

Харківський національний університет радіоелектроніки

Міністерство освіти і науки України

Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова

Національна академія наук України

Кваліфікаційна наукова праця
на правах рукопису

ІВЖЕНКО ЛЮБОВ ІГОРІВНА



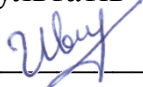
УДК 537.876.4

ДИСЕРТАЦІЯ
СПЕКТРАЛЬНІ ВЛАСТИВОСТІ АНІЗОТРОПНИХ ДРОТЯНИХ
МЕТАМАТЕРІАЛІВ МІКРОХВИЛЬОВОГО ДІАПАЗОНУ
ДОВЖИН ХВИЛЬ

01.04.03 – радіофізика

Подається на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

 Л. І. Івченко

Науковий керівник: Тарапов Сергій Іванович, доктор фізико-математичних наук, професор, член - кореспондент НАН України

Харків 2017

АНОТАЦІЯ

Івженко Л. І. Спектральні властивості анізотропних дротяних метаматеріалів мікрохвильового діапазону довжин хвиль. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеню кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.03 «радіофізика». – Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України, Харків, 2017.

У дисертаційній роботі вирішена актуальна наукова задача з визначення особливостей впливу просторової конфігурації та розмірів елементарної комірки анізотропних дротяних метаматеріалів на їх спектральні властивості, яка доповнює та поглиблює вже існуючі знання про поширення електромагнітних хвиль мікрохвильового діапазону в штучних середовищах (метаматеріалах). Із прикладної точки зору актуальність задачі полягає в необхідності розробки технологій і проектуванні пристроїв міліметрового діапазону, основу яких складають дротяні метаматеріали, наприклад: пристроїв передачі зображень з надроздільною здатністю, широкосмугових НВЧ-поглиначів та поляризаторів, засобів ближньопольової мікроскопії і маскуючих покриттів.

Для реєстрації просторового розподілу поля еванесцентних мод у ближній зоні анізотропних штучних середовищ (метаматеріалів) мікрохвильового діапазону розроблена експериментальна методика. Завдяки поєднанню в методиці взаємодоповнюючих складових, а саме: сконструйованих активних зондів та скануючого пристрою, які сполучені з спеціально створеними комп'ютерними програмами разом з ВАК, оптимізовано процес амплітудно-фазових досліджень в метаматеріалах цього діапазону в режимі реального часу.

За допомогою цієї методики була продемонстрована можливість передачі анізотропним дротяним метаматеріалом (дротяною лінзою) зображення із надроздільною здатністю, що перевищує дифракційний ліміт у мікрохвильовому діапазоні 2 – 24 ГГц. Розроблені та представлені принципи керування частотними характеристиками спектру анізотропних дротяних метаматеріалів за допомогою додавання до структури метаматеріалу магнітних елементів та зміни розміру і форми елементарної комірки механічним шляхом. А саме: показано, яким чином зміна відстані поміж сусідніми дротами, що формують анізотропний метаматеріал, впливає на його спектральні та дисперсійні властивості. На підставі цього продемонстровано сценарій перетворення електромагнітних властивостей плазмоподібного середовища у властивості, що відповідають фотонному кристалу міліметрового діапазону довжин хвиль у дротяному метаматеріалі з механічною перебудовою. Також, вперше експериментально встановлено, що в метаповерхні з механічною перебудовою елементарної комірки косокутової форми, ефект резонансного відбиття проявляється у вигляді одиночного мінімуму в спектрі проходження, частота якого в діапазоні 22-40 ГГц однозначно обумовлена кутом схрещування елементарної комірки.

Ключові слова: анізотропний дротяний метаматеріал, плазмоподібне середовище, фотонний кристал, заборонена зона, ефективні матеріальні параметри, надроздільна здатність, субхвильове зображення.

ANNOTATION

Ivzhenko L. I. The spectral properties of anisotropic wire medium metamaterials at microwaves. – Manuscript.

Thesis for a candidate degree in physics and mathematics by speciality 01.04.03 – radiophysics. – O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of the NAS of Ukraine, Kharkiv, 2017.

In this thesis an actual scientific task, such as influence of the spatial configuration and unit cell dimensions on the spectral properties of anisotropic wire medium metamaterials in the millimeter waveband, has been solved. This task solving supplements and deepens the already existing knowledge about the propagation of electromagnetic waves in artificial media (metamaterials) at microwaves. Practically, actuality of the tasks are needed to develop technologies and design elements of microwave devices based on wire medium metamaterials, for example: subwavelength imaging devices, broadband microwave absorbers and polarizers, near field microscopy and masking coatings.

The experimental technique, which allows to register the spatial distribution of evanescent modes at the near field of anisotropic artificial media (metamaterials) at microwaves, has been developed. Due to combination of essential components in the experimental technique, namely: designed "active" probes and a scanning module that are united with specially developed software together and using Vector Network Analyzer, the process of amplitude-phase studies in real time is optimized. Using this technique, it was demonstrated that an anisotropic wire medium metamaterial (wire lens) is able to transmit subwavelength images at microwaves. The principles, which allow to control the spectral characteristics of the spectrum of anisotropic wire medium metamaterials, are developed. The manipulations with spectral characteristics are carried out by adding to metamaterial structure the magnetic elements and also by changing the

size and shape of the unit cell mechanically. Namely, it is shown the nature of influence which causes changing the distance between the neighboring wires formed anisotropic metamaterial on his spectral and dispersion properties. On this basis, the scenario of transformation the electromagnetic properties which are typical to plasma-like medium into the properties that inherent to a photonic crystal of the millimeter wavelength range in a mechanically tunable wire medium metamaterial is demonstrated. It was established experimentally that in a metasurface with mechanical adjustment of a unit cell with oblique form the resonant reflection effect manifests itself as a single minimum in the transmission spectrum, whose frequency for the 22-40 GHz band depends on the crossing angle.

Key words: anisotropic wire medium metamaterial, plasma-like medium, photonic crystal, band gap, effective constitutive parameters, subwavelength resolution subwavelength image.

Список публікацій за темою дисертації:

1. Technique for analysis of the spatial field distribution in tapered wire medium / L. I. Kozhara^{*}, S. Y. Polevoy, I. V. Popov // Solid State Phenomena. – 2014. – V. 214. – P. 75-82.

2. Передача субволнового изображения проволочной линзой с фазовой компенсацией в миллиметровом диапазоне длин волн /Л. И. Кожара^{*}, С. Ю. Полевой, Д. С. Филонов // Радиотехника. – 2014. – Т. 176. – С. 205-209.

3. Магнитоуправляемые проволочные среды в миллиметровом диапазоне длин волн / Л. И. Ивженко, Е. Н. Одаренко, С. И. Тарапов // Радиотехника. – 2015. – Т. 183. – С. 127-131.

4. Mechanically tunable wire medium metamaterial in the millimeter wave band / L. Ivzhenko, E. Odarenko, S. Tarapov // Progress of Electromagnetic Research – 2016. – V. 64. – P. 93-98.

^{*} Кожара є прізвищем автора до реєстрації шлюбу.

5. Resonant response in mechanically tunable metasurface based on crossed metallic gratings with controllable crossing angle / V. Yachin, L. Ivzhenko, S. Polevoy, S. Tarapov // *Applied Physics Letters* – 2016. – V. 109, Issue 22. – P 221905 (4pp).

6. L. I. Kozhara, S. Y. Polevoy Technique for measuring the spatial field distribution in tapered wire medium, *Proceedings of the International Symposium on Electrodynamics and Mechatronic Systems, (SELM 2013)*, May 15-18, 2013. Katowice, Poland. – pp.67-68.

7. Kozhara L. I. Spatial distribution of the electromagnetic field in the vicinity of tapered wire medium metamaterial, [Електронний ресурс] / L. I. Kozhara, S. Yu. Polevoy, I.V. Popov, S. V. Nedukh. *Proc. of the VIII International Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves, (MSMW'13)*, June 23-28, 2013, WT-14, Kharkiv, Ukraine. – 1 електрон. опт. диск (CD-ROM)

8. L. Kozhara, E. Ostrizhnoy Focusing properties of tapered wire medium formed by copper conductors, *Proceedings of 3rd International Conference of Young Scientists “Low Temperature Physics”, (ICYS–LTP–2012)*, May 14-18, 2012, Kharkiv, Ukraine, 2012. – P. 110

9. Kozhara L. Anisotropic properties of wire medium formed by various conductors, [Електронний ресурс] / L. Kozhara, V. A. Damaschin, S. Tarapov, *Proc. of 3d International Workshop on THz Radiation: Basic Research & Applications, (TERA 2011)*, September 4 -8, 2011, Kharkiv, Ukraine, 2011. – P. 014 (3pp). – 1 електрон. опт. диск (CD-ROM)

10. Kozhara, L. Polarization and focusing properties of wire media lens in the millimeter waveband, [Електронний ресурс] / L. Kozhara, E. Ostrizhnoy // *Proc. of XI Kharkiv Young Scientist Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics, (YSC 2011)*, November 29 – December 1, 2011, Kharkiv, Ukraine, – 1 електрон. опт. диск (CD-ROM)

11. Ivzhenko L. The Spatial Anisotropy of the Wire Metamaterials in the Millimeter Waveband [Електронний ресурс] / L. Ivzhenko // Proc. of the International Young Scientists Forum on Applied Physics, (YSF 2015), September 29 – October 2, 2015, Dnipro, Ukraine. – 1 електрон. опт. диск (CD-ROM)

12. Л.И. Ивженко, Е.Н. Одаренко, С.И. Тарапов Магнитоуправляемые проволочные среды микроволнового диапазона. Сборник научных трудов VIII Международной научной конференции «Функциональная база наноэлектроники», 28 сентября-02 октября 2015, Харьков, Украина, С. 43-48.

13. Ivzhenko L. Wire Medium as Metamaterial with Tuned Spectral Characteristics [Електронний ресурс] / L. Ivzhenko, Proc. of the International Young Scientists Forum on Applied Physics, (YSF 2016), October 10-14, 2016, Kharkiv, Ukraine. – 1 електрон. опт. диск (CD-ROM)

14. Ivzhenko L. Crossed Metallic Gratings as Metasurface with Tuned Crossing Angle [Електронний ресурс] / L. Ivzhenko, S. Polevoy, S. Tarapov, V. Yachin, Proc. of XI International Symposium on physics and engineering of microwaves, millimeter and submillimeter waves, (MSMW'2016), June 20 – 24, 2016, Kharkiv, Ukraine. – 1 електрон. опт. диск (CD-ROM)

15. Дефектные моды в анизотропном проволочном метаматериале микроволнового диапазона / Л. И. Ивженко, Д. И. Юдина, С. И. Тарапов // Радиофизика и электроника. Харьков. – 2017. – Т. 22., № 2. – С. 11-16.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ.....	11
ВСТУП.....	12
РОЗДІЛ 1 МЕТАМАТЕРІАЛИ В ЕЛЕКТРОДИНАМІЦІ.....	22
1.1 Становлення фізики метаматеріалів. Класифікація.....	22
1.2 Штучні діелектрики.....	26
1.2.1 Плазмові властивості дротяних середовищ.....	28
1.2.2 Введення ефективних параметрів дротяних середовищ.....	31
1.3 Штучні магнетики.....	39
1.4 Електромагнітні фотонні кристали.....	43
1.5 Інші класи електромагнітних матеріалів.....	45
1.6 Передача зображення із надроздільною здатністю	47
1.7 Метаматеріали з механічною перебудовою.....	52
ВИСНОВКИ ЗА РОЗДІЛОМ 1.....	53
РОЗДІЛ 2 ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА МЕТОДИКА ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ АНІЗОТРОПНИХ ДРОТЯНИХ МЕТАМАТЕРІАЛІВ У МІЛІМЕТРОВОМУ ДІАПАЗОНІ ДОВЖИН ХВИЛЬ.....	54
2.1 Експериментальна методика реєстрації двовимірних картин просторового розподілу поля поблизу дротяних метаматеріалів.....	54
2.2 Експериментальна методика реєстрації зображень із надроздільною здатністю в ближній зоні анізотропних дротяних метаматеріалів.....	59
2.3 Комп'ютерна обробка та візуалізація просторового розподілу поля поблизу дротяних метаматеріалів.....	62
ВИСНОВКИ ЗА РОЗДІЛОМ 2.....	64

РОЗДІЛ 3 ВПЛИВ АНІЗОТРОПІЇ ДРОТЯНИХ МЕТАМАТЕРІАЛІВ НА КОНФІГУРАЦІЮ РОЗТАШОВАНОГО ПОБЛИЗУ НИХ НВЧ ПОЛЯ.....	65
3.1 Спектральні властивості анізотропних метаматеріалів із різноманітними геометричними параметрами дротяних елементів, що їх формують.....	65
3.2 Концентраційні властивості дротяної лінзи без фазової компенсації.....	72
3.3 Передача зображення із надроздільною здатністю дротяною лінзою з фазовою компенсацією.....	77
3.4 Спектральні властивості анізотропних дротяних метаматеріалів із немагнітними та магнітними елементами.....	83
ВИСНОВКИ ЗА РОЗДІЛОМ 3.....	89
РОЗДІЛ 4 КЕРУВАННЯ СПЕКТРАЛЬНИМИ ТА ДИСПЕРСІЙНИМИ ВЛАСТИВОСТЯМИ ЗА ДОПОМОГОЮ ЗМІНИ ПРОСТОРОВОЇ КОНФІГУРАЦІЇ АНІЗОТРОПНИХ ДРОТЯНИХ МЕТАМАТЕРІАЛІВ.....	91
4.1 Експериментальна реєстрація спектрів 2D та 3D метаматеріалів.....	92
4.2 Керування електромагнітними властивостями анізотропного дротяного метаматеріалу шляхом механічної перебудови розмірів елементарної комірки.....	93
4.2.1 Механічно Керований Дротяний Метаматеріал (МКДМ) із прямокутною двовимірною елементарною коміркою.....	94
4.2.2 Спектральні властивості МКДМ.....	95
4.2.3 Дисперсійні властивості МКДМ.....	100
4.3 Дефектні моди в анізотропному дротяному метаматеріалі.....	102

4.4 Резонансне поглинання електромагнітних хвиль у метаповерхні із механічною перебудовою елементарної комірки косокутової форми.....	108
4.4.1 Метаповерхня з Керованим Кутом Схрещування (МККС).....	109
4.4.2 Спектральні властивості МККС.....	111
4.4.3 Просторовий розподіл поля поблизу елементарної комірки, що формує МККС.....	116
4.4.4 Вплив додаткових (механічних) параметрів МККС на її спектральні характеристики.....	119
ВИСНОВКИ ЗА РОЗДІЛОМ 4.....	122
ВИСНОВКИ	123
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	126
ДОДАТОК А. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ.....	142

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

ФК – фотонний кристал

НВЧ – надвисокі частоти

ПС – плазмоподібне середовище

АДМ – анізотропний дротяний метаматеріал

ІП – ідеальний провідник

ВАК – векторний аналізатор кіл

ДЗ – дозволена зона

ЗЗ – заборонена зона

МКДМ – механічно керований дротяний метаматеріал

МККС – метаповерхня з керованим кутом схрещування

ВСТУП

Актуальність теми.

На сьогодні має місце багато публікацій, в яких наведено визначення такого різновиду штучних середовищ, як електромагнітні метаматеріали [1 - 3]. Терміном, який найбільш точно характеризує електромагнітні властивості структур такого роду, вочевидь, є термін, запропонований “Віртуальним інститутом штучних електромагнітних матеріалів і метаматеріалів (**METAMORPHOSE VI AISBL**) [4], а саме:

«Метаматеріали – це штучно створені структури, електромагнітні властивості яких визначаються не стільки властивостями компонентів, з яких вони сформовані, скільки їх просторовим розташуванням».

Електромагнітні метаматеріали, в залежності від ефективних значень їх діелектричної та магнітної проникностей, прийнято поділяти на штучні діелектрики, штучні магнетики та магніто-діелектричні матеріали, яким можна надати наступні визначення:

штучні магнетики – структури, яким може бути приписано поняття ефективної магнітної проникності та які сформовано з провідних елементів складної форми (кільцеві розімкнуті резонатори, кіральні та біанізотропні елементи);

штучні діелектрики – структури, яким може бути приписано поняття ефективної діелектричної проникності та які сформовано з металевих елементів, що мають вигляд осцилюючих диполів;

магніто-діелектричні матеріали – структури, які є суперпозицією двох вищезгаданих різновидів метаматеріалів.

З усього різноманіття аспектів дослідження метаматеріалів особлива увага приділяється розробці принципів їх побудови. Зокрема, інтерес викликають метаматеріали, які демонструють властивості штучних діелектриків з просторовою анізотропією. Такі властивості виявляються

корисними, наприклад, під час досліджень різного виду анізотропії в природних матеріалах; при розробці різних пристроїв, що трансформують (каналізують) електромагнітну енергію; при розробці різноманітних маскуючих покриттів та розробці засобів ближньопольової мікроскопії. Одним з найбільш перспективних видів метаматеріалів для використання у вищезазначених областях є штучні діелектрики, які сформовано електропровідними елементами. Зазначимо, що додавання до структури штучних діелектриків магнітних включень суттєво розширює діапазон перебудови їх електромагнітних властивостей [5-7].

Вивчення штучних діелектриків, які, як правило, представляли собою масиви металевих дротів, сфер або пластин, почалося ще більше половини сторіччя тому [8-12]. Дротяні метаматеріали виявилися особливо цікавими як об'єкти формування просторової анізотропії. Такі метаматеріали демонструють різні механізми взаємодії із електромагнітними хвилями в залежності від напрямку їх поширення [13-15]. Зокрема, ще у 50-ті роки ХХ століття було встановлено, що такий вид штучного діелектрика, як періодичний масив тонких ідеально провідних металевих дротів, має електромагнітні властивості, які притаманні штучній плазмі з ефективним показником заломлення [11, 12].

Починаючи з 90-х років ХХ ст. інтерес до структур такого роду (які отримали в літературі назву «дротяне середовище» різко зріс завдяки виявленню ряду фундаментальних властивостей, таких як можливість передачі зображень із надроздільною здатністю на значні відстані, де деталі цього зображення розташовані на відстані багато меншій довжини хвилі, у мікрохвильовому, терагерцевому та оптичному діапазонах [18], явище негативної рефракції [19-20], тобто має місце негативний показник заломлення, та безліч інших. Наявність цих властивостей робить перспективним застосування метаматеріалів в елементній базі широкого класу електронних пристроїв від надвисокочастотного (НВЧ) до оптичного

діапазону включно. Відмінною особливістю дротяних середовищ є також наявність таких специфічних електромагнітних властивостей, які дозволяють їх розглядати як металеві фотонні кристали [22, 23]. Фотонні кристали (ФК), основу яких складає дротяне середовище, не втрачають своєї актуальності ось вже три десятиліття у зв'язку з можливістю побудови на їх основі різного роду фільтрів, тобто частотно-селективних пристроїв [24-27].

Раніше, в роботі [22] було показано, що тривимірний металевий фотонний кристал, призначений для мікрохвильового діапазону, та добре відомі вже на той час оптичні ФК, основу яких складають діелектричні елементи, поведуться по-різному як в області «низьких», так і в області «високих» частот. А саме: в області «високих» частот спектри металевих фотонних кристалів та оптичних ФК, мають зонний характер, тобто має місце набір заборонених та дозволених частотних зон, які визначаються постійною решітки кристалу. В області «низьких» частот має місце наступна відмінність: в спектрі металевих фотонних кристалів для випадку, коли розмір металевих включень та відстань між ними виявляються багато меншими відносно довжини електромагнітної хвилі, нижче деякої частоти відсіку формується нова заборонена зона (ЗЗ). Ця ЗЗ може бути описана в рамках моделі ефективного середовища з негативною діелектричною проникністю.

Вищевказані особливості електромагнітних властивостей фотонних кристалів є лише окремим прикладом зі всієї великої кількості незвичайних електромагнітних властивостей дротяних метаматеріалів, наведених в літературі. Ці особливості зумовлюють той факт, що взаємодія електромагнітної хвилі, яка поширюється у середовищі, з включеннями /дротами/, виражається у резонансному збудженні струмів в цих включеннях. У найбільш поширенішому випадку, коли дротяне середовище являє собою періодичний масив із притаманною йому трансляційною симетрією, для опису механізмів взаємодії електромагнітного випромінювання із

включеннями/дротами користуються визначенням, запозиченим із фізики твердого тіла, «елементарна комірка». Резонансна природа субхвильових (багато менших довжини хвилі) включень, які формують дротяні метаматеріали, та геометрія їх елементарної комірки призводять до того, що вищезазначені фундаментальні властивості проявляються лише у вузькому спектральному діапазоні частот. У спеціально спроектованих метаматеріалах це обмеження можна зменшити, наприклад, додаванням зовнішніх електричних (магнітних) полів або використанням у структурі метаматеріалу елементів із перебудовою, тобто можлива зміна геометрії і форми самих елементів. На теперішній час недостатньо розроблено способів, які б дозволили керувати спектральними і дисперсійними властивостями в метаматеріалах, особливо для такого їх різновиду як анізотропні дротяні метаматеріали. Електродинаміка анізотропних дротяних метаматеріалів із переналаштуванням, до теперішнього часу, розвинена у недостатній мірі і вимагає додаткових досліджень як теоретичних, так і експериментальних. Тому в останні роки ведеться активний пошук перспективних підходів (методів), які б забезпечили можливість ефективного керування спектральними властивостями анізотропних метаматеріалів.

Все вищевказане визначає **актуальність теми** роботи, яка полягає в розробці ефективного підходу в керуванні спектральними властивостями анізотропних дротяних метаматеріалів, що дозволить розширити робочий діапазон частот.

Мета і задачі дослідження

Мета роботи — встановлення особливостей впливу просторового розташування елементів, тобто форми елементарної комірки, на спектральні властивості анізотропних дротяних метаматеріалів.

Для досягнення поставленої мети необхідно було вирішити наступні **задачі**:

1. Розробити експериментальну методику для міліметрового діапазону довжин хвиль, яка дозволить виконувати вимірювання (реєстрацію) просторового розподілу поля еванесцентних мод, тобто затухаючих хвиль, амплітуда яких експоненціально спадає з відстанню, що випромінюються з анізотропних штучних середовищ (метаматеріалів).

2. Експериментально продемонструвати можливість передачі зображення із надроздільною здатністю, яка перевищує дифракційний ліміт, використовуючи дротяний метаматеріал, у діапазоні 2 – 24 ГГц.

3. Розробити принципи керування спектральними характеристиками анізотропних дротяних метаматеріалів за допомогою зміни форми і розмірів його елементарної комірки механічним шляхом, що дозволить збільшити частотний діапазон перебудови у мікрохвильовому діапазоні довжин хвиль.

4. Експериментально продемонструвати переваги розроблених принципів керування електромагнітними властивостями анізотропних дротяних метаматеріалів в досягненні мети розширення діапазону перебудови частот механічним шляхом у порівнянні з електронною перебудовою.

Об'єктом дослідження є процеси поширення електромагнітних хвиль у дротяних середовищах із різноманітною просторовою конфігурацією металевих елементів, тобто з різноманітною формою елементарної комірки, яка їх формує.

Предметом дослідження є спектральні та дисперсійні властивості анізотропних дротяних метаматеріалів у міліметровому діапазоні (2 – 24 ГГц) довжин хвиль.

Методи дослідження

Експериментальні результати з дослідження просторового розподілу електромагнітного поля на різноманітних відстанях від анізотропних метаматеріалів отримані з використанням спеціально розробленої методики, основу якої складає метод пробного тіла. Реєстрація зображень із

надроздільною здатністю в анізотропному дротяному метаматеріалі мікрохвильового діапазону реалізована за допомогою вдосконалення та модернізації вищезазначеної експериментальної методики, де замість пробного тіла («пасивний зонд») використано дипольну антену («активний зонд»).

Експериментальні результати з дослідження спектральних електромагнітних властивостей анізотропних дротяних метаматеріалів у міліметровому діапазоні довжин хвиль отримані за допомогою методів НВЧ спектроскопії.

Достовірність експериментальних результатів з дослідження спектральних електромагнітних властивостей анізотропних дротяних метаматеріалів у міліметровому діапазоні довжин хвиль підтверджується апробованими методами НВЧ спектроскопії, надійним сучасним обладнанням, перевіркою розрахунків експериментами.

Наукова новизна одержаних результатів

1. Для реєстрації в мікрохвильовому діапазоні просторового розподілу поля еванесцентних мод в анізотропних метаматеріалах розроблена експериментальна методика, що забезпечує амплітудно - фазові дослідження у режимі реального часу завдяки сконструйованим активним зондам, скануючим пристроям та спеціально створеним комп'ютерним програмам інтегрованим з векторним аналізатором кіл.

2. Експериментально продемонстрована можливість досягнення в мікрохвильовому діапазоні довжин хвиль роздільної здатності близько $\lambda/15$ для двох окремих точкових джерел у дротяному метаматеріалі.

3. Запропоновано експериментальний підхід до керування зонними характеристиками спектру проходження анізотропного дротяного метаматеріалу за допомогою зміни параметрів його елементарної комірки механічним шляхом.

4. Продemonстровано сценарій перетворення електромагнітних властивостей плазмоподібного середовища у властивості, що відповідають фотонному кристалу міліметрового діапазону довжин хвиль у дротяному метаматеріалі з механічною перебудовою.

5. Вперше експериментально встановлено, що в метаповерхні з механічною перебудовою елементарної комірки косокутової форми ефект резонансного відбиття проявляється у вигляді одиночного мінімуму в спектрі проходження, частота якого в діапазоні 22-40 ГГц однозначно обумовлена кутом схрещування елементарної комірки.

Практичне значення одержаних результатів

За результатами дисертаційної роботи отримані нові знання про вплив просторової конфігурації дротів, тобто вплив форми елементарної комірки, на спектральні властивості анізотропних метаматеріалів. Результати дисертаційної роботи забезпечують передумову до розробки у майбутньому різного класу електромагнітних матеріалів, спектральними властивостями яких можна керувати. Результати роботи можуть бути використані при розробці технологій та проектуванні елементів пристроїв міліметрового діапазону з розширеним діапазоном перебудови, основу яких складають дротяні метаматеріали, наприклад: пристроїв передачі зображень із надроздільною здатністю, широкосмугових НВЧ-поглиначів та поляризаторів, засобів ближньопольової мікроскопії і маскуючих покриттів. Результати дисертаційної роботи можуть бути використані під час навчального процесу для студентів і аспірантів.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами

Дисертаційна робота виконана у відповідно до планів науково-дослідних робіт Інституту радіофізики та електроніки ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України в рамках держбюджетних тем:

1. «Дослідження лінійних та нелінійних властивостей твердотільних структур із застосуванням електромагнітних хвиль НВЧ діапазону і заряджених часток» (шифр «Кентавр-5», номер держреєстрації 0112U000211, виконавець).

2. «Теоретичні та експериментальні дослідження властивостей періодичних і стохастичних модульованих наноструктур в оптичному, інфрачервоному та надвисокочастотному діапазонах спектру» (шифр «Георгин», номер держреєстрації 0110U005642, виконавець).

3. «Мікрохвильова спектроскопія перспективних композитних штучних середовищ», яка виконувалась в рамках гранту молодим науковцям НАН України (шифр «ПІОН», номер держреєстрації 0113U006021, виконавець).

4. «НВЧ - спектроскопія суспензії магнітних нанопорошків з органічними рідинами», яка виконувалась в рамках гранту молодим науковцям НАН України (шифр «РУТА», номер держреєстрації 0115U005233, виконавець).

Крім того, частину досліджень було виконано в рамках гранту РФФД 13-02-90924 (2013) для молодих науковців «Експериментальне дослідження мікрохвильових властивостей дротяної лінзи, виконаної з мідних провідників у міліметровому діапазоні довжин хвиль», виконавець.

Особистий внесок автора

Публікації, які складають основу дисертаційної роботи, виконані в співавторстві з колегами. Безпосередній внесок автора полягає у розробці експериментальних макетів механічно керованих дротяних метаматеріалів різної конфігурації та у налаштуванні електродинамічної частини вимірювальної установки. Автор виконувала обробку та аналіз усіх представлених експериментальних даних. А саме, в роботах [28-30] автором особисто розроблена експериментальна методика реєстрації просторового розподілу поля еванесцентних (згасаючих) мод, що випромінюються з

анізотропних дротяних метаматеріалів. У мікрохвильовому діапазоні за допомогою методики було продемонстровано зображення із надроздільною здатністю двох окремих точкових джерел, що перевищує дифракційний ліміт, отримане у ближньому полі за допомогою анізотропного дротяного метаматеріалу [31]. На підставі цього автор розробила нові принципи керування характеристиками спектру анізотропних дротяних метаматеріалів, де завдяки додаванню до структури метаматеріалу магнітних елементів [33, 41] та зміни розміру і форми елементарної комірки механічним шляхом [34, 36] досягнуто розширення робочого діапазону частот.

Експериментальні результати, що представлені в роботах [34, 35], отримані особисто автором, а у вищезгаданих та в роботах [28-33, 36-41] у співавторстві.

Публікації

Дисертаційна робота є викладом, узагальненням та розвитком опублікованих робіт автора в кількості 6 статей у зарубіжних та українських наукових журналах, що входять до переліку МОН України.

Апробація результатів дисертації

Результати досліджень було представлено та обговорено на наступних конференціях, форумах і симпозіумах:

- XI Kharkiv Young Scientist Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics (YSC 2011), Kharkov, Ukraine, 29 November – 1 December, 2011;
- 3d International Workshop on THz Radiation: Basic Research & Applications (TERA 2011), Kharkov, Ukraine, 2011;
- 3rd International Conference of Young Scientists “Low Temperature Physics” (ICYS–LTP–2012), Kharkov, Ukraine, May 14-18, 2012;

- VIII International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'13) and Workshop on Terahertz Technology (Teratech'13), Kharkov, Ukraine, June 23-28, 2013;
- International Symposium on Electrodynamic and Mechatronic Systems (SELM 2013), Zaverce, Poland, May 15-18, 2013;
- VIII Международная научная конференция «Функциональная база нанoeлектроники», Одесса, 28 сентября-02 октября, 2015;
- International Young Scientists Forum on Applied Physics (YSF 2015), Dnipro, Ukraine, September 29 – October 2, 2015;
- 9th international Kharkiv symposium on physics and engineering of microwaves, millimeter and submillimeter waves (MSMW'2016), Kharkov, Ukraine, June 20 – 24, 2016
- II International Young Scientists Forum on Applied Physics (YSF 2016), Kharkov, Ukraine, October 10-14, 2016

Структура та обсяг дисертації

Дисертація складається з переліку умовних позначень, вступу, 4 розділів, висновків і списку використаних джерел. Її повний обсяг становить 143 сторінки. Дисертація містить 44 рисунка. Список використаних джерел представлений на 16 сторінках і нараховує 159 найменувань.

РОЗДІЛ 1. МЕТАМАТЕРІАЛИ В ЕЛЕКТРОДИНАМІЦІ

1.1 Становлення фізики метаматеріалів. Класифікація

Аналіз публікацій з різних аспектів електромагнітних метаматеріалів дозволяє класифікувати все різноманіття природних та штучних середовищ, у залежності від ефективних значень їх діелектричної (ϵ') та магнітної (μ') проникностей (рис.1.1). Матеріальні параметри багатьох природних матеріалів мають позитивне значення. У міжнародній літературі такі матеріали прийнято називати DPS (double positive, подвійні позитивні матеріали), підкреслюючи тим самим позитивність значень як ϵ' , так і μ' (правий верхній квадрант на рис.1.1).

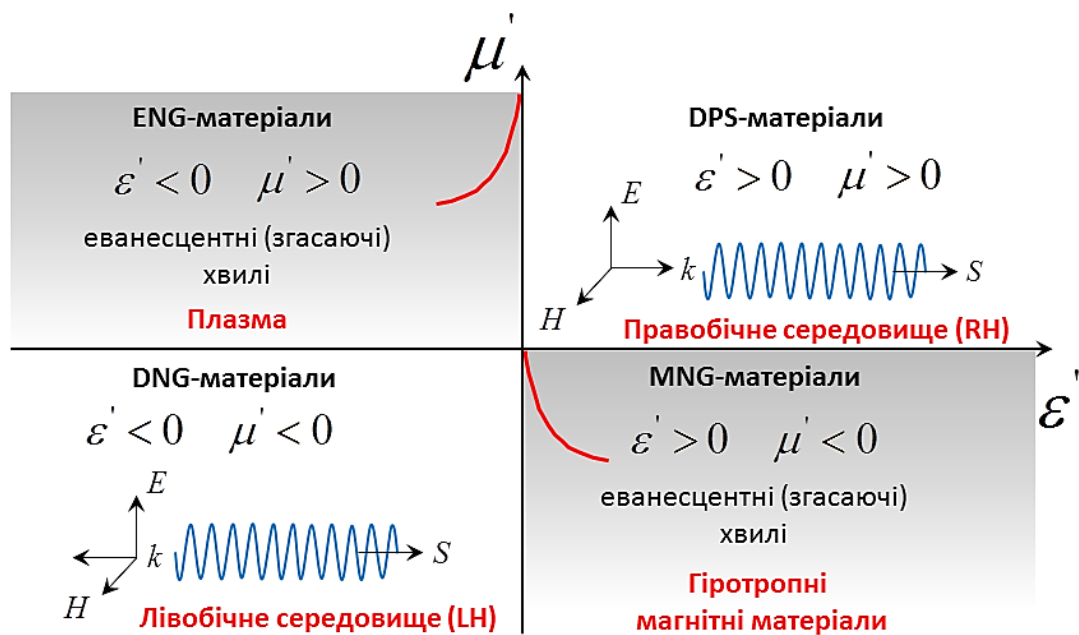


Рисунок 1.1 – Класифікація електромагнітних метаматеріалів в залежності від знака величин діелектричної (ϵ') та магнітної (μ') проникностей

DPS- середовища вважаються прозорими для електромагнітних хвиль, якщо внутрішні втрати в них малі. Матеріали, у яких негативна ϵ' або μ' , в

англомовній літературі прийнято називати SNG (single negative, мононегативні матеріали). В таких середовищах електромагнітні хвилі згасають по експоненціальному закону. Вважається, що такі матеріали непрозорі для випромінювання, якщо їх товщина більша, ніж характерна експоненціальна довжина загасання електромагнітних хвиль (скін шар). Якщо $\varepsilon' < 0$ та $\mu' > 0$, SNG-матеріали називають ENG (ε -негативні), а у випадку $\varepsilon' > 0$ та $\mu' < 0$ – MNG (μ -негативні).

Перші роботи в напрямку створення штучних композитних середовищ і використання їх незвичайних властивостей відносяться ще до 19 століття. Зокрема, в 1898 р. J. C. Bose [42] у процесі дослідження штучного середовища, основу якого складали закручені геометричні структури, які на сьогодні мають назву «кіральні елементи» [43], виявив явище обертання площини поляризації електромагнітних хвиль у такому середовищі. У 1914 р. K. Lindman [44] дослідив штучний композит, що складається з великої кількості орієнтованих випадковим чином малих дротяними спіралей, розміщених у однорідному діелектричному середовищі, і також продемонстрував поворот площини поляризації електромагнітних хвиль при взаємодії зі структурою такого виду. У 1922-1923 рр. М. О. Капцовим [45, 46] вперше була продемонстрована можливість створення системи з металевих стрижнів, за допомогою якої можна керувати електромагнітною хвилею НВЧ діапазону, яка відбивається або проходить крізь цю систему. У 1944 р. в своїй роботі [47] Л. І. Мандельштам показав, що у випадку падіння електромагнітної хвилі з вільного простору на середовище з різною дисперсією, то закон заломлення також буде різний. В 1946-1948 гг. W. E. Kock [48] вперше створив лінзи мікрохвильового діапазону, основу яких складали провідні сфери, диски, смужки у вигляді періодичних структур, з метою дослідження ефективного показника заломлення такого штучного середовища. У роботі [49] 1952 р. С. О. Щелкуновим та Г. Фріісом запропоновано метод створення штучних магнетиків і формування

негативної магнітної проникності композиту, який сформовано з просторового масиву розімкнутих кілець, навантажених ємністю. У 1955 р. Л. А. Микаеляном в роботі [50] були запропоновані методи розрахунку діелектричної та магнітної проникності штучних середовищ. Було показано, що для випадку ідеально провідних часток магнітний дипольний момент такої частки набуває негативного значення. Як наслідок, таке штучне середовище характеризується діамагнітними властивостями. Майже в той же час, в 1957 р. Д. В. Сівухін [51] вперше показав, що вектори фазової і групової швидкостей, що поширюються в середовищі з одночасно негативними значеннями ε' та μ' електромагнітної хвилі, матимуть протилежний напрямок. У 1959 р. Р. А. Сілін під час дослідження процесу утворення так званих «зворотних» хвиль у середовищах з негативною дисперсією повідомляє про незвичайний характер коефіцієнтів відбиття і заломлення електромагнітних хвиль у середовищах такого виду. Результати цих досліджень увійшли в теорію періодичних хвилеводів для вакуумних електронних пристроїв НВЧ [52-54].

