Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова Національна академія наук України

Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису

Полевой Сергій Юрійович

УДК 537.86; 537.874.4; 537.874.4

ДИСЕРТАЦІЯ

ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ КЕРОВАНИХ МЕТАПОВЕРХОНЬ МІКРОХВИЛЬОВОГО ДІАПАЗОНУ ТА ЇХНЄ ЗАСТОСУВАННЯ

01.04.03 – радіофізика

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

____ С. Ю. Полевой

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

АНОТАЦІЯ

Полевой С. Ю. Електромагнітні властивості керованих метаповерхонь мікрохвильового діапазону та їхнє застосування. – Кваліфікаційна наукова робота на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізикоматематичних наук за спеціальністю 01.04.03 – радіофізика. – Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України, м. Харків, 2025.

Дисертаційну роботу присвячено вирішенню актуальної проблеми вдосконалення фізичних принципів ефективного керування електромагнітними властивостями метаповерхонь мікрохвильового діапазону за допомогою як електронного перестроювання матеріальних параметрів, так i механічного перестроювання геометричних параметрів формуючих метаповерхню елементів. В роботі показано, що з погляду фундаментальної фізики проведені в роботі дослідження розширюють знання про способи керування електромагнітними хвилями в метаповерхнях мікрохвильового діапазону та супутніх фізичних явищах. Зокрема, продемонстровано посилення ефекту Фарадея в керованих за допомогою магнітного поля метаповерхнях субхвильової товщини; розглянуто явище механічного настроювання резонансної частоти метаповерхонь на ефекті муару; продемонстровано ефективне керування спектральними властивостями фотонного кристала з магнітними включеннями в коаксіальному хвилеводі; вирішено дисперсійними завлання керування властивостями електромагнітного аналога топологічного ізолятора за допомогою зміни матеріальних параметрів матеріалу, з якого він виготовлений і розроблено ближнього ефективний поляризацією підхід до керування поля самокомплементарних метаповерхонь. Для практичного застосування планарних метаматеріалів розроблено підходи до збільшення величини фотон-магнонного зв'язку для системи планарного мікрохвильового

резонатора й феримагнітної плівки, яку розташовано поблизу його поверхні, а також продемонстровано ефективність використання неоднорідного планарного фотонного кристала (ПФК) в мікрохвильовому діапазоні для експрес-аналізу рідин у радіопрозорих ємностях.

Наукова новизна роботи полягає в наступному: 1) вперше в діапазоні мікрохвильовому довжин ХВИЛЬ для феродіелектричної метаповерхні на основі паралелепіпедів експериментально продемонстровано зростання ефекту Фарадея на частоті граткової моди в 5 разів в порівнянні з феродіелектричним шаром такої ж товщини; експериментально встановлено, що поблизу частоти граткової моди структура повертає площину поляризації 2) y 90°. хвилі на великий ДО мікрохвильовому діапазоні кут експериментально й чисельно встановлено вплив форми субхвильових канавок на поверхні феритової пластини на частоту феромагнітного резонансу (ФМР). При цьому вперше з'ясовано механізм зростання частоти ΦMP зi збільшенням глибини канавок, ЩО обумовлено впливом розмагнічуючих факторів структурованого фериту, і вперше визначено що при напруженості зовнішнього магнітного поля, що більша за поле насичення ферита $H_0 > 2500$ E, залежність частоти ФМР від глибини канавок стає монотонною. 3) досліджено спектральні властивості метаповерхонь на механічно основі ефекту муару, ЩО перестроюються. Вперше В мікрохвильовому діапазоні експериментально й чисельно здійснено перестроювання частоти резонансного поверхневого коливання на 90% шляхом зміни кута схрещування двох однакових періодичних структур із елементарною коміркою; гексагональною чисельно продемонстровано магнітоактивної зростання частоти поверхневих коливань муарової метаповерхні з гексагональною елементарною коміркою шляхом збільшення напруженості зовнішнього магнітного поля; експериментально здійснено регулювання величини резонансного мінімуму в спектрі метаповерхні з масивів схрещених металевих смуг, розділених тонким тефлоновим прошарком, шляхом зміни товщини прошарку та кута схрещування смуг.

4) вперше в мікрохвильовому діапазоні експериментально розроблено спосіб безконтактної експрес-ідентифікації рідин у радіопрозорих ємностях, що базується на виникненні поверхневого коливання неоднорідному В мікросмужковому планарному фотонному кристалі. Водночас розроблено методику безконтактие детектувания домішок метилового спирту у водних розчинах етилового спирту та знайдено діапазон частот, де вплив товщини стінки ємності на результати ідентифікації рідин нехтовно малий. 5) вперше мікрохвильовому діапазоні реалізовано значне підвищення В фотонмагнонного зв'язку (ФМЗ) модифікованого планарного резонатора у вигляді розрізаного кільця феримагнітним зразком збільшення 3 шляхом концентрації змінного магнітного поля в зразку. Зокрема, продемонстровано 40% збільшення ФМ3 до величини для кругового резонатора, модифікованого шляхом розширення утворюючої смужкової лінії, завдяки концентрації поля в центрі резонатора, де розташовано феримагнітний зразок; продемонстровано збільшення величини ФМЗ більш ніж на 10% для подвійного резонатора у вигляді розрізаного кільця, навантаженого феримагнетиком, на частоті зв'язаних коливань. 6) вперше чисельно дисперсійними показано ефективне керування властивостями електромагнітного аналога топологічного ізолятора, який сформовано двоперіодичним гексагональним масивом еліптичних циліндрів із кварцу, шляхом вибору напрямку одноосьової анізотропії кварцу. Зокрема: показано, що ширина забороненої зони суттєво збільшується (до 10%) при співпадінні головної осі анізотропії кварцу й геометричної осі циліндра; показано, що частоти поверхневих хвиль у системі комбінованого топологічного ізолятора, сформованого двома структурами з різними параметрами елементарної комірки, доцільно регулювати шляхом вибору напрямку одноосьової анізотропії кварцу.

Практичне значення отриманих результатів полягає в тому, що проведені дослідження електромагнітних властивостей метаповерхонь мікрохвильового діапазону є перспективними для розробки нових поколінь мікрохвильових пристроїв. Ці пристрої (фільтри, поляризатори, лінії передачі з малими втратами на основі топологічних ізоляторів, випромінювачі ближнього поля на основі самокомплементарних метаповерхонь та ін.) мають такі переваги, як компактність і можливість ефективно керувати їхніми електромагнітними властивостями.

Ключові слова: метаповерхня, керування електромагнітними властивостями, гіротропія, ефект Фарадея, ефект муара, фотон-магнонний зв'язок.

ABSTRACT

Polevoy S. Yu. Electromagnetic properties of controlled microwave metasurfaces and their applications. – As a manuscript.

Dissertation on scientific degree of doctor of science in physics and mathematics on specialty 01.04.03 – radiophysics. – O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics NAS of Ukraine, Kharkiv, 2025.

The dissertation is devoted to solving the current problem of improving the physical principles of effective control of the electromagnetic properties of microwave metasurfaces using both electronic adjustment of constitutive parameters and mechanical restructuring of the geometric parameters of the elements forming the metasurface. It was shown that from the point of view of fundamental physics, the studies carried out in the work expand knowledge about the methods of controlling electromagnetic waves in microwave metasurfaces and related physical phenomena. In particular, the enhancement of the Faraday effect in metasurfaces of subwavelength thickness controlled by a magnetic field was demonstrated; the phenomenon of mechanical tuning of the resonant frequency of a metasurface based on the moiré effect was considered; effective control of the spectral properties of a photonic crystal with magnetic inclusions in a coaxial line was demonstrated; the problem of controlling the dispersion properties of an electromagnetic analogue of a topological insulator was solved by changing the constitutive parameters of the material from which it is made; and an effective approach to controlling the near field polarization of self-complementary metasurfaces was developed. As practical applications of planar metamaterials, the approaches to increasing of photon-magnon coupling strength for a system of a planar microwave resonator and a ferrimagnetic film placed near its surface were developed, and the efficiency of using an inhomogeneous planar photonic crystal (PPC) in the microwave range for express-analysis of liquids in radio-transparent containers was demonstrated.

The scientific novelty of the work consist of: 1) for a ferrodielectric metasurface based on parallelepipeds in the microwave wavelength range, an enhancement of the Faraday effect at the lattice mode frequency by a factor of 5 compared to a ferrodielectric layer of the same thickness was experimentally demonstrated; it has been experimentally obtained that near the grating mode frequency, the structure rotates the polarization plane of the wave by a large angle of up to 90°; the resonant frequency of the metasurface was numerically controlled by changing the geometric parameters of the ferrite elements; 2) the influence of the shape of subwavelength grooves on the surface of a ferrite plate on the frequency of ferromagnetic resonance (FMR) was determined experimentally and numerically in the microwave range. In this case, for the first time: the reason of the growth of the FMR frequency with increasing of groove depth, which is due to the influence of demagnetizing factors of structured ferrite, was explained; it is determined that at an external magnetic field strength greater than the saturation field of ferrite H > 2500 Oe, the dependence of the FMR frequency on the groove depth becomes monotonic. 3) spectral properties of metasurfaces based on the moiré effect, which are mechanically reconfigured, are investigated in the microwave range. For the first time, the frequency of resonant surface oscillation was experimentally and numerically reconfigured on 90% by changing the crossing angle of two identical periodic structures with hexagonal symmetry of the unit cell; the rising of the surface oscillations frequency of a magnetoactive moiré metasurface with hexagonal symmetry of the unit cell by increasing of the external magnetic field strength is numerically demonstrated; the regulation of the magnitude of the resonance minimum in the spectrum of a metasurface made of arrays of crossed metal strips separated by a thin teflon layer by changing the thickness of the layer and the crossing angle of the strips was experimentally carried out. 4) a technique for contactless express identification of liquids in radiotransparent containers, which is based on the perturbation of surface oscillations field in an inhomogeneous microstrip planar photonic crystal, was experimentally developed for the first time in the microwave range. Meanwhile, a method for contactless detection of methyl alcohol impurities in aqueous solutions of ethyl alcohol was developed, and a frequency range where the influence of the container wall thickness on the results of liquid identification is negligible was determined. 5) a significant increase of photon-magnon coupling (PMC) strength of a modified planar resonator in the form of a split-ring with a ferrimagnetic sample was realized in the microwave range by increasing the concentration of an alternating magnetic field in the sample. For the first time, an increase in the PMC strength up to 40% was demonstrated for a modified circular resonator with widening of the forming strip line and a ferrimagnet film, due to the concentration of the field in the center of the resonator; an increase in the PMC strength more than 10% for a double split-ring resonator with a ferrimagnet film at the frequency of coupled oscillations. 6) for the first time, effective control of dispersion properties of an electromagnetic analog of topological insulator, which is formed by a two-periodic hexagonal array of elliptical quartz cylinders, was numerically demonstrated by selecting the direction of uniaxial anisotropy of quartz. In particular: it was shown that the width of the stop band increases up to 10% when the main axis of quartz anisotropy and the geometric axis of the cylinder coincide; it was shown that the frequencies of surface waves in the system of a combined topological insulator formed by two structures with different unit cell parameters can be conveniently adjusted by choosing the direction of the uniaxial anisotropy of quartz.

The practical significance of the obtained results is that the carried out studies of the electromagnetic properties of microwave metasurfaces are promising for the development of new generations of microwave devices. Such devices (filters, polarizers, low-loss transmission lines based on topological insulators, near-field antennas based on self-complementary metasurfaces, etc.) have advantages such as compactness and the ability to effectively control of their electromagnetic properties.

Keywords: metasurface, control of electromagnetic properties, gyrotropy, Faraday effect, moiré effect, photon-magnon coupling.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

- Yachin V., Ivzhenko L., Polevoy S., Tarapov S., Resonant response in mechanically tunable metasurface based on crossed metallic gratings with controllable crossing angle. *Applied Physics Letters*. 2016. Vol. 109, no. 22. P. 221905 (1–4). URL: <u>https://doi.org/10.1063/1.4971191</u>
- Polevoy S. Y., Vakula A. S., Nedukh S. V., Tarapov S. I. Fast Identification of Liquids Using Planar Metamaterial. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2017. Vol. 76, no. 3. P. 237–243. URL: https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v76.i3.40
- Nedukh S. V., Polevoy S. Y., Tarapov S. I., Vakula A. S., Identification of liquids in different containers using a microwave planar metamaterial. *Radiofizika I Elektronika*. 2017. Vol. 22, no. 4. P. 69–73. URL: https://doi.org/10.15407/rej2017.04.069
- Polevoy S. Y., Michaylichenko V. A., Vakula A. S., Nedukh S. V., Tarapov S. I. Principal parameters for optimization of experimental technique for fast remote identification of liquids at microwaves. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2018. Vol. 77, no. 18. P. 1639–1648.

URL: https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v77.i18.60

- Yachin V. V., Polevoy S. Yu., Ivzhenko L. I., Tarapov S. I., Nakhimovych M. I. Experimental verification of Faraday rotation enhancement by all-ferrodielectric metasurface. *Journal of the Optical Society of America B*. 2019. Vol. 36, no. 2. P. 261–266. URL: <u>https://doi.org/10.1364/josab.36.000261</u>
- Polevoy S. Y., Tarapov S. I. Controlling Surface States of Planar Metamaterial Based on Moire Effect. *Progress In Electromagnetics Research M.* 2019. Vol. 84. P. 187–195. URL: <u>https://doi.org/10.2528/pierm19060708</u>
- Polevoy S. Y., Rudenko D. A., Vakula A. S., Tarapov S. I. Control of spectrum of coaxial photonic crystal with magnetic layers. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2019. Vol. 78, no. 6. P. 501–510.

URL: https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v78.i6.40

- Vakula A. S., Polevoy S. Yu., Nedukh S. V., Tarapov S. I. Portable 2.0-2.5 GHz oscillator-detector unit for liquids identification by planar photonic crystal technique. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2019. Vol. 78, no. 9. P. 813–819. URL: <u>https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v78.i9.70</u>
- Polevoy S. Yu., Vakula A. S., Nedukh S. V., Tarapov S. I. A technique for noncontact identification of liquids in closed containers using microwave planar metamaterial. URSI Radio Science Bulletin. 2019. Vol. 2019, no. 371. P. 53–62. URL: <u>https://doi.org/10.23919/ursirsb.2019.9117244</u>
- Ivzhenko L. I., Polevoy S. Y., Tarapov S. I., Yachin V. V., Kurselis K., Kiyan R., Chichkov B. N. Experimental observation of tunable Wood type resonances in an all-ferrodielectric periodical metasurface. *Optics Letters*. 2020. Vol. 45, no. 19. P. 5514–5517. URL: <u>https://doi.org/10.1364/ol.402936</u>
- Polevoy S. Yu., Kharchenko G. O., Tarapov S. I., Kravchuk O. O., Kurselis K., Kiyan R., Chichkov B. N., Slipchenko N. I. A magnetoactive metamaterial based on a structured ferrite. *Radiofizika I Elektronika*. 2021. Vol. 26, no. 1. P. 28–34. URL: <u>https://doi.org/10.15407/rej2021.01.028</u>
- Ivzhenko L. I., Polevoy S. Yu., Odarenko E. N., Tarapov S. I. Dispersion properties of artificial topological insulators based on an infinite double-periodic array of elliptical quartz elements. *Radiofizika I Elektronika*. 2021. Vol. 26, no. 3. P. 11–17. URL: <u>https://doi.org/10.15407/rej2021.03.011</u>
- Girich A., Nedukh S., Polevoy S., Sova K., Tarapov S., Vakula A. Enhancement of the microwave photon-magnon coupling strength for a planar fabricated resonator. *Scientific Reports*. 2023. Vol. 13, no. 1. P. 924(1–8). URL: <u>https://doi.org/10.1038/s41598-022-27285-6</u>
- 14. Vakula A.S., Polevoy S.Yu., Sova K.Yu., Nedukh S.V., Girich A.A., Tarapov S.I., Special features of low-temperature microwave ferromagnetic resonance in nanometer ferrite layer patterned by macroporous silicon substrate. *Low Temperature Physics*. 2023. Vol. 49, no. 4. P. 467–472. URL: https://doi.org/10.1063/10.0017591

- Polevoy S., Yermakov O. Excitation of Surface Waves With On-Demand Polarization at Self-Complementary Metasurface. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*. 2023. Vol. 22, No. 8. P. 1962–1966.
 URL: https://doi.org/10.1109/lawp.2023.3270456
- 16. Girich A., S. Nedukh, Polevoy S., Sova K., Tarapov S., Vakula A., Enhancement of photon–magnon coupling strength by inverted split-ring resonator at GHz. *AIP Advances*. 2024. Vol. 14, no. 2. P. 025138 (1–8). URL: <u>https://doi.org/10.1063/5.0187796</u>
- Ivzhenko L., Polevoy S., Tarapov S., Yachin V. Crossed metallic gratings as metasurface with tuned crossing angle. 2016 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW), Kharkiv, Ukraine, 20–24 June 2016. 2016.
 P. 1–3. URL: <u>https://doi.org/10.1109/msmw.2016.7538127</u>
- Polevoy S., Vakula A., Nedukh S., Tarapov S. Planar photonic crystals for express analysis of liquids. *9th URSI-France 2017 Workshop "Radio Science for Humanity" (JS'17)*: Conf. Proc., Sophia Antipolis, France, 1–3 February 2017. 2017. P. 27–30. URL: <u>https://www.ursi-</u>

france.org/fileadmin/journees_scient/docs_journees_2017/data/articles/000033.p df

 Tarapov S., Girich A., Polevoy S., Nedukh S., Vovk R. Magnetic Microwave Planar Metamaterials: Experimental Results. *The European Conference "Physics of Magnetism 2017", PM'17*: Abstracts, Poznań, Poland, 26–30 June 2017. Poznań, 2017. P. 113.

URL: <u>https://www.ifmpan.poznan.pl/pm17/abst/143-tarapov_ire_kharkov_ua-</u> 2017-02-24-15-08-58.pdf

 Polevoy S. Yu., Ivzhenko L. I., Tarapov S. I., Yachin V. V. Faraday rotation enhancement by gyrotropic metasurface. 2017 XXIInd International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED), Dnipro, 25–28 September 2017. 2017. P. 269–272. URL: <u>https://doi.org/10.1109/diped.2017.8100617</u>.

- Polevoy S., Rudenko D., Tarapov S., Vakula A. Coaxial Magnetophotonic Crystal for Detection of Illicit and Dangerous Liquids. *6th International Conference on Superconductivity and Magnetism (ISCM'2018)* : Abstract book, Antalya, Turkey, 29 April – 4 May, 2018. P. 593.
- Kravchuk O., Polevoy S. Electromagnetic properties of metamaterial based on structured ferrite. *IX International Conference for Professionals & Young Scientists "Low Temperature Physics" (ICPYS LTP 2018)* : Conference Program and Book of Abstracts, Kharkiv, 4–8 June 2018. P. 79.
- 23. Nedukh S., Vakula A., Polevoy S., Vovk R., Tarapov S. Synthesis of FMR spectra of patterned magnetic nanostructures for access control and identification systems. *3rd International Advanced School on Magnonics IASM'2018*: Abstracts, Kyiw, 17–21 September 2018, P. 144.
- 24. Кравчук О. А., Полевой С. Ю. Расчет частоты ФМР магнитоактивного метаматериала на основе структурированного феррита. 23-й міжнародний молодіжний форум "Радіоелектроніка та молодь в XXI сторіччі": Матеріали форуму, Харків, 16–18 квітня 2019 р. Харків, 2019, Т. 1, С. 61–62. URL: <u>http://openarchive.nure.ua/handle/document/9019</u>
- 25. Tarapov S., Ivzhenko L., Polevoy S., Vakula A. Experimental Implementation of Non-uniformity Effects in Artificial Media : (Invited). 2019 IEEE 8th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL), Sozopol, Bulgaria, 6–8 September 2019. 2019. P. 46–49. URL: <u>https://doi.org/10.1109/caol46282.2019.9019487</u>
- Polevoy S., Pogorily A., Tarapov S. Magnetoactive Surface States in Moire Metamaterials. 2019 Conference "Kleinheubacher Tagung 2019": Conf. Proc., Miltenberg, Germany, 23–25 September 2019. 2019. P. 46–48. URL: <u>https://ieeexplore.ieee.org/document/8890131</u>
- 27. Kravchuk O., Polevoy S. Numerical modelling the FMR frequency of a magnetically active metamaterial based on structured ferrite. *Twentieth International Young Scientists Conference "Optics & High Technology Material Science"*, SPO-2019: Scientific works, Kyiv, 26–29 September 2019. P. 45–46.

- 28. Ivzhenko L., Polevoy S., Yachin V., Chichkov B., Tarapov S. Experimental and numerical identification of Faraday effect enhancement by all-ferrodielectric metasurface. *The Fifth Poznań Symposium on Quantum Technologies, Nonlinear Optics, Magnonics, and Metamaterials, QuTecNOMM-2019*: Abstracts, 15 October – 18 November 2019, Poznan, Poland. P. 15. URL: https://mtpr.amu.edu.pl/former-seminars/
- Girich A. A., Nedukh S. V., Polevoy S. Yu., Sova K. Yu., Vakula A. S., Tarapov S. I. Photon-magnon Coupling in the Planar Photonic Crystal with Magnetic Defect. *PhotonIcs & Electromagnetics Research Symposium (PIERS-*2022). Hangzhou, China, 25–28 April 2022. P. 1–2.

URL: <u>https://author2021.piers.org/ac_api/preview.php?t=ab&id=210713160409</u>

- 30. Polevoy S. Yu., Tarapov S. I., Girich A. A., Vakula A. S., Nedukh S. V., Sova K. Yu. Large Photon-Magnon Coupling in a Pi-Shaped Resonator with a Magnetic Sample. *International Conference On Quantum Materials And Technologies (ICQMT2022)* : Abstract book, Milas-Bodrum, Turkey, 16–22 October 2022. P. 245.
- 31. Polevoy S., Girich A., Tarapov S., Vakula A., Nedukh S., Sova K. Influence of the Magnet Filling Factor by the Field of Planar Resonators on the Photon-Magnon Coupling Strength. 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW), Ukraine, 14–18 November 2022. 2022. P. 105–108.

URL: https://doi.org/10.1109/ukrmw58013.2022.10036988

32. Polevoy S., Kharchenko G., Kalmykova T., Ostrizhnyi Y., Ivzhenko L., Yermakov O. Polarization-Controlled Excitation of Surface Waves at Self-Complementary Metasurface. 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW), Ukraine, 14–18 November 2022. 2022. P. 222–225.

URL: <u>https://doi.org/10.1109/ukrmw58013.2022.10036966</u>

- 33. Girich A. A., Nedukh S. V., Polevoy S. Yu., Sova K. Yu., Vakula A. S., Tarapov S. I. Strong Photon-magnon Coupling in a System of Two Coupled Resonators: Planar Photonic Crystal with Defect and Inverted Split-ring Resonator. 2023 Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS), Prague, Czech Republic, 3–6 July 2023. 2023. P. 200–204. URL: https://doi.org/10.1109/piers59004.2023.10221554
- 34. Polevoy S. Increasing of the Photon-Magnon Coupling Strength in a System of Coupled Microwave Resonators with a Magnetic Sample. 2023 IEEE 13th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties (NAP), Bratislava, Slovakia, 10–15 September 2023. 2023. IMT05. P. 1–4. URL: <u>https://doi.org/10.1109/nap59739.2023.10310809</u>
- 35. Polevoy S. Yu., Tarapov S. I., Vakula A. S., Nedukh S. V., Girich A. A., Sova K. Yu. Spin magnetism for frequency converting at quantum computing technologies. *NATO Advanced Research Workshop "Functional Spintronic Nanomaterials for Radiation Detection and Energy Harvesting"*. Kyiv, 25–27 September 2023, 1 p. URL:

http://spinnano.kpi.ua/images/abstracts/SPINNANO Abstract Polevoy.pdf

- 36. Sova K., Vakula A., Polevoy S., Tarapov S., Girich A., Nedukh S. Planar Waveguide Defect Features for Photon-Magnon Coupling Strength Increasing / K. Sova et al. 2023 IEEE 4th KhPI Week on Advanced Technology (KhPIWeek), Kharkiv, Ukraine, 2–6 October 2023. 2023. 4 pp. URL: <u>https://doi.org/10.1109/khpiweek61412.2023.10312993</u>
- Polevoy S., Tarapov S., Yermakov O. Role of Dielectric Substrate on Excitation of Surface Waves with Preselected Polarization State at Self-Complementary Metasurface in Microwaves. 2023 IEEE International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo), Kyiv, Ukraine, 13–18 November 2023. 2023. P. 331–334. URL: <u>https://doi.org/10.1109/ukrmico61577.2023.10380418</u>

38. Girich A. A., Nedukh S. V., Polevoy S. Yu., Rami B., Sova K. Yu., Tarapov S. I., Vakula A. S., Magnetic Nanocomponents for Frequency Converting in Quantum Computing Technologies. *Functional Magnetic and Spintronic Nanomaterials*. NATO Science for Peace and Security Series B: Physics and Biophysics. Eds.: I. Vladymyrskyi et al. Dordrecht, Netherlands, 2024. P. 197–206. URL: <u>https://doi.org/10.1007/978-94-024-2254-2_9</u>

3MICT

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТА СКОРОЧЕНЬ
ВСТУП
РОЗДІЛ 1 ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ КЕРОВАНІ МЕТАПОВЕРХНІ ТА ЇХНІ ПРАКТИЧНІ ЗАСТОСУВАННЯ
1.1 Посилення магнітооптичних ефектів з використанням метаповерхонь мікрохвильового й оптичного діапазонів
 1.2 Механічно керовані метаповерхні мікрохвильового та оптичного діапазонів
1.3 Широкосмуговий фотон-магнонний зв'язок у системі зв'язаних мікрохвильових резонаторів з магнітною плівкою
1.4 Керування електромагнітними властивостями штучних топологічних ізоляторів мікрохвильового діапазону
Висновки до розділу 1
РОЗДІЛ 2 ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ МАГНІТОКЕРОВАНИХ МЕТАПОВЕРХОНЬ НА ОСНОВІ МАГНІТНИХ РЕЗОНАНСНИХ ЕЛЕМЕНТІВ У МІКРОХВИЛЬОВОМУ ДІАПАЗОНІ
2.1 Посилення ефекту Фарадея за допомогою феродіелектричної метаповерхні субхвильової товщини
2.1.1 Метаповерхня на основі двоперіодичного масиву квадратних феродіелектричних призм на діелектричній підкладці
2.1.2 Метаповерхня на основі двоперіодичного масиву феродіелектричних циліндрів на підкладці з того ж матеріалу
2.1.3 Результати по підрозділу 111
2.2 Керування магніторезонансними властивостями феритового елемента зі структурованою поверхнею

2.2.1 Досліджувані структури й теоретичний підхід 112
2.2.2 Взаємодія електромагнітних коливань у структурованих феритах поблизу частоти феромагнітного резонансу
2.2.3 Результати по підрозділу
Висновки до розділу 2 123
РОЗДІЛ З СПЕКТРАЛЬНІ ВЛАСТИВОСТІ МЕХАНІЧНО КЕРОВАНИХ
МЕТАПОВЕРХОНЬ НА ЕФЕКТІ МУАРУ В МІКРОХВИЛЬОВОМУ ДІАПАЗОНІ
3.1 Спектральні властивості муарової метаповерхні на основі схрешених
масивів металевих смуг, що механічно перестроюються
3.1.1 Метаповерхня на основі схрещених масивів металевих смуг, що
механічно перестроюється 126
3.1.2 Експериментальне та чисельне дослідження спектральних
властивостей муарової метаповерхні на основі схрещених масивів металевих смуг
3.1.3 Результати по підрозділу 134
3.2 Спектральні властивості метаповерхонь на ефекті муару, що механічно
перестроюються
3.2.1 Зонна структура спектра одновимірного муарового метаматеріала
3.2.2 Пореруцері колирация у проримірцій муарорій метапореруці 140
2.2.2 Поверлневі коливання у двовимірни муаровій метановерлні 140
3.5 Спектральні властивості магнітокерованих метаповерхонь на ефекті муару
3 3 1 Магнітоактивна музрова метаповерхня 140
3.3.2. Поверхневі коливання в муаровій магнітоактивній метаповерхні 151
2.3.2 Hobepartobi Kombunin Dargupobin Murintouktinbinin Metunobepartitoi

17

3.3.3 Результати по підрозділу154
Висновки до розділу 3154
РОЗДІЛ 4 МАГНІТОКЕРОВАНІ ШАРУВАТІ СЕРЕДОВИЩА В
КОАКСІАЛЬНОМУ ХВИЛЕВОДІ В МІКРОХВИЛЬОВОМУ ДІАПАЗОНІ
4.1 Спектральні властивості магнітофотонного кристала в коаксіальному
хвилеводі
4.1.1 Розрахунок спектра коаксіального фотонного кристала з
магнітними шарами157
4.1.2 Керування забороненою зоною коаксіального магнітофотонного
кристала за допомогою зовнішнього магнітного поля
4.1.3 Результати по підрозділу166
4.2 Спектральні властивості коаксіального фотонного кристалу з
магнітним дефектним шаром167
4.2.1 Керування частотою дефектного коливання в спектрі коаксіального
фотонного кристала із магнітним дефектним шаром за допомогою
зовнішнього магнітного поля167
4.2.2 Результати по підрозділу169
Висновки до розділу 4
РОЗДІЛ 5 НЕОДНОРІДНИЙ ПЛАНАРНИЙ ФОТОННИЙ КРИСТАЛ ЯК
ОСНОВА МЕТОДИКИ БЕЗКОНТАКТНОЇ ІДЕНТИФІКАЦІЇ РІДКИХ
СЕРЕДОВИЩ
5.1 Фізичні основи безконтактної ідентифікації рідких середовищ на основі
неоднорідного ПФК у мікрохвильовому діапазоні 173
5.1.1 Експериментальна установка для безконтактної ідентифікації
рідких середовищ на основі неоднорідного ПФК у мікросмужковому
виконанні

5.1.2 Оптимізація експериментальної методики ідентифікації рідин на 5.2 Безконтактие детектувания домішок метилового спирту в водних розчинах етилового спирту на основі методики з використанням РОЗДІЛ 6 ЗБІЛЬШЕННЯ ФОТОН-МАГНОННОЇ ВЗАЄМОДІЇ У ЗВ'ЯЗАНІЙ СИСТЕМІ «ПЛАНАРНИЙ РЕЗОНАТОР І МАГНІТНА ПЛІВКА»..... 192 6.1 фотон-магнонного зв'язку Збільшення для зв'язаної системи планарного резонатора у вигляді розрізаного кільця й магнітної плівки залізо-ітрієвого гранату 193 6.1.1 Методика розрахунків фотон-магнонного зв'язку у зв'язаній системі планарного мікрохвильового резонатора й магнітної плівки... 194 6.1.2 Фотон-магнонний зв'язок для планарного резонатора у вигляді розрізаного кільця й плівки залізо-ітрієвого гранату...... 196 6.2 фотон-магнонного зв'язку в системі зв'язаних Підвищення 6.2.1 Фотон-магнонний зв'язок системі зв'язаних V планарних резонаторів у вигляді розрізаного кільця і плівки залізо-ітрієвого гранату 6.3 Вплив коефіцієнта заповнення магнетика змінним магнітним полем 6.3.1 Фотон-магнонний зв'язок у системі планарного спірального

19

6.3.2 Результати по підрозділу
6.4 Фотон-магнонний зв'язок у резонансній системі на основі планарної
періодичної структури та плівки залізо-ітрієвого гранату
6.5 Фотон-магнонний зв'язок у резонаторі в вигляді розрізаного кільця з
періодичними металевими смугами та феримагнітним зразком
6.6 Фотон-магнонний зв'язок у планарному U-подібному резонаторі з
феримагнітним зразком
6.7 Підвищення фотон-магнонного зв'язку у подвійному спіральному
резонаторі з феримагнітним зразком
Висновки до розділу 6
РОЗДІЛ 7 ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ ШТУЧНИХ
ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ТОПОЛОГІЧНИХ ІЗОЛЯТОРІВ НА ОСНОВІ
НЕСКІНЧЕННОГО ДВОПЕРІОДИЧНОГО МАСИВУ ЕЛІПТИЧНИХ
КВАРЦОВИХ ЕЛЕМЕНТІВ
7.1 Електромагнітні властивості однорідних штучних топологічних
ізоляторів на основі двоперіодичного масиву еліптичних елементів із
кварцу
7.1.1 Електромагнітний аналог топологічного ізолятора на основі
двоперіодичного масиву еліптичних елементів із кварцу
7.1.2 Дисперсійні властивості однорідних штучних топологічних
ізоляторів на основі двоперіодичного масиву еліптичних елементів із
кварцу
7.1.3 Результати по підрозділу
7.2 Поверхневі стани в комбінованих штучних топологічних ізоляторах на
базі двоперіодичного масиву еліптичних елементів із кварцу 250

7.2.1 Обґрунтування вибору параметрів досліджуваного штучного
топологічного ізолятора на базі двоперіодичного масиву еліптичних
елементів із кварцу
7.2.2 Дисперсійні властивості комбінованих штучних топологічних
ізоляторів на базі двоперіодичного масиву еліптичних елементів із
кварцу
7.2.3 Результати по підрозділу
Висновки до розділу 7
РОЗДІЛ 8 ЗБУДЖЕННЯ ПОВЕРХНЕВИХ ХВИЛЬ ЗАДАНОЇ
ПОЛЯРИЗАЦІЇ НА САМОКОМПЛЕМЕНТАРНІЙ МЕТАПОВЕРХНІ 257
8.1 Збудження поверхневих хвиль довільної поляризації на
самокомплементарній метаповерхні
8.1.1 Обґрунтування вибору параметрів самокомплементарної
метаповерхні
812 Збулження поверхневих хвиль вертикальної та горизонтальної
лінійних поляризацій з використанням одного диполя
6.1.5 Зоудження поверхневих хвиль лінійної поляризації, повернутої на
8.1.4 Зоудження поверхневих хвиль правот та лівот круговот поляризаціи
двома диполями
8.1.5 Збудження поверхневих хвиль довільної еліптичної поляризації
двома диполями
8.2 Вплив підкладки на однорідність поляризації поверхневих хвиль
поблизу самокомплементарній метаповерхні 275
8.3 Вплив кінцевого розміру та кінцевої кількості диполів на однорідність
поляризаційних властивостей поверхневих хвиль поблизу
самокомплементарної метаповерхні

Висновки до ро	зділу 8				
ВИСНОВКИ					
СПИСОК ВИКОР	ИСТАНИХ	ДЖЕРЕЛ			
ДОДАТОК А	СПИСОК	ПУБЛІКАЦІЙ	ЗДОБУВАЧА	3A	ТЕМОЮ
ДИСЕРТАЦІЇ					

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТА СКОРОЧЕНЬ

- ЕМ електромагнітний
- ММ метаматеріал
- МП метаповерхня
- TE transverse electric
- TM transverse magnetic
- ТІ топологічний ізолятор
- IPE Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова
- НАН Національна академія наук
- НВЧ надвисокочастотний
- ФМР феромагнітний резонанс
- МФК магнітофотонний кристал
- ПФК планарний фотонний кристал
- ФК фотонний кристал
- ЗІГ залізо-ітрієвий гранат
- НДР науково-дослідна робота
- NATO SPS North Atlantic Treaty Organization Science for Peace and Security
- MPB MIT Photonics Bands
- $\Phi M3- \phi$ отон-магнонний зв'язок
- МО магнітооптичний
- ЕФ ефект Фарадея
- ПКП права кругова поляризація
- ЛКП ліва кругова поляризація
- PMOKE polar magnetooptical Kerr effect
- LMOKE longitudinal magnetooptical Kerr effect
- TMOKE transverse magnetooptical Kerr effect
- 2D-two-dimensional
- 1D one-dimensional
- ППП поверхневий плазмон-поляритон

- СЕМ скануюча електронна мікроскопія
- YIG yttrium iron garnet
- BIG bismuth iron garnet
- LH left-handed
- RH-right-handed
- SRR split-ring resonator
- ISRR inverse split-ring resonator
- РРК резонатор у вигляді розрізаного кільця
- ГГГ галій-гадолінієвий гранат
- TIP topological insulator phase
- NIP normal insulator phase
- АЦП аналого-цифровий перетворювач
- FDTD finite difference time domain
- КФК коаксіальний фотонний кристал
- TEM transverse electromagnetic
- PET polyethylene terephthalate
- coPET copolymer polyethylene terephthalate
- ЛПП локалізований поверхневий плазмон
- Е-ЛПП електричний локалізований поверхневий плазмон
- М-ЛПП магнітний локалізований поверхневий плазмон
- ППС планарна періодична структура
- ПС поверхневий стан

ВСТУП

Сьогодні значний інтерес становить вивчення особливостей поширення електромагнітних (ЕМ) хвиль у штучних середовищах і, зокрема, метаматеріалах (ММ) [1]. У світовій практиці під терміном метаматеріал традиційно мають на увазі штучне середовище, електромагнітні властивості якого визначаються не тільки властивостями його складових компонентів, але і їхнім просторовим розташуванням [2]. З точки зору мініатюризації серед метаматеріалів особливий інтерес викликають так звані метаповерхні (МП) [3, 4], або планарні метаматеріали, що мають субхвильову товщину.

Історія вивчення електромагнітних штучних матеріалів налічує понад 100 років. Наприклад, в роботі Д. Бозе 1899 р. [5] було отримано великі кути повороту площини поляризації електромагнітної хвилі, що проходить у штучному середовищі у вигляді скрученого джгута. У роботах Р. Вуда, Д. Релея і Д. Струта на початку 20-го століття [6-8] для дослідження електромагнітних властивостей метаповерхонь було обрано металеві дифракційні решітки, для яких спостерігалися аномальні смуги поглинання. У роботі В. Кока 1948 р. [9] запропоновано використовувати металеві елементи для покращення характеристик лінз для антен. У 1940–1950-х роках Л. Левіним [10] і М. А. Хижняком [11] для створення штучних діелектриків були запропоновані періодично розташовані субхвильові включення з відмінного від навколишнього середовища. У книзі [12] матеріалу, використовувати *LC*-контур запропоновано для створення штучного магнетика – тобто середовища з великою магнітною проникністю. 1960 p. [13] формування штучних діелектриків Д. Брауном V для запропоновано використовувати періодично розташовані металеві елементи, такі як пластини, стрижні та диски. У 1962 р. В. Ротманом [14] розглянуто періодично розташовані стрижні та пластини для формування штучних діелектриків з ефективним показником заломлення, що менше за одиницю. Пізніше, у 1990-х роках, у роботі Д. Пендрі та ін. [15] запропоновано схожу

ідею для створення матеріалів із від'ємною діелектричною проникністю. Починаючи з 2000-х років спостерігається значний інтерес із боку дослідників у всьому світі як до метаматеріалів [1], так і до метаповерхонь [3, 4].

В останні роки активно вивчаються метаповерхні, електромагнітні властивості яких можна ефективно та швидко перестроювати, що є однією з важливих особливостей для практичного застосування. Особливий інтерес становить якомога більш плавне й неперервне перестроювання властивостей МП, що збільшує кількість можливих застосувань. З цією метою в метаповерхні вводять як елементи, що електрично перестроюються, такі як варакторні діоди [16], так і феродіелектрики (непровідні феромагнетики), що використовуються в магнітоактивних метаповерхнях [17, 18]. Гіротропні властивості таких метаповерхонь перестроюються за допомогою зовнішнього магнітного поля [19, 20]. Іншим способом вирішення цієї задачі є механічне перестроювання, наприклад, розтягування/стиснення, яке реалізується на пружних підкладках [21-23]. Альтернативним способом механічного перестроювання є використання МП на основі ефекту муара [24]. Ефект муара – це поява узору при накладенні двох або більше плоских періодичних структур з однаковими або близькими періодами. Таким чином формується муарова МП як особливий тип квазіперіодичної структури. Її електромагнітні властивості залежать від кута схрещування утворюючих структур при їхньому накладенні (або зсуванні їх відносно один одного) і від різниці їхніх періодів. Це призводить до появи таких властивостей метаповерхні, які відсутні в окремих структурах, що її утворюють. Наприклад, у роботі [25] показано, що при накладенні схрещених шарів графену на границі структури утворюються нові енергетичні стани.

Одним із багатообіцяючих способів створення керованих метаповерхонь, що працюють як випромінювачі ближнього ЕМ поля, є розміщення на елементарній комірці метаповерхні декількох збуджуючих елементів. При цьому якщо метаповерхня одночасно підтримує ТЕ- і ТМ-

поляризовані моди, що мають близькі постійні поширення на частоті збудження, то це дає можливість отримувати ближнє поле МП із наперед заданою поляризацією ЕМ хвиль. Прикладом таких метаповерхонь є так звані самокомплементарні метаповерхні [26]. Самокомплементарні МП є комбінацією тонкого металевого елемента і його додаткової (комплементарної) копії на одній елементарній комірці, де металевий елемент і навколишній простір поміняні місцями.

Одним із різновидів метаматеріалів, що становлять інтерес для розробки хвилеводів із малими втратами на поширення хвиль, є електромагнітні аналоги топологічних ізоляторів (TI) [27, 28]. За аналогією з класичними TI у фізиці твердого тіла вони демонструють поширення EM хвиль на робочих частотах тільки по їхній границі, але не всередині об'єму TI. При цьому при певних умовах досягається така важлива властивість хвилеводу, побудованого на їхній основі, як односпрямоване поширення EM хвиль [29]. Воно залежить від напрямку прикладеного зовнішнього магнітного поля, що дає можливість керувати їхніми властивостями.

Дослідження метаматеріалів також проводили вчені з України. Зараз дослідження штучних діелектриків [30], продовжуються розпочаті Хижняком М. А. [11] з Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Дослідження кіральних метаповерхонь, які мають значно більшу штучну оптичну активність, ніж у природних середовищах, проводила група Просвірніна С. Л. [31] і група Поєдинчука А. Ю. [32] з Інституту радіофізики та електроніки (IPE) ім. О. Я. Усикова Національної академії наук (НАН) України. Одним із важливих застосувань метаповерхонь в магнітооптиці є посилення ефекту Фарадея, що полягає в повороті площини поляризації електромагнітної хвилі при її проходженні через поздовжньо намагнічене середовище. Цей ефект відноситься до магнітооптичних ефектів. Дослідження магнітооптичних ефектів у різних шаруватих магнітних середовищах успішно проводиться групою Харченка М. Ф. із Фізикотехнічного інституту низьких температур ім. Б. І. Вєркіна НАН України [33].

Спосіб посилення ефекту Фарадея з використанням ґраткових резонансів у двоперіодичній гіротропних метаповерхні на основі елементів. ЩО знаходяться металевому екрані, наведено роботі Ячіна В. В. В В (Радіоастрономічний інститут НАН України) та ін. [34].

природні матеріали Оскільки зазвичай мають занадто слабку магнітооптичну активність практично в усьому діапазоні електромагнітного випромінювання [35], то виникає проблема посилення ефекту Фарадея без збільшення напруженості зовнішнього магнітного поля. Для цього часто використовують метаповерхні, що містять металеві елементи [34, 36, 37]. Однак метаповерхнях оптичного діапазону застосування металів V ускладнено через великі втрати в них, викликані певним співвідношенням дійсної та уявної частин діелектричної проникності в цьому діапазоні частот. Тому більш перспективним способом рішення цієї задачі є застосування метаповерхонь, що не містять металевих елементів [17, 18, 38]. У даних роботах для посилення ефекту Фарадея запропоновано метаповерхні надвисокочастотного (НВЧ) діапазону, однак ці результати легко перенести на оптичний діапазон шляхом масштабування структури.

Феродіелектричні елементи успішно застосовують як складові частини в МП для посилення магнітооптичних ефектів [17, 37]. Однак для сучасної радіофізики мікрохвильового діапазону не завжди є прийнятним створення нового однорідного феродіелектрика із заздалегідь заданими магнітними властивостями, оскільки його розробка може бути занадто складним завданням. Одним зі способів вирішення цієї проблеми є використання просторово структурованих феромагнетиків, електромагнітні властивості яких обумовлено не тільки властивостями складових елементів, але й залежать від їхньої просторової структури [39]. Це означає, що на їх основі розробляти матеріали i3 заздалегідь ефективними можна заданими матеріальними параметрами (діелектричною і магнітною проникностями), а також розмагнічуючими факторами [40]. У цьому випадку доцільно використовувати метаматеріали поблизу частотної області феромагнітного

резонансу (ФМР), оскільки тут найбільш сильно проявляється дисперсія їхніх магнітних властивостей [41].

Механічне перестроювання метаповерхонь має таку перевагу, що для нього не потрібно використовувати зовнішнє магнітне поле [21–23]. Однак у даному способі важко досягти перестроювання властивостей у широких границях. Є декілька робіт, в яких вивчають електромагнітні властивості муарових МП в оптичному [42, 43] і мікрохвильовому [24] діапазонах. Однак електромагнітні властивості муарових МП у мікрохвильовому діапазоні ще недостатньо вивчені. Це відбувається в першу чергу через складність експериментів і теоретичного опису муарових МП, обумовлених їхньою квазіперіодичною структурою. Зокрема, поки не розглянуто реалізацію безперервного та плавного перестроювання частоти певного поверхневого коливання, що залежить від кута схрещування двох структур, які утворюють муарову метаповерхню. Не розглянуто на сьогоднішній день також найцікавіші для фундаментальної і прикладної фізики муарових МП явища одночасно механічного й електронного керування їхніми властивостями. Найбільш простим і ефективним способом реалізації такого керування є структури магнітоактивних введення В такі елементів (наприклад, феритів) [44].

Самокомплементарні метаповерхні, ЩО відповідають принципу подвійності Бабіне, широко використовуються для маніпулювання плоскими [26], хвилями наприклад, y вузькосмугових фільтрах, планарних поляризаторах і розгалужувачах хвиль [45–47]. Принцип Бабіне полягає в тому, що дифракційна картина від непрозорого тіла ідентична дифракційній картині від отвору такого ж розміру й форми, за винятком загальної інтенсивності прямої хвилі. При цьому й резонансні ТЕ- і ТМ-поляризовані моди від непрозорого тіла та від отвору будуть виродженими. Нещодавно було показано, що каналізація поляризаційно вироджених поверхневих хвиль на самокомплементарній метаповерхні може привести до ефективної маршрутизації сигналу зі збереженням поляризації його джерела [48].

Відомо, що самокомплементарні МП мають вироджений спектр поверхневих TE- й TM-поляризованих мод у певних напрямках. Однак дотепер не є вирішеним таке важливе завдання для фізики метаповерхонь, як швидке поляризацією випромінюваних EM Одним керування ХВИЛЬ. i3 перспективних способів вирішення цього завдання € застосування самокомплементарних МП малої товщини [49]. При цьому буде реалізовано можливість ефективно керувати поляризацією ближнього поля шляхом розміщення на МП декількох збуджуючих елементів із різною поляризацією.

Багатообіцяючою областю фізики метаматеріалів є фізика топологічних ізоляторів і їхніх аналогів серед електромагнітних метаматеріалів. У мікрохвильовому діапазоні електромагнітні аналоги ТІ часто складаються з металевих елементів [50, 51]. Однак для оптичного діапазону металеві елементи мають великі втрати через поглинання ЕМ хвиль. Тому повністю діелектричні ТІ мають безсумнівну перевагу в цьому діапазоні через менші втрати на поширення хвиль. При цьому з'являється можливість передачі електромагнітної енергії, у тому числі односпрямованої, на значні відстані з малими втратами.

Відзначимо, що такий різновид метаматеріалів, як магнітофотонні кристали (МФК) [52, 53], – тобто фотонні кристали, що містять магнітні матеріали, цікаві сьогодні не тільки з фундаментальної точки зору, але й для багатьох практичних застосувань у техніці НВЧ. При цьому спектром МФК можна ефективно керувати за допомогою зовнішнього магнітного поля. Однак, на жаль, розміри таких ФК часто виявляються занадто великими. Реалізація МФК усередині коаксіальної лінії робить його компактним, оскільки діаметр елементів МФК у цьому випадку виявляється меншим за довжину хвилі. При цьому легко реалізується плавне керування його спектром у широкому діапазоні частот, що є безсумнівною перевагою.

Планарні метаматеріали знаходять успішне застосування в такій області, як безконтактний експрес-аналіз рідин у радіопрозорих ємностях. Сьогодні такі завдання є актуальними як для систем безпеки, так і для систем

контролю складу та якості рідин. Існують способи вирішення таких завдань електромагнітними методами [54, 55]. Наприклад, у роботі [55] проводилися виміри параметрів резонансних коливань напівекранованого діелектричного резонатора з контейнером, що збуджують резонатор. Однак дана конструкція має порівняно великі розміри. Тому застосування планарних метаматеріалів, зокрема, фотонних кристалів (ФК) із дефектами у мікросмужковому виконанні [56, 57], для безконтактного визначення властивостей рідин є більш перспективним через менші розміри й меншу вартість конструкції [58].

Ще одна сучасна й актуальна область застосування планарних метаматеріалів – це квантові технології, до яких усе більше зростає інтерес в останні роки. У цій області в ході вирішення завдання з реалізації квантових обчислень виявилася непроста проблема передачі інформації на значну відстань зі збереженням квантової когерентності, а також створення квантових перетворювачів із мікрохвильового діапазону в оптичний. Для реалізації фотон-магнонних квантових перетворювачів часто використовують дві резонансні системи з сильним фотон-магнонним зв'язком, наприклад, мікрохвильовий резонатор із феромагнітним зразком поблизу **VMOB** феромагнітного резонансу. Зараз для цього часто застосовують об'ємний мікрохвильовий резонатор, в якому розташовано сферу з залізо-ітрієвим гранатом (ЗІГ) [59]. Однак ця тривимірна система має такий очевидний недолік, як її відносно великий об'єм. Тому останнім часом виглядає перспективним планарних резонаторів i3 застосування плівковими магнітними зразками, які мають менші розміри, ніж об'ємні структури. У таких планарних системах завдяки структурі ЕМ поля на резонансній частоті досяжні більш високі значення величини фотон-магнонного зв'язку, ніж у тривимірних системах. Це обумовлено тим, що напруженість змінного магнітного поля планарних резонаторів максимальна поблизу металевих елементів, біля яких і міститься магнітна плівка (як правило, ЗІГ). Однак, застосування тут планарних резонаторів замість планарних метаматеріалів забезпечує різке збільшення концентрації змінного магнітного поля в області магнетика, тим самим збільшуючи його коефіцієнт заповнення цим полем. При цьому вибір робочої моди резонатора дозволяє регулювати як коефіцієнт заповнення магнетика полем [60], так і добротність резонатора [61].

Актуальність роботи

Дослідження особливостей електромагнітних властивостей метаповерхонь мікрохвильового діапазону є важливим для фундаментальної науки, оскільки одержання нової інформації про їхні електромагнітні властивості дає можливість розвивати новий напрямок у фізиці керованих електромагнітних метаматеріалів. Для прикладної науки актуальність роботи визначається потребою в розробці компактних і керованих НВЧ пристроїв, ліній передачі ЕМ хвиль із малими втратами, квантових перетворювачів частоти й систем безпеки та контролю якості продуктів харчування.

Отже, на підставі проведеного вище аналізу вже вирішених завдань фізики метаповерхонь (та інших метаматеріалів, що застосовуються для мікрохвильових технологій), визначимо ряд актуальних невирішених проблем. Зокрема, слід зазначити наступну проблему – подолання такого недоліку метаповерхонь, як недостатня гнучкість в керуванні їхніми електромагнітними властивостями. Як правило, МП є вузькосмуговими через їхні резонансні властивості, що обмежує їхнє застосування в мікрохвильових пристроях. Тому в даній дисертаційній роботі запропоновано вирішення цієї актуальної проблеми у вигляді розробки фізичних принципів ефективного електромагнітними керування властивостями метаповерхонь мікрохвильового діапазону за допомогою механічного й електронного зовнішнього перестроювання (3a допомогою магнітного поля електромагніту).

Отже, **актуальність дисертаційної роботи** обумовлена потребою створення фізичних принципів ефективного керування електромагнітними властивостями метаповерхонь мікрохвильового діапазону за допомогою електронного та механічного перестроювання. Новизна роботи визначається тим, що в ній на підставі виявлених явищ і процесів запропоновано набір взаємодоповнюючих підходів до розробки електронно- й механічно керованих метаповерхонь мікрохвильового діапазону, заснованих на експериментальних і чисельних дослідженнях їхніх електромагнітних властивостей. Розроблені в ході таких досліджень метаповерхні можуть стати основою для створення нового класу пристроїв як мікрохвильового, так і оптичного діапазонів.

роботи Достовірність визначається застосуванням апробованих проведення експерименту 3 реєстрації електромагнітних методик властивостей досліджуваних i3 використанням сучасного структур аналізаторів кіл обладнання (векторних i магніторезонансних радіоспектрометрів мікрохвильового діапазону), використанням реперних експериментальних зразків, а також апробованими методиками чисельного розрахунку електромагнітних властивостей за допомогою відомих пакетів програм чисельного електромагнітного моделювання.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами

Дисертаційну роботу виконано у відділі радіоспектроскопії ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України в рамках досліджень, проведених за держбюджетними науково-дослідними роботами (НДР):

- «Вивчення взаємодії електромагнітних та звукових хвиль, а також заряджених часток з твердотільними структурами» (шифр «Кентавр-5», номер держреєстрації 0112U000211, термін виконання 2015-2016 р., виконавець);
- «Дослідження взаємодії електромагнітних та звукових хвиль, а також заряджених частинок з наноструктурами та метаматеріалами» (шифр «Кентавр-6», номер держреєстрації 0117U004038, термін виконання 2017-2021 р., виконавець);
- «Дослідження взаємодії електромагнітних хвиль, а також заряджених частинок з наноструктурами та метаматеріалами» (шифр «Кентавр-7»,

номер держреєстрації 0122U001687, термін виконання 2022-2025 р., виконавець);

- спільний українсько-польський науково-дослідний проєкт «Невзаємні топологічні хвилі у лініях передач із резонансами з магнітною перебудовою у мікрохвильовому діапазоні довжин хвиль» (шифр «Топаз», номера держреєстрації 0120U103409, 0121U113757, термін виконання 2020-2021 р., виконавець);
- грант НАН України дослідницьким лабораторіям/групам молодих вчених НАН України «Діелектричні метаповерхні з поляризаційновиродженим спектром для високоточного детектування кіральних речовин» (шифр «Стокс», номер держреєстрації 0122U002101, термін виконання 2022-2023 р., керівник роботи);
- науково-дослідний проєкт програми НАТО «Наука заради миру та безпеки» «Конвертаційні технології для квантової сенсорики та безпеки комунікацій» (шифр «Квант», номери держреєстрації 0123U103737, 0124U003555, термін виконання 2023-2024 р., виконавець);

а також у рамках досліджень, проведених під час участі в міжнародних проєктах:

- проєкт NATO SPS G5005 (програма НАТО «Наука заради миру та безпеки») "Magnetic resonance & MW detection of improvised explosive and illicit materials" / "Магнітний резонанс та мікрохвильове детектування потенціально-вибухових та небезпечних матеріалів", головна установа Технічний Університет Гебзе (Туреччина), термін виконання 2016-2019 р., виконавець;
- проєкт NATO SPS G5859 (програма НАТО «Наука заради миру та безпеки») "Conversion Technologies for Quantum Sensing & Secure Communications" / "Технології перетворення для квантового зондування і безпечного зв'язку", головна установа Технічний

Університет Гебзе (Туреччина), номер держреєстрації №94/114, термін виконання 2021-2024 р., виконавець.

Мета і завдання дослідження

Отже, все вищесказане дозволяє сформулювати мету дисертації як виявлення експериментальними та чисельними методами таких особливостей спектральних і поляризаційних властивостей метаповерхонь, які необхідні для реалізації ефективного керування цими властивостями в мікрохвильовому діапазоні довжин хвиль.

Для досягнення поставленої мети необхідно виконати такі завдання:

1. Провести огляд часто використовуваних методів керування електромагнітними властивостями метаповерхонь.

2. Розробити ефективний підхід до керування поляризаційними властивостями метаповерхонь малої в порівнянні з довжиною хвилі товщини за допомогою зовнішнього магнітного поля в мікрохвильовому діапазоні.

3. Розробити ефективний підхід до керування спектральними властивостями метаповерхонь на ефекті муару за допомогою їхнього механічного перестроювання в мікрохвильовому діапазоні.

4. Дослідити ефективність керування спектральними властивостями фотонного кристала з магнітними включеннями в коаксіальному виконанні.

5. Визначити вплив матеріальних параметрів елементів комбінованого штучного електромагнітного аналога топологічного ізолятора мікрохвильового діапазону на його дисперсійні властивості.

6. Розробити ефективний підхід до керування ближнім полем самокомплементарних метаповерхонь мікрохвильового діапазону.

Також з метою продемонструвати застосовність планарних технологій для практичних застосувань необхідно:

1. Розробити підхід до збільшення фотон-магнонного зв'язку для системи планарного мікрохвильового резонатора й магнітної плівки, яку розташовано поблизу його поверхні.

2. Дослідити застосовність планарного фотонного кристала в мікрохвильовому діапазоні для експрес-аналізу рідин у радіопрозорих ємностях.

Для виконання поставлених завдань:

У розділі 1 наведено огляд наукової літератури по метаповерхнях, які дозволяють підсилювати ефект Фарадея, керованих метаповерхнях на ефекті муару, а також електромагнітних аналогах топологічних ізоляторів.

У розділі 2 з метою посилення ефекту Фарадея й керування електромагнітними властивостями метаповерхонь запропоновано лва підходи, а саме, розробка двоперіодичної метаповерхні субхвильової товщини, що містить феродіелектричні елементи, а також структурування поверхні одиночного феритового його елемента, ЩО впливає на магніторезонансні властивості.

У розділі 3 запропоновано підхід до механічного перестроювання властивостей метаповерхонь у мікрохвильовому діапазоні на прикладі метаповерхонь на ефекті муару. З метою підвищення гнучкості керування досліджено вплив зовнішнього магнітного поля на резонансні властивості муарових метаповерхонь, що містять феромагнітні елементи.

У розділі 4 для розробки фізичних принципів керування електромагнітними властивостями фотонного кристала з магнітними включеннями експериментально й теоретично показано ефективне керування спектральними властивостями МФК у коаксіальному виконанні шляхом зміни розмірів його елементів або величини зовнішнього магнітного поля.

У розділі 5 з метою перевірки застосовності неоднорідного планарного фотонного кристала (ПФК) для експрес-аналізу рідин у радіопрозорих ємностях визначено вплив конструктивних особливостей структури ПФК і параметрів контейнера на достовірність експрес-аналізу рідин у мікрохвильовому діапазоні.

У розділі 6 для розробки фізичних принципів збільшення фотонмагнонного зв'язку проаналізовано ряд систем у вигляді планарного
мікрохвильового резонатора й магнітної плівки, яку розташовано поблизу його поверхні, в яких різними способами реалізовано збільшення величини фотон-магнонного зв'язку.

У розділі 7 для керування дисперсійними властивостями комбінованого штучного топологічного ізолятора визначено вплив матеріальних параметрів елементів на положення заборонених зон і поверхневих станів для структури у вигляді двоперіодичного масиву еліптичних елементів із кварцу.

У розділі 8 чисельно досліджено фізичні основи керування ближнім електромагнітним полем самокомплементарних метаповерхонь, а саме, збудження поверхневих хвиль заданої поляризації. При цьому використано явище поляризаційного виродження поверхневих ТЕ- і ТМ-поляризованих мод уздовж конкретних напрямків поширення хвиль для самокомплементарних метаповерхонь.

Об'єктом дослідження є процеси поширення електромагнітних хвиль у керованих метаповерхнях мікрохвильового діапазону довжин хвиль.

Предметом дослідження є електромагнітні властивості метаповерхонь мікрохвильового діапазону довжин хвиль (вплив геометричних параметрів, механічного перестроювання та зовнішнього магнітного поля на властивості метаповерхонь).

Методи дослідження

Експериментальні дослідження електромагнітних властивостей метаповерхонь і планарних резонаторів з магнетиками проведено за допомогою апробованих методик для мікрохвильового діапазону довжин хвиль із використанням векторного аналізатора кіл Agilent N5230A, генератора частоти Keysight N5173B-UNT, лабораторних електромагнітів, що керуються джерелом живлення Keysight N8740A, датчиками магнітного поля та спеціалізованих комп'ютерних програм. Експериментальні дослідження просторового розподілу електромагнітного поля проведено методом пробного тіла з використанням спеціалізованого двовимірного скануючого пристрою, що керується за допомогою комп'ютера.

Результати чисельного моделювання електромагнітних властивостей муарових та самокомплементарних метаповерхонь і планарних резонаторів розраховано автором за допомогою спеціалізованого пакету чисельного моделювання CST Studio Suite. Також для розрахунку спектральних властивостей метаповерхонь використовувався метод інтегральних функціоналів [62, 63], а дисперсійні діаграми розраховано за допомогою пакету чисельного моделювання МІТ Photonics Bands (MPB).

Наукова новизна роботи

 Вперше в мікрохвильовому діапазоні довжин хвиль для феродіелектричної метаповерхні на основі паралелепіпедів:

 експериментально продемонстровано зростання ефекту Фарадея на частоті граткової моди в 5 разів у порівнянні з феродіелектричним шаром такої ж товщини;

- експериментально встановлено, що поблизу частоти граткової моди структура повертає площину поляризації хвилі на великий кут до 90°.

2) В мікрохвильовому діапазоні експериментально й чисельно виявлено вплив форми субхвильових канавок на поверхні феритової пластини на частоту феромагнітного резонансу (ФМР). При цьому вперше:

- з'ясовано механізм зростання частоти ФМР зі збільшенням глибини канавок, що обумовлено впливом розмагнічуючих факторів структурованого фериту;

визначено, що при напруженості зовнішнього магнітного поля,
 більшої за поле насичення ферита H₀ > 2500 E, залежність частоти ФМР від
 глибини канавок стає монотонною.

3) Досліджено спектральні властивості метаповерхонь на основі ефекту муару, що механічно перестроюються. Вперше в мікрохвильовому діапазоні:

- експериментально й чисельно здійснено перестроювання в межах 90%
 від частоти резонансного поверхневого коливання шляхом зміни кута
 схрещування двох однакових періодичних структур із гексагональною
 елементарною коміркою;

 чисельно продемонстровано зростання частоти поверхневих коливань магнітоактивної муарової метаповерхні з гексагональною елементарною коміркою шляхом збільшення напруженості зовнішнього магнітного поля;

- експериментально здійснено регулювання величини резонансного мінімуму в спектрі метаповерхні з масивів схрещених металевих смуг, розділених тонким тефлоновим прошарком, шляхом зміни товщини прошарку та кута схрещування смуг.

