

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

Кваліфікаційна наукова  
праця на правах рукопису

Бреславець Олексій Андрійович

УДК 621.372.41

## ДИСЕРТАЦІЯ

### НАДДОБРОТНІ КОЛИВАННЯ В НВЧ РЕЗОНАНСНИХ СТРУКТУРАХ З МЕТАЛЕВИМИ ТА ДІЕЛЕКТРИЧНИМИ НЕОДНОРІДНОСТЯМИ

104 – фізика та астрономія

10 – Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело  
\_\_\_\_\_ О. А. Бреславець

Наукові керівники: Єременко Зоя Єлівна, доктор фізико-математичних наук,  
старший науковий співробітник;  
Саввін Юрій Миколайович, доктор фізико-математичних наук, старший  
науковий співробітник

Харків – 2023

## АНОТАЦІЯ

*Бреславець О. А.* Наддобротні колювання в НВЧ резонансних структурах з металевими та діелектричними неоднорідностями. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 “Фізика та астрономія” (10 – Природничі науки). – Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова Національної академії наук України, Харків, 2023.

Робота присвячена дослідженню спектральних характеристик НВЧ резонансних структур з випадковими діелектричними та металевими неоднорідностями.

**Мета роботи:** вивчення резонансних явищ у НВЧ структурах та в резонансних метаповерхнях з діелектричними та металевими неоднорідностями.

**Об’єкт дослідження:** електромагнітні коливальні процеси в НВЧ структурах та в резонансних метаповерхнях з діелектричними та металевими неоднорідностями.

**Предмет дослідження:** спектральні характеристики в НВЧ резонансних структурах і в резонансних метаповерхнях з діелектричними та металевими випадковими неоднорідностями.

### Задачі

1) дослідити електромагнітні колювання в НВЧ резонаторах для задачі вимірювання діелектричної проникності твердотільних зразків у широкому діапазоні діелектричної проникності (від 1 до 20 одиниць) з надмалим тангенсом кута діелектричних втрат (до  $5 \times 10^{-6}$ );

2) дослідити електромагнітні колювання в резонаторах в формі тіл обертання довільної форми;

3) виявити ознаки явища хвильового хаосу на прикладі закритого циліндричного НВЧ резонатора з випадковими об'ємними неоднорідностями;

4) дослідити поширення електромагнітних коливань в метал-діелектричній метаповерхні для визначення наявності електромагнітної індукованої прозорості.

В розділі 1 виконано огляд літератури та обґрунтування завдань дисертації.

В розділі 2 визначено схему компактного відкритого сферичного та закритого циліндричного НВЧ резонаторів для отримання спектральних характеристик, оптимальних для вимірювання діелектричної проникності твердотільних зразків мінімальних розмірів у широкому діапазоні діелектричної проникності (від 1 до 20 одиниць) з надмалим тангенсом кута діелектричних втрат, а також у широкому діапазоні напруги електричного поля в центрі резонатора.

В розділі 3 виконано розрахунок власних частот закритих НВЧ аксіально-симетричних резонаторів зі сферичним діелектричним включенням методом граничних умов в окремих точках на границі розділу середовищ, а його результат вичерпно підтверджений за допомогою методу збурення форми та методу сфероїдальної власної частоти.

В розділі 4 визначено вплив випадкових металевих штирових неоднорідностей на розподілення імовірності міжчастотних інтервалів частотного спектру закритого циліндричного НВЧ резонатора більярдного типу.

В розділі 5 розроблено резонансну метал-діелектричну метаповерхню для отримання високих значень затримки часу проходження електромагнітної хвилі та добутку групової затримки на пропускну здатність кількості смуг пропускання.

## Наукова новизна одержаних результатів

1. Вперше визначено алгоритм вимірювання діелектричної проникності в широкому діапазоні її значень (1-20) та надмалого тангенса кута діелектричних втрат (до  $5 \times 10^{-6}$ ) твердого зразка невідомого матеріалу в відкритому сферичному та закритому циліндричному резонаторах на основі передбачуваних калібрувальних характеристик резонансної частоти робочої моди й добротності резонатора. Показано, що алгоритм задовільняє вимогам до похибок вимірювання: 1) діелектричної проникності –  $\leq 10\%$ , 2) тангенса кута діелектричних втрат –  $\leq 20\%$ .

2. З використанням відомої методики граничних умов у локальних точках вперше розраховано резонансні частоти власних мод закритих діелектричних резонансних структур довільної форми тіл обертання і показано, що поля для граничних умов на зовнішній границі структури можна розраховувати на гладких поверхнях у меншій кількості окремих точок. Встановлено, що ця методика є більш зручнішою для вивчення міжмодової взаємодії, при цьому точність отриманих результатів сягає 0,6%.

3. Вперше теоретично й експериментально показано, що в закритому циліндричному резонаторі у разі асиметричного розташування неоднорідностей відносно осі циліндра розподілення імовірності міжчастотних інтервалів наближається до функції Вігнера завдяки нерегулярному характеру зсуву резонансних ліній частотного спектру.

4. Розроблена метал-діелектрична метаповерхня, в результаті моделювання якої виявлено параметри структури зі збільшеною кількістю смуг електромагнітної індукованої прозорості, в спектрі яких отримано значення затримки часу набагато більше, ніж є у вимогах до сучасних пристроїв систем телекомунікацій.

### **Практичне значення отриманих результатів**

1. Розроблений алгоритм на основі інтерполяції калібрувальних кривих, що має на меті визначення діелектричної проникності та надмалого тангенса кута діелектричних втрат твердих діелектриків, може бути використано при проєктуванні мікрохвильових пристроїв, наприклад, для оптимізації діаграми направленості антен.

2. Розроблена методика граничних умов у локальних точках для визначення частотного спектру в резонансних структурах у формі тіл обертання може бути використаною в засобах телекомунікації, наприклад, для оптимізації форми кривої вікна прозорості й ефективності зв'язку між резонаторами в каскадах частотних фільтрів.

3. Визначені умови появи хвильового хаосу в резонаторах з випадковими неоднорідностями може бути використано у сферах бездротового зв'язку та локалізації, наприклад, для покращення співвідношення сигнал/шум і удосконаленні адаптивних методів нелінійної обробки сигналів при виготовленні радарів і сонарів.

4. Розроблена метаповерхня може бути використаною в засобах і елементах телекомунікації, наприклад, для покращення синхронізації сигнальних та інформаційних послідовностей імпульсів, співвідношення сигнал/шум, швидкості перемикання частоти в комутаторах і модуляторах.

**Ключові слова:** електромагнітні НВЧ коливання, неоднорідності, комплексна діелектрична проникність, тангенс кута діелектричних втрат, закритий діелектричний аксіально-симетричний резонатор, закрыта більярдная система, хвильовий хаос, ймовірнісний розподіл Вігнера, метаматеріал, плазмонно індукована прозорість, ефект уповільнення електромагнітної хвилі, багатосмуговість.

## ABSTRACT

*Breslavets O. A.* High-Q oscillations in microwave resonant structures with metallic and dielectric inhomogeneities. – Qualifying scientific work on the manuscript copyrights.

Dissertation on competition of the scientific degree of Doctor of Philosophy in specialty 104 “Physics and Astronomy” (10 – Natural Sciences). – Institute of Radiophysics and Electronics named after O. Ya. Usykov of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv, 2023.

The work is devoted to studying the spectral characteristics of microwave resonant structures with random dielectric and metallic inhomogeneities.

**The purpose of the work:** study of resonance phenomena in microwave structures and resonant metasurfaces with dielectric and metallic inhomogeneities.

**Research objects:** electromagnetic oscillatory processes in microwave structures and resonant metasurfaces with dielectric and metallic inhomogeneities.

**The subject of research:** spectral characteristics in microwave resonant structures and resonant metasurfaces with dielectric and metallic random inhomogeneities.

### Tasks

1) to investigate electromagnetic oscillations in microwave resonators for the task of measuring the dielectric constant of solid-state samples in a wide range of dielectric constants (from 1 to 20 units) with an extremely small tangent of the dielectric loss angle (up to  $5 \times 10^{-6}$ );

2) to investigate electromagnetic oscillations in resonators in the form of bodies of rotation of arbitrary shape;

3) to identify signs of the wave chaos phenomenon using the example of a closed cylindrical microwave resonator with random volume inhomogeneities;

4) to investigate the propagation of electromagnetic oscillations in the metal-dielectric metasurface to determine the presence of electromagnetically induced transparency.

Part 1 includes a literature review and justification of the dissertation's objectives.

Part 2 defines the scheme of a compact open spherical and closed cylindrical microwave resonator for obtaining spectral characteristics optimal for measuring the dielectric constant of solid-state samples of minimal dimensions in a wide range of dielectric constants (from 1 to 20 units) with an extremely small tangent of the dielectric loss angle, as well as in a wide range of electric field voltage in the center of the resonator.

Part 3, the eigenfrequencies of closed microwave axially symmetric resonators with a spherical dielectric inclusion were calculated by the method of boundary conditions at individual points at the interface of media, and its result was exhaustively confirmed using the method of shape perturbation and the method of spheroidal eigenfrequency.

Part 4 determines the effect of random metallic pin inhomogeneities on the probability distribution of inter-frequency intervals of the frequency spectrum of a closed cylindrical microwave resonator of the billiard type.

Part 5, a resonant metal-dielectric meta-surface is developed to obtain high values of electromagnetic wave propagation time delay and the product of the group delay by the bandwidth.

### **The scientific novelty of the work**

1. For the first time, the algorithm for measuring the dielectric constant in a wide range of its values (1-20) and the ultra-small tangent of the dielectric loss angle (up to  $5 \times 10^{-6}$ ) of a solid sample of unknown material in open spherical and closed cylindrical resonators was determined based on the estimated calibration characteristics of the resonant frequency working mode and Q-factor of the

resonator. It is shown that the algorithm meets the requirements for measurement errors: 1) dielectric permittivity –  $\leq 10\%$ , 2) dielectric loss angle tangent –  $\leq 20\%$ .

2. Using the well-known technique of boundary conditions at local points, the resonance frequencies of eigenmodes of closed dielectric resonant structures of arbitrary shape of bodies of rotation were calculated for the first time, and it was shown that the fields for boundary conditions on the outer boundary of the structure can be calculated on smooth surfaces at a smaller number of individual points. It was established that this technique is more convenient for studying intermodal interaction, while the accuracy of the obtained results reaches 0.6%.

3. It was theoretically and experimentally shown for the first time that in a closed cylindrical resonator, in the case of an asymmetric arrangement of inhomogeneities relative to the axis of the cylinder, the probability distribution of inter-frequency intervals approaches the Wigner function due to the unregulated nature of the shift of the resonance lines of the frequency spectrum.

4. A metal-dielectric metasurface was developed, as a result of which simulations revealed the parameters of the structure with an increased number of bands of electromagnetic induced transparency, in the spectrum of which the value of the time delay was obtained much greater than the requirements for modern devices of telecommunication systems.

### **The practical significance of the work**

1. The developed algorithm based on the interpolation of calibration curves, which aims to determine the dielectric constant and the ultra-small tangent of the dielectric loss angle of solid dielectrics, can be used in the design of microwave devices, for example, to optimize the directional pattern of antennas.

2. The developed technique of boundary conditions at local points for determining the frequency spectrum in resonant structures in the form of bodies of rotation can be used in telecommunications, for example, to optimize the shape of the transparency window curve and the efficiency of communication between resonators in cascades of frequency filters.

3. The determined conditions for the appearance of wave chaos in resonators with random inhomogeneities can be used in the fields of wireless communication and localization, for example, to improve the signal/noise ratio and improve adaptive methods of nonlinear signal processing in the manufacture of radars and sonar.

4. The developed metasurface can be used in telecommunication devices and elements, for example, to improve the synchronization of signal and information pulse sequences, signal/noise ratio, and frequency switching speed in switches and modulators.

**Keywords:** electromagnetic microwave oscillations, inhomogeneities, complex permittivity, tangent of the dielectric loss angle, dielectric axially symmetric resonator, closed billiard system, wave chaos, Wigner probability distribution, metamaterial, plasmon-induced transparency, electromagnetic retardation effect waves, multiband.

### **Список опублікованих робіт за темою дисертації.**

**Основні результати за темою дисертації надруковані в 4-х статтях в фахових вітчизняних і закордонних журналах:**

1. Savin Yu. N. The slow electromagnetic wave effect induced by the interaction of dark and quasi-dark modes in microwave metamaterials / Yu. N. Savin, Z. E. Eremenko, O. A. Breslavets // *Functional Materials*. – 2021. – V. 28, № 4. – P. 751 - 757.

2. Breslavets A. A. Hemispherical X band microwave small sized open resonator for wide range from 1 to 20 permittivity characterization of solid-state dielectrics / A. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, G. O. Rudnev, M. P. Natarov, V. V. Glamazdin, O. I. Shubnyi, O. A. Voitovych, Zhu Gang, Li Rong, A. A. Prokopenko // *Low Temperature Physics*. – 2022. – V. 48, № 1. – P. 43 - 50.

3. Breslavets A. A. Small-sized X-band Open Resonator for Wide-range Permittivity Measurements of Solid-state Dielectrics / A. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, G. O. Rudnev, M. P. Natarov, V. V. Glamazdin, O. I. Shubnyi, O. A.

Voitovich, Zhu Gang, Li Rong, A. A. Prokopenko // Low Temperature Physics. – 24 October 2022. – V. 48, № 12. – P. 1055 - 1061.

4. Volovichev I. N. A Local Point Method Based on DFS Expansion of Boundary Conditions for Eigenfrequencies Calculation of BoR Cavities / I. N. Volovichev, G. P. Zouros, O. A. Breslavets, Z. E. Eremenko // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 25 August 2023 – P. 1 - 11.

**та в 13 доповідях на вітчизняних і закордонних 9 конференціях, серед них:**

5. Waveguide Millimeter Wave Measurement Cell with Minimum Reflection Coefficient for Complex Permittivity Determination of Bioactive Liquids / Z. E. Eremenko, A. A. Breslavets, O. I. Shubnyi, S. M. Kulish, R. Morozov // 2019 XXIVth International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED): int. sci. symp., 12 - 14 Sept. 2019: symp. proc. – Lviv, Ukraine, 2019. – P. 69 - 72.