Вважається, що вперше поняття лівобічних та правобічних середовищ ввів В. Г. Веселаго в 1967 році у своїй роботі [55]. Лівобічними він назвав середовища з одночасно негативними значеннями ε' та μ' . Також Веселаго запропонував пристрій, який пізніше отримав назву "лінза Веселаго": пластина товщиною d , яка виконана з речовини з негативним показником заломлення з $n = \sqrt{\varepsilon} \sqrt{\mu} = -1$. Через те, що на поверхні пластини показник заломлення має негативне значення, зображення джерела фокусується в двох точках: в першій – всередині шару "лівобічної" речовини, в другій – за її межами, на відстані $d - l$ від правого краю пластини (B на рис. 1.2).

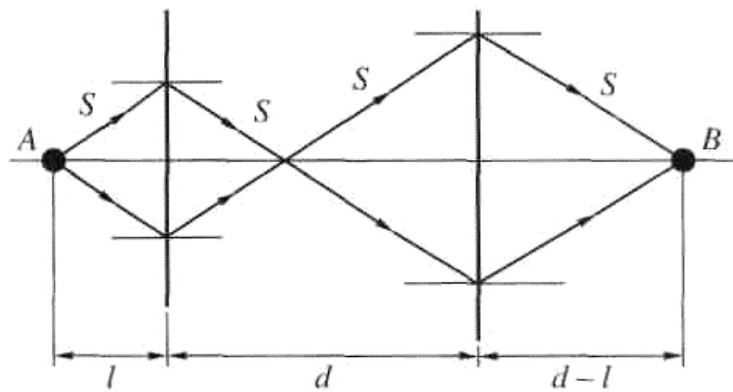


Рисунок 1.2 – Ілюстрація поширення променів (S) в лінзі Веселаго, де A - джерело, B – зображення джерела, d - товщина пластини, l - відстань джерела від пластини [55]

Таким чином, В. Г. Веселаго показав, що плаский шар речовини з $\varepsilon = -1$, $\mu = -1$ служить пристроєм подібному лінзі, що переносить зображення предмета з однієї області простору в іншу. І хоча у такої лінзи відсутня фокальна площина, вона створює об'ємне дійсне зображення предмета. Оскільки вхідний імпеданс поверхні дорівнює 1, то від поверхні немає відбиття, і вся енергія падаючої хвилі переходить в заломлену хвилю. При цьому будь-який промінь між об'єктом і зображенням проходить однакові (рівні) відстані як у звичайному, так і у "лівобічному" середовищах; отже, набіг фази по будь-яким траєкторіям між об'єктом і зображенням дорівнює нулю.

Незважаючи на велику кількість публікацій, широкий інтерес до такого роду структур з'явився лише на початку 90-х років після низки робіт таких авторів як: Е. Яблонович [56, 57], Д. Джоаннопоулос [58, 59], Дж. Пендрі [60, 61] та ін., в яких були наведено вже результати експериментальних досліджень зразків матеріалів з негативною діелектричної або магнітної проникностями.

Так у 1998 г. в [60] Дж. Пендрі та ін. показали, що структура, що складається з тонких провідників, є штучним діелектриком і поводить

подібно до плазми з низькою концентрацією заряджених часток з плазмовою частотою в діапазоні «одиниць ГГц». У 2000 р. в [20] співробітниками Каліфорнійського університету на чолі з Д. Смітом була запропонована експериментальна реалізація метаматеріалу, якому властиві негативні ефективні значення діелектричної та магнітної проникності. Основу такого лівобічного метаматеріалу становили матриця з діелектрику, в якій розміщено безліч мідних стрижнів та розімкнутих кілець, які розташовані в строгому геометричному порядку. Стрижні – виконували роль антен, що взаємодіють із вектором напруженості електричного поля, який є паралельним відносно цих стрижнів, а розімкнуті кільця - антен, що реагують (взаємодіють) із вектором напруженості магнітного поля, який має перпендикулярний напрямок відносно площини кільця. Цей метаматеріал є лівобічним у сантиметровому діапазоні електромагнітних хвиль (4,2 - 4,6 ГГц).

Різноманітність електромагнітних метаматеріалів, які відповідають вищезазначеній класифікації, величезна. В цьому розділі наведено лише короткий опис деяких класів різнорідних метаматеріалів, які набувають (або можуть надбати) у теперішній час великого фундаментального і прикладного значення.

1.2 Штучні діелектрики

Хоча штучні діелектрики відокремлено як окремий клас штучних матеріалів, сучасне визначення "метаматеріали" бере свій початок із досягнень в теорії штучних діелектриків 40-х - 50-х років 20-го століття [9, 11, 12, 62, 63].

У загальному випадку, штучні діелектрики – це композит або діелектрична матриця з розміщеними в ній резонансними включеннями субхвильового розміру (тобто розміру багато меншого за довжину хвилі)

самої різної форми [64]. Включення можуть бути виконані як з діелектрика [8, 9], так і з металу [10-12, 63]. Так в роботі [63] вперше було запропоновано кілька конструкцій антен, що склалися з ряду рознесених в діелектричній матриці пластин з провідного матеріалу, що мали правильну форму. Така конструкція працює за принципом лінзи, фокусуючі властивості якої визначаються високою фазовою швидкістю хвилі, що проходить між пластинами з яких і сформовано антену.

Присвоєння штучним композитам із металевими включеннями назви "метаматеріали" має сенс, оскільки при розміщенні металевих субхвильових включень в матрицю з діелектрику, отримані таким чином провідні властивості цього композиту набувають "діелектричного" характеру поведінки в макроскопічному масштабі (рис. 1.3).

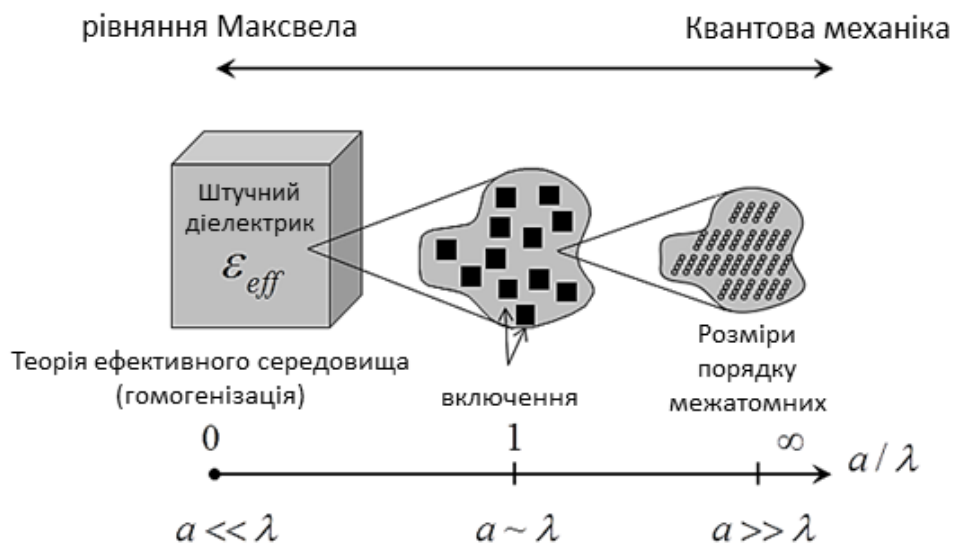


Рисунок 1.3 – Схематичне зображення структури штучного діелектрика: розміри субхвильових включень відносно діелектричної матриці розташування

Найбільш відомим прикладом штучних діелектриків можна вважати дротяне середовище, яке відоме ще з 1950-х років. Як вказано у [11, 12], воно

сформовано з просторово-періодичного масиву провідних дротів із радіусом, розміри якого багато менші у порівнянні з періодом. У цих роботах, мабуть, вперше було показано, що діелектрична проникність дротяного середовища має частотну залежність плазмового типу і має негативне значення в широкому діапазоні частот, що нижчі значення плазмової частоти.

1.2.1 Плазмові властивості дротяних середовищ

В кінці 20-го століття інтерес до структур, що відносяться до типу «дротове середовище» знову зріс [60, 65]. Строга теорія опису електромагнітних властивостей дротяного середовища як одного з різновидів штучного діелектрика в НВЧ діапазоні була вперше запропонована Дж. Пендрі в [60, 61]. Основу міркувань в роботі [61] становить добре відомий факт, що діелектрична проникність плазмоподібного середовища (метали, напівпровідники, іонізована плазма) описується законом Друде [66, 67]:

$$\dot{\varepsilon}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\Gamma)}, \quad (1.1)$$

де $\omega_p^2 = \frac{ne^2}{\varepsilon_0 m}$ – плазмова частота власних коливань плазми, яка залежить від щільності n , величини заряду e і маси носіїв зарядів m ; ω – частота падаючого випромінювання, Γ – параметр загасання, відповідно. Нижче плазмової частоти дійсна частина діелектричної проникності негативна ($\text{Re}[\varepsilon] < 0$), як наслідок електромагнітні хвилі не можуть поширюватись у цьому середовищі (рис.1.4).

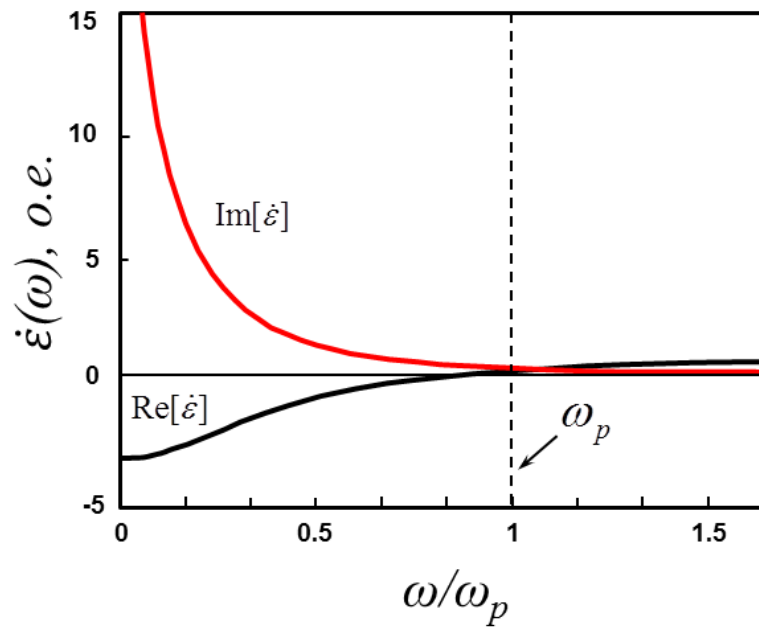


Рисунок 1.4 – Типова залежність діелектричної функції $\hat{\epsilon}(\omega)$ дротяного метаматеріала від частоти (уздовж горизонтальної вісі відкладено відношення ω / ω_p)

При $\omega > \omega_p$ величина $\text{Re}[\hat{\epsilon}]$ набуває позитивного значення і, як наслідок, електромагнітні хвилі можуть проходити крізь таке середовище.

Розглянута у [60] структура являє собою двовимірний масив тонких ідеально провідних металевих дротів (рис.1.5). Якщо вектор напруженості електричного поля спрямований паралельно вісі кожного з дротів, то в дротах збуджується струм, що створює еквівалентні електричні дипольні моменти.

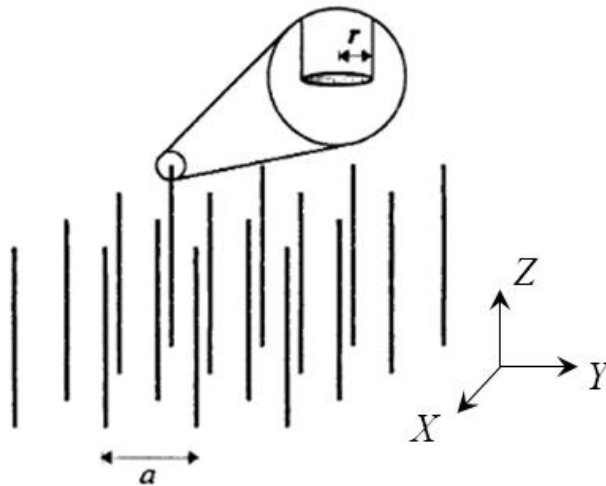


Рисунок 1.5 – Штучний діелектрик, утворений двовимірним масивом тонких металевих дротів [60]

Усереднення дипольних моментів призводить до наступного виду діелектричної проникності структури з частотною залежністю типу (1.1), де плазмова частота має вигляд:

$$\omega_p^2 = \frac{n_{eff} e^2}{\varepsilon_0 m_{eff}} = \frac{2\pi c_0^2}{a^2 \ln(a/r)}, \quad (1.2)$$

де n_{eff} – ефективна щільність електронів в структурі, e - заряд електрона, m_{eff} - ефективна маса електронів, c_0 - швидкість світла у вакуумі, a - стала ґратки 2D дротяної структури, r - радіус дрота, ε_0 – діелектрична проникність вакууму.

Пізніше отримані більш прецизійні вирази для визначення ω_p у двовимірних дротяних середовищах [68-70].

Крім того, більш загальні співвідношення, що враховують різну відстань між провідниками в різних площинах, тобто елементарна комірка у дротяному середовищі має геометрію прямокутника, наведені в [71]:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c_0^2}{ab \left[\log \frac{\sqrt{ab}}{2\pi r} + F(a/b) \right]}, \quad (1.3)$$

$$\text{де } F(\xi) = -\frac{1}{2} \log \xi + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\coth(\pi n \xi) - 1}{n} \right) + \frac{\pi}{6} \xi.$$

У випадку $a \neq b$ без урахування анізотропії структури, тобто для випадку, коли хвиля поширюється або вздовж напрямку з періодом a , або вздовж напрямку з періодом b , вираз (1.3) спрощується і в окремому випадку набуває вигляду (1.4) [72]:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c_0^2}{ab \ln(\sqrt{ab} / r)}. \quad (1.4)$$

З наведених вище виразів, зрозуміло, що ефективну плазмову частоту в дротяному середовищі можна зміщувати, регулюючи її геометричні параметри, що дозволяє отримати широкий діапазон бажаних значень ефективної діелектричної проникності.

1.2.2 Введення ефективних параметрів дротяних середовищ

Розміщені в матриці діелектрику включення призводять до неоднорідності розподілу електромагнітного поля всередині елементарної комірки. Падаюче випромінювання, розсіюючись на включеннях штучного діелектрика, викликає появу резонансних відгуків на кожному окремо взятому елементі розсіювання, що призводить до неоднорідності поля. Таку обставину можна застосувати до діелектричних або металевих включень (елементів розсіювання), що створюють впорядковану структуру, яку можна

охарактеризувати високим значенням діелектричної проникності або провідності. Більш формально для діелектричних включень це означає, що абсолютна величина діелектричної проникності розсіювачі $|\varepsilon_1|$ повинна бути набагато більша, ніж у навколишнього середовища $|\varepsilon_2|$, тобто $|\varepsilon_1| \gg |\varepsilon_2|$ [73]. Малі по відношенню до довжини хвилі падаючого випромінювання розміри включень розсіювання дозволяють гомогенізувати властивості середовища. Це означає, що можна використовувати визначення ефективної діелектричної ε_{eff} та магнітної μ_{eff} проникностей для оцінки відгуку структури у дальній зоні (тобто в експериментах з вимірювання проходження та відбиття).

Використання теорії ефективного середовища для метало-діелектричних композитів [74-78], у тому числі і такого їх різновиду як дрогове середовище, представлено в наступних роботах [16, 73, 79, 80], де показано, що реакція дрогового середовища характеризується сильним просторово-дисперсійним відгуком.

Так у роботі [73] розглядався періодичний масив плазмонних стрижнів (плазмоподібне середовище) радіусом r , орієнтованих уздовж вісі z (рис.1.5) з періодом a , при виконанні умови $a, r \ll \lambda$. Діелектрична проникність стрижнів є дійсною і дорівнює ε_m . Дійсна діелектрична проникність матеріалу ε_h . В [73] було доведено, що для електромагнітних хвиль $a, r \ll \lambda$ в такій періодичній структурі електромагнітні поля можна описати наступним виразом нелокальної діелектричної проникності:

$$\bar{\varepsilon}(\omega, k_z) = \varepsilon_h [\varepsilon_t (xx + yy) + \varepsilon_{zz}(\omega, k_z) zz], \quad (1.5)$$

$$\varepsilon_t = 1 + \frac{2}{\frac{1}{f_V} \frac{\varepsilon_m + \varepsilon_h}{\varepsilon_m - \varepsilon_h} - 1}, \quad (1.6)$$

$$\varepsilon_{zz}(\omega, k_z) = 1 + \frac{1}{\frac{\varepsilon_h}{(\varepsilon_m - \varepsilon_h) f_V - \frac{\beta^2 - k_z^2}{\beta_p^2}}}, \quad (1.7)$$

де $f_V = \pi r^2 / a^2$ об'ємна частка стрижнів, k_z – компонента z хвильового вектора, $\beta = \omega \sqrt{\varepsilon_h \mu_0}$ – хвильове число середовища, що містить стрижні, а β_p – плазмове хвильове число для ідеально провідних стрижнів, що задається наступним виразом [73, 81]:

$$(\beta_p a)^2 \approx \frac{2\pi}{\ln\left(\frac{a}{2\pi R}\right) + 0.5275}, \quad (1.8)$$

Із (1.6) випливає, що при виконанні умови $|\varepsilon_m| \gg \varepsilon_h$, спостерігається $\varepsilon_t \approx 1$. Це і є найбільш важливим результатом авторів в [73], так само як і вираз (1.7) для z -компоненти тензора діелектричної проникності середовища, що складається з масиву дротів тонких у порівнянні з величиною періоду структури.

Добре відомо [82, 83], що діелектрична проникність металів на інфрачервоних та оптичних частотах може бути з високою точністю описана моделлю Друде, яка представлена авторами наступною формулою:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_0 \left(\varepsilon_\infty - \frac{\omega_m^2}{\omega^2 - i\omega\Gamma} \right), \quad (1.9)$$

де ω_m та Γ – плазмова частота та частота зіткнень, відповідно. Для кращого розуміння моделі діелектричної проникності, можна знехтувати втратами в

частотній області $\omega \ll \omega_m$, що становить для нас головний інтерес. При зроблених припущеннях авторами замінено (1.9) на (1.7):

$$\varepsilon_{zz} \approx 1 - \frac{\beta_p^2}{1 + \frac{\beta_p^2}{f_v \beta_m^2} \beta^2 - k_z^2}, \quad (1.10)$$

де зроблено припущення, що $\beta_m = \omega_m \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$. Із (1.10) ясно, що поширення хвилі в площині xoy (тобто коли $k_z = 0$) з електричним полем, поляризованим уздовж дротів, можливо тільки тоді, коли $\beta > \beta_{cut-off}$, де:

$$\beta_{cut-off}^2 = \frac{1}{\frac{1}{\beta_p^2} + \frac{1}{f_v \beta_m^2}}. \quad (1.11)$$

Звідси видно, що частота відсікання структури визначається як плазмонними властивостями металу, так і плазмонними властивостями, що відповідають геометрії структури.

Вищеописана теорія ефективного середовища для дротяних середовищ стала основою реалізації режиму передачі зображення з так званою надроздільною здатністю в упорядкованих структурах такого виду. Ідея полягає в тому, щоб перетворити більшу частину спектру просторових гармонік, що випромінюються джерелом, у електромагнітні хвилі поширення (власні моди), які спрямовані вздовж нормалі відносно переднього та заднього інтерфейсів масиву металевих дротів, як це показано на рис. 1.6. Ці власні моди мають практично однакові значення групової швидкості (що спрямована уперек дротяного середовища) та однакові поздовжні компоненти хвильового вектора. Детальний опис режиму каналірування,

наведено в підрозділі 1.6. Нижче наведені умови [84], при яких цей режим має місце.

В [84] автори вводять припущення, що довжина металевих дротів, з яких сформовано дротяне середовище, дорівнює L , та для $z < 0$ і $z > L$ середовище знаходиться у вакуумі. Плоска хвиля з поперечним хвильовим вектором $k_{\parallel} = (k_x, k_y, 0)$ падає на середовище під довільним кутом (рис. 1.6).

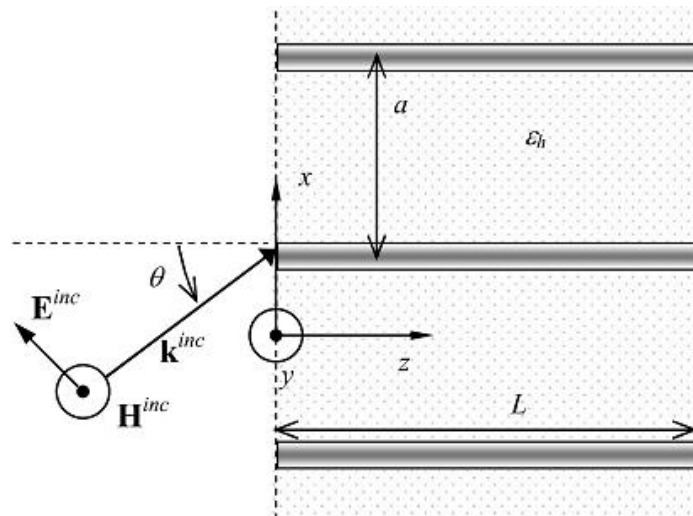


Рисунок 1.6 – Проходження електромагнітних хвиль з плоским хвильовим фронтом у дротяному середовищі (вид збоку). Товщина середовища L , дроти розташовані нормально до межі розділу. Структура періодична уздовж вісей x і y [84]

Магнітне поле падаючої хвилі паралельно межі розділу (хвиля є поперечною магнітною складовою відносно напрямку z вісі). Як добре відомо, поперечна компонента хвильового вектора зберігається на межі розділу. Падаюча хвиля збуджує дві ТМ-поляризовані електромагнітні моди в середовищі зі стрижнів з постійними поширення $k_z^{(1)}$ і $k_z^{(2)}$ відповідно:

$$(k_z^{(1,2)})^2 = \frac{1}{2} \{ \varepsilon_t (\beta^2 - k_{\parallel}^2) + (\beta^2 + \beta_c^2 - \beta_p^2) \pm \sqrt{[\varepsilon_t (\beta^2 - k_{\parallel}^2) - (\beta^2 + \beta_c^2 - \beta_p^2)]^2 + 4 \varepsilon_t k_{\parallel}^2 \beta_p^2} \}, \quad (1.12)$$

де

$$\beta_c^2 = - \frac{\varepsilon_h \beta_p^2}{(\varepsilon_m - \varepsilon_h) f_V}. \quad (1.13)$$

Варто зазначити, що (1.12) було отримано рішенням дисперсійного рівняння для середовища із стрижнів тим же чином, що і в [73]; воно спрощується до результату, представленого в [73], коли $\varepsilon_t = 1$.

Коли діелектрична проникність дротяного середовища підпорядковується моделі Друде (1.9) і втратами можна знехтувати, параметр β_c являє собою, у першому наближенні, позитивну дійсну величину (з такою ж розмірністю що і β), яка лінійно зростає з частотою:

$$\beta_c \approx - \frac{\beta_p}{\sqrt{f_V} \beta_m} \beta. \quad (1.14)$$

Як зазначалося раніше, каналірування електромагнітних хвиль через масив дротів можливо у тому випадку, коли $k_z^{(1)}$ або $k_z^{(2)}$ майже не залежать від поперечного хвильового вектора $k_{\parallel}$ [17]. В цьому випадку для всіх просторових гармонік у процесі поширення через дротяне середовище (див. рис. 1.6) спостерігається однаковий фазовий зсув, що також забезпечується правильним вибором довжини самих дротів L [17].

В [73], було встановлено дві різні умови отримання ізочастотних поверхонь у просторі хвильових векторів (k_x, k_y, k_z) у вигляді площини. Для випадку падіння хвилі на шар, що розглядається, під прямим кутом було

показано наступне: якщо вважати діелектричну проникність дротяного середовища порівнянною з діелектричної проникністю вільного простору за умови $\omega \ll \omega_m \sqrt{f_v}$ або $\omega \gg \omega_m \sqrt{f_v}$, постійна поширення однієї з мод, в цьому випадку, стає майже незалежною від $k_{\parallel}$. Детальніше ці дві умови наведені нижче:

- $\omega \ll \omega_m \sqrt{f_v}$. В цьому випадку мода з майже відсутньою дисперсією є модою TEM-типу, та її характеристики схожі з модами лінії передачі середовища з проводів [81]. Відзначимо, що в TEM - модах або модах лінії передачі, електричне і магнітне поле поперечне відносно дротів. Моді такого типу поширюються зі швидкістю світла вздовж дротів ($q_z = \pm k$) і можуть мати будь-який хвильовий вектор в поперечному напрямку. Фактично ці моди відповідають модам багатопровідної лінії передачі і роблять можливим використання середовища з проводів для реалізації режиму каналірування. Електромагнітне випромінювання при цьому не може ефективно проникати вглиб дротів, так що більша частина енергії поширюється в межах масиву дротів. Ізочастотний контур відповідної моди стає все більш плоским, оскільки $\frac{\beta_p}{\sqrt{f_v} \beta_m}$ зменшується.

- $\omega \gg \omega_m \sqrt{f_v}$. В даному випадку механізм поширення ґрунтується на поверхневих плазмон-поляритонах, які підтримуються кожним стрижнем. Енергія цих поверхневих хвиль щільно пов'язана з плазмонними властивостями дротяного середовища, що досліджується, і, відповідно, між стрижнями практично відсутня взаємодія (саме цим пояснюється відсутність у моди дисперсії). Коли $\frac{\beta_p}{\sqrt{f_v} \beta_m}$ збільшується, концентрація поля довкола стрижнів також зростає, і ізочастотні контури стають більш плоскими.

У разі виконання першої умови, внаслідок того, що поле концентрується у середовищі [85], очікується, що втрати в середовищі, які виникають у стрижнях, будуть слабо позначатися на передаточних характеристиках. Випадок, що відповідає другій умові, відрізняється тим, що поле поверхневих плазмон-поляритонів має розподіл, тісно пов'язаний із металевими стрижнями [86], а це означає, що ефект втрат може бути дуже сильним. Ефект цих втрат не дасть змоги для успішної передачі зображень, як це було продемонстровано в [87].

Тому, надалі в дисертаційній роботі в рамках передачі зображення із надроздільною здатністю, нами буде розглядатися лише перша умова, для якої, як зазначено вище, дротами підтримуються моди TEM-типу. Зазначимо, що TEM моди, чиє магнітне поле поперечно відносно дротів, являють собою хвилі, які відповідають ненульовим значенням струму в дротах і ненульовим значенням електричного поля уздовж дротів. На частотах нижчих за плазмову частоту ці хвилі є еванесцентними.

Перш за все, проаналізуємо вплив ω_m на властивості мод. Розглянемо поширення уздовж вісей дротів ($k_{\parallel} = 0$), і скористаємося тим фактом, що $\varepsilon_t \approx 1$. Тоді (1.12) приймає вигляд:

$$\begin{aligned} k_0^{(1)} &\equiv k_z^{(1)}|_{k_{\parallel}=0} = \beta\sqrt{\varepsilon_t} \approx \beta \\ k_0^{(2)} &\equiv k_z^{(2)}|_{k_{\parallel}=0} = -j\sqrt{\beta_p^2 - \beta_c^2 - \beta^2}. \end{aligned} \quad (1.15)$$

Таким чином, можемо бачити, що перша мода не має частоти відсікання і поширюється зі швидкістю, близькою до швидкості світла в масиві зі стрижнями, в той час як друга мода може поширюватися тільки вище частоти відсікання, яка надається виразом (1.11).

З іншого боку, приймає $k_{\parallel} \rightarrow \infty$ [84], знаходимо, що:

$$\begin{aligned}
k_{\infty}^{(1)} &\equiv k_z^{(1)}|_{k_{\parallel}=\infty} \approx \sqrt{\beta^2 + \beta_c^2} \\
k_{\infty}^{(2)} &\equiv k_z^{(2)}|_{k_{\parallel}=\infty} = -i\infty.
\end{aligned}
\tag{1.16}$$

Значить, при поширенні під великим кутом відносно дротів, загасання другої моди збільшується. Перша ж мода навпаки ніде не відсікається, і у неї може повністю бути відсутня дисперсія. Дійсно, користуючись (1.14) можна записати, що

$$k_{\infty}^{(1)} \approx \beta \sqrt{1 + \frac{\beta_p^2}{f_v \beta_m^2}}. \tag{1.17}$$

Тут очевидно, що коли $\frac{\beta_p}{\sqrt{f_v} \beta_m}$ надто мало, $k_{\infty}^{(1)}$ і $k_0^{(1)}$ майже ідентичні, і ізочастотний контур близький до плоского. В цьому випадку мода стає ТМ-типу. Зауважимо, що якщо дроти є ідеально провідними, то $k_z^{(1)} = \beta$ для будь-якого $k_{\parallel}$, і тоді у моди відсутня дисперсія, і вона являє собою ТЕМ-моду (мода лінії передачі дротяного середовища [81]).

1.3 Штучні магнетики

Також слід класифікувати штучні магнетики в межах групи метаматеріалів. Штучні магнітні матеріали, зазвичай, складаються з включень з резонансним магнітним відгуком. Історія штучних магнетиків починається в 1950-х роках, коли різні кільцеві та кільцеподібні структури з негативною магнітною проникністю μ представляли інтерес у якості типових блоків (комірок) для створення штучних діелектриків під час виготовлення мікрохвильових лінз. У цьому контексті розірване кільце, яке

використовувалось ще в експериментах Герца для прийому електромагнітних хвиль, було знову затребуване й описано в підручнику Щелкунова та Фрііса [49]. Елементи такого типу, подвійні розірвані кільця, задіяні в 1994 році в роботі М.В. Костіна и В.В. Шевченко [88], а згодом і Дж. Пендрі [89]. Структури, що використовуються для отримання μ -негативних середовищ, містять включення у вигляді тонких металевих циліндрів, рулонних структур типу "swiss roll", розірваних кілець, Ω -подібних та прямокутних рамок і т.д. Розглянемо найбільш важливі з них.

Розімкнутий кільцевий резонатор (split ring resonator – SRR [89]) (рис.1.7, б)), який став популярним при використанні двох розірваних кілець різного діаметру і отримав назву DNG- метаматеріал.

Такий магнітний метаматеріал має структуру, в якій ємність між двома кільцями компенсується їх індуктивністю.

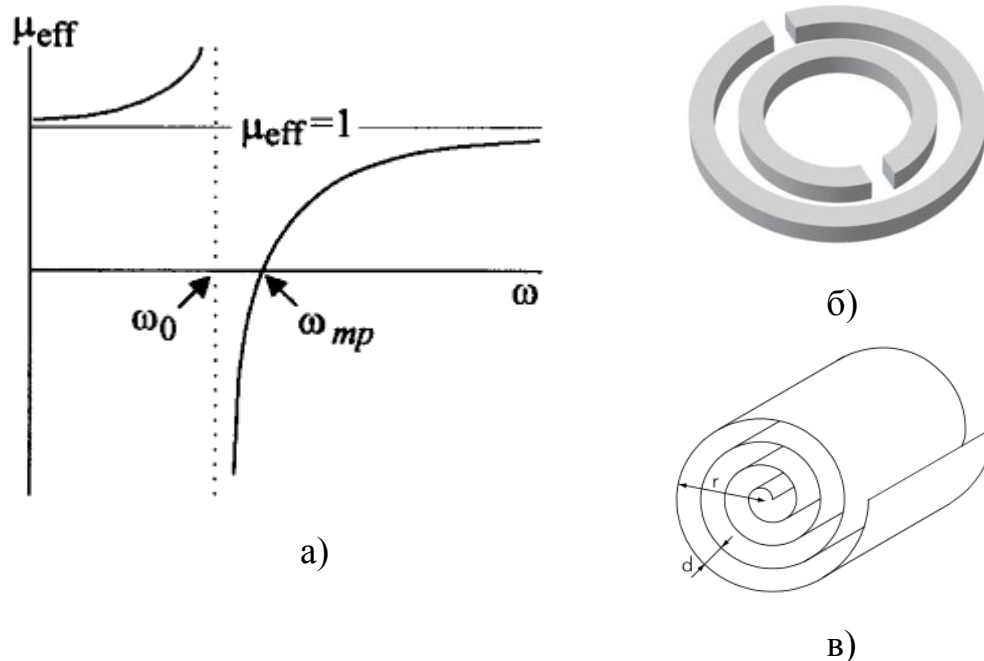


Рисунок 1.7 – Залежність магнітної проникності μ -негативного дротяного метаматеріалу від частоти ω з урахуванням дисипації енергії [89]; а) комірка у вигляді подвійного кільцевого резонатора; б) комірка типу "swiss roll" [90]

Магнітне поле, яке змінюється з часом, та вектор напруженості якого перпендикулярний поверхні кілець, викликає потоки, які, в залежності від резонансних властивостей структури, породжують вторинне магнітне поле. Вторинне магнітне поле, підсилюючи вихідне поле або протидіючи йому, призводить до того, що μ набуває позитивного або негативного ефективних значень.

Для круглого подвійного циліндра в вакуумі з перетином у вигляді подвійного розірваного кільця (див. рис.1.7, б)) нехтуючи товщиною стінок було отримано [89] наступний вираз:

$$\mu_{eff} = 1 - \frac{\frac{\pi r^2}{a^2}}{1 + \frac{2\sigma i}{\omega r \mu_0} - \frac{3dc_0^2}{\pi^2 \omega^2 r^3}}, \quad (1.18)$$

де a – розмір комірки, σ – електрична провідність стінок циліндрів, d – відстань поміж розірваними кільцями в поперечному перерізі, r – внутрішній радіус меншого з кілець, ω – циклічна частота.

Резонансна частота цього елемента ω_0 , на якій $\mu_{eff} \rightarrow \infty$, визначається за умови рівності нулю знаменника (1.18) і при відсутності втрат ($\sigma = 0$) дорівнює

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{3dc_0^2}{\pi^2 r^3}}, \quad (1.19)$$

Значення «магнітної плазмової частоти» (ω_{mp}) може бути отримане з (1.18) за умов $\sigma = 0$, $\mu_{eff} = 0$ та з урахуванням виконання рівності для швидкості світла в середовищі $c_0^2 = 1/(\mu_0 \epsilon_0 \epsilon)$:

$$\omega_{mp} = \sqrt{\frac{3dc_0^2}{\pi^2 r^3 (1 - \pi r^2 / a^2)}}. \quad (1.20)$$

Як бачимо, відмінність між плазмовою та резонансною частотою визначаються множителем $1 - \pi r^2 / a^2$ в знаменнику підкорінного виразу (1.20). Негативне значення μ_{eff} набуває в інтервалі частот між ω_0 та ω_{mp} (див. рис. 1.7, а)).

Подвійний циліндр в якості структурної комірки для створення метаматеріалу з негативною магнітною проникністю можна замінити елементом типу "швейцарський рулет" (swiss roll) [90], який формується при згортанні в рулон металевого листа (рис. 1.7, в)), і діючий як компактний LC резонатор. Згідно [89], ефективна магнітна проникність рулетного елемента визначається виразом:

$$\mu_{eff} = 1 - \frac{\pi r^2}{a^2} \left\{ 1 - \frac{dc_0^2}{2\pi^2 r^3 (N-1)\omega^2} + i \frac{2\rho}{\mu_0 r \omega (N-1)} \right\}^{-1}. \quad (1.21)$$

де d – товщина ізолятора між витками в структурі, N – кількість витків, ρ – опір котушки на одиницю довжини, r – зовнішній радіус "рулету".

μ-негативні метаматеріали, які містять SRR, мають більш широке застосування, ніж метаматеріали, основу яких складають включення типу «swiss roll», оскільки вони є планарними структурами і можуть бути легко виготовлені з використанням технології друкованих плат. Штучний магнітний композит, який сформовано з масиву SRR, має негативну проникність у вузькій смузі частот поблизу резонансної частоти одиночного резонатора.