4) Вперше в мікрохвильовому діапазоні експериментально розроблено спосіб безконтактної експрес-ідентифікації рідин у радіопрозорих ємностях, що базується на виникненні поверхневого коливання в неоднорідному мікросмужковому планарному фотонному кристалі. При цьому:

- розроблено методику безконтактного детектування домішок метилового спирту у водних розчинах етилового спирту;

- знайдено діапазон частот, де вплив товщини стінки ємності на результати ідентифікації рідин нехтовно малий.

5) Вперше в мікрохвильовому діапазоні реалізовано значне підвищення фотон-магнонного зв'язку (ФМЗ) планарного резонатора у вигляді розрізаного кільця з феримагнітним зразком шляхом збільшення концентрації змінного магнітного поля в зразку. Зокрема:

 продемонстровано збільшення величини ФМЗ до 40% для круглого резонатора, модифікованого шляхом розширення утворюючої смужкової лінії, завдяки концентрації поля в центрі резонатора, де розташовано феримагнітний зразок;

 продемонстровано збільшення величини ФМЗ більш ніж на 10% для подвійного резонатора у вигляді розрізаного кільця з феримагнітним зразком на частоті зв'язаних коливань.

6) Вперше чисельно показано ефективне керування дисперсійними властивостями електромагнітного аналога топологічного ізолятора, сформованого двоперіодичним гексагональним масивом еліптичних

циліндрів із кварцу, шляхом вибору напрямку одноосьової анізотропії кварцу. Зокрема:

- показано, що ширина забороненої зони суттєво збільшується (до 10%) при співпадінні головної осі анізотропії кварцу та геометричної осі циліндра;

 показано, що частоти поверхневих хвиль у системі комбінованого топологічного ізолятора, сформованого двома структурами з різними параметрами елементарної комірки, доцільно регулювати шляхом вибору напрямку одноосьової анізотропії кварцу.

Практичне значення отриманих результатів

3 фундаментальної науки дослідження точки зору проведені відомі дані ефективні способи розширюють про керування електромагнітними властивостями метаповерхонь мікрохвильового діапазону за допомогою зовнішнього магнітного поля, механічного перестроювання і зміни матеріальних параметрів елементів. Комбінування декількох підходів до керування приводить до того, що досягається ще більша гнучкість у перестроюванні електромагнітних властивостей метаповерхонь.

3 проведені точки зору прикладної науки дослідження електромагнітних властивостей метаповерхонь мікрохвильового діапазону забезпечують розробку нових поколінь мікрохвильових пристроїв. Такі пристрої (фільтри, поляризатори, лінії передачі з малими втратами на основі топологічних ізоляторів, випромінювачі ближнього основі поля на самокомплементарних метаповерхонь та ін.) мають такі переваги, як компактність і можливість ефективно керувати їхніми електромагнітними властивостями.

Розроблена методика швидкої безконтактної ідентифікації рідин в радіопрозорих ємностях за допомогою неоднорідного планарного фотонного кристала перспективна для успішного застосування в системах контролю якості харчових продуктів, у системах безпеки й для хімічних технологій.

Результати проведених досліджень фотон-магнонного зв'язку планарних резонаторів з магнітною плівкою перспективні для розробки компактних елементів для ефективних перетворювачів частоти з мікрохвильового в оптичний діапазон.

Особистий внесок здобувача

Автором особисто запропоновано й реалізовано методику експериментального [1*, 5*, 6*, 10*, 13*] та чисельного [6*, 13*] дослідження ближніх електромагнітних полів поблизу метаповерхонь мікрохвильового діапазону.

Автор особисто провів експериментальні дослідження [6*], чисельне моделювання й аналіз спектральних властивостей муарових метаповерхонь у вільному просторі [6*, 26*].

брав Автор основну участь V проведенні експериментальних досліджень спектральних і поляризаційних властивостей гіротропних [5*, 10*, 20*, 28*] метаповерхонь y мікрохвильовому діапазоні (налагодження раніше розробленої та створеної автором експериментальної установки з поздовжнім намагнічуванням і реєстрація спектрів коефіцієнту проходження у магнітному полі, аналіз результатів).

Автор брав основну участь у проведенні експериментальних досліджень [11*, 22*] і чисельному моделюванні мікрохвильових магніторезонансних властивостей феритових елементів зі структурованою поверхнею [11*, 24*, 27*].

Автор брав основну участь в експериментальних дослідженнях спектральних властивостей метаповерхонь, що механічно перестроюються, на основі масиву схрещених металевих смужок [1*, 17*].

У роботі [12*] автор провів аналіз результатів чисельного моделювання дисперсійних властивостей топологічних ізоляторів і картин просторового розподілу електромагнітного поля.

Автор проводив розрахунки спектральних властивостей шаруватих середовищ із магнітними елементами в коаксіальному хвилеводі, а також брав основну участь у виготовленні експериментальних структур, проведенні експериментальних досліджень і аналізі отриманих результатів [7*, 21*].

Автор брав участь у розробці й виготовленні експериментальних структур, а також проведенні експериментальних досліджень з безконтактної ідентифікації рідин в ємностях на основі методики з використанням неоднорідного ПФК і в аналізі результатів [2–4*, 8*, 9*, 18*, 25*].

Автор розробив спеціалізовану комп'ютерну програму [2–4*, 8*, 9*], [18*] для обробки експериментальних результатів у вигляді залежності резонансної частоти й оберненої добротності ПФК від відстані до ємності з рідиною для її безконтактної ідентифікації.

Автор проводив чисельні розрахунки спектрів коефіцієнту проходження і величини фотон-магнонного зв'язку для планарних резонаторів з магнітними зразками в роботах [13*, 30*, 31*, 38*]. Автор брав участь у виготовленні досліджуваних планарних резонаторів, проведенні експериментальних досліджень та в аналізі результатів в роботах [13*, 14*], [16*, 30*, 31*].

Автор особисто розробив спеціалізовану комп'ютерну програму для реєстрації й візуалізації результатів експериментів із дослідження спектрів планарних резонаторів із магнітними зразками в магнітному полі, яка застосовувалася в роботах [13*, 31*, 34*, 36*, 38*].

Вибір адекватної аналітичної моделі зв'язаних планарних мікрохвильових резонаторів, а також чисельне моделювання й формування висновків виконані автором одноосібно в роботі [34*].

Автор виконав чисельне моделювання дисперсійних властивостей самокомплементарних метаповерхонь і картин просторового розподілу електромагнітного поля поблизу їхньої поверхні [15*, 32*, 37*].

Автор брав повноцінну участь в обговоренні й аналізі результатів, формуванні висновків і написанні всіх публікацій, які лягли в основу даної дисертаційної роботи [1–38*].

Апробація результатів дисертації

Результати досліджень було представлено й обговорено на науковому семінарі відділу теоретичної фізики ІРЕ ім. О.Я. Усикова НАН України, а також на наступних міжнародних конференціях, симпозіумах і семінарах:

- 2016 9th International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves, MSMW'2016, June 21– 24, 2016, Kharkiv, Ukraine;
- 9th URSI-France 2017 Workshop "Radio Science for Humanity", JS'17, February 1–3, 2017, Sophia Antipolis, France;
- The European Conference "Physics of Magnetism 2017", PM'17, June 26–30, 2017, Poznań, Poland;
- International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED), September 25–28, 2017, Dnipro, Ukraine;
- 6th International Conference on Superconductivity and Magnetism, ISCM'2018, April 29 – May 4, 2018, Antalya, Turkey;
- 9-th International Conference for Professionals & Young Scientists "Low Temperature Physics – 2018", June 4–8 2018, Kharkiv, Ukraine;
- 3rd International Advanced School on Magnonics, IASM'2018, September 17–21, 2018, Kyiv, Ukraine;
- 23-й міжнародний молодіжний форум "Радіоелектроніка і молодь у XXI столітті", 16–18 квітня 2019 г., Харків, Україна;
- 8th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL'2019), September 6–9, 2019, Sozopol, Bulgaria;
- 2019 Conference "Kleinheubacher Tagung 2019", September 23–25, 2019, Miltenberg, Germany;
- 20th International Young Scientists Conference "Optics and High Technology Material Science", SPO-2019, September 26–29, 2019, Kyiv, Ukraine;

- The Fifth Poznań Symposium on Quantum Technologies, Nonlinear Optics, Magnonics, and Metamaterials, QuTecNOMM-2019, October 15 – November 18, 2019, Poznan, Poland;
- "Photonics & Electromagnetics Research Symposium" (PIERS-2022), April 25–28, 2022, Hangzhou, China;
- International Conference On Quantum Materials And Technologies (ICQMT2022), October 16–22, 2022, Milas-Bodrum, Turkey;
- Online conference "2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week" (UkrMW'2022), November 14–18, 2022;
- "Quantum 2.0 Conference", June 18–22, 2023, Denver, USA;
- "Photonics & Electromagnetics Research Symposium" (PIERS-2023), July 3–6, 2023, Prague, Czech Republic;
- 2023 IEEE 13th International Conference "Nanomaterials: Applications & Properties" (IEEE NAP-2023), September 10–15, 2023, Bratislava, Slovakia;
- NATO Advanced Research Workshop "Functional Spintronic Nanomaterials for Radiation Detection and Energy Harvesting", September 25–27, 2023, Kyiv, Ukraine;
- 2023 IEEE 4th KhPI Week on Advanced Technology (KhPIWeek). October 2–6, 2023, Kharkiv, Ukraine;
- 2023 IEEE 6th International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics" (UkrMiCo), November 13–18, 2023, Kyiv, Ukraine.

Публікації

Результати дисертації було опубліковано в 38 роботах, з них 16 статей у спеціалізованих наукових журналах $[1-16^*]$ (з них за класифікацією Scimago Journal and Country Rank 4 статті Q1 [1*, 10*, 13*, 15*], 1 стаття Q2 [5*], 6 статей Q3 [2*, 4*, 7*, 8*, 14*, 16*]), 1 стаття Q4 [6*] і 22 тези доповідей на конференціях [17–38*] (з яких 1 робота без співавторів [34*]).

Структура та обсяг дисертації

Дисертація складається з анотації, переліку умовних позначень, вступу, 8 розділів, висновків, списку використаних джерел і одного додатка. Її обсяг становить 325 сторінок. Дисертація містить 131 рисунок (0 на окремих сторінках), 1 таблицю та 205 використаних джерела.

РОЗДІЛ 1

ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ КЕРОВАНІ МЕТАПОВЕРХНІ ТА ЇХНІ ПРАКТИЧНІ ЗАСТОСУВАННЯ

У даному розділі проведено огляд наукової літератури, що стосується досліджень електромагнітних властивостей метаповерхонь мікрохвильового та оптичного діапазону. Розглянуті питання керування електромагнітними властивостями метаповерхонь різними методами, а також практичні застосування метаповерхонь.

1.1 Посилення магнітооптичних ефектів з використанням метаповерхонь мікрохвильового й оптичного діапазонів

Магнітооптичні (МО) ефекти [35] описуються як обертання площини поляризації або модуляція інтенсивності відбитого світла або світла, що пройшло через намагнічений матеріал. Ці ефекти виникають через енергетичний зв'язок між компонентами електричного поля TE- і TMполяризацій під впливом магнітного поля, що відповідальне за появу недіагональних елементів в тензорі діелектричної проникності МО матеріалу [64].

У магнітооптичних середовищах поворот площини поляризації та виникнення еліптичності хвиль, що пройшли, або відбитих хвиль, залежить від величини прикладеного зовнішнього магнітного поля. Таке керування поляризацією або модуляція інтенсивності потрібно, наприклад, в таких областях як оптика і квантові перетворювачі частоти [59], при неруйнівному контролі для визначення характеристик дефектів [65, 66] і в області вимірювання магнітного поля [67, 68]. Однак природні матеріали звичайно демонструють досить малу магнітооптичну активність практично у всьому діапазоні електромагнітного випромінювання [17, 35]. Як правило, у таких середовищах як феримагнетики (наприклад, зі структурою ферит-гранату) питоме обертання площини поляризації становить не більш декількох тисяч градусів на 1 см шляху хвилі для оптичного діапазону [64]. Однак і ці величини повороту площини поляризації найчастіше важко використовувати через великі ЕМ втрати у феритах. Тому актуальним задачею є посилення МО ефектів, таких як ефект Фарадея й ефектів Керра. Таке посилення звичайно роблять шляхом розміщення плівки фериту між дзеркалами, що утворюють резонатор Фабрі-Перо. Однак цей спосіб має такий недолік як великі габарити пристрою. Одним з перспективних способів розв'язку цієї проблеми є застосування резонансних пристроїв, зокрема, метаматеріалів і метаповерхонь.

У даному підрозділі розглянуто посилення магнітооптичних ефектів (ефект Фарадея й ефекти Керра) за допомогою метаповерхонь мікрохвильового й оптичного діапазону.

Коротко розглянемо основні магнітооптичні ефекти.

Якщо магнітне поле прикладене в напрямку *z* (рис. 1.1), у тензорній діелектричній проникності магнітоактивного матеріалу оптичного діапазону з'являться антисиметричні недіагональні елементи [64]:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & j\varepsilon_{xy} & 0\\ -j\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xx} & 0\\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}.$$
(1.1)

Недіагональні елементи ε_{xy} в тензорі (1.1) залежать від частоти й величини прикладеного зовнішнього магнітного поля і будуть приблизно пропорційними намагніченості матеріалу M [64].

Відзначимо, що для мікрохвильового діапазону схожий вигляд буде мати тензор магнітної проникності намагнічених феритів [17].

Ефект Фарадея (ЕФ) – один з ефектів магнітооптики, що полягає в обертанні площини поляризації лінійно поляризованого світла, що поширюється в речовині вздовж напрямку постійного магнітного поля, у якому перебуває ця речовина [69].

Ефект Фарадея можна пояснити в такий спосіб [64] (рис. 1.1). Коли поляризоване світло поширюється всередині магнітоактивного матеріалу в напрямку, паралельному напрямку зовнішнього магнітного поля, електромагнітну хвилю можна розкласти на дві хвилі із круговими поляризаціями (правою – ПКП і лівою – ЛКП). При цьому ПКП і ЛКП хвилі поширюються з різними швидкостями в середовищі та мають різні коефіцієнти поглинання завдяки прикладеному магнітному полю. Тому при їх підсумовуванні спостерігається на кут θ щодо напрямку початкової поляризації, і з'являється кут еліптичності ξ [64].



Рисунок 1.1 – Схематична ілюстрація ефекту Фарадея [64]

При цьому, величини кутів θ і ξ для ефекту Фарадея можна приблизно записати в наступному вигляді [64]:

$$\theta \approx \frac{\pi L}{\lambda_0} \operatorname{Re}(\frac{\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xx}}),$$

$$\xi \approx \frac{\pi L}{\lambda_0} \operatorname{Im}(\frac{\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xx}}),$$
(1.2)

де L – довжина шляху поширення світла в магнітоактивному середовищі, а λ_0 – довжина хвилі у вакуумі.

Відзначимо, що МО ефекти Керра схожі по властивостях з ефектом Фарадея, але вони проявляються не при проходженні ЕМ хвиль через гіротропне середовище, а при відбитті від нього.

В 1877 році Джон Керр відкрив МО ефекти в геометрії відбиття, частина яких подібна ефекту Фарадея, а інша частина належить ефектам модуляції фази й інтенсивності [64]. Залежно від орієнтації прикладеного магнітного поля \vec{B} щодо поверхні зразка та площини падіння виділяють три типи МО ефектів Керра: полярний, поздовжній і поперечний.

В напівнескінченному МО матеріалі ефекти Керра являють собою інтерфейсні й нерозповсюджувані ефекти, протилежні ефекту Фарадея [64]. Однак у тонких об'єктах ефекти Керра являють собою інтерфейсні й розповсюджувані ефекти. Схематична геометрія різних ефектів Керра показана на рис. 1.2 для напівнескінченного МО матеріалу.

Полярний магнітооптичний ефект Керра (Polar Magnetooptical Kerr Effect – PMOKE) виникає, коли поляризоване світло відбивається зразком, намагніченим перпендикулярно його поверхні (рис. 1.2, а) [64]. Відбите світло буде мати як обертання площини поляризації, так і еліптичність. Кути обертання поляризації θ і еліптичності ξ залежать як від кута падіння хвилі, так і від відношення $\varepsilon_{xy}/\varepsilon_{xx}$ [35].

Поздовжній магнітооптичний ефект Keppa (Longitudinal Magneto-Optical Kerr Effect – LMOKE) проявляється в обертанні площини поляризації й появі еліптичності при відбитті поляризованого світла від поверхні зразка [64]. Останній зазнає впливу магнітного поля, що лежить у площині падіння і поверхні зразка (рис. 1.2, б). Кути обертання поляризації θ і еліптичності ξ також залежать як від кута падіння хвилі, так і від відношення $\varepsilon_{xy}/\varepsilon_{xx}$ [35].



Рисунок 1.2 – Схематична ілюстрація різних конфігурацій магнітооптичних ефектів Керра [64]: а) полярного; б) поздовжнього й в) поперечного

Відзначимо, що РМОКЕ (рис. 1.2, а) зменшується зі збільшенням кута падіння, а LMOKE (рис. 1.2, б) дорівнює нулю при нормальному падінні і потім зростає зі збільшенням кута падіння до максимального значення, а потім зменшується [64]. Відзначимо, що ці два ефекти дуже малі, порядку 0,01°.

Для поперечного магнітооптичного ефекту Керра (Transverse Magnetooptical Kerr Effect – ТМОКЕ) проекція хвильового вектора \vec{k} на напрямок намагнічування \vec{B} дорівнює нулю [64]. Отже, намагніченість лежить у площині інтерфейсу й перпендикулярна площині падіння

(рис. 1.2, в). Тому цей ефект існує тільки для *p*-поляризованого світла. Звичайно ТМОКЕ визначається при перемагнічуванні M як відносна зміна інтенсивності I, яка також залежить як від кута падіння хвилі, так і від відношення $\varepsilon_{xy}/\varepsilon_{xx}$.

Сигнал ТМОКЕ також дуже малий, і для об'ємного кобальту або нікелю становить порядку 0,1%, тому його виявлення ускладнено, що обмежує його застосування [64].

У теперішній час значний інтерес становить вивчення особливостей поширення електромагнітних ХВИЛЬ через періодично структуровані матеріали, що містять металеві, діелектричні й магнітоактивні елементи [19, 20]. При цьому штучні матеріали, зокрема, двовимірний (2D) тип таких матеріалів – метаповерхні, характеризується субхвильовою товщиною [70, 71]. У таких структурах можуть збуджуватися різні типи коливань. Це приводить до вираженого ефекту невзаємності й посиленню магнітооптичних ефектів у періодичних структурах при наявності зовнішнього магнітного поля, а також до можливості керування хвилями, що взаємодіють з ними [19]. Ha основі таких періодичних структур можуть бути розроблені мікрохвильові пристрої, такі як вентилі, циркулятори, модулятори, перемикачі й фільтри [72, 73]. Наприклад, підмагнічений моношаровий графен може бути використаний для розробки ультратонких магнітооптичних пристроїв [74–76]. На жаль, необхідність використання дуже сильних магнітних полів для намагнічування ускладнює комерційне використання цього матеріалу для створення вентилів НВЧ діапазону.

У роботах [36, 37] посилення магнітооптичних ефектів було викликано плазмонними резонансами в метаповерхнях, що частково складаються зі благородних металевих елементів [64].

У роботі [36] був виготовлений магнітооптичний матеріал (магнітоплазмонний кристал), що складається з наноструктурованої плівки благородного металу на феромагнітному діелектрику (рис. 1.3, а), і продемонстроване посилення поперечного магнітооптичного ефекту Керра (ТМОКЕ) за допомогою цієї структури (рис. 1.3, б). ТМОКЕ звичайно характеризують параметром δ , який є відносною зміною інтенсивності світла, відбитого середовищем, при зміні його намагніченості *M* [36]:

$$\delta = (R(M) - R(-M)) / R(0), \qquad (1.3)$$

де R – інтенсивність відбитого світла. Однак у роботі [36] експериментально вимірюваний параметр δ визначається відповідно до рівняння (1.3), але із заміною коефіцієнта відбиття на коефіцієнт проходження (рис. 1.3, б).



Рисунок 1.3 – Магнітоплазмонна гетероструктура [36] у вигляді золотої решітки поверх плоского феромагнітного діелектрика (плівка вісмутзалізного гранату), вирощеного на немагнітній підкладці (з галійгадолінієвого гранату): а) схема структури з намагніченістю M у феромагнітному шарі, паралельну щілинам, з *р*-поляризованим падаючим світлом; б) залежність параметра ТМОКЕ δ як функція енергії фотона (вертикальна вісь) і кута падіння (горизонтальна вісь)

Поза резонансами абсолютна величина *б* дуже мала (~10⁻³) [36]. На рис. 1.3, б спостерігаються виражені додатні (червоні) і від'ємні (сині) піки,

при яких δ досягає значень до 1,5×10⁻². Області посилення ТМОКЕ чітко відповідають областям збудження поверхневих плазмон-поляритонів (ППП) на границі золото/феромагнетик.

Такі магнітоплазмонні кристали можуть знайти застосування в телекомунікаціях, зондуванні магнітного поля й повністю оптичному зберіганні магнітних даних [36] завдяки великому посиленню ТМОКЕ за певних умов (кут падіння світла й довжина хвилі).

У роботі [77] продемонстровано експериментальне посилення полярного магнітооптичного ефекту Керра (РМОКЕ) для матриці гексагональних антиточок з кобальту (Со), виготовлених на підкладці з кремнію (Si). Тут постійне магнітне поле спрямоване перпендикулярно до площини структури (геометрія РМОКЕ).

Зображення структури, отримане за допомогою скануючої електронної мікроскопії (СЕМ), показане на рис. 1.4, а [77]. Експериментально обмірювані спектри полярного керровського обертання (θ_{Kerr}) для зразка антиточок показані на рис. 1.4, б при різній товщині плівки Со (20 нм, 60 нм і 100 нм).

Для товщин Со 60 нм і 100 нм спостерігаються мінімуми в спектрі відбиття при значеннях енергії фотона 2,81 еВ і 2,69 еВ, відповідно [77]. На цих довжинах хвиль проявляється посилення РМОКЕ (рис. 1.4, б), і для товщини Со 100 нм керровське обертання досягає значної величини $\theta_{Kerr} = 0,66^\circ$, що обумовлено збудженням ППП на границі Со/повітря. Однак аномально велике посилення $\theta_{Kerr} = 1,8^\circ$ спостерігається також поблизу 3,75 еВ. Але воно не має плазмонного походження, оскільки тут майже нульова відбивна здатність структури, пов'язана з великим поглинанням Si підкладки поблизу 3,75 еВ.



Рисунок 1.4 – а) СЕМ-зображення гексагональних масивів з Со, виготовлених на підкладці з Si [77]. Структура має період 470 нм і діаметр отворів 260 нм; б) експериментальні спектри полярного керровського обертання структури для ТМ-поляризації і різних товщин Со

У роботі [78] за допомогою чисельного моделювання було двошаровій ефекту продемонстроване посилення Фарадея у метал/діелектричній структурі, що складається з плівки срібла (Ag), перфорованої круглими кільцевими масивами, нанесеними поверх однорідної плівки Bi:YIG, як показано на рис. 1.5, а. Спектри фарадіївського обертання для різних періодів структури (Р) показані на рис. 1.5, б.

На рис. 1.5, б видно максимуми фарадіївського обертання (що сягають 3.5°) періодів [78]. для різних структури Однак цi максимуми спостерігаються при дуже низькому значенні коефіцієнта проходження Т, що є недоліком при використанні структури на цих довжинах хвиль, які відповідають максимумам. Однак, наприклад, фарадіївське обертання досягає значної величини -1° при коефіцієнті проходження T = 50% для періоду P = 400 нм. Для порівняння, фарадіївське обертання для одиночного шару Bi:YIG тієї ж товщини становить всього близько -0,022° (пунктирна лінія на рис. 1.5, б). Отже, за допомогою запропонованої в [78] структури було досягнуто значне посилення ефекту Фарадея в порівнянні з одиночним шаром Bi:YIG.



Рисунок 1.5 – Двошарова наноструктура (радіуси кілець r = 75 нм, R = 150 нм, товщини плівок Au і Bi:YIG становлять 100 нм) [78]: а) схематична ілюстрація структури; б) змодельовані спектри фарадіївського обертання для різного періоду структури (P) і для TM поляризації (в напрямку осі x)

Перевагою повністю діелектричних метаповерхонь є відсутність металевих елементів, які приводять до більших втрат в оптичному діапазоні. Тому автором у спільних статтях [17, 18] були досліджені метаповерхні, що не містять металевих включень. Потрібно відзначити, що при цьому можна знизити вартість виготовлення структури в порівнянні з гібридними плазмонними структурами із благородних металів, таких як золото або срібло [79–81].

У статті [17] розглянута метаповерхня, що складається з набору феродіелектричних квадратних призм, періодично розташованих на діелектричному шарі. Таку метаповерхню можна віднести i ДО магнітофотонного кристалу (МФК), який можна використовувати В пристроях на основі ефекту Фарадея [53, 82]. У цьому випадку для посилення ефекту Фарадея використано такий тип резонансних мод як аномалії Вуда [6]. В 1902 р. в експерименті Вуда по дослідженню металевих одновимірних дифракційних решіток спостерігалися аномальні смуги поглинання. Ці аномалії діляться на два типи. Один тип пов'язаний з появою нового порядку поширення для дифракційної решітки, так званих аномалій Релея [7, 8], що було пояснено Релеєм в 1904 році. Друга аномалія є резонансною. Усі аномалії можуть накладатися одна на одну в спектрах розсіювання. Пояснення природи аномалії останнього типу має більш ніж столітню історію [83]. Резонансна аномалія може бути пов'язана з наявністю або або поверхневих плазмонів, коливань, ЩО поширюються у діелектричному шарі покриття металевої решітки [84, 85]. Більш широка інтерпретація цих резонансів була дана в огляді [86], де автори обговорювали резонанси мод решітки як структурні резонанси самої решітки незалежно від матеріалу, з якого вона була виготовлена. Ці резонансні моди були названі ними гратковими модами.

У роботі [87] продемонстровано експериментальне посилення ефекту Фарадея за допомогою одновимірного (1D) магнітофотонного кристала (рис. 1.6, а), що складається із чотирьох шарів магнітооптичного матеріалу (Bi:YIG) і немагнітного діелектрика (SiO₂), що чергуються. Спектри коефіцієнта проходження й фарадіївського обертання показані на рис. 1.6, б.

Як видно з рис. 1.6, б, спостерігається широкий провал у спектрі коефіцієнта проходження, що відповідає забороненій зоні [87]. У результаті досягається посилення ефекту Фарадея на краях забороненої зони. Фарадіївське обертання досягає значення до 0,8° при $\lambda = 1100$ нм, що приблизно у вісім раз перевищує нерезонансне значення на цій довжині хвилі.

Використовуючи той же тип структури, але зі застосуванням Ce:YIG у якості магнітного шару, автори роботи [88] продемонстрували експериментальне посилення фарадіївського обертання в 30 раз при довжині хвилі близько λ = 1550 нм.



Рисунок 1.6 – а) Зображення, отримане методом СЕМ, для 1D магнітофотонного кристала, що складається із шарів (Bi:YIG/SiO₂)₄, осадженого на підкладку із плавленого кварцу [87]; б) вимірювані спектри коефіцієнта проходження й спектри фарадіївського обертання

Завдяки своїй здатності значно підсилювати ефект Фарадея, магнітофотонні кристали є перспективними для таких застосувань як оптичні вентилі [89, 90] і просторові модулятори світла [91].

Посилення ефекту Фарадея було теоретично продемонстровано в тому числі в роботі [92] для повністю діелектричної магнітооптичної метаповерхні з високою проникною здатністю на резонансній частоті. Структура, показана на рис. 1.7, а, утворена масивом нанодисків із залізо-вісмутового гранату (BIG), прониклих у матрицю із кремнезему (SiO₂) з низьким показником заломлення й намагнічених уздовж осі *z*.

Спектри коефіцієнта проходження й кута фарадіївського обертання θ показані на рис. 1.7, б [92]. Як видно із цього рисунка, найбільші значення θ досягають –7,5° при λ = 1393 нм. При цьому кут фарадіївського обертання для одиночної плівки з ВІG становить близько –0,75°. Таким чином, при використанні повністю діелектричної метаповерхні було досягнуте посилення кута обертання θ на один порядок. Відзначимо, що в цьому випадку таке велике фарадіївське обертання спостерігається при дуже

високому коефіцієнті проходження, що дорівнює 96%. Така значна величина обертання пов'язана з тим, що структура була оптимізована таким чином, що резонанси магнітного й електричного диполів спектрально перекриваються, і це приводить до конструктивної інтерференції [92].



Рисунок 1.7 – а) Періодична структура, утворена масивом BIG нанодисків, прониклих у матрицю з SiO₂ з низьким показником заломлення (a = 850 нм, D = 620 нм i h = 260 нм) [92]; б) чисельне моделювання спектрів коефіцієнта проходження й кута фарадіївського обертання θ

У роботі [93] авторами метою посилення поздовжнього 3 магнітооптичного ефекту Керра (LMOKE) була розроблена повністю діелектрична резонансна решітка з хвилеводними модами. Структура складається **i**3 субхвильової решітки, виготовленої 3 областей магнітооптичного матеріалу й нітриду кремнію (Si₃N₄), що чергуються, і нанесеної на підкладку ВК7 (рис. 1.8, а). Геометричні параметри структури: ширина шару Si₃N₄ l = 608 нм, висота шару h = 623 нм, і період структури $\Lambda =$ 966 нм.

У першому випадку магнітне поле було спрямовано перпендикулярно площині зразка. За допомогою даної структури було експериментально

досягнуте збільшення фарадіївського обертання в 3,5 рази для падаючого світла з ТЕ і 2 рази для падаючого світла з ТМ поляризацією в порівнянні із суцільною плівкою при λ = 1579 нм [93].

Також при похилому падінні хвилі експериментально авторами було досягнуто посилення LMOKE [93]. Тут прикладене магнітне поле паралельне площині падіння й площині зразка. Верхній графік на рис. 1.8, б показує експериментальні вимірювання поздовжнього керровського обертання при проходженні хвилі як функції довжини хвилі для ТМ поляризації й різних кутів падіння хвиль.



Рисунок 1.8 – а) Структура, що складається з граткового шару, утвореного магнітооптичним композитом і Si₃N₄, що чергуються, нанесеного на підкладку ВК7 [93]; б) виміряний (верхній графік) і розрахований (нижній графік) спектр кута LMOKE для різних кутів падіння хвилі для TM поляризації Як видно з рис. 1.8, б, найвищі значення LMOKE при проходженні хвиль становлять близько 0,4° при λ = 1565 нм [93]. Ці значення були досягнуті при кутах падіння хвилі 1,2° і 1,6°. Слід зазначити, що LMOKE при проходженні для суцільної магнітооптичної плівки становить близько 0,001°.

Отже, авторами [93] було досягнуто значне посилення цього ефекту завдяки дифракції на повністю діелектричній резонансній решітці. Крім того, чисельне моделювання добре узгоджується з експериментальними вимірюваннями (рис. 1.8, б).

Таким чином, вищенаведений аналіз ряду робіт характерних [36, 64, 77, 78, 87–93] для оптичного діапазону дозволяє зробити висновок, що посилення магнітооптичних ефектів може бути досягнуте як у метаповерхнях, що використовують резонанси на поверхневих плазмонi В повністю метаповерхнях, поляритонах, так діелектричних ЩО використовують граткові резонанси або хвилеводні моди.

Однак посилення ефекту Фарадея задача В метаповерхнях мікрохвильового діапазону вивчена ще недостатньо. Тому в роботах [17, 18] були досліджені електромагнітні властивості метаповерхонь для мікрохвильового діапазону, що не містять металевих елементів, і мають малу в порівнянні з довжиною хвилі товщину. Такі метаповерхні мають багатообіцяючі перспективи. Зокрема, вони можуть бути успішно застосовані при створенні керованих за допомогою магнітного поля НВЧ пристроїв. Експериментально й чисельно показано, що для посилення ефекту Фарадея в таких структурах можна використовувався такий тип резонансних мод як аномалії Вуда.

1.2 Механічно керовані метаповерхні мікрохвильового та оптичного діапазонів

Звичайно метаповерхні проявляють резонансний відгук внаслідок збудження магнітних і/або електричних мод [62]. Існують різні способи зміни

параметрів резонансного відгуку. Наприклад, змінюючи масштаб метаатома (елементарної комірки) або відносну орієнтацію й пропорції його компонентів, можна досягти високої добротності метаповерхні на резонансах або регулювати їхню частоту [94–96].

Механічне перестроювання симетрії метаатома можна назвати одним зі зручних механізмів резонансного налаштування [62]. Наприклад, застосування механічного розтягування метаматеріалів уже реалізовано на пружних підкладках [21–23] у терагерцовому діапазоні частот.

У роботі [21] запропоновані метаповерхні, що механічно настроюються та працюють на терагерцових частотах. Метаповерхні представляють собою плоску решітку резонаторів на високоеластичній полідиметилсилоксановій підкладці (рис. 1.9, а).



Рисунок 1.9 – Виготовлені терагерцові метаповерхні на гнучкій підкладці [21]: а) оптична мікрофотографія двох метаповерхонь; (б–в) величина експериментального коефіцієнта проходження хвиль через: б) конструкцію I1 і в) конструкцію I2. Структури розтягували від 0 до 10Δ*l*₀ із кроком Δ*l*₀

Реакція коефіцієнта проходження на деформацію структури типу I1 (рис. 1.9, а) у терагерцовому діапазоні представлена на рис. 1.9, б [21]. При прикладанні розтягувальної сили резонансна частота збільшується приблизно

на 30 ГГц до 0,79 ТГц, або приблизно на 4% при зміні деформації від 0 до $10\Delta l_0$. Для структури I2 обмірюваний ТГц відгук представлений на рис. 1.9, в. Видно, що початкова резонансна частота в I2 трохи нижче, ніж в I1, через збільшення ємності в зазорах.

Прикладання сили розтягання до підкладки змінює міжосередкову ємність і, отже, резонансну частоту резонаторів [21]. В експерименті більше 8% діапазону настроювання досягається з хорошою повторюваністю протягом декількох циклів розтягання-відновлення підкладки.

Таким чином, експериментально показано, що частотою резонансу для таких структур можна ефективно керувати шляхом деформації підкладки [21]. Експериментальні результати підтверджуються результатами чисельного моделювання.

Відзначимо, що для зміни резонансного відгуку структури можна змінювати не тільки конструкцію її елементарної комірки, але й симетрію самої решітки метаповерхні [62]. Для плоскої двовимірної кристалічної решітки відомо п'ять різних типів решіток [97]. Існує похила або загальна решітка й чотири спеціальні решітки.

У роботі [63] було теоретично передбачено, що резонанси Фано в спектрі проходження/відбиття можуть різко міняти своє положення на частотній шкалі для решітки зі схрещених металевих смужок при зміні кута їхнього схрещування. При цьому така структура має високу добротність на резонансах. Тут при проміжних значеннях кута, коли структура не має 90° обертальної симетрії, поява резонансів імовірно пов'язана зі збудженням резонансів на «замкненій» моді [98]. Ці резонанси, очевидно, можна віднести до граткових резонансів [86, 99, 100].

Подібного перестроювання спектральних властивостей метаповерхні можна досягти й для повністю діелектричної решітки з похилою симетрією елементарної комірки. Наприклад, у роботі [101] теоретично продемонстровано механічне перестроювання спектрального відгуку діелектричної метаповерхні з Мі-подібними резонансами, що складається зі схрещених повністю діелектричних смужкових решіток. Структура метаповерхні розглядається як двоперіодична система з похилою решіткою. У якості решіток використовувались два масиви паралельних діелектричних смужок, схрещених одна з одною. У такий спосіб можна механічно змінювати кут схрещування між ними, змінюючи положення максимуму спектрального відгуку в широкому діапазоні частот. Така механічно керована метаповерхня може бути перспективна при створенні поляризаційночутливих оптичних пристроїв, що механічно настроюються [101].

Ще одним способом механічного настроювання електромагнітних властивостей метаповерхні є застосування ефекту муару [102]. Ефект муару полягає в появі узору при накладенні двох або більш плоских структур з однаковими або близькими параметрами елементарної комірки.

На рис. 1.10 показано три типові форми муарових структур. На рис. 1.10, а муаровий узор формується шляхом накладення двох одновимірних (1D) решіток з різними періодами (P і p) [102]. На рис. 1.10, б показаний муаровий узор, утворений шляхом накладення двох шарів періодичних одновимірних решіток під відносним кутом схрещування θ у площині. До такого типу структур відносяться розглянуті вище метаповерхні на основі схрещених решіток. І, як показано на рис. 1.10, в, муаровий узор також може виникнути в результаті накладення двох двовимірних (2D) періодичних масивів під відносним кутом схрещування θ у площині.

Таким чином, одним із трьох вищенаведених способів формується муарова метаповерхня як особливий вид квазіперіодичної структури. Очевидно, її електромагнітні властивості залежать від кута схрещування утворюючих структур (і/або зсуву один щодо одного), від різниці періодів цих структур і т.д. Це може привести до появи таких властивостей метаповерхні, які відсутні в окремих структурах, що утворюють вищезгадану метаповерхню [103].



Рисунок 1.10 – Три муарові конфігурації [102]: а) формування 1D муарових решіток із двох 1D періодичних решіток із різними періодами; б) формування 2D муару із двох шарів періодичних 1D решіток при відносному куті схрещування в площині θ , в) формування двовимірного муару із двох двовимірних періодичних масивів при відносному куті схрещування в площині θ

Зараз інтерес до дослідження метаматеріалів на основі муарового ефекту продовжує досить швидко зростати [103]. Це викликано тим що

властивості схрещених під певними кутами шарів демонструють такі властивості, які не мають утворюючі шари.

Наприклад, у роботі [25] показано, що при накладенні схрещених шарів графена на границі структури утворюються певні нові енергетичні електронні стани. На рис. 1.11 показані зонні структури для двошарових нанострічок, повернених під різними кутами повороту *Θ*. Маркування осі зворотного простору на зонних графіках указує на проекцію точок високої симетрії нижчої зони Бріллюена бішару графена на одновимірну зону Бріллюена нанострічок [25].



Рисунок 1.11 – Щільність станів відповідного листа нескінченної структури при накладанні шарів (чорний) і одношарового графена (зелений) [25]

При кожному куті накладання можна розрізнити три типи крайових станів, позначених буквами α , β і γ на рис. 1.11 [25]. Крайова смуга α завжди закріплена поблизу нульової енергії й, таким чином, являє собою модифіковану версію крайового стану нульової моди, виявленого як в

одношаровому, так і в двошаровому графені (так званий графен Бернала). Напроти, крайові стани на рис. 1.11, позначені *β*, відповідають муаровим станам.

Щоб додатково охарактеризувати ці крайові зони, у статті [25] на рис. 1.12 наведена щільність заряду відповідних крайових станів α і β . Для цього обрана система з кутом $\Theta = 6,01^{\circ}$. Тут наведена щільність заряду $\rho(\mathbf{r})$, підсумована по всіх крайових станах, що попадають у виділені зони, показані на рис. 1.11.



Рисунок 1.12 – Щільність заряду $\rho(\mathbf{r})$, підсумована по всіх крайових станах усередині виділених областей, позначених грецькими літерами на рис. 1.11: а) крайові стани нульової моди α ; б) муарові крайові стани β [25]

З рис 1.12 видно, що розподіл зарядової щільності крайових муарових станів β поширюється значно далі в об'єм нанострічки, ніж для двох інших типів крайових станів, і демонструє виражену локалізацію заряду, спостережувану на АА-ділянках муару [25]. Області α і γ високої щільності крайових станів відповідають зигзагоподібним ділянкам краю нанострічки. Для крайового стану нульової моди α графік на вставці рис. 1.12, а ілюструє зиґзаґоподібну локалізацію на першому шарі.

Таким чином, у роботі [25] продемонстровано, що скручений бішар графену підтримує додатковий клас крайових станів, які: (і) виявляються для всіх реберних геометрій і, таким чином, стійкі до шорсткості країв, (іі) виникають при енергіях, що збігаються із сингулярностями Ван Хова, викликаними крученням в об'ємі, (ііі) мають електронну щільність, що сильно модульована муаровою решіткою. Цікаво, що ці «крайові муарові стани» існують тільки для певних параметрів решітки, і, таким чином, крайова фізика поверненого бішара графена, на відміну від об'ємної, не визначається однозначно кутом повороту.

Також є роботи, що присвячені вивченню електромагнітних властивостей муарових метаматеріалів в оптичному [42, 43] і НВЧ [24] діапазонах.

У роботі [42] описані кіральні плазмонні метаматеріали, сформовані шляхом накладання двох періодичних шарів з деяким кутом, які відомі як муарові кіральні метаматеріали [102]. Як показано на зображеннях скануючої електронної мікроскопії (СЕМ) на рис. 1.13 а–б, два ідентичних шари тонких золотих (Au) плівок (товщиною 35 нм) з періодичними масивами наноотворів, розташованих у трикутній решітці були складені разом з міжшаровим повертанням з утворенням муарових кіральних метаматеріалів. Масштабні смуги на зображеннях СЕМ становлять 1 мкм. Масиви із трикутною решіткою мають постійну решітки 500 нм, а діаметр наноотворів становить ~350 нм. Позитивні й негативні значення кута схрещування шарів *О* приводять до створення муарових метаматеріалів зі структурною конфігурацією LH (лівосторонньою) і RH (правосторонньою) [42].



Рисунок 1.13 – Муарові кіральні метаматеріали: (а-б) отримані методом скануючої електронної мікроскопії зображення з [102]: а) LH- і б) RH-конфігураціями; в) вимірювані спектри кругового дихроїзму для LH (пунктирна лінія) і RH (суцільна лінія)

Масиви Аи наноотворів підтримують поверхневі плазмонні резонанси у видимому й ближньому інфрачервоному (ІЧ) діапазонах [104, 105]. Структурна конфігурація муарових кіральних метаматеріалів приводить до спрямованості оптичних відгуків для кругової поляризації поблизу довжин плазмонного резонансу. Цi відгуки ХВИЛЬ характеризувалися при вимірюваннях кругового дихроїзму. Як показали вимірювані спектри кругового дихроїзму муарових кіральних метаматеріалів LH- і RH-типу на рис. 1.13, в, однакові спектральні особливості значень кругового дихроїзму протилежних знаків указують на ефективний перехід структурної кіральності в оптичну кіральність [42]. Оптична кіральність муарових кіральних метаматеріалів може регулюватися за абсолютною величиною кутом Θ . Через шестикратну обертальну симетрію окремих масивів Au наноотворів *Θ*-залежні кірооптичні властивості мали обертальну періодичність π/3.

Ефект муару можна отримати й при накладенні решіток з різним Так, у роботі [106] запропоновано одновимірні періодом. муарові метаповерхні, що підтримують повільні поверхневі плазмони в оптичному діапазоні. Муарові метаповерхні були сформовані шляхом накладення двох одновимірних періодичних металевих решіток 3 трохи відмінними постійними решітки [102]. На рис. 1.14, а-б показані дисперсійні криві поверхневих плазмон-поляритонів (ППП) у періодичних і муарових метаповерхнях, відповідно.



Рисунок 1.14 – Повільні поверхневі плазмони на одновимірних муарових метаповерхнях [106]. Обмірювані дисперсійні криві ППП для: а) однорідної 1D решітки; б) муарової 1D метаповерхні; в) дисперсія (червоні точки) і відповідні групові швидкості (зелені точки) на одновимірній муаровій метаповерхні

У періодичній метаповерхні існує плазмонна заборонена зона, і ця зона є спільною у фотонних кристалах і плазмонних періодичних решіток через утворення стоячих хвиль [102]. Всередині забороненої зони муарової метаповерхні з'являється локалізована мода, і це пояснюється зв'язаною модою, індукованою муаровою конфігурацією. На рис. 1.14, в поверхневі плазмони із груповими швидкостями $V_g = 0,44c$ і $V_g \approx 0$ існують у центрі й на краю муарово-індукованої дисперсійної смуги, відповідно [102].

Очікується, що вищеописані повільні поверхневі плазмони можуть використовуватися в плазмонних лазерах, раманівській спектроскопії й нелінійній плазмоніці [102].

Муарові метаповерхні вивчають також і в НВЧ діапазоні. Наприклад, використовуючи ефект муара у роботі [24] автори створили новий тип перестроюваних метаповерхонь і вивчили їхні спектральні властивості для електромагнітних хвиль НВЧ діапазону. Муаровий узор формується шляхом накладання двох шарів, кожний з яких має періодичний металевий узор, а розмір кластера отриманого муарового рисунка можна варіювати, змінюючи відносний кут накладення двох шарів. Зображення муарових елементарних комірок показані на рис. 1.15, а. У розглянутих метаповерхнях і розмір, і структурна форма елементарної комірки можуть змінюватися одночасно за допомогою муарової інтерференції [24].

Змодельовані коефіцієнти проходження в кожному випадку зображені на рис. 1.15, б [24]. У всіх випадках найнижча резонансна мода кожної керованої метаповерхні демонструє характеристики типової моделі осцилятора Лоренца, яка класично пояснює взаємодію між ЕМ хвилями й речовиною зі зв'язаними електронами (тобто діелектричним середовищем), оскільки металеві кластери мають ізольовану кільцеву форму.

Резонансна частота нижчої резонансної моди метаатомів у спектрах проходженнях зменшується зі збільшенням розміру кластера, як показано на рис. 1.15, б [24].



Рисунок 1.15 – Керована метаповерхня на основі муарової інтерференції [24]: а) схематичне зображення структур елементарної комірки для різних кутів повороту: 0° (випадок 1), $2 \times \sin^{-1}(10^{-1/2})^{\circ}$ (випадок 2), $2 \times \sin^{-1}(26^{-1/2})^{\circ}$ (випадок 3); б) моделювання спектрів коефіцієнта проходження для випадку 1 (чорна лінія), випадку 2 (червона лінія) і випадку 3 (синя лінія)

Підсумовуючи, у статті [24] за допомогою експериментів і чисельного моделювання показано, що коефіцієнт проходження електромагнітних хвиль для муарової метаповерхні можна контролювати від 90% до 10% на частоті 11 ГГц. Запропонована керована метаповерхня може бути застосована у смугових фільтрах і модуляційних пристроях, що можуть перестроюватися.

Таким чином, на прикладі вищенаведеного аналізу декількох характерних робіт, виконаних в оптичному [42, 43] і мікрохвильовому [24, 63, 101] діапазоні, можна зробити висновок, що ЕМ властивості метаповерхонь на ефекті муару можна ефективно механічно перестроювати. Однак метаповерхні на ефекті муару для мікрохвильового діапазону вивчені ще недостатньо. Але такі метаповерхні мають багатообіцяючі перспективи при створенні фільтрів, що механічно перестроюються, та мають малу в порівнянні з довжиною хвилі товщину.

Тому в роботах [62, 103, 107] були вивчені електромагнітні властивості муарових метаповерхонь і можливість їхнього перестроювання в широких межах. Експериментально й чисельно показано, ЩО спектральними властивостями таких метаповерхонь зручно керувати шляхом зміни кута схрещування утворюючих їх періодичних структур. Крім того, у роботі [108] продемонстрована можливість чисельно керування спектральними властивостями магнітоактивних муарових метаповерхонь з феромагнітними включеннями за допомогою зовнішнього магнітного поля.

1.3 Широкосмуговий фотон-магнонний зв'язок у системі зв'язаних мікрохвильових резонаторів з магнітною плівкою

На сьогоднішній день планарні резонатори, такі як резонатор у вигляді розрізаного кільця (PPK, або спліт-ринг – SRR [109]) або інвертований сплітринг резонатор (ISRR) [110], часто використовують як елементи метаповерхонь. Вони забезпечують високу концентрацію електромагнітного поля в мікрохвильовому діапазоні. Ця їхня властивість є перспективною для такої області як квантові перетворювачі частоти, що зараз швидко розвивається [59].

На відміну від об'ємних резонаторів, для планарних резонаторів характерна мала товщина й велика концентрація змінного магнітного поля поблизу їхньої поверхні [59]. При розміщенні магнітної плівки (наприклад, залізо-ітрієвого гранату – ЗІГ) за умови феромагнітного резонансу (ФМР) може бути реалізований сильний фотон-магнонний зв'язок з резонатором.

Крім когерентного фотон-магнонного зв'язку, нещодавно були продемонстровані нелінійні ефекти, такі як магнонний ефект Керра [111], аномальне антиперетинання мод [112] і перетворення фотонів
мікрохвильового діапазону в терагерцовий [113]. Однак усі ці дослідження обмежуються зв'язком на одній частоті або в вузькому діапазоні частот [114]. Тут для квантових фотон-магнонних перетворювачів проявляється такий недолік як вузькосмуговість. Тому розробка й реалізація надійної, недорогої й простої гібридної структури для широкосмугового фотон-магнонного зв'язку є перспективною.

Частково подолати цей недолік можна розмістивши декілька планарних резонаторів один поруч з одним [114]. У цьому випадку в спектрі зв'язаних резонаторів з'являються додаткові резонанси, що дозволяє реалізувати значний фотон-магнонний зв'язок на декількох частотах.

У роботі [114] авторами вивчено фотон-магнонний зв'язок між плівкою ЗІГ і рядом інвертованих спліт-ринг резонаторів. Зокрема, були досліджені масиви періодично розташованих одиночних ISRR з магнонною модою ЗІГ для досягнення широкосмугового фотон-магнонного зв'язку з високим коефіцієнтом підсилення.

Розміри одиночного ISRR, а також положення й орієнтація його перемички щодо живильної мікросмужкової лінії (рис. 1.16, а) були оптимізовані шляхом чисельного моделювання [114]. Орієнтація перемичок була такою ж як напрямок мікросмужкової лінії.

Варіюючи відстань *s* між двома ISRR від 0,4 до 15 мм, були чисельно розраховані частоти «розштовхування» фотонних мод ISRR. На рис. 1.16, б (чорні крапки) показаний розрахований коефіцієнт проходження $|S_{21}|$ від частоти *f* змінного струму, що протікає по мікросмужковій лінії для різних відстаней *s* [114]. При *s* > 8 мм є лише один пік, відповідний до резонансної частоти незв'язаних одиночних ISRR. А при зменшенні *s* спостерігаються два розщеплені піки, які знаходяться все далі один від одного, що відповідає більш сильному зв'язку між двома ISRR.

Для проведення експериментальних вимірювань величини зв'язку між ISRR, авторами [114] було виготовлено кілька масивів ISRR з різною кількістю N одиночних ISRR (1, 2, 3 і 4), зберігаючи при цьому розміри

окремих ISRR постійними при відстані *s* = 0,4 мм. Структури були виготовлені шляхом травлення металевих частин з використанням фотолітографії, відповідно до тих же матеріалів і з тими ж розмірами, що й ті, які використовувалися при моделюванні.



Рисунок 1.16 – Здвоєний ISRR з мікросмужковою лінією [114]: а) схематичне зображення; б) спектри $|S_{21}|$ як функція відстані *s* між ISRR (*s* від 0,4 до 15 мм)

На рис. 1.17, а показано порівняння спектрів $|S_{21}|$ залежно від частоти f, експериментально виміряних для N = 1, 2, 3 і 4 без плівки ЗІГ, у порівнянні з результатами чисельного моделювання [114]. Видно, що результати експерименту й моделювання добре узгоджуються, за винятком невеликої різниці в положенні смуги піків на спектрі резонансних частот.



Рисунок 1.17 — Коефіцієнт проходження $|S_{21}|$ для масивів ISRR без плівки ЗІГ (число елементів N = 1, 2, 3, 4) [114]: а) порівняння спектрів $|S_{21}|$, отриманих у результаті чисельного моделювання (чорні символи) і експерименту (червоні символи); б) експериментально виміряні значення $|S_{21}|$ від частоти й магнітного поля

Авторами [114] були виміряні спектри $|S_{21}|$ для всіх цих масивів ISRR без плівки ЗІГ для різних напруженостей зовнішнього магнітного поля (рис. 1.17, б). Горизонтальні пунктирні лінії на рисунку представляють

частоти резонансних мод для окремих масивів ISRR. Як і очікувалося, резонансні частоти фотонних мод і характеристики проходження, такі як смуга пропускання масивів ISRR, не міняються залежно від напруженості поля.

Для вимірювання ступеня зв'язку масивів ISRR з магнонами автори [114] використовували епітаксіальну плівку ЗІГ розміром 3,7 х 3,7 мм і товщиною 25 мкм, вирощену на підкладці галій-гадолінієвого гранату (ГГГ) методом рідкофазної епітаксії. ЗІГ розташовували поверх мікросмужкової лінії, як показано на рис. 1.18, а.



Рисунок 1.18 – Масиви ISRR зі зразком ЗІГ на мікросмужковій лінії [114]: а) схематичне зображення експериментальної установки й виготовлених зразків (знизу для N = 2); б) експериментальний коефіцієнт проходження $|S_{21}|$ на площині f-H для структур при N = 1, 2, 3, 4; в) аналітично розрахований коефіцієнт проходження $|S_{21}|$ у площині частот і магнітного поля (площина f-H) при N = 1, 2, 3, 4

Зображення нижньої й верхньої сторін гібридних зразків ISRR з ЗІГ показані внизу на рис. 1.18, а [114]. Зовнішнє магнітне поле прикладене за допомогою електромагніту до площини плівки ЗІГ уздовж осі *x*, що перпендикулярна мікросмужковій лінії.

Для всіх гібридних зразків ISRR з ЗІГ моди антиперетинаються і з'являються на кожній спільній резонансній частоті (тобто, для N = 1 – одна мода, для N = 2 – дві, для N = 3 – три й для N = 4 – чотири). Вони позначені вертикальними лініями на спектрах $|S_{21}|$ у площині *f*–*H* на рис. 1.18, б та відповідні фотон-магнонному зв'язку [114]. Це свідчить про сильну взаємодію магнонної моди плівки ЗІГ з фотонними модами масиву ISRR, що приводить до появи декількох областей зв'язку в широкосмуговому спектрі.

Цікаво, що обидва типу антиперетинань мод (нормальне і протилежне) спостерігалися в областях зв'язку масиву ISRR з ЗІГ, число яких варіюється залежно від кількості ISRR, присутніх у зразку [114]. У випадку N = 1 фотонмагнонний зв'язок привів до протилежної дисперсії (антиперетинання мод), що розглянуте докладніше в більш ранній роботі авторів [112].

На рис. 1.18, в показані розраховані $|S_{21}|$ залежності в площині *f*–*H* для структур ISRR з ЗІГ [114]. Результати розрахунків демонструють гарне узгодження з експериментально вимірюваними $|S_{21}|$ спектрами. Розроблена авторами [114] аналітична модель однозначно підтверджує експериментальний результат, демонструючи широкосмугові когерентні (нормальне антиперетинання) і дисипативні (протилежне антиперетинання) взаємодії між зв'язаними фотонними й магнонними модами.

Таким чином, авторами [114] були розроблені компактні планарні структури, що складаються з масивів ISRR і плівки ЗІГ, на яких вони експериментально спостерігали широкосмугові мікрохвильові спектри фотон-магнонного зв'язку з високим коефіцієнтом підсилення. Завдяки періодичності масивів ISRR і зв'язку з ЗІГ, більш високий коефіцієнт підсилення й більш широка смуга пропускання були досягнуті для декількох мод. У таких гібридних структурах може бути досягнутий енергообмін і подальший обмін інформацією в широкосмуговій області частот. Зв'язок магнонних мод з мультирезонансними фотонними модами розширює можливості керування взаємодією світла й речовини, що є подальшим кроком на шляху до розробки широкосмугових мікрохвильових фотонмагнонних пристроїв [114].

Таким чином, на прикладі роботи [114] показано, що комбінуючи декілька мікрохвильових планарних резонаторів із плівкою магнетика можна досягти збільшення широкосмуговості й реалізувати багаточастотний фотонмагнонний зв'язок, що є перспективним для розробки квантових перетворювачів частоти.

Однак у такій системі значення фотон-магнонного зв'язку й кооперативності залишаються недостатньо великими. Тому в роботах [115–117] запропоновано ряд гібридних систем, що складаються з планарних резонаторів із плівкою ЗІГ, у яких різними способами реалізовано збільшення величини фотон-магнонного зв'язку й кооперативності.

1.4 Керування електромагнітними властивостями штучних топологічних ізоляторів мікрохвильового діапазону

У фізиці твердого тіла виділяють структури, що отримали назву топологічний ізолятор (TI) [28, 118]. Основна їхня особливість – всередині об'єму вони мають властивості діелектрика (ізолятора), а на поверхні є провідниками електричного струму. З моменту відкриття і на сьогодні структури такого типу становлять великий інтерес серед дослідників та інженерів [119, 120]. Для фізиків відкрилася нова можливість вивчати незвичайної провідності спінових [121] природу також для i [28, 122–123]. електромагнітних Важливість «топологічних» ХВИЛЬ властивостей відображена у багатьох теоретичних та експериментальних роботах у області топологічної фотоніки. В них продемонстровано, що за допомогою TI можна здійснювати передачу електромагнітної енергії із незначними втратами як у оптичному [50, 51], так і у мікрохвильовому діапазоні довжин хвиль [29, 124–128]. ТІ такого типу виступають спіновими та електромагнітними аналогами «класичних» електронних ТІ, демонструючи схожі властивості відносно спінових та електромагнітних хвиль.

Електромагнітні аналоги ТІ можуть будуватися як на базі металевих елементів [124, 125], так і діелектричних [29, 126, 127]. Зазначимо, що діелектричні ТІ мають значну перевагу у порівнянні із іншими матеріалами, що дозволяє використовувати їх на оптичних частотах за рахунок малих втрат. У свою чергу, топологічні властивості можуть виникати у структурах на базі намагнічених феритів [29, 129]. Властивості таких структур можуть бути зміненими за допомогою зовнішнього магнітного поля.

У роботі [129] теоретично передбачені електромагнітні односторонні крайові моди у двовимірних фотонних кристалах (аналогах TI) із квадратною решіткою, аналогічні квантовим крайовим станам Холу. Магнітооптичний (MO) фотонний кристал (ФК) складався із квадратної решітки зі стрижнів ЗІГ радіуса 0,11*a* у повітрі, де a – постійна решітки (рис. 1.19, б). Зовнішнє постійне магнітне поле, прикладене в напрямку осі *z*, викликає сильну гіромагнітну анізотропію.

Хвилевід з односпрямованим поширенням ЕМ хвиль складається з інтерфейсу між МО фотонним кристалом і матеріалом із забороненою зоною, таким як звичайний двовимірний ФК (рис. 1.19, б) [129]. Випромінювач, позначений подвійними стрілками на рис. 1.19, б, розташований на межі розділу намагніченого в напрямку осі z ФК із залізо-ітрієвого гранату (ЗІГ) (нижня півплощина) і ФК із оксиду алюмінію (верхня півплощина), і працює на середній частоті 0,552×2 $\pi c/a$. Видно, що збуджене крайове коливання поширюється вправо й швидко загасає ліворуч від випромінювача.



Рисунок 1.19 – Магнітооптичний односторонній хвилевід [129]: а) зонна діаграма, де дисперсійна крива (жирна лінія) для крайових мод охоплює заборонену зону навколишніх ФК; б) зверху – стаціонарна картина для E_z -компоненти електричного поля, що не лежить у площині; знизу – усереднена за часом напруженість електричного поля уздовж середньої лінії хвилеводу (пунктирна лінія на картині поля)

Щоб реалізувати одномодовий односторонній хвилевід необхідне перекриття заборонених зон МО ФК із верхнім ФК, який також не підтримує об'ємні моди на частоті другої забороненої зони МО ФК (рис. 1.19, a) [129].

Топологічна природа крайових мод [130, 131] гарантує, що структура інтерфейсу (межі розділу) не має значення, поки він досить вузький, щоб уникнути мод більш високого порядку. Тут для демонстрації ефекту односпрямованого поширення хвиль була використана квадратна решітка стрижнів з оксиду алюмінію з високим показником заломлення (r = 0,106a, $\varepsilon = 10$) у повітрі [129]. Решітка нахилена на 45 градусів, щоб відповідати частоті забороненої зони. При магнітному полі з індукцією 1600 Гс для МО ФК була отримана широка заборонена зона із відносною шириною 10% і дуже низькою дисперсією.

Однією з незвичайних властивостей односпрямованих крайових мод TI є повне придушення зворотного розсіювання, яке є оптичним аналогом бездисипативного транспорту крайових електронів [129]. Чисельне моделювання показує, що ці крайові моди несприйнятливі до розсіювання на досить великих дефектах. Наприклад, на рис. 1.20 показані результати моделювання структури TI із пластиною ідеального електричного провідника шириною 3a й товщиною 0,2a, вставленої у хвилевід поперек межі розділу ФК.



Рисунок 1.20 — Демонстрація придушення зворотного розсіювання в односпрямованому хвилеводі [129] у вигляді просторового розподілу E_z -компоненти поля, побудованих для: a) t = 0; б) $t = 0,25T_0$ і в) $t = 0,5T_0$, де T_0 – оптичний період

Вставка пластини ідеального електричного провідника (чорний прямокутник на рис. 1.20) приводить до того, ЩО коливання, які поширюються, обходять дефект, зберігаючи повну передачу.

У звичайному хвилеводі такий серйозний дефект майже повністю заблокував би спрямовану моду [129]. В односпрямованому хвилеводі випромінювач, що працює на середній частоті $0,555 \times 2\pi c/a$ збуджує односпрямовану моду, яка обходить дефект, зі 100% передачею потужності по всій забороненій зоні МО ФК. Це відбувається тому, що дефект створює новий інтерфейс хвилеводу між пластиною та МО ФК.

Хоча даний аналіз обмежений двовимірними структурами для НВЧ діапазону, аналогічні односпрямовані хвилеводи можуть бути реалізовані в практичних тривимірних структурах і на більш високих частотах [129]. Прикладом такої роботи є [29].

Можливість роботи з ФК зонними структурами без точок Дірака дозволила авторам роботи [29] експериментально створити фотоннокристалічну систему для спостереження кіральних крайових станів. У фізиці твердого тіла кіральні крайові стани – це такі стани, які внаслідок нетривіальних топологічних властивостей об'ємної електронної зонної структури мають унікальну спрямованість і стійкі до розсіювання.

