – ідеальний електричний провідник (perfect electric conductor)

PMC – ідеальний магнітний провідник (perfect magnetic conductor)

SIW – хвилевід, вбудований у підкладку (substrate integrated waveguide)

ВСТУП

Розвиток сучасних оптичних систем зв'язку потребує розробки теорії ліній передачі у оптичному діапазоні. Наявні на сьогодні оптоволоконні технології мають низку недоліків, зокрема, мова може йти про труднощі їх поєднання у планарних технологіях. У той же час запропоновані технології так званого розривного хвилеводу дозволяють на сьогодні створити унікальні технології у міліметровому та суб-терагерцовому діапазонах. Зсув цієї технології у оптичний діапазон є дуже перспективним. У той же час, в оптиці вкрай не зручним є використання металів в якості екранів із-за великого рівня дисипації енергії в них.

В роботі пропонується розглянути можливість створення хвилеводного каналу поміж двома метаповерхнями, які працюють у режимі повного резонансного відбиття. Ця ідея інтуїтивно зрозуміла, але її практична реалізація нашоюхується на низку труднощів, які можливо проаналізувати лише експериментальними методами (натурним або числовим). Саме цим обґрунтовується структура дипломної роботи. В першому розділі проводиться огляд сучасних технологій виготовлення та принципів функціонування хвилевідних систем. В другому розділі розв'язання класична задача про власні хвилі плоско-паралельного хвилеводу зі стінками з ідеальних провідників (електричного та магнітного). Це є прототипною структурою для метакхвилеводу. В третьому розділі досліджуються умови формування повного відбиття від метаповерхні та вибирається перспективна для утворення хвилеводу геометрія метаповерхні. В четвертому та заключному розділі методом числового моделювання підтверджується утворення метакхвилеводу та прояснюються деякі властивості його власної хвилі.

Відмітимо, що запропонована структура метакхвилеводу дозволяє легко керувати його властивостями простою зміною параметрів метаповерхні без зміни його ширини. Це дуже цікаво з точки зору планарних технологій.

1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

1.1. Огляд сучасних ліній передач міліметрового та терагерцового діапазонів

Виникнення та широке впровадження у сучасному світі нових бездротових застосунків, таких як автономні безпілотні транспортні засоби, віртуальна та доповнена реальність, інтернет речей (IoT), міжмашинний зв'язок (M2M) та перспективні широкосмугового мобільного зв'язку потребує суттєвої модернізації систем бездротового зв'язку. Тому спостерігається експоненціальний ріст попиту на збільшення трафіку даних, пропускної здатності лінії передачі даних та на зменшення затримок мобільного стільникового зв'язку. Для задоволення цього попиту перспективними є сучасні технології міліметрового, суб-терагерцового та оптичного діапазонів, що зумовлено можливістю використання дуже широких частотних смуг для організації каналів зв'язку. Але для того, щоб мати можливість скористатись цими перевагами вказаних діапазонів треба подолати цілу низку інших проблем. Серед них слід відзначити як проблеми пов'язані із розповсюдженням сигналів у повітрі (поглинання в атмосфері, розсіювання тощо), якими замаються в теорії бездротових мереж зв'язку [1, 2], так і потреба в розробці радіочастотних інтерфейсних систем. Крім того, успішна комерціалізація систем вказаних діапазонів залежить від наявності готових до масового виробництва та економічно ефективних технологій. А мінімізації втрат при передачі сигналів можна досягти на основі методів інтеграції з високою щільністю, які зокрема спираються на використання звичайних радіочастотних (РЧ) компонентів. Останні пов'язаними з недорогим виробничим процесом і повинні бути доступні для забезпечення широкого спектру рішень для комерційних продуктів. Тому лінії передачі та технології упаковки РЧ елементів є основою для втілення такого підходу в реальність. Однією з технологій побудови ліній передачі, яка привернула

найбільшу увагу в останнє десятиліття, є так звана лінія передачі з розривним хвилеводом (gap waveguide (GW)) [3].

Щоб зрозуміти концепцію розривного хвилеводу розглянемо типові лінії передачі, які знайшли своє застосування у більш низькочастотних діапазонах. З 1950-х років розвитку набули технологія планарних ліній передачі, до яких належать мікросмужкові лінії та стрічкові хвилеводи. Поява цих ліній передачі пов'язана із розвитком технології виготовлення компактних та недорогих друкованих плат для мікрохвильового діапазону. Ця технологія забезпечує пряму структурну інтеграцію, низький профіль, легку вагу, і топологічну мініатюризацію з масовою продуктивністю та низькою собівартістю виготовлення [4]. Теоретично будь-який пристрій, який працює у мікрохвильовому діапазоні, може бути масштабованим для роботи на вищих частотах. Але зменшення довжини хвилі збільшує складність дизайну та конструкції таких пристроїв. Крім того, із зростанням робочої частоти (зсув у міліметровий та, особливо, оптичний діапазон), зростають діелектричні та омичні втрати, а також зростають втрати через витік випромінювання (через поверхневі хвилі). Це призводить до того, що в реальності у вказаних діапазонах хвиль реалізація лінії передачі та компонентів каналу зв'язку таких, як фільтри, антени тощо, стикається із значними технологічними труднощами, що веде до збільшення їх вартості. І хоча в терагерцовому діапазоні використання LTCC технології [5], яка спирається на використання спеціальної кераміки, дозволяє впоратися з надмірним рівнем діелектричних втрат в друкованій платі, але втрати у металі та на випромінювання є неминучими. В сучасних системах мікрохвильового та терагерцового діапазону використовуються окремі компоненти каналу зв'язку, які виготовлені за цією технологією, але при їх застосуванні треба враховувати інші проблеми, такі як появу перехресних перешкод, живлення цих елементів та цілісності сигналу [5].

З іншого боку, звичайний полий хвилевід є більш перспективною лінією передачі для міліметрових хвиль і суб-терагерцових ліній зв'язку з

точки зору низьких втрат і можливостей передачі великої потужності [4],[6],[7]. Полий хвилевід часто повністю металевий, отже, забезпечує повністю екранований хвилевід, що дозволяє уникнути небажаного випромінювання та діелектричних втрат, оскільки діелектрична підкладка не потрібна. Але об'ємний фактор полого хвилеводу ускладнюють його інтеграцію з іншими лініями передачі через складну конструкцію переходу та проблему упаковки. Крім того, ця структура хвилеводу чутлива до допусків при виготовленні та складанні, особливо для багатошарових структур, таких як конструкції антенних решіток, оскільки потрібен хороший електричний контакт між сусідніми шарами хвилеводу. Полі хвилеводи зазвичай виготовляють шляхом спочатку травлення багатошарових металевих структур, а потім їх комбінування за допомогою техніки, відомої як дифузійне з'єднання [7]. Процес дифузійного з'єднання спрямований на забезпечення стабільного поверхневого з'єднання пакету металевих шарів за допомогою пластичної деформації та дифузійного руху атомів у захисному середовищі або вакуумі в умовах високого тиску та високої температури ($\approx 1000\text{ }^{\circ}\text{C}$) [7]. Цей тип з'єднання необхідний для забезпечення гальванічного контакту між металевими шарами стека, що є вирішальним для підтримки належної роботи полого хвилеводу. Незважаючи на те, що завдяки сучасній передовій технології виробництво полого хвилеводу було суттєво вдосконалено, цей складний виробничий процес все ще дорогий. Тому порожнисті хвилеводи залишаються непривабливими для масової комерціалізації.

Як альтернативний метод, технологія хвилеводу, інтегрованого в підкладку (SIW) або технологія пристінного хвилеводу, пропонує комбіновані переваги як плоских ліній передачі, так і полих хвилеводів [4], [6]. Структури на основі хвилеводу інтегрованого в підкладку ідентичні прямокутним хвилеводним структурам з діелектричним заповненням, за винятком того, що два ряди металізованих наскрізних отворів замінюють короткі стінки хвилеводу. Подібно до металевого хвилеводу, верхня та нижня

металеві пластини та наскрізні отвори створюють петлю струму у поперечному перерізу. Щоб мінімізувати витік, усі ці наскрізні отвори розташовані щільно один до одного [8]. Отвори у «бічних» стінках виключають існування поперечних магнітних (ТМ) мод у спектрі власних хвиль. Отже, в цій лінії передачі можуть поширюватись лише моди TE_{m0} звичайного прямокутного хвилеводу [6], [8]. Але наявність діелектричної підкладки робить втрати діелектрика неминучими в цьому випадку. Наприклад, конструкція фільтра в діапазоні Х може призводити до внесених втрат приблизно 2 дБ [9], а коли частота масштабується до діапазону W, внесені втрати можуть перевищувати 3 дБ [10]. Крім того, якщо перехідні отвори у SIW хвилеводі не спроектовані та виготовлені належним чином, може статися небажаний витік, що призведе до суттєвого погіршення продуктивності пристрою [6].

Розрив у продуктивності описаних вище ліній передачі призвів до пошуку нових типів, які б забезпечували з одного боку низький рівень втрат, а з іншого низьку вартість технології виготовлення. У 2008 році професор Пер-Саймон Кілдал винайшов технологію розривного хвилеводу (GW), яка відповідає висунутим вище вимогам в межах міліметрового та суб-терагерцового діапазонів хвиль [11]. Ця технологія базується на попередніх дослідженнях «твердих» і «м'яких» поверхонь, наведених у [12]. Її можна розглядати як нову хвилеводну структуру на основі метаматеріалів, яка використовує «тверді» та «м'які» граничні умови для керування поширенням електромагнітних хвиль. Технологія розривного хвилеводу нещодавно була визначена як одна з найперспективніших технологій ліній передачі для зв'язку в згаданих діапазонах, оскільки вона поєднує в собі переваги планарної технології з низьким рівнем втрат та можливість передачі високої потужності, що притаманна звичайним полим хвилеводам [13]. Крім того, одним із найбільш інтригуючих аспектів GW технології є те, що вона дозволяє створити повітряний зазор між двома шарами без необхідності електричного з'єднання, що робить процес виготовлення значно простішим і,

отже, набагато дешевшим, ніж дифузійне з'єднання [11], [13]. Також, повітряний зазор вирішив проблему пасивної інтермодуляції, яка часто виникала через неправильний електричний контакт між з'єднанням хвилевід-хвилевід [14], [15], [16].

1.2. Принцип функціонування розривного хвилеводу

Фундаментальним принципом роботи GW технології є керування поширенням електромагнітних хвиль через хвилевід з паралельними пластинами [11]. У звичайному хвилеводі з паралельними пластинами, який складається з двох паралельних пластин непов'язаних ідеальних електричних провідників (РЕС), існує нетривіальний розв'язок рівнянь Максвелла (див. розділ 2), який вказує на існування власних хвиль в системі, які можуть поширюватись в області поміж пластин. Однак, якщо одну з цих пластин РЕС замінити ідеальним магнітним провідником (РМС) на відстані менше $\lambda/4$, то власних електромагнітних хвиль, що здатні поширюватися між пластинами не існує [11]. Це пояснюється тим, що коли повітряний зазор менший за $\lambda/4$, відбувається відсікання всіх мод, що поширюються в повітряному зазорі, яке створює РМС через його характеристики високого поверхневого опору. Таким чином, цю функцію можна використовувати для керування напрямком поширення хвилі без витоку в інших напрямках. Отже, якщо ділянку цієї області РМС замінити на РЕС (реалізований у вигляді гребня, канавки або смуги), тоді електромагнітні хвилі будуть змушені рухатися вздовж цього каналу РЕС [11]. На рис. 1.1 зображено принцип, згаданий вище. Існуючи металеві матеріали на високих частотах все ще можна розглядати як РЕС, але РМС в природі не існує. У той же час сучасний прогрес у теорії метаматеріалів дозволяє створити штучний магнітний провідник (АМС), який буде за своїми властивостями подібним до РМС [17].

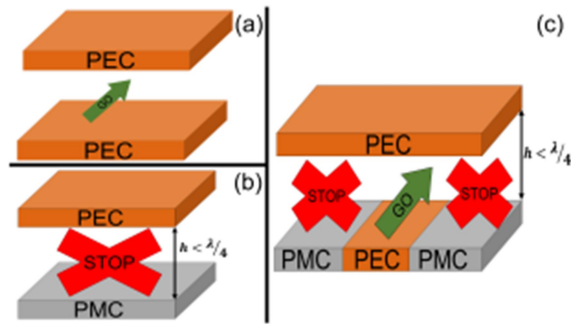


Рисунок 1.1. До пояснення принципу функціонування GW технології.

а) Поширення власної хвилі плоского PEC-PEC хвилеводу, б) заборона поширення власних хвиль у плоскому хвилеводі PEC-PMC завтовшки менше $\lambda/4$; с) формування розривного хвилеводу у вигляді каналу PEC-PEC обмеженого каналами PEC-PMC з боків. Рисунок взятий з [3].

У порівнянні зі звичайними лініями передачі, такими як мікросмушкові та полі хвилеводи, GW лінія передачі є чудовим конкурентом для застосувань у міліметровому та суб-терагерцовому діапазонах завдяки своїм привабливим властивостям, які включають низькі втрати, гнучке планарне виробництво та низьку вартість [11], [13]. Технологія GW має низькі втрати, особливо для повністю металевих GW, оскільки електромагнітні хвилі безперешкодно поширюються по повітрю вздовж припустимих шляхів. Неприпустимі шляхи перешкоджають поширенню хвилі, обмежуючи поширення хвилі по всій допустимій області. Таким чином, допускається невеликий повітряний зазор між пластинами PEC-PMC [11]. Ця функція забезпечує більшу свободу виготовлення та складання, вирішуючи проблеми з хорошим електричним з'єднанням, які виникають із звичайними полими хвилеводами та призводить до значної економії витрат на виробництві

На цей момент відомі 4 різні типи GW-технології та розроблено цілу низку елементів каналу зв'язку на їх основі. З оглядом основних результатів за даним напрямком можна ознайомитись в [3].