6. Frequency Spectrum and Electromagnetic Fields Distribution in Cavity Microwave Resonator with Metal Pins Inside / A. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, E. M. Ganapolskii // 2019 XXIVth International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED): int. sci. symp., 12 - 14 Sept. 2019: symp. proc. – Lviv, Ukraine, 2019. – P. 108 - 111.

7. Single Resonant Type Tool for Measuring the Solid Dielectrics with a Wide Dielectric Constant Interval and Extra Small Losses in L-band / O. Kogut, Z. Eremenko, R. Dolia, A. Breslavets, I. Kuzmichev, Z. Gang, L. Rong // 2019 IEEE Asia-Pacific Conference on Applied Electromagnetics (APACE): int. sci. symp., 25 - 27 Nov. 2019: symp. proc. – Melacca, Malaysia, 2019. – P. 25 - 27.

8. Frequency Domain Simulation Method for Electromagnetic Oscillations in Non-concentric Layered Ball Resonator / Z. E. Eremenko, I. N. Volovichev, A. A. Breslavets // 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW): int. sci. symp., 21 - 25 Sept. 2020: symp. proc. – Kharkiv, Ukraine, 2020. – P. 643 - 647.

9. Comparison of the Electromagnetic Fields Distribution for Resonant Frequencies in Cavity Cylindrical Microwave Resonator with Metal Rods / A. Breslavets, Z. Eremenko, E. Ganapolskii // 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW): int. sci. symp., 21 - 25 Sept. 2020: symp. proc. – Kharkiv, Ukraine, 2020. – P. 652 - 655.

10. Hemispherical Microwave X- band Fabry-Perot Resonator for Determining in Wide Band of Dielectric Parameters of Solid Materials / A. Breslavets, Z. Eremenko, O. Voitovich, G. Rudnev, Zhu Gang, Li Rong // Abstracts book of II International Advanced Study Conference "Condensed Matter and Low Temperature Physics 2021" (CM & LTP 2021): int. sci. symp., 6 - 12 June 2021: symp. proc. – Kharkiv, Ukraine, 2021. – P. 166.

11. Resonant modes in Cavity Layered Microwave Resonator with Axial Symmetry / A. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, I. N. Volovichev // Abstracts book of II International Advanced Study Conference "Condensed Matter and Low Temperature Physics 2021" (CM & LTP 2021): int. sci. symp., 6 - 12 June 2021: symp. proc. – Kharkiv, Ukraine, 2021. – P. 204.

12. Plasmon induced transparency windows in transition coefficient spectra of metasurface with a metallic metamolecules / A. A. Breslavets, Yu. N. Savin, Z. E. Eremenko // Abstracts book of “East Meets West” IEEE International Conference on Nanomaterials: Applications & Properties (NAP-2021): int. sci. symp., 6 - 12 Sept. 2021: symp. proc. – Odessa, Ukraine, 2021. – P. 1 - 7.

13. Tunable Slow Light Effect Induced by Quasi-dark and Dark Mode Coupling in Microwave Metamaterials / O. A. Breslavets, Y. N. Savin, Z. E. Eremenko // 2022 24th International Microwave and Radar Conference (MIKON): int. sci. symp., 12 - 14 Sept. 2022: symp. proc. – Gdansk, Poland, 2022. – P. 1 - 4.

14. Eigenfrequencies in Microwave Spheroidal Cavities by an Accurate Numerical Approach / O. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, I. M. Volovichev, G. P. Zouros // 2022 24th International Microwave and Radar Conference (MIKON): int. sci. symp., 12 - 14 Sept. 2022: symp. proc. – Gdansk, Poland, 2022. – P. 1 - 2.

15. Eigenfrequencies in Microwave Eccentric Spherical Cavities by a Local Point-based Boundary Conditions Method / I. M. Volovichev, O. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, G. P. Zouros // 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW): int. sci. symp., 14 - 18 Nov. 2022: symp. proc. – Ukraine, 2022. – P. 401 - 404.

16. Microwave Eccentric Spherical Cavities Spectrum using Local Point-based Boundary Conditions Method for Eigenfrequencies / Z. E. Eremenko, I. N. Volovichev, O. A. Breslavets // The Twenty-Fourth Annual Conference (YUCOMAT): int. sci. symp., 4 - 8 Sept. 2023: symp. proc. – Herceg Novi, Montenegro, 2023. – P.S.76, p 150.

17. Multi-Windows Spectral Transparency and Slow Light Effect Induced by Complex Near Field Mode Coupling in Microwave Metasurface / O. A. Breslavets, Y. N. Savin, Z. E. Eremenko // The 26th edition of the European Microwave Week (EuMW): int. sci. symp., 17 - 22 Sept. 2023: symp. proc. – Berlin, Germany, 2023. – P. 1 – 4.

## ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВИХ СКОРОЧЕНЬ.....	17
ВСТУП.....	18
РОЗДІЛ 1 ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ ТА ОБҐРУНТУВАННЯ ЗАВДАНЬ ДИСЕРТАЦІЇ.....	26
1.1 Визначення параметрів матеріалів у відкритих резонансних системах.....	27
1.2 Визначення параметрів матеріалів у закритих резонансних системах.....	29
1.3 Явище хвильового хаосу в резонансних системах.....	30
1.4 Методи визначення частотного спектру в аксіально-симетричних резонансних системах.....	32
1.5 Застосування метаповерхонь для високочастотних і оптичних телекомунікаційних систем.....	33
Висновки до розділу 1.....	36
РОЗДІЛ 2 СПЕКТРАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ НВЧ РЕЗОНАТОРІВ ДЛЯ ВИМІРЮВАННЯ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ ПРОНИКНОСТІ (1-20) ТА КУТА ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ВТРАТ (ДО $5 \times 10^{-6}$ ) ТВЕРДИХ МАТЕРІАЛІВ.....	37
2.1 Спектральні характеристики компактних відкритих НВЧ напівсферичних резонаторів у Х-діапазоні для вимірювання діелектричної проникності твердих матеріалів у діапазоні 1-20.....	38
2.1.1 Постановка задачі.....	38
2.1.2 Вибір геометричних і електромагнітних параметрів.....	38
2.1.3 Чисельне моделювання для розрахунку спектральних і енергетичних параметрів напівсферичних резонансних систем....	40
2.1.4 Опис методик визначення діелектричних параметрів.....	49

2.1.5 Фізичний експеримент для отримання спектральних і енергетичних параметрів відкритих напівсферичних резонансних систем.....	51
2.1.6 Порівняння результатів чисельного та фізичного експериментів.....	54
2.2 Спектральні характеристики сферичних резонаторів в Х-діапазоні для вимірювання діелектричної проникності в діапазоні 1-20.....	54
2.2.1 Постановка задачі.....	54
2.2.2 Вибір параметрів компактної геометрії.....	55
2.2.3 Вибір з'єднувальних елементів.....	57
2.2.4 Розрахунок спектральних і енергетичних параметрів резонансних систем для з'єднувальних елементів – круглого отвору та прямокутної щілини.....	60
2.2.5 Висновки щодо вибору оптимальних з'єднувальних елементів для розрахунку комплексної діелектричної проникності.....	65
2.2.6 Порівняння напів- і сферичної резонансних систем.....	65
2.3 Спектральні характеристики компактних відкритих НВЧ сферичних резонаторів у L-діапазоні для вимірювання діелектричної проникності твердих матеріалів у широкому діапазоні 1-20.....	66
2.3.1 Постановка задачі.....	66
2.3.2 Вибір параметрів компактної геометрії.....	67
2.3.3 Чисельне моделювання для отримання спектральних і енергетичних параметрів резонансних систем для з'єднувальних елементів – круглого отвору та прямокутної щілини.....	68
2.3.4 Висновки щодо розрахунку комплексної діелектричної проникності у відкритій резонансній структурі в L-діапазоні.....	76

2.4 Спектральні характеристики закритих НВЧ резонаторів для вимірювання діелектричної проникності твердих матеріалів у діапазоні 1-20.....	77
2.4.1 Постановка задачі.....	77
2.4.2 Спектральні та енергетичні параметри резонансних систем зі стрижневими діелектриками (моделювання).....	78
2.4.3 Спектральні та енергетичні параметри резонансних систем зі стрижневими діелектриками (експеримент).....	80
2.4.4 Висновки щодо електромагнітних коливань в закритих НВЧ резонаторах для вимірювання діелектричної проникності твердих матеріалів.....	85
Висновки до розділу 2.....	86
РОЗДІЛ 3 РОЗРАХУНОК ВЛАСНИХ ЧАСТОТ АКСІАЛЬНО-СИМЕТРИЧНИХ РЕЗОНАТОРНИХ СТРУКТУР ЗА МЕТОДИКОЮ ЛОКАЛЬНИХ ТОЧКОВИХ ГРАНИЧНИХ УМОВ.....	88
3.1 Постановка задачі.....	88
3.2 Параметри моделей.....	89
3.3 Опис методу локальних точок.....	90
3.4 Власні частоти аксіально-симетричних резонаторних структур.....	98
3.5 Власні частоти аксіально-симетричних резонаторних структур зі сферичною неоднорідністю.....	108
3.6 Конвергенція методу граничних умов у локальних точках.....	114
3.7 Обчислювальна ефективність і стабільність.....	117
Висновки до розділу 3.....	119

РОЗДІЛ 4 ВПЛИВ ВИПАДКОВИХ МЕТАЛЕВИХ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ НА ЧАСТОТНИЙ СПЕКТР ЦИЛІНДРИЧНОГО РЕЗОНАТОРА.....	120
4.1 Постановка задачі.....	120
4.2 Параметри моделі.....	120
4.3 Частотний спектр циліндричного резонатора з випадковими металевими неоднорідностями (моделювання).....	123
4.4 Частотний спектр циліндричного резонатора з випадковими металевими неоднорідностями (фізичний експеримент).....	124
4.5 Аналіз розподілення імовірності міжчастотних інтервалів.....	128
4.6 Вплив неоднорідностей на розподіл напруженості електричного поля.....	130
Висновки до розділу 4.....	136
РОЗДІЛ 5. СПЕКТРАЛЬНІ ЕФЕКТИ РЕЗОНАНСНОЇ МЕТАЛ-ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ МЕТАПОВЕРХНІ.....	137
5.1 Постановка задачі.....	137
5.2 Структура комірки та її параметри.....	138
5.3 Фізичні параметри метал-діелектричної метаповерхні.....	141
5.4. Умови збудження «темних» і «яскравих» мод.....	143
5.5. Моделювання ефекту мультиспектральної прозорості.....	158
Висновки до розділу 5.....	163
ВИСНОВКИ.....	165
ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	167
ДОДАТОК А СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ.....	186

## ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

НВЧ – надвисокі частоти

ККД – коефіцієнт корисної дії

КСХН – коефіцієнт стоячої хвилі за напруженістю

МЛТ – методика граничних умов в локальних точках

МЗФ – метод збудження форми

МСВЧ – метод сфероїдальної власної частоти

ЗФ – метод закритої форми

ЕП – електромагнітна індукована прозорість

ПП – плазмон індукована прозорість

ГП – ґраткова індукована прозорість

МСР – мікросмужковий резонатор

*DBP* – добуток групової затримки на пропускну здатність

ПШПМ – повна ширина на половині максимуму

## ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження. В наш час збільшився інтерес до застосування характерних резонансних ефектів НВЧ структур з заданими неоднорідностями, що працюють з електромагнітними коливаннями сантиметрового та міліметрового діапазонів, у таких галузях, як діелектрометрія та сенсорика, радіолокація та системи зв'язку, біологія та медицина, в сучасній електроніці як будівельні блоки генераторів і фільтрів, в оптичних пристроях, енергетиці та інших [1–75]. Найактуальнішими резонансними структурами з характерними резонансними ефектами є метаматеріали, однак дослідження ефективності виникнення резонансних ефектів (поглинання, частотна фільтрація, підсилення, і так далі) залишаються досі недостатніми для практичних задач, пов'язаних із матеріалами, що мають значні діапазони діелектричних параметрів, вимогами, представленими в стандартах до приладів в енергетичній і телекомунікаційних галузях, і потребами користувачів-замовників при виконанні промислових контрактів [76–110].

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційна робота виконана у відділі акустичної та електромагнітної спектроскопії Інституту радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України (ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України) і відповідає напрямку наукових досліджень (фізика та астрономія), затверджених постановою Міністерства освіти і науки України №502 від 30.05.2022 р. Дослідження за темою дисертації здійснювалися відповідно до плану наступних держбюджетних науково-дослідних робіт ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України:

1. «Дослідження взаємодії електромагнітних та звукових хвиль, а також заряджених частинок з наноструктурами та метаматеріалами»/«Investigation of the interaction of electromagnetic and sound waves, and charged particles with

nanostructures and metamaterials» (шифр «Кентавр-6», номер держреєстрації 0117U004038, термін виконання 2015–2019 роки);

2. «Науково-технічні дослідження та спільна розробка конструкції пристрою для вимірювання комплексної діелектричної проникності у твердих матеріалах з малими втратами (Пристрій CPLX)»/«Scientific and technical research and joint development of the design of a device for measuring the complex dielectric constant in solid materials with low losses (CPLX Device)» (шифр «ВостокLX», номер держреєстрації WHTM18UK0620, термін виконання 2018–2020 роки);

3. «Дослідження взаємодії електромагнітних та звукових хвиль, а також заряджених частинок з природними наноструктурами та метаматеріалами»/«Investigation of the interaction of electromagnetic and sound waves, and charged particles with natural nanostructures and metamaterials» (шифр «Кентавр-7», номер держреєстрації 0122U001687, термін виконання 2020–2024 роки).

Мета і завдання дослідження. Метою даної дисертаційної роботи є вивчення резонансних явищ у НВЧ структурах і в резонансних мета-поверхнях з діелектричними та металевими неоднорідностями.

Для досягнення поставленої мети було розв’язано такі наукові задачі:

1) досліджено електромагнітні коливання в НВЧ резонаторах для задачі вимірювання діелектричної проникності твердотільних зразків у широкому діапазоні діелектричної проникності (від 1 до 20 одиниць) з надмалим тангенсом кута діелектричних втрат (до  $5 \times 10^{-6}$ );

2) досліджено електромагнітні коливання в резонаторах у формі тіл обертання довільної форми;

3) виявлено ознаки явища хвильового хаосу на прикладі закритого циліндричного НВЧ резонатора з випадковими об’ємними неоднорідностями;

4) досліджено поширення електромагнітних коливань в метал-діелектричній метаповерхні для визначення наявності електромагнітної індукованої прозорості.

