

РАДІОАСТРОНОМІЧНИЙ ІНСТИТУТ
НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ В. Н. КАРАЗІНА
МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

ФЕСЕНКО ВОЛОДИМИР ІВАНОВИЧ

УДК 537.86

ДИСЕРТАЦІЯ

**«ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ХВИЛІ У БАГАТОКОМПОНЕНТНИХ ШТУЧНИХ
КОМПОЗИТНИХ МАТЕРІАЛАХ»**

Спеціальність 01.04.03 – Радіофізика
(Фізико-математичні науки)

Подається на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук
Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і
текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

_____ В. І. Фесенко

Науковий консультант: Ваврів Дмитро Михайлович, доктор фізико-математичних
наук, професор

Харків – 2020

АНОТАЦІЯ

Фесенко В. І. Електромагнітні хвилі у багатокомпонентних штучних композитних матеріалах. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.03 – Радіофізика (Фізико-математичні науки). – Радіоастрономічний інститут НАН України; Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, Харків, 2020.

Дисертаційна робота представлена в межах актуального напрямку сучасної радіофізики, який стосується синтезу штучних композитних матеріалів і теоретичного й експериментального дослідження їх електродинамічних властивостей. Матеріали, що досліджуються, містять оптично-активні включення та можуть функціонувати на однакових фізичних принципах у різних діапазонах частот від НВЧ до оптичного. Метою роботи є розробка й аналіз у межах єдиної уніфікованої теорії низки фізико-математичних моделей взаємодії електромагнітного поля зі штучними композитними середовищами, з урахуванням впливу анізотропії середовища та його просторової неоднорідності на закономірності поширення та розсіяння електромагнітних хвиль, для досягнення найбільш ефективного способу керування їх дисперсійними характеристиками. Автором були розвинуті й узагальнені існуючі методи аналізу штучних середовищ зі складною просторовою композицією, що в поєднанні з підходами сучасної радіофізики та математичної фізики, дозволило виявити низку нових фізичних ефектів і закономірностей поширення та розсіяння електромагнітних хвиль на таких композитних структурах.

Проведено всебічні дослідження електродинамічних властивостей планарних брегівських відбивачів та інтегрально-оптичних хвилеводів у періодичній та аперіодичній конфігурації. Розроблено фізико-математичні моделі та створено ефективні числові алгоритми для дослідження дисперсійних і спектральних характеристик електромагнітних хвиль у таких композитних структурах. Вперше,

запропоновано використовувати самогенеруючі класичну й узагальнену послідовності Колакоскі для формування аперіодичних шаруватих середовищ. Виявлено, що в планарних брегівських хвильоводах з аперіодичним порядком чверть-хвильових шарів у оболонці, частоти відсічки спрямованих мод набувають «синього» зсуву, в порівнянні з хвильоводом з періодичною оболонкою. Вказано, що такий ефект не спостерігається у хвильоводах, в яких оболонку сформовано з шарів, оптичні товщини яких не задовольняють умові Брега. Досліджено вплив аперіодичної конфігурації оболонки хвильоводу на хроматичну дисперсію та вперше виявлено, що довжина хвилі нульової дисперсії зазнає «червоного» зсуву в порівнянні зі стандартним брегівським хвильоводом.

Розроблено загальну теорію та отримано оригінальний розв'язок задачі, щодо визначення дисперсійних характеристик об'ємних і поверхневих поляритонів, які поширюються в штучному середовищі сформованому у вигляді надрешітки ферит-напівпровідник, яка знаходиться під впливом зовнішнього статичного магнітного поля. Розв'язок задачі є універсальним – його отримано в загальному вигляді для довільного напрямку прикладеного зовнішнього статичного магнітного поля по відношенню, як до межі розділу середовищ, так і до напрямку поширення електромагнітної хвилі.

Вперше виявлено, що в двох окремих конфігураціях намагніченості, а саме в полярній геометрії та геометрії Фойгта, спектральні регіони існування поверхневих та об'ємних поляритонів можуть частково, або повністю, перекриватись. Показано, що таке співіснування об'ємних і поверхневих поляритонів у межах одного й того ж самого діапазону частот і хвильових векторів при фіксованому значенні прикладеного зовнішнього статичного магнітного поля може бути отримано шляхом відповідного вибору матеріальних і геометричних параметрів надрешітки. Виявлено ефекти кросингу й антикросингу в дисперсійних кривих як поверхневих, так і об'ємних поляритонів. Отримані ефекти ідентифіковано та досліджено з використанням аналітичної теорії критичних точок Морса. Крім того, в межах

областей взаємодії мод, було визначено силу їх зв'язку між собою та напрямок поширення.

Виявлено, що в надзвичайно анізотропних дрібно-шаруватих середовищах, дисперсійні характеристики об'ємних хвиль демонструють низку аномальних властивостей, зокрема нетипові топологічні переходи ізочастотних поверхонь. У ході досліджень, вперше отримано бігіперболічну та тетра-гіперболічно-подібну форми ізочастотних поверхонь. Вказано на можливість ефективного керування ізочастотними поверхнями об'ємних хвиль, як шляхом зміни уявних частин принципів компонент тензорів ефективних діелектричної та магнітної проникностей (топологічні переходи індуковані втратами), так і шляхом зміни частоти або величини прикладеного до структури зовнішнього статичного магнітного поля (магнітно-індуковані топологічні переходи). Зокрема, вперше продемонстровано, що індуковані втратами топологічні переходи відбуваються в межах частотного діапазону, де реальна частина щонайменше однієї діагональної компоненти тензорів магнітної чи діелектричної проникностей наближається до нуля, в той час як її уявна частина є значною. У той же час, магнітно-індуковані топологічні переходи спостерігаються в спектральному регіоні поблизу частоти феромагнітного резонансу. Вперше продемонстровано, що в межах такого діапазону частот, ізочастотна поверхня незвичайних хвиль має форму конусу, розрізаного на дві або чотири частини (тобто, тетра-гіперболічно-подібна ізочастотна поверхня), які орієнтовані вздовж напрямку прикладеного, до надрешітки, зовнішнього статичного магнітного поля. Вказано, що отримана ізочастотна поверхня зберігає свою гіперболічну форму, навіть при внесенні матеріальних втрат до системи, але при цьому зазнає певних деформацій.

Створено та досліджено фізико-математичні моделі які описують розсіяння електромагнітних хвиль на бігіротропному середовищі скінченої товщини. Вивчено особливості розсіяння плоских монохроматичних хвиль і просторово-обмежених хвильових пучків на такому бігіротропному середовищі в околиці частоти

«гіротропної недійсності». Виявлено, що тривимірний хвильовий гаусів пучок може проходити крізь таке середовище зберігаючи свої параметри (такі як, ширина (діаметр) і форма пучка) незмінними навіть при похилому падінні, за винятком частини енергії поглиненої в матеріалі середовища. Вивчено вплив комбінованої хвилеводної та матеріальної дисперсії на характеристики гібридних режимів круглого металевого хвилеводу, який повністю заповнений поздовжньо намагніченим гіроелектромагнітним середовищем. Виявлено, що дисперсійні властивості такої хвилеводної системи суттєво відрізняються від дисперсійних характеристик звичайних діелектричних, феритових і плазмових хвилеводів. Продемонстровано, що одночасна наявність гіромагнітних і гіроелектричних ефектів у хвилеводній системі, забезпечує додаткові ступені свободи при керуванні дисперсійними характеристиками гібридних мод хвилеводу. Зокрема, виявлено умови для одномодового режиму роботи хвилеводу, з підтримкою ізольованих мод EH_{01} та HE_{11}^- , у різних частотних діапазонах. Такі спектральні регіони знаходяться далеко від характерних частот феромагнітного та плазмового резонансів базових матеріалів, тому в їх межах очікується низький рівень втрат потужності при поширенні хвиль.

Проведено узагальнення наявної теорії та створено оригінальні фізико-математичні моделі для вивчення дисперсійних характеристик комплексних електромагнітних хвиль у напівпровідникових нанонитках з однорідним графеновим покриттям. Розроблено низку ефективних математичних алгоритмів, і з їх використанням, детально досліджено дисперсійні характеристики всього спектру власних мод, які можуть існувати в такій електродинамічній системі та проведено їх детальну класифікацію у відповідності до теорії комплексних хвиль. У рамках даної концепції, вся множина комплексних хвиль, поділяється на дві групи «дійсні» й «уявні», а їх тип може бути віднесено до захоплених поверхневих хвиль (спрямовані моди хвилеводу), швидких і повільних витікаючих хвиль (моди випромінювання) та поверхневих плазмонів. Детальна класифікація всього спектру хвилеводних мод,

була проведена на основі аналізу характеристик фазових сталих, і сталих загасання, отриманих із комплексних коренів дисперсійного рівняння. Отримано дисперсійні залежності аксіально-симетричних TM_{0n} та TE_{0n} мод, а також несиметричних гібридних EH_{1n} та HE_{1n} мод.

Вперше продемонстровано, що області існування поверхневих плазмонів ТМ -поляризації складаються з двох регіонів, де вони виникають у вигляді, спрямованих і реактивних хвиль, відповідно. Вперше коректно визначено умови відсічки для поверхневих плазмонів ТМ поляризації вищого порядку. На базі отриманих результатів з використанням положень теорії Мі та формалізму розсіяння хвиль на системах паралельних циліндрів, досліджено особливості розсіяння лінійно поляризованих плоских хвиль, як на одиночних нанонитках із однорідним графеновим покриттям, так і на кластерах (димерах і тримерах) таких нанониток, у терагерцовому діапазоні частот. Вперше виявлено, що в результаті пониження точкової симетрії тримеру, з'являються додаткові області невидимості в його спектрі розсіяння, що обумовлено гібридизацією плазмонних станів у тримері, при порушенні його симетрії. Для класифікації плазмонних станів кластеру, використано теорію гібридизації плазмонів.

Отримані в дисертаційній роботі результати являються важливими, як для прикладних досліджень спрямованих на створення високоефективних пристроїв фотоніки, мікроелектроніки, оптоелектроніки та плазмоніки, так і для поглиблення фундаментальних знань про особливості взаємодії електромагнітного випромінювання зі штучними композитними середовищами.

Ключові слова: дисперсійні характеристики, гіперболічна дисперсія, ізочастотні поверхні, періодична структура, метаматеріали, напівпровідникова нанонитка, графен, поверхневі хвилі, анізотропія, гіротропія, метод матриць передачі, метод ефективного середовища.

ABSTRACT

Volodymyr I. Fesenko. Electromagnetic waves in multicomponent artificial composite media. – Qualification scientific work is as a manuscript.

Thesis for a Doctoral Degree in Physics and Mathematics: Specialtiy 01.04.03 – Radiophysics. – Institute of Radio Astronomy of the National Academy of Sciences of Ukraine; V. N. Karazin Kharkiv National University Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2020.

The thesis is related to a new field of modern radiophysics, which concerns with the synthesis of artificial composite structures and theoretical and experimental study of their electromagnetic properties. The structures under study are composed of optically active components and can operate on the same physical principles in different frequency ranges from microwave to visible. The aim of the work is to develop and analyze, in the framework of a unified theory, several physical and mathematical models of the electromagnetic field interaction with artificial composite media. In the proposed models, the effects of anisotropy and spatial inhomogeneity on the characteristics of electromagnetic wave propagation in the studied artificial structures are accounted for. The author develop and generalize the existing methods of analysis of artificial structures with complex spatial composition. These methods combined with other approaches of modern radiophysics and mathematical physics allow revealing a number of new physical conditions and effects of propagation and scattering of electromagnetic waves in such composite structures.

A comprehensive analysis of the electromagnetic properties of periodic and aperiodic planar Bragg reflectors and planar Bragg reflection waveguides is carried out. The physical and mathematical models as well as efficient numerical algorithms for studying the dispersion and spectral characteristics of such composite structures are developed. It is proposed for the first time to use the self-generating classical and generalized Kolakoski sequences as a forming principle for aperiodic layered media constructing. A dispersion peculiarities of a Bragg reflection waveguide composed of an

aperiodic arrangement of the cladding layers are revealed in comparison with characteristics of a waveguide with periodic layers. For the aperiodic waveguides, the blue-shift of the cut-off frequency is observed. It is found for the first time that the design of cladding in the form of an aperiodic structure gives rise to changes in the chromatic dispersion, resulting in the shift of zero-dispersion point toward the longer wavelength (dispersion red-shift).

A general theory is developed and an original solution is obtained for the problem related to determining dispersion characteristics of both bulk and surface polaritons propagating through a ferrite-semiconductor superlattice which is influenced by an external static magnetic field. The obtained solution is universal being derived in a general form for an arbitrary direction of the applied external static magnetic field with respect to both the structure interface and the direction of propagation of the electromagnetic wave. The effects of mode crossing and anti-crossing in dispersion characteristics of both bulk and surface polaritons are revealed and explained with an assistance of the concept of Morse critical points from the catastrophe theory. Besides, the type of interacting modes in the vicinity of the corresponding Morse critical point was identified. The effect of coexistence of bulk and surface polaritons in such a superlattice influenced by an external static magnetic field in the both Voigt and polar geometries is revealed for the first time. It is shown that the conditions for total overlapping of dispersion regions of the simultaneous existence of bulk and surface polaritons can be reached, providing a conscious choice for the constitutive parameters and material fractions for both magnetic and semiconductor layers in the superlattice. It is found out that in an extremely anisotropic medium, the dispersion characteristics of extraordinary bulk waves exhibit a number of unusual behaviors, including atypical topological transitions of isofrequency surfaces. The conditions for appearance of bi-hyperbolic and tetra-hyperbolic-like forms of isofrequency surfaces are found out for the first time. The loss-induced and magnetically-induced topological transitions of isofrequency surfaces of bulk waves propagating through such an unbounded biaxial gyrotropic medium are demonstrated. It is shown that the loss-induced

topological transitions appear in the frequency band where the real part of at least one principal component of the anisotropic constitutive parameter (permittivity or permeability tensor) is close to zero, whereas its imaginary part is high. In the frequency range near the frequency of ferromagnetic resonance, the isofrequency surface appears in the form of cones cut into either two or four parts, which are oriented along the direction of an external magnetic field. Such a hyperbolic topology of the isofrequency surfaces of bulk waves survives, even the losses are introduced into the system.

The physical and mathematical models describing the scattering of electromagnetic waves on a layer of bigyrotropic medium are developed and studied. The reflection, transmission, and absorption of plane monochromatic waves and wave packets in the bigyrotropic layer are studied in vicinity of the gyrotropic-nihility frequency. It is found out that under the oblique incidence of the spatial plane monochromatic wave on the studied structure, the level of the transmission/reflection remains unchanged almost down to the glancing angles when the gyrotropic-nihility condition for the medium is satisfied. As a result, at the frequency of the gyrotropic-nihility condition, the Gaussian beam can pass through such a system keeping its parameters unchanged (beam width and shape) except of a portion of the absorbed energy even under the oblique incidence of the primary beam. A detailed study of the influence of the combined geometrical and material dispersion on hybrid modes of a circular waveguide which is completely filled by a longitudinally magnetized gyroelectromagnetic medium is performed. It is revealed that the dispersion features of waves in such a waveguide system differ drastically from those of conventional dielectric, ferrite, or plasma filled waveguides. It is shown that simultaneous presence of gyromagnetic and gyroelectric effects in the waveguide system can provide substantial control of the dispersion characteristics and field distributions of the supported modes. Ability to realize a single-mode operation for either EH_{01} mode or isolated HE_{11}^- mode, in the different frequency bands is demonstrated. Such passbands lay far from the characteristic frequencies of the ferromagnetic and plasma resonances of the underlying materials, therefore, a low level of losses is expected to be in these bands.

The generalization of the existing theory is carried out and original physical and mathematical models are developed for studying the dispersion characteristics of complex electromagnetic waves in semiconductor nanowires with a homogeneous graphene coating. Detailed classification of the waveguide modes is carried out based on a special theory of complex waves, which is based on the analysis of characteristics of the phase and attenuation constants obtained from the complex roots of characteristic equation. With such a treatment, the waves are attributed to the group of either “proper” or “improper” waves, wherein their type is determined as the trapped surface waves, fast and slow leaky waves, and surface plasmons. The dispersion curves of axially symmetric TM_{0n} and TE_{0n} modes, as well as nonsymmetric hybrid EH_{1n} and HE_{1n} modes, were analyzed in detail.

The peculiarities of propagation of the TM modes of surface plasmons are revealed. Two subregions of existence of surface plasmons are found out where they appear as propagating and reactive waves. For the first time, the cutoff conditions for higher-order TM modes of surface plasmons are correctly determined. Based on the obtained results, with the use of the Lorenz–Mie theory and multiple cylinder scattering formalism, scattering characteristics are investigated for both a single nanowire and nanowire clusters (dimer and trimer) illuminated by a linearly polarized plane wave in the terahertz frequency range. The impact of the symmetry lowering in the graphene-coated nanowire trimer on its scattering characteristics is shown. For the first time, in the scattering spectra of the asymmetric trimers, an additional invisibility region is found to exist, where such a region arises due to excitation of a dark mode.

The results obtained in the thesis are important for both theoretical and applied physics with the aim to design highly efficient devices for photonics, microelectronics, optoelectronics, and plasmonics, and for deepening fundamental knowledge about the interaction of electromagnetic waves with artificial composite media.

Key words: dispersion characteristics, hyperbolic dispersion, isofrequency surfaces, periodic structures, metamaterials, semiconductor nanowires, graphene, surface waves, anisotropy, gyrotropy, transfer matrix method, effective medium theory.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації:

публікації у фахових виданнях України:

1. **Фесенко ВІ.** Метаматеріали для ТГц та оптичного діапазонів. Огляд сучасного стану та вибір об'єктів дослідження. Радіотехніка. 2010;162:48–56.
2. **Фесенко ВІ,** Шульга СН. Пассивный преобразователь поляризации ближнего ИК-диапазона на основе мезопористого кремния. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2010;927:43–47.

публікації у зарубіжних спеціалізованих виданнях, що входять до міжнародної наукометричної бази Scopus:

3. Tuz VR, **Fesenko VI.** Magnetically induced topological transitions of hyperbolic dispersion in biaxial gyrotropic media. J. Appl. Phys. 2020;128:013107.
4. Shcherbinin VI, Moskvitina YK, **Fesenko VI,** Tuz VR. Dual-polarized all-angle cloaking of a dielectric nanowire by helical graphene ribbons. Phys. Rev. B. 2019;100(3):035428.
5. **Fesenko VI,** Tuz VR. Lossless and loss-induced topological transitions of isofrequency surfaces in a biaxial gyroelectromagnetic medium. Phys. Rev. B. 2019;99(9):094404.

6. Fedorin IV, **Fesenko VI**, Tuz VR, Khrypunov G, Khrypunova A. Topological transition points in a magnetic-semiconductor periodic structure in an external magnetic field. *Acta. Phys. Pol. A*. 2019;135(4):626–631.
7. Yu P, **Fesenko VI**, Tuz VR. Dispersion features of complex waves in a graphene-coated semiconductor nanowire. *Nanophotonics*. 2018; 7(5):925–934.
8. Shcherbinin VI, **Fesenko VI**, Tuz VR. Low-loss forward and backward surface plasmons in a semiconductor nanowire coated by helical graphene strips. *J. Opt. Soc. Am. B*. 2018;35(8):2066–2074.
9. **Fesenko VI**, Shcherbinin VI, Tuz VR. Multiple invisibility regions induced by symmetry breaking in a trimer of subwavelength graphene-coated nanowires. *J. Opt. Soc. Am. A*. 2018;35(10):1760–1768.
10. Tuz VR, Fedorin IV, **Fesenko VI**. Bi-hyperbolic isofrequency surface in a magnetic-semiconductor superlattice. *Opt. Lett.* 2017;42(21):4561–4564.
11. Tuz VR, **Fesenko VI**, Fedorin IV, Sun HB, Han W. Coexistence of bulk and surface polaritons in a magnetic-semiconductor superlattice influenced by a transverse magnetic field. *J. Appl. Phys.* 2017;121(10):103102.
12. **Fesenko VI**, Tuz VR, Fedorin IV, Sun HB, Shulga VM, Han W. Control of single-mode operation in a circular waveguide filled by a longitudinally magnetized gyroelectromagnetic medium. *J. Electromagn. Waves Appl.* 2017;31(13):1265–1276.
13. Tuz VR, Fedorin IV, **Fesenko VI**, Sun HB, Shulga VM, Han W. Dispersion peculiarities of hybrid modes in a circular waveguide filled by a composite gyroelectromagnetic medium. *J. Electromagn. Waves Appl.* 2017;31(3):350–362.
14. Tuz VR, **Fesenko VI**, Fedorin IV, Sun HB, Shulga VM. Crossing and anti-crossing effects of polaritons in a magnetic-semiconductor superlattice influenced by an external magnetic field. *Superlattices Microstruct.* 2017;103:285–294.

15. **Fesenko VI**, Tuz VR, Shulika OV, Sukhoivanov IA. Dispersion properties of Kolakoski-cladding hollow-core nanophotonic Bragg waveguide. *Nanophotonics*. 2016;5(4):556–564.
16. **Fesenko VI**, Fedorin IV, Tuz VR. Dispersion regions overlapping for bulk and surface polaritons in a magnetic-semiconductor superlattice. *Opt. Lett.* 2016;41(9):2093–2096.
17. **Fesenko VI**, Tuz VR. Dispersion blue-shift in an aperiodic Bragg reflection waveguide. *Opt. Comm.* 2016;365:225–230.
18. **Fesenko VI**. Omnidirectional reflection from generalized Kolakoski multilayers. *Prog. Electromagn. Res. M.* 2015;41:33–41.
19. **Fesenko VI**. Aperiodic birefringent photonic structures based on Kolakoski sequence. *Waves Random. Complex. Media*. 2014;24(2):174–190.
20. Iakushev SO, Shulika OV, Sukhoivanov IA, **Fesenko VI**, Andrés MV, Sayinc H. Formation of ultrashort triangular pulses in optical fibers. *Opt. Express*. 2014;22(23):29119–29134.
21. **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA, Shulga SN. Photonic crystals and microresonators based on the anisotropic mesoporous silicon. *Telecomm. Radio. Eng.* 2011;70(4):367–376.

публікації у розділах книг зарубіжних видавництв:

22. Tuz VR, Fedorin IV, **Fesenko VI**. Modal phenomena of surface and bulk polaritons in magnetic-semiconductor superlattices. In Ebrahimi F, editor. *Surface Waves; New Trends and Developments*. Rijeka: IntechOpen; 2018. p. 99–125.
23. Tuz VR, **Fesenko VI**. Gaussian beam tunneling through a gyrotropic-nihility finely-stratified structure. In: Shulika O, Sukhoivanov I, editors. *Contemporary*

optoelectronics; Materials, Metamaterials and Applications. Springer Series in Optical Sciences, vol 199. Dordrecht: Springer; 2016. p. 99–113. (Scopus).

24. **Fesenko VI**, Tuz VR, Sukhoivanov IA Terahertz aperiodic multilayered structure arranged according to the Kolakoski sequence. In: Pereira MF, Shulika O, editors. Terahertz and Mid Infrared Radiation: Detection of Explosives and CBRN (Using Terahertz). NATO Science for Peace and Security Series B: Physics and Biophysics. Dordrecht: Springer; 2014. p. 25–32.
25. **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA, Shul'ga SN, Andrade Lucio JA. Propagation of electromagnetic waves in anisotropic photonic structures. In: Passaro V, editor. Advances in Photonic Crystals. Rijeka: IntechOpen; 2013. p. 79–105.

патент України

26. Якушев С, Шуліка О, **Фесенко В**, Сухоіванов І, винахідники; Харківський національний університет радіоелектроніки, правонаступник. Оптичне мікроструктуроване волокно з нормальною дисперсією в ближньому інфрачервоному та видимому діапазонах. Патент України UA 109953 C2. 2015 26 жовтня.

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

27. Fedorin IV, **Fesenko VI**, Tuz VR. Extreme states and anomalous dispersion of surface waves in composite gyroelectromagnetic materials. In: Proceedings of 2017 47th European Microwave Conference (EuMC); 2017; Nuremberg. Nuremberg, Germany: IEEE; 2017. p. 735–738.

28. Fedorin IV, Tuz VR, **Fesenko VI**. Adaptive control of hybrid modes in a longitudinally magnetized gyroelectromagnetic circular waveguide. In: Proceedings of 2017 XI International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT); 2017; Kyiv. Kyiv, Ukraine: IEEE; 2017. p. 318–320.
29. Tuz VR, **Fesenko VI**, Fedorin IV. Extraordinary dispersion features of polaritons in a magnetic superlattice. In: Proceedings of 2016 IEEE 7th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL); 2016; Odesa. Odesa, Ukraine: IEEE; 2016. p. 134–136.
30. **Fesenko VI**, Tuz VR. Gyrotropic-nihility state in magnetic superlattices. In: Proceedings of 2016 IEEE International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET); 2016; Lviv. Lviv, Ukraine: IEEE; 2016. p. 330–333.
31. Fedorin IV, **Fesenko VI**, Tuz VR (2016). Anomalous dispersion of polaritons in a magnetic-semiconductor superlattice. In: Proceedings of 2016 IEEE International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET); 2016; Lviv. Lviv, Ukraine: IEEE; 2016. p. 149–152.
32. Fedorin IV, **Fesenko VI**, Tuz VR. Dispersion relations for bulk and surface polaritons in a magnetic-semiconductor superlattice. In: Proceedings of 2016 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW); 2016; Kharkiv. Kharkiv, Ukraine: IEEE; 2016. p. 1–4.
33. **Fesenko VI**, Tuz VR, Garcia PP, Sukhoivanov IA, Shulika OV. One-dimensional aperiodic OmniGuide structure. In: Proceedings of 2014 VII International Workshop: Séptima Reunión Universitaria de Fotónica y Óptica; 2014; Guanajuato. Guanajuato, Mexico: Guanajuato University; 2014. p. 1.

34. Iakushev SO, **Fesenko VI**, Shulika OV, Sukhoivanov IA. Triangular pulses in normally dispersive optical fibers. In: Proceedings of 2014 20th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications (MIKON); 2014; Gdansk. Gdansk, Poland: IEEE; 2014. p. 1–3.
35. **Fesenko VI**, Tuz VR, Garcia PP, Sukhoivanov IA. Dispersion properties of a one-dimensional aperiodic OmniGuide structure. In: Yin S, Guo R, editors. Photonic Fiber and Crystal Devices: Advances in Materials and Innovations in Device Applications VIII. Volume 9200; 2014; San Diego. San Diego, USA: International Society for Optics and Photonics; 2014. p. 920017. (Scopus)
36. Tuz VR, **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA. Optical characterization of the aperiodic multilayered anisotropic structure based on Kolakoski sequence. In: Cheben P; Čtyroký J; Molina-Fernandez I, editors. Integrated optics: physics and simulations. Volume. 8781; 2013; Prague. Prague, Czech Republic: International Society for Optics and Photonics; 2013. p. 87811C. (Scopus)
37. Tuz VR, **Fesenko VI**. Gaussian beam tunneling through a gyrotropic-nihility finely stratified structure. In: Proceedings of 2013 International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL); 2013; Sudak. Sudak, Ukraine: IEEE; 2013. p. 260–262.
38. **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA. Polarization conversion in inhomogeneous anisotropic multilayer structures. In: Fiber Laser Applications. Proceedings Lasers, Sources, and Related Photonic Devices; 2012; San Diego. San Diego, USA: Optical Society of America. 2012. p. JTh2A-7.
39. **Fesenko VI**, Sukhoivanov, I.A. Porous silicon based terahertz aperiodic multilayered structure that are arranged according to the Kolakoski sequence. In: Proceedings of 2012 NATO Advanced Research Workshop on Detection of Explosives and CBRN (Using Terahertz); 2012; Izmir. Izmir, Turkey: IEEE; 2012. p. 46–47.

40. **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA. Photonic quasi-periodic multilayered structure for the near-infrared region. In: Proceedings of 2012 International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory; 2012; Kharkiv. Kharkiv, Ukraine: IEEE; 2012. p. 537–540.
41. **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA, Shulga SN, Tsimkalenko PA. Analysis of anisotropic optical waveguides using a three-dimensional finite difference method. In: Proceedings of 2011 International Workshop on Nonlinear Photonics; 2011; Kharkiv; Kharkiv, Ukraine: IEEE; 2011. p. 1–2.
42. Tsimkalenko PA, **Fesenko VI**. Experimental investigation of spectral characteristics of the microcavity based on porous silicon. In: Proceedings of 2011 XI Kharkiv Young Scientist Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics; 2011; Kharkiv. Kharkiv, Ukraine: IEEE; 2011. p. 2.
43. **Fesenko VI**. Passive polarization converter based on the Bragg reflector with multiple defects. In: Proceedings of 2010 10th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling; 2010; Sevastopol. Sevastopol, Ukraine: IEEE; 2010. p. 164.
44. **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA, Shulga SN, Shi H. One-dimensional anisotropic photonic crystals based on anisotropic porous silicon. In: Proceedings of 2008 12th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory; 2008; Odesa. Odesa, Ukraine: IEEE; pp. 2008. p. 457–459.
45. **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA, Shulga SN. Anisotropic photonic crystals and microcavities based on dispersive anisotropic porous silicon. In: Proceedings of 2008 9th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling; 2008; Alushta. Alushta, Ukraine: IEEE; 2008. p. 4–7.
46. **Fesenko VI**, Guryev IV. Numerical modeling of active integrated optical elements on the photonic crystals basis. In: Proceedings of 2007 VII Kharkiv Young Scientist

Conference on “Radiophysics and Electronics”, 2007; Kharkiv. Kharkiv, Ukraine: IEEE; 2007. p. 22.

47. Tkachenko GV, **Fesenko VI**, Guryev IV. Wavelength division multiplexer based on FBG with defect. In: Proceedings of 2005 International Workshop on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling. 2005; Yalta. Yalta, Ukraine: IEEE; 2005. p. 176–179.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	23
ВСТУП.....	24
РОЗДІЛ 1 ОГЛЯД НАУКОВОЇ ЛІТЕРАТУРИ.....	40
РОЗДІЛ 2 ДИСПЕРСІЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ У ПЕРІОДИЧНИХ ТА АПЕРІОДИЧНИХ ПЛАНАРНИХ БРЕГІВСЬКИХ СТРУКТУРАХ.....	67
2.1 Дисперсійне рівняння планарного брегівського хвилеводу з довільною шаруватою оболонкою. Спектральні характеристики оболонки.....	68
2.1.1 Постановка задачі.....	68
2.1.2 Спектральні характеристики шаруватої оболонки. Всеспрямоване відбиття.....	71
2.1.3 Дисперсійне рівняння. Втрати потужності випромінювання в оболонці.....	87
2.2 Керування дисперсійними характеристиками брегівських хвилеводів із аперіодичною шаруватою облонкою.....	92
2.2.1 Порівняння дисперсійних характеристик брегівських хвилеводів із періодичною та аперіодичною оболонками.....	92
2.2.2 Розподіл полів мод. Фактор обмеження моди.....	95
2.2.3 Дисперсійний зсув.....	102
2.2.4 Хроматична дисперсія.....	107
Висновки по Розділу 2.....	112
РОЗДІЛ 3 ДИСПЕРСІЯ ОБ'ЄМНИХ І ПОВЕРХНЕВИХ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ В КОМПОЗИТНИХ МАГНІТНО-НАПІВПРОВІДНИКОВИХ НАДРЕШТКАХ.....	114
3.1 Загальний розв'язок задачі для об'ємних і поверхневих поляритонів.....	114
3.2 Дисперсійні співвідношення для об'ємних і поверхневих	

поляритонів у випадку окремих орієнтацій намагніченості.....	124
3.2.1 Геометрія Фойгта.	126
3.2.2 Полярна геометрія.....	129
3.2.3 Геометрія Фарадея.....	130
3.3 Особливості поширення об'ємних і поверхневих	
поляритонів у гіроелектромагнітній структурі, яка знаходиться	
під дією зовнішнього статичного магнітного поля.....	132
3.3.1 Геометрія Фойгта.....	132
3.3.2 Геометрія Фарадея.....	140
3.3.3 Полярна геометрія.....	147
Висновки по Розділу 3.....	158
РОЗДІЛ 4 МАТЕРІАЛЬНА ТА ХВИЛЕВОДНА ДИСПЕРСІЯ В	
СТРУКТУРАХ, ЗАПОВНЕНИХ КОМПОЗИТНИМ	
ГІРОЕЛЕКТРОМАГНІТНИМ СЕРЕДОВИЩЕМ.....	160
4.1 Ефективні параметри шаруватого середовища ферит-напівпровідник,	
що знаходиться під дією зовнішнього статичного магнітного поля.....	160
4.2 Характеристики дрібно-шаруватої структури ферит-напівпровідник	
в умовах «гіротропної недійсності».....	162
4.2.1 Частота «гіротропної недійсності».....	164
4.2.2 Дисперсійне рівняння електромагнітних хвиль	
у гіроелектромагнітному середовищі.....	166
4.2.3 Спектральні та кутові залежності коефіцієнтів відбиття,	
пропускання та поглинання плоских монохроматичних хвиль	
в умовах «гіротропної недійсності».....	168
4.2.4 Проходження гаусового хвильового пучка крізь	
гіроелектромагнітний шар скінченної товщини в умовах	
«гіротропної недійсності».....	170
4.3 Круглий металевий хвилевод повністю заповнений	

поздовжньо-намагніченою шаруватою магнітно-напівпровідниковою	
структурою.....	176
4.3.1 Постановка задачі та її загальний розв'язок.....	176
4.3.2 Класифікація власних хвиль та діапазони їх існування.	
Особливості дисперсійних характеристик гібридних хвиль.....	178
4.3.3 Керування дисперсійними характеристиками EH_{01} та HE_{11}^- мод.....	188
Висновки по Розділу 4.....	192
РОЗДІЛ 5 ТОПОЛОГІЧНІ ПЕРЕХОДИ ІЗОЧАСТОТНИХ ПОВЕРХОНЬ	
ПОВ'ЯЗАНИХ ІЗ ХВИЛЬОВОЮ ДИСПЕРСІЄЮ В	
ГІРОТРОПНИХ СЕРЕДОВИЩАХ.....	
	194
5.1 Постановка та загальний розв'язок задачі.....	195
5.2 Топологічні переходи ізочастотних поверхонь електромагнітних хвиль	
в необмеженому двовісному бігіротропному середовищі.....	201
5.2.1 Топологічні переходи ізочастотних поверхонь в середовищі	
без втрат.....	201
5.2.2 Топологічні переходи ізочастотних поверхонь, зумовлені	
внутрішніми втратами в об'ємі матеріалу середовища.....	209
5.3 Магнітно-індуковані топологічні переходи ізочастотних поверхонь	
незвичайних хвиль поблизу частоти феромагнітного резонансу.....	220
5.3.1 Середовище без втрат.....	220
5.3.2 Вплив матеріальних втрат.....	227
Висновки по Розділу 5.....	229
РОЗДІЛ 6 ДИСПЕРСІЯ ТА ОСОБЛИВОСТІ РОЗСІЯННЯ	
ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ НА НАПІВПРОВІДНИКОВИХ	
НАНОНИТКАХ З ГРАФЕНОВИМ ПОКРИТТЯМ.....	
	231
6.1 Особливості поширення електромагнітних хвиль у напівпровідниковій	
нанонитці з графеновим покриттям.....	232
6.1.1 Дисперсійні співвідношення.....	232

6.1.2 Загальна класифікація режимів хвилеводу.....	238
6.1.3 Спрямовані моди та моди випромінювання.....	240
6.1.4 Поверхневі плазмони.....	245
6.2 Розсіяння електромагнітних хвиль на кластерах напівпровідникових нанониток з однорідним графеновим покриттям.....	250
6.2.1 Постановка задачі. Формалізм розсіяння.....	250
6.2.2 Нормовані поперечні перетини розсіяння. Регіони невидимості.....	256
6.2.3 Асиметричний тример. Формування додаткових регіонів невидимості в спектрі розсіяння.....	267
Висновки по Розділу 6.....	272
ВИСНОВКИ.....	274
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	279
ДОДАТОК А Аперіодичні та квазіперіодичні послідовності. Класична й узагальнена послідовності Колакоскі.....	315
ДОДАТОК Б Ефективні параметри надрешітки.....	319
ДОДАТОК В Концепція критичних точок Морса. Сила взаємодії мод.....	324
ДОДАТОК Г Дисперсійне рівняння гібридних хвиль у круглому металевому хвилеводі з гіроелектромагнітним заповненням.....	328
ДОДАТОК Д Класифікація комплексних хвиль.....	333
ДОДАТОК Е Список публікацій здобувача за темою дисертації.....	335

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

ММ	метаматеріал;
МП	метаповерхня;
ФК	фотонний кристал;
ФЗЗ	фотонна заборонена зона;
НВЧ	надвисокі частоти;
SP	surface polaritons;
BP	bulk polaritons;
ENZ	ϵ -near-zero;
MNZ	μ -near-zero;
NSCS	normalized scattering cross-section.

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження. Штучні композитні матеріали, до яких, зокрема, відносяться фотонні кристали (ФК) та метаматеріали (ММ), розглядаються останнім часом, як найбільш перспективні середовища для забезпечення ефективного управління просторовими та часовими характеристиками електромагнітного поля. Багатoelementні композитні матеріали, які створюються з використанням металевих, напівпровідникових, діелектричних, графенових і оптично-активних елементів, забезпечують широкі можливості для реалізації штучних ізотропних, анізотропних, магнітоактивних і гіротропних середовищ з керованими властивостями. Асортимент пристроїв, які створені або розробляються з використанням штучних композитних матеріалів надзвичайно широкий і включає практично всі прилади й елементи сучасної електроніки і оптики: фільтри, антени, хвилеводи, генератори, підсилювачі, ключі, дисплеї та інше.

Таким чином, синтез, теоретичне й експериментальне дослідження електродинамічних властивостей штучних багатокомпонентних композитних матеріалів, які можуть функціонувати на однакових фізичних принципах у різних діапазонах частот від мікрохвильового до оптичного, є надзвичайно актуальним напрямком сучасної радіофізики. Становлення та подальший розвиток цього напрямку потребує формування цілісної фізичної картини явищ, які притаманні новому класу композитних структур і розвитку відповідних математичних моделей для їх опису, технологій виготовлення, процедур експериментального дослідження та практичного впровадження. Зокрема, коректне математичне моделювання є вкрай необхідним для пошуку оптимальних конфігурацій таких структур з точки зору створення систем нового покоління. Однією із ключових вимог до новітніх радіофізичних та оптичних систем є забезпечення можливості їх контролю та гнучкого переналаштування на різні режими роботи. Важливою також є можливість

їх легкої інтеграція до існуючих систем і сумісність зі стандартними технологіями виготовлення.

Незалежно від типу та способу реалізації штучних композитних матеріалів, розв'язок електродинамічної задачі про поширення в них електромагнітних хвиль зводиться до вивчення дисперсійних характеристик. Дисперсійна характеристика є ключовим параметром, що визначає характеристики та особливості використання таких матеріалів. Дисперсія пов'язує властивості електромагнітних хвиль і середовища, яка асоціюється із залежністю фазової швидкості хвилі в середовищі від частоти. Виникнення дисперсії зумовлено впливом геометричних (структурна дисперсія) або матеріальних (матеріальна дисперсія) параметрів середовища на характеристики поширення електромагнітної хвилі. Для деяких застосувань, таких, наприклад, як лінії затримки, бажано мати значну дисперсію в системі. У той же час, для більшості інших застосувань, наявність дисперсії представляє серйозну проблему, наприклад, хроматична дисперсія обмежує ширину смуги пропускання та призводить до значного спотворення форми імпульсів у волоконно-оптичних системах зв'язку. Таким чином, задача контролю та управління дисперсією має також суттєве прикладне значення.

При розробці хвилеводної системи можна отримати бажане значення як матеріальної, так і структурної дисперсії із застосуванням вже існуючих підходів, однак їх використання має свої обмеження та недоліки. Так, наприклад, дисперсійні залежності природних матеріалів визначаються їх молекулярною або атомною структурою і через це їх важко переналаштовувати в широкому спектральному діапазоні. Крім того, існуючі методи контролю структурної дисперсії, зокрема у волоконних та інтегральних оптичних хвилеводах, часто реалізуються в масштабі, що значно перевищує довжину хвилі, і це стає суттєвою завадою для їх високорівневої інтеграції в сучасних системах.

Фотонні кристали та метаматеріали на основі багатоеlementних композитних середовищ забезпечують безпрецедентні можливості для гнучкого контролю

характеристик (і зокрема, дисперсійних) поширення електромагнітних хвиль. ФК є, як правило, періодичними штучними середовищами, діелектрична проникність яких модулюється з періодом порівняним з довжиною електромагнітної хвилі. У свою чергу, ММ є періодичними (або неперіодичними) композитними середовищами, сформованими з використанням субхвильових компонентів (зазвичай резонансних). Дисперсійні характеристики таких штучних середовищ зумовлюються не стільки матеріальними та геометричними параметрами їх структурних елементів (наприклад, шарів, стрижнів, кілець та ін.), але, в більшій мірі, від того, яким чином ці елементи скомпоновано в єдину структуру.

У ФК керування дисперсійними характеристиками електромагнітних хвиль досягається на більш високому рівні складності в порівнянні зі звичайними матеріальними середовищами. Це є можливим завдяки існуванню фотонної забороненої зони (ФЗЗ), спектрального діапазону в межах якого поширення електромагнітних хвиль через ФК не відбувається, та регіонів аномального зростання щільності фотонних станів. Із фізичної точки зору, такі спектральні особливості ФК зумовлені деструктивною інтерференцією хвиль на структурних межах розділу середовищ. ФК знаходять застосування в багатьох пристроях оптичного та НВЧ діапазонів, зокрема вони використовуються для створення суперпризм і компресії коротких частотно-модульованих імпульсів за рахунок значної дисперсії на межі ФЗЗ.

На відміну від ФК, унікальні електродинамічні властивості метаматеріалів визначаються резонансними характеристиками субхвильових включень та їх складною електродинамічною взаємодією, що забезпечує можливість ще більш гнучкого керування дисперсійними та спектральними характеристиками ММ на субхвильовому рівні.

Найбільш цікавим з точки зору практичних застосувань є особливий тип ММ, що вирізняється гіперболічною дисперсією, завдяки можливості поширення в них електромагнітних хвиль з великими значеннями хвильового вектора (так звані, high-

k хвилі). Така особливість призводить до виникнення низки особливих ефектів, серед яких можна, зокрема, відзначити значне посилення спонтанної емісії, високу щільність фотонних станів, можливість керування напрямком поширення хвилі, фотонний ефект Холла, аномальне розсіювання та субхвильове фокусування.

Гнучкість у дизайні ММ та їх специфічні властивості, які не існують у природних матеріалах, призвели до появи нового покоління високоефективних фотонних компонентів і пристроїв. У той же час, незважаючи на значний прогрес, досягнутий в дослідженні електродинамічних характеристик ФК і ММ, залишається низка проблем, які потребують свого вирішення. Зокрема, з урахуванням складної структури, більшість запропонованих на сьогодні оптичних метаматеріалів неможливо реалізувати на практиці в межах існуючих технологічних можливостей. Це призводить до необхідності при розробці метаматеріалів орієнтуватись на композитні середовища з відносно простою структурою, які можуть бути доволі легко реалізовані, що забезпечує ефективну трансформацію теоретичних досліджень у практичну площину. Іншою серйозною проблемою, яка притаманна ММ зі зростанням їх робочої частоти, є високий рівень внесених втрат, які часто на порядок вищі ніж допускається для практичних застосувань, що зокрема зумовлено використанням резонансних металічних елементів у їх конструкції. Це, в свою чергу, потребує адекватного врахування впливу омичних втрат на оптичний відгук ММ. Використання повністю діелектричних структур, які повністю вільні від омичних втрат, є можливою альтернативою для підвищення ефективності ММ, завдяки чому в останні роки повністю діелектричні ММ стали провідною темою наукових досліджень. Однак, у повністю діелектричних ММ також існує певне обмеження, що пов'язано з концентрацією поля всередині діелектричних компонент ММ, тоді як для низки практичних застосувань є важливою концентрація поля ззовні структури поблизу її поверхні. Одним із можливих шляхів до рішення цієї проблеми є вибір відповідних дисперсійних властивостей ММ та створення штучної анізотропії завдяки використанню оптично-активних компонент.

В основі функціонування штучних композитних структур, які призначені для роботи в різних частотних діапазонах, можуть лежати різні фізичні принципи. Крім того, вони мають значні відмінності в своїй конструкції та виготовляються з використанням різних матеріалів. Незважаючи на це, їх дисперсійні характеристики подібні між собою та демонструють деякі специфічні властивості, а саме, наявність областей з аномальною та згладженою дисперсією, ефекти кросингу й анти-кросингу та деякі інші, які є надзвичайно корисними для вирішення задач керування та управління властивостями композитних структур. Результатом нестандартної поведінки дисперсійних кривих є поява низки нетривіальних ефектів, що мають неабияке практичне значення, зокрема: поява зворотних хвиль, зворотний ефект Доплера, значне уповільнення швидкості світла, зворотне випромінювання Черенкова, нетипові особливості в щільності фотонних станів та багато інших.

Знання дисперсійних характеристик штучних середовищ, створених на базі існуючих і перспективних багатoelementних композитних матеріалів, є наріжним каменем для методології керування дисперсією та дозволяє вирішити проблему створення пасивних та активних компонентів із визначеними робочими характеристиками. Таким чином, дослідження поширення електромагнітних хвиль у багатокомпонентних штучних композитних матеріалах у рамках єдиного уніфікованого підходу є актуальною задачею, яка має важливе наукове та практичне значення.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертація виконувалась у рамках досліджень відділу електронних НВЧ приладів Радіоастрономічного інституту Національної академії наук України та кафедри фізичних основ електронної техніки Харківського національного університету радіоелектроніки у відповідності до держбюджетних НДР: «Фізичні основи поширення потужних квазі-параболічних УКІ в оптичних волокнах для систем дистанційного застосування УКІ» (номер держ. реєстрації 0111U002955), «Розробка мікроструктурованих оптичних хвилеводів для реалізації функцій перетворення

ультракоротких лазерних імпульсів у часовій та спектральній областях», (шифр «Імпульс», номер держ. реєстрації 0118U003072).

Мета роботи. *Метою роботи є створення уніфікованої теорії поширення електромагнітних хвиль у багатокомпонентних штучних композитних матеріалах, дослідження закономірностей поширення хвиль з урахуванням анізотропії та просторової неоднорідності таких матеріалів і розробка методів ефективного управління просторовими та часовими характеристиками електромагнітного поля.*

Для досягнення поставленої мети, в дисертації розв'язано наступні *задачі*:

1. З використанням методів скаляризації електромагнітного поля та матриць передачі, отримано аналітичні вирази для розрахунку дисперсійних і спектральних (коефіцієнти проходження, відбиття та поглинання) залежностей електромагнітних хвиль, що поширюються в періодичних та аперіодичних шаруватих середовищах, а також у планарних брегівських структурах, створених на їх основі.
2. У довгохвильовому наближенні з використанням положень теорії ефективного середовища отримано дисперсійні залежності ефективних матеріальних параметрів для надрешітки ферит-напівпровідник, яка знаходиться під дією зовнішнього статичного магнітного поля.
3. З залученням теорії ефективного середовища отримано дисперсійні залежності для об'ємних і поверхневих електромагнітних хвиль, що поширюються в композитних магнітно-напівпровідникових надрешітках, які знаходяться під дією зовнішнього статичного магнітного поля. Виявлені ефекти кросингу та анти-кросингу дисперсійних кривих поверхневих та об'ємних поляритонів досліджено з використанням теорії критичних точок Морса.
4. Отримано та проаналізовано дисперсійні співвідношення для електромагнітних хвиль з правою та лівою круговими поляризаціями, що поширюються в дрібно-шаруватій структурі ферит-напівпровідник, шари якої намагнічено до насичення. Розв'язано задачу розсіяння плоских

монохроматичних хвиль і тримірних гаусових хвильових пучків на такому середовищі та проаналізовано особливості їх поширення в умовах «гіротропної недійсності».

5. Розв'язано задачу по визначенню дисперсійних характеристик електромагнітних хвиль у круглому металевому хвилеводі, який повністю заповнений поздовжньо намагніченим гіроелектромагнітним середовищем. Вивчено вплив комбінованої хвилеводної та матеріальної дисперсії на характеристики гібридних хвилеводних режимів.
6. У загальному вигляді для довільного напрямку прикладеного зовнішнього статичного магнітного поля по відношенню, як до межі розділу середовищ (розглядається надрешітка ферит-напівпровідник), так і до напрямку поширення електромагнітної хвилі, отримано дисперсійне співвідношення для об'ємних хвиль, що поширюються у такому необмеженому двовісному бігіротропному середовищі та досліджено існування топологічних переходів ізочастотних поверхонь для звичайних і незвичайних об'ємних хвиль.
7. Розв'язано задачу по визначенню дисперсійних характеристик комплексних електромагнітних хвиль у напівпровідникових нанонитках з однорідним графеновим покриттям (моношар графену). З використанням теорії комплексних хвиль проведено повну класифікацію отриманих хвилеводних режимів.
8. З використанням положень теорії Мі та формалізму теорії розсіювання хвиль на системах паралельних циліндрів, отримано розв'язок задачі розсіювання електромагнітних хвиль на напівпровідникових нанонитках з однорідним графеновим покриттям і на їх кластерах (димерах і тримерах). З використанням положень теорії гібридизації плазмонів, досліджено вплив точкової групи симетрії тримеру, створеного на базі напівпровідникових нанониток покритих моно-шаром графену, на плазмонні стани в ньому та на результуючий спектр розсіювання.

Об'єкт дослідження – фізичний процес взаємодії електромагнітного поля зі штучними багатокомпонентними композитними структурами.

Предмет дослідження – закономірності поширення та розсіяння електромагнітних хвиль на штучних композиційних середовищах і керування дисперсійними характеристиками електромагнітних хвиль при їх поширенні в таких середовищах.

Методи дослідження. У дисертації для розв'язання поставлених задач були використані аналітичні та числові методи дослідження. Основними із використаних методів є такі:

1. Метод скаляризації електромагнітного поля.
2. Метод матриць передачі та метод диференційних матриць Берремана.
3. Математичні методи лінійних диференційних рівнянь і теорії матричних функцій.
4. Теорія ефективного середовища.
5. Аналітична теорія критичних точок Морса.

Наукова новизна отриманих результатів. У результаті виконання дисертаційної роботи було виявлено низку нових фізичних ефектів і закономірностей поширення та розсіяння електромагнітних хвиль на штучних композитних структурах, які характеризуються просторовою неоднорідністю та оптичною активністю (гіротропні й анізотропні та зокрема екстремально анізотропні середовища). Отримані в дисертації результати вказують на можливість ефективного керування хвилеводною дисперсією в таких штучних композитних середовищах, зокрема з використанням зовнішнього статичного магнітного поля.

Використання відомих методів аналізу та методів розвинутих під час виконання дисертації в поєднанні з підходами сучасної радіофізики та математичної фізики дозволило розв'язати окреслені вище задачі й отримати наступні нові результати:

1. З використанням методів матриць передачі та скаляризації електромагнітного поля розроблено фізико-математичні моделі періодичних та аперіодичних планарних брегівських структур. Створено ефективні числові алгоритми для дослідження дисперсійних та спектральних характеристик електромагнітних хвиль у таких композитних середовищах.

1.1. *Вперше*, для генерації аперіодичних шаруватих середовищ та планарних брегівських хвилеводів на їх базі, запропоновано використовувати самогенеруючі класичну й узагальнену послідовності Колакоскі, що дозволило отримати більш ефективні всіспрямовані відбивачі випромінювання.

1.2. Виявлено, що в брегівських хвилеводах з аперіодичним порядком чверть-хвильових шарів у оболонці, частоти відсічки спрямованих мод зсунуто в область більш високих частот (синій зсув), у порівнянні з хвилеводом з періодичною оболонкою. Досліджено вплив аперіодичної конфігурації оболонки на хроматичну дисперсію та *вперше* виявлено, що довжина хвилі нульової дисперсії зазнає червоного зсуву, в порівнянні зі стандартним брегівським хвилеводом. Отримані результати вказують на можливість проведення більш гнучкої селекції спрямованих мод, що в свою чергу відкриває більш широкі можливості для керування поляризаційно–залежними ефектами.

2. Створено загальну теорію та отримано оригінальний розв’язок задачі, щодо визначення дисперсійних характеристик об’ємних і поверхневих поляритонів, які поширюються в композитному середовищі, сформованому у вигляді надрешітки ферит-напівпровідник, що знаходиться під впливом зовнішнього статичного магнітного поля. Розв’язок задачі отримано в загальному вигляді для довільного напрямку прикладеного зовнішнього статичного магнітного поля по відношенню як до межі розділу середовищ, так і до напрямку поширення електромагнітної хвилі.

- 2.1. Розроблено низку ефективних математичних алгоритмів і детально проаналізовано дисперсійні характеристики хвиль для трьох базових конфігурацій намагніченості шаруватого середовища: полярної, Фарадея та Фойгта. *Вперше* виявлено, що в двох окремих конфігураціях намагніченості, а саме в полярній геометрії та геометрії Фойгта, регіони існування поверхневих та об'ємних поляритонів можуть частково, або повністю, перекриватись. Дано фізичне обґрунтування виявленого ефекту. Показано, що таке співіснування об'ємних і поверхневих поляритонів у межах одного і того ж самого діапазону частот та хвильових векторів при фіксованому значенні прикладеного зовнішнього статичного магнітного поля може бути отримано шляхом відповідного вибору матеріальних і геометричних параметрів надрешітки.
- 2.2. Виявлено ефекти кросингу й антикросингу, які спостерігаються для дисперсійних кривих як поверхневих, так і об'ємних поляритонів, що поширюються в бігіротропному середовищі. Отримані ефекти ідентифіковано та досліджено з використанням аналітичної теорії критичних точок Морса.
- 2.3. Для необмеженого двовісного бігіротропного середовища без матеріальних втрат, *вперше* виявлено існування *бігіперболічної* форми ізочастотної поверхні незвичайних об'ємних хвиль. Така *бігіперболічна* ізочастотна поверхня є *новим класом топології хвильової дисперсії*.
- 2.4. *Вперше* продемонстровано, що поблизу частоти феромагнітного резонансу, ізочастотна поверхня незвичайних об'ємних хвиль має форму конусу, розрізаного на дві або чотири частини (тобто, *тетра-гіперболічно-подібна* ізочастотна поверхня), які орієнтовані вздовж напрямку прикладеного до надрешітки зовнішнього статичного магнітного поля.
- 2.5. Виявлено, що матеріальні втрати в базових напівпровідниковому та магнітному шарах композиційного середовища мають значний вплив на

дисперсійні залежності незвичайних хвиль. Зокрема, для таких хвиль мають місце топологічні переходи, індуковані втратами. *Вперше* продемонстровано, що індуковані втратами топологічні переходи відбуваються в межах частотного діапазону, де реальна частина щонайменше однієї діагональної компоненти тензорів магнітної чи діелектричної проникностей наближається до нуля, в той час як її уявна частина є значною.

3. Створено та досліджено фізико-математичні моделі які описують поширення та розсіяння електромагнітних хвиль на дрібно-шаруватій структурі ферит-напівпровідник (шари якої намагнічені до насичення), яку розташовано в вільному просторі або в круглому металевому хвилеводі. Розроблено ефективні числові алгоритми для дослідження дисперсійних характеристик електромагнітних хвиль у таких електродинамічних структурах.

3.1. Вивчено особливості розсіяння плоских монохроматичних хвиль і тримірних гаусових хвильових пучків на бігіротропному середовищі в околиці частоти «гіротропної недійсності». *Вперше* продемонстровано, що тривимірний хвильовий гаусів пучок може проходити крізь таке середовище зберігаючи свої параметри незмінними навіть при похилому падінні, за винятком частини енергії поглиненої в матеріалі середовища.

3.2. Детально вивчено вплив комбінованої хвилеводної та матеріальної дисперсії на характеристики гібридних режимів круглого металевого хвилеводу, який повністю заповнений поздовжньо намагніченим гіроелектромагнітним середовищем. Виявлено, що дисперсійні залежності власних хвиль у такій хвилеводній системі різко відрізняються від дисперсійних характеристик мод у звичайних діелектричних, феритових і плазмових хвилеводах. Зокрема продемонстровано, що одночасна наявність гіромагнітних і гіроелектричних ефектів у хвилеводній системі, забезпечує можливість суттєвого керування дисперсійними характеристиками гібридних мод хвилеводу.

4. Узагальнено існуючу теорію та створено фізико-математичні моделі для вивчення дисперсійних характеристик комплексних електромагнітних хвиль у напівпровідникових нанонитках з однорідним графеновим покриттям (моношар графену). Виявлено особливості розсіяння електромагнітних хвиль на таких електродинамічних структурах та їх кластерах.

4.1. З використанням положень теорії комплексних хвиль, вивчено дисперсійні особливості всього спектру хвилеводних мод, що можуть існувати в нанонитці з однорідним графеновим покриттям і проведено їх детальну класифікацію. Виявлено два регіони існування поверхневих плазмонів ТМ-поляризації, де вони з'являються як спрямовані та реактивні хвилі. *Вперше* коректно визначено умови відсічки для поверхневих плазмонів ТМ поляризації вищого порядку.

4.2. З використанням положень теорії Мі та формалізму розсіяння хвиль на системах паралельних циліндрів досліджено електромагнітний відгук, як одиночних нанониток з однорідним графеновим покриттям, так і кластерів таких нанониток, при падінні на них лінійно поляризованих плоских хвиль, у терагерцовому діапазоні частот. *Вперше* виявлено, що пониження точкової симетрії кластеру призводить до появи додаткових областей невидимості в спектрі розсіяння, такий ефект обумовлено гібридизацією плазмонних станів у кластері нанониток, при порушенні його симетрії.

Практичне значення отриманих результатів. Завдяки своїм унікальним електрооптичним, магнітооптичним, поляризаційним, резонансним і динамічним характеристикам шаруваті середовища сформовані з використанням оптично-активних матеріалів (наприклад, напівпровідників, магнетиків, композитних матеріалів, графену та ін.) дозволяють ефективно управляти дисперсійними характеристиками електромагнітних хвиль, внаслідок чого знаходять все більш широке застосування в різноманітних областях, зокрема в радіофізиці, оптоелектроніці, плазмоніці та фотоніці. Зокрема, вони використовуються при

створенні частотних і поляризаційних фільтрів, модуляторів, дефлекторів, планарних хвелеводних структур, елементів ліній затримок та компенсаторів дисперсії. У той же час, напівпровідникові нанонитки з оптично-активним покриттям демонструють не менш унікальні електродинамічні характеристики. Можливість їх інтеграції в електронні пристрої, нові субхвильові оптичні ефекти, здатність ефективно взаємодіяти з іншими нано- та мікроскопічними об'єктами, велика толерантність до механічних деформацій, розв'язка масштабів довжин, що обумовлена різними фізичними явищами в радіальному та осьовому напрямках, призвели до їх широкого практичного застосування. Отримані розв'язки, сформульованих у дисертації задач, і досліджені штучні середовища мають прикладне значення та можуть бути використані при проєктуванні наступних пристроїв оптоелектроніки та плазмоніки:

- інтегрально-оптичних пристроїв на базі брегівських шаруватих середовищ з аперіодичним розташування шарів, що забезпечують бажані дисперсійні, спектральні та поляризаційні характеристики, зокрема, компенсаторів дисперсії та широкосмугових всеспрямованих відбивачів;
- пристроїв керування випромінюванням як НВЧ, так і оптичного діапазонів, таких як фільтри, ізолятори, перемикачі та ін. на базі дрібно-шаруватих середовищ ферит-напівпровідник, які знаходяться під дією зовнішнього статичного магнітного поля;
- оптичних покриттів із низьким коефіцієнтом відбиття та тонко-плівкових фільтрів на базі бігіротропних композитних середовищ, матеріальні параметри яких задовольняють умові «гіротропної недійсності»;
- пристроїв для субхвильової передачі зображень, які долають традиційний дифракційний бар'єр, маршрутизаторів оптичних сигналів, оптичних поглиначів і резонаторів із використанням унікальних характеристик гіперболічного метаматеріалу на базі бігіротропного екстремально анізотропного середовища в частотних регіонах де діагональні компоненти

ефективних тензорів як магнітної так і діелектричної проникностей мають різні знаки;

- пристроїв фотоніки та плазмоніки, що можуть бути динамічно переналаштовані, на базі напівпровідникових нанониток покритих моношаром графену, завдяки можливості керування величиною провідності графену шляхом зміни величини його хімічного потенціалу або температури навколишнього середовища. Зокрема, вони можуть використовуватись у якості гібридних хвилеводів, насичених поглиначів у волоконних лазерах, надшвидких оптичних модуляторів, оптичних відгалужувачів та таке інше;
- оптичне маскування об'єктів з використанням кластерів нанониток покритих моношаром графену.

У результаті виконання дисертаційної роботи, було отримано патент України на винахід UA 109953 C2 [26].

Особистий внесок дисертанта. У дисертації використано наукові роботи [1 – 26] та матеріали тез доповідей на конференціях [27 – 47]. З їх числа, 3 роботи опубліковано дисертантом без співавторства, а інші виконано в співавторстві з Москвітіною Ю. К., Сухоївановим І. О., Тузом В. Р., Ткачовою Т. І., Федоріним І. В., Шулікою О. В., Шульгою С. М., Шульгою В. М., Щербініним В. І., Якушевим С.О., Andrés M. V., Garcia P. P .R, Han W., Khrypunov G., Khrypunova A., Sun H.-B., Sayinc H., Yu P. У всіх статтях, які опубліковано в співавторстві, особистий внесок пошукача полягає у виборі об'єктів дослідження та методів їх аналізу, вибору геометрії структур, що розглядаються та їх параметрів, розробці математичних алгоритмів і програмного забезпечення, обговоренні та аналізі отриманих результатів, а також визначенні наступних етапів роботи. У наукових роботах [2, 3, 5, 7, 9, 12, 14 – 17, 22, 24, 25] дисертантом обрані об'єкти дослідження; в [2, 3, 5, 7, 8, 12, 14 – 17] запропоновано метод розв'язку і в [3, 6, 8, 10, 13, 15, 16, 21] самостійно отримано розв'язок задач взаємодії електромагнітних хвиль зі структурами, що

досліджуються; в статтях [4, 6, 8, 10, 11, 13, 20, 22, 23] дисертантом отримано числовий розв'язок задач.

Апробація результатів дисертації. Основні результати роботи за темою дисертації представлялись та обговорювались на наукових семінарах кафедри фізичних основ електронної техніки та міжнародної лабораторії «Фотоніка» Харківського національного університету радіоелектроніки та відділу електронних НВЧ приладів Радіоастрономічного інституту Національної академії наук України, а також на наступних міжнародних конференціях і симпозиумах:

- The International Workshop on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling “LFNM” (Yalta 2005, Alushta 2008; Sevastopol 2010);
- Young Scientist Conference on “Radiophysics and Electronics” “YSC” (Kharkiv 2007, 2011);
- The International Conference Mathematical Methods in Electromagnetic Theory “MMET” (Odesa 2008; Kharkiv 2012; Lviv 2016);
- The International Workshop on Nonlinear Photonics “NLP” (Kharkiv 2011);
- NATO Advanced Research Workshop on Detection of Explosives and CBRN (Using Terahertz) “TERA-MIR” (Izmir 2012);
- OSA Advances in Optical Materials “AOM” (San Diego 2012);
- The International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers “CAOL” (Sudak 2013, Odesa 2016);
- SPIE Optics + Optoelectronics (Prague 2013);
- The International Workshop: Séptima Reunión Universitaria de Fotónica y Óptica “RUFO” (Guanajuato 2014);
- SPIE Optics + Photonics (San Diego 2014);
- The International Conference on Microwaves, Radar, and Wireless Communication “MIKON” (Gdansk 2014);

- The International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves “MSMW” (Kharkiv 2016);
- The International Conference on Antenna Theory and Techniques “ICATT” (Kyiv 2017);
- The European Microwave Conference. The European Microwave Week “EuMW” (Nuremberg 2017).

Публікації. Основні результати дисертації опубліковано в 47 наукових працях: 2 статтях в фахових журналах України [1, 2], 19 публікаціях у зарубіжних виданнях, що входять до міжнародної наукометричної бази Scopus [3–21], 4 розділах у книгах зарубіжних видавництв [22–25], патенті України [26], і 21 збірнику докладів міжнародних конференцій [27–47].

Структура дисертації. Дисертація викладена на 339 сторінках, з них основний текст – 256 с.; додатки – 28 с.; 91 рисунок; список використаних джерел – 32 с. (який включає 358 найменувань українських і зарубіжних авторів, на які зроблено посилання в дисертації).

Автор висловлює подяку професору, д.ф.-м.н. Вавріву Д. М. за наукове консультування роботи над дисертацією, д.ф.-м.н. Тузу В. Р. за корисні поради та допомогу в роботі, та всім співробітникам відділу електронних НВЧ приладів Радіоастрономічного інституту Національної академії наук України за підтримку при проведенні досліджень.

РОЗДІЛ 1

ОГЛЯД НАУКОВОЇ ЛІТЕРАТУРИ

В останні роки, штучні композитні середовища (англ., *artificial media*), привертають все більш зростаючу увагу дослідників, завдяки їх специфічним електродинамічним, електрооптичним, магнітооптичним, поляризаційним, резонансним та динамічним характеристикам. Детальний огляд загальної теорії, властивостей та областей застосування таких штучних середовищ, проведено в низці джерел наукової літератури, див наприклад, [48 – 56]. Штучні композитні структури можуть характеризуватись анізотропією (або гіротропією) їх матеріальних параметрів, оптичною активністю, значною просторовою неоднорідністю, матеріальною та структурною дисперсією завдяки чому, в межах певних частотних діапазонів, вони демонструють специфічні електродинамічні характеристики, які не можуть бути отримані з використанням звичайних природних матеріалів. Вивчення таких характеристик є цікавим не тільки з точки зору фундаментальної науки, але і дозволяє внести суттєвий внесок у розвиток елементної бази для різноманітних пристроїв, що можуть функціонувати в широкому спектральному діапазоні від НВЧ до оптичного, включно.

Незважаючи на значні наукові результати, які було отримано починаючи з першої половини минулого століття (див., наприклад, наукові літературні джерела [57 – 62]), у наш час спостерігається поновлення інтересу до штучних середовищ, зумовленого стрімким розвитком технологій їх виготовлення та появі можливостей для їх експериментального дослідження. Поштовхом до поновлення досліджень у цьому напрямку стали роботи Елі Яблоновича, Джона Сайєєва та Джона Пендрі. У 1987 році побачили світ статті Елі Яблоновича [63] та Джона Сайєєва [64] в яких було запроваджено термін «*фотонні кристали*» (ФК) та обґрунтовано поняття *фотонної забороненої зони* (ФЗЗ) для електромагнітних хвиль у надрешітках та

вказано, що в спектральному регіоні, який відповідає повній ФЗЗ неможливо спонтанне випромінювання (хоча сама ідея про аналогію ФЗЗ для фотонів у спектрі ФК та енергетичних заборонених зон для електронів у кристалі, була вперше запропонована В. П. Биковим у 1972 році [65]). У свою чергу в 1999 році Джон Пендрі та його колеги розвинули та удосконалили теорію «лівосторонніх середовищ» [66] запропонованих В. Г. Веселаго в 1967 році [67] (у цьому зв'язку, слід зазначити, що історично, можливість отримання від'ємного показника заломлення, була вперше проаналізована Мандельштамом у 1945 році [68]). Невдовзі, було запропоновано та теоретично досліджено декілька різновидів композитних середовищ, що можуть використовуватися в якості *метаматеріалів* (ММ) [69]. Такі структури включали до себе періодичний масив тонких провідних стрижнів чи металічних кільцевих резонаторів з розривом. Теоретичний аналіз композитів, утворених періодично розташованими стрижнями, показує, що в дисперсійній характеристиці ММ присутній частотний діапазон, в якому спостерігається від'ємне значення діелектричної проникності, а в структурах з періодично розташованими кільцевими резонаторами присутній діапазон з від'ємним значенням магнітної проникності [70]. Невдовзі з'явилися і експериментальні роботи, які підтвердили отримані теоретичні результати [70, 71]. Вперше в лабораторних умовах метаматеріали були отримані для мікрохвильового діапазону в 2000 році дослідницькою групою на чолі з Девідом Смітом і Річардом Шелбі з університету Сан-Дієго (США) [70]. Слід зазначити, що наприкінці 60-х і на початку 70-х років минулого століття, групою вчених на чолі з В. Г. Веселаго було здійснено ряд невдалих спроб, щодо отримання лівосторонніх середовищ. Зокрема можна відзначити спробу отримання екзотичної суміші електричних і магнітних зарядів властивості якої були розглянуті в роботі [72], та спробу виготовлення матеріалу з від'ємним показником заломлення на базі магнітного напівпровідника CdCr_2Se_4 , але ця спроба також була невдалою із-за існуючих технологічних труднощів при синтезі зазначеного матеріалу. Ці невдачі, а також відсутність

відомих лівосторонніх матеріалів природного походження, значною мірою й зумовили те, що тематика присвячена метаматеріалам залишалась поза увагою дослідників більше трьох десятиліть.

У загальному випадку, матеріальні середовища можна поділити на чотири великі класи в залежності від їх структурного розміру (тут, ми слідуємо класифікації, яку було запропоновано в [73]): звичайні матеріали, суміші, метаматеріали та фотонні кристали. Для прозорості подальших викладень, схематичне зображення окремих типів штучних середовищ, наведено на Рисунку 1.1.

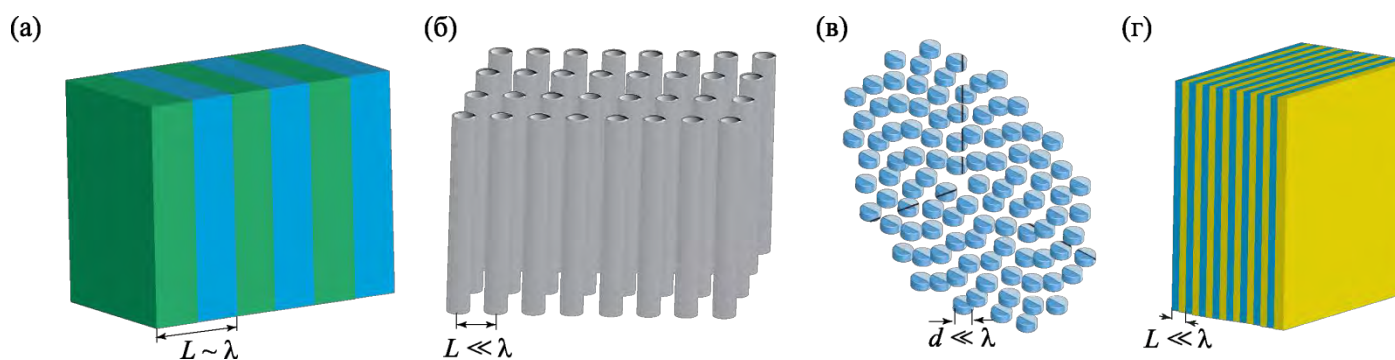


Рисунок 1.1 Схематичне зображення штучних композитних середовищ: (а) ФК на базі шаруватого середовища; (б) ММ сформований періодичним масивом тонких металічних стрижнів; (в) аперіодична МП на базі субхвильових циліндричних діелектричних резонаторів; (г) дрібно-шаруватий ММ. Використано наступні позначення: L – період структури, d – діаметр резонатора, λ – довжина хвилі у середовищі

Звичайні матеріали формуються на молекулярному рівні, вони є найбільш поширеними та використовуються в якості структурних елементів для трьох послідовних категорій. У свою чергу, *суміші* є певною комбінацією звичайних матеріалів [74], та, як правило, призначені для виготовлення діелектриків із помірною діелектричною проникністю $\varepsilon = 6 \div 20$ [73]. Незважаючи на поширеність

таких матеріальних середовищ і простоту їх виготовлення, притаманні їм дисперсійні характеристики визначаються молекулярною та атомною структурою середовища, що суттєво ускладнює (а часом і унеможлиблює) керування ними [74]. Таке обмеження стимулює пошук і реалізацію альтернативних матеріальних середовищ і композитних структур, які можуть забезпечити гнучкий контроль дисперсійних характеристик електромагнітних хвиль у заданому спектральному діапазоні.

Термін «дисперсія» є загальновживаним для будь-якої ситуації, в якій електродинамічні характеристики середовища змінюються, що призводить до зміни умов поширення електромагнітних хвиль у цьому середовищі в порівнянні з вільним простором. Існують різноманітні види дисперсії, серед них зокрема можна виділити, матеріальну, структурну, хроматичну, просторову та поляризаційну, які є найбільш цікавими з точки зору керування дисперсійними залежностями електромагнітних хвиль у штучних середовищах, таких як метаматеріали (у тому числі, метаповерхні (МП)) та фотонні кристали. Це зумовлено складною просторовою конструкцією таких композитних середовищ і розмаїттям матеріалів які використовуються в якості їх структурних елементів.

Метаматеріали – це, штучні середовища (як правило, періодичні, з періодом L значно меншим за довжину хвилі λ в середовищі $L \ll \lambda$) сформовані на базі резонансних елементів (як це зображено на Рисунках 1.1 (б, г)), завдяки чому їх електродинамічні властивості обумовлені не дифракційними явищами, а визначаються резонансними характеристиками їх окремих субхвильових елементів. Ця властивість вирізняє їх від іншого класу штучних періодичних середовищ – *фотонних кристалів* для яких задовольняється умова $L \sim \lambda$ (див., Рисунки 1.1 (а, б)), тобто період структури є достатнім для появи дифракційних явищ.

Спектральні та дисперсійні властивості ММ та ФК залежать як від матеріальних і геометричних параметрів їх окремих структурних елементів (наприклад, шарів, стрижнів, кілець та ін.), так і навіть в більш значній мірі від того

як їх скомпоновано в єдину структуру [50, 52, 53, 55, 56], тобто визначаються одночасним впливом як матеріальної так і структурної дисперсії. Завдяки чому з'являється можливість ефективного керування їх спектральними та дисперсійними характеристиками в широкому діапазоні частот.

Зокрема, оптичні властивості ФК подібні до електронних властивостей твердих тіл (кристалів), що і забезпечує їхню назву. А саме, при деякому співвідношенні геометричних і матеріальних параметрів структурних елементів ФК, в його спектрі виникає так звана фотонна заборонена зона, в межах якої поширення електромагнітних хвиль заборонено, тобто електромагнітне, випромінювання, що падає на структуру, повністю відбивається. З фізичної точки зору, утворення ФЗЗ зводиться до деструктивної інтерференції хвиль на структурних межах розділу середовищ з яких сформовано ФК [52, 53]. У залежності від типу ФК (одномірний (1D), двомірний (2D) чи тримірний (3D)) ФЗЗ може бути або частковою, або повною (в випадку 3D ФК, коли випромінювання яке падає на структуру з довільного напрямку повністю відбивається в зворотному напрямку). У випадку порушення періодичності ФК, у межах ФЗЗ, формуються високодобротні резонансні піки пропускання завдяки значній локалізації електромагнітного поля в структурних дефектах (так звані, дефектні моди) [52]. Кількість дефектних мод та їх спектральне положення залежать як від кількості дефектів у структурі так і їх просторового розташування [52, 53]. Таким чином, бажана трансформація спектрального відгуку ФК може бути досягнута шляхом поєднання дефектів різних типів (матеріалів, товщин та їх положення в структурі), що дає можливість ефективно керувати оптичними та дисперсійними характеристиками ФК [53].

Значна просторова дисперсія в ФК приводить до появи деяких незвичних і практично важливих ефектів. Зокрема, на межі ФЗЗ спостерігається значне (більше ніж на порядок) зменшення групової та фазової швидкостей імпульсів у порівнянні з їх значеннями поза межами ФЗЗ, що дозволяє використовувати навіть одномірні ФК структури в якості уповільнюючих систем [75]. Крім того, суттєве зменшення

групової швидкості хвильових пакетів на краю ФЗЗ призводить до значного збільшення густини енергії поля в межах ФК, що є бажаним для нелінійно-оптичних перетворень [76].

Найбільш поширеним прикладом ФК є берегівський відбивач (1D ФК), який наведено на Рисунку 1.1 (а)). Незважаючи на простоту структури, таке штучне середовище, завдяки своїм специфічним дисперсійним характеристикам, знаходить широке застосування в різноманітних пристроях від мікрохвильового до оптичного діапазонів, і може, зокрема, використовуватись у якості дзеркал напівпровідникових лазерів з вертикальним резонатором (англ. VCSEL) [77], шаруватих оболонок оптичних хвилеводів [78, 79], компенсаторів дисперсії (при наявності чирпу) [80], всеспрямованих відбивачів [81] та для компресії коротких частотно-модульованих імпульсів [82].

Значний практичний інтерес представляє використання багат шарових берегівських відбивачів в інтегральній оптиці, зокрема в конструкції планарних хвилеводів (так звані, берегівські хвилеводи). Це зумовлено тим фактом, що стандартні тришарові планарні хвилеводи зазвичай виконують роль сполучних вузлів (трактів) у інтегрально-оптичних схемах, у той час як берегівські хвилеводи, завдяки своїм специфічним спектральним і дисперсійним характеристикам, безпосередньо використовуються в конструкціях активних і пасивних інтегрально-оптичних пристроїв. Зокрема, пристрої, що поєднують характеристики хвилеводів і фотонних кристалів використовують в поляризаційних відгалуджувачах [83], високоефективних оптичних діодах [84], адаптивних компенсаторах дисперсії [85] та прискорювачах [86].

При використанні періодичної шаруватої структури в якості оболонки хвилеводу, його спектральні характеристики визначаються існуванням ФЗЗ, завдяки чому випромінювання локалізується в межах хвилеводного шару (тобто в осерді хвилеводу), що має показник заломлення нижче за ефективний показник заломлення оболонки, (зазвичай в якості хвилеводного шару обирається повітряний прошарок

[87]). Такий метод локалізації спрямованих мод в осерді, має ряд суттєвих переваг у порівнянні з методом повного внутрішнього відбиття, який притаманний стандартним (тришаровим) оптичним хвилеводам [88, 89], зокрема завдяки тому, що більша частина електромагнітного випромінювання поширюється в повітряному прошарку, втрати його потужності та вплив нелінійних ефектів на поширення хвиль можуть бути суттєво зменшені.

Навіть у найбільш простій конфігурації брегівського хвилеводу, з симетричною періодичною оболонкою, яку було вперше досліджено в роботах [87, 90], було виявлено низку унікальних дисперсійних характеристик, які не можуть бути отримані в стандартній тришаровій конфігурації оптичного хвилеводу. Серед них можна виділити наступні [91, 92]: кожна спрямована мода має декілька частот відсічки, що дозволяє реалізувати хвилеводні режими з підтримкою тільки мод вищих порядків, виключаючи фундаментальну моду; існує можливість пригнічення в потрібних частотних діапазонах небажаної моди шляхом «згортання» ФЗЗ у точку; у хвилеводних структурах з достатньо вузьким хвилеведучим шаром можлива поява спеціального класу мод з негативним індексом моди ($m = -1$).

Крім того дисперсійні характеристики брегівського хвилеводу можуть бути суттєво модифіковані шляхом вибору специфічних дизайнів його оболонки, зокрема, було запропоновано наступні методи оптимізації: використання асиметричних оболонок на базі двох різних брегівських відбивачів із різними спектральними характеристиками [79, 93]; внесення дефекту в періодичну оболонку [94]; використання чирпованої оболонки [94, 95] та використання узгоджуючого шару між осердям і шаруватою оболонкою [96]. У дисертаційній роботі, запропоновано інший, більш ефективний метод оптимізації дисперсійних і спектральних характеристик брегівського хвилеводу, який базується на використанні аперіодичних шаруватих оболонок у його дизайні. Зокрема, вперше запропоновано використовувати в якості оболонки аперіодичну структуру отриману на базі самогенеруючої послідовності Колакоскі.

Важливою являється не тільки проблема пасивного контролю дисперсійних характеристик електромагнітних хвиль, що взаємодіють з матеріальним середовищем, але, навіть в більшій мірі, задача активного керування ними. Для вирішення такої проблеми в конструкції ФК (і пристроїв на їх базі) зазвичай використовують активні середовища, такі, як ферити (магнетики), напівпровідники чи графен. Такі середовища можуть змінювати свої властивості при зовнішньому впливі (наприклад, при зміні температури або під дією електричного та магнітного полів), що надає додаткові можливості в керуванні широким спектром їх характеристик (зокрема, дисперсійних) та дозволяє значно розширити їх функціональний потенціал, див., наприклад [97, 98]. Так, можливість ефективного управління спектральними характеристиками магнітофотонного кристалу за допомогою зміни величини зовнішнього магнітного поля експериментально продемонстровано в роботі [98], та запропоновано використовувати таку структуру в якості поляризаційного елементу. Крім того в, роботі [99] досліджено характеристики планарного хвилеводу сформованого на базі півхвильового магнітооптичного шару розташованого між двома ізотропними брегівськими відбивачами та вказано на можливість збудження гібридних плазмонних хвиль, локалізованих у шаруватій оболонці, що призводить до виникнення додаткових резонансів у оптичних спектрах структури та підсилення магнітооптичних ефектів. В свою чергу поляризаційна фільтрація ТЕ та ТМ мод у планарному хвилеводі на базі магнітооптичного шару розміщеного на діелектричній підкладці та поєднаного з одномірним ФК розглянута в роботі [100]. Крім того активні ФК структури використовуються для створення лазерів з розподіленим зворотнім зв'язком [101], оптичних підсилювачів [102] та в багатьох інших пристроях інтегральної оптики.

У сучасних пристроях фотоніки і плазмоніки, в якості активних середовищ, часто використовують композитні штучні середовища (метаповерхні та метаматеріали), сформовані на базі субхвильових структурних елементів [103]. Окремим прикладом таких метаматеріалів можуть слугувати дрібно-шаруваті

періодичні структури на базі феритових та/або напівпровідників шарів які знаходяться під дією зовнішнього магнітного поля.

З урахуванням того факту, що ММ компонуються з використанням субхвильових елементів (тобто елементів, що мають розміри набагато меншими за довжину хвилі) вони можуть бути описані в рамках теорії ефективного середовища. З точки зору електродинаміки ця теорія дозволяє звести штучне композитне середовище до еквівалентного йому суцільного (гомогенізованого) середовища, яке описується за допомогою ефективних матеріальних параметрів, таких як ефективні діелектрична ϵ_{eff} та магнітна μ_{eff} проникності. Завдяки резонансним характеристикам притаманним окремим елементам (будівельним блокам) метаматеріалів їх ефективні матеріальні параметри демонструють значну дисперсію, та можуть характеризуватись наявністю частотних діапазонів з від'ємними значеннями як ефективної діелектричної так і магнітної проникностей. Причому, може бути отримана така комбінація матеріальних та геометричних параметрів установчих компонентів ММ, що і діелектрична і магнітна проникності ефективного середовища, будуть від'ємними величинами в одному і тому ж діапазоні частот. Таким чином, одночасне варіювання матеріальною та структурною дисперсією ММ дає можливість ефективно керувати його оптичним відгуком в достатньо широкому спектральному діапазоні.

При формуванні дрібно-шаруватих структур можуть бути використані будівельні блоки (шари) з різними фізичними властивостями, наприклад, напівпровідники [104] та ферити [105]. При наявності зовнішнього статичного магнітного поля, електродинамічні характеристики такого гіроелектромагнітного середовища визначаються двома тензорами: тензором ефективної діелектричної $\hat{\epsilon}_{eff}$ та магнітної $\hat{\mu}_{eff}$ проникностей. Як результат, дисперсійні характеристики електромагнітних хвиль, що поширюються в такому середовищі, визначаються різними комбінаціями компонент цих тензорів. Завдяки тому, що компоненти обох тензорів демонструють значну чутливість до впливу зовнішнього магнітного поля,

зазначені композити можуть проявляти безкінечне розмаїття високочастотних властивостей [106]. Це робить актуальними задачі по дослідженню дисперсійних характеристик об'ємних і поверхневих електромагнітних хвиль в таких ММ, і зокрема дисперсійних характеристик поверхневих поляритонів на межах розділу шаруватий ММ/вільне середовище.

Поверхневі поляритони є особливим типом електромагнітних хвиль, що поширюються вздовж межі розділу двох середовищ, які характеризуються різними знаками матеріальних параметрів (наприклад, діелектричної або магнітної проникності). Зокрема, така ситуація є типовою для межі розділу метал-діелектрик [107]. Як відомо, поверхневі хвилі сильно локалізуються безпосередньо біля межі розділу та проникають в оточуючий простір на глибину, що приблизно дорівнює довжині хвилі у відповідному матеріалі [107]. Таке суттєве обмеження електромагнітного поля в незначній просторовій області, яка знаходиться за межами дифракційної межі, призводить до значного зростання взаємодії електромагнітного поля з речовиною (середовищем) та робить привабливим використання поверхневих хвиль у широкому спектрі практичних застосувань: від пристроїв мікрохвильового й оптичного діапазонів до сонячних батарей [108,109]. Більш того, вивчення дисперсійних характеристик поверхневих хвиль має значний потенціал з огляду на фізику твердого тіла, оскільки з їх характеру можна отримати детальну інформацію як про якість (не ідеальність) інтерфейсу, так і про матеріальні параметри (такі як діелектрична та магнітна проникності) середовищ які розташовані по обидві сторони від межі розділу [107]. Висока чутливість до електромагнітних властивостей середовища дозволяє використовувати поверхневі хвилі в системах зондування, зокрема в сенсорах хімічних та біологічних речовин [110]. Таким чином, вивчення дисперсійних характеристик поверхневих хвиль має істотне значення як для фізики поверхні так і для фізичної оптики; в останньому випадку, дослідження призвели до появи нового напрямку – плазмоніки [103].

У наш час, плазмоніка – це напрямок який розвивається надзвичайно швидкими темпами та характеризується величезним розмаїттям можливих практичних застосувань, у багатьох з яких здатність контролювати та керувати поширенням поверхневих хвиль є визначальною характеристикою. Тим самим, протягом останніх десятиліть, значні зусилля було спрямовано на реалізацію активних компонент (які можуть бути переналаштовані) для систем інтегральної плазмоніки, таких як перемикачі, активні відгалужувачі, модулятори тощо [111]. У зв'язку з цим, пошук ефективних засобів контролю характеристик поширення плазмон-поляритонів за рахунок впливу зовнішніх факторів є надзвичайно актуальною задачею. Зокрема, на сьогодні, для пристроїв плазмоніки було запропоновано використовувати нелінійні, термооптичні та електрооптичні ефекти для керування поширенням плазмон-поляритонів [112 – 115]. У таких пристроях керування дисперсійними характеристиками хвиль відбувається шляхом зміни діелектричної проникності середовища за рахунок прикладення зовнішнього електричного поля або за допомогою регулювання температури матеріалу. У той же час, використання зовнішнього магнітного поля в якості керуючого агента, для отримання контролю над особливостями поширення поляритонів, є більш перспективним, оскільки такий зовнішній вплив дозволяє змінювати як магнітну проникність магнітних матеріалів (наприклад, феритів), так і діелектричну проникність металів та напівпровідників. Варто зазначити, що унікальність такого механізму керування полягає в тому, що дисперсійні характеристики поляритонів залежать не тільки від величини прикладеного зовнішнього магнітного поля, але і від його напрямку. Так, наприклад, зовнішнє магнітне поле створює додаткові дисперсійні гілки в спектрах поверхневих магнітних плазмон-поляритонів, що призводить до можливості отримати багато-діапазонне поширення, яке може супроводжуватися невзаємними ефектами [104 – 106, 116 – 120]. Таким чином, комбінація плазмонної та магнітної функціональності відкриває широку перспективу створення нових активних пристроїв, які характеризуються додатковими ступенями свободи, щодо контролю дисперсійних

характеристик плазмон-поляритонів, більш того, такі системи вже знайшли ряд практичних застосувань у пристроях інтегральної фотоніки та телекомунікаційних системах (див., наприклад, роботи [109, 115] та посилання в них).

У зазначеному контексті, використання надрешіток (які зазвичай складаються з шарів різних матеріалів, що чергуються між собою за заданим законом), котрі здатні забезпечити комбіновані плазмонні та магнітні функціональні можливості, замість традиційних плазмонних систем, в яких передбачається наявність інтерфейсу метал-діелектрик, має значний практичний потенціал. Зокрема, це зумовлено тим, що надрешітки демонструють низку екзотичних електронних та оптичних властивостей недосяжних для однорідних (об'ємних) зразків, завдяки наявності додаткового періодичного потенціалу, період якого перевищує сталу решітки [118]. Зовнішнє статичне магнітне поле, прикладене до надрешітки, призводить до появи так званих магніто-плазмон-поляритонних збуджень [106]. Властивості магнітних поляритонів у надрешітках різних типів, що знаходяться під дією зовнішнього статичного магнітного поля, були предметом досліджень багатьох авторських колективів протягом декількох останніх десятиліть (зокрема, див. роботи [104, 105, 116 – 120]). Слід зазначити, що проблема, як правило, розглядалась в межах двох окремих наближень, а саме було отримано результати для гіроелектричних середовищ (наприклад, напівпровідників) з магніто-плазмонами [104, 118] та гіромагнітних середовищ (наприклад, феритами) з магнонами [105, 117, 120], які характеризуються або тензором діелектричної проникності, або магнітної проникності, що мають відмінні від нуля недіагональні елементи. Застосування такого підходу загалом є виправданим завдяки тому, що резонансні частоти магнітної проникності магнітних матеріалів, як правило, лежать у мікрохвильовому діапазоні, тоді як характерні частоти діелектричної проникності напівпровідників зазвичай знаходяться в інфрачервоному діапазоні спектру електромагнітних хвиль.

В той же час, є очевидним, що об'єднання магнітних та напівпровідникових матеріалів у єдину гіроелектромагнітну надрешітку, в якій одночасно як магнітна

так і діелектрична проникність є тензорними величинами, дає додаткові можливості в керуванні дисперсійними характеристиками поляритонів за допомогою зовнішнього магнітного поля, що є недосяжним в окремо взятих як гіромагнітному так і гіроелектричному середовищах [109, 121, 122].

Очевидно, що можливо створити гетероструктури, в яких характерні резонансні частоти напівпровідникових і магнітних матеріалів можуть бути різними, але, однак, близько розташованими в межах того ж самого частотного діапазону. У якості прикладу можна згадати гетероструктури запропоновані в роботах [123 – 126], що проявляють гіроелектромагнітний ефект в діапазоні від ГГц до десятків ТГц [127].

Таким чином, дослідження електромагнітних властивостей гіроелектромагнітних структур, з огляду на їх перспективне застосування в складі пристроїв плазмоніки, є надзвичайно актуальною та своєчасною науковою проблемою.

Надзвичайно ефективним способом аналізу дисперсії електромагнітних хвиль в композитних штучних середовищах являється вивчення їх ізочастотних поверхонь (так званих, поверхонь Френеля) [128 – 129]. Особливо це актуально для гіперболічних метаматеріалів які, на протязі останнього десятиріччя, були об'єктом інтенсивного вивчення завдяки притаманним їм специфічним дисперсійним характеристикам, які недосяжні як в звичайних природних середовищах (детальний огляд загальної теорії та областей застосування гіперболічних матеріалів наведено в роботах [130 – 135]). На сьогодні гіперболічні матеріали експериментально реалізовано в мікрохвильовому, терагерцовому та оптичному діапазонах, і продемонстровано широкий спектр їх специфічних властивостей таких як: негативне заломлення [131], значне підсилення спонтанної емісії [132], отримання субхвильових зображень [134], субхвильове фокусування [135], маршрутизація сигналів [136] та багато інших.

Гіперболічна дисперсія притаманна так званим *екстремально анізотропним середовищам* (англ., *extremely anisotropic media*), які також відомі під назвою

невизначені середовища (англ., *indefinite media*) [138 – 141]. В таких середовищах, щонайменше магнітна чи діелектрична проникність є тензорною величиною $\hat{\eta} = [\eta_{xx}, 0, 0; 0, \eta_{yy}, 0; 0, 0, \eta_{zz}]$, ($\eta = \varepsilon, \mu$), та одна з діагональних (головних) компонент тензора $\hat{\eta}$ (реальна частина) відрізняються за знаком від інших діагональних компонент. Середовище називається гіперболічним одновісним кристалом або гіперболічним двовісним кристалом у випадку коли співвідношення між діагональними компонентами тензора $\hat{\eta}$ задовольняють умові $\eta_{xx} < 0 < \eta_{yy} = \eta_{zz}$ або $\eta_{xx} < 0 < \eta_{yy} < \eta_{zz}$, відповідно. У таких середовищах, топологічні переходи ізочастотної поверхні мають місце коли реальна частина однієї з компонент тензора діелектричної чи магнітної проникності змінює свій знак на протилежний.

Як правило, гіперболічна дисперсія спостерігається в немагнітних метаматеріалах, які характеризуються невизначеним тензором діелектричної проникності в той час як їх магнітна проникність є скалярною величиною ($\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu_{zz} = 1$). Завдяки тому, що від'ємне значення діелектричної проникності є загальною властивістю металів в спектральному діапазоні поблизу частоти плазмонного резонансу, то зазвичай до конструкції гіперболічних метаматеріалів включають металеві компоненти. У такому випадку, метаматеріали проєктуються або у вигляді надрешітки, яка поєднує в собі металеві та діелектричні шари [142 – 144] або у вигляді масиву провідних стрижнів занурених у діелектричне середовище [145 – 148]. Також гіперболічні метаматеріали можуть бути отримані з використанням середовищ з невизначеним тензором магнітної проникності, таку властивість вперше було продемонстровано для ММ скомпонованого на базі металічних кільцевих резонаторів з розривом [70]. Більш детальну інформацію по гіперболічним метаматеріалам, можна отримати з проведеного автором огляду [23].

Гіперболічна дисперсія також притаманна і деяким природним середовищам які демонструють гіроелектричні (наприклад, плазма або напівпровідники) або гіромагнітні (наприклад, ферити) властивості коли вони знаходяться під впливом

зовнішнього статичного магнітного поля [149 – 153]. У випадку коли такі середовища намагнічені до насичення вони стають надзвичайно анізотропними в деякій смузі частот поблизу плазмонного чи феромагнітного резонансів [154 – 156]. Це призводить до появи гіперболічної форми ізочастотних поверхонь (див. Рисунки 1.2 (б,в)) для незвичайних хвиль, в той час як ізочастотна поверхня звичайних хвиль залишається незмінною та являє собою замкнутий еліпсоїд як це зображено на Рисунку 1.2 (а).

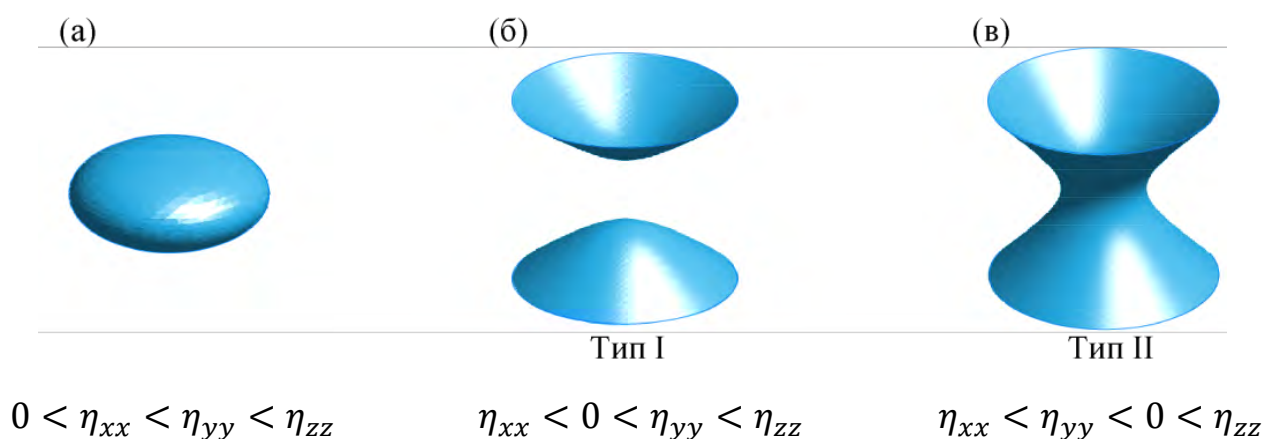


Рисунок 1.2 Три типові типології ізочастотних поверхонь електромагнітних хвиль в анізотропному середовищі: (а) замкнутий еліпсоїд, (б) подвійний гіперболоїд типу I, (в) гіперболоїд типу II

Слід акцентувати увагу на добре відомому факті [134, 157], що у загальному випадку двовісного гіроелектричного чи гіромагнітного середовища, для незвичайних хвиль, можливі топологічні переходи ізочастотної поверхні від замкнутого еліпсоїду з $0 < \eta_{xx} < \eta_{yy} < \eta_{zz}$ (Рисунок 1.2 (а)), до відкритого асиметричного/симетричного гіперболоїду типу I з $\eta_{xx} < 0 < \eta_{yy} < \eta_{zz}$ (Рисунок 1.2 (б)), та асиметричного/симетричного гіперболоїду типу II з $\eta_{xx} < \eta_{yy} < 0 < \eta_{zz}$ (Рисунок 1.2 (в)).

Найважливішою властивістю гіперболічних метаматеріалів являється можливість поширення в них електромагнітних хвиль з великими значеннями хвильового вектора (так звані., *high-k* хвилі). У вакуумі такі хвилі швидко затухають, однак у гіперболічних середовищах без втрат, вони можуть поширюватись без затухання потужності [158]. Здатність гіперболічних матеріалів підтримувати *high-k* хвилі, призводить до деяких незвичних ефектів, серед яких можна зокрема відзначити, значне посилення спонтанної емісії [132, 159], високу щільність фотонних станів [133], можливість керування напрямком поширення хвилі [136, 160], фотонний ефект Холла [161, 162], аномальне розсіяння [163], субхвильове фокусування [134, 164], та багато інших. Зазначені властивості представляють значний практичний інтерес і роблять гіперболічні матеріали перспективними середовищами для застосування в пристроях мікро- та наноелектроніки, фотоніки та плазмоніки, що в свою чергу вимагає розробки нових ефективних методів їх аналізу.

Зважаючи на розмаїття дисперсійних характеристик які притаманні дрібно-шаруватим ММ (див., наприклад, [121, 122, 157]), значний науковий інтерес представляє також і дослідження закономірностей розсіяння плоских електромагнітних хвиль і тривимірних хвильових пучків на таких структурах. У цьому сенсі, особливо цікавим є спектральний регіон, який включає до себе частоти на яких показник заломлення (або діелектрична чи магнітна проникність) характеризується від'ємним значенням та частоту «*гіротропної недійсності*» [165] для обраного ММ. Інтерес до подібних електродинамічних моделей взаємодії електромагнітного випромінювання з матеріальними середовищами обумовлений широким кругом практичних застосувань, в яких можуть бути використані результати таких досліджень, серед яких зокрема можна виділити, створення напівпрозорих екранів [166], оптичних покриттів без відбиття [167] та таке інше. Крім того вивчення характеристик розсіяного поля дозволяє отримати важливу

інформацією про властивості матеріального середовища, що наприклад, необхідно в застосуваннях неруйнівного контролю якості матеріалів [168].

У той же час, широке практичне застосуванню лазерних джерел випромінювання, які генерують випромінювання з гаусовим профілем розподілу інтенсивності [169], стимулює вивчення характеристик розсіяння таких пучків на штучних матеріальних середовищах. Зокрема це обумовлено, тим що при розсіянні гаусових пучків, на композитних середовищах, можливе виникнення таких ефектів як зсув та трансформація профілю пучків [170 – 172], що потребує додаткового дослідження.

Метаматеріали на базі дрібно-шаруватих середовищ, крім використання в різноманітних електронних, оптоелектронних та оптичних пристроях, також можуть виступати в якості середовищ для заповнення хвильоводів, у зв'язку з чим виникає необхідність у всебічному аналізі дисперсійних характеристик хвильоводних мод у таких композитних структурах. Протягом останніх десятиліть, загальна теорія, яка описує поширення електромагнітних хвиль у металевих хвильоводах спроектованих для роботи в мікрохвильовій частині спектру, добре розвинена та представлена в великій кількості статей і навчальних посібників (зокрема, див., [173 – 176]). Розроблені методи передбачають розв'язок крайової задачі, що дозволяє отримати та класифікувати власні моди хвильоводу, провести ідентифікацію їх частот відсічки та вивчити особливості їх дисперсійної поведінки.

Важливим моментом є те, що для окремих власних режимів хвильоводу з гіротропним (гіромагнітним чи гіроелектричним) заповненням, поряд з хвильоводною дисперсією, матеріальна дисперсія може виявитися домінуючою завдяки наявності характеристичних резонансів в дисперсійних залежностях магнітної або діелектричної проникностей матеріалу заповнення [177 – 181].

В останні роки, основні наукові дослідження в області круглих гіротропних хвильоводів, зосереджено на отриманні сучасних штучних гіротропних композитів, та використанні їх в якості матеріалу заповнення хвильоводів [182 – 184], у тому

числі таких, що придатні для функціонування в ТГц діапазоні [185 – 187]. Теорія таких композитних матеріалів передбачає одночасний прояв як гіромагнітних, так і гіроелектричних ефектів [188], що дозволяє досягти широкого розмаїття в дисперсійних характеристиках хвильоводних систем. Сучасні гіроелектромагнітні композити зазвичай розглядаються в рамках концепції ММ, та зазвичай обговорюються з точки зору зменшення частоти відсічки хвильоводних режимів та отримання зворотних хвиль у мініатюризованих круглих хвильоводах [189 – 193].