1.3. Проблеми створення хвилевідних систем оптичного діапазону

При зміщенні у оптичний діапазон ключову роль починають відігравати звичайні оптоволоконні хвилеводи, принцип дії яких спирається на ефект повного внутрішнього відбиття всередині сердечника з високим індексом [18]. Але деякі переваги порівняно з ним дають хвилеводи із брегівськими дзеркалами, які утворюються періодичними послідовностями шарів з високим та низьким коефіцієнтом заломлення, що чергуються [19]. Така композиція оболонки призводить до утворення фотонних заборонених зон у спектрах багат шарової системи, що призводить до утримання світла всередині ядра з низьким індексом, яке зазвичай вважається повітряним проміжком. Особливості формування забороненої зони надає декілька привабливих особливостей характеристикам брегівського оптичного хвилеводу [20, 21], зокрема, оскільки більша частина світла направляється всередину сердечника з низьким індексом, втрати та нелінійні ефекти можуть бути значно придушені порівняно зі звичайним оптичним хвилеводом на основі сердечника з високим коефіцієнтом заломлення.

Крім того, навіть у найпростішій симетричній конфігурації брегівських хвилеводів існує набір унікальних оптичних характеристик, які недоступні в звичайних хвилеводах, оскільки перші мають високу дисперсію через їх складну геометрію (а не лише через склад матеріалу). Як такі особливості можна згадати, що в хвилеводах з брегівським відбиттям [22, 23]:

- кожна мода має кілька точок відсічки, що призводить до можливості проектування хвилеводу, який підтримує лише моди високого порядку замість основної;
- існує можливість втрати певної моди через звуження фотонної забороненої зони в точку;
- деякі специфічні моди з негативним порядком можуть з'явитися, коли система складається з досить тонкого направляючого шару.

З іншого боку, хвилеводи з брегівським відбиттям демонструють додатковий ступінь свободи для оптимізації своїх оптичних характеристик завдяки використанню певних конструкцій оболонки, серед яких дизайн асиметричних дзеркал [24, 25], дефектні шари в оболонці [26, 27], та можна згадати розміщення узгоджених шарів між серцевиною та оболонкою [28].

А у роботі [29] було запропоновано використання аперіодичних багатошарових структур у якості дзеркал в плоскому оптичному хвилеводі. Аперіодичність дозволяє більш гнучко контролювати ширину та положення забороненої зони, а також суттєво зменшити товщину дзеркал.

Тим не менш, навіть, аперіодичні дзеркала повинні мати доволі значну кількість шарів, щоб забезпечити формування забороненої зони, що призводить або до потреби використання технології напилення з високою роздільною здатністю, щоб забезпечити різкі зміни діелектричної проникності у надтонких шарах, а це, в свою чергу, веде до зростанні часу виготовлення таких хвилеводів та збільшення їх ціни.

Також пряме застосування GW технології у оптичному діапазоні пов'язано з потребою врахування високих омичних втрат у металах в цьому діапазоні та створенням складних за композицією багатошарових структур. Іншими словами метали у оптичному діапазоні для використання у вигляді PEC є не доречним. Як власне і підхід, що полягає у використанні надтонких хвилевідних каналів завтовшки менш ніж $\lambda/4$.

Тим не менш поєднання двох підходів може дати позитивний результат. Ми можемо в якості дзеркал плоского оптичного хвилеводу обрати повністю діелектричну метаповерхню, яка забезпечує повне відбиття. Добре відомо, що, наприклад, звичайна дискова метаповерхня дозволяє досягти повного відбиття за умови збудження в ній колективного коливання, яке асоціюється із збудженням так званих резонансів Мі в окремому збудженні. При цьому основними Мі-резонансами є такі, які формують у диску розподіли полів подібні до магнітного та електричного диполу. Зрозуміло, що за таких умов метаповерхня за своїми властивостями у дальній

зоні буде нагадувати поверхню виконання з РЕС, або РМС в залежності від типу коливань, що збуджуються.

Але, слід врахувати, що на відміну від хвилеводу на брегівському відбитті в даному випадку ми матимемо справу скоріш не з забороненими зонами, а з доволі добротними резонансами. І більш того, на відміну від «неперервного» РЕС чи РМС, штучні РЕС та РМС мають просторову дисперсію, яка вносить додаткові обмеження у частотний діапазон існування власних хвиль такого метажилеводу. Тут можна очікувати наявності максимально припустимої частоти, за якої ми можемо вважати метаповерхню за штучний РЕС чи РМС екран по аналогії з теорією нормальних коливань у твердому тілі.

Таким чином, актуальним є дослідження можливості формування метажилеводу в повітряному зазорі поміж двох дискових метаповерхонь. Слід зазначити, що в подальшому нам потрібна буде інформація про ідеальний плоский хвилевод із РЕС-РЕС, РЕС-РМС та Р-РМС стінками. Тому в наступному розділі проаналізована ця класична задача радіофізики.

2. ВЛАСНІ ХВИЛІ ПЛОСКО-ПАРАЛЕЛЬНОГО ХВИЛЕВОДУ

Перш ніж досліджувати складний композиційний хвильовід проаналізуємо власні хвилі ідеального плоско-паралельного хвильоводу, який утворюється у просторі поміж двома поверхнями, які виконані з ідеального електричного (РЕС) або магнітного (РМС) провідника. Для пошуку та аналізу властивостей власних хвиль таких хвильовідних систем треба провести розв'язання системи рівнянь Максвела за відсутності вільних зарядів та сторонніх струмів.

$$\begin{cases} \text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \text{rot } \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{cases} \quad (2.1)$$

Для визначеності оберемо систему координат так, щоб поверхні РЕС/РМС, які утворюють хвильовід, відповідали б рівнянням $x = \pm d/2$, а за напрямком поширення хвилі оберемо вісь Oz (Рис. 2.1). В такому випадку задача є симетричною відносно будь-якого зсуву вздовж вісі Oy , а отже $\frac{\partial}{\partial y} \equiv 0$.

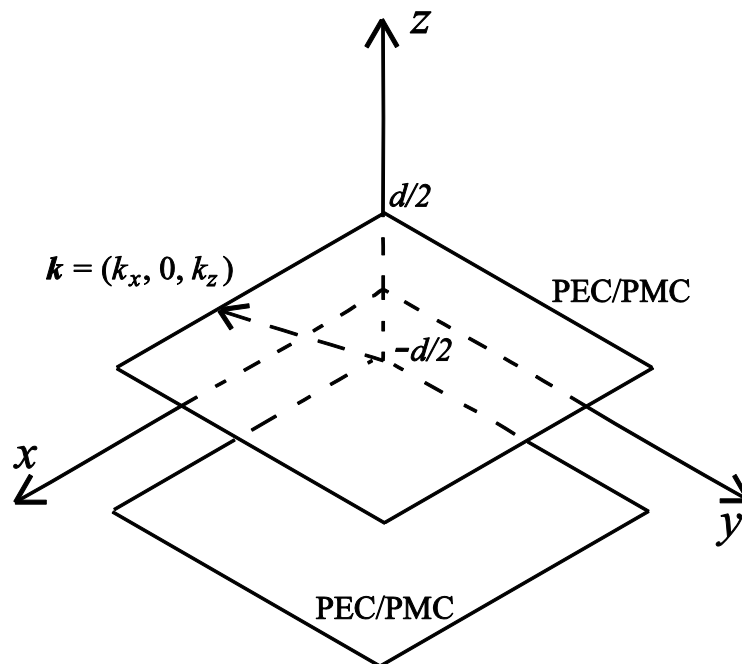


Рисунок 2.1. Плоско-паралельний хвильовід та система координат.

За такого вибору системи координат система рівнянь Максвела поділяється на дві незалежні системи, які описують так звані ТЕ- та ТМ-хвилі, відповідно:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_y}{\partial z} = \frac{\partial B_x}{\partial t} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{\partial B_z}{\partial t} \\ -\frac{\partial H_z}{\partial x} + \frac{\partial H_x}{\partial z} = \frac{\partial D_y}{\partial t} \end{array} \right. \quad (2.2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{\partial B_y}{\partial t} \\ -\frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{\partial D_x}{\partial t} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} = \frac{\partial D_z}{\partial t} \end{array} \right. \quad (2.3)$$

У разі ізотропного магнітодіелектричного заповнення проміжку поміж поверхнями, яке описується діелектричною (ϵ) та магнітною (μ) проникностями, тобто матеріальним рівняннями $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$ та $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$, для монохроматичних хвиль ($\vec{E}, \vec{H} \sim e^{-i\omega t}$) обидві системи зводяться до рівняння Гельмгольца:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + k^2 \epsilon \mu F = 0.$$

Тут $F = \{E_y, H_y\}$ – шукана функція,

$$k = \omega/c,$$

ω – циклічна частота,

c – швидкість світла.

Обмежимося в даному випадку пошуком розв'язків, які будуть описувати хвилі, що поширюються вздовж осі Oz , тобто $F = f(x)e^{i\gamma z}$. Тоді задача зводиться до розв'язання звичайного диференційного рівняння, що описує коливання на відрізку $x \in [-d/2; d/2]$:

$$\frac{d^2 f}{dx^2} + k_{\perp}^2 f = 0.$$

$$k_{\perp}^2 = k^2 \epsilon \mu - \gamma^2.$$

Загальним розв'язком цього рівняння є функція $f(x) = A \cos(k_{\perp} x) + B \sin(k_{\perp} x)$, де A та B – невідомі сталі.

Можливі значення $k_{\perp}$ та невідомих сталих повністю визначаються граничними умовами, які, в свою чергу, залежать від типу хвильоводу (РЕС-РЕС, РЕС-РМС або РМС-РМС) та поляризації хвилі (ТЕ чи ТМ). Випишемо ці умови для всіх випадків (Табл. 2.1).

Таблиця 2.1. Граничні умови для шуканої функції для різних типів хвильоводів та поляризацій хвиль.

Поляризація	Тип хвильоводу		
	РЕС-РЕС	РЕС-РМС	РМС-РМС
ТЕ-хвиля	$f(-d/2) = 0$ $f(d/2) = 0$	$f(-d/2) = 0$ $f'(d/2) = 0$	$f'(-d/2) = 0$ $f'(d/2) = 0$
ТМ-хвиля	$f'(-d/2) = 0$ $f'(d/2) = 0$	$f'(-d/2) = 0$ $f(d/2) = 0$	$f(-d/2) = 0$ $f(d/2) = 0$

Відмітимо, що в Табл. 2.1 f' позначає похідну від шуканої функції.

Підстановка в умови загального вигляду функції $f(x)$ дозволяє отримати наступні рішення:

$$\begin{cases} f(-d/2) = 0 \\ f(d/2) = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} A \cos(k_{\perp} d/2) - B \sin(k_{\perp} d/2) = 0 \\ A \cos(k_{\perp} d/2) + B \sin(k_{\perp} d/2) = 0 \end{cases} \Rightarrow \sin(k_{\perp} d) = 0 \Rightarrow$$

$$k_{n\perp} = \frac{n\pi}{d}, \quad n = 1, 2, \dots$$

$$\begin{cases} f'(-d/2) = 0 \\ f'(d/2) = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} k_{\perp} (A \sin(k_{\perp} d/2) + B \cos(k_{\perp} d/2)) = 0 \\ k_{\perp} (B \cos(k_{\perp} d/2) - A \sin(k_{\perp} d/2)) = 0 \end{cases} \Rightarrow \sin(k_{\perp} d) = 0 \Rightarrow$$

$$k_{n\perp} = \frac{n\pi}{d}, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

$$\begin{cases} f(-d/2) = 0 \\ f'(d/2) = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} A \cos(k_{\perp} d/2) - B \sin(k_{\perp} d/2) = 0 \\ k_{\perp} (B \cos(k_{\perp} d/2) - A \sin(k_{\perp} d/2)) = 0 \end{cases} \Rightarrow \cos(k_{\perp} d) = 0 \Rightarrow$$

$$k_{n\perp} = \frac{(2n+1)\pi}{2d}, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

$$\begin{cases} f'(-d/2) = 0 \\ f(d/2) = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} k_{\perp}(A \sin(k_{\perp}d/2) + B \cos(k_{\perp}d/2)) = 0 \\ A \cos(k_{\perp}d/2) + B \sin(k_{\perp}d/2) = 0 \end{cases} \Rightarrow \cos(k_{\perp}d) = 0 \Rightarrow$$

$$k_{n\perp} = \frac{(2n+1)\pi}{2d}, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Наявність у дисперсійних рівняннях нескінченної кількості розв'язків вказує на те, що у хвильоводах існує безліч ТЕ- та ТМ-хвиль, які будемо позначати як ТЕ_n- та ТМ_n-хвилі, тим самим конкретизуючи про яку саме з власних хвиль ведемо розмову.

Крім того, слід відзначити, що для РЕС-РЕС та РМС-РМС хвильоводів власний спектр хвиль містить хвилю із номером $n = 0$, яка реалізується для випадків ТМ-хвиль для РЕС-РЕС хвильоводу та ТЕ-хвиль для РМС-РМС хвильоводу, відповідно. Легко зрозуміти, що в цьому випадку

$$\begin{aligned} E_y\{H_y\} &= E_0\{H_0\}e^{i(\gamma z - \omega t)}, \\ H_z\{E_z\} &= 0, \\ H_x\{E_x\} &= E_0\sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\mu\mu_0}}\left\{H_0\sqrt{\frac{\mu\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0}}\right\}e^{i(\gamma z - \omega t)}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Тут $\gamma = k\sqrt{\varepsilon\mu}$.