Експериментальна структура (рис. 1.21) представляє собою гіромагнітний 2D-періодичний фотонний кристал, що складається з квадратної решітки з феритових стрижнів в повітрі, обмеженої з однієї сторони немагнітним металевим шаром (оболонкою) [29]. Межа між фотонним кристалом і оболонкою діє як обмежуюча кромка або хвилевід для кіральних крайових станів. Структура затиснута між двома паралельними мідними пластинами для тримання в напрямку z і оточена пінопластом, що поглинає ЕМ випромінювання (сірі області на рис. 1.21). Дві дипольні антени, A і B, служать у якості джерел випромінювання та/або зондів.

Для дослідження поширення хвиль між антенами вставлена металева перешкода змінної довжини *l* з висотою, що дорівнює висоті хвилеводу (7,0 мм) [29]. Постійне магнітне поле з індукцією 0,20 Тл прикладалося вздовж напрямку осі *z* за допомогою електромагніту.



Рисунок 1.21 – НВЧ хвилевід, що підтримує кіральні крайові стани [29]: зверху – схема хвилеводу, що складається з межі розділу між гіромагнітним фотонно-кристалічним середовищем (стрижні) і металевою стінкою; знизу – вид зверху (фото) хвилеводу зі знятою верхньою пластиною

Результати моделювання для ФК із металевою оболонкою представлені на рис. 1.22 [29], де показані розраховані просторові розподіли поля фотонного кірального крайового стану, що перебуває в другій (TM) забороненій зоні. З результатів моделювання видно, що цей крайовий стан є односпрямованим. Оскільки бокове розсіювання заборонене об'ємнофотонними зонами у ФК і металевою оболонкою, існування кіральних крайових станів змушує випромінюючі дипольні антени (які в однорідному середовищі випромінювали би всеспрямовано) випромінювати тільки вправо (рис. 1.22 а, в). Більше того, відсутність будь-якої зворотного моди поширення хвилі виключає можливість зворотного розсіювання. Це означає, що поля можуть безперервно обходити перешкоди, як показано на рис. 1.22, б.



Рисунок 1.22 – Фотонні кіральні крайові стани і вплив великого розсіювача [29]: а) розподіл E_z -компоненти поля на частоті 4,5 ГГц при відсутності розсіювача; б) розрахована картина поля, що ілюструє, як хвиля обтікає розсіювач; в) вниз передається незначна потужність, коли антена *В* використовується як фідерна антена, оскільки моди зворотного поширення загасають

Авторами роботи [29] проведено експериментальне дослідження спектра коефіцієнта проходження хвиль через ТІ (фото внизу рис. 1.21). Використовуючи феритові стрижні, що складаються з залізо-кальцієвого гранату, легованого ванадієм, у магнітному полі 0,20 Тл, була досягнута відносна ширина смуги 6% для другої ТМ забороненої зони близько 4,5 ГГц (на рис. 1.23, а, внизу). Як обговорювалося раніше, ця зона повинна підтримувати кіральні крайові стани на межі ФК із металевою стінкою.

Для об'ємного фотонного кристала в установці без металевої оболонки та перешкоди проходження хвиль є взаємним, з фотонними забороненими зонами на частотах 3,3 ГГц і 4,5 ГГц (рис. 1.23, а) [29].



Рисунок 1.23 – а) Зверху – спектри коефіцієнта проходження в прямому й зворотному напрямку, вимірювані з використанням об'ємного ФК в установці без металевої оболонки та перешкоди, з антенами, розташованими всередині ФК, при магнітному полі з індукцією 0,20 Тл; знизу – розрахункова проекція зонної структури ФК (зафарбовані області) з кіральним крайовим станом (жирна крива), що існують на границі розподілу між металевою стінкою й фотонним кристалом [29]; б) вимірювані спектри коефіцієнта проходження при включенні металевої стінки й антен, розташованих як показано на рис. 1.21

Однак при наявності металевої стінки в отриманому хвилеводі спостерігається дуже високий контраст між прямим i зворотним проходженням хвиль для частот у другій забороненій зоні близько 4,5 ГГц [29]. (рис. 1.23, б) Ha частотах усередині другої забороненої ЗОНИ спостерігалося сильне проходження хвиль вперед, приблизно на 50 дБ перевищуючи передачу в зворотному напрямку на частотах у середині забороненої зони. Ця односпрямованість поширення вказує на існування кірального крайового стану.

Також у роботі [29] показана відсутність яких-небудь істотних змін у прямому проходженні й невзаємності при значному збільшенні розміру

розсіювача. Це вказує на те, що кіральні крайові стани можуть переміщатися навколо перешкоди без розсіювання або відбиття, як і передбачає моделювання.

Таким чином, авторами робіт [29, 129] експериментально й чисельно продемонстровано односпрямоване поширення ЕМ хвиль у феритових підмагнічених ФК, що граничать із іншим ФК або металевою стінкою. При цьому є можливість керувати односпрямованим поширенням ЕМ хвиль шляхом вибору величини й знака прикладеного магнітного поля.

Однак отримати односпрямоване поширення ЕМ хвиль на межі ТІ можна й не застосовуючи підмагнічених середовищ. Для цього треба застосовувати випромінювачі хвилі не лінійно поляризовані, а з круговою поляризацією. Наприклад, для ТІ мікрохвильового діапазону [127, 132] експериментально підтверджено, що як для повністю діелектричних, так і для металевих структур (показаних на рис. 1.24, а і б, відповідно) можна реалізувати крайові стани. Кольорові стрілки на рис. 1.24, а вказують спрямованість кругової поляризації поля, а шестикутники показують елементарні комірки впоперек доменної границі. Показана на рис. 1.24, б структура має доменну границю між затисненими й розширеними областями, що мають різний період.

Схожа структура була використана в оптичній області для керування розсіюванням світла в метаповерхнях на основі кремнію [133].

Ще однією перспективною областю розвитку ТІ є розробка планарних топологічних ізоляторів. Багато реалізацій ТІ мають або обмежений діапазон робочих частот через задіяні зосереджені компоненти, або громіздку структуру з великою площею, що небажано для створення компактних фотонних пристроїв [134]. Щоб подолати ці обмеження, у роботі [134] експериментально продемонстрована реалізація двовимірних топологічних ізоляторів на фотонних кристалах із планарними поверхневими хвилями (рис. 1.25, а). ФК із поверхневими хвилями мають дуже широку заборонену зону (ширина смуги пропускання 28%) через багаторазове брегівське

розсіювання й наявність основних одновимірних крайових станів в забороненій зоні.



Рисунок 1.24 – Приклади топологічного ізолятора мікрохвильового діапазону [28]: а) експериментальна реалізація повністю діелектричної структури із випромінювачем (збільшена область), розташованим у центрі доменної границі (горизонтальна лінія) [127]; б) металева антенна решітка, що реалізує аналогічний топологічний кристалічний порядок у субхвильовому масштабі [132]

Як показано на рис. 1.25, а, комірка ФК поверхневої хвилі складається з металевих масивів елементів на обох сторонах діелектричної підкладки у вигляді квадратної решітки з постійною a = 12 мм [134]. Кожна елементарна комірка складається із чотирьох металевих прямокутних елементів з кожної сторони підкладки шириною w = 1,92 мм і довжиною l = 5,04 мм. Фотонні зони й топологія зон визначаються кутом повороту θ металевих прямокутників (права верхня вставка на рис. 1.25, а).

Планарний ФК поверхневої хвилі має широку топологічну заборонену зону [134]. Для θ = 45° діапазон частот нижче світлової лінії становить від 11,5 ГГц до 15,2 ГГц, що приводить до смуги пропускання 28% із частотою в середині забороненої зони 13,3 ГГц (рис. 1.25, б). При зміні θ від 0° або 90° чотириразове дираківске виродження розпадається на дві пари дворазово вироджених зон, і з'являється фотонна заборонена зона.



Рисунок 1.25 – Планарний ФК поверхневих хвиль та його топологічні переходи [134]: а) схема топологічних кутових станів, локалізованих у куті планарного ТІ другого порядку; б) зонні фотонні структури для $\theta = 0^{\circ}$ (чорні криві) і $\theta = 45^{\circ}$ (червоні й зелені криві), відповідно. Пунктирна крива представляє собою світлову лінію в повітрі. На вставці зображена зона Бріллюена

Топологічні точки переходу на фазових діаграмах ТІ $\theta = 0^{\circ}$ і 90° пов'язані з топологічними переходами об'ємних фотонних зон [134]. Напроти, точка переходу $\theta = 25^{\circ}$ обумовлена винятково межею структури, що виникає у результаті відновлення ковзної симетрії на двох межах розділу. Тому для експериментів авторами [134] було виготовлено дві різні структури квадратної форми з ФК із кутами $\theta = \pm 25^{\circ}$. Перший зразок складається з ФК із $\theta_2 = 25^{\circ}$ (topological insulator phase – TIP), який оточений ФК із $\theta_1 = -25^{\circ}$ (normal insulator phase – NIP) (рис. 1.26, а).

Крайові стани збуджуються дипольним випромінювачем поблизу нижньої частини зразка, розташованим у положенні, позначеному зірочкою

на рис. 1.26, а [134]. Збудження хвилі й відгук на границях структури реєструється датчиком, розташованим у синій й зеленій точці.



Рисунок 1.26 – Експериментальне спостереження безщілинних топологічних крайових станів у ФК поверхневих хвиль [134]: а) фотографія зразка (показана тільки верхня ліва чверть структури), що складається з ФК із $\theta_2 = 25^{\circ}$ (TIP, у правому нижньому куті до пунктирної лінії) і ФК із $\theta_1 = -25^{\circ}$ (NIP, в іншій області); б) вимірюваний просторовий розподіл інтенсивності магнітного поля $|H_z|^2$ по поверхні зразка при збудженні на частоті 13,24 ГГц

 $|H_z|^2$, безпосередньо Просторовий розподіл магнітного поля сканування вимірюваний ближнього системою поля, показаний на рис. 1.26, б [134]. Вимірювання показує концентрацію поля по краях TI, оскільки частота збудження 13,24 ГГц перебуває в об'ємній забороненій зоні. Є невеликі відмінності між чисельними й експериментальними результатами, що може бути пов'язане з обмеженою точністю виготовлення зразків і проведення вимірювань.

Далі для реєстрації поля кутової моди ТІ авторами [134] було проведено вимірювання зразка, що складається з ФК ТІР з $\theta_2 = 50^\circ$, оточеного ФК NIР з $\theta_1 = -25^\circ$. Для такої структури є заборонена зона у фотонному спектрі в межах об'ємної забороненої зони (тобто від 12,5 ГГц до 14 ГГц). Був виміряний відгук від кута структури при розташуванні зонда на відстані двох елементарних комірок від дипольного випромінювача. Кутовий відгук чітко вказує на сильний і гострий пік на частоті 12,71 ГГц. Настільки гострий резонанс указує на появу топологічних кутових мод.

Кутовий резонанс додатково вивчався шляхом вимірювання його електромагнітного профілю методом сканування ближнього поля [134]. Чисельне моделювання підтверджує, що частота топологічних кутових станів стійка до певних типів розупорядкувань і деформацій.

Таким чином, на прикладі аналізу декількох робіт [29, 129, 134] розглянуто спосіб керування поширенням ЕМ хвиль у ТІ мікрохвильового діапазону за допомогою магнітного поля. Однак цей спосіб вимагає застосування електромагніту, що збільшує габарити пристрою.

Тому в роботі [118] було запропоновано інший спосіб керування ЕМ властивостями ТІ на основі масиву кварцових елементів, при якому необхідно міняти напрямок анізотропії кварцу для підстроювання положення крайових станів ТІ.

Висновки до розділу 1

У даному розділі був проведений огляд наукової літератури, що стосується досліджень електромагнітних властивостей метаповерхонь та інших планарних структур та можливостей керування цими властивостями в мікрохвильовому й оптичному діапазоні, і зроблені такі висновки:

1. Посилення магнітооптичних ефектів в оптичному діапазоні може бути досягнуто як у метаповерхнях, що використовують металеві елементи, так і в повністю діелектричних метаповерхнях, що використовують граткові резонанси або хвилеводні моди. Однак задача посилення ефекту Фарадея в метаповерхнях мікрохвильового діапазону вивчена ще недостатньо. Тому в дисертаційній роботі автором поставлено завдання досягти посилення ефекту Фарадея для метаповерхонь мікрохвильового діапазону, що не містять металевих елементів і мають малу в порівнянні з довжиною хвилі товщину.

2. Електромагнітні властивості метаповерхонь оптичного і мікрохвильовому діапазону можна ефективно механічно перестроювати. Однак керовані метаповерхні для мікрохвильового діапазону вивчені ще недостатньо. Тому автором поставлено завдання досягти керування спектральними властивостями метаповерхонь на ефекті муару шляхом зміни кута схрещування утворюючих їх періодичних структур або за допомогою зовнішнього магнітного поля.

3. Для збільшення широкосмуговості й реалізації багаточастотного фотон-магнонний зв'язку в мікрохвильових планарних структурах із плівкою магнетика традиційно використовують комбінацію декількох зв'язаних друг з другом резонаторів. Однак у такій системі величина фотон-магнонного зв'язку та кооперативності залишаються недостатньо великими. Тому поставлено завдання різними способами досягти збільшення фотонмагнонного зв'язку й кооперативності в ряді гібридних систем, що складаються з планарних резонаторів із феримагнетиком (плівкою ЗІГ).

4. Керування поширенням електромагнітних хвиль у топологічних ізоляторах мікрохвильового діапазону може бути реалізовано за допомогою магнітного поля. Однак цей спосіб вимагає застосування електромагніту, що збільшує габарити пристрою. Тому в дисертаційній роботі поставлено завдання продемонструвати підстроювання положення крайових станів топологічного ізолятора на основі масиву кварцових елементів іншим способом, а саме, шляхом зміни напрямку анізотропії кварцу.

РОЗДІЛ 2

ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ МАГНІТОКЕРОВАНИХ МЕТАПОВЕРХОНЬ НА ОСНОВІ МАГНІТНИХ РЕЗОНАНСНИХ ЕЛЕМЕНТІВ У МІКРОХВИЛЬОВОМУ ДІАПАЗОНІ

В даний час значний інтерес становить вивчення особливостей електромагнітних періодично поширення ХВИЛЬ через структуровані матеріали [19, 20], що містять металеві, діелектричні й магнітоактивні елементи. Впровадження подібних елементів у структуровані матеріали може приводити до вираженого ефекту невзаємності й ефекту Фарадея в таких структурах при наявності зовнішнього магнітного поля, а також до можливості керування цими ефектами. На основі таких періодичних структур можуть бути розроблені мікрохвильові пристрої, такі як вентилі, циркулятори, модулятори, перемикачі й фільтри [72, 73].

Метою розділу є розробка магнітокерованих метаповерхонь з малою в порівнянні з довжиною хвилі товщиною, що дозволяють підсилювати ефект Фарадея в мікрохвильовому діапазоні.

У даному розділі застосовано два підходи до розробки та дослідження електромагнітних властивостей магнітокерованих метаматеріалів, а саме, розробка метаповерхні субхвильової товщини, що містить феродіелектричні елементи [17, 18, 38, 135, 136], а також структурування поверхні одиночного феритового елемента [39, 137, 138], що впливає на його магніторезонансні властивості, зокрема, на частоту феромагнітного резонансу.

2.1 Посилення ефекту Фарадея за допомогою феродіелектричної метаповерхні субхвильової товщини

У даному підрозділі розглянуто особливості фізичних властивостей двох типів метаповерхонь, що містять феродіелектричні елементи – на основі квадратних призм і повністю феродіелектричної метаповерхні у вигляді двоперіодичного масиву циліндрів, розміщених на шарі того ж феродіелектричного (феритового) матеріалу.

Для даних метаповерхонь експериментально й теоретично проаналізовано проходження через них пласких електромагнітних хвиль і продемонстровано посилення ефекту Фарадея в мікрохвильовому діапазоні.

2.1.1 Метаповерхня на основі двоперіодичного масиву квадратних феродіелектричних призм на діелектричній підкладці

Для дослідження можливості підсилення ефекту Фарадея обрано двоперіодичну метаповерхню, що не містить металевих елементів. На рис. 2.1 схематично показана геометрія досліджуваної МП [17]. ТМполяризована пласка хвиля падає з півпростору z < 0 на двошарову метаповерхню під кутом θ щодо осі z. Вектор магнітного поля падаючої хвилі **H**₀(**r**) поляризований під кутом α відносно осі x і лежить у площині x–y. На рисунку показані тільки чотири елементарні комірки нескінченної періодичної структури.



Рисунок 2.1 – Схема метаповерхні на основі двоперіодичного масиву квадратних феродіелектричних призм на діелектричній підкладці

Елементарна комірка має періоди L_x і L_y уздовж осі x і y, відповідно, і складається з паралелепіпедів, що описуються комплексною магнітною μ_{if} і діелектричною проникністю ε_{if} у формі тензорів [17, 34]:

$$\hat{\mu}_{jf} = \begin{bmatrix} \mu^{jf} & -i\mu_{g}^{jf} & 0\\ i\mu_{g}^{jf} & \mu^{jf} & 0\\ 0 & 0 & \mu_{z}^{jf} \end{bmatrix}, \\ \hat{\varepsilon}_{jf} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{jf} & 0 & 0\\ 0 & \varepsilon_{jf} & 0\\ 0 & 0 & \varepsilon_{jf} \end{bmatrix},$$
(2.1)

де *j*-й сегмент визначається уздовж осі *x*, а *f*-й сегмент – вздовж осі *y*.

Досліджувана структура складається із двоперіодичного гіротропного шару товщиною h, що складається з періодично розташованих феритових паралелепіпедів, розділених повітряними зазорами та розміщених на діелектричному шарі товщиною h_s [17]. Для експериментального й чисельного дослідження була обрана структура (рис. 2.2) з такими параметрами двоперіодичного гіротропного шару: період $L = L_x = L_y$, розміри паралелепіпедів у площині $x-y d_x = d_y = 0,8L$.

Напрямок зовнішнього магнітного поля обрано уздовж осі *z*, а його напруженість знаходиться в діапазоні $H_s = 100-2700$ Е. Вирази для компонентів тензора магнітної проникності для паралелепіпедів були визначені в [139] для намагніченого ферита марки 1СЧ4 з параметрами: діелектрична проникність $\varepsilon' = 13,2$, намагніченість насичення $4\pi M_s = 4750$ Гс, залишкова намагніченість $H_r = 3500$ Е, *g*-фактор g = 2,14. В якості підкладки була обрана полістиролова пластина з діелектричною проникністю $\varepsilon_s' = 2,55$ і $tg\delta = 0,001$. Фотографія досліджуваної структури показана на рис. 2.2.



Рисунок 2.2 – Фотографія досліджуваної феродіелектричної метаповерхні на підкладці. Чотири елементарні комірки відзначені пунктирними лініями, як на рис. 2.1 [17]

Електромагнітні властивості метаповерхні, які проявляються В особливостях дальніх і ближніх полів, а також спектрів коефіцієнтів були проходження ΕM хвиль, змодельовані методом інтегральних функціоналів [62, 63]. В. В. Ячіним (Радіоастрономічний інститут НАН України) в ході проведення спільних досліджень були проведені теоретичні розрахунки з метою підтвердження експериментальних результатів щодо можливості посилення ефекту Фарадея за допомогою метаповерхні.

Еквівалентні струми магнітної й електричної поляризації в кожному сегменті елементарної комірки пов'язані з магнітними і електричними полями в сегментах наступним чином [17]:

$$\mathbf{J}^{h,jf}(x,y,z) = \begin{cases} J_x^{h,jf} = \frac{i\omega}{4\pi} \left((\mu^{jf} - 1)H_x^{jf} - i\mu_y^{jf}H_y^{jf} \right) \neq 0, \\ J_y^{h,jf} = \frac{i\omega}{4\pi} (\mu_y^{jf}H_x^{jf} + (\mu^{jf} - 1)H_y^{jf}) \neq 0, \\ J_z^{h,jf} = \frac{i\omega}{4\pi} (\mu_z^{jf} - 1)H_z^{jf} \neq 0, \\ \eta\mu\mu \ b_x^{j-1} \leq x \leq b_x^{j}, b_y^{f-1} \leq y \leq b_y^{f}, \\ 0, \ \text{inakme}, \end{cases}$$
(2.2)
$$\mathbf{J}^{e,jf}(x,y,z) = \begin{cases} J_x^{e,jf} = \frac{i\omega}{4\pi} \left((\varepsilon^{jf} - 1)E_x^{jf} \right) \neq 0, \\ J_y^{e,jf} = \frac{i\omega}{4\pi} ((\varepsilon^{jf} - 1)E_y^{jf}) \neq 0, \\ J_z^{e,jf} = \frac{i\omega}{4\pi} (\varepsilon^{jf} - 1)E_z^{jf} \neq 0, \\ \eta\mu\mu \ b_x^{j-1} \leq x \leq b_x^{j}, b_y^{f-1} \leq y \leq b_y^{f}, \\ 0, \ \text{inakme}, \end{cases}$$
(2.3)

де b_x^j и b_y^f – координати граней сегментів (рис. 2.1).

Відзначимо, що в частотній області можна знайти електромагнітні поля, використовуючи об'ємні інтегральні рівняння у вигляді [63]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_{0}(\mathbf{r}) + \frac{1}{4\pi} (\nabla \nabla + k^{2}) \int_{V} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{J}^{e}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' + \frac{ik}{4\pi} \nabla \times \int_{V} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{J}^{h}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}',$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_{0}(\mathbf{r}) + \frac{1}{4\pi} (\nabla \nabla + k^{2}) \int_{V} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{J}^{h}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' - \frac{ik}{4\pi} \nabla \times \int_{V} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{J}^{e}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'.$$
(2.4)

Тут $G(\mathbf{r},\mathbf{r}') = \exp(ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)/|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|$ – скалярна функція Гріна вільного простору, $\mathbf{H}_0(\mathbf{r})$ і $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ – магнітна і електрична компонента падаючої хвилі, $k = \omega(\varepsilon_0 \mu_0)^{1/2}$, V – об'єм розсіювача, \mathbf{r}' і \mathbf{r} визначають положення джерела й точки спостереження, відповідно. Якщо \mathbf{r}' помістити всередині об'єму інтегрування V то вищезгадані вирази стають зв'язаними об'ємними інтегральними рівняннями, які визначають внутрішні поля через падаючі поля [17]. Якщо \mathbf{r} помістити поза об'ємом V, ці вирази визначають загальне електромагнітне поле як суму падаючого поля й поля, розсіяного структурою. Отже, зміст (2.4) сильно залежить від розташування \mathbf{r} . Інтегральні рівняння вирішують чисельно з використанням інтегральних функціоналів, пов'язаних з розподілом поляризаційних струмів і технікою подвійних розкладань рядів Флоке-Фур'є [140].

Представляючи періодичну структуру у вигляді набору шарів з постійними матеріальними параметрами уздовж координати, перпендикулярної до границі шару (вісь *z*), можна розрахувати коефіцієнти розсіювання структури з довільною конфігурацією комірки. Для розв'язку задач розсіювання на періодичних шаруватих структурах ефективно застосовується метод *S*-матриць [141] і його варіанти [142–144].

На рис. 2.3 показаний чисельно розрахований коефіцієнт проходження крос-поляризованої компоненти T_{xy} електромагнітної хвилі, що пройшла крізь метаповерхню для H_x -поляризованої нормально падаючої пласкої хвилі $(\theta = 0^\circ, \alpha = 0^\circ)$, залежно від нормованої товщини h/L двоперіодичного гіротропного шару й нормованого періоду L/λ структури, де λ – довжина хвилі у вільному просторі [17]. Розрахунки проведено при напруженості магнітного поля $H_s = 600$ Е та товщинах діелектричної підкладки $h_s = 0,166L$ і $h_s = 0,277L$. Видно, що в розглянутому діапазоні частот для будь-якої товщини гіротропного шару h/L спостерігається резонанс граткового типу, при якому метаповерхня має високу добротність. В околиці резонансної

частоти також має місце мінімум коефіцієнта проходження T_{xx} , який кополяризований відносно падаючої хвилі. Це означає майже повне перетворення поляризації хвилі, що пройшла. Тобто площина поляризації повертається на кут близько 90° з великим коефіцієнтом проходження T_{xy} на крос-поляризації, що дорівнює приблизно 0,1. Оскільки кут повороту площини поляризації суцільним гіротропним шаром з нормованою товщиною h/L = 0,1 при $L/\lambda = 0,85$ становить близько 9° при $H_s = 600$ E, досліджувана двошарова метаповерхня демонструє значне посилення ефекту Фарадея – на величину приблизно в 5 разів більшу, ніж для суцільного феродіелектричного шару товщиною h/L = 0,1 [17].



Рисунок 2.3 – Чисельно розрахований крос-поляризований коефіцієнт проходження T_{xy} електромагнітної хвилі, що пройшла крізь метаповерхню, залежно від нормованої товщини двоперіодичного гіротропного шару h/L і нормованого періоду структури L/λ при напруженості магнітного поля $H_s = 600$ Е і при товщині діелектричної підкладки [17]: a) $h_s = 0,166L$; 6) $h_s = 0,277L$

З рис. 2.3, а та рис. 2.3, б видно, що збільшення товщини діелектричного шару приводить тільки до зміщення частоти резонансу й практично не впливає на величину коефіцієнта проходження кросполяризованої хвилі при резонансі. Відзначимо, що подальше зменшення товщини двоперіодичного гіротропного шару приводить до накладання резонансу з аномалією Релея та до його зникнення [86].

На рис. 2.4, а показаний чисельно розрахований спектр коефіцієнта проходження T_{rv} крос-поляризованої електромагнітної хвилі через феродіелектричну метаповерхню при нормально падаючій пласкій хвилі для декількох значень напруженості зовнішнього магнітного поля [17]. Видно, шо частота резонансного коливання нехтовно мало залежить від напруженості магнітного поля поблизу частоти 24 ГГц, а резонансне значення Т_{xv} різко зростає зі збільшенням напруженості магнітного поля. Така слабка залежність положення резонансної частоти від магнітного поля пояснюється тим що резонансна частота мало залежить від недіагональної складової тензора магнітної проникності. Більше того, частоти резонансів граткових мод для структури не повинні бути дуже чутливими до намагніченості, оскільки вони в основному визначаються геометрією елементарної комірки [86].



Рисунок 2.4 – Частотний спектр крос-поляризованого коефіцієнта T_{xy} проходження електромагнітної феродіелектричну хвилі через падаючій пласкій хвилі: а) чисельно метаповерхню при нормально розрахована; б) експериментально зареєстрована [17]

Для уточнення типу резонансних мод чисельно розраховано просторовий розподіл електричного поля на частоті резонансу безпосередньо поблизу зовнішньої поверхні паралелепіпедів [17]. На рис. 2.5 показані діаграми ближнього поля для відбитих E_x- і E_y-компонент у безпосередній близькості від поверхні на резонансній частоті структури при напруженості поля $H_s = 600$ E. Вони мають вигляд переривчастих магнітного ПО інтенсивності смуг у напрямках у і х відповідно, аналогічно розподілу поля при гратковому резонансі для періодично перфорованого гіротропного магнетика, розглянутого в статті [34]. Як видно з розподілів поля, на елементарній комірці структури розміщується приблизно дві довжини хвилі.

Спостережуваний у структурі резонанс додатково підтверджується сильно індукованим електричним струмом зміщення усередині щілин між квадратними елементами структури, як чітко видно на рис. 2.5, а-б (область із високою інтенсивністю) [17].



Рисунок 2.5 – Просторовий розподіл ближнього поля на елементарній комірці поблизу гіротропного шару (на відстані L/100) на частоті граткового резонансу при напруженості магнітного поля $H_s = 600$ Е: а) відбитої кросполяризованої E_x -компоненти і б) кополяризованої E_y -компоненти. Контур феритової призми показаний чорним пунктирним квадратом [17]

Таким чином, цей резонанс приводить до збільшення напруженості магнітного поля у квадратних призмах і, отже, до посилення фарадіївського обертання.

З метою перевірки отриманих чисельно результатів було проведено експериментальне дослідження метаповерхні основі на квадратних призм [17]. [44, 53, 145]Експериментальна установка складається 3 вищезгаданої метаповерхні, розміщеної між двома рупорними антенами (рис. 2.6). Обидва рупори підключені до векторного аналізатора кіл Agilent N5230A і спрямовані нормально до площини метаповерхні. Коефіцієнт хвиль проаналізовано для діапазону частот 22-40 ГГц. проходження Приймальний рупор повертається навколо своєї осі для вимірювання поляризаційних характеристик структури.

Для вимірювань у зовнішньому магнітному полі структура й рупори були розташовані між полюсами електромагніту (рис. 2.6), які мають осьові отвори, що дозволяє розміщати з'єднувальні хвилеводи й рупори всередині магнітної системи [17]. Діаметр полюсів становив 120 мм, а відстань між ними становила 90 мм, що приводить до незначної неоднорідності магнітного поля між полюсами. Це достатня умова для забезпечення необхідної точності експериментів.

Для експериментального дослідження виготовлена феродіелектрична метаповерхня із наступними геометричними параметрами: період квадратної елементарної комірки L = 9,19 мм, товщина феритового шару h = 0,1L, товщина діелектричної підкладки $h_s = 0,267L$ (рис. 2.6).



Рисунок 2.6 – Експериментальна установка для дослідження спектральних і поляризаційних характеристик феродіелектричної метаповерхні [17]

В ході експерименту виміряні експериментальні частотні залежності крос-поляризованого коефіцієнта проходження T_{xy} електромагнітної хвилі крізь метаповерхню для декількох значень зовнішнього магнітного поля. При цьому видно якісну відповідність між чисельно розрахованими (рис. 2.4, а) і експериментально виміряними даними (рис. 2.4, б). Кількісні відмінності пояснюються неточністю завдання теоретичних значень матеріальних параметрів фериту [139] порівняно з його фактичними значеннями.

Для вивчення особливостей поляризаційних властивостей метаповерхні була експериментально досліджена величина фарадіївського обертання площини поляризації в дальньому полі хвилі, що пройшла крізь метаповерхню (рис. 2.7) [17].



Рисунок 2.7 – Експериментальна залежність кута повороту великої осі еліпсу поляризації хвилі, що пройшла крізь гіротропну метаповерхню, як функція частоти й напруженості зовнішнього магнітного поля [17]

На рис. 2.7 наведена залежність кута повороту великої осі еліпса поляризації θ_t хвилі, що пройшла крізь метаповерхню від напруженості зовнішнього магнітного поля й частоти.

Експериментально встановлено, що починаючи з напруженості магнітного поля близько 600 Е поблизу частоти 23,85 ГГц структура повертає площину поляризації хвилі на кут до 90° (рис. 2.7), що є дуже значною величною. Відзначимо, що структура із суцільним феритовим шаром такої ж товщини повертає площину поляризації на кут у кілька разів менший [38]. Таким чином, посилення ефекту Фарадея для досліджуваної метаповерхні зареєстроване експериментально.

2.1.2 Метаповерхня на основі двоперіодичного масиву феродіелектричних циліндрів на підкладці з того ж матеріалу

Розглянемо метаповерхню, що демонструє схожі ефекти, але більш просту у виготовленні – повністю феродіелектричну метаповерхню [18]. У

якості метаповерхні був обраний двоперіодичний масив циліндрів, розміщених на шарі того ж феродіелектричного матеріалу (фериту).

На рис. 2.8 схематично зображена геометрія досліджуваної метаповерхні, де показані чотири елементарні комірки нескінченної структури [18].



Рисунок 2.8 – Схема метаповерхні на основі двоперіодичного масиву феродіелектричних циліндрів на підкладці з того ж матеріалу [18]

В цьому випадку ТМ-поляризована пласка хвиля падає з півпростору z < 0 на двошарову структуру під кутом θ щодо осі z. Вектор магнітного поля падаючої хвилі $\mathbf{H}_0(\mathbf{r})$ лежить у площині x–y. Він поляризований під кутом α щодо осі x. Визначальні періоди елементарної комірки L_x уздовж осі x і L_y уздовж осі y показані на рис. 2.8. Елементарна комірка містить у собі циліндр і паралелепіпедний сегмент, що описуються комплексною магнітною й діелектричною проникністю у формі тензорів (2.1) [18].

Таким чином, досліджуваний двоперіодичний гіротропний шар товщиною h містить періодично розташовані феритові циліндри, розділені повітряними зазорами і розміщені на феритовому шарі товщиною h_s .

Для дослідження була обрана структура (рис. 2.9, а) з періодом $L = L_x = L_y$ і діаметрами циліндрів d = 0,7L [18].



Рисунок 2.9 – Повністю феродіелектрична метаповерхня [18]: а) фотографія досліджуваної структури; б) експериментальна установка для дослідження розподілу ближнього поля поблизу метаповерхні методом активного зонда

Напрямок зовнішнього магнітного поля величиною H_s обрано уздовж осі *z*. Структура розглядається в так званій геометрії Фарадея, тобто намагнічена уздовж напрямку поширення хвилі. Вирази для компонентів тензора магнітної проникності (2.1) для елементів структури були визначені для намагніченого ферита марки L14H з параметрами [139]: діелектрична проникність $\varepsilon' = 13,2$, намагніченість насичення $4\pi M_s = 4800$ Гс.

Була виготовлена повністю феродіелектрична метаповерхня (рис. 2.9, а) методом лазерної абляції з використанням фемтосекундної лазерної системи (Spitfire Pro 35F-XP, Spectra-Physics, Ганновер, Німеччина) [18]. Метаповерхня має такі геометричні параметри: період квадратної елементарної комірки L = 6 мм, висота циліндрів h = 0,25L, товщина підкладки $h_s = 0,25L$.

Експериментальна установка [44, 139] складається з гіротропної метаповерхні, що розміщена між двома рупорними антенами, підключеними до векторного аналізатора кіл Agilent N5230A (рис. 2.10).

Структура й рупори були розташовані всередині котушок Гельмгольця. Осі рупорів спрямовані нормально до площини структури. Приймальний рупор повертався навколо своєї осі для вимірювання поляризаційних характеристик структури.



Рисунок 2.10 – Експериментальна установка для дослідження спектральних і поляризаційних властивостей метаповерхні в зовнішньому магнітному полі

Для дослідження поляризаційних характеристик структури були виміряні експериментальні залежності крос-поляризованого T_{xy} і кополяризованого T_{xx} коефіцієнта проходження для нормально падаючої пласкої електромагнітної хвилі ($\theta = 0^\circ$, $\alpha = 0^\circ$), що пройшла крізь метаповерхню, від нормованого періоду структури L/λ (λ – довжина хвилі у вільному просторі) для зовнішнього магнітного поля з напруженістю $H_s = 100$ E (рис. 2.11) [18].



Рисунок 2.11 – Експериментальні залежності крос-поляризованого T_{xy} і кополяризованого T_{xx} коефіцієнта проходження ЕМ хвилі крізь повністю феродіелектричну метаповерхню при напруженості магнітного поля $H_s = 100$ Е залежно від нормованого періоду структури L/λ [18]

З рис. 2.11 видно, що крос-поляризований коефіцієнт проходження має максимум поблизу резонансної частоти 32,3 ГГц ($L/\lambda = 0,645$) з величиною, приблизно рівною $T_{xy} = 0,35$. Це й означає, що метаповерхня демонструє посилення ефекту Фарадея завдяки своїм резонансним властивостям.

Для ідентифікації граткового резонансу В метаповерхні був експериментально досліджений просторовий розподіл електричного поля поблизу поверхні циліндрів (рис. 2.12, а) при напруженості зовнішнього магнітного поля $H_s = 100$ Е на резонансній частоті структури $L/\lambda = 0,645$ [18]. Розподіл поля був зареєстрований методом активного зонда (рис. 2.9, б). Досліджувану метаповерхню опромінювали нормально падаючою ЕМ хвилею з боку підкладки за допомогою рупорної антени. Для точного позиціонування зонда поблизу поверхні структури використаний двокоординатний скануючий пристрій [146].



Рисунок 2.12 – Просторовий розподіл ближнього поля відбитої нормованої крос-поляризованої E_x -компоненти поля на частоті граткового резонансу при напруженості магнітного поля $H_s = 100$ Е на відстані 0,3L від поверхні циліндрів: а) експеримент; б) розрахунок. Контури циліндрів чотирьох елементарних комірок показані чорними пунктирними колами [18]

Електромагнітні властивості метаповерхні, такі як ближні поля, а також спектри коефіцієнтів проходження були змодельовані методом інтегральних функціоналів [62, 63]. Розрахунки були проведені В. В. Ячіним (Радіоастрономічний інститут НАН України) у ході проведення спільних досліджень.

Для перевірки експериментальних результатів (рис. 2.11), на рис. 2.13, а наведено чисельно розрахований коефіцієнт проходження кросполяризованої компоненти T_{xy} електромагнітної хвилі, що пройшла крізь метаповерхню для H_x -поляризованої нормально падаючої пласкої хвилі ($\theta = 0^\circ$, $\alpha = 0^\circ$) [18]. Тут T_{xy} залежить від нормованої товщини підкладки h_s/L і нормованого періоду структури L/λ при $H_s = 100$ Е та при висоті циліндрів h = 0,25L.

На розрахункових спектрах спостерігається резонанс граткового типу в обраному діапазоні частот, при якому МП має високу добротність. На рис. 2.13 резонанс позначений стрілками. Щоб підтвердити, що це резонанс
граткового типу (аномалія Вуда), параметри структури плавно змінювали (зменшуючи висоту циліндрів і товщину підкладки), щоб привести резонансну частоту до частоти аномалії Релея [18].



(B)

(г)

Рисунок 2.13 – Чисельно розрахований крос-поляризований T_{xy} коефіцієнт проходження електромагнітної хвилі через повністю феродіелектричну метаповерхню при напруженості магнітного поля $H_s = 100$ Е залежно від нормованого періоду структури L/λ : а) при h = 0,25L і різній товщині підкладки h_s ; б) при $h_s = 0,18L$ і різній висоті циліндрів h; в)–г) при h = 0,05L і різній товщині підкладки h_s [18]

З рис. 2.13, б видно, що при фіксованій товщині підкладки $h_s/L=0,18$ при зменшенні висоти циліндрів до h/L=0,05 нормована довжина хвилі резонансу L/λ змінюється від 0,735 до 0,785. Далі, з рис. 2.13, в-г видно, що при фіксованій висоті циліндрів h/L=0,05 при подальшому зменшенні товщини підкладки h_s/L нормована довжина хвилі для резонансу зростає аж до значень $L/\lambda=1,0$. При цьому його амплітуда монотонно зменшується. Таким чином, підтверджується, що резонанс має природу аномалії Вуда.

Поблизу резонансної частоти також спостерігається мінімум коефіцієнта проходження T_{xx}, який кополяризован відносно падаючої хвилі (вставка на рис. 2.13, а) [18]. При цьому площина поляризації повертається на кут близько 45° з великим коефіцієнтом проходження T_{xv} , приблизно рівним 0,25. Відзначимо, що в подібних високодобротних структурах часто спостерігається значне посилення ефекту Фарадея [17] за рахунок наявності резонансу граткового типу. Спостерігається якісна відповідність між (рис. 2.13, а, вставка) i чисельно розрахованими експериментально зареєстрованими даними (рис. 2.11). Кількісні відмінності пояснюються [139] неточністю завдання теоретичних значень матеріальних параметрів ферита.

З метою встановлення типу резонансної моди також був чисельно розрахований просторовий розподіл поля поблизу зовнішньої поверхні циліндрів при нормальному опроміненні структури з боку підкладки [18]. На рис. 2.12, б показана розрахована діаграма ближнього поля для відбитої E_x -компоненти на відстані 0,3L від поверхні циліндрів на резонансній частоті структури й напруженості зовнішнього магнітного поля $H_s = 100$ Е. Вони мають форму подовжених плям.

Порівнюючи експеримент із теорією легко побачити якісну відповідність між чисельно розрахованим (рис. 2.12, б) і експериментально зареєстрованим (рис. 2.12, а) просторовим розподілом поля поблизу структури [18]. Відмінності в отриманих розподілах поля поблизу циліндрів пояснюються відносно великим розміром зонда в порівнянні з розміром циліндра. Однак, у цілому це підтверджує, що експериментально спостережуваний резонанс має структуру поля граткового типу [86].

Таким чином, експериментально й теоретично було підтверджено, що спостережуваний резонанс крос-поляризованої компоненти поля має структуру, характерну для мод типу аномалій Вуда, відповідних до періодичності структури [18]. На резонансній частоті конфігурація просторового розподілу електричного поля поблизу поверхні циліндрів має форму подовжених плям.

Відзначимо, що при заміні магнітного тензора для феродіелектрика на відповідний діелектричний дане дослідження може бути перенесене в оптичний діапазон. Також відзначимо, що в даній метаповерхні відсутні металеві елементи, що полегшує масштабування такої структури до оптичного діапазону. Як відомо, в оптичному діапазоні металеві елементи мають великі електромагнітні втрати, і можуть мати високу вартість при їх виготовленні із благородних металів, таких як золото або срібло [79–81]. Таким чином, досліджувана фізична модель метаповерхні в мікрохвильовому діапазоні може бути масштабована до оптичного діапазону з тими ж фізичними ефектами [18]. Додатковими перевагами розглянутої структури є малі електромагнітні втрати й невелика вартість.

2.1.3 Результати по підрозділу

Таким чином, для двоперіодичної метаповерхні, що складається з феродіелектричних квадратних призм, періодично розташованих на діелектричній підкладці, експериментально й чисельно показано, що площина поляризації хвилі, що пройшла крізь метаповерхню на резонансній частоті, повертається на кут приблизно в п'ять разів більший, ніж для суцільного феритового шару такої ж товщини.

Також експериментально й чисельно показано, що для двоперіодичної метаповерхні субхвильової товщини, яка складається з феродіелектричних

циліндрів, періодично розташованих на підкладці з того ж матеріалу, також спостерігається посилення ефекту Фарадея.

Чисельно показано, що керування резонансною частотою метаповерхні шляхом зміни товщини феродіелектричних елементів і підкладки є відносно простим. Виявлено, що збільшення товщини діелектричної підкладки приводить тільки до зміщення частоти резонансу й практично не впливає на величину резонансного коефіцієнта проходження крос-поляризованої хвилі.

2.2 Керування магніторезонансними властивостями феритового елемента зі структурованою поверхнею

Для задач сучасної радіофізики мікрохвильового діапазону створення однорідного феродіелектрика із заздалегідь заданими магнітними властивостями є важкоздійсненною задачею, оскільки його розробка (на мікроскопічному рівні) є занадто складною. Альтернативним рішенням цієї проблеми є застосування просторово структурованих феримагнетиків, таких як магнітоактивні метаматеріали (ММ), електромагнітні властивості яких обумовлені не тільки властивостями їхніх складових компонентів, але й залежать від їхньої просторової структури [39].

У даному підрозділі досліджено особливості магніторезонансних властивостей зразків структурованого фериту (завдяки субхвильовим канавкам, що виконані на його поверхні) як перспективного елементу електроннокерованої метаповерхні. Набір зразків такого фериту вивчено методом електронного спінового резонансу (ЕСР) у прямокутному порожньому хвилеводі залежно від напрямку й глибини канавок на поверхні ферита й величини зовнішнього магнітного поля.

2.2.1 Досліджувані структури й теоретичний підхід

У якості найбільш зручного для проведення досліджень об'єкта (структурованого магнітоактивного ММ) було обрано шість зразків ферита у формі паралелепіпеда (марка 1СЧ4, намагніченість насичення $4\pi M_s = 4750 \ \Gamma c$, *g*-фактор *g* = 2,14) розмірами $a \times b \times c = 7,2 \times 3,4 \times 1,0$ мм. Структурування фериту забезпечене тим, що на одній стороні зразка були виконані паралельні канавки (гребінчаста структура) (рис. 2.14) [39].



Рисунок 2.14 – Типовий зразок структурованого ферита [39]: а) схематичний вид зразка; б) отримане за допомогою скануючого електронного мікроскопа (нахил 45°, вид з торця) зображення зразка з канавками, виконаними за допомогою фемтосекундного лазера

Всі зразки були розділені на дві серії (табл. 2.1) [39]. У першій серії канавки на поверхні розташовані паралельно довгій стороні зразка *а* (рис. 2.15, а), а у другій серії канавки розташовані перпендикулярно стороні *а* (рис. 2.15, б). Реперний зразок №7 був феритовим паралелепіпедом без канавок того ж розміру, що й інші зразки.

Фотографія зразків з канавками наведена на рис. 2.16, а. Зразки зі структурованою поверхнею (щоб уникнути термоіндукованого розмагнічування) виготовлені методом лазерної абляції з використанням фемтосекундної лазерної системи (Spitfire Pro 35F-XP, Spectra-Physics, Ганновер, Німеччина) [39].

Серія	Зразок	Глибина канавки <i>d</i> , мм
№1 (канавки паралельні	Nº1	0,2
стороні а)	Nº2	0,4
	Nº3	0,6
№2 (канавки перпендикулярні	Nº4	0,2
стороні а)	Nº25	0,4
	Nº6	0,6
Феритовий паралелепіпед	№ 7	0

Таблиця 2.1 – Зразки структурованого ферита з глибиною канавок d



Рисунок 2.15 – Схематичний вигляд і розташування зразків структурованого ферита в прямокутному порожньому хвилеводі [39]: а) серії № 1 і б) серії № 2

Лазерна система генерує імпульси тривалістю 50 фс із частотою повторення 1 кГц і центральною довжиною хвилі 800 нм. При цьому лазерний промінь із середньою потужністю 1,4 Вт фокусували на поверхні зразка за допомогою лінзи діаметром 50 мм і сканували уздовж неї зі швидкістю 5 мм/с. Зразки з періодом канавок 0,4 мм, шириною гребеня 0,2 мм і трьома глибинами канавок d були виготовлені з використанням трьох спеціальних програм позиціонування [39].

Фотографії зразка, отримані за допомогою скануючого електронного мікроскопа в області гребенів і канавок наведено на рис 2.16, б–в, відповідно (нахил 45°, вид з торця).



Рисунок 2.16 – Зовнішній вигляд зразків структурованого ферита [39]: а) фотографія; б) зображення гребенів на поверхні ферита, отримане за допомогою скануючого електронного мікроскопа; в) зображення канавок, на поверхні ферита, отримане за допомогою скануючого електронного мікроскопа

3 рис 2.16, б видно, що знизу гребеня його ширина більше на 50% у порівнянні із шириною зверху. При цьому ширина канавки зверху більше на

Відзначимо, що у випадку колінеарних магнетиків явище електронного спінового резонансу, спостережуване для феромагнетиків, звичайно називають [40, 147] явищем феромагнітного резонансу (ФМР) і описують наступним рівнянням руху намагніченості [39]:

$$\frac{\partial \dot{M}}{\partial t} = -\gamma (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}), \qquad (2.5)$$

де γ – гіромагнітне відношення, \vec{M} – намагніченість одиниці об'єму зразка, $\vec{H}_{e\!f\!f}$ – повне магнітне поле з компонентами [40]:

$$H_{x} = h - N_{x}M_{x},$$

$$H_{y} = -N_{y}M_{y},$$

$$H_{z} = H_{0} - N_{z}M_{z},$$
(2.6)

де H_x , H_y , H_z – компоненти повного поля по осях x, y, z з урахуванням зовнішнього й внутрішнього полів; \vec{H}_0 – зовнішнє постійне магнітне поле, спрямоване вздовж осі z; \vec{h} – високочастотне змінне магнітне поле, спрямоване вздовж осі x; M_x , M_y , M_z – компоненти змінної намагніченості \vec{M} . У рівнянні (2.6) N_x , N_y , N_z – складові ефективного фактора розмагнічування Nзразка [40, 41], від якого залежить частота ФМР f_{FMR} , і який прямо залежить від форми зразка. Оскільки зразки відрізняться глибиною канавок, то й поля розмагнічування для структурованих і неструктурованих зразків ферита одного розміру повинні відрізнятися. 2.2.2 Взаємодія електромагнітних коливань у структурованих феритах поблизу частоти феромагнітного резонансу

З метою аналізу залежності частоти ФМР досліджуваних зразків від їхніх геометричних параметрів було проведено чисельне моделювання з урахуванням факторів розмагнічування зразків і глибини канавок *d* на них.

Для експериментального дослідження кожний зразок, як показано на рис. 2.15, розташовували в металевому порожньому прямокутному хвилеводі з перетином $A \times B = 23 \times 10$ мм, у якому збуджували основну моду TE_{10} [39]. Зовнішнє постійне магнітне поле \vec{H}_0 спрямоване уздовж осі *у*, як показано на рис. 2.15, а-б [147–150]. Хвилевід розміщували таким чином, щоб зразок розташовувався між полюсами електромагніту для виконання умов ФМР $\vec{h} \perp \vec{H}_0$ [147]. Векторний аналізатор кіл Agilent N5230A підключався до хвилеводу за допомогою коаксіальних кабелів та коаксіально-хвилеводних переходів.

Частотні спектри коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль 3i при необхідних через хвилевід зразком реєстрували значеннях напруженості зовнішнього магнітного поля за допомогою спеціально розробленої комп'ютерної програми (рис. 2.17). У програмі в ході проведення експерименту реєстрували спектральні залежності, а саме, коефіцієнти проходження ЕМ хвиль крізь структуру при декількох значеннях напруженості зовнішнього магнітного поля Н₀. При цьому в програмі є можливість задавати магнітне поле електромагніту, змінюючи його із необхідним кроком. Напруженість поля реєструється за допомогою датчика Холла, підключеного через аналого-цифровий перетворювач (АЦП) до комп'ютера.



Рисунок 2.17 – Зовнішній вигляд комп'ютерної програми для реєстрації спектрів коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль через досліджувані зразки від зовнішнього магнітного поля

Для аналізу залежності частоти ФМР від глибини канавок, на рис. 2.18, а–б наведені експериментальні залежності частоти ФМР f_{FMR} від величини зовнішнього магнітного поля H_0 для зразків, розташованих як наведено на рис. 2.15, а–б, відповідно (вставки на рис. 2.18, а–б) [39, 151]. Частота ФМР вимірювалася як мінімум коефіцієнта проходження ЕМ хвиль на спектрі. З рис. 2.18, а–б можна бачити, що резонансна частота f_{FMR} збільшується зі збільшенням напруженості поля H_0 для всіх значень глибини канавок d [39]. Крім того, частота f_{FMR} збільшується зі збільшенням глибини канавок d при деяких фіксованих значеннях поля H_0 .

Для наочності залежності $f_{FMR}(d)$ показані на рис. 2.19. Проаналізуємо ці залежності більш детально. З рис. 2.19 видно, що на залежності $f_{FMR}(d)$ умовно виділені дві області – немонотонна і монотонна («сіра» і «біла») область [39].



Рисунок 2.18 – Залежності частоти ФМР f_{FMR} від напруженості зовнішнього магнітного поля H_0 для глибини канавок d = 0,2 мм; 0,4 мм; 0,6 мм на поверхні зразків, і для пластини без канавок (крива № 7), з орієнтацією зразків у хвилеводі [39]: а) згідно рис. 2.15, а (серія № 1, експеримент); б) згідно рис. 2.15, б (серія № 2, експеримент); в) згідно рис. 2.15, а (серія № 1, чисельне моделювання)

Немонотонна поведінка $f_{FMR}(d)$ пояснена тим, що ферит є ненасиченим (в «сірій» області на рис. 2.19) при $H_0 < H_{sat}$, де H_{sat} – поле насичення феритового зразка [40, 41]. У випадку, коли $H_0 > H_{sat}$, ферит переходить у насичений стан, і залежність $f_{FMR}(d)$ стає монотонною («біла» область на рис. 2.19).



Рисунок 2.19 – Експериментальні залежності резонансної частоти f_{FMR} від глибини канавок d для декількох значень напруженості зовнішнього магнітного поля H_0 для положення зразка у хвилеводі: а) згідно рис. 2.15, а (серія № 1); б) згідно рис. 2.15, б (серія № 2) [39]

Інакше кажучи, у випадку, коли в структурованому фериті відбувається магнітне насичення, а саме при $H_0 > H_{sat}$, магнетик виявляється колінеарним. У цьому випадку всередині нього формується внутрішнє поле, і величина магнітного поля суттєво перевищує поле поверхневої анізотропії, викликаної структуруванням. При $H_0 > H_{sat}$ змінення глибини канавок відіграє роль малого збурення й забезпечує монотонну залежність $f_{FMR}(d)$ [39]. У випадку, коли магнетик ненасичений (при $H_0 < H_{sat}$), внутрішнє поле визначається в основному полем поверхневої анізотропії, обумовленим структуруванням поверхні магнетика. Таким чином, глибина канавки d забезпечує великий вплив на частоту f_{FMR} , і приводить до немонотонної нелінійної залежності $f_{FMR}(d)$, що характерно для будь-якого великого збурення.

Відзначимо, що на частоту ФМР впливає розташування канавок щодо напрямку зовнішнього постійного магнітного поля [39, 137, 138, 151]. Поле \vec{H}_0 спрямоване уздовж осі *y*, тобто паралельно широкій стороні зразка *a*. Таким чином, значення частоти ФМР для зразків з напрямком канавок, паралельним широкій стороні зразка *a* (серія № 1, рис. 2.15, а), більше ніж для зразків, у яких канавки перпендикулярні стороні *a* (серія № 2,

рис. 2.15, б). Це видно при порівнянні значень частоти ФМР для кривих з d = 0,2 мм і d = 0,4 мм на рис. 2.18, а–б. Спостережуване явище обумовлене дією розмагнічуючих полів $N_x M_x$, $N_y M_y$, $N_z M_z$ у даному зразку структурованого ферита [40].

Відзначимо, що на рис. 2.18, а–б спостерігаються «стрибки» на експериментальній залежності $f_{FMR}(H_0)$ поблизу поля $H_0 \approx 2500$ Е [39]. Найбільш ймовірно, що ці «стрибки» викликані переходом від однієї моди до іншої моди, що виникає в даній електродинамічній структурі. При цьому амплітуда мінімуму на спектрі, що відповідає одній із мод, стає набагато меншою, ніж для іншої. Цей ефект виникає, коли довжина хвилі порівняна з розміром зразка.

Проведено чисельні розрахунки частоти ФМР із використанням моделі, що описується формулою (2.5) [39, 138, 151]. Результати розрахунків частоти ФМР від зовнішнього магнітного поля для зразків з d = 0 мм і d = 0,2 мм (канавки паралельні широкій стороні зразка *а* згідно з рис. 2.15, а) представлені на рис. 2.18, в. Видно, що поблизу поля $H_0 \approx 2000$ Е «стрибки» аналогічні експериментально спостережуваним для залежності частоти ФМР від магнітного поля (обведені квадратною вставкою на рис. 2.18, а–б). Також на рис. 2.18, в показаний перехід з моди 1 в моду 2.

Для підтвердження припущення про перехід від однієї моди до іншої, на рис. 2.20 представлений чисельно розрахований просторовий розподіл h_x компоненти електромагнітного поля в зразку № 3 [39]. Чисельне моделювання проведено для моди на частоті $f_{FMR} = 13,824$ ГГц при напруженості зовнішнього магнітного поля $H_0 = 1900$ Е і розташуванні зразка, що відповідає рис. 2.15, а. 3 рис. 2.20 видно, що довжина хвилі λ у зразку приблизно дорівнює довжині його вузької сторони *b* для даної частоти (відстань між двома пунктирними лініями). У такий спосіб підтверджується припущення, що «стрибок» на залежностях $f_{FMR}(H_0)$ на рис. 2.18 відбувається при порівняних геометричних розмірах зразка й довжини хвилі в ньому.



Рисунок 2.20 – Чисельно розрахований просторовий розподіл магнітної h_x -компоненти електромагнітного поля для зразка №3, поміщеного у хвилевід (перетин посередині хвилеводу), для постійного магнітного поля H_0 =1900 Е і частоти f = 13,824 ГГц [39]

Інакше кажучи, в цих постійних магнітних полях у досліджуваному зразку виникають умови для переходу від однієї моди (№1) до іншої (мода №2) (рис. 2.18, в), і, як показано на графіках, вони спостерігаються у вигляді «стрибків» на залежностях $f_{FMR}(H_0)$ [39]. Просторовий розподіл магнітної компоненти поля, представлений на рис. 2.20, аналогічний отриманим автором розподілам електромагнітного поля для інших зразків, на інших резонансних частотах поблизу «стрибків», для різних значень глибини канавок *d*, що підтверджує цей факт.

Відмітимо, що в роботі [152] запропоновано керувати частотою ФМР спектром магнітної наноструктури зі структурованими нанодисками шляхом зміни їхнього діаметру і форми вирізу на дисках, що теж є структуруванням феромагнітних елементів метаповерхні. Це може знайти застосування в системах контролю доступу, оскільки для кожної структури буде свій унікальний спектр ФМР. При цьому спектр ФМР може мати кілька резонансних мінімумів, як показано в роботі [153]. В цій роботі показано, що

спектр ФМР для структури макропористого кремнію, вкритого шаром фериту, містить вищі спінові моди.

2.2.3 Результати по підрозділу

У даному підрозділі, у результаті досліджень структурованого зразка ферита, що має вигляд прямокутних пластин, на поверхні яких виконані паралельні канавки із субхвильовим періодом, експериментально й чисельно показано, що:

частота феромагнітного резонансу (ФМР) зростає зі збільшенням
 глибини канавок для діапазону напруженості зовнішнього магнітного поля
 *H*₀ > 2500 E;

частота ФМР вище для зразків з орієнтацією канавок уздовж широкої сторони зразка при напруженості зовнішнього магнітного поля *H*₀ > 2500 Е в порівнянні з іншою орієнтацією канавок;

- за умови, коли розмір зразка структурованого ферита стає порівнянним з довжиною електромагнітної хвилі в ньому, частота ФМР демонструє різко змінний характер залежності від зовнішнього магнітного поля при напруженості $H_0 \approx 2500$ Е.

Висновки до розділу 2

Таким чином, при дослідженні електромагнітних властивостей магнітокерованих метаповерхонь з малою в порівнянні з довжиною хвилі товщиною отримано:

1. Для двоперіодичної метаповерхні субхвильової товщини, що феродіелектричних періодично складається 3 квадратних призм, розташованих на діелектричній підкладці, продемонстровано значне посилення фарадіївського обертання площини поляризації хвилі, що пройшла крізь метаповерхню, на резонансній частоті. Це пояснюється збудженням граткового резонансу в метаповерхні з високою добротністю (аномалії Вуда). Експериментально встановлено, ЩО починаючи 3 напруженості магнітного поля близько 600 Е, поблизу резонансної частоти метаповерхня повертає площину поляризації хвилі на кут до 90°, що є дуже великою величною. Чисельно показано, що резонансною частотою метаповерхні ефективно керувати шляхом зміни товщини феродіелектричних призм. Також показано, що збільшення товщини діелектричної підкладки приводить тільки до зміщення частоти резонансу й нехтовно мало впливає на коефіцієнт проходження крос-поляризованої хвилі.

2. Експериментально й чисельно показано, що для двоперіодичної i метаповерхні, субхвильову товщину ШО має складається 3 феродіелектричних циліндрів, періодично розміщених на підкладці з того ж матеріалу, спостерігається посилення ефекту Фарадея на резонансній частоті, збудженням що також пояснюється резонансу граткового типу В метаповерхні.

3. Експериментально й чисельно показано, що для дослідженого зразка структурованого ферита, що має вигляд прямокутних пластин, на поверхні яких були виконані паралельні канавки із субхвильовим періодом:

- при магнітних полях, що перевищують поле насичення ферита ($H_0 > 2500$ E), залежність частоти ФМР від глибини канавки стає монотонною, що обумовлено тим, що величина поля H_0 суттєво перевищує поле поверхневої анізотропії, викликаної структуруванням фериту;

- частота ФМР вище при розташуванні канавок вздовж широкої сторони зразка, що обумовлено впливом розмагнічуючих полів структурованого ферита.

Подібні повністю феродіелектричні метаповерхні представляються перспективними для застосування як магнітокеровані елементи пристроїв мікрохвильового й оптичного діапазону, таких як вентилі, модулятори сигналів, високочутливі датчики поля. Структуровані феритові елементи можуть знайти застосування як складові елементи таких метаповерхонь.

РОЗДІЛ З

СПЕКТРАЛЬНІ ВЛАСТИВОСТІ МЕХАНІЧНО КЕРОВАНИХ МЕТАПОВЕРХОНЬ НА ЕФЕКТІ МУАРУ В МІКРОХВИЛЬОВОМУ ДІАПАЗОНІ

Важливою властивістю метаповерхні для практичних застосувань є можливість перестроювання її електромагнітних параметрів. Одним зі способів є механічне перестроювання, що не вимагає прикладення зовнішнього електричного або магнітного поля.

Багатообіцяючим у фізиці метаповерхонь способом механічного керування їхніх електромагнітними властивостями є використання ефекту муару. Ефект муару полягає в появі узору при накладенні пласких просторово-періодичних структур з однаковими або близькими параметрами елементарної комірки (наприклад, періоду). Зокрема, при накладенні двох періодичних структур формується муарова метаповерхня як особливий вид квазіперіодичної структури [103]. Її електромагнітні властивості залежать від кута схрещування структур при їх накладенні та від різниці періодів цих структур. Саме тому муарові метаповерхні є перспективними як для фундаментальної фізики, так і для практичних застосувань завдяки можливості механічного перестроювання їхніх властивостей.

Метою розділу є розробка фізичних основ муарових метаповерхонь, що механічно перестроюються в широкому діапазоні частот і мають малу в порівнянні з довжиною хвилі товщину.

У даному розділі розглянуто спектральні властивості двох типів метаповерхонь на ефекті муару, що механічно перестроюються: системи із двох схрещених масивів металевих смуг [62, 107] і метаповерхні з гексагональною симетрією елементарної комірки [103]. Додатково досліджений вплив зовнішнього магнітного поля на резонансні властивості муарових метаповерхонь з магнітними включеннями [108].

3.1 Спектральні властивості муарової метаповерхні на основі схрещених масивів металевих смуг, що механічно перестроюються

У якості одного з перспективних механізмів перестроювання резонансної частоти метаповерхні можна вказати механічне перестроювання елементарної комірки, наприклад, механічне розтягування, яке вже реалізується на пружних підкладках [21–23]. Однак для зміни резонансного відгуку структури можна модифікувати не тільки конструкцію <u>ïï</u> елементарної комірки, але і її симетрію.