*Об'єкт дослідження* – електромагнітні коливальні процеси в НВЧ структурах та в резонансних метаповерхнях з діелектричними та металевими неоднорідностями.

*Предмет дослідження* – спектральні характеристики в НВЧ резонансних структурах та у резонансних метаповерхнях з діелектричними та металевими випадковими неоднорідностями.

Методи дослідження. Експериментальний метод дослідження діелектричної проникності у резонансних НВЧ структурах; чисельно-аналітичний метод розв'язання зворотної задачі для знаходження комплексної діелектричної проникності (КДП) твердих діелектричних зразків у НВЧ діапазоні; чисельне моделювання діелектричних і метал-діелектричних метаповерхонь виконано в COMSOL Multiphysics.

### Наукова новизна одержаних результатів

1. Вперше визначено алгоритм вимірювання діелектричної проникності в широкому діапазоні її значень (1-20) і надмалого тангенса кута діелектричних втрат (до  $5 \times 10^{-6}$ ) твердого зразка невідомого матеріалу в відкритому сферичному та закритому циліндричному резонаторах на основі передбачуваних калібрувальних характеристик резонансної частоти робочої моди й добротності резонатора. Показано, що алгоритм задовільняє вимогам до похибок вимірювання: 1) діелектричної проникності –  $\leq 10\%$ , 2) тангенса кута діелектричних втрат –  $\leq 20\%$ .

2. З використанням відомої методики граничних умов у локальних точках вперше розраховано резонансні частоти власних мод закритих діелектричних резонансних структур довільної форми тіл обертання і

показано, що поля для граничних умов на зовнішній границі структури можна розраховувати на гладких поверхнях у меншій кількості окремих точок. Встановлено, що ця методика є більш зручнішою для вивчення міжмодової взаємодії, при цьому точність отриманих результатів сягає 0,6%.

3. Вперше теоретично й експериментально показано, що в закритому циліндричному резонаторі в разі асиметричного розташування неоднорідностей відносно осі циліндра розподілення імовірності міжчастотних інтервалів наближається до функції Вігнера завдяки нерегулярному характеру зсуву резонансних ліній частотного спектру.

4. Розроблена метал-діелектрична метаповерхня, в результаті моделювання якої виявлено параметри структури зі збільшеною кількістю смуг електромагнітної індукованої прозорості, в спектрі яких отримано значення затримки часу набагато більше, ніж є у вимогах до сучасних пристроїв систем телекомунікацій.

Особистий внесок здобувача. У роботі [148] здобувачем чисельно отримано частотні спектри та розподіли електромагнітних полів у хвилевідній комірці диференціального діелектрометра для вимірювання комплексної діелектричної проникності сильнопоглинаючих рідин. У роботах [149, 152] проведено чисельні й експериментальні дослідження умов виникнення хвильового хаосу за допомогою визначення залежностей розподілення імовірності міжчастотних інтервалів і розподілу електромагнітних полів залежно від параметрів металевих неоднорідностей у закритій циліндричній резонансній структурі. В роботі [150] здобувачем чисельно й експериментально показано, що в розрахованому закритому циліндричному резонаторі L-діапазону на робочій моді  $TM_{0,1,0}$  можливо визначати діелектричну проникність у широкому діапазоні значень і надмалий тангенс кута діелектричних втрат стрижневого діелектричного зразку. Здобувачем визначено вплив спотворення форми та зміщення діелектричної вставки закритих діелектричних резонансних структур

довільної форми тіл обертання, спектр яких розраховано методом граничних умов в локальних точках, у роботах [151, 154, 157, 158]. Це дало можливість надійно підтвердити у роботах [147, 159], що при зміщенні діелектричної вставки від центру структури у формі тіла обертання знімається виродження мод, і як наслідок - виявити гібридні моди, а також отримано узгодження одержаних спектрів методами збудження форми, сфероїдальних власних частот і кінцевих елементів. У роботах [145, 146, 153] чисельно й експериментально показано, що в розрахованому відкритому сферичному резонаторі Х-діапазону на робочій моді  $TEM_{0,0,13}$  можливо визначати діелектричну проникність у широкому діапазоні значень і надмалий тангенс кута діелектричних втрат дископодібного діелектричного зразку. В роботі [146] підтверджено, що у відкритому сферичному резонаторі ефективність збудження щілинним елементом зв'язку, який плавно переходить у хвилевід, більша за ефективність збудження отвором у діафрагмі на кінці хвилеводу. Здобувачем в роботах [145, 146, 148, 153] отримано майже лінійні залежності резонансної частоти робочої моди від діелектричної проникності твердого зразка та навантаженої добротності резонатора від тангенса кута діелектричних втрат, що дало змогу визначити алгоритм розрахунку діелектричних параметрів методом інтерполяції калібрувальних кривих отриманих залежностей. У роботах [144, 155, 156, 160] чисельно показано, що в метал-діелектричній метаповерхні з розрахованими параметрами неоднорідностей отримано збільшену кількість смуг електромагнітної індукованої прозорості і значення затримки часу, а також можливість керувати їх величиною.

### Апробація матеріалів дисертації

Представлені в дисертації результати доповідались і обговорювались на міжнародних конференціях:

1. Waveguide Millimeter Wave Measurement Cell with Minimum Reflection Coefficient for Complex Permittivity Determination of Bioactive Liquids / Z. E. Eremenko, **A. A. Breslavets**, O. I. Shubnyi, S. M. Kulish, R. Morozov // 2019 XXIVth International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED): int. sci. symp., 12 - 14 Sept. 2019: symp. proc. – Lviv, Ukraine, 2019. – P. 69 - 72. – усна доповідь.

2. Frequency Spectrum and Electromagnetic Fields Distribution in Cavity Microwave Resonator with Metal Pins Inside / **A. A. Breslavets**, Z. E. Eremenko, E. M. Ganapolskii // 2019 XXIVth International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED): int. sci. symp., 12 - 14 Sept. 2019: symp. proc. – Lviv, Ukraine, 2019. – P. 108 - 111. – усна доповідь.

3. Single Resonant Type Tool for Measuring the Solid Dielectrics with a Wide Dielectric Constant Interval and Extra Small Losses in L-band / O. Kogut, Z. Eremenko, R. Dolia, **A. Breslavets**, I. Kuzmichev, Z. Gang, L. Rong // 2019 IEEE Asia-Pacific Conference on Applied Electromagnetics (APACE): int. sci. symp., 25 - 27 Nov. 2019: symp. proc. – Melacca, Malaysia, 2019. – P. 25 - 27. – усна доповідь.

4. Frequency Domain Simulation Method for Electromagnetic Oscillations in Non-concentric Layered Ball Resonator / Z. E. Eremenko, I. N. Volovichev, **A. A. Breslavets** // 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW): int. sci. symp., 21 - 25 Sept. 2020: symp. proc. – Kharkiv, Ukraine, 2020. – P. 643 - 647. – усна доповідь.

5. Comparison of the Electromagnetic Fields Distribution for Resonant Frequencies in Cavity Cylindrical Microwave Resonator with Metal Rods / **A.**

**Breslavets, Z.** Eremenko, E. Ganapolskii // 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW): int. sci. symp., 21 - 25 Sept. 2020: symp. proc. – Kharkiv, Ukraine, 2020. – P. 652 - 655. – усна доповідь.

6. Hemispherical Microwave X- band Fabry-Perot Resonator for Determining in Wide Band of Dielectric Parameters of Solid Materials / A. Breslavets, Z. Eremenko, O. Voitovich, G. Rudnev, Zhu Gang, Li Rong // Abstracts book of II International Advanced Study Conference "Condensed Matter and Low Temperature Physics 2021" (CM & LTP 2021): int. sci. symp., 6 - 12 June 2021: symp. proc. – Kharkiv, Ukraine, 2021. – P. 166. – усна доповідь.

7. Resonant modes in Cavity Layered Microwave Resonator with Axial Symmetry / A. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, I. N. Volovichev // Abstracts book of II International Advanced Study Conference "Condensed Matter and Low Temperature Physics 2021" (CM & LTP 2021): int. sci. symp., 6 - 12 June 2021: symp. proc. – Kharkiv, Ukraine, 2021. – P. 204. – усна доповідь.

8. Plasmon induced transparency windows in transition coefficient spectra of metasurface with a metallic metamolecules / A. A. Breslavets, Yu. N. Savin, Z. E. Eremenko // Abstracts book of “East Meets West” IEEE International Conference on Nanomaterials: Applications & Properties (NAP-2021): int. sci. symp., 6 - 12 Sept. 2021: symp. proc. – Odessa, Ukraine, 2021. – P. 1 - 7. – стендова доповідь.

9. Tunable Slow Light Effect Induced by Quasi-dark and Dark Mode Coupling in Microwave Metamaterials / **O. A. Breslavets**, Y. N. Savin, Z. E. Eremenko // 2022 24th International Microwave and Radar Conference (MIKON): int. sci. symp., 12 - 14 Sept. 2022: symp. proc. – Gdansk, Poland, 2022. – P. 1 - 4. – стендова доповідь.

10. Eigenfrequencies in Microwave Spheroidal Cavities by an Accurate Numerical Approach / **O. A. Breslavets**, Z. E. Eremenko, I. M. Volovichev, G. P. Zouros // 2022 24th International Microwave and Radar Conference (MIKON): int. sci. symp., 12 - 14 Sept. 2022: symp. proc. – Gdansk, Poland, 2022. – P. 1 - 2. – стендова доповідь.

11. Eigenfrequencies in Microwave Eccentric Spherical Cavities by a Local Point-based Boundary Conditions Method / I. M. Volovichev, **O. A. Breslavets**, Z. E. Eremenko, G. P. Zouros // 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW): int. sci. symp., 14 - 18 Nov. 2022: symp. proc. – Ukraine, 2022. – P. 401 - 404. – усна доповідь.

12. Microwave Eccentric Spherical Cavities Spectrum using Local Point-based Boundary Conditions Method for Eigenfrequencies / Z. E. Eremenko, I. N. Volovichev, **O. A. Breslavets** // The Twenty-Fourth Annual Conference (YUCOMAT): int. sci. symp., 4 - 8 Sept. 2023: symp. proc. – Herceg Novi, Montenegro, 2023. – P.S.76, p 150. – стендова доповідь.

13. Multi-Windows Spectral Transparency and Slow Light Effect Induced by Complex Near Field Mode Coupling in Microwave Metasurface / **O. A. Breslavets**, Y. N. Savin, Z. E. Eremenko // The 26th edition of the European Microwave Week (EuMW): int. sci. symp., 17 - 22 Sept. 2023: symp. proc. – Berlin, Germany, 2023. – P. 1 – 4. – усна доповідь.

Публікації. За матеріалами дисертаційної роботи опубліковано 4 статті і 13 тез презентацій на конференціях.

Структура й обсяг дисертації. Дисертація складається з анотації, вступу, 5 розділів, висновків, переліку літературних джерел і одного додатка. Загальний обсяг дисертаційної роботи становить 189 сторінки, з яких 149 сторінок основного тексту, включаючи 69 рисунків і 22 таблиці. У роботі використано 160 бібліографічних посилання на 19 сторінках.

## РОЗДІЛ 1

### ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ ТА ОБҐРУНТУВАННЯ ЗАВДАНЬ ДИСЕРТАЦІЇ

На сьогоднішній день одним з перспективних напрямків розвитку сучасної радіофізики є встановлення фізичних особливостей спектральних характеристик НВЧ резонансних структур з діелектричними та металевими неоднорідностями довільного розташування. Багато груп вчених по всьому світу займаються неоднорідними резонансними структурами, маючи на увазі закриті та відкриті резонатори будь-якої форми, а також періодичні метаповерхні, що, або мають шари з різною діелектричною проникністю, або металеві включення. Однак досі залишається не дослідженим повно питання залежності резонансних ефектів НВЧ структур від параметрів цих шарів та включень, що визначають ступінь регулярності та випадковості їх як системи в цілому. В наш час дослідження резонансних ефектів НВЧ коливань в середовищах з неоднорідностями знаходять застосування у таких галузях, як: біологія та медицина [4, 5], електроніка (для виробництва генераторів і фільтрів) [1–3], оптика та енергетика [6], діелектрометрія та сенсорика [7], телекомунікація, навігація, радіолокація, та в інших. При цьому особливе та важливе значення в ряду інших завдань радіофізики мають задачі частотної селекції коливань та електромагнітної сумісності джерел електромагнітного випромінювання з резонансними структурами НВЧ. Аналіз важливості вирішення вказаних вище задач в умовах виникнення резонансних ефектів в різноманітних резонансних об'ємних і метаматеріальних системах розглянемо далі на прикладі сучасних наукових праць.

## 1.1 Визначення параметрів матеріалів у відкритих резонансних системах

В наш час в приладах медичного та виробничого призначення резонансні системи використовуються для вимірювання комплексної діелектричної проникності твердотільних діелектриків. Для вирішення цієї задачі вигідним є застосування методів з використанням відкритого резонатора [8–13]. Відкритий резонатор складається з двох напівсферичних (або плоских) гладких металевих поверхонь, що виконують функцію дзеркал для електромагнітних хвиль та розташованих одне навпроти одного. Метод відкритого резонатора можна застосовувати для вимірювань зразків із широким діапазоном значень діелектричної проникності (в роботі [12]  $\varepsilon' = 2 - 150$ ) та тангенсу кута діелектричних втрат (в роботі [12]  $\tan \delta = 0.00031 - 0.02$ ). Цей метод можна використовувати для тонких зразків на високих частотах (менше ніж  $\lambda / 2$ ), а також при високій вологості та перепадах температури (від 200 К до 900 К, тобто від 73°C до 627°C) [12]. Резонансні поля робочих мод в таких резонаторах в основному зосереджені в об'ємі в середині резонатора. Радіаційні втрати на випромінювання у вільний простір у відкритих квазіоптичних резонаторах є малими, а добротність високою. Основними джерелами похибок (в роботі [12] для  $\varepsilon'$  вона становить від  $\pm 0.1\%$  до  $\pm 0.3\%$ , для  $\tan \delta$  – від  $\pm 6\%$  до  $\pm 25\%$ ) вимірювань є неточність вимірювання величини спектральних та енергетичних характеристик резонатора, а також через неточність геометричних розмірів відкритого резонатора [11, 13].