1.4 Електромагнітні фотонні кристали

Багато років велика увага приділяється як теоретичному, так і експериментальному дослідженню властивостей просторово-періодичних структур – фотонних кристалів (ФК) [21, 57, 59]. Термін «фотонний кристал» був введений ще в 80-х роках. ФК – це середовища, матеріальні параметри яких періодично змінюються в просторі з періодом, що допускає брегівську дифракцію електромагнітної хвилі (тобто розмір елементарної комірки ФК порівнянний із довжиною електромагнітної хвилі). Результатом такої періодичності є те, що при розв’язанні рівнянь Максвела для випадку проходження електромагнітної хвилі крізь таке середовище, ми отримуємо хвильове рівняння у вигляді диференціального рівняння другого порядку з періодичним коефіцієнтом (відомим в математиці як рівняння Хіла). Добре відомим рішенням таких рівнянь є набір різних заборонених і дозволених зон в частотному спектрі. Відзначимо, що для поширення в періодичній ґратці твердого тіла нерелятивістської квантовомеханічною частки отримуємо рівняння руху для такої частки також в формі рівняння Хіла. Розв’язанням цього рівняння в даному випадку також є набір різних заборонених і дозволених зон в спектрі. Однак, якщо в 1-му випадку ми говоримо про *частотні* дозвалені і заборонені зони, то в 2-му випадку (класичний випадок з фізики твердого тіла) ми говоримо про *енергетичні* дозвалені і заборонені зони. Крім того, якщо в 1-му випадку рівняння руху (рівняння Максвела) мають векторний характер, то в 2-му випадку рівняння руху (рівняння Шредінгера) є скалярними. Саме в цьому полягає спільність і різниця в фізиці електромагнітних кристалів (ФК) і реальних кристалів.

Найпростішою реалізацією ФК у одновимірному (1D) випадку є шаруваті структури, що складаються з послідовності шарів двох матеріалів (див. рис. 1.8, а)), характерною особливістю яких є наявність зонного характеру їх спектра пропускання [91]. Особливий інтерес пов'язано з

перспективою застосування таких структур в оптоелектроніці та квантової оптики [92].

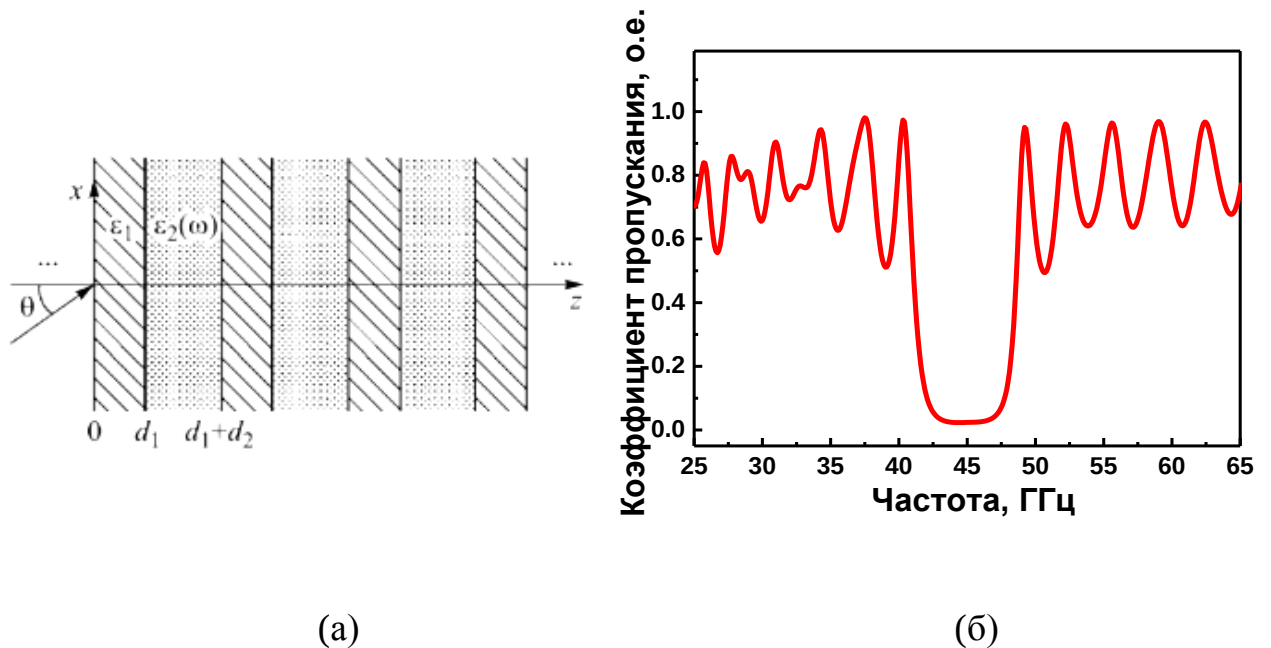


Рисунок 1.8 – а) Схематичне зображення ФК, що складається з послідовності шарів двох матеріалів, що чергуються; б) Частотна залежність коефіцієнта проходження в ФК [93]

Однією з головних відмінностей ФК від загальноприйнятих оптичних матеріалів є те, що суцільні середовища при проходженні електромагнітних хвиль крізь них можна розглядати як інваріантні відносно безперервної групи трансляцій, в той час як ФК інваріантні лише відносно дискретної групи трансляцій відповідної ґратки. У ФК можлива реалізація такого явища, як негативне заломлення, яке на сьогодні активно досліджується в метаматеріалах із діелектричною проникністю ($\epsilon < 0$) і магнітною проникністю ($\mu < 0$) [93], або каналірування електромагнітних хвиль [17], чи ефект суперлінзи [95-98]. Вагому роль в дослідженні властивостей ФК зіграла пряма аналогія електродинаміки ФК із квантовою механікою звичайних електронних кристалів, що дозволило швидко створити адекватний апарат для опису явищ, запозичивши його з фізики твердого тіла.

Відсутність в лінійній електродинаміці взаємодії між фотонами дозволяє вивчати інтерференційні та дифракційні явища, такі як: локалізація Андерсона [99], осциляції Беррі [100], а також дефектні моди і поверхневі стани.

1.5 Інші класи електромагнітних метаматеріалів

Серед структур з більш складною геометрією постійний інтерес викликають так звані «енантіаморфні» або «оптично активні», або як їх найчастіше називають в електродинаміці / фізиці метаматеріалів - кіральні середовища [101-105].

В кіральних середовищах спеціальний геометричний характер внутрішньої структури (антісиметрія або несиметрія відносно дзеркального відображення) створює макроскопічні ефекти, такі як обертання площини поляризації поля, що поширюється ("оптична обертальна здатність"). Оскільки природні кіральні середовища мають малу оптичну активність навіть в оптичному діапазоні, в сучасній електродинаміці останнім часом інтенсивно досліджуються штучні кіральні середовища, в яких цей ефект виражений набагато сильніше саме в мікрохвильовому діапазоні. На сьогодні, в якості кіральних елементів широко використовуються металеві розетки [101], кільця з прямолінійними кінцями [102], сфери зі спіральною провідністю [103], циліндри з провідністю вздовж гвинтових ліній [104], та ін. Особливий інтерес представляють кіральні середовища з включеннями із феромагнітних елементів. Такі елементи комбінують ефект оптичної активності з ефектом Фарадея, який реалізується в середовищах такого типу у випадку їх поздовжнього намагнічування [101]. Кіральні середовища з включеннями із феромагнетиків, будучи невзаємними, забезпечують: по-перше відносно високий кут повороту поляризації, а по-друге - дуже зручне керування цим кутом повороту.

Метаповерхні. Метаповерхні – це двовимірні аналоги метаматеріалів. Метаповерхнями називають планарні метаматеріали субхвильової товщини, горизонтальні розміри яких можуть бути структуровані/не структуровані резонансними елементами (елементами розсіювання), розміри і періоди яких малі у порівнянні з робочою довжиною хвилі [105-108]. Електромагнітне поле в структурах такого виду концентрується поблизу їх поверхні, у вигляді біжучої хвилі або коливання. Вони забезпечують хороший контроль над поширенням, відбиттям та заломленням електромагнітних хвиль [108, 109], що робить можливим створення на їх основі планарної лінзи [111], вихрового (вортексного) генератора [112], дефлектора світлового пучка [113] і т. д. Одним из основных преимуществ метаповерхностей является то, что они могут быть легко встроены в интегральные микросхемы, сохраняя большую часть функциональности, присущей трехмерным метаматериалам.

1.6 Передача зображення із надроздільною здатністю

На теперішній час з'явилася велика кількість робіт, присвячених такому напрямку, який не втрачає актуальності, як передача зображення із надроздільною здатністю за допомогою метаматеріалів [16-18, 114, 115]. Результати цих досліджень внесли неоціненний вклад в розробку систем з передачі та обробки оптичних зображень, роздільна здатність яких, зазвичай, обмежена дифракційною межею, і які не можуть розрізняти деталі зображення, менші за довжину хвилі. Для досягнення цього було запропоновано кілька рішень наведених в даному підрозділі. Однак на даний момент не існує універсального підходу до передачі зображень із надроздільною здатністю, який міг би стати готовим комерційним рішенням.

Суперлінза Пендрі. Можливість подолання дифракційної межі з використанням метаматеріалів, які б володіли негативною діелектричною та магнітною проникностями, була запропонована англійським вченим Дж.

Пендрі в роботі [114]. В роботі була запропонована ідея суперлінзи, здатної передавати деталі зображення, що багато менші за довжину хвилі, на значні відстані. Він продемонстрував, що шар матеріалу з негативним значенням матеріальних параметрів може створювати зображення з ідеальною роздільною здатністю. Зазначена робота має теоретичний характер оскільки експериментальна реалізація лінз з ідеальною роздільною здатністю практично неможлива. Як показано в [115], найменші втрати в метаматеріалі призводять до значного погіршення роздільної здатності. Запропонована Пендрі суперлінза отримала також назву "лінза Веселаго" на честь радянського вченого, який першим запропонував створити середовище з негативним значенням матеріальних параметрів. Також вважається, що Веселаго перший хто ввів поняття *лівобічних* та *правобічних* середовищ [55]. Передача зображення із надроздільною здатністю в такій лінзі досягається за рахунок наступних двох властивостей. Перша властивість - еванесцентні (згасаючі) хвилі посилюються в напрямку від джерела світла до точки спостереження, а не загасають як це, зазвичай, спостерігається в звичайних середовищах із позитивним значенням матеріальних параметрів. До другої властивості слід віднести те, що в суперлінзі мають місце так звані зворотні хвилі (в середовищі Веселаго хвильовий вектор і вектор Пойтінга мають протилежний напрямок). Дальнє поле джерела фокусується в площині зображення за допомогою ефекту негативної рефракції. Блажен поле (що містить в собі інформацію про деталі зображення, які багато менші за довжину хвилі) відновлюється в площині зображення завдяки посиленню еванесцентних просторових гармонік в середовищі. У порожньому просторі або в діелектричній матриці ця інформація зникає із віддаленням від джерела, оскільки еванесцентні просторові гармоніки, що її переносять, є загасаючими.

Слід зазначити, що середовище Веселаго є пасивним середовищем. Зростання еванесцентних просторових гармонік від джерела до точки спостереження є одним з проявів ефекту просторової фільтрації, а саме,

перерозподілом реактивної енергії (зазвичай зосередженої поблизу світлового джерела) з ближньої зони останнього в область зображення, віддалену на відстань що дорівнює довжині хвилі від нього. Цей процес, за відсутності поглинання світла в середовищі, не забезпечує перенесення енергії і тому не має місце порушення закону збереження енергії. Іншими словами, реактивна енергія, що міститься в ближньому полі джерела, транслюється всередині поглинаючого середовища Веселаго в додаткове випромінювання, яке в області зображення знову переходить в квазістатичне поле [116].

Незважаючи на те, що визначення суперлінза представляє головний інтерес саме для оптики, на сьогодні такі лінзи з властивостями середовищ Веселаго створені тільки в мікрохвильовому діапазоні частот [117], що пояснюється втратами на резонансних включеннях лінзи [115].

Суперлінза із матеріалу з негативною діелектричною проникністю. В роботі [114] запропонована реалізація суперлінзи, що дозволяє подолати дифракційну межу без використання середовищ Веселаго. Така реалізація також належить Пендрі і являє собою суперлінзу, яка сформована з матеріалу із негативною діелектричною проникністю (срібло, золото або мідь), також здатну передавати зображення із надроздільною здатністю. Реалізація має експериментальне підтвердження в роботах [118, 119]. Однак застосування таких лінз обмежено двома факторами: лінза працює тільки для ТМ - поляризації і її товщина повинна бути меншою за половину довжини хвилі. Однак передача субхвильових зображень у таких структурах на відстані, що перевищують довжину хвилі, неможлива навіть теоретично.

Сверхлінзи, які сформовано з фотонних кристалів (ФК). Ще однією альтернативою середовищам Веселаго є фотонні кристали, яким в оптичному діапазоні властива сильна просторова дисперсія [120, 121]. Ефект негативної рефракції на межі вільного простору і фотонного кристала на частотах, близьких до меж заборонених зон, був описаний в роботі [122]. Можливість

передачі зображень із над роздільною здатністю за допомогою плоских шарів ФК з прозорими включеннями була продемонстрована як теоретично [96, 123, 124], так і експериментально [125, 126]. У ФК за певних умов згасаючі гармоніки з відповідною поляризацією також зростають у напрямку від джерела, як це відбувається в шарах середовища Веселаго [127]. Багато авторів у своїх роботах відзначають, що передача зображень на частотах, які відповідають першій зоні проходження, іноді відбувається у відсутності негативної рефракції, а також - під час відсутності посилення просторових гармонік поширення [128-130]. Однак, роздільна здатність таких суперлінз обмежена періодом фотонного кристалу, як це показано в [127, 126]. Через що в шарах ФК неможливо отримати субхвильову роздільну здатність ($\lambda/4$).

Принцип каналірування зображень. В [17] було запропоновано ще один принцип передачі субхвильових зображень на відстані, більші за довжину світлової хвилі для діапазону видимого світла та ближнього ІК. Ідея цього методу (принципу) полягає в тому, що замість посилення згасаючих просторових гармонік їх можна перетворити в хвилі (моди), що поширюються всередині метаматеріалу, тим самим виключивши їх загасання в просторі. Перетворена у хвилі, що поширюються, інформація про деталі зображення, які багато менші за довжину хвилі, може бути передана на практично будь-яку необхідну відстань. Окрім іншого принципу дії ключовим моментом принципу каналірування (на відміну від принципу дії суперлінзи Пендрі) є відсутність чутливості до втрат в метаматеріалі, що робить реалізацію цього методу більш придатною для практичного застосування, таких як роздільна здатність лінзових систем передачі зображень.

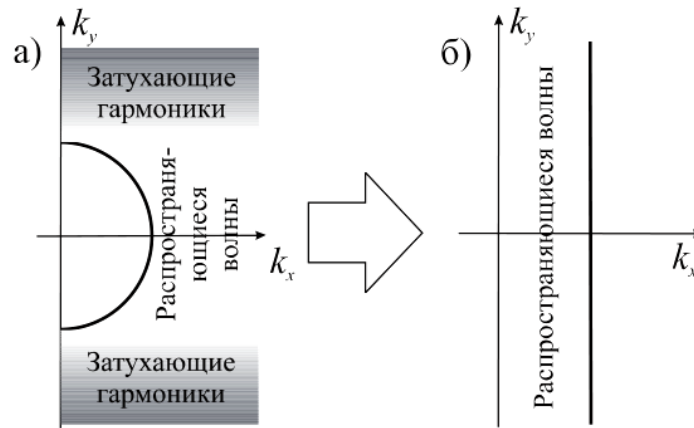


Рисунок 1.9 – Ілюстрація принципу каналірування зображень: а) ізочастотні криві для випадку вільного простору (із зазначеними областями згасаючих просторових гармонік та просторових гармонік поширення) і б) ізочастотна характеристика метаматеріалу, необхідного для реалізації принципу каналірування (згасаючі просторові гармоніки відсутні) [17]

В режимі каналірування шар метаматеріалу працює не як звичайна лінза, яка фокусує випромінювання у фокальну пляму, а як хвилевідна структура, яка передає зображення з однієї поверхні шару на іншу. Реалізація такого режиму можлива лише у випадку, коли метаматеріал володіє так званою плоскою «ізочастотною поверхнею» (див. рис. 1.9, б)), а його товщина задовольняє умовам резонансу Фабрі-Перо (тобто дорівнює цілому числу півхвиль). У випадку, коли ізочастотна поверхня представлена у якості площини, то всі просторові гармоніки, створені джерелом (в тому числі згасаючі), перетворюються після рефракції всередині шару у моди метаматеріалу, що поширюються. Це дозволяє передавати інформацію про деталі джерела субхвильового розміру на значні відстані. Моди метаматеріалу, що поширюються, переносять зображення з передньої (вхідної) поверхні шару на задню (вихідну) поверхню, так наче кожна точка вхідної поверхні з'єднана із протилежною точкою вихідної поверхні за допомогою якогось хвилеводу.

При трансформації просторових гармонік у моди метаматеріалу неминучі втрати на відбиття, що призводять до викривлення просторового

спектра переданого зображення та зменшує субхвильову роздільну здатність пристрою. Однак, втрати можуть бути практично виключені за допомогою налаштування товщини шару на резонанс Фабрі-Перо. У цьому випадку, на відміну від класичного резонансу Фабрі-Перо, який спостерігається тільки для певного нахилу хвильового вектора падаючої довжини хвилі, повне проходження падаючої хвилі спостерігається при будь-якому куті падіння, включаючи комплексні кути (тобто просторові гармоніки, що не поширюються). Слід зазначити, що коли ізочастотна поверхня метаматеріалу є плоскою, і ця площина в просторі хвильових чисел орієнтована потрібним чином, то усі моди метаматеріалу поширюються з фіксованою фазовою швидкістю точно поперек шару, незалежно від кута падіння. Іншими словами, коефіцієнт відбиття від такої суперлінзи дорівнює нулю для усіх просторових гармонік випромінювання. Тому джерело може бути розташовано у безпосередній близькості від межі лінзи (вхідної поверхні) без будь-яких побоювань, що його ближнє поле буде викривлено відбитими від лінзи хвилями.

Принцип каналірування зображень отримав свій розвиток в роботах [16, 131-133], де були запропоновані метаматеріали, що реалізують даний принцип в мікрохвильовому, терагерцевому, інфрачервоному і оптичному діапазонах частот. Також продемонстрована їх здатність передавати на значні відстані зображення із надроздільною здатністю, тобто деталі якого багато менші за довжину хвилі.

1.7 Метаматеріали з механічною перебудовою

Резонансна природа субхвильових включень, з яких сформовано метаматеріал, забезпечує їх функціонування тільки у вузькому спектральному діапазоні, де робоча (резонансна) частота визначається геометрією і розмірами елементарної комірки. Обмеження, пов'язані з

пропускною здатністю, можуть бути ефективно «пом'якшені» за рахунок використання елементів з перебудовою в структурі метаматеріалу. Механічна перебудова в метаматеріалах представляє собою варіювання (зміну) форми і розмірів елементарної комірки в режимі реального часу, що дозволяє динамічно змінювати (керувати) їх електромагнітними властивостями в широкому діапазоні частот.

Прикладом реалізації метаматеріалів із механічною перебудовою можуть слугувати: 2D масив I-образних резонансних елементів, нанесених на еластичний субстрат [134]. Резонансні властивості такого метаматеріалу, змінюються (перебудовуються) за рахунок механічного розтягування; анізотропний дротяний метаматеріал, який виконано за принципом пантографу [36]. Керування зонними характеристиками спектру проходження такого метаматеріалу здійснюється шляхом механічного варіювання параметрів його елементарної комірки; метаповерхня з механічною перебудовою елементарної комірки косокутової форми [37], в якій можливість керування піком резонансного відбиття в частотнім спектрі проходження здійснюється за рахунок зміни кута схрещування металевих смужок і т.д.

Крім того, в оглядовій статті [135] наведено широкий огляд підходів і методів перебудови, які змінюють електромагнітні властивості метаматеріалів для широкого діапазону частот від СВЧ до оптичного.

ВИСНОВКИ ЗА РОЗДІЛОМ I

Таким чином, дослідження електромагнітних властивостей анізотропних дротяних метаматеріалів, а також особливостей, що виникають в їх спектрі при варіюванні розмірів і форми елементарної комірки, є актуальним завданням для сучасної радіофізики. Вищеописані характеристики, такі як: можливість ефективного керування зонними

характеристиками спектру, можливість передачі зображення із надроздільною здатністю, можливість побудови штучних середовищ з ефективними параметрами перебудови роблять їх перспективними для створення нового покоління вузлів і елементів сучасної високошвидкісної електроніки від терагерцевого до оптичного діапазону довжин хвиль. У представленому огляді показано, що різними авторами розроблено низку теорій, які дозволяють описати фундаментальні процеси, що відбуваються в дротяних метаматеріалах. Однак, незважаючи на те, що низка експериментальних робіт підтверджують ці теорії, все ще залишається відкритим питання про розширене та більш детальне експериментальне дослідження особливостей саме тих механізмів впливу, які чинить просторова конфігурація дротяних елементів, на спектральні властивості дво- і тривимірних анізотропних метаматеріалів.

РОЗДІЛ 2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА МЕТОДИКА ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ АНІЗОТРОПНИХ ДРОТЯНИХ МЕТАМАТЕРІАЛІВ У МІЛІМЕТРОВОМУ ДІАПАЗОНІ ДОВЖИН ХВИЛЬ

У цьому розділі наведено опис спеціально розробленої експериментальної методики для вивчення явищ і процесів, пов'язаних з проходженням електромагнітних хвиль міліметрового діапазону в метаматеріалах з наперед заданим просторовим розташуванням компонентів, що їх формують. Ця методика втілена в експериментальній установці, за допомогою якої проведено дослідження просторового розподілу електромагнітного поля поблизу дротяних метаматеріалів. Додатково наведено опис спеціалізованої комп'ютерної програми "Scanator 2D", написаної для вищезгаданої експериментальної установки з реєстрації розподілу електромагнітних полів в просторі. Матеріали досліджень з наведених у цьому розділі опубліковані в статтях і збірниках доповідей на конференціях [28-30].

2.1 Експериментальна методика реєстрації двовимірних картин просторового розподілу поля поблизу дротяних метаматеріалів

Основу розглянутої в підрозділі експериментальної методики з реєстрації просторового розподілу поля поблизу дротяних метаматеріалів, становить добре відомий в літературі метод пробного тіла (метод малого збурювання) [136-139]. Вперше метод пробного тіла було описано в роботі [139], де в якості об'єкта дослідження було обрано відкритий резонатор (ВР). Внесення пробного тіла до об'єму ВР призводить до появи додаткових радіаційних (дифракційних) втрат для власних коливань резонатора. Це дозволяє реєструвати амплітудний розподіл поля у ВР не тільки відносно

зміщення резонансної частоти (як в об'ємних резонаторах), але і за зміною добротності власного коливання, або за зміною коефіцієнта передачі ВР, як це експериментально продемонстровано в роботі [139].

В цьому розділі в якості об'єкта дослідження використовувався, як правило, анізотропний дротяний метаматеріал, що представляє собою структуру з просторово-періодичним розташуванням металевих (мідь) дротів (дротова лінза). Як і для наведеного раніше прикладу з ВР, амплітудний розподіл поля поблизу дротяної лінзи реєструється за зміною коефіцієнта передачі під час внесення пробного тіла в область простору на різній відстані від фронтальних площин дротяної структури [28-30]. В якості пробного тіла використовувалися збурюючі елементи (зонди) різної форми і виконані з різних матеріалів, а саме: сталеві сфери діаметром 1.56 мм і 2.3 мм, сфера, виконана з графіту діаметром 2.6 мм, сфера з олова діаметром 3.4 мм. Розмір сфери підібрано емпіричним шляхом на підставі найбільш повної картини амплітудного розподілу поля поблизу дротяної лінзи. Приклад вибору оптимального розміру зонда наведено в розділі 3.

Зовнішній вигляд експериментальної установки з реєстрації просторового розподілу електромагнітного поля поблизу дротяного метаматеріалу наведено на рис. 2.1.

Експериментальна установка складається з: модуля цифрового керування (1) та двох крокових двигунів (2), які керовані за допомогою мікроконтролера (МК); двох 2D пристроїв переміщення (3), які переміщують пластикову рамку (4) із зафіксованим на ній пробним тілом (зондом).

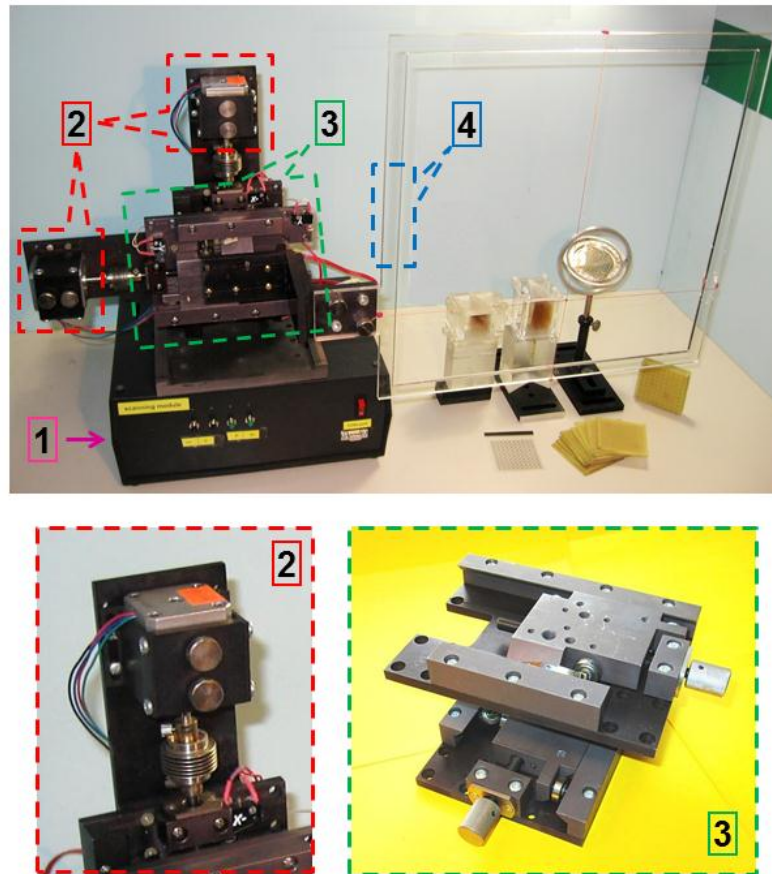


Рисунок 2.1 – Зовнішній вигляд експериментальної установки.
1 - модуль цифрового керування; 2 – крокові двигуни; 3 – 2D пристрої переміщення; 4 – фіксатор зонду (рамка)

Каретки оснащено кінцевими вимикачами, які перешкоджають виходу пробного тіла за межі максимально допустимої області сканування.

На рисунку 2.2 представлена структурна схема експериментальної установки. Досліджувана структура (1) розміщується поміж двома рупорними антенами (2), які виконують функцію випромінювача і приймача відповідно, і які з'єднані з ВАК (3) за допомогою коаксіально-хвильових переходів і коаксіальних кабелів (4).

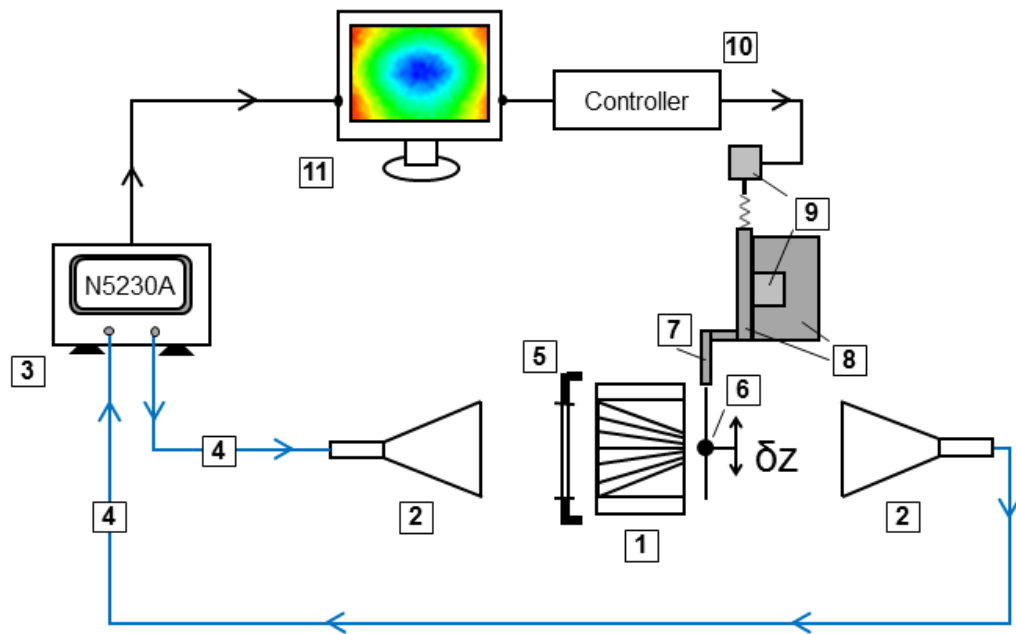


Рисунок 2.2 – структурна схема експериментальної установки

Сама структура кріпиться в отворі плоского поглинаючого екрану (5), роль якого полягає в усуненні впливу дифракції хвиль на краях структури [140], а також в усуненні множинних перевідбиттів між різними елементами установки. Поглинаючий екран являє собою плоский лист діелектрика з нанесеним шаром порошкового матеріалу з вуглецевим наповнювачем, що забезпечує поглинання НВЧ випромінювання на рівні -20 дБ. Рупорні антени розташовано співвісно відносно одна одної і рівнозначно віддалені від досліджуваної структури на відстань яка дорівнює близько десяти довжинам хвиль, забезпечуючи тим самим виконання умов так званої «дальньої зони». На обраних відстанях хвильовий фронт падаючого на структуру випромінювання наближається до плоского. Розміри рупорних антен становлять $34 \times 40 \text{ мм}^2$, а їх довжина 110 мм.

Процес реєстрації (сканування) просторового розподілу електромагнітного поля поблизу дріт'яного метаматеріалу виконується наступним чином: векторний аналізатор кіл генерує електромагнітне випромінювання в діапазоні 20-40 ГГц. Досліджувана структура

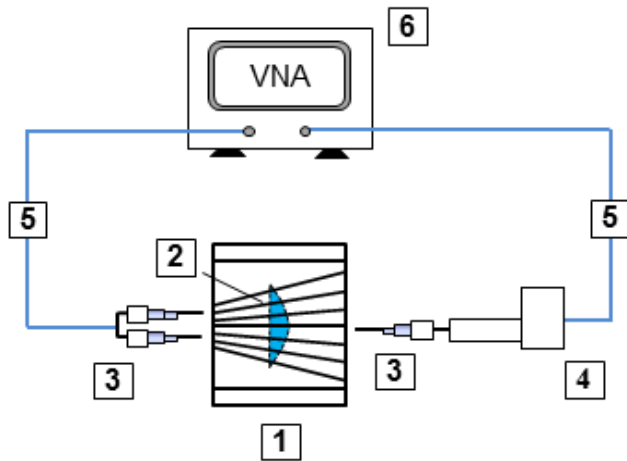
опромінюється електромагнітної хвилею певної частоти з даного діапазону, за допомогою рупорних антен. Як показано на рис. 2.2, зонд (6) зафіксований на рамці (7), приводиться в рух за допомогою 2D пристроїв переміщення (8), керування якими здійснюється за допомогою крокових двигунів (9) через команди мікроконтролера (10). Із заданою оператором швидкістю, переміщення зонда здійснюється в площині паралельній по відношенню до фронтальних площин дротяного метаматеріалу по наперед заданій траєкторії сканування. У процесі переміщення зонда в межах області сканування ми спостерігаємо зміну інтенсивності електромагнітного поля. Дані про зміну інтенсивності поля на заданій за допомогою маркера частоті реєструються і обробляються ВАК.

Керування експериментальною установкою може здійснюватися як в ручному режимі за допомогою кнопок керування на корпусі скануючого модуля, так і в автоматичному режимі, коли необхідні для керування кроковими двигунами елементарні команди повідомляються алгоритмом спеціалізованої комп'ютерної програми «*Scanator 2D*». Опис програми приведено в розділі 2.4.

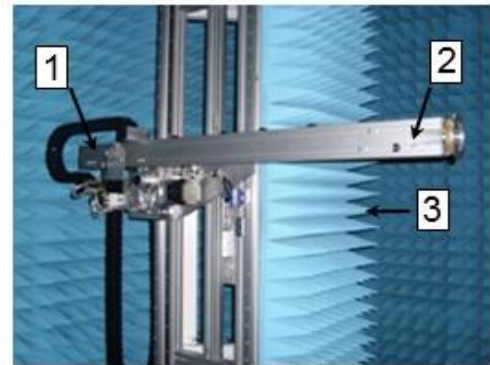
2.2 Експериментальна методика реєстрації зображень із надроздільною здатністю в ближній зоні анізотропних дротяних метаматеріалів

З метою реєстрації в мікрохвильовому діапазоні довжин хвиль зображень із надроздільною здатністю в анізотропних штучних середовищах (дротяних метаматеріалах) описану в попередньому розділі експериментальну методику (рис. 2.2) модернізовано і вдосконалено. У модернізованій методиці, на відміну від попередньої (де в якості елемента збурювання, який вноситься в ближню зону дротяної лінзи, використовувався «пасивний зонд» (пробне тіло)) використовується

дипольна антена (далі за текстом - електричний диполь або «активний» зонд). Схематичне зображення *експериментальної установки*² приведено на рис. 2.3, а.



(а)



(б)

Рисунок 2.3 – експериментальна установка: а) структурна схема експериментальної установки: 1- досліджувана дротяна лінза, 2- фазовий компенсатор, 3 - коаксіальні кабелі із відкритим кінцем (джерело/приймач), 4 – прецизійний 3-х координатний сканер, 5 - коаксіальні кабелі, 6 - векторний аналізатор кіл (VNA); б) прецизійний трьохкоординатний сканер: 1 - детектор, 2 - приймач, розташований на сканері, 3 - широкополосні пірамідальні поглиначі

Структура (1) розміщується між відкритими коаксіальними кабелями (3), які виконують функцію випромінювачів і приймача відповідно, і які поєднані з ВАК (6) за допомогою коаксіальних кабелів (5). Дві дипольні антени (у вигляді коаксіальних кабелів, які виконують роль джерел) піднесені на відстань 1 мм від поверхні вузької апертури дротяної лінзи (1). Аналогічним коаксіальним кабелем, розташованим на відстані 1 мм від поверхні широкої апертури лінзи, представлено приймач. За допомогою

²Результати вимірювань отримані з використанням експериментально-технічної бази лабораторії «Метаматеріали» НДУ ІТМО (м. Санкт-Петербург) в рамках гранту РФФД 13-02-90924 2013

приймача, закріпленого на прецизійному 3-х координатному сканері (4), виконується сканування розподілу електромагнітного поля у «ближньому» полі дротяної лінзи. Прецизійний 3-х координатний сканер (рис. 2.3, б), дозволяє реєструвати тривимірні картини просторового розподілу поля поблизу об'єкта. Варто зазначити, що внаслідок конструкції «активного» зонду він реєструє локальне, а не усереднене поле (як, наприклад, у разі використання для реєстрації пробного тіла). Це відбувається через малі в порівнянні з робочою довжиною хвилі розміри електричного диполя, спеціально підбраного, щоб максимально зменшити вплив на систему.

Далі, шляхом відбору оптимального розміру зонда, його матеріалу і форми, а також його орієнтації в просторі і робочої частоти дротяної лінзи були забезпечені оптимальні умови для реєстрації просторового розподілу поля еванесцентних мод у ближній зоні анізотропного метаматеріалу. Із заданою оператором швидкістю, переміщення зонда здійснюється в площині, що паралельна відносно фронтальних площин дротяного метаматеріалу по наперед заданій траєкторії сканування. В процесі переміщення зонда в межах області сканування ми спостерігаємо зміну інтенсивності електромагнітного поля. Отримані дані про зміну інтенсивності поля на обраній за допомогою маркера частоті реєструються і обробляються ВАК. При подальшому налаштуванні робочої частоти на резонанс Фабрі-Перо, який має місце в дротяній лінзі, ця методика забезпечила підвищення чутливості достатньої для реєстрації роздільної здатності двох окремих об'єктів, розташованих на відстані меншій за половину довжини хвилі.

2.3 Комп'ютерна обробка та візуалізація просторового розподілу поля поблизу дротяних метаматеріалів

Для обробки та надання інформації за результатами сканування 2D картин амплітудного розподілу поля поблизу дротяних метаматеріалів експериментальна установка оснащена спеціалізованою комп'ютерною програмою «Scanator 2D» [28, 30]. Зовнішній вигляд вікна програми «Scanator 2D» показано на рисунку 2.4.