У даному підрозділі розглядаються метаповерхні, утворені схрещеними масивами металевих смуг, спектральні властивості яких механічно перестроюються.

3.1.1 Метаповерхня на основі схрещених масивів металевих смуг, що механічно перестроюється

У якості метаповерхні, що механічно перестроюються, обрана структура з похилою решіткою на основі схрещених металевих смуг, що розташовані на підкладці (рис. 3.1, а) [62]. У цьому випадку елементарна комірка структури має ромбовидну форму та є різновидом муарової метаповерхні.

Підкладка представляє собою пластину з високочастотного ламіната (марка TLC-30-0200-CH/CH) з параметрами: діелектрична проникність $\varepsilon' = 3,0$, tg $\delta = 0,0024$, товщина 0,5 мм, розміри 90×90 мм. На підкладці періодично розташовані мідні смуги довжиною 90 мм, шириною w = 1 мм і товщиною 18 мкм, виготовлені за допомогою хімічного травлення. Смуги розташовані на відстані a = 7 мм одна від одної. Для метаповерхні були взяті дві утворюючі вищеописані структури у вигляді підкладки з мідними смугами, які щільно прилягали одна до одної з боку смуг, утворюючи схрещену структуру з кутом схрещування смуг β (рис. 3.1, а).



Рисунок 3.1 – Муарова метаповерхня на основі схрещених масивів металевих смуг [107]: а) елементарна комірка й схема метаповерхні з похилою решіткою; б) фотографія утворюючих метаповерхню структур, виготовлених для проведення експериментальних досліджень

Для більш щільного прилягання металевих смуг одна до одної з боку підкладок були додатково додані пластини з пінопласту товщиною 20 мм із параметрами $\varepsilon_s' = 1,15$, tg $\delta_s = 0,0024$. Показано, що вони незначно впливають на коефіцієнт проходження хвиль через всю метаповерхню [62].

3.1.2 Експериментальне та чисельне дослідження спектральних властивостей муарової метаповерхні на основі схрещених масивів металевих смуг

Спектри коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль через муарову метаповерхню експериментально зареєстровані за допомогою векторного аналізатора кіл Agilent N5230A у діапазоні частот 22–40 ГГц. Широкосмугові рупорні антени, що опромінюють метаповерхню, підключені через коаксіальні кабелі до випромінюючого й приймального порту векторного аналізатора кіл.

Спектри коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль через метаповерхню, а також ближні електромагнітні поля, були розраховані

методом інтегральних функціоналів [34, 63]. Чисельні розрахунки були проведені В. В. Ячіним (Радіоастрономічний інститут НАН України) у ході проведення спільних досліджень.

Для аналізу залежності спектральних властивостей метаповерхні від кута поляризації падаючої хвилі відносно обраного напрямку (осі *y*) було проведено експериментальне дослідження для нормального падіння хвилі при куті схрещування металевих смуг $\beta = 55^{\circ}$ [62]. На рис. 3.2, а наведені спектри коефіцієнта проходження хвиль через метаповерхню при різних кутах між напрямком падаючого електричного поля **E**₀ й віссю *y*. На спектрах спостерігається мінімум поблизу резонансної частоти структури. Видно, що положення резонансу по частоті зміщується не більше ніж на 0,2 ГГц при зміні кута поляризації падаючої хвилі від 0° до 90°.



Рисунок 3.2 – Спектри коефіцієнта проходження хвиль крізь муарову метаповерхню на основі схрещених металевих смуг: а) експеримент при різних кутах між напрямком електричного поля падаючої хвилі й віссю *у* (при $\beta = 55^{\circ}$); б) експеримент і чисельний розрахунок для падаючої *у*-поляризованої пласкої хвилі (при $\beta = 45^{\circ}$) [62]

Відзначимо, що, як правило, спектральні властивості метаповерхонь, елементарна комірка яких не має обертальної 90° симетрії, сильно залежать

від поляризації падаючої електромагнітної хвилі [154]. Однак у нашому випадку досліджувана метаповерхня демонструє майже поляризаційнонезалежну поведінку [62].

Для порівняння експериментально отриманих і розрахункових спектрів, на рис.3.2, б наведені спектри коефіцієнта проходження нормально падаючої *у*-поляризованої пласкої хвилі (вектор E_0 спрямований уздовж осі *у*) для МП на основі схрещених металевих смуг при куті їх схрещування 45° [62]. На спектрі видно вузький резонансний мінімум коефіцієнта проходження поблизу частоти 27 ГГц. Добротність метаповерхні на цій частоті резонансного коливання становить близько 40. Видно, що експериментально зареєстрований резонансний мінімум добре узгоджується з розрахунковим як по частоті, так і по амплітуді.

Для дослідження залежності частоти резонансного мінімуму від кута схрещування металевих смуг усієї структури були експериментально зареєстровані спектри коефіцієнта проходження хвиль крізь метаповерхню (рис. 3.3, а, в) для x- і y-поляризованої нормально падаючої пласкої хвилі для різних кутів схрещування смуг β [62]. Ці спектри порівнювали із чисельно розрахованими спектрами (рис. 3.3, б, г). Як видно, чисельні розрахунки для частот резонансних мінімумів добре узгоджуються з експериментальними результатами. Відзначимо, що при кутах схрещування смуг більш 75° резонансний відгук структури практично зникає, оскільки його величина залежить від асиметрії елементарної комірки.

З рис. 3.3 видно, що при збільшенні кута β між смугами, резонансна частота структури монотонно зростає [62]. При цьому експериментальні значення частот мінімумів добре узгоджуються з розрахунковими (рис. 3.4). Таким чином, побудована залежність резонансної частоти f_r від кута схрещування β демонструє, що частоту резонансного відгуку досліджуваної метаповерхні легко механічно перестроювати в широкому діапазоні частот.



24

26

28

32

30

(r)

Частота, ГГц

Коефіцієнт проходження, дБ

Коефіцієнт проходження, дБ

26

28

24

30

Частота, ГГц

32

(B)

34

36

38

Рисунок 3.3 – Спектри коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль крізь муарову метаповерхню на основі схрещених масивів металевих смуг при різних кутах схрещування β для нормально падаючої пласкої хвилі з поляризацією: а) вздовж осі x (експеримент); б) вздовж осі x (розрахунок); в) вздовж осі у (експеримент); г) вздовж осі у (розрахунок) [62]

При цьому із графіка $f_r(\beta)$ (рис. 3.4) спостерігається слабка залежність резонансної частоти від напрямку поляризації падаючої хвилі [62]. Це може бути пояснено особливостями просторового розподілу електромагнітного поля в метаповерхні на обраній резонансній моді.

36

38

34



Рисунок 3.4 – Експериментальна й розрахункова залежності резонансної частоти муарової метаповерхні від кута схрещування структур зі смуговими елементами [62]

Для з'ясування цього питання розраховані ближні поля поблизу поверхні металевих елементів структури [62]. На рис. 3.5, а–б показані типові чисельно розраховані просторові розподіли електричного поля на резонансній частоті для структури, показаної на рис. 3.2, б у площині *ху* на відстані 0,001*a* від металевих смуг. З розподілів поля видно, що на резонансній частоті падаюче електромагнітне поле *y*-поляризації індукує дипольні коливання переважно уздовж косих смуг і практично не збуджує коливань уздовж смуг, паралельних напрямку падаючого поля. При цьому поле має паралельні $|E_y|$ і перпендикулярні $|E_x|$ компоненти.





Рисунок 3.5 – Розрахований миттєвий просторовий розподіл електричного поля на тіньовій стороні елементарної комірки метаповерхні на резонансній частоті, при $\beta = 45^{\circ}$ і нормально падаючому електричному полі \mathbf{E}_0 [62]: а) для $|E_y|$ -компоненти при *y*-поляризованій падаючій хвилі; б) для $|E_x|$ -компоненти при *y*-поляризованій падаючій хвилі; в) для $|E_y|$ компоненти при *x*-поляризованій падаючій хвилі; г) для $|E_x|$ -компоненти при *x*-поляризованій падаючій хвилі. Білими пунктирними лініями позначені границі металевих смуг

(r)

(B)

Відмітимо, що для падаючої *х*-поляризованої пласкої хвилі на резонансній частоті електричне поле розподіляється по периметру періодичної комірки більш рівномірно (рис. 3.5, в–г). У цьому випадку весь периметр комірки є резонуючою частиною, що призводить до більш високої

добротності метаповерхні. Інтенсивність полів також зростає в цьому випадку, оскільки поля на сусідніх сторонах ромбічної елементарної комірки взаємно підсилюють одне одного. Тоді як у випадку *у*-поляризації падаючої хвилі цього не відбувається.

При цьому, в обох випадках коливання поля уздовж смуг мають дипольний характер [62]. Це й обґрунтовує той факт, що резонансна частота слабко залежить від напрямку поляризації падаючої хвилі в порівнянні із залежністю від кута схрещування (рис. 3.4).

У реальній експериментальній системі завжди є похибка установки метаповерхні щодо хвильового вектора. Тому експериментально досліджена залежність резонансного мінімуму проходження ЕМ хвиль крізь метаповерхню від кута її нахилу щодо хвильового вектора при куті схрещування металевих смуг $\beta = 45^{\circ}$ (рис. 3.6, а) [107].



Рисунок 3.6 – Спектри коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль крізь муарову метаповерхню на основі схрещених металевих смуг [107]: а) для декількох значень кута нахилу досліджуваної структури щодо осі *у* (при $\beta = 45^{\circ}$); б) для випадків розділення утворюючих структур тефлоновою плівкою різної товщини, що розташована між ними (при $\beta = 60^{\circ}$)

Видно, що при зміні кута нахилу структури щодо осі y від 0° до 6° глибина резонансного мінімуму коефіцієнта проходження хвиль зменшується (рис. 3.6, а) [107]. При цьому амплітуда мінімуму проходження при зміні кута падіння хвилі менше 3° слабко зменшується, а при кутах більш 3° сильно зменшується. Найімовірніше, це обумовлене зростанням дифракційних втрат у метаповерхні при збільшенні кута нахилу. Таким чином, в експерименті припустима похибка при установці структури щодо хвильового вектора повинна бути не більше 3°.

Для оцінки впливу величини зазору між утворюючими структурами в метаповерхні на її резонансні властивості між структурами був розміщений діелектричної тонкий прошарок вигляді пластини (тефлонової v плівки) [107]. На рис. 3.6, б представлені експериментально зареєстровані спектри коефіцієнта проходження ЕМ хвиль для декількох значень товщини тефлонової плівки t: від 0 мм (чорна крива) до 0,06 мм (рожева крива) із кроком 0,02 мм. Як видно з рис. 3.6, б, при збільшенні товщини плівки глибина мінімуму резонансного зменшується. Відзначимо, ШО досліджуваний резонансний мінімум проходження на спектрі чітко видно при товщині тефлонової плівки до 0,04 мм. У випадку більш товстої плівки добротність метаповерхні (що відповідає частоті мінімуму коефіцієнта проходження на спектрі) значно знижується. Імовірно, що це відбувається через небажані перевідбиття від утворюючих структур з металевими смугами. Таким чином, в експерименті припустимий зазор між структурами повинен бути менше 0,04 мм.

3.1.3 Результати по підрозділу

Таким чином, для дослідженої муарової метаповерхні, що складається з схрещених масивів металевих смуг, експериментально визначено характер залежності величини резонансного мінімуму на спектрі від кута нахилу метаповерхні відносно хвильового вектора. А саме, амплітуда мінімуму на спектрі проходження хвиль при зміні кута падіння хвилі на МП менше 3°

3° більш мало зменшується, а при кутах значно зменшується. Експериментально показано, що величина цього мінімуму зменшується зі збільшенням товщини тефлонової роздільної плівки, розміщеної між утворюючими структурами масивами схрещених СМУГ. Також 3 експериментально й чисельно продемонстровано безперервне перестроювання резонансної частоти метаповерхні шляхом зміни кута між схрещеними смугами в широкому діапазоні частот.

3.2 Спектральні властивості метаповерхонь на ефекті муару, що механічно перестроюються

У даному підрозділі з метою перевірки можливості використання ефекту муару для широкосмугового механічного перестроювання спектральних властивостей метаповерхонь експериментально й чисельно продемонстроване керування резонансними властивостями деяких типів одновимірних і двовимірних муарових структур шляхом зміни їхніх геометричних параметрів у мікрохвильовому діапазоні.

3.2.1 Зонна структура спектра одновимірного муарового метаматеріала

Як відомо, муаровий узор формується в тому числі при накладенні двох гребінок із близькими, але різними періодами [103]. Для з'ясування принципу керування зонною структурою спектра одновимірних (1D) муарових метаматеріалів обрана структура, що складається із двох накладених одна на одну гребінок з різними періодами в мікросмужковому виконанні. Гребінки складаються з ділянок мікросмужкової лінії різної ширини, що чергуються, і утворюють просторово-обмежену періодичну структуру (рис. 3.7, а). Як було показано в роботах [56, 57], кожна з них представляє собою одновимірній фотонний кристал (ФК) у мікросмужковому виконанні. Якщо в такому 1D ФК збудити квазі-ТЕМ електромагнітну хвилю з орієнтацією компонентів поля, що позначена на рис. 3.7, а, то в спектрі ФК формується набір дозволених (зона пропускання) і заборонених зон (зона запирання) [56].

Однак при накладенні цих структур у випадку невеликої різниці в їхніх періодах утворюється новий вид квазіперіодичної структури – муаровий метаматеріал (рис. 3.7, б). Очікується, що така структура матиме дещо інші параметри спектра, однак, який також буде мати зонний характер [155]. У такому муаровому метаматеріалі чергуються області, де усереднена ширина мікросмужкової лінії буде більше або менше деякого середнього значення.



Рисунок 3.7 – Схематичне зображення планарних структур довжиною 90 мм у мікросмужковому виконанні: а) фотонний кристал з періодом $p_1 = 1,5$ мм; б) 1D муаровий метаматеріал, утворений накладенням двох фотонних кристалів з періодами $p_1 = 1,5$ мм і $p_2 = 1,6$ мм [103]

Очевидно, що при максимальному ступені розбіжності широких і вузьких ділянок структур, що накладаються, середня ширина мікросмужкової лінії муарового метаматеріала буде максимальна. У протилежному випадку, тобто при мінімальному ступені розбіжності широких і вузьких ділянок структур, що накладаються, середня ширина муарового метаматеріала буде мінімальна. При цьому, квазіперіод такого муарового метаматеріала p_q залежить від періодів утворюючих його ФК p_1 і p_2 наступним чином [103]:

$$p_q = \frac{p_1 p_2}{|p_2 - p_1|}.$$
(3.1)

З формули (3.1) видно, що чим менше різниця періодів фотонних кристалів, тим більше величина квазіперіода [103]. Таким чином, легко підібрати періоди субхвильових ФК таким чином, щоб квазіперіод отриманого муарового метаматеріала приблизно відповідав однієї або декільком напівдовжинам хвиль на обраній частоті. У цьому випадку в спектрі коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль крізь метаматеріал повинні утворюватися нові заборонені зони, які будуть лежати на значно більш низьких частотах, ніж заборонені зони кожного утворюючого ФК.

Щоб ефективність продемонструвати керування положенням забороненої зони в спектрі 1D муарового метаматеріала, для чисельного розрахунку обрані наступні параметри першого ФК [103]: загальна довжина 90 мм, період $p_1 = 1,5$ мм, ширина вузької ділянки мікросмужкової лінії $w_1 =$ 0,5 мм, ширина широкої ділянки мікросмужкової лінії $w_2 = 3,0$ мм. Другий фотонний кристал має ті ж самі параметри w_1 і w_2 , але його період p_2 може змінюватися. Довжини широкої й вузької ділянки мікросмужкової лінії на періоді для кожного ФК обрані однаковими. Муаровий метаматеріал розміщений на верхній стороні підкладки у вигляді металізованого з нижньої сторони НВЧ ламіната товщиною 1,5 мм, що має діелектричну проникність $\varepsilon' = 3,66$ і tg $\delta = 0,004$. Металеві елементи мають товщину 0,035 мм. Розрахунки проведені методом кінцевих різниць у часовій області (Finite Difference Time Domain, FDTD). На рис. 3.8 показані розрахункові спектри коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль крізь такий муаровий метаматеріал у діапазоні частот 0–15 ГГц для декількох значень періоду другого ФК *p*₂.



Рисунок 3.8 – Спектри коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль крізь муаровий метаматеріал у мікросмужковому виконанні, що утворений накладенням двох фотонних кристалів (ФК) для декількох значень періоду другого ФК p_2 і періодом першого ФК $p_1 = 1,5$ мм [103]

З рис. 3.8 видно, що мінімум у спектрі (область найменшого значення коефіцієнта проходження) приблизно відповідає забороненій зоні. Зі збільшенням різниці періодів двох ФК цей мінімум зміщується у бік більш високі частоти. Щоб показати, що цей мінімум дійсно відповідає першій забороненій зоні, побудована частотна залежність середньої частоти області мінімуму f_{sb} від періоду другого ФК p_2 (рис. 3.9, квадрати) [103].

Для фотонних кристалів значення періоду приблизно відповідає половині довжини хвилі на елементарній комірці ФК на частоті першої забороненої зони. Неважко оцінити, що частота f_r , відповідна до цієї умови для декількох значень квазіперіода p_q , дорівнює [103]:

$$f_r = \frac{c}{2p_q \sqrt{\varepsilon_{eff}}},\tag{3.2}$$

де c – швидкість світла у вакуумі, ε_{eff} – ефективна діелектрична проникність мікросмужкової лінії, яку для однорідної лінії можна приблизно розрахувати по формулі, що наведена в книзі [155]. При ширині смуги W = 3 мм одержуємо, що $\varepsilon_{eff} \approx 2,82$. Побудована залежність частоти $f_r(p_2)$ від періоду другого ФК p_2 для двох значень діелектричної проникності: $\varepsilon_{eff} = 2,82$ (рис. 3.9, трикутники) і для $\varepsilon_{eff} = 4,0$ (рис. 3.9, кружки).



Рисунок 3.9 – Залежність частоти середини забороненої зони f_{sb} у спектрі коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль крізь муаровий метаматеріал, що утворений накладенням двох ФК, від значень періоду другого ФК p_2 [103]

Легко бачити, що для випадку $\varepsilon_{eff} = 4,0$ розрахункова частота f_r добре апроксимує розраховані середні частоти f_{sb} забороненої зони. Отже, довжина хвилі в структурі на частоті, що відповідає середині забороненої зони, у кілька раз більша ніж в однорідній мікросмужковій лінії [103].

Відмітимо, що зі збільшенням періоду другого ФК (рис. 3.8) збільшується й глибина забороненої зони [103]. Це легко пояснити тим, що зі збільшенням періоду другого ФК квазіперіод згідно з формулою (3.1) зменшується, а на фіксованій довжині муарового метаматеріала число таких квазіперіодів збільшується. А, як відомо, глибина забороненої зони для просторово обмеженого фотонного кристала приблизно пропорційна цьому числу.

Таким чином, чисельно показано, що частотним положенням забороненої зони в спектрі одновимірного муарового метаматеріала в мікросмужковому виконанні можна ефективно керувати, змінюючи періоди утворюючих його одновимірних фотонних кристалів.

3.2.2 Поверхневі коливання у двовимірній муаровій метаповерхні

Ще один перспективний спосіб створення муарового узору в метаповерхнях це накладення двох однакових двоперіодичних планарних структур під деяким кутом.

Для керування частотами поверхневих коливань у двовимірних ефекту муару обрано метаповерхнях на основі дві структури 3 гексагональною решіткою, схрещених під певним кутом. Кожна структура представляє собою двоперіодичний масив тонких металевих рівносторонніх шестикутників зі стороною *a*, розташованих у вузлах гексагональної решітки з періодом р (рис. 3.10, а) [103]. При накладенні двох таких структур з деяким кутом схрещування α в муаровій метаповерхні формується квазіперіодична структура (рис. 3.10, б).

Легко бачити, що елементарна комірка структури також має гексагональну форму (як і в утворюючих структурах), але має більший розмір. У різних точках такої метаповерхні будуть різні відстані між центрами металевих шестикутників двох утворюючих структур [103]. Площа взаємного перекриття мінімальна при найбільших відстанях між центрами металевих шестикутників різних структур. А при найменших відстанях між центрами металевих шестикутників вони практично перекривають один одного (рис. 3.10, б, центральна область).



Рисунок 3.10 – Схематичне зображення утворюючих муарову метаповерхню структур, що представляє собою накладення двох однакових плоских структур з кутом схрещування α : а) елементарна комірка кожної утворюючої планарної структури; б) елементарна комірка квазіперіодичної структури при $\alpha = 7^{\circ}$. Шестикутні елементарні комірки позначені товстими лініями [103]

Показано, що квазіперіод p_q такої комбінованої структури (гексагональної муарової метаповерхні) залежить від періоду утворюючих структур p, і для малого кута схрещування α дорівнює [25]:

$$p_q = \frac{p/2}{\sin(\alpha/2)}.$$
(3.3)

З формули (3.3) видно, що зі зменшенням кута схрещування утворюючих структур значення квазіперіода збільшується. Чисельний розрахунок показав, що в певному діапазоні співвідношень сторони шестикутника *a* до періоду утворюючої структури *p*, у гексагональній муарової метаповерхні формуються практично безперервні металеві смуги неправильної форми (шляхи струмів) уздовж границь комірок муарової метаповерхні (рис. 3.10, б). При цьому на метаповерхні з'являються поверхневі коливання на резонансних частотах, і цей процес носить перколяційний характер [103].

Зокрема, якщо величини *а/р* занадто великі, металеві провідні смуги стають дуже широкими, аж до того, що більшість металевих елементів перекривають один одного [103]. У такій структурі практично відсутні умови для протікання великих замкнених (кільцеподібних) струмів провідності на поверхні. Тому ніяких поверхневих коливань значної амплітуди на низьких частотах тут не виникає.

Далі, у міру зменшення відношення *а/p*, при певному граничному значенні (верхній поріг перколяції) згадані вище металеві смуги неправильної форми стають досить вузькими й практично безперервними, настільки, щоб замикалися струми провідності помітної величини, що протікають по поверхні [103]. Тоді в муаровій метаповерхні виникають поверхневі коливання помітної амплітуди.

При подальшому зменшенні величини *а/p*, при певному нижньому порозі перколяції спостерігається тенденція до утворення розривів у металевих смугах при певних кутах схрещування структур [103]. У результаті інтенсивність поверхневих коливань різко зменшується.

Чисельні розрахунки показали, що для такого типу муарової метаповерхні існує лише вузький діапазон значень *a/p* (приблизно рівний 0,33–0,38), при якому виникають поверхневі коливання [103]. У цьому діапазоні повинні спостерігатися мінімуми в спектрі проходження, частоти яких залежать від кута схрещування формуючих структур.

Для демонстрації механічного керування частотами поверхневих коливань в муаровій метаповерхні на основі схрещених структур були обрані наступні параметри: період гексагональної решітки формуючих структур p = 2 мм, розмір сторони мідних шестикутників a = 0,7 мм, товщина мідних елементів 0,035 мм [103]. Структури розміщували впритул одна до одної з кутом схрещування α . Розрахунки проведено методом FDTD для діапазону частот 1–15 ГГц і діапазону кутів схрещування $\alpha = 3^{\circ}-12^{\circ}$ (рис. 3.11) при нормальному падінні електромагнітних хвиль на метаповерхню.



Рисунок 3.11 – Коефіцієнт проходження електромагнітних хвиль крізь муарову метаповерхню залежно від частоти й кута схрещування утворюючих її структур. Пунктирними лініями позначені найбільш інтенсивні моди поверхневих коливань [103]

З рис. 3.11 видно, що в певному діапазоні частот і кутів схрещування структур (виділених на рисунку прямокутною областю) існує резонансний мінімум проходження хвиль, який зміщується вбік більш високих частот зі збільшенням кута схрещування [103]. Такий зсув резонансу слід пояснити тим, що довжина металевих смуг, що утворюються (шляхів струмів), залежить від кута схрещування структур. Цей резонанс у спектрі відповідає одній із мод поверхневого коливання в даній структурі. Відзначимо, що в діапазоні кутів схрещування 8,5°–11,5° спостерігається монотонне збільшення частоти цієї моди поверхневого коливання зі збільшенням кута схрещування. Відзначимо, що на спектрі спостерігаються й інші, більш високочастотні резонансні мінімуми. Вони викликані протіканням струму по інших, більш коротких шляхах по метаповерхні. Однак вони мають суттєво меншу інтенсивність або більш вузький діапазон кутів схрещування [103].

Відмітимо, що при опроміненні таких гексагональних муарових метаповерхонь сферичним хвильовим фронтом (наприклад, від рупорної антени) формуються поверхневі хвилі на певних резонансних частотах на метаповерхні. Вони поширюються від точки на метаповерхні, найближчої до джерела опромінення [103]. При цьому спостерігається мінімум на спектрі коефіцієнта проходження, й значна частина падаючої енергії переходить у поверхневу хвилю. На рис. 3.12 показаний приклад чисельно розрахованого просторового розподілу амплітуди поверхневого струму на муаровій метаповерхні на резонансній частоті $f_{res} = 12,088$ ГГц при нормальному падінні ЕМ хвиль.

В розглянутому випадку метаповерхня утворена двома схрещеними під кутом $\alpha = 10^{\circ}$ гексагональними структурами з періодом p = 2 мм. Вона опромінювалася від прямокутної рупорної антени з апертурою 33 × 47 мм із відстані 100 мм до площини метаповерхні [103].

Таким чином, видно, що на резонансній частоті при певному куті схрещування утворюючих структур у муаровій метаповерхні формується поверхнева хвиля [103]. Вона поширюється концентричними колами від центру структури (червона точка на рис. 3.12), через який проходить вісь рупорної антени. Стрілки на рисунку вказують напрямок поширення поверхневої хвилі.


Рисунок 3.12 – Просторовий розподіл амплітуди поверхневого струму для муарової метаповерхні, утвореної накладенням двох однакових планарних гексагональних структур, схрещених під кутом $\alpha = 10^{\circ}$, при нормальному опроміненні метаповерхні рупорною антеною на резонансній частоті $f_{res} = 12,088$ ГГц [103]

3 перевірки метою експериментальної виявлених резонансних властивостей двовимірних муарових метаповерхонь виготовлені утворюючі планарні структури (рис. 3.13, а) гексагональні методом травлення [103]. Період гексагональної решітки утворюючих структур обраний для роботи в HBЧ діапазоні і дорівнює p = 1,125 мм, а розмір сторони металевих шестикутників $a = 0.375 \pm 0.035$ мм. Шестикутники з міді товщиною 0,035 мм розміщені на шарі ламіната (марка FR-4) товщиною 1,5 мм з діелектричною проникністю $\varepsilon' = 4,35$, tg $\delta = 0,022$. Метаповерхня представляє собою дві структури, розміщені впритул одна до одної сторонами з мідними шестикутниками під деяким кутом схрещування, який можна плавно змінювати. Важливо забезпечити відсутність повітряного зазору між структурами, оскільки він сильно впливає на величину резонансного мінімуму в спектрі [103].





Рисунок 3.13 – а) Зовнішній вигляд двоперіодичної структури, що складається з рівносторонніх тонких мідних шестикутників на діелектричній підкладці (ламінат FR-4), виготовленої як одна з утворюючих структур для формування муарової метаповерхні; б) зовнішній вигляд експериментальної установки для дослідження муарової метаповерхні [103]

Експериментальна установка (рис. 3.13, б) складається з досліджуваної метаповерхні розміром 100 × 100 мм, що розміщена між двома рупорними антенами прямокутної форми [156]. Антени розташовані на одній осі, що

(a)

проходить перпендикулярно площині метаповерхні через її центр. Апертура рупорів 33 × 47 мм, їхня довжина 100 мм.

Антени підключали до векторного аналізатора кіл Agilent N5230A за допомогою адаптерів і коаксіальних кабелів. За допомогою аналізатора кіл реєстрували параметр S_{21} для вимірювання коефіцієнта проходження хвиль крізь метаповерхню при нормальному падінні хвиль у діапазоні частот 7–15 ГГц [103].

Для порівняння експериментальних даних з результатами чисельного моделювання зареєстрована залежність спектра коефіцієнта проходження ЕМ хвиль крізь метаповерхню при нормальному падінні хвиль від кута схрещування формуючих структур (рис. 3.14) [103].



Рисунок 3.14 – Експериментальна й розрахункова частота моди поверхневого коливання на спектрі коефіцієнта проходження хвиль крізь гексагональну муарову метаповерхню залежно від кута схрещування утворюючих структур [103]

Кружками на графіку позначені ті розрахункові значення частот мінімумів коефіцієнта проходження при декількох обраних кутах схрещування, що потім порівнювали з експериментально зареєстрованими даними.

При вимірюванні резонансних частот на спектрі, обумовлених виникненням поверхневих коливань, були обрані певні контрольні кути схрещування утворюючих структур [103]. Видно, що є добре якісне узгодження між експериментально зареєстрованими частотами поверхневих коливань (рис. 3.14, чорні квадрати) і результатами чисельного моделювання (рис. 3.14, червоні кола).

Відзначимо, що як випливає з результатів чисельного моделювання, глибину резонансного мінімуму в спектрі коефіцієнта проходження легко збільшити за рахунок використання матеріалу підкладки з меншими втратами для цього діапазону частот.

3.2.3 Результати по підрозділу

Підсумовуючи вищесказане, експериментально й чисельно продемонстровано ефективне безперервне перестроювання спектральних властивостей двох типів метаповерхонь на основі ефекту муару шляхом зміни їхніх геометричних параметрів. Показано, що:

 - квазіперіодичний муаровий метаматеріал, сформований накладенням двох одновимірних планарних фотонних кристалів у мікросмужковому виконанні із близькими періодами, демонструє додаткові заборонені зони на нижчих частотах в спектрі коефіцієнта проходження, що викликані муаровою суперпозицією фотонних кристалів;

 у спектрі коефіцієнта проходження квазіперіодичної муарової метаповерхні, утвореної двома ідентичними схрещеними одна з одною періодичними структурами з гексагональною елементарною коміркою, спостерігаються резонансні мінімуми, що вказують на наявність поверхневих коливань;

- чисельно визначений набір параметрів досліджуваної гексагональної муарової метаповерхні, що нормально опромінюється за допомогою рупорної

антени, при якому має місце поширення поверхневої хвилі в площині метаповерхні в усі сторони від точки перетинання з віссю падаючого хвильового променя.

3.3 Спектральні властивості магнітокерованих метаповерхонь на ефекті муару

У даному підрозділі з метою підвищення ефективності керування вивчено ряд явищ у муарових метаповерхнях, що проявляються при їхніми електромагнітними керуванні властивостями 38 допомогою зовнішнього магнітного поля. А саме, чисельно проаналізовані особливості властивостей муарової метаповерхні, утвореної спектральних двома однаковими структурами з гексагональною елементарною коміркою, що схрещуються, і розділеними тонкою феритовою пластиною. Показано, що в мікрохвильовому ліапазоні В спектрі коефіцієнта проходження електромагнітних спостерігаються резонансні ХВИЛЬ мінімуми, ШО відповідають частотам поверхневих коливань. Чисельно продемонстровано керування добротністю муарових МП й частотою поверхневих коливань шляхом зміни напруженості зовнішнього магнітного поля [108].

3.3.1 Магнітоактивна муарова метаповерхня

Для визначення ефективності керування частотою поверхневих коливань за допомогою зовнішнього магнітного поля обрана двоперіодична гексагональною муарова метаповерхня (рис. 3.15, б) [108].

Досліджувана метаповерхня складається із двох планарних структур з гексагональною елементарною коміркою, схрещених одна з одною під заданим кутом α і розділених тонким шаром ферита [108]. Термін «тонкий» у цьому випадку означає, що очікувана зміна магнітної проникності ферита при прикладенні обраних значень напруженості магнітного поля приведе до істотної зміни ефективної товщини шару між двома гексагональними

планарними структурами. Кожна планарна структура представляє собою двоперіодичний масив тонких металевих рівносторонніх шестикутників, розташованих у вузлах гексагональної решітки з періодом *p* (рис. 3.15, а).



Рисунок 3.15 – а) Муарова метаповерхня, утворена із двох однакових планарних періодичних структур, схрещених під певним кутом, між якими поміщений тонкий шар ферита; б) елементарна комірка квазіперіодичної структури муарової метаповерхні (показана жирною лінією) [108]

У результаті, в муаровій метаповерхні сформована квазіперіодична структура, яка утворюється завдяки тому, що в різних точках цієї метаповерхні будуть різні відстані між центрами металевих шестикутників для двох схрещених структур [108]. Квазіперіод гексагональної комірки цієї муарової метаповерхні p_q виходить значно більшим у порівнянні з періодом утворюючих структур, і його можна розрахувати по формулі (3.3) [25]. Чим більшим є кут схрещування утворюючих структур, тем меншим стає квазіперіод муарової метаповерхні. 3.3.2 Поверхневі коливання в муаровій магнітоактивній метаповерхні

Для розрахунків спектра коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль крізь вищеописану метаповерхню проведено чисельне моделювання для нормального кута падіння. Чисельний розрахунок показав, що в певному діапазоні відношення між стороною шестикутника a і періодом утворюючої структури p (без зовнішнього магнітного поля) у даній гексагональній муаровій метаповерхні існують певні поверхневі коливання на резонансних частотах [108]. Ці поверхневі коливання проявляються як мінімуми в спектрі коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль крізь метаповерхню, а їхні власні частоти залежать від кута схрещування α утворюючих метаповерхню структур. Такі мінімуми з'являються через те, що саме на цих власних частотах уздовж границь елементарної комірки муарової метаповерхні утворюються майже суцільні шляхи неправильної форми для струмів зсуву й провідності (рис. 3.15, б), що протікають поблизу метаповерхні.

Для демонстрації керування поверхневими станами в муаровій метаповерхні за допомогою зовнішнього магнітного поля для чисельних розрахунків обрані наступні параметри МП: період гексагональної решітки утворюючих структур p = 2 мм, а одиничний елемент кожної структури представляє собою мідний шестикутник з розміром сторони a = 0,7 мм і t = 0.035 мм [108]. Дві металеві гексагональні структури товщиною d = 0.05 MMрозташовані впритул до феритового шару товщиною (рис. 3.15, а). Для розрахунків обрано ферит марки 1СЧ4 з параметрами: діелектрична проникність $\varepsilon' = 13,2$, намагніченість насичення $4\pi M_s = 4750$ Гс, g-фактор g = 2,14. Кут схрещування утворюючих структур одна відносно одної становить $\alpha = 6^{\circ}$. Феритовий шар намагнічувався перпендикулярно площині структури. Таким чином, розглянута взаємодія електромагнітної хвилі з метаповерхнею, відома як «геометрія Фарадея». Розрахунки спектра коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль крізь метаповерхню проведені методом FDTD у діапазоні частот 1-15 ГГц (рис. 3.16) при нормальному падінні ЕМ хвиль для декількох значень напруженості зовнішнього магнітного поля *H*₀.



Рисунок 3.16 – Спектри коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль крізь магнітоактивну муарову метаповерхню при нормальному падінні хвиль і куті схрещування утворюючих метаповерхню структур $\alpha = 6^{\circ}$ для декількох значень напруженості зовнішнього магнітного поля H_0 [108]

Відмітимо, що в реальній ситуації металеві гексагональні структури осаджуються, наприклад, на тонку (100 мкм) слюдяну підкладку. У розрахунковій моделі роль підкладки не враховується, оскільки її товщина настільки мала в порівнянні з довжиною хвилі, що вона відіграє роль малого збурення. Тому підкладка має дуже малий вплив на резонансні частоти метаповерхні, що спостерігаються на спектрі. Що стосується втрат електромагнітної енергії в підкладці, то, оскільки ε'' для слюди не перевищує 10⁻³ для діапазону НВЧ, то її впливом на інтенсивність мінімумів у спектрі можна просто знехтувати в порівнянні з іншими ефектами [108].

Зі спектра (рис. 3.16) видно, що на деяких певних частотах (позначених f_1 і f_2) помітні резонансні мінімуми проходження хвиль [108] крізь МП. Ці мінімуми зміщуються вбік більш високих частот зі збільшенням

напруженості зовнішнього магнітного поля. Як показало чисельне моделювання, ці мінімуми відповідають найбільш інтенсивним модам поверхневих коливань, які збуджуються в досліджуваній магнітоактивній муаровій метаповерхні. Відзначимо, що в спектрі спостерігаються й інші, більш високочастотні моди. Вони викликані протіканням поверхневих струмів по інших, більш коротких шляхах у метаповерхні.

коливань відповідають Моди поверхневих ситуації, коли В метаповерхні виникають майже замкнені шляхи протікання поверхневих струмів [108]. Однак тут спостерігається важлива відмінність від муарових метаповерхонь без магнітного шару [103], у яких для формування замкнених шляхів струму необхідний механічний контакт між елементами утворюючих металевих структур. У нашому випадку механічний контакт не потрібен, тому що в міру збільшення напруженості зовнішнього магнітного поля й наближення його величини до значення, що відповідає умові феромагнітного резонансу (ФМР) дійсна частина магнітної проникності µ' може досягати значень 10³-10⁴ для феритів з малими втратами. Це спостерігається для заданої частоти електромагнітної хвилі f_{FMR} :

$$2\pi f_{FMR} = \gamma (H_0 - 4\pi M_s), \qquad (3.4)$$

де *ү*-гіромагнітне відношення.

Проаналізуємо спектри коефіцієнта проходження хвиль на рис. 3.16. На спектрі позначені мінімуми, що відповідають ФМР в пластині фериту (кольорові стрілки, де колір відповідає величині зовнішнього магнітного поля). Видно, що зі збільшенням напруженості магнітного поля частота ФМР f_{FMR} у феритовій пластині зростає. Також видно, що частоти мод поверхневих коливань (f_1 і f_2) також зміщуються вбік більш високих частот зі збільшенням напруженості магнітного зі збільшенням напруженості магнітного ді збільшенням напружености вище, у міру збільшення напруженості магнітного поля частота ФМР наближається до

частоти мод поверхневих коливань. При цьому дійсна частина магнітної проникності міняється, що приводить до зсуву частот мод.

Крім того, з рис. 3.16 видно, що зі збільшенням напруженості магнітного поля добротність метаповерхні на резонансних частотах зменшується [108]. Це пояснюється тим, що в міру наближення частоти ФМР до резонансних частот метаповерхні уявна частина магнітної проникності μ'' у феритовій пластині збільшується.

3.3.3 Результати по підрозділу

У результаті дослідження чисельно продемонстроване ефективне керування спектральними властивостями магнітоактивних муарових метаповерхонь з феромагнітними включеннями за допомогою зовнішнього магнітного поля.

Показано, що для квазіперіодичної метаповерхні, що утворена з двох однакових схрещених періодичних структур з гексагональною елементарною коміркою, що розділені тонким феритовим шаром, у спектрі коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль спостерігаються резонансні мінімуми, що відповідають частотам поверхневих коливань. Показана можливість керування резонансною частотою й добротністю метаповерхні шляхом зміни напруженості зовнішнього магнітного поля.

Висновки до розділу 3

Таким чином, при дослідженні спектральних властивостей механічно керованих метаповерхонь на ефекті муару отримано:

1. Експериментально й чисельно продемонстровано ефективне керування (в межах 90%) частотою поверхневого коливання муарової метаповерхні шляхом зміни кута схрещування між утворюючими періодичними структурами з гексагональною елементарною коміркою. Чисельно визначений діапазон співвідношення між розміром і періодом

металевих елементів в утворюючих структурах, при якому реалізується збудження поверхневого коливання на муаровій метаповерхні, частота якого механічно перестроюється. Цей діапазон відповідає порогам перколяції для протікання поверхневих струмів провідності помітної величини на поверхні структури.

2. Чисельно продемонстровано ефективне керування спектральними властивостями магнітоактивних муарових метаповерхонь з феромагнітними включеннями за допомогою зовнішнього магнітного поля. А саме, частота поверхневих коливань метаповерхні збільшується при зростанні напруженості магнітного поля.

3. Для муарової метаповерхні, що складається з схрещених масивів металевих смуг на підкладці, експериментально показано, що величина резонансного мінімуму на спектрі зменшується зі збільшенням товщини тефлонової роздільної плівки, розміщеної між утворюючими структурами з масивами схрещених смуг. Також експериментально продемонстрований монотонний характер залежності резонансної частоти від кута нахилу метаповерхні відносно хвильового вектора.

Отримані результати дають можливість проектування метаповерхонь на ефекті муару для мікрохвильового діапазону, що механічно перестроюються. Із прикладної точки зору очікується, що муарові метаповерхні з феромагнітними включеннями стануть основою для НВЧ фільтрів, спектральні властивості яких зручно безперервно й плавно перестроювати як механічно, так і за допомогою зовнішнього магнітного поля.

РОЗДІЛ 4

МАГНІТОКЕРОВАНІ ШАРУВАТІ СЕРЕДОВИЩА В КОАКСІАЛЬНОМУ ХВИЛЕВОДІ В МІКРОХВИЛЬОВОМУ ДІАПАЗОНІ

Шаруваті середовища є різновидом метаматеріалів, де одиночні шари можна розглядати як планарні структури. При цьому шари можуть містити дротові середовища [146, 157], а також різні дефекти [53], що збільшує різноманітність спостережуваних ефектів у таких метаматеріалах. Шаруваті середовища є перспективними для розробки компактних керованих НВЧ пристроїв, і тому електромагнітні властивості таких середовищ важливі для дослідження.

Різновидом шаруватих середовищ є фотонні кристали (ФК) [158, 159], цікаві як з фундаментальної точки зору при розробці сучасних концепцій електродинаміки штучних середовищ, так і для багатьох практичних застосувань в пристроях НВЧ діапазону. При включенні в структуру шаруватого середовища магнітних елементів, його спектром можна керувати за допомогою зовнішнього магнітного поля [41]. Прикладом такої структури є магнітофотонні кристали (МФК) – фотонні кристали, що містять магнітні матеріали [53].

Реалізація ФК усередині коаксіальної лінії (коаксіальний фотонний кристал – КФК) уможливлює керування його спектром у широкому діапазоні частот, що є безсумнівною перевагою. Іншою важливою перевагою таких структур є компактність, оскільки діаметр елементів КФК менше довжини хвилі.

Ціль розділу полягає в розробці фізичних принципів керування спектральними властивостями коаксіальних середовищ із шаруватими магнітними включеннями залежно від розмірів його шарів і величини зовнішнього магнітного поля.

У даному розділі експериментально й теоретично показана можливість ефективного керування положенням забороненої зони в спектрі шаруватого

МФК у коаксіальному виконанні шляхом зміни геометричних розмірів його елементів або величини зовнішнього магнітного поля [52]. Також показана можливість ефективного керування частотою дефектного коливання в забороненій зоні шаруватого ФК з магнітним дефектним шаром у коаксіальному виконанні при зміні величини зовнішнього магнітного поля.

4.1 Спектральні властивості магнітофотонного кристала в коаксіальному хвилеводі

З метою демонстрації можливості керування забороненою зоною коаксіального МФК за допомогою магнітного поля, теоретично й експериментально досліджено проходження електромагнітних хвиль крізь МФК, що складався з трьох елементарних комірок. При цьому також вивчено вплив постійного магнітного поля й товщини шарів МФК на положення забороненої зони в спектрі коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль.

4.1.1 Розрахунок спектра коаксіального фотонного кристала з магнітними шарами

Для наближеного розрахунку коефіцієнтів проходження електромагнітних хвиль крізь шаруваті середовища, що розташовані у коаксіальній лінії, був застосований добре відомий метод характеристичних матриць [160]. Такий розрахунок буде достатньо точним при поширенні лише квазі-ТЕМ хвиль у коаксіальній лінії. Це накладає обмеження на діаметр коаксіальної лінії для виключення можливості поширення в ній вищих мод. При цьому бажано вибирати такий напрямок магнітного поля, щоб намагнічування магнітних (феритових) шарів було більш однорідним. Тому обрано напрямок зовнішнього магнітного поля уздовж напрямку поширення хвилі – вздовж осі коаксіальної лінії (рис. 4.1, а) [52].

Для намагніченого до насичення ферита використовувалися відомі співвідношення резонансної моделі залежності магнітної проникності від частоти [161, 162]. Тензор високочастотної магнітної проникності ферита, намагніченого до насичення уздовж осі *z*, і його компоненти мають такий вигляд:

$$\hat{\mu}_{f} = \begin{bmatrix} \mu & i\beta & 0 \\ -i\beta & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{z} \end{bmatrix},$$
(4.1)

$$\mu = 1 + 4\pi(\chi' - i\chi''), \ \beta = 4\pi(K' - iK''), \ \mu_z = 1,$$
(4.2)

$$\chi' = \omega_0 \omega_m [\omega_0^2 - \omega^2 (1 - \alpha^2)] D^{-1}, \qquad \chi'' = \omega \omega_m \alpha [\omega_0^2 + \omega^2 (1 + \alpha^2)] D^{-1}, \quad (4.3)$$

$$K' = \omega \omega_m [\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2)] D^{-1}, \qquad K'' = 2\omega^2 \omega_0 \omega_m \alpha D^{-1}, \qquad (4.4)$$

$$D = [\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2)]^2 + 4\omega_0^2 \omega^2 \alpha^2, \ \omega_m = \gamma 4\pi M_s, \qquad (4.5)$$

де $ω_0$ – кутова частота феромагнітного резонансу (ФМР) і γ – гіромагнітне відношення. Кутова частота $ω_0$ у загальному випадку визначається експериментально.

Розглянемо поширення електромагнітних хвиль крізь шарувате середовище при нормальному падінні ЕМ хвиль, що розташоване між двома однорідними середовищами з показниками заломлення n_1 і n_l . Коефіцієнти відбиття й проходження хвиль записуються таким чином [160, 163]:

$$r = \frac{(m_{11} + m_{12}p_l)p_1 - (m_{21} + m_{22}p_l)}{(m_{11} + m_{12}p_l)p_1 + (m_{21} + m_{22}p_l)},$$
(4.6)

$$t = \frac{2p_1}{(m_{11} + m_{12}p_1)p_1 + (m_{21} + m_{22}p_1)}.$$
(4.7)

де m_{ij} – елементи характеристичної матриці шаруватого середовища m, $p_1 = \sqrt{\varepsilon_1/\mu_1}, p_l = \sqrt{\varepsilon_l/\mu_l}, i \varepsilon_1, \mu_1, \varepsilon_l, \mu_l$ – матеріальні параметри оточуючих середовищ.

Відбивна й пропускна здатності шаруватого середовища, що виражені через *r* і *t*, мають вигляд [160]:

$$R = |r|^2, \ T = \frac{p_l}{p_1} |t|^2.$$
(4.8)

Характеристична матриця шаруватого середовища *m* розраховується як добуток характеристичних матриць складових шарів. Матриця шару *i* записується таким чином [160]:

$$m_{i} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\beta_{i}) & -(i/n_{i})\sin(\beta_{i}) \\ -in_{i}\sin(\beta_{i}) & \cos(\beta_{i}) \end{bmatrix},$$
(4.9)

де $\beta_i = (2\pi \cdot f/c)n_ih_i$, h_i – товщина шару з показником заломлення $n_i = \sqrt{\varepsilon_i \mu_i}$, ε_i і μ_i – матеріальні параметри шару, f – частота електромагнітної хвилі, c – швидкість світла у вакуумі.

Для наближеного розрахунку поширення квазі-ТЕМ хвилі в коаксіальній лінії вводиться ефективна магнітна проникність шару, намагніченого вздовж осі коаксіальної лінії [164]:

$$\mu_{eff} = (\mu^2 - \beta^2) / \mu.$$
 (4.10)

Цей вираз виконується тим точніше, чим далі знаходиться частота f від частоти феромагнітного резонансу в магнітних шарах.

4.1.2 Керування забороненою зоною коаксіального магнітофотонного кристала за допомогою зовнішнього магнітного поля

Для вимірювання коефіцієнта проходження електромагнітної хвилі крізь шарувате середовище в коаксіальній лінії в зовнішньому магнітному полі використана експериментальна установка (рис. 4.1) [53]. Вона складається з векторного аналізатора кіл Agilent N5230A, з'єднувальних хвилеводів, електродинамічної комірки з досліджуваним шаруватим середовищем і електромагніту.



Рисунок 4.1 – Експериментальна установка для дослідження спектральних властивостей коаксіальних шаруватих структур у зовнішньому магнітному полі [52]. Коаксіальна комірка розміщена між полюсами електромагніту

Електромагнітна хвиля від векторного аналізатора кіл надходить у коаксіальну комірку через з'єднувальні коаксіальні кабелі. Коаксіальна комірка представляє собою відрізок коаксіального хвилеводу довжиною 50 мм із досліджуваною КФК структурою (рис. 4.2) [52]. Вона поміщується в

постійне магнітне поле, спрямоване вздовж осі коаксіальної лінії. Напруженість магнітного поля регулюється за допомогою електромагніту, що керується через блок живлення. Напруженість магнітного поля може змінюватися в діапазоні 0–8 кЕ. Хвиля, що пройшла крізь досліджуваний КФК і з'єднувальний хвилевід, попадає на приймальний порт векторного аналізатора кіл. Ця експериментальна установка дозволяє проводити вимірювання коефіцієнтів відбиття й проходження хвиль у діапазоні частот 0.01–40 ГГц.



Рисунок 4.2 – Коаксіальна комірка й досліджувана шарувата структура з магнітним дефектом

Фотографії досліджуваних шаруватих структур з магнітними шарами наведені на рис. 4.3, а саме, магнітофотонний кристал (рис. 4.3, а) та структура з магнітним дефектом, оточеним двома діелектричними ФК (рис. 4.3, б) [52]. Розміри елементів шаруватих структур відповідають розмірам використовуваної коаксіальної лінії, що працює на основному типі хвиль: зовнішній діаметр 2,4 мм і внутрішній діаметр 1,05 мм.





Рисунок 4.3 – Коаксіальні шаруваті структури з магнітними шарами: а) магнітофотонний кристал; б) магнітний дефект, оточений двома діелектричними фотонними кристалами [52]

Для того щоб продемонструвати можливість керування забороненою зоною коаксіального МФК за допомогою магнітного поля, теоретично й експериментально досліджено проходження електромагнітної хвилі крізь МФК. Досліджувана структура складається з трьох елементарних комірок [52], де кожна елементарна комірка представляє собою шар ферита товщиною $d_f = 1,0$ мм і шар повітря (рис. 4.2, а) зі змінною товщиною d_a .

В експериментах застосовувався ферит марки 1СЧ4 з такими параметрами: діелектрична проникність $\varepsilon = 13,2 - i0,00528$, постійна згасання $\alpha = 0,064$, намагніченість насичення $4\pi M_s = 4750$ E, g-фактор g = 2,14.

Експериментально зареєстрована серія частотних залежностей коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль крізь МФК із товщинами шарів повітря $d_a = 4,6$ мм для декількох значень напруженості зовнішнього магнітного поля H (рис. 4.4) [52]. На рисунку штрих-пунктирними лініями відзначені частоти лівої й правої межі забороненої зони в спектрі МФК.



Рисунок 4.4 – Експериментальні частотні залежності коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль крізь коаксіальний магнітофотонний кристал, що складається з трьох елементарних комірок із шарів ферита $(d_f = 1,0 \text{ мм})$ і повітря $(d_a = 4,6 \text{ мм})$ для декількох значень напруженості зовнішнього магнітного поля H [52]

Для аналізу залежності частот меж забороненої зони від напруженості магнітного поля *H* побудовані порівняльні теоретичні (рис. 4.5, а) і експериментальні залежності (рис. 4.5, б) [52]. Видно, що частоти меж забороненої зони плавно зміщуються в більш високочастотну область зі збільшенням напруженості магнітного поля. Ліва межа забороненої зони має розрив, показаний на рис. 4.5, а–б пунктирною лінією, обумовлений проходженням частоти ФМР (стрілки на рис. 4.4) крізь межу забороненої зони.



Рисунок 4.5 — Графіки залежності частот меж забороненої зони в спектрі магнітофотонного кристала, що складається з трьох елементарних комірок із шарів ферита ($d_f = 1,0$ мм) і повітря ($d_a = 4,6$ мм), від напруженості зовнішнього магнітного поля H: а) теорія; б) експеримент [52]

Для порівняння, експериментально зареєстрована серія частотних залежностей коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль для МФК зі збільшеними товщинами шарів повітря $d_a = 6,0$ мм для декількох значень напруженості зовнішнього магнітного поля *H* (рис. 4.6) [52]. На рисунку штрих-пунктирними лініями відзначені частоти лівої й правої межі забороненої зони в спектрі МФК.

Для цього випадку також побудовані теоретичні (рис. 4.7, а) і експериментальні залежності (рис. 4.7, б) частот меж забороненої зони від напруженості магнітного поля *H* [52]. Як і в попередньому випадку, частоти меж забороненої зони плавно зміщуються в більш високочастотну область при збільшенні магнітного поля. Ліва межа забороненої зони також має розрив, обумовлений проходженням частоти ФМР (стрілки на рис. 4.6) через цю межу, показаний на рис. 4.7, а–б пунктирною лінією.



Рисунок 4.6 – Експериментальні частотні залежності коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль через коаксіальний магнітофотонний кристал, що складається з трьох елементарних комірок із шарів ферита $(d_f = 1,0 \text{ мм})$ і повітря $(d_a = 6,0 \text{ мм})$ для декількох значень напруженості зовнішнього магнітного поля H [52]

Проведемо аналіз отриманих результатів. З рис. 4.5 і рис. 4.7 видно, що при збільшенні товщини повітряного шару в елементарній комірці центр забороненої зони МФК зміщується вбік більш низьких частот [52]. Це обумовлене тим, що на частоті центру забороненої зони на елементарній комірці МФК укладається ціле число півхвиль.



Рисунок 4.7 – Графіки залежності частот меж забороненої зони магнітофотонного кристала, що складається з трьох елементарних комірок із шарів ферита ($d_f = 1,0$ мм) і повітря ($d_a = 6,0$ мм) від напруженості зовнішнього магнітного поля *H*: а) теорія; б) експеримент [52]

При збільшенні від малих значень напруженості магнітного поля H частота ФМР поступово зміщується до лівого краю забороненої зони. При цьому згідно з формулою (4.10) зменшується ефективна магнітна проникність ферита μ_{eff} , що приводить до збільшення середньої частоти забороненої зони [52]. На більших полях H частота ФМР наближається до краю забороненої зони, і відбувається збільшення втрат у феритових елементах, оскільки поблизу частоти ФМР уявна частина магнітної проникності μ_{eff} має максимум. Це приводить до додаткового зменшення величини коефіцієнта проходження ЕМ хвиль в середині забороненої зони.

4.1.3 Результати по підрозділу

Таким чином, для коаксіального МФК, що складається з трьох елементарних комірок (з фериту і повітря) експериментально й теоретично показано, що частоти меж забороненої зони плавно зміщуються в більш високочастотну область при збільшенні напруженості зовнішнього магнітного поля [52]. Також показано, що при збільшенні товщини повітряних шарів центр забороненої зони зміщується вбік менших частот.

4.2 Спектральні властивості коаксіального фотонного кристалу з магнітним дефектним шаром

В цьому підрозділі для керування спектральними властивостями запропонований немагнітний КФК із магнітним дефектними шаром, що містить меншу кількість магнітного матеріалу в порівнянні з розглянутим у попередньому підрозділі магнітофотонним кристалом. Для демонстрації можливості керування частотою дефектного коливання в спектрі КФК, теоретично й експериментально досліджено проходження електромагнітної хвилі крізь структуру, що складається з КФК із магнітним дефектним шаром при наявності зовнішнього магнітного поля [52]. При цьому магнітне поле може прикладатися тільки до дефектного шару, а не до всієї структури.

4.2.1 Керування частотою дефектного коливання в спектрі коаксіального фотонного кристала із магнітним дефектним шаром за допомогою зовнішнього магнітного поля

Для того щоб продемонструвати можливість керування частотою дефектного коливання в забороненій зоні коаксіального ФК із магнітним дефектним шаром за допомогою зовнішнього магнітного поля, теоретично й експериментально досліджено проходження електромагнітної хвилі крізь структуру, що показана на рис. 4.3, б. Параметри шаруватої структури підібрані таким чином, щоб товщина дефектного шару приблизно дорівнювала половині довжини хвилі у фериті на частоті середини забороненої зони діелектричного ФК. Структура складається з дефектного шару ферита (товщина $d_{def} = 4$ мм), оточеного із двох сторін діелектричними ФК із трьох елементарних комірок кожний (рис. 4.3, б) [52]. Елементарна комірка ФК складається із шару полістиролу товщиною $d_p = 2,8$ мм і шару повітря товщиною $d_a = 4,4$ мм.

Експериментально зареєстрована серія частотних залежностей коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль для ФК із магнітним дефектним шаром декількох значень напруженості зовнішнього для магнітного поля Н (рис. 4.8) [52, 171]. На рисунку штрихпунктирними лініями відзначені частоти лівої й правої границь забороненої зони в спектрі ФК. Стрілки у верхній частині рисунка показують положення дефектного піка на спектрах.



Рисунок 4.8 – Експериментальні частотні залежності коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль крізь коаксіальний фотонний кристал з магнітним дефектним шаром ($d_{def} = 4 \text{ мм}$) для декількох значень напруженості зовнішнього магнітного поля *H*. Кожний з оточуючих дефект ФК складається з трьох елементарних комірок із шарів полістиролу ($d_p = 2,8 \text{ мм}$) і повітря ($d_a = 4,4 \text{ мм}$) [52]

Для аналізу залежності частоти дефектного піка в забороненій зоні ФК від магнітного поля *H* побудовані теоретичні (рис. 4.9, а) і експериментальні залежності (рис. 4.9, б) [52]. Видно, що частота дефектного піка плавно зміщується в більш високочастотну область при збільшенні магнітного поля.



Рисунок 4.9 – Графіки залежності частоти дефектного піка й частот меж забороненої зони для коаксіального фотонного кристала з магнітним дефектним шаром ($d_{def} = 4$ мм) від напруженості зовнішнього магнітного поля *H*: а) теорія; б) експеримент [52]

Така поведінка частоти дефектного піка пояснюється тим, що відбувається зменшення ефективної магнітної проникності μ_{eff} ферита згідно (4.10) зі збільшенням напруженості магнітного поля у випадку, коли частота ФМР перебуває далеко від частоти дефектного піка, і втрати в фериті μ_{eff} " будуть малими [52]. Відзначимо, що при деяких величинах магнітного поля дефектний пік на спектрі не спостерігається, що викликано наближенням частоти ФМР до частоти дефектного піка. Це відбувається через збільшення втрат у феритових елементах, оскільки на частоті ФМР μ_{eff} " має максимум.

4.2.2 Результати по підрозділу

У результаті дослідження спектральних властивостей розглянутої коаксіальної шаруватої структури, що складається з дефектного шару ферита, оточеного із двох сторін діелектричними ФК, сформованими трьома елементарними комірками в коаксіальному хвилеводі, експериментально й теоретично показано, що частота дефектного піка плавно зміщується в більш

високочастотну область при збільшенні напруженості зовнішнього магнітного поля [52].

Зазначимо, що КФК з магнітним дефектним шаром, оточеним рідиною, може бути використаний для визначення її комплексної діелектричної проникності. При цьому необхідно аналізувати частоту дефектного піку і добротність КФК на цій частоті, що відмічено в роботі [165]. При зміні напруженості зовнішнього магнітного поля дефектний пік зміщується за частотою, що дозволяє вимірювати властивості рідини на різних частотах.

Висновки до розділу 4

Таким чином, при дослідженні спектральних властивостей магнітокерованих шаруватих середовищ у коаксіальному виконанні, що містять планарні шари, отримані наступні результати:

1. Експериментально й теоретично показана можливість ефективно керувати положенням забороненої зони в спектрі коефіцієнта проходження магнітофотонного кристала шляхом зміни розмірів складових його елементів або величини зовнішнього магнітного поля. При цьому центр забороненої зони в спектрі зміщується в область більших частот при зменшенні товщини елементів магнітофотонного кристала або при збільшенні напруженості зовнішнього магнітного поля.

2. Експериментально й теоретично показано, що частотою дефектного піка в спектрі коефіцієнта проходження фотонного кристала з магнітним дефектним шаром можна ефективно керувати за допомогою зовнішнього магнітного поля. При цьому, зі зростанням напруженості магнітного поля частота дефектного піка плавно зміщується в більш високочастотну область.

Треба відмітити, що подібні шаруваті середовища в коаксіальному виконанні представляють собою вкрай корисний складовий елемент при розробці компактних НВЧ фільтрів, оскільки діаметр коаксіальної лінії набагато менший за довжину хвилі у всьому робочому діапазоні частот. Для даної шаруватої структури необхідні порівняно малі об'єми (до 100 мм³) матеріалів для виготовлення шарів. Крім того, ще однією перевагою шаруватих середовищ у коаксіальному виконанні є велика широкосмуговість, а саме від одиниць МГц до десятків ГГц.

Подальшим можливим розвитком коаксіальних шаруватих структур є включення до їхнього складу планарних шарів з дротовими елементами, які можуть утворити шари з ефективною від'ємною діелектричною проникністю. Інтерес викликає й збудження поверхневих хвиль на границях шарів, оскільки в цьому випадку різко зростає концентрація поля на цих границях. У цьому випадку керування спектром шаруватої структури може проводитися впливом (наприклад, магнітним полем) тільки на ті шари, між якими збуджується поверхневе коливання.

РОЗДІЛ 5

НЕОДНОРІДНИЙ ПЛАНАРНИЙ ФОТОННИЙ КРИСТАЛ ЯК ОСНОВА МЕТОДИКИ БЕЗКОНТАКТНОЇ ІДЕНТИФІКАЦІЇ РІДКИХ СЕРЕДОВИЩ

Одним із важливих застосувань метаповерхонь є можливість розробки різного роду сенсорів [67]. Зокрема, у даному розділі показано, що такий різновид планарних метаматеріалів як неоднорідний планарний фотонний кристал (ПФК), що має малу товщину в порівнянні з довжиною хвилі, є дуже перспективним для безконтактної ідентифікації рідин, що перебувають у радіопрозорому контейнері [58, 166–171].