Зокрема, в якості такого гіроелектромагнітного середовища для мікрохвильового діапазону, було запропоновано використовувати низькотемпературну намагнічену плазму з домішками феритових зерен мікронного розміру (наприклад, залізо-ітрієвого гранату) [194]. У цій суміші значна матеріальна дисперсія магнітної проникності проявляється в околиці феромагнітного резонансу та зумовлена високочастотним намагнічуванням феритових зерен. Причому, така частота повинна бути обрана поблизу електронної циклотронної частоти плазми, яка в свою чергу визначає значну матеріальну дисперсію діелектричної проникності. Оскільки отримане середовище знаходиться під дією статичного магнітного поля, виникає комбінований гіроелектромагнітний ефект.

Як було зазначено вище, альтернативним способом отримання гіроелектромагнітного ефекту, є комбінування деяких магнітних та напівпровідникових матеріалів в єдину композитну структуру, наприклад, надрешітку [123] або поєднання компонентів на молекулярному чи атомному рівні для отримання деяких полікристалічних форм [195, 196].

Як відомо, в круглому хвильоводі з гіротропним заповненням моди втрачають свій поперечний характер (тобто вони не можуть мати тип ТЕ або ТМ) та стають гібридними з поздовжніми компонентами як магнітного так і електричного полів [173, 197]. Такі хвилі класифікуються як гібридні ЕН- та НЕ-моди [174], та виникають у вигляді суперпозиції поздовжніх та поперечних хвиль.

У частотних діапазонах, де дисперсійні залежності діелектричної та магнітної проникності матеріалу заповнення демонструють резонансні характеристики, дисперсійні характеристики власних хвиль зазнають суттєвої модифікації. А саме можуть виникати ефекти аномальної дисперсії (Рисунок 1.3 (б)), зворотного поширення хвиль, ефекти кросингу та антикросингу дисперсійних кривих (див., Рисунок 1.3 (в) та 1.3 (г), відповідно), та деякі інші. Таке розмаїття дисперсійних особливостей хвильоводних мод дає можливість проєктування систем із потрібними характеристиками.

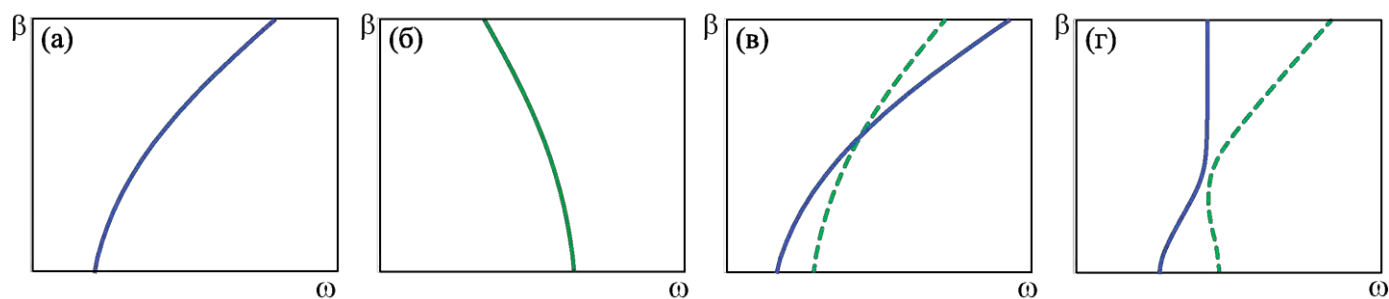


Рисунок 1.3 Типові дисперсійні характеристик електромагнітних хвиль в направляючих структурах: (а) нормальна дисперсія; (б) аномальна дисперсія; (в) кросинг та (г) антикросинг дисперсійних кривих

Стандартною інженерною практикою є такий вибір геометричних параметрів незаповненого круглого хвильоводу та матеріальних параметрів його заповнення, який забезпечує поширення лише мод нижчого порядку TE_{11} та TM_{01} , в той час як всі інші моди відсікаються. Такий одномодовий режим роботи хвильоводу з підтримкою лише фундаментальної моди особливо корисний для задач передачі потужності на великі відстані та для систем мовлення [198]. Крім того, невзаємність характеристик гібридної моди EH_{11} , що поширюється через круглий хвильовод з поздовжньо намагніченим феритовим стрижнем застосовується в широкому класі

пристроїв на основі фериту, таких як циркулятори, атенюатори, фільтри та ін. [174, 175]. Тим не менше, для деяких практичних застосувань необхідно, щоб хвилевод функціонував на модах вищих порядків. Наприклад, використання мод TE_{0m} (і особливо режиму TE_{01}) є дуже привабливими для передачі енергії з низькими втратами потужності на великі відстані, оскільки вони характеризуються значно меншим загасанням зі збільшенням частоти порівняно з фундаментальною модою. Гібридний режим EH_{01} використовують у системах на базі круглих хвилеводів заповнених плазмою з метою прискорення елементарних часток до релятивістських швидкостей [193, 199, 200]. Інтерес до круглих хвилеводів, що підтримують моди вищого порядку EH_{01}/TM_{01} , також зумовлений тим фактом, що деякі потужні мікрохвильові джерела випромінювання генерують саме аксіально-симетричну моду TM_{01} .

Незважаючи на значні перспективи використання хвилеводних режимів вищого порядку (замість основного), існує кілька проблем, які спостерігаються під час їх збудження та поширення. Одна з проблем полягає в тому, що ці хвилеводні моди не є фундаментальними в круглих хвилеводах. Таким чином, для того, щоб забезпечити їх поширення, хвилевод повинен мати значний поперечний перетин, що неминуче призводить до небажаного поширення ряду інших хвилеводних мод з меншими частотами відсічки. Інша проблема полягає в тому, що при поширенні в лінії передачі декількох мод, між ними може виникати взаємозв'язок обумовлений наявністю неоднорідностей в хвилеводній структурі [173]. Більш того, одночасне поширення декількох хвилеводних мод спричиняє не тільки більші втрати потужності, але й спотворення корисного сигналу на виході хвилеводу внаслідок впливу міжмодової дисперсії [174].

Таким чином дослідження конструкцій хвилеводів, які здатні підтримувати лише одну, бажану, моду вищого порядку є актуальною задачею. Можливість одномодового функціонування круглого металевого хвилеводу з підтримкою гібридних режимів EH_{01} та HE_{11} було нещодавно продемонстровано в [193, 201].

Зокрема, було вказано, що умова одномодового функціонування може бути досягнута для гібридної моді EH_{01} (яка характеризується аномальною дисперсією) в круглому хвилеводі зі стінками які покрито провідним ММ, або в хвилеводі з провідним стрижнем покритим ММ. Крім того, в цих роботах, було продемонстровано, що введення до конструкції круглого металевого хвилеводу елементів з ММ, який характеризуються наявністю спектральних діапазонів з від'ємною діелектричною дисперсією так і діапазонів де $\epsilon \rightarrow 0$, призводить до утворення смуги пропускання з аномальною дисперсією для гібридного режиму HE_{11} , набагато нижче звичайної його частоти відсічки.

Підсумовуючи вищесказане, можна зробити висновок, що вивчення особливостей поширення гібридних хвиль у круглому металевому хвилеводі, який повністю заповнений гіроелектромагнітним середовищем, а саме, повна класифікація хвилеводних режимів та виявлення областей їх нормальної, а також аномальної дисперсії є актуальною задачею. Зокрема, знання дисперсійних характеристик може бути використано для отримання одномодових режимів роботи (в тому числі на модах вищих порядків) у необхідних частотних діапазонах.

Сучасний етап у розвитку фундаментальної фізики, зокрема, пов'язаний зі стрімким освоєнням терагерцового діапазону довжин хвиль, що в свою чергу обумовлює необхідність розробки та вдосконалення відповідної компонентної бази та досконалого вивчення фізичних принципів функціонування таких пристроїв. У пристроях ТГц діапазону, напівпровідникові нанонитки, і зокрема нанонитки з графеновим покриттям, є одними із ключових елементів [202]. Такі наноструктури характеризуються як фотонною, так і плазмонною функціональністю, та демонструють унікальні оптичні, магнітні, теплові, електронні та механічні характеристики [202 – 204] та можуть використовуватись в якості елементів для пристроїв перетворення та зберігання енергії, компонент хвилеводних трактів та інше.

Сучасні методи вирощування наноструктур дозволяють отримувати напівпровідникові нанонитки як із заданою геометрією, так і з необхідним просторовим розташуванням. Завдяки цьому, вони вже включені до різноманітних інтегрованих пристроїв, які зокрема призначені для виконання обчислювальних і комунікаційних операцій, використання в якості сенсорів біологічних і хімічних агентів, а також для перетворення та зберігання енергії (див., наприклад, тематичні огляди [202 – 208] та посилання в них).

Напівпровідникові нанонитки відносяться до класу оптичних циліндричних хвилеводів, осердя яких, зазвичай, має діаметр менший за один мікромметр [202]. Це означає, що в ТГц діапазоні діаметр осердя нанонитки є меншим за довжину хвилі світла, що поширюється в ній: тобто вона функціонує в субхвильовому режимі. Згідно з електромагнітною теорією, субхвильові моди які збуджуються в нанонитках є комплексними хвилями, та можуть бути або поверхневими (спрямовані моди) або витікаючими (моди випромінювання), причому їх стала поширення є комплексною величиною навіть за відсутності втрат у матеріалі нанонитки (тобто, комплексні хвилі пов'язані з модами, стала поширення яких являється комплексною величиною, а не чисто дійсною, або чисто уявною [197, 209, 210]). Порівняно зі стандартними оптичними хвилеводами, нанонитки з субхвильовим діаметром, зокрема характеризуються значним витіканням випромінювання в навколишній простір та значною хвилеводною дисперсією [211]. Таким чином в умовах субхвильового поширення випромінювання, нанонитки переносять основну частку потужності моди поза осердям, і цей ефект є основою для багатьох важливих практичних застосувань. Зокрема, такий просторовий розподіл поля спрямованої моди дозволяє створювати біохімічні сенсори, завдяки сильній взаємодії між хвилеводними модами й адсорбованими молекулами, розташованими поза межами хвилеводу [206, 212]. Цей ефект також використовується у фотоелектричних системах для підвищення рівня концентрації світла та посилення поглинання потужності випромінювання

[208, 213]. Крім того, у режимі витікаючих хвиль нанонитки працюють як ефективні всеспрямовані антени [214].

У спектральному регіоні нижче частоти їх плазмового резонансу, напівпровідникові нанонитки, окрім спрямованих і витікаючих хвиль, можуть підтримувати поширення поверхневих плазмонів ТМ поляризації [202]. Таким чином, використання в якості осердя хвилеводу, легованих напівпровідників, дає можливість збуджувати поверхневі плазмони в ТГц діапазоні. Оскільки густина носіїв заряду у напівпровідниках значно нижча, ніж у металів, то і їх плазмова частота набагато менша, і як правило, знаходиться в середньому або дальньому інфрачервоному діапазонах. В результаті, діелектрична проникність напівпровідників в ТГц діапазоні порівнянна з діелектричною проникністю металів на оптичних частотах. Однією з переваг напівпровідників над металами з точки зору їх використання у нанонитках, є збільшена густина носіїв заряду та їх мобільність у напівпровідниках, що дозволяє здійснювати контроль над поширенням поверхневих плазмонів, шляхом термічного збудження вільних носіїв заряду [215].

В оптичному діапазоні, для досягнення значної локалізації поля поверхневих плазмонів, нанонитки зазвичай покривають благородними металами (зокрема, сріблом [216]). У той же час, у ТГц діапазоні благородні метали характеризуються значними омичними втратами, і таким чином, вони можуть підтримувати поширення плазмонів лише на дуже коротких дистанціях, що значно обмежує область їх використання [217].

Нещодавно, було запропоновано використовувати графен в якості альтернативи благородним металам для ТГц діапазону [218]. На противагу благородним металам, графен характеризується суттєво меншим рівнем омичних втрат і забезпечує більш значну локалізацію поверхневих хвиль. Крім того він може підтримувати плазмони як ТМ так і ТЕ поляризації [219, 220]. Інша перевага графену полягає в тому, що моно-шар графену може щільно покривати напівпровідникову нанонитку завдяки силі Ван-дер-Ваальса [221], звідки виникає

можливість реалізовувати налаштування щільності носіїв заряду графену або шляхом зміни хімічного потенціалу, або за допомогою електростатичного поля зміщення. Це відкриває значні практичні перспективи для використання напівпровідникових нанониток з графеновим покриттям, у різноманітних пристроях плазмоніки [218, 219, 222 – 227].

Дисперсійні особливості поверхневих (спрямованих) хвиль, а також поверхневих плазмонів, що поширюються через нанонитку покриту графеном, зазвичай вивчаються в рамках класичної електромагнітної теорії [225], розробленої для стандартних діелектричних хвилеводів [89, 210]. Зокрема, в рамках цієї теорії було класифіковано хвилеводні режими як для поверхневих хвиль, так і поверхневих плазмонів, та отримано вирази для кількості спрямованих мод, одномодового режиму, та хвилеводної відсічки мод. Також було отримано співвідношення для оцінки довжини пробігу поверхневих плазмонів ТМ поляризації, які поширюються в напівпровідниковому стрижні з графеновим покриттям [228], та вивчено умови збудження та поширення слабо локалізованих поверхневих плазмонів ТЕ поляризації в таких хвилеводних системах [219]. Крім того проведено аналіз переналаштування хвилеводних режимів в нанонитці з графеновим покриттям, шляхом керування рівнем Фермі в графеновому моно-шарі.

Незважаючи, на значний прогрес досягнутий в останні роки, теорія поширення електромагнітних хвиль у напівпровідникових нанонитках з графеновим покриттям, ще далека від свого остаточного завершення. В загальному випадку така нанонитка підтримує лише комплексні хвилі [223, 224], які можуть мати різну природу та бути або спрямованими або витікаючими. Це значно ускладнює ідентифікацію та аналіз хвилеводних режимів, і вимагає застосування спеціальної теорії. З метою отримання найбільш ефективного розв'язку даної проблеми, в дисертаційній роботі проводиться дослідження дисперсійних характеристик напівпровідникової нанонитки, покритої графеном, з використанням теорії комплексних хвиль [209 – 211]. Такий підхід дозволяє адекватно класифікувати хвилеводні режими, виявити

умови для переходу режимів між різними типами хвиль та точно визначити частоти хвилеводної відсічки. Отримані результати було використано при дослідженні розсіювання електромагнітних хвиль як на окремих нанонитках з графеновим покриттям, так і на їх кластерах, що обумовлено значною актуальністю таких задач.

Незважаючи на те, що задача розсіювання плоских електромагнітних хвиль на одиночному або декількох діелектричних (або металевих) циліндрах є однією з класичних проблем електромагнітної теорії та оптики [229 – 237], вона, тим не менш, знаходиться в постійному розвитку, зокрема з'являються нові теоретичні методи її розв'язку [238 – 241]. Такий інтерес зумовлений тим, що в багатьох практичних застосуваннях типовою є ситуація, коли необхідно суттєво зменшити, або повністю погасити відбиття електромагнітних хвиль від циліндричного об'єкта, і таким чином досягти часткового або повного ефекту «невидимості». На сьогодні, було запропоновано декілька можливих вирішень такої проблеми, наприклад, це може бути досягнуто з використанням спеціальних резистивних покриттів нанесених на циліндричні об'єкти [242 – 244].

Сучасний прогрес у нанотехнологіях і поява нових оптичних матеріалів поновили інтерес до цієї області досліджень [245 – 248]. Зокрема, використання благородних металів в якості покриття субхвильових об'єктів дає можливість зменшити розсіювання в інфрачервоній та видимих частинах електромагнітного спектру, завдяки збудженню поверхневих плазмонів [249, 250]. У випадку діелектричних нанониток, таке покриття призводить до появи поверхневих плазмонів, які не збуджуються в них при звичайних умовах [251].

У той час, як у видимому діапазоні найкращі умови для поширення поверхневих плазмонів досягаються у нанонитках покритих благородними металами, для терагерцового діапазону найбільш підходящим матеріалом для покриття є графен [218], який демонструє хорошу провідність та забезпечує ефективну локалізацію електромагнітного поля поверхневих хвиль [225, 228]. У цьому спектральному діапазоні, величина поверхневої провідності, графену достатня для

того, щоб на певних частотах, або повністю, або частково загасити розсіювання електромагнітних хвиль від діелектричного об'єкта [249 – 251]. Не менш важливим фактором є і те, що величина поверхневої провідності графену може бути переналаштована в широких межах (і в тому числі динамічно) [251 – 254], що відкриває нові можливості для контролю спектрального положення та величини плазмонних резонансів і дозволяє досягти ефекту невидимості на різних довжинах хвиль, що також являється предметом розгляду в дисертації.

На сьогодні, помітне зменшення рівня розсіювання в ТГц діапазоні вже було продемонстровано, як для окремих нанониток з однорідним графеновим покриттям [223, 246, 251, 255], так і для кластерів на базі двох таких нанониток (тобто, димерів) [252, 253]. Крім того, розсіювання на нанонитках з перфорованим та частковим покриттям, зокрема розглянуто в роботах [238, 239, 252].

Таким чином, глибоке розуміння фізики процесів взаємодії електромагнітного поля з просторово неоднорідними активними штучними композитними середовищами, з метою досягнення ефективного керування їх електродинамічними характеристиками, створення середовищ з заданими матеріальними параметрами, поляризаційними та дисперсійними характеристиками є актуальною задачею. Це може бути досягнуто лише шляхом створення фізико-математичних моделей, які адекватно описують процеси взаємодії електромагнітних хвиль з такими середовищами та ефективних числових алгоритмів для їх аналізу.

Проведений огляд джерел наукової літератури, вказує на те, що незважаючи на значний прогрес, який було досягнуто при вивченні фізичних процесів, що протікають в штучних композитних структурах, на даний момент, їх електродинамічні характеристики в достатній мірі не досліджені. Зокрема, потребують більш детального розгляду наступні задачі:

1. Всебічне дослідження дисперсійних та спектральних характеристик електромагнітних хвиль, які поширюються в аперіодичних брегівських відбивачах та планарних хвилеводах на їх основі, з метою виявлення найбільш

ефективних дизайнів таких штучних структур для керування характеристиками електромагнітного випромінювання під час його поширення в середовищі.

2. Визначення ефективних діелектричної та магнітної проникностей гомогенізованого (ефективного) середовища, яке являє собою дрібно-шаруватий ММ, сформований на базі напівпровідникового та магнітного шарів які чергуються між собою, та знаходяться під впливом зовнішнього статичного магнітного поля, з метою отримання подвійно негативного середовища. Всебічне дослідження дисперсійних характеристик об'ємних та поверхневих хвиль в таких середовищах, в частотній області в околицях плазмового та феромагнітного резонансів, в тому числі при наявності матеріальних втрат в установчих шарах структури.
3. Дослідження розсіяння плоских монохроматичних електромагнітних хвиль та гусових пучків на дрібно-шаруватих ММ, в частотному діапазоні, який включає до себе частоту «гіротропної недійсності», з метою визначення впливу дисперсійних властивостей такого середовища на параметри гаусового пучка при нормальному та похилому його падінні на ММ. Дослідження дисперсійних характеристик гібридних мод круглого металевих хвилеводу який повністю заповнено таким штучним середовищем. З використанням числового моделювання, визначення умов для досягнення одномодового функціонування такого хвилеводу, зокрема на вищих типах мод.
4. Проведення повної класифікації комплексних мод в напівпровідниковій нанонитці покритої моношаром графену, з метою та вивчення характеристик розсіяння плоских електромагнітних хвиль на одиночних нанонитках та їх кластерах.

РОЗДІЛ 2

ДИСПЕРСІЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ У ПЕРІОДИЧНИХ ТА АПЕРІОДИЧНИХ ПЛАНАРНИХ БРЕГІВСЬКИХ СТРУКТУРАХ

У розділі досліджуються закономірності поширення електромагнітних хвиль у планарних брегівських структурах сформованих на базі періодичних та аперіодичних шаруватих середовищ. Актуальність даних досліджень зумовлена необхідністю вивчення взаємодії електромагнітного випромінювання з штучними середовищами, що характеризуються як просторовою неоднорідністю, так і просторовою дисперсією, що підтверджується постійним зростанням кількості публікацій в даному напрямку. Розуміння закономірностей таких процесів є необхідним для ефективного управління генерацією випромінювання та динамікою його поширення в штучних композитних середовищах. Крім того, такі дослідження мають велике значення для вирішення низки прикладних задач у різних областях, таких як: мікрохвильова фотоніка, оптика, фізика лазерів, фізика метаматеріалів та інше.

Незважаючи на значний прогрес у дослідженні характеристик планарних шаруватих структур, досягнутий в останні два десятиліття, залишається ряд питань, які потребують більш детального вивчення. Зокрема, істотний інтерес представляє дослідження електродинамічних характеристик нових видів фотонних структур та пристроїв на їх основі. В рамках розвитку зазначеного напрямку, в даному розділі дисертаційної роботи, автором *вперше* запропоновано новий вид аперіодичних планарних структур, сформованих на базі класичної та узагальненої послідовностей Колакоскі та проведено всебічне дослідження їх спектральних та дисперсійних характеристик. Теоретичні дослідження проведені з використання методу матриць передачі та розробленого автором числового алгоритму, що базується на методі скінчених різниць [2, 21, 25].

2.1 Дисперсійне рівняння планарного брегівського хвилеводу з довільною шаруватою оболонкою. Спектральні характеристики оболонки

2.1.1 Постановка задачі

Розглянемо планарний брегівський хвилевод, сформований із хвилеводного шару з низьким показником заломлення, який розташовано між двома скінченими одномірними періодичними або аперіодичними брегівськими дзеркалами (відбивачами), як це наведено на Рисунку 2.1.

У загальному випадку, хвилевідний шар, являє собою повітряний прошарок із товщиною $2d_g$ та показником заломлення $n_g = \sqrt{\varepsilon_g \mu_g} = 1.0$. В обраній конфігурації, середина хвилеводного шару співпадає з віссю y , відносно якої структура симетрична (див. Рисунок 2.1. (б-д)). Також приймемо до уваги той факт, що профіль показника заломлення структури змінюється лише в напрямку вісі z та є сталим в усіх інших просторових напрямках. Слід окремо зазначити, що хвилеводна структура є нескінченною в напрямку вздовж вісі x , таким чином маємо $\partial/\partial x = 0$.

Скінчена шарувата оболонка сформована з набору діелектричних (напівпровідникових) шарів Υ та Ψ , виготовлених із двох різних матеріалів, які характеризуються фізичними товщинами d_Υ і d_Ψ та показниками заломлення $n_\Upsilon = \sqrt{\varepsilon_\Upsilon \mu_\Upsilon}$ та $n_\Psi = \sqrt{\varepsilon_\Psi \mu_\Psi}$, відповідно. Матеріальні середовища шарів Υ та Ψ вважаються немагнітними, тобто $\mu_\Upsilon = \mu_\Psi = \mu = 1$.

Кожен із брегівських відбивачів складається з N_σ шарів, причому кількість шарів кожного типу Υ або Ψ , позначено через N_Υ та N_Ψ , відповідно. Товщина всієї структури становить $2L$. Зовнішні напівпростори $z \leq -L$ та $z \geq L$ вважаються однорідними ізотропними середовищами без втрат, які в загальному випадку характеризується показником заломлення $n_0 = 1.0$ (повітря).

У подальшому розглянемо різні дизайни шаруватих оболонок, а саме: періодичний дизайн (Рисунок 2.1 (б)) і три альтернативні аперіодичні конфігурації оболонки. Аперіодичні оболонки сформовані з використанням правил заміщення:

Фібоначчі (Рисунок 2.1 (в)), Тує-Морса (Рисунок 2.1 (г)) та Колакоскі (Рисунок 2.1 (д)). Порядок генерації вихідної послідовності позначимо через σ .

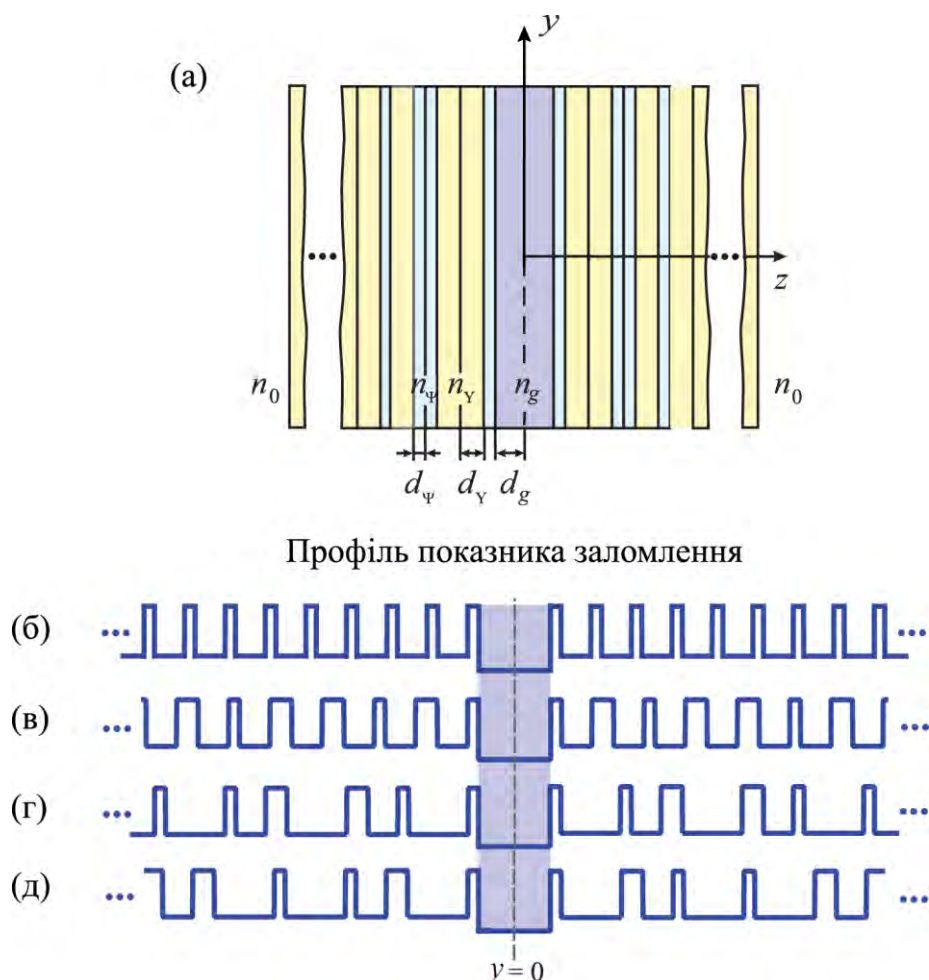


Рисунок 2.1 (а) Поперечний перетин симетричного брегівського хвилеводу з аперіодичною оболонкою. (б–д) Профілі показника заломлення хвилеводних структур в яких шари оболонки Υ та Ψ впорядковано по різних правилам заміщення: (б) періодично; (в) Фібоначчі; (г) Тує-Морса; (д) Колакоскі $K(1, 2)$

В оптичному та мікрохвильовому діапазонах, стандартний алгоритм для генерації аперіодичних структур зазвичай базується на різних правилах заміщень символічних значень. Іншими словами, існує правило заміщення w , яке оперує з

обраним алфавітом A , що складається з обмеженої кількості символів (літер) $\{a, b, c, \dots\}$. Під час практичної реалізації, кожна літера отриманої послідовності, може бути асоційована з відповідним «будівельним» блоком структури, наприклад, із діелектричним або напівпровідниковим шаром чи стрижнем, квантовою точкою та таке інше. Зокрема, правило заміщення яке оперує з алфавітом на базі двох літер $A = \{a, b\}$ використовується найчастіше. У випадку дволітерного алгоритму метод генерації послідовності зводиться до наступних заміщень:

$$a \rightarrow w_1(a, b), \quad b \rightarrow w_2(a, b), \quad (2.1)$$

де «слова» w_1 та w_2 являються довільними наборами літер a та b .

Для повноти викладення, правила генерації послідовностей Тує-Морса (TM), Колакоскі ($K(a, b)$) та Фібоначчі (FB) наведено в Додатку А.

В обраній конфігурації (Рисунок 2.1 (а)), довільна мода хвилеводу, поширюється вздовж вісі y та характеризується деякою сталою поширення β . У подальшому аналізуються особливості поширення як ТЕ ($\vec{E} = \{E_x, 0, 0\}$, $\vec{H} = \{0, H_y, H_z\}$) так і ТМ ($\vec{E} = \{0, E_y, E_z\}$, $\vec{H} = \{H_x, 0, 0\}$) мод планарного хвилеводу. Зазначимо, що у випадку брегівського хвилеводу зі скінченою оболонкою, поширення випромінювання супроводжується деякою додатковою величиною загасання, яке зумовлено витіканням випромінювання в оболонку [95]. Цей ефект також прийнято до розгляду, при дослідженні електродинамічних характеристик структур.

Для отримання розв'язку задачі по визначенню дисперсійних характеристик планарних брегівських хвилеводів, було використано загальновідому методику, яка базується на методі матриць передачі [256]. Ця техніка є найбільш прийнятною та ефективною при дослідженні електродинамічних характеристик шаруватих середовищ, в яких матеріали установчих шарів характеризуються лінійними

оптичними характеристиками, в том числі, можуть являти собою середовища з просторовою дисперсією. Використання такого підходу також зумовлено тим, що метод матриць передачі дає більш точні результати при визначенні сталих поширення для брегівських хвильоводів зі скінченою періодичною оболонкою в порівнянні з формалізмом хвиль Блоха [256]. Метод матриць передачі є також більш простим у реалізації та менш ресурсоємним при аналогічній точності розрахунків у порівнянні з такими методами як метод Гальоркіна та асимптотичний метод. Порівняльний аналіз всіх вищезгаданих методів було проведено в роботі [257]. Крім того, слід зазначити, що формалізм хвиль Блоха використовується лише для періодичних структур, і не може бути використаний для хвильоводних структур з аперіодичним розташуванням шарів в оболонці [258].

2.1.2 Спектральні характеристики шаруватої оболонки. Всеспрямоване відбиття

Аналіз поширення електромагнітних хвиль у брегівських хвильоводах розпочнемо з розгляду хвильових процесів у їх шаруватих (періодичних та аперіодичних) оболонках.

При реалізації одномірних аперіодичних шаруватих структур будемо вважати, що два діелектричні (або напівпровідникові) шари Υ та Ψ відповідають літерам a та b в обраному правилі заміщення (див., Додаток А). В якості прикладу, на Рисунку 2.2 наведено шарувату структуру, отриману на базі аперіодичної послідовності Колакоскі $K(2,1)$.

Як було зазначено вище, установчі шари структури Υ та Ψ характеризуються показниками заломлення $n_\Upsilon = \sqrt{\varepsilon_\Upsilon \mu_\Upsilon}$ та $n_\Psi = \sqrt{\varepsilon_\Psi \mu_\Psi}$, а також товщинами d_Υ та d_Ψ , відповідно. Загальну товщину шаруватої структури позначено як Λ . Два зовнішніх напівпростори $z \leq 0$ та $z \geq \Lambda$ вважаємо однорідними й ізотропними середовищами без втрат, які характеризуються матеріальними параметрами ε_0 , μ_0 та ε_z , μ_z , відповідно.

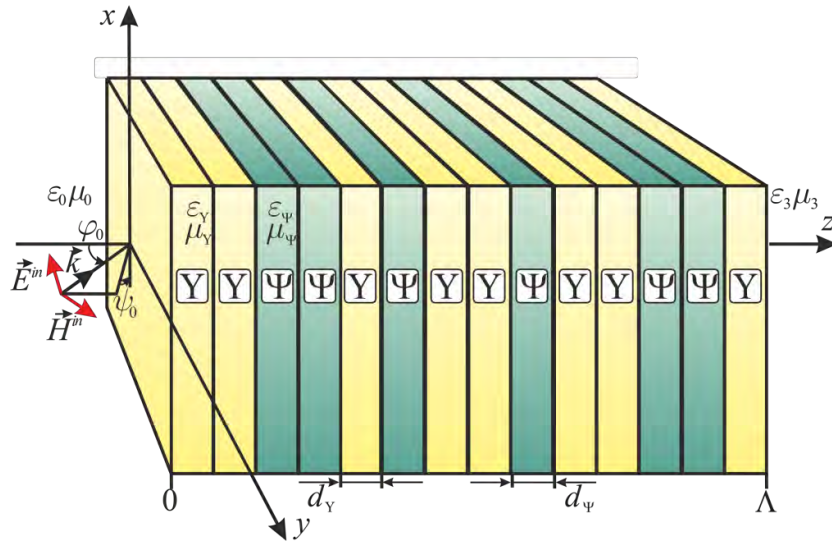


Рисунок 2.2 Схематичне зображення скінченної шаруватої оболонки, сформованої на базі одновірної аперіодичної $K(2, 1)$ структури, з відображенням векторів $\vec{E}^{in}$ та $\vec{H}^{in}$ падаючої електромагнітної хвилі

Вважаємо, що на шарувате середовище падає плоска монохроматична хвиля з частотою ω та ТЕ поляризацією (вектор напруженості електричного поля $\vec{E}$ лежить у площині, перпендикулярній площині падіння) або ТМ поляризацією (вектор $\vec{E}$ лежить у площині падіння). Напрямок поширення випромінювання в області $z \leq 0$ задається хвильовим вектором $\vec{k}$ і однозначно визначається за допомогою кутів φ_0 та ψ_0 , які відраховуються від вісей z та x , відповідно (див., Рисунок 2.2). Загальновідомо, що такі плоскі хвилі формують відповідні ТЕ або ТМ моди планарного хвилеводу, які поширюються вздовж осердя хвилеводу завдяки чисельним перевідбиттям між шаруватими оболонками [89]. Слід зазначити, що для довільних кутів падіння φ_0 та ψ_0 , також існують розвязки рівнянь Максвелла в вигляді плоских хвиль [258].

У випадку стандартних (тришарових) планарних хвилеводів, що функціонують завдяки явищу повного внутрішнього відбиття на межі розділу

хвилевідний шар/оболонка, діапазон кутів падіння φ_0 , який відповідає хвилеводним модам, є доволі вузьким та однозначно визначається відношенням між показниками заломлення осердя та оболонки [89]. В той же час, метод локалізації мод у хвилеводному шарі, за рахунок формування ФЗЗ, дозволяє значно розширити діапазон кутів падіння φ_0 , що призводить до можливості більш гнучкого управління модовими характеристиками хвилеводу, шляхом модифікації характеристик його шаруватої оболонки. Таким чином, вивчення характеристик шаруватої оболонки є першочерговим завданням при реалізації берегівських хвилеводів.

Перейдемо до аналізу хвильових процесів, які відбуваються в оболонці хвилеводу. В довільному j -ому шарі ($j = 1, 2, \dots, N_\sigma$) оболонки, плоска монохроматична хвиля ТЕ ($\vec{E}^{TE} \parallel \vec{x}_0$) або ТМ ($\vec{H}^{TM} \parallel \vec{x}_0$) поляризації може бути представлена в наступному вигляді:

$$\begin{Bmatrix} \vec{E}_j^{TE} \\ \vec{H}_j^{TM} \end{Bmatrix} = \vec{x}_0 \begin{Bmatrix} 1/\sqrt{Y_j^{TE}} \\ \sqrt{Y_j^{TM}} \end{Bmatrix} u_j(z) \exp[-i(\omega t - \beta y)], \quad (2.2)$$

$$u_j(z) = a_j \exp(ik_{xj}z) + b_j \exp(-ik_{xj}z). \quad (2.3)$$

У співвідношеннях (2.2)–(2.3) використано такі позначення: a_j та b_j – амплітуди прямої та зворотної хвилі в кожному з шарів; $Y_j^{TE} = k_{xj}/k_0\mu_j$ та $Y_j^{TM} = k_0\varepsilon_j/k_{xj}$ – хвильові адмітанси $k_0 = \omega/c$ – хвильове число в вільному просторі, яке відповідає хвильовому числу в осерді хвилеводу, так як $n_g = 1$; k_{xj} – поперечне хвильове число, яке приймає дискретне значення в кожному з шарів і може бути представлено в наступному вигляді:

$$k_{xj} = \sqrt{k_0^2 n_j^2 - \beta^2} = k_0 \sqrt{n_j^2 - n_{eff}^2}. \quad (2.4)$$

У співвідношенні (3.4): $n_{eff} = \beta/k_0$ – ефективний індекс моди; n_j приймає значення n_g для хвильоводного шару та n_Y або n_Ψ для шарів оболонки Y та Ψ , відповідно. Важливо зазначити, що в стандартному оптичному хвильоводі діапазон значень ефективного індексу моди достатньо вузький ($n_{clad} \leq n_{eff} \leq n_g$), так як різниця між показниками заломлення осердя n_g та оболонки n_{clad} зазвичай незначна. В той же час для брегівського хвильоводу діапазон значень n_{eff} значно ширший та знаходиться в межах від 0 до n_g .

Амплітуди хвиль на вході (a_0, b_0) та на виході $(a_{N_\sigma}, b_{N_\sigma})$ структури, пов'язані між собою через матрицю передачі шаруватої системи $\mathbf{T}_\Sigma$, наступним добре відомим чином [259]:

$$\begin{bmatrix} a_0 \\ b_0 \end{bmatrix} = \mathbf{T}_\Sigma \begin{bmatrix} a_{N_\sigma} \\ b_{N_\sigma} \end{bmatrix} = \underbrace{(\mathbf{T}_\Psi \mathbf{T}_Y \mathbf{T}_Y \mathbf{T}_\Psi \mathbf{T}_\Psi \dots)}_{N_\sigma} \begin{bmatrix} a_{N_\sigma} \\ b_{N_\sigma} \end{bmatrix}. \quad (2.5)$$

Матриця передачі шаруватої структури $\mathbf{T}_\Sigma$, являє собою добуток відповідної кількості матриць передачі $\mathbf{T}_Y$ та $\mathbf{T}_\Psi$ окремих шарів Y та Ψ . У загальному випадку, при розрахунку матриці $\mathbf{T}_\Sigma$ використовують числові методи, що і визначає універсальність матричного методу для дослідження характеристик структур, які складаються з набору шарів із довільних оптичних матеріалів.

Матриці передачі окремих шарів $\mathbf{T}_Y$ та $\mathbf{T}_\Psi$ мають розмірність 2×2 і можуть бути отримані наступним чином:

$$\mathbf{T}_\Psi = \mathbf{T}_{01} \mathbf{P}_1(d_\Psi) \mathbf{T}_{10}, \quad \mathbf{T}_Y = \mathbf{T}_{02} \mathbf{P}_2(d_Y) \mathbf{T}_{20}, \quad (2.6)$$

де $\mathbf{T}_{0j}$ та $\mathbf{T}_{j0}$ ($j = 1, 2$) – матриці передачі меж розділу середовище/вільний зовнішній напівпростір і $\mathbf{P}_j(d)$ – передаточна матриця j -го шару. Елементи матриць $\mathbf{T}_{0j}$ та $\mathbf{T}_{j0}$ можуть бути визначені з розв’язку крайової задачі відносно польових компонент (2.2), наступним чином:

$$\mathbf{T}_{pv} = \frac{1}{2\sqrt{Y_p Y_v}} \begin{bmatrix} Y_p + Y_v & \pm(Y_p - Y_v) \\ \pm(Y_p - Y_v) & Y_p + Y_v \end{bmatrix}. \quad (2.7)$$

В (2.7) верхній знак «+» відноситься до ТЕ хвиль, в то час як нижній знак «-» відноситься до ТМ хвиль.

У свою чергу $\mathbf{P}_j(d)$ має вигляд:

$$\mathbf{P}_j(d) = \begin{bmatrix} \exp(-ik_{zj}d) & 0 \\ 0 & \exp(ik_{zj}d) \end{bmatrix}. \quad (2.8)$$

Остаточно, коефіцієнт відбиття R від шаруватої структури, що складається зі скінченної кількості шарів, який в подальшому використовується як в ході визначення сталої поширення β , так і в процесі визначення величини втрат потужності випромінювання зумовлених скінченністю оболонки, визначається з виразу:

$$R = (b_0/a_0)|_{b_{N\sigma}=0} = -t_{21}/t_{22}, \quad (2.9)$$

де t_{mn} – елементи загальної матриці передачі $\mathbf{T}_\Sigma$ структури яка досліджується, a_0 b_0 – амплітуди хвиль, які поширюються в прямому та зворотному напрямках у межах хвилеводного каналу (див., (2.10)). Отримані результати розрахунку верифікуються

за допомогою розробленого автором числового алгоритму, що базується на методі скінчених різниць [21, 25].

З метою вибору оптимального дизайну оболонки брегівського хвильоводу (для отримання найбільш ефективного керування його дисперсійними характеристиками), розпочнемо аналіз із дослідження спектральних характеристик шаруватих середовищ сформованих на базі різних аперіодичних послідовностей [260 – 263]: Фібоначчі, Тує-Морса та Колакоскі, як це наведено на Рисунку 2.3.

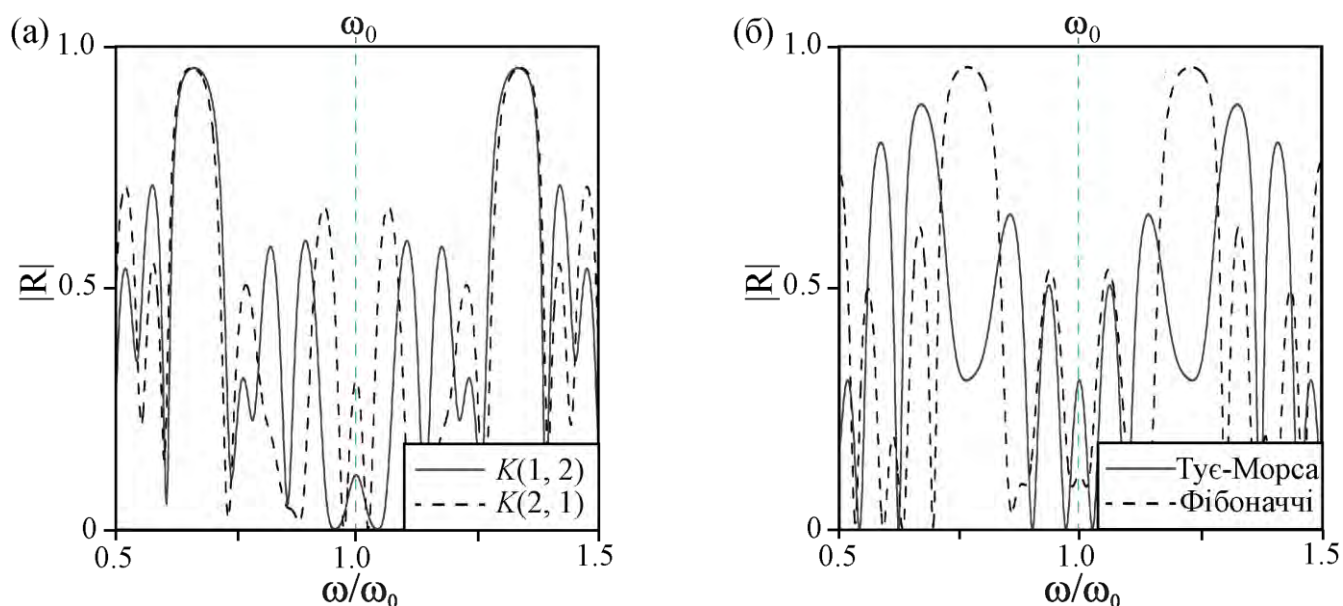


Рисунок 2.3 Спектральні залежності модуля коефіцієнту відбиття $|R|$ для різних типів аперіодичних шаруватих середовищ: (а) структури Колакоскі $K(1, 2)$ та $K(2, 1)$ з $N_\sigma = 32$ (б) структури Фібоначчі ($N_\sigma = 34$) та Тує-Морса ($N_\sigma = 32$). $n_0 = 1.0$, $n_\psi = 1.56$, $n_\gamma = 2.06$, $n_z = 3.5$ та $\varphi_0 = 0^\circ$ (нормальне падіння)

Аналізуючи Рисунок 2.3 можна зробити висновок, що отримані спектральні залежності характеризуються регіонами з високим і низьким значенням коефіцієнту відбиття, які чергуються поміж собою, та відповідають фотонним квазі-забороненим зонам (ФКЗЗ) і регіонам пропускання, відповідно (тут ми використовуємо термін «фотонна квазі-заборонена зона» при розгляді шаруватих структур зі скінченим

числом шарів на відміну від «заборонених фотонних зон», що існують у структурах з безкінечним числом шарів). Спектральні характеристики симетричні відносно частоти ω_0 яку обрано в центрі частотного діапазону, що досліджується. Значення центральної частоти ω_0 залежить, як від матеріальних, так і геометричних параметрів шаруватого середовища. Така симетрія спектральних характеристик відносно частоти ω_0 , є однією з характерних властивостей аперіодичних і квазіперіодичних структур [52, 53, 260, 261].

Вигляд спектральних характеристик шаруватого середовища суттєво залежить від способу порушення періодичності в ньому, який може бути отриманий або випадковим чином [264] або з використанням обраного правила заміщення [260 – 263]. Незважаючи на значні відмінності в обох цих випадках, спектральні характеристики будуть містити високодобротні резонансні піки пропускання, які формуються завдяки локалізації електромагнітного поля в структурних дефектах. У випадкових системах такий процес називається локалізацією Андерсона [265].

Зазначимо, що локалізовані моди мають різні рівні інтенсивності, причому максимум коефіцієнту проходу спостерігається для мод розташованих навколо центральної частоти ω_0 . Конфігурація локалізованих станів залежить від матеріальних параметрів дефектних шарів, їх кількості та просторового положення в структурі. Очевидно, що наявність декількох дефектів у періодичній структурі призводить до значної модифікації її спектральних характеристик, як це наведено на Рисунку 2.3. Наявність локалізованих станів є бажаною для низки практичних застосувань [261], зокрема пристроїв мультиплексування/демультиплексування за довжиною хвилі, як це було продемонстровано автором на прикладі волоконної брегівської решітки з дефектом [47].

Оптичний відгук аперіодичних шаруватих середовищ також залежить, як від вибору початкового символу в послідовності, як це представлено на Рисунку 2.3 (а), так і від порядку її генерації σ (тобто від загальної кількості шарів), як це зокрема

наведено на Рисунку 2.4 на прикладі аперіодичних структур Колакоскі $K(1, 2)$ та $K(2, 1)$.

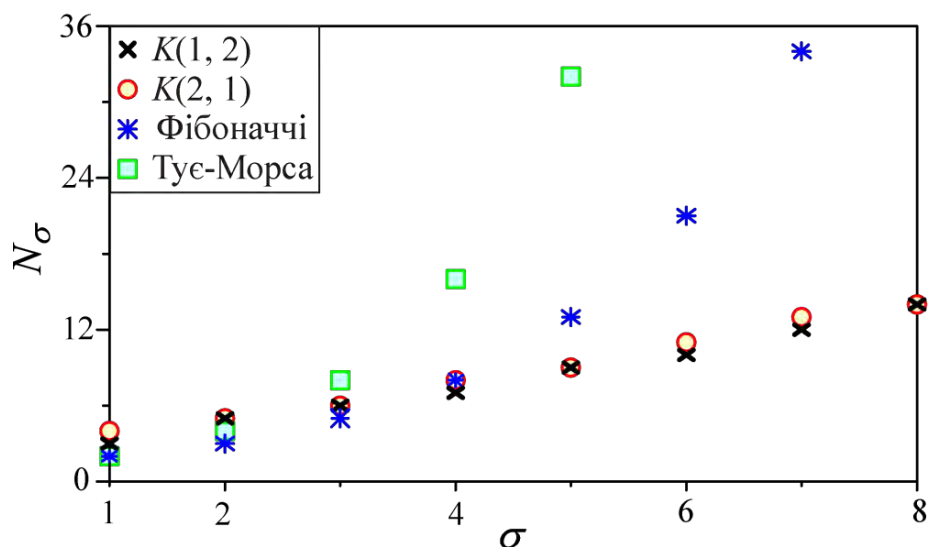


Рисунок 2.4 Залежність загальної кількості шарів N_σ , у різних типах аперіодичних/квазіперіодичних середовищ, від порядку генерації σ вихідної послідовності

В якості наступного кроку, проаналізуємо залежність загальної кількості шарів N_σ у аперіодичній/квазіперіодичній структурі, від порядку генерації σ вихідної послідовності (див., Рисунок 2.4). З Рисунку 2.4 можна зробити висновок, що однією з переваг використання послідовності Колакоскі, в якості генеруючої, являється можливість отримання результуючого ланцюжка, який включає до себе довільну кількість символів (тобто, будівельних блоків структури) $N_\sigma = N_a + N_b$ (де N_a та N_b кількість літер a та b в отриманій послідовності, відповідно) шляхом відповідного вибору порядку генерації σ та початкового символу в послідовності. Така особливість є вкрай важливою для практичного застосування аперіодичних шаруватих середовищ [261] та не може бути реалізована при генерації аперіодичних послідовностей з використанням співвідношень (A.1) – (A.2), так як, у даному

випадку, кількість символів N_σ у результуючій символній послідовності змінюється стрибкоподібно зі збільшенням порядку генерації σ [266, 267].

Слід зазначити, що у випадку, коли $N_\sigma \rightarrow \infty$, послідовності Колакоскі та Тує-Морса будуть містити однакову кількість символів обох типів, тобто $N_a = N_b = \frac{1}{2} N_\sigma$ [266]. У свою чергу, в послідовності Фібоначчі співвідношення між кількістю символів різних типів оцінюється з умови $N_a = N_\sigma \tau^{-1}$ та $N_b = N_\sigma \tau^{-2}$, де $\tau \equiv (1 + \sqrt{5})/2 \cong 1.618 \dots$ – так званий золотий перетин [268].

Зважаючи на виявлені особливості, у подальшому розгляді, будемо значною мірою концентрувати свою увагу саме на спектральних характеристиках шаруватих середовищ, які сформовано на базі послідовностей Колакоскі.

Так, на Рисунку 2.5 наведено залежність спектральних характеристик аперіодичних структур Колакоскі $K(1, 2)$ та $K(2, 1)$ від порядку їх генерації σ , тобто від загальної кількості шарів в них. Аналізуючи спектральні залежності наведені на Рисунку 2.5, слід відзначити закономірність, яка є типовою для довільних періодичних та аперіодичних структур, а саме: збільшення загальної кількості шарів у структурі N_σ (що відповідає зростанню її порядку генерації) призводить до зростання крутизни країв ФКЗЗ, а також збільшенню значення коефіцієнту відбиття ($|R| \rightarrow 1$) в межах даних частотних діапазонів.

Крім того, ще однією важливою тенденцією є збільшення кількості піків пропускання (з відносною амплітудою, яка наближається до 1, тобто $|R| \rightarrow 0$) в межах центральної частоти ω_0 та зменшення їх спектральної ширини (тобто, зростання добротності). Причому спектральна щільність піків пропускання, їх добротність, резонансна частота, а також амплітуда залежать не тільки від загальної кількості шарів у структурі N_σ , але і від того парне чи непарне значення приймає ця величина.

З Рисунку 2.5 слідує, що головною відмінністю спектральних характеристик структур Колакоскі одного й того ж типу (наприклад $K(1, 2)$) але включаючих до

себе, або парну N_{σ}^{+} або непарну N_{σ}^{-} загальну кількість шарів, є наявність/відсутність резонансного піку пропускання розташованого на центральній частоті ω_0 . Так, структури обох типів $K(1,2)$ та $K(2,1)$, з N_{σ}^{+} демонструють присутність резонансного піку на частоті ω_0 , в той час, як для структур Колакоскі з N_{σ}^{-} цей пік не спостерігається.

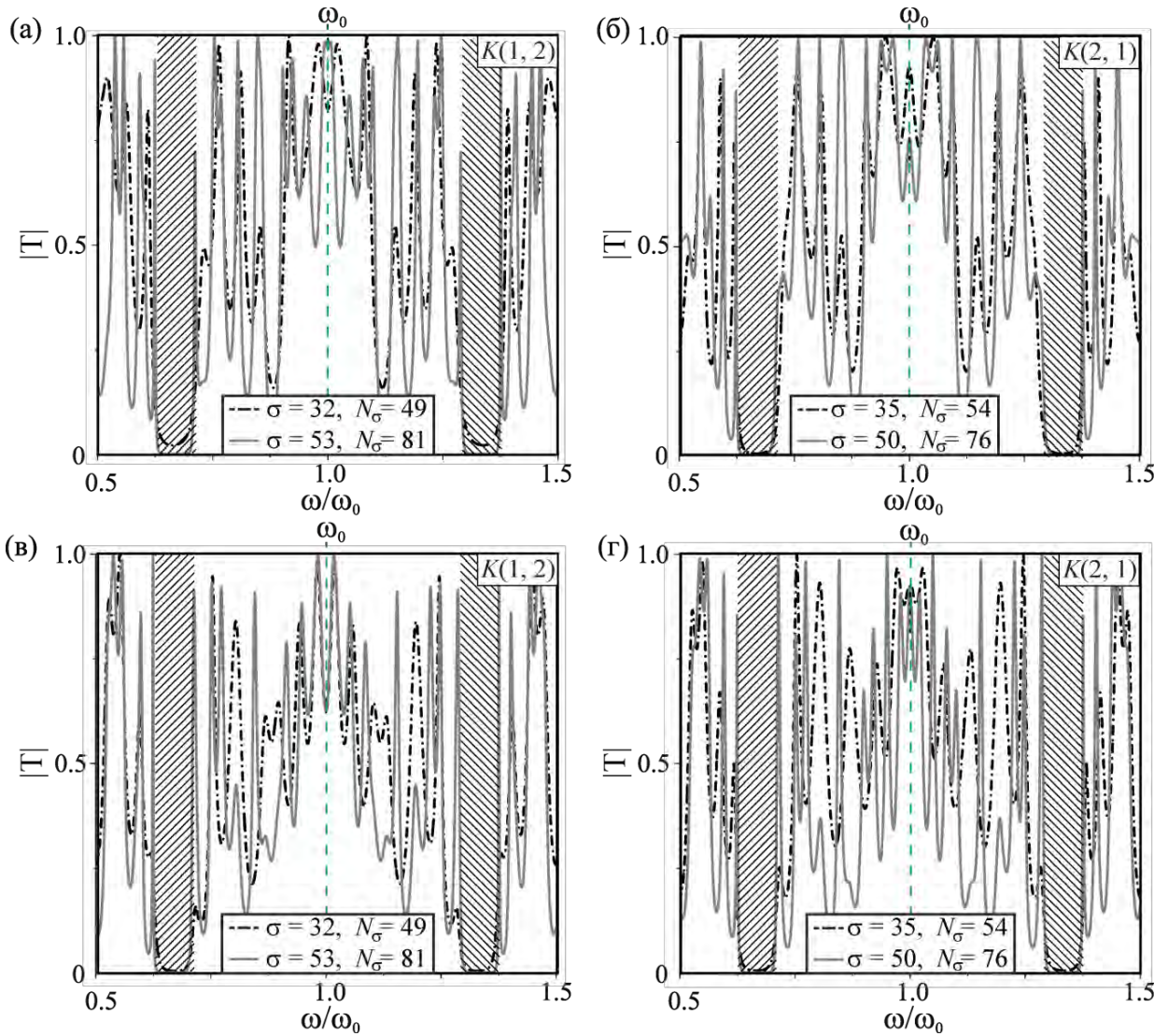


Рисунок 2.5 Спектральні залежності модуля коефіцієнту пропускання $|T|$ структур Колакоскі $K(1,2)$ (а, б) та $K(2,1)$ (в, г), для парної N_{σ}^{+} (а, в) та непарної N_{σ}^{-} (б, г) загальної кількості шарів у структурі. При розрахунках використано параметри: $n_0 = 1.0, n_{\psi} = 1.56, n_{\gamma} = 2.06, n_3 = 3.5$ та $\varphi_0 = 0^0$

Така властивість може бути використана в ході проєктування компонент оптичних інтегральних схем, зокрема зеркал напівпровідникових лезерів, мультиплесорів/демультиплексорів оптичних сигналів CWDM і DWDM систем [47] та оптичних фільтрів [261].

Для повноти викладення, на Рисунку 2.6, наведено вплив порядку генерації σ вихідної послідовності на кількість та спектральне положення локалізованих високочастотних піків пропускання для структури $K(1,2)$. Подібна залежність також має місце як для структури $K(2,1)$ так і інших типів аперіодичних шаруватих середовищ [261].

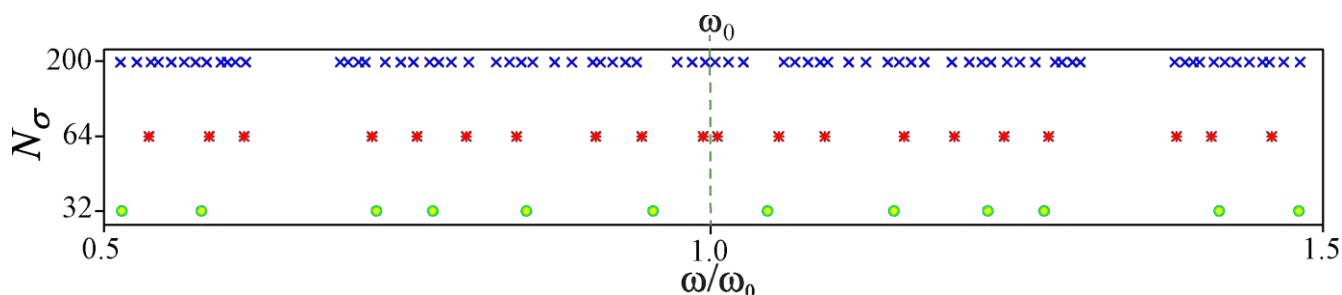


Рисунок 2.6 Залежність частот локалізованих піків пропускання від порядку генерації вихідної послідовності σ для $K(1,2)$ структури. Тут: $n_0 = 1.0$, $n_\Psi = 1.56$, $n_\Upsilon = 2.06$, $n_3 = 3.5$ та $\varphi_0 = 0^0$

Однією з найбільш важливих характеристик шаруватих структур, при їх використанні в якості оболонки хвильоводу, є наявність діапазонів *всеспрямованого відбиття* в їх оптичних спектрах (тобто, діапазонів з абсолютною фотонною забороненою зоною для обох поляризацій падаючого на структуру випромінювання) (див. Рисунки 2.7 та 2.8). Як було, вперше, показано в роботі [81] при задоволенні відповідних умов, періодична структура може відбивати випромінювання довільної поляризації в широкому спектральному діапазоні, яке падає на неї під довільним кутом. Такі системи прийнято відносити до класу *всеспрямованих відбивачів*. Однак,

для періодичних систем існує одне суттєве обмеження, а саме: в одному періоді зворотного простору існує лише одна заборонена зона [81].

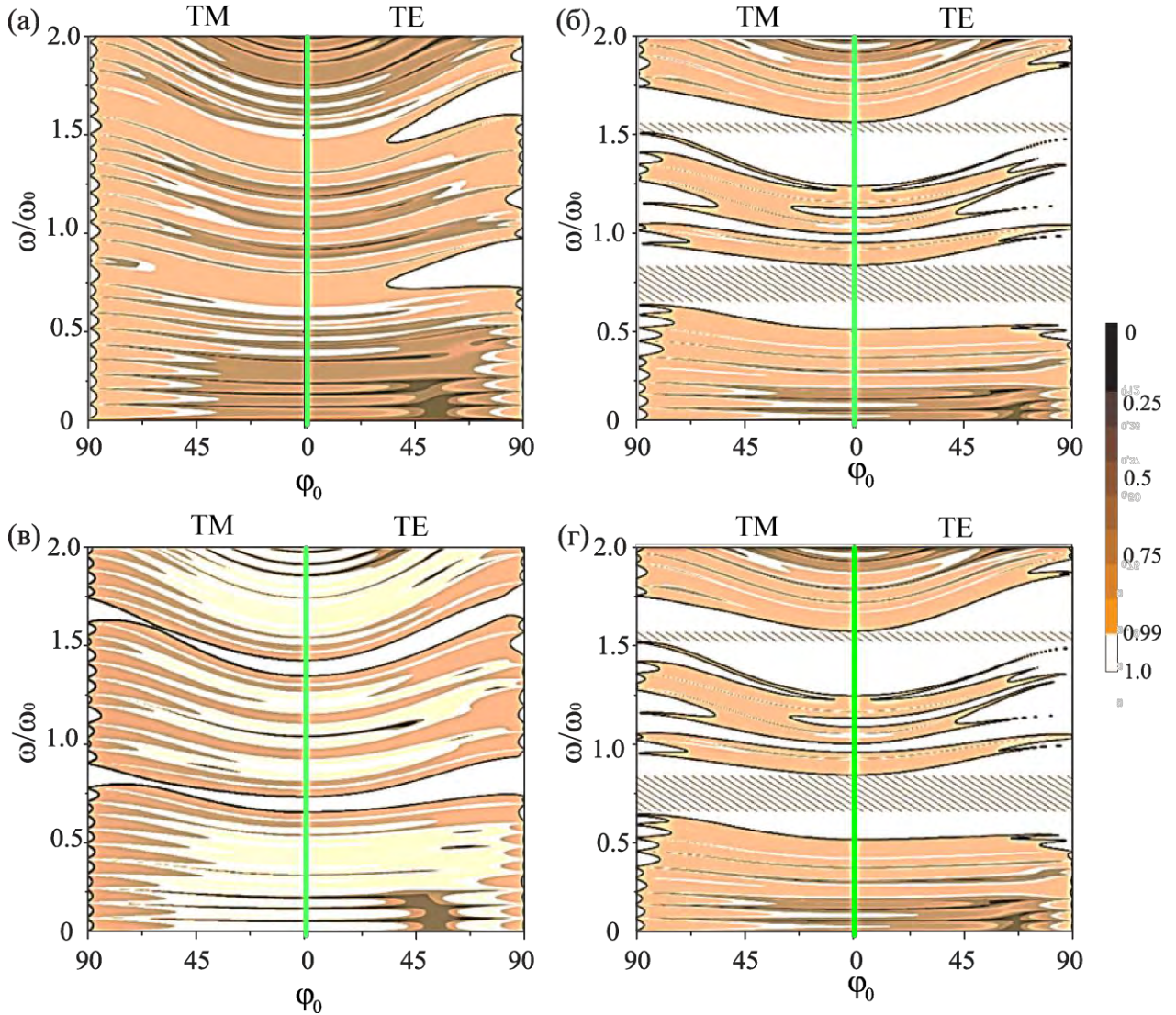


Рисунок 2.7 Спектри відбиття $K(1,2)$ (а, б) та $K(2,1)$ (в, г) структур. При розрахунках використано наступні параметри $N_\sigma = 32$, $n_\psi = 1.47$, відношення показників заломлення $r = n_\gamma/n_\psi$: (а, в) $r = 1.6$; (б, г) $r = 3.2$, $n_0 = n_3 = 1.0$. Незафарбовані області на мапах коефіцієнту відбиття, відповідають регіонам зі значеннями $|R| \geq 0.99$. Заштриховані прямокутні області відповідають діапазонам всеспрямованого відбиття

Це обмеження не поширюється на аперіодичні системи, які демонструють більш складну структуру в зворотному просторі, що було підтверджено теоретично та експериментально в роботах [269 – 271]. В зазначених статтях було продемонстровано, наявність декількох всеспрямованих заборонених зон, що існують на одному періоді зворотного простору для різних конфігурацій аперіодичних структур.

Проаналізуємо вплив вибору початкової літери алфавіту в генеруючій послідовності (тобто, вплив вибору типу початкового шару в структурі з низьким або високим показником заломлення) та матеріальних параметрів шарів на спектральні характеристики класичних $K(1, 2)$ та $K(2, 1)$ структур, як це наведено на Рисунку 2.7. Спочатку дослідимо вплив величини відношення показників заломлення $r = n_Y/n_\Psi$ базових шарів Y та Ψ на оптичний відгук шаруватих систем на їх основі.

Для порівняльного аналізу спектральних характеристик $K(1, 2)$ та $K(2, 1)$ структур із аналогічними характеристиками інших типів аперіодичних шаруватих структур, при розрахунках використано такі ж матеріальні параметри, як і в теоретичній роботі [270], в якій розглядалось всеспрямоване відбиття в аперіодичних шаруватих середовищах сформованих на основі правила заміщення Тує-Морса.

З Рисунку 2.7 видно, що в обраному спектральному діапазоні, обидві $K(1, 2)$ та $K(2, 1)$ структури характеризуються певним набором фотонних квазі-заборонених зон. Причому, в випадку коли величина r незначна, то в спектрі відбиття зони з всеспрямованим відбиттям (заштриховані прямокутні області на Рисунках 2.7 – 2.8) відсутні для обох поляризацій падаючого випромінювання. При збільшенні значення r , спектральні регіони всеспрямованого відбиття, в межах яких коефіцієнт відбиття приймає значення в діапазоні $0.999 \leq |R| \leq 1.0$, з'являються як для ТЕ, так так і для ТМ поляризації.

Слід зазначити, що при нормальному ($\varphi_0 = 0^0$) падінні випромінювання на

структуру, центральні частоти та спектральні діапазони отриманих всеспрямованих ФКЗЗ ідентичні для обох $K(1,2)$ та $K(2,1)$ структур і симетричні відносно центральної частоти ω_0 , як це було вказано вище. У той же час, при похилому ($0^\circ < \varphi_0 < 90^\circ$) падінні випромінювання на структуру симетрія спектру відносно ω_0 порушується, і фотонні заборонені зони для обох поляризацій зазнають синього зсуву. Зазначений зсув, є тим більшим, чим вища частота падаючого випромінювання.

Порівняння результатів наведених на Рисунку 2.7 з результатами роботи [270], дозволяє зробити висновок, що ширина спектрального діапазону всеспрямованого відбиття, отриманого для $K(1,2)$ та $K(2,1)$ структур, перевищує аналогічне значення для структури Тує-Морса при тих же геометричних і матеріальних параметрах базових шарів, що дозволяє створювати більш ефективні всеспрямовані відбивачі випромінювання.

В якості наступного кроку, проаналізуємо вплив вибору алфавіту $A = \{a, b\}$ генеруючої послідовності на оптичний відгук шаруватих структур, що досліджуються. Спектральні залежності для аперіодичних систем, які складаються з однакової кількості шарів $N_\sigma = 30$, але сформовані на базі різних алфавітів, а саме $A = \{1, 2\}$, $A = \{1, 3\}$, $A = \{1, 4\}$ та $A = \{1, 5\}$ наведено на Рисунку 2.8. На цьому рисунку випадки (а) і (в) відповідають аперіодичній послідовності, в якій сума символів $a + b$ приймає непарне значення (тобто: $a + b = 2k + 1$, $k \in \mathbb{Z}$), а випадки (б) і (г) відповідають послідовності, в якій $a + b = 2k$.

Основною відмінністю між шаруватими структурами, сформованими на основі алфавіту $A = \{a, b\}$ з $a + b = 2k + 1$ та $a + b = 2k$, є наявність/відсутність ФКЗЗ в околицях центральної частоти ω_0 . У випадку коли $a + b = 2k$, спектральні характеристики містять ФКЗЗ з центром на частоті ω_0 (при $\varphi_0 = 0^\circ$), у протилежному випадку ($a + b = 2k + 1$) в околиці даної частоти присутня деяка

кількість локалізованих піків пропускання з коефіцієнтом пропускання, що наближається до 1.

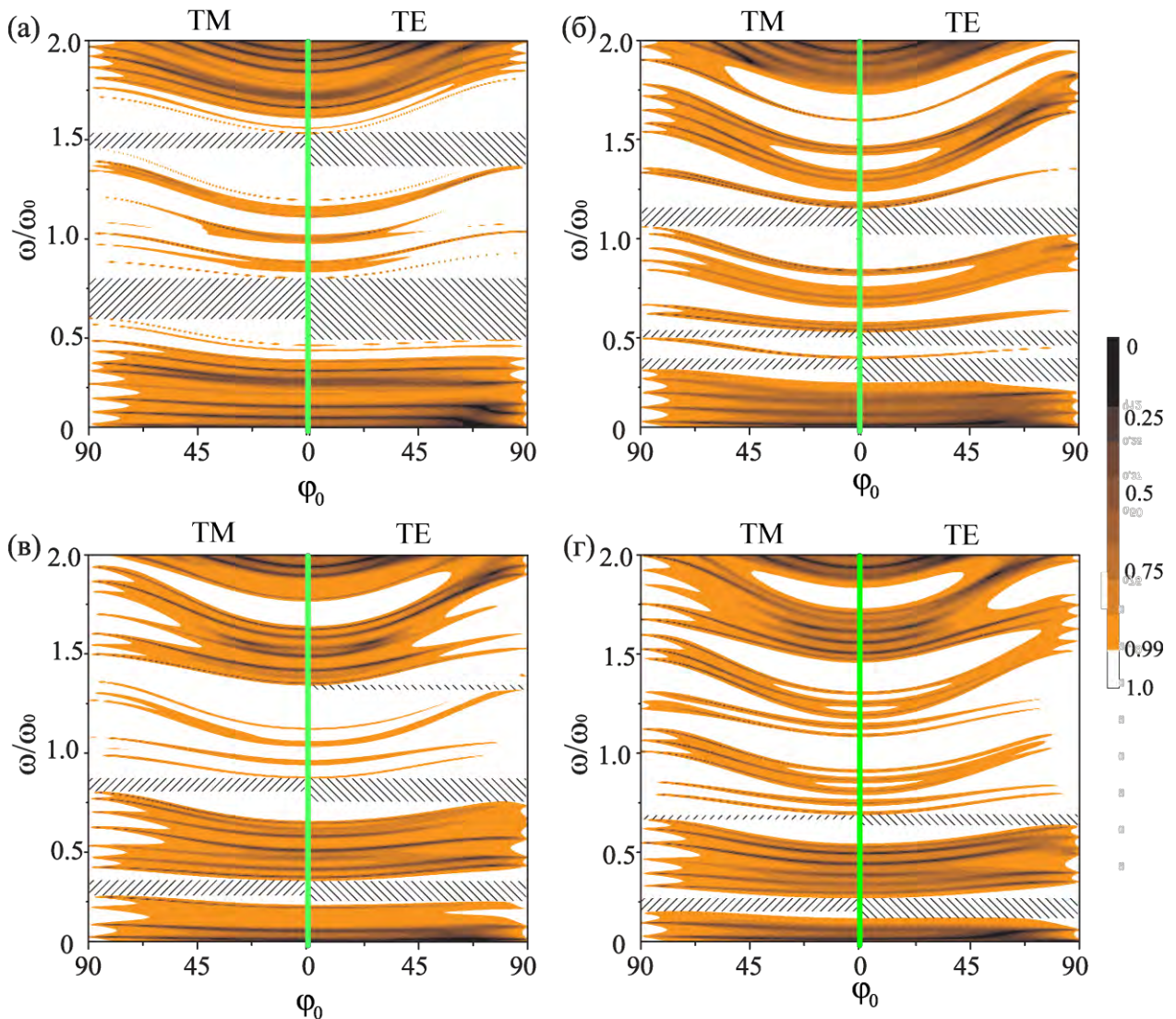


Рисунок 2.8 Спектри відбиття шаруватих діелектричних структур, які сформовано на основі класичної $K(1,2)$ (а) й узагальнених послідовностей Колакоскі: (б) $K(1,3)$; (в) $K(1,4)$; (г) $K(1,5)$. $n_\psi = 1.47$, $n_\gamma = 4.7$, $r = n_\gamma/n_\psi = 3.2$, $d_\psi = 204.1$ нм $d_\gamma = 63.8$ нм

Також мапи коефіцієнту відбиття демонструють, що кількість, спектральна позиція та ширина ФКЗЗ суттєво залежать від вибору алфавіту $A = \{a, b\}$ у вихідній

послідовності. А саме, зі зростанням значення b при фіксованому значенні $a = 1$, кількість ФКЗЗ в обраному частотному діапазоні також збільшується, в той час як їх спектральна ширина зменшується.

Слід зазначити, що не всі з цих ФКЗЗ є всеспрямованими. Відмітимо, що в дисертації ширина всеспрямованої ФЗЗ визначається за високочастотною межею ФЗЗ при $\varphi_0 = 0^0$ та низькочастотною межею ФЗЗ при $\varphi_0 = 89.9^0$. В той час як у роботі [272], запропоновано використовувати значення $\varphi_0 = 85^0$ для визначення низькочастотної межі всеспрямованої ФЗЗ.

З Рисунок 2.8 можна зробити висновок, що основною тенденцією є початкове збільшення кількості всеспрямованих ФЗЗ з 2 до 3 при відповідному збільшенні значення індексу b . Цей процес супроводжується зменшенням спектрального діапазону ФКЗЗ та їх зсувом до низькочастотної області. При подальшому зростанні значення b , загальна кількість ФКЗЗ також збільшується, але кількість всеспрямованих ФЗЗ зменшується, що є результатом зменшення спектральної ширини кожної окремої ФКЗЗ. Така поведінка спектральних характеристик пояснюється зміною фазових умов, для випромінювання, в межах кожного окремого шару структури, який може бути подвоєним, потроєним та таке ін.

Таким чином, отримані результати дозволяють зробити висновок, що кількість повноцінних діапазонів всеспрямованого відбиття в спектрах аперіодичних шаруватих середовищ сформованих на базі класичної й узагальненої послідовностей Колакоскі, залежить не тільки від контрасту показників заломлення їх установчих шарів і порядку генерації послідовності (як це притаманно іншим аперіодичним структурам [260, 261, 268]), але, і в не менш значній мірі, від правильного вибору алфавіту в генеруючій послідовності, що надає додаткову ступінь свободи в маніпулюванні їх спектральним відгуком і робить їх більш перспективними кандидатами для практичних застосувань, в порівнянні з іншими аперіодичними середовищами.

Зазначимо, що існують дві важливі відмінності в спектрах відбиття для ТЕ та ТМ поляризацій, як це слідує з аналізу Рисунка 2.8. По-перше, для ТМ поляризації частотний зсув є більш значним для низькочастотної межі ФКЗЗ, в той час як для ТЕ поляризації, цей зсув є більш суттєвим для високочастотної межі ФКЗЗ. По-друге, зі збільшенням кута падіння ширина ФКЗЗ для ТМ поляризації зменшується, в той час, як для ТЕ поляризації вона зростає. Тобто, спектральний діапазон всеспрямованого відбиття для ТМ поляризації більш вузький ніж для ТЕ поляризації, та повністю знаходиться в частотному діапазоні всеспрямованої ФЗЗ для ТЕ поляризації. Таким чином, при аналізі абсолютного всеспрямованого відбиття від аперіодичної шаруватої структури, достатньо дослідити її спектральні характеристики лише для ТМ поляризації, що також підтверджується результатами робіт [270, 272].

2.1.3 Дисперсійне рівняння. Втрати потужності випромінювання в оболонці

Далі коротко зупинимось на процедурі отримання дисперсійного співвідношення для планарного брегівського хвильоводу зображеного на Рисунку 2.1.

Приймаючи до уваги той факт, що брегівські відбивачі з обох сторін хвильоводного шару ідентичні (завдяки симетричності структури відносно вісі z , $n(z) = n(-z)$), а також приймаючи до уваги відповідні граничні умови (на межах розділу хвильовідний шар/оболонка $z = \pm d_g$), амплітуди хвиль, які поширюються в прямому та зворотному напрямках у межах хвильоводного каналу ($-d_g \leq z \leq d_g$), можуть бути безпосередньо визначені з системи лінійних рівнянь:

$$\begin{cases} a_0 \exp \left[-ik_0 d_g (n_g^2 - n_{eff}^2)^{1/2} \right] = R b_0 \exp \left[ik_0 d_g (n_g^2 - n_{eff}^2)^{1/2} \right], \\ b_0 \exp \left[-ik_0 d_g (n_g^2 - n_{eff}^2)^{1/2} \right] = R a_0 \exp \left[ik_0 d_g (n_g^2 - n_{eff}^2)^{1/2} \right]. \end{cases} \quad (2.10)$$

Система (2.10) дозволяє отримати пряме співвідношення між амплітудами прямих a_0 і зворотних b_0 хвиль у наступному вигляді:

$$b_0 = a_0 R \exp \left[2ik_0 d_g (n_g^2 - n_{eff}^2)^{1/2} \right]. \quad (2.11)$$

Використовуючи вираз (2.11), виключимо амплітуди a_0 і b_0 з системи (2.10) й отримаємо дисперсійне рівняння для мод брегівського хвильоводу з довільним розташуванням шарів в оболонці в наступному кінцевому вигляді:

$$1 - R^2 \exp \left[4ik_0 d_g (n_g^2 - n_{eff}^2)^{1/2} \right] = 0. \quad (2.12)$$

Рівняння (2.12) дозволяє знайти всі можливі значення сталих поширення β (тут, $n_{eff} = \beta/k_0$) як для ТЕ, так і для ТМ мод, по заданим значенням k_0 , d_g та n_g . Як впливає з характеристичного рівняння (2.12), дисперсійні характеристики брегівського хвильоводу безпосередньо залежать від коефіцієнту відбиття R кожного з дзеркал, що дозволяє керувати ними шляхом модифікації спектральних характеристик шаруватої оболонки. В подальшому, розв'язок дисперсійного рівняння (2.12) було отримано чисельно.

При використанні оболонки яка складається зі скінченої кількості шарів N_σ , що відповідає реальному хвильоводу, навіть у випадку, коли у всіх шарах структури відсутні матеріальні втрати, рівняння (2.12) може бути задоволено тільки для комплексних значень сталої поширення β . Таким чином результуюча стала поширення представлена в наступному вигляді:

$$\beta = \beta' + i\beta''. \quad (2.13)$$

Така ситуація відмінна від ситуації для ідеалізованої структури з

напівнескінченою оболонкою ($N_\sigma \rightarrow \infty$), в матеріалах окремих шарів якої втрати також відсутні. У структурі без втрат, стала поширення приймає або чисто дійсні ($\beta'' = 0$), або чисто уявні ($\beta' = 0$) значення [87], де дійсне значення β буде відповідати шукомим хвильоводним модам.

У випадку структури зі скінченою оболонкою, корні дисперсійного рівняння (2.12), завжди будуть комплексними величинами, тобто такий хвильовод може підтримувати тільки комплексні хвилі. Моді, що витікають, можна розглядати як спрямовані тільки в тому випадку, коли втратами на випромінювання можна знехтувати [256], це відповідає випадку сильної локалізації поля моди в осерді хвильоводу. Таким чином, для забезпечення поширення спрямованих мод у хвильоводі необхідно, щоб уявна складова сталої поширення (2.13) задовольняла наступній умові:

$$|\beta''| \ll 0. \quad (2.14)$$

При практичній реалізації шаруватих середовищ необхідне значення β'' може бути отримано шляхом коректного вибору, як відповідних матеріалів для шарів Y та Ψ в періодичній оболонці, так і загальної кількості шарів N_σ у ній.

У подальшому, у підрозділі розглядаються дві комбінації матеріалів для установчих шарів оболонки, а саме: Si/SiO₂ та GaAs/окислений AlAs. Такий вибір матеріалів зумовлено дуже низьким рівнем власних втрат в обраних напівпровідникових матеріалах у межах ближнього інфрачервоного діапазону [273, 274].

У свою чергу, основним джерелом втрат потужності хвильоводних мод у берегівських хвильоводах зі скінченою оболонкою є втрати на випромінювання, що зумовлені «витіканням» оптичного випромінювання, яке поширюється в осерді, до оболонки [95, 275]. Ці втрати можуть бути враховані або безпосередньо з β'' (що потребує розв'язку дисперсійного рівняння (2.12)), або введені до розгляду з

використанням наступного аналітичного виразу, який було отримано з використанням апарату геометричної оптики [91]:

$$\alpha \text{ [дБ/см]} = -\lambda \ln|R|/40n_g d_g^2 \sqrt{1 - (\lambda/4n_g d_g)^2}. \quad (2.15)$$

Величина втрат на випромінювання, обумовлених скінченою товщиною оболонки, зменшується експоненційно зі збільшенням кількості шарів у ній, та при деякому значенні N_σ досягає шуканого значення (див., наприклад, [91, 272]). Для ілюстрації цього твердження, на Рисунку 2.9 (у логарифмічному масштабі) наведено залежності величини втрат α [дБ/см] від кількості шарів в оболонці, що отримані з використанням виразу (2.15) для двох ТЕ та ТМ мод нижчого порядку.

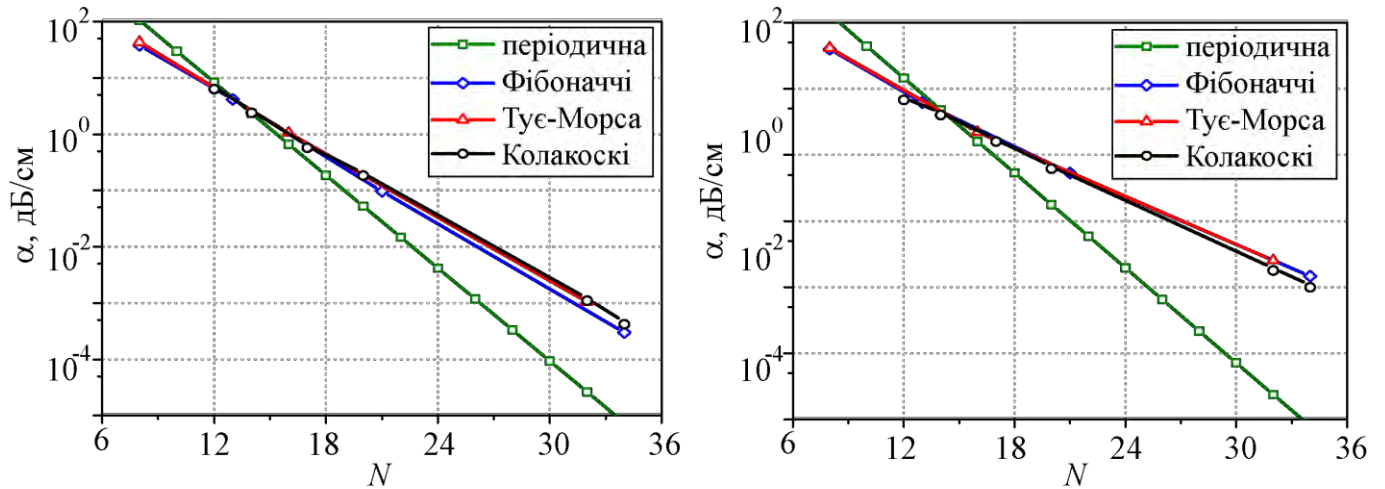


Рисунок 2.9 Оцінка втрат на випромінювання для планарних брегівських хвильоводів, як з періодичною, так і аперіодичною оболонками. (а) ТЕ поляризація; (б) ТМ поляризація. При розрахунках використані наступні значення: $n_\psi = 3.5$, $n_\gamma = 1.56$, $n_g = 1.0$, $2d_g = \lambda/2n_g$, $d_\psi = \lambda/4n_\psi$, $d_\gamma = \lambda/4n_\gamma$, $\lambda = 1.0$ мкм – довжина хвилі у вільному просторі

Розрахунки проводились для чотирьох типів планарних брегівських хвилеводів, як із періодичним, так і аперіодичним розташуванням чверть-хвильових шарів в оболонці. В якості матеріалів для установчих шарів обрано GaAs та окислений AlAs, відповідно [273, 274], хвилевідний шар являє собою пів-хвильовий повітряний дефект у шаруватій структурі. Для аперіодичних структур використано три правила заміщення, на базі яких впорядковано шари в оболонці: Фібоначчі, Тує-Морса та Колакоскі.

З Рисунку 2.9 слідує, що втрати на випромінювання вищі для ТМ мод у порівнянні з ТЕ модами, що повністю співпадає з результатами отриманими раніше для хвилеводів з періодичною оболонкою [91, 275].

Крім того, втрати на випромінювання вищі в брегівських хвилеводах з аперіодичним розташуванням шарів в оболонці, у порівнянні з періодичними структурами. Але в той же час, критерій (2.14) може бути задоволено для всіх структур при значеннях $N_\sigma \geq 24$. Ці результати вказують на те, що планарні брегівські хвилеводи, які використовуються в інтегральних пристроях, можна вважати, по суті, структурами без втрат на випромінювання, при коректному виборі значення N_σ .

Коротко зупинимось на особливостях розподілу полів мод у поперечному перетині хвилеводу. Слід зазначити, що внаслідок симетрії структури відносно центру осердя, всі спрямовані моди можна розділити на два класи: симетричні та асиметричні. Така класифікація мод в симетричних планарних хвилеводах пояснюється наступним чином [276]: якщо довільна функція $\psi(z)$ є розв'язком рівняння $\frac{d^2\psi}{dz^2} + F(z)\psi = 0$, а $F(z) = F(-z)$, то і функція $\psi(-z)$ також буде розв'язком такого рівняння. Крім того, очевидно, що довільна лінійна комбінація $\psi(z)$ та $\psi(-z)$ також буде розв'язком даного рівняння. Тобто, якщо підібрати відповідним чином ці лінійні комбінації, то можна отримати або асиметричні $[\psi(z) - \psi(-z)]$ або симетричні $[\psi(z) + \psi(-z)]$ розв'язки.

В загальному випадку, амплітуда хвилі в центрі хвилеводного шару (при $z = 0$) може бути прирівняна до «1» або «0» для симетричних та асиметричних мод, відповідно. Тоді поля в хвилеведучому шарі можуть бути нормовані шляхом вибору $a_0 = 1/2$ та $b_0 = \pm 1/2$, де верхній знак «+» відповідає симетричним модам, в той час як нижній знак «-» відноситься до асиметричних мод.

2.2 Керування дисперсійними характеристиками брегівських хвилеводів із аперіодичною шаруватою облонкою

2.2.1 Порівняння дисперсійних характеристик брегівських хвилеводів із періодичною та аперіодичною оболонками

Розпочнемо дослідження основних закономірностей поширення електромагнітного випромінювання в планарних брегівських хвилеводах з порівняльного аналізу дисперсійних характеристик хвилеводних структур із періодичною (Рисунок 2.1 (б)) та аперіодичною оболонками (Рисунок 2.1 (д)).

З метою верифікації наведеного методу розв'язку, для конфігурації хвилеводу з періодичною оболонкою обрано геометричні та матеріальні параметри, аналогічні наведеним у роботі [277]. В аперіодичній конфігурації розглянуто планарний хвилевід із оболонкою, яку сформовано в відповідності до закону генерації класичної послідовності Колакоскі – $K(1, 2)$ (див. формулу А.4, Додатку А).

В обох випадках розглядаємо планарні хвилеводи з повітряним прошарком ($n_g = 1.0$) шириною $2d_g = (2/3)(d_\Psi + d_Y)$, який розташовано між двома ідентичними (періодичними або аперіодичними) брегівськими відбивачами. Як було вказано вище, в якості базових шарів оболонки Ψ та Y , обрано шари на основі GaAs та окисненого AlAs, показники заломлення яких на довжині хвилі $\lambda = 1.0$ мкм приймають значення $n_\Psi = 3.5$ та $n_Y = 1.56$, відповідно. Товщини шарів оболонки обрано, як $d_\Psi = 0.5$ мкм та $d_Y = 1.0$ мкм, таким чином вони співвідносяться між собою, як $d_\Psi : d_Y = 1 : 2$. Слід зазначити, що подібні результати можуть бути

отримані при виборі в якості пари матеріалів для установчих шарів – Si та SiO₂ показники заломлення яких на довжині хвилі $\lambda = 1.0$ мкм приймають значення 3.56 і 1.46, відповідно. Така комбінація матеріалів буде розглянута при розрахунках хроматичної дисперсії.

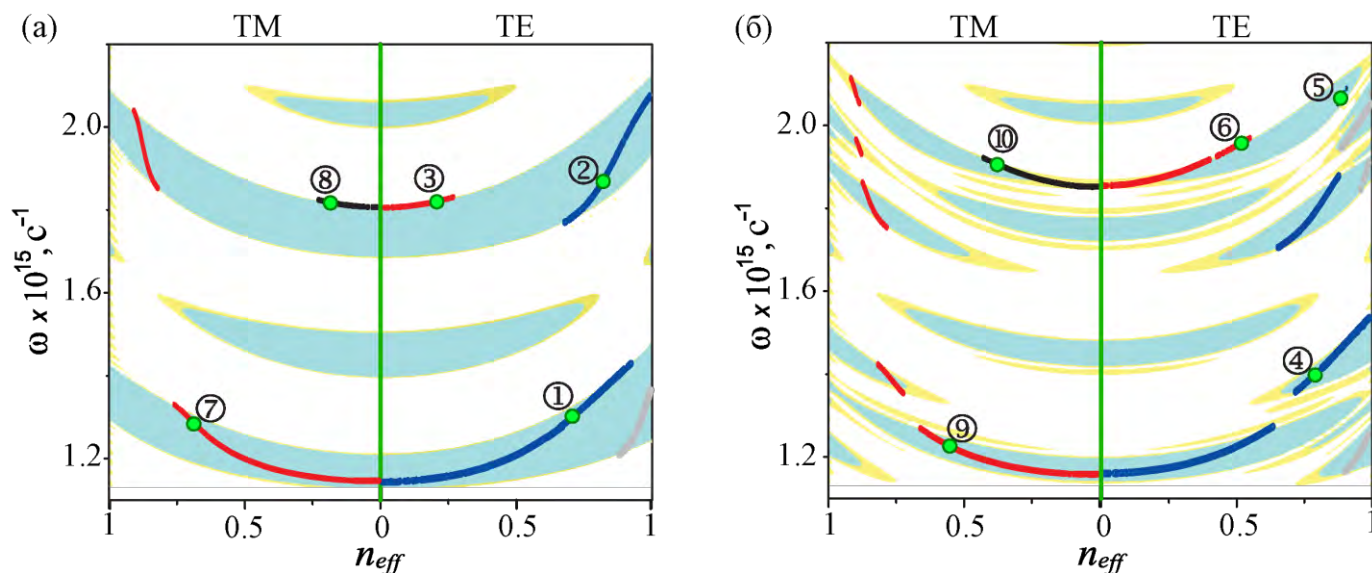


Рисунок 2.10 Мапи ФЗЗ оболонки та дисперсійні залежності для TE_m та TM_m хвиль у планарному брегівському хвилеводі з періодичною (а) та аперіодичною (б) оболонками, відповідно. Зафарбовані області відповідають ФЗЗ оболонки в межах яких коефіцієнт відбиття досягає значення $|R| \geq 0.9$. Дисперсійні криві різного кольору, відповідають різним значенням індексу моди m : сині задовольняють значенню $m = 0$; червоні – $m = 1$; чорні – $m = 2$. Дисперсійні криві сірого кольору відповідають значенню $m = -1$

В якості типового прикладу, на Рисунку 2.10 наведено спектральні характеристики та дисперсійні криві TE_m та TM_m хвиль для обох конфігурацій оболонок хвилеводів, які розраховано з використанням наведеної вище методики. Числові результати отримані для однакової кількості шарів у кожній з оболонок $N_\sigma = 24$ та для однакових матеріальних (n_ψ та n_γ) і геометричних (d_ψ та d_γ)

параметрів базових шарів.

На цьому рисунку області з жовтою заливкою відповідають ФЗЗ оболонки з величиною коефіцієнту відбиття в діапазоні $0.9 \leq |R| < 0.999$, у свою чергу області світло блакитного кольору відносяться до ФЗЗ зі значенням коефіцієнту відбиття $0.999 \leq |R| \leq 1.0$. Зазначимо також, що центральна лінія $n_{eff} = 0$ розділяє наведені діаграми на два регіони, де лівий регіон відповідає ТМ хвилям, а правий – ТЕ хвилям.

У випадку планарного брегівського хвилеводу з періодичною оболонкою (Рисунок 2.10 (а)), мапи ФЗЗ для обох поляризацій демонструють набір із n заборонених зон з абсолютним значенням коефіцієнту відбиття $|R| \geq 0.999$. Ці фотонні заборонені зони характеризуються центральними частотами $\omega_v = \nu \pi c / (n_\Psi d_\Psi + n_\Upsilon d_\Upsilon)$ (при $n_{eff} = 0$), де індексом ν позначено порядок (номер) ФЗЗ. У наведеному на Рисунку 2.10 фрагменті частотного діапазону індекс ν приймає значення 4, 5, 6 та 7, відповідно.

У той же час, мапи ФЗЗ, для структури з аперіодичною оболонкою більш складні, як це наведено на Рисунку 2.10 (б). Незважаючи на те, що для даного співвідношення товщини шарів $d_\Psi : d_\Upsilon$, кількість та центральні частоти ФЗЗ при $n_{eff} = 0$ співпадають з аналогічними значеннями для періодичної структури (важливо відзначити, що для структур з чверть-хвильовими шарами в оболонці така закономірність не спостерігається, як це буде показано в подальшому), у то же час їх спектральні діапазони більш вузькі як для ТЕ, так і для ТМ поляризації. Більш того, для обох поляризацій, зі збільшенням величини n_{eff} з'являється низка додаткових областей з високим значенням коефіцієнту відбиття, в межах яких також може підтримуватися хвилеводне поширення електромагнітного випромінювання в межах осердя.

Крім спектральних характеристик оболонки, на Рисунку 2.10 також наведено дисперсійні залежності для декількох ТЕ та ТМ мод нижчого порядку. Дисперсійні

гілки хвильоводних мод представлено кривими різних кольорів, які складаються з набору окремих точок, де існує розв'язок дисперсійного рівняння (2.12). Як видно з Рисунка 2.10 всі ці моди існують лише в спектральних областях, які відповідають ФЗЗ оболонки, в межах яких коефіцієнт відбиття досягає значення $|R| \geq 0.99$.

На відміну від стандартного тришарового хвильоводу, який функціонує на принципі повного внутрішнього відбиття на межі розділу осердя/оболонка та для якого кожна мода характеризується лише однією безперервною дисперсійною кривою [88], у випадку планарного Бреґівського хвильоводу є декілька дисперсійних гілок, які знаходяться в ФЗЗ з різним порядком ν і можуть відповідати моді з одним і тим же індексом m . Ці дисперсійні криві обриваються на краях ФЗЗ (при деякому значенні n_{eff}), де відповідна мода зазнає хвильоводну відсічку. Отже, кожна дисперсійна крива закінчується в двох точках, які відповідають умовам хвильоводної відсічки на краях ФЗЗ, та відповідають деяким мінімальним та максимальним значенням ефективного індексу моди. Внаслідок більш складної структури спектральних характеристик, дисперсійні криві кожної моди для хвильоводів з аперіодичною оболонкою являються фрагментарними та мають більше частот відсічки, у порівнянні з відповідними характеристиками планарних хвильоводів із періодичною оболонкою. Така особливість дисперсійних характеристик аперіодичного планарного бреґівського хвильоводу дозволяє проводити більш гнучку селекцію мод, що в свою чергу відкриває більше можливостей в керуванні поляризаційно-залежними ефектами, та може бути використано на практиці в пристроях інтегральної оптики які зокрема призначені для селекції мод [92], адаптивної компенсації дисперсії [85], частотної та поляризаційної фільтрації [83].

2.2.2 Розподіл полів мод. Фактор обмеження моди

Для ідентифікації хвильоводних мод, що відповідають різним дисперсійним, кривим наведеним на Рисунку 2.10, з використанням співвідношень (2.3)–(2.4), були отримані розподіли відповідних компонент (E_x або H_x) електромагнітного поля в поперечному перетині бреґівських хвильоводів.

Рисунки 2.11–2.12 дають уявлення про розподіл поперечних компонент електричного E_x та магнітного H_x полів для декількох нижчих TE_m та TM_m мод, відповідно. На цих рисунках наведено числові результати, як для планарного хвилеводу з періодичною оболонкою (ліва колонка), так і для хвилеводу з аперіодичною оболонкою (права колонка). Для повноти та прозорості викладень, відповідні розподіли профілю показника заломлення в поперечному перетині хвилеводів, представлені в верхній частині кожного рисунка.

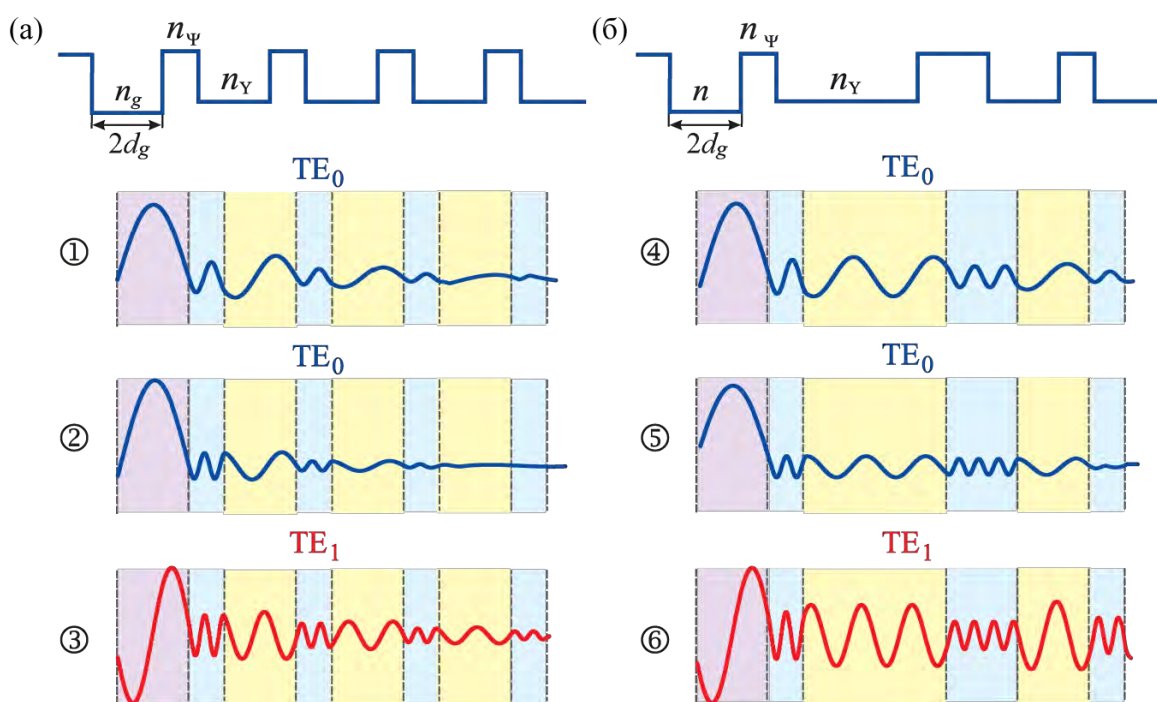


Рисунок 2.11 Розподіл поперечної складової електричного поля E_x для TE_m мод. Профілі показників заломлення хвилеводів наведено в верхній частині рисунку. Фактор обмеження моди Γ приймає значення: (1) $\Gamma = 0.77$; (2) $\Gamma = 0.92$; (3) $\Gamma = 0.35$; (4) $\Gamma = 0.73$; (5) $\Gamma = 0.87$; (6) $\Gamma = 0.23$

Цифрові позначки на Рисунках 2.11–2.12 відповідають точкам з такими ж номерами на дисперсійних кривих Рисунку 2.10. Таким чином, розподіли польових

компонент кожної моди розраховувались для фіксованих значень n_{eff} та ω , визначених з Рисунок 2.10.

Окремо зазначимо, що розподіли польових компонент у поперечному перетині хвилевідної структури було отримано після їх нормування на максимальне значення поля в хвилеводному шарі.

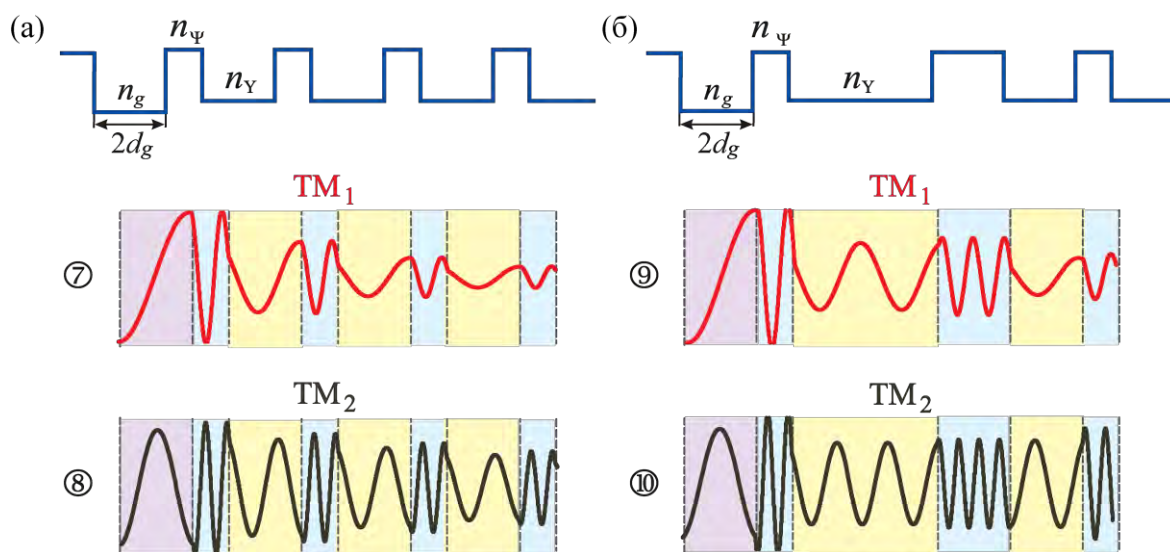


Рисунок 2.12 Розподіл поперечної складової магнітного поля H_x для TM_m мод. Профілі показників заломлення хвилеводів наведено в верхній частині рисунку. Фактор обмеження моди Γ приймає значення: (7) $\Gamma = 0.3$; (8) $\Gamma = 0.14$; (9) $\Gamma = 0.23$; (10) $\Gamma < 0.1$

Загальновідомо, що поля хвилеводних мод, як у діелектричних планарних хвилеводах, так і в оптичних волокнах, лише частково обмежені самим направляючим шаром, тому вони мають «залишки» що проникають в оболонку. Ця обставина призводить до необхідності урахування частини потужності моди, яку локалізовано в осерді. В підписах до Рисуноків 2.11–2.12 наведено інформацію про кількісне співвідношення потужності моди, яка поширюється в осерді, до загальної потужності, яка переноситься модою. Ця величина відома, як фактор обмеження

моди Г. Він визначається наступним чином [278, 279]:

$$\Gamma = \int_{-d_g}^{d_g} |I|^2 dz / \int_{-L}^L |I|^2 dz, \quad (2.16)$$

де параметр I приймає значення E_x або H_x для TE_m та TM_m мод, відповідно.