Зрозуміло, що (2.4) описує розповсюдження поперечної електромагнітної (ТЕМ) хвилі у хвильоводі. І ми можемо стверджувати, що ТМ₀-хвиля для РЕС-РЕС хвильоводу та ТЕ₀-хвиля для РМС-РМС хвильоводу це суть ТЕМ-хвиля. Відмітимо, що для випадку РЕС-РМС хвильоводу ТЕМ хвиля не існує.

Також відзначимо, що $k_{n\perp}$ дійсне число, а отже $\gamma_n = \sqrt{k^2\varepsilon\mu - k_{n\perp}^2}$ може бути як дійсним, так і уявним числом. Цей факт добре відомий у теорії хвильоводів і вказує на той факт, що у ТЕ_n- та ТМ_n-хвиль (для $n \neq 0$) існує частота відсічки. Хвиля не може поширюватись у хвильоводі на частотах нижче за частоту відсічки, яка визначається умовою

$$f_c = ck_{n\perp}/2\pi\sqrt{\varepsilon\mu}. \quad (2.5)$$

В Табл. 2.2 зібрані всі основні характеристики власних хвиль плоско-паралельних хвилеводів різних типів. Ці дані є добре відомими, але вони є опорними для подальшої роботи.

2.1. Висновки

В даному розділі проаналізовано класичну задачу про власні хвилі плоско-паралельного хвилеводу, який утворюється поміж 2 поверхнями, що описуються граничними умовами притаманними ідеальним електричному та магнітному провіднику.

Невзираючи на той факт, що в оптичному діапазоні хвиль метали не є більше ідеальним провідником, а магнітний провідник в природі відсутній, тим не менш ці результати можуть бути опорними для метажвилеводів, в яких ідеальні провідники будуть моделюватися метаповерхнями у режимі повного відбивання.

Подальші дослідження повинні в такому випадку бути зосереджені на пошуку режимів повного відбивання у метаповерхні. Цьому питанню присвячено наступний розділ.

Таблиця 2.2. Характеристики власних хвиль плоско-паралельного хвилеводу в залежності від його типу.

Тип хвилі	Тип хвилеводу		
	PEC-PEC	PEC-PMC	PMC-PMC
TEM	$E_y = e^{i\gamma z}$ $H_x = -\sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\mu\mu_0}} e^{i\gamma z}$ $k_{\perp} = 0$ $\gamma = k\sqrt{\varepsilon\mu}, f_c = 0$	відсутні	$E_x = \sqrt{\frac{\mu\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0}} e^{i\gamma z}$ $H_y = e^{i\gamma z}$ $k_{\perp} = 0$ $\gamma = k\sqrt{\varepsilon\mu}, f_c = 0$
TE _n	$E_{yn} = \sin(k_{n\perp}(x + \frac{d}{2})) e^{i\gamma_n z}$ $H_{xn} = -\frac{\gamma_n}{\omega\mu\mu_0} \sin(k_{n\perp}(x + \frac{d}{2})) e^{i\gamma_n z}$ $H_{zn} = \frac{-ik_{n\perp}}{\omega\mu\mu_0} \cos(k_{n\perp}(x + \frac{d}{2})) e^{i\gamma_n z}$ $k_{n\perp} = \frac{n\pi}{d}, n = 1, 2, \dots$ $\gamma_n = \sqrt{k^2\varepsilon\mu - k_{n\perp}^2}, f_c = \frac{nc}{2d\sqrt{\varepsilon\mu}}$	$E_{yn} = \sin(k_{n\perp}(x + \frac{d}{2})) e^{i\gamma_n z}$ $H_{xn} = -\frac{\gamma_n}{\omega\mu\mu_0} \sin(k_{n\perp}(x + \frac{d}{2})) e^{i\gamma_n z}$ $H_{zn} = \frac{-ik_{n\perp}}{\omega\mu\mu_0} \cos(k_{n\perp}(x + \frac{d}{2})) e^{i\gamma_n z}$ $k_{n\perp} = \frac{(2n+1)\pi}{2d}, n = 1, 2, \dots$ $\gamma_n = \sqrt{k^2\varepsilon\mu - k_{n\perp}^2}, f_c = \frac{nc}{2d\sqrt{\varepsilon\mu}}$	$E_{yn} = \cos(k_{n\perp}(x + \frac{d}{2})) e^{i\gamma_n z}$ $H_{xn} = -\frac{\gamma_n}{\omega\mu\mu_0} \cos(k_{n\perp}(x + \frac{d}{2})) e^{i\gamma_n z}$ $H_{zn} = \frac{ik_{n\perp}}{\omega\mu\mu_0} \sin(k_{n\perp}(x + \frac{d}{2})) e^{i\gamma_n z}$ $k_{n\perp} = \frac{n\pi}{d}, n = 1, 2, \dots$ $\gamma_n = \sqrt{k^2\varepsilon\mu - k_{n\perp}^2}, f_c = \frac{nc}{2d\sqrt{\varepsilon\mu}}$
TM _n	$E_{xn} = \frac{\gamma_n}{\omega\varepsilon\varepsilon_0} \cos(k_{n\perp}(x + \frac{d}{2})) e^{i\gamma_n z}$ $E_{zn} = \frac{-ik_{n\perp}}{\omega\varepsilon\varepsilon_0} \sin(k_{n\perp}(x + \frac{d}{2})) e^{i\gamma_n z}$ $H_{yn} = \cos(k_{n\perp}(x + \frac{d}{2})) e^{i\gamma_n z}$ $k_{n\perp} = \frac{n\pi}{d}, n = 1, 2, \dots$ $\gamma_n = \sqrt{k^2\varepsilon\mu - k_{n\perp}^2}, f_c = \frac{nc}{2d\sqrt{\varepsilon\mu}}$	$E_{xn} = \frac{\gamma_n}{\omega\varepsilon\varepsilon_0} \sin(k_{n\perp}(x + \frac{d}{2})) e^{i\gamma_n z}$ $E_{zn} = \frac{ik_{n\perp}}{\omega\varepsilon\varepsilon_0} \cos(k_{n\perp}(x + \frac{d}{2})) e^{i\gamma_n z}$ $H_{yn} = \sin(k_{n\perp}(x + \frac{d}{2})) e^{i\gamma_n z}$ $k_{n\perp} = \frac{(2n+1)\pi}{2d}, n = 1, 2, \dots$ $\gamma_n = \sqrt{k^2\varepsilon\mu - k_{n\perp}^2}, f_c = \frac{nc}{2d\sqrt{\varepsilon\mu}}$	$E_{xn} = \frac{\gamma_n}{\omega\varepsilon\varepsilon_0} \sin(k_{n\perp}(x + \frac{d}{2})) e^{i\gamma_n z}$ $E_{zn} = \frac{ik_{n\perp}}{\omega\varepsilon\varepsilon_0} \cos(k_{n\perp}(x + \frac{d}{2})) e^{i\gamma_n z}$ $H_{yn} = \sin(k_{n\perp}(x + \frac{d}{2})) e^{i\gamma_n z}$ $k_{n\perp} = \frac{n\pi}{d}, n = 1, 2, \dots$ $\gamma_n = \sqrt{k^2\varepsilon\mu - k_{n\perp}^2}, f_c = \frac{nc}{2d\sqrt{\varepsilon\mu}}$

3. ДОСЛІДЖЕННЯ РЕЖИМІВ ПОВНОГО ВІДБИВАННЯ ДИСКОВОЇ МЕТАПОВЕРХНІ

Як відомо з теорії хвильоводних систем, кожна власна хвиля плоско-паралельного хвильоводу може бути розглянута як плоска електромагнітна хвиля, що поширюється під певним кутом до осі хвильоводу і набуває повного відбиття від його стінок. Зрозуміло, що кут поширення хвилі можна визначити спираючись на значення $k_{n\perp}$ та γ_n , взятих з Табл. 2.1. Останні залежать від частоти f , товщини d та матеріальних властивостей хвильоводного каналу, тобто від ϵ та μ .

Ситуація докорінно змінюється, коли ми замість стінок з ідеального провідника, які повністю відбивають будь-яке електромагнітне випромінювання незалежно від кута падіння, використовуємо метаповерхні. Серед суттєвих відмінностей слід згадати наступне:

- дискретну структуру метаповерхні, що накладає обмеження на фазові властивості електромагнітного випромінювання (просторовий розподіл вздовж метаповерхні), що вона здатна відбивати;
- резонансний характер відбиття, замість зонального, який, наприклад, притаманний фотонним кристалам;
- можливість формування додаткових дифракційних променів у відбитому світлі за певних умов.

З огляду на все сказане, зрозуміло, що треба дослідити режими повного відбиття метаповерхні для випадку похилого падіння на неї плоскої електромагнітної хвилі.

Всі обчислення проводились на основі Comsol.

3.1. Постановка задачі

В цьому розділі розглянемо задачу дифракції хвилі, що падає під певним кутом на дискову метаповерхню, яка утворена двоперіодичним масивом з квадратною періодичною коміркою ($l_1 = l_2 = l = 1$ мкм), кожна з яких вміщує дисковий діелектричний резонатор. Вважаємо, що диски виконані з діелектрику, який має діелектричну проникність $\varepsilon_d = 12$, та мають висоту h і радіус R_d . Така проникність відповідає кремнію у інфрачервоному діапазоні ($\lambda \in [1; 2]$ мкм). Крім того, метаповерхня розташована у вільному просторі. Такий підхід дозволяє виключити із розгляду вплив на утворення хвилеводного каналу додаткових границь поділу середовищ з різними коефіцієнтами заломлення.

Для визначеності оберемо систему координат таким чином, щоб вісь Oz співпадала з нормаллю до метаповерхні, а осі Ox та Oy збігалися з напрямками періодичності метаповерхні (рис. 3.1). В якості хвилі, що падає на метаповерхню, розглядається плоска монохроматична хвиля, яка поширюється в площині xOz під кутом θ до осі Oz . За такого вибору геометрії метаповерхні та напрямку поширення хвилі можна казати, що ми розглядаємо задачу дифракції плоскої монохроматичної хвилі, що падає на метаповерхню під кутом падіння θ .

Відомо, що при похилому падінні плоскої монохроматичної хвилі зручно розглянути окремо випадки TE - та TH -поляризованих хвиль. Тоді дифракція довільно поляризованої плоскої монохроматичної хвилі може бути подана у вигляді суперпозиції результатів для TE - та TH -поляризованих хвиль. Під TE -поляризованою хвилею розуміється хвиля, у якої електричне поле має лише компоненту перпендикулярну до площини падіння: $\vec{E} = (0; E_y; 0)$. Саме цю хвилю будемо досліджувати в подальшому.

При дифракції хвилі на періодичній системі у світлі, що пройшло та відбилось, в загальному випадку формується низка дифракційних променів, які відповідають дифракційним порядкам, що здатні переносити енергію в

напрямку перпендикулярному до періодичної системи. Тобто в області над та під метаповерхнею дифраговане електричне поле може бути подано у вигляді суперпозиції мод Флоке [30]:

$$\vec{E}_{mn} = E_0^{mn} e^{i(\gamma_{mn}z + (k_x^x + k_m^x)x + k_n^y y)}, \quad (3.1)$$

де γ_{mn} – стала розповсюдження моди Флоке (m, n) вздовж осі z ,

$k_m^x = 2\pi m/l$ та $k_n^y = 2\pi n/l$ – сталі поширення моди Флоке вздовж осі Ox та Oy , відповідно,

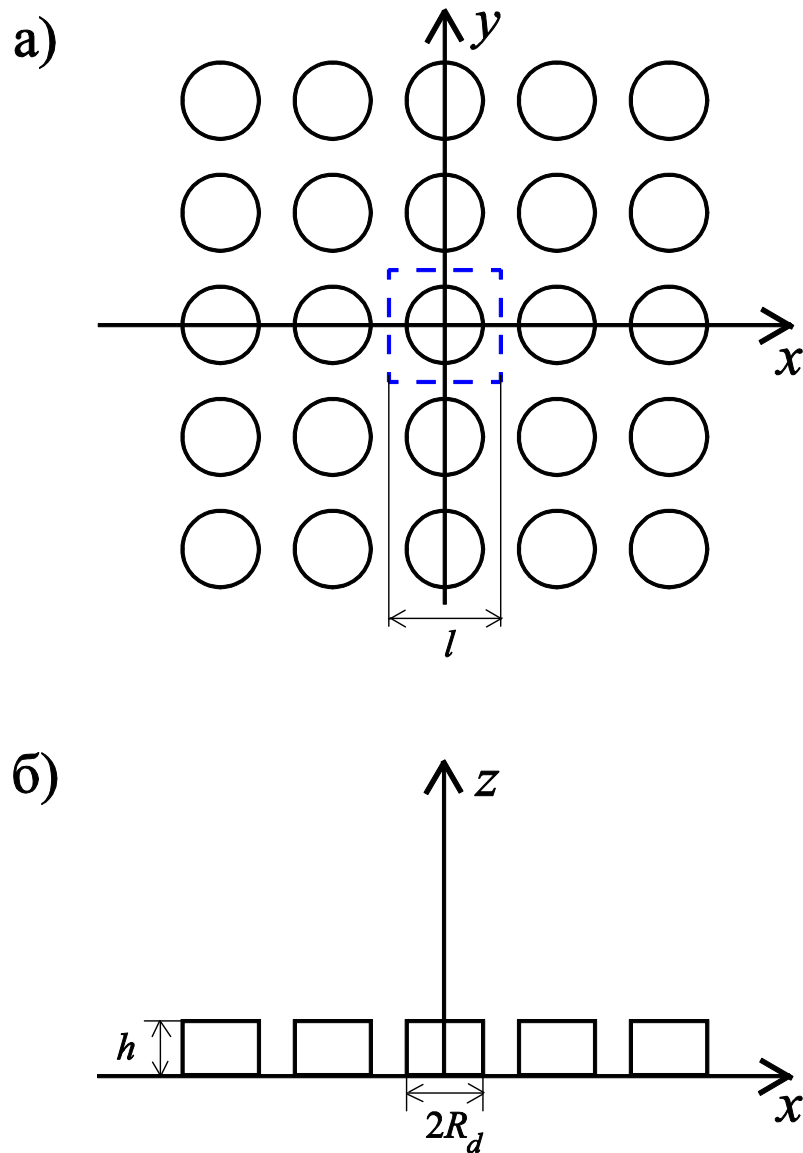


Рисунок 3.1. Дискова метаповерхня, що сформована періодичним у площині xOy масивом кремнієвих дисків, які розташовані у вільному просторі. Висота та радіус дисків висоту h і R_d , відповідно. Періодична комірка має форму квадрата із стороною l .