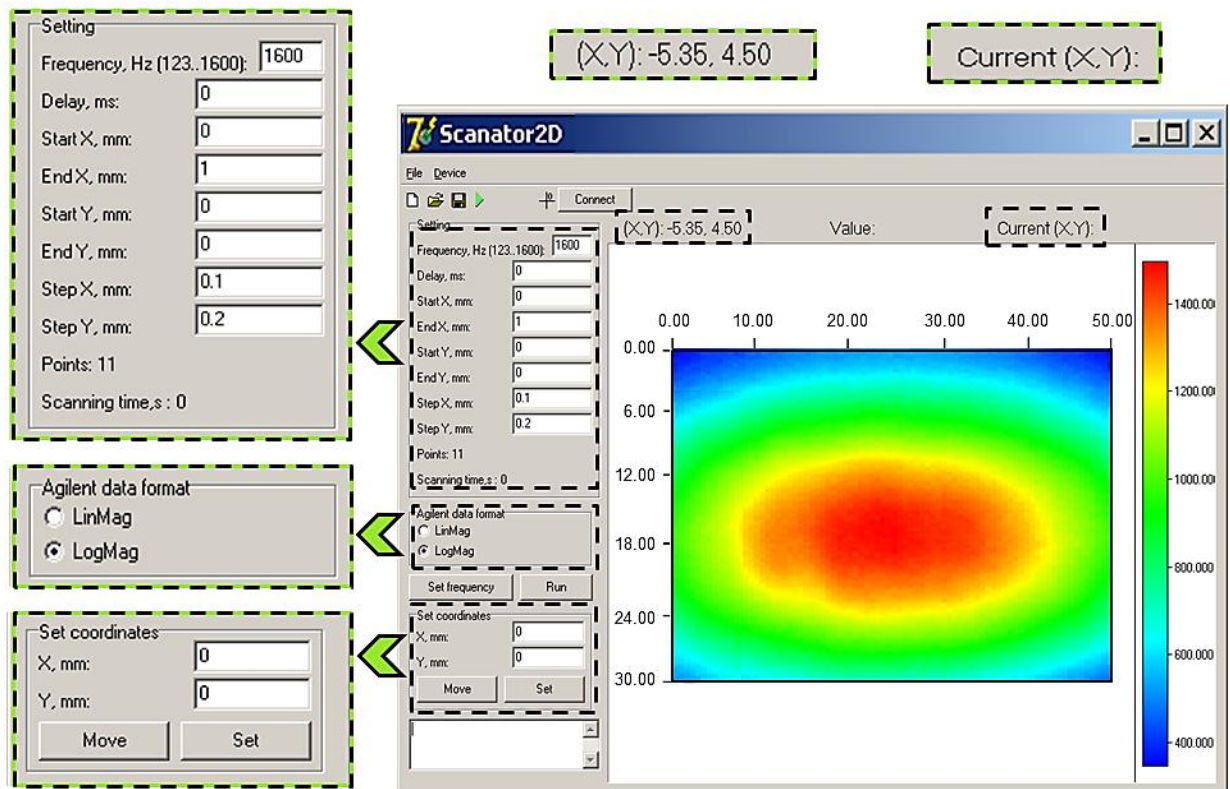


Рисунок 2.4 – Зовнішній вигляд вікна програми «Scanator 2D»

Програма призначена для побудови амплітуди напруженості електромагнітного поля в кожній точці простору області, що сканується.

Модуль керування (рис. 2.1) виконує необхідні для керування кроковими двигунами елементарні команди, які задаються в алгоритмі програми (автоматичний режим). Керування модулем також може

здійснюватися і в ручному режимі через кнопки керування на його корпусі. Зв'язок між зміщенням каретки L і кількістю кроків двигуна N задається співвідношенням: $L = h \cdot N$,

де $h = \frac{l}{N_{rev}} = 2.5$ мкм – шаг сканування, $l = 1$ мм – крок різьблення каретки,

$N_{rev} = 400$ – кількість кроків на один повний оборот крокового двигуна.

Мінімальний крок сканування – 2.5 мкм по обох вісях координат, що дозволяє виконувати сканування із достатньою для візуалізації картин поля роздільною здатністю поблизу дротяного метаматеріалу. Пристрої переміщення оснащені кінцевими вимикачами, які перешкоджають виходу зонда за межі максимально допустимої області сканування. Максимально допустима область сканування становить 120 x 70 мм. Максимально допустима область сканування становить (1600 Гц). Пристрій працює від мережі змінного струму напругою 220 В.

Перед початком сканування в програмі задаються межі області сканування по двох координатах (в мм) – поля введення “StartX”, “EndX”, “StartY”, “EndY”, кроки сканування (в мм) – поля введення “StepX”, “StepY”, затримки перед виміром на кожній точці (в мс) – поля введення “Delay”, частота подачі імпульсів кроковим двигунам (в Гц) – поля введення “Frequency”. Після цього процес сканування запускається натисканням кнопки “Run”, а його зупинка натисканням кнопки “Pause” або “Stop”. При виконанні сканування всієї області дослідження в просторі межі області і крок сканування задаються більш великими значеннями в порівнянні зі значеннями для більш детального сканування частини області дослідження в просторі. Для збільшення швидкості сканування частота подачі імпульсів кроковим двигунам повинна бути збільшена, а затримка перед виміром зменшена. Однак затримка не повинна бути менша часу релаксації (часу опитування значень поля), інакше значення поля будуть зміщені відносно свого дійсного значення через зміщення зонду. Передача даних скануючого

модуля здійснюється по протоколу RS-232 через COM-порт. Отримання даних про амплітуду напруженості поля на обраній за допомогою маркера частоті проводиться від векторного аналізатора кіл Agilent N5230A (далі по тексту ВАК) по локальній мережі. У програмі передбачена можливість обрання формату прийнятих від ВАК даних - лінійного або логарифмічного. Для збільшення точності вимірювань значень амплітуди поля в ВАК може бути задано коефіцієнт усереднення. В такому випадку затримка перед виміром на кожній точці області, що сканується, повинна бути збільшена в рівне відповідно до коефіцієнту усереднення кількість разів. При побудові 2D картин розподілу поля область, що відповідає мінімальній інтенсивності поля, відображається синім, а максимальній - червоним кольором. Проміжні значення інтенсивності поля закрашуються градієнтними (проміжними) кольорами. Передбачена можливість переміщення зонда в будь-яку точку області сканування до початку роботи (кнопка Move), і установки початку координат в будь-якій обраній точці (кнопка Set). Поточне значення координат зонда відображається в полі "Current (X,Y)", а координати курсору і інтенсивність поля під ним - в полях "(X,Y)" і "Value". Після закінчення сканування виконується збереження картини поля в вигляді текстового файлу (пункт меню "File-Save") або растрового рисунку (пункт меню "File-Save image").

ВИСНОВКИ ЗА РОЗДІЛОМ 2

З метою дослідження в міліметровому діапазоні довжин хвиль просторового розподілу поля поблизу 2D і 3D метаматеріалів основу яких складають дротяні середовища відлагоджена експериментальна методика, основу якої складає метод пробного тіла (метод малих збурень). Для реалізації методики була розроблена спеціальна експериментальна установка і комп'ютерна програма «*Scanator 2D*», що забезпечують амплітудно - фазові дослідження у режимі реального часу завдяки сконструйованим активним зондам, скануючим пристроям, інтегрованим з векторним аналізатором кіл. За допомогою розробленої методики продемонструвана можливість дротяної лінзи здійснювати концентрацію електромагнітної енергії поля в малому об'ємі простору в міліметровому діапазоні довжин хвиль.

З метою реєстрації у мікрохвильовому діапазоні довжин хвиль зображень із надроздільною здатністю в анізотропних дротяних метаматеріалах вищезгадана експериментальна методика, модернізована та вдосконалена. Ця методика втілена у експериментальній установці, де як збурюючий елемент, який вноситься у ближнє поле дротяної лінзи замість «пасивного зонду» (як у «традиційному» випадку), використовується дипольна антена (електричний диполь або «активний зонд»).

Таке вдосконалення експериментальної методики, як вимірювання не тільки амплітудних, а й фазових характеристик за допомогою «активного зонду», який поєднано із векторним аналізатором кіл (ВАК), надало можливість візуалізації та аналізу даних вимірювання у режимі реального часу. Крім того, підбір оптимального за розміром, матеріалом та формою зонду, а також орієнтації його у просторі забезпечили оптимальні умови (необхідну чутливість) для реєстрації розрізнення двох окремих об'єктів, розташованих на відстані меншій за половину довжини хвилі.

РОЗДІЛ 3. ВПЛИВ АНІЗОТРОПІЇ ДРОТЯНИХ МЕТАМАТЕРІАЛІВ НА КОНФІГУРАЦІЮ РОЗТАШОВАНОГО ПОБЛИЗУ НИХ НВЧ ПОЛЯ

З метою вивчення механізмів впливу, що здійснює просторова конфігурація і геометрія елементарної комірки на спектральні властивості анізотропних дротяних метаматеріалів, в даному розділі наведені результати експериментальних і теоретичних досліджень електродинамічних властивостей вищевказаних метаматеріалів на прикладі анізотропних дротяних структур, таких як:

- метаматеріали із різними геометричними розмірами дротяних елементів, що їх формують;
- фокусуюча дротяна лінза «з» та «без» фазової компенсації;
- двовимірні періодичні структури, виконані з масиву металевих дротів «з» та «без» магнітозалежного заповнення.

Матеріали досліджень, наведених у розділі, опубліковані в статтях [28, 31] та у збірниках доповідей на конференціях [30, 32, 33, 34, 39, 40].

3.1 Спектральні властивості анізотропних метаматеріалів із різноманітними геометричними параметрами дротяних елементів, що їх формують

Для дослідження впливу, що здійснюється геометричними розмірами дротяних елементів на спектральні характеристики анізотропних метаматеріалів було виконано експериментальні вимірювання для трьох видів дротяних метаматеріалів, які відрізняються поміж собою формою металевих дротів (рис. 3.1 а), в), д)). Коефіцієнт проходження хвилі крізь анізотропний дротяний метаматеріал вимірювався в діапазоні частот 22 -

40 ГГц для двох різних орієнтацій хвильового вектора $\mathbf{k}$ відносно дротяних елементів з яких сформовано метаматеріал.

Розглянуті в підрозділі метаматеріали представлені як матриця з однорідного діелектрика із розміщеними в ній металевими включеннями різної геометрії. В рамках роботи були виготовлені структури (рис. 3.1 а), в), д), кожна з яких представляє собою періодичний масив із 10 ідентичних пластин, що виконані з склотекстоліту FR-4 ($\varepsilon' = 3.67$, $\tan \delta = 0.06$). Розмір пластин становить $50 \times 50 \times 1.5$ мм.

Кожна з розглянутих структур представляє собою періодичний масив металевих елементів, нанесених на пластину діелектрику. Металеві включення однієї зі структур має вигляд кола, назвемо таку структуру «disks». Дві інші структури містять смужки різної довжини (назвемо їх, відповідно, "short strips" і "strips"). Пластини зі склотекстоліту виконують роль діелектричної матриці, мають послідовне розташування (паралельне один одному) та закріплені у пластиковий корпус. Пластиковий корпус не вносить істотного загасання до результатів експериментальних вимірювань. Кожна з досліджуваних структур складається з 10 таких діелектричних пластинок з металевими включеннями. Склотекстолітові пластини закріплені на відстані 1 мм одна від одної таким чином, що всі металеві включення утворюють просторово-періодичний масив.

Експериментальні дослідження проводилися в діапазоні частот 22-40 ГГц за допомогою ВАК. Досліджувана структура розташовується між двох рупорних антен, які виконують роль випромінювача і приймача електромагнітних хвиль із хвильовим фронтом наближеному до плоского. ВАК генерує електромагнітну хвилю, яка проходить крізь всю систему і реєструє експериментальні дані. Електромагнітна хвиля проходить крізь анізотропну структуру, представлену у вигляді дрогового метаматеріалу. Отриманий сигнал реєструється ВАК.

Рисунки 3.1 б), г), е) демонструють частотну залежність коефіцієнта проходження для всіх трьох видів досліджуваних структур, де геометричні параметри металевих включень змінюються від розмірів кола (діаметр 1 мм) до розміру смужок (довжина смужок становить 47 мм). За результатами експериментальних вимірювань було побудовано низку частотних спектрів для двох обраних напрямків хвильового вектора $\mathbf{k}$ у структурі, що досліджується. "Поперечний" випадок – $\mathbf{k}$ вектор є ортогональним відносно діелектричних пластин структури (див. позначення на рис. 3.1 а), в), д)). "Поздовжній" випадок – $\mathbf{k}$ вектор є паралельним відносно діелектричних пластин структури.

На рисунках 3.1 б), г), е) показано, що для кожного з типу структур коефіцієнт проходження має яскраво виражений мінімум, позначений стрілкою. З порівняння графіків 3.1 б), г), е) випливає, що тільки структура «disks» демонструє схожі спектральні властивості, як у випадку поперечної, так і у випадку поздовжньої орієнтації хвильового вектора. Так, з рисунку 3.1, б) видно, що коефіцієнт проходження для поздовжньої орієнтації (червона крива) має виражений мінімум, позначений стрілкою, поблизу частоти 33.5 ГГц. У разі «поперечної» орієнтації (чорна крива) цей мінімум зміщений праворуч на 3 ГГц. Це означає, що структура "disks" для різних орієнтацій хвильового вектора $\mathbf{k}$ (а саме, для позначених випадків як "поперечна орієнтація" і "поздовжня орієнтація") є майже ізотропною.

Наступним кроком, ми додамо просторову анізотропію до структури, тобто замінимо елементарні включення з «disks» на «short strips» (див. рис 3.1, в). На графіку 3.1, г) на спектральній кривій, що відповідає поперечній орієнтації хвильового вектора (чорна крива), чітко видно розташування одиночного мінімуму коефіцієнта проходження в

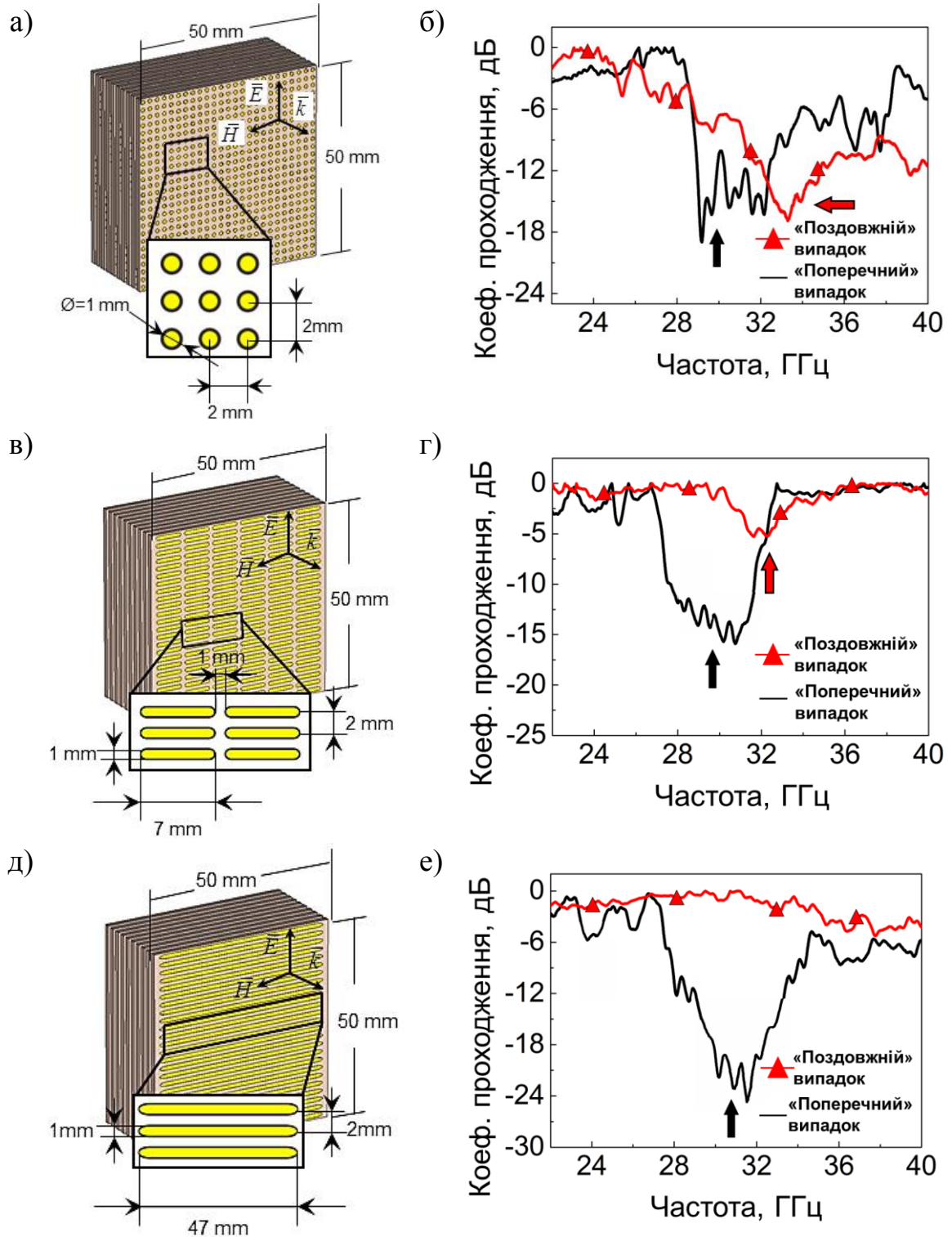


Рисунок 3.1. а), в), д) – анізотропні структури, основу яких складає дротяний метаматеріал (10 шарів): а) структура "disks"; в) структура "short strips" ($a = 1$ мм, $b = 7$ мм), д) структура "strips" ($a = 1$ мм, $b = 47$ мм); б), г), е) – залежність коефіцієнту проходження від частоти для «поздовжнього» і «поперечного» випадків орієнтацій хвильового вектора $\mathbf{k}$

частотнім діапазоні 26-33 ГГц з більшим загасанням випромінювання в структурі, що становить -15 дБ.

Для спектра, який відповідає поздовжній орієнтації $\mathbf{k}$ вектора (красна крива), ми також спостерігаємо мінімум коефіцієнта проходження, але для більш вузького діапазону частот 29-34 ГГц. Цей мінімум, в порівнянні з «поперечним» випадком, розташований вище по частоті на 1 ГГц і амплітуда мінімуму для обраного діапазону частот становить -10 дБ, що в три рази менше в порівнянні з поперечним випадком.

Змінювання спектральних характеристик для різних орієнтацій $\mathbf{k}$ вектора пояснюється зміною геометричних розмірів металевих включень структури, тобто має місце прояв просторової анізотропії структури. Це, в свою чергу, призводить до збільшення ступеня анізотропії як для «поперечного» так і «поздовжнього» у розглянутому випадку "short strips" структури (рис. 3.1 г).

Наступним кроком буде збільшення просторової анізотропії досліджуваної структури, яку сформовано з дрогового метаматеріалу. Тобто замінімо структуру, що складається з коротких смуг «short strips» на більш довгі смужки strips» (Рис. 3.1 д). А саме, геометричні розміри металевих включень зростають від розмірів коротких смуг (довжина смужок $b = 7$ мм) до розмірів смужок довжина яких складає $b = 47$ мм. На графіку (рис. 3.1е) для структури "strips" у поперечному випадку (чорна крива) на спектральній кривій чітко видно мінімум коефіцієнта проходження, що розташований в частотному діапазоні 27.5-35 ГГц і амплітуда якого становить -23 дБ. У разі поздовжньої орієнтації (червона крива) ми спостерігаємо монотонну зміну коефіцієнта проходження впродовж усього робочого діапазону частот. Відзначимо, що спектральна характеристика не має чітких мінімумів протягом усього робочого діапазону частот, як у випадку поперечної орієнтації, де вони чітко позначені. Максимальне значення загасання

спостерігається в більш високочастотній області і становить близько -4 дБ, що в п'ять разів менше в порівнянні з «поперечним» випадком.

На спектральній кривій, що відповідає випадку "поперечної" орієнтації ми можемо бачити характерний пік, де згасає хвиля, але у випадку «поздовжньої» орієнтації, цей пік зникає.

Таким чином, необхідно уточнення передбачуване значення частоти піку поглинання для поздовжньої орієнтації вектора **k**. Також на графіку можна спостерігати кілька невеликих піків для обох орієнтацій, поперечної і поздовжньої. Ці невеликі піки виникають через багаторазове відбиття випромінювання поміж пластинами. Аналізуючи графіки частотного спектру проходження (рис. 3.1 б, г, е) для всіх трьох конструкцій досліджуваних структур у випадку як поперечної, так і у випадку поздовжньої орієнтацій **k** вектора отримано наступне:

- збільшення довжини металевих включень від " disks" до "shot strips" призводить до збільшення амплітуди мінімуму коефіцієнта передачі для поперечних орієнтацій **k** вектора від -10 дБ до -15 дБ разів у порівнянні з поздовжнім випадком (рис 3 червона крива).

Структура розміщена таким чином, що **k**-вектор має «поздовжній» напрям, а потім починаємо її повертати на 5° , 10° , 15° і реєструємо зміщення «піку поглинання». Слід зазначити, що під час повороту структури "пік поглинання" проявляється на більш високих частотах (35°ГГц , 30°ГГц), а потім він зміщується в бік низьких частот. Апроксимуючи отримані дані, ми можна припустити, що пік з'явиться на частотах вищих за 40°ГГц для поздовжньої орієнтації. Ґрунтуючись на зазначених оцінках, можливо очікувати, що досліджуваний «пік поглинання» буде спостерігатися в діапазоні частот $43..45^\circ\text{ГГц}$ для "поздовжнього" випадку **k**-вектора. Характерний розподіл піків для всіх трьох типів структур представлено на рисунку^{3.2}.

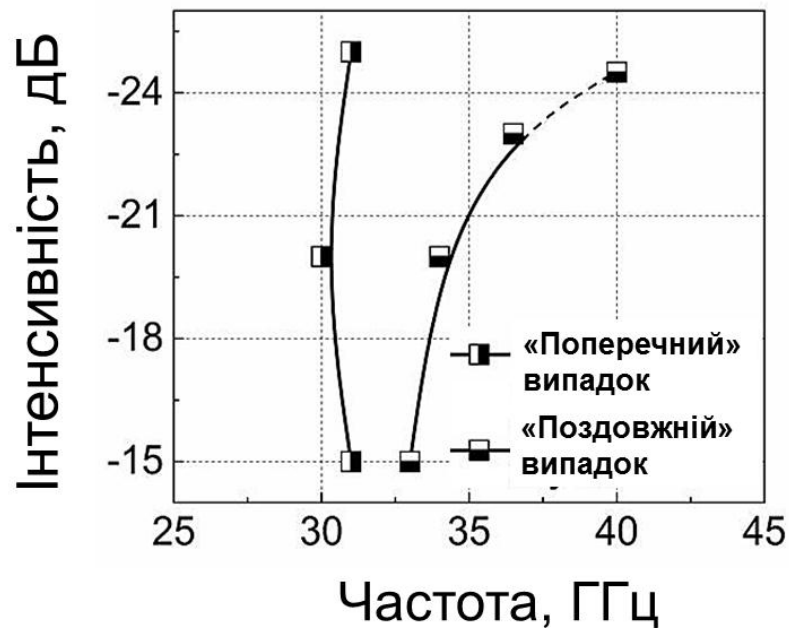


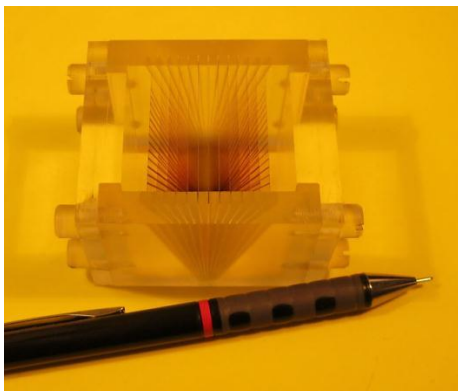
Рисунок 3.2 – Частотні піки поглинання для всіх трьох типів досліджуваних структур, основу яких складає дротяний метаматеріал, для обох орієнтацій хвильового вектора $\mathbf{k}$

Таким чином, аналізуючи спектр досліджуваних анізотропних метаматеріалів з різними геометричними розмірами дротяних елементів, і для різних орієнтацій хвильового вектора в структурі можна одержати інформацію про характер їх просторової анізотропії.

Анізотропія структури залежить від геометричних параметрів (розмірів) металевих включень: збільшення довжини включень призводить до підвищення ступеня анізотропії у кожному з розглянутих випадків орієнтації хвильового вектора.

3.2 Концентраційні властивості дротяної лінзи без фазової компенсації

З метою вивчення характеру формування просторового розподілу електромагнітного поля НВЧ діапазону поблизу анізотропних дротяних метаматеріалів експериментально зареєстровані 2D картини амплітудного розподілу напруженості поля на різних відстанях від апертур дротяної лінзи, [28-30], представленої на рис. 3.3.



а)



б)

Рисунок 3.3 а) – дротяна лінза, що виконана з мідних дротів; б) – пластина зі слюди із напиленими на ній мідними смужками

Для вивчення явища концентрації поля був розроблений лабораторний макет анізотропного дротяного метаматеріалу - дротяна лінза. Дротяна лінза – це зібрана з пластинок слюди ($\varepsilon = 7.2$) періодична структура, яка має вигляд ґратки із 13×13 мідних дротів товщина яких складає 0.15 мкм, та які напилені у вигляді мідних смужок на пластинки зі слюди (рис. 3.3,б). Товщина цих пластинок зі слюди складає 0.05 мм. Пластинки (13 штук) закріплені в корпусі, що виготовлено з полістиролу ($\varepsilon = 2.55$), і розміщені симетрично відносно центру корпусу (рис. 3.3, а). Таким чином, період поміж дротами в найширшій частині лінзи становить 2.4 мм (широка апертура) і градієнто зменшується до 0.4 мм у вузькій частині (вузька

апертура). Така конструкція дозволяє концентрувати розподіл електромагнітного поля в малому обсязі простору.

На рис. 3.4 представлені результати сканування амплітудного розподілу напруженості поля в кожній точці області простору, що сканується, (поблизу широкої і вузької апертури лінзи). Дослідження просторового розподілу поля поблизу дротяної лінзи виконано відповідно до розробленої в рамках дисертаційної роботи експериментальної методики реєстрації картин поля, докладний опис якої наведено в розділі 2.

Виміри проводилися в діапазоні частот 22-40 ГГц. В якості пробного тіла використовувалися елементи збурювання (зонди), які виконані з різних матеріалів, а саме: сталеві кульки (сфери) діаметром 1.56 мм і 2.3 мм, сфера з графіту діаметром 2.6 мм, олов'яна сфера діаметром 3.4 мм. У разі використання кожного з зондів, можна спостерігати, що падіння максимуму напруженості поля поблизу вузької апертури дротяної лінзи на 5-8 дБ більше в порівнянні з падінням інтенсивності поля поблизу широкої апертури. Зареєстровано ефект концентрації електромагнітного поля поблизу дротяної лінзи, який найбільш чітко виражений при використанні в якості зонда сталеві сфери діаметром 1.56 мм на частоті $f = 31.2$ ГГц (рис. 3.4, (ж), (з)). Також, використання зазначеного зонда дозволило зафіксувати зображення об'єкту, розташованого поблизу широкої апертури лінзи. Виходячи з результатів аналізу отриманих двовимірних картин просторового розподілу поля було обрано оптимальний розмір зонда для подальшого дослідження концентраційних та фокуруючих властивостей дротяної лінзи.

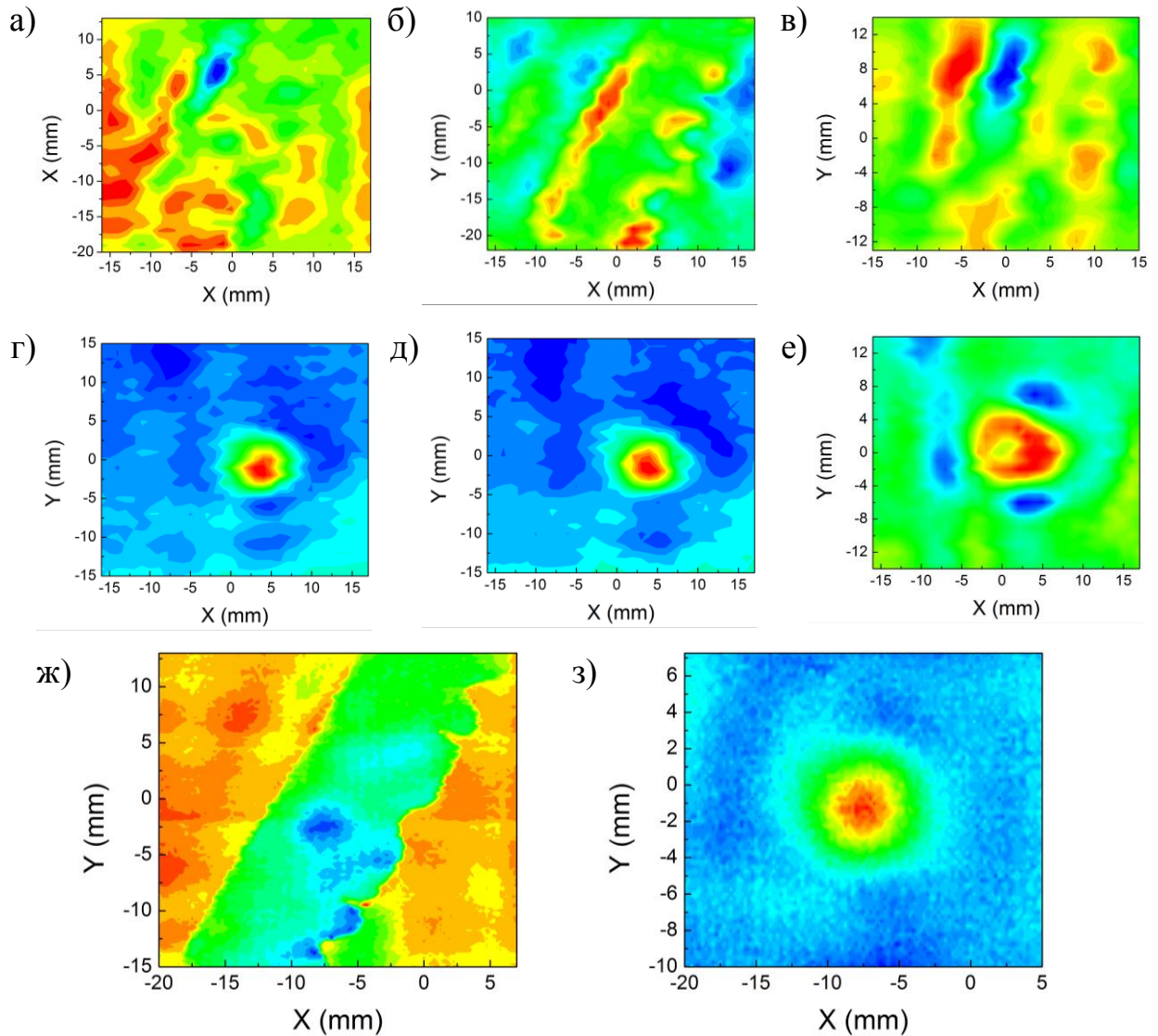


Рисунок 3.4 – Картини амплітудного розподілу напруженості поля поблизу дротяної лінзи для різного типу зондів. Область простору поблизу *широкої* апертури лінзи: а) – сталева сфера діаметром 2.3°мм, б) сфера з графіту діаметром 2.6°мм, в) – олов'яна сфера діаметром 3.4°мм, ж) – сталева сфера діаметром 1.56°мм. Область простору поблизу *вузької* апертури лінзи: г) – сталева сфера діаметром 2.3°мм, д) – сфера з графіту діаметром 2.6°мм, е) – олов'яна сфера діаметром 3.4°мм, з) – сталева сфера діаметром 1.56°мм

У процесі експериментальних досліджень зареєстровано та проаналізовано 2D картини просторового розподілу поля ($f = 31.2$ ГГц), що розташовані на різних відстанях (d) від вузької апертури дротяної лінзи. Із

рис. 3.5 видно, що розмір плями поля, що відповідає НВЧ випромінюванню яке пройшло крізь всю структуру, поблизу вузької апертури лінзи не зазнає значних змін зі збільшенням відстані (d).

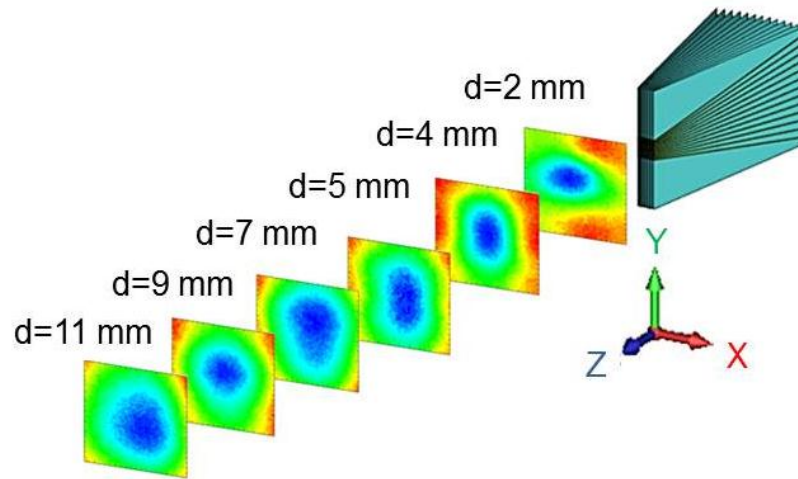


Рисунок 3.5 – Еволюція просторового розподілу напруженості поля для різної відстані (d) від вузької апертури дротяної лінзи

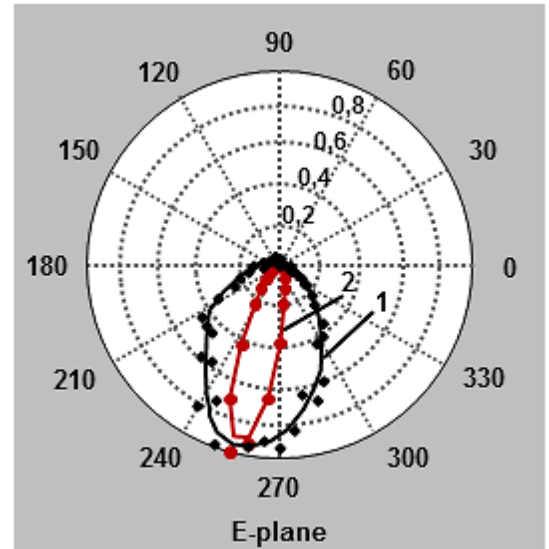
Цей ефект пояснюється тим, що дротяна лінза підтримує так звані «хвилі лінії передач» або «хвильовідні моди» з ТМ - поляризацією відносно вісі дротів з яких сформовано лінзу. Зазначені ТМ - моди переносять електромагнітну енергію строго уздовж вісі дротів з фіксованою фазовою швидкістю, поперечна складова хвильового вектора у цьому випадку може бути довільною. Оскільки, геометрія досліджуваної дротяної лінзи має «збіжний характер», то за рахунок інтерференції ТМ - хвиль поблизу вузької апертури лінзи має місце зростання інтенсивності поля і, як наслідок, спостерігається концентрація електромагнітної енергії поля за її межами.

В підтвердження вищезазначеним результатам приведені експериментально отримані діаграми спрямованості дротяної лінзи. Вимірювання виконані з використанням прямокутного хвилеводу з розмірами $(22.5 \times 9.5 \times 25)$ мм, який є джерелом однорідного електромагнітного поля. Робочий діапазон хвилеводу становить 8-16 ГГц. Загальний вигляд

експериментальної установки³ з вимірювання діаграми спрямованості лінзи представлений на рис. 3.6, (а)



(а)



(б)

Рисунок 3.6 – а) експериментальна установка з вимірювання діаграми спрямованості дротяної лінзи (лабораторія «Метаматеріали» НДУ ІТМО); б) діаграма спрямованості дротяної лінзи для Е-площини на частоті 11.9 ГГц: 1 – хвилевід; 2 – лінза із хвилеводом

На рис. 3.6, б) наведено порівняння експериментально отриманих діаграм спрямованості для двох випадків: у першому випадку було виміряно діаграму спрямованості хвилеводу з діафрагмою, яка забезпечує на виході з хвилеводу однорідне поле, (на рисунку позначена як лінія 1), у другому - діаграма спрямованості хвилеводу із розташованою впритул до нього дротяною лінзою (лінія 2). Вимірювання діаграми спрямованості проводилося тільки в одній поперечній площині, позначеної на рис. 3.6, б) як E-plane, оскільки числовий розрахунок тривимірної діаграми спрямованості

³ Результати вимірювань отримані з використанням експериментально-технічної бази лабораторії «Метаматеріали» НДУ ІТМО (м. Санкт-Петербург) в рамках гранту РФФД 13-02-90924 2013

показав, що діаграма спрямованості для Е-площини та для тривимірного випадку майже симетричні. Як було згадано вище, інтерференція ТМ - поляризованих хвиль, які підтримуються дротяною лінзою поблизу вузької апертури, є наслідком того, що головна пелюстка діаграми спрямованості хвилеводу із розташованою впритул дротяною лінзою стає дуже вузькою. Із рис. 3.6, б) видно, що для випадку хвилеводу із розташованою впритул дротяною лінзою головна пелюстка діаграми стала вужчою у порівнянні з діаграмою спрямованості окремо обраного хвилеводу (лінія 1).