Ha сьогодні іде активний пошук нових фізичних методів безконтактного визначення матеріальних параметрів рідин у непровідних ємностях. Такі задачі як ідентифікація рідин актуальні для систем безпеки, наприклад, в аеропортах, для запобігання потрапляння на борт заборонених рідин, а також для систем контролю складу рідин, наприклад, у технологіях виробництва продуктів харчування. Одна з найбільш перспективних на сьогоднішній день методик вирішення таких задач електромагнітними методами використовує вимірювання параметрів резонансних коливань резонатора з контейнером, що збурюють резонатор [54, 55]. Однак обладнання на основі цієї методики не отримало широкого поширення через складність конструкції. Тому, розробка простої методики аналізу й ідентифікації рідин зараз є актуальною задачею.

Метою даного розділу є дослідження електромагнітних властивостей такого різновиду планарного метаматеріалу як неоднорідний ПФК у мікросмужковому виконанні для застосування в експрес-аналізі рідин, що знаходяться у радіопрозорих контейнерах, а також експериментальне визначення впливу геометричних параметрів контейнера (діаметр, товщина стінки) на достовірність результатів ідентифікації рідин. 5.1 Фізичні основи безконтактної ідентифікації рідких середовищ на основі неоднорідного ПФК у мікрохвильовому діапазоні

У даному підрозділі представлені особливості розробленої методики експрес-ідентифікації рідин, що знаходяться у радіопрозорих контейнерах, на основі такого планарного метаматеріалу як неоднорідний ПФК [56, 57]. Відмінною рисою методики є можливість реалізації кінцевого пристрою в більш компактних розмірах у порівнянні з пристроями, запропонованими в роботі [55], завдяки планарному виконанню елементів ПФК. Також розроблену методику відрізняє простота виготовлення елементів.

5.1.1 Експериментальна установка для безконтактної ідентифікації рідких середовищ на основі неоднорідного ПФК у мікросмужковому виконанні

Як було показано в роботах [56, 57], у спектрі коефіцієнта проходження електромагнітних крізь планарний фотонний ХВИЛЬ кристал В мікросмужковому виконанні присутні зони проходження й запирання (дозволені й заборонені зони) (рис. 5.1, а). Однорідний ПФК представляє собою ділянки мікросмужкової лінії різної ширини, що чергуються. Розрахунки проведені методом кінцевих різниць у часовій області (FDTD). Для розрахунків обрані наступні параметри підкладки ПФК, що металізована знизу [56, 57]: марка Тасопіс TLC-30, товщина 0,5 мм, діелектрична проникність $\varepsilon = 3 + 0,003i$. Для розрахунку булі обрані ПФК, що складалися з 8 елементарних комірок. Ширина вузьких ділянок мікросмужки для обох однорідних ПФК дорівнює 1,5 мм, широких – 3 мм. Для першого ПФК довжина як вузької, так і широкої ділянки 5 мм, а для другого ПФК довжина вузької ділянки дорівнює 5 мм, а широкої – 15 мм. На рис. 5.1, а (пунктирні лінії) наведені розрахункові спектри коефіцієнта проходження хвиль крізь ці ПФК [58].



Рисунок 5.1 — Розрахункові залежності [58]: а) спектра коефіцієнта проходження хвиль через одиночні ПФК у мікросмужковому виконанні, а також для їх послідовного з'єднання (неоднорідного ПФК); б) просторового розподілу модуля нормальної до площини ПФК *Е*-компоненти поля уздовж осі симетрії ПФК на відстані 0,5 мм від його поверхні на частоті $f_1 = 9,5$ ГГц резонансного піка коефіцієнта проходження на спектрі

Видно, що середина забороненої зони обох обраних ПФК лежить поблизу частоти $f_1 = 9,5$ ГГц, але номер забороненої зони (і число півхвиль що вкладаються на елементарній комірці) для цих ПФК відрізнявся.

При підборі певних геометричних параметрів двох послідовно з'єднаних ПФК, ми одержуємо ПФК із дефектом, або неоднорідний ПФК [58] (рис. 5.2). При цьому в певних заборонених зонах в спектрі з'являється вузький резонансний пік проходження ЕМ хвиль поблизу частоти $f_1 = 9,5$ ГГц (рис. 5.1, а, суцільна лінія). Залежно від конструкції неоднорідного ПФК, цей пік може розглядатися як електродинамічний аналог «таммівского» стану або як коливання на дефекті ПФК. Для формування піка в спектрі проходження частота дефектного коливання повинна бути в границях забороненої зони для обох утворюючих фотонних кристалів, і ефективні хвильові опори для обох фотонних кристалів на цій частоті повинні співпадати. При цьому на границі розділу двох ПФК спостерігається концентрація електромагнітної енергії, яка частково випромінюється в навколишнє середовище (рис. 5.1, б), і резонансне поле набуває форми дуже вузької локалізованої області [56].



Рисунок 5.2 – Фотографії різних резонансних комірок на основі неоднорідних ПФК, що використовувалися в експерименті на частотах: $f_1 = 9,5 \Gamma \Gamma_{II}(1), f_2 = 3,2 \Gamma \Gamma_{II}(2) i f_3 = 1,0 \Gamma \Gamma_{II}(3) [169]$

На рис. 5.1, б видно, що розрахунковий максимум нормальної до площини ПФК *Е*-компоненти поля на частоті резонансного піка коефіцієнта проходження спостерігається поблизу стику двох утворюючих ПФК, схематично показаних унизу рисунка [58].

Експериментальна установка для демонстрації безконтактної ідентифікації рідин на основі неоднорідного ПФК у мікросмужковому на рис. 5.3, а [166, 167]. Вона складається виконанні показана **i**3 неоднорідного ПФК, з'єднаного за допомогою коаксіально-мікросмужкових переходів і коаксіальних кабелів з векторним аналізатором кіл Agilent N5230A. за допомогою якого вимірюються коефіцієнт проходження електромагнітних хвиль крізь ПФК в обраному діапазоні частот. Для точного (близько 0,1 мм) позиціонування контейнера з досліджуваною рідиною відносно двох границі розділу фотонних кристалів використаний двокоординатний скануючий пристрій (рис. 5.3, б) [146].





(б)

Рисунок 5.3 – Фотографії: а) експериментальної установки для безконтактної ідентифікації рідин на основі неоднорідного ПФК; б) двокоординатного скануючого пристрою [146]

Три неоднорідних ПФК (рис. 5.2), що працюють на різних частотах, виготовлені методом фотолітографії на відповідних підкладках із двосторонньою металізацією [169].

Для реалізації вищеописаної методики розроблений додатково лабораторний прототип [170], який представляє собою портативну установку для ідентифікації й аналізу рідин на центральній частоті 2,15 ГГц. функціонально Портативний лабораторний прототип складається i3 приймально-передавального модуля, блоку сполучення й перетворення, ноутбука й неоднорідного ПФК. Загальне керування роботою прототипу здійснює програма, що виконується на ноутбуці.

У портативному лабораторному прототипі як вимірювальний елемент використовується неоднорідний ПФК зігненої форми, що працює на центральній частоті $f_4 = 2,15$ ГГц (рис. 5.4) [170]. Надання такої форми ПФК дозволило вивести робочу область ПФК у площину, перпендикулярну площині іншої частини ПФК. Це приводить до того, що контейнери з досліджуваними рідинами (особливо великих діаметрів) не збурюють ЕМ поле ПФК поза його робочою областю. Це дозволяє уникнути небажаної додаткової взаємодії електромагнітної хвилі з досліджуваним контейнером, що позитивно впливає на достовірність ідентифікації рідини.



Рисунок 5.4 — Фотографія резонансної комірки на основі неоднорідної ПФК зігненої форми, що працює на центральній частоті $f_4 = 2,15$ ГГц [170]

У процесі експерименту визначаються деякі параметри резонансного піка [167], що спостерігається в забороненій зоні неоднорідного ПФК. Зокрема, вимірюваний спектр коефіцієнта проходження ЕМ хвилі крізь неоднорідний ПФК поблизу піка апроксимується кривою форми Лоренца з параметрами a, b, c і f_{res} методом найменших квадратів:

$$T(f) = c + \frac{a}{1 + b \cdot (f - f_{res})^2}.$$
 (5.1)

Потім по розрахованій апроксимаційній залежності визначаються такі параметри ПФК як добротність $Q = f_{res} \sqrt{b \cdot (1 + \sqrt{2})}/2$ і резонансна частота f_{res} піка на спектрі для ширини резонансної кривої на рівні $1/\sqrt{2}$ від максимальної величини [167].

Експериментально показано [167–169], що при розміщенні контейнера з рідиною на досить близьку відстань до границі розділу двох ПФК (робоча область), параметри резонансного піка на спектрі змінюються. Для наочного графічного представлення цих параметрів був обраний формат $1/Q = f(f_{res})$, де 1/Q – зворотна добротність, fres – резонансна частота [55]. Відзначимо, що згідно з теорією малих збурень [55, 172] на резонансну частоту ПФК впливає в основному дійсна частина діелектричної проникності, а на зворотну добротність – уявна частина діелектричної проникності. При фіксованій відстані *h_{var}* від границі ПФК до контейнера з рідиною, що відраховується по нормалі до площини ПФК, ми маємо одну точку на графіку в цих координатах. При зміні відстані *h_{var}* ми одержимо набір значень параметрів піка f_{res} і 1/Q, який зручно представити у вигляді деякої кривої на графіку (рис. 5.5). При цьому часто зручно проводити нормування значень резонансної частоти й зворотної добротності на ті їхні значення, які спостерігаються при видаленні контейнера з рідиною з робочої області поблизу границі ПФК. Далі вимірювана залежність $1/Q = f(f_{res})$ для рідини, що ідентифікується, порівнюється з уже наявним набором залежностей для відомих рідин. В подальшому відбувається виділення з набору цих залежностей такої, яка найбільше близько підходить до обмірюваної невідомої рідини. Це й приводить до її ідентифікації [167].

Звісно, що при збігу комплексної діелектричної проникності декількох різних рідин на даній робочій частоті резонатора ми одержимо однакові залежності [58]. Можлива також ситуація, коли рідини з різною діелектричною проникністю дадуть схожі точки на кривій $1/Q = f(f_{res})$ при їх вимірюванні на деяких відстанях h_{var} від границі ПФК. Це може відбутися,

оскільки кожній рідині відповідає не одна точка на графіку, а залежність для різних відстаней h_{var} . У поодиноких випадках ця крива може перетнутися із кривою для іншої рідини. Тому при реальній процедурі ідентифікації рідини рекомендується вимірювання залежності f_{res} і 1/Q при декількох відстанях h_{var} , а не на одній фіксованій відстані. Відзначимо, що для подальшого підвищення достовірності ідентифікації рідини також можливо проводити вимірювання на різних частотах за допомогою одного неоднорідного ПФК, оскільки він може мати декілька резонансних частот у різних заборонених зонах [56, 57].

5.1.2 Оптимізація експериментальної методики ідентифікації рідин на основі неоднорідного ПФК

Щоб визначити вплив робочої частоти на достовірність ідентифікації рідини в радіопрозорому контейнері, проведено наступне дослідження. У ході проведення вимірювань різних рідин у тонкому контейнері з полістиролу експериментально зареєстровано різний характер залежності зворотної добротності 1/Q і резонансної частоти f_{res} ПФК від відстані h_{var} до контейнера (рис. 5.5) [169].

Для експериментальних досліджень обрано три різні частоти: $f_1 = 9,5$ ГГц (рис. 5.5, а), $f_2 = 3,2$ ГГц (рис. 5.5, б) і $f_3 = 1,0$ ГГц (рис. 5.5, в). Були розроблені й виготовлені структури на основі неоднорідних ПФК із цими робочими частотами (рис. 5.2) [169]. Для зменшення розмірів ПФК із робочою частотою 1,0 ГГц (рис. 5.2, поз. 3) ділянки з різною шириною мікросмужкової лінії були розміщені зигзагом.

Відзначимо, що чим більше поглинання електромагнітної хвилі в рідині, тим сильніше зменшується добротність ПФК при рівній відстані h_{var} , що приводить до зміщення кривої $1/Q = f(f_{res})$ вгору [169]. Із трьох обраних рідин вода має найбільше поглинання для робочих частот $f_1 = 9,5$ ГГц і $f_2 = 3,2$ ГГц, і, отже, ПФК має найбільше значення зворотної добротності.



(B)

Рисунок 5.5 – Зворотна добротність 1/Q і резонансна частота f_{res} для різних відстаней h_{var} від межі розділу планарного фотонного кристалу до контейнера з полістиролу з різними рідинами для робочих частот ПФК [58]: a) $f_1 = 9,5 \Gamma \Gamma \mu$; б) $f_2 = 3,2 \Gamma \Gamma \mu$; в) $f_3 = 1,0 \Gamma \Gamma \mu$

Етиловий спирт має найбільше поглинання для робочої частоти $f_3 = 1,0$ ГГц, що визначається його власною резонансною частотою поглинання поблизу 1 ГГц. А такі рідини як вакуумне масло мало впливають на зворотну добротність ПФК у зв'язку з малими втратами в них на даних частотах. З рис. 5.5 видно, що робоча відстань, при якій досягається найбільша достовірність ідентифікації рідини, не перевищує приблизно 2 мм для частоти $f_1 = 9,5$ ГГц, і 3 мм для частот $f_2 = 3,2$ ГГц і $f_3 = 1,0$ ГГц [58]. Ця відстань визначається не тільки робочою частотою, але й точністю вимірювань резонансної частоти й зворотної добротності. Чим менша ця
точність, тим менша робоча відстань, при якій досягається прийнятна достовірність ідентифікації рідини.

Для визначення достовірності ідентифікації рідини з використанням методики на основі неоднорідного ПФК на робочій частоті $f_1 = 9,5$ ГГц проведено дослідження для водних розчинів етилового спирту, повареної солі й цукру [167, 168]. Досліджено вплив концентрації розчинів етилового спирту (рис. 5.6, а), повареної солі (рис. 5.6, б) і цукру (рис. 5.6, в) у воді, що знаходиться в тонкому контейнері з полістиролу, на форму залежності зворотної добротності 1/Q і резонансної частоти f_{res} ПФК від відстані h_{var} до контейнера з рідиною. Масова частка солі в насиченому розчині на рис. 5.6, б прийнята за 100 %.

З рис. 5.6, а–в видно, що зменшення концентрації обраних домішок у водних розчинах приводить до зменшення зворотної добротності ПФК за рахунок зменшення уявної частини діелектричної проникності розчину в цьому частотному діапазоні [58]. Усі залежності на рисунку чітко розрізненні. Наприклад, мінімальне збільшення концентрації цукру у розчинах близько 10 %, а для розчинів повареної солі близько 20 %.

Додатково проведено дослідження впливу температури води на форму залежності зворотної добротності й резонансної частоти ПФК від відстані h_{var} (рис. 5.6, г). З рисунка видно, що до помітних змін залежності 1/Q і f_{res} приводить зміна температури води приблизно на 5°. Це дозволяє оцінювати температуру водних розчинів рідин.

В реальній ситуації завжди є певна похибка розташування контейнеру з рідиною відносно робочої області неоднорідного ПФК. Для визначення впливу положення контейнера відносно границі розділу ПФК на достовірність ідентифікації рідини, досліджено вплив кута вертикального нахилу контейнера з водою на вигляд залежності 1/Q і f_{res} . Зміну залежності $1/Q = f(f_{res})$ від відстані h_{var} було розглянуто для двох випадків (рис. 5.7) [168].



Рисунок 5.6 – Зворотна добротність 1/Q і резонансна частота f_{res} для різних відстаней h_{var} від межі розділу планарного фотонного кристалу до контейнера з рідинами [58]: а) для різної концентрації етилового спирту у воді; б) для різної концентрації повареної солі у воді (відносно концентрованого розчину); в) для різної концентрації цукру у воді; г) для різної температури води

У першому випадку нахил осі симетрії контейнера з полиетилентерефталату (РЕТ) був у площині, нормальної до площини ПФК (рис. 5.7, а). У другому випадку нахил осі симетрії контейнера був у площині, паралельній площині ПФК (рис. 5.7, б).



Рисунок 5.7 – Зворотна добротність 1/Q і резонансна частота f_{res} для різних відстаней h_{var} від межі розділу планарного фотонного кристалу до контейнера з водою й для різних величин вертикального кута нахилу осі симетрії РЕТ-контейнера в площині [58]: а) нормальної до площини ПФК; б) паралельної площині ПФК

В обох випадках при збільшенні кута нахилу контейнера спостерігається зсув резонансної частоти f_{res} вбік більших частот на відносну величину приблизно $5 \cdot 10^{-5}$ на 1° нахилу [58]. При цьому зсув частоти, який спостерігали при додаванні домішок у концентрації 10% в рідину (рис. 5.6, а–в) або зміни її температури (рис. 5.6, г) на 5°, набагато більше зсуву, отриманого від нахилу осі контейнера.

З метою визначення впливу робочої частоти ПФК на достовірність ідентифікації рідини в контейнерах з різною товщиною стінки [169] експериментально виміряні залежності величин 1/Q і f_{res} від відстані h_{var} для води в контейнерах з кополімера поліетилентерефталату (соРЕТ) при товщинах стінок від h = 0,4 мм до h = 1,6 мм (рис. 5.8).



(B)

Рисунок 5.8 – Зворотна добротність 1/Q і резонансна частота f_{res} для різних відстаней h_{var} від межі розділу планарного фотонного кристалу до соРЕТ контейнера з водою й різними товщинами стінок h для робочих частот: а) $f_1 = 9,5$ ГГц; б) $f_2 = 3,2$ ГГц; в) $f_3 = 1,0$ ГГц [58]

З рис. 5.8 можна бачити, що при збільшенні робочої частоти ПФК товщина стінки контейнера виявляє все більший вплив на результати вимірювань [58]. Це можна пояснити тим, що при збільшенні робочої частоти зростає відношення товщини стінки до довжини хвилі.

З метою оцінки достовірності методики ідентифікації рідини в контейнерах на основі ПФК, що працюють на різних частотах ($f_1 = 9,5$ ГГц, $f_1 = 3,2$ ГГц і $f_3 = 1,0$ ГГц), проведена серія вимірювань змішаних розчинів цукру й етилового спирту у воді в контейнерах з одного матеріалу, але з різними товщинами стінок [169]. Обрана концентрація цукру в 25 % розчині

етилового спирту в воді, яка часто застосовується в алкогольних напоях. Досліджені змішані розчини (рис. 5.9) в соРЕТ контейнерах з товщинами стінок 0,4 мм і 1,6 мм на трьох частотах. На 66 мл 25 % розчину етилового спирту в воді об'єм цукру змінювався в діапазоні 0–30 мл.



Рисунок 5.9 – Зворотна добротність 1/Q і резонансна частота f_{res} для різних відстаней h_{var} від межі розділу планарного фотонного кристалу до контейнера з розчинами цукру в 25 % розчині етилового спирту в воді й різними товщинами стінок контейнера h для робочих частот [58]: a) $f_1 = 9,5$ ГГц; б) $f_2 = 3,2$ ГГц; в) $f_3 = 1,0$ ГГц

Як видно з рис. 5.9, на частоті $f_1 = 9,5$ ГГц (рис. 5.9, а) збільшення товщини стінок контейнера приводить до зміни величин 1/Q і f_{res} на порядок

більше, ніж ефект додавання цукру в розчин [58]. Але на частоті $f_3 = 1,0$ ГГц (рис. 5.9, в) цей вплив стає приблизно в 2 рази меншим.

Видно, що на частоті $f_1 = 9,5$ ГГц при зростанні товщини стінки контейнера достовірність однозначної ідентифікації досліджуваних розчинів падає. Напроти, на частоті $f_3 = 1,0$ ГГц вплив стінки контейнера на параметри 1/Q і f_{res} мінімальний. Однак, на цій частоті загальна достовірність методу мінімальна, оскільки відносні зміни 1/Q і f_{res} при зміненні складу рідини малі. Це можна пояснити малим розміром вимірюваного контейнера (діаметр близько 60 мм) у порівнянні з довжиною хвилі й розміром робочої області неоднорідного ПФК, що використовувався при вимірюваннях на частоті $f_3 = 1.0$ ГГц [58].

Таким чином, для ідентифікації водомістких розчинів доцільно використовувати робочі частоти в області 2–4 ГГц [169]. У цьому випадку метод демонструє достатню достовірність ідентифікації рідин при досить малому впливі товщини стінок контейнера на результати вимірювань. Для випадку інших робочих частот спостерігаються наступні недоліки. На робочій частоті $f_1 = 9,5$ ГГц, незважаючи на більш високу достовірність ідентифікації, однозначно прослідковується сильний вплив товщини стінок контейнера, що критично зменшує достовірність ідентифікації. А на частоті $f_3 = 1,0$ ГГц продемонстрована занадто мала достовірність для випадку малих розмірів контейнера (діаметром менше 60 мм) [58].

Експериментально встановлено, що для точної й достовірної ідентифікації водних розчинів, максимальна товщина стінок соРЕТ контейнера для випадку робочої частоти $f_1 = 9,5$ ГГц не повинна перевищувати 0,4 мм, а для частоти $f_2 = 3,2$ ГГц не повинна бути більше 1,6 мм [58]. Для вимірювань рідин у контейнерах з товщинами стінки більше 1,6 мм (наприклад, скляна пляшка) ідентифікацію рідини ефективно проводити на частотах $f_{res} \leq 3,2$ ГГц. При малій в порівнянні з довжиною хвилі товщині стінки контейнера (наприклад, РЕТ пляшка) найбільша достовірність ідентифікації досягається на частотах $f_{res} \geq 9,5$ ГГц.

Відзначимо, що форма контейнера також впливає на достовірність ідентифікації рідини [58]. Незначний вплив форми контейнера (наприклад, нерівності стінок) на результати вимірювань спостерігається тільки для робочих частот $f_2 = 3,2$ ГГц і $f_3 = 1,0$ ГГц, тоді як для частоти $f_1 = 9,5$ ГГц він може бути занадто великим. В цілому, характерний розмір нерівностей контейнера повинен бути набагато менше довжини хвилі на обраній робочій частоті.

З метою оцінки впливу діаметра контейнера на достовірність методики ідентифікації рідин на основі ПФК проведено додаткове дослідження [58]. Зроблена серія вимірювань води в соРЕТ контейнерах з товщиною стінок h = 0,8 мм, але з різними діаметрами контейнера d (рис. 5.10), на робочій частоті $f_4 = 2,15$ ГГц (схема резонансної комірки на рис. 5.4).



Рисунок 5.10 – Зворотна добротність 1/Q і резонансна частота f_{res} для різних відстаней h_{var} від межі розділу планарного фотонного кристала до контейнера з водою для різних діаметрів контейнера d і робочої частоти $f_4 = 2,15$ ГГц [58]

Як видно з рис. 5.10, збільшення діаметра контейнера d приводить приблизно до такої ж зміни величин 1/Q і f_{res} як при зміні товщини стінок контейнера на частоті $f_3 = 1,0$ ГГц (рис. 5.9, в) [58]. Таким чином, у цьому

випадку діаметр контейнера має досить малий вплив на результати вимірювань.

5.1.3 Результати по підрозділу

Таким чином, у підрозділі експериментально визначено вплив геометричних параметрів неоднорідного ПФК і параметрів контейнера (матеріал, діаметр, товщина стінки) на достовірність безконтактної експресідентифікації рідин у мікрохвильовому діапазоні.

мінімально Визначено можливе лля достовірної ідентифікації досліджуваних водних розчинів збільшення концентрації в розчині цукру (10 %), а також харчової солі (20 %) [58]. Для водомістких рідин у тонких пластикових контейнерах визначена оптимальна смуга робочих частот (близько 2-4 ГГц) експериментальної установки для достовірної ідентифікації досліджуваних рідин. Показано, що вплив товщини стінки контейнера на результати ідентифікації рідин нехтовно малий для робочої частоти ПФК близько 1 ГГц.

5.2 Безконтактне детектування домішок метилового спирту в водних розчинах етилового спирту на основі методики з використанням неоднорідного ПФК

Безконтактний контроль наявності метанолу в алкогольних напоях є досить актуальною задачею [169]. З метою її розв'язання в даному підрозділі досліджена можливість розрізнення водних розчинів етилового й метилового спиртів на основі розробленої методики з використанням неоднорідного ПФК.

Вимірювання проведені в тонкому поліпропіленовому контейнері за допомогою методики на основі ПФК, описаної в підрозділі 5.1. Експериментально виміряні залежності величин 1/Q і f_{res} для різних відстаней h_{var} від межі ПФК до контейнера з рідиною на частотах $f_2 = 3,2$ ГГц і $f_1 = 9,5$ ГГц (рис. 5.11) для трьох водних розчинів: 40 % етанолу (як

традиційний розчин міцних спиртних напоїв), 20 % етанолу в суміші з 20 % метанолу, і для 40 % метанолу (в цьому випадку, етанол повністю замінений на метанол) [169].



Рисунок 5.11 – Зворотна добротність 1/Q і резонансна частота f_{res} для різних відстаней h_{var} від межі розділу неоднорідних планарних фотонних кристалів до контейнера з розчинами етилового й метилового спирту воді для робочих частот [58]: а) $f_1 = 9,5$ ГГц і б) $f_2 = 3,2$ ГГц

Як видно з рис. 5.11, на частоті $f_2 = 3,2$ ГГц отримана більша різниця в вимірюваних значеннях 1/Q і f_{res} для обраних спиртових розчинів, ніж на частоті $f_1 = 9,5$ ГГц [58]. Це найбільш імовірно пояснюється значною відмінністю в характерних власних резонансних частот для цих двох спиртів. Як відомо, багато рідин мають власні резонансні частоти поглинання в мікрохвильовому діапазоні. А саме, у моделі Cole-Cole [173] для води ця частота становить близько 19,7 ГГц, для метанолу близько 3,2 ГГц, і для етанолу близько 1,1 ГГц. Тобто, поглинання у воді на частоті $f_1 = 9,5$ ГГц значно перевищує поглинання в спиртах. Однак на частоті $f_2 = 3,2$ ГГц значний внесок у сумарне поглинання робить метанол, оскільки його резонансна частота поглинання близька до 3,2 ГГц. При цьому поглинання в етанолі й у воді менше на цій частоті. Це й приводить до більшого зміщення 1/Q на частоті $f_2 = 3,2$ ГГц (рис. 5.11, б) при заміщенні етанолу на метанолу на метанолу у їх водних розчинах у порівнянні з тим, що спостерігається на частоті $f_1 = 9,5$ ГГц (рис. 5.11, а). Тому на частоті $f_2 = 3,2$ ГГц можна розрізняти не тільки чисті розчини спиртів у воді, але і їхні суміші, в тому числі домішки метанолу. Ця частота серед двох обраних робочих частот є найкращою для ідентифікації й розпізнавання такого типу рідин [58].

Таким чином, експериментально показана можливість безконтактного розпізнавання не тільки чистих водних розчинів етилового й метилового спиртів, але і їх змішаних розчинів у мікрохвильовому діапазоні за допомогою методики на основі неоднорідного ПФК [169]. Показано, що на частоті 3,2 ГГц можна розрізняти не тільки розчини чистих спиртів у воді, але і їхні суміші. Показано, що ця частота є найкращою для ідентифікації й розпізнавання даного типу рідин серед двох обраних робочих частот ПФК. Це відбувається тому що істотний внесок у загальне поглинання вносить метанол, так як його власна резонансна частота поглинання близька до 3,2 ГГц. Внесок поглинання в етанолі й у воді на частоті 3,2 ГГц є значно меншим.

Висновки до розділу 5

Таким чином, у даному розділі представлені особливості розробленої методики безконтактної експрес-ідентифікації рідин, що базується на застосуванні такого різновиду планарного метаматеріалу як неоднорідний планарний фотонний кристал (ПФК). А саме:

1. Експериментально доведена можливість ідентифікації рідин, що перебувають у радіопрозорому контейнері, з використанням двох послідовно з'єднаних ПФК у мікросмужковому виконанні в мікрохвильовому діапазоні.

2. Експериментально показано, яким чином у процесі безконтактної ідентифікації рідин необхідно враховувати характеристики контейнера, що містить рідину. Досліджено вплив діаметра й товщини стінок контейнера, кута нахилу його осі щодо площини ПФК на параметри резонансного піка

коефіцієнта проходження електромагнітних хвиль у спектрі неоднорідного ПФК.

3. Визначене мінімально можливе для достовірного розрізнення досліджуваних розчинів збільшення концентрації цукру у воді, а також харчової солі. Для водомістких рідин у тонких пластикових контейнерах знайдена оптимальна смуга робочих частот експериментальної установки (близько 2–4 ГГц) для їхньої достовірної ідентифікації.

4. Показано, що вплив товщини стінки контейнера на результати ідентифікації мінімальний на частотах поблизу 1 ГГц.

5. Експериментально показана можливість безконтактного розпізнавання не тільки водних розчинів етилового й метилового спиртів, але і їх змішаних водних розчинів.

Відзначимо, що використання розроблених принципів і заснованої на них методики швидкої безконтактної ідентифікації рідин і їхнього подальшого аналізу може бути успішно застосовано в різних областях техніки контролю якості харчових продуктів та хімічних технологій.

РОЗДІЛ 6

ЗБІЛЬШЕННЯ ФОТОН-МАГНОННОЇ ВЗАЄМОДІЇ У ЗВ'ЯЗАНІЙ СИСТЕМІ «ПЛАНАРНИЙ РЕЗОНАТОР І МАГНІТНА ПЛІВКА»

У якості елементів метаповерхонь, ЩО забезпечують високу концентрацію електромагнітного поля в мікрохвильовому діапазоні, часто використовують такі планарні резонатори як розрізане кільце (РРК, сплітринг [98]) або здвоєний РРК [174]. Їхньою перевагою в порівнянні з об'ємними резонаторами є мала товщина й велика концентрація змінного магнітного поля поблизу поверхні одиночного резонатора. Тому планарні резонатори є перспективними, наприклад, для розвитку технологій квантових перетворювачів частоти [59]. Квантові перетворювачі частоти знаходять застосування для такої області науки, яка зараз інтенсивно розвивається, як передача інформації зі збереженням квантової когерентності. Зокрема, такий обмін інформації потрібен для успішної реалізації квантових обчислень. З цією метою доцільно застосовувати систему, що складається з двох підсистем, що взаємодіють у режимі сильного зв'язку. Для цього сьогодні часто використовують дві резонансні системи, що реалізують сильний фотонмагнонний зв'язок, наприклад мікрохвильовий резонатор з розміщеним у ньому феримагнітним елементом. При цьому усе більше використовують різні типи планарних мікрохвильових резонаторів [59, 110, 175]. Ix перевагою в порівнянні з об'ємними резонаторами є високі значення фотонмагнонного зв'язку. Останнє пов'язане з тим, що напруженість магнітного поля планарних резонаторів максимальна поблизу металевих елементів, що утворюють резонатор, і швидко зменшується при віддаленні від нього.

Метою розділу є розробка фізичних принципів збільшення фотонмагнонного зв'язку для системи планарного мікрохвильового резонатора (як можливого елемента метаповерхні) і феримагнітної плівки, що розташована поблизу його поверхні. У даному розділі експериментально й чисельно проаналізовано ряд систем, що складаються з планарних резонаторів з тонкоплівочним феримагнетиком – залізо-ітрієвим гранатом (ЗІГ) мікронної товщини [176]. У таких системах різними способами реалізоване збільшення фотонмагнонного зв'язку. А саме, розглянуто модифікацію форми резонатора у вигляді розрізаного кільця [116], у вигляді подвійного розрізаного кільця [61], а також спіральний резонатор [60] і U-подібний резонатор [115].

Додатково, в роботі [177] для ряду інвертованих РРК з плівкою ЗІГ, експериментально і чисельно показано, що змінюючи форму перемички резонатора можна збільшити величину фотон-магнонного зв'язку та кооперативність. Це було досягнуто завдяки одночасному збільшенню просторового перекриття між змінним магнітним полем резонатора та однорідною магнонною модою в ЗІГ. В іншій роботі [178] визначено параметри планарного резонатору, що утворений смужковою лінією, в якій зроблено вузький проріз в мідній смужці, і досягнуто велике значення фотонмагнонного зв'язку. При цьому показано, що використання зосередженої ємності дозволяє істотно зменшити довжину резонатора – в 5 разів.

6.1 Збільшення фотон-магнонного зв'язку для зв'язаної системи планарного резонатора у вигляді розрізаного кільця й магнітної плівки залізо-ітрієвого гранату

У даному підрозділі проаналізовані особливості істотного збільшення величини фотон-магнонного зв'язку за рахунок збільшення просторової концентрації магнітної складової ЕМ поля в області розташування плівки ЗІГ для планарного резонатора у вигляді круглого розрізаного кільця модифікованої форми. 6.1.1 Методика розрахунків фотон-магнонного зв'язку у зв'язаній системі планарного мікрохвильового резонатора й магнітної плівки

Існує декілька часто використовуваних аналітичних моделей, що описують фотон-магнонний зв'язок [59] в системі мікрохвильовий резонатор і магнітна плівка: на основі класичної теорії зв'язаних гармонійних осциляторів, динамічної фазової кореляції й квантової теорії.

Для опису спектрів коефіцієнта проходження ЕМ хвиль для системи РРК і плівки ЗІГ у роботі [109] вперше була використана модель, заснована на рівняннях руху зв'язаних класичних осциляторів. Рівняння руху в цьому випадку можна записати в наступному вигляді:

$$\ddot{x}_{1}(t) + \beta_{1}\dot{x}_{1}(t) - Kx_{2}(t) = F_{1}/m_{1},$$

$$\ddot{x}_{2}(t) + \beta_{2}\dot{x}_{2}(t) - Kx_{1}(t) = 0,$$

(6.1)

де на один з осциляторів масою m_1 діє зовнішня сила F_1 , $x_1(t)$ і $x_2(t)$ – зміщення осциляторів, β_1 і β_2 – величина дисипації в них, а K – величина зв'язку між осциляторами. Однак ця модель не враховує, що зовнішня сила може діяти на обидва осцилятора одночасно.

Якщо врахувати, що збуджуюча сила (наприклад, змінний струм у живильній мікросмужковій лінії й індуковане ним магнітне поле) діє одночасно на обидва осцилятора (РРК і ЗІГ в умовах феромагнітного резонансу (ФМР)), то модель зв'язаних резонаторів при гармонійному збудженні ЕМ полем із частотою *ω* описується наступним чином [179]:

$$\begin{pmatrix} -\omega^2 + i\beta\omega + \omega_p^2 & iK \\ -iK & -\omega^2 + i\alpha\omega + \omega_r^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_R \\ m_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ \tau \end{pmatrix},$$
(6.2)

де j_r – струм в РРК, m_m – змінна намагніченість магнітних спінів ЗІГ поблизу умов ФМР, ω_p – кутова резонансна частота РРК, ω_r – кутова частота ФМР в феримагнетику, α – коефіцієнт втрат у системі магнонів, β – коефіцієнт втрат в РРК, τ – коефіцієнт впливу, який діє на систему магнонів відносно одиничного зовнішнього впливу, що діє на РРК. Таким чином, розв'язок системи (6.2) дозволяє більш точно враховувати як просторову орієнтацію зазору РРК, так і положення плівки ЗІГ відносно як живильної мікросмужкової лінії, так і РРК. Тут використані вираження, отримані із класичної теорії зв'язаних гармонійних осциляторів, що представлені в [109], де точність оцінки величини зв'язку *g* була задовільною.

Для кількісної оцінки і порівняння мікрохвильового фотон-магнонного зв'язку використовується такий параметр як величина фотон-магнонного зв'язку g [59, 109, 175, 180]. Вираз, що дозволяє розрахувати значення g з експериментально зареєстрованих або чисельно розрахованих спектрів коефіцієнту проходження (у тому числі для випадку взаємодії мікрохвильової моди РРК і магнонної моди феримагнітної плівки) [109] для частот зв'язаних мод f_1 і f_2 записується у вигляді:

$$f_{1,2} = \frac{f_1' + f_2'}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{f_1' - f_2'}{2}\right)^2 + \Delta^2},$$
(6.3)

де f'_1 й f'_2 – відповідні резонансні частоти РРК і ФМР при відсутності зв'язку, Δ – величина зв'язку, яку можна записати як $\Delta = g/(2\pi)$. Величину фотон-магнонного зв'язку можна розрахувати зі спектра коефіцієнта проходження ЕМ хвиль крізь зв'язану систему при різних значеннях зовнішнього магнітного поля [179]. Величина *g* визначається в одиницях частоти й може бути оцінена шляхом апроксимації частот мінімумів у спектрі коефіцієнта проходження виразом (6.3).

Величина зв'язку *g* прямо пропорційна коефіцієнту заповнення *η* феримагнетика змінним магнітним полем РРК, що повинно бути спрямовано

перпендикулярно зовнішньому постійному магнітному полю (задовольняти умові ФМР) [180]:

$$g = \frac{\gamma}{2} \eta \sqrt{\mu_0 S \hbar \omega_p}, \qquad (6.4)$$

де γ – гіромагнітне відношення, S – величина, що пропорційна магнітному моменту феримагнетика μ і концентрації спінів у ньому n_s , \hbar – зведена стала Планка, μ_0 – магнітна проникність вакууму. З виразу (6.4) видно, що зручним способом збільшення фотон-магнонного зв'язку є збільшення коефіцієнта заповнення феримагнетика змінним магнітним полем резонатора, чого можна досягти за рахунок збільшення просторової концентрації такого магнітного поля в певній області. Отже, необхідна така модифікація резонатора (зокрема, PPK), яка забезпечує збільшення просторової концентрації змінного магнітного поля поблизу феримагнетика.

6.1.2 Фотон-магнонний зв'язок для планарного резонатора у вигляді розрізаного кільця й плівки залізо-ітрієвого гранату

Для перевірки припущення, що збільшення просторової концентрації змінного магнітного поля в області феримагнетика приводить до збільшення фотон-магнонного зв'язку, проведено чисельне моделювання електромагнітних властивостей двох РРК, що мають різну форму. Просторовий розподіл електромагнітного поля, а також розрахунки спектрів коефіцієнтів проходження електромагнітних хвиль, що поширюються крізь резонатор з магнітним зразком при наявності зовнішнього постійного магнітного поля, проведено чисельно у частотній області.

Планарний РРК квадратної форми (рис. 6.1, а) [175] обраний у якості реперного резонатора, оскільки він є одним із часто використовуваних планарних резонаторів. З метою збільшення просторової концентрації ЕМ поля поблизу феримагнетика також було проведено чисельне моделювання

РРК модифікованої форми. Ширину утворюючої резонатор смужкової лінії резонатора було збільшено при збереженні його резонансної частоти близько 6 ГГц. В обох випадках ширина живильної мікросмужкової лінії становила 3,3 мм. Для квадратного РРК відстань між мікросмужковою лінією й РРК була 0,5 мм, а для модифікованого РРК – 0,7 мм.



Рисунок 6.1 – Схематичне зображення планарного РРК (вид зверху): а) квадратної форми; б) модифікованої круглої форми [116]

Спочатку розглянемо випадок, коли біля резонаторів немає магнетика. Квадратний РРК утворений мідним провідником шириною w, вигнутим у формі квадрата, із зазором шириною l_g (рис. 6.1, а) [116]. Спектр коефіцієнта проходження (параметр $|S_{21}|$) ЕМ хвилі крізь живильну мікросмужкову лінію, залежно від частоти f для квадратного РРК показаний на рис. 6.2, а.

У якості матеріалу діелектричної підкладки використано Rogers RO4350В товщиною 1,524 мм, що має металізацію знизу (шар міді) товщиною 35 мкм. Параметри квадратного РРК такі: розміри $r_x \times r_y = 4,1 \times 4,1$ мм, ширина лінії провідника, що утворює резонатор, w = 0,5 мм, ширина зазору $l_g = 0,5$ мм, резонансна частота $f_r = 6,2$ ГГц.

Просторовий розподіл модуля напруженості нормованої магнітної *h*-компоненти поля на поверхні квадратного РРК на резонансній частоті показаний на рис. 6.3, а [116]. Видно, що магнітна складова поля резонатора

локалізована всередині нього з максимумом поблизу сторони резонатора, протилежної зазору.



Рисунок 6.2 – Частотні спектри коефіцієнта проходження |S₂₁| ЕМ хвиль крізь планарний РРК (без плівки ЗІГ) [116]: а) квадратної форми; б) модифікованої круглої форми

Для демонстрації збільшення просторової концентрації *h*-компоненти поля також розглянемо результат чисельного моделювання круглого резонатора модифікованої форми (рис. 6.1, б) [116]. Цей резонатор мав форму мідного диска радіусом R = 4,1 мм із круглим отвором радіусом r =1,0 мм у центрі й радіальним вирізом (сектор 12°), з резонансною частотою $f_r = 6,2$ ГГц. Коефіцієнт проходження (параметр $|S_{21}|$) ЕМ хвилі крізь живильну мікросмужкову лінію для модифікованого РРК залежно від частоти *f* показаний на рис. 6.2, б.

Розрахований просторовий розподіл модуля напруженості нормованої *h*-компоненти поля в площині модифікованого РРК на резонансній частоті показаний на рис. 6.3, б [116]. Видно, що магнітна компонента резонансного поля для модифікованого РРК переважно локалізована в круглому центральному отворі. Таким чином, підтверджується збільшення просторової концентрації *h*-компоненти поля для модифікованої форми резонатора, оскільки площа, де локалізована *h*-компонента поля, для випадку модифікованого РРК менше, ніж для квадратного РРК.



Рисунок 6.3 – Просторовий розподіл модуля напруженості нормованої магнітної *h*-компоненти ЕМ поля в площині РРК [116]: а) моделювання для квадратного РРК; б) моделювання для круглого РРК модифікованої форми; в) експеримент для квадратного РРК; г) експеримент для круглого РРК модифікованої форми

Крім того, розрахований не тільки розподіл магнітної складової поля, але й просторовий розподіл нормованої електричної *е*-компоненти поля [116]. З рис. 6.4 видно, що *е*-компонента поля локалізована поблизу зазорів для обох резонаторів.



Рисунок 6.4 – Просторовий розподіл модуля напруженості нормованої електричної *е*-компоненти ЕМ поля в площині РРК [116]: а) моделювання для квадратного РРК; б) моделювання для круглого РРК модифікованої форми; в) експеримент для квадратного РРК; г) експеримент для круглого РРК модифікованої форми

На наступному етапі як для квадратного РРК, так і для РРК модифікованої форми магнітний зразок у вигляді диска з феритової плівки ЗІГ був поміщений на поверхню резонатора в області максимальної локалізації змінного магнітного поля [116]. Для чисельного моделювання обрані параметри ЗІГ (товщина 10 мкм і діаметр 3,5 мм), типові для епітаксіально вирощеної монокристалічної плівки.

Напрямок зовнішнього магнітного поля *H* обраний перпендикулярним напрямку мікросмужкової лінії (уздовж осі *y*), що відповідає стандартній геометрії ФМР із взаємно перпендикулярними постійним магнітним полем і змінним магнітним полем (переважно *z*-компонента поля) [116].

Змодельована залежність коефіцієнта проходження (параметр $|S_{21}|$) ЕМ хвилі крізь живильну мікросмужкову лінію від напруженості зовнішнього магнітного поля *H* і частоти *f* для квадратного РРК показана на рис. 6.5, а, а для модифікованої форми РРК – на рис. 6.5, б. 3 рис. 6.5 а–б видно, що через сильний зв'язок мікрохвильової моди РРК і магнонної моди ЗІГ виникає відомий ефект «розштовхування» мод [116].

На рис. 6.5, а-б пунктирними лініями показані частоти резонансних мод системи згідно виразу (6.3). Як відомо, величина зв'язку *g* визначає величину «розштовхування» мод і залежить від різниці частот $\Delta f = 2g/(2\pi)$ при рівності резонансних частот резонатора та ФМР, як показано на рис. 6.5, а-б [59, 109]. Нормована на спінове число величина зв'язку розрахована по формулі $g_N/(2\pi) = g/(2\pi\sqrt{N_s})$, де N_s – число спінів в об'ємі феритового зразка, а концентрація спінів для ЗІГ у моделюванні була $n_s = 4,22 \times 10^{27}$ м⁻³.

Із чисельно розрахованих спектрів коефіцієнта проходження (рис. 6.5 а–б) обчислена величина зв'язку *g* для резонаторів із плівкою ЗІГ, представлених на рис. 6.1, а–б [116]. Для квадратного РРК (рис. 6.1, а) величина зв'язку становила $g/(2\pi) = 155$ МГц, а величина зв'язку, нормована на число спінів, $g_N/(2\pi) = 0,243$ Гц. Для модифікованої форми РРК

(рис. 6.1, б) величина зв'язку становила $g/(2\pi) = 216$ МГц, а нормована на число спінів величина зв'язку $g_N/(2\pi) = 0,339$ Гц.



Рисунок 6.5 – Залежності коефіцієнта проходження $|S_{21}|$ ЕМ хвиль від зовнішнього постійного магнітного поля *H* і частоти *f* для РРК і магнітної плівки ЗІГ [116]: а) моделювання для квадратного РРК; б) моделювання для круглого РРК модифікованої форми; в) експеримент для квадратного РРК; г) експеримент для круглого РРК модифікованої форми

Таким чином, розрахункові дані показують, що для модифікованої форми РРК величина фотон-магнонного зв'язку на 40% вища, ніж для квадратного РРК [116]. Цей результат пояснюється збільшенням коефіцієнта заповнення зразка ЗІГ зразка *h*-компонентою поля, що досягається за рахунок

значного збільшення просторової концентрації цієї компоненти поля для модифікованого РРК (рис. 6.3, б).

Для перевірки результатів чисельних розрахунків проведене експериментальне дослідження планарних РРК з вищенаведеними розмірами при кімнатній температурі [116]. Обидва резонатора виготовлені на металізованій діелектричній підкладці Rogers RO4350B разом із живильною мікросмужковою лінією (рис. 6.6) методом фотолітографії.



Рисунок 6.6 – Фотографії планарних резонаторів [116]: а) квадратний РРК; б) круглий РРК модифікованої форми; в) квадратний РРК зі зразком ЗІГ; г) круглий РРК модифікованої форми зі зразком ЗІГ

виготовлення резонаторів металізована підкладка Для спочатку фоторезисту невеликої Потім він покривалася шаром товщини. висвітлювався ультрафіолетовою лампою протягом декількох хвилин через негативний фотошаблон (фотоформу) у вигляді прозорої плівки з нанесеним кресленням планарних резонаторів. На фотоформі відповідні до металевих елементів ділянки залишалися прозорими. При висвітленні лампою ділянки закріплювалися. Надалі металізовану підкладку, фоторезисту покриту фоторезистом, поміщали в розчин питної соди при кімнатній температурі

приблизно на 10 хвилин. При цьому незакріплені ділянки фоторезисту розчинялися. Після цього проводилося травлення мідних ділянок на підкладці, що не містять на своїй поверхні фоторезисту. Травлення мідних ділянок при виготовленні планарних резонаторів було проведено В. П. Рубаном (відділ радіофізичної інтроскопії Інституту радіофізики й електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України).

Для експериментальної реєстрації спектрів коефіцієнту проходження ЕМ хвиль крізь резонатори застосовувався векторний аналізатор кіл Keysight P9374A, підключений до обох кінців живильної мікросмужкової лінії через коаксіально-мікросмужкові переходи [116]. Досліджуваний резонатор із плівкою ЗІГ установлений між двома полюсами електромагніту. Зовнішнє магнітне поле створювалось за допомогою керованого електромагніту, а для контролю величини зовнішнього магнітного поля використовувався гаусметр на основі датчика Хола. Змінюючи величину зовнішнього магнітного поля, частоту ФМР налаштовували так, щоб вона наближалася до резонансної частоти планарного резонатора. Реєстрацію спектрів (параметру S_{21}) коефіцієнта проходження ЕМ хвиль крізь резонатори при змінюваному зовнішньому магнітному полі здійснювали за допомогою спеціальної комп'ютерної програми, описаної в підрозділі 2.2.2.

Експериментально зареєстровані спектри коефіцієнта проходження ЕМ хвиль крізь квадратний РРК і РРК модифікованої форми без плівки ЗІГ показані пунктирними лініями на рис. 6.2, а і рис. 6.2, б, відповідно [116]. Ці спектри добре узгоджуються зі спектрами, отриманими при чисельному моделюванні (рис. 6.2, а-б, суцільні лінії). Відмінності у величині резонансних частот можна пояснити неточним завданням діелектричної проникності підкладки резонаторів, що використовується в чисельному моделюванні.

В експерименті застосовували епітаксіально вирощену монокристалічну плівку ЗІГ товщиною 10 мкм, що нанесена на дискову підкладку з галій-гадолінієвого гранату (ГГГ) діаметром 3,5 мм [116].

Експериментально вимірювана ширина лінії ФМР для зразка плівки ЗІГ становить близько 3 МГц, що достатньо для досягнення режиму сильного зв'язку між резонансними коливаннями, оскільки величина загасання (ширина лінії, вимірювана на рівні половини амплітуди) резонатора (рис. 6.2, а-б) і ширина лінії ФМР (також вимірювана на рівні половини амплітуди) менше, ніж величина зв'язку $g/2\pi$ [181, 182]. Зразок розташований поверх резонаторів в області найбільшої концентрації *h*-компоненти поля РРК, як це показано на рис. 6.1, а-б і рис. 6.3. З експериментально зареєстрованих спектрів коефіцієнта проходження EM хвиль віл магнітного зовнішнього поля (рис. 6.5, в-г) обчислена напруженості величина зв'язку $g/2\pi = 122$ МГц для квадратного РРК і $g/2\pi = 183$ МГц для модифікованої форми РРК. Величина зв'язку, нормована на число спінів, становить $g_N = 0.192 \Gamma_{II}$ для квадратного РРК і $g_N = 0.288 \Gamma \mu$ для модифікованого РРК.

Для вивчення просторового розподілу компонент ЕМ поля поблизу площини резонаторів застосували метод пасивного зонда (рис. 6.7, а) [146, 183]. Фотографія РРК модифікованої форми із зондом представлена на рис. 6.7, б. Просторовий розподіл компонент ЕМ поля було зареєстровано за допомогою спеціально розробленої системи регулювання положення зонда, що використовує двокоординатну скануючу систему (рис. 5.2) і спеціально розроблену комп'ютерну програму.

Для цього на етапі регулювання використано два зонди (з ферита марки 1СЧ4 і з графіту) з розмірами (~0,2 мм), що набагато менші довжини хвилі на робочій частоті [116]. Відомо, що ферит даного типу при відсутності зовнішнього постійного магнітного поля має значні магнітні втрати, а графіт – значні електричні втрати в мікрохвильовому діапазоні. Тому зонд із ферита використаний для експериментальної реєстрації просторового розподілу *h*-компоненти поля (рис. 6.3, в–г), а зонд із графіту – для експериментальної реєстрації просторового розподілу *p*-компоненти поля (рис. 6.4, в–г).



(a)



(б)

Рисунок 6.7 – Експериментальна установка для сканування просторового розподілу компонент ЕМ поля поблизу планарних резонаторів: а) фотографія установки; б) фотографія РРК із пасивним зондом [116]

На рис. 6.3 показано, що просторова концентрація *h*-компоненти поля спостерігається на протилежній стороні від щілини квадратного РРК [116]. Для модифікованої форми РРК концентрація *h*-компоненти поля спостерігається в його центрі (рис. 6.3, г). Ці обидва результати раніше були передбачені чисельними розрахунками (для порівняння, рис. 6.3, а і

рис. 6.3, в, рис. 6.3, б і рис. 6.3, г). Таким чином, для досягнення найбільшого значення фотон-магнонного зв'язку g необхідно помістити зразок плівки ЗІГ в область центру модифікованого РРК, що дозволяє досягти найбільш інтенсивної взаємодії h-компоненти поля резонатору з магнонами у феримагнетику ЗІГ.

На рис. 6.4, в–г видно, що *е*-компонента поля зосереджена поблизу щілин як для квадратного РРК, так і для модифікованої форми РРК, що добре узгоджується з результатами чисельного моделювання (рис. 6.4, а–б) [116].

6.1.3 Результати по підрозділу

Таким чином, модифікація форми круглого резонатора у вигляді розрізаного кільця, виконаного з розширеної смужкової лінії, що утворює резонатор, дозволяє досягти високої просторової локалізації h-компоненти ЕМ поля й тим самим збільшити коефіцієнт заповнення феримагнетика змінним магнітним полем h. При цьому чисельні й експериментальні дослідження показали, що величина фотон-магнонного зв'язку g у такій системі збільшується до 40% у порівнянні з реперним РРК квадратної форми при збереженні його резонансної частоти.

6.2 Підвищення фотон-магнонного зв'язку в системі зв'язаних мікрохвильових планарних резонаторів із магнітним зразком

У даному підрозділі з метою досягнення сильного фотон-магнонного зв'язку чисельно досліджена система подвійного резонатора у вигляді розрізаного кільця з феримагнітною плівкою. Для аналізу добротності резонатора розглянута модифікована модель вимушених коливань двох зв'язаних осциляторів, в основі якої лежить модель двох індуктивно зв'язаних *LCR* кіл. Проведений пошук умов, коли відбувається різке збільшення добротності резонатора й амплітуди на частоті вимушених коливань. Проведене чисельне моделювання фотон-магнонного зв'язку в системі зв'язаних РРК й феримагнітного зразка на частоті зв'язаних коливань (так званої «замкненої» моди) [61].

6.2.1 Фотон-магнонний зв'язок у системі зв'язаних планарних резонаторів у вигляді розрізаного кільця і плівки залізо-ітрієвого гранату

Як відомо, перспективною схемою квантових перетворювачів частоти є гібридна система, що складається з магнітного зразка, перебуваючого в умовах феромагнітного резонансу (ФМР), який сильно зв'язаний з мікрохвильовим резонатором [59]. Величина сильного фотон-магнонного зв'язку g є ключовим параметром у такій системі, і одним зі способів його збільшення є підвищення добротності мікрохвильового резонатора [184]. Також добротність прямо впливає на такий важливий параметр гібридної системи, як кооперативність $C = g^2/(k_a k_m)$ [59], де k_a – півширина лінії фотонної моди, а k_m – півширина лінії магнонної моди.

При розробці метаповерхонь часто використовують зв'язані резонатори, що мають підвищену добротність завдяки малому зв'язку з оточуючим середовищем та підтримують моди зв'язаних коливань (так звані «замкнені» моди). Прикладами таких резонаторів є подвійний резонатор у вигляді розрізаного кільця [98] i подвійний кільцевий резонатор [174]. Електромагнітні поля таких резонаторів на частоті «замкненої» моди концентруються поблизу поверхні резонатора в певній області. Для збільшення фотон-магнонного зв'язку д у роботі [116] запропоновано розмістити магнітний зразок саме в цій області. Це збільшує коефіцієнт заповнення магнетика змінним магнітним полем, що є основним чинником, який впливає на величину зв'язку.

Для одиночного РРК можна ввести розподілену індуктивність і ємність утворюючої смужкової лінії, яка буде визначати резонансну частоту РРК. При цьому, індуктивність РРК в основному визначається довжиною резонатора, а ємність РРК визначається як розміром резонатора, так і величиною зазору, в якому відбувається концентрація електричного поля. У результаті РРК, що працює на нижчій моді, можна приблизно описати послідовним *LCR*-колом.

Оскільки одиночний резонатор можна описати *LCR*-колом, то й подвійний РРК можна описати як модель зв'язаних *LCR*-кіл [61]. Для аналізу вимушених коливань двох зв'язаних планарних резонаторів (наприклад, подвійного РРК) будемо використовувати спрощену модель зв'язаних *LCR*-кіл. Спочатку розглянемо вимушені коливанням у системі двох зв'язаних послідовних *LCR*-кіл із зовнішнім гармонійним струмом, що діє на одне коло.

У цьому випадку система диференціальних рівнянь для струмів кіл *i*₁ і *i*₂ може бути записана у вигляді [185]:

$$L_{1}\ddot{i}_{1} + M\ddot{i}_{2} + R_{1}\dot{i}_{1} + C_{1}^{-1}i_{1} = I_{e}e^{i\omega \cdot t},$$

$$L_{2}\ddot{i}_{2} + M\ddot{i}_{1} + R_{2}\dot{i}_{2} + C_{2}^{-1}i_{2} = 0,$$
(6.5)

де L_1 і L_2 – індуктивності, C_1 і C_2 – ємності, R_1 і R_2 – опори контурів, M – взаємна індуктивність між L_1 і L_2 , а на перше коло діє гармонійний струм I_e з кутовою частотою ω .

Для випадку гармонійних вимушених коливань струму в колах $i_1 = I_1 e^{i\omega \cdot t}$ і $i_2 = I_2 e^{i\omega \cdot t}$ система рівнянь (6.5) буде виглядати наступним чином:

$$-I_{1}L_{1}\omega^{2} - I_{2}M\omega^{2} + iI_{1}R_{1}\omega + C_{1}^{-1}I_{1} = I_{e},$$

$$-I_{2}L_{2}\omega^{2} - I_{1}M\omega^{2} + iI_{2}R_{2}\omega + C_{2}^{-1}I_{2} = 0.$$
 (6.6)

Видно, що (6.6) представляє собою систему лінійних рівнянь відносно комплексних амплітуд струму *I*₁ і *I*₂. Розв'язок системи знайдений для випадку гармонійних коливань струмів, що встановилися в колах [61]:

$$I_{1} = \frac{I_{e}C_{1}(1 + j\omega C_{2}R_{2} - C_{2}L_{2}\omega^{2})}{D},$$

$$I_{2} = \frac{-I_{e}C_{1}C_{2}M\omega^{2}}{D},$$

$$D = 1 + j\omega(C_{1}R_{1} + C_{2}R_{2}) - \omega^{2}C_{1}C_{2}(\frac{L_{1}}{C_{2}} + \frac{L_{2}}{C_{1}} + R_{1}R_{2})$$

$$-j\omega^{3}C_{1}C_{2}(R_{1}L_{2} + R_{2}L_{1}) - \omega^{4}C_{1}C_{2}(L_{1}L_{2} - M^{2}).$$
(6.7)

На частотному спектрі амплітуд струму $|I_1|$ або $|I_2|$ на двох резонансних частотах будуть спостерігатися максимуми [61]. Добротність системи на частоті вимушених коливань визначається головним чином власною добротністю *LCR*-кіл, яка повинна задовольняти співвідношенню $Q \gg 1$.

Для знаходження умов збільшення добротності системи на резонансних частотах вимушених коливань модифікуємо модель зв'язаних осциляторів, припустивши, що взаємна індуктивність $M = |M|e^{i\phi}$ є комплексною величиною [61]. Для мікрохвильового діапазону це буде відбуватися при врахуванні часової затримки впливу струму одного кола на інше через кінцеву відстань між ними.

Знайдено, що для певного значення фази комплексного коефіцієнта M відбувається різке збільшення амплітуди струму й добротності системи на резонансних частотах вимушених коливань в обох колах. Це виконується, коли знаменник D в (6.7) наближається до нуля, що відбувається при одночасному виконанні умов:

$$1 - (C_1L_1 + C_2L_2 + C_1C_2R_1R_2)\omega^2 + C_1C_2(L_1L_2 - |M|^2\cos(2\phi))\omega^4 = 0,$$

$$(C_1R_1 + C_2R_2)\omega - C_1C_2(R_1L_2 + R_2L_1)\omega^3 - C_1C_2|M|^2\sin(2\phi)\omega^4 = 0.$$
(6.8)

При цьому, якщо параметри обох кіл однакові, тобто $C_1 = C_2 = C$, $L_1 = L_2 = L$, $R_1 = R_2 = R$, комплексна фаза ϕ коефіцієнта M повинна задовольняти співвідношенням [61]:

$$\sin(2\phi) = \frac{2R(1 - LC\omega_r^2)}{C|M|^2 \omega_r^3},$$

$$\cos(2\phi) = \frac{1 + C\omega_r^2(-CR^2 + L(LC\omega_r^2 - 2))}{C^2 |M|^2 \omega_r^4},$$
(6.9)

де ω_r – одна з резонансних частот системи, коли знаменник *D* в (6.7) наближається до нуля.

Використовуючи співвідношення $\sin^2(2\phi) + \cos^2(2\phi) = 1$, отримаємо рівняння для знаходження частот ω_r :

$$(1 + C\omega_r^2 (CR^2 + L(LC\omega_r^2 - 2)))^2 = C^4 |M|^4 \omega_r^8.$$
(6.10)

Необхідно вибирати ті розв'язки рівняння (6.10), які відповідають додатнім частотам ω_r , а саме:

$$\omega_r = \sqrt{\frac{2C^{-1}}{2L - CR^2 \pm \sqrt{4|M|^2 - 4LCR^2 + C^2R^4}}}.$$
(6.11)

Результати, отримані з теорії зв'язаних осциляторів, перевіримо чисельно на системі зв'язаних планарних резонаторів мікрохвильового діапазону [61]. Для моделювання такої системи виберемо подвійний резонатор у вигляді розрізаного кільця [98], що працює на нижчій моді. Цей резонатор виконаний у планарній геометрії, і може бути приблизно описаний моделлю зв'язаних *LCR*-контурів.

Для реальної системи зв'язаних осциляторів (наприклад, подвійний РРК) існують інші причини втрат, які не враховуються в системі рівнянь (6.5). Крім того, у такій системі струми (6.7) не нескінченні, однак вони зростають до певного кінцевого значення на резонансній частоті.

Для чисельного моделювання обрано подвійний РРК (рис. 6.8), що має планарну двошарову структуру на підкладці товщиною 0,5 мм з нехтовно низькими втратами (ламінат Rogers 4350B, $\varepsilon' = 3,66$) [61]. Товщина ідеально провідних елементів, що утворюють резонатори й мікросмужкову лінію, становить 35 мкм. Живильна мікросмужкова лінія розташована поблизу одного з резонаторів. Резонатори розміщені друг напроти друга по різні сторони підкладки. Довжина сторін квадратного РРК становить 4,1 мм, ширина смужкової лінії РРК 0,5 мм, зазор резонаторів 0,5 мм. Відстань від РРК до живильної мікросмужковій лінії становить 0,5 мм.



Рисунок 6.8 – Схематичне зображення шарів подвійного РРК [61]: а) верхня сторона підкладки з першим резонатором (верхній шар); б) нижня сторона підкладки з другим резонатором (нижній шар) Спектри коефіцієнтів проходження ЕМ хвиль і просторові розподіли ЕМ поля поблизу поверхні резонаторів розраховані шляхом чисельного моделювання в частотній області.

На чисельно розрахованому спектрі коефіцієнта проходження ЕМ хвиль крізь мікросмужкову лінію з подвійним РРК (рис. 6.9, суцільна лінія) спостерігаються два резонанси: перший із частотою $f_1 = 5,8$ ГГц і добротністю системи $Q_1 = 9667$, і другий з $f_2 = 6,6$ ГГц і $Q_2 = 274$ [61]. Діапазон частот обраний поблизу нижчої моди одиночного РРК, по довжині утворюючої мікросмужкової лінії якого укладається приблизно половина довжини хвилі.