$k_{xi} = k \sin \theta$ – стала розповсюдження хвилі, що падає, вздовж осі Ox ,
 E_0^{mn} – амплітуда відповідної моди.

Оскільки стала розповсюдження моди Флоке вздовж осі z визначається формулою:

$$\gamma_{mn} = \sqrt{k^2 - (k_{xi} + k_m^x)^2 - (k_n^y)^2}, \quad (3.2)$$

то умова

$$k^2 > (k_{xi} + k_m^x)^2 + (k_n^y)^2 \quad (3.3)$$

визначає частотний діапазон, в якому відповідна мода Флоке відповідає появі додаткового дифракційного променя у відбитому світлі.

З (3.1) та умови (3.3) випливає, що за умов похилого падіння хвилі на метаповерхню частотний діапазон, в якому у відбитому світлі є лише основний (0-ий) дифракційний порядок, який відповідає дзеркальному відбиттю, обмежений зверху частотою відсічки $(-1,0)$ моди Флоке:

$$k^2 < (k \sin \theta - 2\pi m/l)^2. \quad (3.4)$$

Вводячи нормовану частоту $\alpha = l/\lambda$, отримуємо

$$\alpha^2 \cos^2 \theta + 2\alpha \sin \theta - 1 < 0. \quad (3.5)$$

І з урахуванням додатності частоти отримуємо умови реалізації одномодового режиму для метаповерхні:

$$\alpha \in \left(0; \frac{1}{1+\sin \theta}\right], \quad (3.6)$$

де $\theta \in [0; \pi/2)$ – кут падіння хвилі.

Умова (3.6) в подальшому буде використана для визначення робочої смуги частот метакхвилеводу.

3.2. Режим повного відбиття дискової метаповерхні при похилому падінні ТЕ-поляризованої хвилі.

Добре відомо [31-34], що резонансне відбиття дискової метаповерхні пов'язано із збудженням в дисках так званих Мі резонансів окремого диску. Резонанси окремого дискового резонатору добре вивчені як в межах теорії

Мі, так і з точки зору формування резонатору на основі відрізка діелектричного циліндричного хвилеводу [31]. У разі поєднання дисків у періодичний масив резонанси окремого диску набувають частотного зсуву із-за взаємодії дисків, але структура розподілу полів в диску зберігається. Тому ці резонанси часто характеризують у літературі, як мультипольні резонанси метаповерхні. Особливістю цих резонансів є той факт, що вони мають різну залежність від параметрів дискового резонатору, що дозволяє маніпулювати їх взаємним розташуванням у спектрі власних коливань метаповерхні за рахунок правильного вибору геометрії диску.

Також добре відомо [31], що основним коливанням дискового резонатору є коливання, при якому у диску формується магнітний дипольний момент спрямований вздовж осі циліндру. Такий резонанс пов'язаний із TE_{01q} -коливанням циліндричного резонатору [31] та супроводжується формуванням петлі електричного поля у поперечному перерізі диску. З теорії метаматеріалів відомо, що це так звана «темна» мода, яка зазвичай відсутня у спектрі відбиття та проходження плоскої монохроматичної хвилі, що падає нормально. Цей факт пояснюється нульовим електродинамічним зв'язком хвилі що падає та TE_{01q} -коливанням циліндричного резонатору в силу їх протилежної симетрії. Але при похилому падінні хвилі електродинамічний зв'язок вже не буде нульовим, що призводить до появи високо добротних резонансів відбиття у низькочастотному діапазоні. Добротність цих коливань буде знижуватись із зростанням кута падіння. Зворотна ситуація буде спостерігатись для гібридного коливання EH_{11q} , яке пов'язано із формуванням електричного дипольного моменту в поперечному перерізі диску. Для випадку нормального падіння плоскої електромагнітної хвилі це коливання є звичайним («світлим») та має не високе значення добротності, але для випадку $\theta = 90^\circ$ воно стає «темним» коливанням. Отже при зростанні кута падіння добротність цього коливання буде наростати.

Особливе місце займає інше гібридне коливання, яке відомо як HE_{11} - коливання циліндричного резонатору [31]. Це коливання пов'язано з

формуванням магнітного дипольного моменту у поперечному перерізі диску, але фактично цей дипольний момент пов'язаний із формуванням петлі електричного поля по висоті диску, тобто електричне поле на верхній та нижній грані диску має протилежне значення. Такий резонанс можна трактувати, як інтерференційний резонанс по висоті. Зрозуміло, що таке коливання має значно меншу добротність ніж, навіть, EH_{11} -коливання і, хоча при умові $\theta = 90^\circ$ воно і стає «темним» коливанням, але його добротність змінюється дуже мало із зростанням кута падіння при значеннях $\theta < 60^\circ$. Тому це коливання є більш цікавим з точки зору формування зонального повного відбиття метаповерхні. Більше того, частота резонансу, що пов'язана із збудженням цього коливання повинна дуже слабо залежати від кута падіння.

Для перевірки наведеного аналізу було за допомогою Comsol розв'язано низку задач дифракцій, щоб проаналізувати умови формування режимів повного відбиття TE -поляризованої хвилі від метаповерхні та відібрати оптимальні параметри за для реалізації метакхвилеводу.

Рис. 3.2 демонструє залежності коефіцієнту відбиття TE -поляризованої хвилі від радіусу дисків та частоти за умови різних кутів падіння $\theta = 0^\circ$ та $\theta = 20^\circ$. На обох кольорових картах бачимо формування смуги з високим коефіцієнтом відбиття, яка зсувається у високочастотний діапазон із зменшенням радіусу диску. У випадку похилого падіння з'являється додаткові резонанси, які пов'язані зі збудженням «темних» коливань різної топології внаслідок появи електродинамічного зв'язку поміж ними та полем хвилі, що падає, в силу порушення симетрії останньої. Низькочастотний високо добротний резонанс скоріш за все пов'язаний із збудженням «темного» TE_{01q} -коливання у метаповерхні. Зазначимо, що в даному випадку ми обрали високі диски $h = 0,4$ мкм, які дозволяють сформувати широку зону запирання у діапазоні частот, що відповідають умові (3.6) на магнітним дипольним резонансі (HE_{11} -коливання окремого дискового резонатору).

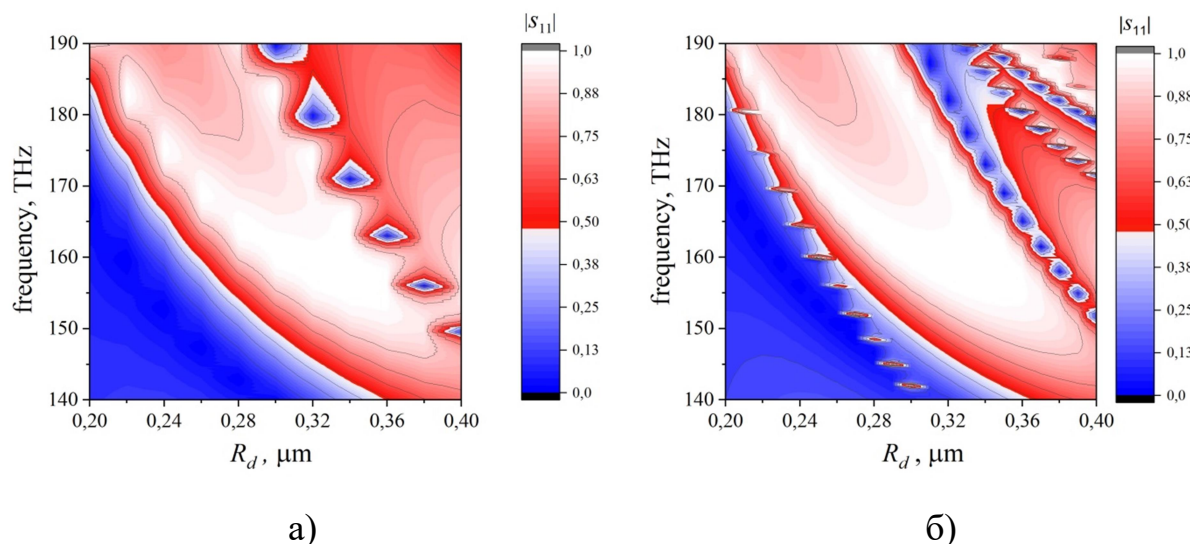
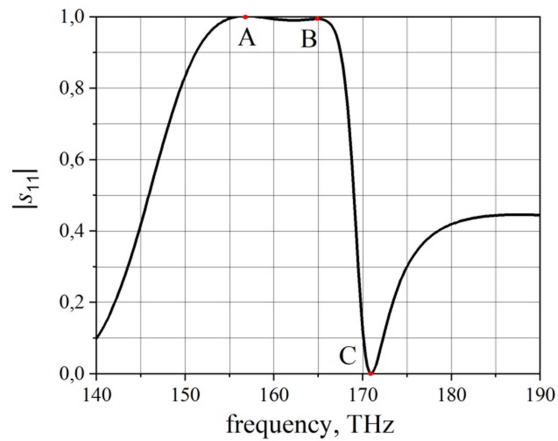


Рисунок 3.2. Кольорові карти, що демонструють залежності коефіцієнта відбиття $|S_{11}|$ TE -поляризованої хвилі від дискової метаповерхні ($h = 0.4$ мкм) від радіуса дисків R_d та частоти для різних кутів падіння (а) – $\theta = 0^\circ$ та (б) – $\theta = 20^\circ$.

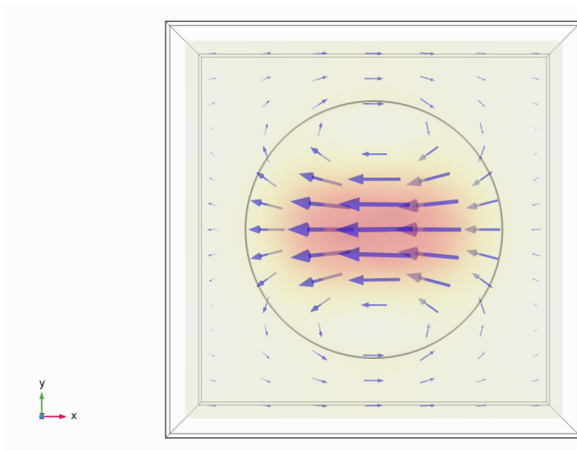
На рис. 3.3-3.5 наведені характерні розподіли полів для вказаних резонансів, що дозволяють підтвердити висновки щодо природи резонансів, що спостерігаються на рис. 3.2.

Бачимо, що на частоті максимуму коефіцієнту відбиття, що відповідає зоні запирання метаповерхні розподіл магнітного поля у диску характерний для магнітного дипольного моменту спрямованого у напрямку осі x для випадку нормального падіння (рис. 3.3). У той же час мінімум коефіцієнту відбиття пов'язаний із збудженням в метаповерхні електричного дипольного моменту спрямованому вздовж осі y . Слід зазначити, що перекриття спектрів гібридних EH_{11q} - та HE_{11} -коливань призводить до того, що коефіцієнт відбиття знижується. Добре відомо, що співпадіння резонансних частот цих двох коливань здатне призводити до утворення так званого анаполя, тобто резонансної частинки яка не здатна випромінювати за рахунок деструктивного впливу випромінювань електричного та магнітного диполів одне на одного. Також, слід відзначити, що взаємодія електричного та магнітного дипольного резонансів може бути, як деструктивна (точка С) так і

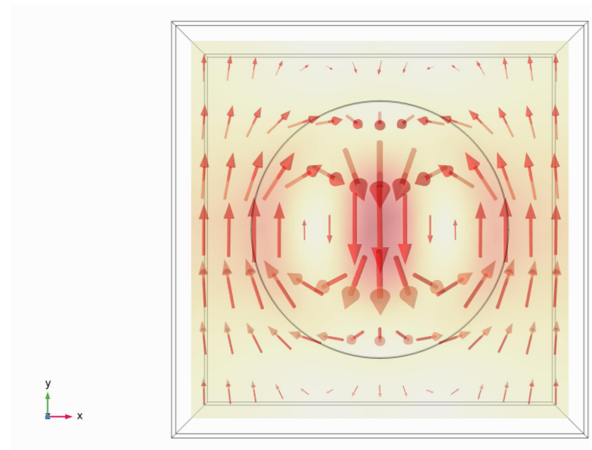
конструктивна (точка В). В даному випадку, резонанс на EH_{11q} -коливанні фактично утворює пару резонанс-антірезонанс тим самим розширюючи зону запирання метаповерхні.



a)



б)



в)

Рисунок 3.3. Частотна залежність коефіцієнту відбиття (а) TE -поляризованої хвилі від дискової метаповерхні ($h = 0,4$ мкм та $R_d = 0,34$ мкм) при нормальному падінні та розподіли магнітного поля (б) на частоті 157 ТГц (точка А) та електричного поля (в) на частоті 171 ТГц (точка С) в центрі дискового резонатора.