Наведені вище результати досліджень концентрації електромагнітної енергії поля дротяними метаматеріалами можуть допомогти збільшити ефективність бездротової передачі енергії. Електромагнітне поле джерела, розташованого в ближньому полі однієї з апертур дротяної лінзи, зможе забезпечити високий рівень напруженості за межами протилежної апертури і сконцентрувати електромагнітну енергію поля.

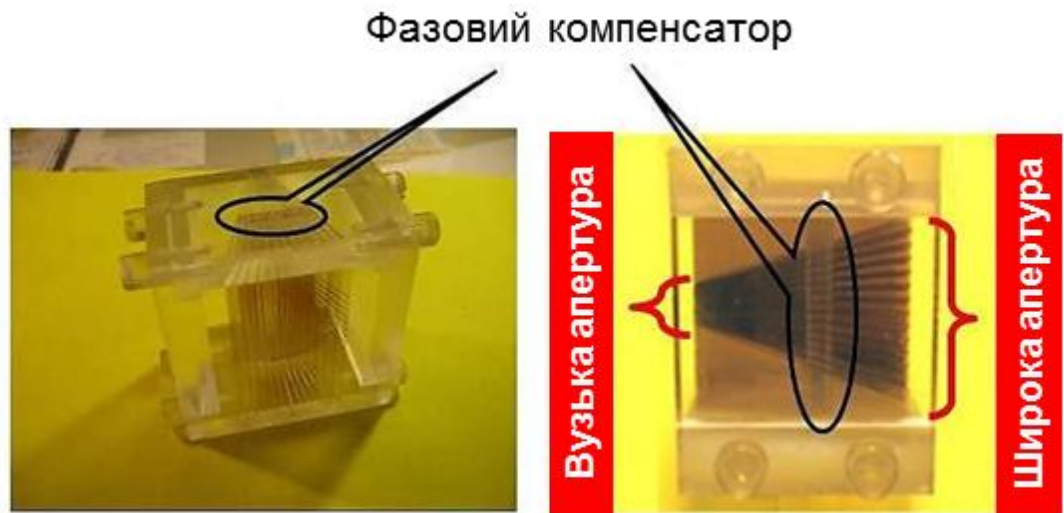
3.3 Передача зображення із надроздільною здатністю дротяною лінзою з фазовою компенсацією

Для демонстрації можливості передачі дротяними метаматеріалами НВЧ діапазону зображень із роздільною здатністю, що перевищує дифракційну межу, в підрозділі наведено результати експериментальних досліджень, які демонструють розрізнення двох окремих точкових джерел НВЧ випромінювання у ближньому полі лінзи, виконаної з мідних дротів і які мають збіжний характер розташування, а також оснащеною діелектричним фазовим компенсатором [31].

Детальний опис досліджуваної дротяної лінзи, яку виконано з масиву мідних дротів, наведено у попередньому підрозділі. Оскільки дроти (з яких сформовано лінзу) мають «збіжний характер», то для компенсації різності фаз, яка з'являється через різну фізичну довжину дротів, у дротяну лінзу

вбудовано діелектричний фазовий компенсатор (рис. 3.7), який зроблено з полістиролу ($\varepsilon = 2.55$, $\operatorname{tg} \delta = 0.5 \times 10^{-3}$). Фазовий компенсатор являє собою сегмент сфери. Його зібрано з 12 часток, які розміщено, приблизно, в середині лінзи, як це показано на рисунках 3.7. Розміри ФК розраховувалися аналогічно роботі [141].

а)



б)

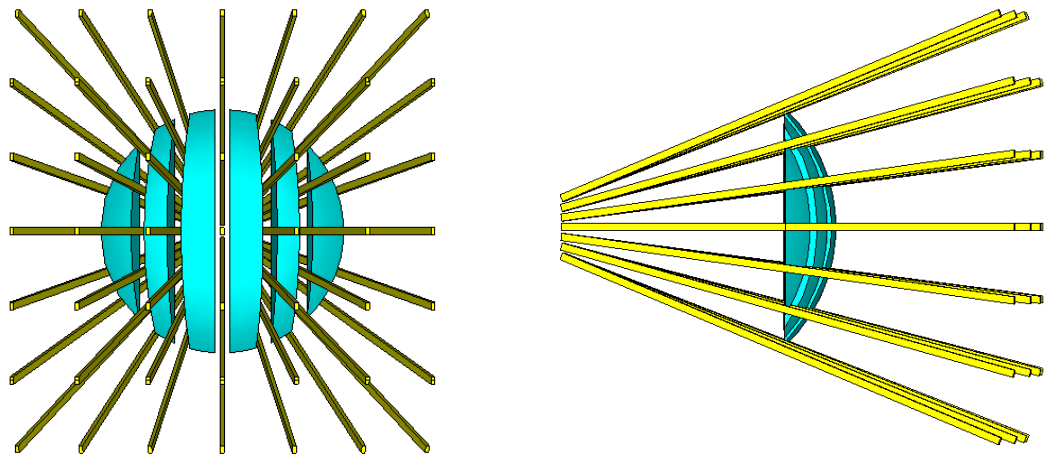


Рисунок 3.7 – проволочная линза со встроенным диэлектрическим фазовым компенсатором: а) фото; б) схематическое изображение

ФК має максимальну товщину в області центрального дрота лінзи та його товщина поступово зменшується до країв і кутів (для чотирьох крайніх кутових дротів товщина компенсатора дорівнює нулю). Використання в

дротяній лінзі ФК нівелює різницю між електричною та фізичною довжиною в дротах і тим самим забезпечує необхідні умови для реалізації, вищезазначеного раніше, методу каналірування зображень. На першому етапі експериментальних досліджень було отримано частотні характеристики спектра проходження досліджуваної дротяної лінзи в робочому діапазоні від 2 до 20 ГГц і виконано налагодження експериментальної методики вимірювання характеристик спектру. В ході аналізу спектра (рис. 3.8) були виявлені періодичні частотні області з високим рівнем проходження електромагнітного випромінювання. Кожній з цих областей відповідає робоча частота, яка найкращим чином відповідає вимогам резонансу Фабрі - Перо, (області позначені пунктирною лінією на рис. 3.8), тобто для обраних частот в лінзі має місце режим каналірування енергії. Лінза працює як хвилевідна структура.

Оскільки обрані точкові джерела випромінювання збуджуються не в фазі відносно один одного, то на спектрі проходження для робочих частот $f = 4.8$ ГГц и $f = 15.4$ ГГц спостерігається стрімке зниження сигналу на окремих ділянках спектра з високим рівнем проходження. Поведінка коефіцієнта проходження залежна від варіацій робочої частоти. Як показано в [84] зі зниженням робочої частоти, відбувається резонансне підсилення амплітуди еванесцентних мод, що поширюються вздовж напрямку вісі u , тобто напрямку яке є ортогональним відносно вісі самих дротів. В розглянутому напрямку має місце сильна просторова дисперсія для еванесцентних хвиль. Дисперсійні властивості хвилевідних мод у дротяних лінзах детально розглянуті в роботі [84]. Резонансне зростання, яке легко спостерігати, погіршує субхвильову передачу саме для тих частот, які незначним чином більші за частоти, що відповідають резонансу Фабрі-Перо, тому коефіцієнти відбиття і проходження не володіють резонансною поведінкою.

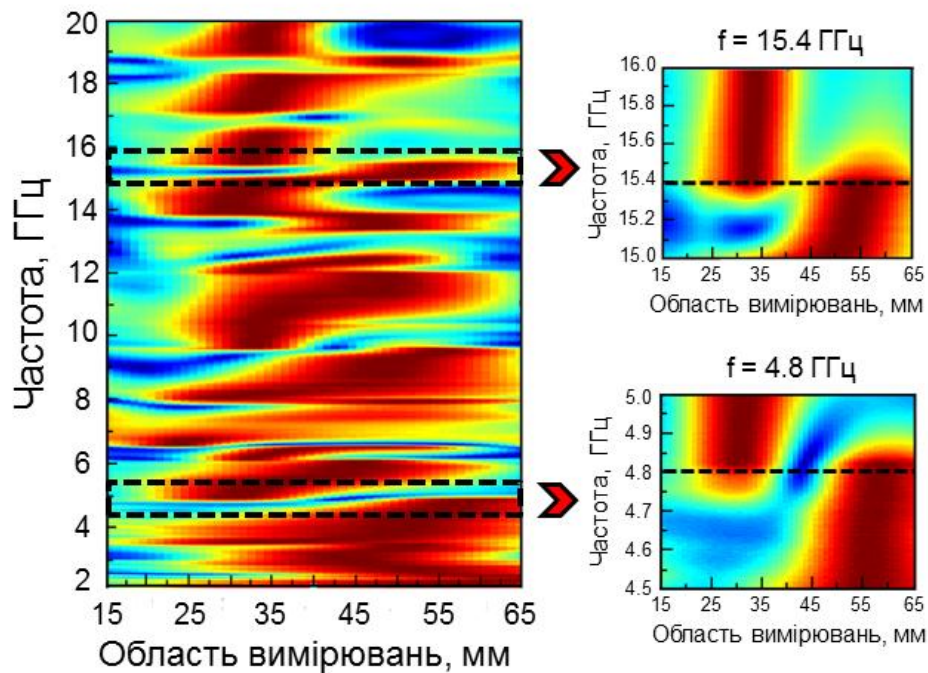


Рисунок 3.8 – амплітудний спектр проходження в дротяній лінзі, яка утворена з масиву мідних дротів

Це означає, що дротяна лінза не підтримує хвилевідні моди в обраному частотному діапазоні. Подальше зростання частоти (виділені штрихованою лінією області на рис.3.8) призводить до збільшення ширини глибокого провалу (стрімке падіння сигналу) в характеристиці проходження, а також до появи резонансів у безпосередній близькості від цієї точки.

Отримана з експериментальних вимірювань частотна залежність коефіцієнта проходження підтверджує, що дротяна лінза дійсно функціонує в режимі каналірування і здатна передавати зображення із надроздільною здатністю, тобто зображення дрібномасштабні деталі якого рознесені на відстань меншу за дифракційну межу, у дальню зону від джерела. Під мінімальною дифракційною межею мається на увазі лінійний розмір, що описується формулою $d_{\min} = \lambda / 2n$, де λ – довжина електромагнітної хвилі в вакуумі, n – показник заломлення середовища.

Подальшим напрямком експериментальних досліджень була

демонстрація можливості передачі дротяної лінзою зображення із надроздільною здатністю. А саме, реалізована передача розподілу поля від двох окремих точкових джерел, розташованих в ближньому полі вузької апертури лінзи, що складається з масиву мідних дротиків. Точкові джерела представлені як два відкритих коаксіальних кабелі і рознесених один від одного на відстань, що дорівнює 2 мм. Точкові джерела розташовані у вільному просторі на відстані 1 мм від поверхні дротяної лінзи.

Відповідно до експериментальної методики, опис якої наведено в розділі 2.3, було виконано сканування ближнього поля на поверхні широкої апертури дротяної лінзи. Дипольні антени, які виконують роль точкових джерел і «активного» зонду (який використовується для сканування розподілу поля), підключені до векторного аналізатора кіл (ВАК). Тримач «активного» зонду підключено до блоку керування, відповідального за переміщення зонда. ВАК містить інтегровану комп'ютерну програму для запису значень електричного поля. Просторовий крок переміщення зонду становить 1 мм. Коли електромагнітна хвиля, відповідної робочої частоти (значення цієї частоти відповідає резонансу Фабрі-Перо), проходить крізь дротяну лінзу, то передана потужність випромінювання виявляється зосередженою поблизу вісі структури. Період між мідними дротами в широкій апертурі лінзи становить 2.4 мм і градієнтно зменшується до значення 0.4 мм в її вузькій апертурі. Результати сканування представлені на рис. 3.9. Найкраща якість розрізнення двох точкових джерел спостерігається на частоті 4.8 ГГц. З рисунку 3.9, а добре видно що, на широкій апертурі дротяної лінзи чітко помітні два гострих максимуми розподілу поля від двох точкових джерел (позначені як M_1 та M_2), що підтверджує здатність дротяної лінзи передавати зображення із роздільною здатністю багато меншою за довжину хвилі. Оцінка радіусу зображення (по половинному рівню інтенсивності електромагнітного поля) 3.9, б, д, отриманого за допомогою дротяної лінзи показала роздільну здатність близько $\lambda/15$.

Аналогічний ефект з передачі субхвильового зображення, але з гіршою якістю спостерігається на частоті 15.4 ГГц (рис. 3.9, г). Ця частота також задовольняє умовам резонансу Фабрі-Перо, які виникають коли товщина дротяної лінзи (вхідна та вихідна апертури якої мають вигляд як плоскі паралельні інтерфейси), та дорівнює цілому числу півхвиль. В цьому випадку ефекти, що вивчаються, добре описуються за допомогою режиму каналірування.

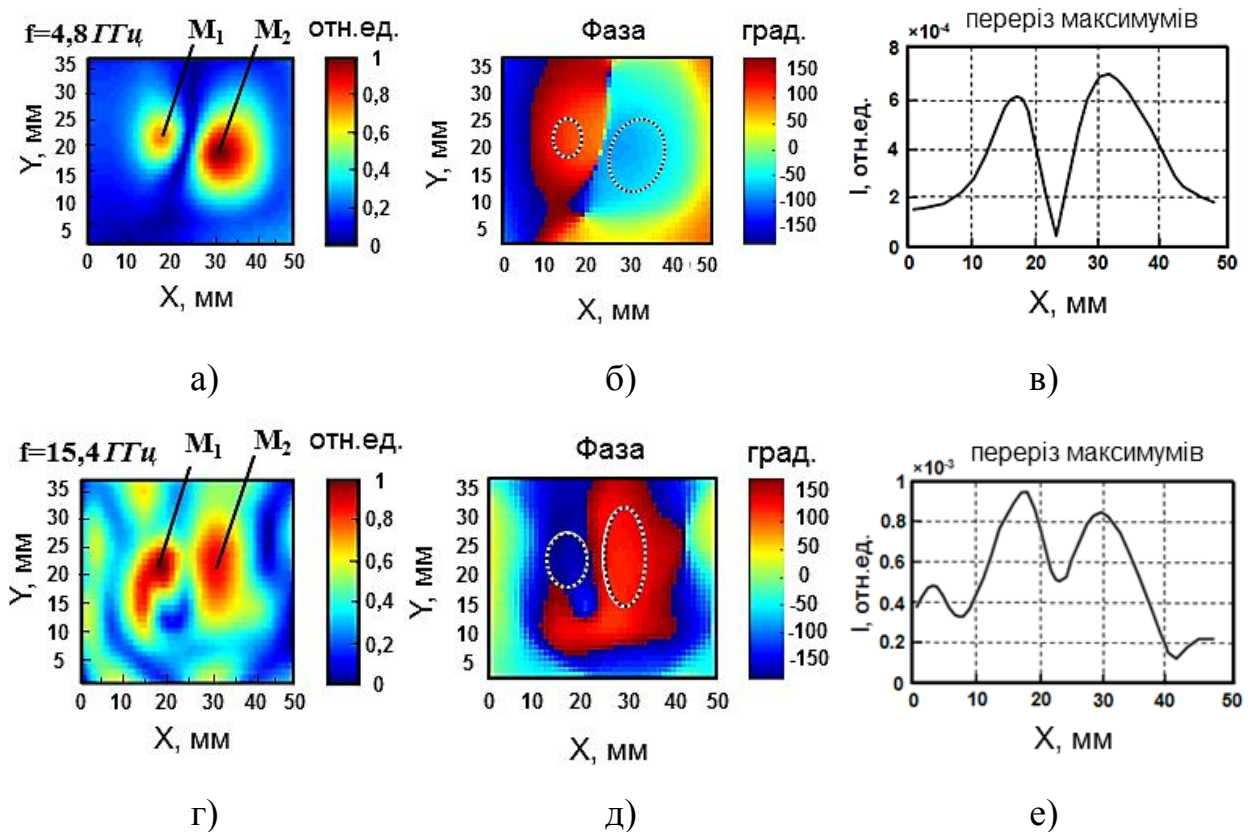


Рисунок 3.9 – результати сканування зображення поля від двох точкових джерел на поверхні широкої апертури дротяної лінзи

Припускається, що причинами погіршення якості зображення із надроздільною здатністю для обраної частоти є інтерференція, яка обумовлена багаторазово відбитими хвилями від країв і кутів дротяної лінзи,

і яка викривлює просторовий розподіл поля, як в площині джерела, так і в площині зображення.

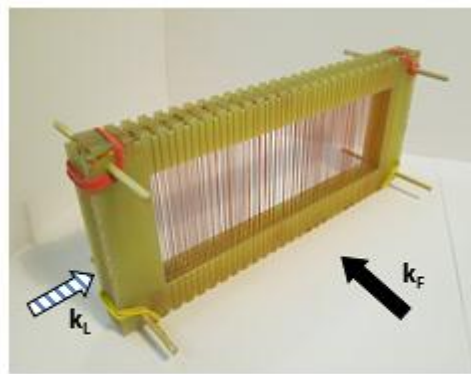
Цей приклад підтверджує, що вкрай важливо враховувати просторову дисперсію в анізотропних дротяних метаматеріалах.

3.4 Спектральні властивості анізотропних дротяних метаматеріалів із немагнітними та магнітними елементами

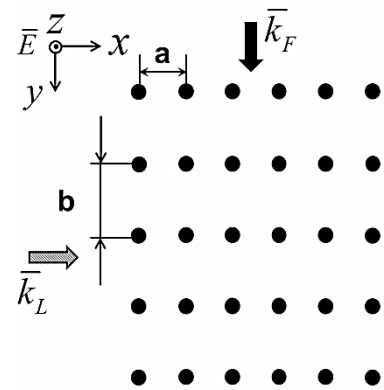
У наведеному нижче підрозділі представлені результати експериментальних та теоретичних досліджень електродинамічних властивостей анізотропного метаматеріалу на основі дротяної структури із прямокутною елементарною коміркою [33, 41]. Розглянуто випадки двох різних орієнтацій хвильового вектора падаючого випромінювання відносно досліджуваної структури.

Досліджуваний анізотропний дротяний метаматеріал представляє собою просторово-періодичний масив тонких мідних дротів товщиною $d_w = 0.2$ мм, що намотані на кріпильні рамки із склотекстоліту (рис. 3.10, а)).

Один ряд мідних дротів розміщено на рамці з періодом a . Рамки (5 шт.) виконують роль каркаса і закріплені послідовно одна за одною на відстані b (рис. 3.10, б). Товщина склотекстолітових рамок становить 1.5 мм. На першому етапі досліджень теоретичним шляхом отримана частотна залежність коефіцієнта проходження для дротяної структури, яка складається з правильної, тобто квадратної ґратки дротів за виконання умов $a = b = 3$ мм (рис. 3.11, а).



(a)



(б)

Рисунок 3.10 – а) зовнішній вигляд дротяної структури; б) схематичне зображення дротяної структури

Коефіцієнт проходження при нормальному падінні електромагнітної хвилі на дротяну структуру можна розрахувати користуючись загально відомими формулами Френеля [24]. Вектор електричної напруженості $\vec{E}$ направлений уздовж вісі z (вздовж вісі дротів). З рисунку 3.11, а) добре видно, що у розглянутому випадку дротяна структура являє собою фільтр НВЧ з частотою відсічення f_{pm} (плазмовою частотою метаматеріалу) $f_{pm} = 25$ ГГц, яка розділяє області частот з різними знаками ефективної діелектричної проникності досліджуваного метаматеріалу і, відповідно, з різними значеннями коефіцієнта проходження структури.

З метою оцінки достовірності результатів розрахунку за формулами Френеля, які наведено на рис. 3.11, а) було виконано експериментальне дослідження спектральних характеристик дротяної структури з тими ж геометричними розмірами в робочому частотному діапазоні від 22 до 40 ГГц. Результати вимірювань представлено на рис. 3.11, б). Тут також можна виділити дві області, які відповідають різним знакам ефективної діелектричної проникності. Частота відсічення, далі за текстом плазмова частота метаматеріалу f_{pm} , дорівнює 28.5 ГГц.

Із обох рисунків 3.11 видно, що отримана у процесі вимірювань частотна характеристика якісно узгоджується із теоретичним розрахунком за Френелівськими формулами. Спостерігаємо відмінність в розрахункових і експериментальних отриманих даних для f_{pm} , яка викликана тим, що в теоретичній моделі не враховуються кінцеві розміри дротяного середовища, а також наявність діелектричного каркасу.

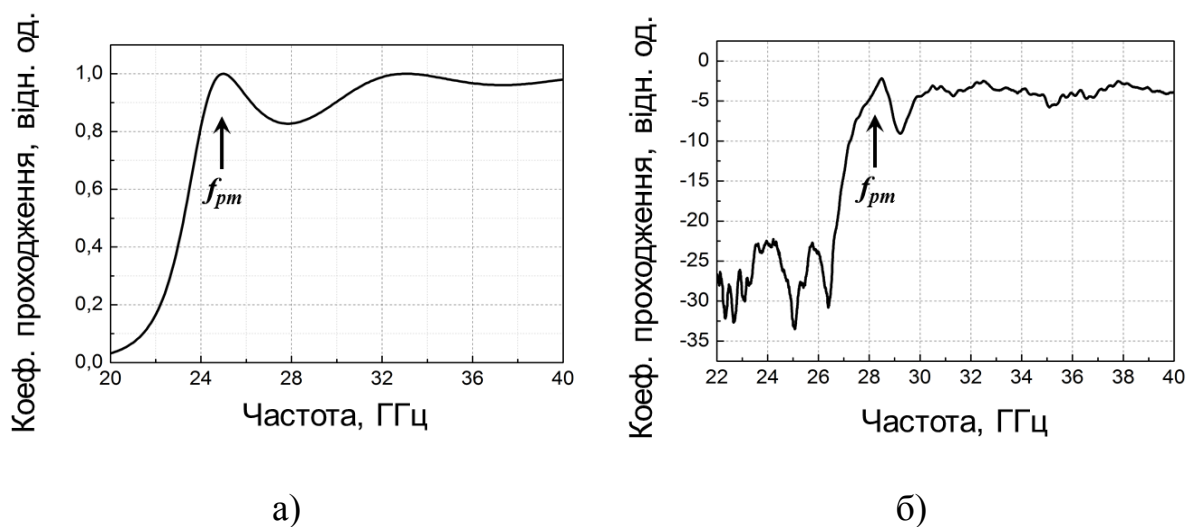


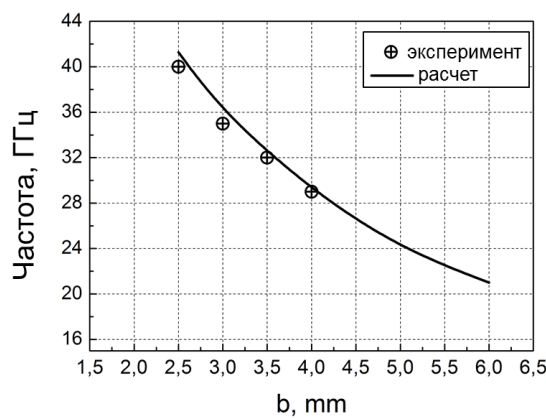
Рисунок 3.11 – а) Розрахункова частотна залежність коефіцієнта проходження для дротяної структури, $f_{pm} = 25$ ГГц; б) – експериментальна частотна залежність коефіцієнта проходження для дротяної структури, $f_{pm} = 28.5$ ГГц.

На наступному етапі досліджень розглядалися спектральні властивості дротяної структури для двох ортогональних орієнтацій хвильового вектора падаючого випромінювання по відношенню до структури (рис. 3.10, б). Випадок, коли хвильовий вектор падаючої хвилі спрямований перпендикулярно до текстолітових пластин із намотаними на них мідними дротами, назвемо «фронтальною» орієнтацією хвильового вектора та позначимо як $\bar{k}_F$ (стрілка чорного кольору на рис. 3.10, б).

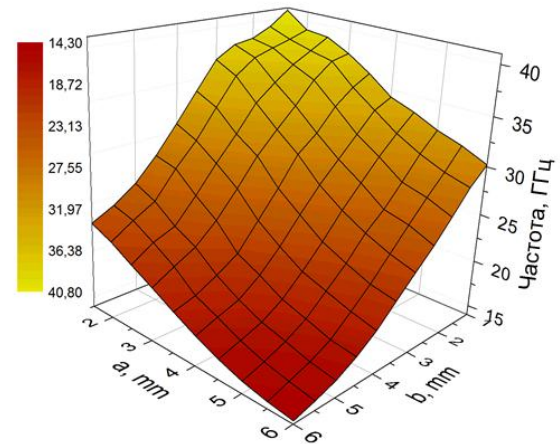
Хвильовий вектор у випадку «бічної» орієнтації ($\bar{k}_L$) зображено на рисунку 3.10, б стрілкою світло сірого кольору. Досліджувана структура розташована поміж двома рупорними антенами, які є джерелом і приймачем електромагнітних хвиль. Експериментальні вимірювання проводилися за допомогою векторного аналізатора кіл в діапазоні частот 22-40 ГГц. На додаток до вимірювань, спектральні властивості дротяної структури в СВЧ діапазоні було також досліджено за допомогою числового моделювання методом кінцевих різниць у часовій області (англ. Finite Difference Time Domain, FDTD). Числове моделювання виконано з використанням програмного пакета МЕЕР, який знаходиться у вільному доступі [142]. На рисунку 3.12, а представлені результати числового моделювання (суцільна лінія) та експериментальних вимірювань (точки), залежності плазмової частоти метаматеріала f_{pm} від значень періоду b коли $a = 2$ мм для випадку бічної орієнтації хвильового вектора.

На рисунку 3.12, б представлена залежність плазмової частоти метаматеріалу від величини періодів дротяної структури для випадку фронтальної орієнтації хвильового вектора. Із рисунків 3.12 добре видно, що зі збільшенням періодів досліджуваної структури значення плазмової частоти метаматеріалу f_{pm} зміщується в область більш низьких частот. Це явище пояснюється тим, що зі збільшенням значень параметрів a і b знижується щільність металевого заповнення структури, тобто має місце зменшення модуля ефективної діелектричної проникності метаматеріалу. В результаті відбувається зниження щільності носіїв заряду і відповідне зміщення плазмової частоти до більш низькочастотної області спектру.

Важливою особливістю дротяних метаматеріалів, як перспективних електроно керованих елементів НВЧ кіл, є можливість зворотнім чином керувати їх спектральними характеристиками.



(а)

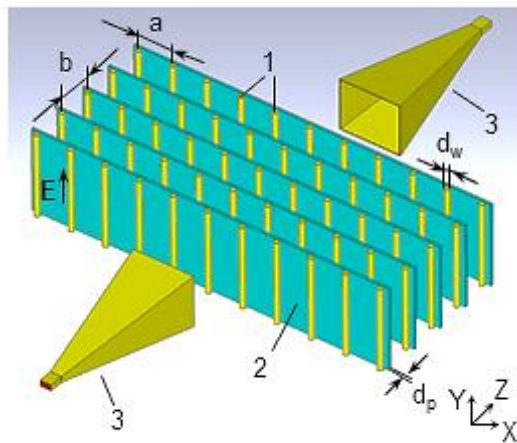


(б)

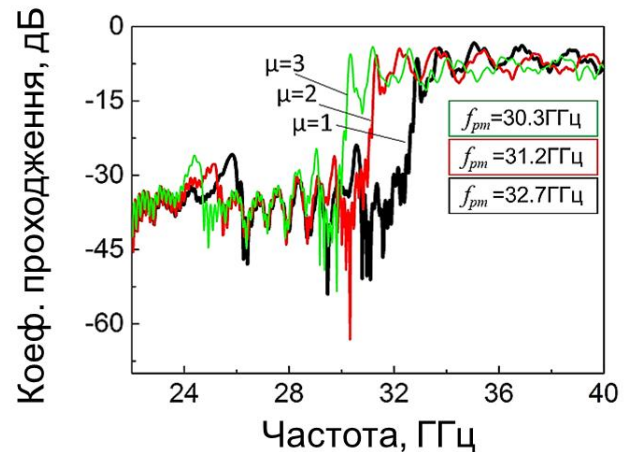
Рисунок 3.12 – Залежність плазмової частоти f_{pt} від значення періодів дротяної структури

Для дослідження цих властивостей було виконано числове моделювання процесу проходження електромагнітної хвилі крізь дротяний метаматеріал із магнітними елементами в умовах зміни зовнішнього магнітного поля. Характер залежності величини магнітної проникності магнетика від зовнішнього магнітного поля на даний час відомий досить добре. Це дозволяє варіювати ефективні матеріальні параметри дротяної структури із магнітними елементами, і, тим самим, впливати на характеристики поширення хвиль у штучному середовищі. На рис. 3.13, а) представлено схематичне зображення дротяної структури, яка представляє собою масив мідних дротів діаметром $d=0,2$ мм, розташованих у вузлах сітки з однаковими періодами $a=b=3$ мм. Мідні дроти розміщено на тонких шарах (товщина $d_p=0,2$ мм) матеріалу, у якого спостерігається сильна резонансна залежність магнітної проникності μ від зовнішнього магнітного поля. На рис. 3.13, б) представлені результати числового моделювання частотної залежності коефіцієнта проходження дротяного метаматеріалу для різних значень магнітної проникності μ . Числове моделювання

виконувалося за допомогою методу кінцевих різниць у часовій області (FDTD-метод).



(a)



(б)

Рисунок 3.13 – а) дротяний метаматеріал із магнітним заповненням: 1 – мідні дроти; 2 – магнітний субстрат; 3 – рупорні антени; б) спектральні характеристики структури для різних значень параметра μ

Із рис. 3.13, б випливає, що зміна індукції зовнішнього магнітного поля супроводжується зміщенням частоти відсічення f_{pm} на спектральній характеристиці дротяної структури. При цьому значення коефіцієнта проходження метаматеріалу в областях проходження та запирання залишаються практично незмінними. У розглянутому випадку спостерігається зміщення плазмової частоти метаматеріалу більш ніж на 2 ГГц.

Таким чином, досліджувана структура характеризується керованими спектральними характеристиками і становить практичний інтерес в плані розробки частотно-селективних пристроїв мм- та субмм- діапазонів із перебудовою.

Таким чином, в рамках дослідження фізичних закономірностей

поширення електромагнітних хвиль міліметрового діапазону в анізотропних структурах, які виконано з масиву металевих дротів і магнітокерованих елементів, були отримані наступні результати:

- теоретично і експериментально отримані спектри проходження структури, на яких частота відсічення f_{pm} розділяє області спектру із різними знаками ефективної діелектричної проникності;
- збільшення періодів структури як для випадку фронтальної орієнтації хвильового вектора, так і для випадку бічної орієнтації, призводить до зменшення ефективної плазмової частоти через зниження питомого вмісту металу в дротяному метаматеріалі;
- продемонстрована можливість ефективного керування спектральними характеристиками дротяної структури із магнітними елементами за допомогою зміни зовнішнього магнітного поля.

ВИСНОВКИ ЗА РОЗДІЛОМ 3

Таким чином, в наведеному розділі експериментально і теоретично вивчені особливості поширення електромагнітних хвиль сантиметрового і міліметрового діапазону в анізотропних дротяних метаматеріалах із різною конфігурацією дротяних елементів, що їх формують, а саме:

- експериментально запропоновані ефективні способи зміни анізотропії в дротяних метаматеріалах за допомогою зміни розмірів їх включень для обох орієнтацій хвильового вектора;
- експериментально продемонстрована можливість здійснення дротяної лінзою локалізації електромагнітної енергії поля у малому об'ємі простору. Експериментально зареєстровано зображення об'єкта, розташованого в ближньому полі широкої апертури лінзи;
- в мікрохвильовому діапазоні довжин хвиль експериментально зареєстровано розрізнення двох окремих точкових джерел, максимальне

значення якого склало близько $\lambda/15$, у ближньому полі дротяної лінзи із фазовою компенсацією;

- експериментально і теоретично продемонстровано, що в частотному спектрі проходження анізотропного дротяного метаматеріалу має місце характерна частота (плазмова частота метаматеріалу), яка розділяє частотний спектр на області із різними знаками ефективної діелектричної проникності. Експериментально і теоретично продемонстрована можливість ефективного керування значенням плазмової частоти в частотному спектрі анізотропного дротяного метаматеріалу. Методом числового моделювання для анізотропного метаматеріалу на основі дротяного середовища із магнітним заповненням показано, що плазмову частоту можна ефективно зміщувати за допомогою зовнішнього магнітного поля у мікрохвильовому діапазоні довжин хвиль.

РОЗДІЛ 4. КЕРУВАННЯ СПЕКТРАЛЬНИМИ ТА ДИСПЕРСІЙНИМИ ВЛАСТИВОСТЯМИ ЗА ДОПОМОГОЮ ЗМІНИ ПРОСТОРОВОЇ КОНФІГУРАЦІЇ АНІЗОТРОПНИХ ДРОТЯНИХ МЕТАМАТЕРІАЛІВ

Розділ присвячено вивченню можливостей керування спектральними властивостями анізотропних дротяних метаматеріалів (АДМ) за допомогою варіювання геометрії і розмірів елементарної комірки, а також шляхом внесення просторових дефектів в структуру АДМ. Проведено аналіз результатів експериментальних і теоретичних досліджень їх властивостей на наступних прикладах:

- обмежений двовимірний дротяний метаматеріал із механічною перебудовою розмірів прямокутної елементарної комірки (див. рис. 4.2). Зазначений тип метаматеріалу є експериментальним об'єктом, що моделює двовимірне (2D) дротяне середовище, яке складається із тонких нескінченно протяжних уздовж вісі z дротів та яке має різну періодичність уздовж вісей x та y ; Ці розміри, як правило, становлять близько десяти довжин хвиль. Таким чином, структуру такого типу доречно назвати обмеженим періодичним дротяним середовищем. Із наведених у цьому розділі результатів досліджень показано, що структура такого типу може бути успішно застосована для вивчення фундаментальних властивостей ідеальної двовимірної дротяної структури [61].

- метаповерхня з керованим кутом схрещування металевих елементів, що її формують (див. рис. 4.8). Задіяна в експериментальних дослідженнях метаповерхня такого типу, також є обмеженою планарною структурою, розміри якої, як і у попередньому випадку, становлять близько десяти довжин хвиль. Як показано з результатів досліджень така метаповерхня є зручною моделлю для опису властивостей нескінченних планарних структур (в межах похибки експерименту).

Матеріали досліджень, наведених у розділі, опубліковані в статтях [36, 37, 143] та у збірниках доповідей на конференціях [35, 38].

4.1. Експериментальна реєстрація спектрів 2D та 3D метаматеріалів

Загальна методика реєстрації амплітудного розподілу напруженості електромагнітного поля поблизу анізотропних дротяних метаматеріалів наведена в розділі 2. В цьому підрозділі наведено опис процедури з експериментальної реєстрації частотних спектрів 2D та 3D метаматеріалів.

Експериментальні вимірювання частотних залежностей коефіцієнта проходження, розглянутих у цьому розділі типів анізотропних дротяних метаматеріалів із механічною перебудовою геометрії і розмірів їх елементарної комірки, виконано у мікрохвильовому і міліметровому діапазоні довжин хвиль. На рис. 4.1 представлено схему експерименту. Досліджувана структура розташовується поміж двох рупорних антен, які виконують роль випромінювача і приймача електромагнітних хвиль із хвильовим фронтом, наближеним до плоского. ВАК генерує електромагнітну хвилю, яка проходить крізь усю систему, і реєструє отримані експериментальні залежності коефіцієнта проходження. Вимірювання виконано в діапазоні частот 7-40 ГГц.

В експерименті проводилось вимірювання параметру S_{21} (елемента хвильової матриці розсіювання чотиріполюсника, що визначає коефіцієнт проходження хвиль). Генератор випромінює одночастотний сигнал, який лінійно свіпірується по частоті для двох робочих частотних діапазонів у цьому розділі 7-25 ГГц та 22-40 ГГц.