Раніше такий відкритий напівсферичний резонатор вивчався [14–20] для отримання фізичних параметрів зразка, розміщеного всередині відкритого напівсферичного резонатора. Наприклад, автори в [14] також використовують структуру відкритого напівсферичного резонатора, яка призначена для вимірювання дійсної та уявної частин комплексної діелектричної проникності та тангенса втрат твердотільних матеріалів із

низьким поглинанням на частоті 60 ГГц. Вони використовували метод зміни довжини резонатора. У роботі [17] автори запропонували метод розрахунку діелектричної проникності та тангенса діелектричних втрат з використанням розподілу поля збуджуючої моди на основі прямого перетворення Фур'є у відкритому напівсферичному резонаторі зі змінними розмірами. Результати перевірені експериментально методом проб з різницею менше 8%. У результаті вдалося отримати значення вказаних діелектричних параметрів для випадку з оксидом берилію. Цей відкритий напівсферичний резонатор складається з напівсферичного увігнутого дзеркала, плоского дзеркала, прецизійного перетворювача x-y-z і двох сполучних отворів, підключених до стандартних прямокутних хвильоводів (WR-28). Резонансними модами, які беруть участь у цих вимірюваннях діелектричної проникності, є моди  $TEM_{0,0,q}$ , які мають лише розподіл поля вздовж осі аксіального відкритого напівсферичного резонатора, де  $q$  є кількістю напівхвиль уздовж осі аксіального відкритого напівсферичного резонатора. Два з'єднувальних отвори розташовані поблизу центру резонатора, тому моди  $TEM_{0,0,q}$  легко збуджуються. Перевагами відкритого напівсферичного резонатора є простота і компактність монтажу; можливість роботи установки як за методом зміни резонансної частоти, так і за методом зміни довжини відкритого напівсферичного резонатора. Головним недоліком є необхідність наявності механізму для переміщення сферичного дзеркала резонатора.

Квазіоптичні відкриті резонатори широко використовуються в техніці НВЧ діапазону в поєднанні з порожнистими одномодовими хвильоводами [11, 12, 21–29]. Квазіоптичний відкритий резонатор має важливі переваги в порівнянні з іншими типами резонансних систем: більш розріджений спектр, можливість досягнення добротності до  $10^6$  і легкий доступ до резонансного поля відкритого резонатора. Ці переваги роблять відкриті резонатори привабливими та зручними в якості резонансних комірок у вимірювальних установках для діелектрометрії та спектроскопії.

Для вимірювань діелектричних характеристик матеріалів при низьких температурах за допомогою кріогенної технології важлива компактність вимірювальної комірки.

З наведених вище даних випливає, що комплексну діелектричну проникність тонких зразків у напівсферичному відкритому резонаторі важко виміряти, якщо зразок розміщений на плоскому дзеркалі. Але якщо тонкий зразок помістити в місце, де спостерігається максимальне значення напруженості електричного поля відкритого резонатора, то можна досягти максимальної чутливості. Для цього треба використовувати симетричний відкритий резонатор з сферичними дзеркальними металевими відбивачами. Зразок повинен бути розміщений в центральній площині відкритого резонатора між дзеркалами, де розташовано максимальне електричне поле і найменший радіус пучка хвилі основної моди.

## **1.2 Визначення параметрів матеріалів у закритих резонансних системах**

Діелектричні матеріали з низькими втратами широко використовуються в системах бездротового зв'язку, а також у багатьох електронних пристроях. Важливими характеристиками, необхідними для практичного застосування, є низькі діелектричні втрати та хороша температурна стабільність резонансної частоти та діелектричної проникності. В оглядовій статті [30] описані резонансні методики, які дозволяють досягти найвищої чутливості вимірювання тангенса діелектричних втрат. Для ізотропних матеріалів метод діелектричного резонатора  $TE_{0,n,p}$  дозволяє вимірювати діелектричну проникність з точністю близько 0.2% і отримувати роздільну здатність тангенса кута діелектричних втрат до  $10^{-7}$  на зразках з високою діелектричною проникністю. У попередніх роботах [31] було

показано, що ця методика дозволяє вимірювати діелектричну проникність з точністю 0.3% і тангенс кута діелектричних втрат – до  $2 \cdot 10^{-5}$ .

Розробка методик визначення діелектричних параметрів матеріалів з малими втратами за допомогою закритих та відкритих резонаторів представлено в [32, 33]. Резонансні методи забезпечують високу точність (в роботі [32] невизначеність в циліндричному резонаторі  $TE_{0,1} - U_{\varepsilon'} = \pm 1\%$ ,  $U_{\tan \delta} = \pm 2 \times 10^{-4}$ ; в роботі [33] невизначеність в циліндричному резонаторі  $TM_{0,1,0} - U_{\varepsilon'} = \pm 3\%$ ,  $U_{\varepsilon''} = \pm 2.5 \times 10^{-4}$ ,  $U_f = \sim 10-100$  кГц) вимірювання матеріалів з низькими втратами на мікрохвильових частотах.

У закритих резонансних структурах резонансне поле займає весь об'єм, обмежений металевими стінками. Тому такі резонатори характеризуються порівняно невисокою добротністю, обмеженою омічними втратами в металевих стінках, які є досить великими. Підвищити добротність в закритих резонаторах можна за рахунок особливих елементів збудження робочих мод, щільного притиснення стінок, додатковій обробці, і так далі.

### 1.3 Явище хвильового хаосу в резонансних системах

В даний час великий інтерес викликають широкопasmові високочастотні мікрохвильові радіосистеми зв'язку [34–36]. Такі системи надають споживачеві безліч нових високошвидкісних і якісних мультимедійних послуг. При цьому ці системи високочастотного зв'язку не заважають роботі існуючих радіосистем. Крім того, чим вищий частотний діапазон переданого сигналу, тим менший розмір використовуваних антен, а отже, і радіопристроїв. У роботі [36] досліджено поширення електромагнітних хвиль в резонаторі з неоднорідностями з середньою частотою 30 ГГц.

Основними ознаками хвильового хаосу, згідно з теорією та експериментальними результатами [37], є зсув резонансних ліній частотного спектру. Встановлено, що природа зсуву резонансних ліній складається з двох компонент: дисипативної (омічні втрати) і не дисипативної (міжмодова взаємодія через випадкові неоднорідності). З ростом числа неоднорідностей коливання в закритому резонаторі повинні мати стохастичний характер. Виходячи з цього, є необхідність в проведенні статистичного аналізу спектра закритого резонатора з неоднорідностями. Для визначення співвідношення між регулярною і випадковою компонентами спектра прийнято проводити порівняння експериментального розподілення імовірності міжчастотних інтервалів з різноманітними теоретичними моделями – функціями розподілення імовірності міжчастотних інтервалів [38].

Подібні дослідження вже виконувалися нами раніше, про що свідчать численні теоретичні та експериментальні роботи [39–45]. Представлені в дослідженнях резонансні системи можливо використати в якості високопродуктивного фільтру. Представлено наступні приклади структур резонансних систем: дисковий діелектричний резонатор з неоднорідностями на боковій стінці [42], сферичний металевий резонатор з частинками сапфіру [41], циліндричний металевий резонатор з неоднорідностями на боковій стінці [43], або з вбудованими через верхню/нижню стінку тонкими металевими стрижнями [40].

Насправді, НВЧ-резонатори завжди мають природні неоднорідності як в середині об'єму, так і на поверхні [46, 47]. Основними особливостями такого резонатора, згідно з теорією та експериментальними результатами, є хаотичний характер частотного спектра за наявності неоднорідностей у резонаторі і, відповідно, наявність кореляції між резонансними частотами [42, 48, 49]. Завдяки таким резонансним кореляціям можна спостерігати так звані своєрідні резонансні частоти «відштовхування» [40, 41, 43, 50]. Тому представляє інтерес дослідження резонаторів з випадковими об'ємними та поверхневими неоднорідностями та кореляції між кількістю

неоднорідностей, їх фізичними параметрами та зсуву резонансних ліній частотного спектра резонаторів, що описується функціями розподілення імовірності міжчастотних інтервалів.

#### **1.4 Методи визначення частотного спектру в аксіально-симетричних резонансних системах**

Резонатори мікрохвильового діапазону широко використовуються в сучасній електроніці як будівельні блоки генераторів і фільтрів [51], [52], датчиків [53], [54], [55], а також налаштованих підсилювачів [56]. Основним застосуванням є визначення діелектричної проникності або температурного коефіцієнта діелектричного зразка [57, 58]. Цього можна досягти за допомогою вимірювань в резонансі з навантаженням і без нього. Таким чином, потрібне апріорне знання власних частот резонатора. У деяких випадках, однак, зразок матеріалу може бути не ідеально вирівняний до центру порожнини, а може бути розміщений ексцентрично. Крім того, сама порожнина може мати геометричні дефекти. А як було написано раніше, коли в резонансній структурі є дефекти, що порушують її симетрію, то такі структури стають неінтегрованими, тобто тими, для яких немає точних рішень, а отже складніше апріорно визначати власні частоти резонатора.

В роботах [59–61] було розроблено підходи розрахунку власних частот сферичних резонаторів з використанням інтегрального рівняння, модифікованого функцією Гріна. Метод збудження форми (МЗФ), метод закритої форми (ЗФ) та метод сфероїдальної власної частоти (МСВЧ) обмежуються незначними відхиленнями від сферичної форми [62–64], або обмеженнями щодо розміру сферичної площини межі розділу двох середовищ, одна з яких є металом з ідеальною електричною провідністю [65], або діелектричної [66] вставки. Метод колокації – це метод числового

розв'язання звичайних диференціальних рівнянь, диференціальних рівнянь з частковими похідними та інтегральних рівнянь. Ідея методу полягає в тому, що необхідно вибрати простір можливих розв'язків (зазвичай це многочлени) і кількості точок в області (точки колокації) і вибору розв'язку, що задовільняє дане рівняння в точках колокації. Метод колокації використовувався для біконічних порожнин [67, 68] і забезпечує хорошу точність розрахованих власних частот ( $< \pm 10^{-4}\%$ ). Однак для фізичної чіткості потрібні спеціальні зусилля, щоб усунути помилкові рішення [69–74].

З наведених раніше причин є актуальним створення ефективної методики визначення спектру неінтегрованих структур.

## **1.5 Застосування метаповерхонь для високочастотних і оптичних телекомунікаційних систем**

Метаматеріали – це штучно сформовані і особливим чином структуровані середовища, які мають електромагнітні властивості, що виходять за межі властивостей компонентів, з яких вони складаються. Метаматеріали синтезують шляхом введення в природний матеріал різних періодичних структур з найрізноманітнішими геометричними формами, які модифікують діелектричну і магнітну проникність матеріалу. Одним з ефектів, притаманних метаматеріалам, що складаються з метамолекул (періодичного масиву металевих резонаторів на поверхні діелектричної підкладки), є ефект уповільнення електромагнітної хвилі.

Ефект уповільнення електромагнітної хвилі є однією з характерних особливостей резонансу електромагнітно індукованої прозорості (ЕІП). ЕІП-ефект – це квантово-механічне явище, ефект квантової інтерференції, яке спостерігається в атомних або молекулярних системах, і наслідком якої є спектрально вузька смуга оптичної прозорості в широкому спектрі поглинання в оптичному діапазоні, що супроводжується надзвичайною

частотною дисперсією [75–77]. Після відкриття ЕПП-ефекту значну увагу було приділено класичним аналогам ЕПП-ефекту в різних структурах, включаючи електромагнітні метаматеріали [78]. Зокрема, завдяки сильному електромагнітному відгуку від періодичного масиву субхвильових металевих структур, плазмон індукована прозорість (ППП) представляє великий інтерес і стає одним з головних ефектів для імітації схем ЕПП [79]. Цей ефект є ключем до досягнення значного зниження групової швидкості світла, і може бути використаним в різноманітних оптичних пристроях, включаючи надшвидкісні перемикачі, модулятори, датчики, вдосконалені нелінійні оптичні системи, пристрої уповільнення світла та оптичні запам'ятовуючі пристрої [80–82].

Такі ЕПП-метаматеріали зазвичай складаються з так званих субхвильових метамолекул [83], структурованих у вигляді періодичного масиву металевих резонаторів на поверхні діелектричної підкладки. Завдяки субхвильовій періодичності вони однорідно взаємодіють із падаючим електромагнітним полем, що є причиною збудження резонансів високої добротності. Прикладами таких структур є відрізки дротів [84], резонатори з розділеними кільцями (РРК) [85], квадратні патчі [86], спіральне кільце [87], їх комбінації [88–91] на діелектричних підкладках.

За останній період було запропоновано та продемонстровано велику різноманітність метаматеріалів ППП у мікрохвильовому [92], терагерцевому [93], інфрачервоному та оптичному діапазонах [94].

Оскільки метаматеріали є періодичними структурами, існує два типи темних мод, які утворюються в результаті ППП-ефекту: квазі-ТЕ та квазі-ТМ [95]. Метаматеріальний ППП-ефект досліджується в більшості випадків у спектральній області, що відповідає спектру пропускання квазі-ТЕ моди, і мало досліджується на квазі-ТМ модах. Поява вікон в частотних діапазонах квазі-ТЕ та квазі-ТМ мод може викликати різку зміну фази електромагнітної хвилі, що проходить через метаматеріал, і призводити до зниження групової швидкості та ефекту уповільнення електромагнітної хвилі [96].

Завдяки захопленням полям, резонансною частотою квазі-ТМ моди можна легко керувати, змінюючи періодичність масиву (тобто період елементарної комірки). Взаємодія квазі-ТМ моди з метаатомами (мікросмужковими резонаторами), що виконують роль випромінювальної дипольної антени, називається ґратковою індукованою прозорістю (ГП-ефекту) метаматеріалу з одним вікном прозорості. Це явище добре вивчено в роботах [92, 97–104]. У той же час взаємодія між квазі-ТМ модою і модами інших метаатомів багатоатомних структур (метамолекул), яка може викликати ППП-ефект на високодобротних квазі-ТМ модах, вивчена набагато менше. ППП-ефект на квазі-ТМ модах може спричинити вузьку послідовність резонансів, більш високу добротність і різку частотну дисперсію в діапазоні низьких частот, а отже, велику групову затримку в часі та уповільнення електромагнітної хвилі, що проходить через метаматеріал. Зміна інтенсивності резонансу, повної ширини на половині максимуму (ПШПМ) резонанса і частоти може бути виконана шляхом контролю періоду ґратки та геометричного розміру метамолекул.