При похилому падінні картини розподілів полів для випадку гібридних EH_{11q} - та HE_{11} -коливань вже не такі чіткі (Рис. 3.4-3.5), що пов'язано із

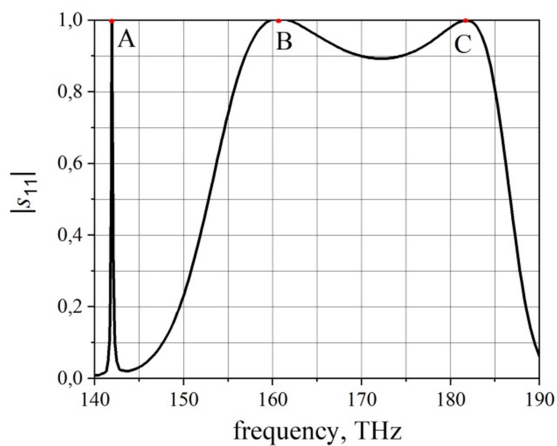
зміною фазового розподілу збуджуючого поля в межах комірки, але все ще дозволяють їх ідентифікувати без використання додаткових математичних апаратів, наприклад, методу мультипольного розкладання.

У той же час в разі меншого радіусу ($R_d = 0,3$ мкм) ми бачимо формування електричної петлі у поперечному перерізі диску (Рис. 3.4,б) на частоті 141,95 ТГц, що підтверджує появу у спектрі відбиття резонансу на «темному» TE_{01} -коливанні. «Взаємодія» цього резонансу з резонансом на гібридному HE_{11q} -коливанні не призводить до деструктивної взаємодії (Рис. 3.2), як у вигляді з двома гібридними коливаннями.

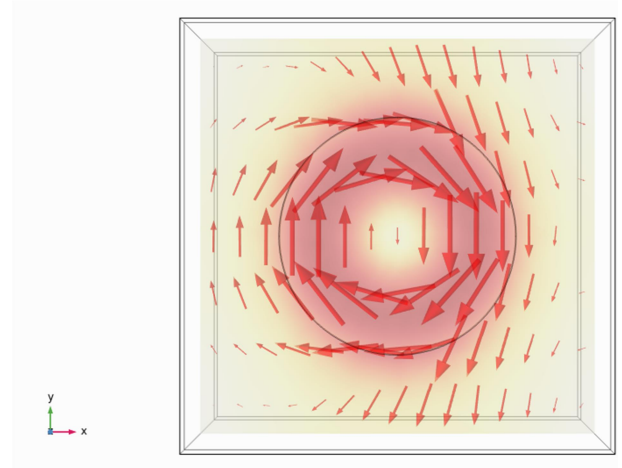
Слід відзначити, що в даному випадку резонанси на гібридних коливаннях відстоять більш ніж на 20 ТГц, що призводить до того, що їх взаємодія вкрай мала і на залежності коефіцієнту ми бачимо фактично широку зону з високим рівнем відбиття двома максимумами якої є резонанси відбиття пов'язані із збудженням HE_{11} - (низько частотний максимум) та EH_{11q} - коливань (високочастотний максимум). Це дуже контрастує з випадком, що демонструє Рис. 3.3 де резонанс на EH_{11q} - коливанні фактично «обрізає» резонанс запирання метаповерхні, що був зумовлений збудженням HE_{11} -коливання.

Ситуація ще більш суттєво змінюється для випадку більшого радіусу ($R_d = 0,38$ мкм) (Рис. 3.5). За таких умов частотний проміжок поміж гібридними резонансами зменшується ще більше, що призводить до того, що резонанс запирання метаповерхні, обумовлений збудженням HE_{11} - коливання, фактично руйнується внесеним в нього деструктивним EH_{11q} - коливанням. Це підтверджується тим, що розподіли полів у точках А та А' на Рис. 2.5 збігаються та відповідають магнітному дипольному моменту розташованому у поперечному перерізі диску (див. Рис. 3.5(б)). У той же час, розподіл поля на частоті просвітлення структури (точка В) демонструє формування електричного дипольного моменту (Рис. 3.5(в)). Тобто в даному випадку формування відбиття від метаповерхні пов'язано із суперпозицією

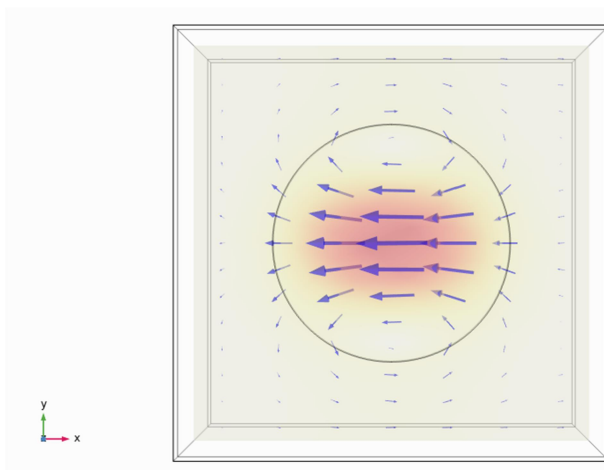
вкладів від взаємно перпендикулярних магнітного та електричного диполів, що лежать у поперечному перерізі дискового резонатора. Їх вклад у відбиття на кожній частоті залежить від амплітуди кожного з диполів.



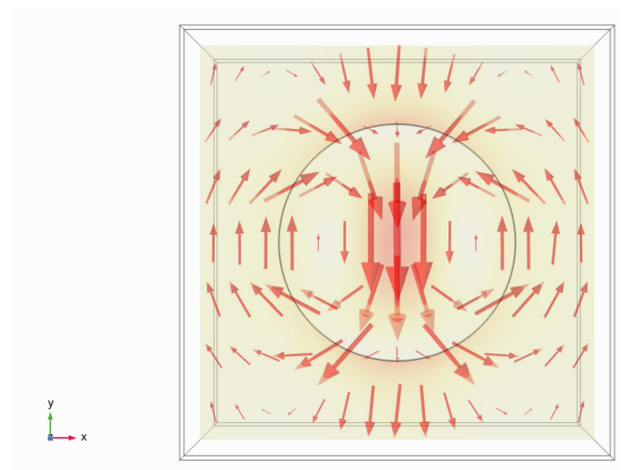
а)



б)

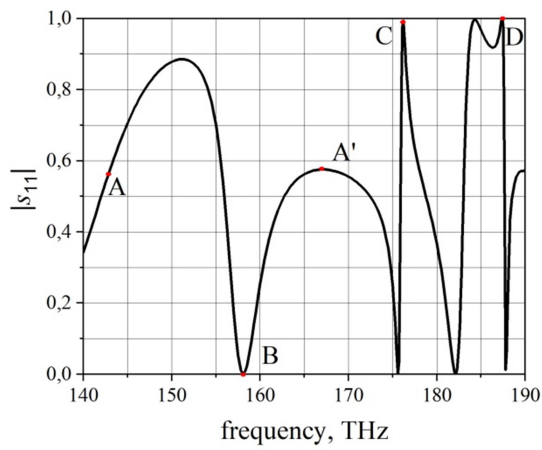


в)

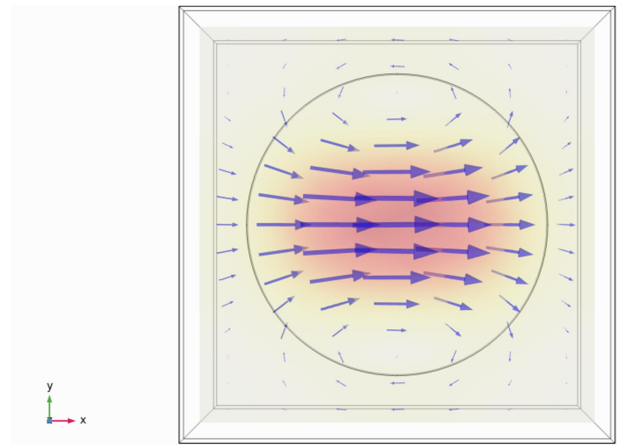


г)

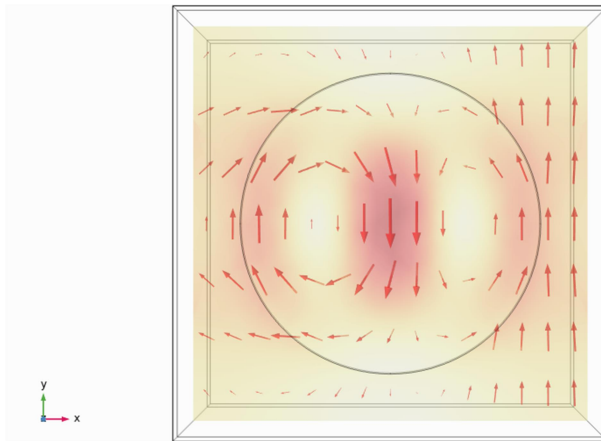
Рисунок 3.4. Частотна залежність коефіцієнту відбиття (а) TE -поляризованої хвилі від дискової метаповерхні ($h = 0,4$ мкм та $R_d = 0,3$ мкм) при похилому ($\theta = 20^\circ$) падінні та розподіли в центрі дискового резонатора магнітного поля (в) на частоті 160,5 ТГц (точка В) та електричного поля (б) та (г) на частотах 141,95 ТГц (точка А) та 182 ТГц (точка С), відповідно.



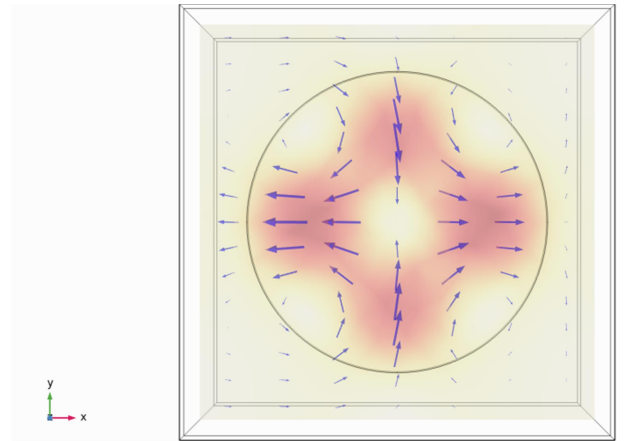
а)



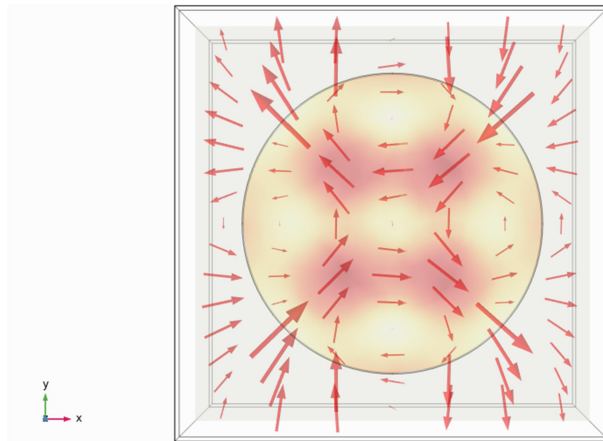
б)



в)



г)



д)

Рисунок 3.5. Частотна залежність коефіцієнту відбиття (а) TE -поляризованої хвилі від дискової метаповерхні ($h = 0,4$ мкм та $R_d = 0,38$ мкм) при похилому ($\theta = 20^\circ$) падінні та розподіли в центрі дискового резонатору магнітного поля (б) та (г) на частотах 143 ТГц (точка А) та 176.2 ТГц (точка С) та електричного поля (в) та (д) на частотах 158 ТГц (точка В) та 187,8 ТГц (точка D), відповідно.

Високочастотні резонанси пов'язані із збудженням вищих типів коливань, для яких притаманні розподіли характерні для магнітного (точка С на рис. 3.5(а) та розподіл магнітного поля рис. 3.5(г)) та електричного (точка D на рис. 3.5(а) та розподіл магнітного поля рис. 3.5(д)) квадрупольних моментів.

З огляду на потреби у високому рівні відбиття від метаповерхні перспективним дизайном є метаповерхня з дисками $h = 0,4$ мкм та $R_d = 0,34$ мкм. В такому випадку у нас формується зона з дуже високим рівнем відбиття, яке досягає 1 на межах цієї зони.

Для подальших досліджень інтерес являє розуміння впливу на цю зону кута падіння плоскої хвилі на метаповерхню. На Рис. 3.6 наведені частотні залежності коефіцієнту відбиття для різних кутів падіння. Кольорова карта демонструє формування зони з високим рівнем коефіцієнту відбиття у діапазоні від 155 ТГц до 165 ТГц. Частотні залежності для певних значень кутів падіння на Рис. 3.6(б) наведені, щоб продемонструвати, що відбувається «згладжування» мінімуму у зоні запирання, який був присутнім на залежності у випадку нормального падіння (Рис. 3.3(а)), зі зростанням кута падіння. Також спостерігається поступове розширення зони запирання. Відмітимо, що ця зона знаходиться у частотному діапазоні, який відповідає умові (3.6) для кутів падіння $\theta \leq 55^\circ$. Для кута падіння $\theta = 55^\circ$ частота відсічки $(-1,0)$ дифракційного променя складає приблизно 165 ТГц. Приблизне положення частоти відсічки $(-1,0)$ дифракційного променя для різних кутів падіння відображено на кольоровій карті чорною лінією (Рис. 3.6(а)).