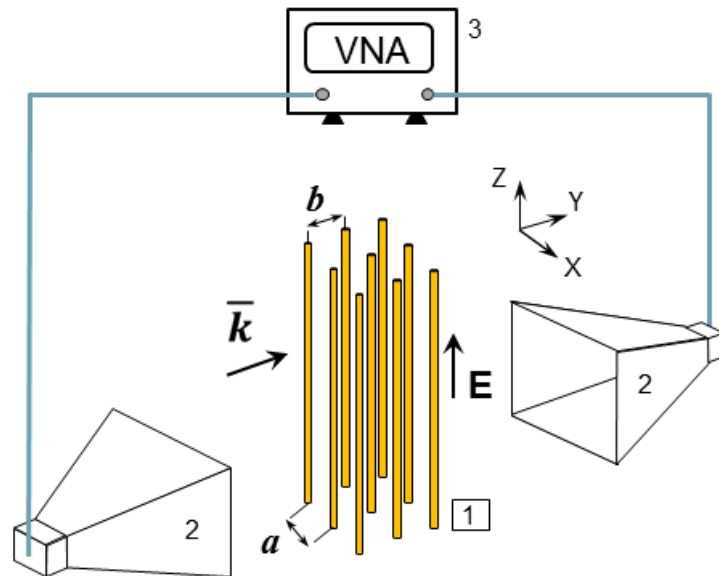


Рисунок 4.1 – Схема експерименту: 1 – анізотропний дротяний метаматеріал, що вивчається; 2 – приймальна / передавальна рупорна антена; 3 – векторний аналізатор кіл

Вимірювання сигналу, що пройшов крізь метаматеріал, проводилося в 3200 еквідистантних точках у заданому діапазоні частот. За для усунення систематичної похибки перед початком вимірювань виконувалося калібрування вимірювальної установки. Таким чином, виміряна залежність $S_{21}(f)$ являє собою частотний спектр проходження анізотропного дротяного метаматеріалу, що вивчається.

4.2. Керування електромагнітними властивостями анізотропного дротяного метаматеріалу шляхом механічної перебудови розмірів елементарної комірки

Для вивчення механізмів впливу, які завдає механічна перебудова, на спектральні і дисперсійні властивості анізотропних дротяних метаматеріалів був запропонований перспективний і легкий у реалізації метаматеріал із механічною перебудовою, який сконструйовано за принципом роботи

пристрою «пантограф». Обрана конструкція дозволяє синхронно збільшувати або зменшувати розмір періоду поміж сусідніми дротами одночасно на всіх кріпильних рамках. Як це показано на рис. 4.2а.

4.2.1 Механічно Керований Дротяний Метаматеріал (МКДМ) із прямокутною двовимірною елементарною коміркою

Механічно Керований Дротяний Метаматеріал (МКДМ) представляє собою періодичний масив тонких мідних дротів товщиною $d_w = 0.315$ мм, які намотано на кріпильні рамки зі склотекстоліту (рис. 4.2а).

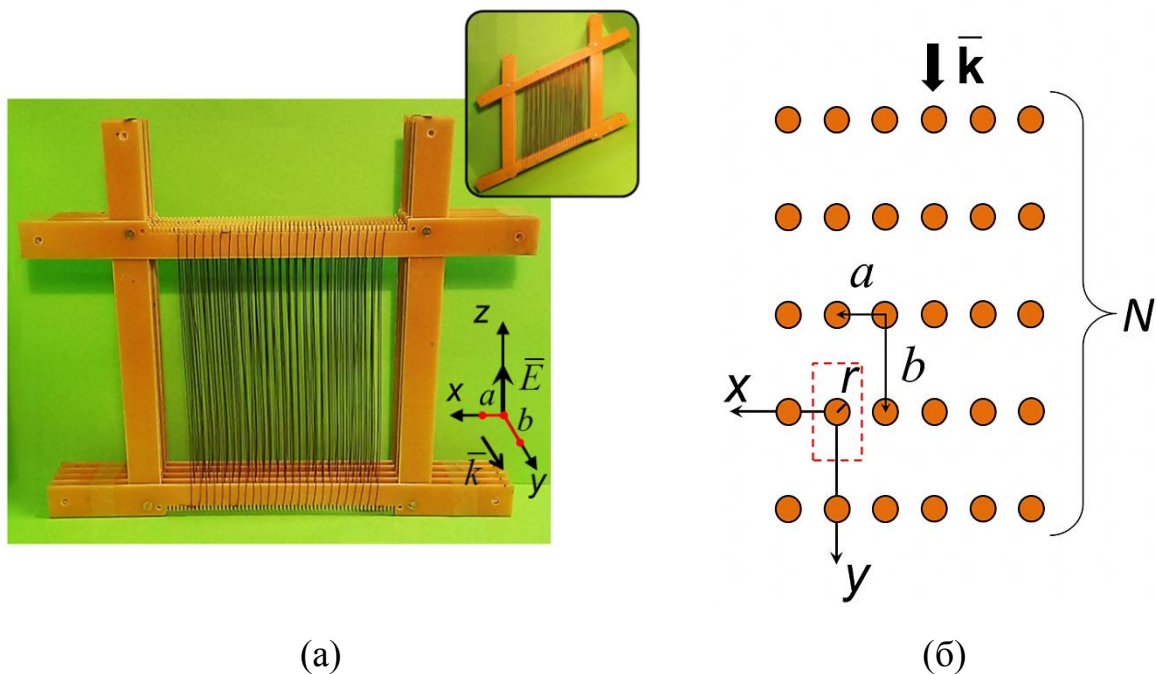


Рисунок 4.2 – фото МКДМ (а); схематичне зображення МКДМ (б). Червоним прямокутником позначена елементарна комірка МКДМ ($a \neq b$)

Сусідні дроти розміщені на рамці із періодом a уздовж вісі x . Рамки зі склотекстоліту (5шт.) виконують роль каркасу та закріплені послідовно одна за одною на відстані b уздовж вісі y , утворюючи, тим самим, структуру, що складається з 5 рамок, тобто $N=5$ рядів дротів (рис. 4.2б). Таким чином,

елементарна комірка досліджуваного метаматеріалу представлена у вигляді прямокутника з різними геометричними розмірами, де $a \neq b$. Конструкція дротяного метаматеріалу виконана за принципом роботи пристрою «пантограф» таким чином, що при зовнішньому механічному впливі змінюється тільки один період a , а параметр b лишається незмінним і становить 6.5 мм. Товщина рамок зі склотекстоліту становить 1.5 мм.

4.2.2 Спектральні властивості МКДМ

В рамках досліджень розглядалися процеси поширення електромагнітних хвиль НВЧ діапазону в метаматеріалі з механічною перебудовою розмірів двовимірної елементарної комірки для випадку, коли вектор напруженості електричного поля $\vec{E}$ має напрямок уздовж вісі z , тобто $\vec{E}$ - вектор орієнтований паралельно по відношенню до дротів. Розглядався випадок нормального падіння електромагнітних хвиль уздовж вісі y та їх проходження крізь МКДМ в діапазоні частот 7-20 ГГц (див. п. 4.1).

На додаток до вимірювань, спектральні властивості МКДМ у НВЧ діапазоні було досліджено за допомогою числового моделювання методом кінцевих різниць у часовій області (англ. Finite Difference Time Domain, FDTD). Числове моделювання виконано з використанням програмного пакета МЕЕР, який знаходиться у вільному доступі [142]. В ході виконання експериментальних вимірювань та числового моделювання були отримані частотні залежності коефіцієнта проходження для дротяного метаматеріала із прямокутною елементарною коміркою ($a \neq b$), які наведені на рисунках рис. 4.3, а) та рис. 4.3, б). Із рисунків 4.3, а) та рис. 4.3, б) добре видно, що у межах певної області діапазону частот 7-20 ГГц МКДМ властиві електродинамічні властивості, які притаманні плазмоподібним середовищам. Критична частота (плазмова частота метаматеріалу), позначена на обох

графіках як f_{pm} , розділяє робочий частотний діапазон на дві області частот. Зазначимо, що для присутності на частотному спектрі коефіцієнта проходження частоти f_{pm} , обов'язковим є виконання, вже згаданих раніше, умов $a, b, r \ll \lambda$, де a, b - це період структури уздовж вісі x та вісі y , відповідно, r - радіус дротів, як це зазначено в [61].

Частотна область, яка розташована нижче f_{pm} , характеризується низьким рівнем проходження випромінювання (загасання) в дротяному метаматеріалі. На обох рисунках вона позначена як «33 нульового порядку». Нижче частоти f_{pm} ефективна діелектрична проникність ϵ_{eff} приймає негативне значення. Падаюча електромагнітна хвиля, частота якої нижча за f_{pm} , відбивається від МКДМ, а її амплітуда експоненціально загасає при проникненні в МКДМ, як це проілюстровано на рис. 4.4, а.

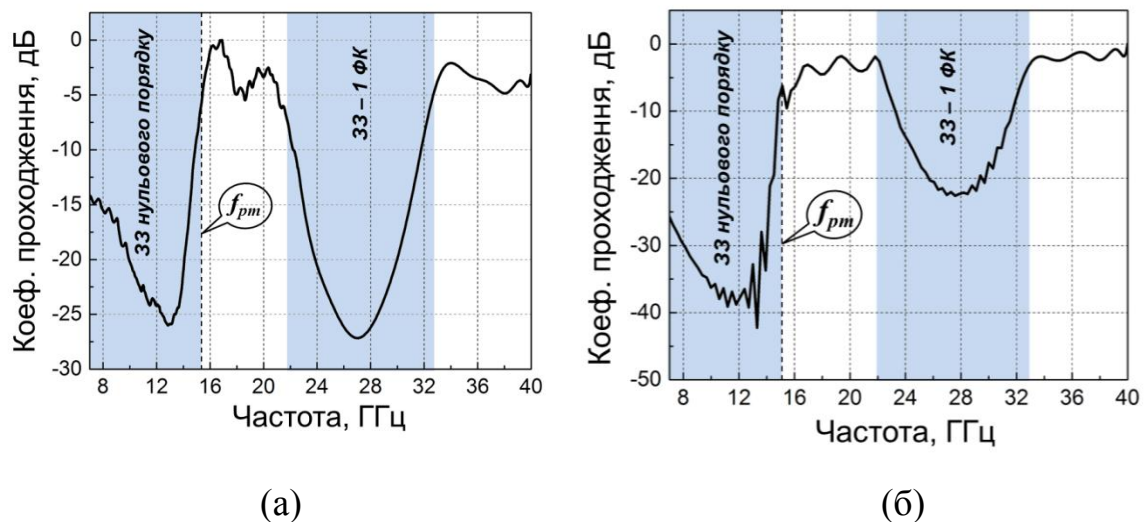
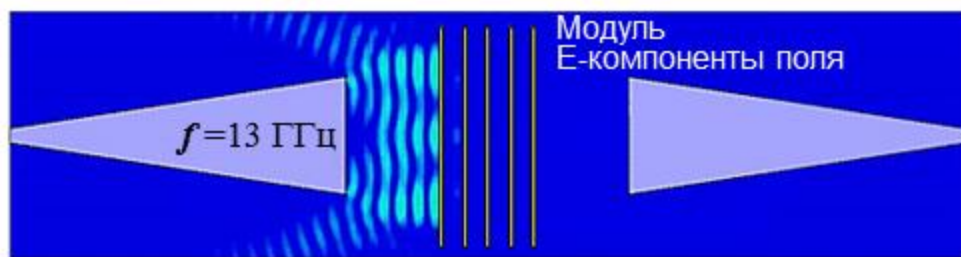


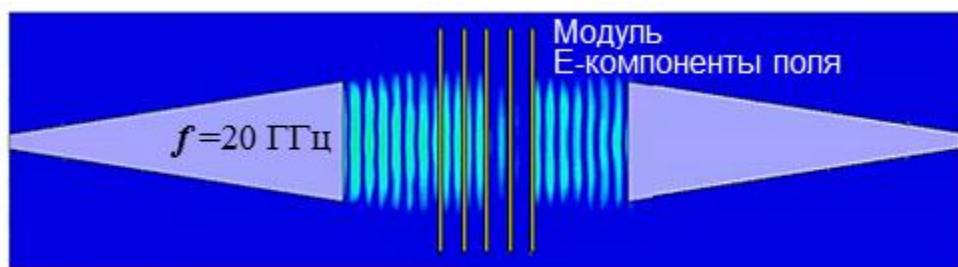
Рисунок 4.3 – Частотна залежність коефіцієнта проходження для МКДМ для випадку $a=4$ мм, $b=6.5$ мм: а) результат експерименту ($f_{pm}=15.5$ ГГц); б) FDTD – результат моделювання ($f_{pm}=15$ ГГц)

Для електромагнітних хвиль з частотою, що перевищує f_{pm} спостерігається високий рівень проходження, так як ϵ_{eff} цього метаматеріалу

є позитивною величиною. Електромагнітне випромінювання, що поширюється в досліджуваному дротяному метаматеріалі, загасає лише незначним чином (рис. 4.4, б). Починаючи з 22 ГГц, коли один з параметрів елементарної комірки b дорівнює половині довжини хвилі на даній частоті, і і приблизно до 32 ГГц, ми спостерігаємо частотну область, де також відсутнє проходження НВЧ - випромінювання. Ця область - перша заборонена зона і позначена на рисунку, як «ЗЗ – 1 ФК». З чого можна зробити висновок, що МКДМ на всьому робочому діапазоні частот 22-40 ГГц має електродинамічні властивості, які притаманні електромагнітному кристалу із забороненою зоною (фотонному кристалу), і, як наслідок, ми спостерігаємо критично низький рівень проходження електромагнітного випромінювання.



(a)



(б)

Рисунок 4.4 – Ілюстрація процесу відбиття (а) та проходження (б) в анізотропному метаматеріалі, основу якого складає дротяне середовище для модуля E - компоненти поля

На рис. 4.5 наведено порівняння залежностей плазмової частоти від періоду між сусідніми дротами a для трьох розглянутих випадків: результати, отримані експериментальним шляхом, за результатами числового моделювання FDTD-методом і розрахованих за формулою для плазмової частоти (3). Для всіх трьох випадків параметр b , який відповідає відстані поміж рамками каркасу з розташованими на них металевими дротиками, є незмінним і становить $b = 6.5$ мм.

Слід зазначити, що, як у випадку числового моделювання, так і для результатів експерименту, зі збільшенням параметра a (період уздовж вісі x) плазмова частота f_{pm} зміщується в бік низьких частот. Це явище пояснюється тим, що зі збільшенням відстані поміж сусідніми дротами зменшується щільність заповнення металом у дротяному метаматеріалі.

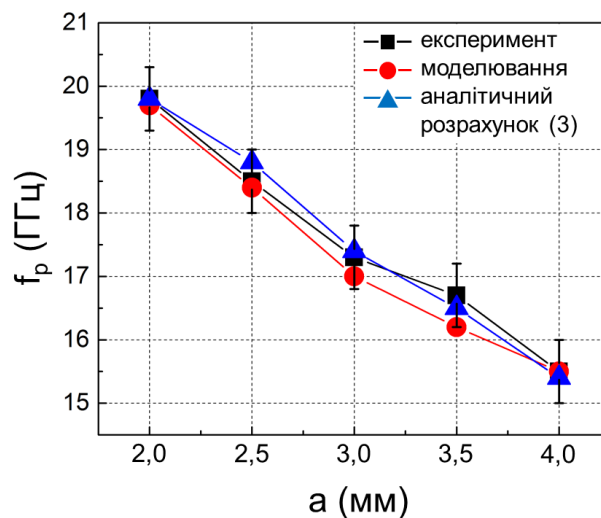


Рисунок 4.5 – Залежність плазмової частоти f_{pm} від параметру елементарної комірки a при фіксованому $b=6.5$ мм для МКДМ

На рис. 4.5 також відзначені довірчі інтервали для виміряних значень плазмової частоти, які складають 0,5 ГГц. Очевидно, що отримані експериментальним шляхом значення добре узгоджуються із результатами теоретичного розрахунку, отриманими за допомогою методу FDTD.

Вищевказані результати отримані для випадку, коли хвильовий вектор $\mathbf{k}$ направлений уздовж вісі y , як це продемонстровано на рис. 4.2, а.

Наступним кроком було експериментальне дослідження частотних спектрів проходження МКДМ із прямокутною елементарною коміркою ($a = 4$ мм, $a = 6.5$ мм) для різної кількості рамок із намотаними на них дротами. Кількість рамок, у подальшому будемо їх називати «ряди», задіяно від 1 до 5 штук. Результати експериментальних досліджень представлені на рис. 4.6. З рисунку видно, що коли кількість рядів дротів (позначених на рисунку як N) відповідає умові $N \geq 3$, можна спостерігати однаковий характер спектральних кривих і присутність на них всіх добре помітною частоти f_{pm} , яка розділяє робочий діапазон частот на області з різними знаками ε_{eff} . Відзначимо, що для 33 нульового порядку має місце виконання умови для довжини хвилі $\lambda/b \geq 3$, що відповідає тому, що в обраному діапазоні частот МКДМ притаманні електродинамічні властивості, характерні для плазмоподібних середовищ.

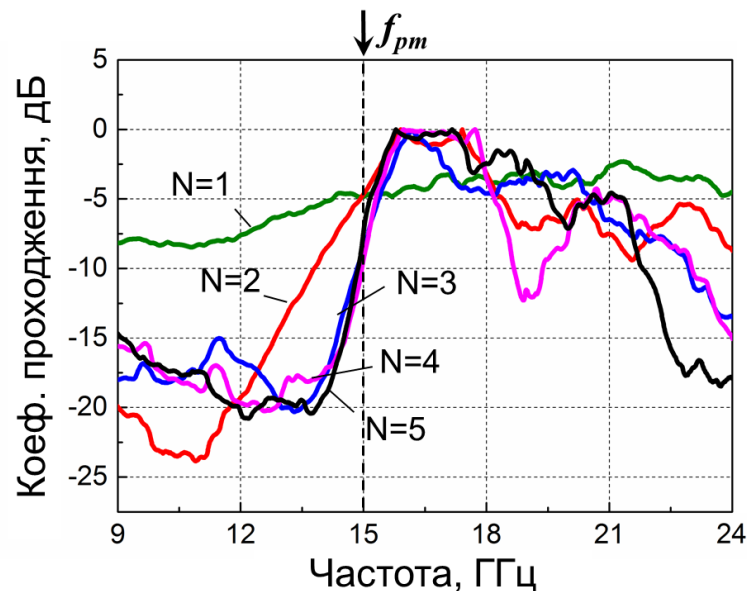


Рисунок 4.6 – Експериментально отримані частотні залежності коефіцієнта проходження для різної кількості рядів дротів, з яких сформовано МКДМ

4.2.3 Дисперсійні властивості МКДМ

На рис. 4.7 наведена, отримана за допомогою числового моделювання, дисперсійна діаграма вздовж напрямку поширення хвилі із першою та другою ТЕ- модами поширення для випадку нескінченного анізотропного дротяного метаматеріалу з конфігурацією, яка показана на рис. 4.2, б. Числове моделювання виконано за допомогою FDTD-методу, використовуючи пакет МЕЕР. Результати моделювання представлені у вигляді частот без будь-якого нормування для більш зручного порівняння із експериментальними даними. Слід зазначити, що хвильовий вектор нормований звичайним для дисперсійних діаграм в періодичних структурах чином. Різні види (колір) дисперсійних кривих відповідають різним значенням параметра a (2.0; 2.5; 3.0; 3.5; 4.0) мм, тобто різному періоду між дротами уздовж вісі x . Параметр уздовж вісі y – b залишається незмінним і становить ($b = 6.5$ мм).

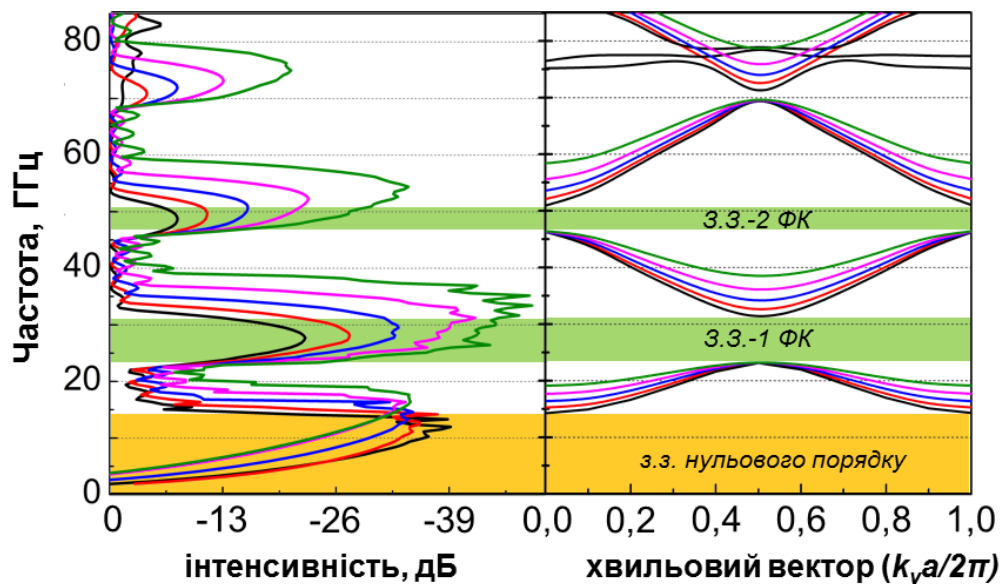


Рисунок 4.7. – Еволюція дисперсійних кривих МКДМ із механічною перебудовою параметра a

Зазначимо, що «ЗЗ нульового порядку» (0 - 16 ГГц), перша заборонена зона, яка позначена як «З.З.-1 ФК» (22-35 ГГц), а також друга заборонена зона «З.З.-2 ФК» позначені на графіку затемненою областю. Детальний опис наведено у підрозділі 4.2.2.

І як наслідок дисперсійні криві, які відповідають різним значенням періоду a , стають більш пологими. У критичному випадку, коли $a \rightarrow 0$, дисперсійні криві перетворюються у прямі горизонтальні лінії. Вочевидь, що у цьому випадку АДМ у електродинамічному наближенні являє собою «реальний метал», і властивий цьому «зоний характер» спектра зникає. Таким чином, ряди дротів уздовж вісі Ox , що формують метаматеріал, трансформуються у листи металу, які повністю відбивають падаюче на них електромагнітне випромінювання. Слід зазначити, що низькочастотна межа першої та другої заборонених зон не залежать від зміни параметра a . Додаткові чисельні розрахунки показали, що ці кордони зсуваються в залежності від зміни параметра b .

Таким чином, в дисертаційній роботі було продемонстровано керування дисперсійними і спектральними властивостями анізотропного дротяного метаматеріалу шляхом варіювання геометричних розмірів елементарної комірки, що його формує. Так, наприклад, за допомогою зміни параметра a механічним шляхом можна змінювати ширину та глибину заборонених зон в частотному спектрі проходження, а відповідно, і значення f_{pt} (див. ліву частину рис. 4.7). Змінення параметра b надає додаткові можливості в керуванні параметрами дисперсії в розглянутому МКДМ.

Таким чином, в рамках теоретичного та експериментального дослідження фізичних закономірностей поширення електромагнітних хвиль НВЧ діапазону у механічно керованому дротяному метаматеріалі були отримані наступні результати:

- теоретично і експериментально продемонстровано ефективне керування зонними характеристиками НВЧ спектрів в МКДМ за допомогою перебудови розмірів двовимірної елементарної комірки механічним шляхом;
- МКДМ можна розглядати: як плазмоподібне середовище для низьких частот ($\lambda/b > 3$), і як електромагнітний кристал із забороненою зоною (фотонний кристал) для більш високих частот;
- МКДМ, що складається з N рядів, еквівалентний однорідному середовищу з ефективним значенням діелектричної проникності за виконання умови $N > 3$;
- встановлено, що в спектрі проходження анізотропного дротяного метаматеріалу зі зменшенням відстані поміж дротами спостерігається утворення нових заборонених зон (ЗЗ) у високочастотній області спектру та збільшення заборонених зон, що вже мають місце, що викликано збільшенням модуля ефективної діелектричної проникності метаматеріалу;
- виявлено зміщення плазмової частоти в область більш високих частот зі зменшенням відстані поміж дротами анізотропного метаматеріалу завдяки збільшенню модуля ефективної діелектричної проникності метаматеріалу.

4.3 Дефектні моди в анізотропному дротяному метаматеріалі

Вивчення широко відомого фізичного явища «дефектна мода» як в природніх кристалах, так і в фотонних кристалах (ФК) [144, 145], яке виникає внаслідок навмисного внесення просторового дефекту до структури ФК, завжди викликає більший інтерес, ніж вивчення самого зонного характеру частотних спектрів, оскільки в природі прояв порушення періодичності зустрічається частіше [146], за ідеальну періодичність. На шляху розвитку фізики метаматеріалів вивчення дефектних мод (станів) набуває величезний інтерес, оскільки моди такого виду призводять до високої локалізації як у частотній, так і в просторовій областях. Тому вони можуть знайти успішне застосування в різного роду частотних і просторових фільтрах із можливістю

керування їх параметрами в широкому діапазоні частот від гігагерцевого і до оптичного. У фізиці метаматеріалів одним з перспективних об'єктів для вивчення і формування дефектних мод, та де б проявлявся «зонний» характер спектра, можна вважати дротяні метаматеріали, а анізотропні дротяні метаматеріали (АПМ) - як їх окремий випадок [147-150]. Важливо підкреслити, що в наведеному підрозділі розглядається «дефектна мода», що виникає внаслідок порушення періодичності досліджуваної структури. Також слід зазначити, що мода такого типу не є однозначним аналогом широко відомого в літературі «таммівського стану» [151]. Досліджуваний АПМ є обмеженим двовимірним періодичним масивом, що складається з тонких мідних дротів, елементарна комірка якого має форму прямокутника з різними розмірами сторін $a \neq b$. Детальний опис і фото досліджуваного АПМ наведено в підрозділі 4.2.1. На рис. 4,8 представлено схематичне зображення АПМ. Від початку АПМ без просторових дефектів складається з 9 рядів дротів із періодом $a = 4$ мм уздовж вісі x , представлених в лабораторному макеті у вигляді рамок із намотаними на них дротами, і розташованими з періодичністю $b = 6.5$ мм уздовж вісі y .

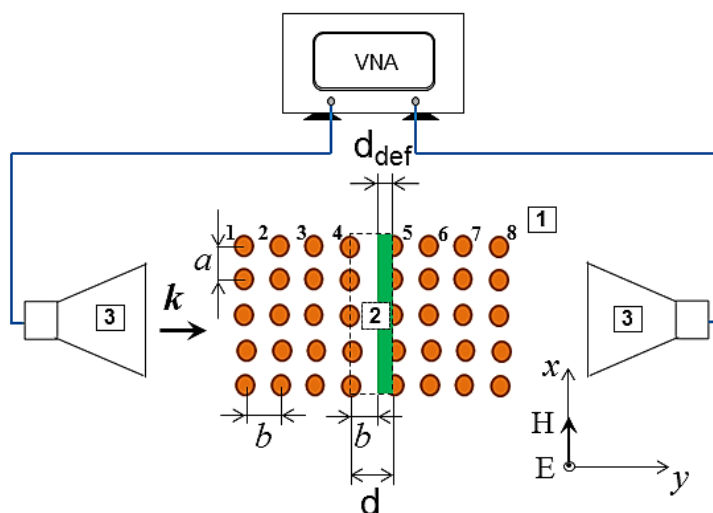


Рисунок 4.8 – Схематичне зображення експериментальної установки: 1 – анізотропний дротяний метаматеріал (АПМ); 2 – просторовий дефект, що дорівнює $d_{def} = d - b$; 3 – випромінююча / приймаюча рупорні антени [143]

Геометричні розміри елементарної комірки розраховані таким чином, що у цікавому для нас випадку, тобто коли хвильовий вектор $\mathbf{k}$ направлений уздовж вісі u , довжина хвилі виявляється порівнянною з періодом b і, як наслідок, частотний спектр набуває зонного характеру. Вектор напруженості електричного поля $\mathbf{E}$ направлений уздовж дротів.

Як було зазначено раніше, інтерес представляє саме АДМ із навмисно внесеними просторовими дефектами. Під «дефектом» мається на увазі порушення періодичності структури (b). Мале відхилення від значення періоду (d_{def}) представлено як різниця відстані поміж центрами дротів 4-го і 5-го рядів (d) і періоду (b), а саме: $d_{def} = d - b$. Тому, у процесі експериментальних досліджень відстань поміж 4-м і 5-м рядами d (далі за текстом - «дефектний шар») змінювалась від 7,5 мм до 17 мм.

Як показано в підрозділі 4.2. геометричні параметри елементарної комірки, розраховані таким чином, що плазмова частота середовища становить $f_{pm} = 15$ ГГц. Вище цієї частоти довжина хвилі виявляється порівнянною з періодом структури і частотний спектр проходження набуває зонного характеру. В підрозділі 4.2.2 визначені інтервали частот, де вищезазначена структура має електромагнітні властивості, які притаманні плазмоподібному середовищу, а також електромагнітним кристалам із забороненою зоною (фотонний кристал). Експериментальні вимірювання частотних спектрів проходження в АДМ без і з дефектом виконано у міліметровому діапазоні довжин хвиль (22 - 40 ГГц).

Типові графіки частотної залежності коефіцієнтів проходження для випадку АДМ без просторових дефектів і для випадку АДМ з дефектним шаром завтовшки $d = 9$ мм, представлені на рис. 4.9, а) та рис. 4.9, б), відповідно.

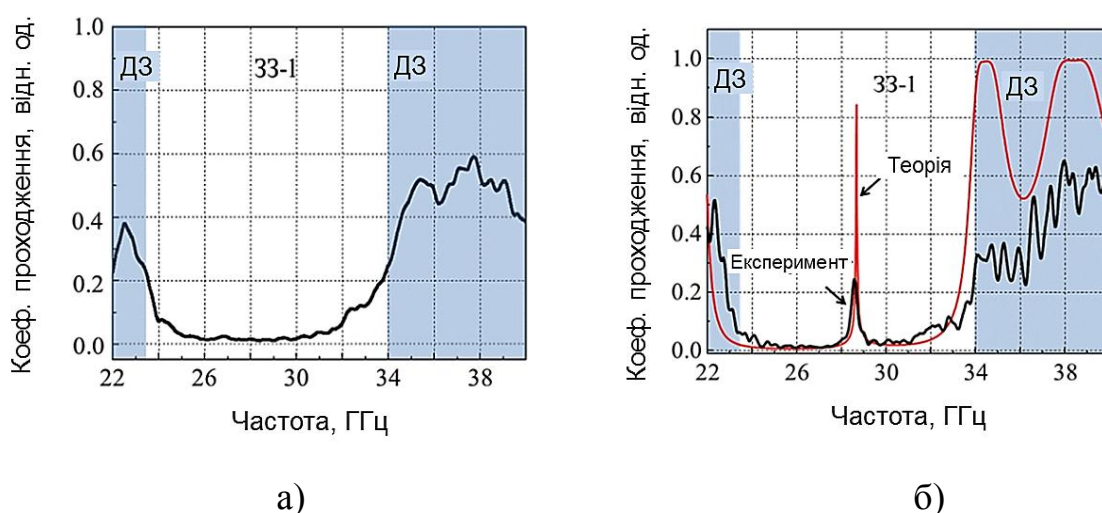


Рисунок 4.9 – Частотні залежності коефіцієнтів проходження АДМ: а) без дефектного шару; б) з дефектним шаром ($d = 9$ мм)

Теоретичний розрахунок виконано числовим методом FDTD (метод кінцевих різниць у часовій області), реалізованому в розрахунковому пакеті «CST STUDIO SUITE - Student Edition» та який знаходиться у вільному доступі.

У частотному спектрі проходження АДМ можна спостерігати першу заборонену зону, позначену на рисунку 4.9, а) як «33-1», та яка обмежена дозволеними зонами (ДЗ). Зазначене явище докладно описано в підрозділі 4.2. В підрозділі, що розглядається, наведено результати експериментальних досліджень в робочому частотному діапазоні 22-40 ГГц, в якому спостерігається лише заборонена зона «33-1», де у досліджуваному нами АДМ притаманні електромагнітні властивості ФК.

З обох рисунків 4.9 видно, що «33-1» обмежена значеннями частоти 24–34 ГГц. Із внесенням дефекту до структури досліджуваного АДМ, в зоні «33-1» утворюється пік проходження (рис. 4.9, б)). На рис. 4.9, б) наведені результати експериментальних вимірювань (чорний колір) та числового розрахунку (червоний колір). Спостерігаємо гарний збіг цих двох піків. В залежності від величини дефекту цей пік зміщується в межах обраного

діапазону частот та в межах «ЗЗ-1», і в цей же час має місце змінення амплітуди піку. З ростом товщини дефектного шару пік проходження зміщується в низькочастотну область спектру. Таким чином, якщо для випадку, коли $d = 9$ мм висота цього піку становить 0,24 відн. од., ширина піку становить 0,08 ГГц, то відповідно зі зміщенням піку до краю зони, він, як і слід очікувати [145], розширюється, досягаючи значень 0.6-0.7 ГГц.

Для з'ясування характеру впливу розміру дефектного шару на спектральні характеристики досліджуваної структури зареєстровано експериментальну залежність частоти піку дефектної моди, що з'являється у «ЗЗ-1», від товщини дефектного шару і проведено порівняння з результатами числового розрахунку.

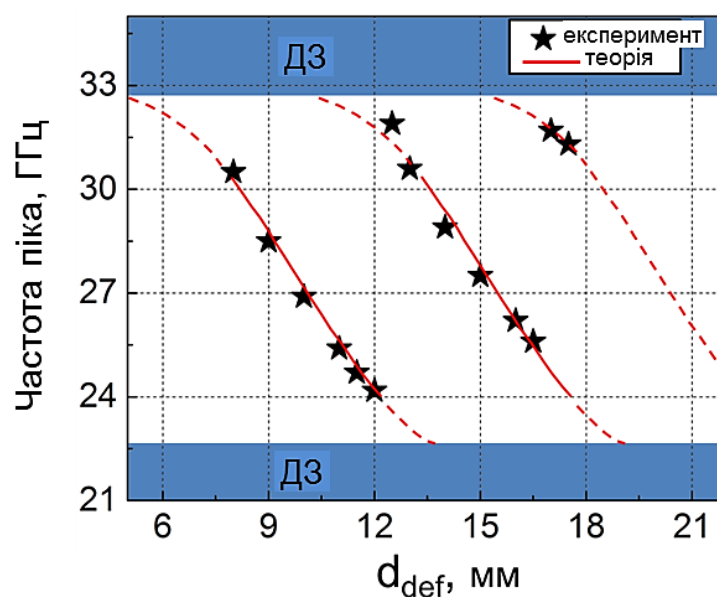


Рисунок 4.10 – Теоретична (червона суцільна лінія) та експериментальна залежності (зірочки) частоти піку дефектної моди для різних значень товщини дефектного шару (d), який представлено як $d = d_{def} + b$

На рис. 4.10 представлено цю залежність, де суцільна червона лінія – теоретичні дані, зірочки – експеримент.

З графіка видно, що експериментальні дані і дані, які отримано за допомогою числового розрахунку, добре накладаються один на одного, демонструючи кількісний збіг теоретичної моделі і експерименту.

Також видно, що починаючи з товщини дефектного шару $d = 8$ мм і з її покроковим збільшенням (крок становить 0,5 мм) аж до деякого критичного значення 12 мм частота піка проходження монотонно знижується з 30,5 ГГц до 24 ГГц. При подальшому зростанні товщини дефекту – пік «зникає» на межі дозволеної зони (ДЗ позначена на рисунку синім кольором). Однак, починаючи з товщини шару, що дорівнює 12,5 мм, спостерігаємо появу ще одного, 2-го піку проходження на частоті 31,6 ГГц у «ЗЗ-1». Цей 2-й пік, при подальшому зростанні товщини дефектного шару, також зміщується в область низьких частот. При досягненні товщини $d = 16.5$ мм цей 2-й пік, як і для товщини 12 мм, зникає (і входить в дозволєну зону). Надалі з'являється 3-й пік, який з ростом d_{def} має аналогічний характер поведінки. Зазначимо, що така поведінка пояснюється тим, що зі збільшенням товщини дефектного шару (d) зростає розмір області простору, що розташований між 5-м та 6-м шарами, де і формується резонансне коливання (дефектна мода)). Довжина хвилі, при якій спостерігається резонанс у цьому випадку, також збільшується (тобто частота - знижується.). Неважко бачити, що 1-й, 2-й та 3-й піки відповідають тому, що в дефектному "шарі", відповідальному за їх формування, вкладається приблизно 2, 3, и 4 напівхвилі. Відзначимо, що отримані спектральні характеристики цілком відповідають уявленню, викладеним в [145, 152 - 154].

Таким чином, в ході експериментальних та теоретичних досліджень продемонстрована залежність частот дефектних мод від товщини дефектного шару в спектрі проходження анізотропного дротяного метаматеріала (АДМ) із зонним характером спектра, притаманним ФК в розглянутому діапазоні частот.

Зокрема:

- експериментально виявлені дефектні моди в забороненій зоні анізотропного дротяного метаматеріалу і досягнуто кількісного збігу їх частот із результатами числового аналізу;

- досягнуто суттєвого зміщення частоти дефектного піку проходження зі збільшенням товщини дефектного шару, що становить:
 $\partial f_{def} / \partial d_{def} = 1.3 \text{ ГГц/мм.}$

4.4 Резонансне поглинання електромагнітних хвиль у метаповерхні із механічною перебудовою елементарної комірки косокутової форми

Для вивчення механізмів впливу, які завдає перебудова геометрії елементарної комірки в планарном метаматеріалі на його спектральні властивості, розроблена експериментальна фізична модель планарного метаматеріалу із механічною перебудовою елементарної комірки. Така фізична модель являє собою Метаповерхню із Керованим Кутом Схрещування металевих елементів, з яких її сформовано (МККС) [37, 38].