Рисунок 6.9 – Чисельно розрахований спектр коефіцієнта проходження ЕМ хвиль (параметр |S₂₁|) крізь досліджуваний подвійний РРК і одиночний РРК [61]

Ці дві моди подвійного РРК суттєво відрізняються одна від одної, що видно із просторових розподілів змінного магнітного поля на рис. 6.10, а для першої моди й рис. 6.10, б для другої моди [61]. У результаті чисельного моделювання подвійного РРК на частоті першої моди f_1 встановлено, що струми в першому й другому РРК протифазні. Така структура поля типова

для зв'язаних коливань (так званих «замкнених» мод) [98, 174], на яких система може мати високу добротність, що досягається завдяки зменшенню електромагнітного випромінювання в навколишній простір.



Рисунок 6.10 – Чисельно розраховані просторові розподіли напруженості змінного магнітного поля поблизу подвійного РРК [61]: а) на резонансній частоті зв'язаних коливань $f_1 = 5,8$ ГГц; б) на резонансній частоті $f_2 = 6,6$ ГГц

Відзначимо, що для другої моди на частоті f_2 струми у двох РРК синфазні [61]. Це видно і на просторовому розподілу змінного магнітного поля (рис. 6.10, а), яке для першої моди зосереджене між резонаторами, а для другої моди (рис. 6.10, б) поле не зосереджене між резонаторами.

Для порівняння також розрахований (пунктирна лінія на рис. 6.9) спектр коефіцієнта проходження хвиль крізь одиночний РРК [109, 116] з металізацією нижнього шару (для розрахунків також був взятий ідеальний провідник). Видно, що у спектрі одиночного РРК спостерігається один резонансний мінімум на частоті 5,95 ГГц із добротністю РРК Q = 1983.

Таким чином, добротність подвійного РРК на першій моді (зв'язаних коливань) приблизно в 5 разів більша, ніж для нижчої моди одиночного РРК [61]. Це явище зручно описати за допомогою теорії зв'язаних осциляторів, викладеної вище. А саме, ця теорія передбачає, що на певній відстані між двома зв'язаними резонаторами (і пов'язаному з ним коефіцієнті зв'язку M) спостерігається збільшення їхньої добротності й амплітуди струмів у резонаторах.

При цьому «замкнена» мода може бути корисна для збільшення фотонмагнонного зв'язку [59] у мікрохвильовому подвійному резонаторі з магнітною плівкою, розташованої поблизу його поверхні [116, 186], оскільки змінне магнітне поле тут зосереджене в невеликому об'ємі.

Для перевірки цього припущення автором проведено чисельне моделювання фотон-магнонної взаємодії в подвійному РРК і плівкою залізоітрієвого гранату [61]. Плівка ЗІГ розміром $2 \times 0,5$ мм і товщиною 10 мкм розташована на поверхні резонатора (рис. 6.8, а) в області з найбільшою концентрацією змінного магнітного поля. Зовнішнє постійне магнітне поле *H* спрямоване уздовж осі *y* і відповідає умовам феромагнітного резонансу в плівці ЗІГ.

Розраховані чисельно спектри коефіцієнта проходження (параметр $|S_{21}|$) ЕМ хвилі крізь подвійний РРК із плівкою ЗІГ залежно від напруженості зовнішнього магнітного поля *H* показані на рис. 6.11 [61].



Рисунок 6.11 – Чисельно розраховані спектри коефіцієнта проходження (параметр |S₂₁|) ЕМ хвиль крізь резонатор із плівкою ЗІГ від напруженості зовнішнього магнітного поля для [61]: а) «замкненої» моди подвійного РРК; б) нижчої моди одиночного РРК

Зі спектрів легко розрахувати (за аналогією з розрахунками, наведеним у підрозділі 6.1) величину фотон-магнонного зв'язку g для системи по формулі (6.3) [61]. Розраховані наступні величини фотон-магнонного зв'язку $g/(2\pi)$: для подвійного РРК $g/(2\pi) = 84$ МГц для моди із частотою f_1 і $g/(2\pi) =$ 76 МГц для нижчої моди одиночного РРК.

Величина зв'язку, нормована на число спінів, розрахована по формулі $g_N/(2\pi) = g/(2\pi\sqrt{N_s})$ [59], де $N_s = n_s V_m$ – число спінів у плівці ЗІГ об'ємом V_m , а концентрація спінів у ЗІГ для розрахунків була $n_s = 4,22 \times 10^{27} \text{ м}^{-3}$.

Розрахована нормована на число спінів величина зв'язку: для подвійного РРК $g_N/(2\pi) = 0,408$ Гц для «замкненої» моди із частотою f_1 , і для нижчої моди одиночного РРК $g_N/(2\pi) = 0,370$ Гц [61].

Також розрахована кооперативність для системи резонаторів із плівкою ЗІГ. Півширина лінії магнонної моди вважаються рівною $k_m/(2\pi) = 1$ МГц. Кооперативність для подвійного РРК склала C = 23520 для моди із частотою f_1 , і для моди одиночного РРК C = 3851. Таким чином, для подвійного РРК із плівкою ЗІГ на частоті «замкненої» моди кооперативність більш ніж в 6 разів
вище, ніж для частоти нижчої моди одиночного РРК із плівкою ЗІГ, завдяки високій добротності подвійного резонатора на цій моді.

Відомо, що для таких фотон-магнонних систем величина фотонмагнонного зв'язку пропорційна коефіцієнту заповнення магнетика змінним магнітним полем [180]. Тому основною причиною великої величини фотонмагнонного зв'язку для подвійного РРК є більша величина коефіцієнта заповнення плівки ЗІГ змінним магнітним полем резонатора на частоті моди зв'язаних коливань. Однак основною причиною високої кооперативності системи на цій моді є висока добротність резонатора.

6.2.2 Результати по підрозділу

Таким чином, для аналізу мод подвійного планарного резонатора у вигляді розрізаного кільця запропонована модифікована модель вимушених коливань двох осциляторів [61]. Ця модель базується на моделі двох послідовно індуктивно зв'язаних *LCR*-контурів, що передбачає при деякому значенні взаємного індуктивного зв'язку між двома контурами збільшення амплітуди коливань й добротності системи на резонансній частоті. Це підтверджується чисельним моделюванням системи планарного подвійного РРК на частоті зв'язаних коливань («замкненої» моди). При розміщенні плівки ЗІГ в області між двома РРК чисельно розраховано, що величина фотон-магнонного зв'язку суттєво збільшується на частоті «замкненої» моди в порівнянні з нижчою модою одиночного РРК. Причиною цього є великий коефіцієнт заповнення плівки ЗІГ змінним магнітним полем на частоті «замкненої» моди. При цьому кооперативність системи зростає на частоті цієї моди більш ніж в 6 разів у порівнянні з частотою нижчої моди одиночного РРК. Це відбувається через велику добротність подвійного РРК на частоті «замкненої» моди.

Відмітимо, що в роботі [187] розглянуто більш складку систему зв'язаних резонаторів із плівкою ЗІГ: планарного фотонного кристалу в мікросмужковому виконанні з дефектом і інверсного РРК, розташованого поблизу цього дефекту. Для цієї системи резонаторів чисельно отримано велике значення фотон-магнонного зв'язку, що перевищує величину зв'язку для одиночного інверсного РРК завдяки концентрації змінного магнітного поля на дефекті планарного фотонного кристалу.

6.3 Вплив коефіцієнта заповнення магнетика змінним магнітним полем планарних резонаторів на величину фотон-магнонного зв'язку

У даному підрозділі розглянуті моди спірального планарного резонатора зі структурою електромагнітного поля у вигляді локалізованого поверхневого плазмона. Чисельно показано, що вибір моди спірального резонатора з магнітною плівкою впливає на величину фотон-магнонного зв'язку [60].

6.3.1 Фотон-магнонний зв'язок у системі планарного спірального резонатора і плівки залізо-ітрієвого гранату

Зараз для отримання сильного фотон-магнонного зв'язку [59] широко використовуються різні типи планарних резонаторів з магнітним елементом [110, 175]. Їхньою перевагою в порівнянні з об'ємними резонаторами є високі значення фотон-магнонного зв'язку [110]. Це пов'язане з тим, що напруженість електромагнітного поля планарних резонаторів максимальна поблизу металевих елементів, що утворюють резонатор, і швидко зменшується в міру віддалення від них. Однак є й недоліки, пов'язані з тим, що для обраної моди резонатора магнітне поле може зменшуватися відносно повільно. В цьому випадку коефіцієнт заповнення магнітного елемента виявляється недостатньо високим, оскільки величина фотон-магнонного зв'язку прямо пропорційна коефіцієнту заповнення магнітного зразка змінним магнітним полем [180].

Представляється доцільним нівелювати цей недолік шляхом застосування резонаторів з модами типу локалізованих поверхневих плазмонів (ЛПП). У роботі [188] показано, що спіральний планарний резонатор має дві низькочастотні моди зі структурою поля у вигляді електричного (Е-ЛПП) і магнітного локалізованого поверхневого плазмона (М-ЛПП).

Для досліджень обрані спіральні резонатори, які підтримують моди зі структурою поля у вигляді Е-ЛПП (рис. 6.12, а) і М-ЛПП (рис. 6.13, а) [60]. Ці резонатори виконані в планарній геометрії на підкладці з ламіната марки Rogers 4350B ($\varepsilon' = 3,66$, tan $\delta = 0,0037$) товщиною 1,524 мм. Товщина мідного покриття нижньої сторони підкладки й металевих елементів резонаторів становить 35 мкм. Живильна мікросмужкова лінія розташована поблизу резонатора й має ширину 3,33 мм.

Параметри двох спіральних резонаторів були підібрані таким чином, щоб їхня резонансна частота для кожної розглянутої моди (Е-ЛПП і М-ЛПП) становила близько 6 ГГц.



Рисунок 6.12 – Спіральний планарний резонатор із плівкою ЗІГ, що має структуру поля у вигляді електричного локалізованого поверхневого плазмона [60]: а) схематичний вид; б) просторовий розподіл змінного магнітного поля поблизу спірального резонатора на резонансній частоті $f_r = 6,26$ ГГц

Параметри резонатора для Е-ЛПП моди [60]: радіус R = 2,1 мм, ширина смужкової утворюючої лінії w = 0,2 мм, резонансна частота $f_r = 6,26$ ГГц. Резонатор утворюють 4 спіральні смужки (один оборот у кожній) із кроком a = 0,54 мм (рис. 6.12, а).



Рисунок 6.13 – Спіральний планарний резонатор із плівкою ЗІГ, що має структуру поля у вигляді магнітного локалізованого поверхневого плазмона: а) схематичний вид; б) просторовий розподіл змінного магнітного поля поблизу спірального резонатора на резонансній частоті $f_r = 5,95$ ГГц [60]

Параметри резонатора для М-ЛПП моди: радіус R = 2,5 мм, ширина смужкової утворюючої лінії w = 0,2 мм, резонансна частота $f_r = 5,95$ ГГц. Резонатор утворюють 4 спіральні смужки (1,5 обороту в кожній) із кроком a = 0,41 мм (рис. 6.13, а).

Чисельно змодельовані просторові розподіли напруженості змінного магнітного поля поблизу поверхні двох резонаторів на резонансних частотах обраних мод зі структурою ЛПП [60]. Мода зі структурою Е-ЛПП має одну варіацію поля по азимуту (рис. 6.12, б), тоді як мода зі структурою М-ЛПП не має варіацій поля по азимуту (рис. 6.13, б). На рис. 6.14 представлена чисельно розрахована залежність нормованого модуля напруженості змінного магнітного поля |h| уздовж осі z (позначена точкою в центрі

резонаторів на рис. 6.12, а й рис. 6.13, а) від відстані до площини *хоу* резонаторів.

Видно, що великий декремент загасання по координаті магнітного поля спостерігається для моди Е-ЛПП спірального резонатора (рис. 6.14). У цьому випадку слід очікувати, що при розташуванні поблизу поверхні резонатора магнітної плівки, коефіцієнт її заповнення змінним магнітним полем буде для моди Е-ЛПП більшим ніж для моди М-ЛПП [60].

Для чисельного моделювання фотон-магнонної взаємодії в резонансній системі на поверхні спірального резонатора розміщена плівка залізо-ітрієвого гранату (ЗІГ) діаметром 3,5 мм і товщиною $h_s = 10$ мкм (рис. 6.12, а, рис. 6.13, а) [60]. Обраний напрямок зовнішнього однорідного магнітного поля *H* (вздовж осі *x*) відповідає умові феромагнітного резонансу (ФМР), коли зовнішнє магнітне поле переважно перпендикулярне змінному магнітному полю в області плівки ЗІГ.



Рисунок 6.14 – Нормована напруженість змінного магнітного поля |*h*| уздовж нормалі (осі *z*) до площини *хоу* спіральних планарних резонаторів залежно від відстані до неї для мод зі структурою електромагнітного поля у вигляді магнітного й електричного локалізованого поверхневого плазмона [60]

Чисельно розраховані залежності коефіцієнта проходження (параметр $|S_{21}|$) ЕМ хвилі, що поширюється крізь живильну мікросмужкову лінію, спіральні резонатори зі структурою поля у вигляді Е-ЛПП (рис. 6.15, а) та М-ЛПП (рис. 6.15, б) і зразок ЗІГ, від напруженості зовнішнього магнітного поля *H* і частоти *f* [60].

Величина фотон-магнонного зв'язку *g* для системи резонатор з плівкою ЗІГ розрахована на основі чисельно змодельованого спектра коефіцієнта проходження хвиль згідно з формулою (6.3).

Розраховані величини фотон-магнонного зв'язку спіральних резонаторів з плівкою ЗІГ, що становлять: $g/(2\pi) = 437$ МГц для моди Е-ЛПП (рис. 6.15, а) і $g/(2\pi) = 161$ МГц для моди М-ЛПП (рис. 6.15, б) [60].



Рисунок 6.15 – Коефіцієнт проходження |S₂₁| електромагнітної хвилі крізь спіральні резонатори й плівку ЗІГ залежно від частоти й напруженості зовнішнього магнітного поля для мод зі структурою поля у вигляді [60]: а) електричного локалізованого поверхневого плазмона; б) магнітного локалізованого поверхневого плазмона;

Нормована на число спінів величина зв'язку розрахована по формулі $g_N/(2\pi) = g/(2\pi\sqrt{N_S})$ [59], де N_S – число спінів в об'ємі зразка ЗІГ, а

концентрація спінів для ЗІГ у розрахунках становила $n_s = 4,22 \times 10^{27} \text{ м}^{-3}$. Нормована на число спінів величина зв'язку становить $g_N/(2\pi) = 0,685$ Гц для моди типу Е-ЛПП і $g_N/(2\pi) = 0,252$ Гц для моди типу М-ЛПП.

Відзначимо, що як випливає із формули (6.4), коефіцієнт заповнення феримагнетика змінним магнітним полем прямо пропорційний величині фотон-магнонного зв'язку *g* [60]. Тому зручним способом збільшення фотонмагнонного зв'язку є збільшення коефіцієнта заповнення феримагнетика змінним магнітним полем. Дійсно, коефіцієнт заповнення феримагнетика максимальний для спірального резонатора при збудженні моди зі структурою поля Е-ЛПП, оскільки в цьому випадку декремент згасання магнітного поля по відстані від резонатора більший у порівнянні з модою зі структурою поля М-ЛПП (рис. 6.14).

Для порівняння чисельно розрахованої величини фотон-магнонного зв'язку *g* проведено експериментальне дослідження спірального планарного резонатора з плівкою ЗІГ. Для цього обраний резонатор з параметрами, наведеними вище для моди зі структурою поля М-ЛПП (рис. 6.16, а).

Резонатор виготовлений на ламінаті Rogers RO4350В товщиною 1,524 мм методом фотолітографії.

Спочатку проведені експериментальні дослідження просторового розподілу модуля змінного магнітного поля |h| поблизу поверхні спірального резонатора методом пасивного зонда. Для застосований цього двокоординатний скануючий пристрій, що описаний в підрозділі 6.1. вимірювань просторового розподілу модуля нормованого Результати змінного магнітного поля |h| для спірального резонатора на частоті моди типу М-ЛПП представлені на рис. 6.16, б. Як видно з розподілу поля, для цієї моди варіацій магнітного поля по азимуту. Ці результати добре немає узгоджуються з результатами чисельного моделювання.

Для порівняння з чисельними розрахунками проведені експериментальні дослідження спектру спірального резонатора з магнітним зразком від магнітного поля для обчислення величини фотон-магнонного



(B)

Рисунок 6.16 – Спіральний планарний резонатор: а) зовнішній вигляд; б) просторовий розподіл модуля нормованого змінного магнітного поля |h| в площині резонатора (експеримент); в) коефіцієнт проходження $|S_{21}|$ ЕМ хвилі крізь резонатор з плівкою ЗІГ поблизу поверхні резонатора залежно від частоти й напруженості зовнішнього магнітного поля (експеримент)

На рис. 6.16, в наведена експериментально зареєстрована залежність коефіцієнта проходження (параметр |S₂₁|) ЕМ хвилі крізь живильну

мікросмужкову лінію й резонатор з феримагнітним зразком від напруженості зовнішнього магнітного поля Н і частоти f. З аналізу спектра розраховано, що величина фотон-магнонного зв'язку $g/(2\pi) = 150$ МГц. При цьому величина зв'язку, нормована на число спінів, дорівнює $g_N/(2\pi) = 0,236$ Гц. Таким чином, експериментальні результати добре узгоджуються з результатами чисельного величиною фотон-магнонного зв'язку для моделювання за моди 31 структурою поля у вигляди М-ЛПП. Чисельні відмінності пояснюються реальних матеріальних відмінностями параметрів ЗІГ від тих, ЩО використовувалися при розрахунках.

Ще один спосіб збільшення фотон-магнонного зв'язку полягає в збільшенні об'єму магнетика V_m . Згідно з формулою (6.4) величина gпропорційна магнітному моменту $\sqrt{\mu}$ й, відповідно, пропорційна $\sqrt{V_m}$ [180]. Для перевірки цього чисельно розрахована залежність фотон-магнонного зв'язку $g/(2\pi)$ для моди зі структурою поля Е-ЛПП від товщини плівки ЗІГ h_s для її фіксованого діаметра $d_s = 3,5$ мм (рис. 6.17, а).



Рисунок 6.17 – Залежності величини фотонно-магнонного зв'язку $g/(2\pi)$ для спірального резонатора зі структурою ЕМ поля у вигляді електричного локалізованого поверхневого плазмона й плівки ЗІГ [60]: а) від товщини плівки h_s при її фіксованому діаметрі $d_s = 3,5$ мм; б) від діаметра плівки d_s при її фіксованій товщині $h_s = 10$ мкм

3 рис. 6.17, а видно, що залежність $g(h_s)$ добре апроксимується кривою, пропорційною $\sqrt{h_s}$ (суцільна лінія), оскільки об'єм плівки V_m прямо пропорційний її товщині h_s .

Також додатково чисельно розрахована залежність $g/(2\pi)$ від діаметра плівки ЗІГ d_s для її фіксованої товщини $h_s = 10$ мкм (рис. 6.17, б) [60]. Видно, що залежність $g(d_s)$ є прямо пропорційною й приблизно лінійно залежить від діаметра зразка d_s . Це можна пояснити тим, що коефіцієнт заповнення плівки ЗІГ змінним магнітним полем η зменшується зі збільшенням її діаметра. Таке зменшення η може бути пов'язане зі зменшенням напруженості змінного магнітного поля при віддаленні від центральної осі резонатора.

6.3.2 Результати по підрозділу

Таким чином, показано, що мода спірального планарного резонатора зі структурою електромагнітного поля у вигляді електричного локалізованого поверхневого плазмона є гарним кандидатом для реалізації великого фотонмагнонного зв'язку при розміщенні поблизу поверхні резонатора плівки ЗІГ. Чисельно показано, що робота резонатора на цій моді забезпечує більшу величину фотон-магнонного зв'язку в порівнянні з модою зі структурою поля у вигляді магнітного локалізованого поверхневого плазмона. Це пов'язано з тим, що змінне магнітне поле для моди Е-ЛПП швидше зменшується вздовж нормалі до площини резонатора (декремент згасання більший) ніж для моди М-ЛПП. Це в свою чергу забезпечує високе значення коефіцієнта заповнення плівки ЗІГ змінним магнітним полем.

6.4 Фотон-магнонний зв'язок у резонансній системі на основі планарної періодичної структури та плівки залізо-ітрієвого гранату

Як було показано раніше, планарні періодичні структури в мікросмужковому виконанні [57] залежно від періоду можуть мати як зонну структуру спектра (фотонні кристали), так і проявляти властивості дрібношаруватого середовища [189]. При цьому, у випадку дрібношаруватого середовища відбувається істотне зменшення довжини хвилі, що поширюється в такому середовищі. Це може бути корисною властивістю для збільшення фотон-магнонного зв'язку в системі резонатор з магнітним зразком за рахунок зменшення довжини хвилі в такій структурі.

В роботі [190] чисельно продемонстрований сильний фотон-магнонний зв'язок в планарному фотонному кристалі з плівкою ЗІГ, обумовлений просторовою концентрацією змінного магнітного поля на заповненому плівкою ЗІГ дефекті фотонного кристалу.

У даному підрозділі розглянута можливість збільшення фотонмагнонного зв'язку в планарній періодичній структурі (ППС) із плівкою ЗІГ у мікрохвильовому діапазоні [117].

У якості моделі вищезгаданого резонатора була обрана структура кінцевого розміру у вигляді дрібношаруватої ППС у мікросмужковому виконанні [57, 189]. Період структури p = 0,4 мм набагато менший в порівнянні з робочою довжиною хвилі на обраній частоті (рис. 6.18, а). ППС складається з поперечних смужок (8 смужок шириною b = 0,2 мм і довжиною l = 4,2 мм), що чергуються і перетинають живильну мікросмужкову лінію шириною w = 0,21 мм. Структура розміщена на підкладці Rogers RO3010 (діелектрична проникність $\varepsilon' = 11,2$) товщиною 0,25 мм з металізацією знизу. При цьому на довжині ППС (рис. 6.18, б) укладається приблизно половина довжини хвилі на робочій частоті близько 5,7 ГГц. Таким чином, довжина хвилі що розповсюджується в ППС є приблизно в 3 рази меншою, ніж у однорідної мікросмужкової лінії шириною w = 0,21 мм. Цей факт слід пояснити більшим значенням ефективних матеріальних параметрів ППС (зокрема, більшим значенням ефективної діелектричної проникності).



Рисунок 6.18 – Резонатор у вигляді дрібношаруватої планарної періодичної структури з плівкою ЗІГ: а) схематичний вид; б) просторовий розподіл нормованого змінного магнітного поля (*h_z*-компоненти) на резонансній частоті поблизу поверхні резонатора

Феримагнітна плівка ЗІГ розташована на поверхні резонатора (рис. 6.18, а) [117]. Ця плівка розміром $1,0 \times 0,4$ мм і товщиною 10 мкм поміщена в зовнішнє однорідне магнітне поле, прикладене уздовж осі x, що задовольняє умовам ФМР.

Слід очікувати, що зменшення резонансної довжини хвилі в даній ППС приведе до збільшення коефіцієнта заповнення плівки ЗІГ змінним магнітним полем у порівнянні з мікросмужковим резонатором у вигляді відрізку однорідної мікросмужковою лінії [191]. Для перевірки цього припущення проведене чисельне моделювання залежності коефіцієнта проходження ЕМ хвиль крізь резонатор у вигляді ППС із плівкою ЗІГ поблизу його поверхні (рис. 6.19) від частоти й напруженості зовнішнього магнітного поля. Моделювання показало, що величина фотон-магнонного зв'язку для такої системи склала близько $g/(2\pi) = 140$ МГц. Величина зв'язку, нормована на число спінів [59], склала $g_N/(2\pi) = 1,08$ Гц.



Рисунок 6.19 – Чисельно розрахований коефіцієнт проходження електромагнітних хвиль крізь резонатор у вигляді дрібношаруватої планарної періодичної структури із плівкою ЗІГ поблизу її поверхні від частоти й напруженості зовнішнього магнітного поля

Для порівняння величини фотон-магнонного зв'язку обрано мікросмужковий резонатор (рис. 6.20), що складається з прямої смужки довжиною l = 9,5 мм, відділеного від живильної мікросмужкової лінії двома вузькими зазорами. Довжина цього мікросмужкового резонатора приблизно в 3 рази більша ніж у резонатора у вигляді ППС. На мікросмужковому резонаторі також укладається приблизно половина довжини хвилі на резонансній частоті близько 6 ГГц. Плівка ЗІГ розміром $s_x \times s_y = 1,0 \times 0,5$ мм розміщена в центрі мікросмужкового резонатора в зовнішньому постійному магнітному полі.



Рисунок 6.20 – Схематичний вигляд планарного мікросмужкового резонатора

Чисельне моделювання показало, що величина фотон-магнонного зв'язку для мікросмужкового резонатора і плівки ЗІГ становила близько $g/(2\pi) = 117$ МГц. Величина зв'язку, нормована на число спінів, склала $g_N/(2\pi) = 0,805$ Гц. Порівнюючи проведені розрахунки, легко побачити, що величина фотон-магнонного зв'язку для резонатора у вигляді ППС суттєво більша ніж для мікросмужкового резонатора, що працює приблизно на тій же резонансній частоті. Відзначимо, що і розміри магнітної плівки для обох резонаторів були порівнянні. Таким чином, очікується, що для ППС на величину фотон-магнонного зв'язку в основному впливає стиснення резонансної області, а на коефіцієнт заповнення ЗІГ плівки — збільшення інтенсивності змінного магнітного поля в цій області. Це й приводить до збільшення фотон-магнонного зв'язку резонатора у вигляді ППС із плівкою ЗІГ.

Таким чином, показано, що зменшення резонансної довжини хвилі в резонаторі у вигляді ППС у порівнянні з напівхвильовим мікросмужковим резонатором, що працює приблизно на тій же резонансній частоті, приводить до збільшення величини фотон-магнонного зв'язку до 20%. Це слід пояснити більшим значенням ефективних матеріальних параметрів дрібношаруватої ППС.

6.5 Фотон-магнонний зв'язок у резонаторі в вигляді розрізаного кільця з періодичними металевими смугами та феримагнітним зразком

Для збільшення фотон-магнонного зв'язку розглянуто модифікацію звичайного резонатора у вигляді розрізаного кільця (РРК), що полягає у зменшенні розміру центральної частини резонатора шляхом розміщення металевих смужок уздовж його периметра [176, 192]. Ця ідея схожа на модифікацію резонатора, що наведена в підрозділі 6.4. Вибираючи довжину цих смужок, можна також змінювати резонансну частоту модифікованого РРК. У цьому випадку центральна область може виявитися досить малою, що збільшує концентрацію змінного магнітного поля в цій області.

Планарний резонатор на підкладці складається з мідного розрізаного кільця із зовнішнім діаметром 0,5 мм і шириною смужки 0,1 мм (рис. 6.21, а). По периметру розрізаного кільця відходять 19 радіальних періодичних смужок, які утворюють коло радіусом 2,6 мм. Загальна площа смужок займає близько 50% площі резонатора навколо розрізаного кільця. Товщина шару міді становить 35 мкм. У центрі резонатора на його поверхні було розташовано феримагнітну плівку ЗІГ діаметром 0,5 мм і товщиною 10 мкм. Напрямок зовнішнього постійного магнітного поля було обрано вздовж осі *у* в площині резонатора, щоб задовольнити умові ФМР.

Чисельні розрахунки просторового розподілу змінного магнітного поля та спектрів коефіцієнту проходження ЕМ хвиль через резонатори з магнітною плівкою проведено в частотній області.

Просторовий розподіл нормальної складової (нормованої h_z компоненти) змінного магнітного поля в площині резонатора на резонансній частоті $f_r = 5,5$ ГГц наведено на рис. 6.21, б. З розподілу поля видно, що змінне магнітне поле зосереджено поблизу центру розрізаного кільця. Спектр коефіцієнта проходження (параметр $|S_{21}|$) для поширення ЕМ хвиль крізь живильну мікросмужкову лінію та резонатор від напруженості зовнішнього магнітного поля *H* і частоти *f* показано на рис. 6.21, в.



Рисунок 6.21 – Резонатор у вигляді розрізаного кільця з періодично розташованими металевими смужками по його периметру: а) схематичний вигляд зверху; б) просторовий розподіл нормальної компоненти змінного магнітного поля в площині резонатора (нормована *h_z*-компонента); в) коефіцієнт проходження ЕМ хвиль |*S*₂₁| крізь резонатор із плівкою ЗІГ на його поверхні від частоти та напруженості зовнішнього магнітного поля

За чисельно розрахованим спектром коефіцієнта проходження (рис. 6.21, в) розраховано величину фотон-магнонного зв'язку $g/(2\pi) =$ 325 МГц резонансної системи. Величину зв'язку, нормовану за числом

спінів, розраховували за формулою $g_N/(2\pi) = g/(2\pi\sqrt{N_s})$, [59], де N_s – число спінів в об'ємі феримагнітного зразка. Концентрація спінів для плівки ЗІГ у розрахунках становила $4,22 \times 10^{27}$ м⁻³. Розрахована величина зв'язку, нормована за числом спінів, становить $g_N/(2\pi) = 3,57$ Гц. Відмітимо, що це значення до 8 разів більше ніж для звичайного РРК порівнянного розміру.

Таким чином, для модифікованого РРК була отримана велика нормована за числом спінів величина фотон-магнонного зв'язку, що можна пояснити високою концентрацією змінного магнітного поля в зоні з магнітним зразком. Це досягається за рахунок періодичної металевої стрічкової структури, розташованої по периметру РРК.

6.6 Фотон-магнонний зв'язок у планарному U-подібному резонаторі з феримагнітним зразком

У підрозділі 6.1 показано, що змінюючи форму резонатора можна збільшити фотон-магнонний зв'язок д при взаємодії з магнітним зразком. Це пояснюється тим, що згідно з формулою (6.4) величина фотон-магнонного зв'язку д прямо пропорційна коефіцієнту заповнення η магнетика змінним магнітним полем. Тому якщо забезпечити концентрацію змінного магнітного поля резонатора в області розташування магнетика, то можна отримати збільшення величини зв'язку g. Така концентрація поля досягається в зазорі планарного U-подібного резонатора поблизу області вигину мікросмужкової лінії, що утворює резонатор. Тому в даному підрозділі розглянутий фотон-ЗІГ магнонний зв'язок В U-подібному резонаторі i3 плівкою y мікрохвильовому діапазоні [115].

Для створення планарного U-подібного резонатора запропоновано модифікувати звичайний мікросмужковий резонатор [191], додавши йому форму букви «U» (рис. 6.22, а). U-подібний резонатор довжиною l має вигляд вигнутої мікросмужкової лінії малої ширини w з повітряним зазором шириною r_g . У якості підкладки обрано ламінат Rogers RO3010 товщиною

0,25 мм, що металізований знизу. Товщина мідної мікросмужкової лінії складає 35 мкм. Параметри резонатора обрані наступними: довжина l = 5,1 мм, ширина мікросмужкової лінії w = 0,21 мм, ширина зазору $r_g = 0,21$ мм, резонансна частота $f_r = 6,0$ ГГц.



(B)

Рисунок 6.22 – Планарний U-подібний резонатор: а) схематичний вигляд; б) чисельно розрахований просторовий розподіл нормальної компоненти змінного магнітного поля в площині резонатора на резонансній частоті (нормована h_z -компонента); в) чисельно розрахований коефіцієнт проходження $|S_{21}|$ EM хвиль крізь резонатор із плівкою ЗІГ на його поверхні залежно від частоти й напруженості зовнішнього магнітного поля

Феримагнітний зразок (плівка ЗІГ) фіксованої товщини 10 мкм розміщений у зазор між провідниками резонатора поблизу його вигину (рис. 6.22, а). Розмір плівки ЗІГ складав $s_x \times s_y \times s_z = 1,0 \times 0,21 \times 0,01$ мм. Напрямок зовнішнього магнітного поля обраний поперек живильної мікросмужкової лінії (вздовж осі *y*) у площині резонатора. Цей напрямок магнітного поля відповідає типовій умові ФМР, коли зовнішнє магнітне поле перпендикулярне змінному магнітному полю резонатора, що в основному орієнтоване в області плівки ЗІГ уздовж осі *z*.

Чисельно розрахований просторовий розподіл нормальної *h*-компоненти ЕМ поля (нормованої) в площині резонатора на резонансній частоті (рис. 6.22, б). Видно, що вздовж утворюючої смужки резонатора вміщується приблизно половина довжини хвилі. Також з розподілу поля видно, що змінне магнітне поле зосереджене поблизу вигину. Це пояснюється концентрацією магнітного поля в цій області завдяки обтіканню вигину змінним струмом резонатора. Тому саме в цю область для збільшення величини фотон-магнонного зв'язку поміщений зразок плівки ЗІГ.

Чисельно розрахована залежність коефіцієнта проходження (параметр $|S_{21}|$) ЕМ хвилі крізь живильну мікросмужкову лінію й резонатор зі зразком ЗІГ від напруженості зовнішнього магнітного поля *H* і частоти *f* (рис. 6.22, в). В результаті чисельного розрахунку отримано, що величина фотонмагнонного зв'язку $g/(2\pi) = 211$ МГц, а величина зв'язку, нормована на число спінів, становить $g_N/(2\pi) = 2,24$ Гц. Відзначимо, що величина зв'язку $g_N/(2\pi)$, нормована на число спінів, для даного резонатора до 9 разів більша, ніж для резонатора у вигляді розрізаного кільця (див. підрозділ 6.1).

Для експериментального підтвердження отриманих висновків був виготовлений схожий U-подібний резонатор з такими геометричними параметрами (рис. 6.23, а): ширина мікросмужкової лінії w = 0,5 мм, ширина зазору $r_g = 0,5$ мм. Резонатор виготовлений на ламінаті Rogers RO4350В товщиною 1,524 мм методом фотолітографії.

Ha першому етапі проведені експериментальні дослідження просторового розподілу модуля змінного магнітного поля в області резонатора на резонансній частоті методом пасивного зонда з використанням вище (дивись підрозділ 6.1) двокоординатного скануючого згаданого пристрою. Результати вимірювань просторового розподілу модуля нормованої *h*-компоненти поля для U-подібного резонатора представлені на рис. 6.23, б. Як видно з рисунка, резонатор має область поблизу вигину, де напруженість *h*-компоненти досягає максимуму. Ці результати добре узгоджуються з результатами чисельного моделювання (рис. 6.22, б) для схожого U-подібного резонатора, що має таку ж резонансну частоту.



Рисунок 6.23 – Планарний U-подібний резонатор для експериментального дослідження: а) зовнішній вигляд; б) просторовий розподіл модуля нормованого змінного магнітного поля в площині резонатора (експеримент); в) коефіцієнт проходження |S₂₁| ЕМ хвиль крізь резонатор із плівкою ЗІГ поблизу його поверхні залежно від частоти й напруженості зовнішнього магнітного поля (експеримент)

На другому етапі проведені експериментальні дослідження величини фотон-магнонного зв'язку для виготовленого планарного U-подібного резонатора й плівки ЗІГ у формі диска діаметром 3,5 мм і товщиною 10 мкм.

Плівка ЗІГ на підкладці галій-гадолінієвого гранату (ГГГ) розміщена на поверхні резонатора в області, де змінне магнітне поле досягає максимуму (центр зразка в області зазору поблизу вигину).

Експериментально зареєстрована залежність коефіцієнта проходження (параметр $|S_{21}|$) ЕМ хвилі крізь живильну мікросмужкову лінію й резонатор зі зразком від напруженості зовнішнього магнітного поля *H* і частоти *f* (рис. 6.23, в). З експериментального спектра розраховано, що величина фотон-магнонного зв'язку $g/(2\pi) = 196 \text{ M}\Gamma\mu$, а величина фотон-магнонного зв'язку, нормована на число спінів, $g_N/(2\pi) = 0.308 \Gamma \mu$. Відзначимо, що для параметрів резонатора й магнітного зразка, обраних для експерименту, чисельно розраховано значення величини фотон-магнонного зв'язку $g/(2\pi) = 212 \text{ M}\Gamma_{\text{H}}$, а величини фотон-магнонного зв'язку, нормованої на число спінів, $g_N/(2\pi) = 0,332$ Гц. Таким чином, експериментальні результати добре узгоджуються з результатами чисельного моделювання. Відзначимо, що й при збільшеному розмірі плівки ЗІГ нормована на число спінів сила зв'язку залишається більшою, ніж для РРК (див. підрозділ 6.1).

Таким чином, чисельно було отримано, що нормована на число спінів фотон-магнонна величина зв'язку $g_N/(2\pi)$ досягає великої величини (до 2,24 Гц) для U-подібного резонатора у порівнянні зі резонатором у вигляді розрізаного кільця. Цей ефект слід пояснити тим, що змінне магнітне поле досягає максимуму в області простору поблизу магнітної плівки. А саме, вертикальна складова поля (h_z -компонента) зосереджена в області зазору поблизу вигину резонатора, де розташована плівка ЗІГ. Це приводить до досить великого перекриття об'єму феримагнетика з областю максимуму змінного магнітного поля, тобто й до великого значення коефіцієнта заповнення η магнетика змінним магнітним полем. Цим і досягається велике в порівнянні зі РРК значення фотон-магнонного зв'язку в U-подібному резонаторі з магнітною плівкою. 6.7 Підвищення фотон-магнонного зв'язку у подвійному спіральному резонаторі з феримагнітним зразком

Відомо, що в планарних технологіях існують вимоги до компактності пристроїв. Для спірального планарного резонатора зменшення його максимального розміру досягається за рахунок довгих провідних мікросмужок у вигляді спіралі, що утворює резонатор. Для досягнення компактності доцільно також зменшити ширину утворюючої мікросмужкової лінії. У цьому випадку, як показано в роботі [193], значення фотонмагнонного зв'язку на один спін для системи також зростає. Однак при цьому зменшується лише поперечний розмір резонатора. Для зменшення максимального розміру резонатора утворюючу мікросмужку можна розмістити зиґзаґом або у вигляді спіральної лінії [60]. Однак, додавши другий спіральний резонатор з іншого боку підкладки, можна значно знизити робочу частоту резонаторів за рахунок появи електромагнітного зв'язку між ними [194]. Таким чином, запропоновано малогабаритний подвійний спіральний резонатор з планарною магнітною плівкою ЗІГ, в якому досягнуто велике значення фотон-магнонного зв'язку, нормованого на число спінів *g*_N [192].

Для дослідження обрано квадратний спіральній резонатор, що складається з 6 спіральних витків з кроком 20 мкм, виконаних з мідної стрічки шириною 10 мкм (рис. 6.24, а). Він розташований на підкладці Rogers RO3010 товщиною 20 мкм. Знизу цієї підкладки розташовано дзеркально відбитий другий спіральний резонатор таких же розмірів і форми (рис. 6.24, б). Ця резонансна система розташована підкладці товщиною 0,25 мм, виготовленій з того ж матеріалу Rogers RO3010, та металізованій знизу. Поблизу резонатора розташована живильна мікросмужкова лінія шириною 0,21 мм. Товщина всіх мідних елементів 9 мкм. На верхній поверхні спірального резонатора розташована плівка ЗІГ товщиною 10 мкм і розмірами 0,16×0,16 мм. Постійне зовнішнє магнітне поле прикладене вздовж осі *у*.



Рисунок 6.24 – Подвійний спіральний резонатор і плівка ЗІГ: а) схематичний вигляд верхнього шару резонатора; б) схематичний вигляд нижнього шару резонатора; в) коефіцієнт проходження |S₂₁| ЕМ хвиль від частоти напруженості зовнішнього магнітного поля

Як показано в чисельному моделюванні, на резонансній частоті зв'язаних коливань в області між резонаторами зосереджена в основному електрична складова ЕМ поля. У роботі [188] показано, що спіральні резонатори підтримують також так звані «магнітні» моди. Для досліджуваного резонатора спостерігається мода з подібною конфігурацією просторового розподілу магнітної компоненти ЕМ поля. У цьому випадку тонка плівка ЗІГ знаходиться в області концентрації *h*-компоненти поля.

Залежність коефіцієнта проходження (параметр $|S_{21}|$) ЕМ хвилі крізь живильну мікросмужкову лінію та подвійний резонатор з плівкою ЗІГ від напруженості зовнішнього магнітного поля *H* і частоти *f* показана на рис. 6.24, в. З чисельного розрахунку було отримано, що величина фотонмагнонного зв'язку дорівнює $g/(2\pi) = 433$ МГц. Розрахована величина зв'язку, нормована за числом спінів, становить $g_N/(2\pi) = 13,2$ Гц.

Таким чином, для подвійного спірального резонатора отримано досить велике значення зв'язку, нормованого за числом спінів. Це можна пояснити малими розмірами як резонатора, так і тонкої магнітної плівки ЗІГ.

Висновки до розділу 6

Таким чином, чисельно були передбачені й експериментально досягнуті високі значення фотон-магнонного зв'язку для ряду планарних резонаторів як перспективних елементів метаповерхонь з магнітним зразком (плівкою ЗІГ):

1. Чисельно показано, що модифікація форми круглого планарного резонатора у вигляді розрізаного кільця (РРК) дозволяє досягти збільшення фотон-магнонного зв'язку до 40 % у порівнянні із квадратним РРК при однаковій резонансній частоті резонаторів, що пояснюється високою просторовою локалізацією змінного магнітного поля в області феримагнетика.

2. Чисельно показано, що для системи подвійного планарного РРК і плівки ЗІГ кооперативність на частоті зв'язаних коливань зростає більш ніж в 6 раз у порівнянні з нижчою модою одиночного РРК, що пояснюється великою добротністю подвійного РРК на частоті зв'язаних коливань. При цьому, для подвійного РРК при розміщенні плівки ЗІГ в області між резонаторами величина фотон-магнонного зв'язку збільшується більш ніж на 10% на частоті зв'язаних коливань в порівнянні з модою, спостережуваною

на іншій частоті завдяки великому коефіцієнту заповнення плівки ЗІГ змінним магнітним полем на частоті «замкненої» моди.

3. Чисельно показано, що мода спірального планарного резонатора зі структурою електромагнітного поля у вигляді електричного локалізованого поверхневого плазмона (ЛПП) забезпечує набагато більшу величину фотонмагнонного зв'язку в порівнянні з модою зі структурою поля у вигляді магнітного ЛПП. Це пояснюється тим, що магнітне поле для моди у вигляді електричного ЛПП набагато швидше спадає уздовж нормалі до площини резонатора.

4. Чисельно показано, що величина фотон-магнонного зв'язку для періодичної дрібношаруватої вигляді резонатора y структури 3 мікросмужкових елементів, поперечних до живильної мікросмужкової лінії, з магнітним зразком є значно (до 20%) більшою, ніж для прямого мікросмужкового резонатора з магнітним зразком, що працює приблизно на тієї же самій резонансній частоті. Даний факт є наслідком того, що на фотон-магнонного зв'язку величину насамперед впливає стиснення резонансної області приблизно в 3 рази, що збільшує коефіцієнт заповнення магнетика змінним магнітним полем.

5. Для резонатора з розрізаним кільцем та періодичними металевими смугами по його периметру та плівкою ЗІГ було чисельно отримано достатньо велику величину фотон-магнонного зв'язку $g_N/(2\pi) = 3,57$ Гц, нормовану за числом спінів. Це досягається завдяки високій концентрації змінного магнітного поля в області плівки ЗІГ за рахунок періодичності структури (металевих стрічок) по периметру резонатора.

6. Чисельно й експериментально показано, що нормована на число спінів величина фотон-магнонного зв'язку для планарного U-подібного резонатора та плівки ЗІГ досягає дуже великого значення (до 2,24 Гц) у порівнянні з резонатором у вигляді розрізаного кільця. Цей ефект пояснюється тим, що змінне магнітне поле підсумовується в області простору поблизу плівки ЗІГ.

7. Для розглянутого подвійного спірального резонатора з плівкою ЗІГ було чисельно досягнуто достатньо велике значення фотон-магнонного зв'язку $g_N/(2\pi) = 13,2$ Гц, нормованого за числом спінів. Це відбувається через малий порівняно з довжиною хвилі розмір резонатора та плівки ЗІГ.

Відмітимо, що планарні резонатори для підвищення широкосмуговості перспективно об'єднувати в метаповерхню, що має багато резонансних частот. Подібні дослідження важливі для розвитку квантових інформаційних технологій, а саме, для розвиту квантових перетворювачів частоти з мікрохвильового в оптичний діапазон.

РОЗДІЛ 7 ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ ШТУЧНИХ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ТОПОЛОГІЧНИХ ІЗОЛЯТОРІВ НА ОСНОВІ НЕСКІНЧЕННОГО

ТОПОЛОГІЧНИХ ІЗОЛЯТОРІВ НА ОСНОВІ НЕСКІНЧЕННОГО ДВОПЕРІОДИЧНОГО МАСИВУ ЕЛІПТИЧНИХ КВАРЦОВИХ ЕЛЕМЕНТІВ

У фізиці твердого тіла виділяють структури, що отримали назву топологічний ізолятор (TI). Основна їхня особливість – усередині об'єму властивості діелектрика (ізолятора), вони а на мають поверхні € провідниками електричного струму. Однак для фундаментальної науки також важливо досліджувати властивості електромагнітних аналогів ТІ. Такі топологічні ізолятори можуть мати специфічні електричні і магнітні властивості, які проявляються через їхню структуру, наприклад, наявність захищених крайових станів. Так само, як і в твердому тілі, топологічні ізолятори в електродинаміці можуть мати властивості, які захищають їхні основні електромагнітні характеристики від локальних дефектів, що можуть виникнути в матеріалі. Структури такого типу становлять значний інтерес для дослідників та інженерів [119, 120], тому що за допомогою TI можна здійснювати передачу електромагнітної енергії із незначними втратами як у оптичному [50, 51], так і у мікрохвильовому діапазоні [29, 124–128]. ТІ такого типу демонструють схожі властивості відносно спінових та електромагнітних хвиль порівняно з класичними ТІ.

У розділі представлено результати, цьому ЩО демонструють електромагнітні властивості двовимірних (2D) діелектричних ТІ різних типів. Метою розділу є визначення впливу параметрів елементів (геометрії та комбінованого матеріальних параметрів) на дисперсійні властивості штучного TI на основі двоперіодичного масиву діелектричних елементів. Вивчені особливості електромагнітних властивостей повністю діелектричних електромагнітних аналогів ТІ [126–128] на прикладі двоперіодичного масиву еліптичних елементів із кварцу [118].

7.1 Електромагнітні властивості однорідних штучних топологічних ізоляторів на основі двоперіодичного масиву еліптичних елементів із кварцу

В даному підрозділі вивчено особливості електромагнітних властивостей повністю діелектричних електромагнітних аналогів TI на прикладі двоперіодичного масиву еліптичних елементів із кварцу та проаналізовано найбільш ефективні способи керування електромагнітними властивостями таких структур шляхом зміни геометричних параметрів та діелектричної проникності елементів. Вибір такого типу TI обумовлений можливістю використання результатів роботи в оптичному діапазоні шляхом масштабування, оскільки металеві елементи в оптичному діапазоні мають більші значення втрат на відміну від діелектричних.

7.1.1 Електромагнітний аналог топологічного ізолятора на основі двоперіодичного масиву еліптичних елементів із кварцу

З метою дослідження впливу геометричних і матеріальних параметрів елементів ТІ на його електромагнітні (ЕМ) властивості було обрано структуру 2D ТІ у вигляді двоперіодичної структури з гексагональною елементарною коміркою (рис. 7.1) [118]. Гексагональна форма елементарної комірки обрана тому, що вона має менший кут обертальної симетрії, ніж прямокутна, що призводить до більшої ізотропності ТІ в площині *хоу*. Це полегшує пошук забороненої зони у такій структурі.

Для розрахунку обрана структура, що виконана з кварцових еліптичних циліндрів [118]. Вибір такого матеріалу ТІ обумовлений можливістю використання результатів роботи в оптичному діапазоні шляхом масштабування, оскільки металеві елементи в оптичному діапазоні мають більші значення втрат на відміну від діелектричних.

У свою чергу, елементарна комірка з періодом p складається з шести діелектричних еліптичних циліндрів, що нескінченні уздовж осі z, і розташовані у вакуумі. Їхні центри обрано на відстані l відносно центру

елементарної комірки. Кути між сусідніми центрами еліпсів і центром комірки складають $\varphi = 60^{\circ}$ [126].



Рисунок 7.1 – Елементарна комірка топологічного ізолятора на базі двоперіодичного масиву еліптичних циліндрів з кварцу [118]. Показані 4 сусідні елементарні комірки структури

Кожний еліпс із півосями a та b повернутий відносно свого центру на кут C, що відраховується між великою піввіссю a еліпсу та віссю, що спрямована від центру елементарної комірки у напрямку центру обраного еліпсу (рис. 7.1) [118].

Як відомо, для демонстрації існування поверхневих ЕМ коливань і концентрації ЕМ поля часто застосовують конструкцію, що складається з двох ТІ з елементарними комірками, що відрізняються своїми параметрами, та межують одна з одною [126–128]. При цьому необхідною умовою існування поверхневих коливань є перекриття заборонених зон цих ТІ. При подальшому підборі їхніх параметрів на межі різних ТІ можливе виникнення поверхневих ЕМ коливань, що залежать від поляризації хвилі (з правою і лівою круговою поляризацією – ПКП і ЛКП). При цьому, ці коливання

збуджуються на усіх частотах перекриття заборонених зон. На деяких частотах такі коливання на дисперсійній діаграмі мають однакову довжину хвилі. Тому при підборі геометричних параметрів елементарної комірки TI взято до уваги, що ширина забороненої зони повинна бути досить широкою для перекриття із забороненою зоною іншого TI, який має відмінні параметри елементарної комірки, для формування комбінованої структури.

З метою виконання розрахунку дисперсійних діаграм 2D TI було обрано пакет чисельного моделювання MIT Photonic Bands (MPB). Розрахунки виконано Є. М. Одаренко (Харківський національний університет радіоелектроніки) у частотній області (frequency-domain) в ході проведення спільних досліджень.

За допомогою чисельного моделювання підібрані геометричні параметри елементарних комірок двох ТІ для робочої області частот поблизу 10 ГГц (рис. 7.2) [118].



Рисунок 7.2 – Схема 2D топологічного ізолятора на базі двоперіодичного масиву еліптичних циліндрів з кварцу з кутом повороту еліпсів всередині елементарної комірки [118]: а) $C_1 = 0^\circ$; б) $C_2 = 90^\circ$

Період елементарної комірки для кварцових еліптичних циліндрів було обрано p = 20,7 мм, відстань від центру елементарної комірки до центрів еліпсів l = p/3, розмір напівосей еліпсів, які формують циліндри, a = 0,155p та b = 0,095p. Кут повороту еліпсів у елементарній комірці обрано з умови достатньо широкого перекриття заборонених зон для обох TI для спостереження поверхневих коливань, і становив $C_1 = 0^\circ$ и $C_2 = 90^\circ$.

У якості матеріалу для еліптичних циліндрів обрано *α*-кварц з одноосьовою анізотропією величною близько 4%, що достатньо для керування шириною забороненої зони ТІ на 10%. До того ж кварц має малі втрати на частоті близько 10 ГГц. Тензор діелектричної проникності анізотропного кварцу записувався в наступному вигляді [118]:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0\\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0\\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix},$$
(7.1)

де дві компоненти на головній діагоналі будуть однаковими, а третя відрізняється (одноосьова анізотропія).

7.1.2 Дисперсійні властивості однорідних штучних топологічних ізоляторів на основі двоперіодичного масиву еліптичних елементів із кварцу

Спочатку проведено дослідження впливу напрямку осі анізотропії кварцу на спектральні і дисперсійні властивості однорідного ТІ [118]. Для еліптичних циліндрів для розрахунку спочатку обрана одноосьова анізотропія α -кварцу в напрямку осі x: $\varepsilon_{xx} = 4,847$, $\varepsilon_{yy} = 4,643$, $\varepsilon_{zz} = 4,643$, що відповідає реальним значенням компонент тензора діелектричної проникності в мікрохвильовому діапазоні.

З метою з'ясування наскільки сильно перекриваються заборонені зони ТІ при зміні геометричних параметрів елементарної комірки розраховано дисперсійні діаграми для двох ТІ (схема на рис. 7.2) із кутом повороту еліпсів $C_1 = 0^\circ$ и $C_2 = 90^\circ$ [118]. На дисперсійній діаграмі (рис. 7.3) уздовж вертикальної осі відкладена нормована частота *fp/c*, де *c* – швидкість світла у вакуумі, *p* – період структури, а вздовж горизонтальної осі – хвильовий вектор. Точки М, Г, К – загальноприйняті позначення для особливих точок всередині зони Бріллюена для двовимірного фотонного кристалу (ФК) з гексагональною решіткою [126].

Зазначимо, що для TI з кутом $C_1 = 0^\circ$ (рис. 7.3, а) заборонена зона знаходиться у діапазоні частот fp/c = 0,689-0,702, її ширина складає 1,89%, а для TI з кутом $C_2 = 90^\circ$ (рис. 7.3, б) заборонена зона знаходиться в діапазоні частот fp/c = 0,688-0,702, її ширина складає 2,03% [118].



Рисунок 7.3 – Дисперсійні діаграми 2D топологічного ізолятора на базі двоперіодичного масиву еліптичних циліндрів з кварцу з одноосьовою анізотропією уздовж осі x і кутом повороту еліпсів всередині елементарної комірки [118]: а) $C_1 = 0^\circ$; б) $C_2 = 90^\circ$

Досліджено вплив напрямку осі анізотропії кварцу на ширину і зміщення забороненої зони ТІ. Для цього розраховано три структури ТІ з напрямами осей анізотропії, які спрямовані вздовж осей координат (рис. 7.2). А саме, для еліптичних циліндрів при виборі одноосьової анізотропії α -кварцу в напрямку осі *у* компоненти тензора діелектричної проникності матимуть наступний вигляд [118]: $\varepsilon_{xx} = 4,643$, $\varepsilon_{yy} = 4,847$, $\varepsilon_{zz} = 4,643$. При цьому для TI з кутом $C_1 = 0^\circ$ (рис. 7.2, а) заборонена зона знаходиться у діапазоні частот fp/c = 0,688-0,702, її ширина становить 2,03%, а для TI з кутом $C_2 = 90^\circ$ (рис. 7.2, б) заборонена зона знаходиться у діапазоні частот fp/c = 0,689-0,702, її ширина становить 1,89%.

При виборі одноосьової анізотропії α -кварцу у напрямку осі z компоненти тензора діелектричної проникності будуть мати вигляд [118]: $\varepsilon_{xx} = 4,643$, $\varepsilon_{yy} = 4,643$, $\varepsilon_{zz} = 4,847$. При цьому для ТІ з кутом $C_1 = 0^{\circ}$ (рис. 7.2, а) заборонена зона знаходиться в діапазоні частот fp/c = 0,675-0,691, її ширина становить 2,27%, а для ТІ з кутом $C_2 = 90^{\circ}$ (рис. 7.2, б) заборонена зона знаходиться в діапазоні частот fp/c = 0,676-0,691, її ширина становить 2,27%.

Таким чином, для усіх трьох випадків вибору напрямку одноосьової анізотропії кварцу ми отримуємо значне перекриття заборонених зон для TI з кутами повороту еліпсів $C_1 = 0^\circ$ та $C_2 = 90^\circ$ [118]. Це дозволяє будувати на їхній основі комбіновані структури, на границі яких очікується виникнення поверхневих ЕМ коливань [126–128]. При цьому перекриття заборонених зон TI є необхідною умовою для виникнення поверхневих коливань на границі двох різних TI.

З аналізу розрахунків, наведених в попередніх абзацах, можна бачити, що при виборі напрямку одноосьової анізотропії уздовж осі z ми отримуємо розширення забороненої зони до 10% у порівнянні з двома іншими випадками (анізотропія уздовж осі x та осі y) [118]. Таким чином, шляхом вибору напрямку одноосьової анізотропії матеріалу ТІ продемонстровано можливість підлаштовувати його електромагнітні властивості, не змінюючи інших параметрів структури.

Необхілно відзначити, ШО ще одним перспективним методом електромагнітними ΤI керування властивостями € змінення його геометричних параметрів [118]. Так, при збільшенні періоду структури р зі збереженням пропорцій елементів у відношенні до періоду заборонена зона буде зміщуватися до більш низьких частот. Крім того, ще одним багатообіцяючим способом більш тонкого налаштування параметрів забороненої зони є регулювання відстані від центру елементарної комірки до центрів еліпсів *l*.

7.1.3 Результати по підрозділу

Таким чином, чисельно продемонстрована можливість ефективно електромагнітними властивостями ΤI зміни його керувати шляхом геометричних параметрів, а також діелектричної проникності складових його Так, показано, що при збільшенні періоду структури зі елементів. пропорцій елементів у відношенні до періоду центр збереженням забороненої зони буде зміщуватися до більш низьких частот. Також досліджено вплив напрямку осі анізотропії кварцу на ширину і зміщення забороненої зони ТІ. Показано, що при виборі напрямку одноосьової анізотропії уздовж осі циліндрів (z) ми отримуємо розширення забороненої зони до 10% у порівнянні з двома іншими випадками (анізотропія уздовж осі x та осі y).

7.2 Поверхневі стани в комбінованих штучних топологічних ізоляторах на базі двоперіодичного масиву еліптичних елементів із кварцу

Як відомо, електромагнітні аналоги топологічних ізоляторів можуть мати поверхневі коливання на своїй межі, тоді як усередині бути ізоляторами [28, 122, 123]. При цьому цей ефект спостерігається в певному діапазоні частот, а саме, всередині забороненої зони ТІ. При виникненні умов, за яких можуть існувати поверхневі коливання на границі ТІ, можлива передача енергії з малими втратами за рахунок хвиль, що розповсюджуються

уздовж границі ТІ. У попередньому підрозділі було визначено такі області частот для обраного типу ТІ. У якості границі ТІ може виступати, наприклад, металева стінка [29], або ТІ з іншими параметрами елементарної комірки [126–128]. У цьому підрозділі розглянуто комбінований ТІ, в якому границя формується з двох ТІ із різними параметрами елементарної комірки. При цьому елементарна комірка кожного з двох ТІ в цілому має однакову схему (рис. 7.1), проте геометричні параметри обох структур відрізняються. При цьому комбінована структура залишається повністю діелектричною, що є її перевагою.

В даному підрозділі вивчені особливості виникнення поверхневих станів в повністю діелектричних електромагнітних аналогах ТІ на прикладі комбінованої структури двоперіодичного масиву еліптичних елементів із кварцу [118]. Проаналізовано можливості керування частотами поверхневих станів у дисперсійній діаграмі комбінованої структури ТІ шляхом вибору напрямку одноосьової анізотропії кварцу.

7.2.1 Обґрунтування вибору параметрів досліджуваного штучного топологічного ізолятора на базі двоперіодичного масиву еліптичних елементів із кварцу

У якості комбінованої структури двовимірного топологічного ізолятора обрано дві розглянуті вище структури із різними кутами повороту елементів в елементарній комірці: для першої $C_1 = 0^\circ$ (рис. 7.2, а), для другої $C_2 = 90^\circ$ (рис. 7.2, б) [126]. Такі параметри підібрані через те, що заборонені зони ТІ повинні перекриватися в певному частотному діапазоні. Кути повороту комірці були підібрані елементів В елементарній шляхом аналізу (рис. 7.3) дисперсійних діаграм ДЛЯ даних структур. Схему такої комбінованої структури на основі масиву еліптичних кварцових циліндрів поблизу межі двох ТІ наведено на рис. 7.4, а, де границя відмічена пунктирною лінією.



(б)

x

Рисунок 7.4 – Комбінована структура ТІ на базі масиву еліптичних циліндрів з кварцу поблизу границі двох топологічних ізоляторів з кутом повороту еліпсів всередині елементарної комірки $C_1 = 0^\circ$ та $C_2 = 90^\circ$ [118]: а) схема структури (кварцові елементи зображені чорним кольором); б) просторовий розподіл нормальної (*z*) компоненти електричного поля для структури на нормованій частоті дозволеного стану *fp/c* = 0,69029

Треба відмітити, що для реалізації поверхневих станів напрямок кругової поляризації для дозволених станів на краях забороненої зони в точці Г (рис. 7.3) дисперсійної діаграми ($k_x = k_y = 0$) є протилежним для двох обраних структур [118].
7.2.2 Дисперсійні властивості комбінованих штучних топологічних ізоляторів на базі двоперіодичного масиву еліптичних елементів із кварцу

З метою знаходження діапазону частот, в якому виникають поверхневі стани, розраховано дисперсійні діаграми (рис. 7.5) у напрямку Г–К для комбінованої структури, яка складається з двох ТІ (схема рис. 7.4, а), що межують, з кутом повороту еліпсів в комірках ТІ $C_1 = 0^\circ$ та $C_2 = 90^\circ$ [118]. На дисперсійній діаграмі по горизонтальній осі відкладений хвильовий вектор k_x , а по вертикальній осі – нормована частота *fp/c*. Розрахунок виконано для двох комбінованих структур. Для першої вісь анізотропії кварцу була обрана уздовж осі *z* (рис. 7.5, а), а для другої – уздовж осі *x* (рис. 7.5, б).



Рисунок 7.5 – Дисперсійні діаграми для комбінованої структури, яка складається з двох топологічних ізоляторів на базі масиву еліптичних циліндрів з кварцу, що межують, з кутами повороту еліпсів всередині елементарних комірок $C_1 = 0^\circ$ та $C_2 = 90^\circ$ [118]: а) з одноосьовою анізотропією кварцу уздовж осі *z*; б) з одноосьовою анізотропією кварцу уздовж осі *x*

Як видно з рис. 7.5, у забороненій зоні комбінованої структури ТІ присутні дві вироджені моди поверхневого стану (ПС), позначені жирними лініями: стану *p*-типу (нижня червона лінія) і *d*-типу (верхня синя лінія). Ці

стани відповідають ЕМ хвилям з круговою поляризацією: ПКП (p-тип) і ЛКП (d-тип). Ці ПС на дисперсійній діаграмі перетинаються в точці Г (при $k_x = 0$) [126].