Для багатьох застосувань метаматеріалів ППП актуальними завданнями є збільшення часу затримки групової швидкості електромагнітних хвиль і групового показника заломлення середовища, в якому проходить електромагнітна хвиля, збільшення смуги пропускання вікна прозорості та параметра добутку групової затримки на пропускну здатність ( $DBP$ ), а також збільшення кількості вікон прозорості. За останні кілька років структури з кількома вікнами прозорості привернули набагато більше уваги, завдяки тому, що вони можуть знайти широке застосування, включаючи комутаційні пристрої, багатосмугові фільтри, поглиначі, плазмонні модулятори [105, 106].

Було проведено багато досліджень для створення метаматеріалів з ППП за допомогою індуктивного [107], дипольного та мультипольного зв'язку [108], ефекту плазмонної гібридизації [109] або поєднаних дротів і розділених кільцевих резонаторів [83, 102]. Отримати три або більше вікон прозорості з великою груповою затримкою все ще дуже складно.

## Висновки до розділу 1

1. основі аналізу літератури, визначено, що основною перевагою відкритих сферичних резонаторів, при вимірюванні діелектричних параметрів, є велика добротність. Основним недоліком є необхідність застосування підвищених вимог до точності виготовлення частин резонатора.

2. Найбільшою перевагою і одночасно недоліком розглянутих відомих методів розрахунку власних частот резонансних структур в формі тіл обертання є можливість отримати рішення задачі знаходження спектру тільки для малих спотворень форми та малих неоднорідностей.

3. Підтверджено, що неоднорідності в закритих резонансних структурах можуть утворювати умови виникнення хвильового хаосу. Так як хвильовий хаос – явище, у якому різні динамічні характеристики системи змінюються випадковим чином, а причина його появи – нестійкість стосовно початкових умов, що є розповсюдженим в реальному середовищі, то важливим є дослідження умов його виникнення. Основним недоліком існуючих досліджень хвильового хаосу є обмеження в використанні лише двовірних теоретичних моделей.

4. Основною перевагою застосування існуючих метаповерхонь є можливість вивчення резонансних явищ в широкому частотному діапазоні шляхом масштабування розмірів. Основним недоліком є необхідність застосування підвищених вимог до точності виготовлення розмірів частин метаповерхні. Також за їх допомогою можна дослідити явище прозорості.

5. Таким чином, завдання дослідження резонансних явищ електромагнітних НВЧ коливань в об'ємних НВЧ структурах та на резонансних метаповерхнях з діелектричними та металевими неоднорідностями є цікавим як з фундаментальної, так і прикладної точки зору. Його вирішенню присвячена дана дисертаційна робота.

## РОЗДІЛ 2

### **СПЕКТРАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ НВЧ РЕЗОНАТОРІВ ДЛЯ ВИМІРЮВАННЯ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ ПРОНИКНОСТІ (1-20) ТА КУТА ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ВТРАТ (ДО $5 \times 10^{-6}$ ) ТВЕРДИХ МАТЕРІАЛІВ**

В даному розділі розглянуто електромагнітні коливання в відкритих та закритих резонаторах, з'єднаних з хвилеводами за допомогою зосереджених елементів зв'язку.

У підрозділі 2.1 детально розглянуто схему хвильових процесів і коливань у відкритих півсферичних резонаторах Х-діапазону, виконано розрахунок геометричних параметрів, та приведені результати теоретичного моделювання хвильових процесів, а також фізичного експерименту, описано розроблені методики визначення діелектричної проникності та тангенсу кута діелектричних втрат, розглянуто ефективність збудження робочої моди резонатора за допомогою різних елементів збудження. У підрозділі 2.2 розглянуто схему хвильових процесів і коливань у відкритих сферичних резонаторах Х-діапазону, виконано розрахунок геометричних параметрів, та приведені результати теоретичного моделювання хвильових процесів, розглянуто ефективність збудження робочої моди резонатора за допомогою різних елементів збудження. У підрозділі 2.3 розглянуто схему хвильових процесів і коливань у відкритих сферичних резонаторах L-діапазону, виконано розрахунок геометричних параметрів, та приведені результати теоретичного моделювання хвильових процесів, розглянуто ефективність збудження робочих мод за допомогою різних елементів збудження та хвилеводів. У підрозділі 2.4 розглянуто схему хвильових процесів і коливань у закритих циліндричних резонаторах L-діапазону. Матеріали розділу 2 опубліковано в роботах [110–112].

## **2.1 Спектральні характеристики компактних відкритих НВЧ напівсферичних резонаторів у Х-діапазоні для вимірювання діелектричної проникності твердих матеріалів у діапазоні 1-20**

### **2.1.1 Постановка задачі**

У цьому підрозділі визначено параметри відкритого напівсферичного резонатора в Х-діапазоні (7-12 ГГц), щоб мати можливість вимірювати діелектричну проникність твердотільних зразків мінімальних розмірів у широкому діапазоні діелектричної проникності від 1 до 20 одиниць.

### **2.1.2 Вибір геометричних і електромагнітних параметрів**

Відкритий резонатор складається з двох напівсферичних (або плоских) гладких металевих поверхонь, що виконують функцію дзеркал для електромагнітних хвиль та розташованих одне навпроти одного. Дзеркало в оптиці – це гладка поверхня, яка відбиває світло та дозволяє отримати зображення предмета. Для того, щоб поверхня була дзеркалом, необхідно, щоб світлові промені відбивалися від неї, не розсіюючись у різні напрямки. Цього можна досягти, зробивши поверхню такою гладенькою, щоб нерівності на ній були меншими за довжину хвилі світла. Так як світло має природу електромагнітних хвиль, то термін «дзеркало» можна застосувати до металевих частин резонаторів, що утворюють стоячі хвилі. Отже стосовно відкритого НВЧ резонатора, дзеркало – це металевий відбивач електромагнітної хвилі, що має оброблену гладку поверхню та застосовується для утворення стоячої хвилі.

Описану вище структуру було взято з робіт [113–115] та адаптовано під вимоги до робочого частотного діапазону та параметрів системи та зразків. Незважаючи на малу похибку вимірювань (діелектрична проникність –  $\leq 2.5\%$ ; тангенс втрат –  $\leq 11\%$ ), описана резонансна структура працює в діапазоні 64-72 ГГц і використовує зразки діелектриків 3-3.6 мм товщиною, що розміщені в середині відрізка надрозмірного круглого хвилеводу, що є незручним через його бокові стінки. Для визначення геометричних та електромагнітних параметрів відкритого напівсферичного резонатора використано алгоритм розрахунку, що було описано в роботах [17, 116–119].

По-перше обрано робочу частоту, що відповідає середині бажаного  $X$ -діапазону (7-12 ГГц), тобто приблизно 10 ГГц. Вибір кількості напів-хвиль  $q$ , які поміщаються між дзеркалами, наприклад: із збільшенням  $q$  добротність відкритого напівсферичного резонатора також збільшується. Спектр стає більш щільним, що може призвести до помилки. Відстань  $L$  між дзеркалами:

$$L = q \times (\lambda/2). \quad (2.1)$$

$R$  – радіус кривизни дзеркал. Було обрано  $L/R > 0.7864$ , щоб отримати досить високий коефіцієнт  $Q$ . Вираз резонансної частоти взято в роботі [19]:

$$f_{00q} = c / 2L \left[ q + (m + n + 1) / \pi \arccos(\sqrt{1 - L/R}) \right], \quad (2.2)$$

де  $n = m = 0$  – індекси моди азимутального та радіального коливань.

Визначення радіуса пучка Гауса електромагнітного випромінювання поперечних  $TEM_{0,0,q}$  мод (мод, вектори напруженості поля яких направлені перпендикулярно напрямку розповсюдження хвилі, а огибаюча крива в поперечному розрізі гарно апроксимується функцією Гауса) на дзеркалах. Мінімальний радіус пучка  $2w_0$ , де  $w_0$  – радіус пучка електромагнітного випромінювання поперечних  $TEM_{0,0,q}$  мод на плоскому дзеркалі. Значення  $w_0$  не повинно бути менше половини робочої довжини хвилі.

Радіус пучка базової моди коливань  $TEM_{0,0,q}$  на плоскому дзеркалі резонатора визначається за формулою

$$w_0 = \sqrt{\lambda / \pi R \sqrt{L / R (1 - L / R)}}, \quad (2.3)$$

і на сферичному дзеркалі

$$w_1 = \sqrt{\lambda / \pi R \sqrt{L / R / (1 - L / R)}}, \quad (2.4)$$

Радіус пучка електромагнітного поля базової моди коливань на сферичному дзеркалі  $w_1$  завжди більший, ніж радіус пучка електромагнітного поля  $w_0$  на плоскому дзеркалі. Умовою малості дифракційних втрат у відкритому напівсферичному резонаторі є  $D \geq 4w_1$ , де  $D$  – діаметр дзеркала. Також нам потрібно запобігти високим дифракційним втратам вищих мод. У цьому випадку апертура сферичного дзеркала повинна бути як  $D = 4w_1$ .

### 2.1.3 Чисельне моделювання для розрахунку спектральних і енергетичних параметрів напівсферичних резонансних систем

Моделювання резонансних систем з метою розрахунку їх спектрів та полів у цьому і наступному підрозділах другого розділу виконано за допомогою COMSOL Multiphysics.

COMSOL Multiphysics – це програмне забезпечення для аналізу методом скінченних елементів, розв’язування та імітації для різноманітних фізичних та інженерних додатків, особливо для спарених явищ чи мультифізики. Цей пакет є кросплатформним (Windows, Mac, Linux). На додачу до традиційного заснованого на фізиці користувацького інтерфейсу, COMSOL Multiphysics також дозволяє введення кількох систем

диференціальних рівнянь з частинними похідними. Диференціальні рівняння можуть бути задані у звичайному або слабкому формулюванні. Використовується для створення додатків, що базуються на фізиці.

Основним продуктом є COMSOL Desktop, який є інтегрованим середовищем, розробленим для міждисциплінарної розробки з об'єднаним робочим процесом для електричних, механічних, рідинних та хімічних додатків. Додаткові модулі є вбудованими. Проведення операцій програмного забезпечення залишається однаковим, не залежно від додатків.

Application Builder також доступний у середовищі COMSOL Desktop і дозволяє створювати спеціалізовані додатки, що базуються на фізичних моделях з користувацьким інтерфейсом, що дозволяє уникати деталей імітаційної моделі з точки зору кінцевого користувача. Доступні два редактори для створення додатків: використовуючи перетягування в редакторі форми та програмуючи в редакторі методу. Також наявна можливість додавати деталі з моделі або задавати їх програмно з редактора.

COMSOL Multiphysics написано мовою Java і надає програмне рішення, компілюючи об'єктно-орієнтований код. Цей інтерфейс також використовується в редакторі методу в конструкторі додатків. Також наявна можливість працювати з COMSOL Multiphysics у зв'язці з MATLAB.

Конструктор дозволяє створювати користувацькі фізичні інтерфейси, які будуть доступні і виглядатимуть точно так само, як і вбудовані.

Базовою модою коливач обрано  $TEM_{0,0,5}$  з 5 напів-хвилями вздовж осі осьової симетрії. Розміри відкритого напівсферичного резонатора для робочої моди на 10 ГГц: діапазон частот – 7-12 ГГц, відстань між дзеркалами –  $L=74.94$  мм, радіус сферичного дзеркала (1) –  $R=95.3$  мм, діаметр плями поля на плоскому дзеркалі (2) –  $2w_0=38.6$  мм, на якому розташовано зразок (4) діаметру  $D_{fm}$ , діаметр плями поля на сферичному дзеркалі (1) –  $2w_1=83.4$  мм, апертура резонатора –  $D=167$  мм, з'єднувальна щілина (3)  $22.86 \times h_1 = 22.86 \times 0.2 - 2$  мм<sup>2</sup>, діаметр круглого отвору  $d=4-10$  мм.

Схематичний вигляд відповідного резонатора показано на рис. 2.1.

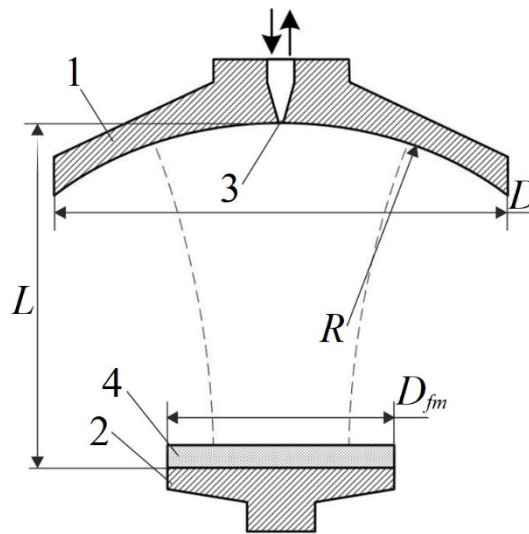


Рисунок 2.1 – Схематичний вигляд відкритого напівсферичного резонатора Х-діапазону, збуджуваного звуженим кінцем хвилеводу з щілиною зв'язку в сферичному дзеркалі. Сферичне дзеркало (1); плоске дзеркало (2); з'єднувальний паз (3); досліджуваний зразок твердого діелектрика (4)

Збудження коливань за допомогою хвилеводу стандартного перерізу  $22.86 \times 10.16 \text{ мм}^2$  (WR90) може здійснюватися через елемент зв'язку, що забезпечує оптимальні характеристики резонансної моди. Найпоширенішими є хвилевід, що поступово звужується до щілини у дзеркалі резонатора, та круглий отвір в діафрагмі на поверхні дзеркала. Будь-які елементи зв'язку можуть бути ефективними, але важливими є параметри зв'язку та конструктивні особливості. Розраховано характеристики відкритого резонатора з елементом зв'язку в центрі сферичного дзеркала у вигляді щілини та у вигляді круглого отвору. Щілинний зв'язковий елемент виглядає як відкритий кінець прямокутного хвилеводу на відкритому дзеркалі резонатора розмірами  $22.86 \times h_1 \text{ мм}^2$ , який з'єднаний лінійним переходом довжиною 30 мм зі стандартним хвилеводом WR90 і має розміри  $22.86 \times 10.16 \text{ мм}^2$ . З'єднувальний елемент у вигляді круглого отвору розміщений в діафрагмі товщиною 1 мм і діаметром  $d$ . Розмір прямокутної муфтової щілини  $22.86 \times 2 \text{ мм}^2$ . На полюсі сферичного дзеркала розташована сполучна щілина.