Розташування резонансного піку залежить від кута схрещування β і, виникає, коли довжина хвилі близька до значення, що задовольняє співвідношенню $\lambda_0 \sin \beta = a$ (див. рис. 4.11, а)), де λ_0 – довжина хвилі падаючого випромінювання, а a – крок ґратки. Для критичних випадків, коли ряди смужок кожної з пластин, що формують метаповерхню, збігаються, тобто $\beta = 0$ або перетинаються під прямим кутом ($\beta = 90^\circ$) резонансний відгук не спостерігається. Оскільки в першому випадку розглянута метаповерхня має дзеркальну симетрію, а в другому - структура інваріантна відносно вісі обертання на величину $\pi / 2$. Для всіх проміжних значеннях кута схрещування β , коли структура не має особливої симетрії, поява резонансів може бути пов'язана із збудженням резонансів іншої

природи, так званих «замкнених мод» [155]. Природу цих резонансів, вочевидь, можна віднести до резонансів «граткового» типу [156].

В розглянутому підрозділі спостерігаються вузькі резонансні мінімуми проходження електромагнітного випромінювання в частотному спектрі проходження для планарних метаматеріалів, які можна віднести до категорії *метаповерхонь з ґраткою із нахилом*. Резонансні мінімуми проходження виникають в результаті зміни симетрії решітки. Поява вузьких резонансних мінімумів проходження пояснюється збудженням резонансних мод типу «шепочучої галереї».

4.4.1 Метаповерхня з Керованим Кутом Схрещування (МККС)

В цьому підрозділі використана фізична модель метаповерхні з механічною перебудовою та з керованим кутом схрещування (МККС) металевих елементів, які її формують, для того, щоб надати експериментальне підтвердження наявності в спектрі коефіцієнта проходження резонансних мінімумів проходження, раніше передбачених теоретично в [157].

Анізотропний планарний метаматеріал (метаповерхня), який використано в експериментальних дослідженнях, складається з двох однакових пластин високочастотного ламінату Taconic TLC-30-0200-CN/CN ($\varepsilon' = 3.0$, $\tan\delta = 0.0024$). Розміри використаних пластин складають 90×90 мм². Пластина складається із діелектричного субстрату та з періодично розташованих на ньому паралельно одна одній металевими смужками. Ці смужки витравлені з мідного покриття завтовшки $\Delta h_1 = 18$ мкм на субстраті, товщина якого складає 0,5 мм. Таким чином, кожна пластина має 12 смужок шириною $w = 1$ мм та довжиною 90 мм. Період a поміж сусідніми смужками становить 7 мм. Пластини розташовуються впритул одна до одної сторонами з мідними смужками таким чином, що смужки

перетинаються під певним кутом в безпосередній близькості одна до одної (див. рис. 4.11, б). Ці дві пластини із рядами мідних смужок зафіксовані між двох пластин пінопласту ($\varepsilon' = 1.15$, $\text{tg}\delta = 0.0024$) для більш щільного прилягання. Пластини з пінопласту розташовуються по обидва боки від метаматеріалу і, слід зазначити, не спричиняють значного впливу на частотний відгук коефіцієнта проходження. Товщина пластини пінопласту становить 20 мм. На першому етапі досліджень виконано вимірювання проходження електромагнітного випромінювання в вищезазначеному зразку при нормальному куті падіння в діапазоні частот 22 - 40 ГГц з використанням ВАК і двох широкосмугових рупорних антен.

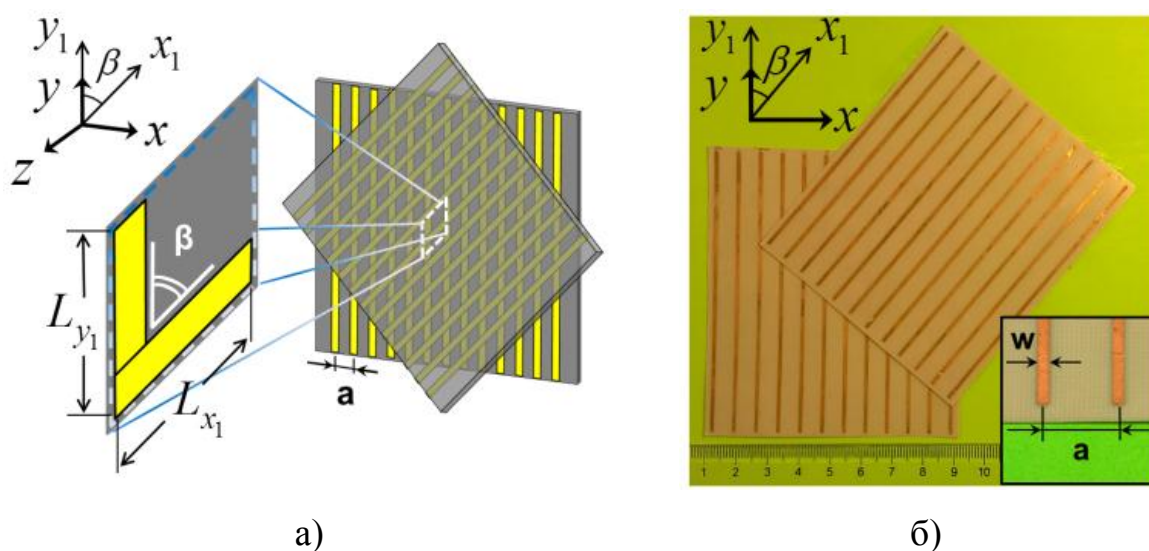


Рисунок 4.11 – а) Планарний метаматеріал із керованим кутом схрещування. Пунктиром позначена елементарна комірка структури; б) Фотографія двох досліджуваних металевих решіток у вигляді набору мідних смужок, які розміщено на діелектричному субстраті, та які накладанням одна на одну і утворюють метаповерхню.

Двошарова ґратка, яка утворена завдяки схрещуванню масивів паралельних металевих смужок з прямокутним поперечним перерізом $\Delta h_i \times w_i$ ($i = 3, 4$ - порядкові номери шарів «сендвіч-структури» на вставці

рис.4.11, б). Металеві смужки обох масивів розміщені з однаковим кроком a і торкаються одна одну. Відзначимо, β – кут схрещування між собою двох масивів (див. Рис. 4.11, а).

4.4.2 Спектральні властивості МККС

Як правило, властивості коефіцієнтів проходження і відбиття мета поверхонь строго залежать від напрямку поляризації падаючих електромагнітних хвиль, тому що елементарна комірка структури не має обертальної симетрії $\pi/2$, як у випадку для таких геометрій елементарної комірки, як квадрат або коло [158]. Проте, у розглянутому в дисертації випадку мета поверхня демонструє майже поляризаційно незалежну поведінку резонансів коефіцієнта передачі. По-перше, в роботі розглянуто випадок падаючої хвилі яка лінійно поляризована уздовж вісі y , коли вектор $\vec{E}_0$ паралельний смужкам однієї з пластин, з якої сформовано метаповерхню (див. рис. 4.11). Результати вимірювань коефіцієнта проходження при нормальному падінні плоскої хвилі, коли вектор $\vec{E}_0$ направлений уздовж y - вісі і теоретичний розрахунок представлені на рис. 4.12.

Графіки показують вимірний спектр проходження і теоретичний розрахунок, отриманий за допомогою методу інтегральних функціоналів [157, 159], для МККС для випадку кута схрещування 45° . Можна спостерігати дуже вузький резонансний мінімум проходження в частотному спектрі коефіцієнта пропускання поблизу частоти 27 ГГц, де він досягає значення приблизно до -20 дБ. Спостережуваний резонансний мінімум проходження добре узгоджується з теоретичним розрахунком. Значення добротності резонанса мінімуму проходження для метаповерхні з кутом схрещування $\beta = 45^\circ$ для експериментальних даних, які представлені на рис. 4.12, складає близько 40 (добротність визначається як відношення

резонансної частоти до повної ширині лінії на половині мінімуму передачі). За оцінками отриманих експериментальних та теоретичних даних, добротність резонансних мінімумів проходження, які спостерігаються в досліджуваному планарному метаматеріалі, для всіх розглянутих кутів схрещування знаходиться в діапазоні 40-60.

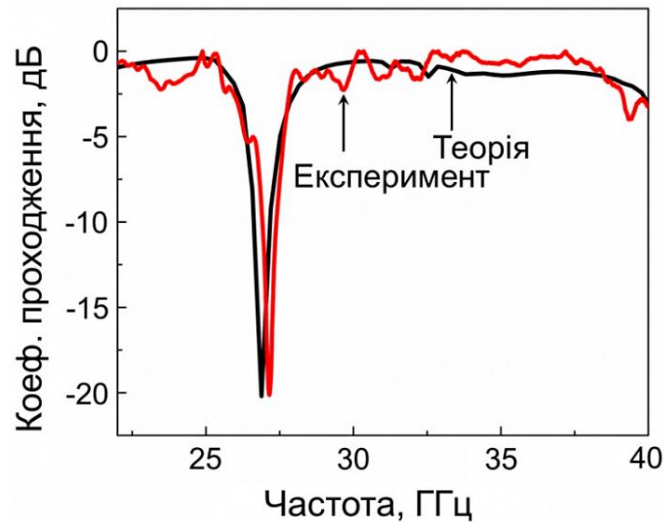


Рисунок 4.12 – Частотний спектр проходження МККС при нормальному падінні для випадку у-поляризації ($\beta=45^0$): червона крива – експеримент, чорна крива – теоретичний розрахунок (метод інтегральних функціоналів). На вставці схематичне зображення МККС: (2, 5)- дві пластини з діелектрику (3, 4) із нанесеними на них металевими смужками, які і утворюють планарний метаматеріал (метаповерхню), (1, 6)- пластини з пінопласту

Отримані значення добротності резонансів є набагато вищими у порівнянні з даними, які отримані для випадку планарних метаматеріалів на основі резонаторів з розімкненим кільцем.

Для випадків з ортогональної поляризацією, коли вектор $\vec{E}_0$ має лінійну поляризацію уздовж вісі x , не спостерігається яких-небудь істотних відмінностей або особливостей в спектрі проходження у порівнянні з у-

поляризацією. В якості підтвердження цього, на рис. 4.13 представлена частотна залежність коефіцієнту проходження для випадку кута схрещування металевих смужок $\beta = 55^\circ$. Рисунок відповідає випадку повороту досліджуваної метаповерхні відносно падаючої х-поляризованої хвилі з початкового положення, коли смужки однієї з пластин з яких сформовано метаповерхню, розташовані паралельно вісі у (0 град.), до стану положення (90 град.), коли смужки пластини метаповерхні розташовані паралельно вісі х з кроком повороту 15 град.

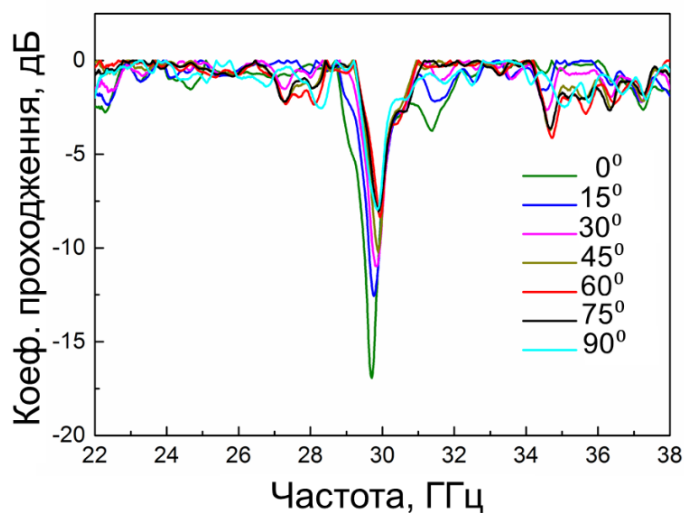


Рисунок 4.13 – Експериментальна залежність спектра проходження від частоти для випадку кута схрещування металевих смужок $\beta = 55^\circ$. Розглянуто вплив покрокового обертання вектора електричної напруженості на частотні залежності коефіцієнту проходження (див. рис. 4.11) кроком обертання складає 15 град.

З метою дослідження резонансного відгуку в метаповерхні було виконано числове моделювання з використанням добре апробованого методу інтегральних функціоналів [157, 159]. Наведені в дійсному підрозділі дослідження ґрунтуються на методі в частотній області, який використовує концепцію двоякоперіодичного магніто-діелектричного шару. Метод використовує пов'язані об'ємні інтегральні рівняння для еквівалентних

електричних і магнітних струмів поляризації в періодичному шарі, індукованого полем падаючої хвилі. Інтегральні рівняння розв'язуються за допомогою числового підходу з використанням інтегральних функціоналів, пов'язаних з розподілом струмів поляризації і методикою розкладання подвійних рядів Фур'є-Флоке. На заключному етапі розв'язання отримані поля розсіювання у вигляді суперпозиції просторових гармонік в формі, що наведена нижче

$$\vec{E}^r(x, y, z) = \sum_{p=-N}^N \sum_{q=-N}^N \vec{E}_{pq}^r e^{i(\xi_p x + \gamma_{pq} y - \kappa_{pq} z)} \quad (1),$$

$$\vec{E}^t(x, y, z) = \sum_{p=-N}^N \sum_{q=-N}^N \vec{E}_{pq}^t e^{i(\xi_p x + \gamma_{pq} y + \kappa_{pq} z)} \quad (2),$$

де $\xi_p = k_x + \frac{2\pi p}{L_{x_1}}$, $\gamma_{pq} = k_y + \frac{2\pi}{\sin \beta} \left(\frac{q}{L_{y_1}} - \frac{p}{L_{x_1}} \cos \beta \right)$, $\kappa_{pq} = \sqrt{k^2 - \xi_p^2 - \gamma_{pq}^2}$ — компоненти

хвильового вектора дифрагованого порядку; $\vec{E}_{pq}^r$, і $\vec{E}_{pq}^t$ — електричне поле відбитої хвилі та хвилі, що пройшла крізь структуру. Для схрещених ґраток, структура є періодичною за двома напрямками з періодами (складові резонансні частини, що формують елементарну комірку) L_{x_1} та L_{y_1} , як це зображено на рис. 4.11, а, і перетворення між двома системами координат (x_1, y_1) і (x, y) представлені, відповідно, як $x_1 = x - y \cot \beta$, $y_1 = y - \operatorname{cosec} \beta$. Порядки дифракції p і q — гармоніки уздовж векторів ґратки x_1 і y_1 , відповідно. У наших розрахунках ми розглядаємо періодичну металеву ґратку як ідеальний електричний провідник (ІП). Відомо, що поля, які розсіяні об'єктом ІП, можуть бути точно змодельовані в термінах розсіяних фіктивним магніто-діелектричним об'єктом, що задовольняє матеріальним

умовам $|\varepsilon| \gg 1$ і $\varepsilon\mu = 1$. Таке наближення ефективно використовується при аналізі електромагнітного розсіювання на ґратках ІІ-типу. Надалі, припустимо, що $\varepsilon = 2.5 - i2500$ і $\mu = 1/\varepsilon$ реалізують матеріальні умови для ІІ-матеріалу. Теоретичні розрахунки коефіцієнта проходження (див. рис. 4.14, б, г) показують гарний збіг із експериментальними результатами (див. рис. 4.14, а, в) з урахуванням похибки в процесі вимірювань.

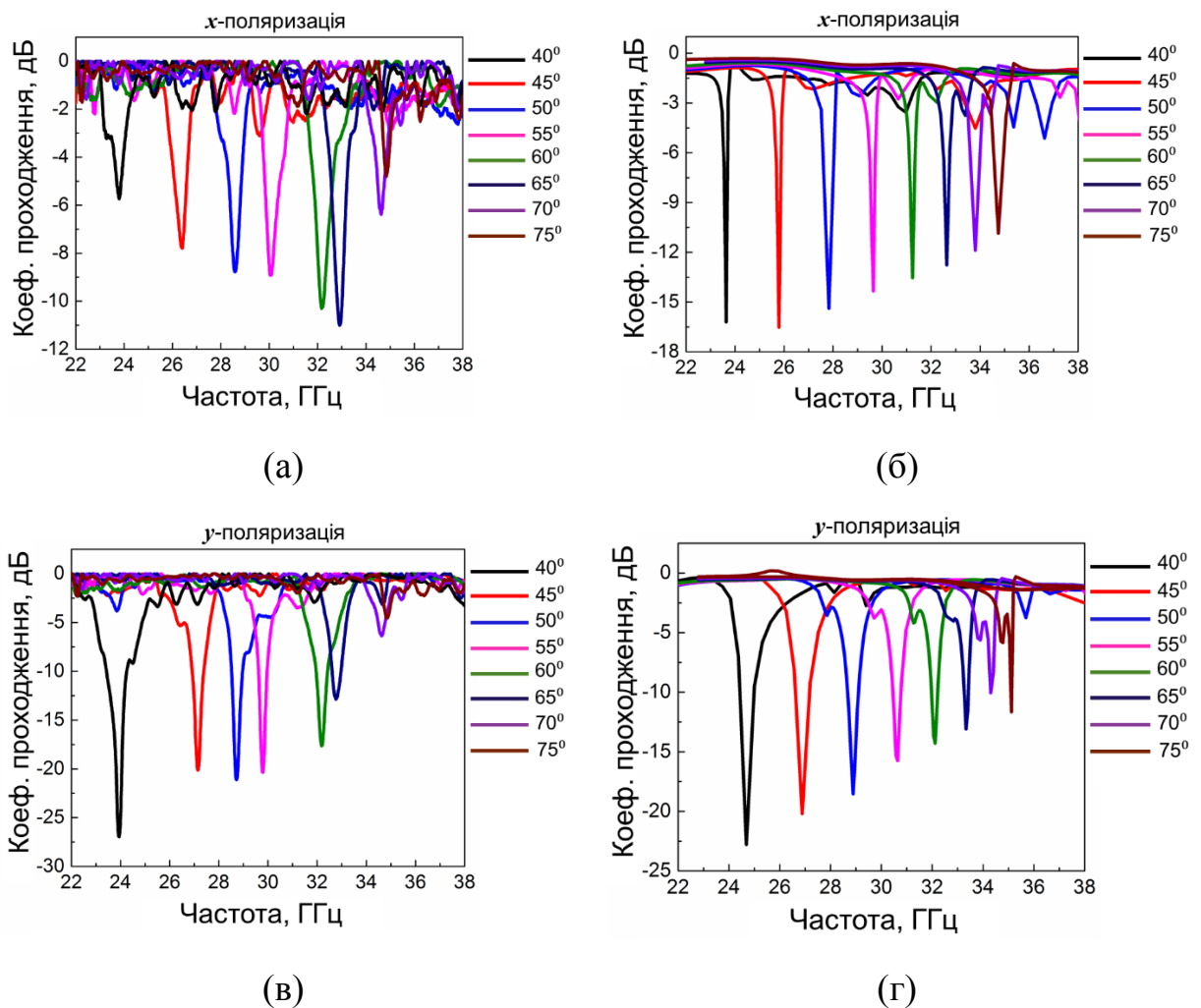


Рисунок 4.14 – Експериментально отримані (а, б) та смодельовані (в, г) спектри проходження при нормальному падінні електромагнітної хвилі для рядів смужок, які схрещені під різними кутами: а) $|\bar{E}_y|$ -компонента миттєвого розподілу $\bar{E}$ -поля на зворотньому боці елементарної комірки на резонансній частоті для кута схрещування $\beta = 45^\circ$, нормальне падаюче електричне поле

$\bar{E}_0$ лінійно поляризоване вздовж вісі y ; б) те саме, що і на рис.4.14 а) для $|\bar{E}_x|$ -компоненти; в) те саме, що і на рис. 4.14, а) для $|\bar{E}_y|$ -компоненти але для x -поляризованої падаючої хвилі; г) те саме, що і на рис. 4.14, в) для $|\bar{E}_x|$ -компоненти

Слід зазначити, що для конфігурації досліджуваної метаповерхні з кутом схрещування понад 75 град., резонансний відгук, що виникає в межах елементарної комірки, зникає і, як наслідок, спектральні криві для великих значень кутів схрещування не наведено на графіках.

4.4.3 Просторовий розподіл поля поблизу елементарної комірки, що формує МККС

Результати числового моделювання просторового розподілу поля на резонансній частоті, що відповідає випадку, як на рис.4.12, наведені на рис. 4.15, (а) - (г). На частоті резонансу падаюче електричне поле збуджує (індукує) дипольне коливання головним чином уздовж похилих складових частин елементарної комірки, яке має паралельну ($|\bar{E}_y|$) і перпендикулярну ($|\bar{E}_x|$) компоненти по відношенню до E_0 (див. рис. 4.15 а), б), відповідно). Можна бачити, що поле практично не збуджується уздовж складової частини елементарної комірки (смужки), що збігається з напрямком падаючого поля.

Для випадку x -поляризованої падаючої плоскої хвилі (див. рис. 4.15 в), г)), індуковане поле на частоті резонансного мінімуму розподілено по периметру періодичної комірки, що є аналогічним резонансним модам шепочучої галереї або подібно резонансним модам кільцеподібного резонатора. В цьому випадку, через більшу довжину резонансної взаємодії складової частини елементарної комірки, тобто коли весь периметр елементарної комірки є резонуючою частиною, має місце

збільшення добротності резонансного мінімуму проходження. Також спостерігається і збільшення інтенсивності поля, в порівнянні з рис. 4.15 (а), (б), де резонують тільки дві протилежні сторони паралелограма.

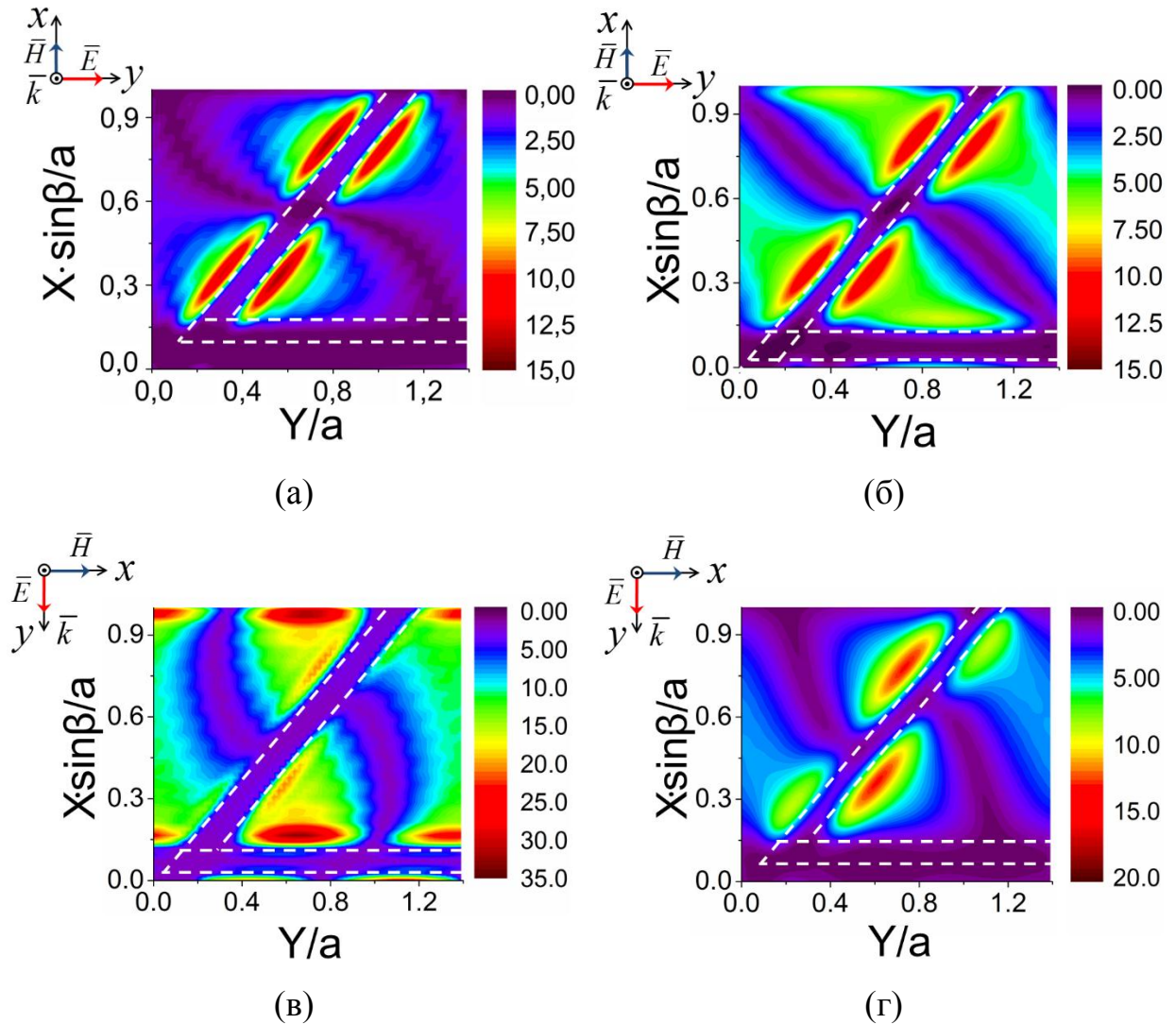


Рисунок 4.15 (а) - (г) змодельовані компоненти миттєвого розподілу E -поля на зворотному боці елементарної комірки на резонансній частоті для кута схрещування $\beta = 45$, в площині xu на відстані $0.001a$ від металевих смуг, нормально падаюче електричне поле E_0 лінійно поляризоване вздовж вісі y : а) для $|E_y|$ -компоненти, б) для $|E_x|$ -компоненти, в) для $|E_y|$ -компоненти але для x -поляризованої падаючої хвилі, г) те саме, що і на рис. 4.15, в) для $|E_x|$ -компоненти;

У першому випадку резонансний відгук складається з двох резонансів на суміжних сторонах (складових частинах) ромбічної елементарної комірки, оскільки складові частини елементарної комірки мають однакову довжину, то резонанси збігаються і взаємно посилюються, причому в останньому випадку можна розглядати тільки один резонанс.

Як було згадано вище, через більшу довжину взаємодії резонансної складової частини елементарної комірки, поле сильніше, ніж на рис. 4.15 в) г), де значення добротності вище. Резонансна частота демонструє монотонну залежність від кута схрещування смуг ґратки (см. рис. 4.16), і всі резонансні мінімуми зрушені в бік більш низьких частот у випадку, коли кут між смужками схрещених ґраток зменшується. Таким чином, графік демонструє можливість високого ступеня механічної перебудови частоти резонансного відгуку метаматеріала в широкому діапазоні частот.

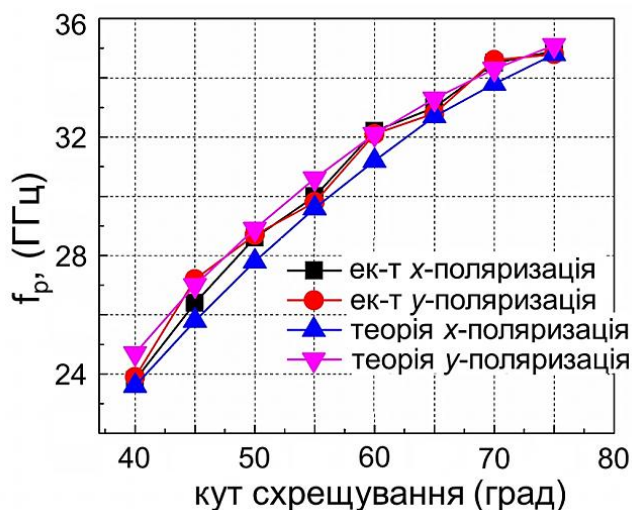


Рисунок 4.16 – Залежність теоретичної і експериментальної частот резонансних мінімумів проходження від кута схрещування смужок ґратки для двох випадків поляризації падаючої хвилі

4.4.4 Вплив додаткових (механічних) параметрів МККС на її спектральні характеристики

На наступному етапі досліджено залежності резонансного мінімуму коефіцієнта проходження від кута нахилу вищезазначеної структури по відношенню до хвильового вектору. У процесі вимірювань, нахил структури відносно вісі y на 0° , 3° и 6° призводить до зменшення амплітуди резонансного мінімуму (рис. 4.17). Вірогідніше за все, це пояснюється відхиленням від розглянутого спочатку випадку нормального відбиття електромагнітної хвилі від поверхні структури.

З метою перевірки ефекту збудження поля в безпосередній близькості від периметру комірки з провідного матеріалу, поміж масивами смужок метаматеріалу було реалізовано діелектричний зазор у вигляді плівки тефлону.

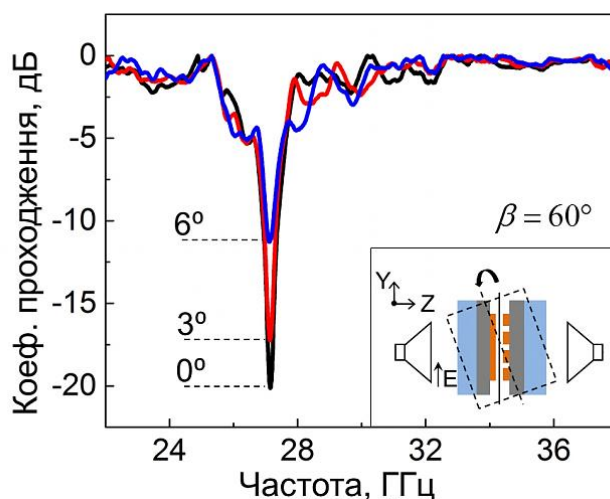
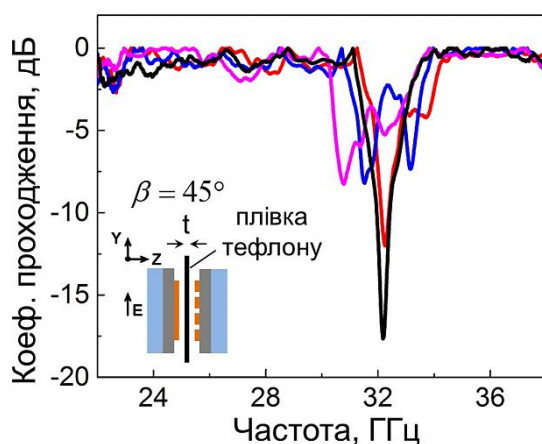


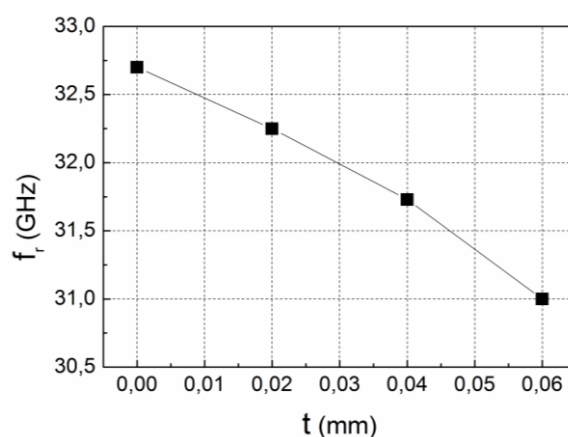
Рисунок 4.17 – Частотна залежність коефіцієнта проходження для кількох значень кутів нахилу структури відносно y -вісі для кута схрещування металевих смужок 45° . Чорною кривою позначений випадок, коли кут нахилу досліджуваного метаматеріала становить 0° ; червоною кривою – 3° ; синьою кривою – 6°

На рис. 4.18, а) представлено порівняння частотних спектрів пропускання для випадку використання декількох різної товщини тефлоновим плівки. Товщина плівки тефлону (t) покроково зростає з 0,02 до значення 0,06 мм. Як видно з рис. 4.18, а) і 4.18, б), зі збільшенням товщини тефлонової плівки, амплітуда резонансного мінімуму зменшується.

Слід зазначити, що досліджуваний мінімум проходження чітко спостерігається, коли товщина плівки з тефлону не перевищує значення 0,04 мм. Для випадку плівки з великим значенням товщини добротність піку проходження істотно знижується. Причиною цього слугують небажані паразитні перевідбиття поміж пластинами з металевими смужками, що виникають у процесі експерименту.



(а)



(б)

Рисунок 4.18 – а) Частотні залежності коефіцієнта проходження для планарного метаматеріалу, утвореного схрещуванням металевих рядів смужок з діелектричних зазором у вигляді тефлонової плівки різної товщини, яка розміщена поміж масивами цих смужок. Кут схрещування становить 60° ; б) Експериментальна залежність частоти резонансного мінімуму проходження від товщини тефлонової плівки, для випадку кута схрещування металевих смужок, що дорівнює 60°

Таким чином, в розглянутому підрозділі досліджено планарний метаматеріал із механічною перебудовою на прикладі метаповерхні з косокутовою елементарною коміркою, і наведені його характеристики в мікрохвильовому діапазоні частот. Для широкого діапазону частот отримана безперервна перебудова резонансної частоти за рахунок зміни кута схрещування металевих смужок в ґратці, що сформовано з двох пластин із металевими смужками у вигляді рядів. Новий ефект обумовлений збільшенням довжини резонансної складової частини періодичної комірки, що має форму ромба, і яка утворена перетинанням металевих смужок із подальшим зменшенням кута схрещування. Резонансний мінімум метаматеріалу такого виду має добротність, значення якої складають від 40 до 60, що вище, ніж типові значення добротності для багатьох метаматеріалів.

Таким чином, в рамках вивчення механізмів впливу на спектральні характеристики МККС були отримані наступні результати:

- встановлено, що природа резонансного відбиття зумовлена косокутовою формою елементарної комірки таким чином, що зі зменшенням кута схрещення β збільшується резонансна довжина складової частини елементарної комірки, в межах якої утворюється резонансне коливання;
- продемонстровано можливість ефективно зміщувати частоту резонансного мінімуму проходження на величину 1 ГГц/град в область більш низьких частот за допомогою збільшення кута схрещення дротяних елементів метаповерхні механічним шляхом;
- продемонстровано, що розміщення поміж дротяними елементами шару діелектрика та нахил самої метаповерхні відносно напрямку хвильового вектору знижують добротність метаповерхні на частоті резонансного відгуку.

ВИСНОВКИ ЗА РОЗДІЛОМ 4

Таким чином, в рамках дослідження спектральних та дисперсійних властивостей механічно керованих анізотропних дротяних метаматеріалів отримані наступні результати:

- запропоновані теоретичний та експериментальний підходи до ефективного керування зонними характеристиками НВЧ спектрів в анізотропному дротяному метаматеріалі за допомогою зміни розмірів двовимірної елементарної комірки механічним шляхом (МКДМ). За допомогою МКДМ проаналізовано сценарій перетворення електромагнітних властивостей, які притаманні плазмоподібному середовищу мікрохвильового діапазону, у властивості фотонного кристала міліметрового діапазону. Експериментально і теоретично встановлено, що зі зменшенням відстані поміж дротами, що утворюють анізотропний метаматеріал, спостерігається розширення вже присутніх заборонених зон спектру. У той же час спостерігається звуження дозволених зон спектра, що супроводжується падінням інтенсивності, а також утворення нових заборонених зон в високочастотної області. Така закономірність пояснюється збільшенням щільності заповнення металом метаматеріалу. Також продемонстровано зміщення плазмової частоти в область більш високих частот зі зменшенням відстані поміж дротами анізотропного метаматеріалу, яке викликане підвищенням щільності заповнення металом метаматеріалу.

- розроблена експериментальна фізична модель планарного метаматеріалу із косокутовою елементарною коміркою та можливістю її перебудови механічним шляхом на прикладі метаповерхні з керованим кутом схрещування (МККС), та приведені його характеристики в мікрохвильовому діапазоні довжин хвиль. Для широкого діапазону частот 22-40 ГГц отримана безперервна перебудова частоти резонансного мінімуму коефіцієнта проходження за рахунок зміни кута схрещування смужок. Показано, що

резонансний відгук метаповерхні такого типу обумовлений збільшенням довжини резонансної складової частини елементарної комірки. Виявлено, що добротність МККС на частоті відгуку складає від 40 до 60, що вище, ніж типові значення добротності для багатьох планарних метаматеріалів.

Запропонована реалізація МКДМ і МККС із механічної перебудовою розмірів елементарної комірки має низку переваг, таких як: простота у виконанні і візуалізація, що може допомогти в розумінні особливостей, що виникають при взаємодії електромагнітного випромінювання з анізотропними дротяними середовищами. Таким чином, результати досліджень можуть бути взяті за основу при проектуванні просторових ГГц-, та ТГц - пристроїв (фільтри, атенюатори, тощо).