Таким чином, чисельний розрахунок (рис. 7.5) продемонстрував, що шляхом вибору напрямку одноосьової анізотропії кварцу можна ефективно керувати частотами поверхневих станів ТІ. Так, для структури, що виконана з кварцових циліндрів з одноосьовою анізотропією уздовж осі *z*, резонансні моди ПС перетинаються в точці поблизу *fp/c* = 0,685 (рис. 7.5, а), тоді як для структури с одноосьовою анізотропією уздовж осі *x* – у точці поблизу *fp/c* = 0,697 (рис. 7.5, б) [118].

З метою визначення швидкості спадання ЕМ поля від границі ТІ на частоті поверхневого коливання, чисельно розраховано просторовий розподіл нормальної (z) компоненти електричного поля для комбінованої структури ТІ (рис. 7.4, б) на нормованій частоті ПС fp/c = 0,69029 (хвильовий вектор з компонентами $k_x = 0,02174$, $k_y = 0,32609$) [118]. Ця частота розташована в забороненій зоні кожного окремо взятого ТІ. Вісь анізотропії кварцу була обрана уздовж осі z. 3 рис. 7.4, б видно, що концентрація поля спостерігається на межі двох ТІ (напруженість поля позначена кольором), і спадає до нехтовно малих величин при віддаленні від неї уздовж осі x на відстань близько декількох періодів структури (близько двох довжин хвиль).

Ще одним способом регулювання частоти поверхневих станів в широкому діапазоні частот, корисним для практичних застосувань, є зміна періоду структур [118]. При збільшенні періоду структур та при збереженні пропорцій елементів по відношенню до періоду, ПС будуть зміщуватися у напрямку більш низьких частот.

7.2.3 Результати по підрозділу

Таким чином, чисельно розраховані дисперсійні діаграми та картини просторового розподілу ЕМ поля для комбінованої структури, яка складається з двох ТІ, що межують, з кутом повороту еліпсів всередині елементарних комірок TI 0° і 90°. Чисельно продемонстровано, що вибором напрямку одноосьової анізотропії кварцу можна ефективно керувати частотами поверхневих станів в дисперсійній діаграмі комбінованої структури TI.

Чисельно розраховано просторовий розподіл нормальної компоненти електричного поля для комбінованої структури ТІ на частоті ПС. Показано, що концентрація електричного поля спостерігається на границі двох ТІ і спадає до нехтовно малих величин при віддаленні від неї на відстань декількох періодів структури.

Висновки до розділу 7

Таким чином, розглянуті особливості електромагнітних властивостей електромагнітних аналогів топологічних ізоляторів (TI) на прикладі двовимірного двоперіодичного масиву еліптичних циліндрів з кварцу. А саме:

1. Чисельно показана можливість шляхом вибору напрямку одноосьової анізотропії матеріалу, з якого зроблений ТІ, налаштовувати його електромагнітні властивості, не змінюючи інших параметрів структури. Показано, що вибір напрямку осі анізотропії кварцу впливає на ширину та положення забороненої зони ТІ, побудованого на базі двоперіодичного масиву еліптичних циліндрів з кварцу. При цьому, при виборі напрямку одноосьової анізотропії уздовж осі циліндрів (z) ми отримуємо розширення забороненої зони до 10% у порівнянні з двома іншими випадками (анізотропія уздовж осі x та осі y).

2. Чисельно показано, що вибором напрямку одноосьової анізотропії кварцу можна ефективно керувати частотами поверхневих станів для комбінованої структури TI, яка складається з двох різних TI, що межують. Показано, що концентрація змінного електричного поля спостерігається на границі двох TI і спадає до нехтовно малих величин при віддаленні від неї на відстань близько декількох довжин хвиль.

Що стосується практичних застосувань, то такі штучні комбіновані ТІ доцільно використовувати як елементи мікрохвильових та оптичних ліній передачі та пристроїв, які мають дуже малі втрати при поширенні в них електромагнітних хвиль.

РОЗДІЛ 8

ЗБУДЖЕННЯ ПОВЕРХНЕВИХ ХВИЛЬ ЗАДАНОЇ ПОЛЯРИЗАЦІЇ НА САМОКОМПЛЕМЕНТАРНІЙ МЕТАПОВЕРХНІ

Одним із багатообіцяючих способів створення керованих метаповерхонь, що працюють як випромінювачі ближнього ЕМ поля, є розміщення на елементарній комірці метаповерхні декількох збуджуючих елементів з різною поляризацією. При цьому якщо метаповерхня одночасно підтримує ТЕ- і ТМ-поляризовані моди, що мають близькі постійні поширення на частоті збудження, то це дає можливість отримувати ближнє поле з наперед заданою поляризацією ЕМ хвиль при їх одночасному збудженні.

Самокомплементарні метаповерхні, що відповідають принципу подвійності Бабіне, широко використовуються для маніпулювання пласкими хвилями [26, 195], наприклад, в вузькосмугових фільтрах [45], ідеальних поглиначах [196], пласких поляризаторах та розгалужувачах хвиль [45–47]. Принцип Бабіне полягає в тому, що дифракційна картина від непрозорого тіла ідентична дифракційній картині від отвору того ж розміру й форми, за винятком загальної інтенсивності прямого випромінювання. При цьому й резонансні ТЕ- і ТМ-поляризовані моди від непрозорого тіла й від отвору будуть виродженими за частотою.

Самокомплементарні МП представляють собою комбінацію на одній елементарній комірці металевого елемента малої товщини та його додаткової (комплементарної) копії, де металевий елемент і навколишній простір поміняні місцями. Нещодавно було показано, що каналізація поляризаційно вироджених поверхневих хвиль на самокомплементарній метаповерхні може призвести до ефективної маршрутизації сигналу зі збереженням поляризації його джерела [48]. При цьому, самокомплементарні МП мають вироджений спектр поверхневих ТЕ- і ТМ-поляризованих мод у певних напрямках. Однак дотепер не вирішена така важлива задача як керування поляризацією випромінюваних ЕМ хвиль за допомогою самокомплементарних МП. Одним з перспективних способів вирішення цього завдання представляється застосування самокомплементарних МП малої товщини [197]. При цьому буде реалізована можливість ефективно керувати поляризацією ближнього поля шляхом розміщення на метаповерхні декількох збуджуючих елементів з різною поляризацією.

У цьому розділі чисельно досліджено спосіб керування ближнім полем самокомплементарних метаповерхонь, а саме, збудження поверхневих хвиль заданої поляризації [49, 197, 198]. При цьому використано явище поляризаційного виродження поверхневих ТЕ і ТМ мод уздовж конкретних напрямків поширення для самокомплементарних МП. Це дає можливість збудити поверхневі хвилі наперед заданої поляризації. Показано, що таке збудження може бути успішно реалізовано шляхом регулювання взаємних амплітуд і фаз двох диполів. Це призводить до високоспрямованого поширення поверхневих хвиль з наперед заданою поляризацією.

8.1 Збудження поверхневих хвиль довільної поляризації на самокомплементарній метаповерхні

Відомо, що самокомплементарні метаповерхні, що задовольняють принципу Бабіне, матимуть повне виродження ТЕ і ТМ мод в заданому напрямку тільки в випадку метаповерхні з нескінченно малою товщиною елементів з ідеального провідника [26]. Введення в досліджувану структуру діелектричної підкладки приведе до порушення принципу Бабіне. Завдяки цьому виродження ТЕ і ТМ мод буде знято.

Тому в цьому підрозділі спочатку було проаналізовано електромагнітні властивості самокомплементарної метаповерхні без значного впливу підкладки. При цьому товщину металевих елементів обрано набагато меншою за довжину хвилі. Таким, чином, ми досягаємо такої позитивної якості як забезпечення малої різниці у постійних поширеннях ТЕ- і ТМ- поляризованих хвиль на такій МП. Як наслідок, ми одержуємо досить велику ступінь виродження ТЕ і ТМ мод.

8.1.1 Обгрунтування вибору параметрів самокомплементарної метаповерхні

Зараз НВЧ діапазон ЕМ хвиль використовують у далекому космічному зв'язку й радіолокації. Також ця область частот є перспективною для багатьох інших практичних застосувань і часто використовується для проведення експериментальних досліджень. Тому є актуальним вивчення можливості створення керованої метаповерхні для випромінювання хвиль із заданою поляризацією для цього діапазону.

Параметри досліджуваної метаповерхні обрано для роботи на частоті поблизу 10 ГГц, що знаходиться В НВЧ діапазоні. Досліджено самокомплементарну метаповерхню, що має елементарну комірку, показану на рис. 8.1, а [49]. Елементарна комірка складається з двох елементів: І-подібного металевого елементу і його інвертованої копії, тобто отвору в металевому екрані такої ж форми. Вибір форми металевих елементів обумовлений необхідністю скорочення їхньої довжини для заданої частоти та забезпечення значної величини зв'язку з сусідніми елементарними комірками. Період метаповерхні складає a = 10 мм. Параметри металевих елементів елементарної комірки такі: $L_x = 0.7a$, $L_{x^2} = 0.2a$, $L_y = 0.3a$, w = 0.05a. Товщина металевих елементів *h_m* = 0,0035*a*. Параметри підкладки: товщина h = 0, 1a, діелектрична проникність $\varepsilon' = 1$.

Самокомплементарні метаповерхні підтримують вироджені власні моди ТЕ і ТМ типу [48, 199]. Для досліджуваної метаповерхні з метою оцінки ступеня виродження цих мод розраховано дисперсійну діаграму в напрямку поширення хвилі вздовж осі x (напрямок Г–Х) для перших двох мод ТЕ і ТМ типу (рис. 8.2, а) [49]. Пунктирною лінією позначено світлову лінію. З рисунка видно, що в усьому проаналізованому діапазоні частот моди ТЕ і ТМ

типу знаходяться близько одна від одної, тобто сильно вироджені. Ступінь виродження мод оцінюється як різниця їхніх постійних поширення $dk_x = |k_{TE} - k_{TM}|$ на заданій частоті. Залежність ступеня виродження мод від частоти наведена на рис. 8.2, б.



Рисунок 8.1 – Елементарна комірка самокомплементарної метаповерхні, що складається з І-подібного металевого елемента та його інвертованої копії на підкладці [49]



Рисунок 8.2 – Дисперсійні властивості для самокомплементарної двоперіодичної метаповерхні [197]: а) дисперсійна діаграма $f(k_x)$ вздовж осі x (напрямок Г–Х); б) частотний спектр ступеня виродження $dk_x(f)$ перших двох мод ТЕ і ТМ типу

З рис. 8.2, б видно, що перші дві моди на дисперсійній діаграмі є сильно виродженими для частот нижче 10,7 ГГц, де $dk_x < 0,01\pi/a$ [49]. Це означає, що ТЕ- і ТМ-поляризовані хвилі можуть розповсюджуватися по структурі на відстань до декількох періодів із достатньо малою різницею фаз між ними. При цьому мінімуми на спектрі dk_x відповідають випадку, коли постійні поширення для ТЕ і ТМ мод практично збігаються ($dk_x < 0,001\pi/a$).

Відомо, що хвиля з будь-якою поляризацією може бути представлена як сума ортогонально поляризованих хвиль однакової довжини. При цьому в загальному випадку ці хвилі повинні мати різну амплітуду й початкову фазу. Оскільки перші дві моди МП є ортогональними відносно поляризації та досить сильно виродженими ($dk_x \ll \pi/a$), то таку МП перспективно використовувати як випромінювач електромагнітних хвиль із заданою поляризацією.

8.1.2 Збудження поверхневих хвиль вертикальної та горизонтальної лінійних поляризацій з використанням одного диполя

Для дослідження можливості керування поляризацією ближнього поля обрано скінченну метаповерхню, що обмежена в напрямку осі *x* та складається з 21 вищезгаданої елементарної комірки (рис. 8.3) [49]. Періодичні граничні умови застосовано вздовж осі *y*, а поширення EM хвиль будемо розглядати вздовж осі *x*. З одного боку структури в першій елементарній комірці розміщені два ортогонально спрямовані електричні диполі (Порт 1 і Порт 2). Якщо амплітуду і початкову фазу диполів змінювати, то відбувається збудження хвиль змішаної поляризації на першій елементарній комірці, яке потім передається на сусідні елементарні комірки. В свою чергу, це дає можливість випромінювати хвилю з необхідною поляризацією. Чисельне моделювання виконано в частотній області з використанням методу FDTD із застосуванням періодичних граничних умов типу Флоке.



Рисунок 8.3 – Елементарна комірка скінченної самокомплементарної метаповерхні, що періодична вздовж осі *y* і складається з 21 елементарних комірок (показаних на рис. 8.1) вздовж осі *x*, на підкладці з $\varepsilon' = 1$, tg $\delta = 0,02$. Порти збудження (диполі) показані стрілками в першій комірці [49]

Для опису поляризації пласкої монохроматичної хвилі достатньо трьох параметрів. Наприклад, цими параметрами можуть бути амплітуди коливань по осях x і y і різниця фаз між ними. Однак існує альтернативний опис поляризації хвилі. Параметри Стокса – це набір величин (чотири параметри S₀, S₁, S₂, S₃), що описують вектор поляризації електромагнітних хвиль, введений у фізику Дж. Стоксом в 1852 році [200]. Оригінальна стаття Стокса була розглянута незалежно Ф. Перріном v 1942 році [201] та С. Чандрасекаром у 1947 році [202, 203], який назвав їх параметрами Стокса. У випадку пласкої монохроматичної хвилі ці параметри однозначно пов'язані поляризаційного еліпса. Параметри Стокса 3 параметрами часто для опису поляризації хвиль як в застосовують оптиці, так і в електродинаміці. При цьому незалежними є тільки три параметри Стокса, оскільки для повністю поляризованої хвилі рівність виконується $S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = S_0^2$.

У цьому розділі проаналізовано просторовий розподіл електричного поля за допомогою формалізму параметрів Стокса [160]. Компоненти напруженості електричного поля E_y та E_z були обрані як ортогональні компоненти хвилі для розрахунку параметрів S_0 , S_1 , S_2 , S_3 [49]. Припускаючи поширення хвилі уздовж осі *x*, визначимо параметри Стокса в такий спосіб: $S_0 = |E_y|^2 + |E_z|^2$, $S_1 = |E_y|^2 - |E_z|^2$, $S_2 = 2 \operatorname{Re}(E_y E_z^*)$ і $S_3 = -2 \operatorname{Im}(E_y E_z^*)$.

Проаналізовано просторовий розподіл нормованих параметрів Стокса, що відповідає лінійної горизонтальної $(S_1/S_0 = 1)$, вертикальної $(S_1/S_0 = -1)$, під кутом 45° та 135° $(S_2/S_0 = \pm 1)$ поляризації та правої/лівої кругової $(S_3/S_0 = \pm 1)$ поляризації (ПКП і ЛКП) [49]. Надалі всі параметри Стокса будуть нормовані на загальну інтенсивність S_0 та розраховуватися в площині y = 0 мм, яка є перпендикулярною до площини метаповерхні та співпадає з центром елементарної комірки. Цю площину обрано тому, що внесок ЕМ хвиль від двох половин елементарної комірки буде найсильнішим саме в цій площині. Металеві елементи метаповерхні розташовані в площині z = 0 мм. Це дає змогу зручно аналізувати поляризацію хвилі, що випромінюється метаповерхнею.

Для демонстрації випромінювання хвиль з лінійною поляризацією спочатку було розраховано картини просторового розподілу нормованого параметра Стокса S_1/S_0 для двох випадків [49]. У першому випадку ЕМ поле збуджував лише перший диполь, а у другому випадку лише другий диполь.

На рис. 8.4, а показана картина просторового розподілу нормованого параметра Стокса S_1/S_0 для першого випромінюючого диполя на частоті 10,9 ГГц [49]. Були введені помітні втрати в підкладці $tg\delta = 0,02$, щоб зменшити паразитні перевідбиття від краю метаповерхні. З рисунка видно, що в дальній зоні $S_1/S_0 \approx 1$. Це відповідає лінійній горизонтальній поляризації хвилі в напрямку осі *у*.

На рис. 8.4, б показано картину просторового розподілу нормованого параметра Стокса S_1/S_0 для випадку другого випромінюючого диполя, де видно, що в дальній зоні $S_1/S_0 \approx -1$ [49]. Це означає, що цей випадок відповідає лінійній вертикальній поляризації хвиль в напрямку осі *z*, яка ортогональна до поляризації хвилі в першому випадку.



Рисунок 8.4 – Картини просторового розподілу ступеню лінійної поляризації (нормованого параметра Стокса S_1/S_0) поблизу самокомплементарної метаповерхні при збудженні поверхневих хвиль окремо диполями з ТЕ та ТМ поляризацією [49]: а) випромінюючий диполь 1 – вертикальна поляризація; б) випромінюючий диполь 2 – горизонтальна поляризація. Метаповерхня знаходиться у площині z = 0 мм

Таким чином, у цьому підрозділі чисельно продемонстровано збудження поверхневих хвиль вертикальної та горизонтальної лінійних поляризацій за допомогою лише одного з двох збуджуючих диполів на самокомплементарній метаповерхні.

8.1.3 Збудження поверхневих хвиль лінійної поляризації, повернутої на кут 45 та 135 градусів, двома диполями

Щоб отримати в даній точці простору хвилю з наперед заданою поляризацією, необхідно поєднати випромінювання обох диполів. Це відбувається тому, що хвиля з будь-якою поляризацією може бути представлена як сума ортогонально поляризованих хвиль однакової довжини, але різної амплітуди і початкової фази.

Для прикладу, для розрахунку були вибрані бажані значення нормованого параметра Стокса $S_2/S_0 = \pm 1$, що відповідає випадку лінійної

поляризації, повернутої відносно осі *z* на кут 45° та 135°, відповідно [49]. Для цього випадку вже необхідно об'єднати випромінювання обох диполів. При цьому перший диполь може випромінювати хвилю з фіксованою амплітудою $A_1 = 1$ і нульовою початковою фазою $\phi_1 = 0^\circ$, а для другого диполя необхідно підібрати амплітуду A_2 і початкову фазу ϕ_2 .

Для вибору оптимальних параметрів другого диполя розрахована усереднена залежність $1-|S_2/S_0|$ на обраній площині y = 0 мм від параметрів другого диполя A_2 і ϕ_2 (рис. 8.5) [49].



Рисунок 8.5 – Усереднена залежність 1– $|S_2/S_0|$ в нормальній площині y = 0 мм на частоті 10,9 ГГц для самокомплементарної метаповерхні на підкладці ($\varepsilon' = 1$, $tg\delta = 0,02$) від параметрів другого диполя A_2 та ϕ_2 (для першого диполя $A_1 = 1$, $\phi_1 = 0^\circ$) при збудженні поверхневих хвиль одночасно двома диполями [49]

Вид цієї залежності обраний таким тому, що при заданих значеннях нормованого параметра Стокса $S_2/S_0 = \pm 1$ усереднені по площині y = 0 мм значення виразу $1-|S_2/S_0|$ досягають мінімуму. У точках з мінімальними значеннями цієї функції буде картина поляризації поля, максимально схожа на задану ($S_2/S_0 = \pm 1$). Як видно з рис. 8.5, залежність має два локальні мінімуми, у яких початкова фаза другого диполя ϕ_2 відрізняється приблизно на 180°. Для цих двох наборів параметрів другого диполя, відповідно, буде відрізнятися й картина просторового розподілу поля поблизу МП. Однак, оптимальне значення параметрів другого диполя буде досягнуто лише в одному із цих двох випадків. А саме, залежність $1-|S_2/S_0|$ має мінімум у точці $A_2 = 1,46$, $\phi_2 = 198°$, що і є оптимальним значенням параметрів другого диполя.

Для того, щоб продемонструвати збудження хвиль з лінійною поляризацією, що повернута на кут 45° або 135°, розрахована картина просторового розподілу нормованого параметра Стокса S_2/S_0 у площині y = 0 мм для оптимізованих значень параметрів другого диполя ($A_2 = 1,46$, $\phi_2 = 198^\circ$) та фіксованих значень параметрів першого диполя ($A_1 = 1$ і $\phi_1 = 0^\circ$) на частоті 10,9 ГГц (рис. 8.6) [49].



Рисунок 8.6 – Картина просторового розподілу нормованого параметра Стокса S_2/S_0 поблизу самокомплементарної метаповерхні при збудженні поверхневих хвиль з лінійною поляризацією під кутом 45° та 135° одночасно двома диполями з різними параметрами [49]: $A_1 = 1$, $\phi_1 = 0^\circ$, $A_2 = 1,46$, $\phi_2 = 198^\circ$

Червоний $(S_2/S_0 = +1$ на шкалі інтенсивності на рис. 8.6) та синій $(S_2/S_0 = -1)$ кольори показують максимальні та мінімальні значення нормованого параметру Стокса. З рис. 8.6 видно, що в дальній зоні переважно $S_2/S_0 \approx 1$ для верхнього півпростору z > 0 мм і $S_2/S_0 \approx -1$ для нижнього півпростору z < 0 мм [49]. Це відповідає випадкам збудження хвиль з лінійною поляризацією, що повернута на кут 45° і 135°, відповідно.

Таким чином, в даному підрозділі чисельно продемонстровано збудження поверхневих хвиль лінійної поляризації, що повернута на кут 45° або 135° за допомогою двох збуджуючих диполів на самокомплементарній метаповерхні.

8.1.4 Збудження поверхневих хвиль правої та лівої кругової поляризацій двома диполями

Для демонстрації можливості збудження поверхневих хвиль із довільною еліптичною поляризацією на самокомплементарній метаповерхні, необхідно продемонструвати збудження не тільки хвиль з лінійною, але й круговою поляризацією. Також випромінювання хвиль із круговою поляризацією може бути корисним і для деяких практичних застосувань, таких як кіральні сенсори [204, 205]. Для кругополяризованих хвиль аналізований параметр Стокса буде S_3 . При заданих значеннях нормованого параметра Стокса $S_3/S_0 = \pm 1$ ми отримуємо хвилю з ПКП чи ЛКП, відповідно.

З метою демонстрації збудження хвиль з ПКП і ЛКП на самокомплементарній метаповерхні розрахована усереднена залежність $1-|S_3/S_0|$ вздовж обраної площини y = 0 мм від параметрів другого диполя A_2 і ϕ_2 (рис. 8.7) [49].



Рисунок 8.7 – Усереднена залежність 1– $|S_3/S_0|$ в нормальній площині y = 0 мм на частоті 10,9 ГГц для самокомплементарної метаповерхні на підкладці ($\varepsilon' = 1$, tg $\delta = 0,02$) від параметрів другого диполя A_2 та ϕ_2 (для першого диполя $A_1 = 1$, $\phi_1 = 0^\circ$) при збудженні поверхневих хвиль одночасно двома диполями [49]

В результаті аналізу цієї залежності видно, що вона має мінімум у точці $A_2 = 1,4, \ \phi_2 = 295^\circ.$

Для того, щоб продемонструвати збудження хвиль з круговою поляризацією, розрахована картина просторового розподілу нормованого параметра Стокса S_3/S_0 у площині y = 0 мм для оптимізованих значень параметрів другого диполя (A_2 і ϕ_2) та фіксованих значень параметрів першого диполя ($A_1 = 1$, $\phi_1 = 0^\circ$) на частоті 10,9 ГГц [49]. На рис. 8.8 показаний просторовий розподіл параметру S_3/S_0 для параметрів другого диполя $A_2 = 1,4$ і $\phi_2 = 295^\circ$.



Рисунок 8.8 – Картина просторового розподілу нормованого параметра Стокса S_3/S_0 поблизу самокомплементарної метаповерхні при збудженні поверхневих хвиль з круговою поляризацією одночасно двома диполями з різними параметрами [49]: $A_1 = 1$, $\phi_1 = 0^\circ$, $A_2 = 1,4$, $\phi_2 = 295^\circ$

З рис. 8.8 видно, що в дальній зоні $S_3/S_0 \approx 1$ для верхнього півпростору, де при z > 0 мм збуджено ПКП хвилю. При цьому, для нижнього півпростору в дальній зоні $S_3/S_0 \approx -1$, де при z < 0 мм збуджено ЛКП хвилю [49]. Зазначимо, що в обох випадках дані параметри поляризації хвилі спостерігаються лише в дальній зоні (в точках з координатою приблизно |z| >15 мм $\sim \lambda/2$, де λ – робоча довжина хвилі). Тут існує також порушення однорідності просторового розподілу поляризації хвилі біля самих диполів (в точках з координатами поблизу x = 0 мм), що можна пояснити переважним випромінюванням диполів порівняно з самою метаповерхнею.

Таким чином, в даному підрозділі чисельно продемонстровано збудження поверхневих хвиль правої та лівої кругової поляризації за допомогою двох збуджуючих диполів на самокомплементарній метаповерхні. 8.1.5 Збудження поверхневих хвиль довільної еліптичної поляризації двома диполями

Відповідно до основної мети даного розділу, чисельно продемонструємо збудження поверхневої хвилі з довільною еліптичною поляризацією за допомогою двох збуджуючих диполів [49, 198]. Для цього оберемо два різних випадки еліптичної поляризації, для яких частина параметрів Стокса будуть рівними по модулю для кожного випадку. Зокрема, становить інтерес розгляд таких випадків: $|S_2| = |S_3|$ і $|S_1| = |S_2| = |S_3|$.

Спочатку розглянемо наступний випадок еліптичної поляризації з нормованими параметрами Стокса: $S_1/S_0 = 0$, $S_2/S_0 = \pm 0,707$, $S_3/S_0 = \pm 0,707$. На рис. 8.9, а показано точки на сфері Пуанкаре для цього випадку [49]. Тут у якості сфери Пуанкаре розуміється поверхня, що наочно відображає стан поляризації та обмежує всі можливі комбінації нормованих параметрів Стокса. Вони при максимальному ступені поляризації задовольняють співвідношенню $S_1^2/S_0^2 + S_2^2/S_0^2 = 1$, тому будуть розташовані на сфері Пуанкаре одиничного радіуса.

Оптимізацію проведено в області над метаповерхнею, що вище (z > 18 мм) і праворуч (x > 45 мм) відносно диполів на рис. 8.3 [49]. Саме в цій області спостерігається максимальна однорідність полів, тому тут проводилися дослідження на відповідність розрахованим та заданим значенням нормованих параметрів Стокса. У цій області різні знаки параметрів S_2/S_0 і S_3/S_0 відповідають областям над і під метаповерхнею, відповідно. Розраховані наступні параметри диполів, необхідні для збудження еліптичної поляризації: $A_1 = 1$, $\phi_1 = 0^\circ$, $A_2 = 1,2$, $\phi_2 = -25^\circ$. Відповідні розраховані просторові розподіли нормованих параметрів Стокса S_1/S_0 , S_2/S_0 і S_3/S_0 в середині елементарної комірки МП (в площині y = 0 мм) на частоті поблизу резонансу 10,9 ГГц показані на рис. 8.10, б-г відповідно.



Рисунок 8.9 – а) Сфера Пуанкаре з позначеними цільовими станами поляризації $S_1/S_0 = 0$, $S_2/S_0 = \pm 0,707$, $S_3/S_0 = \pm 0,707$ (жирні точки); б) гістограми нормованих параметрів Стокса, отриманих при чисельному моделюванні для точок на розрахунковій площині y = 0 мм [49]

На рис. 8.9, б показана стовпчаста діаграма, отримана в результаті цих розрахунків для величин просторово-усереднених нормованих параметрів Стокса в області $|Z| > \lambda/2$. Вона розрахована з метою наочного уявлення, наскільки поляризація хвилі в цій області відповідає заданій.

З просторових розподілів параметрів Стокса видно, що параметр S_1 знаходиться на рівні шуму зі значеннями в кілька разів меншими, ніж для параметрів S_2 і S_3 [49]. Відповідні еліпси поляризації проведені в кількох точках на висоті $Z = \pm \lambda$ і $Z = \pm 2\lambda$ на рис. 8.10, а.





Рисунок 8.10 – а) Збуджені еліптичні стани поляризації в кількох точках на висотах $z = \pm \lambda$ і $z = \pm 2\lambda$ над метаповерхнею в площині y = 0 мм; б)–г) просторовий розподіл нормованих параметрів Стокса на частоті f = 10,9 ГГц в площині y = 0 мм при параметрах диполів збудження $A_1 = 1, \phi_1 = 0^\circ, A_2 = 1, 2, \phi_2 = -25^\circ$: б) S_1/S_0 , в) S_2/S_0 і г) S_3/S_0 [49]

Додатково показана можливість збудження хвиль з іншою еліптичною поляризацією [198]. На рис. 8.11, а наведено точки на сфері Пуанкаре для випадку $S_1/S_0 = S_2/S_0 = S_3/S_0 = \pm 0,577$. Для збудження таких хвиль необхідно використовувати одночасно два диполі з такими розрахованими параметрами: $A_1 = 1$, $\phi_1 = 0^\circ$, $A_2 = 0,85$, $\phi_2 = -128^\circ$.



Рисунок 8.11 – а) Сфера Пуанкаре з позначеними цільовими станами поляризації $S_1/S_0 = S_2/S_0 = S_3/S_0 = \pm 0,577$ (жирні точки); б) гістограми нормованих параметрів Стокса, отриманих при чисельному моделюванні для точок на розрахунковій площині y = 0 мм [198]

На рис. 8.12, б–г показані розраховані нормовані просторові розподіли параметрів Стокса на площині y = 0 мм. На рис. 8.11, б показана стовпчаста діаграма, отримана в результаті цих розрахунків для величин просторовоусереднених нормованих параметрів Стокса в області $|Z| > \lambda/2$. 3 неї видно, що всі три параметри Стокса практично однакові по модулю, що відповідає заданій умові. На рис. 8.12, а показано поляризацію випромінюваних хвиль у кількох обраних точках на площині y = 0 мм. Можна побачити з рис. 8.12, б–г, що в вищеозначеній просторовій області, що обрана для оптимізації, поляризація хвилі відповідає бажаній еліптичній поляризації з хорошою точністю. При цьому, напрямок обертання хвиль в різних півплощинах відносно метаповерхні взаємно протилежний.



Рисунок 8.12 – а) Збуджені еліптичні стани поляризації в кількох точках на висотах $z = \pm \lambda$ і $z = \pm 2\lambda$ над метаповерхнею в площині y = 0 мм; б)–г) просторовий розподіл нормованих параметрів Стокса на частоті f = 10,9 ГГц в площині y = 0 мм при параметрах портів збудження $A_1 = 1, \phi_1 = 0^\circ, A_2 = 0.85, \phi_2 = -128^\circ$: б) S_1/S_0 , в) S_2/S_0 і г) S_3/S_0 [198]

Таким чином, в цьому підрозділі чисельно продемонстровано збудження поверхневих хвиль заданої еліптичної поляризації за допомогою двох збуджуючих диполів з різними параметрами на самокомплементарній метаповерхні. При цьому очікується, що за допомогою правильного вибору відповідних параметрів двох збуджуючих диполів будь-який стан поляризації поверхневої хвилі може бути досягнутий. 8.2 Вплив підкладки на однорідність поляризації поверхневих хвиль поблизу самокомплементарній метаповерхні

З практичної точки зору і реальної реалізації важливо проаналізувати вплив підкладки на поляризацію збуджених поверхневих хвиль [49, 198].

Відповідно до чисельно розрахованої дисперсійної діаграми для підкладки з $\varepsilon_s = 1$ [49] (рис. 8.13, а) перші дві ТЕ і ТМ моди є майже повністю виродженими в певному діапазоні частот. Наприклад, різниця між їхніми постійними поширення $dk_x = |k_{TE} - k_{TM}| < 0,005\pi/a$ є невеликою для частот нижче 10,7 ГГц. Однак виродження мод порушується зі збільшенням діелектричної проникності підкладки (рис. 8.13, б). А саме, порушення стає суттєвим для підкладки марки FR-4 з $\varepsilon_s = 3,9$, де різниця dk_x стає набагато більшою ($dk_x < 0,1\pi/a$ для частот нижче 7,23 ГГц).



Рисунок 8.13 – Дисперсійні діаграми ТЕ- і ТМ-поляризованих власних мод $f(k_x)$ вздовж осі x (напрямок Г–Х) для двоперіодичної метаповерхні з діелектричною проникністю підкладки [49]: а) $\varepsilon_s = 1$; б) $\varepsilon_s = 3,9$

Основний недолік наявності підкладки в самокомплементарній метаповерхні пов'язаний з порушенням принципу Бабіне, що призводить до зняття виродження мод ТЕ і ТМ типу. В цьому випадку ми все ще можемо збуджувати окремо поверхневі моди ТЕ або ТМ [49], однак поляризаційне

виродження ТЕ і ТМ хвиль порушується, тому що хвильові вектори ТЕ і ТМ хвиль (і, як наслідок, швидкості їх поширення) є різними за величиною на одній і тій самій частоті. Чим більшою є діелектрична проникність підкладки, тим сильніше знімається виродження ТЕ і ТМ мод. Це означає, що будь-яка інша поляризація (крім ТЕ або ТМ), що представляє суперпозицію мод ТЕ і ТМ, не може бути збуджена ідеально завдяки різним набігам фази між хвильовими векторами ТЕ і ТМ при поширення вздовж метаповерхні. Крім того, хвиля зазнає деяких додаткових модуляцій, викликаних цією різницею фаз, які можуть бути досить помітними на відстанях від метаповерхні $|Z| < \lambda/2$.

Для розрахунку використовувалася популярна в експерименті мікрохвильова підкладка FR-4 ($\varepsilon' = 3,9$, tg $\delta = 0,02$) з товщиною h = 0,1a. З картин просторового розподілу параметра S_1/S_0 видно, що незважаючи на появу великої різниці фаз між ТЕ та ТМ модами, тим не менш, все ще можливо збуджувати окремо чисто поверхневі моди ТЕ і ТМ з лінійною поляризацією одним диполем (рис. 8.14, а–б) [49, 197].

Але при наявності підкладки збудження поверхневих хвиль з довільним станом поляризації стає менш ефективним, особливо в області ближнього поля ($|Z| < \lambda/2$) [49]. Для метаповерхні на цій підкладці розраховано оптимальні значення параметрів другого диполя (A_2 і ϕ_2) при фіксованих значеннях параметрів першого диполя ($A_1 = 1$, $\phi_1 = 0^\circ$) на частоті 7,2 ГГц для двох випадків. На рис. 8.14, в показано картину просторового розподілу параметра S_2/S_0 для параметрів другого диполя $A_2 = 0,8$ і $\phi_2 = -123^\circ$. З цих рисунків видно, що самокомплементарна метаповерхня на підкладці FR-4 у дальній зоні також може випромінювати хвилі з лінійною поляризацією, спрямованою під кутом 45° (або 135°) відносно осі *z*, або циркулярно поляризовані хвилі, при підібраних значеннях

277

параметрів другого диполя. При цьому усереднені значення параметрів S_2/S_0 та S_3/S_0 по модулю перевищують 0,9 на відстанях $|Z| > \lambda$.



Рисунок 8.14 – Просторовий розподіл нормованих параметрів Стокса у випадку метаповерхні на підкладці FR-4 на частоті f = 7,2 ГГц на площині y = 0 мм при збудженні: а) S_1/S_0 першим диполем; б) S_1/S_0 другим диполем; та при збудженні двома диполями з параметрами ($A_1=1$, $\phi_1=0^\circ$): в) S_2/S_0 при $A_2 = 0,8$, $\phi_2 = 144^\circ$; г) S_3/S_0 при $A_2 = 0,8$, $\phi_2 = -123^\circ$ [49]

Отже, ефективність поляризаційного збудження поверхневих хвиль зменшується зі зростанням діелектричній проникності підкладки [49]. Треба відмітити, що необхідні значення ступеня поляризації можуть бути достатньо високими при наявності підкладки. А саме, вони можуть перевищувати 90% ефективності. У ближньому полі на відстанях $|Z| < \lambda/2$, підкладка може викликати паразитні модуляції, що знижують ефективність збудження поверхневих хвиль з визначеною поляризацією.

Для дослідження впливу діелектричної проникності підкладки та відстані від метаповерхні на поляризацію хвилі, що випромінюється, проведено чисельне моделювання метаповерхні для трьох різних підкладок, які часто використовуються в експерименті. На рис. 8.15 показана розрахована залежність усередненого нормованого параметра Стокса S_2/S_0 від нормованої відстані Z/λ від метаповерхні вздовж осі *z* без підкладки ($\varepsilon_s = 1$), з підкладками FR-4 ($\varepsilon_s = 3,9$) та Rogers RO3010 ($\varepsilon_s = 10,2$) [198].



Рисунок 8.15 – Залежність усередненого нормованого параметра Стокса S_2/S_0 від відстані вздовж осі *z*, нормованої на відповідну довжину хвилі λ , для випадків без підкладки ($\varepsilon_s = 1$, $\lambda = 27,5$ мм), підкладки FR-4 ($\varepsilon_s = 3,9$, $\lambda = 41,7$ мм) і підкладки Rogers RO3010 ($\varepsilon_s = 10,2$, $\lambda = 62,5$ мм)

Штрихові лінії та зірочки на рис. 8.15 відповідають довжині згасання хвилі та z = 20 мм, відповідно [198]. Для кожного випадку параметри портів оптимізувалися окремо. Можна помітити, що усереднена величина S_2/S_0 (ступінь поляризації) є найбільшою для випадку відсутності підкладки. Крім того, величини насичення усередненого нормованого параметра Стокса S_2/S_0 на відстанях, близьких до довжини хвилі, приблизно обернено пропорційні діелектричній проникності підкладки. Це можна пояснити збільшенням локалізації поверхневих хвиль із зростанням діелектричної проникності підкладки. При збільшенні діелектричної проникності ε_s дедалі більше порушується принцип Бабине для самокомплементарної метаповерхневих хвиль порушується, що позначається і на ступені поляризації сумарної хвилі над метаповерхнею.

Для дослідження впливу діелектричної проникності підкладки та відстані від випромінюючих диполів на просторовий розподіл поляризації випромінюваної хвилі проведено чисельне моделювання збудження ЕМ хвиль біля метаповерхні для трьох різних підкладок [198].

На рис. 8.16 показані розподіли усереднених нормованих параметрів Стокса S_2/S_0 в поперечному перерізі вздовж осі *х* при довжині згасання вздовж осі *z* [198]. Довжина згасання, позначена пунктирними лініями на рис. 8.15, є відстанню по нормалі від метаповерхні, на якій інтенсивність поверхневої хвилі спадає в $e \approx 2,718$ раз, тому вона чітко характеризує область високої локалізації.

Відповідні значення усереднених нормованих параметрів Стокса S_2/S_0 становлять 0,83, 0,62 і 0,51 для діелектричної проникності підкладки ε_s , що дорівнює 1,0, 3,9 і 10,2, відповідно [198].



Рисунок 8.16 – Залежність усередненого нормованого параметра Стокса S_2/S_0 від відстані по осі *x*, нормованої на період *a*, для випадків без підкладки ($\varepsilon_s = 1$, $\lambda = 27,5$ мм), з підкладками FR-4 ($\varepsilon_s = 3,9$, $\lambda = 41,7$ мм) і Rogers RO3010 ($\varepsilon_s = 10,2$, $\lambda = 62,5$ мм) на відстані довжини згасання [198]. Горизонтальна лінія показує рівень ступеня поляризації вище 0,8

На рис. 8.17 показано розподіл усередненого нормованого параметру Стокса S_2/S_0 в поперечному перерізі вздовж осі *х* при *z* = 20 мм, який на рис. 8.15 позначений зірочками, і характеризує область поля між дальньою і ближньою зонами.

Нарешті, на рис. 8.18 показано розподіл усередненого нормованого параметру Стокса S_2/S_0 вздовж осі *x* при $z = \lambda$ [198]. У цьому випадку ступінь поляризації перевищує 0,95 після перших кількох періодів вздовж осі *x* для всіх випадків діелектричної проникності підкладки.



Рисунок 8.17 – Залежність усередненого нормованого параметра Стокса S_2/S_0 від відстані по осі *x*, нормованої на період *a*, для випадків без підкладки ($\varepsilon_s = 1$, $\lambda = 27,5$ мм), з підкладками FR-4 ($\varepsilon_s = 3,9$, $\lambda = 41,7$ мм) і Rogers RO3010 ($\varepsilon_s = 10,2$, $\lambda = 62,5$ мм) на відстані Z = 20 мм [198]. Горизонтальна лінія показує рівень ступеня поляризації вище 0,9

З рис. 8.16 – рис. 8.18 видно, що наявність підкладок зменшує ступінь поляризації поблизу першої комірки метаповерхні (при малих значеннях відстані по осі *x*) [198]. Найбільш вірогідно таке пояснення цих результатів, що існують два внески в розподіл поля. Один внесок походить від випромінювання комірки МП з диполями (перша елементарна комірка метаповерхні), а другий – від загасаючого поля поверхневої хвилі. Залежно від поставленої задачі, можна покращити ступінь поляризації на визначеній відстані від першої комірки. Це можна зробити навіть у випадку наявності підкладки як для дальнього, так і для ближнього поля.



Рисунок 8.18 – Залежність усередненого нормованого параметра Стокса S_2/S_0 від відстані по осі *x*, нормованої на період *a*, для випадків без підкладки ($\varepsilon_s = 1$, $\lambda = 27,5$ мм), з підкладками FR-4 ($\varepsilon_s = 3,9$, $\lambda = 41,7$ мм) і Rogers RO3010 ($\varepsilon_s = 10,2$, $\lambda = 62,5$ мм) на відстані $Z = \lambda$ [198]. Горизонтальна лінія показує рівень ступеня поляризації вище 0,95

Але особливо сильно порушує однорідність поляризації дальній край структури, що обумовлено відбиттями від нього. Також, порівнюючи залежності на рис. 8.16 – рис. 8.18 видно, що зі збільшенням відстані від метаповерхні *Z* досягнутий ступінь поляризації зростає (позначений горизонтальними лініями на рис. 8.16 – рис. 8.18).

8.3 Вплив кінцевого розміру та кінцевої кількості диполів на однорідність поляризаційних властивостей поверхневих хвиль поблизу самокомплементарної метаповерхні

Очевидно, що практична реалізація також передбачає кінцевий розмір метаповерхні і кінцеву кількість портів збудження (електричних диполів).

Поблизу резонансу поверхнева хвиля на нескінченній самокомплементарній метаповерхні має слабку розбіжність для поширення вздовж обраного напрямку, тому що виродження для TE- і TM-поляризованих хвиль вздовж напрямків осі x (або y на інших частотах) на самокомплементарній метаповерхні досить сильне [48]. Тому логічним буде очікувати, що кілька пар диполів типу 1 і 2 виконуватимуть повний контроль поляризації в певній просторовій області.

Для аналізу впливу кінцевого розміру структури розглянуто 5 пар портів збудження (електричних диполів) на метаповерхні, що складається з 21 × 21 елементарних комірок (рис. 8.19, а–б, квадрати) [49].



Рисунок 8.19 — Просторовий розподіл модулів електричного поля на частоті f = 10,9 ГГц у площині z = a при збудженні п'ятьма парами диполів, що позначені стрілками [49]: а) диполі типу 1 при $A_1 = 1$; б) диполі типу 2 при $A_2 = 1$

Вибір числа диполів у даному випадку обумовлений тим, що при меншому числі диполів можуть бути порушення однорідності поляризації поля поблизу МП через крайові ефекти. При цьому очікується, що область поширення хвилі буде обмежена прямокутником $21a \times 4a$. Розрахований

просторовий розподіл модулів повного електричного поля в площині z = a для поверхневої хвилі, яка збуджується окремо від диполів типу 1 і 2, що показані на рис. 8.19, а-б у вигляді стрілок, відповідно. Відповідний просторовий розподіл нормованого параметра Стокса S_1/S_0 показано на рис. 8.20, а-б. На рисунках прямокутники оточують область всередині, де виконується керування поляризацією випромінюваних хвиль.





(б)

Рисунок 8.20 — Просторовий розподіл нормованого параметра Стокса S_1/S_0 на частоті f = 10,9 ГГц у площині z = a при збудженні п'ятьма парами диполів, що позначені стрілками на рис. 8.19, а-б [49]: а) диполі типу 1 при $A_1 = 1$; б) диполі типу 2 при $A_2 = 1$

З просторових розподілів електричного поля (рис. 8.19) та нормованого параметру Стокса S_1/S_0 (рис. 8.20) видно, що необхідна поляризація хвилі добре зберігається в області шириною близько 4 періодів вздовж осі *у* (поперек вектора *k*), що відповідає відстані між першим і останнім диполем [49]. А саме, в центральній частині цієї області значення параметру $|S_1|/S_0$ перевищує 0.97 на відстані $|Z| = a \approx \lambda/3$ (рис. 8.20, а–б). Висновки до розділу 8

Таким чином, в даному розділі виконано чисельне дослідження збудження поверхневих хвиль заданої поляризації на керованій метаповерхні, а саме, на самокомплементарній метаповерхні, елементарна комірка якої складається з І-подібного металевого елементу і його додаткової (комплементарної) копії. При цьому, чисельно продемонстровано:

1. Збудження поверхневих хвиль: а) лінійної горизонтальної та вертикальної; б) лінійної діагональної; в) право- та лівосторонньої кругової та г) еліптичної поляризацій, що охоплюють майже повністю сферу поляризаційних станів Пуанкаре.

2. Вплив підкладки, кінцевого розміру та кількості портів вносить незначний внесок в збудження ближнього поля з заданою поляризацією, і, таким чином, не впливає на основні результати досліджень. Як наслідок, це відкриває шлях для експериментальної перевірки чисельної моделі.

3. Оцінено, що на довжині, більшій за довжину затухання поверхневих хвиль, вплив діелектричної проникності підкладки є нехтовно малим, тоді як цей вплив потрібно враховувати для менших відстаней від метаповерхні.

ВИСНОВКИ

Таким чином, у ході розв'язання поставлених у дисертаційній роботі завдань отримані такі наукові результати:

1. При експериментальному й чисельному дослідженні спектральних і поляризаційних властивостей повністю діелектричних метаповерхонь в мікрохвильовому діапазоні:

- для двоперіодичної метаповерхні субхвильової товщини, що складається з феродіелектричних квадратних призм, періодично розташованих на діелектричній підкладці, експериментально й чисельно продемонстровано посилення ефекту Фарадея в 5 разів в порівнянні з суцільним феромагнітним шаром такої ж товщини.

- для двоперіодичної метаповерхні, що складається з періодично розташованих феродіелектричних циліндрів на підкладці з того ж матеріалу, також продемонстровано посилення ефекту Фарадея на резонансній частоті. Це пояснюється збудженням граткового резонансу з високою добротністю в цих метаповерхнях;

- експериментально встановлено, що починаючи з напруженості магнітного поля близько 600 Е, поблизу резонансної частоти метаповерхня з феродіелектричних квадратних призм повертає площину поляризації хвилі на кут до 90°, що є дуже великою величною;

 чисельно показано, що резонансну частоту метаповерхні можна задавати шляхом змінювання товщин феродіелектричних призм і діелектричної підкладки.

2. При вивченні впливу форми субхвильових канавок на поверхні феритової пластини на частоту феромагнітного резонансу (ФМР) показано, що:

- зростання частоти ФМР в залежності від глибини канавки обумовлено впливом розмагнічуючих полів структурованого ферита;

- при напруженості зовнішнього магнітного поля, що перевищує поле насичення ферита (*H*₀ > 2500 E), зростання частоти ФМР в залежності від глибини канавки стає монотонним;

- частота ФМР залежить від напрямку канавок відносно зовнішнього магнітного поля, що обумовлено впливом розмагнічуючих полів структурованого ферита.

3. При експериментальному й чисельному дослідженні спектральних властивостей механічно керованих метаповерхонь на основі ефекту муару:

 експериментально й чисельно показана можливість керування (в межах 90%) частотою поверхневого коливання шляхом зміни кута схрещування між утворюючими періодичними структурами з гексагональною елементарною коміркою, накладеними одна на одну. Чисельно визначений діапазон співвідношення між розміром й періодом металевих елементів в утворюючих структурах, при якому реалізується збудження поверхневого коливання на муаровій метаповерхні, частота якого механічно перестроюється;

 чисельно продемонстрована можливість збільшувати резонансну частоту поверхневих коливань магнітоактивних муарових метаповерхонь з гексагональною елементарною коміркою і феримагнітним шаром шляхом зростання напруженості зовнішнього магнітного поля, що дозволяє розширити можливості механічного перестроювання;

- для метаповерхні, яка складається з масиву схрещених металевих смуг, експериментально показано, що величина резонансного мінімуму на спектрі зменшується зі збільшенням товщини тефлонової роздільної плівки, розміщеної між утворюючими схрещеними масивами смуг, а також залежить від кута схрещування смуг.

4. При дослідженні спектральних властивостей магнітокерованих шаруватих середовищ у коаксіальному виконанні отримані наступні результати: експериментально й теоретично показана можливість ефективно керувати положенням забороненої зони в спектрі магнітофотонного кристала шляхом зміни розмірів його складових елементів або величини зовнішнього магнітного поля;

- експериментально й теоретично показано, що частотою дефектного піка в спектрі коефіцієнта проходження фотонного кристала з магнітним дефектним шаром можна ефективно керувати за допомогою зовнішнього магнітного поля.

5. У ході безконтактної експрес ідентифікації рідин, що перебувають у радіопрозорих ємностях, за допомогою методики, заснованої на проходженні електромагнітних хвиль мікрохвильового діапазону крізь неоднорідний планарний фотонний кристал (ПФК) у мікросмужковому виконанні:

- показана можливість безконтактного розпізнавання не тільки водних розчинів етилового й метилового спиртів, але і їх змішаних водних розчинів;

 досліджено вплив діаметра й товщини стінок ємності, кута нахилу її осі відносно площини ПФК на точність безконтактної ідентифікації рідин; Показано, що вплив товщини стінки контейнера на результати ідентифікації мінімальний на робочій частоті близько 1 ГГц;

 для водомістких рідин у тонких пластикових ємностях знайдена оптимальна смуга робочих частот (2–4 ГГц) експериментальної установки для їх достовірної ідентифікації.

6. При чисельному й експериментальному дослідженні планарних резонаторів з магнітним зразком (плівкою ЗІГ) показана можливість збільшення фотон-магнонного зв'язку шляхом збільшення коефіцієнта заповнення магнітного зразка змінним магнітним полем і показано, що:

 для круглого резонатора у вигляді розрізаного кільця (РРК) зі зміненою формою досягнуто збільшення величини фотон-магнонного зв'язку до 40% у порівнянні з реперним РРК квадратної форми при однаковій резонансній частоті резонаторів;
- для подвійного РРК при розміщенні плівки ЗІГ в області між двома РРК величина фотон-магнонного зв'язку збільшується більш ніж на 10 % на частоті зв'язаних коливань («замкненої» моди) в порівнянні з модою, спостережуваною на іншій частоті одиночного РРК завдяки великому коефіцієнту заповнення плівки ЗІГ змінним магнітним полем на частоті «замкненої» моди;

- мода спірального планарного резонатора зі структурою електромагнітного поля у вигляді електричного локалізованого поверхневого плазмона (ЛПП) забезпечує набагато більшу величину фотон-магнонного зв'язку в порівнянні з модою зі структурою поля у вигляді магнітного ЛПП завдяки тому, що магнітне поле для електричного ЛПП набагато швидше спадає уздовж нормалі до площини резонатора.

7. При дослідженні електромагнітного аналога топологічного ізолятора (TI) у вигляді двовимірного двоперіодичного масиву еліптичних циліндрів з кварцу чисельно показано, що:

- шляхом вибору напрямку одноосьової анізотропії матеріалу, з якого зроблений ТІ, можливо підлаштовувати його електромагнітні властивості, не змінюючи інших параметрів структури. А саме, показано, що заборонена зона розширюється до 10 % при виборі напрямку осі анізотропії кварцу вздовж осі циліндрів для однорідного ТІ;

- шляхом вибору напрямку одноосьової анізотропії матеріалу ТІ також ефективно задавати частоти поверхневих станів для комбінованої структури, що складається з двох різних ТІ;

 концентрація електромагнітного поля спостерігається на границі двох різних ТІ і спадає до нехтовно малих величин при віддаленні від неї на відстань декількох періодів структури.

8. При чисельному дослідженні збудження поверхневих хвиль заданої поляризації на самокомплементарній метаповерхні, елементарна комірка якої складається з І-подібного металевого елементу і його комплементарної копії:

- продемонстровано збудження поверхневих хвиль лінійної горизонтальної, вертикальної, діагональної лінійної поляризації, право- та лівосторонньої кругової, а також еліптичної поляризацій, що охоплюють майже повністю сферу поляризаційних станів Пуанкаре;

- оцінено, що на довжині, більшій за довжину згасання, вплив діелектричної проникності підкладки на збудження поверхневих хвиль є нехтовно малим, тоді як цей вплив потрібно враховувати для менших відстаней від метаповерхні.

Резюмуючи вищенаведені результати досліджень даної дисертаційної роботи можна стверджувати, що вони вносять певний внесок як у фундаментальну фізику, так і у декілька галузей прикладної фізики і технології мікрохвильового діапазону.

Зокрема, з погляду фундаментальної фізики, проведені дослідження розширюють знання про способи керування електромагнітними хвилями в метаповерхнях мікрохвильового діапазону та супутніх фізичних явищах. А саме, в даній дисертаційній роботі продемонстровано підсилення ефекту Фарадея в керованих за допомогою магнітного поля метаповерхнях субхвильової товщини, розглянуто явище механічного настроювання робочої частоти метаповерхонь на ефекті муару, вирішене завдання керування електромагнітними властивостями топологічного ізолятора за допомогою зміни матеріальних параметрів матеріалу, з якого він зроблений і продемонстровано збудження поверхневих хвиль заданої поляризації на самокомплементарній метаповерхні.

З погляду прикладних наук, метаповерхні з магнітними елементами є перспективними для застосування в якості компактних магнітокерованих планарних елементів пристроїв мікрохвильового й оптичного діапазону, таких як вентилі, модулятори сигналів, високочутливі датчики змінного поля та ін. При цьому є підстави очікувати, що муарові метаповерхні з магнітними включеннями стануть основою для розробки планарних НВЧ фільтрів, спектральні властивості яких зручно плавно перестроювати одночасно як за допомогою зовнішнього магнітного поля, так і шляхом механічної перебудови.

Шаруваті середовища в коаксіальному виконанні, зокрема, фотонні кристали, представляють собою корисний складовий елемент для розробки нових компактних мікрохвильових фільтрів, оскільки діаметр коаксіальної лінії є набагато меншим за довжину хвилі у всьому робочому діапазоні частот. Важливою перевагою таких шаруватих структур в коаксіальному виконанні є достатньо малі об'єми (до 100 мм³) матеріалів для виготовлення шарів. Крім того, ще однією перевагою таких структур є їхня велика широкосмуговість.

Відзначимо, що використання розроблених принципів і заснованої на них експериментальної методики швидкої безконтактної ідентифікації рідин на основі планарного фотонного кристала безумовно може бути успішно застосовано в різних областях, таких як технології контролю якості харчових продуктів, хімічні технології і системи безпеки.

Що стосується практичних застосувань штучних комбінованих топологічних ізоляторів мікрохвильового діапазону, то їх доцільно використовувати як елементи мікрохвильових ліній передачі та пристроїв, які мають дуже малі втрати при поширенні в них електромагнітних хвиль у порівнянні з класичними пристроями.

Таким чином можна стверджувати, що в результаті проведених досліджень розвинуто основи перспективного <u>фізичного напрямку</u> – фізики електронно- і механічно керованих метаповерхонь мікрохвильового діапазону.

<u>Майбутні перспективні напрямки досліджень</u>, які ґрунтуються на результатах, отриманих у даній дисертаційній роботі, представляються такими:

- для повністю діелектричних метаповерхонь представляється важливим вивчення питання посилення ефекту Фарадея й інших магнітооптичних ефектів, а також розробка методів керування властивостями метаповерхонь для оптичного діапазону як перспективного для телекомунікаційних мереж і квантових інформаційних технологій;

- подальший розвиток досліджень метаповерхонь на основі ефекту муару може ґрунтуватися на збільшенні робочої смуги частот, а також на керуванні властивостями метаповерхонь за допомогою одночасно механічного й електричного (або магнітного) зовнішнього поля, що підвищить гнучкість їх настроювання;

 можливим напрямком розвитку методики безконтактної експрес ідентифікації рідин, що перебувають у радіопрозорих ємностях, є визначення їхньої комплексної діелектричної проникності. Це підвищить точність ідентифікації рідин, але для цього як мінімум необхідно вимірювати не тільки модуль коефіцієнта проходження хвилі через неоднорідний планарний фотонний кристал, але і його фазу;

- подальшим можливим розвитком коаксіальних шаруватих структур є включення до їхнього складу шарів із від'ємною ефективною діелектричною проникністю, наприклад, із дротових елементів. Інтерес викликає й збудження поверхневих хвиль на границях шарів, оскільки в цьому випадку різко зростає концентрація поля на цих границях. У такому випадку керування спектром шаруватої структури може проводитися зовнішнім впливом (наприклад, магнітним полем) тільки на ті шари, між якими збуджується поверхневе коливання;

- перспективними напрямками збільшення фотон-магнонного зв'язку планарного резонатора з феримагнітним зразком є структурування поверхні магнетика, а також застосування метаматеріалів з великим ефективним коефіцієнтом заломлення, що повинно привести до збільшення коефіцієнта заповнення магнетика змінним магнітним полем. Також планарні резонатори для підвищення широкосмуговості перспективно об'єднувати в метаповерхню, що має багато резонансних частот. Відмітимо, що подібні дослідження важливі для розвитку квантових інформаційних технологій; подальшим перспективним напрямком розвитку електромагнітних аналогів топологічних ізоляторів для мікрохвильового діапазону є включення до їхнього складу магнітних елементів. Це приведе до можливості керувати властивостями ТІ за допомогою зовнішнього постійного магнітного поля. Також керовані ТІ можуть знайти застосування і для оптичного діапазону довжин хвиль, тому що існують ряд речовин, що мають помітну гіротропію в цьому діапазоні, наприклад, матеріали на основі ЗІГ;

 отримані результати з демонстрації можливості збудження хвиль довільної поляризації на самокомплементарній метаповерхні відкривають новий ступінь свободи для керування поляризацією ближнього поля, що дає можливість в майбутньому застосувати їх у планарній фотоніці, сенсорах та в антенній техніці.

Подяки. Автор висловлює подяку своєму науковому консультанту, д.ф.-м.н., чл.-кор. НАН України Тарапову С. І. за консультації та допомогу в роботі над дисертацією, д.ф.-м.н., с.н.с. Одаренку Є. М. і д.ф.-м.н., ст. досл. Ячіну В. В. за допомогу в проведенні розрахунків і цінні дискусії, к.ф.-м.н. к.ф.-м.н. Івженко Л. І. Вакулі А. С. i за допомогу В проведенні к.ф.-м.н. Єрмакову О. Є. експериментальних досліджень, за цінні обговорення та дискусії, к.ф.-м.н. Рубану В. П. і д.ф.-м.н. Чичкову Б. М. за допомогу у виготовленні об'єктів дослідження, а також всьому колективу відділу радіоспектроскопії ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України за співпрацю.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- 1. Metamaterials / ed. by T. J. Cui, D. Smith, R. Liu. Boston, MA : Springer US, 2010. URL: <u>https://doi.org/10.1007/978-1-4419-0573-4</u>
- Sihvola A. Metamaterials in electromagnetics. *Metamaterials*. 2007. Vol. 1, no. 1. P. 2–11. URL: <u>https://doi.org/10.1016/j.metmat.2007.02.003</u>
- Yu N., Capasso F. Flat optics with designer metasurfaces. *Nature Materials*.
 2014. Vol. 13, no. 2. P. 139–150. URL: <u>https://doi.org/10.1038/nmat3839</u>
- Kildishev A. V., Boltasseva A., Shalaev V. M. Planar Photonics with Metasurfaces. *Science*. 2013. Vol. 339, no. 6125. P. 1232009. URL: https://doi.org/10.1126/science.1232009
- Bose O. C. On the rotation of plane of polarisation of electric wave by a twisted structure. *Proceedings of the Royal Society of London*. 1898. Vol. 63, no. 389– 400. P. 146–152. URL: <u>https://doi.org/10.1098/rspl.1898.0019</u>
- 6. Wood R. W. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 1902. Vol. 4, no. 21. P. 396–402. URL: https://doi.org/10.1080/14786440209462857
- Rayleigh L. Note on the remarkable case of diffraction spectra described by Prof. Wood. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 1907. Vol. 14, no. 79. P. 60–65. URL: <u>https://doi.org/10.1080/14786440709463661</u>
- Strutt J. W. On the dynamical theory of gratings. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character. 1907. Vol. 79, no. 532. P. 399–416. URL: <u>https://doi.org/10.1098/rspa.1907.0051</u>
- Kock W. E. Metallic Delay Lenses. *Bell System Technical Journal*. 1948. Vol. 27, no. 1. P. 58–82.

URL: https://doi.org/10.1002/j.1538-7305.1948.tb01331.x

- Lewin L. The electrical constants of a material loaded with spherical particles. *Journal of the Institution of Electrical Engineers - Part III: Radio and Communication Engineering*. 1947. Vol. 94, no. 27. P. 65–68. URL: https://doi.org/10.1049/ji-3-2.1947.0013
- 11. Хижняк Н. А. Искусственные анизотропные диэлектрики. *Журнал технической физики*. 1957. Т. 27, № 9, С. 2006–2038.
- Schelkunoff S. A. Antennas: theory and practice. New York : Wiley, 1952.
 639 p.
- Brown J. Artificial dielectrics. *Progress in dielectrics Part 2*. Ed. J.B. Birks. 1960. P. 194–225.
- Rotman W. Plasma simulation by artificial dielectrics and parallel-plate media. *IRE Transactions on Antennas and Propagation*. 1962. Vol. 10, no. 1. P. 82–95. URL: <u>https://doi.org/10.1109/tap.1962.1137809</u>
- Extremely Low Frequency Plasmons in Metallic Mesostructures / J. B. Pendry et al. *Physical Review Letters*. 1996. Vol. 76, no. 25. P. 4773–4776. URL: <u>https://doi.org/10.1103/physrevlett.76.4773</u>
- Girich A. A., Tarapov S. I. Impact of External DC Magnetic Bias Field and Frequency on the Bistability Features of a Nonlinear Microwave Meta-Atom. *Progress In Electromagnetics Research Letters*. 2019. Vol. 82. P. 81–87. URL: <u>https://doi.org/10.2528/pierl18112701</u>
- Experimental verification of Faraday rotation enhancement by allferrodielectric metasurface / V. V. Yachin et al. *Journal of the Optical Society of America B*. 2019. Vol. 36, no. 2. P. 261–266.