На рис. 2.2 видно, що окрім високодобротних мод  $TEM_{0,0,q}$ , щільний частотний спектр відкритого напівсферичного резонатора містить вищі поперечні моди другого ( $TEM_{1,0,q}$ ) та третього ( $TEM_{2,0,q}$ ) порядків, які заважають високій  $Q$  добротності робочої моди.

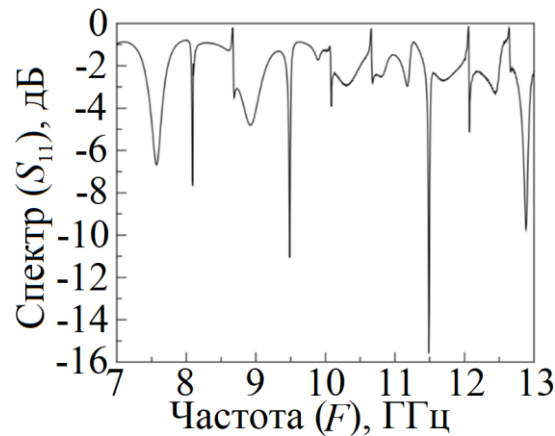


Рисунок 2.2 – Частотний спектр ( $S_{11}$ ) відкритого напівсферичного резонатора Х-діапазону при однакових діаметрах сферичного та плоского дзеркал (див. рис. 2.1)

Плями полів мод  $TEM_{1,0,q}$  та  $TEM_{2,0,q}$  на плоскому дзеркалі мають більший діаметр порівняно з  $TEM_{0,0,q}$ . Тому запропоновано плоске дзеркало діаметром 50 мм і сполучною щілиною  $h=2$  мм у сферичному дзеркалі. Спектр резонатора з запропонованим дзеркалом зображено на рис. 2.3. Вищі  $TEM_{0,0,q}$  моди не збуджуються через великі дифракційні втрати.

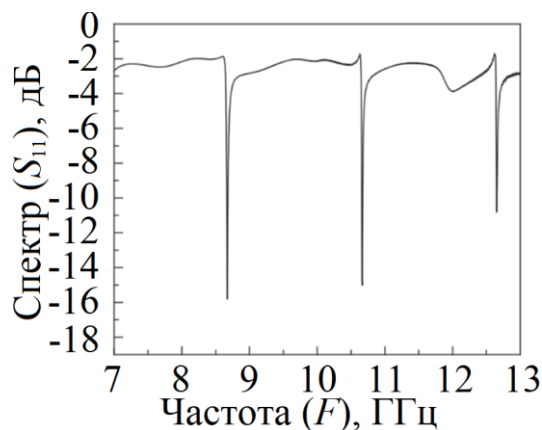


Рисунок 2.3 – Частотний спектр ( $S_{11}$ ) відкритого напівсферичного резонатора Х-діапазону з малим плоским дзеркалом 50 мм (див. рис. 2.1)

На рис. 2.3 спектр містить лише найнижчі поперечні моди:  $TEM_{0,0,4}$  (8.6468 ГГц),  $TEM_{0,0,5}$  (10.651 ГГц) і  $TEM_{0,0,6}$  (12.653 ГГц). Компоненти електричного поля для цих мод приведені на рис. 2.4(a)-2.4(c), відповідно.

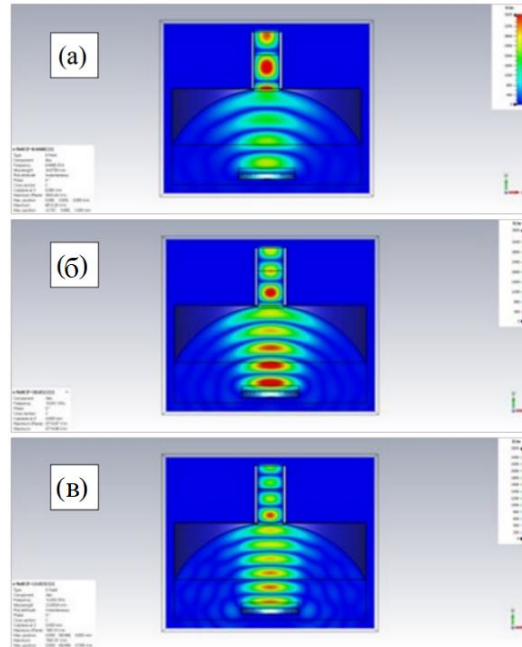


Рисунок 2.4 – Електричні поля мод в відкритому напівсферичному резонаторі Х-діапазону на 7-13 ГГц: (а)  $TEM_{0,0,4}$ , (б)  $TEM_{0,0,5}$  і (в)  $TEM_{0,0,6}$

Була проведена серія чисельних розрахунків для відкритого резонатора з елементом зв'язку у вигляді щілин і круглих отворів. Отримано наступні характеристики. Коефіцієнт зв'язку відкритого резонатора з хвилеводом для щілини  $Q_0 = Q_L(1 + \beta)$ , де  $\beta$  – коефіцієнт зв'язку резонатора з лінією передачі,  $Q_0$  – власна добротність резонатора без елемента зв'язку,  $Q_0 = 1160$ , а  $Q_L$  — добротність із відкритим резонатором і елементом зв'язку.

Елементи зв'язку завжди мають втрати енергії випромінювання. Вони існують через геометрію елемента зв'язку та електродинамічні характеристики відкритого резонатора.

Введено параметр ефективності збудження моди як відношення потужності власних втрат до потужності, що проходить через елемент зв'язку. Ефективність збудження

$$\eta = \frac{\pi E_{r0}^2 w_0^2 L}{480 \lambda Q_0 P_{inc} (1 - |S_{11}|^2)}, \quad (2.5)$$

де  $E_{r0}$  – амплітуда поля в максимумі стоячої хвилі біля плоского дзеркала,  $w_0$  – радіус плями поля на плоскому дзеркалі,  $L$  – відстань між відкритими напівсферичними дзеркалами резонатора,  $P_{inc}$  – потужність, що падає на елемент зв'язку вздовж хвилеводу від джерела,  $|S_{11}|^2$  – квадрат модуля відбиття від елемента зв'язку,  $\lambda$  – довжина хвилі у вільному просторі.

Важливо досягти максимальне поле за допомогою оптимізованого елемента зв'язку з найвищою ефективністю збудження. Параметри зв'язку з хвилеводом також важливі через коефіцієнт відбиття від елемента зв'язку. Ефективність зв'язку – це відношення потужності власних втрат до потужності, що падає від джерела на елемент зв'язку. Ефективність зв'язку:

$$\eta_{coupl} = \frac{\pi E_{r0}^2 w_0^2 L}{480 \lambda Q_0 P_{inc}}. \quad (2.6)$$

Для закритих резонаторів ( $|S_{11}|^2=0$ )  $\eta_{coupl}$  дорівнює 1 і поле максимальне. У відкритому резонаторі  $\eta_{coupl}$  завжди менший за 1 (при близькій до критичної інтенсивності збудження). Максимальна ефективність збудження є однією з необхідних умов для досягнення максимальної величини поля. При невеликому збільшенні ширини щілини  $h_1$  або діаметра круглого отвору  $d$  суттєво змінюються всі параметри збудження.

Розраховані значення параметрів з чисельного моделювання та формул (2.5) і (2.6) для різних елементів зв'язку приведені в таблицях 2.1 і 2.2.

Таблиця 2.1 – Параметри збудження у відкритому резонаторі Х-діапазону для різної ширини щілинного елемента зв'язку

Параметри	Щілина, $h_1$ , мм					
	0.2	0.4	0.8	1.0	1.5	2.0
$Q_L$	765	680	577	536	472	414
$\beta$	0.516	0.706	1.01	1.164	1.46	1.802
$\eta$	0.6435	0.541	0.567	0.557	0.537	0.465
$\eta_{coupl}$	0.415	0.484	0.534	0.542	0.537	0.46
$E_{r0}$ , В/м	6283	6785	7126	7180	7143	6613

Таблиця 2.2 – Параметри збудження відкритого резонатора Х-діапазону для різних діаметрів круглих отворів

Параметри	Круглий отвір, $d$ , мм						
	4	5	6	7	8	9	10
$Q_L$	1072	1108	1103	1080	1003	814	632
$\beta$	0.082	0.047	0.053	0.074	0.157	0.452	0.835
$\eta$	0.266	0.32	0.357	0.417	0.456	0.458	0.452
$\eta_{coupl}$	0.0024	0.0109	0.038	0.109	0.241	0.368	0.438
$E_{r0}$ , В/м	477	1017	1906	3224	4791	5915	6453

З табл. 2.1 і 2.2 видно, що щілина має вищі ККД збудження, ККД зв'язку, величину поля. Змінюючи ширину щілини, коефіцієнт зв'язку наближається до 1.

Результати моделювання резонансів мод (а)  $TEM_{0,0,4}$ , (б)  $TEM_{0,0,5}$  і (в)  $TEM_{0,0,6}$  представлені на рис. 2.5 і 2.6 для різних матеріалів.

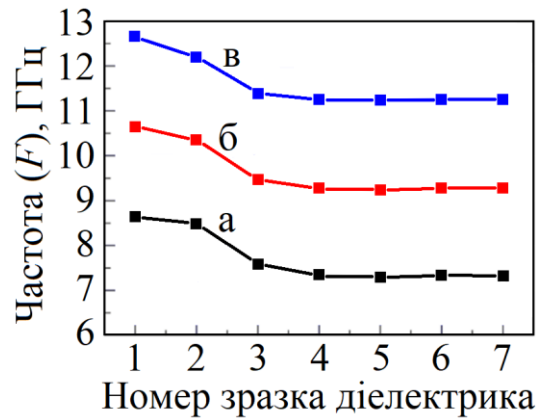


Рисунок 2.5 – Залежність резонансних частот у відкритому напівсферичному резонаторі X-діапазону для  $TEM_{0,0,4}$  (а),  $TEM_{0,0,5}$  (б) і  $TEM_{0,0,6}$  (в) для зразків

діелектрика. Цифри такі: 1 — повітря ( $\varepsilon=1+i 0$ ), 2 — тефлон ( $\varepsilon=2.1+i 0.0002$ ), 3 — оксид берилію ( $\varepsilon=6.5+i 0.0004$ ), 4 — кераміка на основі оксиду алюмінію 96 % ( $\varepsilon=9.4+i 0.0004$ ), 5 — кераміка на основі оксиду алюмінію 99 % ( $\varepsilon=9.9+i 0.0001$ ), 6 — монокристал  $Al_2O_3$  ( $\varepsilon_{||}=11.6+i 0.0001$ ,  $\varepsilon_{\perp}=9.4+i 0.0001$ ) форми  $\chi-Al_2O_3$  (головна кристалічна вісь анізотропії розташована поперек осьової осі зразка), 7 — монокристалічна форма  $Al_2O_3$   $\gamma-Al_2O_3$  (головна кристалічна вісь анізотропії розташована вздовж осьової вісі зразка)

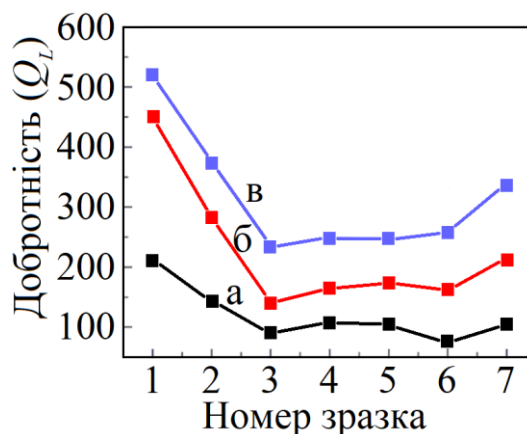


Рисунок 2.6 – Залежність навантаженої добротності відкритого напівсферичного резонатора X-діапазону для  $TEM_{0,0,4}$  (а),  $TEM_{0,0,5}$  (б) і  $TEM_{0,0,6}$  (в) для зразків діелектрика, пронумерованих як у підписі до рис. 2.5

Круглий отвір дозволяє досягти зв'язку трохи менше критичного. Збільшення його діаметра обмежується розміром вузької стінки хвилеводу. Для оптимального збудження необхідна ширина щілини 0.8-2.0 мм. При зразку з більшою діелектричною проникністю (меншою добротністю) поле концентрується і втрати зменшуються. Ширина забезпечує зв'язок. Зразки є дисками діаметром 50 мм і висотою 5 мм. Вони розміщені на плоскому дзеркалі і мають однаковий з ним діаметр. Було обрано крайній правий резонанс. Добротності розраховані через декремент спадання амплітуди.

Всі зразки поміщені у відкритий напівсферичний резонатор: 1 — повітря ( $\varepsilon=1+i0$ ), 2 — тефлон ( $\varepsilon=2.1+i0.0002$ ), 3 — оксид берилію ( $\varepsilon=6.5+i0.0004$ ), 4 — кераміка на основі оксиду алюмінію 96 % ( $\varepsilon=9.4+i0.0004$ ), 5 — кераміка на основі оксиду алюмінію 99 % ( $\varepsilon=9.9+i0.0001$ ), 6 — монокристал  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $\varepsilon_{\parallel}=11.6+i0.0001$ ,  $\varepsilon_{\perp}=9.4+i0.0001$ ) форми  $\chi\text{-Al}_2\text{O}_3$  (головна кристалічна вісь анізотропії розташована поперек осьової осі зразка), 7 — монокристалічна форма  $\text{Al}_2\text{O}_3$   $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$  (головна кристалічна вісь анізотропії розташована вздовж осьової вісі зразка).

Діапазон частот робочої моди  $TEM_{0,0,5}$  для різних діелектриків (від 1 до 20) близько 1.4 ГГц. Це зменшує ймовірність помилок. Незважаючи на низьку навантажену добротність, її зміна дає змогу ідентифікувати матеріали через діелектричну проникність і тангенс втрат. Ця методика ефективніша для зразка з діелектричною проникністю менше 7, оскільки частоти змінюються більше через особливості поля. Розглянутий відкритий напівсферичний резонатор, призначений для збудження робочої моди  $TEM_{0,0,5}$  із зразком діаметром 50 мм і висотою 5 мм, відповідає задачі визначення діелектричної проникності в широкому діапазоні резонансних частот (1.4 ГГц).