Проведемо аналіз отриманих результатів. Відомо, що як в симетричному, так і в асиметричному стандартному тришаровому планарному хвилеводі (з $n_g > n_{\text{clad}}$) поля в однорідних оболонках затухають експоненційно по мірі віддалення від хвилеведучого шару, причому величина такого загасання зумовлена значенням показника заломлення матеріалу оболонки n_{clad} . Однак у брегівських хвилеводах спостерігається відмінна, осцилююча, поведінка поля в оболонці, що зумовлено шаруватим характером останньої. Загальна амплітуда таких осциляцій експоненційно згасає при віддаленні від осердя, як це наведено на Рисунках 2.11–2.12. Але в той же час, амплітуда та кількість осциляцій в межах кожного окремого шару визначається його матеріальними та геометричними параметрами n_j та d_j , ($j = Y, \Psi$). Для періодичної оболонки кількість нулів у розподілі поля N_{zero} , у межах кожного періоду, тобто, у межах кожної пари установчих шарів Y та Ψ , однозначно обумовлена номером ФЗЗ, в якій розташована дисперсійна крива моди, а саме $N_{\text{zero}} = \nu$ (див., наприклад, Рисунок 2.11 (а)). Для хвилеводу з аперіодичною $K(1, 2)$ оболонкою така умова не задовольняється, так як в аперіодичній послідовності (А.5), на базі якої сформована шарувата оболонка, два однакові символи можуть бути розташовані поруч. Таким чином, в отриманій хвилевідній структурі два сусідніх шари з однакового матеріалу, які відповідають однаковим символам в послідовності (2.7), замінюються одним з подвійною товщиною. В результаті в межах пари шарів Y та Ψ величина N_{zero} може приймати одне з наступних значень: ν , $\nu + 2$ (для випадку, коли один із пари шарів характеризується подвійною товщиною) або $\nu + 4$ (у випадку, коли обидва шари мають подвійну

товщину), як це наведено на Рисунку 2.10 (б)).

В то же час, для планарних брегівських хвильоводів, як з періодичною, так і з аперіодичною оболонками, кількість нулів в розподілах поперечних компонент магнітного й електричного полів у хвильоводному шарі аналогічна тій, що спостерігається в стандартному планарному хвильоводі, де кількість нулів дорівнює індексу моди m . З іншого боку, кількість максимумів у розподілі поля в межах хвильоводного шару визначається, як $m + 1$. Таким чином, значення модового індексу з $m = 0, 2, 4 \dots$ відповідають симетричним модам, а з $m = 1, 3, 5 \dots$ – асиметричним модам.

Як відомо (див., наприклад, [88]), у тришаровому планарному хвильоводі з $n_g > n_{\text{clad}}$ найменшим з можливих значень індексу моди є значення $m = 0$. Однак, як це було продемонстровано в статтях [92, 93] для планарного брегівського хвильоводу з періодичною оболонкою, при виконанні специфічного співвідношення між товщинами хвильоводного шару d_g та другого (від осердя) шару в оболонці d_2 , а саме,

$$d_g \leq d_2 \quad (2.17)$$

у хвильоводі можуть підтримуватись моди з індексом $m = -1$.

Для розглянутих в даному підрозділі конфігурацій планарних хвильоводів маємо: $d_2 = 2d_\gamma = 4d_g$ та $d_2 = d_\gamma = 2d_g$ для аперіодичної та періодичною оболонок відповідно, так що умова (2.17) задовольняється і моди з індексом $m = -1$ можуть підтримуватися в хвильоводах, що досліджуються. Відповідні дисперсійні криві для мод TE_{-1} , наведено на Рисунку 2.10 сірим кольором. Для мод TE_{-1} обидва і кількість нулів і кількість максимумів в розподілі поля в межах осердя дорівнюють нулю. З фізичної точки зору такі моди інтерпретуються, як поверхневі хвилі чия енергія зосереджена у вузькому повітряному зазорі між поверхнями розділу двох

періодичних/аперіодичних середовищ. Зокрема, поява таких поверхневих хвиль та їх дисперсійні особливості вивчались у роботі [280].

Рисунок 2.13 відображає частотну залежність фактору обмеження моди $\Gamma(\omega)$, що отримано з використанням формули (2.16) для декількох мод нижчого порядку в межах ФЗЗ з порядковим номером $\nu = 4$ (див., Рисунок 2.10).

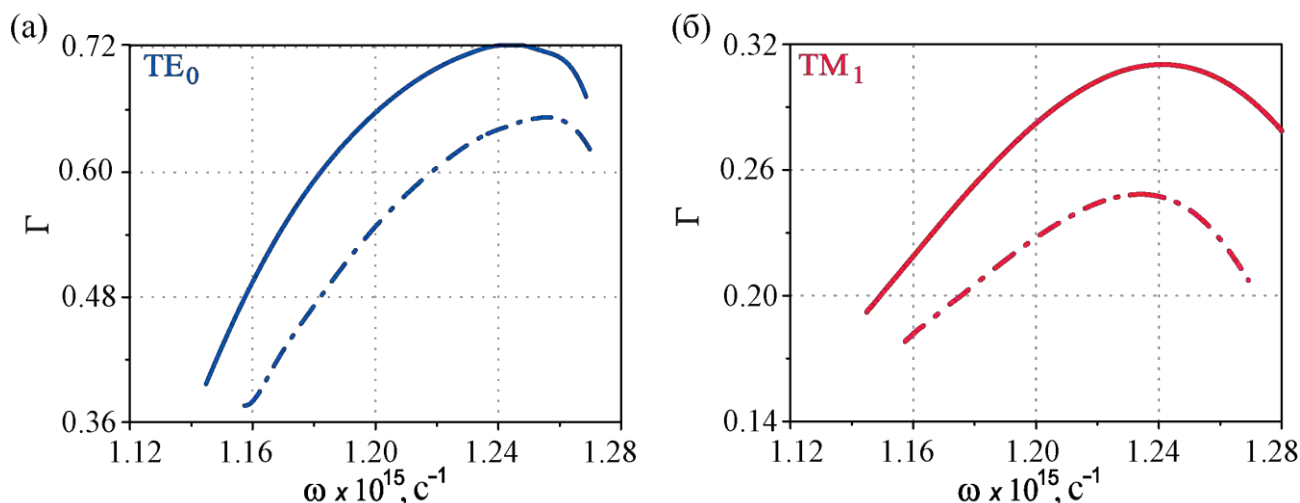


Рисунок 2.13 Частотна залежність $\Gamma(\omega)$ для декількох мод, що поширюються у хвилеводі: (а) TE_0 та (б) TM_1 моди. Суцільні криві відповідають періодичній оболонці, а пунктирні – аперіодичній оболонці. В обох випадках $N_\sigma = 10$

Як впливає з аналізу наведених кривих, фактор обмеження для обох TE_0 та TM_1 мод має менше значення у випадку структури з аперіодичною оболонкою, так як у даному випадку витікання енергії в оболонку більш значне, що зумовлено порушенням фазових умов для випромінювання в межах окремих шарів. Не дивлячись на те, що фактор обмеження не набуває значень близьких до 1, енергія в кожній моді добре локалізована в межах декількох перших шарів. Зазначимо, що при збільшенні загальної кількості шарів у структурі при фіксованому контрасті показників заломлення, а також при збільшенні контрасту показників заломлення шарів в оболонці при фіксованій кількості шарів у ній, величина фактору обмеження

також збільшується та може досягти значення близького до 1.

Як видно з Рисунку 2.13, фактор обмеження досягає свого максимального значення в проміжку між двома точками хвилевідної відсічки, поблизу відсічки значення Γ зменшується але залишається скінченою величиною. Також слід зазначити, що фактор обмеження кожної окремо взятої моди досягає більшого значення в ФЗЗ з більш високим порядковим номером ν . По мірі того, як збільшується значення ефективного індекса моди n_{eff} , що в свою чергу призводить до зростання значення нормованої сталої поширення моди $\tilde{b} = (n_{eff}^2 - n_Y^2)/(n_\Psi^2 - n_Y^2)$, поле моди все більше та більше локалізується в хвилеводному шарі.

Слід окремо зазначити, що для стандартного планарного хвилеводу, який функціонує завдяки повному внутрішньому відбиттю на межі розділу осердя/оболонка, існує лише одна точка відсічки для кожної з мод, при віддаленні від якої значення Γ поступово наближається до 1. У той же час, такий процес супроводжується збільшенням загальної кількості хвилеводних мод, які можуть поширюватися на обраній частоті, в результаті чого, одномодовий режим може бути реалізовано лише в доволі вузькому частотному діапазоні. Таким чином, у планарному хвилеводі з дискретним спектром мод, фактор обмеження фундаментальної моди досягає свого максимального значення в частотному регіоні, де спостерігається багатомодовий режим.

На противагу цьому, завдяки своїм унікальним спектральним характеристикам (див. Рисунок. 2.10) планарний брегівський хвилевод, і в особливості хвилевод з аперіодичним розташування шарів в оболонці, дозволяє підтримувати в окремих частотних діапазонах, одномодовий режим з високим значенням фактору обмеження Γ , не тільки для фундаментальної моди, але також і для мод вищих порядків, що є бажаним для багатьох практичних застосувань, зокрема, адаптивної компенсації дисперсії [85].

2.2.3 Дисперсійний зсув

У цьому підрозділі продемонстровано можливість керування дисперсійними характеристиками брегівського хвилеводу шляхом спеціального впорядковування чверть-хвильових шарів в його оболонці. Порівняльний аналіз дисперсійних характеристик було проведено для чотирьох типів планарних брегівських хвилеводів зображених на Рисунку 2.1.

Для всіх хвилеводних структур використано наступні геометричні та матеріальні параметри: хвилевідний шар – $n_g = 1.0$ (повітря), $2d_g = \lambda_0/2n_g$; оболонка – $n_\psi = 3.5$ (GaAs [274]), $n_\gamma = 1.56$ (окислений AlAs [274]), $d_\psi = \lambda_0/4n_\psi$, $d_\gamma = \lambda_0/4n_\gamma$; $\lambda_0 = 1.0$ мкм – довжина хвилі у вільному просторі. Такий вибір параметрів шарів дозволяє використовувати обрані структури в якості елементів інтегральних схем для сучасних телекомунікаційних систем, які функціонують в межах першого вікна прозорості (0.8 – 1 мкм) [279].

Слід зазначити, що структури з періодичною оболонкою а також з аперіодичними оболонками сформованими за правилами заміщення Тує-Морса та Колакоскі мають однакову загальну кількість шарів у кожному з брегівських відбивачів $N_\sigma = 32$, у той час як для структури Фібоначчі $N_\sigma = 34$. Ця відмінність зумовлена тим фактом, що в багатошарових аперіодичних структурах загальна кількість шарів N_σ і кількість шарів кожного типу N_ψ та N_γ залежать, від порядку генерації вихідної аперіодичної послідовності, в результаті в аперіодичних/квазіперіодичних структурах можна отримати тільки чітко визначену загальну кількість шарів, як це наведено на Рисунку 2.4. Як було продемонстровано вище, таке обмеження не стосується структур Колакоскі.

Отримані дисперсійні залежності та розподіли відповідних їм польових компонент для TE_m та TM_m мод нижчого порядку в поперечному перетині хвилеводних структур наведено на Рисунках 2.14–2.15.

Розподіли польових компонент розраховано з метою ідентифікації типів відповідних мод. Незафарбовані регіони відповідають забороненим фотонним

зонам, в яких коефіцієнт відбиття досягає значення $|R| \geq 0.99$.

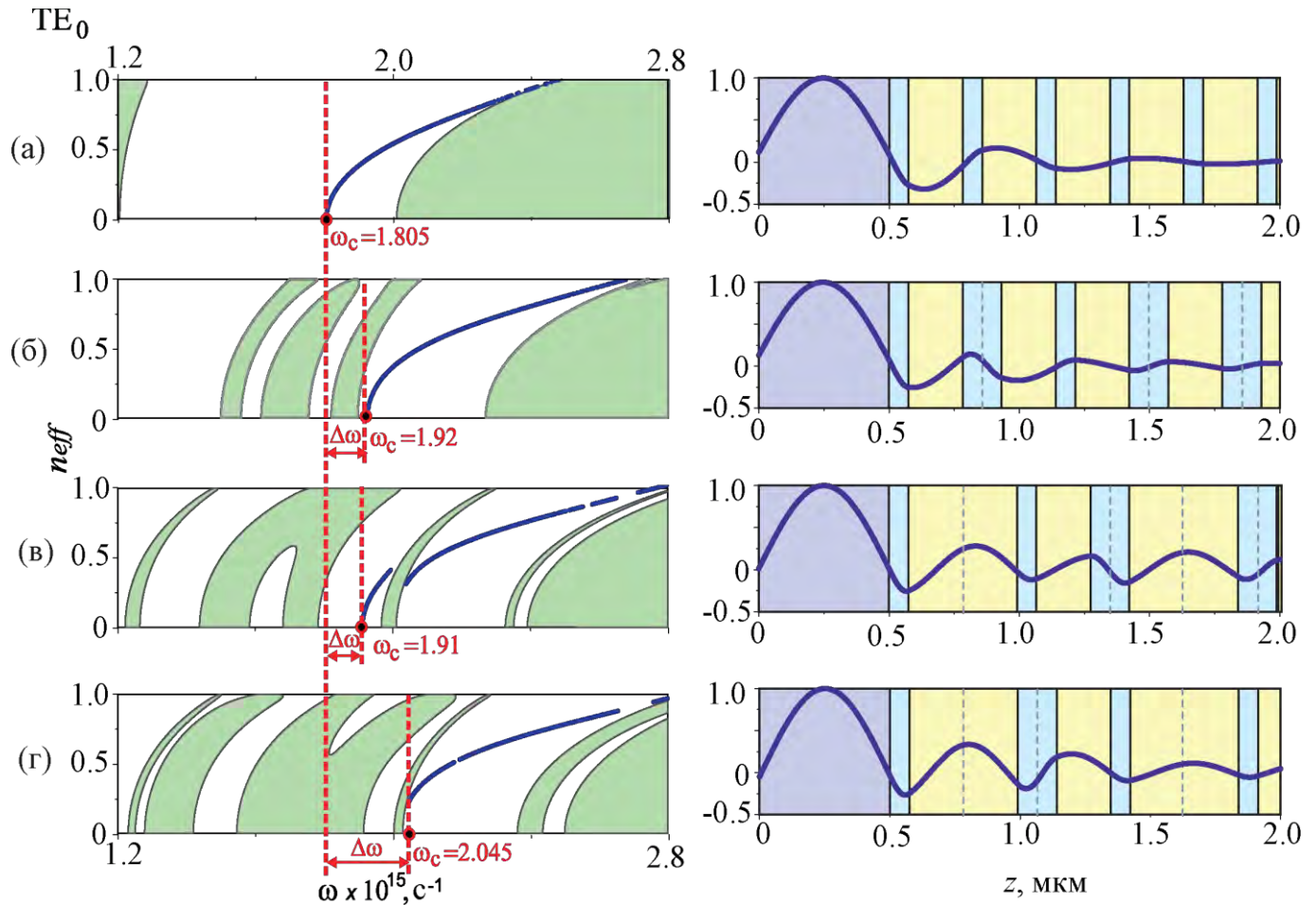


Рисунок 2.14 Дисперсійні залежності та розподіл поперечної компоненти електричного поля E_x , фундаментальної TE_0 моди в планарних брегівських хвилеводах з різним просторовим впорядкуванням чверть-хвильових шарів в оболонці: (а) періодичним; (б) по правилу заміщення Фібоначчі; (в) по правилу заміщення Тує-Морса; (г) по правилу заміщення Колакоскі $K(1, 2)$

Як впливає з аналізу результатів наведених на Рисунках 2.14 – 2.15, головна відмінність між дисперсійними кривими для хвилеводів з періодичним та аперіодичним порядком чверть-хвильових шарів в оболонці, як для TE_m так і

TM_m мод, полягає в зсуві частоти відсічки відповідних мод ω_c в область більш високих частот («синій зсув») для аперіодичної конфігурації оболонки, в порівнянні з хвильоводною структурою з періодичною оболонкою. Цей частотний зсув позначено на рисунках як $\Delta\omega = |\omega_{cp} - \omega_{ca}|$, де ω_{cp} та ω_{ca} частоти відсічки для періодичної та аперіодичної конфігурацій, відповідно.

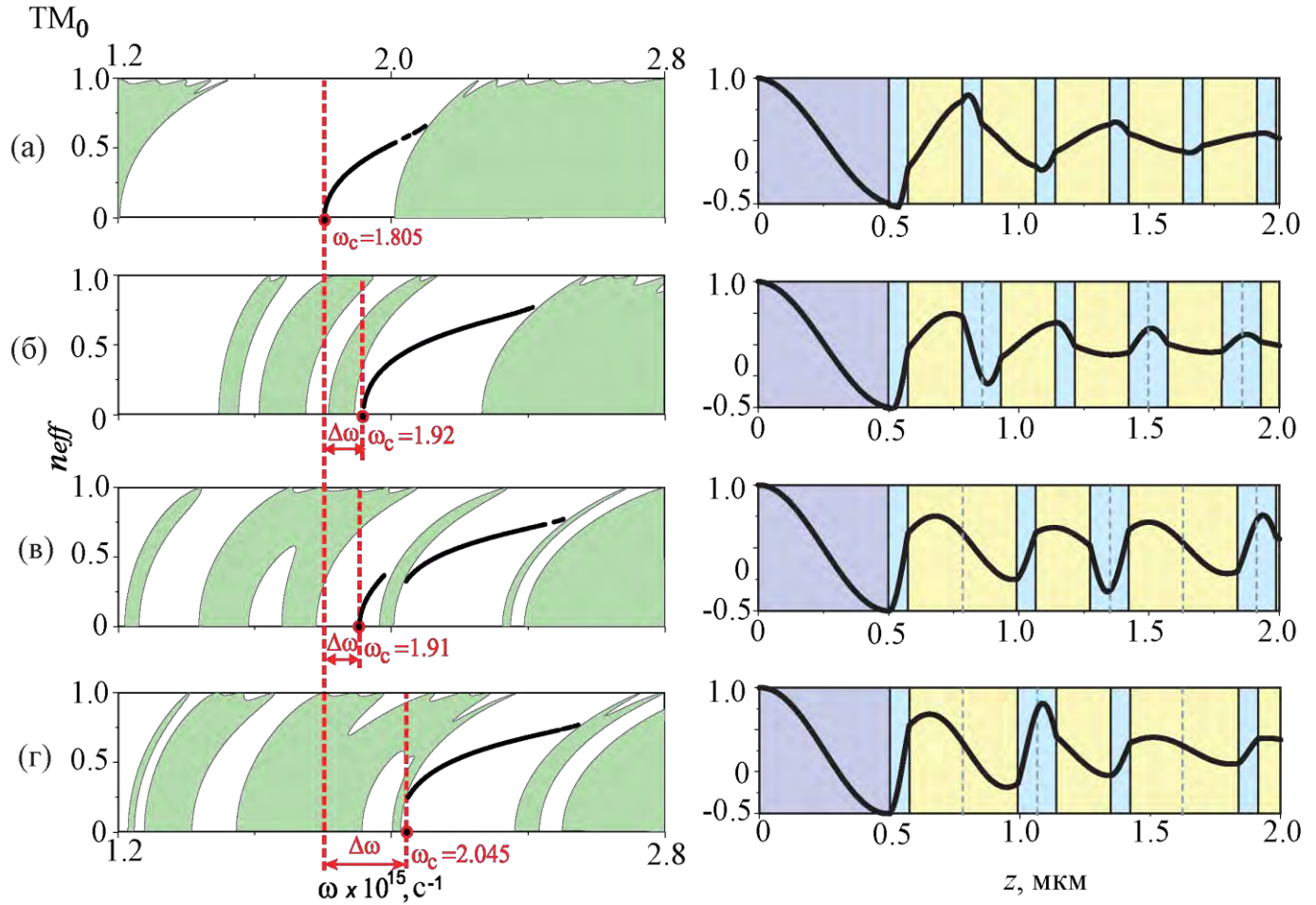


Рисунок 2.15 Дисперсійні залежності та розподіл магнітного поля (H_x – компонента) для TM_1 моди в планарних берегівських хвильоводах з різним просторовим впорядкуванням чверть-хвильових шарів в оболонці: (а) періодичним; (б) по правилу заміщення Фібоначчі; (в) по правилу заміщення Тує-Морса; (г) по правилу заміщення Колакоскі $K(1, 2)$

Слід окремо відзначити той факт, що заборонені фотонні зони в яких підтримується поширення відповідних мод, також зазнають «синього зсуву» в порівнянні з ФЗЗ для періодичної структури. З фізичної точки зору, отриманий ефект може бути пояснений виходячи із відмінностей в спектральних характеристиках періодичних та аперіодичних структур (Рисунок 2.10).

Добре відомо, що на противагу до періодичної структури, сформованої з чверть-хвильових шарів, спектр якої містить центральну заборонену зону в околиці довжини хвилі λ_0 [52, 53], аперіодична структура характеризується набором квазі-заборонених зон, які розміщено симетрично відносно даної довжини хвилі з набором високодобротних піків пропускання в її найближчих околицях, див., наприклад, Рисунки 2.3 та 2.5 та наступні посилання [260, 261, 268, 281].

Спектральний зсув ФЗЗ зумовлено порушенням періодичності розташування шарів в оболонці хвилеводів, що в свою чергу призводить до порушення фазових умов (у межах кожного окремого шару) для хвилі, що поширюється в шаруватій оболонці. Очевидно, що різний просторовий розподіл базових шарів в оболонці призводить до зміни оптичних товщин окремих шарів у структурі, а також зменшенню загальної кількості меж розділу та шарів у багат шаровій системі. Це зумовлено тим, що можуть з'являтися повторення (тобто подвоєння) шарів одного й того ж типу (Υ або Ψ). Формування шару з подвоєною товщиною $2d_\Psi$ або $2d_\Upsilon$ призводить до появи додаткового фазового зсуву ϕ_i в його межах, що в свою чергу призводить до суттєвої модифікації загального спектру відбиття структури, форма якого залежить від фазової модуляції в кожному окремому шарі: $\phi_i = 2\pi n_i d_i / \lambda_0$. Якщо позначити фазову модуляцію в межах подвоєних шарів як ϕ , то коефіцієнт відбиття може бути представлений у вигляді добутку двох функцій [282]:

$$R = A(n_\Psi/n_\Upsilon) \cdot \Re(\phi), \quad (2.18)$$

де функція $A(n_\Psi/n_\Upsilon)$ дозволяє врахувати контраст показників заломлення шарів

структури, а функція $\Re(\phi)$ – фактор форми спектру, який зумовлений різними довжинами оптичних шляхів для випромінювання в межах кожного з шарів. У нашому випадку, зміни в $\Re(\phi)$, безсумнівно, призводять до дисперсійного зсуву, так як має місце заміна $\Re(\phi(n_i, 2d_i)) \rightarrow \Re(\phi(n_i, d_i))$.

Слід зазначити, що частотний зсув $\Delta\omega$ є різним для всіх аперіодичних структур, що зумовлено різним просторовим розташуванням шарів в кожній з них, і для обраних геометричних і матеріальних параметрів приймає максимальне значення для брегівського хвильоводу в якому шари в оболонці впорядковано по правилу заміщення Колакоскі $K(1, 2)$ (Рисунок 2.16). Для даної конфігурації брегівського хвильоводу зсув складає 122 нм. Важливо зазначити, що даний частотний зсув не спостерігається в структурах, в яких оболонку сформовано з шарів, товщини яких не задовольняють умові Брега (зокрема в хвильоводах, розглянутих в підрозділі 2.2.1 в яких товщини шарів співвідносяться як $d_\Psi : d_\Upsilon = 1 : 2$).

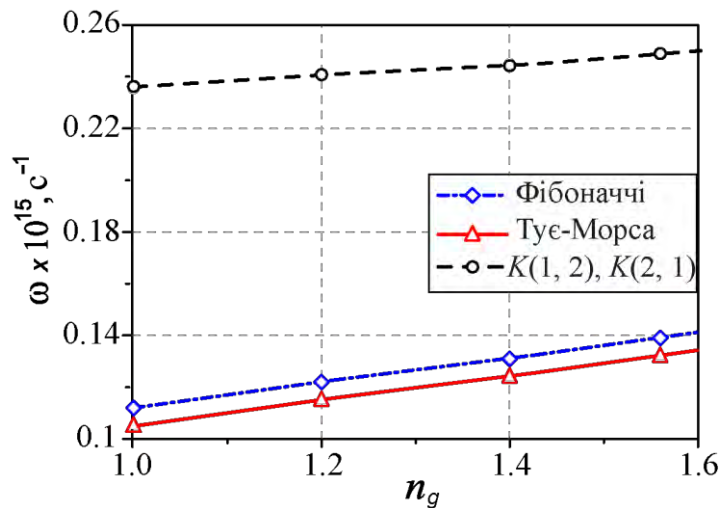


Рисунок 2.16 Залежність зсуву частоти відсічки $\Delta\omega$ фундаментальної моди TE_0 від показника заломлення осердя n_g , для трьох аперіодичних конфігурацій оболонки хвильоводу

Залежність зсуву частоти відсічки $\Delta\omega$ фундаментальної моди TE_0 , для всіх трьох аперіодичних конфігурацій оболонки (у порівнянні з періодичною), від показника заломлення хвильоводного шару n_g наведено на Рисунку 2.16 (діапазон значень показника заломлення хвильоводного шару обрано як $1.0 \leq n_g \leq n_Y$).

Як впливає з наведених результатів, зі зростанням значення n_g , частотний зсув $\Delta\omega$ також несуттєво збільшується. У той же час, збільшення значення показника заломлення хвильоводного шару призводить до збільшення кількості хвильоводних мод у межах обраних ФЗЗ, що є небажаним для низки практичних застосувань, в яких потрібен одномодовий режим роботи хвильоводу, зокрема це стосується оптичних систем призначених для передачі сигналу на значні відстані (так, звані *long-haul optics systems*). Крім того, це також супроводжується більш значним спотворенням форми оптичного сигналу, що поширюється в хвильоводному тракті, зумовленого дією хроматичної дисперсії [283–285], та потребує додаткового дослідження.

2.2.4 Хроматична дисперсія

Одним із найбільш важливих факторів, який впливає на функціонування реальних пристроїв, є хроматична дисперсія, яка обумовлює спотворення форми імпульсів, впродовж їх поширення в хвильоводі. Як відомо, хроматична дисперсія зумовлена спектральною залежністю ефективного індексу моди n_{eff} та складається з матеріальної та хвильової складових [88, 89, 279]. У випадку хвильоводів із повітряним хвильоводним шаром, які є предметом розгляду в даному розділі, основний вплив на перетворення форми імпульсу спричиняє хвильоводна дисперсія, порівнянно з яким, впливом матеріальної дисперсії можна повністю знехтувати.

При математичному розгляді ефекти дисперсії в оптичних хвильоводах вводяться до розгляду шляхом розкладу дійсної частини сталої поширення β' в ряд Тейлора навколо центральної частоти ω_0 [279]:

$$\beta'(\omega) = n_{eff}(\omega)\omega/c = \sum_{m \geq 0} \frac{1}{m!} \beta'_m(\omega - \omega_0), \quad (2.19)$$

$$\beta'_m = [d^m \beta' / d\omega^m]_{\omega=\omega_0}, \quad (m = 0, 1, 2 \dots). \quad (2.20)$$

Як відомо, огинаюча імпульсу поширюється з груповою швидкістю $v_g = 1/\beta'_1$, а дисперсійний параметр β'_2 , відомий також як дисперсія групових швидкостей (в зарубіжній науковій літературі – GVD параметр), визначає зміну ширини імпульсу при його поширенні в оптичному хвилеводі. З фізичної точки зору спотворення огинаючої сигналу зумовлено зміною групової швидкості в межах полоси модуляції.

З ефективним показником заломлення n_{eff} та його похідними за частотою, параметри β'_1 та β'_2 пов'язані наступним чином:

$$\beta'_1 = 1/c \left(n_{eff} + \omega (dn_{eff}/d\omega) \right) = 1/v_g, \quad (2.21)$$

$$\begin{aligned} \beta'_2 &= 1/c \left(2(dn_{eff}/d\omega) + \omega (d^2 n_{eff}/d\omega^2) \right) = \\ &= (\omega/c) (d^2 n_{eff}/d\omega^2) = (\lambda^3/2\pi c^2) (d^2 n_{eff}/d\lambda^2). \end{aligned} \quad (2.22)$$

В області волоконної та інтегральної оптики, для урахування ефектів обумовлених хроматичною дисперсією прийнято використовувати дисперсійний параметр D [пс/(нм · км)] замість параметру β'_2 [пс²/км]. Зв'язок між параметрами D та β'_2 задається наступним співвідношенням [279]:

$$D = d\beta'_1/d\lambda = -2\pi c \beta'_2/\lambda^2 = -\omega^2 \beta'_2/2\pi c. \quad (2.23)$$

Важливий момент, який необхідно приймати до уваги, міститься в тому, що вклад хвилеводної дисперсії в дисперсійні параметри D та β'_2 , залежить від

геометричних параметрів хвилеводу, і зокрема, в нашому випадку, він в значній мірі визначається оптичними товщинами шарів в оболонці, а також їх складним просторовим розташуванням. Змінюючи ці параметри ми маємо можливість керувати дисперсійними властивостями оптичного хвилеводу, зокрема отримувати хвилеводи зі зсунутою та згладженою (яка, як відомо, досягається в багатошарових хвилеводах) хроматичною дисперсією (див., наприклад, [94, 279]). Зазначимо, що довжина хвилі, при якій $D = \beta'_2 = 0$, називається довжиною хвилі нульової дисперсії λ_D . Незважаючи на те, що на цій довжині хвилі не відбувається зміна (збільшення чи зменшення) протяжності імпульсу, він все ж буде зазнавати спотворення своєї форми (яке, зокрема, проявляється в появі осциляцій на передньому фронті імпульсу), яке зумовлено дією дисперсії вищих порядків, за яку в виразі (2.20) відповідають доданки β'_3, β'_4 і т.д [279, 284].

Також слід зазначити, що вплив нелінійних ефектів на поширення імпульсів, як в планарних хвилеводах, так і оптичних волокнах, може бути якісно різним в залежності від того який знак мають параметри D та β'_2 [284]. Зокрема, в режимі роботи з $D > 0$, хвилевод може підтримувати поширення солітонів завдяки певному балансу між дисперсійними та нелінійними ефектами [285].

Таким чином дослідження впливу аперіодичного розташування шарів в оболонці брегівського хвилеводу на результуючу хроматичну дисперсію є актуальною задачею. Приймаючи до уваги результати підрозділів 2.2.2 та 2.2.3, які демонструють, що максимальний вплив на дисперсійні криві хвилеводних мод спричиняє аперіодичне розташування шарів в оболонці по правилу заміщення Колакоскі $K(1, 2)$, проведемо порівняльне дослідження хроматичної дисперсії в двох типах планарних хвилеводів: з періодичною та аперіодичною $K(1, 2)$ оболонками, відповідно.

Хвилеводи що аналізуються мають такі ж геометричні параметри, як і хвилеводи, що були предметом попереднього розгляду, але в якості матеріалів для

шарів оболонки обрано Si та SiO₂. Такий вибір матеріалів обумовлено практичним інтересом до оптичних пристроїв, які функціонують в межах третього вікна прозорості для кварцових волокон (1.55 мкм), де широкого використання набув кремній, завдяки його прозорості та мінімальним власним втратам у даному спектральному діапазоні [286].

Залежність дисперсійного параметру D від довжини хвилі для хвильоводів, що є предметом розгляду, приведено на Рисунку 2.17. Зазначимо, що в обраному спектральному діапазоні обидва хвильоводи функціонують в одномодовому режимі з підтримкою фундаментальної моди TE₀, як наведено на Рисунку 2.10.

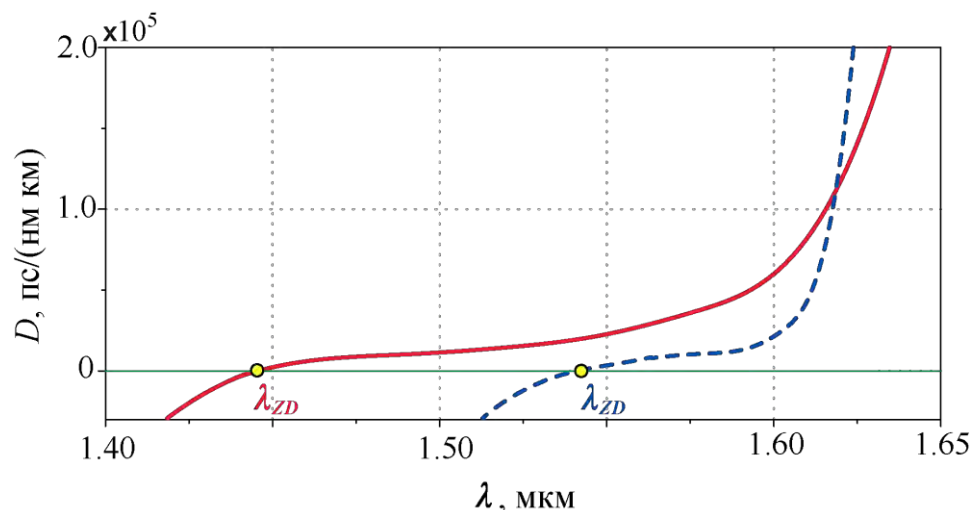


Рисунок 2.17 Залежність дисперсійного параметру D від довжини хвилі для двох типів брегівських хвильоводів. Криві червоного (суцільна) та синього (штрихова) кольору відповідають хвильоводам із періодичною та аперіодичною оболонками. Суцільна лінія зеленого кольору відповідає рівню $D = 0$. λ_{ZD} – довжина хвилі нульової дисперсії

Як випливає з аналізу Рисунку 2.17, дисперсійних криві для обох типів хвильоводів мають подібну поведінку, а саме: дисперсійний параметр $D > 0$ (що, в

свою чергу, відповідає $\beta'_2 < 0$, і таку дисперсію принято називати аномальною дисперсією [279, 286]) в більшій частині обраного спектрального діапазону, а саме при $\lambda > \lambda_{zD}$. Більш того, завдяки багат шаровій оболонці дисперсійні криві є дуже пологими (тобто спостерігається згладжена дисперсія) та характеризуються прийнятним рівнем дисперсії в достатньо широких спектральних діапазонах.

Регіони зі згладженою дисперсією розміщені в спектральних діапазонах $1.44 \text{ мкм} < \lambda < 1.6 \text{ мкм}$ та $1.54 \text{ мкм} < \lambda < 1.61 \text{ мкм}$ для брегівських хвелеводів з періодичною та аперіодичною оболонками, відповідно. Спектральний регіон зі згладженою дисперсією в випадку аперіодичної оболонки є більш вузьким у порівнянні з періодичною структурою, що пояснюється меншою спектральною шириною ФЗЗ, в якій підтримується дана мода.

Коли дисперсійні криві відповідних мод наближаються до високочастотних меж ФЗЗ (див. Рисунок 2.10), де вони зазнають відсічки, що відповідає короткохвильовому регіону на Рисунку 2.17, тоді в вузькому спектральному діапазоні дисперсійний параметр приймає значення $D < 0$ – область нормальної дисперсії. Крім того, $D \rightarrow \infty$ при наближенні дисперсійних кривих відповідних мод до низькочастотної межі ФЗЗ, на якій $n_{eff} \rightarrow 0$ та $\beta' \rightarrow 0$.

В то же час, існує ще одна важлива відмінність між наведеними дисперсійними залежностями, яка зумовлена вкладом хвелеводної дисперсії в параметр D . А саме, у випадку аперіодичної конфігурації оболонки, довжина хвилі нульової дисперсії λ_{zD} зсунута в область більших довжин хвиль (червоний зсув), і цей зсув складає близько 100 нм, в даному випадку.

Для обраних конфігурацій хвелеводів, довжина хвилі нульової дисперсії λ_{zD} набуває значення $\sim 1.44 \text{ мкм}$ та $\sim 1.55 \text{ мкм}$, для періодичної та аперіодичної оболонок, відповідно. Акцентуємо увагу на тому факті, що отримана довжина хвилі нульової дисперсії для брегівського хвелеводу з аперіодичною оболонкою, співпадає з робочою довжиною хвилі сучасних одномодових лазерних джерел випромінювання, які використовуються в телекомунікаційних системах [286].

Приймаючи до уваги той факт, що характеристики брегівських волокон подібні характеристикам аналогічних планарних хвилеводів [283, 287], то подібним чином можна отримати одномодове волокно зі значенням $D = 0$ на довжині хвилі 1.55 мкм. Це має значний практичний інтерес для сучасних волоконно-оптичних систем, так як у брегівському хвилеводі з пустотілим осердям, хроматична дисперсія повністю визначається лише вкладом хвилеводної дисперсії [287], на відміну від стандартного хвилеводу з кварцовим осердям, де значний вплив на результуючу хроматичну дисперсію спричиняє також матеріальна дисперсія [286]. Крім того, в даному випадку, суттєво зменшується і вплив дисперсії вищих порядків [279].

Практична значимість, запропонованих у даному розділі теоретичних моделей, підтверджується результатами робіт автора дисертації [20, 36], в яких розроблену методику було застосовано до задач формування оптичних імпульсів спеціальної форми (зокрема трикутної) в ФК волокні, яке характеризується нормальною дисперсією в ближньому інфрачервоному та видимому діапазонах. В результаті цих досліджень було отримано патент України [26].

Висновки по Розділу 2

1. *Вперше*, запропоновано новий тип аперіодичних шаруватих середовищ сформованих на базі самогенеруючих класичної та узагальненої послідовностей Колакоскі та досліджено їх спектральні характеристики. Зокрема, виявлено, що ширина спектрального діапазону всеспрямованого відбиття, отриманого для $K(1, 2)$ та $K(2, 1)$ структур, перевищує аналогічне значення для структури Тує-Морса при тих же геометричних та матеріальних параметрах базових шарів. Крім того кількість повноцінних діапазонів всеспрямованого відбиття в спектрах аперіодичних шаруватих середовищ сформованих на базі класичної та узагальненої послідовностей Колакоскі, залежить не тільки від контрасту показників заломлення їх установчих шарів і

порядку генерації послідовності але, і в не менш значній мірі, від правильного вибору алфавіту в генеруючій послідовності, що робить їх більш перспективними кандидатами для практичних застосувань, в порівнянні з іншими аперіодичними середовищами;

2. Досліджено дисперсійні характеристики планарних брегівських хвильоводів з аперіодичними шаруватими оболонками. *Вперше*, виявлено відмінність між дисперсійними кривими для хвильоводів із періодичним та аперіодичним порядком чверть-хвильових шарів в оболонці, як для TE_m так і для TM_m мод, яка полягає в зсуві частоти відсічки відповідних мод ω_c в область більш високих частот (синій зсув) для аперіодичної конфігурації оболонки, у порівнянні з хвильовідною структурою з періодичною оболонкою. Важливо зазначити, що даний частотний зсув не спостерігається в структурах, в яких оболонку сформовано з шарів, товщини яких не задовольняють умові Брега, зокрема в хвильоводах, розглянутих в підрозділі 2.2.1 в яких товщини шарів співвідносяться як 1 : 2;
3. Виявлено, що в аперіодичній конфігурації оболонки планарного хвильоводу, довжина хвилі нульової дисперсії λ_{ZD} зазнає червоного зсуву, в порівнянні з його періодичним аналогом;
4. Запропонована теоретична модель може бути використана для проєктування інтегрально-оптичних і волоконно-оптичних пристроїв, які включають до своєї конструкції періодичні й аперіодичні шаруваті середовища, з метою отримання бажаних дисперсійних, спектральних і поляризаційних характеристик. Зокрема, це може бути використано для компресії та перетворення форми ультракоротких імпульсів, селекції мод, адаптивної компенсації дисперсії, частотної та поляризаційної фільтрації.

Основні результати розділу викладено в наступних публікаціях [1-2, 15, 17-21, 25, 26] та апробовано на міжнародних конференціях [33-36, 38-47].

РОЗДІЛ 3

ДИСПЕРСІЯ ОБ'ЄМНИХ І ПОВЕРХНЕВИХ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ В КОМПОЗИТНИХ МАГНІТНО-НАПІВПРОВІДНИКОВИХ НАДРЕШІТКАХ

У даному розділі вивчаються закономірності поширення об'ємних і поверхневих електромагнітних хвиль в композитних магнітно-напівпровідникових надрешітках, які знаходяться під дією зовнішнього статичного магнітного поля.

У довгохвильовому наближенні з використанням теорії ефективного середовища композитна дрібно-шарувата структура, що досліджується, була зведена до однорідного бігіротропного середовища. Розв'язок задачі отримано в загальному вигляді, для довільного напрямку прикладеного зовнішнього статичного магнітного поля по відношенню як до межі розділу середовищ, так і до напрямку поширення електромагнітної хвилі.

Детально досліджено три окремі конфігурації намагніченості структури, а саме геометрії Фойгта, Фарадея та полярна. *Вперше* продемонстровано, що в полярній геометрії та геометрії Фойгта *регіони існування поверхневих та об'ємних хвиль можуть частково або повністю співпадати*. Визначено умови при яких відбувається повне співпадання регіонів існування поверхневих та об'ємних хвиль.

Виявлені ефекти кросингу й антикросингу в дисперсійних характеристиках об'ємних і поверхневих поляритонів вивчені з застосуванням концепції критичних точок Морса з теорії катастроф.

3.1 Загальний розв'язок задачі для об'ємних і поверхневих поляритонів

У розділі отримано дисперсійні залежності як для поверхневих так і об'ємних поляритонів що поширюються в напівнескінченій періодичній композитній структурі, яка формує надрешітку в напрямку вісі y та займає напівпростір $y < 0$, як

це зображено на Рисунку 3.1. Кожен період структури включає два шари: магнітний (з матеріальними параметрами ε_m , $\hat{\mu}_m$) та напівпровідниковий (з матеріальними параметрами $\hat{\varepsilon}_s$, μ_s) які характеризуються товщинами d_m та d_s , відповідно. Період структури позначимо як $L = d_m + d_s$. Верхній напівпростір $y > 0$ заповнено однорідним ізотропним середовищем без втрат (в розглянутому випадку – вакуум, з параметрами $\varepsilon_0 = \mu_0 = 1$). Межа розділу між надрешіткою та вільним простором лежить в площині $x - z$, і вздовж цього напрямку структура вважається нескінченною.

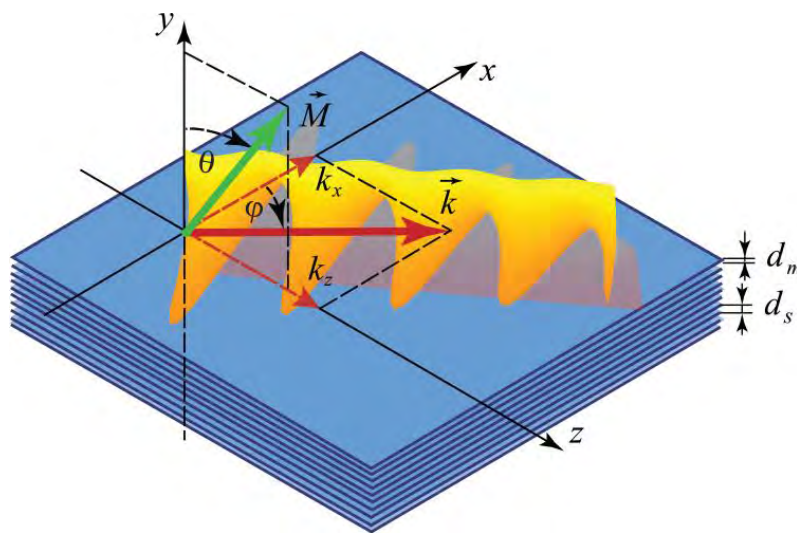


Рисунок 3.1 Схематичне зображення магнітно-напівпровідникової надрешітки яка знаходиться під дією зовнішнього статичного магнітного поля $\vec{M}$, з візуальним відображенням тангенціальної компоненти електричного поля поверхневого поляритону який поширюється вздовж інтерфейсу розділу середовищ

Надрешітка знаходиться під дією зовнішнього статичного магнітного поля, причому вектор $\vec{M}$ лежить в площині $y - z$ та створює кут θ з віссю y , як це наведено на Рисунку 3.1. Індукція магнітного поля вважається достатньою для формування однорідної намагніченості, в обох, магнітному та напівпровідниковому шарах.

Також вважаємо, що хвильовий вектор $\vec{k}$ макроскопічного електромагнітного поля лежить в площині $x - z$ та створює кут φ з віссю x (Рисунок 3.1).

У загальному випадку, коли геометричні розміри структури (d_m , d_s та L) є одного порядку з довжиною хвилі, що поширюється в середовищі, для розрахунку дисперсійних характеристик поляритонів використовується добре відомий формалізм матриць передачі [288, 289]. З іншого боку, у випадку, коли всі характерні розміри надрешітки задовольняють довгохвильовому наближенню, тобто всі вони значно менші за довжину хвилі в них ($d_m \ll \lambda, d_s \ll \lambda, L \ll \lambda$), то до розгляду може бути залучена процедура гомогенізації з теорії ефективного середовища, яка дозволяє отримати усереднені вирази для ефективних параметрів надрешітки в явному вигляді.

Загальні положення теорії ефективного середовища, а також, отримані з її використанням, тензори ефективної магнітної та ефективної діелектричної проникностей гомогенізованого середовища наведені в Додатку Б. Крім того, додаткову інформацію про процедуру гомогенізації можна отримати з робіт [23, 98, 120, 290 – 292]. Далі в розділі розглядається взаємодія електромагнітного випромінювання з надрешіткою, геометричні параметри якої задовольняють довгохвильовому наближенню, тобто структура вважається дрібно-шаруватою.

Для прозорості викладень, на Рисунку 3.2, наведено дисперсійні характеристики компонент тензорів ефективних магнітної $\hat{\mu}_{eff}$ та діелектричної $\hat{\epsilon}_{eff}$ проникностей гомогенізованого середовища. Результати наведено для середовища з факторами заповнення $\delta_m = \delta_s = 0.5$, де $\delta_m = d_m/L$, $\delta_s = d_s/L$ та $\delta_m + \delta_s = 1$. На цьому рисунку випадки (а) та (б) відповідають *полярній* геометрії, (в) та (г) відповідають геометріям *Фойгта* та *Фарадея* (для отримання додаткової інформації див., Додаток Б та Рисунок 3.3).

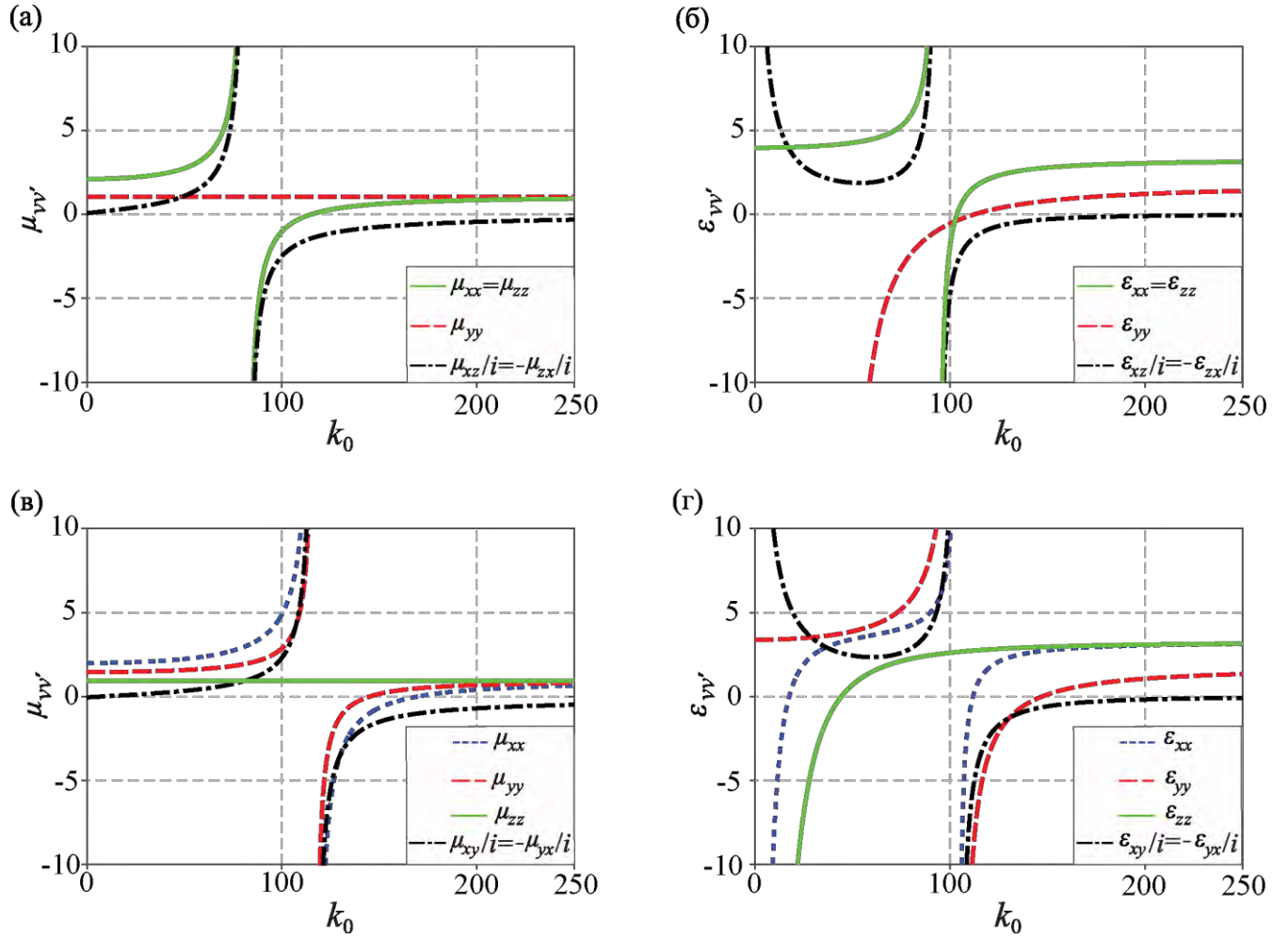


Рисунок 3.2 Дисперсійні залежності компонент тензорів ефективних (а, в) магнітної $\hat{\mu}_{eff}$ та (б, г) діелектричної $\hat{\epsilon}_{eff}$ проникностей гомогенізованого середовища. (а, б) полярна геометрія; (в, г) геометрії Фойгта та Фарадея. Для магнітного базового шару намагніченого до насичення (2930 Гс) параметри ϵ : $f_0 = \omega_0/2\pi = 3.9$ GHz, $f_m = \omega_m/2\pi = 8.2$ GHz, $b = 0$, $\epsilon_m = 5.5$; для напівпровідникового шару використано параметри: $f_p = \omega_p/2\pi = 5.5$ GHz, $f_c = \omega_c/2\pi = 4.5$ GHz, $\nu = 0$, $\epsilon_l = 1.0$, $\mu_s = 1.0$. $\delta_m = \delta_s = 0.5$

Розрахунки проведено з використанням типових матеріальних параметрів для магнітного та напівпровідникового матеріалів, що утворюють відповідні шари. А саме, використано результати роботи [293], де було досліджено композитну

структуру на базі матеріалів BaCO/Si, створену для функціонування в мікрохвильовому діапазоні довжин хвиль. Важливою особливістю такої надрешітки є те, що характеристичні резонансні частоти базових магнітного та напівпровідникового шарів хоча і різні, але близько розташовані в межах однієї і тієї ж смуги частот (див., Рисунок 3.2), це зокрема дозволяє отримати негативний ефективний показник заломлення середовища в даному спектральному діапазоні. Слід зазначити, що крім вибраної пари матеріалів, у даному частотному діапазоні також доступні і інші композити, такі як $\text{In}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$, $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ та FeF_2/TlBr [126, 195, 294].

Як слідує з Рисунку 3.2, у випадку геометрії Фойгта та Фарадея між компонентами ефективних тензорів (див вираз (Б.11) в Додатку Б), задовольняються наступні співвідношення: $\tilde{g}_{xx} \neq \tilde{g}_{yy} \neq \tilde{g}_{zz}$ та $\tilde{g}_{xy} = -\tilde{g}_{yx} \neq 0$ (g приймає значення μ та ε), таким чином отримане гомогенізоване середовище являє собою двовісний бігіротропний кристал [107]. Причому одна його оптична вісь направлена вздовж періодичності структури (вісь y), а напрямок іншої співпадає з напрямком вектору зовнішнього статичного магнітного поля $\vec{M}$ (вісь z в даних конфігураціях).

У той же час, у випадку полярної геометрії маємо справу з одновісним бігіротропним кристалом з оптичною віссю направленою вздовж періодичності структури (яка, в даному випадку, співпадає з напрямком вектору зовнішнього статичного магнітного поля $\vec{M}$ направленою вздовж вісі y), для якого задовольняються наступні співвідношення між компонентами тензорів (див. вираз (Б.9)): $\tilde{g}_{xx} = \tilde{g}_{zz} \neq \tilde{g}_{yy}$ та $\tilde{g}_{xz} = -\tilde{g}_{zx} \neq 0$.

З метою отримання загального розв'язку задачі, в дисертаційній роботі використано методику, вперше запропоновану в статті [104], в якій було проведено дослідження дисперсійних характеристик поляритонів в одновісному анізотропному діелектричному середовищі. Слід зазначити, що в даному розділі методику роботи [104] узагальнено та поширено на випадок гіроелектромагнітного середовища, в

якому як діелектрична так і магнітна проникності являються тензорними величинами, як це наведено співвідношенням (Б.7), Додатку Б.

В загальному вигляді, вектори електричного та магнітного полів можуть бути представлені наступним чином:

$$\vec{P}^{(j)} = \vec{p}^{(j)} \exp[i(k_x x + k_z z)] \exp(\pm \kappa y), \quad (3.1)$$

де часова залежність $\exp(-i\omega t)$ також врахована, але не наведена явно, знак « $-$ » стосується до електричного та магнітного полів в верхньому напівпросторі ($y > 0$, з $j = 0$), в той час, як знак « $+$ » стосується електромагнітного поля в композитному середовищі (в цьому випадку: $y < 0$ та $j = 1$), відповідно, що дозволяє адекватно врахувати загасання хвиль в поперечному напрямку (тобто, вздовж вісі y).

Використовуючи першу пару рівнянь Максвела $\nabla \times \vec{E} = ik_0 \vec{B}$ та $\nabla \times \vec{H} = -ik_0 \vec{D}$, а також слідуючи стандартній процедурі, отримаємо хвильове рівняння для макроскопічного поля в наступному вигляді:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{P}^{(j)} - k_0^2 \hat{\zeta}^{(j)} \vec{P}^{(j)} = 0, \quad (3.2)$$

де $k_0 = \omega/c$ хвильове число в вільному просторі, $\hat{\zeta}^{(j)}$ введено як добуток тензорів $\hat{\mu}^{(j)}$ та $\hat{\epsilon}^{(j)}$, взятих у відповідному порядку.

Для вільного простору ($j = 0$), безпосередня підстановка співвідношення (3.1) з $\vec{P}^{(0)}$ та відповідними матеріальними параметрами ($\hat{\zeta}_{\nu\nu'}^{(0)} = 1$ для $\nu = \nu'$, та $\hat{\zeta}_{\nu\nu'}^{(0)} = 0$ для $\nu \neq \nu'$, тут, і в подальшому викладенні, нижні індекси ν та ν' замінюються на відповідні індекси тензорних компонент x , y та z у декартовій системі координат) до рівняння (3.2) дає наступне дисперсійне співвідношення відносно κ_0 :

$$\kappa_0^2 = k^2 - k_0^2, \quad (3.3)$$

де $k^2 = k_x^2 + k_z^2$ – стала поширення.

Для композитного середовища ($j = 1$), підстановка виразу (3.1) з $\vec{P}^{(1)}$ та $\hat{\zeta}^{(1)}$ до характеристичного рівняння (3.2), з послідовним виключенням $P_y^{(1)}$, дає систему з двох лінійних алгебраїчних рівнянь відносно польових компонент $P_x^{(1)}$ та $P_z^{(1)}$:

$$\begin{aligned} A_{xz}P_x^{(1)} + B_{xz}P_z^{(1)} &= 0, \\ B_{zx}P_x^{(1)} + A_{zx}P_z^{(1)} &= 0. \end{aligned} \quad (3.4)$$

У системі рівнянь (3.4), A_{nm} та B_{nm} є функціями змінної κ , та вводяться наступним чином:

$$\begin{aligned} A_{nm}(\kappa) &= \left(k_m^2 - k_0^2\zeta_{nn}^{(1)} - \kappa^2\right)\kappa_y^2 + k_n^2\kappa^2 \\ &\quad + ik_n\kappa\left(\zeta_{ny}^{(1)} + \zeta_{yn}^{(1)}\right)k_0^2 - k_0^4\zeta_{ny}^{(1)}\zeta_{yn}^{(1)}, \\ B_{nm}(\kappa) &= -\left(k_nk_m + \zeta_{nm}^{(1)}\right)\kappa_y^2 + k_nk_mk^2 \\ &\quad + i\kappa\left(k_n\zeta_{ym}^{(1)} + k_m\zeta_{ny}^{(1)}\right)k_0^2 - k_0^4\zeta_{ny}^{(1)}\zeta_{ym}^{(1)}, \end{aligned} \quad (3.5)$$

де $\kappa_y^2 = k^2 - k_0^2\zeta_{yy}^{(1)}$, і нижні індекси m та n варіюються поміж індексами x та z .

Щоб отримати нетривіальний розв'язок системи (3.5), необхідно прирівняти детермінант, складений з її коефіцієнтів, до нуля. У подальшому, розкриваючи визначник, отримаємо наступне рівняння четвертого порядку відносно κ :

$$\zeta_{yy}^{(1)}\kappa^4 + a\kappa^3 + b\kappa^2 + c\kappa + d = 0. \quad (3.6)$$

Коефіцієнти рівняння (3.6) можуть бути отримані в наступному явному вигляді:

$$\begin{aligned}
a &= ik_x \left(\varsigma_{yz}^{(1)} + \varsigma_{zy}^{(1)} \right) + ik_z \left(\varsigma_{yx}^{(1)} + \varsigma_{xy}^{(1)} \right), \\
b &= k_0^2 \left[\varsigma_{yy}^{(1)} \left(\varsigma_{zz}^{(1)} + \varsigma_{xx}^{(1)} \right) - \varsigma_{zy}^{(1)} \varsigma_{yz}^{(1)} - \varsigma_{xy}^{(1)} \varsigma_{yx}^{(1)} \right] \\
&\quad - \left[k^2 \varsigma_{yy}^{(1)} + k_z^2 \varsigma_{zz}^{(1)} + k_x^2 \varsigma_{xx}^{(1)} + k_x k_z \left(\varsigma_{zx}^{(1)} + \varsigma_{xz}^{(1)} \right) \right], \\
c &= -ik_0^2 \left\{ k_z \left[\varsigma_{xy}^{(1)} \varsigma_{zx}^{(1)} + \varsigma_{yx}^{(1)} \varsigma_{xz}^{(1)} - \varsigma_{xx}^{(1)} \left(\varsigma_{yz}^{(1)} + \varsigma_{zy}^{(1)} \right) \right] \right. \\
&\quad \left. + k_x \left[\varsigma_{yz}^{(1)} \varsigma_{zx}^{(1)} + \varsigma_{zy}^{(1)} \varsigma_{xz}^{(1)} - \varsigma_{zz}^{(1)} \left(\varsigma_{yx}^{(1)} + \varsigma_{xy}^{(1)} \right) \right] \right\} \\
&\quad - ik^2 \left[k_z \left(\varsigma_{yz}^{(1)} + \varsigma_{zy}^{(1)} \right) + k_x \left(\varsigma_{yx}^{(1)} + \varsigma_{xy}^{(1)} \right) \right],
\end{aligned} \tag{3.7}$$

$$\begin{aligned}
d &= k^2 \left[k_z^2 \varsigma_{zz}^{(1)} + k_x^2 \varsigma_{xx}^{(1)} + k_x k_z \left(\varsigma_{zx}^{(1)} + \varsigma_{xz}^{(1)} \right) \right] \\
&\quad + k_0^2 k^2 \left[\varsigma_{zx}^{(1)} \varsigma_{xz}^{(1)} - \varsigma_{zz}^{(1)} \varsigma_{xx}^{(1)} \right] \\
&\quad + k_0^2 \left\{ k_x^2 \left(\varsigma_{xy}^{(1)} \varsigma_{yx}^{(1)} - \varsigma_{yy}^{(1)} \varsigma_{xx}^{(1)} \right) + k_z^2 \left(\varsigma_{zy}^{(1)} \varsigma_{yz}^{(1)} - \varsigma_{yy}^{(1)} \varsigma_{zz}^{(1)} \right) \right. \\
&\quad \left. + k_x k_z \left[\varsigma_{xy}^{(1)} \varsigma_{yz}^{(1)} + \varsigma_{zy}^{(1)} \varsigma_{yx}^{(1)} - \varsigma_{yy}^{(1)} \left(\varsigma_{zx}^{(1)} + \varsigma_{xz}^{(1)} \right) \right] \right\} \\
&\quad + k_0^4 \left[\varsigma_{xx}^{(1)} \varsigma_{yy}^{(1)} \varsigma_{zz}^{(1)} - \varsigma_{yy}^{(1)} \varsigma_{zx}^{(1)} \varsigma_{xz}^{(1)} \right. \\
&\quad \left. + \varsigma_{xy}^{(1)} \left(\varsigma_{yz}^{(1)} \varsigma_{zx}^{(1)} - \varsigma_{zz}^{(1)} \varsigma_{yx}^{(1)} \right) + \varsigma_{zy}^{(1)} \left(\varsigma_{xz}^{(1)} \varsigma_{yx}^{(1)} - \varsigma_{yz}^{(1)} \varsigma_{xx}^{(1)} \right) \right].
\end{aligned}$$

Дисперсійне рівняння для об'ємних поляритонів отримано безпосередньо з виразу (3.6), підстановкою $k = 0$, та має наступний вигляд:

$$\begin{aligned}
&k^2 \left[k_z^2 \varsigma_{zz}^{(1)} + k_x^2 \varsigma_{xx}^{(1)} + k_x k_z \left(\varsigma_{zx}^{(1)} + \varsigma_{xz}^{(1)} \right) \right] + k_0^2 k^2 \left[\varsigma_{zx}^{(1)} \varsigma_{xz}^{(1)} - \varsigma_{zz}^{(1)} \varsigma_{xx}^{(1)} \right] \\
&\quad + k_0^2 \left\{ k_x^2 \left(\varsigma_{xy}^{(1)} \varsigma_{yx}^{(1)} - \varsigma_{yy}^{(1)} \varsigma_{xx}^{(1)} \right) + k_z^2 \left(\varsigma_{zy}^{(1)} \varsigma_{yz}^{(1)} - \varsigma_{yy}^{(1)} \varsigma_{zz}^{(1)} \right) \right. \\
&\quad \left. + k_x k_z \left[\varsigma_{xy}^{(1)} \varsigma_{yz}^{(1)} + \varsigma_{zy}^{(1)} \varsigma_{yx}^{(1)} - \varsigma_{yy}^{(1)} \left(\varsigma_{zx}^{(1)} + \varsigma_{xz}^{(1)} \right) \right] \right\} + k_0^4 \left[\varsigma_{xx}^{(1)} \varsigma_{yy}^{(1)} \varsigma_{zz}^{(1)} - \varsigma_{yy}^{(1)} \varsigma_{zx}^{(1)} \varsigma_{xz}^{(1)} \right. \\
&\quad \left. + \varsigma_{xy}^{(1)} \left(\varsigma_{yz}^{(1)} \varsigma_{zx}^{(1)} - \varsigma_{zz}^{(1)} \varsigma_{yx}^{(1)} \right) + \varsigma_{zy}^{(1)} \left(\varsigma_{xz}^{(1)} \varsigma_{yx}^{(1)} - \varsigma_{yz}^{(1)} \varsigma_{xx}^{(1)} \right) \right] = 0.
\end{aligned} \tag{3.8}$$

Для отримання закону дисперсії для поверхневих поляритонів, з чотирьох коренів рівняння (3.6), необхідно вибрати два, які мають фізичну суть.

У загальному випадку два таких корені необхідні для задоволення граничним умовам на межі розділу між композитним середовищем та вільним простором. У подальшому ці два корені позначено як κ_1 та κ_2 .

Слідуючи процедурі запропонованій в роботі [104], введемо величини K_w ($w = 1, 2$) в наступному вигляді:

$$\begin{aligned} P_x^{(1)}(\kappa_w) &= K_w A_{zx}(\kappa_w), \\ P_y^{(1)}(\kappa_w) &= K_w C(\kappa_w), \\ P_z^{(1)}(\kappa_w) &= -K_w B_{zx}(\kappa_w), \end{aligned} \tag{3.9}$$

У співвідношеннях (3.9) використано наступне позначення:

$$C(\kappa_w) = -(1/\kappa_y^2) \left[(ik_x \kappa_w - k_0^2 \zeta_{yx}^{(1)}) A_{zx}(\kappa_w) + (ik_z \kappa_w - k_0^2 \zeta_{yz}^{(1)}) B_{zx}(\kappa_w) \right]. \tag{3.10}$$

Невідомі величини K_w в співвідношеннях (3.9), визначаються з відповідних граничних умов.

Приймаючи до уваги, що два фізично вірних корені κ_1 та κ_2 рівняння (3.6) були вибрані, тоді польові компоненти $\vec{P}^{(1)}$ можуть бути представлені у вигляді наступної лінійної суперпозиції:

$$\begin{aligned}
P_x^{(1)} &= \sum_{w=1,2} K_w A_{zx}(\kappa_w) \exp(\kappa_w y), \\
P_y^{(1)} &= \sum_{w=1,2} K_w C(\kappa_w) \exp(\kappa_w y), \\
P_z^{(1)} &= \sum_{w=1,2} K_w B_{zx}(\kappa_w) \exp(\kappa_w y),
\end{aligned} \tag{3.11}$$

де $y < 0$, залежність $\exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)]$ приймається до уваги, але не приведена в такому запису.

Введемо до розгляду другу пару рівнянь Максвела $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ та $\nabla \cdot \vec{D} = 0$, які в загальному вигляді можуть бути представлені як:

$$\nabla \cdot \vec{Q}^{(j)} = \nabla \cdot (\hat{g}^{(j)} P^{(j)}) = 0, \tag{3.12}$$

де g приймає значення μ та ε ; $\vec{Q}$ являє собою вектор магнітної $\vec{B}$ або електричної $\vec{D}$ індукції, відповідно.

Безпосередньо з рівняння (3.12), отримаємо співвідношення між компонентами поля для вільного простору ($y > 0$) в наступному вигляді:

$$Q_y^{(0)} = (ig_0/\kappa_0) (k_x P_x^{(0)} + k_z P_z^{(0)}). \tag{3.13}$$

Граничні умови на межі розділу між вільним простором та композитним середовищем вимагають безперервності тангенціальних компонент векторів $\vec{E}$ та $\vec{H}$, а також нормальних компонент векторів $\vec{D}$ та $\vec{B}$, в прийнятих в розділі позначеннях — це компоненти P_x , P_z та Q_y , відповідно. Таким чином, застосування граничних умов сумісно з співвідношенням (3.13) дає наступну систему рівнянь:

$$\begin{aligned}
& (ig_0/\kappa_0) \left(k_x P_x^{(0)} + k_z P_z^{(0)} \right) = \tilde{g}_{yx} \sum_{w=1,2} K_w A_{zx}(\kappa_w) \\
& \quad + \tilde{g}_{yx} \sum_{w=1,2} K_w C(\kappa_w) - \tilde{g}_{yz} \sum_{w=1,2} K_w B_{zx}(\kappa_w), \\
& P_x^{(0)} = \sum_{w=1,2} K_w A_{zx}(\kappa_w), \\
& P_z^{(0)} = - \sum_{w=1,2} K_w B_{zx}(\kappa_w), \\
& k_z P_x^{(0)} - k_x P_z^{(0)} = k_z \sum_{w=1,2} K_w A_{zx}(\kappa_w) + k_x \sum_{w=1,2} K_w B_{zx}(\kappa_w).
\end{aligned} \tag{3.14}$$

Система рівнянь (3.14) має нетривіальний розв'язок тільки у випадку, коли її визначник дорівнює нулю. Застосування цієї умови, дозволяє отримати дисперсійне рівняння для поверхневих поляритонів. Наостанок, амплітуди K_1 та K_2 можна отримати з розв'язку системи однорідних лінійних рівнянь (3.14). У кінцевому вигляді ці амплітуди можуть бути представлені, як:

$$\begin{aligned}
K_1 &= [k_x A_{zx}(\kappa_2) + k_z B_{zx}(\kappa_2)](\kappa_0 + \kappa_2), \\
K_2 &= -[k_x B_{zx}(\kappa_1) + k_z A_{zx}(\kappa_1)](\kappa_0 + \kappa_1).
\end{aligned} \tag{3.15}$$

Таким чином, на даному етапі, задача по визначенню дисперсійних законів для поверхневих та об'ємних поляритонів, вважається формально розв'язаною. Слід зазначити, що розв'язок отримано в загальному вигляді, тобто, він може бути застосований для довільної орієнтації вектору зовнішнього статичного магнітного поля як по відношенню до хвильового вектору електромагнітної хвилі так і до інтерфейсу структури.

3.2 Дисперсійні співвідношення для об'ємних і поверхневих поляритонів у випадку окремих орієнтацій намагніченості

У подальшому розглядаються три окремі орієнтації вектора зовнішнього статичного магнітного поля по відношенню до хвильового вектору $\vec{k}$ та інтерфейсу

надрешітки, (площина $x - z$), а саме: а) *полярна геометрія*, в якій зовнішнє магнітне поле прикладене перпендикулярно як до інтерфейсу структури ($\vec{M} \parallel y$) так і до напрямку поширення хвилі ($\vec{M} \perp \vec{k}$) як це наведено на Рисунку 3.3(а); б) *геометрія Фойгта*, в якій вектор зовнішнього магнітного поля лежить в площині інтерфейсу (а саме $\vec{M} \parallel z$) але розташований перпендикулярно напрямку поширення ($\vec{M} \perp \vec{k}$) (Рисунок 3.3(б)); в) *геометрія Фарадея*, в якій вектор зовнішнього магнітного поля напрямлено паралельно як до інтерфейсу структури ($\vec{M} \parallel z$) так і до напрямку поширення хвилі ($\vec{M} \parallel \vec{k}$), як це наведено на Рисунку 3.3(в).

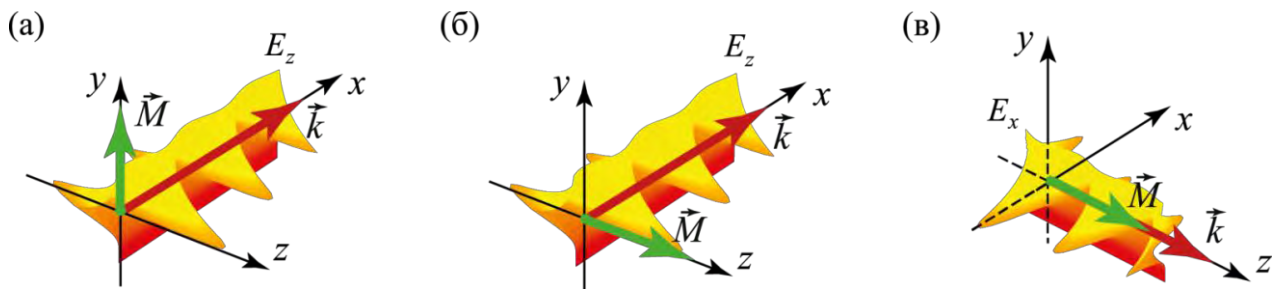


Рисунок 3.3 – Три окремі орієнтації вектору зовнішнього статичного магнітного поля $\vec{M}$ по відношенню до хвильового вектору $\vec{k}$ та інтерфейсу надрешітки (площина $x - z$), з візуальним відображенням тангенціальної компоненти електричного поля E_i ($i = x, z$) поверхневого поляритону який поширюється вздовж межі розділу двох середовищ; (а) *полярна геометрія*, $\vec{M} \parallel y$, $\vec{M} \perp \vec{k}$, $i = z$; (б) *геометрія Фойгта*, $\vec{M} \parallel z$, $\vec{M} \perp \vec{k}$, $i = z$; (в) *геометрія Фарадея* $\vec{M} \parallel z$, $\vec{M} \parallel \vec{k}$, $i = x$

Необхідно загострити увагу на тому факті, що в довільному гіротропному середовищі одночасно існують дві незалежні власні хвилі (об'ємні хвилі), у той час як поверхневі хвилі розділяються на дві незалежні поперечну електричну ТЕ та поперечну магнітну ТМ поляризації тільки для деяких конкретних конфігурацій

намагніченості (наприклад, для геометрії Фойгта). Але в загальному випадку, поверхневі хвилі включають всі шість польових компонент, і стають гібридними з повздовжніми компонентами, як електричного, так і магнітного полів. Такі поверхневі хвилі класифікуються як гібридні ЕН- та НЕ-моди, і являють собою деяку суперпозицію повздовжніх і поперечних хвиль [88, 89]. По аналогії з роботою [295], будемо класифікувати гібридні хвилі в залежності від співвідношення між абсолютними значеннями повздовжніх компонент електричного та магнітного полів (P_x та P_z компоненти для полярної та геометрії Фарадея, відповідно). Наприклад, у геометріях Фойгта та полярній хвиля буде мати ЕН-тип, якщо $E_x > H_x$, і відповідно НЕ-тип у випадку $-H_x > E_x$. У протиположному до цього в геометрії Фарадея ЕН-тип відповідає моді з $E_z > H_z$ та НЕ-тип $-H_z > E_z$. Також необхідно прийняти до уваги, що тип хвилі може бути різним у межах однієї дисперсійної гілки для різних значень сталої поширення k_i ($i = x, z$). Наприклад, при малих значеннях k_i хвиля може неодноразово змінювати свій гібридний тип, тоді як при великих значеннях k_i тип хвилі залишається фіксованим і в подальшому не змінюється вздовж дисперсійної кривої [295]. Таким чином, обрана методика може бути успішно застосована для класифікації поверхневих хвиль, та використовується далі в цьому розділі.

Характеристичні рівняння для поверхневих та об'ємних поляритонів, для трьох окремих випадків намагніченості зображених на Рисунку 3.3, були отримані з загальних співвідношень (3.6) – (3.16), наведених у підрозділі 3.1 при застосуванні відповідних граничних і початкових умов.

3.2.1 Геометрія Фойгта

У випадку, коли зовнішнє статичне магнітне поле прикладене в геометрії Фойгта ($\vec{M} \parallel z, \vec{M} \perp \vec{k}$), як це показано на Рисунку 3.3 (б), тоді розв'язок рівняння (3.6) для поверхневих та об'ємних поляритонів розділяється на два незалежних рівняння для двох незалежних поляризацій [104], а саме ТЕ-моди з польовими

компонентами $\{H_x, H_y, E_z\}$ та ТМ -моди з польовими компонентами $\{E_x, E_y, H_z\}$. Регіони існування об'ємних поляритонів однозначно визначаються розв'язком двох незалежних рівнянь для ТЕ та ТМ мод [98, 295], які можуть бути представлені в наступному вигляді:

$$k_x^2 - k_0^2 \varepsilon_{zz} \mu_v \mu_{yy} \mu_{xx}^{-1} = 0, \quad (3.16)$$

$$k_x^2 - k_0^2 \mu_{zz} \varepsilon_v \varepsilon_{yy} \varepsilon_{xx}^{-1} = 0, \quad (3.17)$$

де, $\varepsilon_v = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{xy}^2 / \varepsilon_{yy}$ та $\mu_v = \mu_{xx} + \mu_{xy}^2 / \mu_{yy}$ – відносні діелектрична та магнітна проникності Фойгта, відповідно.

У такій геометрії намагніченості, дисперсійне рівняння для поверхневих поляритонів які поширюються вздовж інтерфейсу між вільним простором та надрешіткою було отримано в наступному вигляді (див., також [98]):

$$\kappa_1 g_v + \kappa_2 g_0 + i k_x g_0 \tilde{g}_{xy} \tilde{g}_{yy}^{-1} = 0, \quad (3.18)$$

У (3.18) використовується підстановка $\mu \rightarrow g$ для ТЕ мод, та $\varepsilon \rightarrow g$ для ТМ мод, відповідно.

Слід зазначити, що в граничних випадках для гіроелектричної та гіромагнітної надрешіток, дисперсійне співвідношення (3.18) співпадає з рівнянням (33) з роботи [104], та рівнянням (21) з роботи [119], відповідно, що в свою чергу, повністю верифікує отриманий розв'язок.

Приймаючи до уваги наступні співвідношення для коефіцієнтів κ_1 та κ_2 :

$$k_x^2 - \kappa_1^2 - k_0^2 \varepsilon_1 \mu_1 = 0,$$

$$k_x^2(\varepsilon_{xx}\mu_{xx} - \varepsilon_{xy}\mu_{xy}) - \kappa_2^2(\varepsilon_{yy}\mu_{yy} - \varepsilon_{xy}\mu_{xy}) - k_0^2\varepsilon_{yy}\mu_{yy}\varepsilon_v\mu_v + ik_x\kappa_2[\mu_{xy}(\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xx}) - \varepsilon_{xy}(\mu_{yy} - \mu_{xx})] = 0,$$

дисперсійне рівняння (3.18) може бути зведено до бікватратного рівняння відносно k_x^2 , а саме:

$$Ak_x^4 + Bk_x^2 + C = 0. \quad (3.19)$$

У характеристичному рівнянні (3.19) використано наступні позначення:

$$A = Y^2 + W^2; B = k_0^2(2VY + \varepsilon_1\mu_1W^2);$$

$$C = k_0^4V^2; V = p - s\varepsilon_1\mu_1(\mu_v/\mu_1)^2;$$

$$Y = u + s[(\mu_{xy}/\mu_{yy})^2 - (\mu_v/\mu_1)^2] - q(\mu_{xy}/\mu_{yy});$$

$$W = (\mu_v/\mu_1)[2s(\mu_{xy}/\mu_{yy}) - q];$$

$$p = \varepsilon_{yy}\mu_{yy}\varepsilon_v\mu_v; q = \varepsilon_{xy}(\mu_{yy} - \mu_{xx}) - \mu_{xy}(\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xx});$$

$$s = \varepsilon_{yy}\mu_{yy} - \varepsilon_{xy}\mu_{xy}; u = \varepsilon_{xx}\mu_{xx} - \varepsilon_{xy}\mu_{xy}.$$

З Рисунка 3.3 (б) слідує, що в геометрії Фойгта, вектор магнітного поля для ТМ хвиль має компоненти $\{0, 0, H_z\}$, тобто він паралельний до вектору $\vec{M}$ зовнішнього магнітного поля, що призводить до відсутності його взаємодії з магнітною підсистемою [296, 297]. Таким чином, в геометрії намагніченості Фойгта, становить інтерес тільки розгляд дисперсійних характеристик ТЕ хвиль.

Для ТЕ хвиль дисперсійне рівняння (3.18) зводиться до наступного вигляду:

$$\kappa_1 \mu_v + \kappa_2 \mu_0 + i k_x \mu_0 \mu_{xy} \mu_{yy}^{-1} = 0. \quad (3.20)$$

Важливо зазначити, що характеристичне рівняння (3.20) включає до себе доданок, який лінійно залежить від k_x . Через це дисперсійні характеристики поверхневих поляритонів для геометрії Фойгта являються невзаємними, тобто $k_0(k_x) \neq k_0(-k_x)$.

3.2.2 Полярна геометрія

У полярній геометрії ($\vec{M} \parallel y, \vec{M} \perp \vec{k}$), зображеній на Рисунку 3.3 (а), гомогенізована структура представляє собою одновісний кристал, оптична вісь якого направлена вздовж періодичності структури (вісь y). У такому випадку об'ємні поляритони розщепляються на дві незалежні хвилі з польовими компонентами $\{E_x, H_y, E_z\}$ та $\{H_x, E_y, H_z\}$, відповідно [296], причому їх континууми обмежено парою дисперсійних співвідношень:

$$k_x^2 - k_0^2 \mu_{yy} \varepsilon_{yy} = 0, \quad (3.21)$$

$$k_x^2 - k_0^2 \mu_v \varepsilon_v (1 - \mu_{xz} \varepsilon_{xz} (\mu_{xx} \varepsilon_{xx})^{-1})^{-1} = 0. \quad (3.22)$$

У цих виразах, $\varepsilon_v = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{xz}^2 / \varepsilon_{xx}$ та $\mu_v = \mu_{xx} + \mu_{xz}^2 / \mu_{xx}$ представляють собою ефективні відносну діелектричну та відносну магнітну проникності надрешітки, відповідно.

У подальшому, ці два типи хвиль будемо розрізняти як *звичайні* (які задовольняють рівнянню (3.21)) та *незвичайні* (які задовольняють рівнянню (3.22)) об'ємні поляритони, (слід зазначити, що такий поділ хвиль, є загальноприйнятим у фізиці плазми, див., наприклад [298]).

З метою отримання дисперсійного рівняння для гібридних поверхневих поляритонів, вихідна задача розділяється на два окремих розв'язки по відношенню до вектору $\vec{H}$ (ЕН-моди) та вектору $\vec{E}$ (НЕ-моди), відповідно [104]. Отримане дисперсійне рівняння для поверхневих поляритонів має вигляд:

$$\begin{aligned} & \kappa_0^2 \tilde{g}_{xx} g_0^{-1} (\kappa_1^2 + \kappa_1 \kappa_2 + \kappa_2^2 - \kappa_z^2) + \kappa_0^2 \tilde{g}_{xx} g_0^{-1} \kappa_y^2 \zeta_{xz} \tilde{g}_{xz} (\zeta_{yy} \tilde{g}_{xx})^{-1} \\ & + \kappa_0 \left\{ (\kappa_1 + \kappa_2) \left[\kappa_1 \kappa_2 + \kappa_y^2 \tilde{g}_{xx} g_v (g_0 \zeta_{yy})^{-1} \right] \right\} + \tilde{g}_{xz} \zeta_{xz}^{-1} \{ (\kappa_z^4 - \kappa_z^2 (\kappa_1 + \kappa_2) + \kappa_1^2 \kappa_2^2) \\ & + \kappa_y^2 (\kappa_z^2 + \kappa_1 \kappa_2) \zeta_{xz} \tilde{g}_{zz} (\zeta_{yy} \tilde{g}_{xz})^{-1} \} = 0, \end{aligned} \quad (3.23)$$

У рівнянні (3.23): $\kappa_v^2 = k_x^2 - k_0^2 \zeta_{vv}$; дві відповідні заміни $\varepsilon_{vv'} \rightarrow \tilde{g}_{vv'}$, $\varepsilon_0 \rightarrow g_0$, $\varepsilon_v \rightarrow g_v$ та $\varepsilon_{vv'} \rightarrow \tilde{g}_{vv'}$, $\mu_0 \rightarrow g_0$, $\mu_v \rightarrow g_v$ дають розв'язок вихідної задачі відносно векторів $\vec{E}$ та $\vec{H}$, відповідно; ε_v and μ_v введені в рівняннях (3.21) та (3.22).

Для двох граничних випадків, гіроелектричної та гіромагнітної надрешіток, дисперсійне співвідношення (3.23) співпадає з рівнянням (23) з роботи [104], та рівнянням (21) з роботи [117], що повністю верифікує отриманий розв'язок.

3.2.3 Геометрія Фарадея

У геометрії Фарадея ($\vec{M} \parallel z$, $\vec{M} \parallel \vec{k}$) наведений на Рисунку 3.3 (в) гомогенізоване середовище являє собою двовісний кристал, в якому одна оптична вісь співпадає з напрямком періодичності структури (направлена вздовж вісі y), а інша співпадає з напрямком зовнішнього магнітного поля (направлена вздовж вісі z).

У такій конфігурації намагніченості, об'ємні поляритони в композитній структурі представляють собою хвилі з *правою* та *лівою еліптичними поляризаціями* [104], [116], і регіони їх існування обмежені кривими, які задовольняють наступному дисперсійному рівнянню:

$$\kappa_x^2 \kappa_y^2 - k_0^4 \zeta_{xy} \zeta_{yx} = 0, \quad (3.24)$$

де $\kappa_v^2 = k_z^2 - k_0^2 \zeta_{vv}$.

Як і в полярній геометрії, в геометрії Фарадея поверхневі поляритони є гібридними ЕН - та НЕ -хвилями. Відповідне дисперсійне рівняння отримане з системи (3.14) має вигляд:

$$\begin{aligned} & (\kappa_2 + \kappa_0 \tilde{g}_{zz}) (\kappa_2^2 \varsigma_{yy} - \kappa_y^2 \varsigma_{zz}) \{ \kappa_1 \zeta (\kappa_0^2 - k_z^2) + \kappa_0 [\kappa_1^2 \tilde{g}_{xy} \varsigma_{yy} - \varsigma_{zz} (k_0^2 \xi + k_z^2 \tilde{g}_{xy})] \} - \\ & (\kappa_1 + \kappa_0 \tilde{g}_{zz}) (\kappa_1^2 \varsigma_{yy} - \kappa_y^2 \varsigma_{zz}) \{ \kappa_2 \zeta (\kappa_0^2 - k_z^2) + \kappa_0 [\kappa_2^2 \tilde{g}_{xy} \varsigma_{yy} - \varsigma_{zz} (k_0^2 \xi + k_z^2 \tilde{g}_{xy})] \} = 0. \end{aligned} \quad (3.25)$$

У рівнянні (3.25) дві окремі заміни $\varepsilon_{vv'} \rightarrow \tilde{g}_{vv'}$, $\varepsilon_v \rightarrow g_v$ та $\mu_{vv'} \rightarrow \tilde{g}_{vv'}$, $\mu_v \rightarrow g_v$ відповідають розв'язку вихідної задачі по відношенню до векторів $\vec{E}$ та $\vec{H}$, відповідно; $\varepsilon_v = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{xy}^2 / \varepsilon_{yy}$; $\mu_v = \mu_{xx} + \mu_{xy}^2 / \mu_{yy}$; $\zeta = g_v \tilde{g}_{yy} \varsigma_{yx}$; $\xi = \tilde{g}_{yy} \varsigma_{yx} - \tilde{g}_{xy} \varsigma_{yy}$; крім того стала $g_0 = 1$ і через це опущена в рівнянні.

У граничному випадку напівпровідникової надрешітки, дисперсійне рівняння (3.25) співпадає з рівнянням (38) з роботи [104], в той час як для магнітної надрешітки воно відповідає рівнянню (13) з роботи [116], що додатково верифікує отриманий розв'язок.

Слід окремо зазначити, що отримані дисперсійні рівняння для поверхневих поляритонів (3.19), (3.23) та (3.25) мають по чотири корені κ_i ($i = 1, 2, 3, 4$) кожне. З чотирьох коренів два корені є фізичними (позначені в роботі κ_1 та κ_2), які відповідають хвилям, що затухають при поширенні.

У випадку середовища без втрат, що розглядається на даному етапі, в залежності від положення в площині $k_0 - k_i$ ($i = x, z$), можуть виникати чотири комбінації між значеннями κ_1 та κ_2 [104]:

1. Обидва корені κ_1 та κ_2 є дійсними та додатними, що відповідає *дійсним поверхневим* хвилям (англ. *bona fide surface waves*);
2. Корінь κ_1 є дійсний, а корінь κ_2 є чисто уявний, або навпаки, що відповідає *псевдо-поверхневим* хвилям (англ. *pseudosurface waves*);

3. Обидва корені κ_1 та κ_2 є комплексними, в цьому випадку вони є комплексно пов'язаними, що відповідає *узагальненим поверхневим хвилям*, (англ. *generalized surface waves*);
4. Обидва корені є чисто уявними, в цьому випадку поширення хвиль не можливе.

В подальшому викладенні, при вивченні надрешіток в усіх шарах яких відсутні матеріальні втрати, будемо розглядати лише дійсні поверхневі хвилі.

3.3 Особливості поширення об'ємних і поверхневих поляритонів у гіроелектромагнітній структурі, яка знаходиться під дією зовнішнього статичного магнітного поля

3.3.1 Геометрія Фойгта

Спочатку розглянемо особливості поширення ТЕ об'ємних поляритонів, дисперсійні характеристики яких описуються співвідношенням (3.16).

Рисунок 3.4 (а) включає до себе повний набір дисперсійних кривих отриманих при розв'язку рівняння (3.16), що обмежують регіони існування об'ємних поляритонів, у залежності від значення фактору заповнення δ_m .

Як слідує з наведених графічних залежностей, в обраному діапазоні частот, дисперсійні характеристики об'ємних ТЕ поляритонів являються тривіальними для переважної більшості конфігурацій надрешітки. А саме, є два ізольовані регіони існування об'ємних хвиль, які розділені між собою забороненою зоною. Високочастотний континуум існування обмежений збоку світловою лінією ($k_0 = \omega/c$), і його нижня частотна межа знаходиться на лінії де $\mu_v = 0$. У той же час, низькочастотна область розпочинається на частоті де $\varepsilon_{zz} = 0$, і її верхня межа знаходиться на асимптотичній частоті ($k_x \rightarrow \infty$) при якій $\mu_{xx} = 0$ (див., рівняння (3.16)).

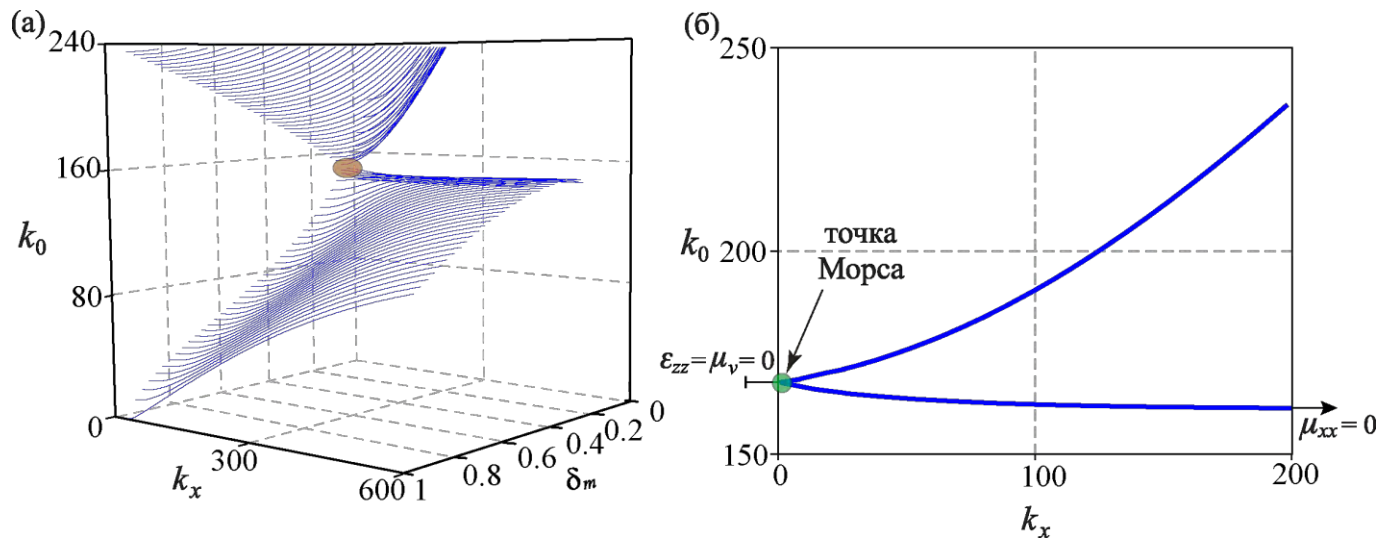


Рисунок 3.4 (а) Набір дисперсійних кривих ТЕ об'ємних поляритонів для різних значень фактора заповнення δ_m (геометрії намагніченості Фойгта). Регіон в якому досягаються екстремальні стани, позначено за допомогою помаранчевої еліптичної області (б) Прояв ефекту кросингу дисперсійних кривих ТЕ об'ємних поляритонів отриманий при $\delta_m = 0.132$. Параметри магнітного базового шару відповідають параметрам з Рисунку 3.2, у той час як для напівпровідникового шару, взято наступні величини: $f_p = \omega_p/2\pi = 10.5$ GHz, $f_c = \omega_c/2\pi = 9.5$ GHz, $\nu = 0$, $\epsilon_l = 1.0$, $\mu_s = 1.0$

Особливий інтерес представляють ті дисперсійні криві з отриманого набору, які або мають ділянки зі значним дисперсійним нахилом та демонструють дуже близьке наближення одне до одного без подальшого перетину (тобто, *ефект анти-кросингу*), або мають точку перетину (*ефект кросингу*) як це наведено на Рисунку 3.4 (б), так як такі особливості поведінки дисперсійних кривих відповідають наявності критичних точок Морса [299 – 304]. Для повноти викладення, основні положення концепції критичних точок Морса наведено в Додатку В. У подальшому розгляді, регіони інтересу, тобто регіони в яких спостерігаються екстремальні стани, позначено на рисунках за допомогою помаранчевих еліптичних областей.

З Рисунок 3.4 (а) можна зробити висновок, що в геометрії Фойгта спостерігаються як ефект анти-кросингу ($\mathbb{H} < 0$) так і ефект кросингу ($\mathbb{H} = 0$) дисперсійних кривих, які супроводжуються формуванням ділянки з аномальною дисперсією на нижній дисперсійній гілці. Її наявність зумовлена *сильною взаємодією* між зв'язаними модами [305] (див., також Додаток В). Більш того, так як задовольняється умова (В.6), то поблизу критичної точки, взаємодіючі об'ємні хвилі є протилежно спрямованими.

Слід окремо зазначити, що екстремальні стани для дисперсійних кривих об'ємних поляритонів, можуть бути отримані тільки для композитної структури з переважним впливом напівпровідникової фракції. У подальшому, будемо стверджувати, що структура характеризується переважним впливом магнітної, або напівпровідникової фракції (підсистеми), якщо задовольняється одна з умов $\delta_m \gg \delta_s$ або $\delta_s \gg \delta_m$, відповідно.

Як це слідує з Рисунок 3.4 (б), ефект кросингу дисперсійних кривих об'ємних поляритонів спостерігається в випадку коли $k_x \rightarrow 0$ (тобто, ми маємо справу з випадковим виродженням мод [305] (див. також Додаток В)) тільки для однієї окремої конфігурації структури з $\delta_m = 0.13$ та $\delta_s = 0.87$. Важливо зазначити, що такий екстремальний стан відповідає частоті, на якій композитна структура характеризується станом «гіротропної недійсності» (англ., *gyrotropic-nihility*) (див. [165] та підрозділ 4.2), що в даному випадку відповідає умові $\varepsilon_{zz} \rightarrow \infty$ та $\mu_v \rightarrow \infty$ для $k_x \rightarrow 0$ [98].

З дисперсійних рівнянь для об'ємних (3.14) і поверхневих (3.17) поляритонів слідує, що їх спектральні властивості суттєво залежать від дисперсійних характеристик компонент тензорів ефективних магнітної та діелектричної проникностей композитного гіроелектромагнітного середовища. Більш того приймаючи до уваги, що всі компоненти вищезгаданих тензорів являються функціями частоти, величини зовнішнього магнітного поля, товщини шарів і фізичних властивостей матеріалів які формують надрешітку, то регіони існування

поляритонів визначаються комбінацією всіх цих факторів та можуть бути переналаштовані в широкому спектральному діапазоні шляхом вибору оптимальної конфігурації структури.

З метою отримання оптимальної конфігурації композитного середовища, було розв'язано задачу багато-параметричної оптимізації. Під час розв'язку оптимізаційної задачі, характеристичні резонансні частоти для магнітної та напівпровідникової підсистем, а також період результуючої композитної структури вважаються фіксованими, та оптимальний баланс між фракціями δ_m та δ_s визначається шляхом перебору товщини магнітного та напівпровідникового шарів у періоді надрешітки. В якості цільової функції вибрано відносні діелектричну ϵ_v та магнітну μ_v проникності Фойгта, так як вони повністю характеризують властивості електромагнітних хвиль що поширюються в гіроелектромагнітному середовищі в даному випадку.

Як це було продемонстровано автором у роботі [15], найбільший інтерес представляють три спеціальні випадки: 1) $\epsilon_v \rightarrow 0$, $\mu_v \rightarrow 0$; 2) $\epsilon_v \rightarrow 1$, $\mu_v \rightarrow 1$; 3) $\epsilon_v \rightarrow -1$, $\mu_v \rightarrow -1$. Графічний розв'язок задачі оптимізації наведено на Рисунку 3.5, де вищезгадані конфігурації надрешітки позначені зафарбованими кружечками.

Параметри магнітного та напівпровідникового шарів надрешітки співпадають з наведеними на Рисунку 3.4. Необхідно зазначити, що для всіх комбінацій товщини шарів базових матеріалів структури в межах її періоду ($d_s + d_m = L$), для обраного спектрального діапазону задовольняється умова $L/\lambda = 3 \times 10^{-2}$ (тобто $L \ll \lambda$) і метод ефективного середовища може бути застосовано для визначення дисперсійних характеристик композитної структури яка є предметом дослідження. Слід прийняти до уваги, що як зазначено в роботах [306, 307], метод ефективного середовища може призводити до значної похибки у випадках коли $L/\lambda \geq 10^{-1}$, тому при його використанні слід уважно контролювати всі початкові параметри задачі.

Дисперсійні характеристики об'ємних (червоні штрих-пунктирні лінії) та поверхневих поляритонів (сині гілки), що відповідають окремим конфігураціям

надрешітки з $\varepsilon_v = \mu_v = 0$ та $\varepsilon_v = \mu_v = \pm 1$, наведено на Рисунках 3.6 та 3.7, відповідно.

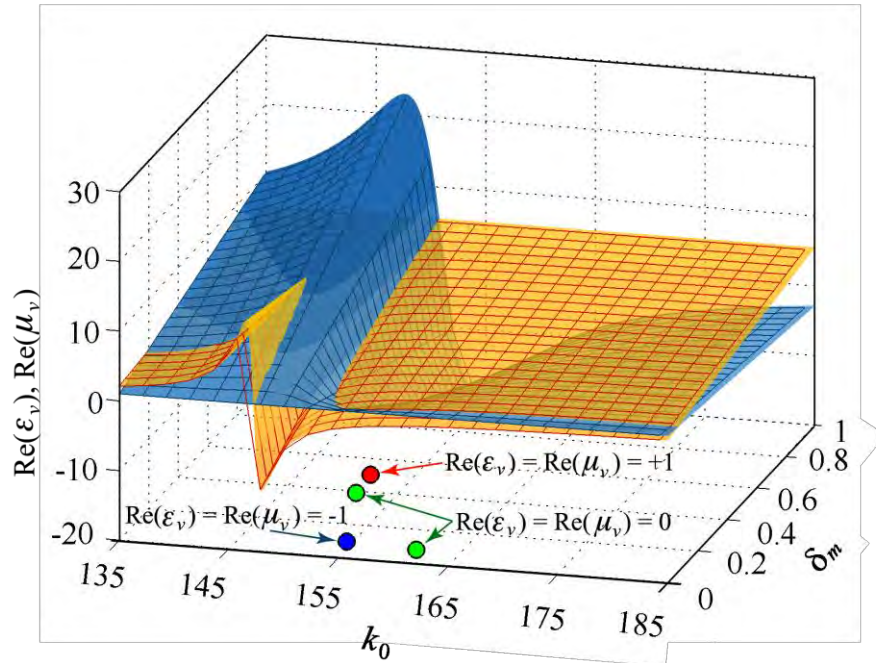


Рисунок 3.5 Поверхні, що відповідають дійсним значенням відносних діелектричної ε_v (жовта поверхня) та магнітної μ_v (синя поверхня) проникностей в залежності від хвильового числа в вільному просторі k_0 та фактору заповнення δ_m . Зафарбовані овали, що наведені на нижній площині рисунка, відповідають наступним умовам:
а) $\varepsilon_v = \mu_v = 0$ (зелені кружечки); б) $\varepsilon_v = \mu_v = +1$ (червоний кружечок);
в) $\varepsilon_v = \mu_v = -1$ (синій кружечок)

Рисунки 3.6 (а) та 3.6 (б) відображають залежність дисперсійних характеристик поляритонів від вибору структурних параметрів надрешітки (тобто від співвідношення між товщинами базових шарів в одному періоді решітки) як для позитивних, так і від’ємних значень компоненти k_x хвильового числа. В обох випадках, співвідношення між товщинами шарів у межах одного періоду шаруватої структури, вибрані таким чином, щоб задовольнялась умова $\varepsilon_v = \mu_v = 0$. Як

результат отримано дві окремі конфігурації структури з параметрами $\delta_m = 0.081$, $\delta_s = 0.919$ (а) та $\delta_m = 0.396$, $\delta_s = 0.604$ (б), відповідно (див. Рисунок 3.5).