3.3. Висновки

Формування режимів повного резонансного відбиття плоскої електромагнітної хвилі від дискової метаповерхні зумовлено збудженням в

дисках власних коливань. Найбільш низькочастотними з них є дипольні магнітні та електричні коливання. Найбільш перспективними з точки зору створення штучних РМС та РЕС стінок є гібридні EH_{11q} - та HE_{11q} - коливання, які пов'язані з формуванням у площині метаповерхні масивів з електричних та магнітних диполів, що орієнтовані вздовж осей x та y .

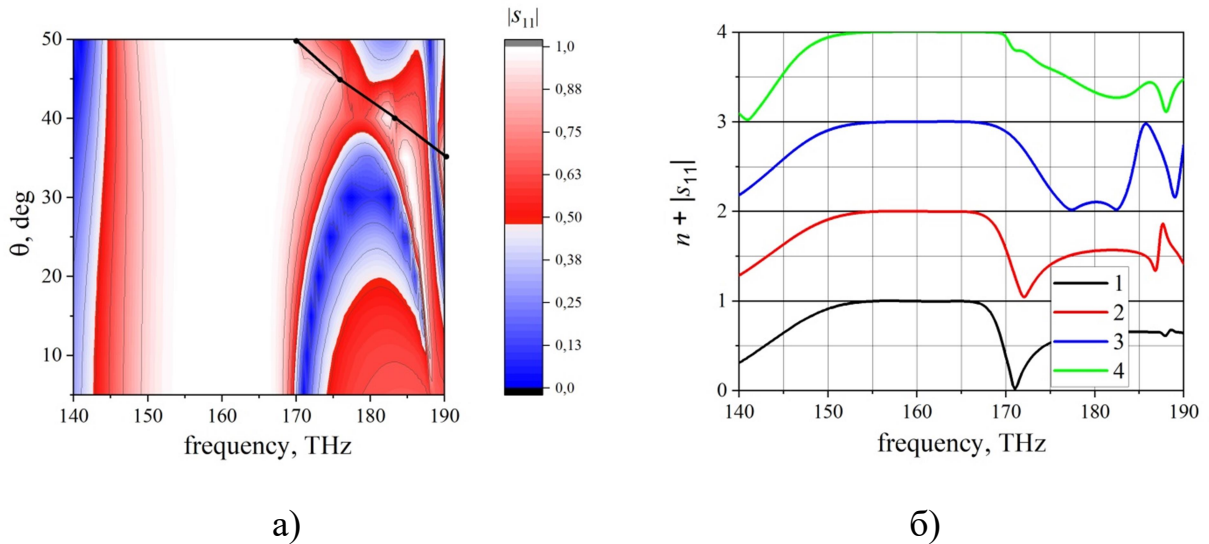


Рисунок 3.6. Залежності коефіцієнта відбиття TE -поляризованої хвилі від дискової метаповерхні ($h = 0,4$ мкм та $R_d = 0,34$ мкм) при похилому падінні від частоти та кута падіння (кольорова карта (а)) та від частоти за різних значень кута падіння (графіки (б), тут лінія 1 – $\theta = 5^\circ$, лінія 2 – $\theta = 15^\circ$, лінія 3 – $\theta = 30^\circ$, лінія 4 – $\theta = 50^\circ$).

Було виявлено, що гібридні коливання можуть взаємодіяти як конструктивно, утворюючи зону резонансного відбиття, так і деструктивно, суттєво знижуючи рівень відбиття в області резонансу. Вибором параметрів метаповерхні можна цією взаємодією керувати.

Також створює резонансний режим повного запирання основне TE_{01} - коливання, яке є «темною» модою. Останній факт призводить до суттєвої залежності частоти та добротності цього резонансу від кута падіння. Також велика добротність цього коливання може призводити до великого рівня

дисипації енергії в наслідок як діелектричних втрат у реальних діелектриках, так і знищенню резонансу внаслідок не ідеальності метаповерхні.

Тому на наступному етапі ми зосередимось на використанні саме гібридних коливань для побудови метавхвильоводу.

4. ВИВЧЕННЯ УМОВ ФОРМУВАННЯ ХВИЛЕВІДНОГО КАНАЛУ ІЗ СТІНКАМИ У ВИГЛЯДІ ДИСКОВИХ МЕТАПОВЕРХОНЬ

На попередньому етапі було відібрано декілька геометрій метаповерхні, які дають можливість отримати повне резонансне відбиття TE -поляризованої плоскої монохроматичної хвилі, яка падає під певним кутом θ . Згідно гіпотезі, що лежить в основі цієї роботи, якщо ми розташуємо дві метаповерхні на деякій відстані d одна від одної, то вони повинні сформувати хвилевідний канал, в межах якого здатні поширюватись власні хвилі, які за своєю природою повинні бути подібними до TE_n - та TM_n -хвиль звичайного плоского хвилеводу із стінками типу PEC-PEC або PMC-PMC.

З іншого боку висунута гіпотеза не враховує декілька факторів, які можуть впливати на можливість формування хвилевідного каналу з урахуванням особливостей функціонування метаповерхонь. До цих факторів слід віднести наступні:

- метаповерхні будуть взаємодіяти одна з одною, що може призводити до зсуву резонансних частот режимів запирання;
- метаповерхня складається з відкритих діелектричних резонаторів властивості яких залежать від фазових властивостей відбиття власних хвиль циліндричного хвилеводу на торцах дисків, а це призводить до того, що максимуми розподілів поля (фактично розташування еквівалентних магнітних та електричних диполів по висоті диска) можуть вільно зміщуватись в межах диску, тобто еквівалентну ширину хвилеводного каналу d обчислити теоретично не можливо;
- так як відбиття хвилі метаповерхнею пов'язано із збудженням ефективних диполів у межах диску, а вони у метаповерхні зафіксовані жорстко, то можна припустити, що поміж сталою поширення власної хвилі хвилеводного каналу та періодом метаповерхні повинна існувати

якийсь зв'язок, який буде обмежувати припустимі значення сталої поширення.

Крім того, товщина хвильового каналу d повинна бути такою, щоб стала поширення хвильової моди була дійсною величиною. Користуючись Табл. 1.2 можемо побачити, що на d є наступне обмеження:

$$d > \lambda/2 = c/2f. \quad (4.1)$$

Тут c – швидкість світла,

а f – частота електромагнітної хвилі.

З іншого боку кут падіння на метаповерхню може бути обчислений за простою формулою:

$$\theta = \arccos(c/2fd). \quad (4.2)$$

Виходячи з формули (4.2) та обираючи за значення частоти частоту, на якій спостерігається резонанс повного відбиття за певного значення кута падіння θ , можемо оцінити відстань поміж метаповерхнями.

4.1. Постановка задачі та математична модель

Побудувати аналітичну теорію власних хвиль метакхвильоводу вкрай складно, якщо, взагалі, можливо. Тому наступні дослідження повинні спиратись на числову модель, яку можна побудувати на основі Comsol. Але в такій моделі ключовою задачею є введення збуджуючого поля, яке за своєю структурою повинно співпадати, або бути максимально близьким до невідомого розподілу власних хвиль метакхвильоводу. На жаль, наявними засобами Comsol не можливо розрахувати власне поле метакхвильоводу, оскільки його структура є неоднорідною вздовж напрямку поширення хвилі. Що не дозволяє застосувати такий потужний засіб, як Numeric Port, який дозволяє виконати числовий розв'язок задачі на власні хвилі хвильового каналу складної композиції, але який є однорідним вздовж напрямку поширення.

З іншого боку фізика формування хвиле водногоканалу в метакхвелеводі абсолютно ідентична до фізики формування хвиль у плоско-паралельному хвелеводі, що дозволяє припустити, що і спектр їх власних хвиль є подібними. Тому в роботі пропонується у якості збудження власних хвиль метакхвелеводу використати ідеальний плоско-паралельний хвелевід із ідентичними за характером стінками (РЕС-РЕС, РМС-РМС). Зрозуміло, що за такого підходу досягти ідеального узгодження власних хвиль метакхвелеводу та плоско-паралельного хвелеводу досягти не вдасться, а отже на межах їх поділу буде виникати відбиття хвилі, що буде призводити до формування у метакхвелеводі змішаного режиму, який поєднуватиме режими бігучої та стоячої хвилі. Але формування таких режимів не можливо у випадку відсутності у метакхвелеводі хвилі, що здатна поширюватись вздовж нього.

Таким чином, в роботі розглядається ділянка метакхвелеводу, що містить N -періодичних комірок двох ідентичних метаповерхонь, які розділені повітряним проміжком d (Рис. 4.1). Ця ділянка обмежена з двох боків совісними плоско-паралельними хвелеводами завтовшки d_1 зі стінками виконаними з ідеального електричного провідника (РЕС). Ці ділянки підключені до «User Define Port», на яких задано збудження TE_1 -хвилі через розподіл на порту вектора електричного поля, який має лише у складову у вигляді, як наведено у Табл. 2.2. Такий вибір збудження зумовлений попередньо відібраною в розділі 3 геометрією метаповерхні.

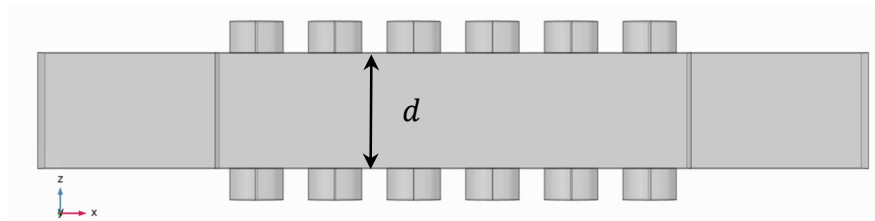


Рисунок 4.1. Схематичне зображення комплексного хвиле водного каналу, який складається з двох (вхідний та вихідний) плоско-парельних хвелеводів із стінками з РЕС та ділянки метакхвелеводу із $N = 6$ періодичних комірок.

Система хвильоводів розміщена у прямокутній області, яка обмежена узгоджуваними поглинаючими шарами для моделювання нескінченного простору для витікаючих хвиль, тобто хвиль, які поширюються від метаквильоводу. Фактично, можна вважати, що наша комплексна хвильоводна лінія розташована у штучній безлунній камері.

Слід відмітити, що «з'єднання метаквильоводу із вхідним та вихідним плоско-паралельними хвильоводами відбувається на відстані L_x від дисків. Якщо $L_x = (l/2 - R_d)$, то ділянка мета хвильоводу, що розглядається містить рівно N -періодів. Зазначимо, що $d_1 \neq d$ та $L_x \neq (l/2 - R_d)$ дозволяють оптимізувати погодження вхідного та вихідного хвильоводу із метаквильоводом задля зменшення небажаного відбиття на їх «стиках». Але повністю позбавитись такого відбиття не можливо, навіть у разі ідеального збігу сталих поширення всіх хвильоводів, так як структура розподілу поля власної хвилі метаквильоводу дуже неоднорідна на відміну від полів в ідеальних хвильоводах. Тому в дипломі наведемо лише результати для $d_1 = d$ та $L_x = (l/2 - R_d)$.

4.2. TE_1 -хвиля дискового метаквильоводу

На Рис. 4.2 наведені частотні залежності коефіцієнтів відбиття, проходження та втрат на випромінювання комплексної хвильоводної системи, що складається з двох ділянок плоско-паралельного хвильоводу із стінками типу РЕС-РЕС та метаквильоводу, що з'єднує їх. В даному випадку, користуючись формулою (4.2) і, виходячи з опорних значень $\theta = 30^\circ$ та $f = 160$ ТГц, отримано значення для повітряного зазору поміж метаповерхнями $d = 1,09$ мкм, а для $\theta = 50^\circ$ та $f = 160$ ТГц – $d = 1,46$ мкм. Як показано на Рис. 3.6(б) (лінії 3 та 4), для цих значень кута падіння зона з коефіцієнтом відбиття близьким до одиниці для окремої метаповерхні лежить в межах частотного діапазону від 155 ТГц до 165 ТГц. Зрозуміло, що якщо зафіксована товщина повітряного зазору d , то зміна частоти

автоматично призводить до зміни кута падіння θ , але легко перевірити, що при $f \in [155; 169]$ ТГц отримуємо $\theta \in [27,3^\circ; 35,4^\circ]$ для $d = 1,09$ мкм та $\in [48,5^\circ; 52,6^\circ]$ для $d = 1,46$ мкм.