### 2.1.4 Опис методик визначення діелектричних параметрів

Одночасно зі стандартним способом визначення добротності (за співвідношенням резонансної частоти до ширини резонансу на половині максимуму) резонатору було використано спосіб за декрементом загасання. Добротність – відношення енергії коливань, запасеної в резонаторі, до енергії втрат за період коливань, тобто експоненціальний час загасання амплітуди коливань:  $Q = \pi / (1 - \exp(-\lambda))$ , де  $\lambda = \beta T$  – декремент загасання,  $T$  – період коливань,  $\beta$  – коефіцієнт загасання. Визначена амплітуда напруженості в області максимуму електричного поля (наприклад, біля плоского дзеркала для напівсферичного резонатора, або в центрі сферичного резонатора). Точки знято з інтервалом 1...2 мм поблизу зразка по осьовій координаті. Методику засновано на еквівалентній схемі та частотній залежності імпедансу відкритого резонатора. Його відображення базується на вимірюваному абсолютному значенні коефіцієнта відбиття. Суть полягає в представленні частотної залежності комплексного коефіцієнта відбиття або пропускання резонатора сумою гомографічних комплексних функцій. Квадрат вимірюваної залежності апроксимується квадратом модуля суми гомографічних функцій за допомогою спеціально розробленої програми. Використано одну моду. За цією методикою з розрахункових залежностей коефіцієнта відбиття знайдено добротність відкритого резонатора з різними елементами зв'язку. Отримано хороше співпадання.

Методика визначення діелектричної проникності зразка:

1. Визначити резонансну частоту край правого резонансу  $TEM_{0,0,q}$  для резонатора без зразка.
2. При внесенні зразка в відкритий резонатор робочий резонанс зміщується вліво по частоті від резонансу резонатора без зразка.

3. Отримати амплітудно-частотні характеристики робочих резонансів при внесенні тестових зразків до відкритого резонатора, та заносимо їх до комп'ютерної спеціально розробленої програми.

4. Отримати залежності діелектричної проникності від частоти.

5. Якщо в відкритий резонатор поміщений зразок з невідомого матеріалу, тоді знайти частоту робочого резонансу  $TEM_{0,0,q}$  ліворуч від робочої частоти для відкритого резонатора без зразка.

6. Амплітудно-частотну характеристику робочого резонансу завантажити в спеціально розроблену програму. Знайти діелектричну проникність інтерполяцією.

Методика визначення тангенса кута діелектричних втрат:

1. Визначити матеріал невідомого зразка, виходячи з діелектричної проникності.

2. Розрахувати калібрувальні криві  $Q = f(\tan(\delta))$  від  $10^{-3}$  до  $5 \times 10^{-6}$ .

3. Записати спектр з відомими діелектричною проникністю та тангенсом кута діелектричних втрат до спеціально розробленої програми. Обчислюємо навантажену добротність відкритого резонатора.

4. Побудувати калібрувальну криву  $Q_{\text{exper}} = f(\tan(\delta))$ , використовуючи експериментальні дані добротності, шляхом збереження базової різниці між іншими точками нової кривої кожного відомого матеріалу, коли отримана діелектрична проникність збігається з такою одного з відомих матеріалів.

5. Побудувати таблицю відповідності.

6. Коли отримана діелектрична проникність невідома, тоді потрібно використати ще одну сусідню пару таких кривих. Експериментальна калібрувальна крива будується за допомогою приблизної пропорції на основі цих двох пар калібрувальних кривих відомих матеріалів.

7. Оцінка похибки здійснена шляхом знаходження відносної різниці розрахованої та довідкової діелектричної проникності зразка.

### 2.1.5 Фізичний експеримент для отримання спектральних і енергетичних параметрів відкритих напівсферичних резонансних систем

Сконструйовано розрахований відкритий напівсферичний резонатор і проведено експериментальне дослідження для зразків, які використовувалися в чисельному дослідженні. Відкритий напівсферичний резонатор був підключений до N5230C PNA-L Microwave Vector Network Analyzer (VNA) у режимі відбиття. Вхідний проріз розташовувався в центрі сферичного дзеркала (рис. 2.7). Нижче плоского дзеркала, на відстані  $3L$ , розміщено конічну основу, щоб усунути можливі повторні відбиття.



Рисунок 2.7 – Зовнішній вигляд експериментальної установки з відкритим напівсферичним резонатором, підключеним до Vector Network Analyzer через елемент зв'язку в сферичному дзеркалі

На рисунках 2.8 і 2.9 представлені спектри відкритого напівсферичного пустого резонатора і з монокристалом  $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$  отримані від комерційного пакету моделювання (1) та експериментальні (2). У таблицях 2.3 і 2.4 наведено порівняння частот і добротності. Порівнюючи різниці модулів резонансних частот ( $\sim 100$  МГц) і добротності ( $\sim 7$ ), отримуємо гарний збіг.

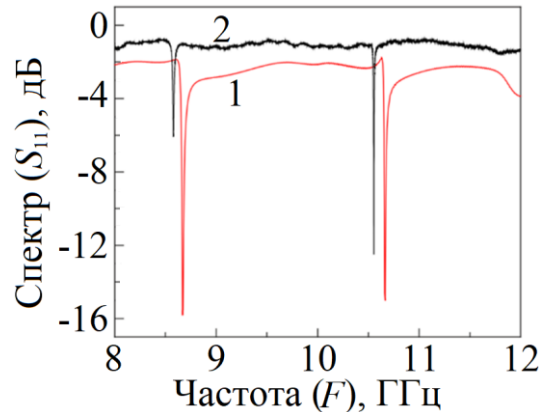


Рисунок 2.8 – Залежності коефіцієнтів відбиття  $S_{11}$  відкритого напівсферичного резонатора Х-діапазону з одним напівсферичним дзеркалом і плоским дзеркалом діаметром 50 мм ( $TEM_{0,0,4}$  і  $TEM_{0,0,5}$ ) без діелектричного зразка. Цифри для результатів розрахунків наступні: від комерційного пакету моделювання (1), експериментальні (2) (для тих же параметрів відкритого напівсферичного резонатора, що і в результатах розрахунків)

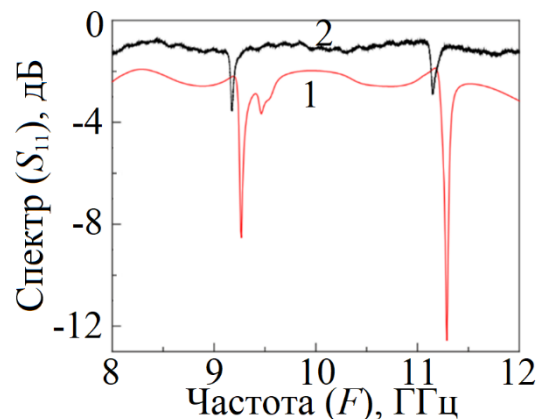


Рисунок 2.9 – Залежності коефіцієнтів відбиття  $S_{11}$  відкритого напівсферичного резонатора Х-діапазону з одним напівсферичним дзеркалом і плоским дзеркалом діаметром 50 мм ( $TEM_{0,0,5}$  і  $TEM_{0,0,6}$ ) із зразком діелектрика у вигляді монокристала  $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ . Цифри такі ж, як на рис. 2.8

Таблиця 2.3 – Порівняння розрахункових і експериментальних резонансних частот і добротності відкритого напівсферичного резонатора Х-діапазону при ширині щілини зв'язку  $h_1=0.5$  мм

Матеріал	$F$ , ГГц (експ.)	$Q_L$ (експ.)	$F$ , ГГц (розн.)	$Q_L$ (розн.)	Модуль $F$ , ГГц різн.	Модуль $Q_L$ різн.
Повітря	10.55324	659	10.68349	663	0.1303	4
Тефлон	10.26621	520	10.38229	524	0.1161	4
Моно- кристал $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$	9.174946	200	9.277252	201	0.1023	1

Таблиця 2.4 – Порівняння розрахункових і експериментальних резонансних частот і добротності відкритого напівсферичного резонатора Х-діапазону при діаметрі круглого отвору зв'язку  $d=10$  мм

Матеріал	$F$ , ГГц (експ.)	$Q_L$ (експ.)	$F$ , ГГц (розн.)	$Q_L$ (розн.)	Модуль $F$ , ГГц різн.	Модуль $Q_L$ різн.
Повітря	10.55605	529	10.68214	539	0.1261	10
Тефлон	10.26962	447	10.37979	450	0.1102	3
Моно- кристал $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$	9.178194	181	9.277369	189	0.0992	8

Параметри точності N5230C PNA-L Microwave Vector Network Analyzer (VNA) на Х-діапазоні (7-12 ГГц): обов'язковий відступ –  $\pm 2$  дБ, точність аналізатора –  $\pm 1.5$  дБ, стандартні втрати відстеження відбиття – 0 дБ до 10 ГГц (2 дБ вище 10 ГГц), втрати відстеження відбиття без урахування відступу та точності – -0.5 дБ до 10 ГГц (1.5 дБ вище 10 ГГц).

### 2.1.6 Порівняння результатів чисельного та фізичного експериментів

1. Отримано збіг при порівнянні чисельного та фізичного експерименту з модулем різниці: частоти – 0.0992-0.1303, навантаженої добротності – 1-10.
2. Для резонатора Х-діапазону з одним сферичним дзеркалом і малим плоским дзеркалом частотний діапазон моди  $TEM_{0,0,5}$  близько 1.4 ГГц (діелектрична проникність від 1 до 20), що дає високу роздільну здатність за наявності лише 3 резонансів на діапазон 7-12 ГГц.
3. Розрахункова навантажена добротність невисока, але достатня.
4. Щілина має вищу ефективність і зв'язок. Краща ширина 0.8-2 мм.
5. Методика вимірювання більш ефективна для діелектричної проникності менше 7 через особливості розподілу поля в зразках. Подібне можна спостерігати для добротності. Розроблений резонатор можна використовувати для вимірювання зразків твердотільних матеріалів.

## 2.2. Спектральні характеристики сферичних резонаторів в Х-діапазоні для вимірювання діелектричної проникності у діапазоні 1-20

### 2.2.1 Постановка задачі

У цьому підрозділі використано симетричний сферичний відкритий резонатор. Зразок в центрі, де максимальне електричне поле. Цим відкритим резонатором виміряно діелектричну проникність від 1 до 20 в Х-діапазоні. Визначено оптимальні робочі моди. Розглянуто питання ефективності збудження та виведення енергії. Визначено оптимальні елементи зв'язку.

## 2.2.2 Вибір параметрів компактної геометрії

Використано такі ж сферичні дзеркала. Радіус кривизни дзеркала  $R=95.3$  мм, діаметр дзеркала  $D=167.1$  мм. Відстань між дзеркалами обрана з наближення геометрії відкритого резонатора до концентричної, але в області стійких коливань. Основні  $TEM_{0,0,q}$  матимуть лише незначне збільшення дифракційних втрат, умовою яких є наближене квазіоптичне співвідношення  $4w_c \approx D$ , де  $w_c$  – радіус пучка резонансної хвилі на дзеркалі, а  $D$  – діаметр дзеркала. У квазіоптичному наближенні радіус кривизни дзеркал набагато більший за радіус пучка електромагнітного поля на дзеркалі, який

$$w_c^2 = \frac{\lambda R}{\pi} \sqrt{\frac{L}{2R-L}} \quad (2.7)$$

де  $\lambda$  – довжина хвилі,  $L$  – довжина резонатора. Використано дзеркала великої кривизни. Фазовий фронт пучка поля теж сильно викривлений. Радіус пучка визначається відрізком дуги від центру плями поля вздовж поверхні. Знаючи радіус кривизни і діаметр дзеркала, обчислено дугу  $D_{arc}$ :

$$D_{arc} = \frac{\pi R}{90} \arcsin \frac{D}{2R} \quad (2.8)$$

Для наведених  $D$  і  $R$   $D_{arc}=203.75$  мм. Необхідно вибрати довжину резонатора з  $4w_c$  приблизно рівним або трохи більшим  $D_{arc}$ .

Проведено комп'ютерне моделювання. Використані щілина на дзеркалі, яка поступово переходить у прямокутний хвилевід  $22.84 \times 10.16$  мм та у круглий отвір в діафрагмі на кінці хвилеводу. Сполучна щілина розміром  $22.84 \times 0.5$  мм, круглий отвір діаметром 4.5 мм в діафрагмі товщиною 0.5 мм. В центральній поперечній площині, що ділить резонатор навпіл, амплітуда поля має максимальне значення.

При цьому діаметр плями поля є найменшим

$$w_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{L(2R - L)} \quad (2.9)$$

Відстань між дзеркалами  $L = 173.8$  мм.  $TEM_{0,0,13}$  має резонансну частоту  $f_{13} = 11.905$  ГГц, а  $TEM_{0,0,12}$  –  $f_{12} = 11.055$  ГГц. Подвоєні діаметри пучка поля: при 11.905 ГГц  $4w_c \cong 199$  мм і 11.055 ГГц  $4w_c \cong 206$  мм. Поле (а) і спектр (б)  $TEM_{0,0,13}$  показані на рис. 2.10.