На Рисунку 3.6 номер поряд з аббревіатурою «SP» (англ., *surface polaritons*) позначає відповідну дисперсійну гілку поверхневих поляритонів, в той час як рожеві зафарбовані області позначені аббревіатурою «BP» (англ., *bulk polaritons*) визначають області існування об'ємних поляритонів. Як видно з рисунка для обох конфігурацій структури існують по дві дисперсійні гілки, одна з яких розміщена в діапазоні позитивних значень k_x (криві SP2 та SP4), а інша в діапазоні від'ємних значень k_x (криві SP1 та SP3). Причому кожна з зазначених гілок існує в скінченному частотному діапазоні.

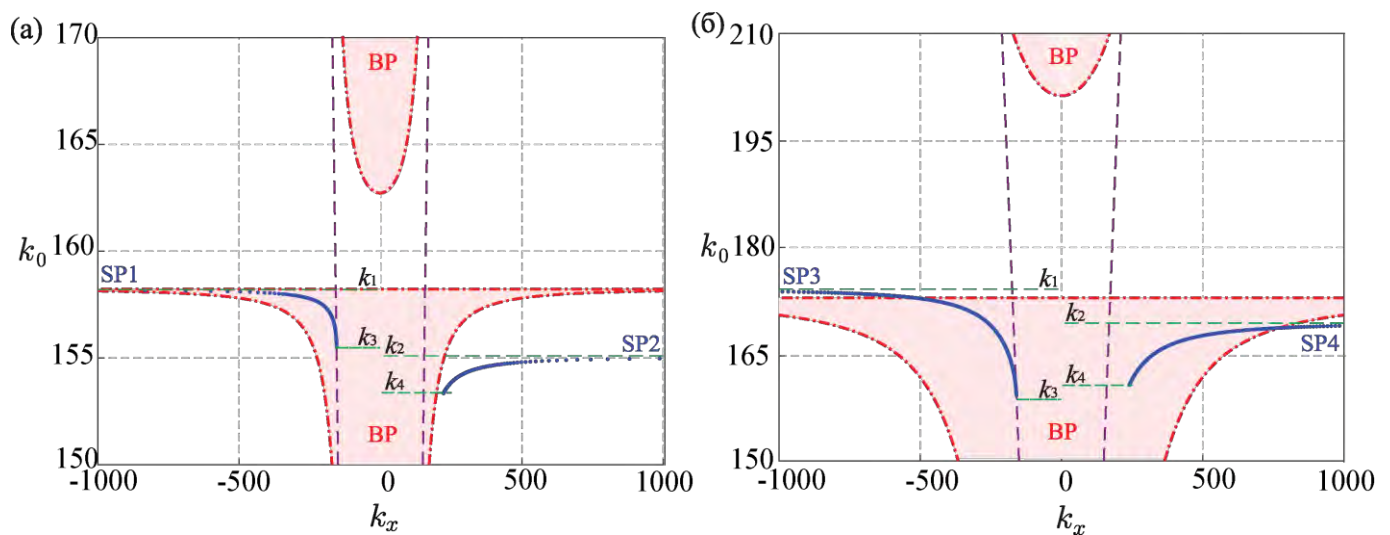


Рисунок 3.6 Дисперсійні характеристики об'ємних (червоні штрих-пунктирні лінії) та поверхневих поляритонів (сині криві) що відповідають двом обраним конфігураціям надрешітки з $\varepsilon_v = \mu_v = 0$, але відрізняються величинами факторів заповнення: (а) $\delta_m = 0.081$, $\delta_s = 0.919$ та (б) $\delta_m = 0.396$, $\delta_s = 0.604$. Дисперсійні криві поверхневих хвиль позначено літерами «SP». Зафарбовані регіони, що позначені аббревіатурою «BP», відповідають областям існування об'ємних поляритонів

Приймаючи до уваги рівняння (3.19) можна зробити висновок, що асимптотичні межі для всіх цих гілок визначаються з умови $A = 0$, тобто $Y^2 + W^2 = 0$, звідки слідує що для систем без втрат Y є дійсною величиною, а W - уявною; в свою чергу A є також дійсною величиною. Гілки поверхневих поляритонів обмежені двома асимптотичними умовами $Y - iW = 0$ та $Y + iW = 0$ для позитивних (гілки SP2 та SP4) та від'ємних (гілки SP1 та SP3) значень k_x , відповідно, як це наведено на Рисунку 3.7. За зазначених умов маємо $\text{Re}(\kappa_i) \rightarrow 0$ і відповідна глибина проникання поля в середовище $\tau_i = 1 / \text{Re}(\kappa_i)$ приймає нульове значення. Також слід зазначити, що зі сторони малих значень $|k_x|$ дисперсійні криві SP1/SP3 обмежені світловою лінією $k_0 = -\omega/c$ (фіолетова штрихова лінія) та їх нижня межа знаходиться на горизонтальній лінії, що відповідає умові $\text{Re}(\kappa_1) = 0$ при $\omega_3 = k_3 c$.

У той же час нижня межа для гілок SP2/SP4 знаходиться з умови $\text{Re}(\kappa_2) = 0$ при $\omega_4 = k_4 c$. Слід зазначити, що цих за таких умов глибина проникнення поверхневого поляритона до відповідного середовища наближається до нескінченості, що відповідає умові відсічки для даного режиму.

Крім того, з Рисунка 3.6 видно, що в обох конфігураціях надрешітки з $\varepsilon_v = \mu_v = 0$ дисперсійні характеристики поверхневих поляритонів невзаємні (тобто, $k_0(k_x) \neq k_0(-k_x)$), більш того для конфігурації наведеної на Рисунку 3.6 (а) частотні регіони їхнього існування також відмінні та не перекриваються між собою (див. дисперсійні криві SP1 та SP2 на Рисунку 3.6 (а)). У той же час у конфігурації наведеній на Рисунку 3.6 (б) регіони існування поверхневих поляритонів перекриваються, але мають різні частоти відсічки для гілок SP3 та SP4.

Найважливішою характеристикою отриманих залежностей є те, що *регіони існування поверхневих та об'ємних поляритонів можуть частково, або повністю, перекриватись*. Така поведінка дисперсійних кривих є неординарною, і була отримана автором *вперше* [16]. Небагато пізніше, та незалежно від автора дисертації, явище співіснування поверхневих та об'ємних магніто-плазмонів, у планарному SIS

(напівпровідник-ізолятор-напівпровідник) хвилеводі з намагніченістю в геометрії Фойгта, було також продемонстровано в роботі [308], що повністю верифікує отриманий фізичний ефект.

Слід зазначити, що частотні регіони існування поверхневих поляритонів суттєво змінюються в випадках коли конфігурація надрешітки отримана з умови $\varepsilon_v = \mu_v = \pm 1$, як це зображено на Рисунку 3.7.

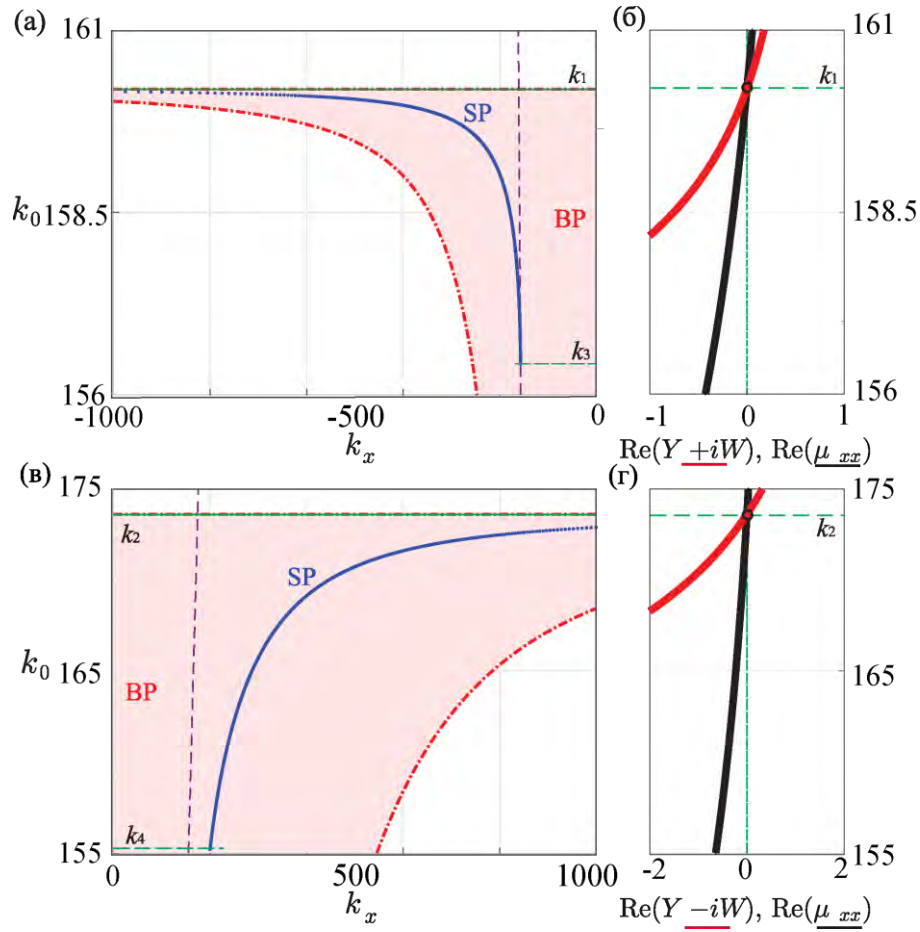


Рисунок 3.7 (а, в) Дисперсійні характеристики об'ємних поляритонів (червоні криві) та поверхневих поляритонів (сині криві). (б, г) Частотні залежності величин $\text{Re}(Y \pm iW)$ (червоні криві) та $\text{Re}(\mu_{xx})$ (чорні криві). (а, б) $\delta_m = 0.107, \delta_s = 0.893$, що відповідає умові $\varepsilon_v = \mu_v = -1$; (в, г) $\delta_m = 0.551, \delta_s = 0.449$, що відповідає умові $\varepsilon_v = \mu_v = +1$

Отримані результати свідчать, що у випадку, коли $\varepsilon_v = -1$ та $\mu_v = -1$, досягається *повне співпадання регіонів існування об'ємних і поверхневих поляритонів для діапазону від'ємних значень k_x* як це зображено на Рисунку 3.7 (а). У той же час при виконанні умови $\varepsilon_v = \mu_v = +1$, *повне співпадання регіонів існування задовольняється для діапазону позитивних значень k_x* (див. Рисунок 3.7 (в)). Більш того обидва такі екстремальні стани характеризуються співпадінням асимптотичних меж відповідних гілок поверхневих та об'ємних поляритонів. Такі асимптотичні умови є (див. Рисунки 4.7 (б) та 4.7 (г)): $\text{Re}(Y + iW) = \text{Re}(\mu_{xx}) = 0$ для діапазону від'ємних значень k_x ; $\text{Re}(Y - iW) = \text{Re}(\mu_{xx}) = 0$ для діапазону додатніх значень k_x .

3.3.2 Геометрія Фарадея

Перейдемо до розгляду особливостей дисперсійних характеристик об'ємних та поверхневих поляритонів які притаманні надрешітці, до якої прикладене зовнішнє статичне магнітне поле в геометрії Фарадея, як це наведено на Рисунку 3.3(в). Повний набір дисперсійних кривих, отриманих з розв'язку рівняння (3.24), що обмежують області існування об'ємних поляритонів у залежності від фактору заповнення δ_m наведено на Рисунках 3.8 (а) та 3.8 (б) для правої (сині криві) та лівої (червоні криві) еліптичних поляризацій, відповідно.

З Рисунків 3.8 (а) та 3.8 (б) можна зробити висновок, що для обох поляризацій об'ємних поляритонів існує два відповідних набори дисперсійних кривих (континууми) розділених між собою забороненою зоною. Причому дисперсійні залежності об'ємних поляритонів з правою еліптичною поляризацією є тривіальними, тобто являються звичайними хвилями, (див. Рисунок 3.8 (а)) та повністю наслідують характеристики хвиль з правою круговою поляризацією які розповсюджуються в відповідних необмежених напівпровідниковому чи магнітному середовищах, як це зображено на Рисунках 3.9 (а) та 3.9(б), відповідно (також див. [117]).

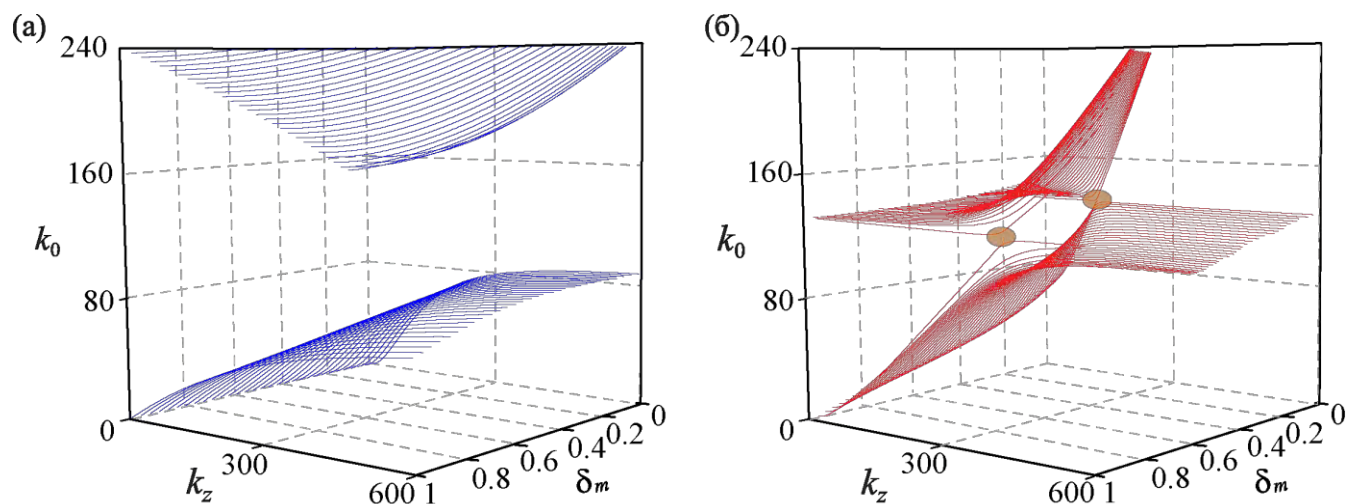


Рисунок 3.8 Набір дисперсійних кривих об'ємних поляритонів з правою (а) та лівою (б) еліптичною поляризаціями в залежності від величини фактору заповнення δ_m (геометрія Фарадея). Регіони в яких спостерігаються екстремальні стани, позначено за допомогою помаранчевих еліптичних областей. Параметри надрешітки аналогічні тим, які наведено на Рисунку 3.2

На відміну від цього, дисперсійні залежності об'ємних поляритонів з лівою еліптичною поляризацією більш складні та їх форма сильно залежить від значення фактору заповнення δ_m та характеристичних резонансних частот базових напівпровідникового та магнітного матеріалів, як це наведено на Рисунках 3.8 (б) та 3.9. Через це, в подальшому, основну увагу зосередимо на вивченні особливостей дисперсійної поведінки об'ємних поляритонів з лівою еліптичною поляризацією (які відносяться до незвичайних хвиль, в прийнятій в дисертаційній роботі класифікації).

З Рисунків 3.9 (а) та 3.9 (б) слідує, що дисперсійні характеристики об'ємних поляритонів з лівою еліптичною поляризацією, що розповсюджуються в композитному гіроелектромагнітному середовищі, суттєво відрізняються від дисперсійних характеристик об'ємних хвиль які притаманні необмеженим гіромагнітному або гіроелектричному середовищам. Так, на відміну від характеристик об'ємних хвиль із лівою круговою поляризацією (притаманних для

обох базових середовищ) область існування яких безперервна, область існування об'ємних поляритонів з лівою еліптичною поляризацією, що розповсюджуються в гіроелектромагнітному середовищі, поділяється на два окремих континууми які розділені між собою забороненою зоною. Такий поділ виникає поблизу частоти яка є резонансною для функцій ε_{xy} та μ_{xy} у випадку структур з переважним впливом магнітної (тобто, $\delta_m \gg \delta_s$) та напівпровідникової (тобто, $\delta_m \ll \delta_s$) фракцій, відповідно.

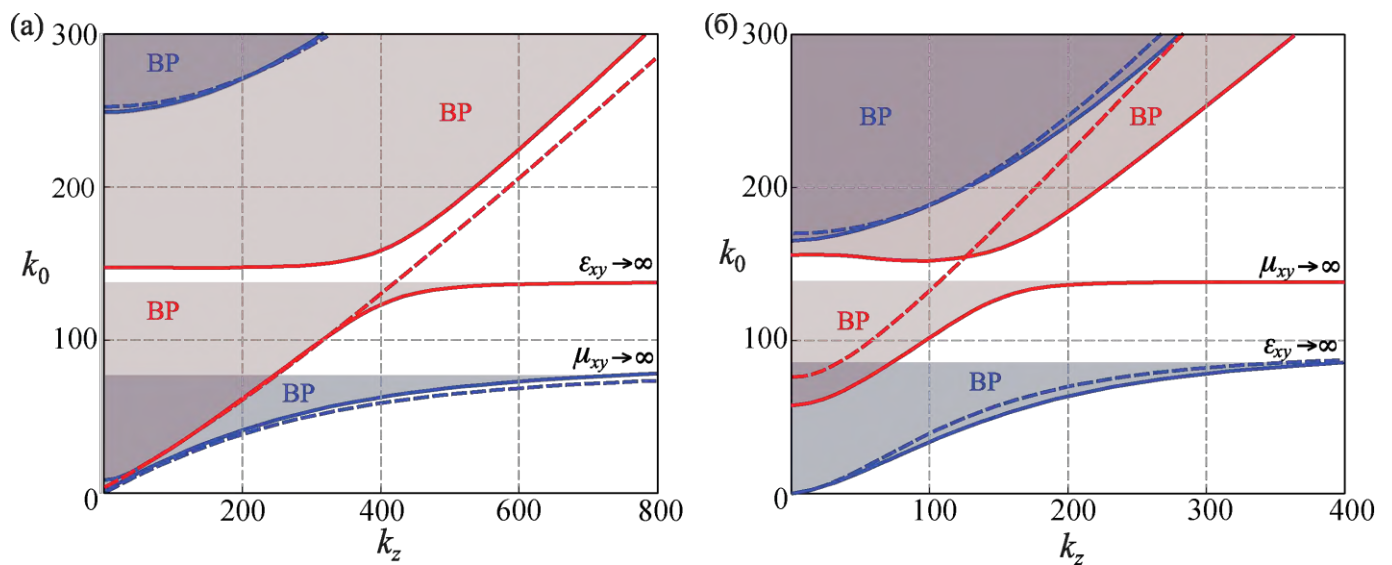


Рисунок 3.9 Дисперсійні характеристики об'ємних поляритонів з правою (сині суцільні криві) та лівою (червоні суцільні криві) еліптичною поляризаціями що притаманні гіроелектромагнітному середовищу з різними факторами заповнення: (а) $\delta_m = 0.9$, $\delta_s = 0.1$; (б) $\delta_m = 0.15$, $\delta_s = 0.85$. Червоні та сині штрих-пунктирні криві відповідають дисперсійним кривим об'ємних хвиль з лівою та правою круговою поляризаціями в (а) необмеженому магнітному ($\delta_m = 1.0$) та (б) необмеженому напівпровідниковому ($\delta_s = 1.0$) середовищах, відповідно

Також слід зазначити, що обмін критичними умовами для асимптотичних ліній (на яких $k_z \rightarrow \infty$) між нижніми областями існування об'ємних поляритонів з

лівою та правою еліптичними поляризаціями відбувається на частоті де значення функцій ε_{xy} та μ_{xy} одночасно наближаються до нескінченності.

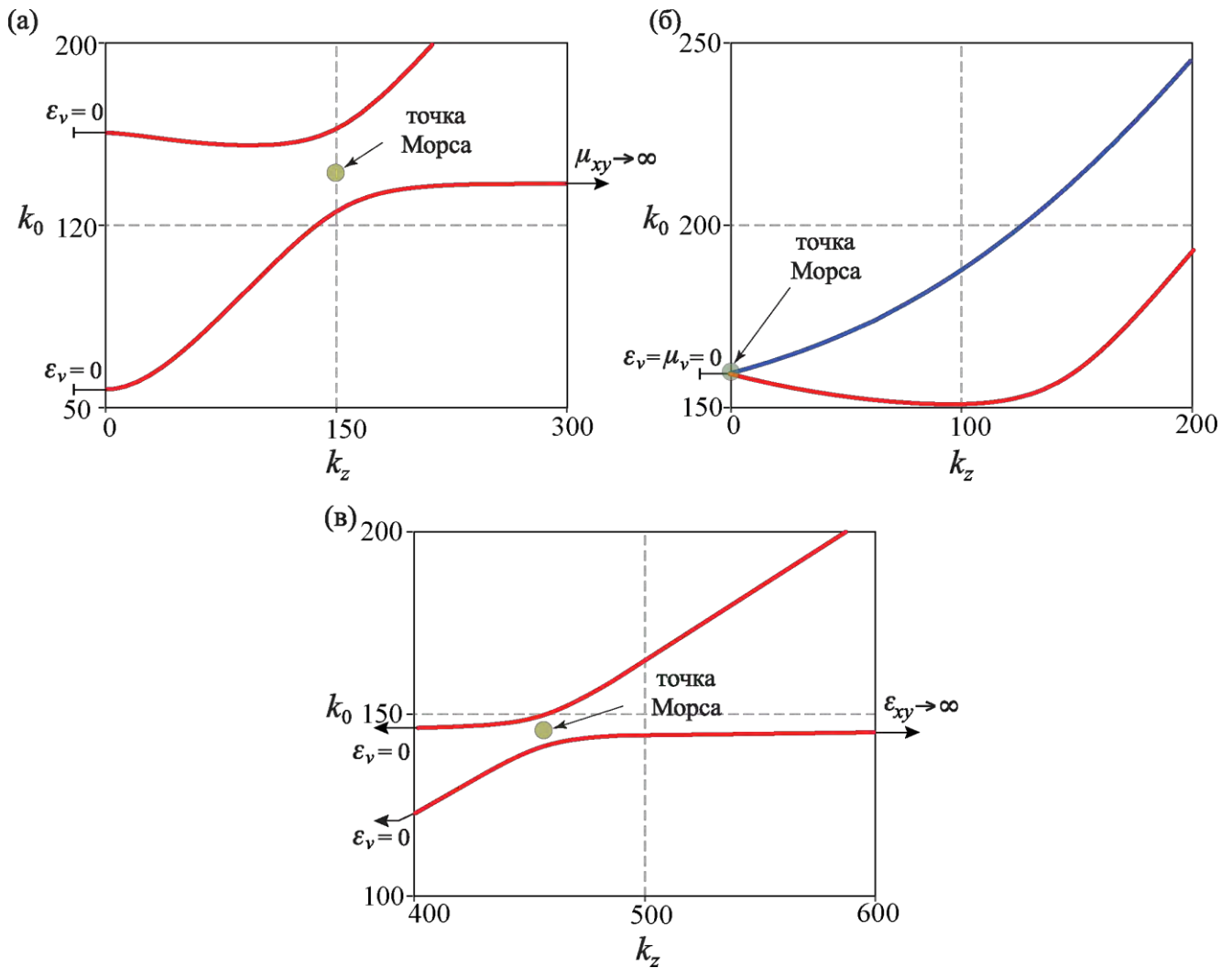


Рисунок 3.10 Прояв ефектів анти-кросингу (а, в) та кросингу (б) дисперсійних кривих об'ємних поляритонів з лівою та правою еліптичними поляризаціями, що спостерігається для спеціальних значень δ_m : (а) $\delta_m = 0.15$; (б) $\delta_m = 0.1$; (в) $\delta_m = 0.95$. Відповідні частоти екстремальних станів і значення компонент тензорів діелектричної та магнітної проникностей позначені стрілками

Дисперсійні характеристики об'ємних поляритонів з лівою еліптичною поляризацією демонструють значну зміну їх нахилу в залежності від величини δ_m .

У результаті цього гілки, які характеризуються аномальною та нормальною дисперсією можуть наближатися одна до одної в деяких точках (екстремальні стани) як це зображено на Рисунках 3.10 (а) та 3.10 (в). Властивості цих дисперсійних кривих у межах критичних точок різні для структур з переважним впливом магнітної ($\delta_m \gg \delta_s$) та напівпровідникової ($\delta_m \ll \delta_s$) підсистем. У випадку $\delta_m \ll \delta_s$, взаємодіючі моди є протилежно спрямованими (тобто задовольняється умова (В.6)) та сильно взаємодіють поблизу критичної точки Морса (спостерігається ефект анти-кросингу, $\mathbb{H} < 0$), з формуванням відрізка дисперсійної кривої з аномальним законом дисперсії, як це зображено на Рисунку 3.10 (а).

У той же час в структурі з переважним впливом магнітної підсистеми в межах критичної точки (анти-кросинг) спостерігається середня взаємодія [305] між протилежно спрямованими хвилями, з формуванням згладжених відрізків на дисперсійних кривих (див. Рисунок 3.10 (в)).

Крім того, виявлено додатковий екстремальний стан на частоті де $k_z \rightarrow 0$, на якій верхні гілки об'ємних поляритонів з лівою та правою еліптичною поляризацією з'єднуються одна з одною (див. Рисунок 3.10 (б)), що відповідає ефекту кросингу ($\mathbb{H} = 0$). Такий екстремальний стан може бути досягнутий лише в спеціальній конфігурації надрешітки для якої виконується умова $\varepsilon_v = \mu_v = 0$ (що відповідає стану *гіротропної недійсності*) при $k_z = 0$. Таким чином взаємодіючі об'ємні хвилі є виродженими в цій точці та являються протилежно спрямованими (задовольняється умова (В.6)). Як було зазначено в роботі [305] така поведінка дисперсійних кривих є надзвичайно важливою для значної кількості практичних застосувань, так як вона може призводити до деяких незвичних ефектів таких як: зворотне поширення хвиль, обернений ефект Доплера, зворотне випромінювання Черенкова, атипові особливості в щільності станів, тощо.

В якості наступного кроку, перейдемо до розгляду особливостей дисперсійних характеристик поверхневих поляритонів. Як було зазначено в підрозділі 3.2, для конфігурації намагніченості Фарадея, поверхневі поляритони являють собою

гібридні ЕН та НЕ хвилі що задовольняють дисперсійному рівнянню (3.25). Окремо слід загострити увагу на тому факті, що на відміну від геометрії Фойгта, в геометрії Фарадея не було виявлено ефекту співпадання областей існування об'ємних та поверхневих хвиль.

Набір дисперсійних кривих гібридних ЕН та НЕ поверхневих поляритонів для фіксованих значень фактору заповнення δ_m наведено на Рисунку 3.11.

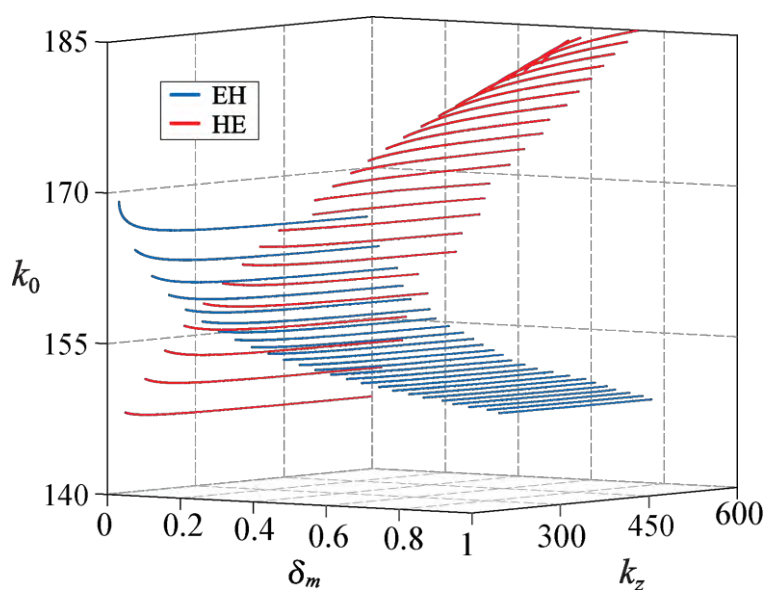


Рисунок 3.11 Набір дисперсійних кривих гібридних ЕН (сині криві) та НЕ (червоні криві) поверхневих поляритонів для фіксованих значень фактору заповнення δ_m . При розрахунках використано параметри структури з Рисунку 3.2

Як слідує з цього рисунку, частота відсічки та спектральний діапазон існування ЕН та НЕ поверхневих поляритонів значною мірою залежать від параметрів структури, та можуть бути переналаштовані в широкому частотному діапазоні шляхом варіації фактору заповнення δ_m , або зміною величини прикладеного до структури статичного магнітного поля (цей варіант керування дисперсійними характеристиками не розглядається в роботі).

З Рисунок 3.11 можна зробити висновок, що в випадку ЕН поляризації дисперсійні криві поверхневих поляритонів характеризуються аномальною дисперсією в усьому діапазоні значень фактору заповнення δ_m , крім того частота їх відсічки та ширина спектрального діапазону існування зменшуються зі збільшенням значення δ_m . На противагу до цього, для НЕ поляризації зростання величини δ_m призводить до зсуву частоти відсічки поверхневих хвиль та спектральних областей їх існування до діапазону більш високих частот.

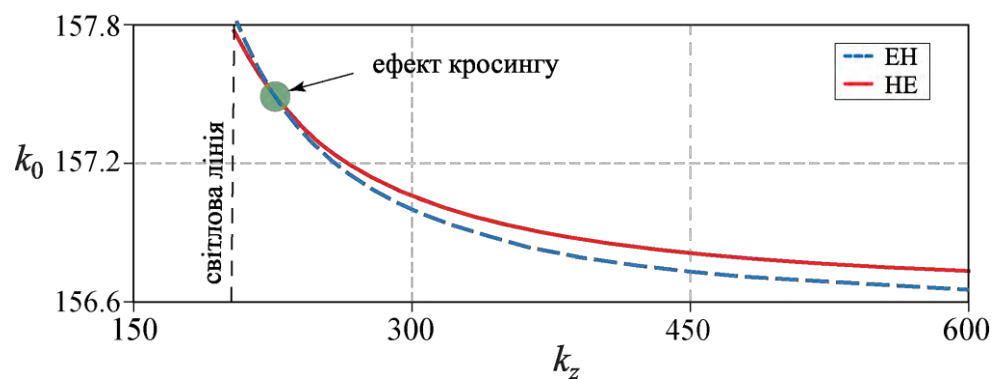


Рисунок 3.12 Прояв ефекту кросингу дисперсійних кривих ЕН (штрих-пунктирна крива) та НЕ (суцільна крива) поверхневих поляритонів. $\delta_m = 0.15$

Більш того в діапазоні значень $0 < \delta_m < \delta_c$ дисперсійні криві НЕ поверхневих поляритонів характеризуються аномальною дисперсією в той час як у діапазоні значень $\delta_c < \delta_m < 1$ спостерігається нормальна дисперсія. Критичне значення фактору заповнення δ_c відповідає надрешітці для якої виконується умова $\varepsilon_v = \mu_v = 0$.

Крім того, результати наведені на Рисунку 3.11 свідчать, що в окремих конфігураціях надрешітки може спостерігатися ефект кросингу дисперсійних кривих гібридних ЕН та НЕ поверхневих поляритонів. Для прозорості викладень, цей ефект додатково проілюстровано на Рисунку 3.12 для однієї окремої конфігурації структури з фактором заповнення $\delta_m = 0.15$. У даному випадку, обидві дисперсійні

криві існують у вузькому частотному діапазоні та демонструють аномальну дисперсію. Вони починаються на світловій лінії, поступово згладжуються та наближаються до певної асимптотичної межі при $k_z \rightarrow \infty$.

3.3.3 Полярна геометрія

Перейдемо до розгляду особливостей поширення звичайних та незвичайних об'ємних поляритонів у гіроелектромагнітній структурі в полярній геометрії намагніченості (див., Рисунок 3.3(a)). Континууми їх існування в площині $k_0 - k_x$ представлені на Рисунку 3.13 та визначаються з рівнянь (3.21) та (3.22) для звичайних (Рисунок 3.13 (a)) і незвичайних (Рисунок 3.13 (б)) об'ємних поляритонів, відповідно.

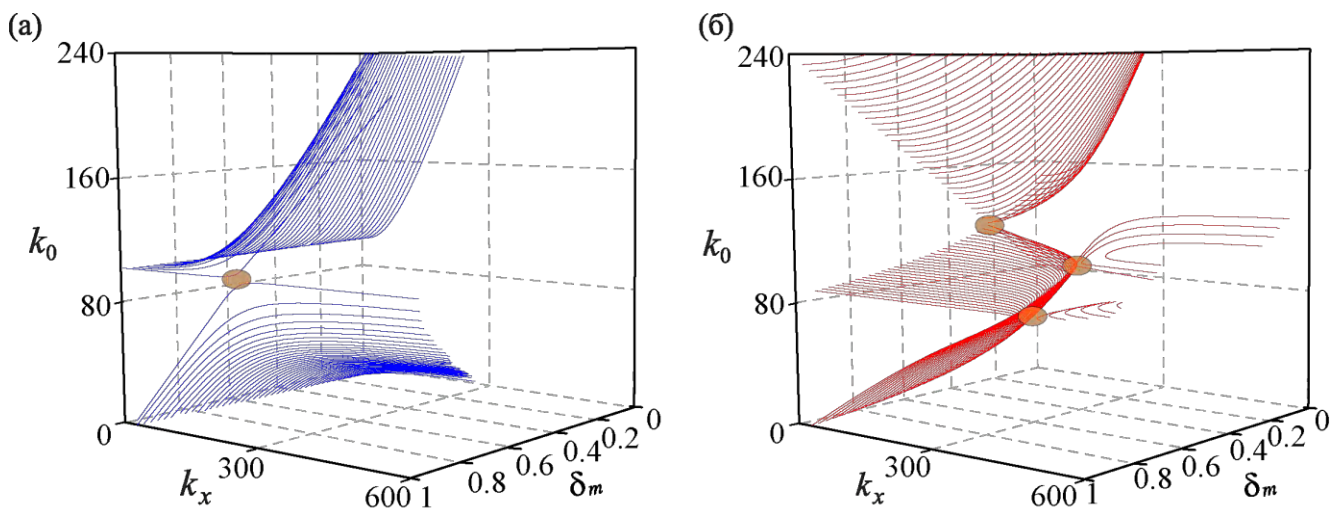


Рисунок 3.13 Набір дисперсійних кривих звичайних (сині криві) та незвичайних (червоні криві) об'ємних поляритонів для різних значень δ_m (полярна геометрія). Регіони в яких спостерігаються екстремальні стани, позначено за допомогою помаранчевих еліптичних областей. Параметри надрешітки наведено на Рисунку 3.2

З дисперсійних співвідношень (3.21) та (3.22), а також Рисунка 3.13 можна зробити висновок, що дисперсійні характеристики звичайних об'ємних поляритонів являються тривіальними, тобто існують два континууми розділені між собою

забороненою зоною, в той же час дисперсійні характеристики незвичайних об'ємних поляритонів демонструють деякі особливості (що не були притаманні структурам в конфігураціях намагніченості Фойгта та Фарадея), які потребують додаткового дослідження.

По-перше слід зазначити, що незвичайні об'ємні поляритони можуть існувати лише коли задовольняється наступна нерівність:

$$\mathbb{B} \equiv \mu_v \varepsilon_v \left\{ 1 - \frac{\mu_{xz} \varepsilon_{xz}}{\mu_{xx} \varepsilon_{xx}} \right\}^{-1} > 0. \quad (3.26)$$

Що відразу дає нам наступні чотири комбінації умов для матеріальних параметрів надрешітки:

$$\mu_v > 0, \quad \varepsilon_v > 0, \quad \frac{\mu_{xz} \varepsilon_{xz}}{\mu_{xx} \varepsilon_{xx}} < 1, \quad (3.27)$$

$$\mu_v < 0, \quad \varepsilon_v > 0, \quad \frac{\mu_{xz} \varepsilon_{xz}}{\mu_{xx} \varepsilon_{xx}} > 1, \quad (3.28)$$

$$\mu_v > 0, \quad \varepsilon_v < 0, \quad \frac{\mu_{xz} \varepsilon_{xz}}{\mu_{xx} \varepsilon_{xx}} > 1, \quad (3.29)$$

$$\mu_v < 0, \quad \varepsilon_v < 0, \quad \frac{\mu_{xz} \varepsilon_{xz}}{\mu_{xx} \varepsilon_{xx}} < 1. \quad (3.30)$$

Таким чином, задоволення умов (3.27)–(3.30) однозначно гарантує існування розв'язку рівняння (3.22).

Можна зробити висновок, що наявність комбінацій умов (3.27)–(3.30) значно розширює можливості існування незвичайних об'ємних поляритонів у гіроелектромагнітній структурі в порівнянні зі звичайними магнітним та напівпровідниковим гіротропними середовищами.

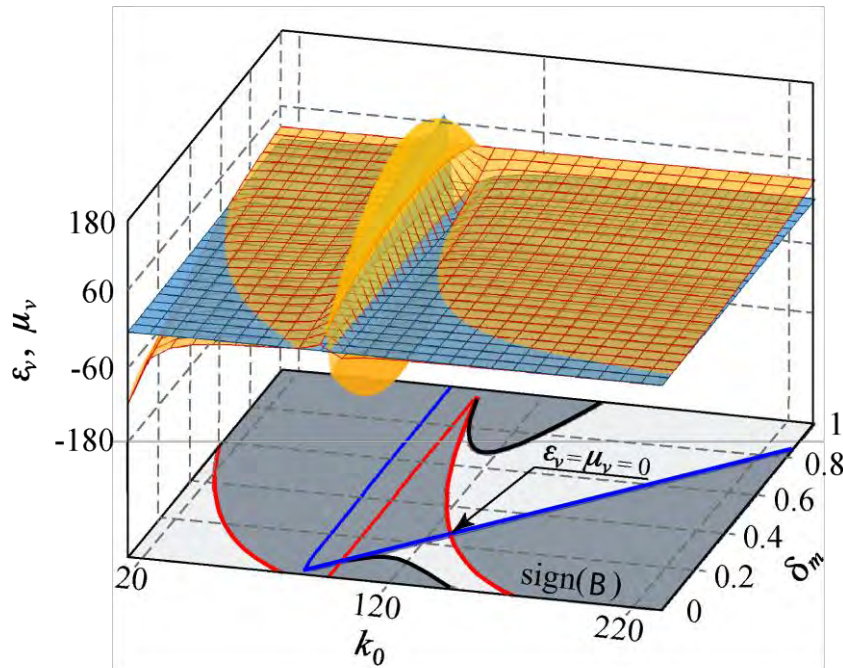


Рисунок 3.14 Визначення областей існування та заборонених областей для незвичайних об'ємних поляритонів, для композитної структури в полярній геометрії намагніченості. Дві поверхні у верхній частині рисунку відповідають дійсним значенням ефективних діелектричної ϵ_v (жовта поверхня) та магнітної μ_v (синя поверхня) проникностей. Зафарбовані області на нижній площині рисунку відповідають областям де величина $\mathbb{B}$ має позитивне (світло сірі області) або від'ємне значення (темно сірі області). Червоні та сині криві на нижній площині рисунку відповідають регіонам зміни знаку ϵ_v та μ_v , відповідно

Зауважимо, що в середовищі без втрат, діагональні компоненти (μ_{xx} та ϵ_{xx}) тензорів $\hat{\epsilon}$ та $\hat{\mu}$ (в явному вигляді тензори наведено в Додатку Б, див., (Б.9)) є дійсними величинами, тоді як їхні недіагональні компоненти (μ_{xz} та ϵ_{xz}) є чисто уявними, як це наведено на Рисунках 3.2 (а) та 3.2 (б), відповідно.

З метою точної ідентифікації частотної області існування (континууму) та заборонених зон для незвичайних об'ємних поляритонів було отримано розв'язок задачі багатопараметричної оптимізації. Як і у випадку геометрії Фойгта, в якості

параметрів цієї задачі використано товщини та характеристичні резонансні частоти для магнітного і напівпровідникового шарів які формують надрешітку. При розрахунках, товщина періоду надрешітки та характеристичні резонансні частоти окремих шарів були зафіксовані, і варіювався фактор заповнення δ_m для кожної частоти. В якості цільових функцій були обрані та побудовані на Рисунку 3.14 ефективні діелектрична ε_v та магнітна μ_v проникності а також знак змінної $\mathbb{B}$ з нерівності (3.26).

З Рисунку 3.14 видно, що для кожного значення фактору заповнення δ_m існують дві ізольовані області існування незвичайних об'ємних поляритонів. На рисунку, такі континууми обмежені синіми та червоними кривими, які відображають деякі комбінації структурних параметрів при яких відповідний множник ε_v або μ_v у чисельнику рівняння (3.22) змінює знак. Екстремальний стан $\varepsilon_v = \mu_v = 0$, який відповідає *гіротронній недійсності* (отриманий при $\delta_m = 0.267$), розглядається як перехідна точка між комбінаціями цих двох параметрів і відповідає кросингу дисперсійних кривих незвичайних об'ємних поляритонів як це відображено на Рисунках 3.13 (б) та 3.15 (а). На нижній площині Рисунку 3.14 такий стан позначено стрілкою.

Слід зазначити, що низькочастотна область існування звичайних об'ємних поляритонів починається з частоти $k_0 = 0$ та її верхня межа обмежена асимптотичною лінією де $\varepsilon_{yy} \rightarrow \infty$, у той час як високочастотний континуум обмежено збоку світловою лінією та його нижня межа лежить на лінії де $\varepsilon_{yy} = 0$, як це наведено на Рисунку 3.15 (б).

Для структур з переважним впливом напівпровідникової фракції спостерігається ефект анти-кросингу дисперсійних кривих незвичайних об'ємних поляритонів (див. Рисунок 3.15 (в)), у той час як структура з $\delta_m \gg \delta_s$ демонструє ефект анти-кросингу дисперсійних кривих як для звичайних так і незвичайних об'ємних поляритонів, як це зображено на Рисунках 3.15 (б) та 3.15 (г), відповідно.

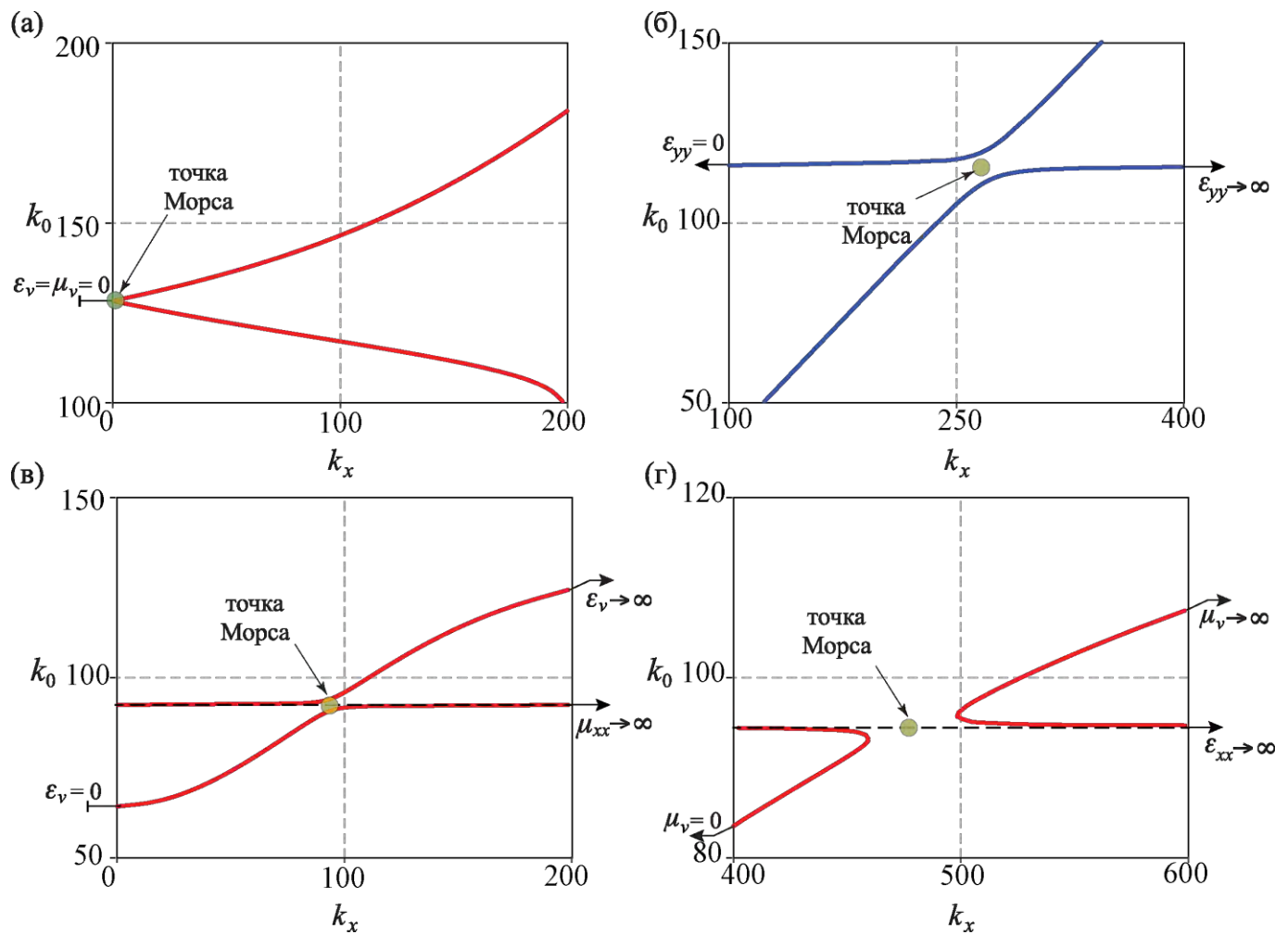


Рисунок 3.15 Прояв ефектів кросингу (а) та анти-кросингу (б-г) в дисперсійних кривих об'ємних поляритонів, що спостерігається для наступних значень фактору заповнення: (а) $\delta_m = 0.267$; (б) $\delta_m = 0.99$; (в) $\delta_m = 0.05$; (г) $\delta_m = 0.99$. Відповідні частоти екстремальних станів значення компонент тензорів діелектричної та магнітної проникностей позначені стрілками

Для незвичайних об'ємних поляритонів височастотна смуга пропускання існує коли задовольняється умова (3.27) і вона має типовий вигляд, як це зображено на Рисунках 3.16 та 3.17 (тут наведено результати для різних значень факторів заповнення δ_m та δ_s), а саме смуга пропускання обмежена збоку світловою лінією,

та починається на частоті де $\varepsilon_v = 0$, або $\mu_v = 0$, для структур з $\delta_m \gg \delta_s$ та $\delta_s \gg \delta_m$, відповідно.

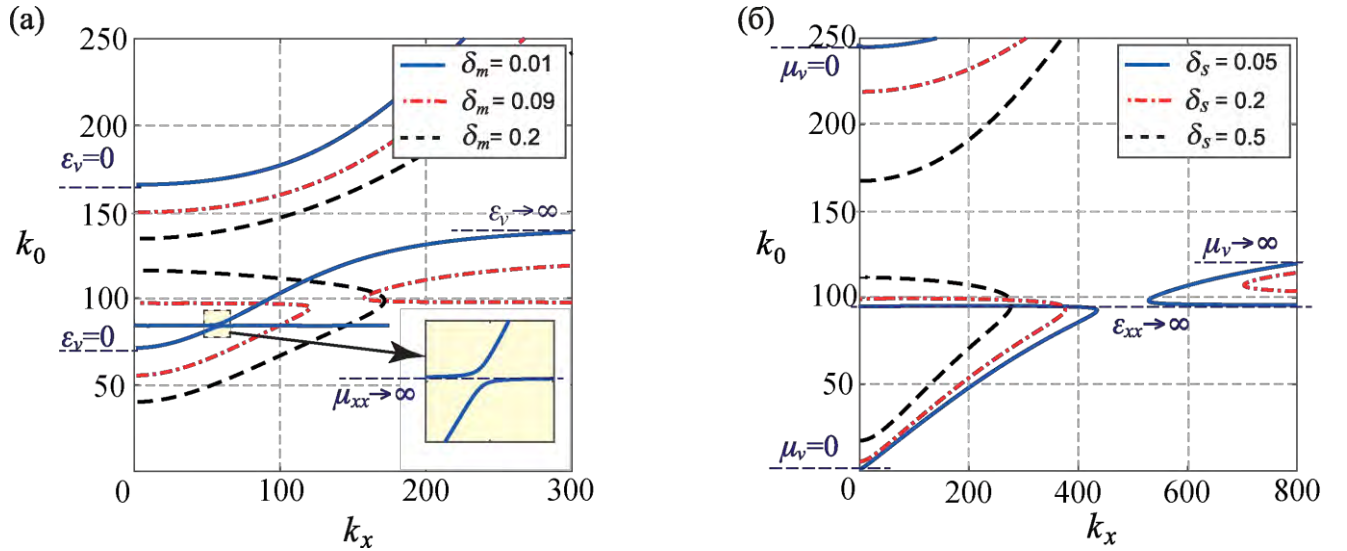


Рисунок 3.16 Набір дисперсійних кривих незвичайних об'ємних поляритонів для різних значень фактору заповнення. (а) $\delta_m > \delta_s$, (б) $\delta_s \geq \delta_m$. Синіми пунктирними лініями позначено частоти на яких спостерігаються екстремальні стани відповідних компонент тензорів діелектричної та магнітної проникностей

У той же час низькочастотна смуга пропускання для структури з переважним впливом магнітної підсистеми існує за умов (3.27) та (3.28), причому вона обмежена знизу лінією на якій $\varepsilon_v = 0$ та наближається до асимптотичної межі на частоті де $\varepsilon_v \rightarrow \infty$ як це наведено на Рисунку 3.16 (а). Для структури з переважним впливом напівпровідникової фракції умови існування задовольняють співвідношенням (3.27) та (3.29), крім того вона обмежена лініями на яких виконуються умови $\mu_v = 0$ та $\mu_v \rightarrow \infty$, як це зображено на Рисунку 3.16 (б).

Ширина та спектральне положення низькочастотної смуги пропускання визначаються відповідними резонансними частотами ефективної діелектричної ε_v та магнітної μ_v проникностей, які, по суті, є множниками чисельника в рівнянні (3.22).

Знаменник рівняння (3.22) породжує сингулярність на асимптотичній лінії де $1 - \mu_{xz}\varepsilon_{xz} / \mu_{xx}\varepsilon_{xx} \rightarrow 0$, що відповідає випадкам коли $\mu_{xx} \rightarrow \infty$ або $\varepsilon_{xx} \rightarrow \infty$. Ця асимптотична лінія поділяє нижню область існування на дві окремі підобласті як це представлено на Рисунках 3.16 (а) та 3.16 (б). При зростанні відповідного фактора заповнення δ_m або δ_s , ці дві підобласті трансформуються у замкнуті континууми, які існують при виконанні умови (3.27), зокрема, у випадку коли задовольняється наступна комбінація умов: $\mu_v > 0$, $\varepsilon_v > 0$ та $|\mu_{xz}\varepsilon_{xz}| > |\mu_{xx}\varepsilon_{xx}|$.

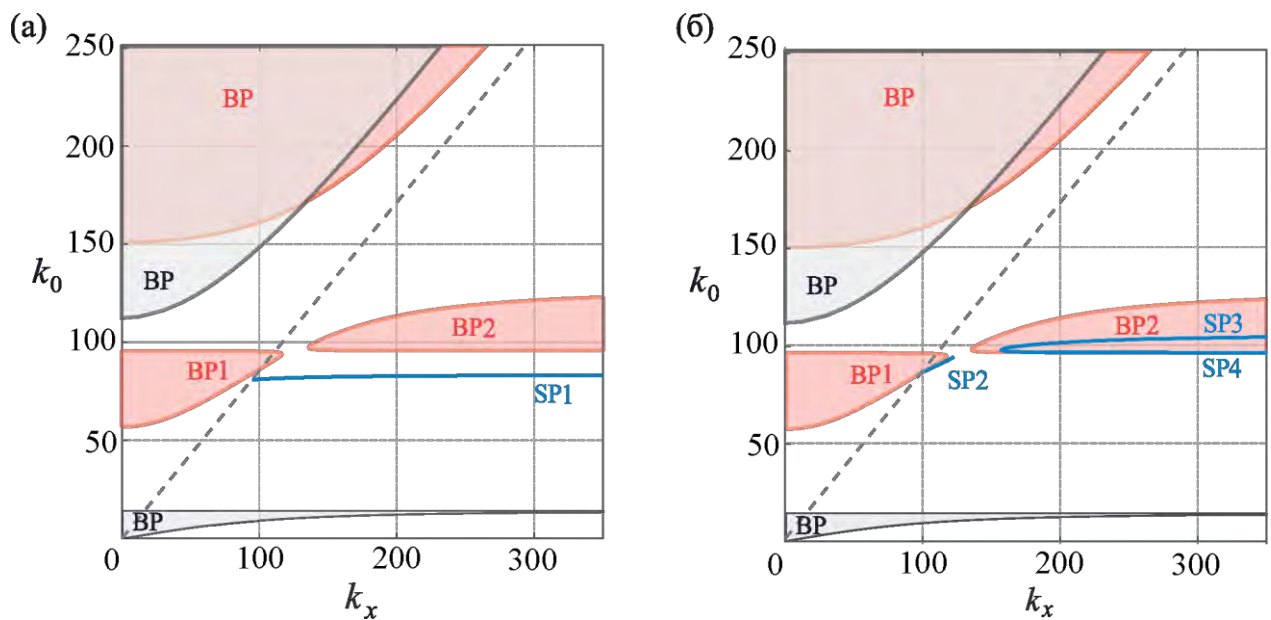


Рисунок 3.17 Дисперсійні криві (сині суцільні лінії позначені аббревіатурою «SP») поверхневих поляритонів для випадку: (а) ЕН -поляризації; (б) НЕ -поляризації. Також наведено регіони існування звичайних (сірі області) та незвичайних (червоні області позначені аббревіатурою «BP») об'ємних поляритонів. Фактори заповнення: $\delta_m = 0.081$; $\delta_s = 0.919$

Окремо слід зазначити, що для розглянутих конфігурацій структури не існує континуума, для якого виконується умова (3.30).

В якості наступного кроку, розглянемо дисперсійні характеристики поверхневих поляритонів, які притаманні для магнітно-напівпровідникової надрешітки в полярній конфігурації намагніченості. Як було зазначено в підрозділі 3.3.2, у такій геометрії намагніченості, поверхневі поляритони є гібридними ЕН та НЕ хвилями які задовольняють характеристичному рівнянню (3.23). Розв'язок цього рівняння було отримано чисельно та наведено на Рисунку 3.17, за допомогою синіх суцільних кривих позначених аббревіатурами «SP1»–«SP4». Причому крива SP1, яку наведено на Рисунку 3.17 (а), відповідає гібридній хвилі ЕН, у той час як криві SP2 – SP4 відносяться до поверхневих хвиль НЕ типу. Зазначені результати, відповідають окремій конфігурації надрешітки з наступними величинами факторів заповнення $\delta_m = 0.081$ та $\delta_s = 0.919$. Зауважимо, що параметри магнітного та напівпровідникового базових шарів наведено на Рисунку 3.2.

З метою ідентифікації областей існування та асимптотичних ліній для поверхневих поляритонів розглянемо систему в магнітостатичному наближенні. Це наближення відповідає умові $k_x \gg k_0$, що з математичної точки зору еквівалентно до умови $c \rightarrow \infty$. У цьому випадку $\kappa_v = k_0 = k_x$, та рівняння (3.23) має два наступні розв'язки:

$$\kappa_1^2 = k_x^2 \frac{\varsigma_{xx}}{\varsigma_{yy}} \quad (3.31)$$

$$\kappa_2^2 = k_x^2 \quad (3.32)$$

Приймаючи до розгляду рівняння (3.23) та співвідношення (3.31) та (3.32), області існування поверхневих поляритонів можуть бути визначені з наступної нерівності:

$$\mathbb{S} \equiv \eta[(g_0 + g_{xx})\chi + (g_0 + g_v)g_{xx}](\varsigma_{xz}g_{xz})^{-1} > -1. \quad (3.33)$$

де $\eta = 1 + (\zeta_{xx}/\zeta_{yy})^{1/2}$ та $\chi = (\zeta_{xx}\zeta_{yy})^{1/2}$. Причому умова $\mathbb{S} = -1$ дає шукомі асимптотичні межі.

У недисипативних системах нерівність (3.33) може бути задоволена лише для множини дійсних чисел, що неминуче призводить до того, що ζ_{xx} та ζ_{yy} повинні мати однакові знаки (тобто η та χ повинні бути дійсними величинами). Для повноти викладення, частотні залежності величин ζ_{xx} та ζ_{yy} наведено на Рисунку 3.18.

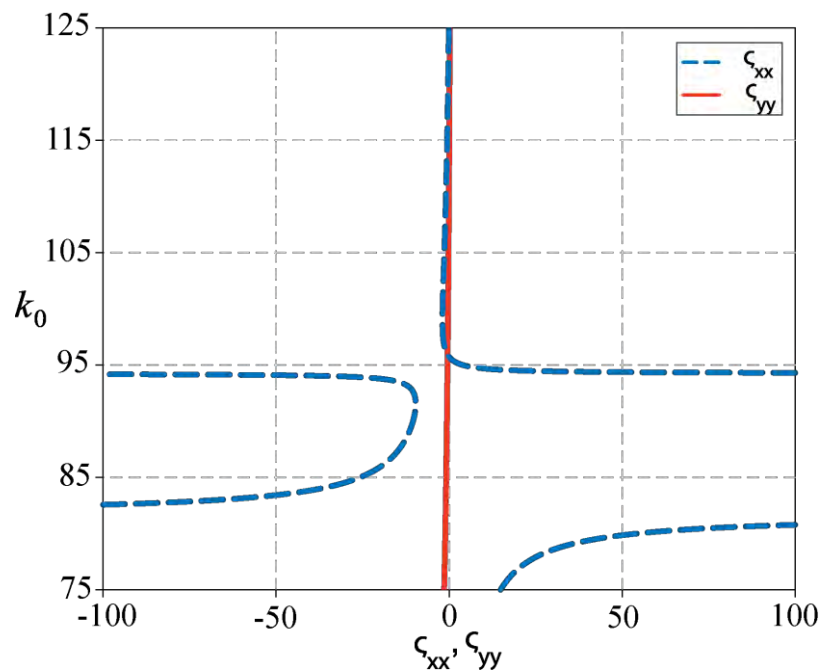


Рисунок 3.18 Частотні залежності величин ζ_{xx} (синя пунктирна крива) та ζ_{yy} (червона суцільна крива)

Оскільки, в даному випадку резонансні частоти для магнітного та напівпровідникового шарів надрешітки є близько розташованими, то нерівність (3.33) може задовольнятися. Важливо зазначити, що величина μ_{xx} є додатною константою, і таким чином область існування (дійсна чи комплексна) змінних η та χ залежить лише від резонансної частоти компоненти ε_{yy} . Фактично дисперсійні криві

поверхневих поляритонів виникають у частотних діапазонах де величини ζ_{xx} та ζ_{yy} одночасно приймають від'ємні значення, як це слідує з порівняння графічних залежностей наведених на Рисунках 3.17 та 3.18.

Для поверхневих поляритонів ЕН поляризації умова (3.33) задовольняється лише в одному діапазоні частот, тобто виникає лише одна дисперсійна гілка як це зображено на Рисунку 3.17(а). Така крива характеризується типовою поведінкою, а саме, вона виникає в діапазоні значень $k_0 - k_x$ де поширення об'ємних поляритонів заборонено. Дисперсійна гілка починається від світлової лінії та демонструє нормальну дисперсію. Таким чином зі зростанням значенням k_x дисперсійна крива зміщується до діапазону більш високих частот, швидко згладжується та наближається до асимптотичної лінії, на якій виконується умова $S = -1$.

На відміну до цього, у випадку НЕ поляризації, умова (3.33) задовольняється в двох окремих областях. В результаті дисперсійна крива поверхневих поляритонів має розрив як це зображено на Рисунку 3.17 (б). Таким чином, дисперсійна крива SP2, яка характеризується нормальною дисперсією, починається на світловій лінії і потім обривається. Дисперсійна крива SP3 з'являється як продовження кривої SP2, вона також характеризується нормальною дисперсією та при $k_x \rightarrow \infty$ наближається до асимптотичної межі де $S = -1$. В той же час, у нижній частині ця крива має продовження в іншу гілку позначену як SP4, що має аномальну дисперсію. Слід зазначити, що така форма дисперсійної кривої також властива поверхневому магнон-поляритону в антиферомагнітній (біанізотропній) структурі, як це було продемонстровано в роботі [309].

Важливим є те, що як і в випадку структури яка знаходиться під дією зовнішнього статичного магнітного поля прикладеного в геометрії Фойгта, в полярній геометрії намагніченості також виявлено *ефект повного співпадіння областей існування* об'ємних і поверхневих поляритонів як це зображено на Рисунку 3.17 (б) . Слід особливо акцентувати увагу на тому, що цей ефект було виявлено автором *вперше*. Причому в обох випадках такий ефект спостерігається

для поляризації хвилі в якій домінуючою є польова компонента H_x , тобто ТЕ та НЕ поляризації, для геометрії намагніченості Фойгта та полярної, відповідно.

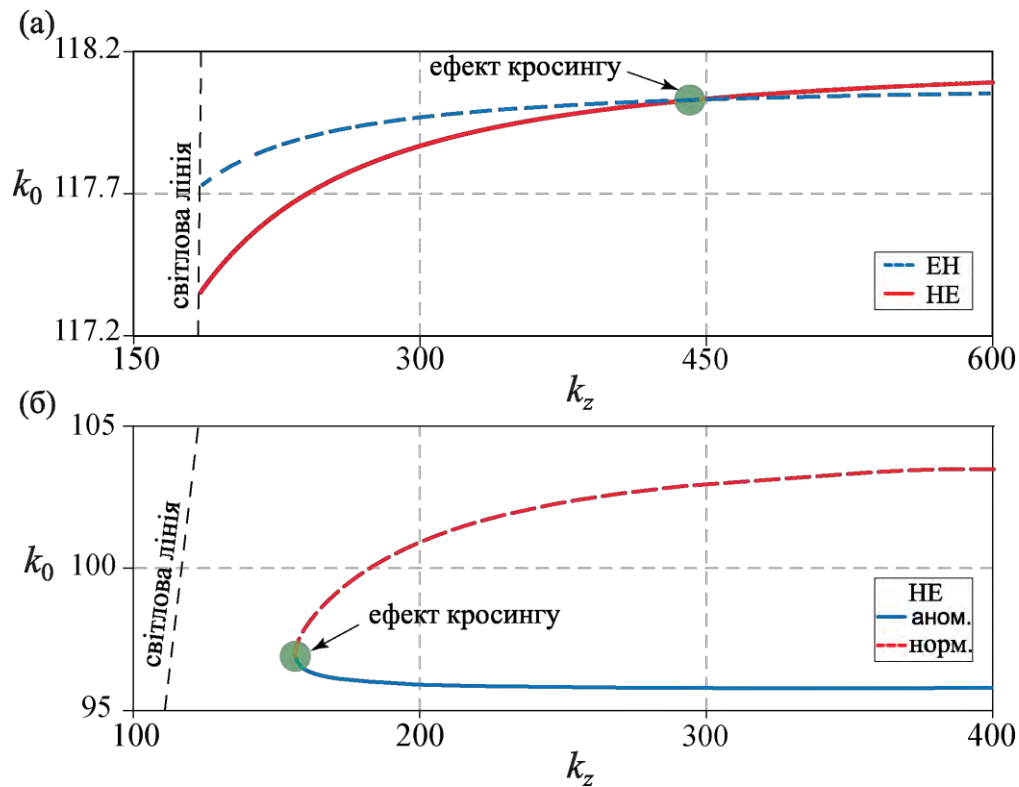


Рисунок 3.19 Прояв ефекту кросингу: (а) дисперсійних кривих ЕН (штрих-пунктирна крива) та НЕ (суцільна крива) поверхневих поляритонів, $\delta_m = 0.27$; (б) дисперсійних кривих НЕ поверхневих поляритонів з нормальною (штрих-пунктирна крива) та аномальною (суцільна крива) дисперсією, $\delta_m = 0.081$

Крім цього, для структур з переважним впливом напівпровідникової фракції ($\delta_m < \delta_s$), було виявлено наявність ефекту кросингу між дисперсійними гілками НЕ та ЕН поляритонів (при значенні параметру $\delta_m = 0.27$) наведених на Рисунку 3.19 (а), та між гілками НЕ поверхневих поляритонів, які характеризуються аномальною та нормальною дисперсією (при значенні параметру $\delta_m = 0.081$), як це зображено на Рисунках 3.17 (б) та 3.19 (б)).

Висновки по Розділу 3

1. Розроблено загальну теорію, яка описує поширення поляритонів в двовісному бігіротропному середовищі.
2. В довгохвильовому наближенні, проведено всебічне вивчення дисперсійних характеристик як об'ємних, так і поверхневих поляритонів, у магнітно-напівпровідниковій надрешітці яка знаходиться під впливом зовнішнього статичного магнітного поля.
3. Виявлено ефекти кросингу й антикросингу в дисперсійних кривих як поверхневих, так і об'ємних поляритонів. Отримані ефекти було ідентифіковано та досліджено з використанням аналітичної теорії критичних точок Морса, що дозволило отримати повну інформацію про взаємодіючі моди. Зокрема, в межах областей взаємодії мод, було визначено силу їх зв'язку між собою та напрямок поширення.
4. **Вперше** продемонстровано, що в двох окремих конфігураціях намагніченості, а саме в полярній геометрії та геометрії Фойгта, *регіони існування поверхневих та об'ємних поляритонів можуть частково, або повністю, перекриватись*. Показано, що таке співіснування об'ємних і поверхневих поляритонів в межах одного і того ж самого діапазону частот та хвильових векторів, при фіксованому значенні прикладеного зовнішнього статичного магнітного поля, може бути отримано шляхом відповідного вибору матеріальних і геометричних параметрів надрешітки.
5. Отримані в розділі результати мають суттєве прикладне значення, та можуть бути використані при проєктуванні низки пристроїв оптоелектроніки та плазмоніки, зокрема, фільтрів, ізоляторів та перемикачів. У таких пристроях, можливе динамічне керування їх спектральними та дисперсійними характеристиками, шляхом зміни величини та напрямку поля підмагнічування.

Основні результати розділу викладено в статтях [13, 14, 16] і розширено та узагальнено в розділі книги [22], а також апробовано на міжнародних конференціях [27, 29, 31, 32].

РОЗДІЛ 4

МАТЕРІАЛЬНА ТА ХВИЛЕВОДНА ДИСПЕРСІЯ В СТРУКТУРАХ, ЗАПОВНЕНИХ КОМПОЗИТНИМ ГІРОЕЛЕКТРОМАГНІТНИМ СЕРЕДОВИЩЕМ

В даному розділі вивчається одночасний вплив комбінованої матеріальної та хвильовдної дисперсії на електродинамічні характеристики штучних шаруватих середовищ розміщених як вільному просторі так і в хвильоводах. Зокрема, розглядається вплив матеріальної дисперсії на поширення електромагнітних хвиль у композитному шаруватому середовищі розташованому у вільному просторі, в умовах «гіротропної недійсності». Штучне середовище отримано чергуванням магнітних (ферит) і напівпровідникових шарів, що знаходяться під дією зовнішнього статичного магнітного поля (геометрія Фарадея). Приймається, що період шаруватого середовища набагато менший за довжину хвилі.

Далі досліджуються дисперсійні особливості гібридних режимів круглого хвильоводу, заповненого таким поздовжньо намагніченим шаруватим середовищем. Отримано та розв'язано дисперсійне рівняння хвильоводу та визначено його власні моди. Класифікація мод хвильоводу виконується стандартним чином, так що керовані режими відносяться до класу гібридних ЕН та НЕ хвиль за їх унікальними характеристиками дисперсії. Отримані числові результати, демонструють, що в смузі поблизу частот характеристичних резонансів у складових матеріалах композитної середовища, поведінка мод є досить різноманітною завдяки одночасному впливу матеріальної та хвильовдної дисперсії.

4.1 Ефективні параметри шаруватого середовища ферит-напівпровідник, що знаходиться під дією зовнішнього статичного магнітного поля

Як і в попередньому розділі, композитне середовище, що є предметом розгляду, отримано шляхом чергування магнітних (з матеріальними параметрами

ε_1, μ_1) та напівпровідникових (з матеріальними параметрами ε_2, μ_2) шарів, які періодично розташовано вздовж вісі z (Рисунок 4.1). Вважаємо, що всі характерні розміри (тобто, товщини магнітного d_m та напівпровідникового d_s шарів, а також період структури L) такого шаруватого середовища набагато менші за довжину хвилі у відповідній частині композиту (довгохвильове наближення).

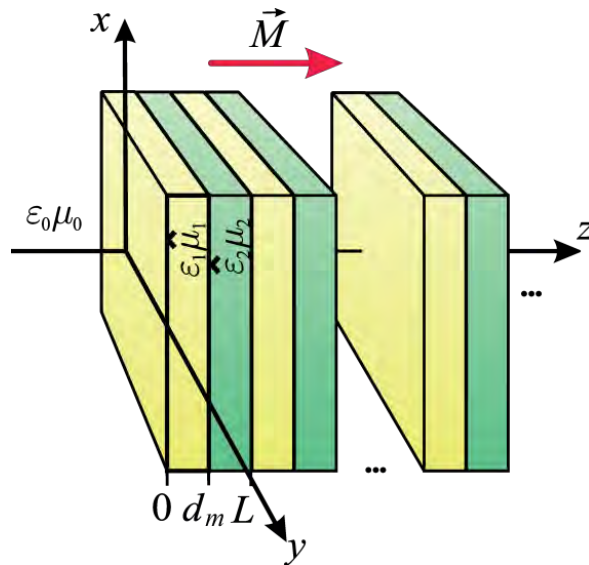


Рисунок 4.1 Схематичне зображення поздовжньо намагніченого (геометрія Фарадея) шаруватого середовища ферит–напівпровідник

Слід окремо зауважити, що в подальшому будуть розглянуті два випадки: 1) середовище є нескінченим вздовж вісі x та y , але має скінчену товщину вздовж вісі z (підрозділ 4.2); 2) середовище обмежене в площині $x - y$ та нескінчене вздовж вісі z (підрозділ 4.3).

Композитне середовище знаходиться під впливом зовнішнього статичного магнітного поля $\vec{M}$, яке прикладене вздовж вісі z та співпадає з напрямком поширення хвиль, тобто $\vec{M} \parallel z$. Вважаємо, що індукція магнітного поля достатня для

формування однорідної намагніченості, як в магнітній так і напівпровідниковій підсистемах (окремих шарах структури).

З використанням теорії ефективного середовища, яку наведено в Додатку Б, композитна шарувата структура еквівалентно описується однорідним гіроелектромагнітним середовищем, що характеризується наступними тензорами ефективних діелектричної $\hat{\varepsilon}$ та магнітної $\hat{\mu}$ проникностей:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & i\varepsilon_a & 0 \\ -i\varepsilon_a & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad \hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{\parallel} \end{pmatrix}. \quad (4.1)$$

В явному вигляді, компоненти тензорів (4.1), можуть бути отримані з використанням формул (Б.7) – (Б.11).

4.2 Характеристики дрібно-шаруватої структури ферит-напівпровідник в умовах «гіротропної недійсності»

Концепцію «недійсності» (англ. *nihility*) було вперше запропоновано в роботі [165] для деякого гіпотетичного середовища, що задовольняє наступним матеріальним співвідношенням $\vec{D} = 0$ та $\vec{B} = 0$. Таким чином, «недійсність» являє собою електромагнітний нільпотент; поширення електромагнітних хвиль крізь таке середовище не може відбуватися в умовах «недійсності», оскільки маємо, що $\nabla \times \vec{E} = 0$ та $\nabla \times \vec{H} = 0$.

В подальшому, в роботі [310] концепція «недійсності» була поширена на ізотропне кіральне середовище, яке характеризується наступними матеріальними співвідношеннями $\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + i\rho \vec{H}$ та $\vec{B} = \mu \vec{H} - i\rho \vec{E}$ (ρ – параметр кіральності). Було запропоновано можливий спосіб практичного отримання такого середовища в мікрохвильовій частині спектру з використанням кіральних частинок в вигляді

закручених відрізків дроту. Ефективні параметри запропонованої композитної структури розраховувались з використанням моделі ефективного середовища Максвелла-Гарнета [311]. Було продемонстровано, що в певному вузькому спектральному діапазоні реальні частини ефективних діелектричної та магнітної проникностей наближаються нуля (тобто, $\varepsilon' \approx 0$ та $\mu' \approx 0$), в той час як реальна частина параметру кіральності набуває деякого скінченного значення ($\rho' \neq 0$). В такому ізотропному середовищі з «кіральною недійсністю» (англ. *chiral-nihility*) можуть поширюватись дві власні хвилі з правою та лівою круговими поляризаціями, постійні поширення яких залежать лише від параметру кіральності. Причому постійні поширення γ^+ та γ^- таких хвиль однакові за абсолютною величиною, але протилежні за знаком одне до одного, тобто, $\gamma^\pm = \pm k_0 \rho = \pm \gamma$. Таким чином одна з цих власних хвиль є прямою, а інша зворотною. Знак параметру кіральності, який, у свою чергу, залежить від орієнтації кіральних частинок, визначає, яка з власних хвиль є прямою, а яка зворотною. Зокрема, ця особливість зумовлює деякі особливості які спостерігаються при проходженні та відбитті хвиль від одношарових та багатошарових систем, що являють собою середовище з «кіральною недійсністю» [312].

Крім кіральних середовищ, кругополяризовані власні хвилі також притаманні магнітооптичним гіротропним матеріалам (наприклад, феритам або напівпровідникам) за наявності зовнішнього статичного магнітного поля, прикладеного до структури в поздовжній геометрії, тобто в конфігурації Фарадея [177] (див., Рисунок 4.1). Ефект досягається, завдяки тому, що такі гіротропні середовища характеризуються тензором магнітної $\hat{\mu}$ або діелектричної $\hat{\varepsilon}$ проникності, з ненульовими недіагональними компонентами (так звані, гіротропні параметри). Комбінування гіромагнітних (феритових) та гіроелектричних (напівпровідникових) матеріалів у єдину гіроелектромагнітну структуру (надрешітку) дозволяє досягти ефекту «гіротропної недійсності» у вузькому діапазоні частот [296]. Зокрема, у дрібно-шаруватій структурі ферит-напівпровідник

такий стан досягається у мікрохвильовому діапазоні поблизу частот феромагнітного та плазмового резонансів (див також, Розділ 3). У цьому випадку реальні частини діагональних елементів ефективних магнітної та діелектричної проникностей такого штучного середовища одночасно наближаються до нуля, тоді як недіагональні компоненти набувають ненульових значень. Виявлено, що в такому композитному середовищі зворотне поширення може з'явитися для однієї з кругополяризованих власних хвиль, що призводить до деяких незвичних оптичних особливостей системи та забезпечує посилення ефекту Фарадея, ефект повного пропускання світла та інше.

4.2.1 Частота «гіротропної недійсності»

Далі розглядається шарувате середовище, що має скінчену товщину вздовж вісі z та займає регіон $0 \leq z \leq NL$, де N – загальна кількість періодів (L) в композитному середовищі. У межах підрозділу 4.2, товщини феритового та напівпровідникового шарів обрано як $d_m = 0.05$ мм та $d_s = 0.2$ мм, відповідно. Спектральний діапазон вибрано поблизу частоти «гіротропної недійсності» (див., Рисунок 4.2), в якому дійсні частини діагональних елементів тензорів магнітної та діелектричної проникностей наближуються до нуля, а саме, $\mu' \approx 0$ та $\varepsilon' \approx 0$, в той час як реальні частини їх недіагональних елементів відмінні від нуля, тобто $\mu'_a \neq 0$ та $\varepsilon'_a \neq 0$.

При розрахунках, для феритового шару намагніченого до насичення (2930 Гс) параметри вибрано як: $f_0 = \omega_0/2\pi = 4.2$ ГГц, $f_m = \omega_m/2\pi = 8.2$ ГГц, $b = 0.02$, $\varepsilon_m = 5.5$; в той час, як для напівпровідникового шару використано параметри: $f_p = \omega_p/2\pi = 4.5$ ГГц, $f_c = 4.0$ ГГц, $\nu = 0.05$ ГГц, $\varepsilon_l = 1.0$, $\mu_s = 1.0$.

З Рисунку 4.2 можна зробити висновок, що обрана смуга частот може бути розділена на три окремі діапазони, в яких компоненти матеріальних тензорів набувають різних значень.

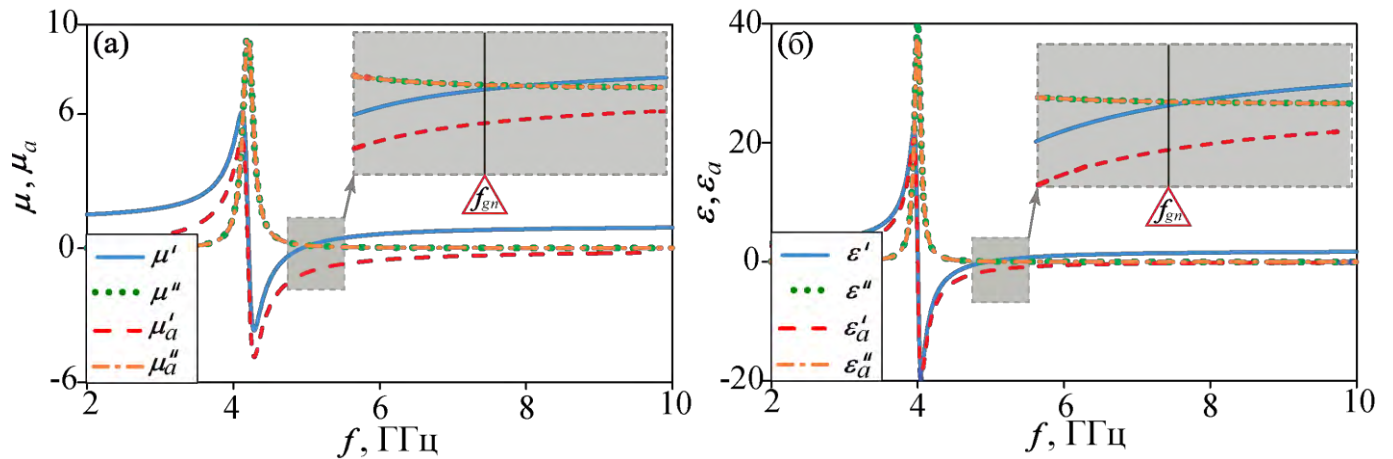


Рисунок 4.2 Дисперсійні залежності дійсних та уявних частин компонент ефективних тензорів (а) магнітної та (б) діелектричної проникностей гомогенізованого гіроелектромагнітного середовища

У першому діапазоні, розміщеному поміж частотами 2 ГГц та 3 ГГц, реальні частини компонент μ, μ_a, ε та ε_a набувають скінчених додатних значень, у той час як величини їх уявних частин наближаються до нуля.

У другому діапазоні, між 3 та 4.5 ГГц, реальні частини принципівих компонент (μ, μ_a, ε та ε_a) змінюють свій знак, а саме, при зростанні частоти відбувається перехід від додатних до від'ємних значень. Такі переходи відбуваються на частотах феромагнітного резонансу фериту ($f_{fr} = 4.2$ ГГц) та циклотронного резонансу напівпровідника ($f_{pr} = 4.0$ ГГц), відповідно. Що, в свою чергу, зумовлює значний рівень матеріальних втрат в цьому діапазоні.

Насамкінець, у третьому діапазоні частот, розташованому від 4.5 ГГц до 5.5 ГГц, реальні частини принципівих компонент зазнають переходу від від'ємних до додатних значень, тоді як їх уявні частини незначні. Для наочності, третій діапазон наведено у вставках Рисунку 4.2 в збільшеному масштабі.

Аналізуючи Рисунки 4.2(а) та 4.2(б), можна зробити висновок, що існує частота $f_{gn} \approx 4.94$ ГГц, на якій $\mu' \approx 0$ та $\varepsilon' \approx 0$ (зазначимо, що дана частота

позначена на вкладках Рисунку 4.2 червоним трикутником). Важливо зазначити, що шляхом підбору геометричних та матеріальних параметрів базових феритового та напівпровідникового шарів, а також величини прикладеного зовнішнього статичного магнітного поля можна отримати ефективне гіроелектромагнітне середовище для якого μ' та ε' набувають нульових значень на одній і тій же частоті. Зауважимо, що на цій частоті $\mu'_a \neq 0$ та $\varepsilon'_a \neq 0$, крім того матеріальні втрати в середовищі незначні.

4.2.2 Дисперсійне рівняння електромагнітних хвиль у гіроелектромагнітному середовищі

Характеристичне рівняння, відносно ефективного показника заломлення η гомогенізованого середовища, було отримано в наступному вигляді:

$$\eta^4 - 2\eta^2 (\mu\varepsilon + \mu_a\varepsilon_a) + (\mu\varepsilon)^2 - (\mu\varepsilon_a)^2 - (\varepsilon\mu_a)^2 + (\varepsilon_a\mu_a)^2 = 0, \quad (4.2)$$

корені якого мають вигляд:

$$(\eta^\pm)^2 = (\varepsilon \pm \varepsilon_a)(\mu \pm \mu_a) = \varepsilon^\pm \mu^\pm. \quad (4.3)$$

В (4.3) знаки « $\pm$ » стосуються двох власних хвиль з різними постійними поширення $\gamma^\pm = k_o \eta^\pm$. Верхній знак « $+$ » відповідає власним хвилям з правою круговою поляризацією, в той час як знак « $-$ » власним хвилям з лівою круговою поляризацією.

На частоті «гіротропної недійсності» $\mu' \approx 0$ та $\varepsilon' \approx 0$, таким чином має місце наступне співвідношення $|\varepsilon^\pm \mu^\pm| \approx |\mu_a \varepsilon_a|$, і в результаті, постійна поширення може бути визначена як:

$$\gamma = -\gamma^+ = \gamma^- \approx k_o \sqrt{|\mu_a \varepsilon_a|}. \quad (4.4)$$

З (4.4) слідує, що на частоті гіротропної недійсності, постійні поширення право та ліво поляризованих хвиль рівні за абсолютним значенням, але протилежні за знаком, причому хвиля з правою круговою поляризацією поширюється в зворотному напрямку, (для отримання додаткової інформації див. також розділ IV в книзі [314]), тобто в такій хвилі вектор Пойнтинга спрямовано в протилежну сторону по відношенню до напрямку фазової швидкості [67].

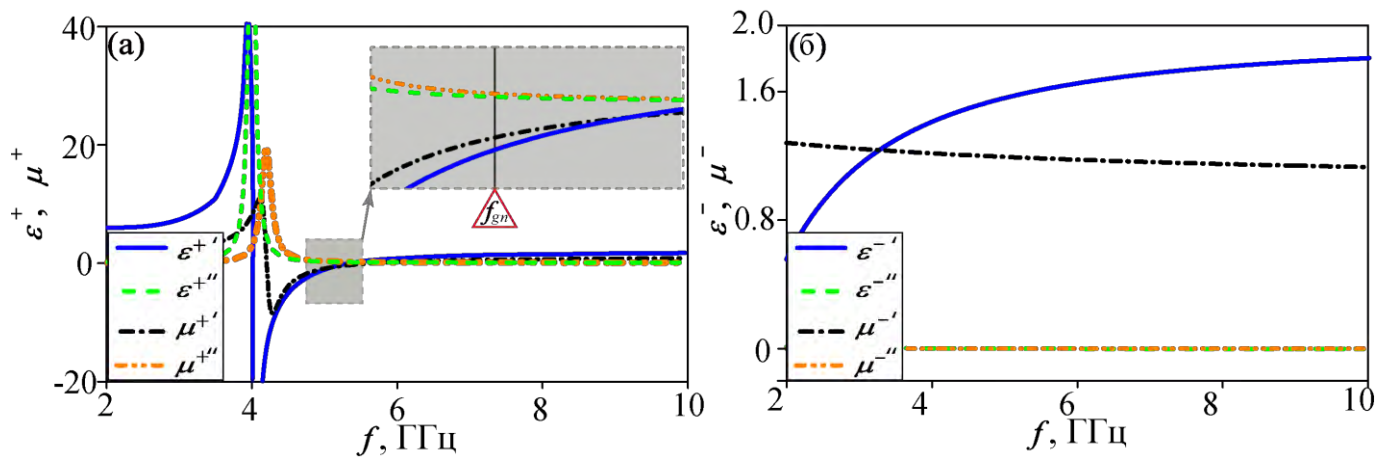


Рисунок 4.3 Дисперсійні залежності дійсних та уявних частин матеріальних параметрів $\epsilon^\pm$ та $\mu^\pm$ еквівалентного гіротропного середовища для власних хвиль з правою (а) та лівою (б) круговими поляризаціями, відповідно

Для наочності, дисперсійні залежності дійсних та уявних частин матеріальних параметрів еквівалентного гіротропного середовища для власних хвиль з правою (тобто, ϵ^+ , μ^+) та лівою (ϵ^- , μ^-) круговими поляризаціями наведено на Рисунках 4.3(а) та 4.3(б), відповідно. Діапазон частот, у якому виконується умова «гіротропної недійсності» для хвилі з правою круговою поляризацією подано у збільшеному масштабі на вставці Рисунку 4.3(а). Тут, як і на Рисунку 4.2, частоту «гіротропної недійсності» позначено як f_{gn} , та виділено червоним трикутником.

4.2.3 Спектральні та кутові залежності коефіцієнтів відбиття, пропускання та поглинання плоских монохроматичних хвиль в умовах «гіротропної недійсності»

Коефіцієнти пропускання (T) та відбиття (R) плоских монохроматичних хвиль від гіротропного шару визначаються зі строгого розв'язку задачі Коші, відносно компонент тангенціального поля на межах розділу структури. Процедура розв'язку задачі являється стандартною, та через це не наведена в дисертації, для отримання більш детальної інформації про розв'язок задачі див. посилання [23, 177].

Зазначимо, що в подальшому нас цікавлять лише енергетичні співвідношення між хвилею що пройшла через структуру та відбитою хвилею, тобто поляризаційні ефекти до уваги не приймаються.

В випадку, коли частота окремої плоскої електромагнітної хвилі, яка падає на скінчене гіроелектромагнітне середовище, відповідає частоті «гіротропної недійсності» f_{gn} , то коефіцієнти відбиття та пропускання хвилі характеризуються деякими особливостями (Рисунок 4.4).

Розглянемо спочатку спектральні та кутові залежності коефіцієнту пропускання як це наведено Рисунку 4.4(а). Видно, що функція $T(f, \psi_0)$ набуває максимуму поблизу частоти «гіротропної недійсності» $f_{gn} = 4.94$ ГГц. Причому, на цій частоті має місце фактично повне проходження плоскої монохроматичної хвилі майже в усьому діапазоні кутів падіння, окрім діапазону кутів ковзання (тобто, $\psi_0 > 70^\circ$). А саме, в діапазоні кутів $0^\circ \leq \psi_0 \leq 70^\circ$, коефіцієнт пропускання набуває значень $0.95 \lesssim |T|^2 \lesssim 0.9$. Таке значне проходження хвилі через гіроелектромагнітне середовище, зумовлено особливостями його імпедансу $Z^\pm = \sqrt{\mu^\pm/\epsilon^\pm}$. Як слідує з Рисунку 4.2, поблизу частоти f_{gn} параметри μ_a та ϵ_a близькі одне одному за значенням, та їх реальні частини наближаються до одиниці. У результаті імпеданси середовища та вільного простору стають узгодженими між собою [313]. Слід окремо зазначити, що на частоті «гіротропної недійсності»,

імпеданси, для хвиль з правою та лівою круговими поляризаціями, співпадають:

$$Z = Z^+ = Z^- = \sqrt{|\mu'_a|/|\varepsilon'_a|}.$$

Цей ефект, підтверджується порівнянням значень коефіцієнтів відбиття, пропускання та поглинання обчислених на двох різних частотах як це наведено на Рисунку 4.4(б).

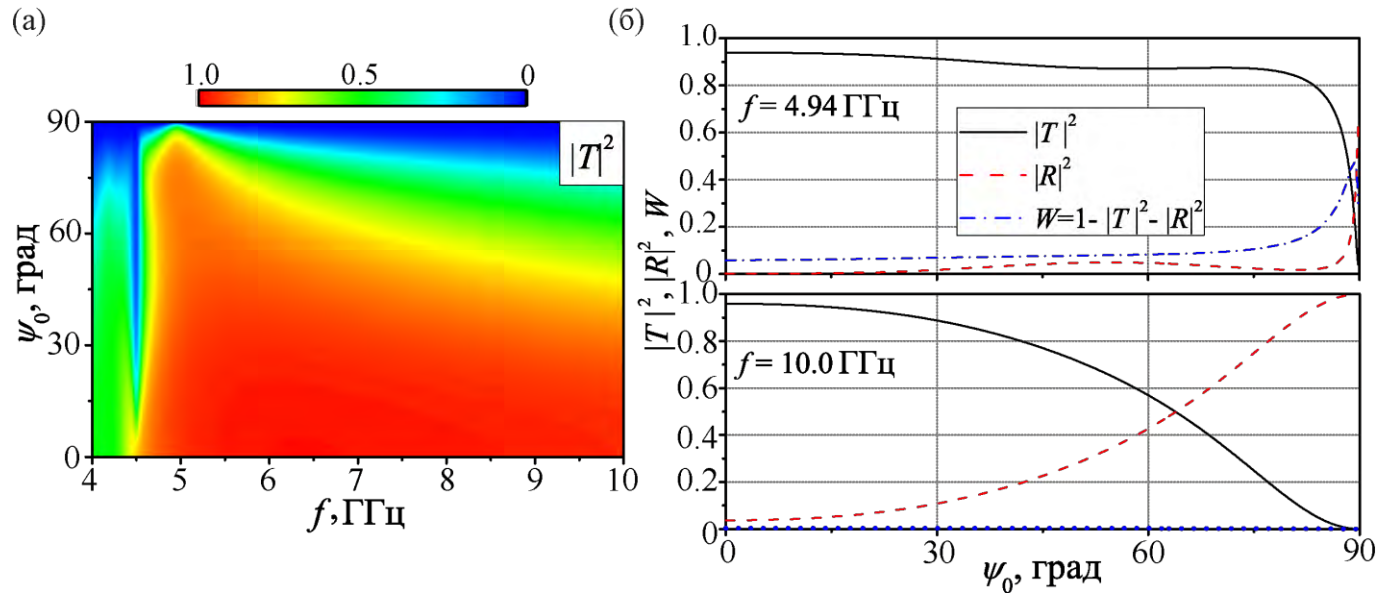


Рисунок 4.4 (а) Залежність коефіцієнту пропускання від частоти та кута падіння плоскої монохроматичної хвилі для еквівалентного гіроелектромагнітного шару зі скінченою товщиною ($NL = 2.5$ мм). (б) Кутові залежності коефіцієнтів пропускання, відбиття та поглинання на частоті «гіротропної недійсності» $f_{gn} = 4.94$ ГГц та далеко від неї $f = 10$ ГГц

Одна з частот обирається поблизу частоти «гіротропної недійсності» ($f_{gn} = 4.94$ ГГц), а інша ($f = 10$ ГГц), обрана таким чином, щоб вона була далекою від f_{gn} . З Рисунку 4.4 (б) можна зробити висновок, що на частоті $f = 10$ ГГц кутові залежності коефіцієнтів пропускання та відбиття мають типовий вигляд, а саме: зі зростанням значення кута падіння хвилі ψ_0 , коефіцієнт пропускання монотонно

знижується, в свою чергу коефіцієнт відбиття монотонно зростає. З іншого боку, як було вказано вище, на частоті «гіротропної недійсності» кутові залежності коефіцієнтів пропускання та відбиття різко відрізняються від типових, а саме: їх значення залишаються майже незмінними в широкому діапазоні кутів, обмеженому кутами ковзання. Причому, в цьому діапазоні кутів падіння, коефіцієнт відбиття незначний, оскільки хвильові опори середовища та вільного простору узгоджені між собою.

4.2.4 Проходження гаусового хвильового пучка крізь гіроелектромагнітний шар скінченної товщини в умовах «гіротропної недійсності»

Оскільки структура з «гіротропною недійсністю» може підтримувати зворотні хвилі і крім того її імпеданс узгоджено з вільним простором, то дослідження фокуруючих властивостей середовища скінченної товщини, в якому задовольняється умова «гіротропної недійсності» є актуальною задачею.

Така задача передбачає розгляд поля у вигляді просторово-обмеженого хвильового пучка (зокрема, гаусового пучка), який представлено у вигляді суперпозиції плоских хвиль [315]. Відомо, що у випадку коли падаюче поле представлене в вигляді обмеженого хвильового пучка існує ряд ефектів які не спостерігаються в характеристиках відбиття та пропускання для окремих плоских хвиль, а саме: розщеплення пучка, його фокусні, осьові та кутові зміщення [170, 172, 316, 317], і тому вони потребують особливої уваги.

Як правило, такі дослідження базуються на вивченні характеристик двовірних пучків, та є досить ефективними [318, 319], тим не менш, у випадку гіротропних середовищ слід розглядати тримірну модель представлення хвильового пучка, яка дозволяє враховувати поляризаційні ефекти та прогнозувати зміни еліптичності розсіяного хвильового пучка [171, 320].

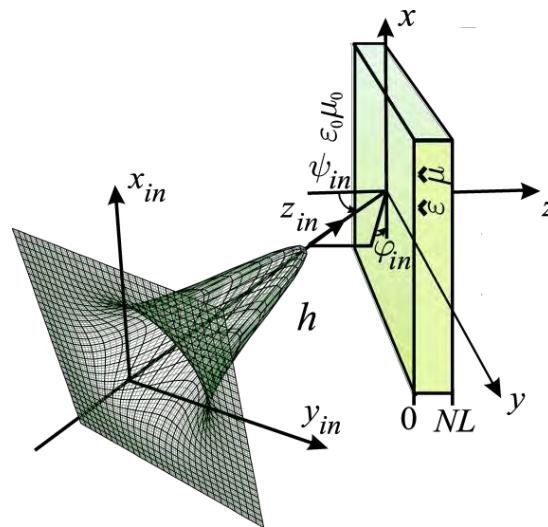


Рисунок 4.5 Схематичне зображення гаусового пучка який похило падає на гіроелектромагнітний шар скінченної товщини

Розглянемо особливості проходження тримірному гаусового хвильового пучка крізь дрібно-шарувату структуру ферит-напівпровідник зображену на Рисунку 4.1. Використовуючи стандартний підхід (зокрема, див. посилання [170 – 172]), для опису характеристик поля падаючого гаусового пучка введемо допоміжну систему координат x_{in} , y_{in} , z_{in} , як це наведено на Рисунку 4.5.

При представленні поля пучка, ми використовуємо вирази з роботи [170]. В допоміжній системі координат, поле падаючого пучка може бути представлено у вигляді розкладу по набору плоских хвиль зі спектральним параметром $\vec{k}_{in}$:

$$\vec{\psi}_{in} = \vec{v} \iint_{-\infty}^{+\infty} U(\vec{k}_{in}) \exp[i\vec{k}_{in}(\vec{r}_{in} + \vec{a}_{in}) + i\gamma_{in}(z_{in} + a_3)] d\vec{k}_{in}, \quad (4.5)$$

де $\vec{k}_{in}$ поперечний хвильовий вектор окремої плоскої хвилі, вектор $\vec{v}$ відноситься до відповідної компоненти електромагнітного поля або E ($\vec{v} = \vec{e}_{in}$) або H ($\vec{v} = \vec{h}_{in}$), $\vec{e}_{in} = \vec{P}V_p - \vec{b}_{in} \times \vec{P}V_s$, $\vec{h}_{in} = \vec{P}V_s + \vec{b}_{in} \times \vec{P}V_p$, вектор $\vec{P} = \vec{z}_0 \times \vec{n}$ відповідає за поляризацію хвилі. У системі координат композитного середовища $\{x, y, z\}$, вектор

нормалі $\vec{n}$ має наступні компоненти $(\cos\theta_{in}\cos\varphi_{in}, \cos\theta_{in}\sin\varphi_{in}, 0)$, де $\theta_{in} = 90^\circ - \psi_{in}$; $\vec{z}_0$ – одиничний вектор; вектор $\vec{b}_{in} = (\cos\theta_{in}\cos\varphi_{in}, \cos\theta_{in}\sin\varphi_{in}, -\sqrt{\varepsilon_0\mu_0 - \cos^2\theta_{in}})$ визначає напрямок поширення пучка; $U(\vec{k}_{in})$ – спектральна густина пучка визначена в площині $z_{in} = 0$; $\gamma_{in} = \sqrt{k_0^2 - \vec{k}_{in} \cdot \vec{k}_{in}}$, $0 < \arg(\sqrt{k_0^2 - \vec{k}_{in} \cdot \vec{k}_{in}}) < \pi$; $\vec{a}_{in} = (a_1, a_2)$.

Трансформацію від системи координат композитного середовища $\{x, y, z\}$ до системи координат пучка $\{x_{in}, y_{in}, z_{in}\}$ було здійснено в стандартний спосіб [321] шляхом обертання на кути ψ_{in} та φ_{in} навколо осей y та z , відповідно, та шляхом зміщення точки початку координат $(0, 0, 0)$ в точку (a_1, a_2, a_3) . Враховуючи трансформацію системи координат, відбите від структури поле та поле що пройшло крізь середовище, можуть бути отримані в наступному вигляді:

$$\begin{aligned} \vec{\psi}_{ref} = & \vec{P}V_v \iint_{-\infty}^{+\infty} U(\vec{k}_{in}) R^{vv} \exp[i\vec{k} \cdot \vec{r} - i\gamma z] d\vec{k}_{in} \pm \vec{b}_{ref} \\ & \times \vec{P}V_{v'} \iint_{-\infty}^{+\infty} U(\vec{k}_{in}) R^{v'v} \exp[i\vec{k} \cdot \vec{r} - i\gamma z] d\vec{k}_{in} \end{aligned} \quad (4.6)$$

та

$$\begin{aligned} \vec{\psi}_{tr} = & \vec{P}V_v \iint_{-\infty}^{+\infty} U(\vec{k}_{in}) T^{vv} \exp[i\vec{k} \cdot \vec{r} + i\gamma(z - NL)] d\vec{k}_{in} \\ & \pm \vec{b}_{tr} \times \vec{P}V_{v'} \iint_{-\infty}^{+\infty} U(\vec{k}_{in}) T^{v'v} \exp[i\vec{k} \cdot \vec{r} + i\gamma(z - NL)] d\vec{k}_{in} \end{aligned} \quad (4.7)$$

відповідно.

У співвідношеннях (4.6)–(4.7) використано наступні позначення: $\gamma = \sqrt{k_0^2 - \vec{k} \cdot \vec{k}}$, $0 < \arg(\sqrt{k_0^2 - \vec{k} \cdot \vec{k}}) < \pi$, R^{vv} , $R^{v'v}$, T^{vv} та $T^{v'v}$ – комплекснозначні коефіцієнти пропускання та відбиття $(v, v' = s, p)$ окремої плоскої хвилі (тут, індекси s та p відповідають хвилям з перпендикулярною та паралельною поляризаціями, відповідно), які в значній мірі залежать від кутів ψ_{in} та φ_{in} , параметрів композитного середовища та частоти падаючого поля. У прийнятому записі, коефіцієнти з однаковими індексами (vv) описують

перетворення падаючої хвилі в хвилю тієї ж поляризації, а коефіцієнти з різними індексами (vv') описують перетворення падаючої хвилі в крос-поляризовану хвилю на виході структури. Лівий та правий індекси визначають стан поляризації падаючої та відбитої хвилі (або хвилі що пройшла), відповідно

Оскільки поле гаусового пучка може бути представлено у вигляді безперервного кутового спектру плоских хвиль, то розподіл поля пучка, який пройшов крізь середовище, залежить від кутових характеристик коефіцієнтів пропускання окремих плоских монохроматичних хвиль на певній частоті.

У подальшому, ми вважаємо, що спектральну густину гаусового пучка, який похило падає на гіроелектромагнітне середовище, задано наступним чином:

$$U(\vec{\kappa}_{in}) = \exp[-(\vec{w} \cdot \vec{\kappa}_{in})^2/16] H_m(\kappa_{xin}w_x/\sqrt{2}) H_n(\kappa_{yin}w_y/\sqrt{2}). \quad (4.8)$$

У співвідношенні (4.8) використано наступні позначення $H_v(\cdot)$ – поліном Ерміта порядку v ($v = m, n$), змінні w_x та w_y являють собою ширину пучка вздовж вісі x_{in} та y_{in} , відповідно. У подальшому розгляді будемо оперувати з пучками нульового порядку ($m = n = 0$).

Результуючі двомірні та тримірні розподіли полів падаючого гаусового пучка, і пучка який пройшов крізь скінчене гіроелектромагнітне середовище, наведено на Рисунках 4.6 та 4.7.

Як і в попередньому розгляді результати представлено для двох частот: $f_{gn} = 4.94$ ГГц та $f = 10$ ГГц, відповідно. Зазначимо, що на Рисунках 4.6 та 4.7, розподіли поля хвильового пучка який пройшов через середовище, нормовано на максимальне значення поля нормально падаючого гаусового пучка. Крім того використано наступні параметри для падаючого гаусового пучка: $k_0w_x = k_0w_y = k_0h = 10$, $\varphi_{in} = 0^\circ$.