URL: https://doi.org/10.1364/josab.36.000261

 Experimental observation of tunable Wood type resonances in an allferrodielectric periodical metasurface / L. I. Ivzhenko et al. *Optics Letters*. 2020. Vol. 45, no. 19. P. 5514–5517. URL: <u>https://doi.org/10.1364/ol.402936</u>

- Maksymov I. Magneto-Plasmonics and Resonant Interaction of Light with Dynamic Magnetisation in Metallic and All-Magneto-Dielectric Nanostructures. *Nanomaterials*. 2015. Vol. 5, no. 2. P. 577–613. URL: <u>https://doi.org/10.3390/nano5020577</u>
- 20. Magnetoplasmonics: Combining Magnetic and Plasmonic Functionalities / G. Armelles et al. *Advanced Optical Materials*. 2013. Vol. 1, no. 1. P. 10–35. URL: <u>https://doi.org/10.1002/adom.201200011</u>
- Ee H.-S., Agarwal R. Tunable Metasurface and Flat Optical Zoom Lens on a Stretchable Substrate. *Nano Letters*. 2016. Vol. 16, no. 4. P. 2818–2823. URL: <u>https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.6b00618</u>
- 22. Mechanically tunable terahertz metamaterials / J. Li et al. *Applied Physics Letters*. 2013. Vol. 102, no. 12. P. 121101.
 URL: https://doi.org/10.1063/1.4773238
- 23. Mechanically Tunable Dielectric Resonator Metasurfaces at Visible Frequencies / P. Gutruf et al. ACS Nano. 2015. Vol. 10, no. 1. P. 133–141. URL: <u>https://doi.org/10.1021/acsnano.5b05954</u>
- 24. Rotationally reconfigurable metamaterials based on moiré phenomenon / J.-H. Han et al. *Optics Express.* 2015. Vol. 23, no. 13. P. 17443–17449. URL: https://doi.org/10.1364/oe.23.017443
- Moiré edge states in twisted graphene nanoribbons / M. Fleischmann et al. *Physical Review B*. 2018. Vol. 97, no. 20. P. 205128.
 URL: <u>https://doi.org/10.1103/physrevb.97.205128</u>
- 26. Plane-wave scattering by self-complementary metasurfaces in terms of electromagnetic duality and Babinet's principle / Y. Nakata et al. *Physical Review B*. 2013. Vol. 88, no. 20. P. 205138.

URL: <u>https://doi.org/10.1103/physrevb.88.205138</u>

27. Control of Spin-Wave Damping in YIG Using Spin Currents from Topological Insulators / A. Navabi et al. *Physical Review Applied*. 2019. Vol. 11, no. 3. P. 034046 (1–7).

URL: https://doi.org/10.1103/physrevapplied.11.034046

- Khanikaev A. B., Shvets G. Two-dimensional topological photonics. *Nature Photonics*. 2017. Vol. 11, no. 12. P. 763–773.
 URL: <u>https://doi.org/10.1038/s41566-017-0048-5</u>
- Observation of unidirectional backscattering-immune topological electromagnetic states / Z. Wang et al. *Nature*. 2009. Vol. 461, no. 7265.
 P. 772–775. URL: https://doi.org/10.1038/nature08293
- Rybin O., Shulga S., Raza M. Wide-band effective medium theory for a cubic array of metallic spherical particles. *Optik.* 2020. Vol. 206. P. 164336. URL: <u>https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2020.164336</u>
- Prosvirnin S. L., Zheludev N. I. Analysis of polarization transformations by a planar chiral array of complex-shaped particles. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. 2009. Vol. 11, no. 7. P. 074002 (1–10). URL: https://doi.org/10.1088/1464-4258/11/7/074002
- Diffraction From a Grating on a Chiral Medium: Application of Analytical Regularization Method / S. B. Panin et al. *Progress In Electromagnetics Research B*. 2014. Vol. 59. P. 19–29.

```
URL: https://doi.org/10.2528/pierb13120101
```

- 33. Faraday effect and fragmentation of ferromagnetic layers in multilayer Co/Cu(111) nanofilms / I. N. Lukienko et al. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2020. Vol. 505. P. 166706. URL: https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2020.166706
- 34. Yachin V. V., Zinenko T. L., Mizrakhy S. V. Resonance enhancement of Faraday rotation in double-periodic gyromagnetic layers analyzed by the method of integral functionals. *Journal of the Optical Society of America B*. 2018. Vol. 35, no. 4. P. 851. URL: https://doi.org/10.1364/josab.35.000851
- Zvezdin A. K., Kotov V. A. Modern Magnetooptics and Magnetooptical Materials. Taylor & Francis Group, 1997. 404 p. URL: https://doi.org/10.1201/9781420050844

- 36. Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals / V. I. Belotelov et al. *Nature Nanotechnology*. 2011. Vol. 6, no. 6. P. 370–376. URL: <u>https://doi.org/10.1038/nnano.2011.54</u>
- 37. Magneto-optical Kerr effect enhancement at the Wood's anomaly in magnetoplasmonic crystals / A. V. Chetvertukhin et al. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2012. Vol. 324, no. 21. P. 3516–3518.

URL: https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2012.02.079

 Faraday rotation enhancement by gyrotropic metasurface / S. Y. Polevoy et al. 2017 XXIInd International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED), Dnipro, 25–28 September 2017. 2017. P. 269–272.

URL: <u>https://doi.org/10.1109/diped.2017.8100617</u>

- 39. A magnetoactive metamaterial based on a structured ferrite / S. Polevoy et al. *Radiofizika I Elektronika*. 2021. Vol. 26, no. 1. P. 28–34. URL: https://doi.org/10.15407/rej2021.01.028
- 40. Боровик Е. С., Еременко В. В., Мильнер А. С. Лекции по магнетизму. 3-е изд., перераб. и доп. Москва: Физматлит, 2005. 512 с. ISBN: 5922105779.
- Poole C. P. Electron Spin Resonance: A Comprehensive Treatise on Experimental Techniques / 2nd ed. New York: Dover Publications, 1997. 810 p. ISBN-13: 978-0486694443.
- 42. Wu Z., Zheng Y. Moiré Chiral Metamaterials. *Advanced Optical Materials*. 2017. Vol. 5, no. 16. P. 1700034.

URL: https://doi.org/10.1002/adom.201700034

- 43. Chiral metamaterials via Moiré stacking / Z. Wu et al. *Nanoscale*. 2018. Vol. 10, no. 38. P. 18096–18112. URL: <u>https://doi.org/10.1039/c8nr04352c</u>
- 44. Tarapov S. I., Belozorov D. P. Microwaves in dispersive magnetic composite media (Review Article). *Low Temperature Physics*. 2012. Vol. 38, no. 7. P. 603–625. URL: <u>https://doi.org/10.1063/1.4733684</u>

45. Self-Complementary Metasurface for Designing Narrow Band Pass/Stop Filters / J. D. Ortiz et al. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*. 2013. Vol. 23, no. 6. P. 291–293.

URL: <u>https://doi.org/10.1109/lmwc.2013.2258001</u>

- 46. Broadband and Thin Linear-to-Circular Polarizers Based on Self-Complementary Zigzag Metasurfaces / J. D. Baena et al. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2017. Vol. 65, no. 8. P. 4124–4133. URL: <u>https://doi.org/10.1109/tap.2017.2717964</u>
- Self-complementary metasurfaces for designing terahertz deflecting circularpolarization beam splitters / S. A. Kuznetsov et al. *Applied Physics Letters*. 2021. Vol. 118, no. 13. P. 131601. URL: <u>https://doi.org/10.1063/5.0042403</u>
- 48. Surface Waves on Self-Complementary Metasurfaces: All-Frequency Hyperbolicity, Extreme Canalization, and TE-TM Polarization Degeneracy / O. Yermakov et al. *Physical Review X*. 2021. Vol. 11, no. 3. P. 031038. URL: <u>https://doi.org/10.1103/physrevx.11.031038</u>
- 49. Polevoy S., Yermakov O. Excitation of Surface Waves With On-Demand Polarization at Self-Complementary Metasurface. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*. 2023. Vol. 22, no. 8. P. 1962–1966.

URL: https://doi.org/10.1109/lawp.2023.3270456

Photonic Floquet topological insulators / M. C. Rechtsman et al. *Nature*.
 2013. Vol. 496, no. 7444. P. 196–200.

URL: <u>https://doi.org/10.1038/nature12066</u>

Robust topologically protected transport in photonic crystals at telecommunication wavelengths / M. I. Shalaev et al. *Nature Nanotechnology*. 2018. Vol. 14, no. 1. P. 31–34.

URL: https://doi.org/10.1038/s41565-018-0297-6

 Control of Spectrum of Coaxial Photonic Crystal with Magnetic Layers / S. Y. Polevoy et al. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2019. Vol. 78, no. 6. P. 501–510. URL: <u>https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v78.i6.40</u> 53. Experimental Study of the Faraday Effect in 1D-Photonic Crystal in Millimeter Waveband / A. A. Girich et al. *Solid State Phenomena*. 2012. Vol. 190. P. 365–368.

URL: https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/ssp.190.365

- Ozturk T. Demonstration of Container Effects on Recognition Process of Liquids Using a Ring-Resonator Measurement Method. *Scientific Reports*. 2019. Vol. 9, no. 1. P. 12571 (1–7). URL: <u>https://doi.org/10.1038/s41598-019-49102-3</u>
- 55. Dual-mode microwave cavity for fast identification of liquids in bottles / N. Klein et al. 2011 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium - MTT 2011, Baltimore, MD, USA, 5–10 June 2011. 2011. 4 p. URL: <u>https://doi.org/10.1109/mwsym.2011.5972696</u>
- 56. Belozorov D. P., Girich A. A., Tarapov S. I. Analogue of surface Tamm states in periodic structures on the base of microstrip waveguides. URSI Radio Science Bulletin. 2013. Vol. 2013, no. 345. P. 64–72. URL: https://ieeexplore.ieee.org/document/7910034
- 57. Microwave analogue of Tamm states in periodic chain-like structures / D. P. Belozorov et al. *Progress In Electromagnetics Research Letters*. 2014. Vol. 46. P. 7–12. URL: <u>https://doi.org/10.2528/pierl13122502</u>
- A technique for non-contact identification of liquids in closed containers using microwave planar metamaterial / S. Y. Polevoy et al. URSI Radio Science Bulletin. 2019. Vol. 2019, no. 371. P. 53–62.

URL: <u>https://doi.org/10.23919/ursirsb.2019.9117244</u>

- Bhoi B., Kim S.-K. Chapter One Photon-magnon coupling: Historical perspective, status, and future directions. *Solid State Physics*. 2019. Vol. 70. P. 1–77. URL: <u>https://doi.org/10.1016/bs.ssp.2019.09.001</u>
- 60. Influence of the Magnet Filling Factor by the Field of Planar Resonators on the Photon-Magnon Coupling Strength / S. Polevoy et al. 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW), Ukraine, 14–18 November 2022. 2022.
 P. 105–108. URL: <u>https://doi.org/10.1109/ukrmw58013.2022.10036988</u>

61. Polevoy S. Increasing of the Photon-Magnon Coupling Strength in a System of Coupled Microwave Resonators with a Magnetic Sample. 2023 IEEE 13th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties (NAP), Bratislava, Slovakia, 10–15 September 2023. 2023. IMT05(1–4).

URL: https://doi.org/10.1109/nap59739.2023.10310809

62. Resonant response in mechanically tunable metasurface based on crossed metallic gratings with controllable crossing angle / V. Yachin et al. *Applied Physics Letters*. 2016. Vol. 109, no. 22. P. 221905 (1–4).

URL: <u>https://doi.org/10.1063/1.4971191</u>

- 63. Yachin V. V., Watanabe K., Yasumoto K. Method of Integral Functionals for Electromagnetic Wave Scattering from Three-Dimensional Gratings. *Advanced Techniques for Microwave Systems. Part A. Transmission lines and Periodic Structures.* Research Signpost, 2011. P. 85–102. ISBN: 978-81-308-0453-8.
- 64. Bsawmaii L. Enhancement of Every Magneto-Optical Effect with All-Dielectric Guided-Mode Resonant Gratings Based on a Magnetic Sol-Gel Nanocomposite : These de Doctorat. Saint-Etienne, France, 2020. URL:

https://theses.hal.science/tel-03207393v1/file/These-Bsawmaii-Laure-2020.pdf

- 65. Novotný P., Sajdl P., Macháč P. A magneto-optic imager for NDT applications. NDT & E International. 2004. Vol. 37, no. 8. P. 645–649. URL: <u>https://doi.org/10.1016/j.ndteint.2004.05.002</u>
- Berzhansky V. N., Filippov D. M., Lugovskoy N. V. Magneto-optical Visualization of Eddy Current Magnetic Fields. *Physics Procedia*. 2016. Vol. 82. P. 27–31. URL: <u>https://doi.org/10.1016/j.phpro.2016.05.006</u>
- Highly sensitive detection of biomolecules with the magneto-optic surfaceplasmon-resonance sensor / B. Sepúlveda et al. *Optics Letters*. 2006. Vol. 31, no. 8. P. 1085–1087. URL: <u>https://doi.org/10.1364/ol.31.001085</u>
- Suitable combination of noble/ferromagnetic metal multilayers for enhanced magneto-plasmonic biosensing / D. Regatos et al. *Optics Express*. 2011. Vol. 19, no. 9. P. 8336–8346. URL: <u>https://doi.org/10.1364/oe.19.008336</u>

- Прохоров А.М. (гл. ред.). Физическая энциклопедия. Москва : Большая Российская энциклопедия, 1998. Т. 5 : Стробоскопические приборы – яркость. 760 с.
- Advances in Full Control of Electromagnetic Waves with Metasurfaces / L. Zhang et al. *Advanced Optical Materials*. 2016. Vol. 4, no. 6. P. 818–833. URL: https://doi.org/10.1002/adom.201500690
- 71. Optically resonant dielectric nanostructures / A. I. Kuznetsov et al. *Science*.
 2016. Vol. 354, no. 6314. P. aag2472.
 URL: https://doi.org/10.1126/science.aag2472
- 72. Spaldin N. A. Magnetic Materials: Fundamentals and Applications. Cambridge : Cambridge University Press, 2010.
 URL: https://doi.org/10.1017/CBO9780511781599
- 73. Nanoscale Magnetic Materials and Applications / ed. by J. P. Liu et al. Boston, MA : Springer US, 2009. URL: https://doi.org/10.1007/978-0-387-85600-1
- 74. Magnetoplasmonic enhancement of Faraday rotation in patterned graphene metasurfaces / M. Tamagnone et al. *Physical Review B*. 2018. Vol. 97, no. 24.
 P. 241410(R). URL: https://doi.org/10.1103/physrevb.97.241410
- 75. Magnetically tunable graphene-based reflector under linear polarized incidence at room temperature / L. Yang et al. *Applied Physics Letters*. 2018. Vol. 112, no. 15. P. 151103. URL: <u>https://doi.org/10.1063/1.5022774</u>
- 76. Electrically controlled terahertz magneto-optical phenomena in continuous and patterned graphene / J.-M. Poumirol et al. *Nature Communications*. 2017. Vol. 8, no. 1. P. 14626. URL: https://doi.org/10.1038/ncomms14626
- Thickness dependent enhancement of the polar Kerr rotation in Co magnetoplasmonic nanostructures / R. M. Rowan-Robinson et al. *AIP Advances*. 2019. Vol. 9, no. 2. P. 025317. URL: <u>https://doi.org/10.1063/1.5079713</u>
- Plasmon-enhanced magneto-optical activity in a nanostructure with circle annular arrays / D. Li et al. *Journal of the Optical Society of America B*. 2016.
 Vol. 33, no. 5. P. 922–927. URL: <u>https://doi.org/10.1364/josab.33.000922</u>

- 79. Magneto-optical response in bimetallic metamaterials / E. Atmatzakis et al. *Nanophotonics*. 2018. Vol. 7, no. 1. P. 199–206.
 URL: <u>https://doi.org/10.1515/nanoph-2016-0162</u>
- Floess D., Giessen H. Nonreciprocal hybrid magnetoplasmonics. *Reports on Progress in Physics*. 2018. Vol. 81, no. 11. P. 116401.
 URL: https://doi.org/10.1088/1361-6633/aad6a8
- 81. Plasmon resonance enhanced optical transmission and magneto-optical Faraday effects in nanohole arrays blocked by metal antenna / C. Lei et al. *Optics Communications*. 2017. Vol. 394. P. 41–49. URL: https://doi.org/10.1016/j.optcom.2017.03.007.
- Magnetophotonics / ed. by M. Inoue, M. Levy, A. V. Baryshev. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2013.

URL: <u>https://doi.org/10.1007/978-3-642-35509-7</u>

- Maystre D. Theory of Wood's anomalies. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2012. <u>https://doi.org/10.1007/978-3-642-28079-5_2</u>
- 84. Hessel A., Oliner A. A. A New Theory of Wood's Anomalies on Optical Gratings. *Applied Optics*. 1965. Vol. 4, no. 10. P. 1275–1297.

URL: https://doi.org/10.1364/ao.4.001275

- 85. Sarrazin M., Vigneron J.-P., Vigoureux J.-M. Role of Wood anomalies in optical properties of thin metallic films with a bidimensional array of subwavelength holes. *Physical Review B*. 2003. Vol. 67, no. 8. P. 085415. URL: <u>https://doi.org/10.1103/physrevb.67.085415</u>
- 86. Periodicity Matters: Grating or lattice resonances in the scattering by sparse arrays of subwavelength strips and wires. / V. O. Byelobrov et al. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*. 2015. Vol. 57, no. 6. P. 34–45. URL: <u>https://doi.org/10.1109/map.2015.2480083</u>
- Phase-Matched Magnetization-Induced Second-Harmonic Generation in Yttrium–Iron–Garnet Magnetophotonic Crystals / A. A. Fedyanin et al. *IEEE Transactions on Magnetics*. 2004. Vol. 40, no. 4. P. 2850–2852. URL: https://doi.org/10.1109/tmag.2004.832805

- Magnetophotonic crystal with cerium substituted yttrium iron garnet and enhanced Faraday rotation angle / T. Yoshimoto et al. *Optics Express*. 2016. Vol. 24, no. 8. P. 8746–8753. URL: <u>https://doi.org/10.1364/oe.24.008746</u>
- Yu Z., Wang Z., Fan S. One-way total reflection with one-dimensional magneto-optical photonic crystals. *Applied Physics Letters*. 2007. Vol. 90, no. 12. P. 121133. URL: https://doi.org/10.1063/1.2716359
- 90. Ultracompact nonreciprocal optical isolator based on guided resonance in a magneto-optical photonic crystal slab / K. Fang et al. *Optics Letters*. 2011. Vol. 36, no. 21. P. 4254–4256. URL: <u>https://doi.org/10.1364/ol.36.004254</u>
- 91. A spatial light modulator for terahertz beams / W. L. Chan et al. *Applied Physics Letters*. 2009. Vol. 94, no. 21. P. 213511.

URL: <u>https://doi.org/10.1063/1.3147221</u>

- 92. Giant enhancement of Faraday rotation due to electromagnetically induced transparency in all-dielectric magneto-optical metasurfaces / A. Christofi et al. *Optics Letters*. 2018. Vol. 43, no. 8. P. 1838–1841. URL: <u>https://doi.org/10.1364/ol.43.001838</u>
- 93. Varghese B. Resonant enhancement of magneto-optical effects using 1-D planar micro-structuration : PhD thesis. Saint-Etienne, France, 2017.
- 94. Stereometamaterials / N. Liu et al. *Nature Photonics*. 2009. Vol. 3, no. 3.
 P. 157–162. URL: <u>https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.4</u>
- 95. Near-field interaction of twisted split-ring resonators / D. A. Powell et al. *Physical Review B*. 2011. Vol. 83, no. 23. P. 235420. URL: https://doi.org/10.1103/physrevb.83.235420
- 96. Dietze D., Unterrainer K., Darmo J. Role of geometry for strong coupling in active terahertz metamaterials. *Physical Review B*. 2013. Vol. 87, no. 7. P. 075324. URL: <u>https://doi.org/10.1103/physrevb.87.075324</u>
- 97. Kittel C. Introduction to Solid State Physics. 8th ed. N.Y.: Wiley & Sons, Incorporated, John, 2005. ISBN: 978-0-471-41526-8.

- 98. Sharp Trapped-Mode Resonances in Planar Metamaterials with a Broken Structural Symmetry / V. A. Fedotov et al. *Physical Review Letters*. 2007. Vol. 99, no. 14. P. 147401. URL: <u>https://doi.org/10.1103/physrevlett.99.147401</u>
- 99. García de Abajo F. J. Colloquium: Light scattering by particle and hole arrays. *Reviews of Modern Physics*. 2007. Vol. 79, no. 4. P. 1267–1290. URL: https://doi.org/10.1103/revmodphys.79.1267
- 100. Surface Lattice Resonances in Plasmonic Arrays of Asymmetric Disc Dimers / A. D. Humphrey et al. ACS Photonics. 2016. Vol. 3, no. 4. P. 634–639. URL: <u>https://doi.org/10.1021/acsphotonics.5b00727</u>
- 101. Resonant Response in Tunable Metasurface Based on Crossed All-Dielectric Grating / V. V. Yachin et al. 2023 53rd European Microwave Conference (EuMC), Berlin, Germany, 19–21 September 2023. 2023. P. 315–318. URL: <u>https://doi.org/10.23919/eumc58039.2023.10290706</u>
- 102. Wu Z., Zheng Y. Moiré Metamaterials and Metasurfaces. Advanced Optical Materials. 2018. Vol. 6, no. 3. P. 1701057.
 URL: https://doi.org/10.1002/adom.201701057
- 103. Polevoy S. Y., Tarapov S. I. Controlling Surface States of Planar Metamaterial Based on Moire Effect. *Progress In Electromagnetics Research M*. 2019. Vol. 84. P. 187–195. URL: https://doi.org/10.2528/pierm19060708
- 104. Light passing through subwavelength apertures / F. J. Garcia-Vidal et al. *Reviews of Modern Physics*. 2010. Vol. 82, no. 1. P. 729–787. URL: <u>https://doi.org/10.1103/revmodphys.82.729</u>
- 105. Extraordinary Transmission of Metal Films with Arrays of Subwavelength Holes / J. V. Coe et al. *Annual Review of Physical Chemistry*. 2008. Vol. 59, no. 1. P. 179–202.

URL: https://doi.org/10.1146/annurev.physchem.59.032607.093703

106. Kocabas A., Senlik S. S., Aydinli A. Slowing Down Surface Plasmons on a Moiré Surface. *Physical Review Letters*. 2009. Vol. 102, no. 6. P. 063901. URL: https://doi.org/10.1103/physrevlett.102.063901 107. Crossed metallic gratings as metasurface with tuned crossing angle /
L. Ivzhenko et al. 2016 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW), Kharkiv, Ukraine, 20–24 June 2016. 2016. 3 p.

URL: https://doi.org/10.1109/msmw.2016.7538127

108. Polevoy S., Pogorily A., Tarapov S. Magnetoactive Surface States in Moire Metamaterials, 2019 Conference "Kleinheubacher Tagung 2019", Miltenberg, Germany, 23–25 September 2019, P. 46–48.

URL: https://ieeexplore.ieee.org/document/8890131

- 109. Study of photon–magnon coupling in a YIG-film split-ring resonant system /
 B. Bhoi et al. *Journal of Applied Physics*. 2014. Vol. 116, no. 24. P. 243906.
 URL: <u>https://doi.org/10.1063/1.4904857</u>
- 110. Robust magnon-photon coupling in a planar-geometry hybrid of inverted split-ring resonator and YIG film / B. Bhoi et al. *Scientific Reports*. 2017. Vol. 7, no. 1. P. 11930. URL: <u>https://doi.org/10.1038/s41598-017-12215-8</u>
- 111. Magnon Kerr effect in a strongly coupled cavity-magnon system / Y.-P. Wang et al. *Physical Review B*. 2016. Vol. 94, no. 22. P. 224410.

URL: <u>https://doi.org/10.1103/physrevb.94.224410</u>

- 112. Abnormal anticrossing effect in photon-magnon coupling / B. Bhoi et al. *Physical Review B*. 2019. Vol. 99, no. 13. P. 134426.
 URL: https://doi.org/10.1103/physrevb.99.134426
- 113. Bidirectional conversion between microwave and light via ferromagnetic magnons / R. Hisatomi et al. *Physical Review B*. 2016. Vol. 93, no. 17. P. 174427. URL: <u>https://doi.org/10.1103/physrevb.93.174427</u>
- 114. Broadband photon-magnon coupling using arrays of photon resonators /
 B. Bhoi et al. *Journal of Applied Physics*. 2021. Vol. 129, no. 8. P. 083904.
 URL: <u>https://doi.org/10.1063/5.0040194</u>

- 115. Large Photon-Magnon Coupling in a Pi-Shaped Resonator with a Magnetic Sample / S. Polevoy et al. *International Conference On Quantum Materials And Technologies (ICQMT2022)*: Abstracts book. Milas-Bodrum, Turkey, 16–22 October 2022. P. 237.
- 116. Enhancement of the microwave photon-magnon coupling strength for a planar fabricated resonator / A. Girich et al. *Scientific Reports*. 2023. Vol. 13, no. 1.
 P. 924 (1–8). URL: <u>https://doi.org/10.1038/s41598-022-27285-6</u>
- 117. The influence of effective constitutive parameters of a planar photonic crystal with a YIG film on the photon-magnon coupling strength / S. Polevoy et al. *"The Quantum Optics & Quantum Information Meeting" (Kobit-6)*, February 3–4, 2022. 3 p.
- 118. Dispersion properties of artificial topological insulators based on an infinite double-periodic array of elliptical quartz elements / L. Ivzhenko et al. *Radiofizika I Elektronika*. 2021. Vol. 26, no. 3. P. 11–17. URL: https://doi.org/10.15407/rej2021.03.011
- 119. Quantized Hall Conductance in a Two-Dimensional Periodic Potential / D. J. Thouless et al. *Physical Review Letters*. 1982. Vol. 49, no. 6. P. 405–408. URL: <u>https://doi.org/10.1103/physrevlett.49.405</u>
- 120. Haldane F. D. M. Model for a Quantum Hall Effect without Landau Levels: Condensed-Matter Realization of the "Parity Anomaly". *Physical Review Letters*. 1988. Vol. 61, no. 18. P. 2015–2018.

URL: https://doi.org/10.1103/physrevlett.61.2015

121. Control of Spin-Wave Damping in YIG Using Spin Currents from Topological Insulators / A. Navabi et al. *Physical Review Applied*. 2019.
Vol. 11, no. 3. P. 034046 (1–7).

URL: https://doi.org/10.1103/physrevapplied.11.034046

122. Photonic topological insulators / A. B. Khanikaev et al. *Nature Materials*.
2012. Vol. 12, no. 3. P. 233–239. URL: <u>https://doi.org/10.1038/nmat3520</u>

- 123. Lu L., Joannopoulos J. D., Soljačić M. Topological photonics. *Nature Photonics*. 2014. Vol. 8, no. 11. P. 821–829.
 URL: <u>https://doi.org/10.1038/nphoton.2014.248</u>
- 124. Experimental Realization of a Reflections-Free Compact Delay Line Based on a Photonic Topological Insulator / K. Lai et al. *Scientific Reports*. 2016. Vol. 6, no. 1. P. 28453 (1–7). URL: <u>https://doi.org/10.1038/srep28453</u>
- 125. He M., Zhang L., Wang H. Two-dimensional photonic crystal with ring degeneracy and its topological protected edge states. *Scientific Reports*. 2019. Vol. 9, no. 1. P. 3815 (1–6). URL: <u>https://doi.org/10.1038/s41598-019-40677-5</u>
- 126. Huang H., Huo S., Chen J. Reconfigurable Topological Phases in Two-Dimensional Dielectric Photonic Crystals. *Crystals*. 2019. Vol. 9, no. 4.
 P. 221 (1–9). URL: <u>https://doi.org/10.3390/cryst9040221</u>
- 127. Visualization of a Unidirectional Electromagnetic Waveguide Using Topological Photonic Crystals Made of Dielectric Materials / Y. Yang et al. *Physical Review Letters*. 2018. Vol. 120, no. 21. P. 217401 (1–7). URL: <u>https://doi.org/10.1103/physrevlett.120.217401</u>
- 128. Near-field imaging of spin-locked edge states in all-dielectric topological metasurfaces / A. Slobozhanyuk et al. *Applied Physics Letters*. 2019. Vol. 114, no. 3. P. 031103 (1–6). URL: <u>https://doi.org/10.1063/1.5055601</u>
- 129. Reflection-Free One-Way Edge Modes in a Gyromagnetic Photonic Crystal / Z. Wang et al. *Physical Review Letters*. 2008. Vol. 100, no. 1. P. 013905. URL: <u>https://doi.org/10.1103/physrevlett.100.013905</u>
- 130. Haldane F. D. M., Raghu S. Possible Realization of Directional Optical Waveguides in Photonic Crystals with Broken Time-Reversal Symmetry. *Physical Review Letters*. 2008. Vol. 100, no. 1. P. 013904. URL: <u>https://doi.org/10.1103/physrevlett.100.013904</u>
- 131. Raghu S., Haldane F. D. M. Analogs of quantum-Hall-effect edge states in photonic crystals. *Physical Review A*. 2008. Vol. 78, no. 3. P. 033834. URL: <u>https://doi.org/10.1103/physreva.78.033834</u>

- 132. Crystalline metamaterials for topological properties at subwavelength scales /
 S. Yves et al. *Nature Communications*. 2017. Vol. 8, no. 1. P. 16023.
 URL: <u>https://doi.org/10.1038/ncomms16023</u>
- 133. Controlling scattering of light through topological transitions in all-dielectric metasurfaces / M. A. Gorlach et al. 2017. 17 p. (Preprint. arXiv:1705.04236). URL: <u>https://doi.org/10.48550/arXiv.1705.04236</u>
- 134. Higher-Order Topological States in Surface-Wave Photonic Crystals /
 L. Zhang et al. *Advanced Science*. 2020. Vol. 7, no. 6. P. 1902724.
 URL: <u>https://doi.org/10.1002/advs.201902724</u>
- 135. Magnetic Microwave Planar Metamaterials: Experimental Results / S. Tarapov et al. *The European Conference "Physics of Magnetism 2017", PM'17*: Abstracts, Poznań, Poland, 26–30 June 2017. Poznań, 2017. P. 113. URL: <u>https://www.ifmpan.poznan.pl/pm17/abst/143-tarapov_ire_kharkov_ua-2017-02-24-15-08-58.pdf</u>
- 136. Experimental and numerical identification of Faraday effect enhancement by all-ferrodielectric metasurface / L. Ivzhenko et al. *The Fifth Poznań Symposium on Quantum Technologies, Nonlinear Optics, Magnonics, and Metamaterials, QuTecNOMM-2019* : Abstracts, 15 October – 18 November 2019, Poznan, Poland. P. 15. URL: <u>https://mtpr.amu.edu.pl/former-seminars/</u>
- 137. Kravchuk O., Polevoy S. Electromagnetic properties of metamaterial based on structured ferrite. *IX International Conference for Professionals & Young Scientists "Low Temperature Physics" (ICPYS LTP 2018)* : Conference Program and Book of Abstracts, Kharkiv, 4–8 June 2018. P. 79.
- 138. Кравчук О. А., Полевой С. Ю. Расчет частоты ФМР магнитоактивного метаматериала на основе структурированного феррита. 23-й міжнародний молодіжний форум "Радіоелектроніка та молодь в XXI сторіччі": Матеріали форуму, Харків, 16-18 квітня 2019 р. Харків, 2019, Т. 1, С. 61–62. URL: <u>http://openarchive.nure.ua/handle/document/9019</u>

- 139. Resonant features of planar Faraday metamaterial with high structural symmetry / S. Y. Polevoy et al. *The European Physical Journal Applied Physics*. 2013. Vol. 61, no. 3. P. 30501. URL: https://doi.org/10.1051/epjap/2013120320
- 140. Yachin V., Yasumoto K. Method of integral functionals for electromagnetic wave scattering from a double-periodic magnetodielectric layer. *Journal of the Optical Society of America A*. 2007. Vol. 24, no. 11. P. 3606–3618. URL: <u>https://doi.org/10.1364/josaa.24.003606</u>
- 141. Li L. Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings. *Journal of the Optical Society of America A*. 1996. Vol. 13, no. 5. P. 1024–1035.

URL: https://doi.org/10.1364/josaa.13.001024

- 142. Li L. Note on the S-matrix propagation algorithm. *Journal of the Optical Society of America A*. 2003. Vol. 20, no. 4. P. 655–660.
 URL: <u>https://doi.org/10.1364/josaa.20.000655</u>
- 143. Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach / M. G. Moharam et al. *Journal of the Optical Society of America A*. 1995. Vol. 12, no. 5. P. 1077–1086. URL: <u>https://doi.org/10.1364/josaa.12.001077</u>
- 144. Reflectometry of carbon fiber reinforced plastic (CFRP) in sub terahertz frequency range: theory and experiment / V. V. Yachin et al. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2014. Vol. 73, no. 11. P. 1005–1015. URL: <u>https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v73.i11.60</u>
- 145. Tarapov S. I., Polevoy S. Y., Beletski N. N. Gyrotropic Metamaterials and Polarization Experiment in the Millimeter Waveband. *Contemporary Optoelectronics: Materials, Metamaterials and Device Applications*. Springer Series in Optical Sciences. Vol. 199. Eds.: O. Shulika, I. Sukhoivanov. Dordrecht, Netherlands, 2015. P. 115–129. URL: <u>https://doi.org/10.1007/978-94-017-7315-7_7</u>

146. Kozhara L. I., Polevoy S. Y., Popov I. V. Technique for Analysis of the Spatial Field Distribution in Tapered Wire Medium. *Solid State Phenomena*. 2014. Vol. 214. P. 75–82.

URL: https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/ssp.214.75

- 147. Tarapov S. I., Machekhin Y. P., Zamkovoy A. S. Magnetic resonance for optoelectronic materials investigating. Kharkov : Collegium, 2008. 147 p. ISBN: 978-966-8604-42-3.
- 148. Kharchenko G. O., Tarapov S. I., Kalmykova T. V. Features of the magnetophotonic crystal spectrum in the vicinity of ferromagnetic resonance. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2015. Vol. 373. P. 30–32. URL: https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2014.07.011
- 149. Magnetoresonance properties of manganite La_{1-x}Sr_xMnO₃ (x = 0.15; 0.225; 0.3; 0.45; 0.6) / T. V. Kalmykova et al. *Low Temperature Physics*. 2015. Vol. 41, no. 4. P. 273–278. URL: <u>https://doi.org/10.1063/1.4918758</u>
- 150. Vakula A. S. Temperature dependent microwave properties of Fe₃O₄ nanoparticles synthezed by various techniques. *Radiofizika I Elektronika*. 2015. Vol. 20, no. 3. P. 62–65. (in Russian).

URL: <u>https://doi.org/10.15407/rej2015.03.062</u>

- 151. Kravchuk O., Polevoy S. Numerical modelling the FMR frequency of a magnetically active metamaterial based on structured ferrite. *Twentieth International Young Scientists Conference "Optics & High Technology Material Science", SPO-2019* : Scientific works, Kyiv, 26–29 September 2019. P. 45–46.
- 152. Synthesis of FMR spectra of patterned magnetic nanostructures for access control and identification systems / S. Nedukh et al. *3rd International Advanced School on Magnonics, IASM'2018* : Abstracts, Kyiw, 17–21 September 2018, P. 144.
- 153. Special features of low-temperature microwave ferromagnetic resonance in nanometer ferrite layer patterned by macroporous silicon substrate / A. S. Vakula et al. *Low Temperature Physics*. 2023. Vol. 49, no. 4. P. 467–472. URL: <u>https://doi.org/10.1063/10.0017591</u>

- 154. Munk B. A. Frequency Selective Surfaces. Hoboken, NJ, USA : John Wiley & Sons, Inc., 2000. URL: <u>https://doi.org/10.1002/0471723770</u>
- 155. Pozar D. M. Microwave engineering. 4th ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2011. 752 p. ISBN: 978-0-470-63155-3.
- 156. Polevoy S. Y. An Experimental Technique for Estimating Constitutive Parameters of Chiral Media in the Millimeter Wavelength Range. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2014. Vol. 73, no. 8. P. 681–693. URL: <u>https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v73.i8.30</u>
- 157. Defect Mode Tuning in Two-Dimensional Band-Gap Wire Structure in the Millimeter Waveband / L. I. Ivzhenko et al. *Progress In Electromagnetics Research M.* 2019. Vol. 82. P. 167–173.

URL: <u>https://doi.org/10.2528/pierm19020402</u>

- 158. Capolino F. Theory and Phenomena of Metamaterials / ed. by F. Capolino. CRC Press, 2017. URL: <u>https://doi.org/10.1201/9781420054262</u>
- 159. Surface state peculiarities in one-dimensional photonic crystal interfaces / A. P. Vinogradov et al. *Physical Review B*. 2006. Vol. 74, no. 4. P. 045128. URL: <u>https://doi.org/10.1103/physrevb.74.045128</u>
- 160. Wolf E., Born M. Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation Interference and Diffraction of Light. Pergamon Pr, 1981. 808 p.
- 161. Collin R. Foundations For Microwave Engineering. New York: Wiley– Interscience. 2001. 924 p. URL: https://ieeexplore.ieee.org/book/5265446
- 162. Gurevich A. G. Ferrites at microwave frequencies. New York : Consultants Bureau, 1963. 329 p.
- 163. Chernovtsev S. V., Belozorov D. P., Tarapov S. I. Magnetically controllable
 1D magnetophotonic crystal in millimetre wavelength band. *Journal of Physics* D: Applied Physics. 2007. Vol. 40, no. 2. P. 295–299.
 URL: <u>https://doi.org/10.1088/0022-3727/40/2/001</u>

164. Brodwin M. E., Miller D. A. Propagation of the Quasi-TEM Mode in Ferrite-Filled Coaxial Line. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*.
1964. Vol. 12, no. 5. P. 496–503.

URL: https://doi.org/10.1109/tmtt.1964.1125865

- 165. Coaxial Magnetophotonic Crystal for Detection of Illicit and Dangerous Liquids / S. Polevoy et al. 6th International Conference on Superconductivity and Magnetism (ISCM'2018) : Abstract book, Antalya, Turkey, 29 April – 4 May, 2018. P. 593.
- 166. Planar photonic crystals for express analysis of liquids/ S. Polevoy et al. 9th URSI-France 2017 Workshop "Radio Science for Humanity" (JS'17) : Conf. Proc., Sophia Antipolis, France, 1–3 February 2017. 2017. P. 27–30. URL: <u>https://www.ursi-</u>

<u>france.org/fileadmin/journees_scient/docs_journees_2017/data/articles/000033.p</u> <u>df</u>

- 167. Fast Identification of Liquids Using Planar Metamaterial / S. Y. Polevoy et al. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2017. Vol. 76, no. 3. P. 237–243. URL: <u>https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v76.i3.40</u>
- 168. Identification of liquids in different containers using a microwave planar metamaterial / S. Nedukh et al. *Radiofizika I Elektronika*. 2017. Vol. 22, no. 4. P. 69–73. URL: <u>https://doi.org/10.15407/rej2017.04.069</u>
- 169. Principal Parameters for Optimization of Experimental Technique for Fast Remote Identification of Liquids at Microwaves / S. Y. Polevoy et al. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2018. Vol. 77, no. 18. P. 1639–1648. URL: <u>https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v77.i18.60</u>
- 170. Portable 2.0-2.5 GHz Oscillator-Detector Unit for Liquids Identification by Planar Photonic Crystal Technique / A. S. Vakula et al. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2019. Vol. 78, no. 9. P. 813–819.
 URL: https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v78.i9.70

171. Experimental Implementation of Non-uniformity Effects in Artificial Media : (Invited) / S. Tarapov et al. 2019 IEEE 8th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL), Sozopol, Bulgaria, 6–8 September 2019. 2019. P. 46–49.

URL: https://doi.org/10.1109/caol46282.2019.9019487

- 172. Stratton J. A. Electromagnetic theory. New York : McGraw-Hill, 1941. 615 p.
- 173. A critical study of the open-ended coaxial line sensor technique for RF and microwave complex permittivity measurements / J. P. Grant et al. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*. 1989. Vol. 22, no. 9. P. 757–770. URL: <u>https://doi.org/10.1088/0022-3735/22/9/015</u>
- 174. Metamaterial with polarization and direction insensitive resonant transmission response mimicking electromagnetically induced transparency / N. Papasimakis et al. *Applied Physics Letters*. 2009. Vol. 94, no. 21. P. 211902. URL: https://doi.org/10.1063/1.3138868

175. Zhang D., Song W., Chai G. Spin-wave magnon-polaritons in a split-ring

resonator/single-crystalline YIG system. *Journal of Physics D: Applied Physics*.
2017. Vol. 50, no. 20. P. 205003.

URL: https://doi.org/10.1088/1361-6463/aa68cf

176. Spin magnetism for frequency converting at quantum computing technologies / S. Yu. Polevoy et al. *NATO Advanced Research Workshop "Functional Spintronic Nanomaterials for Radiation Detection and Energy Harvesting*". Kyiv, 25–27 September 2023, 1 p. URL:

http://spinnano.kpi.ua/images/abstracts/SPINNANO_Abstract_Polevoy.pdf

- 177. Enhancement of photon-magnon coupling strength by inverted split-ring resonator at GHz / A. Girich et al. *AIP Advances*. 2024. Vol. 14, no. 2. P. 025138 (1–8). URL: <u>https://doi.org/10.1063/5.0187796</u>
- 178. Planar Waveguide Defect Features for Photon- Magnon Coupling Strength Increasing / K. Sova et al. 2023 IEEE 4th KhPI Week on Advanced Technology (KhPIWeek), Kharkiv, Ukraine, 2–6 October 2023. 2023. 4 p. URL: <u>https://doi.org/10.1109/khpiweek61412.2023.10312993</u>

- 179. Tay Z. J., Soh W. T., Ong C. K. Observation of electromagnetically induced transparency and absorption in Yttrium Iron Garnet loaded split ring resonator. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2018. Vol. 451. P. 235–242. URL: <u>https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.11.029</u>
- 180. Experimental implementations of cavity-magnon systems: from ultra strong coupling to applications in precision measurement / G. Flower et al. New Journal of Physics. 2019. Vol. 21, no. 9. P. 095004.

URL: <u>https://doi.org/10.1088/1367-2630/ab3e1c</u>

181. Strongly Coupled Magnons and Cavity Microwave Photons / X. Zhang et al. *Physical Review Letters*. 2014. Vol. 113, no. 15. P. 156401.

URL: <u>https://doi.org/10.1103/physrevlett.113.156401</u>

- 182. Strong Coupling of a Spin Ensemble to a Superconducting Resonator / Y. Kubo et al. *Physical Review Letters*. 2010. Vol. 105, no. 14. P. 140502. URL: <u>https://doi.org/10.1103/physrevlett.105.140502</u>
- 183. A method for measuring the field distribution in an open resonator / R. A. Valitov et al. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 1965. Vol. 20, no. 4. P. 791–794.
- 184. Spin pumping in strongly coupled magnon-photon systems / H. Maier-Flaig et al. *Physical Review B*. 2016. Vol. 94, no. 5. P. 054433. URL: https://doi.org/10.1103/physrevb.94.054433
- 185. Стрелков С. П., Введение в теорию колебаний. 2-е изд., перераб. Москва: Наука, 1964. 440 с.
- 186. Direct probing of strong magnon-photon coupling in a planar geometry / M. T. Kaffash et al. *Quantum Science and Technology*. 2022. Vol. 8, no. 1. 01LT02. URL: <u>https://doi.org/10.1088/2058-9565/ac9428</u>
- 187. Strong Photon-magnon Coupling in a System of Two Coupled Resonators: Planar Photonic Crystal with Defect and Inverted Split-ring Resonator / A. A. Girich et al. 2023 Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS), Prague, Czech Republic, 3–6 July 2023. 2023. P. 200–204. URL: <u>https://doi.org/10.1109/piers59004.2023.10221554</u>

- 188. Magnetic Localized Surface Plasmons / P. A. Huidobro et al. *Physical Review X*. 2014. Vol. 4, no. 2. P. 021003 (1–7). URL: <u>https://doi.org/10.1103/physrevx.4.021003</u>
- 189. Transmission of electromagnetic waves in a magnetic fine-stratified structure / A. A. Bulgakov et al. *Journal of the Optical Society of America B*. 2009. Vol. 26, no. 12. P. B156–B160.

URL: https://doi.org/10.1364/josab.26.00b156

- 190. Photon-magnon Coupling in the Planar Photonic Crystal with Magnetic Defect / A. A. Girich et al. *PhotonIcs & Electromagnetics Research Symposium (PIERS-2022)*. Hangzhou, China, 25–28 April 2022. P. 1–2. URL: <u>https://author2021.piers.org/ac_api/preview.php?t=ab&id=210713160409</u>
- 191. Superconducting microstrip resonator for pulsed ESR of thin films / O. W.
 B. Benningshof et al. *Journal of Magnetic Resonance*. 2013. Vol. 230. P. 84–87.
 URL: <u>https://doi.org/10.1016/j.jmr.2013.01.010</u>
- 192. Magnetic Nanocomponents for Frequency Converting in Quantum Computing Technologies / A. A. Girich et al. *Functional Magnetic and Spintronic Nanomaterials*. NATO Science for Peace and Security Series B: Physics and Biophysics. Eds.: I. Vladymyrskyi et al. Dordrecht, Netherlands, 2024. P. 197–206. URL: <u>https://doi.org/10.1007/978-94-024-2254-2_9</u>
- 193. Enhanced Molecular Spin-Photon Coupling at Superconducting Nanoconstrictions / I. Gimeno et al. ACS Nano. 2020. Vol. 14, no. 7.
 P. 8707–8715. URL: <u>https://doi.org/10.1021/acsnano.0c03167</u>
- 194. Chen W. Metamaterials, Surface Waves, and Their Applications : Ph. D. dissertation. Boston, 2014. 126 p.
- 195. Frequency-Independent Response of Self-Complementary Checkerboard Screens / Y. Urade et al. *Physical Review Letters*. 2015. Vol. 114, no. 23.
 P. 237401. URL: <u>https://doi.org/10.1103/physrevlett.114.237401</u>
- 196. Broadband and energy-concentrating terahertz coherent perfect absorber based on a self-complementary metasurface / Y. Urade et al. *Optics Letters*. 2016. Vol. 41, no. 19. P. 4472–4475. URL: <u>https://doi.org/10.1364/ol.41.004472</u>

197. Polarization-Controlled Excitation of Surface Waves at Self-Complementary Metasurface / S. Polevoy et al. 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW), Ukraine, 14–18 November 2022. 2022. P. 222–225. URL: https://doi.org/10.1109/ukrmw58013.2022.10036966

198. Polevoy S., Tarapov S., Yermakov O. Role of Dielectric Substrate on Excitation of Surface Waves with Preselected Polarization State at Self-Complementary Metasurface in Microwaves. 2023 IEEE International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo), Kyiv, Ukraine, 13–18 November 2023. 2023. P. 331–334. URL: <u>https://doi.org/10.1109/ukrmico61577.2023.10380418</u>

- 199. Gonzalez-Ovejero D., Martini E., Maci S. Surface Waves Supported by Metasurfaces With Self-Complementary Geometries. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2015. Vol. 63, no. 1. P. 250–260. URL: https://doi.org/10.1109/tap.2014.2367535
- 200. Stokes G. G. On the composition and resolution of streams of polarized light from different sources. *Transactions of the Cambridge Philosophical Society : Mathematical and physical sciences.* 1852. Vol. 9, P. 399.

URL: <u>https://doi.org/10.1017/CBO9780511702266.010</u>

- 201. Perrin F. Polarization of Light Scattered by Isotropic Opalescent Media. *The Journal of Chemical Physics*. 1942. Vol. 10, no. 7. P. 415–427.
 URL: https://doi.org/10.1063/1.1723743
- 202. Chandrasekhar S. Session II. Oral History Interviews. AIP. 18 May 1977. URL: <u>https://www.aip.org/history-programs/niels-bohr-library/oral-histories/4551-2</u>
- 203. Chandrasekhar S. The transfer of radiation in stellar atmospheres. *Bulletin of the American Mathematical Society*. 1947. Vol. 53, no. 7. P. 641–712. URL: <u>https://doi.org/10.1090/s0002-9904-1947-08825-x</u>
- 204. On enhanced sensing of chiral molecules in optical cavities / P. Scott et al. *Applied Physics Reviews*. 2020. Vol. 7, no. 4. P. 041413. URL: <u>https://doi.org/10.1063/5.0025006</u>

205. Roostaei N., Hamidi S. M. All-dielectric achiral etalon-based metasurface: Ability for glucose sensing. *Optics Communications*. 2022. Vol. 527. P. 128971. URL: <u>https://doi.org/10.1016/j.optcom.2022.128971</u>

ДОДАТОК А

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

- Yachin V., Ivzhenko L., Polevoy S., Tarapov S., Resonant response in mechanically tunable metasurface based on crossed metallic gratings with controllable crossing angle. *Applied Physics Letters*. 2016. Vol. 109, no. 22. P. 221905 (1–4). URL: <u>https://doi.org/10.1063/1.4971191</u>
- Polevoy S. Y., Vakula A. S., Nedukh S. V., Tarapov S. I. Fast Identification of Liquids Using Planar Metamaterial. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2017. Vol. 76, no. 3. P. 237–243. URL: https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v76.i3.40
- Nedukh S. V., Polevoy S. Y., Tarapov S. I., Vakula A. S., Identification of liquids in different containers using a microwave planar metamaterial. *Radiofizika I Elektronika*. 2017. Vol. 22, no. 4. P. 69–73. URL: <u>https://doi.org/10.15407/rej2017.04.069</u>
- Polevoy S. Y., Michaylichenko V. A., Vakula A. S., Nedukh S. V., Tarapov S. I. Principal parameters for optimization of experimental technique for fast remote identification of liquids at microwaves. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2018. Vol. 77, no. 18. P. 1639–1648. URL: https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v77.i18.60
- Yachin V. V., Polevoy S. Yu., Ivzhenko L. I., Tarapov S. I., Nakhimovych M. I. Experimental verification of Faraday rotation enhancement by all-ferrodielectric metasurface. *Journal of the Optical Society of America B*. 2019. Vol. 36, no. 2. P. 261–266. URL: <u>https://doi.org/10.1364/josab.36.000261</u>
- Polevoy S. Y., Tarapov S. I. Controlling Surface States of Planar Metamaterial Based on Moire Effect. *Progress In Electromagnetics Research M.* 2019. Vol. 84. P. 187–195. URL: <u>https://doi.org/10.2528/pierm19060708</u>

- Polevoy S. Y., Rudenko D. A., Vakula A. S., Tarapov S. I. Control of spectrum of coaxial photonic crystal with magnetic layers. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2019. Vol. 78, no. 6. P. 501–510.
 URL: https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v78.i6.40
- Vakula A. S., Polevoy S. Yu., Nedukh S. V., Tarapov S. I. Portable 2.0-2.5 GHz oscillator-detector unit for liquids identification by planar photonic crystal technique. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2019. Vol. 78, no. 9. P. 813–819. URL: <u>https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v78.i9.70</u>
- Polevoy S. Yu., Vakula A. S., Nedukh S. V., Tarapov S. I. A technique for noncontact identification of liquids in closed containers using microwave planar metamaterial. URSI Radio Science Bulletin. 2019. Vol. 2019, no. 371. P. 53–62. URL: <u>https://doi.org/10.23919/ursirsb.2019.9117244</u>
- Ivzhenko L. I., Polevoy S. Y., Tarapov S. I., Yachin V. V., Kurselis K., Kiyan R., Chichkov B. N. Experimental observation of tunable Wood type resonances in an all-ferrodielectric periodical metasurface. *Optics Letters*. 2020. Vol. 45, no. 19. P. 5514–5517. URL: <u>https://doi.org/10.1364/ol.402936</u>
- Polevoy S. Yu., Kharchenko G. O., Tarapov S. I., Kravchuk O. O., Kurselis K., Kiyan R., Chichkov B. N., Slipchenko N. I. A magnetoactive metamaterial based on a structured ferrite. *Radiofizika I Elektronika*. 2021. Vol. 26, no. 1. P. 28–34. URL: <u>https://doi.org/10.15407/rej2021.01.028</u>
- Ivzhenko L. I., Polevoy S. Yu., Odarenko E. N., Tarapov S. I. Dispersion properties of artificial topological insulators based on an infinite double-periodic array of elliptical quartz elements. *Radiofizika I Elektronika*. 2021. Vol. 26, no. 3. P. 11–17. URL: <u>https://doi.org/10.15407/rej2021.03.011</u>
- Girich A., Nedukh S., Polevoy S., Sova K., Tarapov S., Vakula A. Enhancement of the microwave photon-magnon coupling strength for a planar fabricated resonator. *Scientific Reports*. 2023. Vol. 13, no. 1. P. 924(1–8). URL: <u>https://doi.org/10.1038/s41598-022-27285-6</u>

 Vakula A.S., Polevoy S.Yu., Sova K.Yu., Nedukh S.V., Girich A.A., Tarapov S.I., Special features of low-temperature microwave ferromagnetic resonance in nanometer ferrite layer patterned by macroporous silicon substrate. *Low Temperature Physics*. 2023. Vol. 49, no. 4. P. 467–472.

URL: <u>https://doi.org/10.1063/10.0017591</u>

- Polevoy S., Yermakov O. Excitation of Surface Waves With On-Demand Polarization at Self-Complementary Metasurface. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*. 2023. Vol. 22, No. 8. P. 1962–1966.
 URL: https://doi.org/10.1109/lawp.2023.3270456
- Girich A., S. Nedukh, Polevoy S., Sova K., Tarapov S., Vakula A., Enhancement of photon-magnon coupling strength by inverted split-ring resonator at GHz. *AIP Advances*. 2024. Vol. 14, no. 2. P. 025138 (1–8). URL: <u>https://doi.org/10.1063/5.0187796</u>
- Ivzhenko L., Polevoy S., Tarapov S., Yachin V. Crossed metallic gratings as metasurface with tuned crossing angle. 2016 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW), Kharkiv, Ukraine, 20–24 June 2016. 2016.
 P. 1–3. URL: <u>https://doi.org/10.1109/msmw.2016.7538127</u>
- Polevoy S., Vakula A., Nedukh S., Tarapov S. Planar photonic crystals for express analysis of liquids. *9th URSI-France 2017 Workshop "Radio Science for Humanity" (JS'17)* : Conf. Proc., Sophia Antipolis, France, 1–3 February 2017. 2017. P. 27–30. URL: <u>https://www.ursi-</u> <u>france.org/fileadmin/journees_scient/docs_journees_2017/data/articles/000033.p</u>

<u>df</u>

 Tarapov S., Girich A., Polevoy S., Nedukh S., Vovk R. Magnetic Microwave Planar Metamaterials: Experimental Results. *The European Conference "Physics of Magnetism 2017", PM'17*: Abstracts, Poznań, Poland, 26–30 June 2017. Poznań, 2017. P. 113.

URL: <u>https://www.ifmpan.poznan.pl/pm17/abst/143-tarapov_ire_kharkov_ua-</u> 2017-02-24-15-08-58.pdf

- Polevoy S. Yu., Ivzhenko L. I., Tarapov S. I., Yachin V. V. Faraday rotation enhancement by gyrotropic metasurface. 2017 XXIInd International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED), Dnipro, 25–28 September 2017. 2017. P. 269–272. URL: <u>https://doi.org/10.1109/diped.2017.8100617</u>.
- Polevoy S., Rudenko D., Tarapov S., Vakula A. Coaxial Magnetophotonic Crystal for Detection of Illicit and Dangerous Liquids. *6th International Conference on Superconductivity and Magnetism (ISCM'2018)* : Abstract book, Antalya, Turkey, 29 April – 4 May, 2018. P. 593.
- Kravchuk O., Polevoy S. Electromagnetic properties of metamaterial based on structured ferrite. *IX International Conference for Professionals & Young Scientists "Low Temperature Physics" (ICPYS LTP 2018)* : Conference Program and Book of Abstracts, Kharkiv, 4–8 June 2018. P. 79.
- 23. Nedukh S., Vakula A., **Polevoy S.**, Vovk R., Tarapov S. Synthesis of FMR spectra of patterned magnetic nanostructures for access control and identification systems. *3rd International Advanced School on Magnonics IASM'2018*: Abstracts, Kyiw, 17–21 September 2018, P. 144.
- 24. Кравчук О. А., Полевой С. Ю. Расчет частоты ФМР магнитоактивного метаматериала на основе структурированного феррита. 23-й міжнародний молодіжний форум "Радіоелектроніка та молодь в XXI сторіччі": Матеріали форуму, Харків, 16–18 квітня 2019 р. Харків, 2019, Т. 1, С. 61–62. URL: http://openarchive.nure.ua/handle/document/9019
- 25. Tarapov S., Ivzhenko L., Polevoy S., Vakula A. Experimental Implementation of Non-uniformity Effects in Artificial Media : (Invited). 2019 IEEE 8th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL), Sozopol, Bulgaria, 6–8 September 2019. 2019. P. 46–49. URL: https://doi.org/10.1109/caol46282.2019.9019487

- 26. Polevoy S., Pogorily A., Tarapov S. Magnetoactive Surface States in Moire Metamaterials. 2019 Conference "Kleinheubacher Tagung 2019": Conf. Proc., Miltenberg, Germany, 23–25 September 2019. 2019. P. 46–48. URL: <u>https://ieeexplore.ieee.org/document/8890131</u>
- 27. Kravchuk O., Polevoy S. Numerical modelling the FMR frequency of a magnetically active metamaterial based on structured ferrite. *Twentieth International Young Scientists Conference "Optics & High Technology Material Science"*, SPO-2019: Scientific works, Kyiv, 26–29 September 2019. P. 45–46.
- 28. Ivzhenko L., Polevoy S., Yachin V., Chichkov B., Tarapov S. Experimental and numerical identification of Faraday effect enhancement by all-ferrodielectric metasurface. *The Fifth Poznań Symposium on Quantum Technologies, Nonlinear Optics, Magnonics, and Metamaterials, QuTecNOMM-2019*: Abstracts, 15 October – 18 November 2019, Poznan, Poland. P. 15.

URL: https://mtpr.amu.edu.pl/former-seminars/

 Girich A. A., Nedukh S. V., Polevoy S. Yu., Sova K. Yu., Vakula A. S., Tarapov S. I. Photon-magnon Coupling in the Planar Photonic Crystal with Magnetic Defect. *PhotonIcs & Electromagnetics Research Symposium (PIERS-*2022). Hangzhou, China, 25–28 April 2022. P. 1–2.

URL: <u>https://author2021.piers.org/ac_api/preview.php?t=ab&id=210713160409</u>

- Polevoy S. Yu., Tarapov S. I., Girich A. A., Vakula A. S., Nedukh S. V., Sova K. Yu. Large Photon-Magnon Coupling in a Pi-Shaped Resonator with a Magnetic Sample. *International Conference On Quantum Materials And Technologies (ICQMT2022)* : Abstract book, Milas-Bodrum, Turkey, 16–22 October 2022. P. 245.
- 31. Polevoy S., Girich A., Tarapov S., Vakula A., Nedukh S., Sova K. Influence of the Magnet Filling Factor by the Field of Planar Resonators on the Photon-Magnon Coupling Strength. 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW), Ukraine, 14–18 November 2022. 2022. P. 105–108.

URL: <u>https://doi.org/10.1109/ukrmw58013.2022.10036988</u>

32. Polevoy S., Kharchenko G., Kalmykova T., Ostrizhnyi Y., Ivzhenko L., Yermakov O. Polarization-Controlled Excitation of Surface Waves at Self-Complementary Metasurface. 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW), Ukraine, 14–18 November 2022. 2022. P. 222–225.

URL: https://doi.org/10.1109/ukrmw58013.2022.10036966

- 33. Girich A. A., Nedukh S. V., Polevoy S. Yu., Sova K. Yu., Vakula A. S., Tarapov S. I. Strong Photon-magnon Coupling in a System of Two Coupled Resonators: Planar Photonic Crystal with Defect and Inverted Split-ring Resonator. 2023 Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS), Prague, Czech Republic, 3–6 July 2023. 2023. P. 200–204. URL: <u>https://doi.org/10.1109/piers59004.2023.10221554</u>
- 34. Polevoy S. Increasing of the Photon-Magnon Coupling Strength in a System of Coupled Microwave Resonators with a Magnetic Sample. 2023 IEEE 13th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties (NAP), Bratislava, Slovakia, 10–15 September 2023. 2023. IMT05. P. 1–4. URL: <u>https://doi.org/10.1109/nap59739.2023.10310809</u>
- 35. Polevoy S. Yu., Tarapov S. I., Vakula A. S., Nedukh S. V., Girich A. A., Sova K. Yu. Spin magnetism for frequency converting at quantum computing technologies. *NATO Advanced Research Workshop "Functional Spintronic Nanomaterials for Radiation Detection and Energy Harvesting"*. Kyiv, 25–27 September 2023, 1 p. URL:

http://spinnano.kpi.ua/images/abstracts/SPINNANO_Abstract_Polevoy.pdf

36. Sova K., Vakula A., Polevoy S., Tarapov S., Girich A., Nedukh S. Planar Waveguide Defect Features for Photon-Magnon Coupling Strength Increasing / K. Sova et al. 2023 IEEE 4th KhPI Week on Advanced Technology (KhPIWeek), Kharkiv, Ukraine, 2–6 October 2023. 2023. 4 pp. URL: <u>https://doi.org/10.1109/khpiweek61412.2023.10312993</u>
- 37. Polevoy S., Tarapov S., Yermakov O. Role of Dielectric Substrate on Excitation of Surface Waves with Preselected Polarization State at Self-Complementary Metasurface in Microwaves. 2023 IEEE International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo), Kyiv, Ukraine, 13–18 November 2023. 2023. P. 331–334. URL: <u>https://doi.org/10.1109/ukrmico61577.2023.10380418</u>
- 38. Girich A. A., Nedukh S. V., Polevoy S. Yu., Rami B., Sova K. Yu., Tarapov S. I., Vakula A. S., Magnetic Nanocomponents for Frequency Converting in Quantum Computing Technologies. *Functional Magnetic and Spintronic Nanomaterials*. NATO Science for Peace and Security Series B: Physics and Biophysics. Eds.: I. Vladymyrskyi et al. Dordrecht, Netherlands, 2024. P. 197–206. URL: https://doi.org/10.1007/978-94-024-2254-2_9