ВИСНОВКИ

1. Розроблена експериментальна методика для дослідження просторового розподілу поля еванесцентних (згасаючих) мод в анізотропних дротяних метаматеріалах в міліметровому діапазоні довжин хвиль з використанням активних зондів і можливістю виміру фазових характеристик. За використання її:

- продемонстрована здатність дротяної лінзи виконувати локалізацію еванесцентного поля у малому об'ємі простору;
- здійснена реєстрація зображень, розташованих у ближньому полі широкої апертури, об'єкту.

2. Вперше у мікрохвильовому діапазоні довжин хвиль експериментально зареєстровано розрізнення двох окремих точкових джерел із надроздільною здатністю близько $\lambda/15$ у ближньому полі, що випромінюються з дротяного метаматеріалу. Цей факт продемонстрував здатність дротяного метаматеріалу (який працює у режимі каналірування)

передавати інформацію про деталі багато менші за довжину хвилі у міліметровому діапазоні довжин хвиль.

3. Вперше у мікрохвильовому діапазоні довжин хвиль продемонстрована можливість ефективного керування спектральними характеристиками дротяних метаматеріалів:

- експериментально та теоретично показано, що інтервали частот, які відповідають забороненим зонам, і ширину самих заборонених зон в частотному спектрі анізотропного дротяного метаматеріалу можна ефективно змінювати шляхом механічної перебудови геометричних розмірів та конфігурації елементарної комірки;
- за допомогою числового моделювання показано, що величиною плазмової частоти дротяного метаматеріалу з магнітним заповненням можна ефективно керувати за допомогою зовнішнього магнітного поля;

4. У метаматеріалі з механічною перебудовою на основі дротяного середовища вперше експериментально та теоретично продемонстровано сценарій перетворення електромагнітних властивостей плазмоподібного середовища мікрохвильового діапазону у властивості фотонного кристалу міліметрового діапазону довжин хвиль:

- встановлено, що в спектрі проходження АДМ зі зростанням частоти спостерігається утворення додаткових ЗЗ у високочастотній області спектру, а також розширення та поглиблення ЗЗ-1 та ЗЗ-2, що викликано збільшенням щільності металевого заповнення у метаматеріалі;
- виявлено зміщення плазмової частоти в область більш високих частот зі зменшенням відстані поміж дротами анізотропного метаматеріалу завдяки збільшенню модуля ефективної діелектричної проникності метаматеріалу.

5. Вперше експериментально підтверджено, що в метаповерхні з механічною перебудовою елементарної комірки, виконаної у вигляді

схрещених металевих смужок з керованим кутом схрещення, в діапазоні частот 22-40 ГГц явище резонансного відбиття проявляється у вигляді одиночного мінімуму у частотному спектрі проходження цієї метаповерхні:

- встановлено, що природа резонансного відбиття зумовлена косокутовою формою елементарної комірки таким чином, що зі зменшенням кута схрещення β збільшується резонансна довжина складової частини елементарної комірки, в межах якої утворюється резонансне коливання;
- продемонстровано можливість ефективно зміщувати частоту резонансного мінімуму проходження на величину 1 ГГц/град в область більш низьких частот за допомогою збільшення кута схрещення дротяних елементів метаповерхні механічним шляхом;
- продемонстровано, що розміщення поміж дротяними елементами шару діелектрика та нахил самої метаповерхні відносно напрямку хвильового вектору знижують добротність метаповерхні на частоті резонансного відгуку.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Sihvola A. Metamaterials in electromagnetics // Metamaterials. 2007. V. 1, N 1. P. 2-11.
2. Lapine M., Tretyakov S. Contemporary notes on metamaterials // IET Microwaves, Antennas & Propagation. 2007. V. 1, N 1. P. 3-11.
3. Filiberto B., Levent S. Metamaterials: definitions, properties, applications, and FDTD-based modeling and simulation // International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering. 2012. V. 22, N 4. P. 422-438.
4. Metamaterials [Электронный ресурс] // Metamorphose Network of Excellence project site – 2017. – Режим доступа: <http://www.metamorphose-vi.org/index.php/metamaterials>
5. Experimental demonstration of tunable scattering spectra at microwave frequencies in composite media containing CoFeCrSiB glass-coated amorphous ferromagnetic wires and comparison with theory / D. P. Makhnovskiy, L. V. Panina, C. Garcia, [et al.] // Phys. Rev. B. 2006. V. 74, N 064205. P. 1-11.
6. Tunable Composites Containing Magnetic Microwires / L. Panina, M. Ipatov, J. Gonzalez, [et al.]. New York: Materials Science. Composite Materials, 2011. 95 p.
7. Tunable two-dimensional left-handed material consisting of ferrite rods and metallic wire / H. Zhao, J. Zhou, L. Kang, Q. Zhao // Optics Express. 2009. V. 17, N 16. P. 13373-13380.
8. Vendik I. B., Vendik O. G., Gashinova M. S. Artificial Dielectric Medium Possessing Simultaneously Negative Permittivity and Magnetic Permeability // Technical Physics Letters. 2006. V. 32, N 5. P. 429-433.
9. Н.А. Хижняк. Искусственные анизотропные диэлектрики // ЖТФ, 1957, Т. 27, №9, С. 2006-2038.

10. Mendis R., Mittleman D. M. Artificial dielectrics: Ordinary Metallic Waveguides Mimic Extraordinary Dielectric Media // IEEE Microwave magazine. 2014. V. 15, N 7. P. 34-42.
11. Rotman W. Plasma simulation by artificial and parallel plate media // IRE Trans. Ant. Propagat. 1962. V. 10, N 1. P. 82-95.
12. Brown J. Artificial dielectrics having refractive indices less than unity // Proc. Inst. Elect. Eng. (London). 1962. V. 100 (4), N 62R. P. 51-62.
13. Biehs S. A., Tschikin M., Ben-Abdallah P. Hyperbolic metamaterials as an analog of a blackbody in the near field // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109, N 10. P. 104301-5.
14. Hyperbolic metamaterials as an analog of a blackbody in the near field / A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, Y. Kivshar // Nature Photonics. 2013. V. 7, P. 948-957.
15. Smith D. R., Schurig D. Electromagnetic wave propagation in media with indefinite permittivity and permeability tensors // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90, N 7. P. 077405-4.
16. Silveirinha M. G., Belov P. A., Simovski C.R Subwavelength imaging at infrared frequencies using an array of metallic nanorods // Phys. Rev. B. 2007. V. 75, P. 035108-12.
17. Belov P. A., Simovski C. R., Ikonen P. Canalization of subwavelength images by electromagnetic crystals // Phys. Rev. B. 2005. V. 71, P. 193105-4.
18. Belov P. A., Simovski C. R., Ikonen P. Image transmission with the subwavelength resolution in microwave, terahertz and optical frequency bands // J. Commun. Technol. Electron. 2007. V. 52, Issue 9. P. 1009–1022.
19. Shalaev V. M. Optical negative-index metamaterials // Nature Photonics. 2006. V. 1, P. 41–48.
20. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity / D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84, N 18. P. 4184-7.

21. Ramakrishna S. A. Physics of negative refractive index materials // Reports on Progress in Physics. 2005. V. 68, N 2. P. 449-521.
22. Sievenpiper D. F., Sickmiller M. E., Yablonovitch E. 3D Wire mesh photonic crystals // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76, N 14. P. 2480-2483.
23. Pokrovsky A. L., Efros A. L. Nonlocal electrodynamics of two-dimensional wire mesh photonic crystals // Phys. Rev. B. 2002. V. 65, P. 045110.
24. Terahertz plasmonic high pass filter / D. M. Wu, N. Fang, C. Sun, [et al.] // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 83, N 1. P. 201-203.
25. Simulation of photonic band gaps in metal rod lattices for microwave applications / E. I. Smirnova, C. Chen, M. A. Shapiro, [et al.] // J. Appl. Phys. 2002. V. 91, N 3. P. 960-968.
26. Toward controllable photonic crystals for centimeter- and millimeter-wave devices / J. M. Lourtioz, A. de Lustrac, F. Gadot, [et al.] // Journal of Lightwave Technology. 1999. V. 17, N 11. P. 2025-2031.
27. Wu T. K. Frequency-selective surface and grid array. New York: Wiley, 1995. 331 p.
28. Kozhara L. I., Polevoy S. Y., Popov I. V. Technique for analysis of the spatial field distribution in tapered wire medium // Solid State Phenomena. 2014. V. 214, P. 75-82.
29. L. I. Kozhara, S. Y. Polevoy “Technique for measuring the spatial field distribution in tapered wire medium ”International Symposium on Electrodynamics and Mechatronic Systems (SELM),) 2013, pp.67-68
30. L. I. Kozhara, S. Yu. Polevoy, I. V. Popov, S. V. Nedukh, “Spatial distribution of the electromagnetic field in the vicinity of tapered wire medium metamaterial, The Eighth International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW’13) and Workshop on Terahertz Technology (Teratech’13), 23-28 June, 2013, WT-14

31. Кожара Л. И., Полевой С. Ю., Филонов Д. С. Передача субволнового изображения проволочной линзой с фазовой компенсацией в миллиметровом диапазоне длин волн // Радиотехника. 2014. Вып. 176, С. 205-209.
32. L.Kozhara, E. Ostrizhnoy “Focusing properties of tapered wire medium formed by copper conductors”, 3rd International Conference of Young Scientists “Low Temperature Physics” ICYS–LTP–2012, 14-18 May, 2012, pp.110
33. Л.И. Ивженко, Е.Н. Одаренко, С.И. Тарапов, “Магнитоуправляемые проволочные среды микроволнового диапазона” VIII Международная научная конференция «Функциональная база нанoeлектроники», 28 сентября-02 октября, 2015
34. L. Ivzhenko, “The Spatial Anisotropy of the Wire Metamaterials in the Millimeter Waveband” International Young Scientists Forum on Applied Physics, YSF 2015, September 29 – October 2, 2015
35. L. Ivzhenko, “Wire Medium as Metamaterial with Tuned Spectral Characteristics”, International Young Scientists Forum on Applied Physics, YSF 2016, 10-14 October, 2016
36. Ivzhenko L., Odarenko E., Tarapov S. Mechanically tunable wire medium metamaterial in the millimeter wave band // Progress in Electromagnetics Research Letters. 2016. V. 64, P. 93-98.
37. Resonant response in mechanically tunable metasurface based on crossed metallic gratings with controllable crossing angle / V. Yachin, L. Ivzhenko, S. Polevoy, S. Tarapov // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109, N 22. P. 221905-4.
38. L. Ivzhenko, S. Polevoy, S. Tarapov, V. Yachin, “Crossed Metallic Gratings as Metasurface with Tuned Crossing Angle ”, 9th international Kharkiv symposium on physics and engineering of microwaves, millimeter and submillimeter waves (MSMW'2016), 20 – 24 June, 2016, F-4
39. L. V. Kozhara, V. A. Damaschin, S. Tarapov “Anisotropic properties of wire medium formed by various conductors” in 3d International Workshop on THz Radiation: Basic Research & Applications, 2011, pp.. (014)1-3.

40. L. Kozhara, E. Ostrizhnoy "Polarization and focusing properties of wire media lens in the millimeter waveband", XI Kharkiv Young Scientist Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics, 2011
41. Ивженко Л. И., Одаренко Е. Н., Тарапов С. И. Магнитоуправляемые проволочные среды в миллиметровом диапазоне длин волн // Радиотехника. 2015. Вып. 183, С. 127-131.
42. Bose J.C. On the rotation of plane of polarization of electric waves by a twisted structure // Proc. R. Soc. Lond. 1898. - V. 63. - P. 146 - 152.
43. Неганов В.А., Осипов О.В. Отражающие, волноведущие и излучающие структуры с киральными элементами. М.: Радио и связь, 2006. - 280 с.
44. Lindell I. V., Sihvola A. I., Kurkijarvi J. E. Karl F. Lindman: the last Hertzian and Harbinger of electromagnetic chirality // IEEE Antennas Propag. Mag. 1992. V. 34, N 3. P. 24-30.
45. Капцов Н.А. Дифракция волн Герца в пространственной решетке // Annalen d. Phys. Bd. 1922. V. 69, P. 112-124.
46. Капцов Н.А. О дифракции электромагнитных волн в пространственной решетке. // труды 3-го съезда Российской ассоциации физиков в Нижнем Новгороде. Н. Новгород. Из-во. Нижегородской радиолaborатории., 1923.
47. Мандельштам Л. И. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике // Под ред. М. Рытова. М.: Наука, 1972.- С. 437.
48. KockW.E. Metallic delay lenses // Bell Sys. Tech. I. 1948. V. 27, P. 58 -82.
49. Щелкунов С.А., Фриис Г. Антенны: теория и практика (Пер. с англ.) / Под ред. Л.Д. Бахраха. М.: Сов.радио, 1955. - 604 с.
50. Микаэлян Л. А. Методы расчета диэлектрической и магнитной проницаемости искусственных сред//Радиотехника. 1955. Т. 10, № 1. С. 23-36.
51. Сивухин Д. В. Об энергии электромагнитного поля в диспергирующих средах // Оптика и спектроскопия. 1957. Т. 3, № 4. С. 308–312.
52. Силин Р.А. Периодические волноводы. М.: ФАЗИС, 2002. - 438 с.

53. Силин Р.А. Необычные законы преломления и отражения. М.: ФАЗИС, 1999. - 80 с.
54. Силин Р. А. Волноводные свойства двумерно периодических замедляющих систем // Вопросы радиоэлектроники. Сер. 1. Электроника. 1959. С. 11–33.
55. Веселаго В. Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ // Успехи физических наук. 1967. Т. 92, № 7. С. 517–526.
56. Yablonovich E. Photonic band structures: the face-centered-cubic case employing nonspherical atoms // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 67, No. 17. P. 2295–2298
57. 3-dimensional photonic band structure / E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, K. M. Leung, [et al.] // Optical and Quantum Electronics. 1992. V. 24, N 2. P. 273-283.
58. Joannopoulos J. D., Villeneuve P. R., Fan S. Photonic crystals: Putting a newtwist on light // Nature. 1997. V. 386. P. 143–149.
59. Joannopoulos J. D. Photonics: Minding the gap // Nature. 1995. V. 375, N 6529. P. 278.
60. Low frequency plasmons in thin-wire structures / J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, W. J. Stewart // J. Phys.: Condens. Matter. 1998. V. 10, N 22. P. 4785-4809.
61. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures / J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, I. I. Youngs // Phys Rev Lett. 1996. V. 76, N 25. P. 4773-4776
62. Lewin L. The Electrical Constants of a Material Loaded with Spherical Particles // Proc. Inst. Electr. Eng. (Part 3). 1947. V. 94, N 27. P. 65-68.
63. Kock W. E. Metal-Lens Antennas // Proceedings of the IRE. 1946. V. 34, N 11. P. 828-836.

64. Электродинамическая теория композитных сред: монография / В. Б. Казанский, В. Р. Туз, В. В. Хардинов. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2015. – 220 с.
65. Ramakrishna S. A. Physics of negative refractive index materials // Reports on Progress in Physics. 2005. V. 68, N 2. P. 449.
66. Kittel C. Introduction to Solid State Physics, 5th ed. – New York: Wiley, 1976. – 599 p.
67. Анималу А. Квантовая теория кристаллических твердых тел. – М.: Мир, 1981. – 574 с.
68. Walser R. M., Valanju A. P., Valanju P. M. Comment on “Extremely Low Frequency Plasmons in Metallic Mesostructures” // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87, N 11. P. 119701-4.
69. Electrodynamics of metamaterials / A. K Sarychev, V. M Shalaev. – Singapore: World Scientific, 2007. – 352 p.
70. Maslovski S. I., Tretyakov S. A., Belov P. A. Wire media with negative effective permittivity: a quasi-static model // Microw. Opt. Tech. Lett. 2002. V. 35, N 1. P. 47-51.
71. Belov P. A., Tretyakov S. A., Viitanen A. J. Dispersion and Reflection Properties of Artificial Media Formed By Regular Lattices of Ideally Conducting Wires // Journal of electromagnetic waves and applications. 2002. V. 16, N 8. P. 1153-1170.
72. Электродинамические свойства структуры, образованной регулярной решёткой проводящих цилиндров / Л. Н. Бутько, А. П. Анзулевич, Д. С. Лихарев, С. Г. Моисеев // Вестник Челябинского государственного университета. 2013., № 9. С. 11-17.
73. Silveirinha M. G. Nonlocal homogenization model for a periodic array of epsilon-negative rods // Phys. Rev. E. 2006. V. 73, P. 046612-10.

74. Sarychev A. K., Mcphedran R. C., Shalaev V. M. Electrodynamics of metal-dielectric composites and electromagnetic crystals // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 62, N 12. P. 8531-8539.
75. Negative refractive index in optics of metal-dielectric composites / A. V. Kildishev, C. Wenshan, U. K. Chettiar, [et al.] // *J. Opt. Soc. Am. B.*, 2006. V. 23, N 3. P. 423-433.
76. Permittivity Treatment for the 2D-FDTD Simulation of Photonic Crystals / T. Jalali, K. Rauscher, A. Mohammadi, [et al.] // *J. Comput. Theor. Nanosci.* 2007. V. 4, N 3. P. 644-648.
77. Zhaolin L., Prather D. W. Calculation of effective permittivity, permeability, and surface impedance of negative-refraction photonic crystals // *Opt. Express.* 2007. V. 15, N 13. P. 8340-8345.
78. Sarychev A. K., Shalaev V. M. Electromagnetic field fluctuations and optical nonlinearities in metal-dielectric composites // *Physics Reports.* 2000. V. 335, N 6. P. 275-371.
79. Нестеренко Д. В., Котляр В. В. Рассеяние света на диэлектрическом цилиндре, включающем двумерную решетку металлических нанострежней // *Компьютерная оптика.* 2008. Т. 32, № 1. С. 23-28.
80. Kuzmiak V. V., Maradudin A. A., Pincemin F. Photonic band structures of two-dimensional systems containing metallic components // *Phys. Rev. B.* 1994. V. 50, N 23. P. 16835-16844.
81. Strong spatial dispersion in wire media in the very large wavelength limit / P. A. Belov, R. Marquers, S. I. Maslovski, [et al.] // *Phys. Rev B.* 2003. V. 67, P. 113103-4.
82. Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W. / M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, [et al.] // *Applied Optics.* 1985. V. 24, N 24. P. 4493-4499.
83. Johnson P. B., Christy R. W. Optical Constants of Noble Metals // *Phys. Rev. B.* 1972. V. 6, N 12. P. 4370-4379.

84. Белов П. А., Орлов А. А., Косульников С. Ю. Передача изображения со сверхразрешением. Саарбрюккен, Германия: LAP Lambert Academic Publishing, 2012. – 172 с.
85. Cao Q. Jahns J. Azimuthally polarized surface plasmons as effective terahertz waveguides // Optics Express. 2005. V. 13, N 2. P. 511-518.
86. Guiding of a one-dimensional optical beam with nanometer diameter / J. Takahara, S. Yamagishi, H. Taki, [et al.] // Optics Express. 1997. V. 22, N 7. P. 475-477.
87. Ono A., Kato J., Kawata S. Subwavelength Optical Imaging through a Metallic Nanorod Array // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95, P. 267407-4.
88. M.V. Kostin, V.V. Shevchenko. Artificial magnetics based on double circular elements/Proc. of Bianisotropics'94. – Perigueux. France, May 18– 20, 1994, p. 49–56
89. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena / J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, W. J. Stewart // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 1999. V. 47, N 11. P. 2075-2084.
90. Microstructured magnetic materials for RF flux guides in magnetic resonance imaging / M. C. Wiltshire, J. B. Pendry, I. R. Young, [et al.] // Science. 2001. V. 291, P. 849-851.
91. Борн М., Вольф Э. Основы оптики: учеб. – М.:Наука, 1973. – 720 с.
92. Поверхностные состояния в фотонных кристаллах / А. П. Виноградов, А. В. Дорофеев, А. М. Мерзликин [и др.]// УФН. – 2010. – Т. 180, № 3. – С. 249-263.
93. Tarapov S. I., Belozorov D. P. Microwaves in Dispersive Magnetic Composite Media (Review Article) // Low Temperature Physics. 2012. V. 38, N 7. P. 603-625.
94. All-angle negative refraction without negative effective index / C. Luo, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, J. B. Pendry // Phys. Rev. B. . 2002. V. 65, P. 201104-4.

95. Russell P. S., Birks T. A. Bloch wave optics in photonic crystals: Physics and applications. Southampton, United Kingdom: Kluwer Academic Publishers, 1996. 71-92 p.
96. Quadrupolar ordering and magnetic properties of tetragonal TmAu_2 / M. Kosaka, H. Onodera, K. Ohoyama, [et al.] // Phys. Rev.B. 1998. V. 58, N 10. P. 6339-6345.
97. Baba T., Matsumoto T. Resolution of photonic crystal superprism // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81, N 13. P. 2325-2327.
98. Merzlikin A. M., Vinogradov A. P. Superprism effect in 1D photonic crystal // Optics Communications. 2006. V. 259, N 2. P. 700-703.
99. John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58, N 23. P. 2486-2489.
100. Berry M. V., Popescu S. Evolution of quantum super oscillations and optical super resolution without evanescent waves // J. Phys. A Mat. Gen. 2006. V. 39, N 22. P. 700-703.
101. Evolution of quantum super oscillations and optical super resolution without evanescent waves / S. Y. Polevoy, S. L. Prosvirnin, S. I. Tarapov, V. R. Tuz // Eur. Phys. J. Appl. Phys. 2013. V. 61, N 3. P. 30501-7.
102. Analytical antenna model for chiral scatterers: comparison with numerical and experimental data / S. A. Tretyakov, F. Mariotte, C. R. Simovski, [et al.] // IEEE Trans. Antennas Propag. 1996. V. 44, N 7. P. 1006-1014.
103. Костин М. В. К теории киральной среды, на основе сферических спирально проводящих частиц / М. В. Костин, В. В. Шевченко // Радиотехника и электроника. – 1998. – Т. 43, № 8. – С. 921–926.
104. Каценеленбаум Б. З. Киральные электродинамические объекты / Б. З. Каценеленбаум, Е. Н. Коршунова, Сивов А. Н., Шатров А. Д. // Успехи физических наук. – 1997. – Т. 167, № 11. – С. 1201–1212.
105. Sharp trapped-mode resonances in planar metamaterials with a broken structural symmetry / V. A. Fedotov, M. Rose, S. L. Prosvirnin, [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99, P. 147401-4.

106. Metamaterial analog of electromagnetically induced transparency / N. Papasimakis, V. A. Fedotov, N. I. Zheludev, S. L. Prosvirnin // *Phys Rev Lett*. 2008. V. 101, N 25. P. 253903-4.
107. Lasing spaser / N. I. Zheludev, S. L. Prosvirnin, N. Papasimakis, V. A. Fedotov // *Nature Photonics*. 2008. V. 2, P. 351-354.
108. S. L. Prosvirnin, S. Zouhdi, Resonances of closed modes in thin arrays of complex particles, *Advances in Electromagnetics of Complex Media and Metamaterials*, S. Zouhdi et al. (eds.), Kluwer Acad. Publ., 2003, pp. 281-290.
109. Yu N., Capasso F. Flat optics with designer metasurfaces // *Nature Materials*. 2014. V. 13, N 25. P. 139-150.
110. Kildishev A. V., Boltasseva A., Shalaev V. M. Planar Photonics with Metasurfaces // *Nature Materials*. 2013. V. 339, N 6125. P. 1232009-6.
111. Aberration-Free Ultrathin Flat Lenses and Axicons at Telecom Wavelengths Based on Plasmonic Metasurfaces / F. Aieta, P. Genevet, M. A. Kats, [et al.] // *Nano Letters*. 2012. V. 12, N 9. P. 4932-4936.
112. Ultra-thin plasmonic optical vortex plate based on phase discontinuities / P. Genevet, N. Yu, F. Aieta, [et al.] // *Appl. Phys. Lett*. 2012. V. 100, P. 013101-3.
113. Plasmonic deflector / T. Xu, C. Wang, C. Du, X. Luo // *Opt. Express*. 2008. V. 16, N 7. P. 4753-9.
114. Pendry J. B. Negative Refraction Makes a Perfect Lens // *Phys. Rev. Lett*. 2000. V. 85, N 18. P. 3966-9.
115. Podolskiy V. A., Narimanov E. E. Near Sighted superlens // *Optics Letters*. 2005. V. 30, N 1. P. 75-77.
116. Smith D. R., Pendry J. B., Wiltshire M. C. K. Metamaterials and negative refractive index // *Science*. 2004. V. 305, N 5685. P. 788-792.
117. Shelby R. A., Smith D. R., Schultz S. Experimental Verification of a Negative Index of Refraction // *Science*. 2001. V. 292, N 5514. P. 77-79.
118. Melville D., Blaikie R. Super-resolution imaging through a planar silver layer // *Opt Express*. 2005. V. 13, N 6. P. 2127-34.

119. Sub-Diffraction-Limited Optical Imaging with a Silver Superlens / N. Fang, H. Lee, C. Sun, X. Zhang // Science . 2005. V. 308, N 5721. P. 534-537.
120. Joannopoulos J., Mead R., Winn J. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. Princeton: Princeton University Press, 1995.
121. Sakoda K. Optical properties of Photonic Crystals. Berlin: Springer-Verlag, 2005
122. Notomi M. Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap // Phys. Rev. B. 2000. V. 621, N 16. P. 10696-10705.
123. Luo C., Johnson S. G., Joannopoulos J. D. All-angle negative refraction in three-dimensionally periodic photonic crystal // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 81, N 13. P. 12352-2354.
124. Zhang X. Absolute negative refraction and imaging of unpolarized electromagnetic waves by two-dimensional photonic crystals // Phys. Rev. B. 2004 V.70. P.205102.
125. Photonic crystals: Imaging by flat lens using negative refraction / P. V. Parimi, W. T. Lu, P. Vodo, S. Sridhar // Nature. 2003. V. 426, P. 404.
126. Negative refraction at infrared wavelengths in a two-dimensional photonic crystal / A. Berrier, M. Mulot, M. Swillo, [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93, N 7. P. 073902-4.
127. Subwavelength imaging in photonic crystals / C. Luo, S. Johnson, J. D. Joannopoulos, J. B. Pendry // Phys. Rev. B. 2003. V. 68, N 4. P. 045115-15.
128. Directed diffraction without negative refraction / H.-T. Chien, H.-T. Tang, C.-H. Kuo, [et al.] // Phys. Rev. B. 2004. V. 70, N 11. P. 113101-4.
129. Li Z.-Y., Lin L.-L. Evaluation of lensing in photonic crystal slabs exhibiting negative refraction // Phys. Rev. B. 2003. V. 68, N 24. P. 245110-7.
130. Cuo C.-H., Ye Z. Optical transmission of photonic crystal structures formed by dielectric cylinders: evidence for non-negative refraction // Phys. Rev. E. 2004. V. 70, N 5. P. 056608-4.

131. Experimental demonstration of subwavelength field channeling at microwave frequencies using a capacitively loaded wire medium / P. Ikonen, P. Belov, C. Simovski, S. Maslovski // *Phys. Rev. B*. 2006. V. 73, P. 073102.
132. Belov P. A., Hao Y., Sunil S. Subwavelength microwave imaging using an array of parallel conducting wires as a lens // *Phys. Rev. B*. 2006. V. 73, N 3. P. 033108-4.
133. Belov P. A., Hao Y. Subwavelength imaging at optical frequencies using a transmission device formed by a periodic layered metal-dielectric structure operating in the canalization regime // *Phys. Rev. B*. 2006. V. 73, N 11. P. 113110.
134. Mechanically tunable terahertz metamaterials / J. Li, C. M. Shah, W. Withayachumnankul, [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 102, N 12. P. 121101-4.
135. Reconfigurable and Tunable Metamaterials: A Review of the Theory and Applications / J. P. Turpin, J. A. Bossard, K. L. Morgan, [et al.] // *International Journal of Antennas and Propagation*. 2014. V. 11, P. 1-18.
136. Валитов Р.А. Радиотехнические измерения. / Р.А. Валитов, В.Н. Сретенский. -М.: Сов. Радио, 1970. с. 712.
137. Вайнштейн Л.А. // *Электроника больших мощностей*. М.:Наука, 1965. Вып.4.С. 157-172
138. Ципенюк Ю.М. // *Электроника больших мощностей*.М.:Наука, 1965. Вып.4.с.173-177.
139. A method for measuring the field distribution in an open resonator / R. A. Valitov, S. F. Dyubko, V. V. Kamyshan, V. P. Sheiko // *J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R)*. 1965. V. 20, N 4. P. 791-1077.
140. Обоснование методики экспериментального исследования свойств дифракционных решеток / Д. Д. Иванченко, Н. Н. Колчигин, Л. Н. Литвиненко, [и др.] // *Изв.вузов - Радиофизика*. 1979. Т. 22, № 9. С. 109-1116.

141. Magnification of subwavelength field distributions using a tapered array of metallic wires with planar interfaces and an embedded dielectric phase compensator / Y. Zhao, G. Palikaras, P. Belov, [et al.] // *New Journal of Physics*,. 2010. V. 12, P. 103045-11.
142. A. F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, P. Bermel, J. Joannopoulos, and S. G. Johnson, "[MEEP: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method](#)," *Computer Physics Communications*, Vol. 181, 687–702, 2010.
143. Ивженко Л. И., Юдина Д. И., Тарапов С. И. Дефектные моды в анизотропном проволочном метаматериале микроволнового диапазона // *Радиофизика и электроника*. 2017. Т. 8, № 22. С. 11-16.
144. Басс Ф.Г. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками / Ф.Г. Басс , А.А. Булгаков , А.П. Тетервов – М.: Наука, гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. – 288 с.
145. Поверхностные электромагнитные состояния в структуре фотонный кристалл-феррит-плазмподобная среда / Ю. О. Аверков, С. И. Тарапов, А. А. Харченко, В. М. Яковенко // *Физика низких температур*. 2014. Т. 40, № 7. С. 856-863.
146. Дэвисон С., Левин Дж. Поверхностные (таммовские) состояния. М.: Мир; 1973. 232 с.
147. Sievenpiper D. F., Sickmiller M. E., Yablonovitch E. 3D Wire Mesh Photonic Crystals // *Phys. Rev. Lett.*. 1996. V. 76, N 14. P. 2480-2483.
148. Kuzmiak V. V., Maradudin A. A., Pincemin F. Photonic band structures of two-dimensional systems containing metallic components // *Phys. Rev. B*. 1994. V. 50, N 23. P. 16835-16844.
149. Kuzmiak V. V., Maradudin A. A., Pincemin F. Nonlocal electrodynamics of two-dimensional wire mesh photonic crystals // *Phys. Rev. B*. 2002. V. 65, N 4. P. 045110-8.

150. Нестеренко Д. В., Котляр В. В. Рассеяние света на диэлектрическом цилиндре, включающем двумерную решетку металлических нанострежней // Компьютерная оптика. 2008. Т. 32, № 1. С. 23-28.
151. Тамм И. Е. О возможности связанных состояний электронов на поверхности кристалла // Журн. exper. и теор. физики. 1933. Т. 3, С. 34-43.
152. Бровенко А. В., Мележик П. Н., Поединчук А. Е. Спектральные задачи в теории дифракции волн на слоисто-неоднородных средах // Радиофизика и электроника. 2013. Т. 4, № 18. С. 6-14.
153. Аверков Ю. О. Влияние дефектного слоя на границе фотонного кристалла и плазмоподобной среды на свойства поверхностных электромагнитных состояний // Доповіді Національної академії наук України. 2012., № 9. С. 66-71.
154. Kharchenko A. A., Tarapov S. I. Defect Mode Formation in the Spectrum of a Spatially Bounded Photonic Finite-Size Crystal // Telecommunications and Radio Engineering. 2014. V. 73, N 6. P. 547-553.
155. Sharp Trapped-Mode Resonances in Planar Metamaterials with a Broken Structural Symmetry / V. A. Fedotov, M. Rose, S. L. Prosvirnin, [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99, P. 147401-4.
156. Periodicity Matters: Grating or lattice resonances in the scattering by sparse arrays of subwavelength strips and wires / V. O. Byelobrov, T. L. Zinenko, K. Kobayashi, A. I. Nosich // IEEE Antennas and Propagation Magazine. 2015. V. 7, N 6. P. 34-45.
157. V.V. Yachin, K. Watanabe, and K. Yasumoto, In Advanced Techniques for Microwave Systems. Transmission Lines and Periodic Structures, edited by G. Schettini, (Research Signpost Publ., 2011), pp.85–102
158. B. A. Munk, Frequency Selective Surfaces: theory and design (John Wiley & Sons, 2000).

159. Yachin V., Yasumoto K. Method of integral functionals for electromagnetic wave scattering from a double-periodic magnetodielectric layer // J. Opt. Soc. Am. A. 2007. V. 24, N 11. P. 3606-3618.

ДОДАТОК А

Список публікацій за темою дисертації:

1. Technique for analysis of the spatial field distribution in tapered wire medium / L. I. Kozhara, S. Y. Polevoy, I. V. Popov // Solid State Phenomena. – 2014. – V. 214. – P. 75-82.
2. Передача субволнового изображения проволочной линзой с фазовой компенсацией в миллиметровом диапазоне длин волн /Л. И. Кожара, С. Ю. Полевой, Д. С. Филонов // Радиотехника. – 2014. – Т. 176. – С. 205-209.
3. Магнитоуправляемые проволочные среды в миллиметровом диапазоне длин волн / Л. И. Ивженко, Е. Н. Одаренко, С. И. Тарапов // Радиотехника. – 2015. – Т. 183. – С. 127-131.
4. Mechanically tunable wire medium metamaterial in the millimeter wave band / L. Ivzhenko, E. Odarenko, S. Tarapov // Progress of Electromagnetic Research – 2016. – V. 64. – P. 93-98.
5. Resonant response in mechanically tunable metasurface based on crossed metallic gratings with controllable crossing angle / V. Yachin, L. Ivzhenko, S. Polevoy, S. Tarapov // Applied Physics Letters – 2016. – V. 109, Issue 22. – P 221905 (4pp).
6. L. I. Kozhara, S. Y. Polevoy Technique for measuring the spatial field distribution in tapered wire medium, Proceedings of the International Symposium on Electrodinamic and Mechatronic Systems, (SELM 2013), May 15-18, 2013. Katowice, Poland. – pp.67-68.
7. L. I. Kozhara, S. Yu. Polevoy, I.V. Popov, S. V. Nedukh. Spatial distribution of the electromagnetic field in the vicinity of tapered wire medium metamaterial, Proceedings of the VIII International Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves, (MSMW'13), June 23-28, 2013, WT-14, Kharkiv, Ukraine.

8. L. Kozhara, E. Ostrizhnoy Focusing properties of tapered wire medium formed by copper conductors, Proceedings of 3rd International Conference of Young Scientists “Low Temperature Physics”, (ICYS–LTP–2012), May 14-18, 2012, Kharkiv, Ukraine, 2012. – P. 110

9. L. Kozhara, V. A. Damaschin, S. Tarapov Anisotropic properties of wire medium formed by various conductors, Proceedings of 3d International Workshop on THz Radiation: Basic Research & Applications, (TERA 2011), September 4 -8, 2011, Kharkiv, Ukraine, 2011. – P. 014 (3pp).

10. L. Kozhara, E. Ostrizhnoy Polarization and focusing properties of wire media lens in the millimeter waveband, Proceedings of XI Kharkiv Young Scientist Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics, (YSC 2011), November 29 – December 1, 2011, Kharkiv, Ukraine, 2011

11. L. Ivzhenko The Spatial Anisotropy of the Wire Metamaterials in the Millimeter Waveband, Proceedings of the International Young Scientists Forum on Applied Physics, (YSF 2015), September 29 – October 2, 2015, Dnipro, Ukraine.

12. Л.И. Ивженко, Е.Н. Одаренко, С.И. Тарапов Магнитоуправляемые проволочные среды микроволнового диапазона. Сборник научных трудов VIII Международной научной конференции «Функциональная база нанoeлектроники», 28 сентября-02 октября 2015, Харьков, Украина, С. 43-48.

13. L. Ivzhenko Wire Medium as Metamaterial with Tuned Spectral Characteristics, Proceedings of the International Young Scientists Forum on Applied Physics, (YSF 2016), October 10-14, 2016, Kharkiv, Ukraine.

14. L. Ivzhenko, S. Polevoy, S. Tarapov, V. Yachin Crossed Metallic Gratings as Metasurface with Tuned Crossing Angle, Proceedings of XI International Symposium on physics and engineering of microwaves, millimeter and submillimeter waves, (MSMW'2016), June 20 – 24, 2016, Kharkiv, Ukraine.

15. Дефектные моды в анизотропном проволочном метаматеріалі микроволнового діапазона / Л. И. Ивженко, Д. И. Юдина, С. И. Тарапов // Радиофизика и электроника. Харьков. – 2017. – Т. 22., № 2. – С. 11-16.