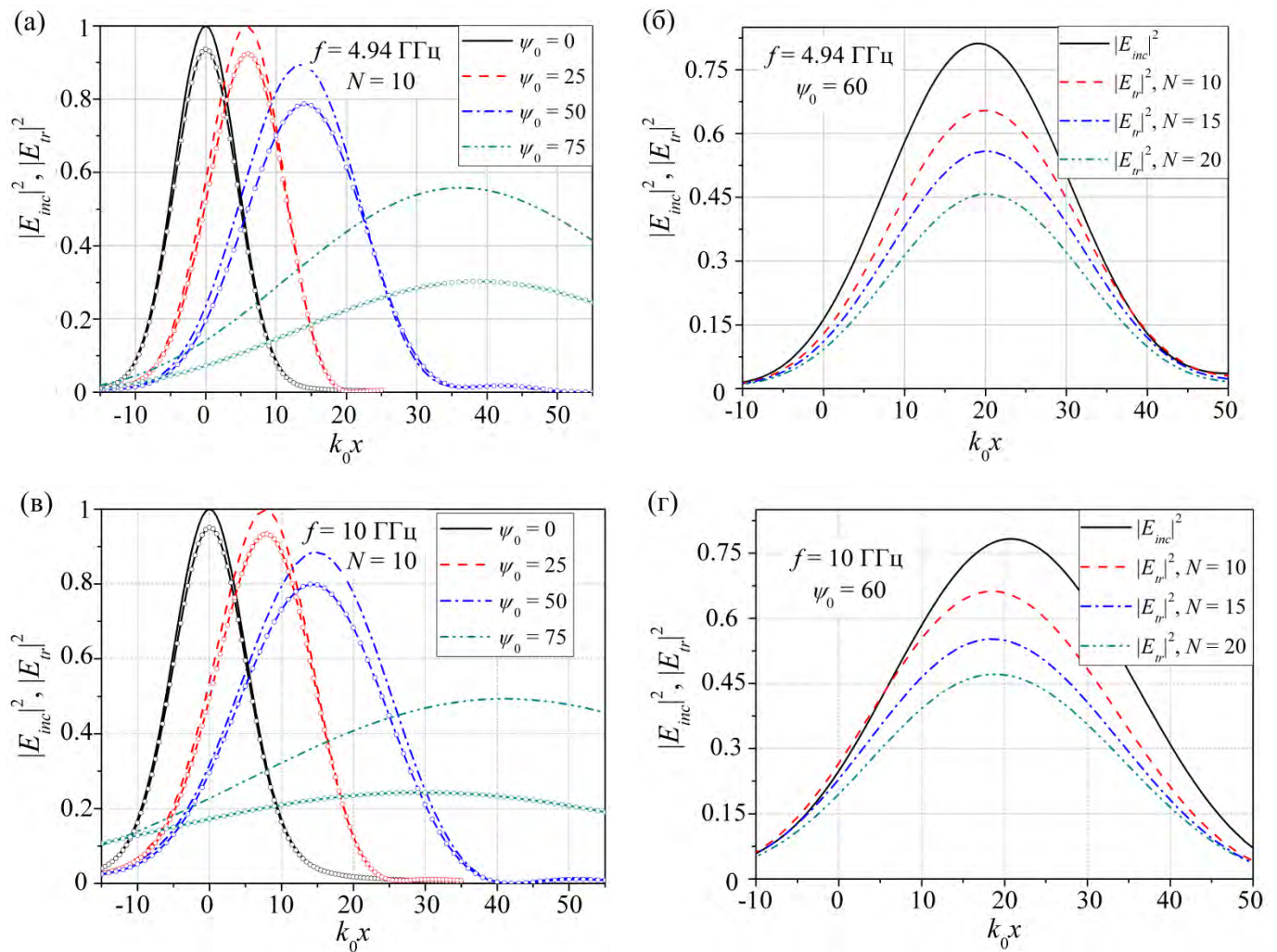


Рисунок 4.6 Двомірний розподіл абсолютної величини полів падаючого пучка $|E_{inc}|^2$ та пучка що пройшов через середовище $|E_{tr}|^2$ для різних значень кута падіння (а, в) та різної кількості періодів в структурі (б, г)

Отримані результати свідчать, що оскільки на частоті «гіротропної недійсності» $f_{gn} = 4.94$ ГГц хвильові опори гіроелектромагнітного середовища та вільного простору узгоджені між собою, окремі плоскі монохроматичні хвилі можуть майже повністю проходити крізь структуру, аж до кутів ковзання.

Таким чином, на частоті «гіротропної недійсності» хвильовий гаусів пучок проходить крізь структуру майже без спотворення своєї форми (Рисунки 4.7(а–в)), в

той час як така особливість не притаманна просторовому розподілу поля гаусового пучка на частоті $f_{gn} = 10$ ГГц (Рисунок 4.7(г)).

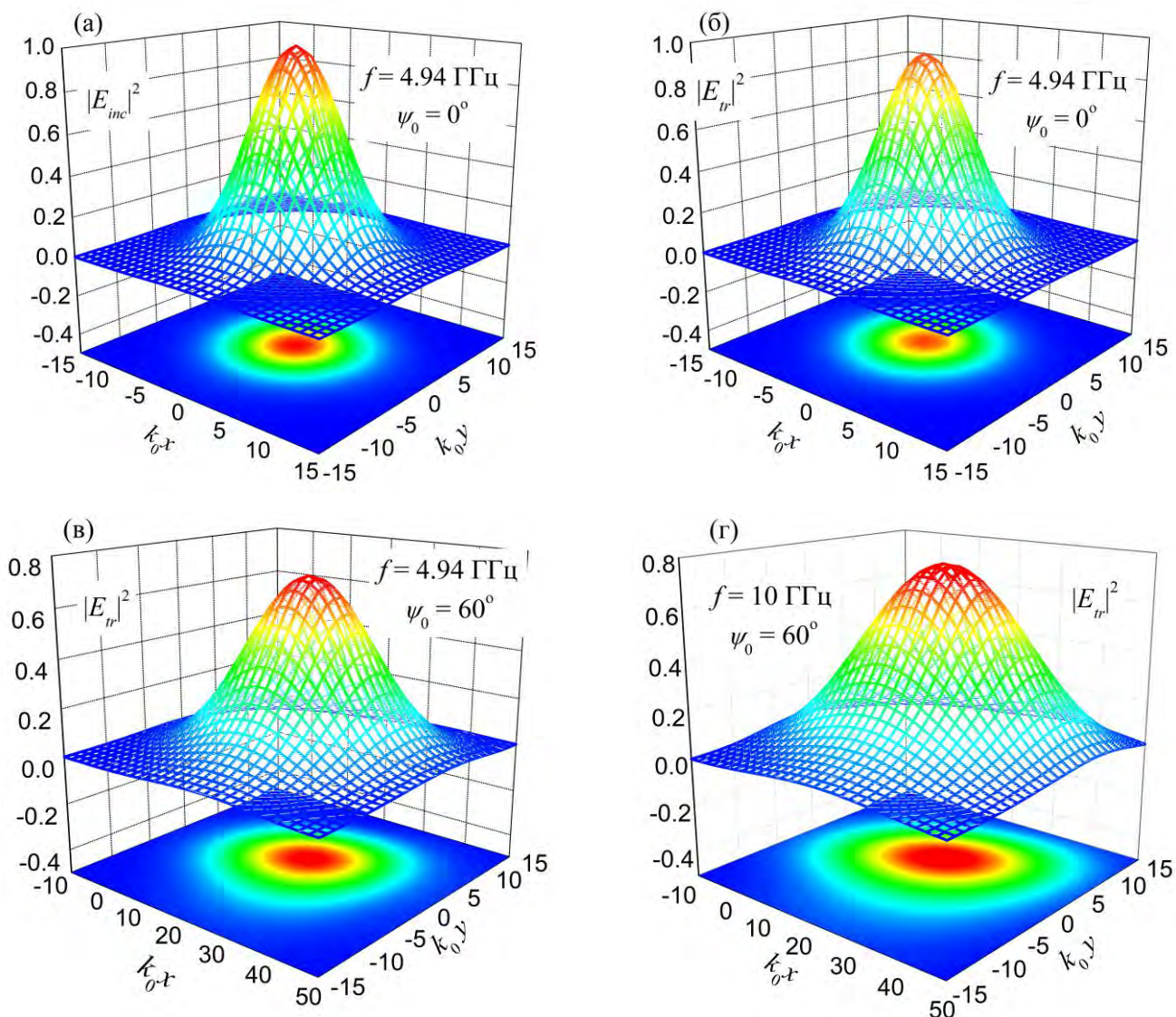


Рисунок 4.7 Тримірний розподіл абсолютної величини поля (а) $|E_{inc}|^2$ падаючого пучка та (б)–(г) $|E_{tr}|^2$ пучка, що пройшов через середовище

Слід зазначити, що ефект збереження форми пучка спостерігається навіть при похилому падінні гаусового пучка на середовище, і цей ефект є поляризаційно нечутливим.

Таким чином, підсумовуючи вищесказане можна зазначити, що в умовах «гіротропної недійсності», закономірності відбиття, поглинання, та проходження плоских хвиль через гіротропний шар набувають деяких специфічних особливостей. Зокрема виявлено, що при похилому падінні монохроматичної плоскої хвилі на скінчений гіроелектромагнітний шар значення коефіцієнтів відбиття та пропускання, на частоті «гіротропної недійсності», залишаються майже незмінними в широкому діапазоні кутів падіння, обмеженому кутами ковзання. В результаті, хвильовий гаусів пучок може проходити через таке середовище, зберігаючи свої параметри (такі як, ширина (діаметр) та форма пучка) незмінними навіть при похилому падінні, за винятком частини енергії поглиненої в матеріалі середовища.

4.3 Круглий металевий хвилевод повністю заповнений поздовжньо-намагніченою шаруватою магнітно-напівпровідниковою структурою

У даному підрозділі вивчаються особливості поширення гібридних ЕН та НЕ хвиль у круглому хвилеводі, який повністю заповнений гіроелектромагнітним середовищем з метою виявлення можливостей ефективного контролю їх дисперсійних характеристик.

4.3.1 Постановка задачі та її загальний розв'язок

Розглянемо круглий металевий хвилевод з радіусом R , та ідеально провідними стінками, який повністю заповнений шаруватим середовищем (характеристики середовища наведено в підрозділі 4.1), як це зображено на Рисунку 4.8.

Хвилеводна структура знаходиться під впливом зовнішнього статичного магнітного поля $\vec{M}$, яке прикладене вздовж вісі хвилеводу, та співпадає з віссю z , тобто $\vec{M} \parallel z$ (геометрія Фарадея). Також, вважаємо, що індукція магнітного поля достатня для формування однорідної намагніченості, як в магнітному так і напівпровідниковому шарах структури.

По аналогії з Розділом 3, в якості матеріалів для магнітного та напівпровідникового шарів шаруватого середовища обрано BaCO та Si, відповідно. Для феритового шару намагніченого до насичення (2930 Гс) параметри наступні: $f_0 = \omega_0/2\pi = 4.2$ ГГц, $f_m = \omega_m/2\pi = 8.2$ ГГц, $b = 0$, $\varepsilon_f = 5.5$. У той час як, для напівпровідникового шару використано значення: $f_p = \omega_p/2\pi = 4.9$ ГГц, $f_c = \omega_c/2\pi = 4.7$ ГГц, $\nu/2\pi = 0$, $\varepsilon_l = 1.0$, $\mu_s = 1.0$.

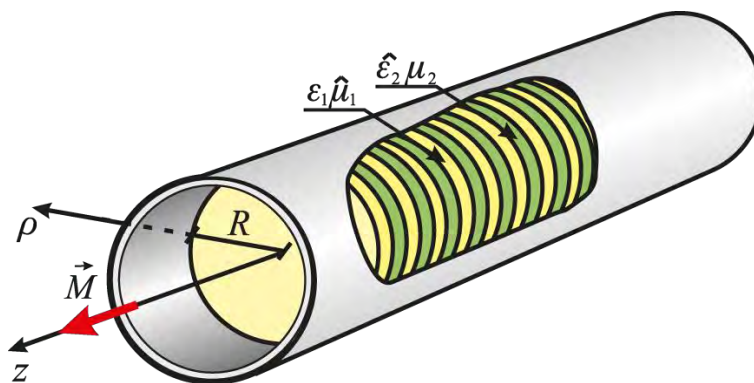


Рисунок 4.8 Схематичне зображення круглого хвильоводу повністю заповненого поздовжньо намагніченим гіроелектромагнітним середовищем

У довгохвильовому наближенні, початкова задача зводиться до визначення дисперсійних характеристики круглого хвильоводу, заповненого однорідним анізотропним (гіроелектромагнітним) середовищем, оптична вісь якого співпадає з віссю хвильовода (тобто, з віссю z). Метод розв'язання цієї задачі полягає в отриманні хвильових (характеристичних) рівнянь відносно поздовжніх компонент електромагнітного поля всередині такого гіротропного хвильоводу, з урахуванням граничних умов на ідеально провідних стінках хвильоводу.

З метою отримання загального розв'язку задачі, в дисертаційній роботі використано добре відомий та ефективний метод з роботи [173]. Для повноти

викладення, основні співвідношення отримані з використанням даного методу наведено в Додатку Г.

4.3.2 Класифікація власних хвиль та діапазони їх існування. Особливості дисперсійних характеристик гібридних хвиль

Добре відомо, що дисперсійні характеристики будь-якої хвилевідної системи суттєво залежать як від геометричних параметрів хвилеводу, так і від електромагнітних властивостей матеріалу заповнення. Особливо це критично у випадку коли дисперсійні залежності діелектричної та/або магнітної проникностей матеріалу заповнення характеризуються наявністю деяких екстремальних станів, які можуть спричинити появу сильної матеріальної дисперсії для керованих режимів, як це було показано в Розділі 3. Таким чином при вивченні комбінованого впливу геометричних і матеріальних параметрів хвилеводу на його дисперсійні особливості, найбільш цікавим є частотний діапазон який включає характеристичні резонансні частоти як магнітної, так і напівпровідникової підсистем композиційного середовища. Більше того, як і в попередньому розгляді, резонансні частоти обох базових підсистем вважаються різними, але, тим не менш, близько розташованими в межах одного спектрального діапазону, як це наведено на Рисунку 4.9.

Зазначимо, що в подальшому розгляді найбільш цікавими являються конкретні частоти де абсолютні значення окремих компонент ефективних тензорів $\hat{\mu}$ та $\hat{\epsilon}$ гомогенізованого середовища наближуються до нуля або до нескінченності. На Рисунку 4.9, такі екстремальні стани, позначено вертикальними штрих-пунктирними лініями та відмічено стрілочками. Акцентуємо увагу на тому факті, що, оскільки нас цікавить лише поширення власних хвиль, то впливом втрат у базових матеріалах композиційного середовища на поширення хвиль в структурі ми нехтуємо. З метою чіткого визначення діапазонів існування власних мод хвилеводної структури, будемо використовувати узагальнені матеріальні параметри, такі як, ефективні поперечні магнітна $\mu_{\perp}$ та діелектрична $\epsilon_{\perp}$ проникності (див., співвідношення (Г.2)), а також ефективний показник заломлення необмеженого гіроелектромагнітного

середовища $\eta^\pm$, що вводиться до розгляду співвідношенням (4.3), а саме $\eta^\pm = \sqrt{(\mu \pm \mu_a)(\varepsilon \pm \varepsilon_a)}$.

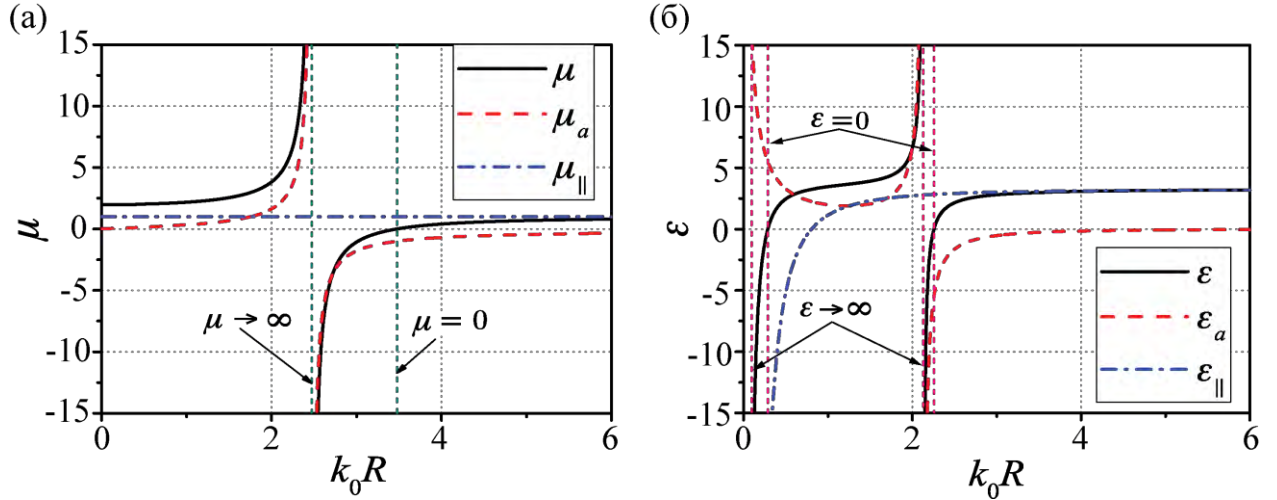


Рисунок 4.9 Дисперсійні залежності компонент тензорів (5.1) ефективної магнітної $\hat{\mu}$ (а) та ефективної діелектричної $\hat{\varepsilon}$ (б) проникностей гіроелектромагнітного середовища, яке заповнює хвилевід. Співвідношення між товщинами магнітного та напівпровідникового шарів, в межах одного періоду ϵ : $d_m/L = d_s/L = 0.5$. Характеристики наведені в термінах нормованого частотного параметру $k_0 R$

Нагадаємо, що в такому записі, верхній знак «+» відповідає власним хвилям з правостороннім обертанням, у той час як знак «-» відповідає власним хвилям з лівостороннім обертанням. Зазначимо, що напрямок обертання (вправо чи вліво) кругополяризованої хвилі визначається відносно осі z , яка співпадає з напрямком зовнішнього статичного магнітного поля, прикладеного до гіроелектромагнітного заповнення. Як відомо [173, 314], такі кругополяризовані власні хвилі можуть поширюватися в середовищі, тільки в тому випадку, коли відповідний показник заломлення $\eta^\pm$ є чисто дійсною величиною, тобто $\text{Im}(\eta^\pm) = 0$.

Отримані, з використанням формул (Г.2) та (4.3), дисперсійні криві, узагальнених матеріальних параметрів $\mu_{\perp}$, $\varepsilon_{\perp}$ та $\eta^{\pm}$, наведено на Рисунку 4.10, де, як і на Рисунку 4.9, екстремальні стани, в яких абсолютні значення ефективних поперечних магнітної та діелектричної проникностей досягають нуля або нескінченності, позначено вертикальними штрих-пунктирними лініями.

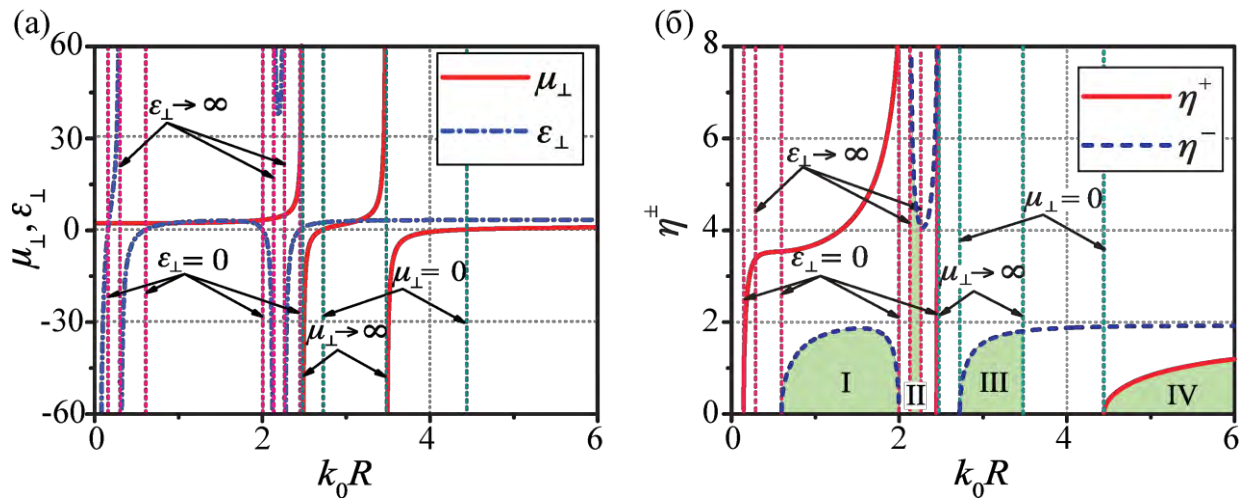


Рисунок 4.10 Дисперсійні залежності (а) ефективних поперечних магнітної $\mu_{\perp}$ та діелектричної $\varepsilon_{\perp}$ проникностей та (б) дійсної частини показника заломлення віднесеного до власних хвиль гіроелектромагнітного середовища з правою (верхній знак «+») та лівою (верхній знак «-») круговими поляризаціями. Геометричні параметри шарів $\epsilon d_m/L = d_s/L = 0.5$

Умови для регіонів існування власних хвиль хвилеводу, можуть бути визначені з одночасного аналізу дисперсійних залежностей наведених на Рисунках 4.10 (а) та 4.10 (б). А саме, враховуючи екстремальні стани для узагальнених матеріальних параметрів $\mu_{\perp}$ та $\varepsilon_{\perp}$ у поєднанні з умовами існування кругополяризованих власних хвиль у необмеженому гіроелектромагнітному середовищі (тобто, враховуючи умову $\text{Im}(\eta^{\pm}) = 0$), можна виділити чотири окремі частотні регіони існування власних хвиль хвилеводу. На Рисунку 4.10(б), такі

регіони, зафарбовано в світло-зелений колір та пронумеровано римськими цифрами від I до IV.

Приймаючи до уваги Рисунки 4.9. та 4.10, зокрема, можна зробити висновок, що у всіх Регіонах I – IV, поперечні ефективні параметри $\mu_{\perp}$ та $\varepsilon_{\perp}$ приймають тільки додатні значення (тобто, $\mu_{\perp} > 0$ та $\varepsilon_{\perp} > 0$), у той час як компоненти μ та ε ефективних матеріальних тензорів (4.1) можуть мати різні знаки. Зокрема, у відповідних частотних регіонах виконуються наступні умови: Регіони I та IV $\mu > 0$ та $\varepsilon > 0$; Регіон II $\mu > 0$ та $\varepsilon < 0$; Регіон III $\mu < 0$ та $\varepsilon > 0$.

В усіх цих частотних діапазонах дисперсійне рівняння, має набір дійсних розв'язків, кожен з яких відповідає певному режиму (моді) досліджуваної структури. Причому, як випливає з характеристичних рівнянь (Г.1) всі ці хвилі слід класифікувати як гібридні, в яких всі шість компонент електромагнітного поля відмінні від нуля.

Зазвичай при класифікації гібридних хвиль виділяють дві основні схеми [173, 295, 322]. Згідно з першою схемою [295], яку було використано в Розділі 3, гібридна мода має або тип HE, або тип EH у залежності від співвідношення між абсолютними значеннями повздовжніх компонент електричного та магнітного полів. А саме, EH тип відповідає моді з $E_z > H_z$ та HE тип – $H_z > E_z$. Незважаючи на те, що така схема добре працює, її недоліком, є те, що для початкових (малих) значень γ тип моди може змінюватись в межах однієї дисперсійної кривої, і, отже, ця схема може спричинити певну неоднозначність у класифікації мод поблизу їх частот відсічки.

Інша схема класифікації гібридних хвиль [173, 322] передбачає використання допоміжного (опорного) хвилеводу, який заповнено ізотропним однорідним середовищем, робочі режими якого добре відомі і можуть бути визначені з великою точністю. Більш детально, при визначенні типу моди починаємо з випадку ізотропного (не гіротропного) заповнення, для нашого випадку, це досягається шляхом виконання умови $M \rightarrow 0$, та класифікуємо моди, як такі, що мають або TE

або ТМ тип, починаючи з частоти їх відсічки. Потім поступово збільшуємо параметри гіротропії базових шарів гіроелектромагнітного середовища яке заповнює хвилевід (тобто збільшуємо абсолютне значення недиагональних компонент μ_a та ε_a ефективних матеріальних тензорів (4.1)) і простежуємо зміну постійної поширення γ . З використанням такої схеми, гібридні моди НЕ та ЕН типів хвилеводу з гіроелектромагнітним заповненням можуть бути безпосередньо пов'язані з відповідними модами ТЕ та ТМ типу опорного хвилеводу, і мають постійний тип вздовж всієї дисперсійної кривої.

У подальшому викладенні розділу, для класифікації гібридних мод обрано схему допоміжного хвилеводу з ізотропним заповненням, згідно з якою, поблизу частоти відсічки його ТЕ та ТМ моди трансформуються до НЕ та ЕН мод гіротропного хвилеводу, відповідно.

Також слід зазначити, що в хвилеводі з гіротропним заповненням для кожної варіації поля по азимуту ($\pm n$) та радіусу (m) є два незалежних розв'язки дисперсійного рівняння. Ці розв'язки формують відповідні набори гібридних мод з асиметричним ($n \neq 0$) і симетричним ($n = 0$) розподілом поля в поперечному перетині хвилеводу [173]. Серед асиметричних мод, моди HE_{nm}^+ та EH_{nm}^+ відносяться до хвиль з правостороннім обертанням ($n > 0$), тоді як HE_{nm}^- та EH_{nm}^- моди називаються хвилями з лівостороннім обертанням ($n < 0$). У той час як, у випадку симетричних мод верхній знак «+» або «-» відсутній.

Насамкінець, беручи до уваги обрану схему класифікації, частоти відсічки f_{nm}^{HE} та f_{nm}^{EH} гібридних НЕ та ЕН мод хвилеводу можна достатньо точно оцінити з використанням наступних формул [197]:

$$\begin{aligned} f_{nm}^{HE} &= \chi'_{nm} c (2\pi R \sqrt{\varepsilon_{\perp} \mu_{\parallel}})^{-1}, \\ f_{nm}^{EH} &= \chi_{nm} c (2\pi R \sqrt{\varepsilon_{\parallel} \mu_{\perp}})^{-1}, \end{aligned} \tag{4.5}$$

де χ_{nm} та χ'_{nm} – нулі функції Бесселя $J_n(\cdot)$ першого роду порядку n ($n = 0, 1, 2, \dots$) та її першої похідної $J'_n(\cdot)$, відповідно.

На Рисунку 4.11 представлено дисперсійні криві гібридних мод нижчих типів ($n = 0, \pm 1$) які отримано з використанням наведеної вище методики.

Зазначимо, що вкладки (а) – (г) Рисунку 4.11 відповідають областям I–IV з Рисунку 4.10, відповідно. Як слідує з Рисунку 4.11, дисперсійні характеристики системи, в межах частотних Регіонів I–IV суттєво різняться одне від одного. Зокрема з аналізу Рисунків 4.11 (а) та 4.11 (г) слідує, що в Регіонах I та IV, які розташовано далеко від частот феромагнітного та плазмового резонансів, хвильоводна структура функціонує як звичайний гіротропний (гіроелектричний чи гіромагнітний) хвильовод [176]. Таким чином, дисперсійні характеристики як симетричних так і асиметричних мод визначаються в основному геометричними параметрами хвильоводу, їх частоти відсічки зростають при збільшенні індексу моди m , а відповідні дисперсійні криві зазвичай характеризуються нормальною дисперсією.

Для наочності, порівняння дисперсійних залежностей, хвильоводів з гіромагнітним ($\delta_m = 1.0, \delta_s = 0.0$), гіроелектричним ($\delta_m = 0.0, \delta_s = 1.0$) та гіроелектромагнітним ($\delta_m = \delta_s = 0.5$) заповненнями наведено на Рисунках 4.12 – 4.14 відповідно. З Рисунків 4.12 – 4.13 можна зробити висновок, що у випадку хвильоводів заповнених або гіромагнітним, або гіроелектричним середовищем, є дві частотні області для яких існують розв'язки дисперсійного рівняння, у той час як у хвильоводі з гіроелектромагнітним заповненням) маємо чотири смуги пропускання, як це наведено на Рисунку 4.14.

Причому, для всіх типів матеріалів заповнення, частотні діапазони існування хвильоводних мод, починається та закінчуються на частотах де поперечні ефективні параметри $\varepsilon_{\perp}$ та $\mu_{\perp}$ досягають екстремальних значень (тобто, $\mu_{\perp} = 0$, $\varepsilon_{\perp} = 0$, $\mu_{\perp} \rightarrow \infty$ та $\varepsilon_{\perp} \rightarrow \infty$). Для наглядності, на Рисунках 4.12 – 4.14, виявлені екстремальні стани для ефективних поперечних параметрів $\varepsilon_{\perp}$ та $\mu_{\perp}$ позначено стрілочками та вертикальними пунктирними лініями сірого кольору.

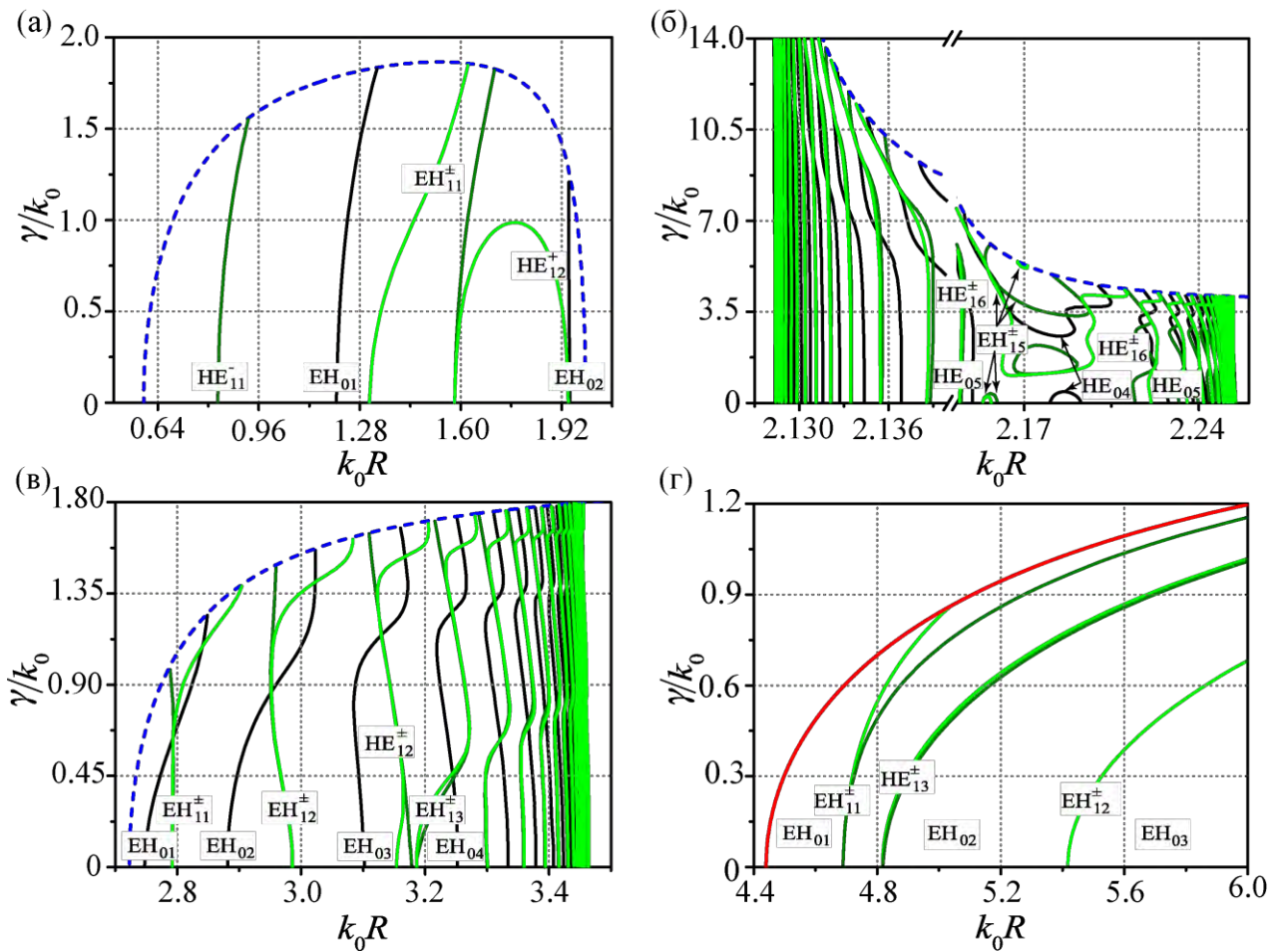


Рисунок 4.11 Дисперсійні криві асиметричних $HE_{nm}^{\pm}$ та $EH_{nm}^{\pm}$ і симетричних (чорні криві) HE_{0m} та EH_{0m} гібридних мод нижчих типів ($n = 0, \pm 1$) у круглому хвилеводі радіусом $R = 2.0$ см, який повністю заповнений гіроелектромагнітним середовищем без втрат ($\nu = 0, b = 0$). Криві світло-зеленого кольору та верхній знак «+» в аббревіатурах мод відповідають хвилям з правостороннім обертанням, у той час як криві темно-зеленого кольору та знак «-» відповідають хвилям з лівостороннім обертанням

Як впливає з результатів наведених на Рисунках 4.11–4.14, наявність гіротропного заповнення в першу чергу проявляється в тому, що зі зростанням значення γ асиметричні режими, які мають однакові частоти відсічки, розщепляються на дві різні дисперсійні гілки.

Така відмінність в особливостях поширення хвиль з правостороннім та лівостороннім обертанням, зумовлена дією зовнішнього статичного магнітного поля, і цей ефект поступово зникає, при зсуві робочої частоти від частот характеристичних резонансів матеріального середовища, яке заповнює хвилевід. Ще одним проявом впливу гіротропії середовища на дисперсійні характеристики системи, є обмін критичними умовами між двома різними модами хвильоводу.

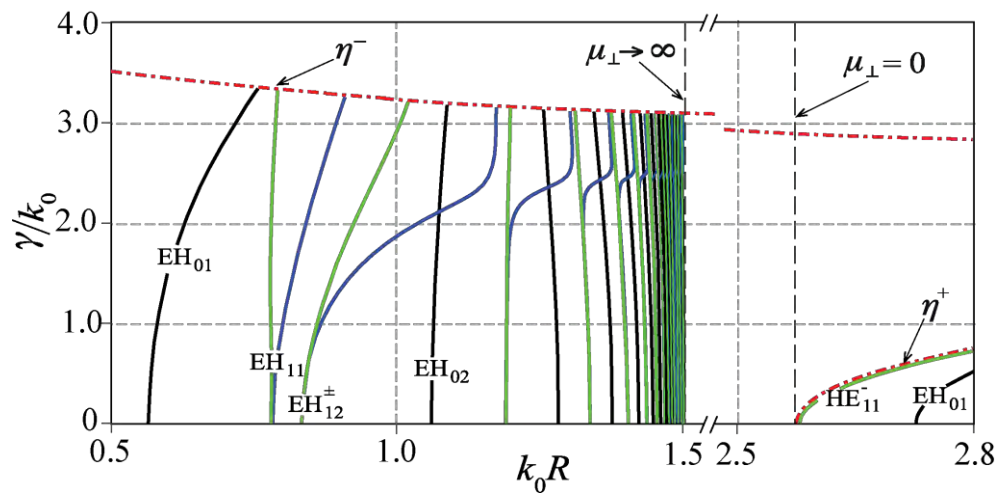


Рисунок 4.12 Дисперсійні криві гібридних мод $HE_{nm}^{\pm}$ та $EH_{nm}^{\pm}$ з $n = 0, \pm 1$ у круглому хвилеводі радіусом $R = 1.0$ см, який повністю заповнений (а) гіромагнітним середовищем без втрат

Як відомо [173], такий обмін може існувати між сусідніми модами з однаковим чи різним значення модового числа m , у випадку коли одна з цих мод характеризується аномальним законом дисперсії (зокрема, він може з'являтися між режимами HE_{11}^{+} та EH_{11}^{+} , HE_{11}^{-} та EH_{11}^{-} , HE_{11}^{-} та EH_{12}^{-} , тощо).

В Регіоні I, обмін критичним умови виявлено між режимами EH_{11}^{+} та HE_{12}^{+} , як це приведено на Рисунку 4.11 (а).

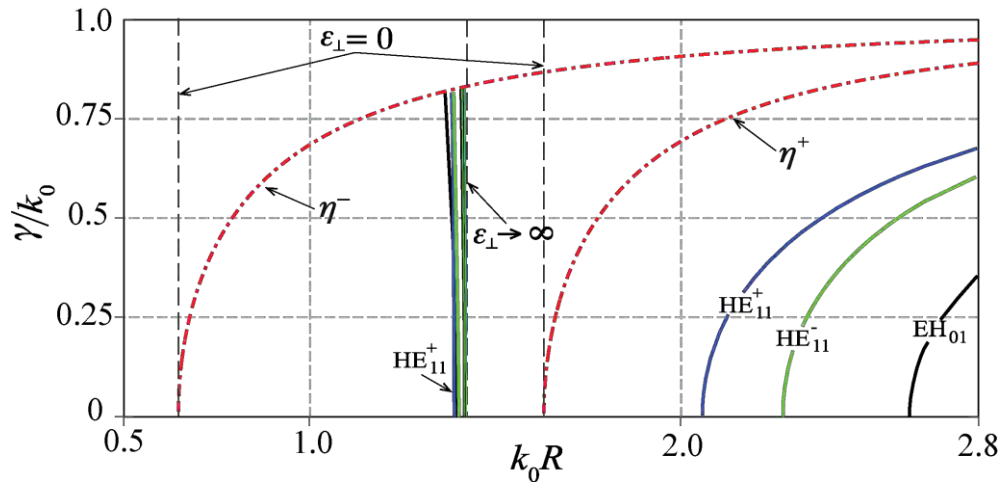


Рисунок 4.13 Дисперсійні криві гібридних мод $HE_{nm}^{\pm}$ та $EH_{nm}^{\pm}$ з $n = 0, \pm 1$ у круглому хвилеводі радіусом $R = 1.0$ см, який повністю заповнений гіроелектричним середовищем без втрат

У Регіонах II та III (див., вкладки (б) та (в) Рисунок 4.11, відповідно) дисперсійні залежності гібридних хвиль виявляються значно складнішими, що обумовлено значною матеріальною дисперсією гіроелектромагнітного наповнення, яка спостерігається в цьому спектральному діапазоні. У цих частотних діапазонах дисперсійні характеристики гібридних хвиль пов'язані, безпосередньо, з особливостями дисперсійних залежностей узагальнених параметрів $\epsilon_{\perp}$ та $\mu_{\perp}$ матеріалу композитної структури. А саме, особливості хвилеводної дисперсії в Регіонах II та III залежать від дисперсійних характеристик $\epsilon_{\perp}$ та $\mu_{\perp}$, відповідно. Зокрема аналізуючи екстремальні стани $\epsilon_{\perp}$ (див., Рисунок 4.10(а)), можна зробити висновок, що Регіон II, обмежено на частотній шкалі асимптотичними лініями, на яких $\epsilon_{\perp} \rightarrow \infty$. Крім того, в середині цього частотного регіону величина $\epsilon_{\perp}$ досягає локального мінімуму, від якого її значення поступово збільшується в протилежних напрямках, тобто в напрямку або зменшення або збільшення частоти. Це призводить до значного зближення дисперсійних кривих на краях Регіону II, зі збільшенням модового числа m . Крім того, завдяки такій поведінці $\epsilon_{\perp}$, в низькочастотній області

Регіону II, спостерігається так званий ефект зворотної відсічки (див, наприклад [174]).

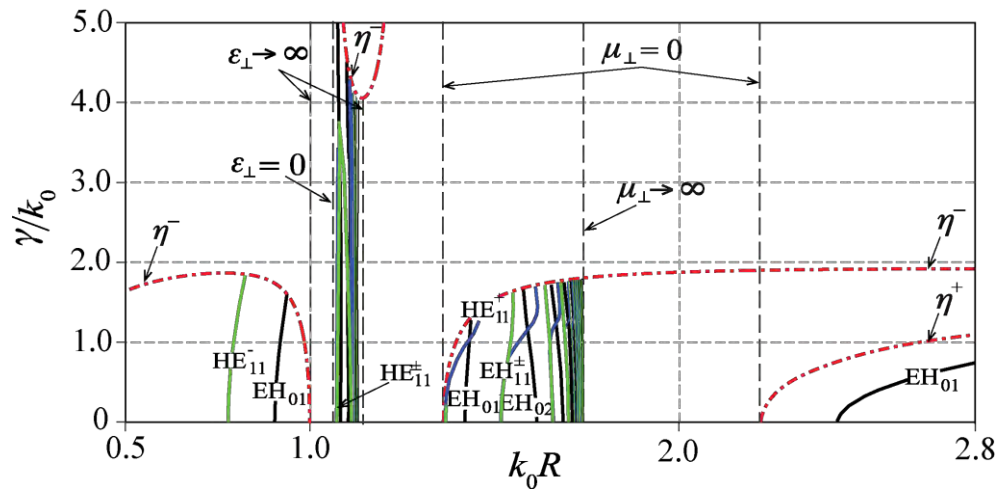


Рисунок 4.14 Дисперсійні криві гібридних мод $HE_{nm}^{\pm}$ та $EH_{nm}^{\pm}$ з $n = 0, \pm 1$ у круглому хвилеводі радіусом $R = 1.0$ см, який повністю заповнений гіроелектромагнітним середовищем без втрат

Ще однією особливістю є те, що дисперсійні криві як симетричних так і асиметричних гібридних хвиль мають ступінчасту форму, завдяки проміжкам з нормальною та аномальною дисперсією. Примітно, що в середині Регіону II, який знаходиться в околиці мінімуму $\epsilon_{\perp}$, ці гілки можуть створювати петлі.

Як було вказано вище, особливості поведінки дисперсійних кривих гібридних режимів у Регіоні III визначаються, в основному, дисперсійними характеристиками узагальненого поперечного параметру $\mu_{\perp}$. Низькочастотна та високочастотна межі цього регіону визначаються частотами на яких $\mu_{\perp} = 0$ та $\mu_{\perp} \rightarrow \infty$ відповідно. Оскільки, в межах всього Регіону III, величина $\mu_{\perp}$ поступово зростає зі збільшенням частоти, дисперсійні криві як симетричних так і асиметричних мод зі зростанням модового числа m починають зближуватись між собою, особливо це помітно поблизу високочастотної межі діапазону. Як і в Регіоні II, дисперсійні криві

симетричних та асиметричних гібридних мод, також мають ступінчасту форму, яка зумовлена поляризаційним перерозподілом потужності в межах поперечного перерізу хвилевідної системи [197].

4.3.3 Керування дисперсійними характеристиками EH_{01} та HE_{11}^- мод

Проаналізуємо умови отримання одномодового (на ізольованих модах EH_{01} та HE_{11}^-) режиму роботи в гіроелектромагнітному хвилеводі, який може бути забезпечено шляхом ретельного підбору матеріальних і геометричних параметрів базових шарів композитного заповнення хвилеводу. Тобто, необхідно знайти розв'язок оптимізаційної задачі. Під час її розв'язку, радіус хвилеводу а також період результуючої композитної структури вважаються фіксованими й оптимальний баланс між фракціями δ_m та δ_s визначається шляхом перебору товщини магнітного та напівпровідникового шарів у періоді надрешітки. У подальшому викладенні, радіус хвилеводу обрано як $R = 1.0$ см.

Графічний розв'язок задачі оптимізації наведено на рисунку 4.15. На цьому рисунку, частотні регіони, в яких у залежності від значення коефіцієнта наповнення δ_m , досягається одномодовий режим роботи на модах EH_{01} та HE_{11}^- зафарбовано в синій та зелений колір, відповідно, і позначено римськими цифрами від I до IV.

З аналізу наведених графічних даних, можна зробити висновок, що у круглому металевому хвилеводі який повністю заповнено гіроелектромагнітним середовищем з переважним впливом магнітної підсистеми (тобто, $\delta_m > \delta_s$), мода EH_{01} є фундаментальною в діапазоні значень $0.64 \leq \delta_m \leq 1$. Зокрема, умови для одномодового режиму роботи на моді EH_{01} , можуть бути досягнуті в трьох окремих частотних регіонах. На Рисунку 4.15 ці регіони зафарбовано в синій колір та позначено римськими цифрами I, II та III.

З іншого боку, одномодовий режим роботи на моді HE_{11}^- , виникає у хвилеводі, заповненому гіроелектромагнітним середовищем з переважним впливом напівпровідникової підсистеми (тобто, $\delta_m < \delta_s$), У межах обраного частотного

діапазону, є лише один частотний регіон, де можна досягти умови для одномодового режиму роботи на ізольовані моді HE_{11}^- . Його отримано в діапазоні значень $0.02 \leq \delta_m \leq 0.37$. На Рисунку 4.15 цю область зафарбовано в зелений колір і позначено римською цифрою IV.

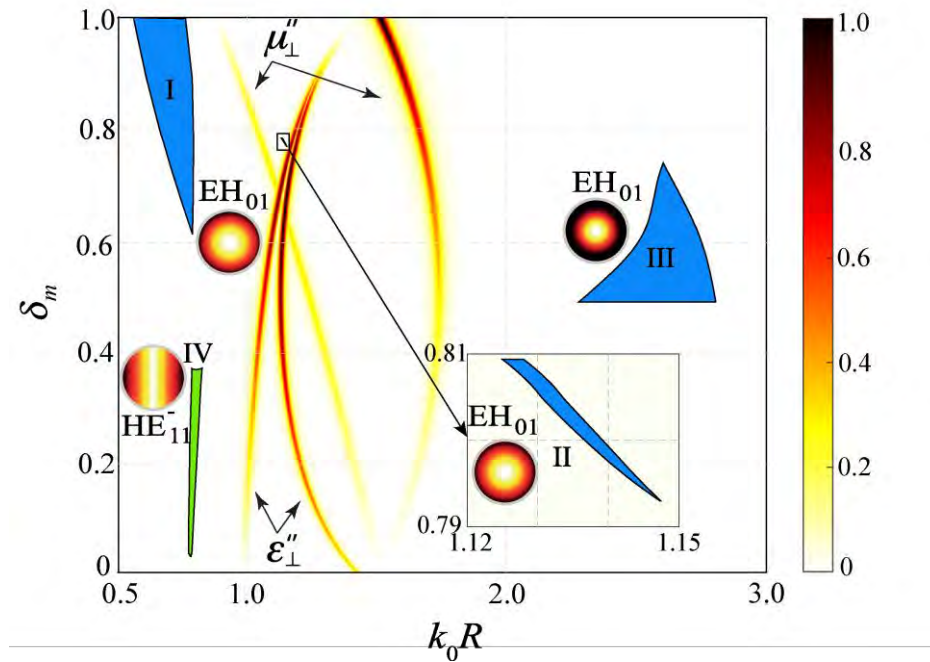


Рисунок 4.15 Частотні регіони де спостерігаються одномодові HE_{11}^- (зелена область) та EH_{01} (сині області) режими роботи круглого хвильоводу з радіусом $R = 1.0$ см, який повністю заповнений гіроелектромагнітним середовищем з матеріальними втратами ($b = 0.02$, $\nu/2\pi = 0.05$ ГГц) в залежності від фактору заповнення δ_m . Кольорові області відповідають дисперсійним залежностям уявних частин ефективних поперечних магнітної $\mu_{\perp}''$ та діелектричної $\epsilon_{\perp}''$ проникностей

Шляхом порівняння абсолютних значень відношень $\chi'_{11}/\sqrt{\epsilon_{\perp}\mu_{\parallel}}$ та $\chi_{01}/\sqrt{\epsilon_{\parallel}\mu_{\perp}}$, які входять до співвідношень (4.5), можна визначити, який з гібридних режимів, EH_{01} або HE_{11}^- , є фундаментальним у хвильоводі. Оскільки величини χ_{01} та χ'_{11}

являються константами, що відповідають конкретним кореням функції Бесселя та її першої похідної, то частоти відсічки відповідних мод в більш значній мірі залежать від значень множників $\varepsilon_{\perp}\mu_{\parallel}$ та $\varepsilon_{\parallel}\mu_{\perp}$. Зокрема, у випадку, коли $\chi'_{11}/\sqrt{\varepsilon_{\perp}\mu_{\parallel}} < \chi_{01}/\sqrt{\varepsilon_{\parallel}\mu_{\perp}}$, мода HE_{11}^{-} є фундаментальною, у протилежному випадку одномодовий режим досягається на ізольованій моді EH_{01} . Ця особливість є характерною для гіротропного хвильоводу та вирізняє його від звичайних круглих металевих хвильоводів без заповнення, або з ізотропним заповненням, у яких режим EH_{01} не може бути фундаментальним.

Для аналізу умов поширення фундаментальних мод EH_{01} або HE_{11}^{-} в реальних системах, які характеризуються деяким рівнем матеріальних втрат, на Рисунку 4.15 також наведено значення уявних частини ефективних поперечних магнітної $\mu_{\perp}''$ та діелектричної $\varepsilon_{\perp}''$ проникностей у вигляді кольорової мапи в координатному просторі $\delta_m - k_0 R$. Рівень матеріальних втрат визначає кольорова смуга, яку розміщено з правого боку рисунку.

З наведених графічних залежностей, можна зробити висновок, що частотні Регіони I, III та IV знаходяться далеко від характерних частот феромагнітного та плазмового резонансів базових матеріалів, тому в цих регіонах очікується низький рівень втрат потужності при поширенні хвиль. В той же час, хоча в Регіоні II, рівень втрат у напівпровідниковій фракції і сягає значної величини, поширення фундаментальної моди в цій області також може відбуватися без значних втрат потужності завдяки виконанню умови $\delta_m \gg \delta_s$.

Насамкінець, для верифікації обраної схеми класифікації гібридних режимів і демонстрації можливості ізольованого одномодового функціонування хвильоводу у всіх визначених Регіонах I – IV, на Рисунку 4.16, побудовано дисперсійні криві EH_{01} та HE_{11}^{-} мод, та відповідні їм розподіли компонент електричного/магнітного поля у поперечному перетині хвильоводу для обраних значень фактору заповнення δ_m .

З Рисунок 4.16 видно, що дисперсійні криві фундаментальної моди можуть характеризуватись або нормальним або аномальним законом дисперсії в залежності від дисперсійних характеристик компонент ефективних тензорів проникностей гіроелектромагнітного середовища.

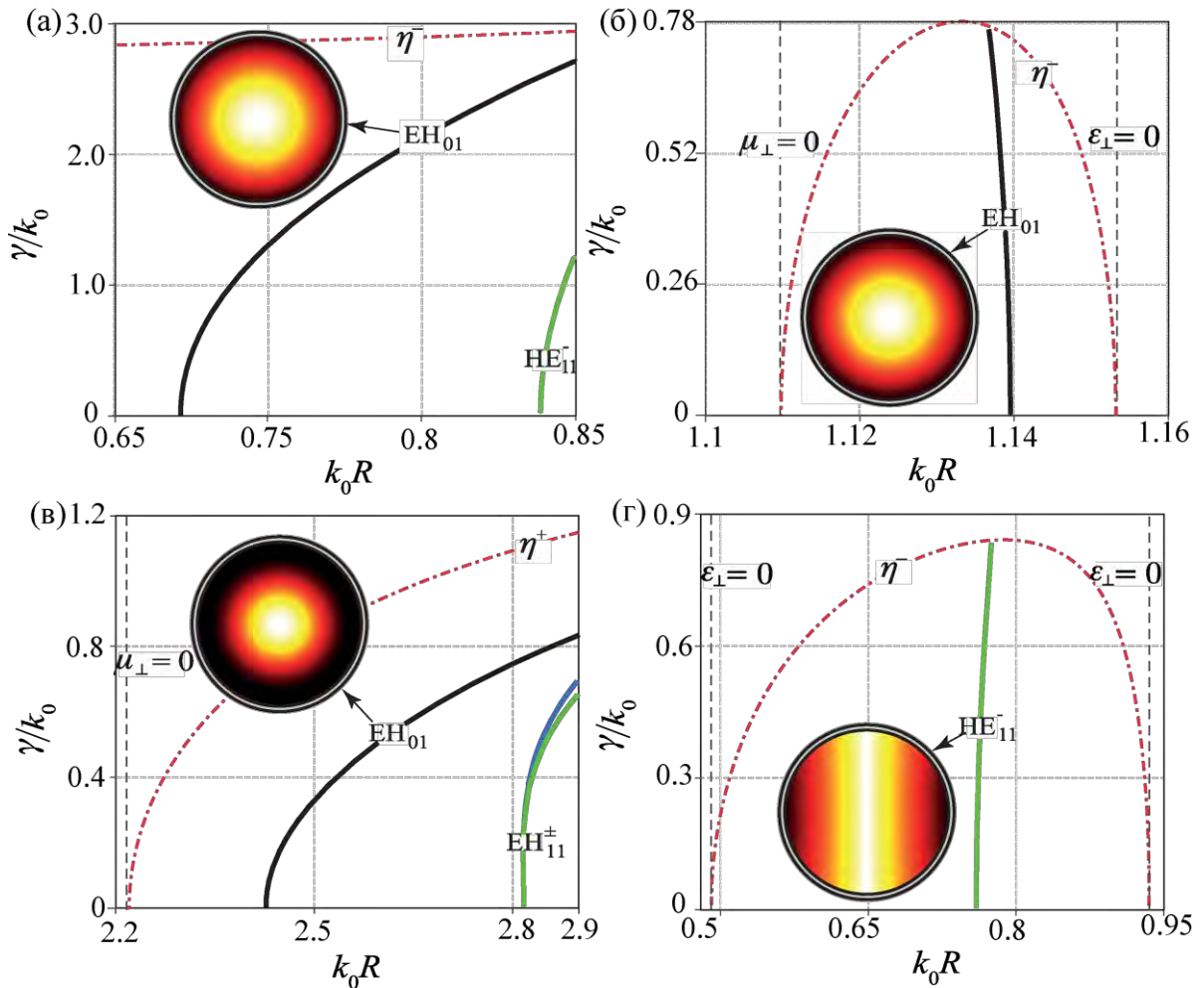


Рисунок 4.16 Дисперсійні криві фундаментальних EH_{01} та HE_{11} мод круглого хвилеводу, з радіусом $R = 1.0$ см, який повністю заповнений гіроелектромагнітним середовищем, та відповідні їм поперечні розподіли компонент (а) – (в) магнітного та (г) електричного полів. (а, б) $\delta_m = 0.8$; (в) $\delta_m = 0.5$; (г) $\delta_m = 0.15$

Зокрема, в Регіоні II виконуються умови $\mu > 0$ та $\varepsilon < 0$, завдяки чому ізолюваний режим EH_{01} набуває аномальної дисперсії у вузькому діапазоні частот (див. Рисунок 4.14 (б)).

Висновки по Розділу 4

1. З використанням теорії ефективного середовища та методу матриць передач досліджено особливості розсіяння плоских монохроматичних хвиль та просторово-обмежених хвильових пучків (тримірних гаусових хвильових пучків) на скінченій дрібно-шаруватій структурі ферит-напівпровідник в умовах «гіротропної недійсності».
2. Виявлено, що при похилому падінні монохроматичної плоскої хвилі на гіроелектромагнітний шар значення коефіцієнтів пропускання та відбиття, на частоті «гіротропної недійсності», залишаються майже незмінними в широкому діапазоні кутів падіння, аж до кутів ковзання. Завдяки чому хвильовий гаусів пучок може проходити крізь таке гіроелектромагнітне середовище, зберігаючи свої параметри (такі як, ширина (діаметр) та форма пучка) незмінними навіть при похилому падінні, за винятком частини енергії поглиненої в матеріалі середовища.
3. Проведено детальне вивчення впливу комбінованої хвилеводної та матеріальної дисперсії на характеристики гібридних режимів круглого металевого хвилеводу, який повністю заповнений поздовжньо намагніченим гіроелектромагнітним середовищем.
4. Виявлено, що дисперсійні залежності власних хвиль у такій хвилеводній системі різко відрізняються від дисперсійних характеристик мод у звичайних діелектричних, феритових і плазмових хвилеводах. Продемонстровано, що одночасна наявність гіромагнітних і гіроелектричних ефектів у хвилеводній

системі, забезпечує можливість суттєвого контролю (керування) дисперсійними характеристиками гібридних мод хвилеводу.

5. Зокрема, виявлено умови для одномодового режиму роботи хвилеводу, з підтримкою ізольованих мод EH_{01} та HE_{11}^- , у різних частотних діапазонах. Такі спектральні регіони знаходяться далеко від характерних частот феромагнітного та плазмового резонансів базових матеріалів, тому в їх межах очікується низький рівень втрат потужності при поширенні хвиль.
6. Отримані результати можуть бути використані при розробці пристроїв керування випромінюванням як НВЧ, так і оптичного діапазонів, таких як фільтри, ізолятори, перемикачі та ін. на базі дрібно-шаруватих середовищ ферит-напівпровідник, які знаходяться під дією зовнішнього статичного магнітного поля.

Основні результати розділу опубліковано в роботах [12, 13, 23] та апробовано на міжнародних конференціях [28, 30, 37].

РОЗДІЛ 5

ТОПОЛОГІЧНІ ПЕРЕХОДИ ІЗОЧАСТОТНИХ ПОВЕРХОНЬ ПОВ'ЯЗАНИХ ІЗ ХВИЛЬОВОЮ ДИСПЕРСІЄЮ В ГІРОТРОПНИХ СЕРЕДОВИЩАХ

У даному розділі вивчаються топологічні переходи ізочастотних поверхонь електромагнітних хвиль, які поширюються в необмеженому двовісному гіроелектромагнітному середовищі. Вивчено дисперсійні характеристики хвиль як в середовищі з внутрішніми (матеріальними) втратами, викликаними поглинанням в об'ємі матеріалу, так і в середовищі без матеріальних втрат. У випадку середовища без матеріальних втрат, виявлено топологічні переходи ізочастотних поверхонь від закритого еліпсоїду до відкритих гіперболоїдів типу I та II, крім того *вперше* отримано бігіперболічну форму ізочастотної поверхні. Така бігіперболічна ізочастотна поверхня є *новим класом топології хвильової дисперсії*. Знайдено умови для критичних точок, де відбуваються топологічні переходи.

Досліджено магнітно-індуковані топологічні переходи ізочастотних поверхонь незвичайних хвиль. *Вперше* продемонстровано, що поблизу частоти феромагнітного резонансу, ізочастотна поверхня незвичайних хвиль має форму конусу, розрізаного на дві або чотири частини, які орієнтовані вздовж напрямку прикладеного до надрешітки зовнішнього статичного магнітного поля. Нещодавно, існування такої топологічної форми ізочастотної поверхні, було підтверджено в роботі [323], та запропоновано відносити її до *тетра-гіперболічно-подібної* топології хвильової дисперсії.

Виявлено, що матеріальні втрати в базових напівпровідниковому та магнітному шарах композиційного середовища мають значний вплив на дисперсійні залежності незвичайних хвиль. Зокрема, для таких хвиль мають місце *топологічні переходи, індуковані втратами*. *Вперше* продемонстровано, що індуковані втратами топологічні переходи, від гіперболоїда типу I до бігіперболоїду відбуваються в

межах частотного діапазону, де реальна частина щонайменше однієї діагональної компоненти тензорів магнітної чи діелектричної проникностей наближається до нуля, в той час як її уявна частина є значною.

5.1 Постановка та загальний розв'язок задачі

У розділі досліджуються топологічні переходи ізочастотних поверхонь електромагнітних хвиль які поширюються в необмежній періодичній (вздовж вісі y) надрешітці сформованої на базі магнітного (ферит) та напівпровідникового шарів, що знаходиться під впливом зовнішнього статичного магнітного поля $\vec{M}$ (Рисунок 5.1 (а)).

По аналогії з Розділами 3 та 4, в якості матеріалів для базових шарів надрешітки обрано BaCO та Si [293]. Схематичний вигляд магнітно-напівпровідникової надрешітки з відображенням вектору зовнішнього статичного магнітного поля $\vec{M}$ (який спрямовано вздовж вісі z) та дисперсійні характеристики компонент тензорів діелектричної $\hat{\epsilon}_s$ (напівпровідникового шару) та магнітної $\hat{\mu}_m$ (феритового шару) проникностей наведено на Рисунках 5.1 (а) та 5.1 (б), відповідно.

В явному вигляді тензори $\hat{\mu}_m$ та $\hat{\epsilon}_s$ були отримані з використанням формули (Б.8) Додатку Б. При розрахунках, для магнітного шару намагніченого до насичення (2930 Гс) параметри вибрано як: $f_0 = \omega_0/2\pi = 4.2$ ГГц, $f_m = \omega_m/2\pi = 8.2$ ГГц, $b = 0$, $\epsilon_m = 5.5$. У той час, як для напівпровідникового шару використано параметри: $f_p = \omega_p/2\pi = 10.5$ ГГц, $f_c = \omega_c/2\pi = 9.5$ ГГц, $\nu = 0$, $\epsilon_l = 1.0$, $\mu_s = 1.0$.

З використанням методу ефективного середовища, наведеного в Додатку Б, композитна дрібно-шарувата структура зведена до гомогенізованого середовища, яке характеризується тензорами відносних ефективних діелектричної $\hat{\epsilon}_{eff}$ та магнітної $\hat{\mu}_{eff}$ проникностей:

$$\hat{\mu}_{eff} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & 0 \\ -\mu_{yx} & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{pmatrix}, \quad \hat{\epsilon}_{eff} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}. \quad (5.1)$$

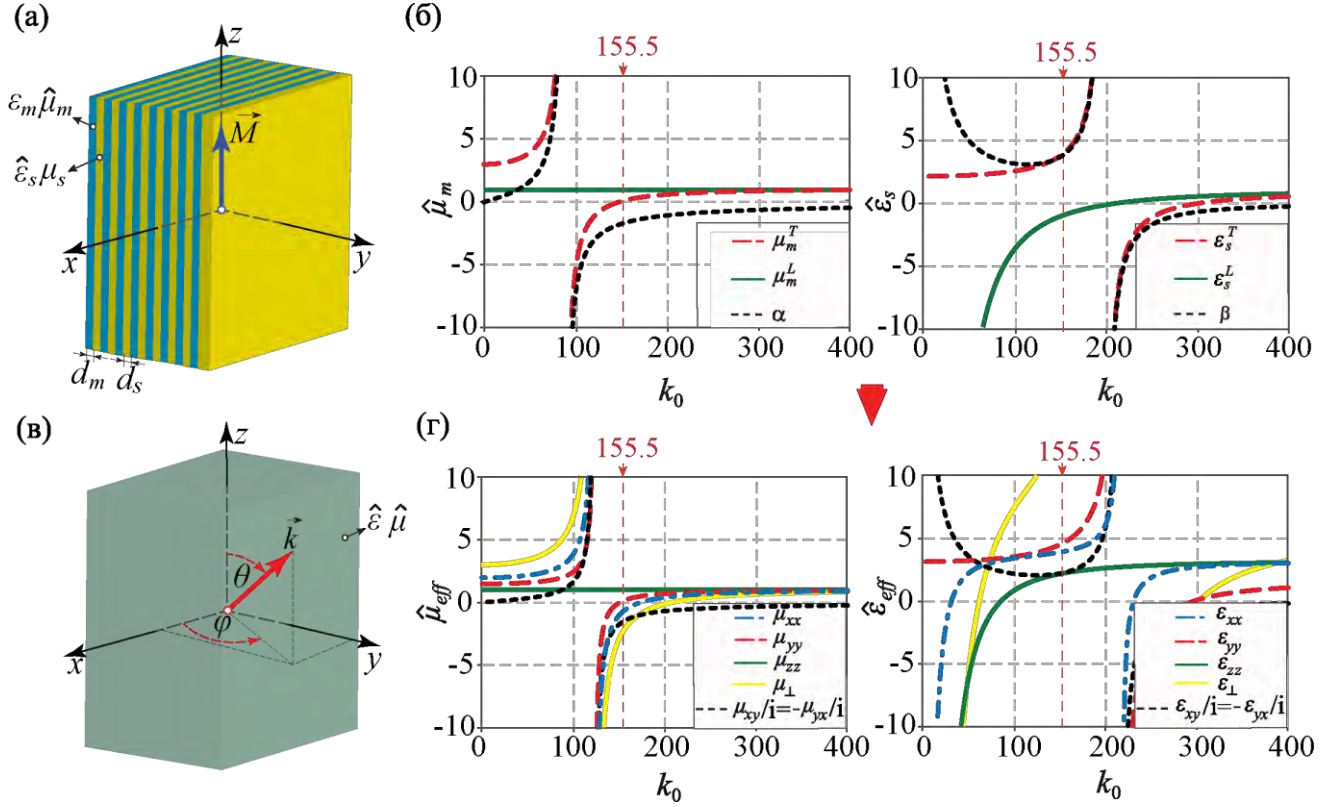


Рисунок 5.1 Схематичне зображення: (а) магнітно-напівпровідникової надрешітки що знаходиться під дією зовнішнього статичного магнітного поля, та (в) результуючого гомогенізованого середовища. Дисперсійні залежності (дійсні частини) компонент тензорів: (б) магнітної $\hat{\mu}_m$ та діелектричної $\hat{\epsilon}_s$ проникностей магнітного та напівпровідникового шарів надрешітки, відповідно; (г) відносних ефективних магнітної $\hat{\mu}_{eff}$ та діелектричної $\hat{\epsilon}_{eff}$ проникностей гомогенізованого середовища, яке характеризується наступною величиною факторів заповнення $\delta_m = \delta_s = 0.5$

Дисперсійні характеристики компонент ефективних тензорів (5.1) наведено на Рисунку 5.1 (г). З аналізу дисперсійних залежностей слідує, що гомогенізоване

середовище є двовісним ($\varepsilon_{xx} \neq \varepsilon_{yy} \neq \varepsilon_{zz}$ та $\mu_{xx} \neq \mu_{yy} \neq \mu_{zz}$) бігіротропним ($\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} \neq 0$ та $\mu_{xy} = -\mu_{yx} \neq 0$) кристалом, у якому одна оптична вісь спрямована вздовж напрямку періодичності структури (вісь y), а інша – співпадає з напрямком зовнішнього магнітного поля (тобто спрямована вздовж вісі z). Слід зазначити, що анізотропія ефективного середовища сильно залежить від співвідношення між товщинами магнітного та напівпровідникового шарів і величини прикладеного до нього зовнішнього статичного магнітного поля.

З урахуванням (5.1) матеріальні співвідношення для гіроелектромагнітного середовища мають наступний вигляд:

$$\begin{pmatrix} \vec{D} \\ \vec{B} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{\varepsilon}_{eff} & 0 \\ 0 & \hat{\mu}_{eff} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix}. \quad (5.2)$$

Вважаємо, що плоска електромагнітна хвиля з кутовою частотою ω та хвильовим вектором $\vec{k}$, поширюється в двовісному гіроелектромагнітному (бігіротропному) середовищі вздовж довільного напрямку, як показано на Рисунку 5.1 (в). У такому випадку, вектори електричного ($\vec{E}$) та магнітного ($\vec{H}$), які входять до співвідношень (5.2) полів можуть бути представлені у вигляді:

$$\vec{E}(\vec{H}) = \vec{E}_0(\vec{H}_0) \exp[i(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)], \quad (5.3)$$

де $k_x = k \sin\theta \cos\varphi$, $k_y = k \sin\theta \sin\varphi$ та $k_z = k \cos\theta$ – декартові координати хвильового вектору $\vec{k}$.

Використовуючи першу пару рівнянь Максвела

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{E} &= ik_0 \vec{B}, \\ \nabla \times \vec{H} &= -ik_0 \vec{D}, \end{aligned} \quad (5.4)$$

приймаючи до уваги відсутність сторонніх джерел в об'ємі середовища (тобто, $\nabla \cdot \vec{D} = 0$ та $\nabla \cdot \vec{B} = 0$), а також слідуючи стандартній процедурі [173], отримаємо систему з двох зв'язаних хвильових рівнянь відносно z компонент електромагнітного поля, в наступному вигляді:

$$\begin{pmatrix} \xi\zeta + \zeta k_z^2 \varepsilon_{zz} - k_0^2 \xi \varepsilon_{zz} \mu_{\perp} & k_0 k_z \mu_{zz} (\chi - k_x k_y \eta) \\ -k_0 k_z \varepsilon_{zz} (\chi - k_x k_y \eta) & \xi\zeta + \zeta k_z^2 \mu_{zz} - k_0^2 \xi \mu_{zz} \varepsilon_{\perp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_z \\ H_z \end{pmatrix} = 0, \quad (5.5)$$

У системі рівнянь (5.5) використано наступні позначення $k_0 = \omega/c$, c – швидкість світла в вакуумі, $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xy}^2$ та $\mu_{\perp} = \mu_{xx}\mu_{yy} - \mu_{xy}^2$ – узагальнені поперечні ефективні параметри гомогенізованого середовища, $\eta = \varepsilon_{xx}\mu_{yy} - \varepsilon_{yy}\mu_{xx}$, $\xi = k_x^2 \varepsilon_{xx} + k_y^2 \varepsilon_{yy}$, $\zeta = k_x^2 \mu_{xx} + k_y^2 \mu_{yy}$, $\chi = \zeta \varepsilon_{xx} + \xi \mu_{xx}$.

Для повноти викладення, дисперсійні залежності (суцільні криві жовтого кольору) узагальнених параметрів $\varepsilon_{\perp}$ та $\mu_{\perp}$ також наведені на Рисунку 5.1 (г).

Результуюче дисперсійне рівняння, яке пов'язує між собою $\omega = k_0 c$ та $\vec{k} = \{k_x, k_y, k_z\}$ і описує поширення електромагнітних хвиль в необмеженому двовісному гіроелектромагнітному середовищі, отримано з умови рівності нулю детермінанта системи рівнянь (5.5):

$$\begin{aligned} & (\varepsilon_{zz}\mu_{zz})^{-1} \{ k_x^4 \varepsilon_{xx}\mu_{xx} + k_y^4 \varepsilon_{yy}\mu_{yy} + k_z^4 \varepsilon_{zz}\mu_{zz} + k_x^2 k_y^2 (\varepsilon_{xx}\mu_{yy} + \varepsilon_{yy}\mu_{xx}) \\ & + k_x^2 k_z^2 (\varepsilon_{xx}\mu_{zz} + \varepsilon_{zz}\mu_{xx}) + k_y^2 k_z^2 (\varepsilon_{yy}\mu_{zz} + \varepsilon_{zz}\mu_{yy}) - k_0 [k_x^2 (\varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz}\mu_{\perp} \\ & + \mu_{xx}\mu_{zz}\varepsilon_{\perp}) + k_y^2 (\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz}\mu_{\perp} + \mu_{yy}\mu_{zz}\varepsilon_{\perp}) + k_z^2 \varepsilon_{zz}\mu_{zz} (\varepsilon_{xx}\mu_{yy} + \varepsilon_{yy}\mu_{xx} \\ & - 2\varepsilon_{xy}\mu_{xy})] \} + k_0^4 \varepsilon_{\perp} \mu_{\perp} = 0. \end{aligned} \quad (5.6)$$

Отримане біквдратне рівняння (5.6), відоме як рівняння Френеля [128, 129], воно визначає деяку поверхню четвертого порядку (англ., *quartic*) в координатному просторі k_x, k_y та k_z (так званий – k -простір). Таку поверхню називають

ізочастотною поверхнею, або, альтернативно, поверхнею хвильових векторів чи хвильовою поверхнею Френеля. Математичні властивості ізочастотних поверхонь однозначно визначають як закономірності поширення електромагнітних хвиль в довільному середовищі, так і хвильові явища на межі розділу середовищ, та дозволяють ідентифікувати такі фізичні ефекти як: конічна рефракція, невзаємне та однонаправлене поширення хвиль в середовищі, відсутність чи повне відбиття хвилі, та багато інших [128, 129, 155]. Слід зазначити, що найпростішим типом ізочастотної поверхні являється сфера, що відповідає поширенню електромагнітної хвилі в ізотропному середовищі [128, 129].

В термінах нормованого параметру $\kappa = k/k_0$, рівняння (5.6), може бути записане в більш компактному вигляді (що суттєво спрощує його аналіз):

$$A\kappa^4 + B\kappa^2 + C = 0, \quad (5.7)$$

та має наступний добре відомий розв'язок:

$$\kappa^2 = (B \pm \sqrt{B^2 - 4AC})/2A. \quad (5.8)$$

У дисперсійному рівнянні (5.7) використано наступні позначення:

$$\begin{aligned} A &= (\varepsilon_{zz}\mu_{zz})^{-1}(\bar{\varepsilon}\sin^2\theta + \varepsilon_{zz}\cos^2\theta)(\bar{\mu}\sin^2\theta + \mu_{zz}\cos^2\theta), \\ B &= [(\varepsilon_{xx}\mu_{yy} + \varepsilon_{yy}\mu_{xx} - 2\varepsilon_{xy}\mu_{xy})\cos^2\theta + (\varepsilon_{zz}\mu_{zz})^{-1}(\varepsilon_{\perp}\bar{\mu}\mu_{zz} + \mu_{\perp}\bar{\varepsilon}\varepsilon_{zz})\sin^2\theta], \\ C &= \varepsilon_{\perp}\mu_{\perp}, \\ \bar{\varepsilon} &= \varepsilon_{xx}\cos^2\varphi + \varepsilon_{yy}\sin^2\varphi, \\ \bar{\mu} &= \mu_{xx}\cos^2\varphi + \mu_{yy}\sin^2\varphi. \end{aligned} \quad (5.9)$$

Слід зазначити, що отримані співвідношення (5.6) та (5.7) є різними формами запису дисперсійного рівняння для об'ємних хвиль, які поширюються в

необмеженому двовісному гіроелектромагнітному середовищі. Розв'язок цього дисперсійного рівняння дає можливість визначити характеристики електромагнітного поля в об'ємі структури для заданого набору геометричних і матеріальних параметрів надрешітки.

Добре відомо, що у випадку середовища без втрат, ізочастотна поверхня відповідає чисто дійсним кореням рівняння (5.7). У загальному випадку, дисперсійне рівняння (5.7) дає два дійсні корені (5.8), позначені в роботі як κ_1 та κ_2 , тобто існують дві ізочастотні поверхні для будь-якої частоти. Відповідно до прийнятої термінології [129], один з таких коренів який відповідає верхньому знаку «+» в співвідношенні (5.8) описує *звичайні* хвилі, тоді як інший (нижній знак «-» у виразі (5.8)) відповідає *незвичайним* хвилям. В окремих випадках, коли один з коренів κ_1 чи κ_2 є чисто уявною величиною то, на заданій частоті, існує лише одна ізочастотна поверхня.

У той же час, при наявності втрат у матеріалі середовища, компоненти тензорів відносних ефективних діелектричної $\hat{\epsilon}_{eff}$ та магнітної $\hat{\mu}_{eff}$ проникностей стають комплексно-значними величинами, тобто $\epsilon_{ij} = \epsilon'_{ij} + i\epsilon''_{ij}$ та $\mu_{ij} = \mu'_{ij} + i\mu''_{ij}$ ($i, j = x, y, z$). У результаті чого, всі чотири корені рівняння (5.7) також є комплексними величинами ($\kappa_i = \kappa'_i + i\kappa''_i, i = 1, 2, 3, 4$) та описують поширення *комплексних хвиль* (англ., *complex waves*). Слід зазначити, що в дисертації використано класифікацію комплексних хвиль, в тому вигляді, як це запропоновано в книзі [209] (для прозорості подальших викладень, така класифікація, наведена в Додатку Г). Згідно з цією класифікацією всю множину комплексних хвиль можна поділити на два класи: *дійсні* (англ., *proper*) й *уявні* (англ., *improper*) хвилі, в залежності від того як змінюються їх амплітуди при поширенні в середовищі. Якщо, під час поширення, амплітуда комплексної хвилі спадає ($\kappa''_i > 0$) по експоненційному закону, то така хвиля відноситься до класу *дійсних хвиль*, та є фізичним розв'язком рівняння (5.7). У той же час, комплексні хвилі зі зростаючими

($\kappa_i'' < 0$) амплітудами, є нефізичними розв'язками рівняння (5.7), в пасивному середовищі, та відносяться до класу *уявних хвиль*.

5.2 Топологічні переходи ізочастотних поверхонь електромагнітних хвиль в необмеженому двовісному бігіротропному середовищі

5.2.1 Топологічні переходи ізочастотних поверхонь в середовищі без втрат

Як було продемонстровано в Розділах 3 та 4, прикладене до магнітно-напівпровідникової надрешітки зовнішнє статичне магнітне поле суттєво модифікує дисперсійні характеристики електромагнітних хвиль в ній, оскільки воно одночасно впливає як на магнітну, так і діелектричну проникність базових шарів структури.

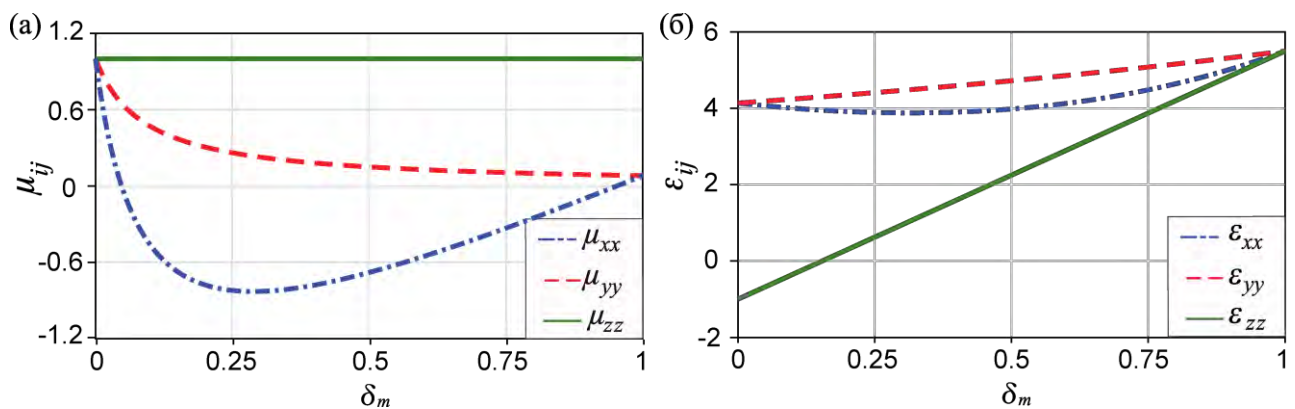


Рисунок 5.2 Залежність значень діагональних компонент тензорів (а) ефективної магнітної проникності $\hat{\mu}_{eff}$ та (б) ефективної діелектричної проникності $\hat{\epsilon}_{eff}$ від величини фактору заповнення δ_m на фіксованій частоті. $k_0 = 156.5 \text{ м}^{-1}$ ($f \approx 7.4 \text{ ГГц}$)

Крім того результуючі дисперсійні характеристики значною мірою залежать як від напрямку періодичності структури, так і від співвідношення між факторами заповнення магнітного δ_m та напівпровідникового δ_s шарів надрешітки, як це, зокрема, наведено на Рисунках 3.2, 3.5 та 3.14.

Топологічні переходи ізочастотних поверхонь незвичайних хвиль, зумовлені зміною знаків діагональних компонент тензорів відносних ефективної діелектричної $\hat{\epsilon}_{eff}$ та магнітної $\hat{\mu}_{eff}$ проникностей. Причому, на фіксованій частоті та при постійній величині зовнішнього магнітного поля, матеріальні параметри середовища є функціями лише факторів заповнення надрешітки δ_m та δ_s . Відповідні залежності діагональних компонент тензорів ефективної діелектричної $\hat{\epsilon}_{eff}$ та ефективної магнітної $\hat{\mu}_{eff}$ проникностей від величини фактору заповнення δ_m , на фіксованій частоті $f \approx 7.4$ ГГц, наведено на Рисунку 5.2.

З цього рисунку слідує, що для заданих параметрів надрешітки, спостерігаються наступні співвідношення між діагональними компонентами тензорів ефективних проникностей: $\epsilon_{yy} > \epsilon_{xx} > \epsilon_{zz}$ та $\mu_{zz} > \mu_{yy} > \mu_{xx}$, відповідно. Причому діагональні компоненти ϵ_{yy} , ϵ_{xx} та μ_{yy} є додатніми величинами, крім того $\mu_{zz} = 1$ в усьому діапазоні значень параметру δ_m ($\delta_m \in [0.0, 1.0]$).

Таким чином, лише компоненти ϵ_{zz} та μ_{xx} можуть змінювати свій знак при зростанні величини δ_m від 0 до 1, у подальшому викладенні будемо називати їх – *принциповими компонентами*.

У залежності від значення параметру δ_m можна виділити чотири окремі регіони в яких спостерігаються різні комбінації додатних і від’ємних значень принципівих компонент ϵ_{zz} та μ_{xx} . Відповідні регіони позначені римськими цифрами I–IV та відтворені різними кольорами на Рисунку 5.3 (а). Ці регіони наступні:

- Регіон I: $\delta_m \in [0.0, 0.05)$, де $\epsilon_{zz} < 0$ та $\mu_{xx} > 0$;
- Регіон II: $\delta_m \in [0.05, 0.16)$, де $\epsilon_{zz} < 0$ та $\mu_{xx} < 0$;
- Регіон III: $\delta_m \in [0.16, 0.95)$, де $\epsilon_{zz} > 0$ та $\mu_{xx} < 0$;
- Регіон IV: $\delta_m \in [0.95, 1.0]$, де $\epsilon_{zz} > 0$ та $\mu_{xx} > 0$.

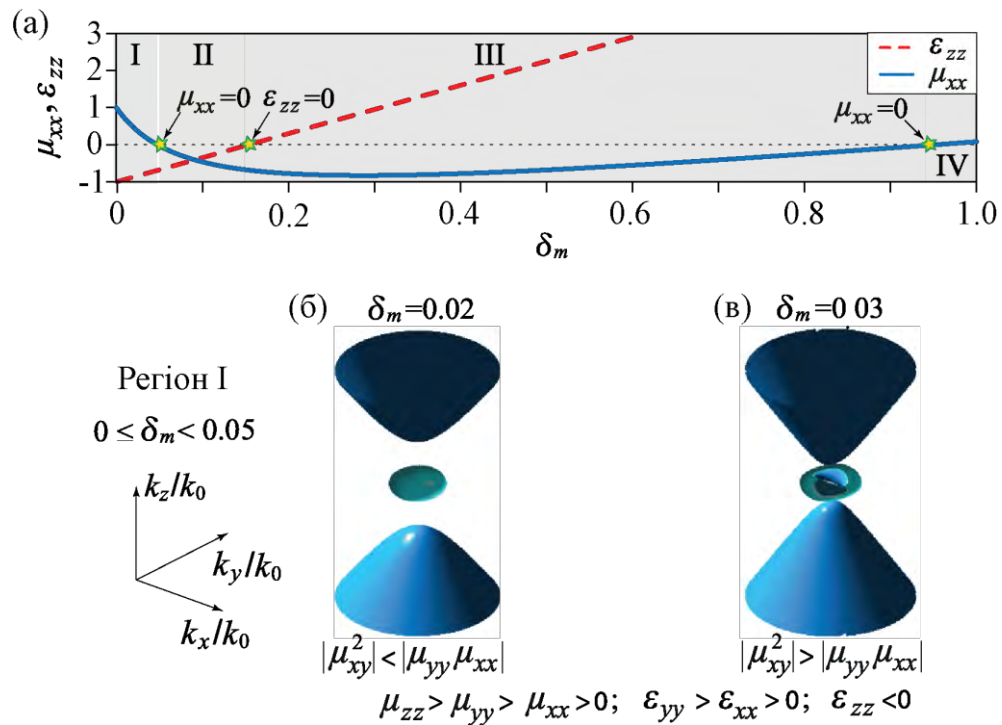


Рисунок 5.3 (а) Залежність компонент ефективних магнітної μ_{xx} та діелектричної ε_{zz} проникностей від величини фактору заповнення δ_m на фіксованій частоті $f \approx 7.4$ ГГц. (б), (в) Ізочастотні поверхні звичайних (зелені поверхні) та незвичайних (сині поверхні) хвиль у двовісному гіроелектромагнітному середовищі для обраних значень δ_m з діапазону $[0, 0.05]$: (а) $\delta_m = 0.02$; (б) $\delta_m = 0.03$

Різні комбінації значень ε_{zz} та μ_{xx} відповідають відмінним між собою топологічним формам ізочастотних поверхонь. Причому, топологічні переходи відбуваються при конкретних значеннях фактору заповнення δ_m коли компоненти ε_{zz} та μ_{xx} переходять через нуль, тобто змінюють свій знак на протилежний. Такі значення δ_m поділяють одне від одного топологічно відмінні набори розв'язків рівняння (5.7). Для наочності, на Рисунку 5.3 (а) точки топологічних переходів позначено зірочками.

Репрезентативні топології ізочастотних поверхонь для Регіонів I – IV, які є фізичними розв'язками рівняння (5.7), наведено на Рисунках 5.3 – 5.6, відповідно.

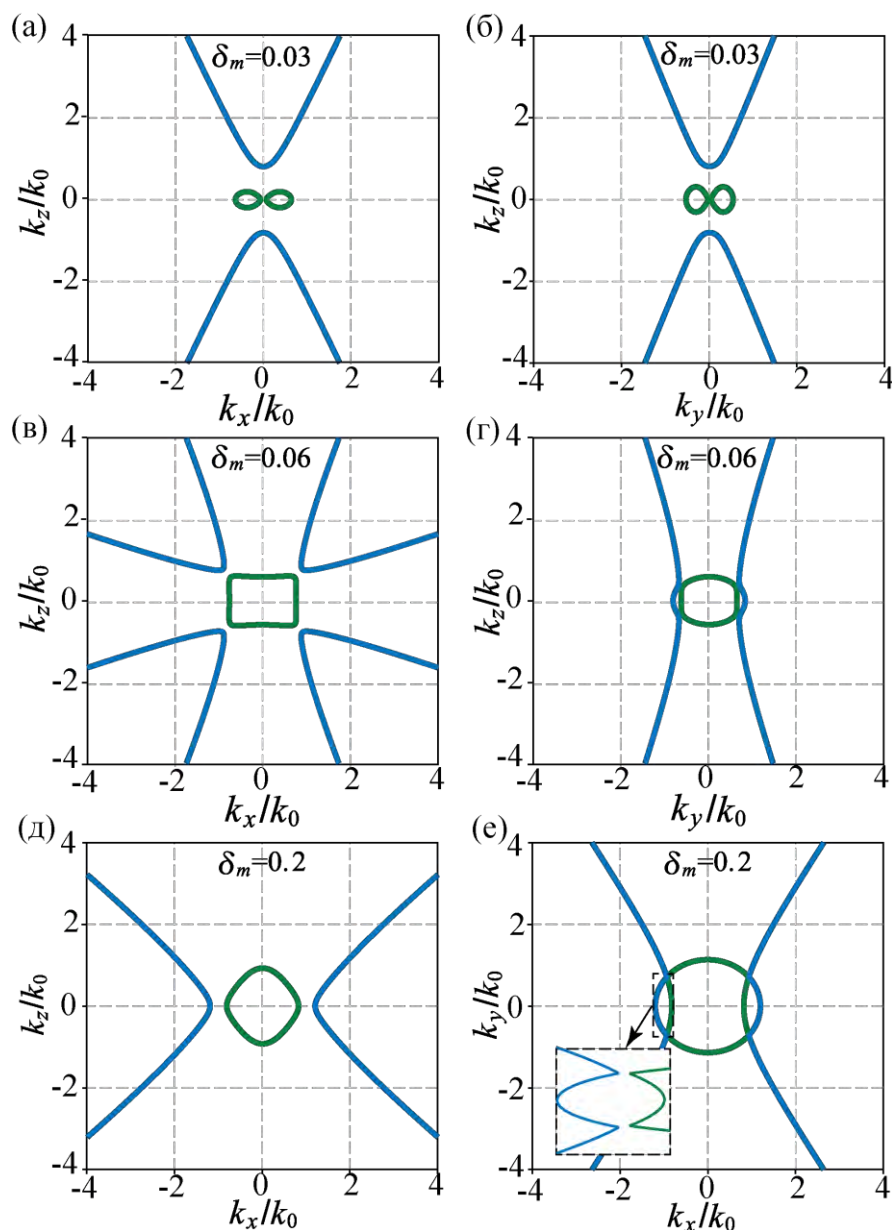


Рисунок 5.4 Поперечні перетини ізочастотних поверхонь для обраних значень параметру δ_m . Збільшена область на вкладці (е) демонструє зникнення точок самоперетину ізочастотної поверхні

Зазначимо, що на Рисунках 5.3 – 5.6, а також у подальшому розгляді, кожна з компонент хвильового вектора k_x, k_y та k_z нормована на хвильове число у вільному просторі k_0 . Крім того, поверхні (або криві) зеленого та синього кольору відповідають звичайним і незвичайним хвилям, відповідно.

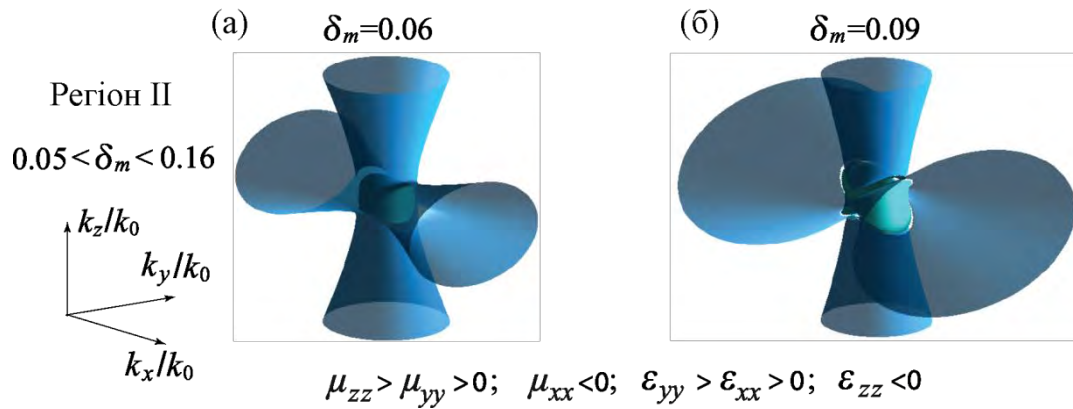


Рисунок 5.5 Ізочастотні поверхні звичайних (зелені поверхні) та незвичайних (сині поверхні) хвиль у двовісному гіроелектромагнітному середовищі для обраних значень δ_m з діапазону $[0.05, 0.16)$: (а) $\delta_m = 0.06$; (б) $\delta_m = 0.09$

У той же час, як буде продемонстровано в подальшому викладенні, топологічні властивості ізочастотних поверхонь звичайних хвиль, у двовісному бігіротропному середовищі, повністю визначаються співвідношеннями між компонентами тензору ефективної магнітної проникності $\hat{\mu}_{eff}$.

Детально проаналізуємо особливості поширення звичайних та незвичайних хвиль у кожному з Регіонів I – IV (див., Рисунки 5.3 – 5.6).

У Регіоні I всі діагональні компоненти ефективного тензору магнітної проникності $\hat{\mu}_{eff}$ є додатними величинами (див., Рисунок 5.2 (а)), у той час як компонента ε_{zz} має від'ємне значення. Зазначимо, що для компонент тензору $\hat{\mu}_{eff}$, виконується наступна умова $|\mu_{xy}^2| < |\mu_{xx}\mu_{yy}|$.

При такій комбінації матеріальних параметрів надрешітки, ізочастотні поверхні для звичайних і незвичайних хвиль мають форму еліпсоїду та подвійного одновісного гіперболоїду типу I, відповідно (див., Рисунок 5.3 (б)), що є типовим для двовісних кристалів [157].

Хоча така поведінка ізочастотних поверхонь, є характерною для гіперболічних метаматеріалів [144, 324], відмінністю від типових характеристик є те, що

гіперболоїд має незначну деформацію (а саме, стиснення зумовлене дією зовнішнього магнітного поля) вздовж вісі z яка співпадає з додатковою віссю анізотропії орієнтованою в напрямку зовнішнього магнітного поля. У результаті, симетрія ізочастотної поверхні по відношенню до вісі z порушується, як це наведено на Рисунках 5.4 (а) та 5.4 (б). У той же час, у випадку коли $\delta_m = 0$ і структура є об'ємним напівпровідником, для якого ізочастотні поверхні як звичайних, так і незвичайних хвиль є симетричними відносно вісі z , що було продемонстровано автором у роботі [10].

Слід зазначити, що отримана композитна властивість ізочастотних поверхонь, відома як *змішаний тип дисперсії* [325] та зумовлена гібридним характером дисперсійного рівняння (5.6). Такий тип дисперсії виникає коли гіперболічність в тензорі діелектричної проникності та гіротропія в тензорі магнітної проникності існують одночасно [324 – 326].

З одночасного аналізу результатів наведених на Рисунках 5.3 (б, в) та 5.4 (а, б) слідує, що поведінка ізочастотних поверхонь звичайних хвиль також має певні особливості. А саме, при зростанні значення параметру δ_m , еліптична поверхня поступово деформується таким чином, що товщина в її центрі (який співпадає з обраним центром системи координат в k -просторі) зменшується, і при виконанні умови $|\mu_{xy}^2| = |\mu_{xx}\mu_{yy}|$ дорівнює нулю. Таким чином, відбувається трансформація еліпсоїду до закритої поверхні у вигляді тороїду, як наведено на Рисунку 5.4 (а, б). І в подальшій частині Регіону I, де задовольняється умова $|\mu_{xy}^2| > |\mu_{xx}\mu_{yy}|$, ізочастотна поверхня звичайних хвиль має вигляд тороїду (Рисунок 5.3 (в)). Слід зазначити, що нещодавно аналогічну поведінку ізочастотної поверхні звичайних хвиль, які поширюються в гіперболічному гіромагнітному середовищі, було отримано в роботі [326], що верифікує отриманий ефект.

Перейдемо до аналізу результатів притаманних для Регіону II. При подальшому зростанні значення фактору заповнення ($\delta_m > 0.05$), обидві

принципові компоненти μ_{xx} та ε_{zz} одночасно набувають від'ємного значення (див., Рисунок 5.3(а)). У результаті цього, ізочастотні поверхні незвичайних хвиль зазнають топологічного переходу від гіперболоїду типу I до *бігіперболічної поверхні*, як це зображено на Рисунках 5.4 (в) та 5.5 (а, б). Фактично, така композитна поверхня утворена з двох гіперболоїдів типу II вісі яких є ортогональними одна до іншої, та зумовлена одночасним впливом періодичності структури та прикладеного зовнішнього статичного магнітного поля, що у свою чергу призводить до гіперболічності як у тензорі магнітної так і діелектричної проникностей ефективного середовища.

Зазначений топологічний перехід було отримано *вперше* [10]. Виявлену бігіперболічну поверхню, запропоновано вважати *новим класом топології хвильової дисперсії*. Згодом, існування такої топології було підтверджено в роботі [122], що верифікує отриманий результат.

Крім того, у Регіоні II задовольняється співвідношення $|\mu_{xy}^2| < |\mu_{xx}\mu_{yy}|$ в результаті чого ізочастотна поверхня звичайних хвиль знову приймає форму замкнутого еліпсоїду, як це зображено на Рисунках 5.4(в, г) та 5.5 (а, б)). Таким чином, можна зробити висновок, що форма ізочастотної поверхні звичайних хвиль, що поширюються в необмеженому двовісному бігіротропному середовищі зумовлена співвідношенням між значеннями діагональних (μ_{xx} та μ_{yy}) і недіагональних компонент ($\mu_{xy} = -\mu_{yx}$) тензору ефективної магнітної проникності, а саме: в усьому діапазоні значень параметру $\delta_m \in [0.0, 1.0]$ співвідношення $|\mu_{xy}^2| > |\mu_{xx}\mu_{yy}|$ та $|\mu_{xy}^2| < |\mu_{xx}\mu_{yy}|$ дають замкнутий тороїд і замкнутий еліпсоїд, відповідно. Причому, в діапазонах значень δ_m , де $|\mu_{xy}^2| \lesseqgtr |\mu_{xx}\mu_{yy}|$, еліпсоїд зазнає значної деформації (див., наприклад, Рисунок 5.4 (в, г)).

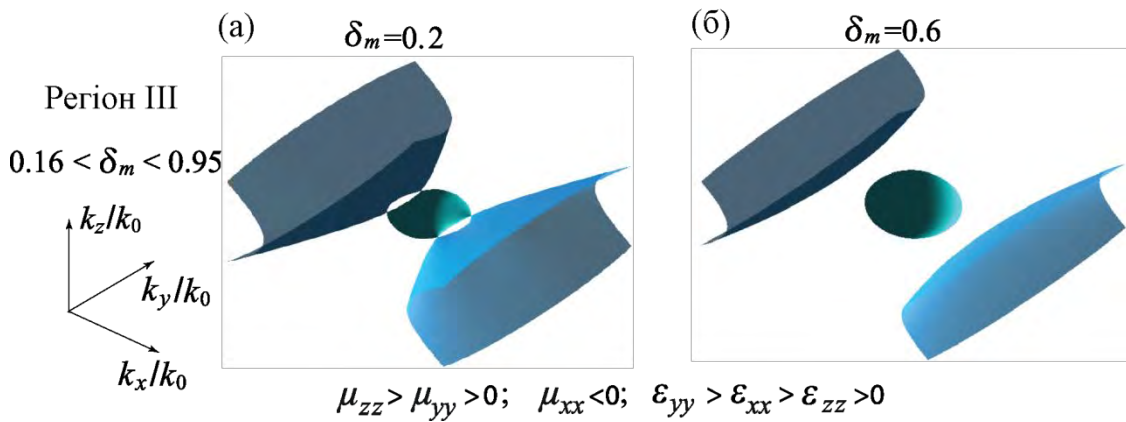


Рисунок 5.6 Ізочастотні поверхні звичайних (зелені поверхні) та незвичайних (сині поверхні) хвиль у двовісному гіроелектромагнітному середовищі для обраних значень δ_m з діапазону $[0.16, 0.95]$: (а) $\delta_m = 0.2$; (б) $\delta_m = 0.6$

Що стосується Регіону III, в якому всі компоненти матеріальних тензорів, окрім μ_{xx} , додатні, то в ньому спостерігається топологічний перехід ізочастотної поверхні незвичайних хвиль від бігіперболоїду до подвійного двовісного гіперболоїду типу I, який орієнтовано вздовж вісі x (див., Рисунки 5.6 (а) та 5.4 (е)). При подальшому зростанні параметру δ_m така поверхня поступово трансформується до одновісного гіперболоїду типу I, як наведено на Рисунку 5.6 (б). У цьому регіоні ізочастотні поверхні зазнають сильного стиску вздовж вісі z , що зумовлено впливом зовнішнього статичного магнітного поля.

Ще одним виявленим фізичним ефектом є зникнення точок самоперетину ізочастотних поверхонь, як це демонструє збільшена область на Рисунку 5.4 (е), оскільки, під дією зовнішнього магнітного поля, ізочастотні поверхні розщепляються в цих точках [327, 328]. Це в свою чергу підтверджує зникнення ефекту конічної рефракції в анізотропних кристалах (див., наприклад роботи [157, 329]).

Насамкінець у Регіоні IV, де всі принципові компоненти ефективних тензорів магнітної $\hat{\mu}_{eff}$ та діелектричної $\hat{\epsilon}_{eff}$ проникностей є додатними величинами,

ізочастотна поверхня для незвичайних хвиль трансформується до замкнутого еліпсоїду, як це наведено на Рисунку 5.7.

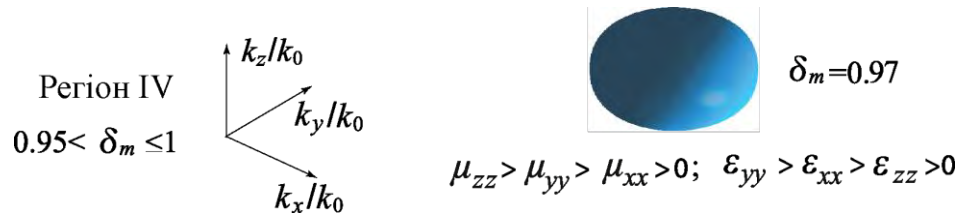


Рисунок 5.7 Ізочастотна поверхня незвичайних хвиль у двовісному гіроелектромагнітному середовищі для обраного значення δ_m з діапазону $[0.95, 1.0]$

У цьому регіоні $\epsilon_{xy} \rightarrow 0$, $\epsilon_{xx} \approx \epsilon_{yy} \approx \epsilon_{zz} \rightarrow \epsilon_m$ та $\delta_m \gg \delta_s$, таким чином, дисперсійні характеристики гіромагнітного середовища є домінантними. Зазначимо, що властивості ізочастотних поверхонь електромагнітних хвиль у необмеженому гіромагнітному (ферромагнітному) середовищі нещодавно детально аналізувались, зокрема, у роботі [155], через це вони не є предметом досліджень у дисертаційній роботі.

5.2.2 Топологічні переходи ізочастотних поверхонь, зумовлені внутрішніми втратами в об'ємі матеріалу середовища

Зазвичай для спрощення як числового моделювання, так і аналізу отриманих результатів, внутрішніми втратами в матеріалах складових елементів структури повністю нехтують і вважають, що магнітна та діелектрична проникності є тензорними або скалярними не комплексно-значними (тобто, чисто дійсними) величинами. Таке наближення є коректним, для природних ізотропних та анізотропних середовищ, які в загальному випадку, характеризуюся наступними матеріальними параметрами: $\epsilon_{ii} \geq 1$, $\mu_{ii} \geq 1$, $\epsilon_{ij} = \mu_{ij} = 0, i \neq j, i, j = x, y, z$. У таких середовищах матеріальні втрати призводять лише до згасання потужності

електромагнітних хвиль, що поширюються в них [128, 129] і не мають суттєвого впливу на форму ізочастотних поверхонь [157].