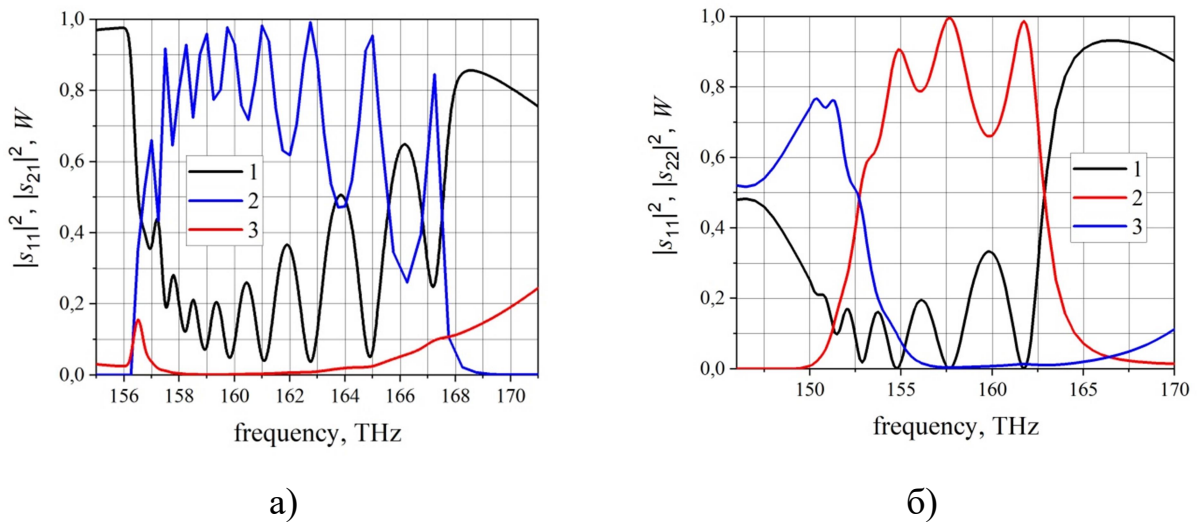


Рисунок 4.2. Частотні залежності відбиття ($|s_{11}|^2$, лінія 1), проходження ($|s_{21}|^2$, лінія 2) та втрат на випромінювання ($W = 1 - |s_{11}|^2 - |s_{21}|^2$, лінія 3) TE_1 -хвилі плоско-паралельного хвилеводу через ділянку метаквилеводу, який утворений двома дисковими метаповерхнями ($h = 0,4$ мкм та $R_d = 0,34$ мкм), що розділені повітряним проміжком завтовшки $d = 1,090$ мкм (а) та $d = 1,460$ мкм (б).

На частотних залежностях коефіцієнтів відбиття та проходження бачимо низку резонансних сплесків. Їх можна легко пояснити комплексним режимом поширення хвиль у метаквилеводі, який поєднує режим бігучої та стоячої хвиль. Відповідно сплески проходження пов'язані з резонансними умовами формування режиму стоячої хвилі, у той час як максимуми відбиття – відповідають реалізації умов деструктивної інтерференції хвиль відбитих на з'єднаннях хвилеводів різних типів. Останній факт підтверджується і розподілами полів у метаквилеводі (Рис. 4.3-4.4), що відповідають частотам максимумів коефіцієнтів проходження на Рис. 4.2. Цікавими є і самі розподіли, які демонструють, що розподіл електричного поля у повітряному

зазорі поміж метаповерхнями за своєю структурою відповідають розподілам характерним для плоско-паралельних хвильоводів. І хоча резонанс відбивання метаповерхні в обраному діапазоні частот пов'язаний із збудженням у дисках магнітного диполя, але поле в повітряному зазорі веде себе наче має справу із електричними стінками. Можна стверджувати, що ефективну стінку з РЕС утворює внутрішнє (ближнє до повітряного хвильоводного каналу) плече електричної петлі, що формується по висоті диска. Більш того, в області дисків ця уявна стінка з РЕС (нуль тангенційної складової електричного поля) формується всередині повітряного каналу, що призводить до звуження хвильоводного каналу, а в зазорах поміж дисків – ефективна товщина хвильоводного каналу розширюється.

Рис. 4.3 демонструє залежності розподілів електричних (а, в, д) та магнітних (б, г, є) полів у комплексному хвильоводному каналі на частотах перших 3π максимумів проходження. Бачимо, що кожний новий максимум пов'язаний із збільшенням кількості максимумів електричного поля у відрізьку метакхвильоводу. При цьому розподіл по висоті метакхвильоводу збігається, що дозволяє стверджувати, що максимумами проходження відповідають резонансам власної TE_1 -хвилі метакхвильоводу на його відрізьку.

Аналізуючи Рис. 4.2(а) можна помітити, що в зоні запирання метаповерхні формується хвильоводна мода, але при виході з цієї зони в низькочастотну та високочастотну зону коефіцієнт втрат веде себе абсолютно по різному. У високочастотній області втрати швидко зростають, в той час, як в низькочастотній спостерігається різкий максимум поглинання після чого втрати залишаються на майже сталому не високому рівні.

Щоб зрозуміти таку різницю у поведінці втрат на Рис. 4.4-4.7 наведені розподіли електричного та магнітного полів для різних значень частот.

Рис. 4.4 демонструє розподіли полів на частоті низькочастотного максимуму поглинання. Легко побачити, що поле, як і у випадку режимів пропускання зосереджено у межах хвильоводного каналу, але згасає вглиб метакхвильоводу. Більш того поле залишається сталим за фазою, але спадає по

амплітуді. Така картина спостерігається на частотах поблизу критичної частоти метакхвильоводу. Висновок про те, що в даному випадку спостерігається явище відсічки хвильоводу підтверджується додатково розподілами полів на більш низькій частоті (155 ТГц), які продемонстровані на Рис. 4.5. Бачимо, що поле не здатне проникнути в мета хвильвід. Цим фактом пояснюється і не великий рівень втрат, бо енергія майже замкнена у вхідному плоско-паралельному хвильоводі.

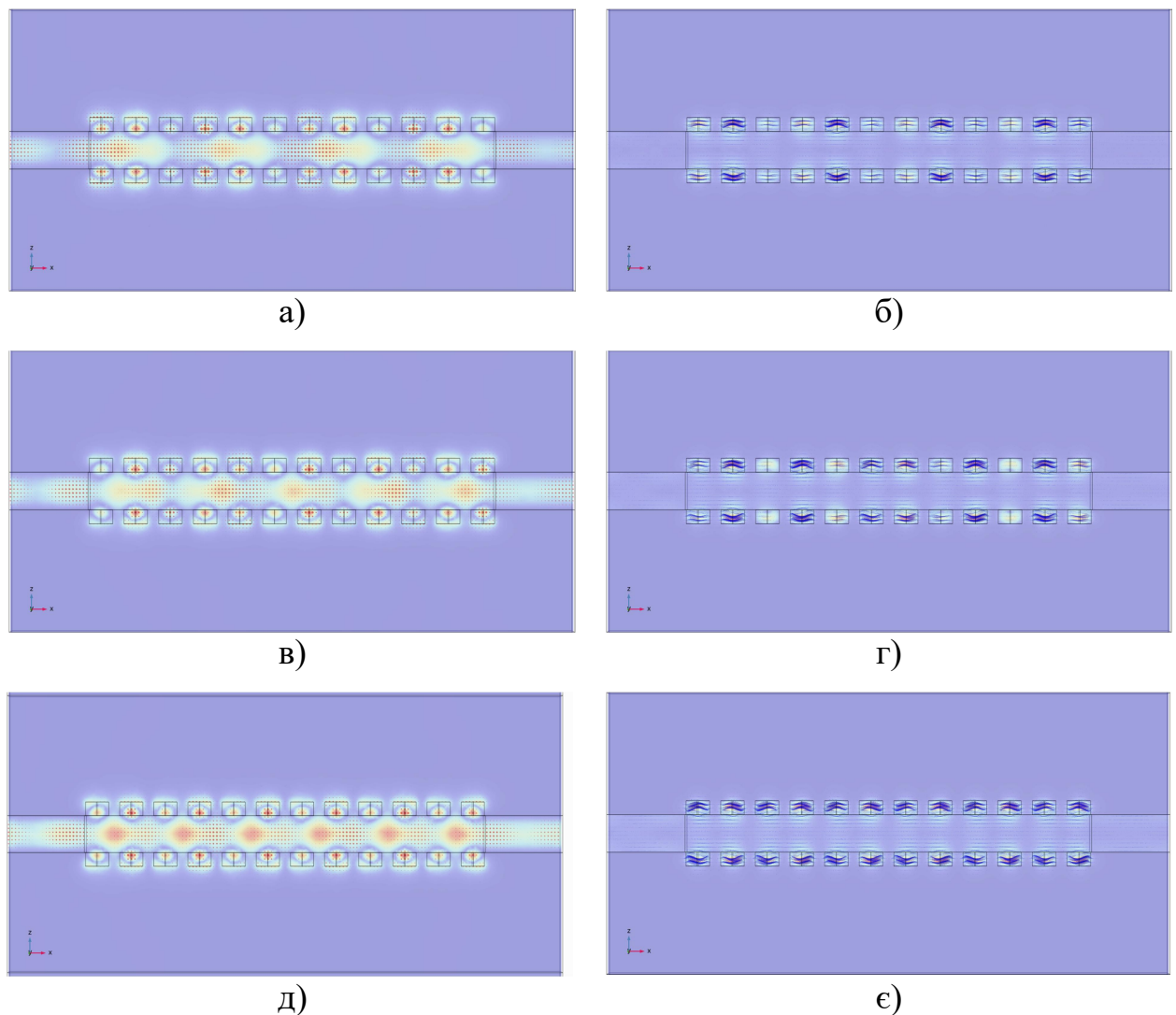


Рисунок 4.3. Розподіли векторів електричного (а, в, д) та магнітного (б, г, е) полів в площині паралельній до xOz , що проходить через центр дисків, на частотах перших трьох максимумів (157,5 ТГц, 158,25 ТГц та 159 ТГц) проходження TE_1 -хвилі плоско-паралельного хвильоводу.

На високих частотах, наприклад, 172.5 ТГц рівень відбиття метаповерхні не високий, а тому, хоча хвиля і може поширюватись в напрямку осі хвилевідної системи, але вона також може і випромінюватись назовні (див. Рис. 4.6). При цьому чим менший коефіцієнт відбиття метаповерхні, тим більші втрати енергії на випромінювання (порівняйте Рис. 3.6(б) лінія 3 та частотну залежність втрат на Рис. 4.2(а)).

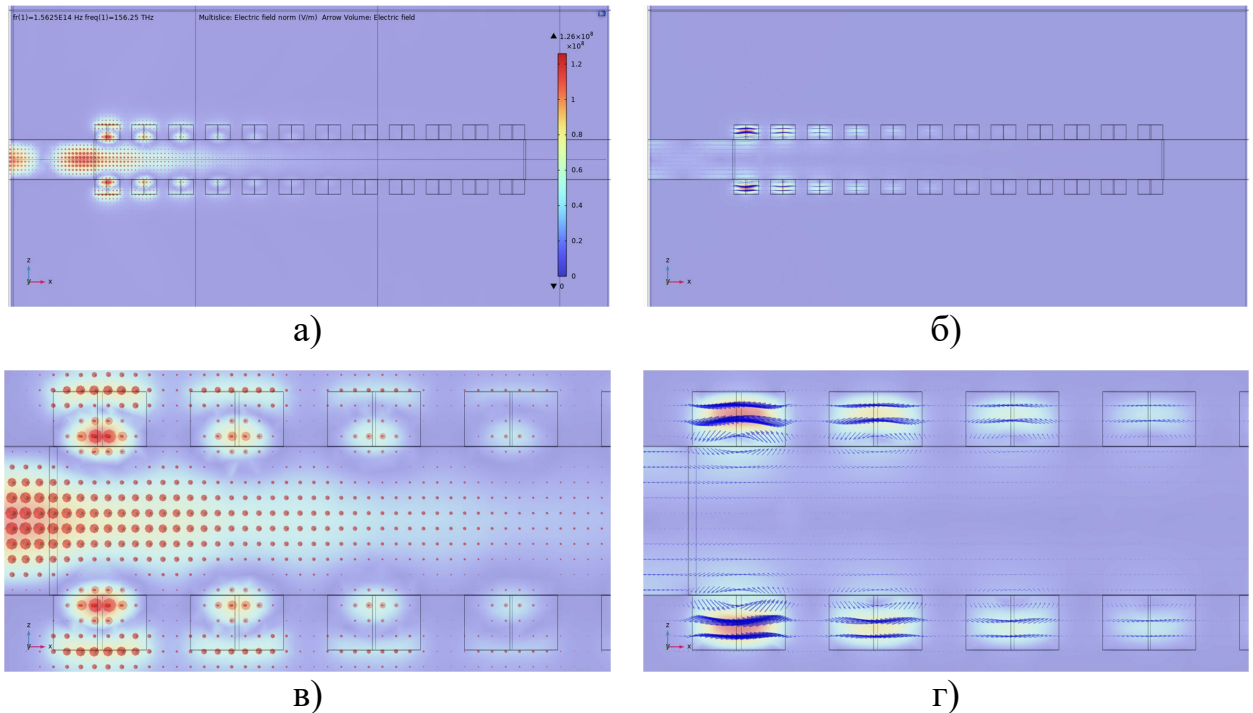


Рисунок 4.4. Розподіли векторів електричного (а, в, д) та магнітного (б, г, є) полів в площині паралельній до xOz , що проходить через центр дисків, на частоті низькочастотного максимуму втрат (156,25 ТГц) TE_1 -хвилі плоско-паралельного хвилеводу.

У випадку більш ширшого хвилевідного каналу $d = 1,46$ мкм зона запирання метаповерхні лежить на частотах суттєво вищих за критичну частоту мета хвилеводу. А тому на низьких частотах поведінка втрат досліджуємої системи така сама, як і на високих і пов'язана із витіканням енергії назовні із-за невеликого рівня коефіцієнту відбиття метаповерхні (Рис. 4.7).

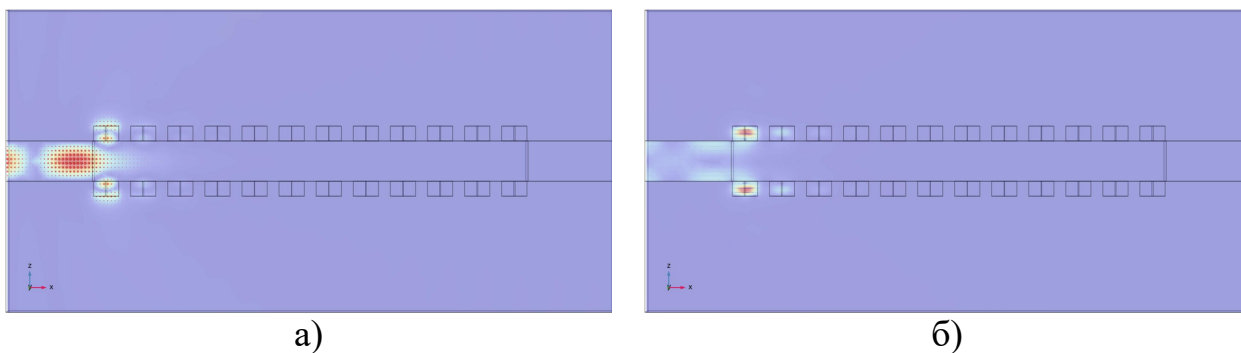


Рисунок 4.5. Розподіли векторів електричного (а) та магнітного (б) полів в площині паралельній до xOz , що проходить через центр дисків, на частоті 155 ТГц.