Однак, у випадку анізотропних середовищ з близькими до нуля значеннями компонент тензорів діелектричної та магнітної проникностей (так звані ε -near-zero (ENZ) та μ -near-zero (MNZ) середовища) таке наближення може призвести до нехтування деякими важливими ефектами, що спостерігаються для дисперсійних залежностей електромагнітних хвиль [330 – 333]. Зокрема, автори роботи [330] вперше продемонстрували, що в середовищі яке характеризується близькою до нуля ефективною діелектричною проникністю, матеріальні втрати мають позитивний вплив на поширення електромагнітних хвиль, і саме вони призводять до збільшення величини коефіцієнту проходження та значної концентрації поля, в об'ємі середовища, поблизу межі розділу. Крім того, в роботах [331, 332] було експериментально продемонстровано, що в метаматеріалі, сконструйованому у вигляді двомірної лінії передачі на базі зосереджених елементів (у даному випадку, було використано резистори), з близькою до нуля ефективною магнітною проникністю, відбувається топологічний перехід ізочастотних поверхонь незвичайних хвиль від закритого еліпсоїду до подвійного відкритого гіперболоїду типу I. У роботі зроблено висновок, що на фіксованій частоті, зазначений перехід обумовлено зміною величини уявної частини магнітної проникності, при фіксованих значеннях дійсних частин діелектричної та магнітної проникностей метаматеріалу. Такий перехід було запропоновано називати «*топологічний перехід індукований втратами*» [331]. Перехід індукований втратами якісно відмінний від топологічних переходів, що відбуваються при зміні знаків принципів компонент тензорів магнітної або діелектричної проникностей матеріалу середовища. Слід зазначити, що аналогічний ефект також спостерігався в двомірному метаматеріалі на базі зосереджених елементів у якому ефективна магнітна проникність є довільною додатною величиною [332], та в одномірній структурі, з близькою до нуля дійсною

частиною діелектричної проникності, створеної на базі шарів графену та діелектрику, що періодично чергуються між собою [333].

Зважаючи на вищесказане, метою даного підрозділу – є демонстрація наявності *топологічних переходів індукованих втратами* у двовісній бігіротропній структурі, в діапазоні частот де вона характеризується гіперболічною дисперсією. Зокрема, такий ефект може спостерігатися в діапазонах частот поблизу характеристичних плазмонного та/або феромагнітного резонансів, у межах яких гіроелектромагнітна структура являє собою ENZ та/або MNZ середовище. Загальною властивістю таких спектральних діапазонів є значний рівень внутрішніх втрат у базових напівпровідниковому та магнітному матеріалах, що може призвести до появи *топологічних переходів індукованих втратами* в ізочастотних поверхнях для незвичайних хвиль.

Відомо, що в середовищі з матеріальними втратами, компоненти хвильового вектору $\vec{k}$ є комплексно-значними величинами (тобто, $k_i = k'_i + ik''_i$, $i = x, y, z$, де k'_i характеризує зміну фази, а k''_i асоціюється з затуханням потужності), таким чином матеріальні втрати, можуть призвести до суттєвої модифікації форми ізочастотних поверхонь електромагнітних хвиль, які поширюються в об'ємі структури [157, 332, 333]. Саме такі модифікації і є предметом подальшого розгляду, причому головною метою є аналіз умов виникнення *топологічних переходів індукованих втратами*.

Розглянемо поведінку ізочастотних поверхонь звичайних і незвичайних хвиль при зростанні величини втрат у матеріалах шарів для деяких фіксованих значень параметру δ_m з визначених вище Регіонів I-IV. Більш конкретно, для аналізу було обрано наступні значення: $\delta_m = 0.02$, $\delta_m = 0.06$ та $\delta_m = 0.2$, що є репрезентативними значеннями параметру δ_m для Регіону I (Рисунок 5.4 (б)), Регіону II (Рисунок 5.6 (а)) та Регіону III (Рисунок 5.6 (а)), відповідно. Оскільки на обраній частоті в Регіоні IV відсутні особливості в поведінці ізочастотних поверхонь

як для звичайних так і незвичайних хвиль (Рисунок 5.7), то його виключено з подальшого розгляду.

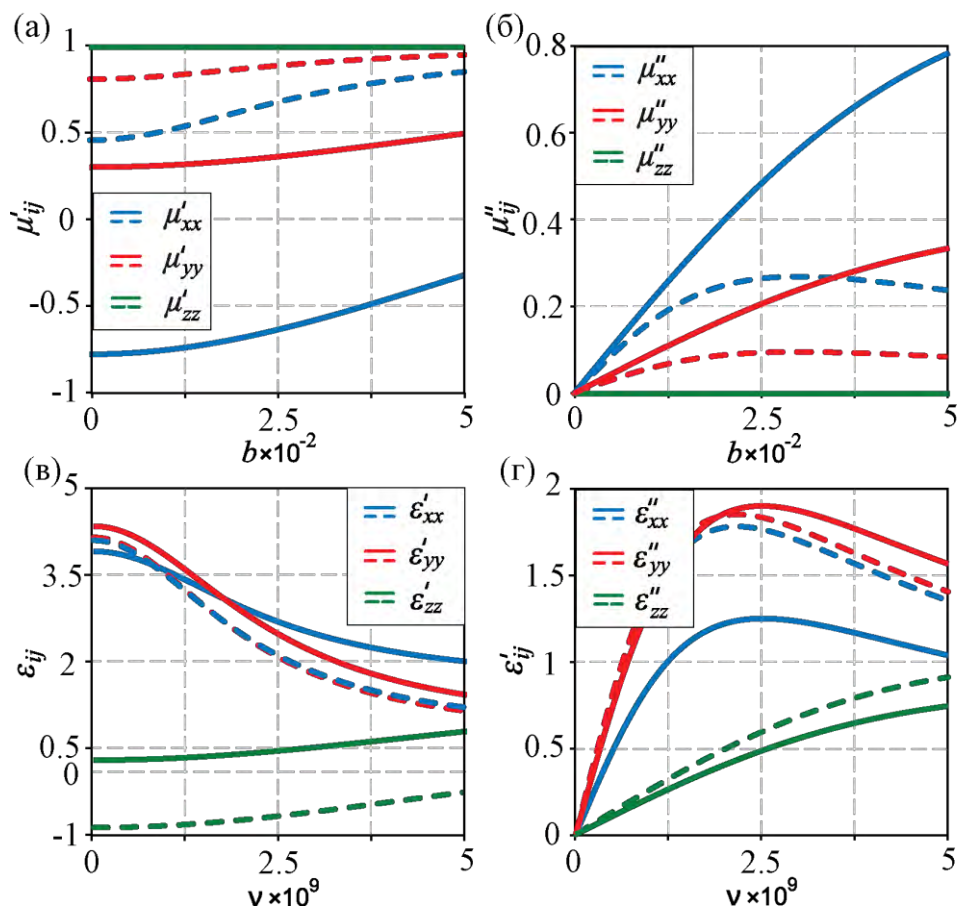


Рисунок 5.8 Дійсна (а) та уявна (б) частини діагональних компонент тензору $\hat{\mu}_{eff}$ в залежності від безрозмірного параметру b . Дійсна (в) та уявна (г) частини діагональних компонент тензору $\hat{\epsilon}_{eff}$ в залежності від параметру ν . Пунктирні та суцільні криві отримано для значень $\delta_m = 0.02$ та $\delta_m = 0.2$, відповідно. Інші параметри задачі такі ж самі, як це вказано після Рисунку 5.1

В моделі ефективного середовища, яку використано в дисертаційній роботі, та наведено в Додатку Б, втрати в матеріалах магнітних і напівпровідникових шарів надрешітки вводяться за допомогою параметрів b та ν , відповідно (див., вирази для

компонент тензора (Б.8)). Причому, параметр b є безрозмірним, в той час як параметр ν має розмірність частоти.

Дисперсійні залежності як дійсних, так і уявних частин діагональних компонент ефективних тензорів магнітної $\hat{\mu}_{eff}$ та діелектричної $\hat{\epsilon}_{eff}$ проникностей в залежності від параметрів b та ν , на фіксованій частоті $f \approx 7.4$ ГГц, наведено на Рисунку 5.8, для двох обраних значень фактору заповнення $\delta_m = 0.02$ та $\delta_m = 0.2$.

Аналізуючи Рисунок 5.8, можна зробити висновок, що в обраному діапазоні значень параметрів b та ν при фіксованій величині фактору заповнення $\delta_m = 0.02$ (Регіон I), для дійсних частин принципів компонент ϵ'_{zz} та μ'_{xx} задовольняються наступні співвідношення: $-1 < \epsilon'_{zz} < 0$ та $0 < \mu'_{xx} < 1$, відповідно. Таким чином, в Регіоні I, надрешітка функціонує як MNZ середовище.

Як наведено вище, на Рисунку 5.3 (б), для Регіону I у випадку середовища без втрат, ізочастотні поверхні представлені комбінацією еліпсоїду та гіперболоїду типу I (вісь обертання якого орієнтована вздовж вісі z), для звичайних та незвичайних хвиль, відповідно. За присутності втрат у матеріалах шарів (тобто, $\nu \neq 0$ та $b \neq 0$, а також, $\epsilon''_{ij} \neq 0$ та $\mu''_{ij} \neq 0$) ізочастотні поверхні незвичайних хвиль зазнають певної модифікації, як це наведено на Рисунку 5.9. Слід зазначити, що на Рисунках 5.9, 5.10 та 5.12, поверхні зеленого та синього кольору відповідають звичайним та незвичайним хвилям, відповідно.

Нагадаємо, що навіть у випадку, коли втрати в матеріалах утворюючих шарів надрешітки незначні (але ними не можна знехтувати) чотири корені рівняння (5.6) набувають комплексного вигляду. У подальшому аналізі, на кожній частоті, серед отриманих коренів дисперсійного рівняння обираємо тільки ті, які відповідають дійсним хвилям (див., Додаток Г).

З аналізу Рисунку 5.9 (а) слідує, що загасання потужності електромагнітних хвиль, при їх поширенні в середовищі, призводить до того, що ізочастотна поверхня для незвичайних хвиль більше не простирається до нескінченності.

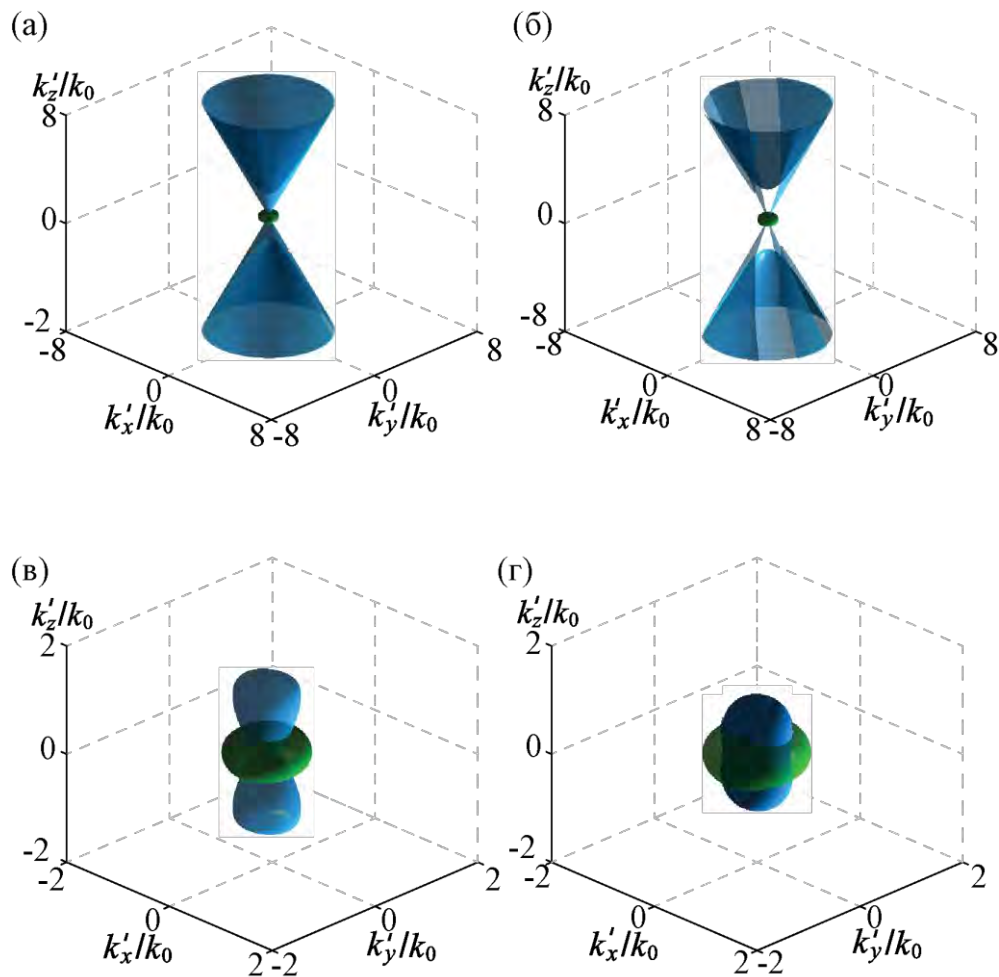


Рисунок 5.9 Форма ізочастотних поверхонь для об'ємних хвиль, що поширюються в надрешітці, матеріали шарів якої характеризуються внутрішніми втратами, при фіксованому значенні параметру $\delta_m = 0.02$. (а) $b = 1 \times 10^{-4}$, $\nu = 1 \times 10^{-2}$ ГГц; (б) $b = 5 \times 10^{-2}$, $\nu = 1 \times 10^{-2}$ ГГц; (в) $b = 1 \times 10^{-4}$, $\nu = 2$ ГГц; (г) $b = 5 \times 10^{-2}$, $\nu = 2$ ГГц

Відкритий гіперболоїд типу I трансформується до замкнутої форми. Тобто, при певному скінченному значенні хвильового вектору $\vec{k}$, гіперболічна ізочастотна поверхня незвичайних хвиль, вигинається в протилежному напрямку, та перетинає ізочастотну поверхню звичайних хвиль представлену еліпсоїдом. Причому важливо зазначити, що в усіх точках перетину, хвильовий вектор незвичайних хвиль

характеризується значною величиною уявної частини, тобто хвилі, що поширюються в цьому напрямку дуже швидко загасають.

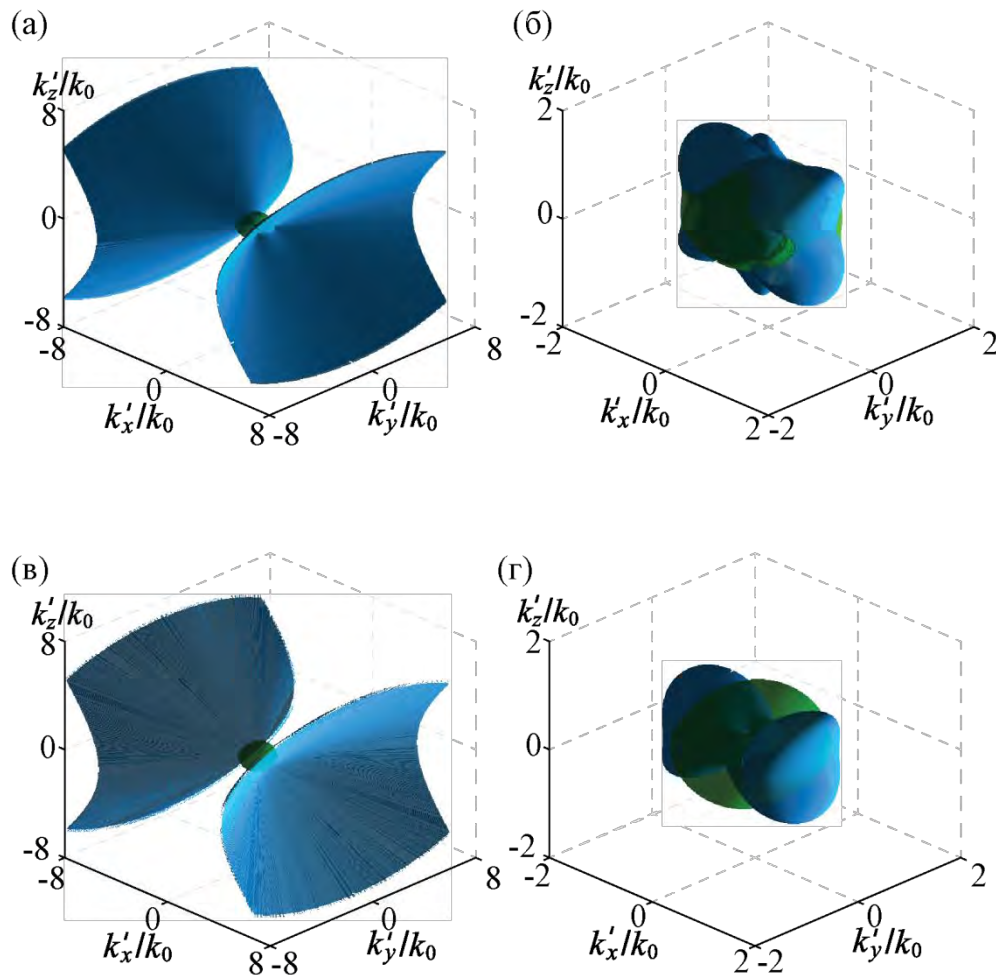


Рисунок 5.10 Форма ізочастотних поверхонь для об'ємних хвиль, що поширюються в надрешітці, матеріали шарів якої характеризуються внутрішніми втратами, при фіксованому значенні параметру $\delta_m = 0.2$. (а) $b = 1 \times 10^{-4}$, $\nu = 1 \times 10^{-2}$ ГГц; (б) $b = 5 \times 10^{-2}$, $\nu = 1 \times 10^{-2}$ ГГц; (в) $b = 1 \times 10^{-4}$, $\nu = 5$ ГГц; (г) $b = 5 \times 10^{-2}$, $\nu = 5$ ГГц

Поступове збільшення втрат у матеріалах шарів надрешітки, призводить до зменшення закритої гіперболічної області, як це наведено на Рисунках 5.9 (б-г), та в кінцевому результаті може звести її до нуля [157]. Слід зауважити, що така, спричинена матеріальними втратами, трансформація ізочастотної поверхні

незвичайних хвиль є цілком характерною для гіперболічних метаматеріалів у частотних діапазонах, де діагональні компоненти ефективних тензорів $|\varepsilon'_{ij}| > 1$ та $|\mu'_{ij}| > 1$ (зокрема, див. результати роботи [157]).

Подібна поведінка ізочастотних поверхонь незвичайних хвиль, спостерігається також і в Регіоні III, як це зображено на Рисунку 5.10 для надрешітки з $\delta_m = 0.2$.

При такому значенні фактору заповнення, дійсні частини принципів компонент ε'_{zz} та μ'_{xx} задовольняють умовам: $0 < \varepsilon'_{zz} < 1$ та $-1 < \mu'_{xx} < 0$, відповідно. Тобто, в Регіоні III, надрешітку можна вважати за ефективне ENZ середовище. Головною відмінністю від попередніх результатів наведених на Рисунку 5.10 являється зміна напрямку, вздовж якого орієнтована вісь обертання гіперболоїду, а саме в даному випадку вона спрямована вздовж вісі x .

В Регіонах I та III також спостерігається нетипова поведінка ізочастотних поверхонь незвичайних хвиль. Так, в Регіоні I ($\varepsilon'_{zz} < 0$) при фіксованому значенні змінної b , виявлено нетривіальний топологічний перехід ізочастотної поверхні незвичайних хвиль обумовлений зростанням параметру ν , як це слідує з порівняльного аналізу між собою, або Рисунків 5.9 (а) та 5.9(в), або Рисунків 5.9 (б) та 5.9(г). А саме, розмір закритої гіперболічної області поступово зменшується в напрямку вісі z (що є типовою поведінкою), в той час як вздовж вісі x та y – розмір збільшується. Отримана комплексна форма ізочастотної поверхні надзвичайних хвиль обумовлена індукованим втратами топологічним переходом, від гіперболоїда типу I до комбінації двох гіперболоїдів типу I, що мають ортогональні вісі обертання.

Подібний топологічний перехід ізочастотних поверхонь зумовлений втратами для незвичайних хвиль, виявлено і в Регіоні III ($\mu'_{xx} < 0$), де він виникає при фіксованому значенні ν , та при зростанні параметру b , як це наведено на Рисунку 5.10 (б). У цьому випадку замкнута ізочастотна поверхня незвичайних хвиль, що

являє собою гіперboloїд типу I, стискається вздовж осі вісі x та y та розширюється вздовж вісі z , в результаті також спостерігається топологічний перехід до бігіперболічної поверхні.

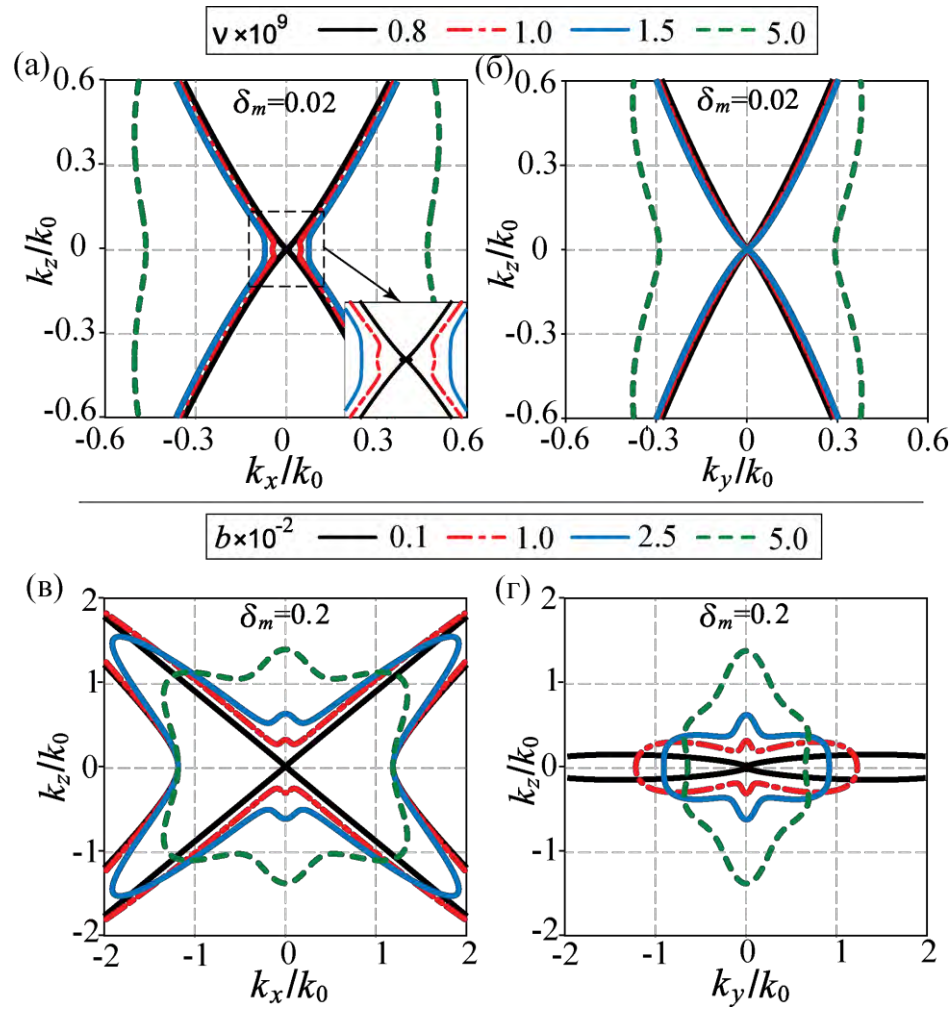


Рисунок 5.11 Поперечні перетини ізочастотних поверхонь незвичайних хвиль, для різних величини матеріальних втрат у шарах надрешітки та різних факторів заповнення: (а) та (б) $\delta_m = 0.02$ та $b = 2 \times 10^{-2}$; (в) та (г) $\delta_m = 0.2$ та $\nu = 1 \times 10^{-2}$ ГГц

З метою більш детальної демонстрації особливостей таких топологічних переходів, на Рисунку 5.11 наведено поперечні перетини ізочастотних поверхонь незвичайних хвиль площинами $k'_x - k'_z$ та $k'_y - k'_z$ для різного рівня втрат в

утворюючих магнітному та напівпровідниковому шарах надрешітки. Більш того, відео файли (номер 1 та 2) з анімацією отриманих топологічних переходів, у повному діапазоні значень параметрів b та ν , представлені в роботі автора [5] та доступні на сайті журналу Phys. Rev. B за посиланням [334].

Найбільш показовим, з точки зору демонстрації ініційованих втратами топологічних переходів ізочастотних поверхонь електромагнітних хвиль, являється Регіон II, в якому задовольняються наступні умови для принципових компонент ефективних тензорів: $\epsilon'_{zz} < 0$ та $\mu'_{xx} < 0$. У діапазоні значень фактору заповнення $\delta_m \in [0.05, 0.16)$, надрешітка поводить себе як анізотропне подвійно-від'ємне (англ., *double-negative*) та подвійно-додатне (англ., *double-positive*) середовище щодо незвичайних та звичайних хвиль, відповідно. В результаті, ізочастотна поверхня незвичайних хвиль може мати вигляд бігіперболоїду як показано на Рисунку 5.12 (а).

Хоча така форма ізочастотної поверхні є досить цікавою з точки зору практичних застосувань, але, на жаль, вона відповідає нефізичним розв'язкам рівняння (5.7) для випадку незначного рівня втрат в матеріалах шарів надрешітки. Це означає, що відповідні корені рівняння (5.7) описують поширення уявних хвиль. На Рисунку 5.12 така поверхня відображена жовтим кольором.

Найбільш цікавим є прояв взаємозв'язку між втратами, що існують в магнітній і напівпровідниковій підсистемах. Цей взаємозв'язок призводить до зміни умов поширення незвичайних хвиль. Починаючи з деякого певного рівня втрат у матеріалах шарів надрешітки, уявні хвилі трансформуються до дійсних незвичайних хвиль, що відповідають фізичним кореням рівняння (5.7), та можуть поширюватися в об'ємі структури. Таким чином, ізочастотна поверхня незвичайних хвиль зазнає індукованого втратами топологічного переходу до гіперболоїду типу I із віссю обертання спрямованою або вздовж вісі z (як це наведено на Рисунку 5.12 (б)), або вздовж вісі x (Рисунок 5.12 (в)), для випадків коли або магнітна, або напівпровідникова підсистема є домінуючою, відповідно. Відео файли (номер 3 та 4)

з анімацією отриманих топологічних переходів, також доступні на сайті журналу Phys. Rev. B за посиланням [334].

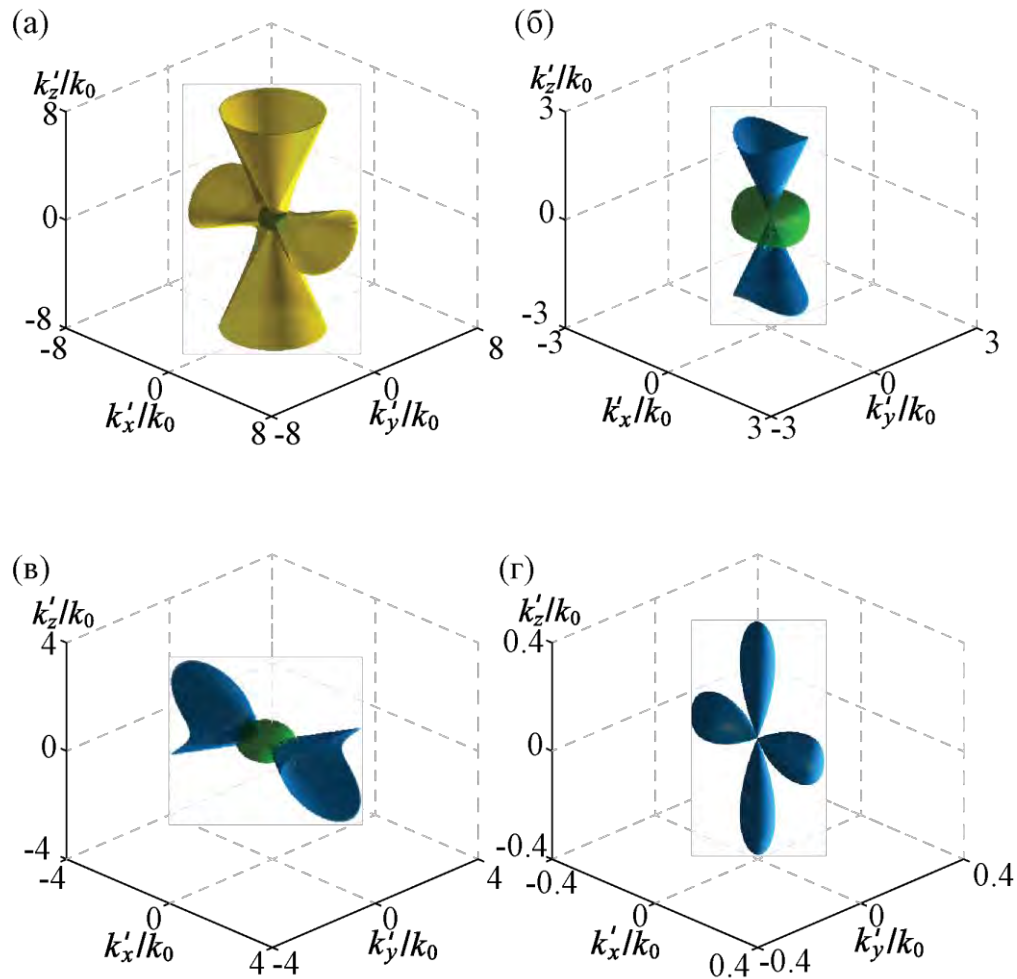


Рисунок 5.12 Форма ізочастотних поверхонь об'ємних хвиль, що поширюються в надрешітці, матеріали шарів якої характеризуються внутрішніми втратами, при фіксованому значенні параметру $\delta_m = 0.06$. (а) $b = 1 \times 10^{-4}$, $\nu = 1 \times 10^{-2}$ ГГц; (б) $b = 1 \times 10^{-2}$, $\nu = 1 \times 10^{-2}$ ГГц; (в) $b = 1 \times 10^{-4}$, $\nu = 2$ ГГц; (г) $b = 2 \times 10^{-2}$, $\nu = 2$ ГГц. Поверхня жовтого кольору стосуються уявних незвичайних хвиль

Таким чином, можна зробити висновок, що в Регіоні II дисперсійні характеристики незвичайних хвиль можуть бути значно модифіковані, шляхом

додавання втрат до матеріалів шарів надрешітки. А саме, як впливає з порівняння Рисуноків 5.12 (б) та Рисуноків 5.12 (в), змінюючи рівень втрат у базових шарах, можна керувати напрямком поширення хвиль у структурі, що є привабливим з точки зору створення компонентної бази для систем передачі та обробки інформації.

У той же час, якщо втрати в напівпровідниковому та магнітному шарах системи зростають одночасно, то відбувається перехід до бігіперболічної топології як наведено на Рисунку 5.12 (г). Зокрема, бігіперболічна поверхня збільшує свій розмір із зростанням втрат у системі.

5.3 Магнітно-індуковані топологічні переходи ізочастотних поверхонь незвичайних хвиль поблизу частоти феромагнітного резонансу

Зважаючи на результати отримані в підрозділі 5.2, більш детально дослідимо топологічні особливості ізочастотних поверхонь незвичайних хвиль в частотному діапазоні поблизу частоти феромагнітного резонансу, де магнітна підсистема демонструє властивості природної гіперболічної дисперсії.

5.3.1 Середовище без втрат

В подальшому розглядаємо надрешітку з $\delta_m = 0.06$. Інші параметри задачі такі ж самі, як це вказано після Рисунку 5.1.

Для таких геометричних та матеріальних параметрів середовища, принципові компоненти тензору діелектричної проникності ϵ_{xx} та ϵ_{yy} являються додатними величинами (див., Рисунок 5.13 (а)), крім того $\mu_{zz} = 1$ в усьому діапазоні частот, який підлягає розгляду. Таким чином, топологічні властивості ізочастотних поверхонь будуть зумовлені величинами, та знаками, трьох принципових компонент ϵ_{zz} , μ_{xx} та μ_{yy} . З Рисунку 5.13 (а) можемо зробити висновок, що ϵ_{zz} приймає від'ємне значення в обраному діапазоні частот, в той час як компоненти μ_{xx} та μ_{yy} демонструють резонансну поведінку, змінюючи свій знак.

Частотні регіони, що характеризуються різними комбінаціями знаків принципів компонент μ_{xx} та μ_{yy} позначено символами ①, ② та ③, і відтворено різними кольорами на Рисунку 5.13 (а). Ці регіони наступні:

- Регіон ①, $\mu_{xx} > 0$ та $\mu_{yy} > 0$;
- Регіон ②, $\mu_{xx} < 0$ та $\mu_{yy} < 0$;
- Регіон ③, $\mu_{xx} < 0$ та $\mu_{yy} > 0$.

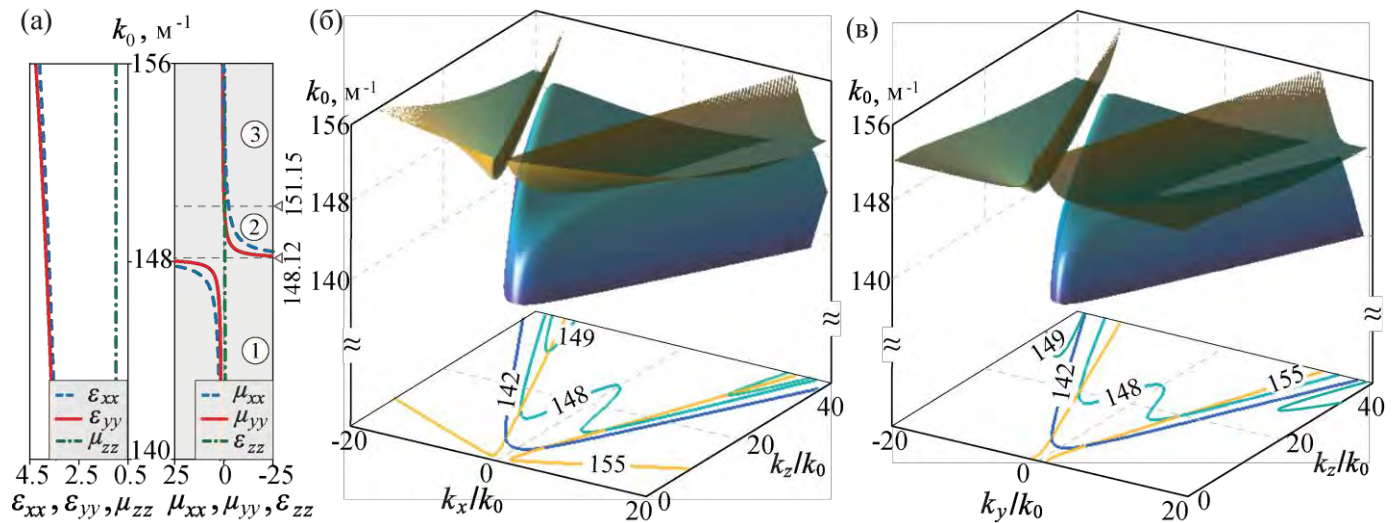


Рисунок 5.13 (а) Дисперсійні залежності діагональних компонент тензорів ефективної магнітної та ефективної діелектричної проникностей при фіксованому значенні величини фактору заповнення $\delta_m = 0.06$. 3D дисперсійні співвідношення для незвичайних хвиль, та їх 2D проєкції побудовані для (б) $k_x - k_z$ та (в) $k_y - k_z$ площин

Точки переходу де компоненти μ_{xx} та μ_{yy} змінюють свій знак, на Рисунку 5.13 (а), позначено стрілочками, під якими вказано значення частотного параметру k_0 . Зазначимо, що значення $k_0 = 148.12 \text{ м}^{-1}$, відповідає частоті феромагнітного резонансу в феритовій підсистемі.

3D дисперсійні залежності для незвичайних об'ємних хвиль, що поширюються через двовісне бігіротропне середовище, отримані з розв'язку рівняння (5.7) наведено на Рисунках 5.13 (б, в), вони доповнюються набором 2D ізочастотних контурів отриманих для обраних значень k_0 , які наведено на нижній площині Рисунків 5.13 (б,в). З аналізу графічних даних представлених на цих рисунках слідує, що топологічна форма поверхні хвильового вектора різко змінюється (тобто, зазнає топологічного переходу) під час переходу між Регіонами ①, ② та ③. Крім того, в кожному з цих частотних регіонів, ізочастотні контури різняться для площин $k_x - k_z$ та $k_y - k_z$, оскільки гомогенізоване середовище має дві осі анізотропії. Тим не менш, у межах всього обраного частотного діапазону, поверхня хвильового вектора має відкриту гіперболічну форму, поява якої зумовлена надзвичайно анізотропним тензором ефективної діелектричної проникності, що має єдину від'ємну компоненту ε_{zz} .

Усі репрезентативні топологічні форми, що мають місце в обраному діапазоні частот, систематизовано на Рисунках 5.14 та 5.15 для Регіону ① та Регіонів ② та ③, відповідно.

Зокрема, в Регіоні ① ізочастотна поверхня має вигляд одновісного подвійного гіперболоїду типу I (Рисунок 5.14 (а)), що обумовлено гіперболічністю напівпровідникової підсистеми вздовж осі z . При наближенні до частоти феромагнітного резонансу ізочастотна поверхня зазнає певної деформації, та трансформується до подвійного двовісного гіперболоїду типу I, як це наведено на Рисунку 5.14 (б). Зазначимо, що такі порушення осьової симетрії гіперболоїду повністю зумовлені дією зовнішнього статичного магнітного поля.

При проходженні через частоту феромагнітного резонансу, ізочастотна поверхня зазнає ще значнішої трансформації. Зокрема, в Регіоні ② ізочастотна поверхня набуває форму конусу, розрізаного на дві або чотири частини, які орієнтовані вздовж вісі z , як показано на Рисунках 5.15 (а)–(в). Ці зміни викликані

надзвичайно анізотропними тензорами магнітної $\hat{\mu}_{eff}$ та діелектричної $\hat{\epsilon}_{eff}$ проникностей, які мають два (μ_{xx} та μ_{yy}) та один (ϵ_{zz}) від'ємні діагональні компоненти, відповідно. Такі форми ізочастотних поверхонь, раніше не зустрічалися в науковій літературі, та отримані автором *вперше* [3]. Зовсім нещодавно, існування такої топологічної форми ізочастотної поверхні було підтверджено в роботі [323], та запропоновано відносити її до *тетра-гіперболічно-подібної* топології хвильової дисперсії, що повністю верифікує отриманий фізичний ефект.

Слід зазначити, що такі неординарні бі- та тетра-гіперболічно-подібні топологічні форми ізочастотних поверхонь представляють значний практичний інтерес, зокрема для задач посилення спотнаної емісії (див., наприклад, [141, 323]).

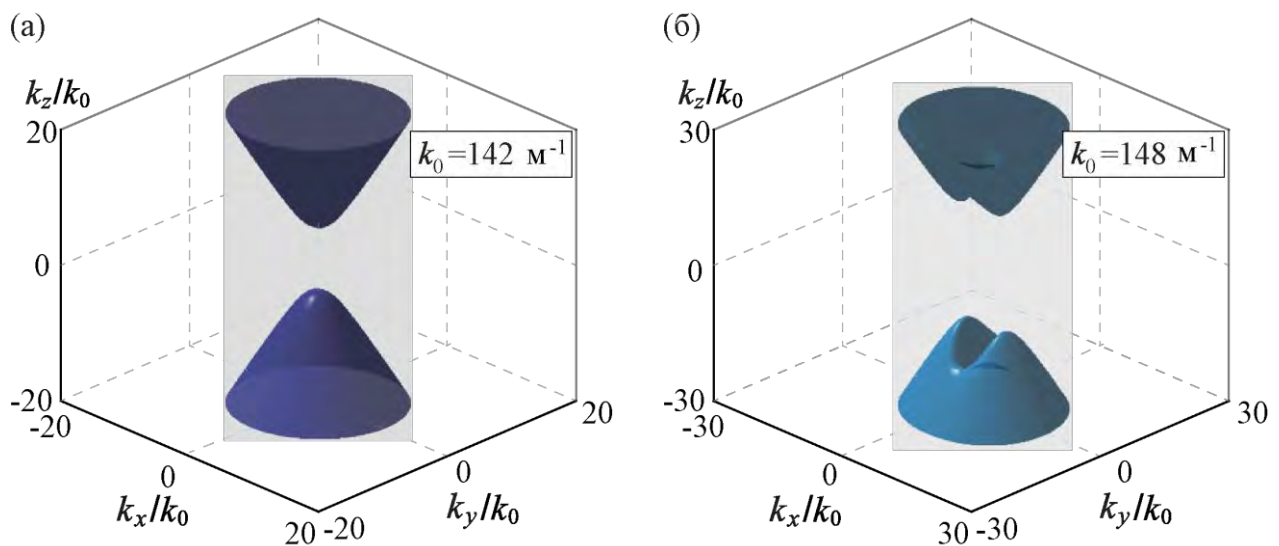


Рисунок 5.14 Ізочастотні поверхні для незвичайних хвиль, що поширюються в двовісному гіроелектромагнітному середовищі без втрат, для декількох обраних значень k_0 з Рисунку 5.13. Розглянуто Регіон ①

Нарешті, у Регіоні ③ ізочастотна поверхня трансформуються до бігіперболічної форми (див., Рисунок 5.15 (г)), яку було детально розглянуто в підрозділі 5.2.1.

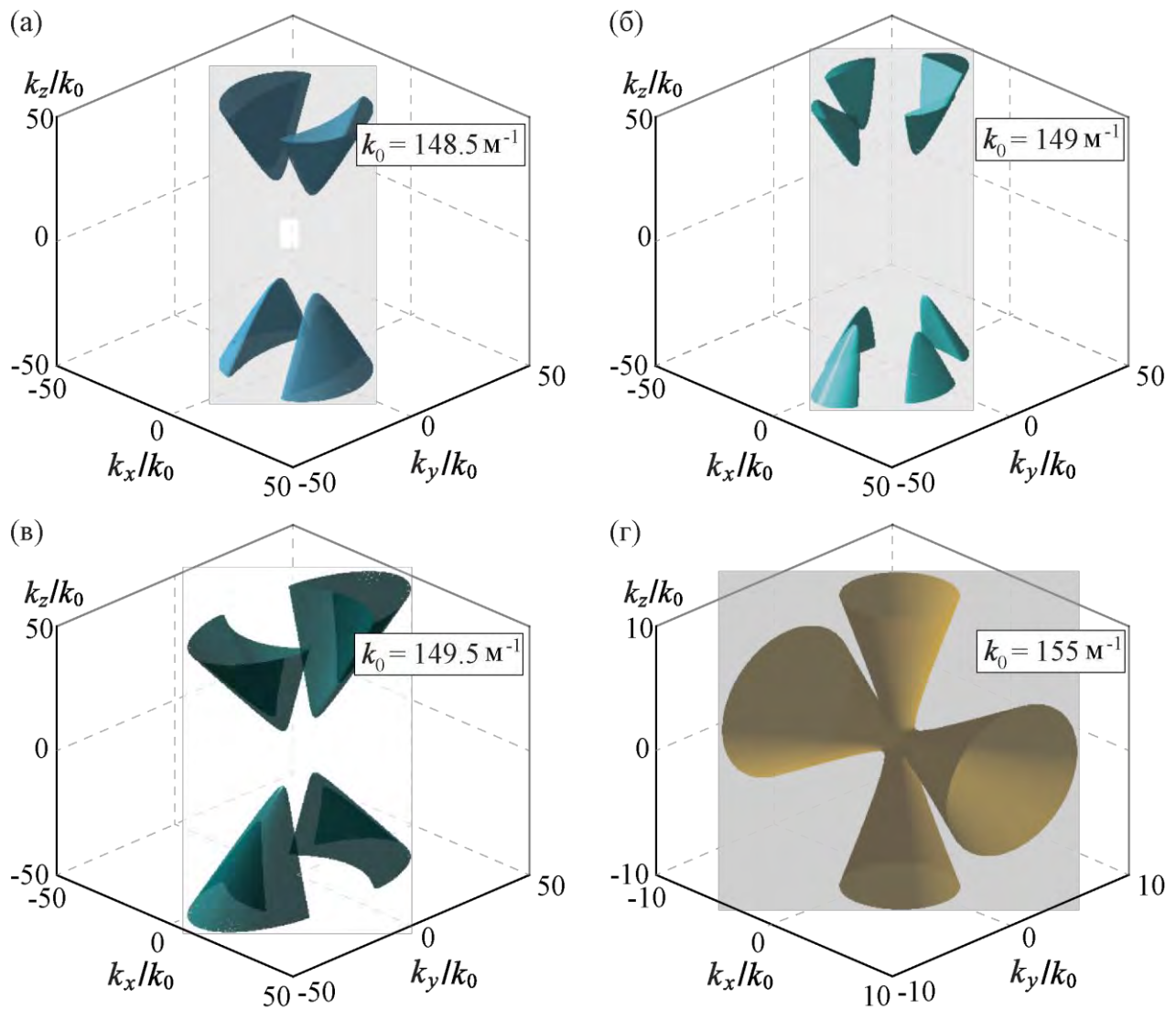


Рисунок 5.15 Ізочастотні поверхні для незвичайних хвиль, що поширюються в двовісному гіроелектромагнітному середовищі без втрат, для декількох обраних значень k_0 з Рисунку 5.13. (а)–(в) Регіон ②, та (г) Регіон ③

Аналіз параметрів, що входять до співвідношення (5.8) (яке є розв'язком дисперсійного рівняння (5.7)), дозволяє визначити регіони існування (континууми) незвичайних хвиль. Фактично, ці регіони, визначаються значеннями параметру A , який входить до знаменника співвідношення (5.8). Для автентифікації цього твердження, на Рисунку 5.16 наведено залежність параметру A від кутів θ та φ (які

визначають напрямок поширення хвилі в об'ємі двовісного гіроелектромагнітного середовища, див. Рисунок 5.1).

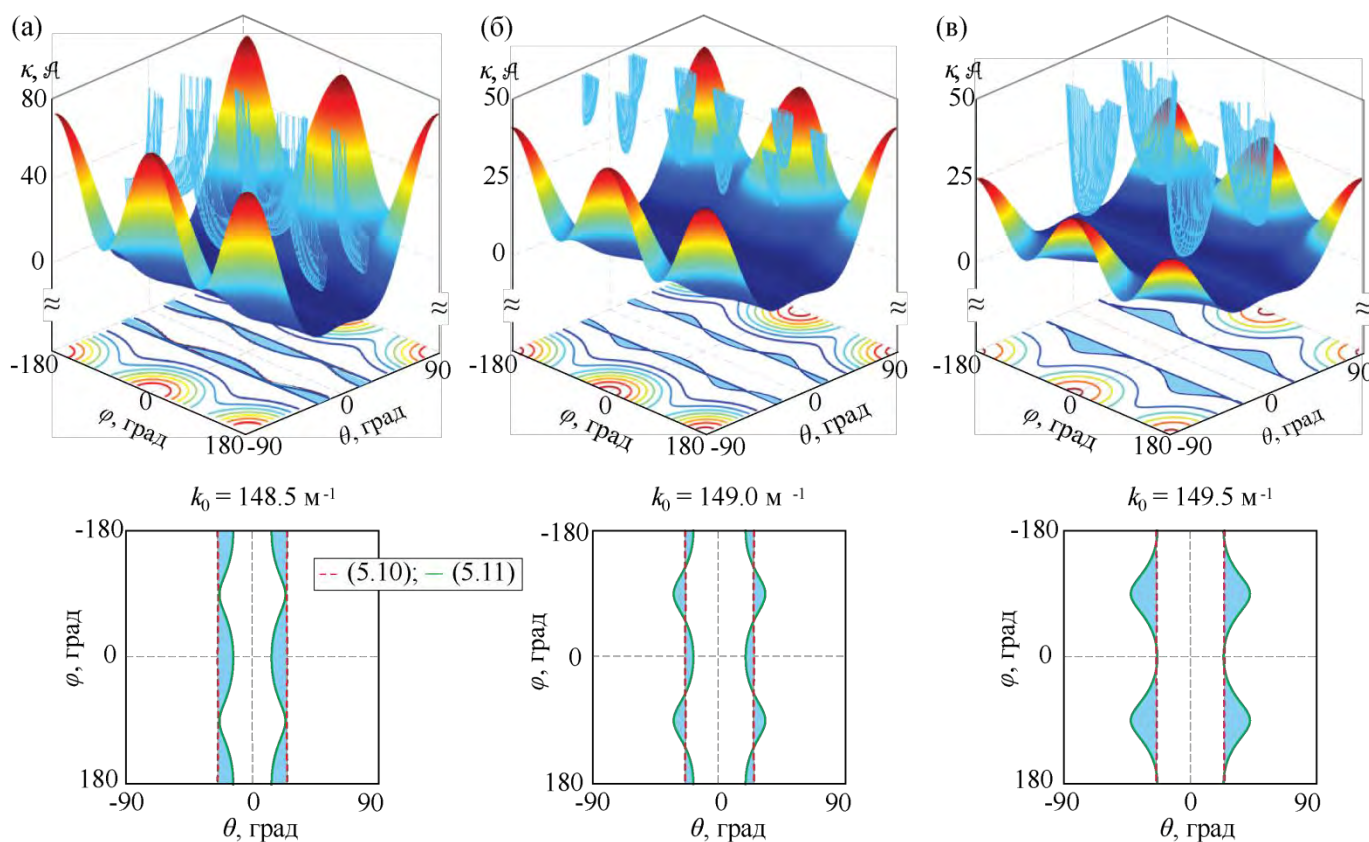


Рисунок 5.16 (а) Залежності параметру A (кольорові поверхні) та кореня κ (монохромні поверхні) дисперсійного рівняння (5.7) від напрямку поширення незвичайних хвиль, для обраних значень частотного параметру k_0 : (а) 148.5 м^{-1} ; (б) 149.0 м^{-1} ; (в) 149.5 м^{-1} . Набори розв'язків рівнянь (5.10) та (5.11), які визначають межі областей існування незвичайних хвиль (області світло синього кольору) наведені в нижній частині рисунку

Розрахунки проведено для трьох фіксованих значень частотного параметру k_0 , які належать до Регіону ② (зазначимо, що Рисунки 5.16 (а)–(в) відповідають Рисункам 5.15 (а)–(г)). Параметричні поверхні A доповнюються поверхнями κ , які відповідають дійсним кореням рівняння (5.7). У нижній частині кожного з Рисунків

5.16 (а)–(в) наведено контури поверхонь A та k , де континуум незвичайних хвиль позначено синім кольором.

З порівняння результатів розрахунків, наведених на Рисунках 5.15 (а)–(в) та 5.16 (а)–(в), для аналогічних значень k_0 , можна зробити висновок, що кількість регіонів існування незвичайних хвиль та їх положення на площині $\theta - \varphi$ визначаються екстремумами параметра A . Зокрема, в Регіоні ② умовою існування незвичайних хвиль є нерівність $A < 0$, причому отримані континууми центровано навколо локальних мінімумів параметра A . Умова $A = 0$ відповідає переходу між спрямованими та затухаючими хвилями, тобто визначає межі регіонів існування незвичайних хвиль на площині $\theta - \varphi$.

Застосування умови $A = 0$ до першого співвідношення в (5.9) дає систему з двох рівнянь:

$$(\varepsilon_{xx}\cos^2\varphi + \varepsilon_{yy}\sin^2\varphi)\sin^2\theta + \varepsilon_{zz}\cos^2\theta = 0, \quad (5.10)$$

$$(\mu_{xx}\cos^2\varphi + \mu_{yy}\sin^2\varphi)\sin^2\theta + \mu_{zz}\cos^2\theta = 0. \quad (5.11)$$

Для обраних параметрів надрешітки, в межах частотного регіону який розглядається, виконується наближена рівність $\varepsilon_{xx} \approx \varepsilon_{yy}$ (див., Рисунок 5.13 (а)). Приймаючи до уваги цю умову можемо зокрема констатувати, що рівняння (5.10) не залежить від кута φ . Для ілюстрації цього твердження розв'язки рівнянь (5.10) та (5.11) наведено в вигляді вставок на Рисунку 5.16. Отримані результати дозволяють зробити висновок, що матеріальні параметри напівпровідникової підсистеми (див. рівняння (5.10)) визначають умови поширення хвилі вздовж певного полярного кута θ , тоді як матеріальні параметри магнітної підсистеми (див., рівняння (5.11)) відповідають за варіації меж континуумів існування незвичайних хвиль, які зумовлено зміною азимутального кута φ .

5.3.2 Вплив матеріальних втрат

Проілюструємо вплив матеріальних втрат на умови поширення незвичайних хвиль в межах Регіону ②, де спостерігаються магнітно-індуковані топологічні переходи.

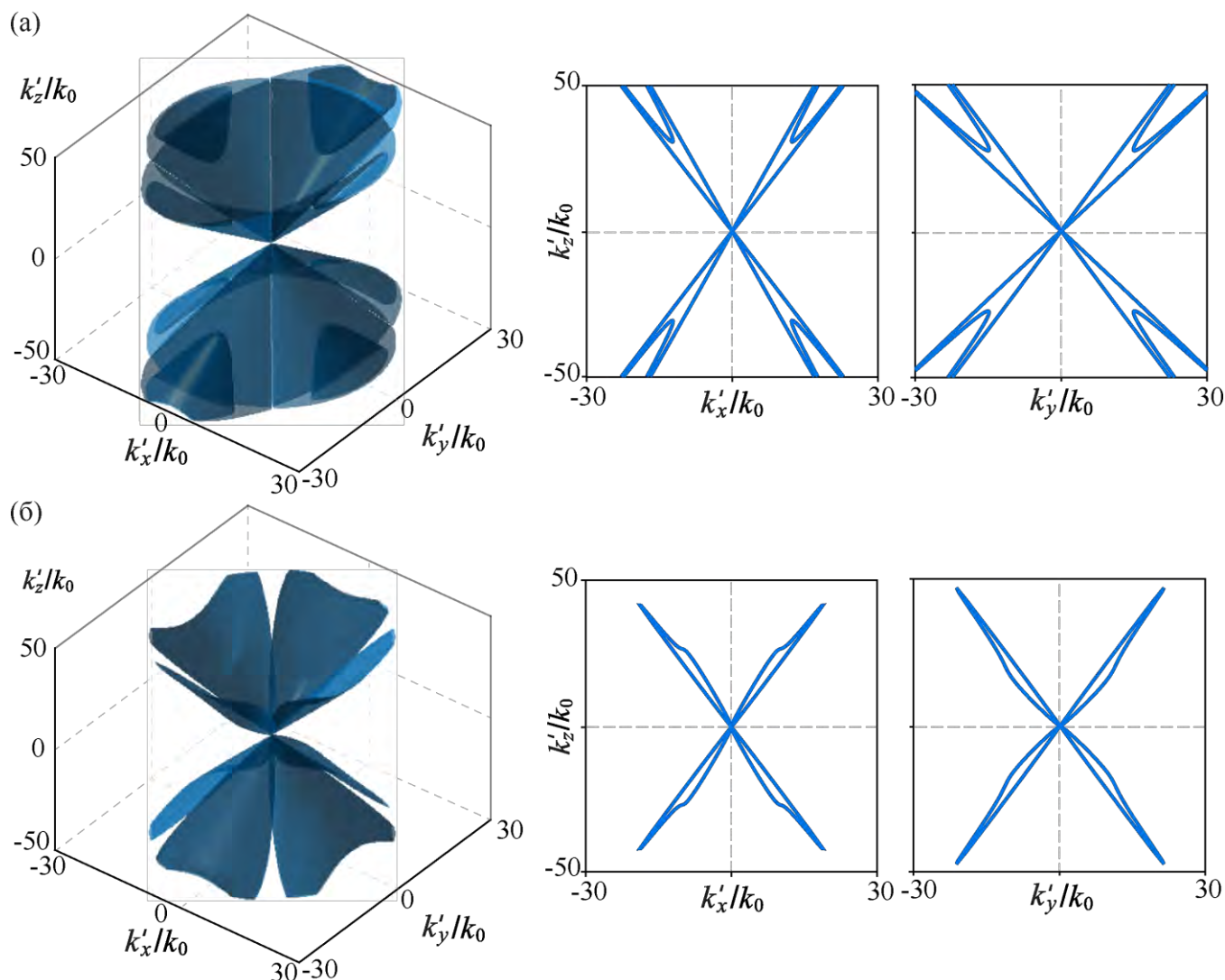


Рисунок 5.17 Ізочастотні поверхні (дійсні частини) та їх поперечні перетини для незвичайних об'ємних хвиль, що поширюються в надрешітці, матеріали шарів якої характеризуються внутрішніми втратами, при фіксованому значенні параметру $\delta_m = 0.06$. (а) $b = 1 \times 10^{-4}$, $\nu = 2 \times 10^{-2}$ ГГц; (б) $b = 1 \times 10^{-3}$, $\nu = 5 \times 10^{-2}$ ГГц. Частотний параметр $k_0 = 149.0 \text{ м}^{-1}$

Як і в попередньому розгляді, обираємо корені рівняння (5.7) які відповідають дійсним комплексним хвилям, і будуємо пов'язані з реальною частиною $\vec{k}$ ізочастотні поверхні, для двох обраних наборів параметрів параметрів b та ν , на фіксованій частоті $k_0 = 149.0 \text{ м}^{-1}$, як це зображено на Рисунку 5.17. Крім того, для прозорості викладень, ізочастотні поверхні доповнено їх перетинами площинами $k'_x - k'_z$ та $k'_y - k'_z$, відповідно.

Порівнюючи отримані ізочастотні поверхні, з відповідною ізочастотною поверхнею для середовища без втрат, яку зображено на Рисунку 5.15 (б), можна зробити висновок, що гіперболічна топологія поверхонь незвичайних хвиль зберігається при внесенні матеріальних втрат у систему. Однак їх форма зазнає значної модифікації.

Таким чином отримані в розділі теоретичні результати та результати експериментальних вимірювань, проведені авторами робіт [98, 120], вказують на той факт, що при керуванні спектральними та дисперсійними характеристиками надрешітки з використанням зовнішнього статичного магнітного поля, наявністю втрат у її складових частинах не можна ігнорувати, оскільки вони сильно впливають на форми ізочастотних поверхонь, особливо це стосується частотного регіону в межах якого обидва тензори як ефективної діелектричної так і магнітної проникностей являються надзвичайно анізотропними. Крім того, як тільки система з матеріальними втратами приймається до розгляду, необхідно аналізувати корені дисперсійного рівняння (5.7), щодо їх фізичної коректності.

Виходячи з отриманих результатів, можна констатувати, що керування властивостями ізочастотних поверхонь являється потужним способом контролю взаємодії електромагнітного випромінювання (і зокрема випромінювання видимого та ТГц діапазонів) з матеріальними середовищами, що призводить до суттєвого практичного інтересу до цієї області (див., наприклад, [139, 141]). Зокрема, наведені в дисертації результати свідчать про можливість керування топологічною формою ізочастотних поверхонь як пасивно з додаванням втрат у базові шари структури, так

і активно шляхом зміни величини прикладеного до гіроелектромагнітного середовища зовнішнього статичного магнітного поля.

На сьогодні існує низка практичних застосувань, для яких унікальні дисперсійні властивості дрібно-шаруватих гіперболічних середовищ, являються не тільки бажаними, але під час і критичними, для досягнення необхідної функціональності сучасних пристроїв плазмоніки й оптоелектроніки. Зокрема, можна виділити наступні практичні області, для яких застосування шаруватих гіперболічних метаматеріалів розглянутих у дисертації являється найбільш ефективним: посилення спотнаної емісії [132, 153]; проектування пристроїв субхвильової передачі зображень, які долають традиційний дифракційний бар'єр (зокрема, гіперлінзи) [134, 164] та високочутливі сенсори хімічних та біологічних агентів.

Висновки по Розділу 5

1. У довгохвильовому наближенні, досліджено існування топологічних переходів ізочастотних поверхонь об'ємних хвиль, що поширюються у двовісному бігіротропному середовищі.
2. У випадку середовища без матеріальних втрат, виявлено топологічні переходи ізочастотних поверхонь незвичайних хвиль від закритого еліпсоїду до відкритих гіперболоїдів типу I та II, крім того *вперше* виявлено існування бігіперболічної форми ізочастотної поверхні. Така бігіперболічна ізочастотна поверхня є *новим класом топології хвильової дисперсії*. Знайдено умови для критичних точок, де відбуваються топологічні переходи.
3. У випадку середовища без матеріальних втрат, виявлено топологічний перехід ізочастотних поверхонь звичайних хвиль від закритого еліпсоїду до закритої поверхні у вигляді тороїду. Також знайдено умову для критичної точки такого топологічного переходу.

4. Виявлено, що матеріальні втрати в базових напівпровідниковому та магнітному шарах композиційного середовища мають значний вплив на дисперсійні залежності незвичайних хвиль. Зокрема, для таких хвиль мають місце *топологічні переходи, індуковані втратами*. Вперше продемонстровано, що індуковані втратами топологічні переходи, від гіперболоїда типу I до бігіперболоїду відбуваються в межах частотного діапазону, де реальна частина щонайменше однієї діагональної компоненти тензорів магнітної чи діелектричної проникностей наближається до нуля, в той час як її уявна частина є значною.
5. Досліджено магнітно-індуковані топологічні переходи ізочастотних поверхонь незвичайних хвиль. Вперше продемонстровано, що поблизу частоти феромагнітного резонансу, ізочастотна поверхня незвичайних хвиль має форму конусу, розрізаного на дві або чотири частини (тобто, *тетра-гіперболічно-подібна ізочастотна поверхня*), які орієнтовані вздовж напрямку прикладеного, до надрешітки, зовнішнього статичного магнітного поля. Вказано, що отримана ізочастотна поверхня зберігає свою гіперболічну форму, навіть при внесенні матеріальних втрат до системи, але при цьому зазнає певних деформацій.
6. Отримані унікальні характеристики гіперболічного метаматеріалу можуть бути використані для проєктування пристроїв субхвильової передачі зображень, які долають традиційний дифракційний бар'єр, маршрутизаторів оптичних сигналів, оптичних поглиначів та резонаторів.

Основні результати розділу опубліковано в статтях [1, 3, 5, 6, 10].

РОЗДІЛ 6

ДИСПЕРСІЯ ТА ОСОБЛИВОСТІ РОЗСІЯННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ НА НАПІВПРОВІДНИКОВИХ НАНОНИТКАХ З ГРАФЕНОВИМ ПОКРИТТЯМ

У даному розділі, вивчено дисперсійні характеристики електромагнітних хвиль в напівпровідникових нанонитках з однорідним графеновим покриттям (моношар графену) та виявлено особливості розсіяння електромагнітних хвиль на таких електродинамічних структурах та їх кластерах.

Зокрема, з використанням теорії комплексних хвиль, вивчено дисперсійні особливості електромагнітних хвиль у нанонитці з однорідним графеновим покриттям. У рамках даної концепції, вся множина комплексних хвиль, поділяється на дві групи «дійсні» й «уявні», а їх тип може бути віднесено до захоплених поверхневих хвиль (спрямовані моди хвилеводу), швидких і повільних витікаючих хвиль (моди випромінювання) та поверхневих плазмонів. Детальна класифікація всього спектру хвилеводних мод, була проведена на основі аналізу характеристик фазових сталих і сталих загасання, отриманих із комплексних коренів дисперсійного рівняння. Отримано дисперсійні залежності аксіально-симетричних TM_{0n} та TE_{0n} мод, а також несиметричних гібридних EH_{1n} та HE_{1n} мод. Виявлено особливості поширення ТМ поверхневих плазмонів. Було виявлено два регіони існування поверхневих плазмонів, де вони з'являються як спрямовані та реактивні хвилі. Коректно визначено умови відсічки для поверхневих плазмонів ТМ поляризації вищого порядку.

Крім того в даному розділі вивчається електромагнітний відгук як одиночних нанониток з однорідним графеновим покриттям, так і кластерів нанониток з однорідним графеновим покриттям, при падінні на них лінійно поляризованої плоскої хвилі в терагерцовому діапазоні частот. Розв'язок задачі розсіяння отримано

з використанням положень теорії Мі [335], та формалізму розсіяння хвиль на системах паралельних циліндрів [234, 235, 336].

6.1 Особливості поширення електромагнітних хвиль у напівпровідниковій нанонитці з графеновим покриттям

6.1.1 Дисперсійні співвідношення

В якості першого кроку проведемо класифікацію всіх можливих хвильоводних режимів та дослідимо дисперсійні особливості комплексних хвиль, що притаманні циліндричному хвильоводу, який являє собою напівпровідникову нанонитку, покриту однорідним графеновим шаром, як це зображено на Рисунку 6.1 (а). Зважаючи на азимутальну симетрію хвильоводу будемо використовувати циліндричну систему координат (ρ, ϕ, z) , в якій вісь симетрії нанонитки співпадає з віссю z .

Нанонитка характеризується радіусом a , діелектричною ε_1 та магнітною μ_1 проникностями. Хвильоводну структуру оточує середовище з матеріальними параметрами ε_2 та μ_2 .

Вважаємо, що хвильовод функціонує в терагерцовому діапазоні частот: $10 \leq f \leq 250$ ТГц. Ігноруючи ефект квантово-розмірної товщини графену t_g (як відомо, $t_g < 1$ нм), будемо розглядати графенове покриття як нескінченно тонкий шар з товщиною $t_g \rightarrow 0$, що характеризується макроскопічною поверхневою провідністю σ , яка є функцією кутової частоти $\omega = 2\pi f$, хімічного потенціалу μ_c , температури навколишнього середовища T та швидкості розсіяння носіїв заряду Γ .

У відповідності до формалізму Кубо [337], поверхневу провідність графену можна представити у вигляді суми внутрішньосмугового та міждіапазонного внесків $\sigma = \sigma_{intra} + \sigma_{inter}$, де:

$$\sigma_{intra} = \frac{2ie^2k_BT}{\hbar^2\pi(\omega+i\Gamma)} \ln \left[2\text{ch} \left(\frac{\mu_c}{2k_BT} \right) \right],$$

$$\sigma_{inter} = \frac{e^2}{4\hbar\pi} \left[\frac{\pi}{2} + \arctg \left(\frac{\hbar\omega - 2\mu_c}{2k_BT} \right) - \frac{i}{2} \ln \frac{(\hbar\omega + 2\mu_c)^2}{(\hbar\omega - 2\mu_c)^2 + (2k_BT)^2} \right].$$
(6.1)

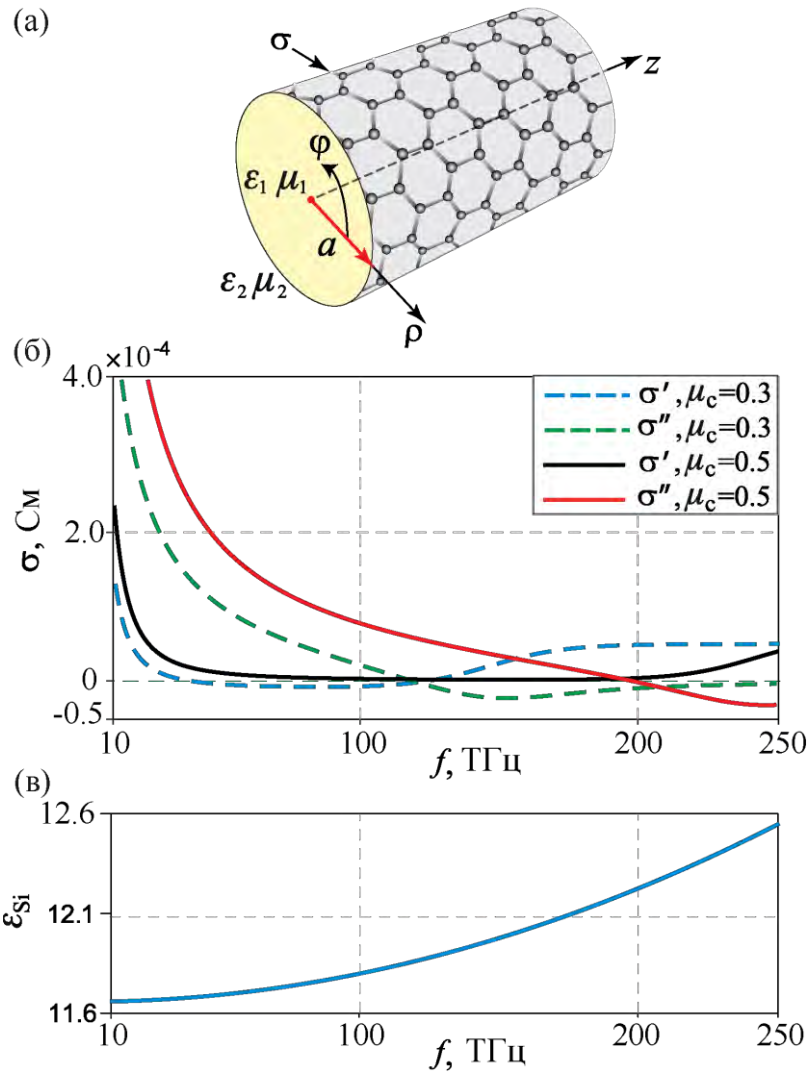


Рисунок 6.1 (а) Схематичне зображення напівпровідникової нанонитки покритої однорідним графеновим шаром. (б) Дисперсійні характеристики провідності графену σ (См) отримані для різних значень хімічного потенціалу μ_c (eV). (в) Дисперсійна залежність діелектричної проникності кремнію ϵ_{Si} . $T = 300$ K

В співвідношеннях (6.1) використано наступні позначення: k_B – стала Больцмана; $\hbar$ – зведена стала Планка; e – заряд електрона. Хімічний потенціал μ_c , пов'язано з щільністю носіїв заряду N_c , наступним чином: $\mu_c = \hbar v_F \sqrt{\pi N_c}$, де $v_F \approx 10^6$ м/с – швидкість Фермі для електронів у графені.

Для повноти викладень, дисперсійні залежності дійсної σ' та уявної σ'' частин поверхневої провідності графену, при фіксованій температурі T , та для різних значень хімічного потенціалу μ_c , наведено на Рисунку 6.1 (б).

Окремо слід зазначити, що у випадку, коли товщина графенового шару t_g має величину порівнянну зі значенням радіусу a нанонитки, тоді покриття слід розглядати як шар скінченної товщини, що характеризується наступною діелектричною проникністю [225]:

$$\varepsilon_g = 1 + i\sigma/\varepsilon_0\omega t_g, \quad (6.2)$$

де ε_0 – діелектрична проникність вакууму.

У подальшому розгляді будемо вважати, що нанонитку виготовлено з кремнію та вона має проникність $\varepsilon_1 = \varepsilon_0\varepsilon_{Si}(\omega, T)$. Діелектрична проникність кремнію $\varepsilon_{Si}(\omega, T)$ може бути апроксимована за допомогою поліному другого порядку [338]:

$$\varepsilon_{Si}(\omega, T) = \varepsilon_{Si}(T) + \frac{\omega^2 L(T)}{4\pi^2 c^2} [A_0 + A_1 T + A_2 T^2], \quad (6.3)$$

коефіцієнти якого визначаються з експериментальних даних отриманих для відповідних частотних діапазонів. В обраному частотному діапазоні, відповідні коефіцієнти приймають наступні значення: $A_0 = 0.8948$, $A_1 = 4.3977 \times 10^{-4}$, $A_2 = 7.3835 \times 10^{-8}$. Температурна залежність діелектричної проникності має вигляд $\varepsilon_{Si}(T) = 11.4445 + 2.7739 \times 10^{-4}T + 1.705 \times 10^{-6}T^2 - 8.1347 \times 10^{-10}T^3$, а коефіцієнти функції фітінгу $L(T) = \exp[-3\Delta L(T)/L_{293}]$ повинні бути обрані для відповідного температурного діапазону: $20 < T < 293$ К, $\Delta L(T)/L_{293} = -0.021 - 4.149 \times 10^{-7}T - 4.620 \times 10^{-10}T^2 + 1.482 \times 10^{-11}T^3$ та $293 < T < 750$ К, $\Delta L(T)/L_{293} = -0.071 + 1.887 \times 10^{-6}T + 1.934 \times 10^{-9}T^2 - 4.544 \times 10^{-13}T^3$.

Відповідна дисперсійна залежність $\varepsilon_{Si}(\omega, T)$, яку отримано з використанням формули (6.3) для фіксованої температури $T = 300$ К, наведена на Рисунку 6.1 (в).

Будемо вважати, що електромагнітні хвилі поширюються у хвилеводі вздовж напрямку вісі z , тоді вектори електричного та магнітного полів можна записати наступним чином:

$$\vec{A}(\rho, \phi, z, t) = \vec{A}(\rho) \exp[i (m\phi + \beta z - \omega t)], \quad (6.4)$$

де $\vec{A}(\cdot)$ – приймає значення $\vec{H}(\cdot)$ або $\vec{E}(\cdot)$, $m = 0, 1, 2, \dots$ – азимутальний індекс моди, та β – комплексна (поздовжня) стала поширення.

Для отримання розв'язку крайової задачі використовуємо методику, наведену в книзі [197], яку було розроблено для визначення режимів функціонування циліндричного діелектричного хвилеводу, покритого резистивною плівкою. Ця процедура передбачає попереднє визначення компонент електромагнітного поля всередині ($\rho < a$, нижній індекс «1») та зовні ($\rho > a$, нижній індекс «2») діелектричного хвилеводу, з подальшим застосуванням граничних умов, які полягають у неперервності тангенціальних компонент електромагнітного поля на стінці хвилеводу покритій резистивною плівкою (при $\rho = a$).

З урахуванням того факту, що нескінченно тонкий графеновий шар діє як резистивна плівка з поверхневою провідністю σ , граничні умови, для межі розділу хвилеводна структура/вільний простір, можуть бути записані в наступному вигляді:

$$\begin{aligned} E_{z1} &= E_{z2}; \quad E_{\phi 1} = E_{\phi 2}; \\ H_{z2} - H_{z1} &= -\sigma E_{\phi 1}; \quad H_{\phi 2} - H_{\phi 1} = \sigma E_{z1} \end{aligned} \quad (6.5)$$

Після застосування граничних умов (6.5) початкова задача зводиться до 4×4 матриці невідомих коефіцієнтів. Безпосереднє використання умови, що детермінант

цієї матриці дорівнює нулю, приводить до характеристичного рівняння у наступному загальному вигляді:

$$\begin{aligned} \omega^2 P_1 P_2 - \frac{m^2 \beta^2}{a^2} \left(1 - \frac{\kappa_1^2}{\kappa_2^2}\right)^2 + i\omega\sigma \frac{m^2 \beta^2}{a^2 \kappa_2^2} \left[\mu_1 \frac{\kappa_1^2}{\kappa_2^2} F(\kappa_1 a) - \mu_2 Q(\kappa_2 a) \right] \\ - \mu_1 \mu_2 \sigma \frac{\omega^2}{\kappa_2^2} F(\kappa_1 a) Q(\kappa_2 a) [\sigma \kappa_1^2 - i\omega P_1] + i\omega \sigma \kappa_1^2 P_2 = 0, \end{aligned} \quad (6.6)$$

де

$$\begin{aligned} F &= \frac{J'_m(\kappa_1 a)}{J_m(\kappa_1 a)}, \quad Q = \frac{H_m^{(2)'}(\kappa_2 a)}{H_m^{(2)}(\kappa_2 a)}, \\ P_1 &= \varepsilon_2 \left[\frac{\varepsilon_1 J'_m(\kappa_1 a)}{\varepsilon_2 J_m(\kappa_1 a)} - \frac{\kappa_1^2 H_m^{(2)'}(\kappa_2 a)}{\kappa_2^2 H_m^{(2)}(\kappa_2 a)} \right], \\ P_2 &= \mu_2 \left[\frac{\mu_1 J'_m(\kappa_1 a)}{\mu_2 J_m(\kappa_1 a)} - \frac{\kappa_1^2 H_m^{(2)'}(\kappa_2 a)}{\kappa_2^2 H_m^{(2)}(\kappa_2 a)} \right], \end{aligned} \quad (6.7)$$

та $\kappa_{1,2}^2 = \omega^2 \varepsilon_{1,2} \mu_{1,2} - \beta^2$ – поперечні сталі поширення всередині та зовні нанонитки, $J_m(\cdot)$ та $J'_m(\cdot)$ – функція Бесселя першого роду та її перша похідна, $H_m^{(2)}(\cdot)$ та $H_m^{(2)'}(\cdot)$ – функція Ханкеля другого роду та її перша похідна, відповідно.

Формальна підстановка значення $m = 0$ в дисперсійне рівняння (6.6), не дозволяє безпосередньо отримати два окремі дисперсійні рівняння відносно аксіально-симетричних TM_{0n} (з польовими компонентами, $\vec{E} = \{E_\rho, 0, E_z\}$ та $\vec{H} = \{0, H_\phi, 0\}$) та TE_{0n} ($\vec{E} = \{0, E_\phi, 0\}$, $\vec{H} = \{H_\rho, 0, H_z\}$) мод, як це притаманно для випадку стандартних діелектричних хвильоводів. Це зумовлено тим, що у хвильоводах покритих резистивною плівкою, електричний струм ($\vec{j} = \sigma \vec{E}$) індукований на поверхні плівки електромагнітним полем відповідної моди може одночасно мати як

повздовжню j_z , так і поперечну j_φ компоненти [197], внаслідок чого аксіально–симетричні моди також є гібридними.

З метою отримання окремих дисперсійних рівнянь, для TM_{0n} та TE_{0n} мод, потрібно встановити додаткову умову, що електричний струм має лише одну компоненту [197]. Тобто повинна задовольнятися одна із умов $j_\varphi = 0$ або $j_z = 0$. Застосування такої умови приводить до наступних дисперсійних рівнянь:

$$\frac{\varepsilon_1 J_1(\kappa_1 a)}{\kappa_1 J_0(\kappa_1 a)} - \frac{\varepsilon_2 H_1^{(2)}(\kappa_2 a)}{\kappa_2 H_0^{(2)}(\kappa_2 a)} = \frac{i\sigma}{\omega}, \quad (6.8)$$

та

$$\frac{\kappa_1 J_0(\kappa_1 a)}{\mu_1 J_1(\kappa_1 a)} - \frac{\kappa_2 H_0^{(2)}(\kappa_2 a)}{\mu_2 H_1^{(2)}(\kappa_2 a)} = i\sigma\omega, \quad (6.9)$$

для TM_{0n} та TE_{0n} мод, відповідно.

На практиці, аксіально–симетричні режими в нанонитці з графеновим покриттям можуть бути отримані або з використанням специфічних методів збудження, або шляхом створення відповідної анізотропії графенового покриття [197, 203]. Так наприклад, TM_{0n} моди можуть бути збуджені в нанонитці на поверхню якої нанесено тонкі близько розташовані повздовжні стрічки графену, в той час як TE_{0n} моди можуть бути отримані при кільцевому (тобто поперечному) розташуванні графенових стрічок [4, 8].

Розв'язуючи відповідне дисперсійне рівняння (6.6), (6.8) або (6.9), отримаємо залежність комплексної сталої поширення β від частоти та геометричних параметрів хвилеводу, як для несиметричних гібридних EH_{mn} та HE_{mn} мод, так і для аксіально–симетричних TM_{0n} та TE_{0n} мод. Оскільки розв'язки дисперсійних рівнянь (6.6), (6.8) та (6.9) не можуть бути знайдені аналітично, то в дисертаційній роботі

для пошуку комплексних коренів характеристичних рівнянь було адаптовано числовий алгоритм, що базується на методі Мюллера (деталі щодо методу розрахунку можна знайти за посиланням [339]).

Слід зазначити, що в розробленій числовій моделі враховуються омичні втрати в графеновому покритті, у той час як матеріальні втрати в осерді нанонитки й ефекти просторової дисперсії провідності графену повністю нехтуються. Тим не менш, розроблена модель є високоточним наближенням для реальних структур, оскільки, як це було нещодавно продемонстровано на прикладі плоского хвилеводу з нанесеною на його поверхню графеновою плівкою [224, 340], вищезгадані фактори мають несуттєвий вплив на дисперсійні характеристики комплексних хвиль і, таким чином, можуть бути проігноровані.

6.1.2 Загальна класифікація режимів хвилеводу

З математичної точки зору, напівпровідникова нанонитка з графеновим покриттям є відкритою електродинамічною структурою, для якої крайова задача описується несамоузгодженим оператором [197]. У загальному випадку, власні значення такої несамоузгодженої крайової задачі є комплексними величинами. Завдяки чому, головною особливістю структури, що досліджується є обов'язкова наявність комплексних хвиль в її спектрі; тобто хвиль, що поширюються через нанонитку з графеновим покриттям і характеризуються комплексними сталими поширення, навіть у випадку, коли втрати в матеріалі з якого виготовлено хвилевод відсутні.

Як відомо, комплексні хвилі можуть мати різну природу, а саме, вони можуть бути: затухаючими, спрямованими, витікаючими або поверхневими [209, 341, 342]. Зважаючи на те, що класифікація режимів роботи хвилеводів, що базується на традиційному підході (який використовується у випадку або чисто дійсних, або чисто уявних сталих поширення) може призвести до нефізичних результатів, виникає потреба у виборі коректного методу класифікації комплексних хвиль. З цією метою, в дисертаційній роботі використано метод класифікації комплексних

хвиль, запропонований у книзі [209], який ґрунтується на аналізі характеристик фазових сталих і сталих загасання, отриманих із поздовжніх та поперечних комплексних сталих поширення. Відповідно до цього методу, комплексні хвилі спочатку відносять до групи «уявних» або «дійсних» хвиль, а потім визначається їх безпосередній тип. Для повноти викладень, основні положення, обраного методу класифікації комплексних хвиль, наведено в Додатку Д.

Згідно з обраним методом, на першому етапі класифікації комплексних хвиль, проводиться аналіз особливостей їх поширення при віддалені від хвилеводу ($\rho \rightarrow \infty$), тобто приймаються до уваги умови випромінювання Зоммерфельда. В загальному випадку, як поздовжні так і поперечні сталі поширення є комплексними величинами та можуть бути записані наступним чином: $\beta = \beta' + i\beta'' = \beta' - i\alpha$ та $\kappa_2 = \kappa' + i\kappa'' = \kappa' - i\alpha_t$, відповідно, тут β' , α та κ' , α_t позначають поздовжню та поперечну фазові сталі та сталі загасання, відповідно. Хвилі, що поширюються у хвилеводі в напрямку $+z$ ($\beta' > 0$), можна віднести до відповідної групи, враховуючи умову $\exp(-\alpha_t \rho)$ щодо їх амплітуди, при $\rho \rightarrow +\infty$. Якщо $\alpha_t > 0$, тоді амплітуда хвилі в поперечному напрямку загасає по експоненційному закону зі збільшенням значення поперечної координати ρ ; отже, хвиля відноситься до групи «дійсних» хвиль. В іншому випадку, якщо $\alpha_t < 0$, тоді амплітуда хвилі експоненційно зростає при її віддалені від хвилеводу, і хвиля відноситься до групи «уявних» хвиль, оскільки не задовольняються умови випромінювання Зоммерфельда. Цілком очевидно, що різні типи хвиль будуть характеризуватись цілком визначеними співвідношеннями між значеннями сталих β' , α , κ' та α_t , як це наведено в [209] та в Таблиці Д1 Додатку Д. Саме з цих співвідношень і визначається остаточний тип хвилі.

Зважаючи на той факт, що відкриті діелектричні хвилеводи зазвичай розглядають як спрямовуючі системи для поверхневих хвиль [89, 197], в подальшому розгляді будемо концентрувати свою увагу на трьох конкретних типах хвиль, а саме: на захоплених поверхневих хвилях (англ. *trapped surface waves*) які відповідають спрямованим модам хвилеводу, витікаючих хвилях (моди

випромінювання) та поверхневих плазмонах. Ці випадки позначено, в Таблиці Д1 Додатку Д, за допомогою літер С, Н та D, відповідно.

6.1.3 Спрямовані моди та моди випромінювання

Повільні хвилі, фазова швидкість v_p яких менша за швидкість світла c (тобто, $\beta' = \omega/v_p > k_0 = \omega/c$), за умови $\alpha = \kappa' = 0$ (випадок С в Таблиці Д1), будуть переносити скінчену потужність, вздовж поверхні, без затухання, в той час як їх амплітуди в поперечному напрямку (при $\rho \rightarrow +\infty$) будуть спадати по експоненційному закону. Через наявність затухання в поперечному напрямку, яке зумовлено величиною сталої α_t , такі хвилі будуть здебільшого зосереджені поблизу межі розділу середовищ; таким чином, вони, являються так би мовити «захопленими» поблизу поверхні [209]. У класифікації хвелеводних режимів, такі захоплені поверхневі хвилі відносяться до дійсних спрямованих хвиль, тобто вони належать до дискретного спектру, пов'язаного з відкритою хвелеводною системою. У свою чергу, набір умов $\alpha < 0$, $\kappa' > 0$ та $\alpha_t > 0$ відповідає дійсним витікаючим хвилям (випадок В в Таблиці Д1).

На відміну від повільних хвиль, амплітуди швидких комплексних хвиль ($\beta' < k_0$) спадають експоненційно в поздовжньому напрямку $+z$ ($\alpha > 0$), у той же час, зазнають експоненційного зростання в поперечному (радіальному) напрямку ($\alpha_t < 0$). Такі хвилі будемо відносити до класу уявних витікаючих хвиль; вони відповідають випадку Н в Таблиці Д1.

Слід зазначити, що конкретний розв'язок дисперсійних рівнянь (6.6), (6.8) і (6.9) може бути пов'язаний або з захопленою поверхневою хвилею, або з витікаючою хвилею, причому обраний хвелевідний режим, може змінювати свій тип вздовж дисперсійної гілки.

Для демонстрації цієї особливості, на Рисунку 6.2, в термінах нормованого частотного параметру $k_0 a$, наведено всі можливі розв'язки дисперсійних рівнянь для аксіально-симетричних TM_{0n} , TE_{0n} та несиметричних гібридних EH_{1n} , HE_{1n} мод

нижчого порядку ($n = 1, 2, 3$). Тут, за допомогою змінної $\tilde{\beta}' = \beta'/k_0$ позначено ефективний індекс моди.

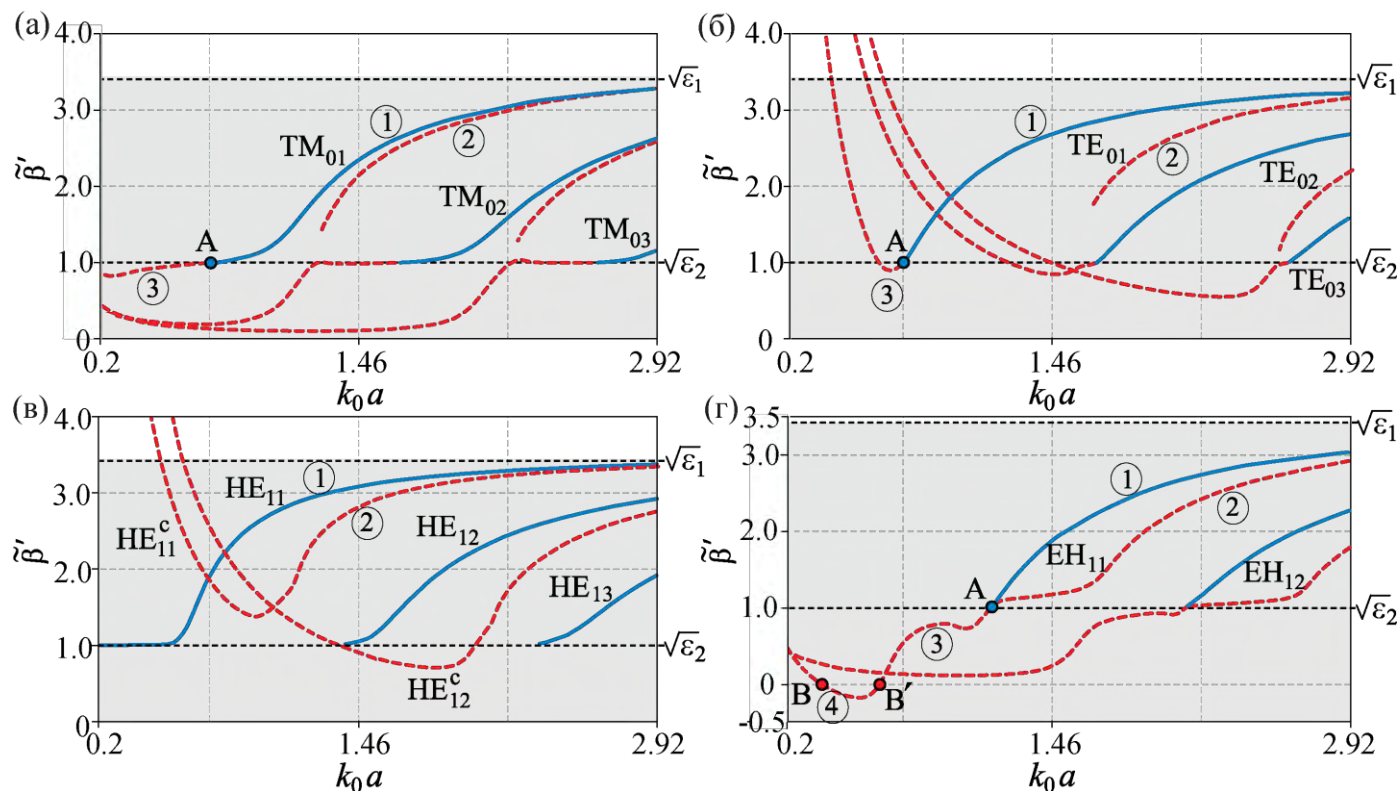


Рисунок 6.2 Дисперсійні залежності аксіально-симетричних мод (а) TM_{0n} та (б) TE_{0n} та несиметричних гібридних мод (в) HE_{1n} та (г) EH_{1n} ($n = 1, 2, 3$). Суцільні відрізки дисперсійних гілок (синього кольору) позначені як ① відповідають захопленим поверхневим хвилям (спрямовані моди), у той час, як відрізки дисперсійних кривих червоного кольору (пунктирні лінії) позначені як ②, ③, та ④ відповідають витікаючим модам (моди випромінювання). Сині кружечки відмічені літерами А позначають частоти відсічки спрямованих мод, у той час як червоні кружечки позначені літерами В та В' відповідають частотам де відбувається перетворення між різними типами витікаючих мод. Параметри структури обрано як: $\varepsilon_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_{Si}(\omega, T)$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_0$, $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$, $a = 500$ нм, $T = 300$ К, та $\mu_c = 0.5$ еВ

На Рисунку 6.2, ділянки дисперсійних гілок позначені суцільними кривими синього кольору, відповідають дійсним захопленим поверхневим хвилям (спрямовані моди), у той час, як їх ділянки позначені пунктирними кривими червоного кольору, відносяться до дійсних та уявних витікаючих хвиль (моди випромінювання).

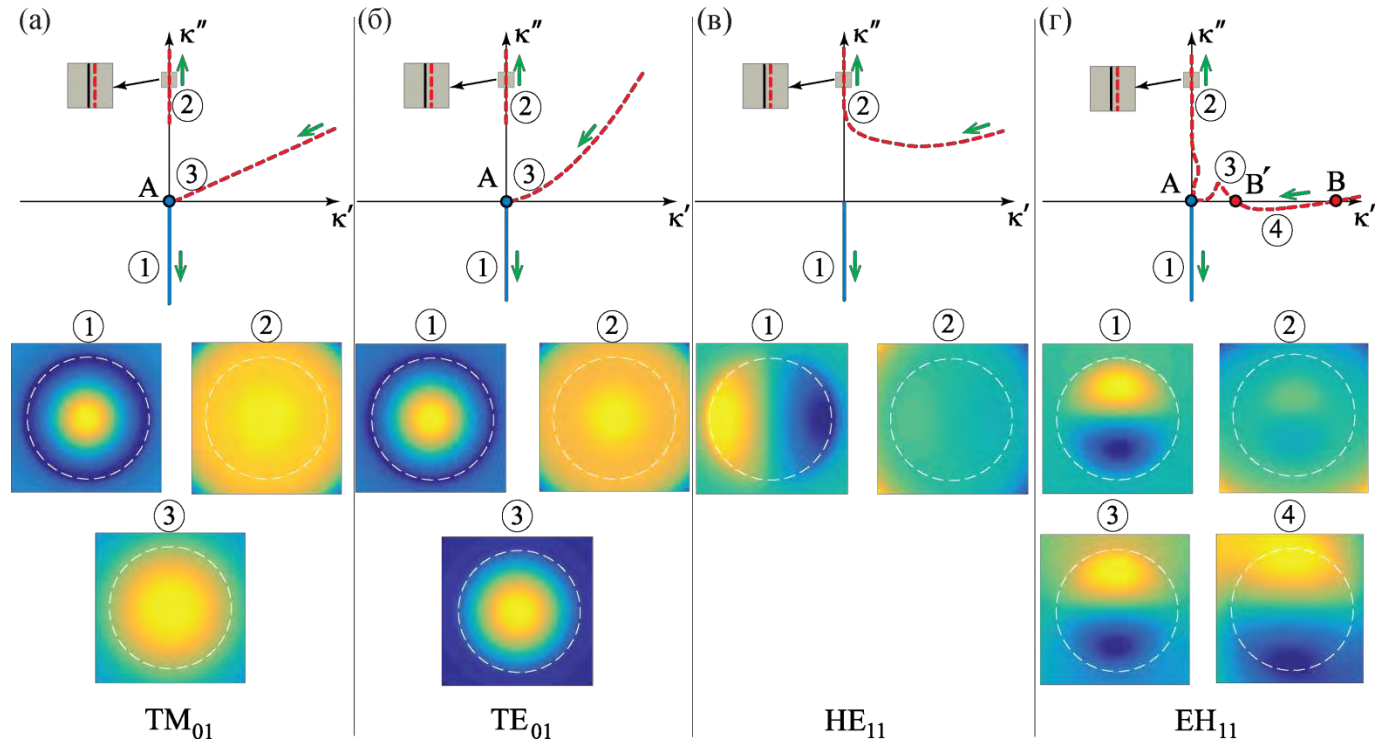


Рисунок 6.3 Корені дисперсійного рівняння в комплексній площині $\kappa' - \kappa''$ та розподіли відповідних компонент електричного та магнітного полів для мод (а) TM_{01} (E_z), (б) TE_{01} (H_z), (в) HE_{11} (H_z), та (г) EH_{11} (E_z). Напівплощини $\kappa'' > 0$ та $\kappa'' < 0$ відповідають регіонам існування уявних і дійсних хвиль, відповідно. Стрілочки зеленого кольору спрямовано в напрямку зростання частоти. Індеси ① – ④ та літери А, В, і В' відповідають аналогічним з Рисунку 6.2. На польових розподілах білими пунктирними колами позначено межу розділу між нанониткою та вільним простором. Всі параметри структури є такими ж, як і на Рисунку 6.2

В якості додаткової інформації, на Рисунку 6.3 наведено поведінку коренів дисперсійних рівнянь (6.6), (6.8) або (6.9) в комплексній площині $\kappa' - \kappa''$ для мод TM_{01} , EH_{11} , TE_{01} та HE_{11} , та отримано розподіли відповідних компонент електричного та магнітного полів (реальні частини польових компонент E_z та H_z для мод TM_{01} , EH_{11} та TE_{01} , HE_{11} , відповідно) у поперечному перетині нанонитки.

З Рисунку 6.2, можна зробити висновок, що область існування захоплених поверхневих хвиль (дисперсійні гілки позначені індексом ①) знаходиться у діапазоні значень $\sqrt{\varepsilon_2} \leq \tilde{\beta}' \leq \sqrt{\varepsilon_1}$, що являється характерним для відкритих діелектричних хвилеводів [88, 89]. Більш конкретно, дисперсійні гілки таких мод розпочинаються на лінії $\tilde{\beta}' = 1$ де вони зазнають відсічки, та зі збільшенням частоти асимптотично наближаються до значення $\tilde{\beta}' = \sqrt{\varepsilon_1}$.

Відсічка мод відповідає точкам на дисперсійних кривих де $\kappa_2 = 0$ (на Рисунках 6.2 та 6.3, ці точки позначені літерами А. Винятком являється фундаментальна мода HE_{11} , яка не має відсічки. Зазначимо, що співвідношення для визначення частот відсічки мод діелектричного хвилеводу є добре відомими [88, 89, 210] і тому не наведені в дисертаційній роботі в явному вигляді.

Крім дисперсійних кривих захоплених поверхневих хвиль, притаманних звичайним відкритим діелектричним хвилеводам, наявність графенового покриття призводить до появи додаткового набору дисперсійних гілок як для аксіально-симетричних TM_{0n} та TE_{0n} , так і несиметричних гібридних EH_{1n} та HE_{1n} мод, які також знаходяться у діапазоні значень $\sqrt{\varepsilon_2} \leq \tilde{\beta}' \leq \sqrt{\varepsilon_1}$. На Рисунках 6.2 та 6.3, відповідні дисперсійні гілки позначено за допомогою індексу ②. Враховуючи характеристики фазових сталих і сталих загасання, отриманих з відповідних коренів дисперсійних рівнянь (див., Рисунок 6.3 та Таблицю Д1), ці хвилі відносять до уявних витікаючих хвиль. Вони являються повільними хвилями, оскільки гілки їх коренів розташовані в безпосередній близькості від уявної вісі κ'' у комплексній площині $\kappa' - \kappa''$, як це зображено на вкладках Рисунку 6.3. Важливо зазначити, що

ці дисперсійні криві мають ту ж саму асимптотичну межу $\tilde{\beta}' = \sqrt{\varepsilon_1}$, та розташовані поряд з дисперсійними гілками відповідних захоплених поверхневих хвиль. Зі збільшенням частоти, дисперсійні гілки, дійсних та уявних повільних хвиль, починають зближуватись і наприкінці майже зливаються між собою, як це зображено на Рисунку 6.2, що може призвести до помилкового трактування типу хвилі, у випадку коли використовується загальноприйнятий метод по його визначенню. Таким чином, точне визначення типу комплексної хвилі має вирішальне значення при проєктуванні пристроїв на базі напівпровідникових нанониток покритих резистивними плівками і, зокрема, графеновим моношаром.

Як це слідує з Рисунків 6.2 та 6.3, комплексні хвилі, які характеризуються як експоненційно зростаючими так і спадаючими в поперечному напрямку амплітудами, існують нижче частот відсічки захоплених поверхневих хвиль. Вони є швидкими та повільними хвилями, відповідно [209, 340]. Дисперсійні гілки комплексних хвиль першого типу (позначені на Рисунку 6.2 як ③) – є продовженням дисперсійних гілок захоплених поверхневих хвиль і виникають у точках їх відсічки. У той же час корені дисперсійних рівнянь, що відповідають комплексним хвилям іншого типу, знаходяться далеко від частот відсічки.

Зокрема, у випадку аксіально-симетричних мод TM_{0n} та TE_{0n} , дисперсійні криві захоплених поверхневих хвиль спочатку трансформуються до гілок уявних швидких витікаючих хвиль, і з подальшим зменшенням частоти перетворюються на дисперсійні криві уявних повільних витікаючих хвиль, які у свою чергу демонструють швидке зростання ($\tilde{\beta}' \rightarrow \infty$) при $\omega \rightarrow 0$. Ще однією особливістю є те, що частотна область існування уявних швидких витікаючих хвиль має тенденцію до розширення при збільшенні індексу моди n . Причому вона ширша для TM_{0n} мод у порівнянні з TE_{0n} модами, для обраного значення n .

Подібна трансформація між різними типами хвиль спостерігаються також для дисперсійних кривих гібридних HE_{1n} та EH_{1n} мод. Однак, дисперсійна крива EH_{11}

хвилі має додаткову цікаву особливість на ділянці, яка розташована між точками В та В' (гілка ④ на Рисунку 6.2 (г)), що відповідає області від'ємних значень ефективного індексу моди $\tilde{\beta}'$. У цьому частотному проміжку, амплітуда хвилі в поперечному напрямку спадає по експоненційному закону при віддалені від нанонитки; тобто витікаюча хвиля відноситься до групи дійсних хвиль, як це слідує з аналізу Рисунку 6.3 (г). Важливо зазначити, що такий відрізок дисперсійної кривої, може існувати лише в тому випадку коли діелектрична проникність напівпровідникового матеріалу нанонитки ϵ_1 досить висока. Щоб отримати таку ж дисперсійну поведінку, але для мод вищого порядку (зі значенням індексу $n > 1$), діелектрична проникність матеріалу нанонитки повинна бути суттєво збільшена.

Крім комплексних хвиль, що виникають в точках відсічки захоплених поверхневих хвиль, є також комплексні хвилі (позначені як HE_{1n}^c на Рисунку 6.2 (в)), які не пов'язані з дійсними спрямованими хвилями, та існують самотійно в усьому діапазоні частот $\omega \in [0, \infty)$ [197]. Таким чином несиметричні гібридні HE_{1n} моди, являються дійсними спрямованими модами в усьому своєму діапазоні існування, та не зазнають трансформації до витікаючих уявних хвиль нижче частоти їх відсічки. Натомість, HE_{1n}^c моди, які являються комплексними у всьому діапазоні частот, відносяться до уявних повільних витікаючих хвиль, як це слідує з аналізу Рисунку 6.3 (в).