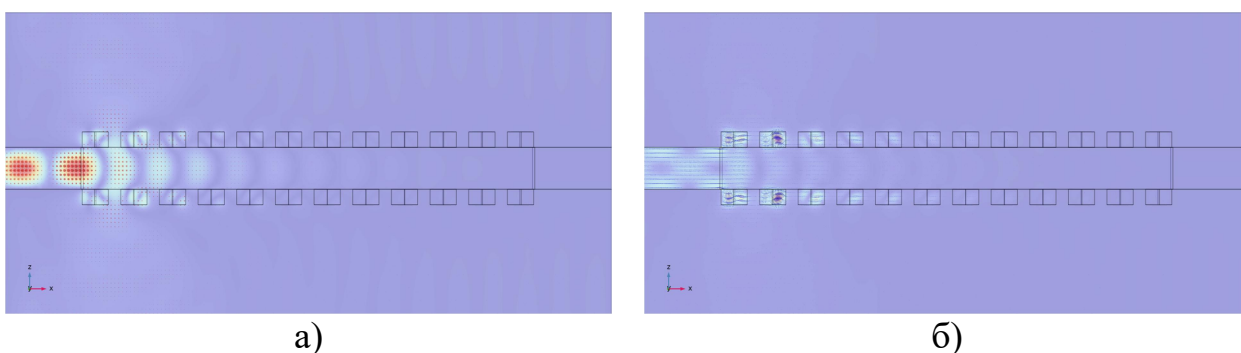


Рисунок 4.6. Розподіли векторів електричного (а) та магнітного (б) полів в площині паралельній до xOz , що проходить через центр дисків, на частоті 172,5 ТГц.

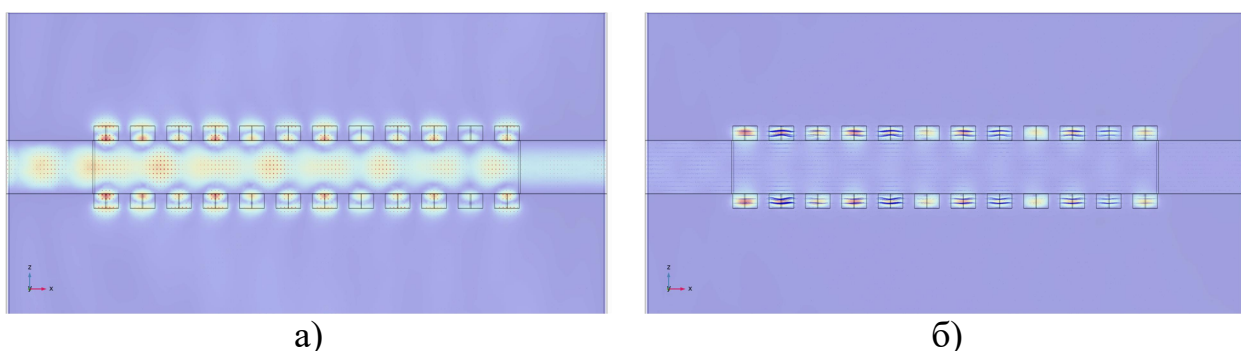


Рисунок 4.7. Розподіли векторів електричного (а) та магнітного (б) полів в площині паралельній до xOz , що проходить через центр дисків, на частоті 152,5 ТГц для широкого метавиводу $d = 1,46$ мкм.

4.3. Висновки

Таким чином, в цьому розділі продемонстровано умови формування хвилевідного каналу в зазорі поміж ідентичними дисковими метаповерхнями. Показано, що гібридне HE_{11q} -коливання дисків, яке пов'язано із збудженням магнітного дипольного моменту, який орієнтований перпендикулярно до осі диску, здатне виконувати роль штучної РЕС стінки.

Відзначимо, що власна хвиля метажвильоводу має суттєво неоднорідний розподіл електромагнітного поля в межах окремого періоду, а тому не може бути ідеально узгоджено з плоско-паралельним жвильоводом.

ВИСНОВКИ

Робота присвячена дослідженню умов формування хвилевідного каналу в проміжку поміж двома дисковими метаповерхнями у режимі резонансу повного відбиття. Доведено, що за правильного вибору геометрії метаповерхонь можна досягти формування хвилеводного каналу поміж ними, який за своїми властивостями подібний до плоско-паралельного хвилеводу із стінками з ідеального електричного провідника.

Також в роботі досліджено умови формування режимів резонансного запирання дискової метаповерхні. Показано, що вдало обраний частотний зазор поміж двома гібридними HE_{11q} - та EH_{11} -коливаннями дискового резонатору дозволяє сформувати широку зону повного відбиття метаповерхні.

Подальші дослідження повинні спиратись на пошук умов формування штучних магнітних стінок, використання різних метаповерхонь для формування гібридних РЕС-РМС хвилеводів, дослідження законів дисперсії власних хвиль та вплив на них властивостей метаповерхонь. Цікавим також є пошук метажвилеводу, що підтримує режим розповсюдження ТЕМ-хвилі.

1. S. Rangan, T. S. Rappaport, and E. Erkip, “Millimeter-wave cellular wireless networks: Potentials and challenges,” *Proc. IEEE*, vol. 102, no. 3, pp. 366–385, Mar. 2014.
2. T. S. Rappaport, Y. Xing, O. Kanhere, S. Ju, A. Madanayake, S. Mandal, A. Alkhateeb, and G. C. Trichopoulos, “Wireless communications and applications above 100 GHz: Opportunities and challenges for 6G and beyond,” *IEEE Access*, vol. 7, pp. 78729–78757, 2019.
3. W. Y. Yong, A. Vosoogh, A. Bagheri 1,3 , C. van de Ven, A. Hadaddi and A. A. Glazunov, “An overview of recent development of the gap-waveguide technology for MMwave and sub-THZ applications,” *IEEE Access*, vol. 23, pp. 69378-69400, 2023.
4. K. Wu, M. Bozzi, and N. J. G. Fonseca, “Substrate integrated transmission lines: Review and applications,” *IEEE J. Microw.*, vol. 1, no. 1, pp. 345–363, Jan. 2021.
5. T. Baras and A. F. Jacob, “Manufacturing reliability of LTCC millimeterwave passive components,” *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 56, no. 11, pp. 2574–2581, Nov. 2008.
6. K. Wu, Y. J. Cheng, T. Djerafi, and W. Hong, “Substrate-integrated millimeter-wave and terahertz antenna technology,” *Proc. IEEE*, vol. 100, no. 7, pp. 2219–2232, Jul. 2012.
7. M. Zhang, J. Hirokawa, and M. Ando, “An E-band partially corporate feed uniform slot array with laminated quasi double-layer waveguide and virtual PMC terminations,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 59, no. 5, pp. 1521–1527, May 2011.
8. M. Bozzi, A. Georgiadis, and K. Wu, “Review of substrate-integrated waveguide circuits and antennas,” *IET Microw., Antennas Propag.*, vol. 5, no. 8, pp. 909–920, Jun. 2011.

9. F. Zhu, G. Q. Luo, B. You, X. H. Zhang, and K. Wu, "Planar dualmode bandpass filters using perturbed substrate-integrated waveguide rectangular cavities," *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 69, no. 6, pp. 3048–3057, Jun. 2021.
10. B. Chen, S. K. Thapa, A. Barakat, and R. K. Pokharel, "A W-band compact substrate integrated waveguide bandpass filter with defected ground structure in CMOS technology," *IEEE Trans. Circuits Syst. II, Exp. Briefs*, vol. 69, no. 3, pp. 889–893, Mar. 2022.
11. P.-S. Kildal, E. Alfonso, A. Valero-Nogueira, and E. Rajo-Iglesias, "Local metamaterial-based waveguides in gaps between parallel metal plates," *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.*, vol. 8, pp. 84–87, 2009.
12. P.-S. Kildal, "Artificially soft and hard surfaces in electromagnetics," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 38, no. 10, pp. 1537–1544, Oct. 1990.
13. E. Rajo-Iglesias, M. Ferrando-Rocher, and A. U. Zaman, "Gap waveguide technology for millimeter-wave antenna systems," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 56, no. 7, pp. 14–20, Jul. 2018.
14. S. Rahiminejad, E. Pucci, V. Vassilev, P. Kildal, S. Haasl, and P. Enoksson, "Polymer gap adapter for contactless, robust, and fast measurements at 220–325 GHz," *J. Microelectromech. Syst.*, vol. 25, no. 1, pp. 160–169, Feb. 2016.
15. M. Ebrahimpouri, A. A. Brazalez, L. Manholm, and O. Quevedo-Teruel, "Using glide-symmetric holes to reduce leakage between waveguide flanges," *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, vol. 28, no. 6, pp. 473–475, Jun. 2018.
16. X. Chen, D. Sun, W. Cui, and Y. He, "A folded contactless waveguide flange for low passive-intermodulation applications," *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, vol. 28, no. 10, pp. 864–866, Oct. 2018.
17. D. Sievenpiper, L. Zhang, R. F. J. Broas, N. G. Alexopolous, and E. Yablonovitch, "High-impedance electromagnetic surfaces with a forbidden

- frequency band,” IEEE Trans. Microw. Theory Techn., vol. 47, no. 11, pp. 2059–2074, Nov. 1999.
18. A. Snyder, J. Love, “Optical Waveguide Theory,” Science Paperbacks, Springer, New York, 1983.
 19. P. Yeh, A. Yariv, “Bragg reflection waveguides,” Opt. Commun. vol. 19, Iss. 3, pp. 427–430, 1976.
 20. S. Johnson, M. Ibanescu, M. Skorobogatiy, O. Weisberg, T. Engeness, M. Soljacic, S. Jacobs, J. Joannopoulos, Y. Fink, “Low-loss asymptotically single-mode propagation in large-core omniguide fibers,” Opt. Express, vol. 9, Iss. 13, pp. 748–779, 2001.
 21. P. Russell, “Photonic crystal fibers,” Science, vol. 299, Iss. 5605, pp. 358–362, 2003.
 22. B.R. West, A.S. Helmy, “Properties of the quarter-wave Bragg reflection waveguide: theory,” J. Opt. Soc. Am. B, vol. 23, Iss. 6, pp. 1207–1220, 2006.
 23. J. Li, K.S. Chiang, “Guided modes of one-dimensional photonic bandgap waveguides,” J. Opt. Soc. Am. B, vol. 24, Iss. 8, pp. 1942–1950, 2007.
 24. J. Li, K.S. Chiang, “Light guidance in a photonic bandgap slab waveguide consisting of two different Bragg reflectors,” Opt. Commun., vol. 281, Iss. 23, pp. 5797–5803, 2008.
 25. Y. Li, Y. Xi, X. Li, W.-P. Huang, “A single-mode laser based on asymmetric Bragg reflection waveguides,” Opt. Express, vol. 17, Iss. 13, pp. 11179–11186, 2009.
 26. B. Nistad, M.W. Haakestad, J. Skaar, “Dispersion properties of planar Bragg waveguides,” Opt. Commun., vol. 265, Iss. 1, pp. 153–160, 2006.
 27. B. Pal, S. Ghosh, R. Varshney, S. Dasgupta, A. Ghatak, “Loss and dispersion tailoring in 1D photonics band gap Bragg reflection waveguides: finite chirped claddings as a design tool,” Opt. Quant. Electron., vol. 39, Iss. 12–13, pp. 983–993, 2007.

28. P. Abolghasem, A.S. Helmy, "Matching layers in Bragg reflection waveguides for enhanced nonlinear interaction," *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. 45, Iss. 6, pp. 646–653, 2009.
29. V. Fesenko, V. Tuz, "Dispersion blue-shift in an aperiodic Bragg reflection waveguide," *Optics Communications*, vol. 365, pp. 225-230, 2016.
30. Noach Amitay, Victor Galindo, and Cheng Pang Wu. *Theory and analysis of phased array antennas*. Wiley - Interscience, a Division of John Wiley and Sons, Inc., New York-London-Sydney-Toronto, 1972.
31. R. K. Mongia, A. Ittipiboon and M. Cuhaci, "Measurement of Radiation Efficiency of Dielectric Resonator Antennas," *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*. 4(3), 80–82 (1994).
32. M. Decker, I. Staude, M. Falkner, J. Dominguez, D. N. Neshev, I. Brener, T. Pertsch, and Yu. S. Kivshar, "Highefficiency dielectric Huygens' surfaces," *Adv. Opt. Mater.* 3(6), 813–820 (2015).
33. I. Staude, V. V. Khardikov, N. T. Fofang, S. Liu, M. Decker, D. N. Neshev, T. S. Luk, I. Brener, and Yu. S. Kivshar, "Shaping photoluminescence spectra with magnetoelectric resonances in all-dielectric nanoparticles," *ACS Photonics* 2(2), 172–177 (2015). Z. Wu and Y. Zheng, "Moiré nanosphere lithography," *Advanced Optical Materials*, 6, 1701057, 2018.