6.1.4 Поверхневі плазмони

Важливою характеристикою, напівпровідникової нанонитки покритої моношаром графену, є її здатність підтримувати поширення поверхневих плазмонів в частотному діапазоні, який знаходиться вище частоти плазмонного резонансу напівпровідникового матеріалу осердя нанонитки; тобто, в такому хвилеводі поверхневі плазмони існують навіть у тому випадку, коли діелектричні проникності матеріалу осердя нанонитки та навколишнього середовища мають однаковий знак.

Приймаючи до уваги співвідношення (6.2), можна зробити висновок, що поява поверхневих плазмонів зумовлена наявністю тонкого проміжного шару (моношар

графену) між нанониткою та вільним простором, який виступає в якості провідного інтерфейсу, та може характеризуватися від'ємним значення діелектричної проникності $\varepsilon_g < 0$. Важливо зазначити, що поверхневі плазмони, як ТМ, так і ТЕ поляризації, можуть існувати на такому інтерфейсі.

У загальному випадку, поверхневі плазмони є комплексними хвилями та можуть існувати на графеновому покритті, лише в тому випадку, коли уявна частина провідності графену задовольняє деяким специфічним умовам [220]. Так, поверхневі плазмони ТМ поляризації, існують у випадку коли $\sigma'' > 0$, що відповідає діапазону частот, обмеженому наступною нерівністю $\hbar\omega/\mu_c < 1.667$. У свою чергу, поверхневі плазмони ТЕ поляризації можуть існувати, у випадку коли виконується умова $\sigma'' < 0$. Така умова задовольняється в межах частотного діапазону $1.667 < \hbar\omega/\mu_c < 2$, який включає до себе частоту міжсмугового переходу. Додатковою умовою для існування поверхневих плазмонів ТЕ поляризації є виконання нерівності $|\sigma'| \ll |\sigma''|$, що також залежить від значення хімічного потенціалу μ_c [219]. Більш того, поверхневі плазмони ТЕ поляризації найбільш ефективно поширюються у випадку, коли діелектричні проникності осердя нанонитки та навколишнього середовища співпадають (тобто, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$) [219], це зокрема відповідає ситуації коли графенову нанотрубку розміщено у вільному просторі.

Слід зазначити, що поява поверхневих плазмонів ТЕ поляризації, яка була нещодавно продемонстрована теоретично [219, 220] та експериментально [343], являється дуже незвичним явищем для плазмоніки. Результати робіт [219, 343] свідчать про те, що такі поверхневі хвилі можуть поширюватися в нанонитці з графеновим покриттям лише в ближньому інфрачервоному та видимому діапазонах довжин хвиль, і лише в тому випадку, коли радіус її осердя перевищує 500 нм. Крім того, поверхневі плазмони ТЕ поляризації, існують у дуже вузькому діапазоні значень ефективного індексу моди $1.0 < \tilde{\beta}' < 1.007$, та слабо локалізовані на межі

розділу [219], що значно ускладнює як їх детектування, так і можливість застосування на практиці.

Для обраних у даному підрозділі геометричних і матеріальних параметрів нанонитки й обраного частотного діапазону, умови існування поверхневих плазмонів ТЕ поляризації не задовольняються. Таким чином, у подальшому розгляді, зупинимось виключно на вивченні дисперсійних характеристик поверхневих плазмонів ТМ поляризації.

Дисперсійні характеристики поверхневих плазмонів ТМ поляризації можуть бути отримані безпосередньо шляхом розв'язку рівнянь (6.6) та (6.8). Крім того, дисперсійне рівняння для таких хвиль може бути отримано з рівняння (6.8) шляхом наступних заміни: $\kappa_{1,2}^2 = \beta^2 - \omega^2 \varepsilon_{1,2} \mu_{1,2}$; $J_m(\cdot) \rightarrow I_m(\cdot)$; $H_m^{(2)}(\cdot) \rightarrow K_m(\cdot)$, де $I_m(\cdot)$ та $K_m(\cdot)$ – модифіковані функції Бесселя першого та другого роду, відповідно. В цьому випадку отримане дисперсійне рівняння повністю співпадає з характеристичними рівняннями наведеними у роботах [219, 225].

Результати розрахунків дисперсійних характеристик для поверхневих плазмонів ТМ поляризації з азимутальними індексами $m = 0, 1, 2, 3$, узагальнено на Рисунках 6.4 та 6.5. З аналізу поздовжніх і поперечних сталих поширення, отриманих з коренів дисперсійного рівняння (6.8), та наведених на Рисунку 6.5, впливає, що такі комплексні хвилі відносяться до групи дійсних хвиль, а саме: вони дійсно є поверхневими плазмонами (див., випадок D у Таблиці Д1).

Поверхнева хвиля з азимутальним індексом $m = 0$ не має відсічки, тоді як спрямовані моди вищого порядку існують лише вище їх частот відсічки (див., Рисунок 6.4 (а)). На фіксованій частоті f , кількість поверхневих плазмонів ТМ поляризації, які можуть поширюватись у графеновому покритті нанонитки, може бути визначена наступним чином [228]:

$$N(f) = 2\pi a \operatorname{Re} \left[\frac{if}{\sigma(f)c} (\varepsilon_1(f) + \varepsilon_2) \right]. \quad (6.10)$$

Умова $N(f) < 1$ відповідає одномодовому режиму, в той час, як умова $N = t$ дає частоту відсічки f відповідної m -ої моди у багатомодовому режимі.

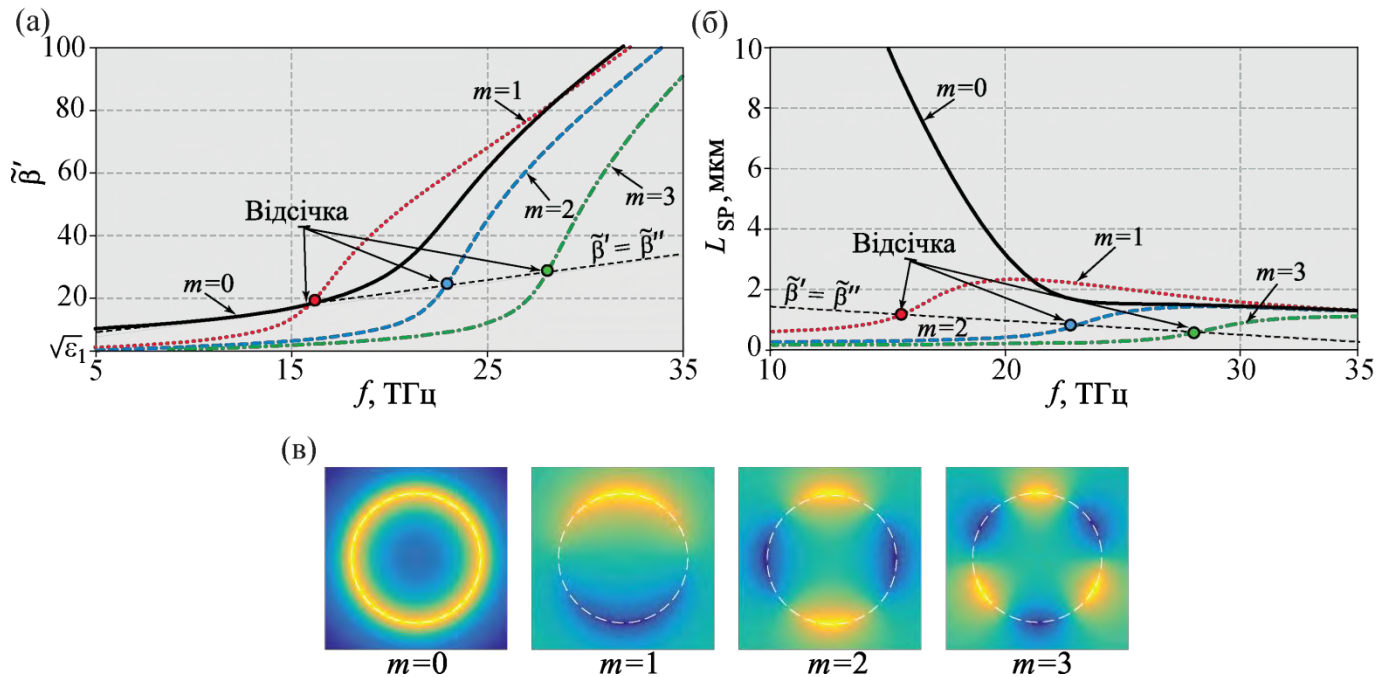


Рисунок 6.4 (а) Дисперсійні криві, (б) довжина шляху пробігу та (в) розподіли електричного поля (дійсна частина компоненти E_z) поверхневих плазмонів ТМ поляризації в нанонитці з графеновим покриттям для різних значень азимутального індексу моди m отримані на частоті $f = 30$ ТГц. Регіони зафарбовані у світло-зелений колір відповідають областям існування спрямованих поверхневих плазмонів; $a = 50$ нм

Зазначимо, що новим результатом отриманим в дисертації є коректне визначення умов відсічки для поверхневих плазмонів ТМ поляризації. Раніше, в роботах [225, 228] помилково було визначено, що відсічка поверхневих хвиль вищого порядку (тобто, мод з азимутальним індексом $m \geq 1$) відповідає умові $\beta' = \sqrt{\epsilon_1}$; тобто дисперсійні криві поверхневих плазмонів обриваються, досягаючи

деякої горизонтальної лінії (див. Рисунки 2 (с) та 2 в роботах [225] та [228], відповідно).

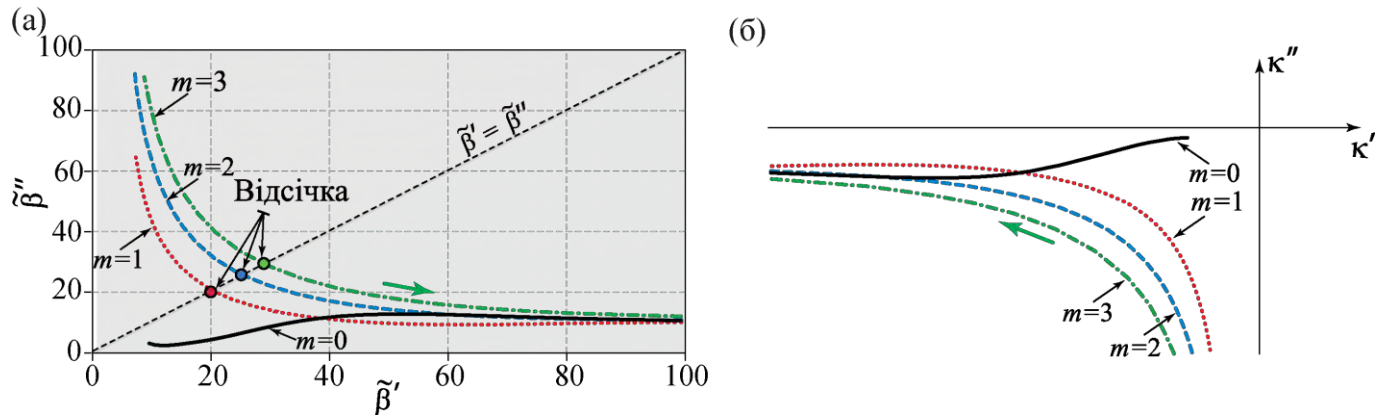


Рисунок 6.5 Корні дисперсійного рівняння для поверхневих плазмонів ТМ поляризації в комплексних площинах (а) $\tilde{\beta}' - \tilde{\beta}''$ та (б) $\kappa' - \kappa''$, відповідно. Стрілочки зеленого кольору спрямовано в напрямку зростання частоти. Регіони зафарбовані у світло зелений колір відповідають областям існування спрямованих поверхневих хвиль; $a = 50$ нм

На відміну від цього, результати наведені на Рисунку 6.4 (а) свідчать про те, що точки на дисперсійних кривих, які відповідають відсічці, знаходяться не горизонтальній лінії з деяким сталим значенням ефективного модового індексу $\tilde{\beta}'$, натомість вони розташовані на похилій лінії, яка відповідає умові $\tilde{\beta}' = \tilde{\beta}''$, більш того вони продовжуються в область $\tilde{\beta}' < \sqrt{\epsilon_1}$. Таким чином, регіон існування поверхневих плазмонів ТМ поляризації, повинен бути розділений на два окремі регіони. Перший з них відповідає умові $\tilde{\beta}' > \tilde{\beta}''$ та стосується спрямованих поверхневих хвиль. У свою чергу, регіон де задовольняється умова $\tilde{\beta}' < \tilde{\beta}''$ відповідає затухаючим реактивним хвилям, як це продемонстровано на Рисунках 6.4 (а, б) та 6.5 (а).

6.2 Розсіяння електромагнітних хвиль на кластерах напівпровідникових нанониток з однорідним графеновим покриттям

У даному підрозділі вивчається електромагнітний відгук як одиночних нанониток, так і кластерів нанониток з графеновим покриттям, при падінні на них лінійно поляризованої плоскої хвилі в терагерцовому діапазоні частот. Розв’язок задачі розсіяння отримано з використанням положень теорії Мі [335] та формалізму розсіяння хвиль на системах паралельних циліндрів [229, 234, 235, 344]

6.2.1 Постановка задачі. Формалізм розсіяння

Спочатку, порівняємо характеристики розсіяння одиночної нанонитки з характеристиками розсіяння декількох однакових нанониток, які об’єднано в кластер, як це зображено на Рисунку 6.6 (а). Зокрема, розглянемо кластери, які містять або дві (димер), або три (тример) напівпровідникові нанонитки з однорідним графеновим покриттям. У димері нанонитки розташовано симетрично відносно вісі x або y на відстані d одна від одної. В свою чергу, тример сформовано трьома нанонитками, центри яких лежать у вершинах трикутника, з кутом φ при вершині, основа якого може бути орієнтована вздовж вісі x або y .

Усі можливі дизайни таких кластерів (тобто, всі можливі просторові положення нанониток в кластері) можна класифікувати у відповідності до точкової групи симетрії (зазначимо, що в роботі, для класифікації використовуються символи Шенфліса [345]).

Відповідно до обраної класифікації (див., Рисунок 6.6 (б)), одиночна нанонитка належить до так званої тривіальної групи симетрії C_1 ; димер – до групи симетрії D_{2h} ; в свою чергу симетричний тример (рівносторонній трикутний кластер; $\varphi = \pi/3$) належить до групи симетрії D_{3h} , тоді як асиметричний тример належить або до групи C_{2v} (Λ -подібний кластер; $\pi/3 < \varphi < \pi$), або до групи $D_{\infty h}$ (лінійний ланцюжок з трьох нанониток; $\varphi = \pi$).

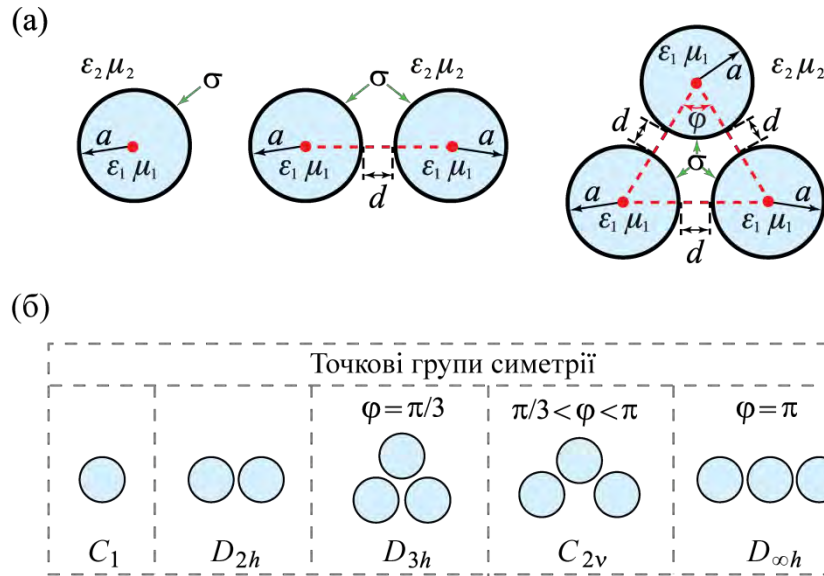


Рисунок 6.6 (а) Схематичне зображення поперечних перетинів, у площині $x - y$, для одиночної нанонитки, димера та тримера. (б) Класифікація можливих дизайнів кластерів у відповідності до точкової групи симетрії

Вважаємо, що нанонитки виготовлені з немагнітного ($\mu_1 = 1$) напівпровідникового матеріалу з діелектричною проникністю ϵ_1 . З метою забезпечення можливості керування характеристиками розсіяння, всі нанонитки покриті однорідним моношаром графену з поверхневою провідністю σ , яка описується співвідношенням (6.1). Нанонитки нескінченні вздовж вісі z та їх поперечні перетини в площині $x - y$ являють собою окружності, як це наведено на Рисунку 6.6 (а). Радіус окремої нанонитки позначено як a , причому $a \ll \lambda$, тобто нанонитки є субхвильовим об'єктами. Відстань d між окремими нанонитками кожного кластера обирається як $d < 2a$, таким чином, задовольняється умова $d < 2a \ll \lambda$ і кластери нанониток також являються субхвильовим. Нанонитки розміщені в середовищі без втрат (у загальному випадку – повітря) яке характеризується матеріальними параметрами ϵ_2 та μ_2 .

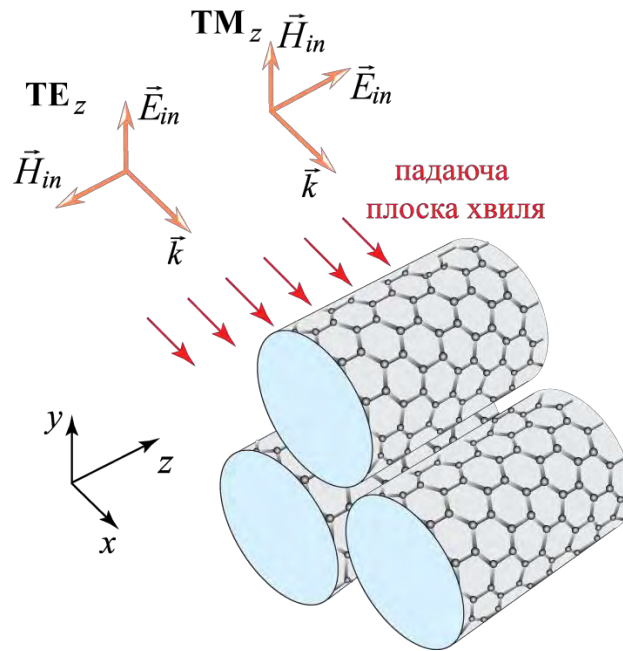


Рисунок 6.7 Геометрія задачі розсіювання з відображенням TE_z та TM_z поляризації первинної плоскої електромагнітної хвилі, яка нормально падає на кластер напівпровідникових нанониток з однорідним графеновим покриттям

Хвильовий вектор $\vec{k}$ падаючої електромагнітної хвилі спрямовано вздовж вісі x , тобто хвиля падає по нормалі до вісі нанониток $\vec{k} \perp z$, як зображено на Рисунку 6.7. В такому випадку, початкова задача, розпадається на дві самостійні задачі для ортогонально поляризованих хвиль, кожна з яких розглядається окремо (див., Рисунок 6.7). Таким чином, первинна (опромінююча) хвиля, може мати або TE_z поляризацію з польовими компонентами $\vec{E}_{in}^{TE} = \{0, E_y, 0\}$ та $\vec{H}_{in}^{TE} = \{0, 0, H_z\}$, або TM_z поляризацію з польовими компонентами $\vec{E}_{in}^{TE} = \{0, 0, E_z\}$ та $\vec{H}_{in}^{TE} = \{0, H_y, 0\}$, відповідно.

Розв'язок задачі розсіювання плоскої електромагнітної хвилі на кластері з N напівпровідникових нанониток ($N = 1, 2, 3$) з однорідним графеновим покриттям шукається у рамках теорії Мі [335] з використанням положень розробленого раніше формалізму розсіювання хвиль на системах паралельних циліндрів

[229, 234, 235, 336, 345]. Слід зазначити, що в якості альтернативного методу для розв'язку задачі розсіювання може бути використано метод запропонований в роботах [238, 239] який базується на розв'язку інтегральних рівнянь.

Коротко зупинимось на основних етапах обраного методу розв'язку. В обраному підході, скалярні хвильові потенціали представляють у вигляді суперпозиції нескінченного набору мод. Причому, загальні хвильові потенціали, в околиці кожного циліндра, отримують шляхом підсумовування всіх внесків як від первинної хвилі, так і від хвиль, розсіяних циліндрами. На наступному кроці, вирази для невідомих коефіцієнтів, розсіяних хвильових потенціалів отримують шляхом застосування граничних умов (6.5) на поверхні кожного з циліндрів, а саме: тангенціальні компоненти загального електричного поля є безперервними; розрив дотичних компонент загального магнітного поля пов'язано з тангенціальною складовою повного електричного поля, яку виражено через поверхневу провідність графену σ .

У результаті отримаємо систему однорідних рівнянь відносно невідомих коефіцієнтів розсіяних хвильових потенціалів, яка в загальному вигляді співпадає з системою рівнянь для кластеру паралельних діелектричних циліндрів без покриття [234], та має вигляд:

$$\sum_{k=1}^N \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \left(\delta_{kj} \delta_{ns} + (1 - \delta_{kj}) G_{ks}^{jn} \begin{Bmatrix} b_{jnI}^0 \\ a_{jnII}^0 \end{Bmatrix} \right) \begin{Bmatrix} b_{ksI} \\ a_{ksII} \end{Bmatrix} = \epsilon_j \begin{Bmatrix} b_{jnI}^0 \\ a_{jnII}^0 \end{Bmatrix}. \quad (6.11)$$

Слід зазначити, що провідність σ графенового покриття нанониток, не входить в систему (6.11) в явному вигляді, у той час вона входить до коефіцієнтів розсіювання M_i a_{jnII}^0 , b_{jnI}^0 та a_{jnII} , b_{jnI} , для окремої нанонитки та кластеру з N нанониток, відповідно. У системі рівнянь (6.11) використано наступні позначення: δ_{kj} та δ_{ns} – символи Кронекера; ϵ_j – фазовий зсув первинної хвилі на j -й нанонитці, відносно

початку системи координат; $G_{ks}^{jn} = (-i)^{-n+s} H_{-n+s}^{(2)}(k_0 R_{kj}) \exp[i(-n+s)\gamma_{kj}]$; $H_{-n+s}^{(2)}(\cdot)$ – функція Ханкеля другого роду; $k_0 = \omega/c$ – хвильове число в вільному просторі; R_{kj} – дистанція між центрами k -ої та j -ої нанониток; γ_{kj} – кутова позиція k -ої нанонитки відносно j -ої нанонитки. Для прозорості викладень, та в якості додаткової інформації, див., Рисунки 1 та 2 в посиланні [234].

Важливо зазначити, що у випадку коли масив розсіювачів (нанониток) включає значну кількість елементів (тобто, $N \gg 1$) для отримання точного розв’язку системи рівнянь (6.11) потрібно використовувати методику запропоновану в роботах [346, 347].

Слідуючи [335], коефіцієнти розсіяння Мі, для випадку окремої нанонитки, було отримано в наступному вигляді:

$$\begin{aligned}
 a_{nI}^0 &= \frac{J_n(\xi)H_n'^{(1)}(\xi) - J_n'(\xi)H_n^{(1)}(\xi)}{J_n(\eta)H_n'^{(1)}(\xi) - mJ_n'(\eta)H_n^{(1)}(\xi) + iZ_0\sigma J_n(\eta)H_n^{(1)}(\xi)}, \\
 b_{nI}^0 &= \frac{J_n(\eta)J_n'(\xi) - mJ_n'(\eta)J_n(\xi) + iZ_0\sigma J_n(\eta)J_n(\xi)}{J_n(\eta)H_n'^{(1)}(\xi) - mJ_n'(\eta)H_n^{(1)}(\xi) + iZ_0\sigma J_n(\eta)H_n^{(1)}(\xi)}, \\
 a_{nII}^0 &= \frac{mJ_n(\eta)J_n'(\xi) - J_n'(\eta)J_n(\xi) + iZ_0\sigma J_n'(\eta)J_n'(\xi)}{mJ_n(\eta)H_n'^{(1)}(\xi) - J_n'(\eta)H_n^{(1)}(\xi) + iZ_0\sigma J_n'(\eta)H_n'^{(1)}(\xi)}, \\
 b_{nII}^0 &= \frac{m[J_n(\xi)H_n'^{(1)}(\xi) - J_n'(\xi)H_n^{(1)}(\xi)]}{mJ_n(\eta)H_n'^{(1)}(\xi) - J_n'(\eta)H_n^{(1)}(\xi) + iZ_0\sigma J_n'(\eta)H_n'^{(1)}(\xi)},
 \end{aligned} \tag{6.12}$$

де: $\eta = k_1 a$; $\xi = k_2 a$; $k_1 = k_0 \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$; $k_2 = k_0 \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}$; $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}$ – хвильовий імпеданс вільного простору; $m = \sqrt{\varepsilon_1 / \varepsilon_2}$ – відносний показник заломлення окремої нанонитки; $J_n(\cdot)$ та $J_n'(\cdot)$ – функція Бесселя першого роду та її похідна, відповідно; $H_n^{(1)}(\cdot)$ та $H_n'^{(1)}(\cdot)$ – функція Ханкеля першого роду та її похідна, відповідно.

Із використанням теорії розсіяння Мі, ефективності розсіяння Q_{sca}^{TE} та Q_{sca}^{TM} для одиночної нанонитки з графеновим покриттям можуть бути отримані в

аналітичному вигляді [246, 251, 335, 349]. Використовуючи стандартний розклад Мі, поле, розсіяне нанониткою, представляється в вигляді дискретної суми з n циліндричних гармонік, які характеризуються комплексними амплітудами. У випадку малого радіусу нанонитки, ми можемо враховувати лише перші (дипольні) елементи в розкладі Мі [335, 348], у результаті чого ефективність розсіювання виражається наступним чином:

$$\begin{aligned} Q_{sca}^{TE} &= \frac{2}{k_0 a} [|a_{0II}^0|^2 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (|a_{nII}^0|^2 + |b_{nII}^0|^2)], \\ Q_{sca}^{TM} &= \frac{2}{k_0 a} [|b_{0I}^0|^2 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (|b_{nI}^0|^2 + |a_{nI}^0|^2)], \end{aligned} \quad (6.13)$$

для TE_z та TM_z поляризації первинної хвилі, відповідно.

У випадку нормального падіння плоскої хвилі на нанонитку $a_{nI}^0 = 0$ та $b_{nII}^0 = 0$, і співвідношення (6.17) можуть бути представлені в більш простому вигляді:

$$\begin{aligned} Q_{sca}^{TE} &= \frac{2}{k_0 a} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |a_{nII}^0|^2 = \frac{1}{2a} C_{sca}^{TE}, \\ Q_{sca}^{TM} &= \frac{2}{k_0 a} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |b_{nI}^0|^2 = \frac{1}{2a} C_{sca}^{TM}, \end{aligned} \quad (6.14)$$

де C_{sca}^{TE} та C_{sca}^{TM} – поперечні перетини розсіювання для TE_z та TM_z поляризованих хвиль відповідно.

Як слідує з (6.14), умови $a_{nII}^0 \rightarrow 0$ та $b_{nI}^0 \rightarrow 0$ дають локальні мінімуми в розсіяному полі (тобто відповідають регіонам «невидимості») для TE_z та TM_z поляризованих хвиль відповідно. В той же час, частоти плазмонних резонансів, відповідають полюсам коефіцієнтів розсіювання Мі, тобто визначають максимуми в розсіяному полі.

Поперечні перетини розсіяння для кластера отримано шляхом усереднення полів по всім кутам розсіяного випромінювання [234]:

$$C_{sca}^{ij} = \frac{2}{\pi k_0} \int_0^{2\pi} |T_{ij}(\theta)|^2 d\theta, \quad i, j = 1, 2, \dots, \quad (6.15)$$

де елементи T_{ii} та T_{ij} , амплітудної матриці розсіяння, відносяться до співполяризованих та крос-поляризованих компонент розсіяного випромінювання, відповідно. Явний вигляд, компонент амплітудної матриці розсіяння, можна знайти в посиланнях [234] та [235].

У випадку нормального падіння первинної хвилі на кластер нанониток, елементи амплітудної матриці розсіяння, які відповідають крос-поляризованим компонентам розсіяного випромінювання є нульовими, тобто $T_{ij} = 0$. В результаті, ми отримуємо два окремі співвідношення для поперечних перетинів розсіяння TE_z та TM_z поляризованих хвиль у наступному вигляді:

$$\begin{aligned} C_{sca}^{TM} &= \frac{2}{\pi k_0} \int_0^{2\pi} |T_{11}(\theta)|^2 d\theta, \\ C_{sca}^{TE} &= \frac{2}{\pi k_0} \int_0^{2\pi} |T_{22}(\theta)|^2 d\theta. \end{aligned} \quad (6.16)$$

Як слідує з рівнянь (6.16) для кластеру нанониток з однорідним графеновим покриттям, умови невидимості для TE_z та TM_z поляризованих хвиль задовольняються в окремих частотних діапазонах де $T_{22}(\theta) \rightarrow 0$ та $T_{11}(\theta) \rightarrow 0$, відповідно.

6.2.2 Нормовані поперечні перетини розсіяння. Регіони невидимості

З метою верифікації отриманих результатів і порівняння з результатами попередніх робіт [251, 349], будемо вивчати характеристики розсіяного поля в дальньому інфрачервоному діапазоні довжин хвиль.

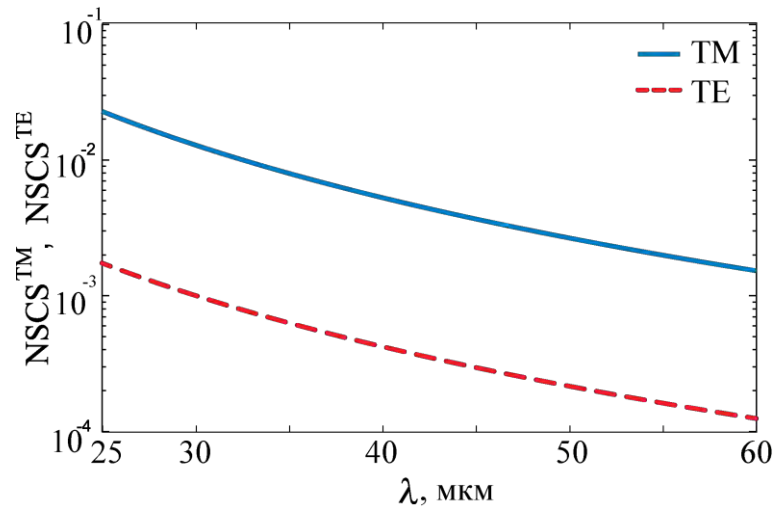


Рисунок 6.8 Спектральні залежності нормованого поперечного перетину розсіяння $NSCS^{TM}$ (суцільна синя крива) та $NSCS^{TE}$ (штрихова червона крива) для одиночної напівпровідникової нанонитки без покриття, яку розташовано у вільному просторі

Як це наведено на Рисунку 6.8 (також, див., [253]): характеристики розсіяння діелектричної нанонитки без покриття не мають особливостей на цих довжинах хвиль, тому в подальшому аналізі будемо концентрувати свою увагу, лише на окремих нанонитках (та їх кластерах) покритих однорідним шаром графену. З метою проведення всебічного аналізу, спочатку порівнюємо характеристики розсіяння, і зокрема наявність частотних діапазонів невидимості, для симетричного тримера (точкова група симетрії D_{3h}) з наявними результатами [251, 349] для одиночної нанонитки (точкова група симетрії C_1) та димеру (точкова група симетрії D_{2h}), як це наведено на Рисунку 6.9. Потім, детально проаналізуємо вплив порушення симетрії в тримері, пов'язаний з послідовним переходом від групи симетрії D_{3h} до групи C_{2v} , та на кінцевому етапі до групи симетрії $D_{\infty h}$.

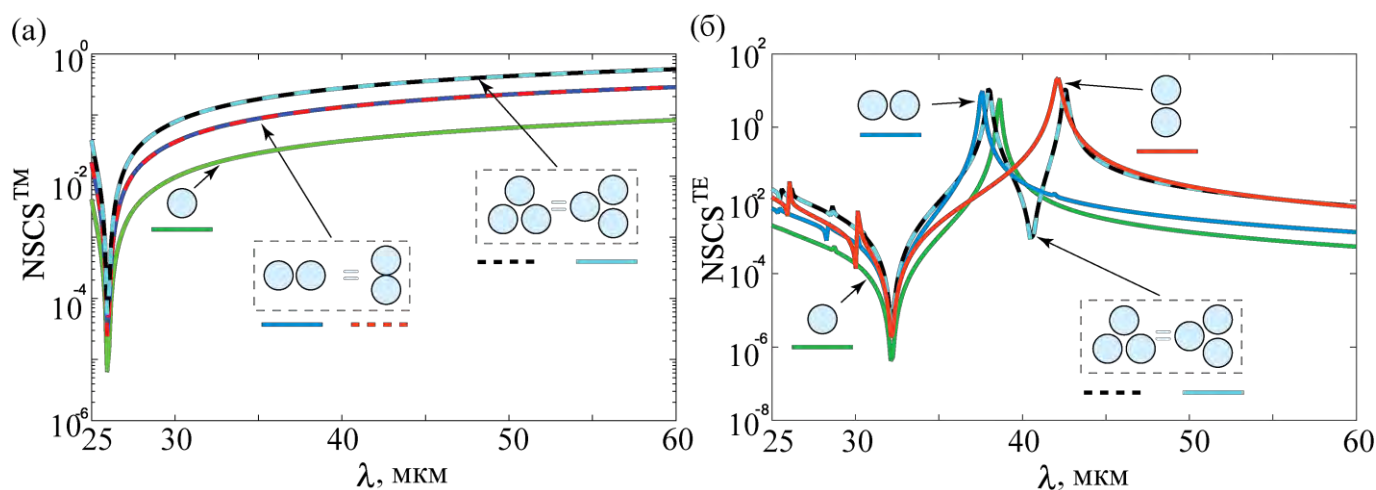


Рисунок 6.9 Спектральні залежності нормованого поперечного перетину розсіяння (а) NCS^{TM} та (б) NCS^{TE} для одиночної нанонитки з однорідним графеновим покриттям (група симетрії C_1), кластеру з двох нанониток (димер, група симетрії D_{2h}) та кластеру з трьох нанониток (симетричний тример, група симетрії D_{3h}). Всі нанонитки виготовлені з SiO_2 та розташовані в вільному просторі. Розглянуто різні орієнтації кластерів, щодо напрямку поширення падаючої електромагнітної хвилі. Відстань між окремими нанонитками в кластерах $d = 50$ нм

В обраному спектральному діапазоні, провідність графену описується формулою Кубо (6.1), в той час як діелектрична проникність осердя нанониток (в якості матеріалу обрано SiO_2) визначається з урахуванням матеріальної дисперсії. З цією метою ми використовуємо дані з роботи [350], в якій було виявлено, що поблизу довжини хвилі 20 мкм діелектрична проникність SiO_2 має негативну дійсну частину та значну уявну частину, що призводить до високого рівня небажаних матеріальних втрат. Щоб уникнути впливу матеріальних втрат, геометричні параметри нанониток вибираються таким чином, щоб їх робочий діапазон, був віддалений від довжини хвилі 20 мкм. Виходячи з цього, в роботі обрано діапазон довжин хвиль 25 ÷ 60 мкм, в межах якого матеріальні втрати SiO_2 досить малі та можуть бути проігноровані [350]. Окремо зазначимо, що в ході числового

моделювання враховуються як омичні втрати графену так і матеріальна дисперсія SiO_2 , в той час як просторовою дисперсією графену знехтувано. Якщо не зазначено інше, то структурні параметри обрано як: $\mu_c = 0.5$ eV, $a = 500$ нм, $T = 300$ К, та $\Gamma = 0.1$ меВ.

Добре відомо, що спектри розсіяння більшості плазмонних структур суттєво залежать від поляризації падаючого електромагнітного випромінювання [351, 352]. Як слідує з Рисунку 6.9, на якому наведено спектральні залежності нормованого поперечного перетину розсіяння (позначеного в роботі як NSCS) для різних кластерів, на які падає первинна хвиля з TM_z (Рисунок 6.9 (а)) або TE_z (Рисунок 6.9 (б)) поляризацією, це також справедливо, і для напівпровідникових нанониток з графеновим покриттям.

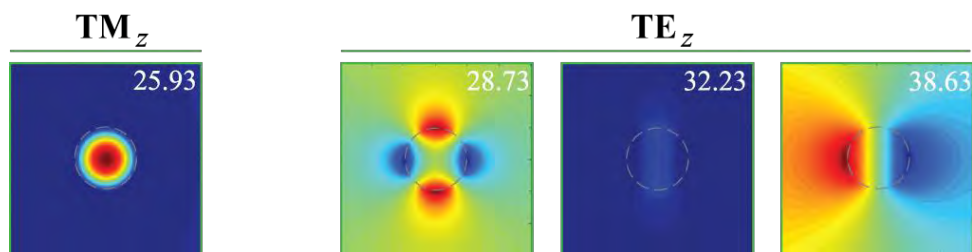


Рисунок 6.10 Розподіли розсіяного ближнього поля для одиначної нанонитки покритої однорідним моношаром графену. Значення довжини хвилі λ (в мкм) наведено в правому верхньому куті кожного з розподілів поля. Пунктирні кола сірого кольору позначають межі розділу між нанонитками та вільним простором

З Рисунку 6.9 (а) можна зробити висновок, що при падінні TM_z поляризованої хвилі, спектральні залежності NSCS^{TM} як для одиначної нанонитки, так і обох кластерів нанониток (димер та тример) мають аналогічну поведінку, а саме: вони характеризуються єдиним регіоном невидимості поблизу центральної довжини хвилі $\lambda \approx 25.9$ мкм. Така спектральна поведінка є типовою для нанонитки з графеновим покриттям [353, 354], та обумовлена збудженням об'ємних хвиль в осерді нанонитки,

як це впливає з аналізу польових розподілів у поперечному перетині нанониток, які наведено на відповідних вкладках Рисунків 6.10–6.12.

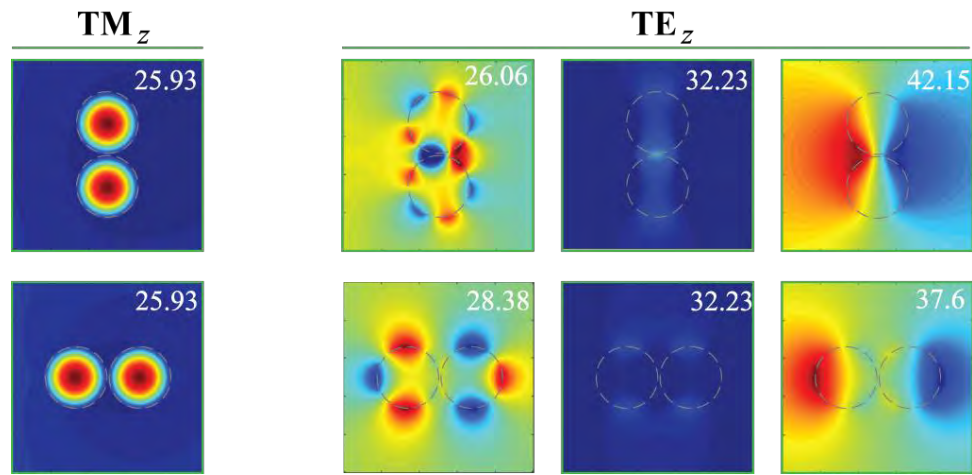


Рисунок 6.11 Розподіли розсіяного ближнього поля для кластеру з двох нанониток (димер) покритих однорідним моношаром графену. Значення довжини хвилі λ (в мкм) наведено в правому верхньому куті кожного з розподілів поля. Пунктирні кола сірого кольору позначають межі розділу між нанонитками та вільним простором

На Рисунках 6.10-6.12 довжина хвилі (в мкм) наведена в правому верхньому куті кожного з польових розподілів, у той час як пунктирні кола сірого кольору позначають межі розділу між нанонитками та вільним простором.

Головна відмінність між отриманими спектральними кривими $NSCS^{TM}$, полягає у незначному збільшенні рівня розсіяння падаючого випромінювання та звуженні частотного регіону невидимості при збільшенні кількості нанониток у кластері, як це слідує з аналізу результатів наведених на Рисунку 6.9 (а). Зазначимо, що подібну закономірність було отримано при розв'язку задачі розсіяння TM_z поляризованої хвилі на кластері еліптичних об'єктів з перфорованим графеновим покриттям [252], що додатково верифікує отриманий результат.

Для одиночної нанонитки та обох кластерів нанониток, локальні мінімуми спектру $NSCS^{TM}$ відповідають довжинам хвиль на яких чисельник коефіцієнту b_{1I}^0 в

(6.14) та елемент T_{11} амплітудної матриці розсіяння в (6.16) наближаються до нуля, відповідно. Як було зазначено вище, ці довжини хвиль приблизно однакові та можуть бути визначені з наступного співвідношення [253]: $\lambda_{inv}^{TM} = \lambda_{inv}/\sqrt{2}$, де $\lambda_{inv} = 2\pi c\{e^2\mu_c/[\pi\hbar^2\varepsilon_0 a(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)]\}^{-1/2}$.

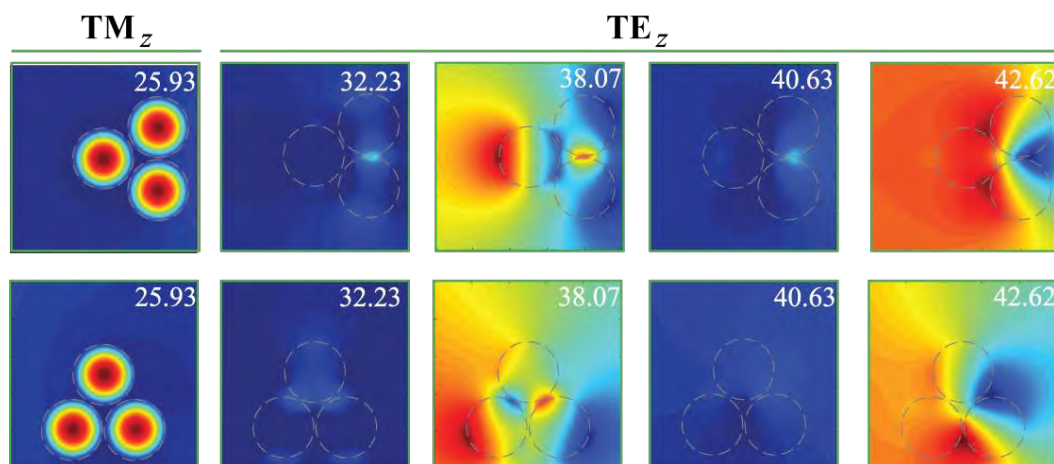


Рисунок 6.12 Розподіли розсіяного ближнього поля для кластеру з трьох нанониток (симетричний тример) покритих однорідним моношаром графену. Значення довжини хвилі λ (в мкм) наведено в правому верхньому куті кожного з розподілів поля. Пунктирні кола сірого кольору позначають межі розділу між нанонитками та вільним простором

У випадку TE_z поляризованої хвилі, спектри $NSCS^{TE}$ мають більш складну структуру, як це зображено на Рисунку 6.9 (б), особливо це стосується кластерів, у яких з'являється зв'язок між поверхневими плазмонами окремих нанониток. У випадку однієї нанонитки спектр $NSCS^{TE}$ характеризується наявністю лише однієї області невидимості на довжині хвилі $\lambda_{inv} \approx 32.23$ мкм (див, Рисунок 6.10), де коефіцієнт a_{11}^0 в (6.18) дорівнює нулю. Крім того, на коротших довжинах хвиль існує декілька максимумів розсіяного поля, які відповідають плазмонним резонансам, що пов'язані з комплексними полюсами коефіцієнтів більш високого

порядку (мультиполі) a_{nII}^0 в розкладі електромагнітного поля, як приклад, див. розподіл ближнього поля на довжині хвилі $\lambda = 28.73$ мкм, з Рисунку 6.10. В той час як основний (дипольний) резонансний пік відповідає полюсу коефіцієнту a_{0II}^0 і знаходиться поблизу довжини хвилі $\lambda_{res} = 2\pi c \{e^2 \mu_c / [\pi \hbar^2 \varepsilon_0 a(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)]\}^{-1/2}$ [253], для заданих геометричних та матеріальних параметрів нанонитки $\lambda_{res} \approx 38.6$ мкм (див., Рисунок 6.10). Зауважимо, що такі резонанси пов'язані з локалізованими поверхневими плазмонами в нанонитці з графеновим покриттям, дисперсійні характеристики яких можна дослідити з використанням методики наведеної в підрозділі 6.1.4.

На відміну від області мінімуму розсіяного поля, спектральне положення якої не залежить від орієнтації димера, довжина хвилі основного резонансного піку в спектрі $NSCS^{TE}$ залежить від просторової орієнтації димера по відношенню до напрямку поширення первинної хвилі, що підтверджується результатами робіт [253, 349, 355].

У подальшому, розглянемо дві основні орієнтації димеру, а саме: ланцюжок нанониток може бути орієнтовано вздовж вісі x , або y , відповідно. Зауважимо, що вісі окремих нанониток у кластері завжди орієнтовані паралельно вісі z .

Із Рисунків 6.19 (б) та 6.10 слідує, що для обох просторових орієнтацій димеру, довжина хвилі, що відповідає мінімуму в спектрі $NSCS^{TE}$, приблизно дорівнює аналогічній для одиночної нанонитки (тобто, $\lambda \approx 32.2$ мкм). Головна відмінність полягає в тому, що сильний зв'язок між модами M_i , окремих нанониток породжує додатковий вторинний резонанс у межах області невидимості. Такий резонанс є небажаним, оскільки він хоча й не суттєво, але збільшує загальний рівень розсіяння. Зазначимо, що його можна змістити з спектрального регіону області невидимості за рахунок збільшення відстані d між окремими нанонитками в кластері [253]. Зазначений ефект продемонстровано в подальшому розгляді на прикладі тримеру (див., Рисунок 6.18 (в)).

У випадку, коли кластер орієнтовано вздовж вісі x , спектр NSCS^{TE} (суцільна крива червоного кольору на Рисунку 6.9 (б)) демонструє значний «червоний» зсув основного резонансного піку в порівнянні з одиночною нанониткою (суцільна крива зеленого кольору на Рисунку 6.9 (б)). На противагу цьому, у випадку коли кластер орієнтовано вздовж вісі y , спостерігається незначний «синій» зсув спектрального положення основного резонансного піку (суцільна крива синього кольору на Рисунку 6.9 (б)). Зазначимо, що і вторинні резонанси також зазнають відповідних спектральних зсувів.

Подібні спектральні характеристики для поперечних перетинів розсіяння, як для кластеру з двох золотих сферичних часток, так і кластеру з двох діелектричних наноциліндрів покритих графеном, було отримано у роботах [355] та [253], відповідно. Слід зазначити, що результати наведені на Рисунку 6.9 добре узгоджуються з даними роботи [253], які було отримано з використанням програмного пакету COMSOL Multiphysics[®]. Спостерігається лише несуттєвий червоний зсув резонансних довжин хвиль для всіх отриманих спектральних кривих, який зумовлено тим, що матеріальною дисперсією SiO_2 в роботі [253] було знехтувано. Це повністю верифікує отримані результати та обрану методику аналізу.

Поєднання нанониток у кластер, у вигляді тримеру, викликає нові форми взаємодії поверхневих мод між окремими нанонитками в кластері і тим самим різко змінює загальні характеристики розсіяння навіть для випадку симетричного тримеру (група симетрії D_{3h}). Фактично, поверхневі плазмони в тримері гібридизуються, в результаті чого з'являються резонансні відгуки на додаткових довжинах хвиль.

Для кластеру, що складається з субхвильових елементів, для опису гібридних плазмонних станів може бути використане, так зване, дипольне наближення. У такому наближенні, для кожної нанонитки приймається до уваги лише два дипольні доданки в розкладі M_i [356, 357], тобто ненульовими коефіцієнтами розсіяння M_i є лише a_1 (електричний диполь) та b_1 (магнітний диполь).

	D_{3h} $\varphi = \pi/3$	C_{2v} $\pi/3 < \varphi < \pi$			$D_{\infty h}$ $\varphi = \pi$
1	A'_1 	A_1 	A_1 	A_1 	Π_u
2	E' 	B_2 	B_2 	B_2 	Σ_u^+
3	E' 	A_1 	A_1 	A_1 	Σ_g^+
4	E' 	A_1 	A_1 	A_1 	Π_u
5	E' 	B_2 	B_2 	B_2 	Π_g
6	A'_2 	B_2 	B_2 	B_2 	Σ_u^+

Рисунок 6.13 Можливі конфігурації дипольних плазмонних (власних) мод тримеру (стрілочки) для різних значень кута φ при його вершині ($\pi/3 \leq \varphi \leq \pi/2$), що отриманні у відповідності до теорії гібридизації плазмонів [358]. Конфігурації не зв'язаних і зв'язаних мод наведено в рядках 1 – 3 та 4 – 6, відповідно

Для тримерів, всі можливі орієнтації електричних дипольних моментів можуть бути отримані з використанням теорії гібридизації плазмонів, яка зокрема розглядалась у роботі [358]. Для прозорості викладень та в якості додаткової інформації, зазначені дипольні моди кластеру, наведені на Рисунку 6.13.

Серед всіх можливих конфігурацій, симетричний тример, у формі рівностороннього трикутника, має найвищу симетрію D_{3h} [358]. Завдяки чому, спектри NSCS такого кластеру не залежать від його просторової орієнтації, щодо напрямку поширення первинної хвилі, для обох TE_z та TM_z поляризацій, як це наведено на Рисунках 6.9 та 6.14.

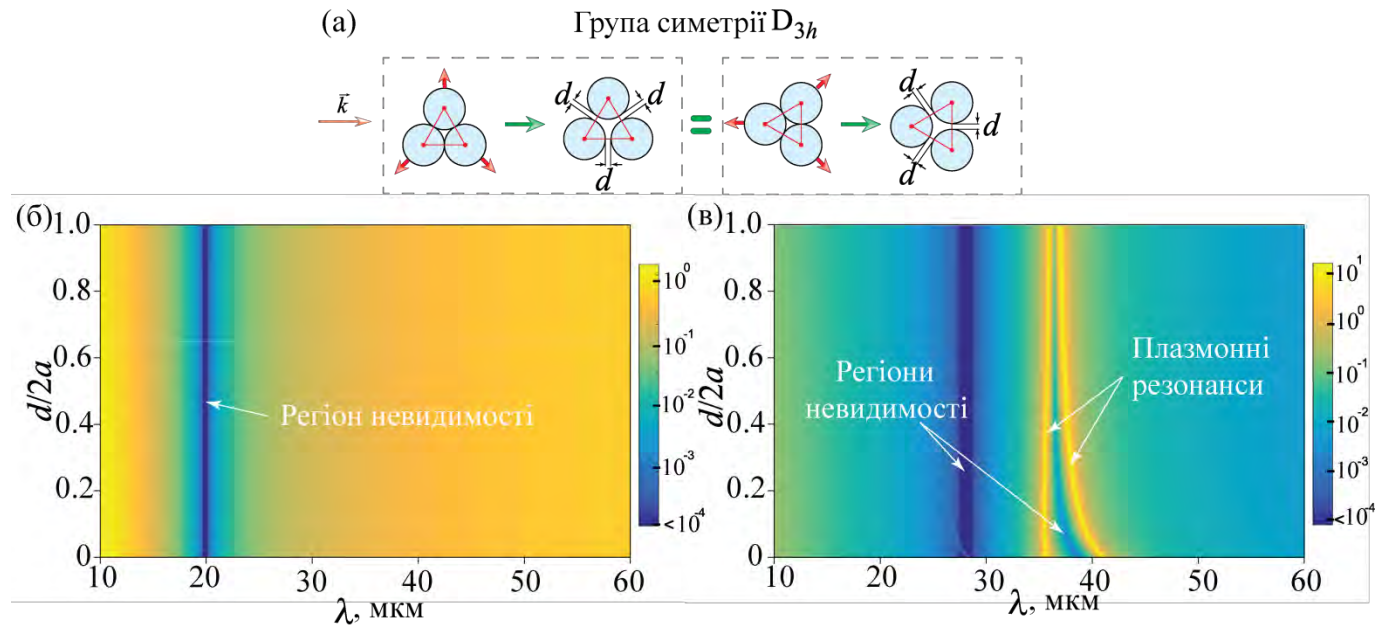


Рисунок 6.14 (а) Схематичне зображення двох просторових положень симетричного тримера (група симетрії, D_{3h}) відносно напрямку поширення падаючої плоскої хвилі. Залежності спектрів нормованого поперечного перетину розсіяння $NSCS^{TM}$ (б) та $NSCS^{TE}$ (в) від відстані d між окремими нанонитками для симетричного D_{3h} тримеру

Як було продемонстровано вище, спектр $NSCS^{TM}$ симетричного тримеру має лише один локальний мінімум та залишається інваріантним зі зміною відстані d , між окремими нанонитками, як наведено на Рисунку 6.14 (а). Це зумовлено тим фактом, що при падінні TM_z поляризованої хвилі не відбувається збудження поверхневих плазмонів на графеновому покритті окремих нанониток. Зважаючи на цю

особливість, при подальшому розгляді характеристик розсіяння плоских хвиль на симетричних і асиметричних тримерах, обмежимося розглядом характеристик розсіяного поля для первинної хвилі з TE_z поляризацією.

Вид спектрів $NSCS^{TE}$ для двох базових орієнтацій симетричного тримеру наведено на Рисунку 6.9 (б). Крім того, на Рисунок 6.14 (в) продемонстровано залежність спектру $NSCS^{TE}$ симетричного тримеру від відстані d між окремими нанонитками. З аналізу отриманих спектральних залежностей випливає, що частотне положення основного мінімуму (області невидимості) в спектрі $NSCS^{TE}$ не залежить від кількості нанониток у кластері, а також від відстані d між окремими нанонитками.

У той же час, спектральне положення плазмонних резонансів та їх загальна чисельність залежать як від кількості нанониток у кластері (див., Рисунок 6.9), так і відстані між ними, як це наведено на Рисунку 6.14 (в). Зокрема, взаємодія між поверхневими плазмонами окремих нанониток у тримері ініціює розщеплення основного плазмонного резонансу на два окремі резонансні піки. Таке розщеплення є наслідком гібридизації дипольних моментів, які в даному випадку мають орієнтацію відповідно до підгрупи E' групи симетрії D_{3h} (див., Рисунок 6.13). Перший резонансний пік, який зсунуто в область коротших довжин хвиль, відповідає не зв'язаній гібридній моді з підгрупи E' , в той час, як інший гібридний стан, з більшою довжиною хвилі, відповідає зв'язаній моді з підгрупи E' . Більш строго, у випадку, коли базу тримера орієнтовано паралельно напрямку поширення падаючої хвилі (тобто вздовж вісі x), короткохвильовий та довгохвильовий плазмонні резонанси відповідають конфігураціям гібридних дипольних мод, наведених у рядках 3 та 4 Рисунку 6.13, відповідно. У той час, як для ортогональної орієнтації тримеру, ці плазмонні резонанси відповідають дипольним модам з рядків 2 та 5 Рисунку 6.13, відповідно. У всіх випадках, отримані гібридні моди (E') характеризуються ненульовим загальним дипольним моментом та є оптично активними (так звані, «яскраві» плазмонні моди), тобто, вони можуть ефективно

збуджуватись та взаємодіяти з полем падаючої хвилі на відповідних резонансних довжинах хвиль. Ці резонансні довжини хвиль приблизно відповідають довжинам хвиль плазмонних резонансів для двох основних орієнтацій димера, як це наведено на Рисунку 6.9 (б).

Слід зазначити, що отримані особливості поведінки гібридних плазмонних мод у симетричному тримері (на базі нанониток покритих графеном) добре узгоджуються з результатами роботи [358] де було розглянуто тример на базі плазмонних (срібних) сферичних наночасток.

Ще одним важливим результатом є те, що в проміжку між цими двома плазмонними резонансами з'являється додаткова область невидимості в спектрі NSCS^{TE} , яка виникає завдяки сильному зв'язку між сусідніми нанонитками через їхні ближні поля. На відміну від основної області невидимості, спектральне положення та спектральна ширина якої залишаються незмінними зі збільшенням відстані d між сусідніми нанонитками, як спектральне положення так і ширина додаткової області невидимості суттєво залежать від відстані між ними. Так, зі збільшенням відстані між окремими складовими тримеру, спектральна ширина мінімуму в розсіяному полі звужується, оскільки короткохвильовий та довгохвильовий резонансні піки зближаються між собою, та при значній відстані між нанонитками, спектр NSCS^{TE} тримеру наближається до спектру NSCS^{TE} окремих (не зв'язаних) нанониток.

6.2.3 Асиметричний тример. Формування додаткових регіонів невидимості в спектрі розсіювання

Більш комплексний спектр нормованого поперечного перетину розсіювання NSCS^{TE} може бути отримано шляхом порушення симетрії в просторовому положенні окремих складових тримеру. Це призводить до збурення в розподілах дипольних моментів у кластері, та надає можливість для трансформації гібридних плазмонних мод тримеру.

По аналогії з роботою [358], пониження точкової групи симетрії тримеру отримується шляхом збільшення кута φ при його вершині, як це зображено на Рисунку 6.15 (а).

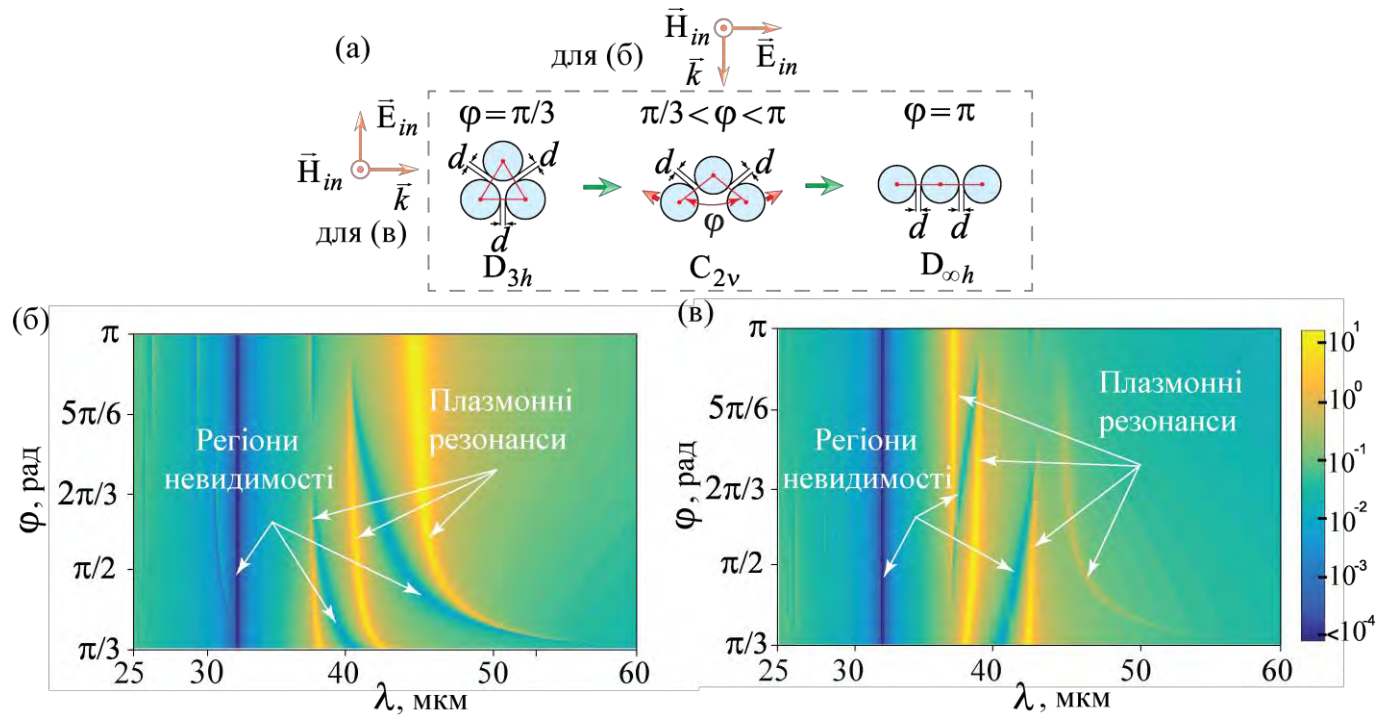


Рисунок 6.15 (а) Схематичне зображення пониження точкової групи симетрії тримера ($D_{3h} \rightarrow C_{2v} \rightarrow D_{\infty h}$), при збільшенні значення кута φ , при його вершині. Залежності спектру $NSCS^{TE}$ від значення кута φ для асиметричного тримера, базу якого орієнтовано вздовж вісі x (б) та вісі y (в), відповідно. В обох випадках $d = 10$ нм

Рисунки 6.15 (б) та 6.15 (в) демонструють вплив пониження точкової групи симетрії тримеру ($D_{3h} \rightarrow C_{2v} \rightarrow D_{\infty h}$) на результуючі спектри $NSCS^{TE}$ для випадку двох ортогональних орієнтацій бази тримеру щодо напрямку поширення первинної TE_z -поляризованої хвилі. З результатів наведених на цих рисунках слідує, що збільшення значення кута φ (тобто, $\varphi > \pi/3$) при вершині тримеру усуває

виродження плазмонних мод у кластері нанониток та призводить до виникнення додаткових плазмонних резонансів і зон невидимості у спектрах NSCS^{TE}.

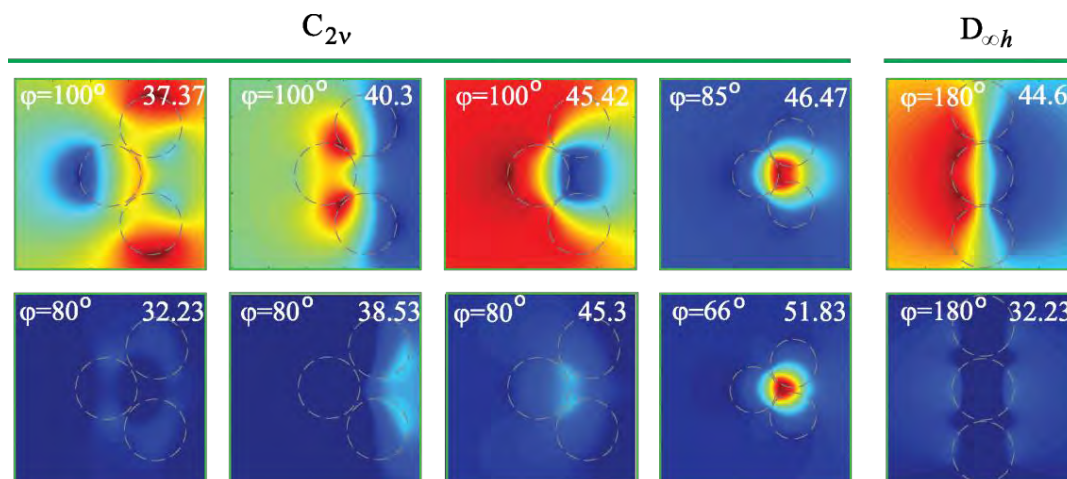


Рисунок 6.16 Розподіли ближнього поля, для асиметричного тримера базу якого орієнтовано вздовж вісі x , отримані при опроміненні кластера плоскою хвилею з TE_z поляризацією. Польові розподіли відповідають обраним точкам на площині $\varphi - \lambda$ з Рисунок 6.15 (б). Значення довжини хвилі λ (в мкм) та кута при вершині тримера φ наведено в правому та лівому верхніх кутах кожного з розподілів поля, відповідно. Пунктирні кола сірого кольору позначають межі розділу між нанонитками та вільним простором

Для кожного фіксованого кута φ , загальна кількість та спектральні положення резонансних піків та областей невидимості в спектрі розсіювання суттєво залежать від просторової орієнтації тримеру по відношенню до напрямку поширення падаючої хвилі (див., Рисунок 6.15 (б) та 6.15 (в)). Більш того, для деяких значень кутів φ ортогональні тримери можуть мати абсолютно різні спектральні характеристики. Зокрема, коли базу трикутника, який утворює тример, орієнтовано перпендикулярно (Рисунок 6.15 (б)) або паралельно (Рисунок 6.15 (в)) по відношенню до хвильового

вектора $\vec{k}$ падаючої хвилі, то, зі збільшенням значення кута φ , всі резонансні смуги та додаткові області невидимості зазнають синього та червоного зсувів, відповідно.

Таким чином, на відміну від центральної довжини хвилі основної області невидимості $\lambda \approx 32.23$ мкм, яка не залежить як від асиметрії, так і просторової орієнтації тримера, центральними довжинами хвиль додаткових областей невидимості C_{2v} тримеру, можна керувати в широкому діапазоні довжин хвиль шляхом зміни значення кута φ при його вершині, як це продемонстровано на Рисунках 6.15 (б) та 6.15 (в). Для додаткової інформації, див., Рисунки 6.16 та 6.17.

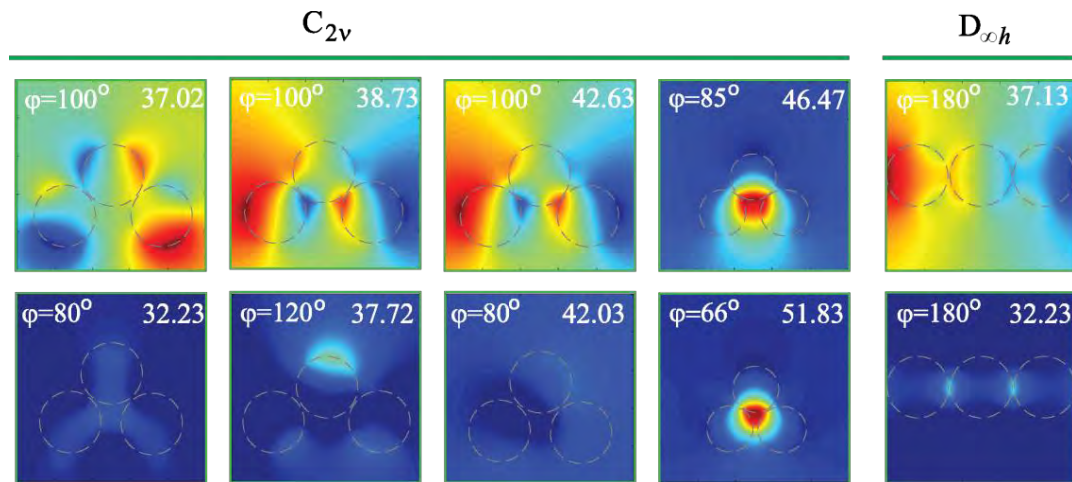


Рисунок 6.17 Розподіли ближнього поля, для асиметричного тримера базу якого орієнтовано вздовж вісі y , отримані при опроміненні кластера плоскою хвилею з TE_z поляризацією. Польові розподіли відповідають обраним точкам на площині $\varphi - \lambda$ з Рисунку 6.15 (в). Значення довжини хвилі λ (в мкм) та кута при вершині тримера φ наведено в правому та лівому верхніх кутах кожного з розподілів поля, відповідно. Пунктирні кола сірого кольору позначають межі розділу між нанонитками та вільним простором

З математичної точки зору, поступове збільшення значення φ від $\pi/3$ до π , призводить до трансформації дипольних мод з підгрупи E' групи симетрії D_{3h} до

дипольних мод з підгруп A_1 та B_2 групи C_{2v} . Причому, стани A_1 та B_2 відрізняються для зв'язаних та не зв'язаних мод, як це впливає з Рисуноків 6.13, 6.16 та 6.17.

Як тільки до конструкції тримера вводиться асиметрія, так звані «темні» моди, набувають здатності ефективно взаємодіяти з електромагнітним полем опромінюючої хвилі, тобто вони можуть збуджуватись в асиметричному тримері. Так наприклад, «темна» кільцеподібна дипольна мода підгрупи A'_2 групи D_{3h} трансформується до «яскравої» моди з ненульовим загальним дипольним моментом, що належить до підгрупи B_2 групи C_{2v} , як це наведено в рядку 6 на Рисунку 6.13.

У граничному випадку $\varphi = \pi$ тример описується в термінах точкової групи симетрії $D_{\infty h}$, та являє собою ланцюжок з трьох нанониток розташованих на відстані d одна від одної. Для такої конфігурації, в спектрі NSCS^{TE} існує лише один резонансний пік та єдина область невидимості, для обох ортогональних орієнтацій тримеру, див. Рисунок 6.15 і відповідні розподіли ближнього поля на Рисунках 6.16–6.17. Коли ланцюжок нанониток орієнтовано перпендикулярно напрямку поширення падаючої хвилі, зв'язана дипольна мода B_2 трансформується до «яскравої» зв'язаної дипольної моди Σ_u^+ , (розподіл ближнього поля якої, для довжини хвилі $\lambda = 44.6$ мкм, наведено на Рисунку 6.16) з ненульовим загальним дипольним моментом, що відповідає рядку 6 на Рисунку 6.13. Два інші стани являють собою «темні» моди для $D_{\infty h}$ тримера, як зображено на Рисунку 6.15 (б). У той же час, для $D_{\infty h}$ тримера, орієнтованого паралельно напрямку поширення падаючої хвилі, з'являються не зв'язана дипольна мода підгрупи Π_u (див., рядок 1 на Рисунку 6.13 та розподіл ближнього поля при $\lambda = 37.13$ мкм з Рисунку 6.17) у результаті трансформації від дипольної моди з підгрупи A_1 групи C_{2v} . (Рисунок 6.15 (в)).

Фактично, спектр NSCS для $D_{\infty h}$ тримеру подібний до спектру розсіяння D_{2h} димеру з такою ж просторовою орієнтацією, та відрізняється лише деяким «червоним» зсувом резонансних довжин хвиль. Цей ефект було вперше виявлено для кластерів у вигляді ланцюжків золотих сфер [357].

Наведені результати показують, що нормовані перетини розсіяння кластерів нанониток можуть бути суттєво модифіковані шляхом порушення симетрії, внесеної в дизайн кластера. Цей ефект обумовлений збудженням «темних» плазмонних мод і спостерігається лише для падаючої хвилі з TE_z поляризацією.

Висновки по Розділу 6

1. З використанням теорії комплексних хвиль, вивчено дисперсійні особливості електромагнітних хвиль у нанонитці з однорідним графеновим покриттям. та проведено детальну класифікацію всього спектру хвилеводних мод.
2. Досліджено особливості поширення ТМ поверхневих плазмонів у нанонитці з однорідним графеновим покриттям. У результаті чого було виявлено два субрегіони існування поверхневих плазмонів, де вони з'являються як спрямовані та реактивні хвилі. Крім того, коректно визначено умови відсічки для поверхневих плазмонів ТМ поляризації вищого порядку.
3. У рамках теорії Лоренца-Мі, та з використанням формалізму розсіяння електромагнітних хвиль на системах паралельних циліндрів, досліджено характеристики розсіяння як одиночних нанониток з однорідним графеновим покриттям, так і кластерів нанониток з однорідним графеновим покриттям у терагерцовому діапазоні частот.
4. У випадку падіння на структуру плоскої хвилі з TM_z поляризацією, виявлено, що спектри розсіяння всіх структур поведуться аналогічно та мають єдину область невидимості. В отриманих спектрах розсіяння не виявлено резонансних піків, тобто локалізовані поверхневі плаزمони не збуджуються в такому випадку.
5. Продемонстровано, що при падінні на структуру плоскої хвилі TE_z поляризації, спектри розсіяння одиночної нанонитки (C_1) та обох кластерів нанониток D_{2h} (димер) та D_{3h} (симетричний тример) помітно відрізняються

один від одного. Зокрема, у кластерах, зв'язок між плазмонними модами окремих нанониток призводить до появи декількох плазмонних резонансів та областей невидимості в спектрах розсіювання. Наприклад, у спектрі розсіювання тримеру D_{3h} є дві області невидимості та два основні резонансні піки. Показано, що такий спектр розсіювання не залежить від просторової орієнтації тримера через високу симетрію групи D_{3h} .

6. Досліджено вплив пониження точкової групи симетрії тримеру ($D_{3h} \rightarrow C_{2v} \rightarrow D_{\infty h}$) на його спектр розсіювання. Зокрема, виявлено, що спектри розсіювання асиметричних тримерів мають додаткові області невидимості, які виникають через збудження «темних мод». Отримані результати показують, що нормовані перетини розсіювання кластерів нанониток можуть бути суттєво модифіковані шляхом порушення симетрії, внесеної в дизайн кластера. Цей ефект обумовлений збудженням «темних» плазмонних мод і спостерігається лише для падаючої хвилі з TE_z поляризацією.
7. Отримані результати можуть бути використані при розробці пристроїв фотоніки та плазмоніки на базі напівпровідникових нанониток покритих моношаром графену, параметри яких можуть бути динамічно переналаштовані завдяки можливості керування величиною провідності графену. Зокрема, вони можуть використовуватись в якості гібридних хвилеводів, насичених поглиначів у волоконних лазерах, надшвидких оптичних модуляторів, оптичних відгалужувачів та таке інше. Крім того, отримані результати також мають прикладне значення для задач оптичного маскування об'єктів з використанням кластерів нанониток покритих моношаром графену.

Основні результати розділу опубліковано в статтях [4, 7 – 9], та апробовано на міжнародній конференції [41].

ВИСНОВКИ

Дана дисертаційна робота була представлена в рамках актуального напрямку сучасної радіофізики, який стосується синтезу штучних композитних матеріалів і теоретичного й експериментального дослідження їх електродинамічних властивостей. Композитні матеріали містять оптично-активні включення та можуть функціонувати на однакових фізичних принципах у різних діапазонах частот від НВЧ до оптичного. Метою роботи була розробка й аналіз в рамках єдиної уніфікованої теорії низки фізико-математичних моделей взаємодії електромагнітного поля зі штучними композитними середовищами, з урахуванням впливу анізотропії середовища та його просторової неоднорідності на закономірності поширення та розсіяння електромагнітних хвиль, з метою досягнення найбільш ефективного способу керування їх дисперсійними характеристиками. Автором були розвинуті й узагальнені існуючі методи аналізу штучних середовищ зі складною просторовою композицією, що в поєднанні з підходами сучасної радіофізики та математичної фізики, дозволило виявити низку нових фізичних ефектів і закономірностей поширення та розсіяння електромагнітних хвиль на таких композитних структурах. Вклад дисертанта в розвиток даного напрямку, можна сформулювати наступним чином:

1. Розроблено фізико-математичні моделі періодичних та аперіодичних планарних брегівських структур, і створено ефективні числові алгоритми для дослідження дисперсійних і спектральних характеристик електромагнітних хвиль у таких композитних середовищах та:

- *Вперше*, для генерації аперіодичних шаруватих середовищ і планарних брегівських хвилеводів на їх базі, запропоновано використовувати самогенеруючі класичну й узагальнену послідовності Колакоскі, що дозволило отримати більш ефективні всеспрямовані відбивачі

випромінювання на їх базі, в порівнянні з іншими аперіодичними середовищами.

- Проведено порівняльний аналіз який вказує не те, що використання аперіодичної оболонки, в дизайні планарних брегівських хвилеводів, дозволяє проводити більш гнучку селекцію спрямованих мод і відкриває більш широкі можливості для керування поляризаційно-залежними ефектами, в порівнянні з періодичними дизайнами. *Вперше* виявлено, що в брегівських хвилеводах з аперіодичним порядком чверть-хвильових шарів у оболонці, частоти відсічки спрямованих мод зсунуто в область більш високих частот. Крім того, аперіодична конфігурація оболонки має суттєвий вплив на хроматичну дисперсію, та призводить до червоного зсуву довжини хвилі нульової дисперсії.
2. Створено загальну теорію та отримано оригінальний розв'язок задачі, щодо визначення дисперсійних характеристик об'ємних і поверхневих поляритонів, які поширюються в композитному середовищі сформованому у вигляді надрешітки ферит-напівпровідник, що знаходиться під впливом зовнішнього статичного магнітного поля. Розв'язок задачі отримано в загальному вигляді для довільного напрямку прикладеного зовнішнього статичного магнітного поля по відношенню як до межі розділу середовищ, так і до напрямку поширення електромагнітної хвилі.
- *Вперше* виявлено, що в двох окремих конфігураціях намагніченості, а саме в полярній геометрії та геометрії Фойгта, *регіони існування поверхневих та об'ємних поляритонів можуть частково, або повністю, перекриватись*. Показано, що таке співіснування об'ємних і поверхневих поляритонів у межах одного і того ж самого діапазону частот і хвильових векторів при фіксованому значенні прикладеного зовнішнього статичного магнітного поля може бути отримано шляхом відповідного вибору матеріальних і геометричних параметрів надрешітки. Виявлено ефекти кросингу й

антикросингу, які спостерігаються для дисперсійних кривих як поверхневих, так і об'ємних поляритонів, що поширюються в такому ММ. Отримані ефекти ідентифіковано та досліджено з використанням аналітичної теорії критичних точок Морса та в межах областей взаємодії мод було визначено силу їх зв'язку між собою.

- Гіперболічні ММ на базі дрібно-шаруватих середовищ, що досліджені в дисертації, демонструють низку аномальних дисперсійних характеристик, зокрема нетипові топологічні переходи ізочастотних поверхонь незвичайних об'ємних хвиль, що поширюють в них. У роботі *вперше* отримано *бігіперболічну та тетра-гіперболічно-подібну форми ізочастотних поверхонь*. Вказано на можливість ефективного керування ізочастотними поверхнями об'ємних хвиль, як шляхом зміни уявних частин принципів компонент тензорів ефективних діелектричної та магнітної проникностей (*топологічні переходи індуквані втратами*), так і зміни частоти, або величини прикладеного до структури зовнішнього статичного магнітного поля (*магнітно-індуковані топологічні переходи*). Зокрема, *вперше* продемонстровано, що індуквані втратами топологічні переходи, від гіперболоїда типу I до бігіперболоїду відбуваються в межах частотного діапазону, де реальна частина щонайменше однієї діагональної компоненти тензорів магнітної чи діелектричної проникностей наближається до нуля, в той час як її уявна частина є значною.
3. Створено та досліджено фізико-математичні моделі які описують розсіяння електромагнітних хвиль на ММ, що є бігіротропним середовищем скінченної товщини. Розглянуто два загальні випадки, коли композитну структуру розташовано у вільному просторі та в круглому металевому хвилеводі. Розроблено ефективні числові алгоритми для дослідження дисперсійних характеристик електромагнітних хвиль у таких електродинамічних структурах.

- Вивчено особливості розсіяння плоских монохроматичних хвиль і просторово-обмежених хвильових пучків на бігіротропному середовищі в околиці частоти «гіротропної недійсності». *Вперше* продемонстровано, що тривимірний хвильовий гаусів пучок може проходити крізь таке середовище зберігаючи свої параметри (такі як, ширина (діаметр) і форма пучка), що залишаються незмінними навіть при похилому падінні пучка, за винятком частини енергії поглиненої в матеріалі середовища.
 - Детально вивчено вплив комбінованої хвилеводної та матеріальної дисперсії на характеристики гібридних режимів круглого металевого хвилеводу, який повністю заповнений поздовжньо намагніченим гіроелектромагнітним середовищем. Виявлено, що дисперсійні залежності власних хвиль у такій хвилеводній системі різко відрізняються від дисперсійних характеристик мод у звичайних діелектричних, феритових і плазмових хвилеводах. Продemonстровано, що одночасна наявність гіромагнітних і гіроелектричних ефектів у хвилеводній системі, забезпечує можливість ефективного керування дисперсійними характеристиками гібридних мод хвилеводу. Зокрема, виявлено умови для одномодового режиму роботи хвилеводу, з підтримкою ізольованих мод EH_{01} та HE_{11}^- у різних частотних діапазонах.
4. Узагальнено існуючу теорію та створено фізико-математичні моделі для вивчення дисперсійних характеристик комплексних електромагнітних хвиль у напівпровідникових нанонитках з однорідним графеновим покриттям (моношар графену). Виявлено особливості розсіяння електромагнітних хвиль на таких електродинамічних структурах та їх кластерах. Розроблено низку ефективних математичних алгоритмів.
- З використанням положень теорії комплексних хвиль, вивчено дисперсійні особливості всього спектру хвилеводних мод, що можуть існувати в нанонитці з однорідним графеновим покриттям і проведено їх детальну

- класифікацію. Виявлено два регіони існування поверхневих плазмонів ТМ-поляризації, де вони виникають у вигляді спрямованих та реактивних хвиль. *Вперше* коректно визначено умови відсічки для поверхневих плазмонів ТМ поляризації вищого порядку, що поширюються в нанонитці з графеновим покриттям.
- З використанням положень теорії Мі та формалізму розсіяння хвиль на системах паралельних циліндрів досліджено електромагнітний відгук, як одиночних нанониток з однорідним графеновим покриттям, так і кластерів таких нанониток, при падінні на них лінійно поляризованих плоских хвиль у терагерцовому діапазоні частот. *Вперше* виявлено, що пониження точкової симетрії кластеру призводить до появи додаткових областей невидимості в спектрі розсіяння, такий ефект обумовлено гібридизацією плазмонних станів у кластері нанониток при порушенні його симетрії. Виявлені плазмонні стани класифіковано з використанням теорії гібридизації плазмонів.

Отримані в дисертаційній роботі результати являються важливими, як для прикладних досліджень направлених на створення високоефективних пристроїв фотоніки, мікроелектроніки, оптоелектроніки та плазмоніки, так і для поглиблення фундаментальних знань про особливості взаємодії електромагнітного випромінювання зі штучними композитними середовищами.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. **Фесенко ВІ.** Метаматеріали для ТГц та оптичного діапазонів. Огляд сучасного стану та вибір об'єктів дослідження. Радіотехніка. 2010;162:48–56.
2. **Фесенко ВІ,** Шульга СН. Пассивный преобразователь поляризации ближнего ИК-диапазона на основе мезопористого кремния. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2010;927:43–47.
3. Tuz VR, **Fesenko VI.** Magnetically induced topological transitions of hyperbolic dispersion in biaxial gyrotropic media. J. Appl. Phys. 2020;128:013107.
4. Shcherbinin VI, Moskvitina YK, **Fesenko VI,** Tuz VR. Dual-polarized all-angle cloaking of a dielectric nanowire by helical graphene ribbons. Phys. Rev. B. 2019;100(3):035428.
5. **Fesenko VI,** Tuz VR. Lossless and loss-induced topological transitions of isofrequency surfaces in a biaxial gyroelectromagnetic medium. Phys. Rev. B. 2019;99(9):094404.
6. Fedorin IV, **Fesenko VI,** Tuz VR, Khrypunov G, Khrypunova A. Topological transition points in a magnetic-semiconductor periodic structure in an external magnetic field. Acta. Phys. Pol. A. 2019;135(4):626–631.
7. Yu P, **Fesenko VI,** Tuz VR. Dispersion features of complex waves in a graphene-coated semiconductor nanowire. Nanophotonics. 2018; 7(5):925–934.
8. Shcherbinin VI, **Fesenko VI,** Tuz VR. Low-loss forward and backward surface plasmons in a semiconductor nanowire coated by helical graphene strips. J. Opt. Soc. Am. B. 2018;35(8):2066–2074.
9. **Fesenko VI,** Shcherbinin VI, Tuz VR. Multiple invisibility regions induced by symmetry breaking in a trimer of subwavelength graphene-coated nanowires. J. Opt. Soc. Am. A. 2018;35(10):1760–1768.

10. Tuz VR, Fedorin IV, **Fesenko VI**. Bi-hyperbolic isofrequency surface in a magnetic-semiconductor superlattice. *Opt. Lett.* 2017;42(21):4561–4564.
11. Tuz VR, **Fesenko VI**, Fedorin IV, Sun HB, Han W. Coexistence of bulk and surface polaritons in a magnetic-semiconductor superlattice influenced by a transverse magnetic field. *J. Appl. Phys.* 2017;121(10):103102.
12. **Fesenko VI**, Tuz VR, Fedorin IV, Sun HB, Shulga VM, Han W. Control of single-mode operation in a circular waveguide filled by a longitudinally magnetized gyroelectromagnetic medium. *J. Electromagn. Waves Appl.* 2017;31(13):1265–1276.
13. Tuz VR, Fedorin IV, **Fesenko VI**, Sun HB, Shulga VM, Han W. Dispersion peculiarities of hybrid modes in a circular waveguide filled by a composite gyroelectromagnetic medium. *J. Electromagn. Waves Appl.* 2017;31(3):350–362.
14. Tuz VR, **Fesenko VI**, Fedorin IV, Sun HB, Shulga VM. Crossing and anti-crossing effects of polaritons in a magnetic-semiconductor superlattice influenced by an external magnetic field. *Superlattices Microstruct.* 2017;103:285–294.
15. **Fesenko VI**, Tuz VR, Shulika OV, Sukhoivanov IA. Dispersion properties of Kolakoski-cladding hollow-core nanophotonic Bragg waveguide. *Nanophotonics.* 2016;5(4):556–564.
16. **Fesenko VI**, Fedorin IV, Tuz VR. Dispersion regions overlapping for bulk and surface polaritons in a magnetic-semiconductor superlattice. *Opt. Lett.* 2016;41(9):2093–2096.
17. **Fesenko VI**, Tuz VR. Dispersion blue-shift in an aperiodic Bragg reflection waveguide. *Opt. Comm.* 2016;365:225–230.
18. **Fesenko VI**. Omnidirectional reflection from generalized Kolakoski multilayers. *Prog. Electromagn. Res. M.* 2015;41:33–41.
19. **Fesenko VI**. Aperiodic birefringent photonic structures based on Kolakoski sequence. *Waves Random. Complex. Media.* 2014;24(2):174–190.

20. Iakushev SO, Shulika OV, Sukhoivanov IA, **Fesenko VI**, Andrés MV, Sayinc H. Formation of ultrashort triangular pulses in optical fibers. *Opt. Express*. 2014;22(23):29119–29134.
21. **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA, Shulga SN. Photonic crystals and microresonators based on the anisotropic mesoporous silicon. *Telecomm. Radio. Eng.* 2011;70(4):367–376.
22. Tuz VR, Fedorin IV, **Fesenko VI**. Modal phenomena of surface and bulk polaritons in magnetic-semiconductor superlattices. In Ebrahimi F, editor. *Surface Waves; New Trends and Developments*. Rijeka: IntechOpen; 2018. p. 99–125.
23. Tuz VR, **Fesenko VI**. Gaussian beam tunneling through a gyrotropic-nihility finely-stratified structure. In: Shulika O, Sukhoivanov I, editors. *Contemporary optoelectronics; Materials, Metamaterials and Applications*. Springer Series in Optical Sciences, vol 199. Dordrecht: Springer; 2016. p. 99–113. (Scopus).
24. **Fesenko VI**, Tuz VR, Sukhoivanov IA Terahertz aperiodic multilayered structure arranged according to the Kolakoski sequence. In: Pereira MF, Shulika O, editors. *Terahertz and Mid Infrared Radiation: Detection of Explosives and CBRN (Using Terahertz)*. NATO Science for Peace and Security Series B: Physics and Biophysics. Dordrecht: Springer; 2014. p. 25–32.
25. **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA, Shul'ga SN, Andrade Lucio JA. Propagation of electromagnetic waves in anisotropic photonic structures. In: Passaro V, editor. *Advances in Photonic Crystals*. Rijeka: IntechOpen; 2013. p. 79–105.
26. Якушев С, Шуліка О, **Фесенко В**, Сухоїванов І, винахідники; Харківський національний університет радіоелектроніки, правонаступник. Оптичне мікроструктуроване волокно з нормальною дисперсією в ближньому інфрачервоному та видимому діапазонах. Патент України UA 109953 C2. 2015 26 жовтня.
27. Fedorin IV, **Fesenko VI**, Tuz VR. Extreme states and anomalous dispersion of surface waves in composite gyroelectromagnetic materials. In: *Proceedings of 2017*

- 47th European Microwave Conference (EuMC); 2017; Nuremberg. Nuremberg, Germany: IEEE; 2017. p. 735–738.
28. Fedorin IV, Tuz VR, **Fesenko VI**. Adaptive control of hybrid modes in a longitudinally magnetized gyroelectromagnetic circular waveguide. In: Proceedings of 2017 XI International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT); 2017; Kyiv. Kyiv, Ukraine: IEEE; 2017. p. 318–320.
 29. Tuz VR, **Fesenko VI**, Fedorin IV. Extraordinary dispersion features of polaritons in a magnetic superlattice. In: Proceedings of 2016 IEEE 7th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL); 2016; Odesa. Odesa, Ukraine: IEEE; 2016. p. 134–136.
 30. **Fesenko VI**, Tuz VR. Gyrotropic-nihility state in magnetic superlattices. In: Proceedings of 2016 IEEE International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET); 2016; Lviv. Lviv, Ukraine: IEEE; 2016. p. 330–333.
 31. Fedorin IV, **Fesenko VI**, Tuz VR (2016). Anomalous dispersion of polaritons in a magnetic-semiconductor superlattice. In: Proceedings of 2016 IEEE International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET); 2016; Lviv. Lviv, Ukraine: IEEE; 2016. p. 149–152.
 32. Fedorin IV, **Fesenko VI**, Tuz VR. Dispersion relations for bulk and surface polaritons in a magnetic-semiconductor superlattice. In: Proceedings of 2016 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW); 2016; Kharkiv. Kharkiv, Ukraine: IEEE; 2016. p. 1–4.
 33. **Fesenko VI**, Tuz VR, Garcia PP, Sukhoivanov IA, Shulika OV. One-dimensional aperiodic OmniGuide structure. In: Proceedings of 2014 VII International Workshop: Séptima Reunión Universitaria de Fotónica y Óptica; 2014; Guanajuato. Guanajuato, Mexico: Guanajuato University; 2014. p. 1.

34. Iakushev SO, **Fesenko VI**, Shulika OV, Sukhoivanov IA. Triangular pulses in normally dispersive optical fibers. In: Proceedings of 2014 20th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications (MIKON); 2014; Gdansk. Gdansk, Poland: IEEE; 2014. p. 1–3.
35. **Fesenko VI**, Tuz VR, Garcia PP, Sukhoivanov IA. Dispersion properties of a one-dimensional aperiodic OmniGuide structure. In: Yin S, Guo R, editors. Photonic Fiber and Crystal Devices: Advances in Materials and Innovations in Device Applications VIII. Volume 9200; 2014; San Diego. San Diego, USA: International Society for Optics and Photonics; 2014. p. 920017. (Scopus)
36. Tuz VR, **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA. Optical characterization of the aperiodic multilayered anisotropic structure based on Kolakoski sequence. In: Cheben P; Čtyroký J; Molina-Fernandez I, editors. Integrated optics: physics and simulations. Volume. 8781; 2013; Prague. Prague, Czech Republic: International Society for Optics and Photonics; 2013. p. 87811C. (Scopus)
37. Tuz VR, **Fesenko VI**. Gaussian beam tunneling through a gyrotropic-nihility finely stratified structure. In: Proceedings of 2013 International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL); 2013; Sudak. Sudak, Ukraine: IEEE; 2013. p. 260–262.
38. **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA. Polarization conversion in inhomogeneous anisotropic multilayer structures. In: Fiber Laser Applications. Proceedings Lasers, Sources, and Related Photonic Devices; 2012; San Diego. San Diego, USA: Optical Society of America. 2012. p. JTh2A-7.
39. **Fesenko VI**, Sukhoivanov, I.A. Porous silicon based terahertz aperiodic multilayered structure that are arranged according to the Kolakoski sequence. In: Proceedings of 2012 NATO Advanced Research Workshop on Detection of Explosives and CBRN (Using Terahertz); 2012; Izmir. Izmir, Turkey: IEEE; 2012. p. 46–47.
40. **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA. Photonic quasi-periodic multilayered structure for the near-infrared region. In: Proceedings of 2012 International Conference on

- Mathematical Methods in Electromagnetic Theory; 2012; Kharkiv. Kharkiv, Ukraine: IEEE; 2012. p. 537–540.
41. **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA, Shulga SN, Tsimkalenko PA. Analysis of anisotropic optical waveguides using a three-dimensional finite difference method. In: Proceedings of 2011 International Workshop on Nonlinear Photonics; 2011; Kharkiv; Kharkiv, Ukraine: IEEE; 2011. p. 1–2.
 42. Tsimkalenko PA, **Fesenko VI**. Experimental investigation of spectral characteristics of the microcavity based on porous silicon. In: Proceedings of 2011 XI Kharkiv Young Scientist Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics; 2011; Kharkiv. Kharkiv, Ukraine: IEEE; 2011. p. 2.
 43. **Fesenko VI**. Passive polarization converter based on the Bragg reflector with multiple defects. In: Proceedings of 2010 10th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling; 2010; Sevastopol. Sevastopol, Ukraine: IEEE; 2010. p. 164.
 44. **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA, Shulga SN, Shi H. One-dimensional anisotropic photonic crystals based on anisotropic porous silicon. In: Proceedings of 2008 12th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory; 2008; Odesa. Odesa, Ukraine: IEEE; 2008. p. 457–459.
 45. **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA, Shulga SN. Anisotropic photonic crystals and microcavities based on dispersive anisotropic porous silicon. In: Proceedings of 2008 9th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling; 2008; Alushta. Alushta, Ukraine: IEEE; 2008. p. 4–7.
 46. **Fesenko VI**, Guryev IV. Numerical modeling of active integrated optical elements on the photonic crystals basis. In: Proceedings of 2007 VII Kharkiv Young Scientist Conference on “Radiophysics and Electronics”, 2007; Kharkiv. Kharkiv, Ukraine: IEEE; 2007. p. 22.
 47. Tkachenko GV, **Fesenko VI**, Guryev IV. Wavelength division multiplexer based on FBG with defect. In: Proceedings of 2005 International Workshop on Laser and

- Fiber-Optical Networks Modeling. 2005; Yalta. Yalta, Ukraine: IEEE; 2005. p. 176–179.
48. Quevedo-Teruel O, Chen H, Díaz-Rubio A, Gok G, Grbic A, Minatti G, Zheludev NI. Roadmap on metasurfaces. *J. Opt.* 2019;21(7):073002.
 49. Kuznetsov AI, Miroshnichenko AE, Brongersma ML, Kivshar YS, Luk'yanchuk B. Optically resonant dielectric nanostructures. *Science*. 2016;354(6314).
 50. Johnson SG, Joannopoulos JD. Photonic crystals: the road from theory to practice. Springer Science & Business Media; 2001. 145 p.
 51. Dell'Isola F, Steigmann DJ. Discrete and Continuum Models for Complex Metamaterials. [Internet]. Cambridge University Press; 2020. 398 p. Available from: <https://doi.org/10.1017/9781316104262>
 52. Panyayev IS, Yafarova LR, Sannikov DG, Dadoenkova NN, Dadoenkova YS, Lyubchanskii IL. One-dimensional multiperiodic photonic structures: A new route in photonics (four-component media). *J. Appl. Phys.* 2019;126(10):103102.
 53. Joannopoulos J, Meade R, Winn J. Photonic crystals: molding the flow of light. Princeton: Princeton University; 1995. 137 p.
 54. Sakoda K. Optical properties of photonic crystals. Berlin: Springer, 2001. 223 p.
 55. Lyubchanskii IL, Dadoenkova NN, Lyubchanskii MI, Shapovalov EA, Rasing T. Magnetic photonic crystals. *J. Phys. D Appl. Phys.* 2003;36(18):R277.
 56. Brener I, Liu S, Staude I, Valentine J, Holloway C, editors. Dielectric Metamaterials: Fundamentals, Designs and Applications. [Internet]. Woodhead Publishing; 2019. 310 p. Available from: <https://www.elsevier.com/books/dielectric-metamaterials/brener/978-0-08-102403-4>
 57. Левин МЛ. Распространение плоской электромагнитной волны в периодической слоистой среде. *ЖТФ*. 1948;18(11):1399-1404.
 58. Файнберг ЯБ, Хижняк НА. Искусственно анизотропные среды. *ЖЭТФ*. 1955;25(4):711–719.

59. Рытов СМ. Электромагнитные свойства мелкослоистой среды. ЖЭТФ. 1955;29(5):606–615.
60. Yeh P, Yariv A, Hong CS. Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I. General theory. J. Opt. Soc. Am. 1977;67(4):423–438.
61. Yariv A, Yeh P. Electromagnetic propagation in periodic stratified media. II. Birefringence, phase matching, and x-ray lasers. J. Opt. Soc. Am. 1977;67(4):438–447.
62. Bulgakov AA. Surface acoustic oscillations in a periodically layered medium. Solid State Commun. 1985;55(10):869–872.
63. Yablonovitch, E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. Phys. Rev. Lett. 1987;58(20):2059.
64. John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. Phys. Rev. Lett. 1987;58(23):2486.
65. Быков ВП. Возбуждение молекулы в среде с отрицательной диэлектрической проницаемостью. ЖЭТФ. 1972;63(4):1227–1234.
66. Pendry JB, Holden AJ, Robbins DJ, Stewart WJ. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. IEEE T. Microw. Theory, 1999;47(11):2075–2084.
67. Веселаго ВГ. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ . УФН. 1967;92(7):517–26.
68. Mandelstam LI. Group velocity in a crystal lattice. Soviet physics. JETP. 1945;15(9):475–78.
69. Pendry JB. Negative refraction makes a perfect lens. Phys. Rev. Lett. 2000;85(18):3966.
70. Smith DR, Padilla WJ, Vier DC, Nemat-Nasser SC, Schultz S. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. Phys. Rev. Lett., 2000;84(18):4184.
71. Shelby RA, Smith DR, Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction. Science, 2001;292(5514):77–79.

- 72.Веселаго ВГ. Электродинамические свойства смеси из электрических и магнитных зарядов. ЖЭТФ. 1967;52:1025.
- 73.Rumpf RC. Engineering the dispersion and anisotropy of periodic electromagnetic structures. Solid State Physics. 2015;66: 213–300.
- 74.Sihvola A. Mixing rules with complex dielectric coefficients. Sens. Imaging. 2000;1(4):393–415.
- 75.Gersen H, Karle TJ, Engelen RJ, Bogaerts W, Korterik JP, Van Hulst NF, et al. Real-space observation of ultraslow light in photonic crystal waveguides. Phys. Rev. Lett. 2005;94(7):073903.
- 76.Scalora M, Bloemer MJ, Manka AS, Dowling JP, Bowden CM, Viswanathan R, et al. Pulsed second-harmonic generation in nonlinear, one-dimensional, periodic structures. Phys. Rev. A. 1997;56(4):3166.
- 77.Lysak VV, Safonov IM, Song YM, Sukhoivanov IA, Lee YT. High speed intracavity-contacted vertical cavity surface emitting lasers with separated quantum wells. Opt. Quantum. Electron. 2008;40(14-15):1219–1225.
- 78.Odarenko EN, Shmat'ko AA. Photonic crystal and Bragg waveguides for THz electron devices. In: Proceedings of 2016 IEEE 13th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling (LFNM); 2016; Odesa. Odesa Ukraine: IEEE; 2016. p. 53–55.
- 79.Li Y, Xi Y, Li X, Huang WP. A single-mode laser based on asymmetric Bragg reflection waveguides. Opt. Express, 2009;17(13):11179–11186.
- 80.Yakushev SO, Shulika OV, Petrov SI, Sukhoivanov IA. Chirp compression with single chirped mirrors and its assembly. Microelectronics J., 2008;39(3-4): 690–695.
- 81.Fink Y, Winn JN, Fan S, Chen C, Michel J, Joannopoulos JD, et al. A dielectric omnidirectional reflector. Science. 1998;282(5394):1679–1682.
- 82.Koroteev NI, Magnitskii SA, Tarasishin AV, Zheltikov AM. Compression of ultrashort light pulses in photonic crystals: when envelopes cease to be slow. Opt. Comm., 1999;159(1-3):191–202.

83. Simova E, Golub I. Polarization splitter/combiner in high index contrast Bragg reflector waveguides. *Opt. Express*. 2003;11(25):3425–3430.
84. Liu B, Liu YF, Li SJ, He XD. High efficiency all-optical diode based on photonic crystal waveguide. *Opt. Comm*. 2016;368:7–11.
85. Sakurai Y, Matsutani A, Koyama F. Tunable stop-band hollow waveguide Bragg reflectors with tapered air core for adaptive dispersion-compensation. *Appl. Phys. Lett*. 2006;88(12):121103.
86. Mizrahi A, Schächter L. Optical bragg accelerators. *Phys. Rev. E*. 2004;70(1):016505.
87. Yeh P, Yariv A. Bragg reflection waveguides. *Opt. Comm*. 1976;19(3):427–430.
88. Snyder AW, Love J. Optical waveguide theory. New York: Springer Science & Business Media; 2012
89. Унгер ХГ. Планарные и волоконные оптические волноводы. Москва: Мир; 1980. 656 с.
90. Fox AJ. (1974). The grating guide – a component for integrated optics. *Proceedings of the IEEE*. 1974;62(5):644–645.
91. West BR, Helmy AS. Properties of the quarter-wave Bragg reflection waveguide: theory. *J. Opt. Soc. Am. B*. 2006;23(6):1207–1220.
92. Li J, Chiang KS. Guided modes of one-dimensional photonic bandgap waveguides. *J. Opt. Soc. Am. B*. 2007;24(8):1942–1950.
93. Li J, Chiang KS. Light guidance in a photonic bandgap slab waveguide consisting of two different Bragg reflectors. *Opt. Comm*. 2008;281(23):5797–5803.
94. Nistad B, Haakestad MW, Skaar J. Dispersion properties of planar Bragg waveguides. *Opt. Comm*. 2006;265(1):153–160.
95. Pal BP, Ghosh S, Varshney RK, Dasgupta S, Ghatak A. Loss and dispersion tailoring in 1D photonics band gap Bragg reflection waveguides: finite chirped claddings as a design tool. *Opt. Quantum. Electron*. 2007;39(12-13):983–993.

96. Abolghasem P, Helmy AS. Matching layers in Bragg reflection waveguides for enhanced nonlinear interaction. *IEEE J. Quantum. Electron.* 2009;45(6):646–653.
97. Eliseeva SV, Fedorova IV, Sementsov DI. Modification of the transmission spectrum of the “semiconductor-dielectric” photonic crystal in an external magnetic field. *Adv. Electromagn.* 2017;6(4):83–89.
98. Chernovtsev SV, Belozorov DP, Tarapov SI. Magnetically controllable 1D magnetophotonic crystal in millimetre wavelength band. *J. Phys. D Appl. Phys.* 2007;40(2):295.
99. Khokhlov NE, Prokopov AR, Shaposhnikov AN, Berzhansky VN, Kozhaev MA, Andreev SN, et al. Photonic crystals with plasmonic patterns: novel type of the heterostructures for enhanced magneto-optical activity. *J. Phys. D Appl. Phys.* 2015;48(9):095001.
100. Dadoenkova NN, Panyaev IS, Sannikov DG, Dadoenkova YS, Rozhleys IA, Krawczyk M, Lyubchanskii IL. Complex waveguide based on a magneto-optic layer and a dielectric photonic crystal. *Superlattices Microstruct.* 2016;100:45–56.
101. Bonal V, Quintana JA, Villalvilla JM, Boj PG, Díaz-García MA. Controlling the emission properties of solution-processed organic distributed feedback lasers through resonator design. *Sci. Rep.* 2019;9(1):1–10.
102. Yeatman EM. Planar Waveguide Optical Amplifiers. In: Aegerter MA, Mennig M, editors. *Sol-Gel Technologies for Glass Producers and Users*. Boston: Springer, 2004.
103. Zayats AV, Maier S. editors. *Active plasmonics and tuneable plasmonic metamaterials*. Volume 8. [Internet]. John Wiley & Sons, Inc.; 2013. 316 p. Available from: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/book/10.1002/9781118634394>
104. Wallis RF, Brion JJ, Burstein E, Hartstein A. Theory of surface polaritons in anisotropic dielectric media with application to surface magnetoplasmons in semiconductors. *Phys. Rev. B.* 1974;9(8):3424.

105. Camley RE, Mills DL. Surface polaritons on uniaxial antiferromagnets. *Phys. Rev. B.* 1982;26(3):1280.
106. Kaganov MI, Pustyl'nik NB, Shalaeva TI. Magnons, magnetic polaritons, magnetostatic waves. *Physics-Uspekhi.* 1997;40(2):181.
107. Agranovich VM, Ginzburg V. Crystal optics with spatial dispersion, and excitons. Volume 42. Berlin: Springer-Verlag Berlin Heidelberg; 1984. 447 p.
108. Ozbay E. Plasmonics: merging photonics and electronics at nanoscale dimensions. *Science.* 2006;311(5758):189–193.
109. Armelles G, Cebollada A, García-Martín A, González MU. Magnetoplasmonics: combining magnetic and plasmonic functionalities. *Adv. Opt. Mater.* 2013;1(1):10–35.
110. Anker JN, Hall WP, Lyandres O, Shah NC, Zhao J, Van Duyne RP. Biosensing with plasmonic nanosensors. *Nature Materials* 2008;7:442–453.
111. Stockman MI, Kneipp K, Bozhevolnyi SI, Saha S, Dutta A, Ndukaike J, et al. Roadmap on plasmonics. *J. Opt.*, 2018;20(4):043001.
112. Jun YC. Electrically-driven active plasmonic devices. In: Kim KY, editor. *Plasmonics-Principles and Applications.* InTech: Rijeka; 2012. p. 383–400.
113. Dicken MJ, Sweatlock LA, Pacifici D, Lezec HJ, Bhattacharya K, Atwater HA. Electrooptic modulation in thin film barium titanate plasmonic interferometers. *Nano Lett.* 2008;8(11):4048–4052.
114. Min C, Wang P, Jiao X, Deng Y, Ming H. Beam manipulating by metallic nano-optic lens containing nonlinear media. *Opt. Express.* 2007;15(15):9541–9546.
115. Hu B, Zhang Y, Wang QJ. Surface magneto plasmons and their applications in the infrared frequencies. *Nanophotonics.* 2015;1:383–396.
116. Abraha K, Smith SR, Tilley DR. Surface polaritons and attenuated total reflection spectra of layered antiferromagnets in the Faraday configuration. *J. Phys. Condens. Matter.* 1995;7(32):6423.

117. Elmzughy FG, Constantinou NC, Tilley DR. Theory of electromagnetic modes of a magnetic superlattice in a transverse magnetic field: An effective-medium approach. *Phys. Rev. B.* 1995;51(17):11515.
118. Kushwaha MS. Plasmons and magnetoplasmons in semiconductor heterostructures. *Surf. Sci. Rep.* 2001;41(1-8):1–416.
119. Abraha K, Tilley DR. The theory of far-infrared optics of layered antiferromagnets. *J. Phys. Condens. Matter.* 1995;7(14):2717.
120. Bulgakov AA, Girich AA, Khodzitsky MK, Shramkova OV, Tarapov SI. Transmission of electromagnetic waves in a magnetic fine-stratified structure. *J. Opt. Soc. Am. B.* 2009;26(12):B156–B160.
121. Han N, Liu J, Gao Y, Zhou K, Liu S. Topologically Protected and Highly Localized Surface Waves in Gyro-Electromagnetic Metamaterials. *Ann. Phys.* 2020;532(8):2000022.
122. Durach M, Williamson R, Laballe M, Mulkey T. Tri-and tetrahyperbolic isofrequency topologies complete classification of bianisotropic materials. *Appl. Sci.* 2020;10(3):763.
123. Datta S, Furdyna JK, Gunshor RL. Diluted magnetic semiconductor superlattices and heterostructures. *Superlattices Microstruct.* 1985;1(4):327–334.
124. Munekata H, Zaslavsky A, Fumagalli P, Gambino RJ. Preparation of (In,Mn)As/(Ga,Al)Sb magnetic semiconductor heterostructures and their ferromagnetic characteristics. *Appl. Phys. Lett.* 1993;63(21):2929–2931.
125. Koshihara SY, Oiwa A, Hirasawa M, Katsumoto S, Iye Y, Urano C, et al. Ferromagnetic order induced by photogenerated carriers in magnetic III-V semiconductor heterostructures of (In,Mn)As/GaSb. *Phys. Rev. Lett.* 1997;78(24):4617.
126. Ta JX, Song YL, Wang XZ. Magneto-phonon polaritons in two-dimension antiferromagnetic/ion-crystallic photonic crystals. *Photonics Nanostruct.* 2012;10(1):1–8.

127. Jungwirth T, Sinova J, Mašek J, Kučera J, MacDonald AH. Theory of ferromagnetic (III, Mn) V semiconductors. *Rev. Mod. Phys.* 2006;78(3):809.
128. Ландау ЛД, Лифшиц ЕМ. Курс теоретической физики. Том 8. Электродинамика сплошных сред. Москва: Мир; 2005. 656 с.
129. Felsen LB, Marcuvitz N. *Radiation and Scattering of Waves*. New York: Wiley-IEEE Press; 1994. 924 p.
130. Ferrari L, Wu C, Lepage D, Zhang X, Liu Z. Hyperbolic metamaterials and their applications. *Prog. Quantum. Electron.*, 2015;40:1–40.
131. Cortes CL, Newman W, Molesky S, Jacob Z. Quantum nanophotonics using hyperbolic metamaterials. *J. Opt.* 2012;14(6):063001.
132. Poddubny AN, Belov PA, Kivshar YS Purcell effect in wire metamaterials. *Phys. Rev. B.* 2013;87(3):035136.
133. Jacob Z., Smolyaninov II, Narimanov EE. Broadband Purcell effect: Radiative decay engineering with metamaterials. *Appl. Phys. Lett.* 2012;100(18):181105.
134. Liu Z, Lee H, Xiong Y, Sun C, Zhang X. Far-field optical hyperlens magnifying sub-diffraction-limited objects. *Science*. 2007;315(5819):1686–1686.
135. Smith DR, Schurig D, Mock JJ, Kolinko P, Rye P. Partial focusing of radiation by a slab of indefinite media. *Appl. Phys. Lett.* 2004;84(13):2244–2246.
136. Kapitanova PV, Ginzburg P, Rodríguez-Fortuño FJ, Filonov DS, Voroshilov PM, Belov PA, et al. Photonic spin Hall effect in hyperbolic metamaterials for polarization-controlled routing of subwavelength modes. *Nat. Commun.* 2014;5(1):1–8.
137. Smith DR, Schurig D. Electromagnetic wave propagation in media with indefinite permittivity and permeability tensors. *Phys. Rev. Lett.* 2003;90(7):077405.
138. Shekhar P, Atkinson J, Jacob Z. Hyperbolic metamaterials: fundamentals and applications. *Nano Converg.* 2014;1(1):14.
139. Davidovich MV. Hyperbolic metamaterials: production, properties, applications, and prospects. *Physics-Uspekhi*. 2019;62(12):1173.

140. Takayama O, Lavrinenko AV. Optics with hyperbolic materials. *J. Opt. Soc. Am. B*. 2019;36(8):F38–F48.
141. Guo Z, Jiang H, Chen H. Hyperbolic metamaterials: From dispersion manipulation to applications. *J. Appl. Phys.* 2020;127(7):071101.
142. Schilling J. Uniaxial metallo-dielectric metamaterials with scalar positive permeability. *Phys. Rev. E*. 2006;74(4):046618.
143. Zhukovsky SV, Kidwai O, Sipe JE. Physical nature of volume plasmon polaritons in hyperbolic metamaterials. *Opt. Express*. 2013;21(12):14982–14987.
144. Poddubny A, Iorsh I, Belov P, Kivshar Y. Hyperbolic metamaterials. *Nat. Photonics*. 2013;7(12):948–957.
145. Simovski CR, Belov PA, Atrashchenko AV, Kivshar YS. Wire metamaterials: physics and applications. *Adv. Mater.* 2012;24(31):4229–4248.
146. Sun J, Zeng J, Litchinitser NM. Twisting light with hyperbolic metamaterials. *Opt. Express*. 2013;21(12):14975–14981.
147. Mirmoosa MS, Kosulnikov SY, Simovski CR. Unbounded spatial spectrum of propagating waves in a polaritonic wire medium. *Phys. Rev. B*. 2015;92(7):075139.
148. Mirmoosa MS, Kosulnikov SY, Simovski CR. Magnetic hyperbolic metamaterial of high-index nanowires. *Phys. Rev. B*. 2016;94(7):075138.
149. Li W, Liu Z, Zhang X, Jiang X. Switchable hyperbolic metamaterials with magnetic control. *Appl. Phys. Lett.* 2012;100(16):161108.
150. Macêdo R. Tunable hyperbolic media: Magnon-polaritons in canted antiferromagnets. *Solid State Physics*. 2017;68:91–155.
151. Kolmychek IA, Pomezov AR, Leontiev AP, Napolskii KS, Murzina TV. Magneto-optical effects in hyperbolic metamaterials. *Opt. Lett.* 2018;43(16):3917–3920.
152. Pomezov AR, Kolmychek IA, Gan'shina EA, Volkova OY, Leont'ev AP, Napol'skii KS, et al. Optical effects in magnetic hyperbolic metamaterials. *Phys. Solid State*. 2018;60(11):2264–2268.

153. Fedorin IV. Electrodynamic properties of a hypercrystal with ferrite and semiconductor layers in an external magnetic field. *Superlattices Microstruct.* 2018;113:337–345.
154. Lan C, Bi K, Zhou J, Li B. Experimental demonstration of hyperbolic property in conventional material – Ferrite. *Appl. Phys. Lett.* 2015;107(21):211112.
155. Lokk EG. Isofrequency surfaces and dependences of electromagnetic waves in infinite ferromagnetic space. *J. Commun. Technol.* 2017;62(3):251–259.
156. Akhiezer AI, Akhiezer IA, Polovin RV. *Plasma Electrodynamics: Linear Theory.* Volume 68. Oxford: Pergamon Press; 2017. 432 p.
157. Ballantine KE, Donegan JF, Eastham PR. Conical diffraction and the dispersion surface of hyperbolic metamaterials. *Phys. Rev. A.* 2014;90(1):013803.
158. Jacob Z., Alekseyev LV, Narimanov E. Optical hyperlens: far-field imaging beyond the diffraction limit. *Opt. Express.* 2006;14(18):8247–8256.
159. Sreekanth KV, Biaglow T, Strangi G. Directional spontaneous emission enhancement in hyperbolic metamaterials. *J. Appl. Phys.* 2013;114(13):134306.
160. High AA, Devlin RC, Dibos A, Polking M, Wild DS, Perczel J, et al. Visible-frequency hyperbolic metasurface. *Nature.* 2015;522(7555):192–196.
161. Tang T, Li C, Luo L. Enhanced spin Hall effect of tunneling light in hyperbolic metamaterial waveguide. *Sci. Rep.* 2016;6:30762.
162. Takayama O, Sukham J, Malureanu R, Lavrinenko AV, Puentes G. Photonic spin Hall effect in hyperbolic metamaterials at visible wavelengths. *Opt. Lett.* 2018;43(19):4602–4605.
163. Shen H, Lu D, VanSaders B, Kan JJ, Xu H, Fullerton EE, et al. Anomalously weak scattering in metal-semiconductor multilayer hyperbolic metamaterials. *Phys. Rev. X.* 2015;5(2), 021021.
164. Novitsky A, Repän T, Zhukovsky SV, Lavrinenko AV. Subwavelength hyperlens resolution with perfect contrast function. *Ann. Phys.* 2018;530(3):1700300.

165. Lakhtakia A. An electromagnetic trinity from “negative permittivity” and “negative permeability”. *Int. J. Infrared Millimeter Waves*. 2002;23(6):813–818.
166. Каценеленбаум БЗ, Сивов АН, редакторы. Электродинамика антенн с полупрозрачными поверхностями: Методы конструктивного синтеза. Москва: Наука; 1989. 176 с.
167. Tretyakov SA, Sochava AA. Proposed composite material for nonreflecting shields and antenna radomes. *Electron Lett*. 1993;29(12): 1048–1049.
168. Petriceanu CS, Virlan O. Mathematical Modeling of Non-Destructive Testing for Layered Materials. In: Savu T, Ionescu N, Opran C, Tabără I, Bruja A, Vladareanu L, editors. *Applied Mechanics and Materials*. [Internet]. Trans Tech Publications Ltd; 2015. p. 651-656. Available from: <https://www.scientific.net/AMM.760.651>
169. Гончаренко АМ. Гауссовы пучки света. Минск: Наука и техника; 1977. 144 с.
170. Shulga SN. Two-dimensional wave beam scattering on an anisotropic half-space with anisotropic inclusion. *Opt. Spectrosc*. 1999;87:503–509.
171. Tuz VR. Three-dimensional Gaussian beam scattering from a periodic sequence of bi-isotropic and material layers. *Prog. Electromagn. Res*. 2008;7:53–73.
172. Malyuskin AV, Goryushko DN, Shmat'ko AA, Shulga SN. Scattering of a wave beam by inhomogeneous anisotropic chiral layer. In: *Proceedings of 2002 International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory*. Volume 2; 2002; Kiev. Kiev, Ukraine: IEEE; 2002. p. 566–568.
173. Гуревич АГ. Ферриты на сверхвысоких частотах. Москва: Физматгиз; 1960. 408 с.
174. Fuller AB. Ferrites at microwave frequencies. [Internet]. IET Digital Library 1987. 267 p. Available from: <https://digital-library.theiet.org/content/books/ew/pbew023e>

175. Pozar DM. Microwave engineering. New York: John Wiley & Sons, Inc.; 2009. 716 p.
176. Collin RE. Field theory of guided waves. New York: John Wiley & Sons, Inc.; 1990. 852 p.
177. Tuz VR, Vidil MY, Prosvirnin SL. Polarization transformations by a magneto-photonic layered structure in the vicinity of a ferromagnetic resonance. *J. Opt.* 2010;12(9):095102.
178. Kuno HJ, Hershberger WD. Microwave Faraday effect and propagation in a circular solid-state plasma waveguide. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 1967;15(12):661–668.
179. Liu S, Li LW, Leong MS, Yeo TS. Theory of gyroelectric waveguides. *Prog. Electromagn. Res.* 2000;29:231-259.
180. Maraghechi B, Willett JE, Mehdian H, Aktas Y. High-frequency waves in a plasma waveguide. *Phys. Plasmas.* 1994;1(10):3181–3188.
181. Hwang UH, Willett JE, Mehdian H. Space-charge waves in a coaxial plasma waveguide. *Phys. Plasmas.* 1998;5(1):273–278.
182. Xu J, Wang WX, Yue LN, Gong YB, Wei YY. Electromagnetic wave propagation in an elliptical chiroferrite waveguide. *J. Electromagn. Waves Appl.* 2009;23(14-15):2021–2030.
183. Baqir MA, Syed AA, Naqvi QA. Electromagnetic fields in a circular waveguide containing chiral nihility metamaterial. *Prog. Electromagn. Res.* 2011;16:85–93.
184. Dong JF, Li J. Characteristics of guided modes in uniaxial chiral circular waveguides. *Prog. Electromagn. Res.* 2012;124:331–345.
185. Novotny L, Hafner C. Light propagation in a cylindrical waveguide with a complex, metallic, dielectric function. *Phys. Rev. E.* 1994;50(5):4094.
186. Baida FI, Belkhir A, Van Labeke D, Lamrous O. Subwavelength metallic coaxial waveguides in the optical range: Role of the plasmonic modes. *Phys. Rev. B.* 2006;74(20):205419.

187. Atakaramians S, Afshar S, Monro TM, Abbott D. Terahertz dielectric waveguides. *Adv. Opt. Photonics*. 2013;5(2):169–215.
188. Prati E. Propagation in gyroelectromagnetic guiding systems. *J. Electromagn. Waves Appl*. 2003;17(8):1177–1196.
189. Novitsky AV, Barkovsky LM. Guided modes in negative-refractive-index fibres. *J. Opt*. 2005;7(2):S51.
190. Brand GF. Dispersion relations for cylindrical waveguides with metamaterial linings. *Int. J. Electron*. 2009;96(1):99–107.
191. Ghosh B, Kakade AB. Guided modes in a metamaterial-filled circular waveguide. *Electromagnetics*. 2012;32(8):465–480.
192. Pollock JG, Iyer AK. Experimental verification of below-cutoff propagation in miniaturized circular waveguides using anisotropic ENNZ metamaterial liners. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech*. 2016;64(4):1297–1305.
193. Pollock JG, Iyer AK, Pratap D, Anantha Ramakrishna S. A class of circular waveguiding structures containing cylindrically anisotropic metamaterials: Applications from radio frequency/microwave to optical frequencies. *J. Appl. Phys*. 2016;119(8):083103.
194. Mesfin B, Mal'nev VN, Martysh EV, Rapoport YG. Waves and negative refraction in magnetized plasma with ferrite grains. *Phys. Plasmas*. 2010;17(11):112109.
195. Ait-El-Aoud Y, Kussow AG, Jaradat HM, Akyurtlu A. Experimental demonstration of negative index of refraction in magnetic semiconductors. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol*. 2013;3(6):791–797.
196. Dong, S., Furdyna, J. K., & Liu, X. Prospects for rare-earth-based dilute magnetic semiconductor alloys and hybrid magnetic rare-earth/semiconductor heterostructures. In: Dierolf V, Ferguson IT, Zavada JM, editors. *Rare earth and transition metal doping of semiconductor materials*. Woodhead Publishing; 2016. p. 129–167.

197. Веселов ГИ, Раевский СБ. Слоистые металлодиэлектрические волноводы. Москва: Радио и связь; 1988. 248 с.
198. Вайнштейн ЛА. Электромагнитные волны. Москва: Радио и связь; 1988. 440 с.
199. Kumar S, Yoon M. Electron dynamics and acceleration study in a magnetized plasma-filled cylindrical waveguide. *J. Appl. Phys.* 2008;103(2):023302.
200. Cook AM, Tikhoplav R, Tochitsky SY, Travish G, Williams OB, Rosenzweig JB. Observation of narrow-band terahertz coherent Cherenkov radiation from a cylindrical dielectric-lined waveguide. *Phys. Rev. Lett.* 2009;103(9):095003.
201. Pollock JG, Iyer AK. Below-cutoff propagation in metamaterial-lined circular waveguides. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 2013;61(9):3169–3178.
202. Dasgupta NP, Sun J, Liu C, Brittman S, Andrews SC, Lim J, et al. 25th anniversary article: semiconductor nanowires—synthesis, characterization, and applications. *Adv. Mater.* 2014;26(14):2137–2184.
203. Kuzmin DA, Bychkov IV, Shavrov VG, Temnov VV. Plasmonics of magnetic and topological graphene-based nanostructures. *Nanophotonics.* 2018;7(3):597–611.
204. Wei H, Xu H. Nanowire-based plasmonic waveguides and devices for integrated nanophotonic circuits. *Nanophotonics.* 2012;1(2):155–169.
205. Abujetas DR, Paniagua-Dominguez R, Sánchez-Gil JA. Unraveling the Janus role of Mie resonances and leaky/guided modes in semiconductor nanowire absorption for enhanced light harvesting. *ACS Photonics.* 2015;2(7):921–929.
206. Sirbuly DJ, Law M, Pauzauskie P, Yan H, Maslov AV, Knutsen K, et al. Optical routing and sensing with nanowire assemblies. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA.* 2005;102(22):7800–7805.
207. Yan R, Gargas D, Yang P. Nanowire photonics. *Nat. Photonics.* 2009;3(10):569–576.

208. Zhou J, Wu Y, Xia Z, Qin X, Zhang Z. Toward high performance nanoscale optoelectronic devices: super solar energy harvesting in single standing core-shell nanowire. *Opt. Express*. 2017;25(24):A1111–A1123.
209. Ishimaru A. Electromagnetic wave propagation, radiation, and scattering: from fundamentals to applications. New Jersey: Prentice Hall; 1991. 637 p.
210. Marcuse D. Theory of dielectric optical waveguides. New York: Academic Press, Inc.; 1974. 267 p.
211. Tong L, Lou J, Mazur E. Single-mode guiding properties of subwavelength-diameter silica and silicon wire waveguides. *Opt. Express*. 2004;12(6):1025–1035.
212. Zhang A, Zheng G. Semiconductor nanowires for biosensors. In: Arbiol J, Xiong Q, editors. *Semiconductor Nanowires*. Woodhead Publishing; 2015. p. 471–490.
213. Cao L, White JS, Park JS, Schuller JA, Clemens BM, Brongersma ML. Engineering light absorption in semiconductor nanowire devices. *Nat. Mater.* 2009;8(8): 643–647.
214. Kim KY, Tae HS, Lee JH. Analysis of leaky modes in circular dielectric rod waveguides. *Electron Lett*. 2003;39(1):61–62.
215. Gómez Rivas J, Kuttge M, Kurz H, Haring Bolivar P, Sánchez-Gil JA. Low-frequency active surface plasmon optics on semiconductors. *Appl. Phys. Lett*. 2006;88(8):082106.
216. Becker M, Stelzner T, Steinbrück A, Berger A, Liu J, Lerosé D, et al. Selectively deposited silver coatings on gold-capped silicon nanowires for surface-enhanced Raman spectroscopy. *Chem. Phys.Chem*. 2009;10(8):1219–1224.
217. Schröter U, Dereux A. Surface plasmon polaritons on metal cylinders with dielectric core. *Phys. Rev. B*. 2001;64(12):125420.
218. Jablan M, Buljan H, Soljačić M. Plasmonics in graphene at infrared frequencies. *Phys. Rev. B*. 2009;80(24):245435.

219. Kuzmin DA, Bychkov IV, Shavrov VG, Kotov LN. Transverse-electric plasmonic modes of cylindrical graphene-based waveguide at near-infrared and visible frequencies. *Sci. Rep.* 2016;6:26915.
220. Mikhailov SA, Ziegler K. New electromagnetic mode in graphene. *Phys. Rev. Lett.* 2007;99(1):016803.
221. Wu Y, Yao B, Zhang A, Rao Y, Wang Z, Cheng Y, et al. Graphene-coated microfiber Bragg grating for high-sensitivity gas sensing. *Opt. Lett.* 2014;39(5):1235–1237.
222. Correias-Serrano D, Gomez-Diaz JS, Alù A, Melcón AA. Electrically and magnetically biased graphene-based cylindrical waveguides: analysis and applications as reconfigurable antennas. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* 2015;5(6):951–960.
223. Cuevas M, Riso MA, Depine RA. Complex frequencies and field distributions of localized surface plasmon modes in graphene-coated subwavelength wires. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 2016;173:26–33.
224. Fuscaldo W, Burghignoli P, Baccarelli P, Galli A. Complex mode spectra of graphene-based planar structures for THz applications. *J. Infrared Millim. Terahertz Waves.* 2015;36(8):720–733.
225. Gao Y, Ren G, Zhu B, Liu H, Lian Y, Jian S. Analytical model for plasmon modes in graphene-coated nanowire. *Opt. Express* 2014;22(20):24322–24331.
226. Gao Y, Shadrivov IV. Nonlinear coupling in graphene-coated nanowires. *Sci. Rep.* 2016;6:38924.
227. Zhu B, Ren G, Gao Y, Yang Y, Wu B, Lian Y, et al. Nanofocusing in the graphene-coated tapered nanowire infrared probe. *J. Opt. Soc. Am. B.* 2015;32(5), 955–960.
228. Gao Y, Ren G, Zhu B, Wang J, Jian S. Single-mode graphene-coated nanowire plasmonic waveguide. *Opt. Lett.* 2014;39(20):5909–5912.

229. Twersky V. Multiple scattering of radiation by an arbitrary planar configuration of parallel cylinders and by two parallel cylinders. *J. Appl. Phys.* 1952;23(4):407–414.
230. Richmond J. Scattering by a dielectric cylinder of arbitrary cross section shape. *IEEE Trans. Antennas Propag.* 1965;13(3):334–341.
231. Olaofo GO. Scattering by two cylinders. *Radio Sci.* 1970;5(11):1351–1360.
232. Young JW, Bertrand JC. Multiple scattering by two cylinders. *J. Acoust. Soc. Am.* 1975;58(6):1190–1195.
233. Magnusson R, Shin D. Diffraction by periodic arrays of dielectric cylinders. *J. Opt. Soc. Am. A.* 1989;6(3):412–414.
234. Lee SC. Dependent scattering of an obliquely incident plane wave by a collection of parallel cylinders. *J. Appl. Phys.* 1990;68(10):4952–4957.
235. Lee SC. Scattering by closely-spaced radially-stratified parallel cylinders. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 1992;48(2):119–130.
236. Bever SJ, Allebach JP. Multiple scattering by a planar array of parallel dielectric cylinders. *Appl. Opt.* 1992;31(18):3524–3532.
237. Frezza F, Mangini F, Tedeschi N. Introduction to electromagnetic scattering: tutorial. *J. Opt. Soc. Am. A.* 2018;35(1):163–173.
238. Dukhopelnykov SV, Sauleau R, Nosich AI. Integral Equation Analysis of Terahertz Backscattering From Circular Dielectric Rod With Partial Graphene Cover. *IEEE J. Quantum. Electron.* 2020;56(6):1–8.
239. Dukhopelnykov SV, Sauleau R, Garcia-Vigueras M, Nosich AI. Combined plasmon-resonance and photonic-jet effect in the THz wave scattering by dielectric rod decorated with graphene strip. *J. Appl. Phys.* 2019;126(2):023104.
240. Zinenko TL. Scattering and absorption of terahertz waves by a free-standing infinite grating of graphene strips: analytical regularization analysis. *J. Opt.* 2015;17(5):055604.

241. Oguzer T, Altintas A, Nosich AI. Focusing of THz waves with a microsize parabolic reflector made of graphene in the free space. *J. Eur. Opt. Soc. Rapid Publ.* 2017;13(1):1–8.
242. Sureau JC. Reduction of scattering cross section of dielectric cylinder by metallic core loading. *IEEE Trans. Antennas Propag.* 1967;15(5):657–662.
243. Kildal PS, Kishk AA, Tengs A. Reduction of forward scattering from cylindrical objects using hard surfaces. *IEEE Trans. Antennas Propag.* 1996;44(11):1509–1520.
244. Kim HT, Wang N. UTD solution for electromagnetic scattering by a circular cylinder with thin lossy coatings. *IEEE Trans. Antennas Propag.* 1989;37(11):1463–1472.
245. Alù A. Mantle cloak: Invisibility induced by a surface. *Phys. Rev. B.* 2009;80(24):245115.
246. Chen PY, Alù A. Atomically thin surface cloak using graphene monolayers. *ACS Nano.* 2011;5(7):5855–5863.
247. Stognii NP, Sakhnenko NK. Plasmon resonances and their quality factors in a finite linear chain of coupled metal wires. *IEEE J. Sel. Top. Quantum. Electron.* 2013;19(3):4602207–4602207.
248. Mirzaei A, Shadrivov IV, Miroshnichenko AE, Kivshar YS. Superabsorption of light by multilayer nanowires. *Nanoscale.* 2015;7(42): 17658–17663.
249. Alù A, Engheta N. Multifrequency optical invisibility cloak with layered plasmonic shells. *Phys. Rev. Lett.* 2008;100(11):113901.
250. Padooru YR, Yakovlev AB, Chen PY, Alù A. Analytical modeling of conformal mantle cloaks for cylindrical objects using sub-wavelength printed and slotted arrays. *J. Appl. Phys.* 2012;112(3):034907.
251. Riso M, Cuevas M, Depine RA. Tunable plasmonic enhancement of light scattering and absorption in graphene-coated subwavelength wires. *J. Opt.* 2015;17(7):075001.

252. Bernety HM, Yakovlev AB. Cloaking of single and multiple elliptical cylinders and strips with confocal elliptical nanostructured graphene metasurface. *J. Phys. Condens. Matter.* 2015;27(18):185304.
253. Naserpour M, Zapata-Rodríguez CJ, Vuković SM, Pashaeiadi H, Belić MR. Tunable invisibility cloaking by using isolated graphene-coated nanowires and dimers. *Sci. Rep.* 2017;7(1):1–14.
254. Cuevas M, Hayati Raad S, Zapata-Rodríguez C. Coupled plasmonic graphene wires: A theoretical study including complex frequencies and field distributions of bright and dark surface plasmons. *J. Opt. Soc. Am. B.* 2020; 37(10):3084–3093.
255. Velichko, E. A. Evaluation of a dielectric microtube with a graphene cover as a refractive-index sensor in the THz range. *J. Opt.* 2016;18(3):035008-11.
256. Dasgupta S, Ghatak A, Pal BP. Analysis of Bragg reflection waveguides with finite cladding: An accurate matrix method formulation. *Opt. Comm.* 2007;279(1):83–88.
257. Guo S, Albin S, Rogowski RS. Comparative analysis of Bragg fibers. *Opt. Express*, 2004;12(1):198–207.
258. Kawano K, Kitoh T. Introduction to Optical Waveguide Analysis: Solving Maxwell's Equation and the Schrödinger Equation. New York: John Wiley & Sons, Inc.; 2004. 271 p.
259. Born M, Wolf E. Principles of Optics, 7th (expanded) edition. New York: Cambridge University Press; 1999. 461 p.
260. Dal Negro L, Boriskina SV. Deterministic aperiodic nanostructures for photonics and plasmonics applications. *Laser Photon. Rev.* 2012;6(2):178–218.
261. Macia E. Exploiting aperiodic designs in nanophotonic devices. *Rep. Prog. Phys.* 2012;75(3):036502.
262. Sing B. Kolakoski sequences—an example of aperiodic order. *J. Non. Cryst. Solids.* 2004;334:100–104.
263. Sing B. More Kolakoski sequences. *Integers.* 2011;11B:1–16.

264. Bliokh KY, Bliokh YP, Freilikher VD. Resonances in one-dimensional disordered systems: localization of energy and resonant transmission. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2004;21(1):113–120.
265. Anderson 1958 PW. Absence of diffusion in certain random lattices. *Phys. Rev.* 2004;109(5):1492.
266. Albuquerque EL, Cottam MG. Polaritons in periodic and quasiperiodic structures. Elsevier Science; 2004. 344 p.
267. Kohmoto M, Sutherland B, Iguchi K. Localization of optics: Quasiperiodic media. *Phys. Rev. Lett.* 1987;58(23):2436.
268. Macia E. The role of aperiodic order in science and technology. *Rep. Prog. Phys.* 2005;69(2):397.
269. Lusk D, Abdulhalim I, Placido F. Omnidirectional reflection from Fibonacci quasi-periodic one-dimensional photonic crystal. *Opt. Comm.* 2001;198(4-6):273–279.
270. Qiu F, Peng RW, Huang XQ, Hu XF, Wang M, Hu A, et al. Omnidirectional reflection of electromagnetic waves on Thue-Morse dielectric multilayers. *Europhys. Lett.* 2004;68(5):658.
271. Abdelaziz KB, Zaghdoudi J, Kanzari M, Rezig B. A broad omnidirectional reflection band obtained from deformed Fibonacci quasi-periodic one dimensional photonic crystals. *J. Opt.* 2005;7(10):544.
272. Zhang J, Benson TM. Design of omnidirectional reflectors based on a cascaded one-dimensional photonic crystal structure. *J. Mod. Opt.* 2013;60(20):1804–1812.
273. Adachi S. GaAs, AlAs, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Material parameters for use in research and device applications. *J. Appl. Phys.* 1985;58(3):R1-R29.
274. Palik ED, editor. Handbook of optical constants of solids. Volume 2. San Diego: Academic Press; 1998. 1096 p.
275. Argyros A. Guided modes and loss in Bragg fibres. *Opt. Express* 2002;10(24):1411–1417.

276. Ghatak A. Inhomogeneous optical waveguides. New York: Springer Science & Business Media; 2013. 269 p.
277. Park Y, Jeon H. One-dimensional photonic crystal waveguide: A frame for photonic integrated circuits. *J. Korean Phys. Soc.* 2001;39(6):994–997.
278. Park Y, Jeon H. Optimal design for one-dimensional photonic crystal waveguide. *J. Lightwave Technol.* 2004;22(2):509–513.
279. Agrawal GP. Nonlinear fiber optics. San Diego: Academic Press; 2000. 466.p
280. Villa F, Gaspar-Armenta JA. Photonic crystal to photonic crystal surface modes: narrow-bandpass filters. *Opt. Express* 2004;12(11):2338–2355.
281. Tuz VR. Optical properties of a quasi-periodic generalized Fibonacci structure of chiral and material layers. *J. Opt. Soc. Am. B.* 2009;26(4):627–632.
282. Moretti L, Rea I, De Stefano L, Rendina I. Periodic versus aperiodic: Enhancing the sensitivity of porous silicon based optical sensors. *Appl. Phys. Lett.* 2007;90(19):191112.
283. Yeh P, Yariv A, Marom E. Theory of Bragg fiber. *J. Opt. Soc. Am.* 1978;68(9):1196–1201.
284. Sukhoivanov IA, Iakushev SO, Shulika OV, Andrade-Lucio JA, Díez A, Andrés M. Supercontinuum generation at 800 nm in all-normal dispersion photonic crystal fiber. *Opt. Express.* 2014;22(24), 30234–30250.
285. Davydova TA, Yakimenko AI, Zaliznyak YA. Two-dimensional solitons and vortices in normal and anomalous dispersive media. *Phys. Rev. E.* 2003;67(2):026402.
286. Agrawal GP. Fiber-optic communication systems. New York: John Wiley & Sons. Inc; 2002. 546 p.
287. Ibanescu M, Johnson SG, Soljačić M, Joannopoulos JD, Fink Y, Weisberg O, et al. Analysis of mode structure in hollow dielectric waveguide fibers. *Phys. Rev. E.* 2003;67(4):046608.

288. Polo J, Mackay T, Lakhtakia A. Electromagnetic surface waves: a modern perspective. [Internet]. Elsevier Inc. 2013. 293 p. Available from: <https://doi.org/10.1016/C2011-0-07510-5>
289. Басс ФГ, Булгаков АА, Тетервов АП. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. Москва: Наука. Глав. ред. физико-математической литературы; 1989. 288 с.
290. Agranovich VM. Dielectric permeability and influence of external fields on optical properties of superlattices. *Solid State Commun.* 1991;78(8):747–750.
291. Eliseeva SV, Sementsov DI, Stepanov MM. Dispersion of bulk and surface electromagnetic waves in bigyrotropic finely stratified ferrite-semiconductor medium. *Tech. Phys.* 2008;53(10):1319.
292. Tuz VR. Gyrotropic-nihility state in a composite ferrite-semiconductor structure. *J. Opt.* 2015;17(3): 035611.
293. Wu RX, Zhao T, Xiao JQ. Periodic ferrite–semiconductor layered composite with negative index of refraction. *J. Phys. Condens. Matter*, 2006;19(2):026211.
294. Kussow, A. G., & Akyurtlu, A. (2008). Negative refraction index in the magnetic semiconductor $\text{In}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$: Theoretical analysis. *Phys. Rev. B.* 78(20), 205202.
295. Ivanov ST. Waves in bounded magnetized plasmas. In: Schlüter H, Shivarova A, editors. *Advanced Technologies Based on Wave and Beam Generated Plasmas*. Springer, Dordrecht: Springer Science+Business Media; 1999. p. 367–390.
296. Tarkhanyan RH, & Niarchos DG (2006). Effective negative refractive index in ferromagnet-semiconductor superlattices. *Opt. Express*, 14(12), 5433–5444.
297. Tarkhanyan RH, Niarchos DG, Kafesaki M. Influence of external magnetic field on magnon–plasmon polaritons in negative-index antiferromagnet–semiconductor superlattices. *J. Magn. Magn. Mater.* 2010;322(6):603–608.
298. Гинзбург ВЛ. Распространение электромагнитных волн в плазме. Москва: Наука. Глав. ред. физико-математической литературы; 1967. 550 с.

299. Shestopalov VP. Morse critical points of dispersion equations of open resonators. *Electromagnetics*. 1993;13(3):239–253.
300. Shestopalov VP. Morse critical points of dispersion equations. *Sov. Phys. Dokl.* 1990;35:903.
301. Yakovlev AB, Hanson GW. Analysis of mode coupling on guided-wave structures using Morse critical points. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 1998;46(7):966–974.
302. Yakovlev AB, Hanson GW. Mode-transformation and mode-continuation regimes on waveguiding structures. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 2000;48(1): 67–75.
303. Yakovlev AB, Hanson GW. Fundamental wave phenomena on biased-ferrite planar slab waveguides in connection with singularity theory. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 2003;51(2):583–587.
304. Gilmore R. Catastrophe theory for scientists and engineers. New York: Dover Publications, Inc.; 1993. 666 p.
305. Ibanescu M, Johnson SG, Roundy D, Luo C, Fink Y, Joannopoulos JD. Anomalous dispersion relations by symmetry breaking in axially uniform waveguides. *Phys. Rev. Lett.* 2004;92(6):063903.
306. Orlov AA, Voroshilov PM, Belov PA, Kivshar YS. Engineered optical nonlocality in nanostructured metamaterials. *Phys. Rev. B.* 2011;84(4):045424.
307. Kidwai O, Zhukovsky SV, Sipe JE. Effective-medium approach to planar multilayer hyperbolic metamaterials: Strengths and limitations. *Phys. Rev. A.* 2012;85(5):053842.
308. Zhu QG, Wang ZG. The coexistence of surface magnetoplasmons (SMPs) and bulk magnetoplasmons (BMPs) in SIS waveguide with the Voigt configuration magnetization. *Europhys. Lett.* 2016;114(4):45003.
309. Tarkhanyan RH. New class of surface magnon polaritons in enantiomeric antiferromagnetic structures. *Prog. Electromagn. Res.* 2012;39:55–69.

310. Tretyakov S, Nefedov I, Sihvola A, Maslovski S, Simovski C. Waves and energy in chiral nihility. *J. Electromagn. Waves Appl.* 2003;17(5):695–706.
311. Maxwell-Garnett JC. Colours in metal glasses and in metallic films. *Phil. Trans. R. Soc. Lond, A.* 1904;203:385–420.
312. Qiu CW, Burokur N, Zouhdi S, Li LW. Chiral nihility effects on energy flow in chiral materials. *J. Opt. Soc. Am. A.* 2008;25(1):55–63.
313. Tuz VR, Batrakov OD, Zheng Y. Gyrotropic-nihility in ferrite-semiconductor composite in Faraday geometry. *Prog. Electromagn. Res.* 2012;41:397–417.
314. Гуревич АГ, Мелков ГА. Магнитные колебания и волны. Москва: Физматлит; 1994. 464 с.
315. Jin Y, He S. Focusing by a slab of chiral medium. *Opt. Express.* 2005;13(13):4974–4979.
316. Grzegorzczak TM, Chen X, Pacheco J, Chen J, Wu BI, Kong JA. Reflection coefficients and Goos-Hanchen shifts in anisotropic and bianisotropic left-handed metamaterials. *Prog. Electromagn. Res.* 2005;51:83–113.
317. Dong WT, Gao L, Qiu CW. Goos-Häanchen shift at the surface of chiral negative refractive media. In: *Proceedings of 2008 International Workshop on Metamaterials.* Nanjing: IEEE; 2008. p. 77–80.
318. Chern RL, Chang PH. Negative refraction and backward wave in pseudochiral mediums: illustrations of Gaussian beams. *Opt. Express.* 2013;21(3):2657–2666.
319. Chern RL, Chang PH. Negative refraction and backward wave in chiral mediums: Illustrations of Gaussian beams. *J. Appl. Phys.* 2013;113(15):153504.
320. Luk KM, Cullen AL. Three-dimensional Gaussian beam reflection from short-circuited isotropic ferrite slab. *IEEE Trans. Antennas Propag.* 1993; 41(7):962–966.
321. Корн Г, Корн Т. Справочник по математике. Москва: Наука; 1974. 831 с.
322. Whites KW. Electromagnetic wave propagation through circular waveguides containing radially inhomogeneous lossy media [dissertation]. Illinois, USA; University of Illinois at Urbana-Champaign; 1989. 165p.

323. Durach M. Tetra-hyperbolic and tri-hyperbolic optical phases in anisotropic metamaterials without magnetoelectric coupling due to hybridization of plasmonic and magnetic Bloch high-k polaritons. *Opt. Comm.* 2020;476:126349.
324. Shiu RC, Chan HC, Wang HX, Guo GY. Photonic Chern insulators made of gyromagnetic hyperbolic metamaterials. *Phys. Rev. Materials.* 2020;4(6):065202.
325. Chang PH, Kuo CY, Chern RL. Wave propagation in bianisotropic metamaterials: angular selective transmission. *Opt. Express.* 2014;22(21):25710–25721.
326. Chern RL, Yu YZ. Chiral surface waves on hyperbolic-gyromagnetic metamaterials. *Opt. Express.* 2017;25(10):11801–11812.
327. Khatkevich AG, Kurilkina SN. Conical refraction in gyrotropic crystals. *J. Appl. Spectrosc.* 1989;51(6):1329–1332.
328. Belsky AM, Stepanov MA. Internal conical refraction of light beams in biaxial gyrotropic crystals. *Opt. Comm.* 2002;204:1–6.
329. Kuznetsov EV, Merzlikin AM. Light propagation in a magneto-optical hyperbolic biaxial crystal. *Opt. Comm.* 2017;405:164–170.
330. Feng S. Loss-induced omnidirectional bending to the normal in ϵ -near-zero metamaterials. *Phys. Rev. Lett.* 2012;108(19):193904.
331. Jiang H, Liu W, Yu K, Fang K, Sun Y, Li Y, et al. Experimental verification of loss-induced field enhancement and collimation in anisotropic μ -near-zero metamaterials. *Phys. Rev. B.* 2015;91(4):045302.
332. Yu K, Guo Z, Jiang H, Chen H. Loss-induced topological transition of dispersion in metamaterials. *J. Appl. Phys.* 2016;119(20):203102.
333. Guo Z, Jiang H, Sun Y, Li Y, Chen H. Actively controlling the topological transition of dispersion based on electrically controllable metamaterials. *Appl. Sci.* 2018;8(4):596.
334. Supplemental Materials [document on the Internet]. Available from: <http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevB.99.094404>

335. Борен КФ, Хафмен ДР. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. Москва: Мир; 1986. 664 с.
336. Schäfer J, Lee SC, Kienle A. Calculation of the near fields for the scattering of electromagnetic waves by multiple infinite cylinders at perpendicular incidence. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 2012;113(16):2113–2123.
337. Falkovsky LA, Pershoguba SS. Optical far-infrared properties of a graphene monolayer and multilayer. *Phys. Rev. B.* 2007;76(15):153410.
338. Li HH. Refractive index of silicon and germanium and its wavelength and temperature derivatives. *J. Phys. Chem. Ref. Dat.*, 1980; 9(3):561–658.
339. Mathews JH, Fink KD. Numerical methods using MATLAB. 3rd ed. New Jersey: Prentice Hall; 1999. 662 p.
340. Lovat G, Burghignoli P, Araneo R. Low-frequency dominant-mode propagation in spatially dispersive graphene nanowaveguides. *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* 2012;55(2):328–333.
341. Tamir T, Oliner AA. Guided complex waves. Part 1: Fields at an interface. In *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers. Volume 110.* [Internet]. IET Digital Library; 1963. p. 310-324. Available from: <https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/piee.1963.0044>
342. Tamir T. Oliner AA. Guided complex waves. Part 2: Relation to radiation patterns. In: *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers. Volume 110.* [Internet]. IET Digital Library; 1963. p. 325-334. Available from: <https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/piee.1963.0045>
343. Menabde SG, Mason DR, Kornev EE, Lee C, Park N. Direct optical probing of transverse electric mode in graphene. *Sci. Rep.* 2016;6:21523.
344. Arnbak J. Leaky waves on a dielectric rod. *Electron. Lett.* 1969;5(3):41–42.
345. Ландау ЛД, Лифшиц ЕМ. Курс теоретической физики т. 3: Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Москва: Мир; 1974. 800 с.

346. Bogdanov FG, Kevanishvili GS, Chikhladze MN. Diffraction of a plane electromagnetic wave from a lattice of coaxial dielectric cylinders. *Radiophys. Quantum Electron.* 1987;30(5):485–491.
347. Natarov DM, Sauleau R, Marciniak M, Nosich AI. Effect of periodicity in the resonant scattering of light by finite sparse configurations of many silver nanowires. *Plasmonics.* 2014;9(2):389–407.
348. Alù A, Engheta N. Achieving transparency with plasmonic and metamaterial coatings. *Phys. Rev. E.* 2005;72(1):016623.
349. Savage KJ, Hawkeye MM, Esteban R, Borisov AG, Aizpurua J, Baumberg JJ. Revealing the quantum regime in tunnelling plasmonics. *Nature.* 2012;491(7425):574–577.
350. Kitamura R, Pilon L, Jonasz M. Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature. *Appl. Opt.* 2007;46(33):8118–8133.
351. Wei XZ, Mulvaney P. Optical properties of strongly coupled plasmonic nanoparticle clusters. In: Richardson NV, Holloway S, editors. *Handbook of surface science.* Volume 4. North-Holland; 2014. p. 75–108
352. Ghosh SK, Pal T. Interparticle coupling effect on the surface plasmon resonance of gold nanoparticles: from theory to applications. *Chem. Rev.* 2007;107(11):4797–4862.
353. Arruda TJ, Martinez AS, Pinheiro FA. Electromagnetic energy within coated cylinders at oblique incidence and applications to graphene coatings. *J. Opt. Soc. Am. A.* 2014;31(8):1811–1819.
354. Arruda TJ, Martinez AS, Pinheiro FA. Omnidirectional absorption and off-resonance field enhancement in dielectric cylinders coated with graphene layers. *J. Opt. Soc. Am. A.* 2015;32(5):943–948.

- 355. Romero I, Aizpurua J, Bryant GW, De Abajo FJ. Plasmons in nearly touching metallic nanoparticles: singular response in the limit of touching dimers. *Opt. Express*. 2006;14(21):9988–9999.
- 356. Hopkins B, Filonov DS, Glybovski SB, Miroshnichenko AE. Hybridization and the origin of Fano resonances in symmetric nanoparticle trimers. *Phys. Rev. B*. 2015;92(4):045433.
- 357. Quinten M, Kreibig U. Optical properties of aggregates of small metal particles. *Surf. Sci*. 1986;172(3):557-577.
- 358. Chuntunov L, Haran G. Trimeric plasmonic molecules: the role of symmetry. *Nano Lett*. 2011;11(6):2440–2445.

ДОДАТОК А

АПЕРІОДИЧНІ ТА КВАЗІПЕРІОДИЧНІ ПОСЛІДОВНОСТІ. КЛАСИЧНА Й УЗАГАЛЬНЕНА ПОСЛІДОВНОСТІ КОЛАКОСКИ

Квазіперіодична послідовність Фібоначі може бути отримана шляхом використання наступного правила w_F ітераційних підстановок [267]

$$a \rightarrow ab, \quad b \rightarrow a, \quad (\text{A.1})$$

що дає наступні послідовності літер $\{a \rightarrow ab \rightarrow aba \rightarrow abaab \rightarrow abaababa \rightarrow \dots\}$. Вперше квазікристал на базі послідовності Фібоначі у вигляді надрешітки складеної з двох діелектричних шарів, що чергуються між собою, та мають різні діелектричні проникності, було досліджено в оптичному діапазоні довжин хвиль в 1987 році.

Аперіодична послідовність Тує-Морса генерується правилом заміщень w_{TM} [268]

$$a \rightarrow ab, \quad b \rightarrow ba, \quad (\text{A.2})$$

яке дає наступні послідовності літер $\{a \rightarrow ab \rightarrow abba \rightarrow abbabaab \rightarrow \dots\}$.

З реалізацією одномірних фотонних структур на базі аперіодичної послідовності Тує-Морса можна, зокрема, ознайомитись в роботах [260, 261, 270].

Правила генерації послідовностей Колакоскі (як класичної, так і узагальненої) є більш складними та менш наочними в порівнянні з вищевказаними правилами символічних підстановок (A.1) – (A.3). По аналогії з роботами [262, 263], у дисертаційній роботі використовується наступне визначення: послідовність w_K , яка оперує з алфавітом $A = \{1, 2\}$, називається класичною послідовністю Колакоскі,

якщо вона еквівалентна до послідовності яка визначається її «початковою довжиною»

$$w_K = \underbrace{22}_{2} \underbrace{11}_{2} \underbrace{2}_{1} \underbrace{1}_{1} \underbrace{22}_{2} \underbrace{1}_{1} \underbrace{22}_{2} \underbrace{11}_{2} \underbrace{2}_{1} \dots \quad (A.3)$$

Термін, «початкова довжина», визначає максимальний «будівельний блок», який складається з однакових символів.

В якості доповнення слід зазначити, що послідовність

$$w'_K = 1w_K = 12211212212211211 \dots, \quad (A.4)$$

є ще одним типом послідовності Колакоскі, що будується на основі цього ж алфавіту $A = \{1, 2\}$.

Коротко сформулюємо особливості схеми генерації класичної послідовності Колакоскі, яка задається співвідношеннями (A.3) – (A.4). Правила генерації послідовності Колакоскі подібні до правил генерації інших аперіодичних (таких як Туе-Морса та Рудіна-Шапіро) та квазіперіодичних (Фібоначі) послідовностей, та їх можна систематизувати наступним чином:

- класична само-генеруюча послідовність Колакоскі формується на основі алфавіту $A = \{1, 2\}$;
- послідовність складається з блоків (слів), що включають символи «1» або «2», де кожен наступний блок включає до себе один або два символи, відмінні від символів у попередньому блоці;
- j -й блок послідовності має довжину $l_j = x_j$, де x_j – j -й елемент в послідовності;
- послідовність не може містити більше двох однакових сусідніх символів.

Подібна ітераційна процедура також справедлива для узагальненої послідовності Колакоскі, яка формується на основі довільного алфавіту $A = \{a, b\}$.

По аналогії з роботою [262, 263] послідовність (A.3), яка розпочинається з цифри «2», будемо називати послідовністю $K(2, 1)$, в той час як послідовність (A.4), що стартує з символу «1» – $K(1, 2)$.

Послідовність (A.3) можна отримати, вибираючи початковий символ «2», та виконуючи дві послідовні заміни:

$$w_0 : \begin{matrix} 1 \mapsto 2 \\ 2 \mapsto 22 \end{matrix} \text{ та } w_1 : \begin{matrix} 1 \mapsto 1 \\ 2 \mapsto 11 \end{matrix}. \quad (\text{A.5})$$

В (A.5) блок w_0 містить символи підстановки на парній позиції, w_1 – відповідає непарним блокам, слідуючи [263] ми починаємо формування послідовності з «нульового» блоку.

По аналогії з (A.5), узагальнена послідовність Колакоскі $K(a, b)$, яку сформовано на основі алфавіту $A = \{a, b\}$, може бути отримана з використанням наступних двох ітерацій, що чергуються між собою:

$$w_0 : \begin{matrix} b \mapsto \underbrace{a \dots a}_{b \text{ раз}} = a^b \\ a \mapsto \underbrace{a \dots a}_{a \text{ раз}} = a^a \end{matrix} \quad \text{та} \quad w_1 : \begin{matrix} b \mapsto \underbrace{b \dots b}_{b \text{ раз}} = b^b \\ a \mapsto \underbrace{b \dots b}_{a \text{ раз}} = b^a \end{matrix}. \quad (\text{A.6})$$

Наприклад, вибираючи в якості символів алфавіту $a = 1$, $b = 2$ та застосовуючи ітераційне правило (A.6) отримаємо наступну символну послідовність $\{abbaababba \dots\}$, яка відповідає послідовності (A.5).

У дисертаційній роботі під терміном «структура Колакоскі» будемо розуміти одномірне (1D) аперіодичне шарувате середовище, яке сформовано з використанням правил генерації, класичної або узагальненої послідовностей Колакоскі (A.4) – (A.6). Наприклад, структуру, сформовану на базі класичної послідовності Колакоскі $K(2, 1)$ будемо називати $K(2, 1)$ *структурою*, а шарувате середовище, отримане з

використанням само-генеруючої послідовності $K(1, 2)$ – $K(1, 2)$ *структурою*. Аналогічно, $K(a, b)$ *структура*, являє собою шарувате середовище отримане з використанням узагальненої ітераційної процедури (А.6).

ДОДАТОК Б

ЕФЕКТИВНІ ПАРАМЕТРИ НАДРЕШІТКИ

Щоб отримати вирази для компонент тензорів ефективної діелектричної та ефективної магнітної проникностей надрешітки в загальному вигляді, запишемо матеріальні рівняння $\vec{B} = \mu \vec{H}$ та $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$ для магнітного ($0 < z < d_m$) та напівпровідникового ($d_m < z < L$) шарів в наступному вигляді:

$$Q_v^{(j)} = \sum_{v'} g_{vv'}^{(j)} P_{v'}^{(j)}, \quad (\text{Б.1})$$

у цьому виразі $\vec{Q}$ приймає значення індукції магнітного й електричного полів $\vec{B}$ та $\vec{D}$, відповідно; $\vec{P}$ приймає значення напруженості магнітного $\vec{H}$ й електричного $\vec{E}$ полів; g приймає значення μ та ε ; верхній індекс j введено для перебору між магнітним ($m \rightarrow j$) і напівпровідниковим ($s \rightarrow j$) шарами, і наостанок vv' може приймати значення x, y та z .

В обраній геометрії структури, межі розділу між сусідніми шарами надрешітки лежать в площині $x - z$, й окрім цього вони перпендикулярні до вісі y , тобто польові компоненти $P_x^{(j)}$, $P_z^{(j)}$ та $Q_y^{(j)}$ являються безперервними при переході через межу розділу. Таким чином нормальна компонента $P_y^{(j)}$ може бути отримана з (Б.1) в термінах безперервних компонент поля наступним чином:

$$P_y^{(j)} = -\frac{g_{yx}^{(j)}}{g_{yy}^{(j)}} P_x^{(j)} + \frac{1}{g_{yy}^{(j)}} Q_y^{(j)} - \frac{g_{yz}^{(j)}}{g_{yy}^{(j)}} P_z^{(j)}, \quad (\text{Б.2})$$

після чого підставлена в рівняння для компонент $Q_x^{(j)}$ и $Q_z^{(j)}$:

$$\begin{aligned}
Q_x^{(j)} &= \left(g_{xx}^{(j)} - \frac{g_{xy}^{(j)} g_{yx}^{(j)}}{g_{yy}^{(j)}} \right) P_x^{(j)} + \frac{g_{xy}^{(j)}}{g_{yy}^{(j)}} Q_y^{(j)} + \left(g_{xz}^{(j)} - \frac{g_{xy}^{(j)} g_{yz}^{(j)}}{g_{yy}^{(j)}} \right) P_z^{(j)}, \\
Q_z^{(j)} &= \left(g_{zx}^{(j)} - \frac{g_{zy}^{(j)} g_{yx}^{(j)}}{g_{yy}^{(j)}} \right) P_x^{(j)} + \frac{g_{zy}^{(j)}}{g_{yy}^{(j)}} Q_y^{(j)} + \left(g_{zz}^{(j)} - \frac{g_{zy}^{(j)} g_{yz}^{(j)}}{g_{yy}^{(j)}} \right) P_z^{(j)}.
\end{aligned}
\tag{Б.3}$$

Отримані таким чином співвідношення (Б.2) и (Б.3) потім використовуються в процедурі усереднення полів [290].

Приймаючи до уваги довгохвильове наближення, поля $\vec{P}^{(j)}$ та $\vec{Q}^{(j)}$ всередині шарів вважаються постійними й усередненими ($\langle \vec{Q} \rangle$ та $\langle \vec{P} \rangle$) та можуть бути визначені наступним чином:

$$\begin{aligned}
\langle \vec{P} \rangle &= \frac{1}{L} \sum_j \vec{P}^{(j)} d_j, \\
\langle \vec{Q} \rangle &= \frac{1}{L} \sum_j \vec{Q}^{(j)} d_j
\end{aligned}
\tag{Б.4}$$

Враховуючи безперервність компонент поля $P_x^{(j)}$, $P_z^{(j)}$ та $Q_y^{(j)}$, маємо:

$$\begin{aligned}
\langle P_x \rangle &= P_x^{(j)}, \\
\langle P_z \rangle &= P_z^{(j)}, \\
\langle Q_y \rangle &= Q_y^{(j)},
\end{aligned}
\tag{Б.5}$$

далі з використанням співвідношень (Б.2) та (Б.3), отримаємо відношення між усередненими полями в наступному вигляді:

$$\begin{aligned}
\langle Q_x \rangle &= \alpha_{xx} \langle P_x \rangle + \gamma_{xy} \langle Q_y \rangle + \alpha_{xz} \langle P_z \rangle, \\
\langle P_y \rangle &= \beta_{yx} \langle P_x \rangle + \beta_{yy} \langle Q_y \rangle + \beta_{yz} \langle P_z \rangle, \\
\langle Q_z \rangle &= \alpha_{zz} \langle P_x \rangle + \gamma_{zy} \langle Q_y \rangle + \alpha_{zz} \langle P_z \rangle.
\end{aligned}
\tag{Б.6}$$

У системі рівнянь (Б.6) використано наступні позначення: $\beta_{yy} = \sum_j \left(1/g_{yy}^{(j)} \right) \delta_j$, $\alpha_{vv'} = \sum_j \left(g_{vv'}^{(j)} - g_{vy}^{(j)} g_{yv'}^{(j)} / g_{yy}^{(j)} \right) \delta_j$, $\beta_{yy} = \sum_j \left(g_{yv'}^{(j)} / g_{yy}^{(j)} \right) \delta_j$, $\gamma_{vy} = \sum_j \left(g_{vy}^{(j)} / g_{yy}^{(j)} \right) \delta_j$, де $\delta_j = d_j/L$ – фактор заповнення, та vv' варіюється між змінними x та z .

Виражаючи $\langle Q_y \rangle$ з другого рівняння системи (Б.6), і потім підставляючи його до інших двох рівнянь системи, отримаємо матеріальні рівняння для ефективного середовища у вигляді $\langle \vec{Q} \rangle = \hat{g}_{eff} \langle \vec{P} \rangle$, де $\hat{g}_{eff}$ – тензор третього рангу:

$$\hat{g}_{eff} = \begin{pmatrix} \tilde{\alpha}_{xx} & \tilde{\gamma}_{xy} & \tilde{\alpha}_{xz} \\ \tilde{\beta}_{yx} & \tilde{\beta}_{yy} & \tilde{\beta}_{yz} \\ \tilde{\alpha}_{zx} & \tilde{\gamma}_{zy} & \tilde{\alpha}_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{g}_{xx} & \tilde{g}_{xy} & \tilde{g}_{xz} \\ \tilde{g}_{yx} & \tilde{g}_{yy} & \tilde{g}_{yz} \\ \tilde{g}_{zx} & \tilde{g}_{zy} & \tilde{g}_{zz} \end{pmatrix}, \tag{Б.7}$$

що включає наступні компоненти $\tilde{\alpha}_{vv'} = \alpha_{vv'} - \beta_{yv'} \gamma_{vy} / \beta_{yy}$, $\tilde{\beta}_{yy} = 1/\beta_{yy}$, $\tilde{\beta}_{yv'} = -\beta_{yv'} / \beta_{yy}$, та $\tilde{\gamma}_{vy} = -\gamma_{vy} / \beta_{yy}$.

Вирази для компонент тензорів базових магнітного ($\hat{\mu}_m \rightarrow \hat{g}^{(m)}$) та напівпровідникового ($\hat{\epsilon}_s \rightarrow \hat{g}^{(s)}$) шарів залежать від орієнтації зовнішнього магнітного поля $\vec{M}$ в площині $y - z$ та можуть бути визначені з використанням кута θ наступним чином:

$$\hat{g}^{(j)} = \begin{pmatrix} g_1 & i\zeta g_2 & i\xi g_2 \\ -i\zeta g_2 & \zeta^2 g_1 + \xi^2 g_3 & \zeta\xi(g_1 - g_3) \\ -i\xi g_2 & \zeta\xi(g_1 - g_3) & \zeta^2 g_3 + \xi^2 g_1 \end{pmatrix}, \tag{Б.8}$$

де $\zeta = \sin \theta$ та $\xi = \cos \theta$.

Для магнітного шару, компоненти тензору $\hat{g}^{(m)}$ мають наступний вигляд:
 $g_1 = 1 + \chi' + i\chi''$, $g_2 = \Omega' + i\Omega''$, $g_3 = 1$ та $\chi' = \omega_0 \omega_m [\omega_0^2 - \omega^2(1 - b^2)]D^{-1}$,
 $\chi'' = \omega \omega_m b [\omega_0^2 + \omega^2(1 + b^2)]D^{-1}$, $\Omega' = \omega \omega_m [\omega_0^2 - \omega^2(1 + b^2)]D^{-1}$, $\Omega'' =$
 $2\omega^2 \omega_0 \omega_m b D^{-1}$, $D = [\omega_0^2 - \omega^2(1 + b^2)]^2 + 4\omega_0^2 \omega b^2$, де ω_0 – Ларморівська частота та
 b – безрозмірна константа згасання.

Для напівпровідникового шару, компоненти тензору $\hat{g}^{(s)}$ мають вигляд:
 $g_1 = \varepsilon_l [1 - \omega_p^2 (\omega + i\nu) [\omega((\omega + i\nu)^2 - \omega_c^2)]^{-1}]$, $g_2 = \varepsilon_l \omega_p^2 \omega_c [\omega((\omega + i\nu)^2 - \omega_c^2)]^{-1}$,
 $g_3 = \varepsilon_l [1 - [\omega_p^2 (\omega + i\nu)]^{-1}]$, де ε_l – дійсна частина діелектричної проникності
віднесено до решітки, ω_p – плазмова частота, ω_c – циклотронна частота та ν –
частота зіткнень електронів в плазмі.

Діелектрична проникність ε_m магнітного шару, також як і магнітна
проникність μ_s напівпровідникового шару являються скалярними величинами.

В роботі, досліджуються дві специфічні орієнтації вектора зовнішнього
магнітного поля $\vec{M}$ по відношенню до інтерфейсу надрешітки (див. наприклад,
Рисунок 3.1):

- *полярна конфігурація*, для якої кут $\theta = 0$, і відповідно, вектор $\vec{M}$ паралельний
до нормалі проведеної до поверхні ($\vec{M} \parallel y$);
- $\theta = \pi/2$ у цьому випадку вектор $\vec{M}$ паралельний до поверхні структури
($\vec{M} \parallel z$), такий випадок відповідає конфігураціям *Фойгта* та *Фарадея*.

Для першого випадку $\vec{M} \parallel y$, тобто, $\zeta = 0, \xi = 1$, і відповідно тензор (Б.8)
зводиться до вигляду:

$$\hat{g}^{(j)} = \begin{pmatrix} g_1 & 0 & ig_2 \\ 0 & g_3 & 0 \\ -ig_2 & 0 & g_1 \end{pmatrix}, \quad (\text{Б.9})$$

для компонент тензору (Б.7) маємо наступні вирази:

$$\tilde{\gamma}_{xy} = \tilde{\gamma}_{zy} = \tilde{\beta}_{yx} = \tilde{\beta}_{yz} = 0,$$

$$\tilde{\alpha}_{xx} = g_{xx}^{(m)} \delta_m + g_{xx}^{(s)} \delta_s,$$

$$\tilde{\alpha}_{zz} = g_{zz}^{(m)} \delta_m + g_{zz}^{(s)} \delta_s, \quad (\text{Б.10})$$

$$\tilde{\alpha}_{xz} = -\tilde{\alpha}_{zx} = g_{zx}^{(m)} \delta_m + g_{zx}^{(s)} \delta_s,$$

$$\tilde{\beta}_{yy} = g_{yy}^{(m)} g_{yy}^{(s)} \tau,$$

$$\text{де } \tau = \left(g_{yy}^{(m)} \delta_s + g_{yy}^{(s)} \delta_m \right)^{-1}.$$

У другому випадку, коли $\vec{M} \parallel z$ тоді $\zeta = 1$, $\xi = 0$, і тензор (Б.8) може бути подано у наступному вигляді:

$$\hat{g}^{(j)} = \begin{pmatrix} g_1 & ig_2 & 0 \\ -ig_2 & g_1 & 0 \\ 0 & 0 & g_3 \end{pmatrix}. \quad (\text{Б.11})$$

У такій конфігурації намагніченості структури, компоненти тензора (Б.7) можна записати в наступному вигляді: $\tilde{\alpha}_{xz} = \tilde{\alpha}_{zx} = \tilde{\gamma}_{zy} = \tilde{\beta}_{yz} = 0$, $\tilde{\alpha}_{xx} = g_{xx}^{(m)} \delta_m + g_{xx}^{(s)} \delta_s + \left(g_{xy}^{(m)} - g_{xy}^{(s)} \right)^2 \delta_m \delta_s \tau$, $\tilde{\alpha}_{zz} = g_{zz}^{(m)} \delta_m + g_{zz}^{(s)} \delta_s$, $\tilde{\gamma}_{xy} = -\tilde{\beta}_{yx} = \left(g_{xy}^{(m)} g_{yy}^{(s)} \delta_m + g_{xy}^{(s)} g_{yy}^{(m)} \delta_s \right) \tau$, $\tilde{\beta}_{yy} = g_{yy}^{(m)} g_{yy}^{(s)} \tau$, $\tau = \left(g_{yy}^{(m)} \delta_s + g_{yy}^{(s)} \delta_m \right)^{-1}$.

ДОДАТОК В

КОНЦЕПЦІЯ КРИТИЧНИХ ТОЧОК МОРСА. СИЛА ВЗАЄМОДІЇ МОД.

Довільне характеристичне (дисперсійне) рівняння може бути представлено, у загальному вигляді наступним чином:

$$\mathfrak{D}(k, k_0) = 0, \quad (\text{B.1})$$

Числовий розв'язок характеристичного рівняння (B.1), дозволяє отримати набір залежностей $k_0(k)$ які визначають дисперсійні характеристики електродинамічної системи, що досліджується. Дисперсійні характеристики можуть включати в себе як регулярні, так і сингулярні (особливі, або іншими словами критичні) точки. Криві, що включають лише регулярні точки, мають класичний вигляд і характеризуються або нормальним, або аномальним законом дисперсії [279]. У такому випадку, незначна варіація k_0 призводить до плавної зміни дисперсійної кривої. У той же час, можливі випадки, коли незначний приріст k_0 призводить до дуже різкої (катастрофічної) зміни форми дисперсійної кривої (тобто, крива включає особливі точки). Зокрема, такі сингулярності (екстремальні стани) можуть супроводжуватися ефектами модового зв'язку [299 – 304].

З математичної точки зору, особливі точки на дисперсійних кривих, існують в областях, де похідна $\mathfrak{D}'(k, k_0)$ характеристичного рівняння (B.1) обертається в нуль. Виявлені екстремальні стани можуть бути однозначно класифіковані з використанням концепції, що базується на теорії критичних точок Морса з теорії катастроф [304]. Для дослідження дисперсійних залежностей відкритих хвильоводів та резонаторів, ця методика була вперше застосована В. П. Шестопаловим [299], [300], та в подальшому розвинена для застосування до більш складних хвильовідних

структур А. Б. Яковлевим та Г. Хансоном [301 – 303]. У даній концепції присутність критичних точок Морса визначається шляхом розв’язку системи нелінійних диференційних рівнянь яку записано в наступному вигляді [301]:

$$\mathfrak{D}'_k(k, k_0)|_{(k^m, k_0^m)} = \mathfrak{D}'_{k_0}(k, k_0)|_{(k^m, k_0^m)} = 0, \quad (\text{B.2})$$

$$\mathbb{H} = [h_{11}h_{22} - h_{12}h_{21}]|_{(k^m, k_0^m)} \neq 0,$$

де (k^m, k_0^m) – координата m -ої точки Морса в просторі $k - k_0$; нижні індекси k та k_0 біля символу $\mathfrak{D}$ відповідають частковим похідним $\partial/\partial k$ та $\partial/\partial k_0$, відповідно; $\mathbb{H}$ – визначник матриці Гессе (*гессіан*) який включає наступні елементи:

$$h_{11} = \mathfrak{D}''_{kk}(k, k_0), \quad h_{12} = \mathfrak{D}''_{kk_0}(k, k_0), \quad (\text{B.3})$$

$$h_{21} = \mathfrak{D}''_{k_0k}(k, k_0), \quad h_{22} = \mathfrak{D}''_{k_0k_0}(k, k_0).$$

Тип кожного екстремального стану отриманого з (B.2) може бути однозначно класифікований по знаку визначника матриці Гессе [301]. Наприклад, коли $\mathbb{H} < 0$ – тоді відповідна критична точка Морса являє собою сідлову точку, яка зазвичай присутня в області зв’язку мод (ефект анти-перетину (*анти-кросинг*) дисперсійних кривих). У то же час в випадку виродження: гессіан обертається в нуль ($\mathbb{H} = 0$) має місце неізолювана критична точка (ефект перетину (*кросинг*) дисперсійних кривих). У випадку коли $\mathbb{H} > 0$ критична точка Морса визначає або локальний мінімум, або локальний максимум (ця ситуація не являється предметом вивчення в представленій роботі).

У загальному випадку, коли умова (B.2) задовольняється, напрямок поширення взаємодіючих мод, в межах критичної точки Морса, може бути визначено наступним чином [301]:

$$\text{Співспрямовані прямі: } h_{12}/h_{11} < 0, h_{22}/h_{11} > 0; \quad (\text{B.4})$$

$$\text{Співспрямовані зворотні: } h_{12}/h_{11} > 0, h_{22}/h_{11} > 0; \quad (\text{B.5})$$

$$\text{Протилежно спрямовані: } h_{12}/h_{11} > 0, h_{22}/h_{11} < 0. \quad (\text{B.6})$$

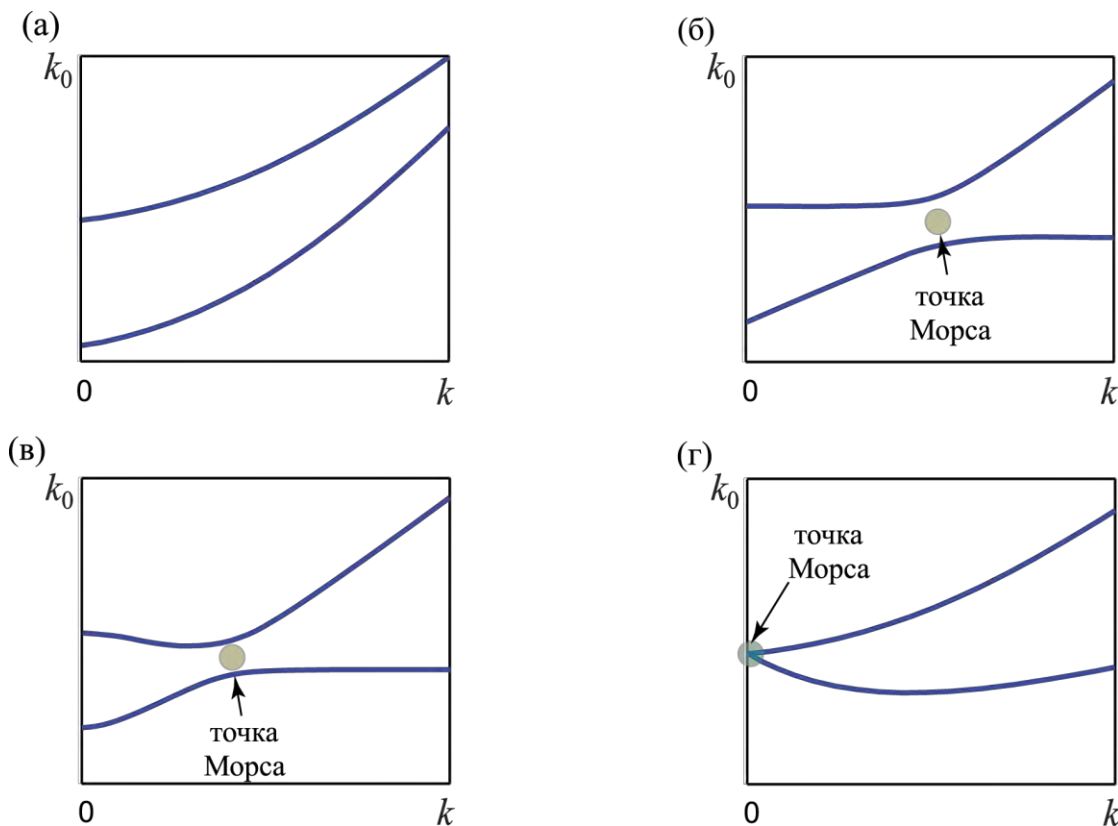


Рисунок В.1 Схематичне зображення дисперсійних кривих взаємодіючих мод для наступних випадків: а) слабка взаємодія; б) середня взаємодія; в) сильна взаємодія; г) випадкове виродження мод. Області присутності критичних точок Морса позначено зеленими (ефект кросингу) та жовтими (ефект анти-кросингу) колами.

Необхідно вказати, що в межах критичних точок Морса відбуваються значні зміни в поведінці законів дисперсії [301 – 303], що у свою чергу може призводити до взаємодії сусідніх мод. Необхідно відзначити, що сила зв'язку мод в області їх

взаємодії може бути визначена з застосуванням класифікації запропонованої в статті [305], в якій вивчалися дисперсії характеристики мод у хвилеводах з вісьовою симетрією. Зокрема будемо розрізняти наступні види взаємодії мод (див. Рисунок В.1):

- *слабка взаємодія*, спостерігається коли частотний проміжок між сусідніми модами достатньо великий. Зазначимо, що така взаємодія не призводить до суттєвої зміни вигляду дисперсійних кривих (див., Рисунок В.1 (а));
- *середня взаємодія* мод призводить до формування суттєво згладжених відрізків на дисперсійних кривих (Рисунок В.1 (б));
- *сильна взаємодія* мод призводить до формування відрізків дисперсійних кривих, які характеризуються аномальним законом дисперсії (Рисунок В.1 (в));
- *випадкове виродження* виникає у випадку, коли дві дисперсійні криві перетинаються в критичній точці та може призводити до ненульової групової швидкості при $k = 0$ (Рисунок В.1 (г)).

ДОДАТОК Г

**ДИСПЕРСІЙНЕ РІВНЯННЯ ГІБРИДНИХ ХВИЛЬ У КРУГЛОМУ
МЕТАЛЕВОМУ ХВИЛЕВОДІ З ГІРОЕЛЕКТРОМАГНІТНИМ
ЗАПОВНЕННЯМ**

У циліндричній системі координатах (ρ, φ, z) , у випадку відсутності сторонніх токів, пара зв'язаних хвильових рівнянь Гельмгольца, для поздовжніх компонент електромагнітного поля E_z та H_z , була отримана з рівнянь Максвелла в наступному вигляді [173]:

$$\begin{aligned} \left(\nabla_{\perp}^2 + a_e \frac{\partial^2}{\partial z^2} + b_e \right) E_z + c_e \frac{\partial}{\partial z} H_z &= 0, \\ \left(\nabla_{\perp}^2 + a_h \frac{\partial^2}{\partial z^2} + b_h \right) H_z - c_h \frac{\partial}{\partial z} E_z &= 0, \end{aligned} \quad (\text{Г.1})$$

де $\nabla_{\perp}^2 = \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$, коефіцієнти a_e, b_e, c_e, a_h, b_h та c_h вводяться до розгляду за допомогою наступних співвідношень [173]:

$$\begin{aligned} a_e &= \varepsilon_{\parallel} / \varepsilon, \quad b_e = k_0^2 \varepsilon_{\parallel} \mu_{\perp}, \quad c_e = k_0 \mu_{\parallel} (\varepsilon_a / \varepsilon + \mu_a / \mu), \\ a_h &= \mu_{\parallel} / \mu, \quad b_h = k_0^2 \mu_{\parallel} \varepsilon_{\perp}, \quad c_h = k_0 \varepsilon_{\parallel} (\varepsilon_a / \varepsilon + \mu_a / \mu). \end{aligned} \quad (\text{Г.2})$$

$$\mu_{\perp} = \mu - \mu_a^2 / \mu, \quad \varepsilon_{\perp} = \varepsilon - \varepsilon_a^2 / \varepsilon,$$

У співвідношеннях (Г.2) використано наступні позначення: k_0 – хвильове число у вільному просторі; $\mu_{\perp}$ та $\varepsilon_{\perp}$ – ефективні поперечні магнітна та діелектрична проникності гіроелектромагнітного середовища, відповідно.

Проводячи заміну

$$E_z = i \frac{\partial}{\partial z} W \Psi, \quad H_z = i P \Psi, \quad (\Gamma.3)$$

зведемо систему рівнянь (Г.1) до біквадратного рівняння, яке може бути записано в операторній формі наступним чином:

$$\mathcal{L}(\Psi) = 0, \quad (\Gamma.4)$$

де

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \nabla_{\perp}^4 + \frac{\varepsilon_{\parallel} \mu_{\parallel}}{\varepsilon \mu} \frac{\partial^4}{\partial z^4} + \left(\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon} + \frac{\mu_a}{\mu} \right) \nabla_{\perp}^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0 (\varepsilon_{\parallel} \mu_{\perp} + \mu_{\parallel} \varepsilon_{\perp}) \nabla_{\perp}^2 + \\ & + 2k_0^2 \varepsilon_{\parallel} \mu_{\parallel} \left(1 + \frac{\mu_a \varepsilon_a}{\mu \varepsilon} \right) \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^4 \varepsilon_{\parallel} \mu_{\parallel} \varepsilon_{\perp} \mu_{\perp}, \end{aligned} \quad (\Gamma.5)$$

$$W = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{\parallel}} \left(\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon} + \frac{\mu_a}{\mu} \right) \nabla_{\perp}^2, \quad P = T \frac{\nabla_{\perp}^2}{k_0 \mu_{\parallel}}, \quad T = k_0^2 \varepsilon \mu_{\perp} - \gamma^2 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{\parallel}} \nabla_{\perp}^2. \quad (\Gamma.6)$$

У співвідношеннях (Г.6) γ – постійна поширення.

У випадку коли компоненти поля залежать від координати z по гармонійному закону як $\exp(i\gamma z)$, функція Ψ записується у вигляді добутку двох незалежних функцій $\psi(\rho, \varphi)$ та $Z(z)$, які окремо описують залежність поля від поперечних ρ, φ та повздовжньої z координат:

$$\Psi = \psi(\rho, \varphi) Z(z), \quad (\Gamma.7)$$

крім того диференціальний оператор $\frac{\partial^2}{\partial z^2}$ в (Г.5) повинен бути замінений на коефіцієнт $(-\gamma^2)$.

Такі заміни призводять до наступного вигляду оператора $\mathcal{L}$:

$$\mathcal{L} = \nabla_{\perp}^4 + p\nabla_{\perp}^2 + q, \quad (\Gamma.8)$$

$$\text{з } p = k_0^2(\varepsilon_{\parallel}\mu_{\perp} + \mu_{\parallel}\varepsilon_{\perp}) - \gamma^2\left(\frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon} + \frac{\mu_{\parallel}}{\mu}\right) \text{ та } q = \varepsilon_{\parallel}\mu_{\parallel}\left[k_0^4\varepsilon_{\perp}\mu_{\perp} - 2k_0^2\gamma^2\left(1 + \frac{\mu_a\varepsilon_a}{\mu\varepsilon}\right) + \frac{\gamma^4}{\mu\varepsilon}\right].$$

У свою чергу, оператор (Г.8) також може бути представлений як добуток двох доданків:

$$\mathcal{L} = (\nabla_{\perp}^2 + \kappa_1^2)(\nabla_{\perp}^2 + \kappa_2^2), \quad (\Gamma.9)$$

де невідомі змінні κ_1^2 та κ_2^2 задовольняють системі рівнянь:

$$\kappa_1^2 + \kappa_2^2 = p, \quad \kappa_1^2\kappa_2^2 = q. \quad (\Gamma.10)$$

Відповідно до теореми Вієта, система рівнянь (Г.10) задовольняє наступному біквадратному рівнянню

$$\kappa^4 - p\kappa^2 + q = 0, \quad (\Gamma.11)$$

розв'язок якого є тривіальним та має вигляд:

$$\begin{aligned} \kappa_{1,2}^2 = & \frac{1}{2}\left[k_0^2(\varepsilon_{\parallel}\mu_{\perp} + \mu_{\parallel}\varepsilon_{\perp}) - \gamma^2\left(\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon} + \frac{\mu_a}{\mu}\right)\right] \pm \\ & \pm \left\{\frac{1}{4}\left[k_0^2(\varepsilon_{\parallel}\mu_{\perp} - \mu_{\parallel}\varepsilon_{\perp}) - \gamma^2\left(\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon} - \frac{\mu_a}{\mu}\right)\right]^2 + \gamma^2k_0^2\varepsilon_{\parallel}\mu_{\parallel}\left(\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon} + \frac{\mu_a}{\mu}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (\Gamma.12)$$

Застосувавши оператор $\mathcal{L}$ (який тепер не залежить від z) до функції ψ , отримаємо набір з двох хвильових рівнянь

$$\nabla_{\perp}^2\psi + \kappa_{1,2}^2\psi = 0, \quad (\Gamma.13)$$

що дозволяє отримати розв'язок для хвильовідної системи у наступному вигляді

$$\psi = \sum_{k=1,2} A_k J_n(\kappa_k, \rho) \exp[i(\pm n\varphi - \gamma z)], \quad (\Gamma.14)$$

де $J_n(\cdot)$ функція Бесселя першого роду порядку n ($n = 0, 1, 2, \dots$), верхній знак «+» відноситься до власних хвиль з правою-круговою поляризацією в той час як знак «-» відповідає хвилям з лівою-круговою поляризацією, A_1 та A_2 – невідомі константи, які можуть бути визначені з граничних умов для тангенційних компонент поля E_z , E_φ та H_z , H_φ . Зазначимо, що компоненти електромагнітного поля мають наступний вигляд:

$$\begin{aligned} E_\rho &= i \sum_{k=1,2} A_k \left[S_k \kappa_k J'_n(\kappa_k, \rho) + T_k \frac{n}{\rho} J_n(\kappa_k, \rho) \right] \\ E_\varphi &= - \sum_{k=1,2} A_k \left[T_k \kappa_k J'_n(\kappa_k, \rho) + S_k \frac{n}{\rho} J_n(\kappa_k, \rho) \right], \\ E_z &= \gamma \sum_{k=1,2} A_k W_k J_n(\kappa_k, \rho), \\ H_\rho &= \gamma \sum_{k=1,2} A_k \left[M_k \kappa_k J'_n(\kappa_k, \rho) + N \frac{n}{\rho} J_n(\kappa_k, \rho) \right], \\ H_\varphi &= i\gamma \sum_{k=1,2} A_k \left[N \kappa_k J'_n(\kappa_k, \rho) + M_k \frac{n}{\rho} J_n(\kappa_k, \rho) \right], \\ H_z &= i \sum_{k=1,2} A_k P_k J_n(\kappa_k, \rho). \end{aligned} \quad (\Gamma.15)$$

У формулах (Г.15) використано наступні позначення: $W_k = -\frac{\varepsilon}{\varepsilon_\parallel} \left(\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon} + \frac{\mu_a}{\mu} \right) \kappa_k^2$; $P_k = T_k \frac{\kappa_k^2}{k_0 \mu_\parallel}$; $T_k = k_0^2 \varepsilon \mu_\perp - \gamma^2 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_\parallel} \kappa_k^2$; $S_k = \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon} \left(k_0^2 \varepsilon \mu_\perp - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_\parallel} \kappa_k^2 \right) + \frac{\mu_a}{\mu} \gamma^2$; $N = k_0 \left(\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon} + \frac{\mu_a}{\mu} \right)$; $M_k = \frac{1}{k_0 \mu} \left[k_0^2 (\varepsilon \mu + \varepsilon_a \mu_a) - \gamma^2 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_\parallel} \kappa_k^2 \right]$.

Застосовуючи граничні умови $E_z = 0$ та $E_\varphi = 0$ на ідеально провідних стінках хвилеводу при $\rho = R$, отримаємо систему лінійних алгебраїчних рівнянь відносно невідомих коефіцієнтів A_1 і A_2 :

$$\begin{aligned} \sum_{k=1,2} A_k W_k J_n(\kappa_k, R) &= 0, \\ \sum_{k=1,2} A_k \left[T_k \kappa_k J'_n(\kappa_k, R) + S_k \frac{n}{\rho} J_n(\kappa_k, \rho) \right] &= 0, \end{aligned} \tag{Г.16}$$

Система рівнянь (Г.16) має нетривіальний розв'язок тільки у випадку, коли її визначник дорівнює нулю. Застосування цієї умови, дозволяє отримати дисперсійне рівняння відносно γ , яке визначає власні режими круглого металевого хвилеводу з гіроелектромагнітним заповненням

ДОДАТОК Д

КЛАСИФІКАЦІЯ КОМПЛЕКСНИХ ХВИЛЬ

У цьому додатку, наведено класифікацію дійсних та уявних комплексних хвиль у відповідності до систематизації запропонованої в книзі Ішимару [209]. В обраній класифікації, тип комплексної хвилі визначається з комбінації знаків її комплексних поздовжніх (β) і поперечних (κ) сталих поширення, а саме β' , α , κ' та α_t (де, $\beta = \beta' + i\beta'' = \beta' - i\alpha$ та $\kappa = \kappa' + i\kappa'' = \kappa' - i\alpha_t$).

По аналогії з [209], всі можливі типи дійсних та уявних комплексних хвиль систематизовано у вигляді Таблиці (див. Таблицю Д.1). Крім того, на Рисунку Д.1 наведено положення відповідних хвиль у комплексній площині $\kappa' - \kappa''$. На цьому рисунку хвилі з поперечними сталими поширення κ , що відповідають нижній напівплощині відносяться до дійсних хвиль, у протилежному випадку вони відповідають множині уявних хвиль.

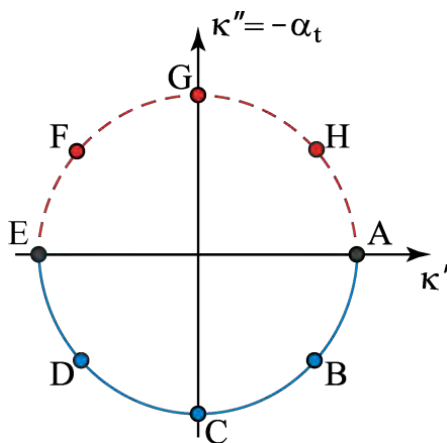


Рисунок Д.1 Характеристики дійсних (нижня напівплощина) та уявних (верхня напівплощина) хвиль у комплексній площині $\kappa' - \kappa''$ [209]. Літери від А до Н відповідають випадкам з аналогічними літерами які наведено в Таблиці Д.1

Таблиця Д.1

Систематизація комплексних хвиль у відповідності до [209]

Група	Випадок	β'	α	κ'	α_t	Тип
Дійсні хвилі	A	+	0	+	0	Швидкі (хвильоводні) моди
	B	+	–	+	+	Зворотні витікаючі хвилі
	C	+	0	0	+	Захоплені поверхневі хвилі
	D	+	+	–	+	Поверхневі плазмони
	E	+	0	–	0	Падіння плоскої хвилі
Уявні хвилі	F	+	–	–	–	-
	G	+	0	0	–	Незахоплені поверхневі хвилі
	H	+	+	+	–	Співнаправлені витікаючі хвилі

ДОДАТОК Е

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації:

публікації у фахових виданнях України:

1. **Фесенко ВІ.** Метаматеріали для ТГц та оптичного діапазонів. Огляд сучасного стану та вибір об'єктів дослідження. Радіотехніка. 2010;162:48–56.
2. **Фесенко ВІ,** Шульга СН. Пассивный преобразователь поляризации ближнего ИК-диапазона на основе мезопористого кремния. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2010;927:43–47.

публікації у зарубіжних спеціалізованих виданнях, що входять до міжнародної наукометричної бази Scopus:

3. Tuz VR, **Fesenko VI.** Magnetically induced topological transitions of hyperbolic dispersion in biaxial gyrotropic media. J. Appl. Phys. 2020;128:013107.
4. Shcherbinin VI, Moskvitina YK, **Fesenko VI,** Tuz VR. Dual-polarized all-angle cloaking of a dielectric nanowire by helical graphene ribbons. Phys. Rev. B. 2019;100(3):035428.
5. **Fesenko VI,** Tuz VR. Lossless and loss-induced topological transitions of isofrequency surfaces in a biaxial gyroelectromagnetic medium. Phys. Rev. B. 2019;99(9):094404.

6. Fedorin IV, **Fesenko VI**, Tuz VR, Khrypunov G, Khrypunova A. Topological transition points in a magnetic-semiconductor periodic structure in an external magnetic field. *Acta. Phys. Pol. A*. 2019;135(4):626–631.
7. Yu P, **Fesenko VI**, Tuz VR. Dispersion features of complex waves in a graphene-coated semiconductor nanowire. *Nanophotonics*. 2018; 7(5):925–934.
8. Shcherbinin VI, **Fesenko VI**, Tuz VR. Low-loss forward and backward surface plasmons in a semiconductor nanowire coated by helical graphene strips. *J. Opt. Soc. Am. B*. 2018;35(8):2066–2074.
9. **Fesenko VI**, Shcherbinin VI, Tuz VR. Multiple invisibility regions induced by symmetry breaking in a trimer of subwavelength graphene-coated nanowires. *J. Opt. Soc. Am. A*. 2018;35(10):1760–1768.
10. Tuz VR, Fedorin IV, **Fesenko VI**. Bi-hyperbolic isofrequency surface in a magnetic-semiconductor superlattice. *Opt. Lett.* 2017;42(21):4561–4564.
11. Tuz VR, **Fesenko VI**, Fedorin IV, Sun HB, Han W. Coexistence of bulk and surface polaritons in a magnetic-semiconductor superlattice influenced by a transverse magnetic field. *J. Appl. Phys.* 2017;121(10):103102.
12. **Fesenko VI**, Tuz VR, Fedorin IV, Sun HB, Shulga VM, Han W. Control of single-mode operation in a circular waveguide filled by a longitudinally magnetized gyroelectromagnetic medium. *J. Electromagn. Waves Appl.* 2017;31(13):1265–1276.
13. Tuz VR, Fedorin IV, **Fesenko VI**, Sun HB, Shulga VM, Han W. Dispersion peculiarities of hybrid modes in a circular waveguide filled by a composite gyroelectromagnetic medium. *J. Electromagn. Waves Appl.* 2017;31(3):350–362.
14. Tuz VR, **Fesenko VI**, Fedorin IV, Sun HB, Shulga VM. Crossing and anti-crossing effects of polaritons in a magnetic-semiconductor superlattice influenced by an external magnetic field. *Superlattices Microstruct.* 2017;103:285–294.

15. **Fesenko VI**, Tuz VR, Shulika OV, Sukhoivanov IA. Dispersion properties of Kolakoski-cladding hollow-core nanophotonic Bragg waveguide. *Nanophotonics*. 2016;5(4):556–564.
16. **Fesenko VI**, Fedorin IV, Tuz VR. Dispersion regions overlapping for bulk and surface polaritons in a magnetic-semiconductor superlattice. *Opt. Lett.* 2016;41(9):2093–2096.
17. **Fesenko VI**, Tuz VR. Dispersion blue-shift in an aperiodic Bragg reflection waveguide. *Opt. Comm.* 2016;365:225–230.
18. **Fesenko VI**. Omnidirectional reflection from generalized Kolakoski multilayers. *Prog. Electromagn. Res. M.* 2015;41:33–41.
19. **Fesenko VI**. Aperiodic birefringent photonic structures based on Kolakoski sequence. *Waves Random. Complex. Media*. 2014;24(2):174–190.
20. Iakushev SO, Shulika OV, Sukhoivanov IA, **Fesenko VI**, Andrés MV, Sayinc H. Formation of ultrashort triangular pulses in optical fibers. *Opt. Express*. 2014;22(23):29119–29134.
21. **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA, Shulga SN. Photonic crystals and microresonators based on the anisotropic mesoporous silicon. *Telecomm. Radio. Eng.* 2011;70(4):367–376.

публікації у розділах книг зарубіжних видавництв:

22. Tuz VR, Fedorin IV, **Fesenko VI**. Modal phenomena of surface and bulk polaritons in magnetic-semiconductor superlattices. In Ebrahimi F, editor. *Surface Waves; New Trends and Developments*. Rijeka: IntechOpen; 2018. p. 99–125.
23. Tuz VR, **Fesenko VI**. Gaussian beam tunneling through a gyrotropic-nihility finely-stratified structure. In: Shulika O, Sukhoivanov I, editors. *Contemporary optoelectronics; Materials, Metamaterials and Applications*. Springer Series in Optical Sciences, vol 199. Dordrecht: Springer; 2016. p. 99–113. (Scopus).

24. **Fesenko VI**, Tuz VR, Sukhoivanov IA Terahertz aperiodic multilayered structure arranged according to the Kolakoski sequence. In: Pereira MF, Shulika O, editors. Terahertz and Mid Infrared Radiation: Detection of Explosives and CBRN (Using Terahertz). NATO Science for Peace and Security Series B: Physics and Biophysics. Dordrecht: Springer; 2014. p. 25–32.
25. **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA, Shul'ga SN, Andrade Lucio JA. Propagation of electromagnetic waves in anisotropic photonic structures. In: Passaro V, editor. Advances in Photonic Crystals. Rijeka: IntechOpen; 2013. p. 79–105.

патент України

26. Якушев С, Шуліка О, **Фесенко В**, Сухоїванов І, винахідники; Харківський національний університет радіоелектроніки, правонаступник. Оптичне мікроструктуроване волокно з нормальною дисперсією в ближньому інфрачервоному та видимому діапазонах. Патент України UA 109953 С2. 2015 26 жовтня.

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

27. Fedorin IV, **Fesenko VI**, Tuz VR. Extreme states and anomalous dispersion of surface waves in composite gyroelectromagnetic materials. In: Proceedings of 2017 47th European Microwave Conference (EuMC); 2017; Nuremberg. Nuremberg, Germany: IEEE; 2017. p. 735–738.
28. Fedorin IV, Tuz VR, **Fesenko VI**. Adaptive control of hybrid modes in a longitudinally magnetized gyroelectromagnetic circular waveguide. In: Proceedings of 2017 XI International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT); 2017; Kyiv. Kyiv, Ukraine: IEEE; 2017. p. 318–320.

29. Tuz VR, **Fesenko VI**, Fedorin IV. Extraordinary dispersion features of polaritons in a magnetic superlattice. In: Proceedings of 2016 IEEE 7th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL); 2016; Odesa. Odesa, Ukraine: IEEE; 2016. p. 134–136.
30. **Fesenko VI**, Tuz VR. Gyrotropic-nihility state in magnetic superlattices. In: Proceedings of 2016 IEEE International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET); 2016; Lviv. Lviv, Ukraine: IEEE; 2016. p. 330–333.
31. Fedorin IV, **Fesenko VI**, Tuz VR (2016). Anomalous dispersion of polaritons in a magnetic-semiconductor superlattice. In: Proceedings of 2016 IEEE International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET); 2016; Lviv. Lviv, Ukraine: IEEE; 2016. p. 149-152.
32. Fedorin IV, **Fesenko VI**, Tuz VR. Dispersion relations for bulk and surface polaritons in a magnetic-semiconductor superlattice. In: Proceedings of 2016 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW); 2016; Kharkiv. Kharkiv, Ukraine: IEEE; 2016. p. 1–4.
33. **Fesenko VI**, Tuz VR, Garcia PP, Sukhoivanov IA, Shulika OV. One-dimensional aperiodic OmniGuide structure. In: Proceedings of 2014 VII International Workshop: Séptima Reunión Universitaria de Fotónica y Óptica; 2014; Guanajuato. Guanajuato, Mexico: Guanajuato University; 2014. p. 1.
34. Iakushev SO, **Fesenko VI**, Shulika OV, Sukhoivanov IA. Triangular pulses in normally dispersive optical fibers. In: Proceedings of 2014 20th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications (MIKON); 2014; Gdansk. Gdansk, Poland: IEEE; 2014. p. 1–3.
35. **Fesenko VI**, Tuz VR, Garcia PP, Sukhoivanov IA. Dispersion properties of a one-dimensional aperiodic OmniGuide structure. In: Yin S, Guo R, editors. Photonic Fiber and Crystal Devices: Advances in Materials and Innovations in Device

- Applications VIII. Volume 9200; 2014; San Diego. San Diego, USA: International Society for Optics and Photonics; 2014. p. 920017. (Scopus)
36. Tuz VR, **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA. Optical characterization of the aperiodic multilayered anisotropic structure based on Kolakoski sequence. In: Cheben P; Čtyroký J; Molina-Fernandez I, editors. Integrated optics: physics and simulations. Volume. 8781; 2013; Prague. Prague, Czech Republic: International Society for Optics and Photonics; 2013. p. 87811C. (Scopus)
 37. Tuz VR, **Fesenko VI**. Gaussian beam tunneling through a gyrotropic-nihility finely stratified structure. In: Proceedings of 2013 International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL); 2013; Sudak. Sudak, Ukraine: IEEE; 2013. p. 260–262.
 38. **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA. Polarization conversion in inhomogeneous anisotropic multilayer structures. In: Fiber Laser Applications. Proceedings Lasers, Sources, and Related Photonic Devices; 2012; San Diego. San Diego, USA: Optical Society of America. 2012. p. JTh2A-7.
 39. **Fesenko VI**, Sukhoivanov, I.A. Porous silicon based terahertz aperiodic multilayered structure that are arranged according to the Kolakoski sequence. In: Proceedings of 2012 NATO Advanced Research Workshop on Detection of Explosives and CBRN (Using Terahertz); 2012; Izmir. Izmir, Turkey: IEEE; 2012. p. 46–47.
 40. **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA. Photonic quasi-periodic multilayered structure for the near-infrared region. In: Proceedings of 2012 International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory; 2012; Kharkiv. Kharkiv, Ukraine: IEEE; 2012. p. 537–540.
 41. **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA, Shulga SN, Tsimkalenko PA. Analysis of anisotropic optical waveguides using a three-dimensional finite difference method. In: Proceedings of 2011 International Workshop on Nonlinear Photonics; 2011; Kharkiv; Kharkiv, Ukraine: IEEE; 2011. p. 1–2.

42. Tsimkalenko PA, **Fesenko VI**. Experimental investigation of spectral characteristics of the microcavity based on porous silicon. In: Proceedings of 2011 XI Kharkiv Young Scientist Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics; 2011; Kharkiv. Kharkiv, Ukraine: IEEE; 2011. p. 2.
43. **Fesenko VI**. Passive polarization converter based on the Bragg reflector with multiple defects. In: Proceedings of 2010 10th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling; 2010; Sevastopol. Sevastopol, Ukraine: IEEE; 2010. p. 164.
44. **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA, Shulga SN, Shi H. One-dimensional anisotropic photonic crystals based on anisotropic porous silicon. In: Proceedings of 2008 12th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory; 2008; Odesa. Odesa, Ukraine: IEEE; pp. 2008. p. 457–459.
45. **Fesenko VI**, Sukhoivanov IA, Shulga SN. Anisotropic photonic crystals and microcavities based on dispersive anisotropic porous silicon. In: Proceedings of 2008 9th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling; 2008; Alushta. Alushta, Ukraine: IEEE; 2008. p. 4–7.
46. **Fesenko VI**, Guryev IV. Numerical modeling of active integrated optical elements on the photonic crystals basis. In: Proceedings of 2007 VII Kharkiv Young Scientist Conference on “Radiophysics and Electronics”, 2007; Kharkiv. Kharkiv, Ukraine: IEEE; 2007. p. 22.
47. Tkachenko GV, **Fesenko VI**, Guryev IV. Wavelength division multiplexer based on FBG with defect. In: Proceedings of 2005 International Workshop on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling. 2005; Yalta. Yalta, Ukraine: IEEE; 2005. p. 176–179.