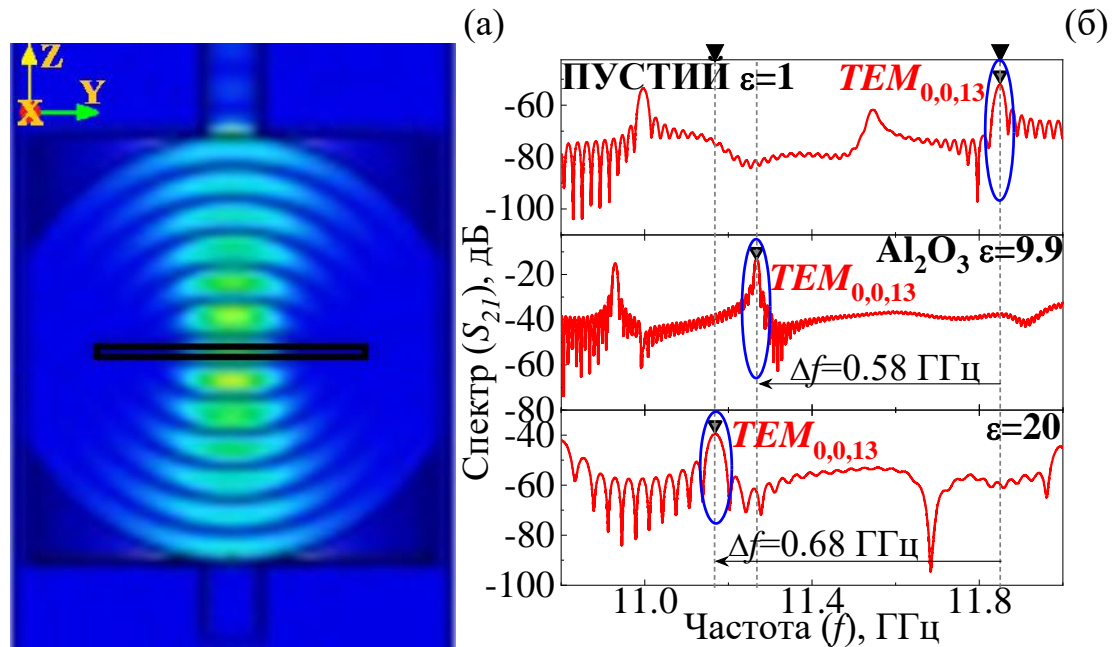


Рисунок 2.10 – Резонансна мода  $TEM_{0,0,13}$  у відкритому сферичному резонаторі Х-діапазону: електричне поле (а); спектр (б)

В якості робочої вибрано моду з непарним поздовжнім індексом  $q$ . Зразок слід помістити в максимум поля. Діаметр зразка  $d_{sp}$  має бути не менше подвоєного діаметра плями поля на зразку  $d_{sp} \geq 4w_0$ .  $w_0$  залежить від  $\lambda$  (2.9), від робочої смуги частот, яка є найменшою на найвищій частоті. Мода з найбільшою частотою та добротністю  $TEM_{0,0,13}$  – робоча.  $4w_c$  на дзеркалі мінімальний.  $TEM_{0,0,13}$   $f_{13} \approx 11.9$  ГГц для  $L = 173.8$  мм. З діелектриком  $f_{13}$  понижується. Чим більше  $\epsilon$ , тим більший зсув частоти.  $f_{12}$  буде дещо

зміщена в мінімумі поля. Зі збільшенням  $\varepsilon$   $f_{13}$  наближається до  $f_{12}$ . Можливі великі похибки.  $\Delta f_{13}$  залежить від товщини зразка прямо,  $\Delta f_{12}$  також буде збільшуватися. Для досягнення простоти і однозначності необхідно використовувати зразки товщиною не більше чверті довжини хвилі  $TEM_{0,0,13}$ .

### 2.2.3 Вибір з'єднувальних елементів

З'єднання відкритого резонатора з хвильоводами здійснюється через елемент зв'язку на дзеркалах у вигляді круглого отвору в діафрагмі або у вигляді щілини, що поступово переходить в стандартний хвильовід (рис. 2.11). Є випромінювання через збудження поля самим елементом зв'язку. Крім випромінювання за рахунок дифракційних втрат є ще випромінювання енергії безпосередньо у вільний простір (нерезонансне випромінювання) та обумовлений розсіюванням поля на одному і тому ж елементі зв'язку. Обидва типи походять від одного джерела і взаємодіють один з одним. Додаткове випромінювання відбувається за рахунок розсіяного поля. Розсіювання викликає додаткові втрати, омичні та дифракційні втрати.

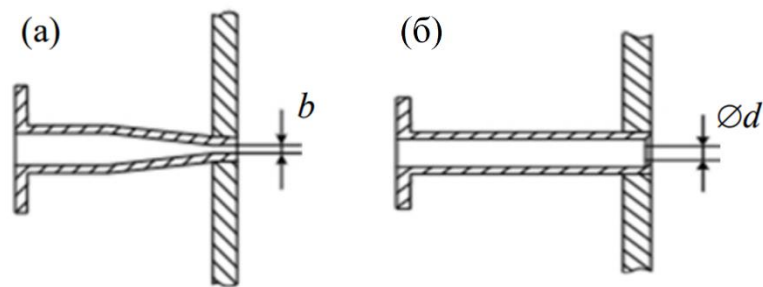


Рисунок 2.11 – Елементи зв'язку: а) щілина шириною  $b$ ; б) круглий отвір діаметром  $d$

Спектр з: щілинами [рис. 2.11(а)], отворами [рис. 2.11(б)]. У розрахунках параметри: довжина відкритого резонатора  $L=173.8$  мм; радіус кривизни обох дзеркал  $R=95.3$  мм; діаметр дзеркала  $D=167.1$  мм

Елемент сполучення в серії рис. 2.12(а) має щілини шириною  $b$  від 0.2 до 2 мм, в серії рис. 2.12(б) є круглі отвори в діафрагмі товщиною 0.5 мм з діаметром  $d$  від 6 до 10 мм. За електропровідністю метал відповідає алюмінію.

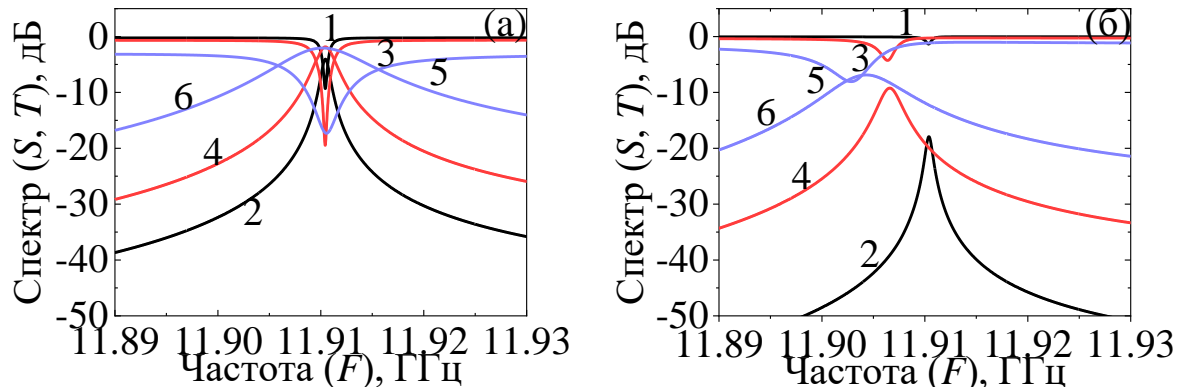


Рисунок 2.12 – Частотні залежності коефіцієнтів відбиття 1, 3, 5 і пропускання 2, 4, 6 для різних розмірів: (а) щілин однакового розміру на вході та виході резонатора Х-діапазону з шириною  $b$ , мм: 0.2 (1, 2), 0.5 (3, 4), 2 (5, 6); б) круглих отворів в діафрагмах однакового розміру на вході та виході резонатора діаметром  $d$ , мм: 6 (1, 2), 8 (3, 4), 10 (5, 6)

Порівняння рис. 2.12(а) і 2.12(б): (і) для резонатора з щілиною (з шириною  $b$ , мм: 0.2 (1, 2), 0.5 (3, 4), 2 (5, 6)) коефіцієнт пропускання вищий, а коефіцієнт відбиття а нижчий, ніж для відкритого резонатора з круглими отворами (з діаметром  $d$ , мм: 6 (1, 2), 8 (3, 4), 10 (5, 6)), з порівнянними добротностями; (іі) для щілин резонансні криві незначно зміщуються зі зміною ширини, але для отворів – зсув помітний зі збільшенням діаметра.

Ефективність збудження робочої моди резонатора елементом зв'язку та ефективність віддачі енергії робочої моди резонатора елементом зв'язку – «ефективність збудження» та «вихідна ефективність» – характеризують радіаційні втрати енергії. Ефективність збудження залежить від «відкритий резонатор–елемент зв'язку», а на виході лише від елемента зв'язку.

Ефективність збудження  $\eta$  та вихідна ефективність  $\eta_{out}$  :

$$\eta = \frac{\pi E_0^2 w_0^2 L}{480 \lambda Q_2 P_0 (1 - S)}, \quad (2.10)$$

$$\eta_{out} = \frac{480 P_0 \lambda T Q_1 Q_{12}}{\pi E_0^2 w_0^2 L (Q_1 - Q_{12})}, \quad (2.11)$$

де  $E_0$  – амплітуда електричного поля в пучності;  $Q_1$  – навантажена добротність з одним елементом зв'язку, через який збуджується резонатор;  $Q_2$  – навантажена добротність з вихідним елементом;  $Q_{12}$  – добротність резонатора з обома елементами;  $P_0$  – потужність на резонатор;  $S$  – коефіцієнт потужності відбиття;  $T$  – коефіцієнт передачі потужності.

Величини  $E_0$ ,  $S$  і  $T$  в (2.10) і (2.11) залежать від частоти,  $\lambda$  можна знехтувати.  $T / E_0^2 = const$ , отже,  $\eta_{out}$  (11) не залежить від частоти.

Ефективність збудження (2.10) залежить від частоти. Це пов'язано з  $T(f) \neq 1 - S(f)$  – за рахунок омичних і дифракційних втрат та випромінювання. Тому  $E_0^2 / (1 - S)$  з (2.10) залежить від частоти. Вираз (2.11) отримано в припущенні коливальності на навантаженій резонансній частоті  $f_L$ . Справедливо і біля  $f_L$ , де спостерігаються резонансні характеристики. З розрахунку характеристик отримано частотні залежності  $S(f)$  і  $T(f)$ . На частоті  $f_L$ , де  $T(f)$  досягає максимуму, розраховуються абсолютні значення  $E_0$ . Частотну залежність амплітуди електричного поля можна представити у вигляді  $E^2(f) = E_0^2 T_n(f)$ , де  $T_n(f) = T(f) / T(f_L)$  – нормований коефіцієнт пропускання відкритого резонатора,  $T(f_L)$  – максимальне значення коефіцієнта пропускання. В результаті вираз (2.11) набуває вигляду

$$\eta(f) = \frac{\pi E_0^2 T_n(f) w_0^2 L}{480 \lambda Q_2 P_0 (1 - S(f))}. \quad (2.12)$$

### 2.2.4 Розрахунок спектральних і енергетичних параметрів резонансних систем для з'єднувальних елементів – круглого отвору та прямокутної щілини

Параметри резонатора на частоті  $f_L$  для відкритого резонатора з одним або двома елементами зв'язку обох типів відповідно до рис. 2.12а та рис. 2.12б представлені в таблицях 2.5 та 2.6.  $\eta(f)$  буде розглянуто нижче.

У верхньому рядку таблиць – розміри, тип і комбінація елементів зв'язку вхід-вихід. Цифри від 0.2 до 2 відповідають ширині  $b$  в мм щілини, числа від 6 до 10 – діаметру  $d$  в мм круглого отвору, 0 – відсутність. Падаюча на відкритий резонатор потужність  $P_0=0.5$  Вт. Знайдено ефективність збудження відкритого резонатора режимах «проходу» і «відбиття» з одним елементом зв'язку. У цьому випадку добротність  $Q_2$  у (2.10) і (2.12) є ненавантаженою добротністю  $Q_2 = Q_0$  без елементів зв'язку.

Таблиця 2.5 – Параметри відкритого резонатора Х-діапазону для різної ширини збудливих щілин зв'язку

ВХІД- ВИХІД $b$ , мм	0.2- 0.2	0.2-0	0.25- 0.25	0.25- 0	0.3- 0.3	0.3-0	0.5- 0.5	0.5-0	1.0- 1.0	2.0- 2.0
$Q_1, Q_2$	19970	19970	17460	17460	15180	15180	9980	9980	5250	2720
$Q_{12}$	13780		11340		9710		5785		2760	1370
$S(f_L)$	0.117	0.006	0.073	0.009	0.044	0.041	0.011	0.24	0.0007	0.023
$T(f_L)$	0.394		0.479		0.552		0.653		0.714	0.623
$E_0$ , В/м	27550	40300	26220	40500	25560	39480	20656	35550	14550	10160
$\eta(f)$	0.844	0.843	0.82	0.854	0.882	0.839	0.848	0.858	0.791	0.761
$\eta_{out}$	1.18		1.15		1.16		1.075		1.005	0.846

Таблиця 2.6 – Параметри відкритого резонатора Х-діапазону для різних діаметрів збуджувальних круглих отворів зв'язку

вхід- ви- хід $d$ , мм	6-6	6-0	7-7	7-0	8-8	8-0	9-9	9-0	10- 10	10-0
$Q_1, Q_2$	21800	21800	14805	14805	8360	8360	4730	4730	2776	2776
$Q_{12}$	16975		10010		5360		2843		1628	
$S(f_L)$	0.735	0.719	0.546	0.39	0.394	0.224	0.295	0.173	0.250	0.26
$T(f_L)$	0.016		0.059		0.119		0.173		0.205	
$E_0$ , В/м	14480	18820	15010	21800	13210	20890	10560	17730	8510	14470
$\eta(f)$	0.710	0.651	0.657	0.401	0.675	0.29	0.655	0.196	0.681	0.146
$\eta_{out}$	0.303		0.410		0.522		0.564		0.569	

Добротності  $Q_1$ ,  $Q_2$ ,  $Q_{12}$  отримані з  $S(f)$  і  $T(f)$  імпедансним методом. Його суть полягає в заміні резонатора відповідною схемою заміщення і представленні частотної залежності коефіцієнтів відбиття або пропускання дробово-лінійною функцією, де  $Q$  – один із коефіцієнтів.

Загальноприйнятий метод знаходження добротності за шириною резонансної кривої коефіцієнта пропускання на половинній потужності незастосовний до резонатора з одним елементом зв'язку. Імпедансний метод позбавлений цього недоліку.

Для випадку резонатора з одним елементом  $Q_2 = Q_0$  не може бути визначена з розрахованого спектру частот. Тому  $Q_0$  знайдені апроксимацією. Зменшення діаметра або ширини  $Q_2$  або  $Q_{12}$  до  $Q_0$ . Остаточне  $Q_0 = 38000 \pm 500$ .

Дані з таблиць 2.5 і 2.6 представлені на рис. 2.13: (а) – Ефективність збудження на навантаженій частоті  $\eta(f_L)$ , (б) – вихідна ефективність  $\eta_{out}$ , (в) – абсолютні значення амплітуди електричного поля  $E_0$ , (г) – добротність  $Q$  відкритого резонатора. Кількість та вид елементів зв'язку резонатора: (1) – дві щілини; (2) – одна щілина; (3) – два круглих отвори; (4) – один круглий отвір. Змінні розміри елементів зв'язку:  $b$  – ширина щілини,  $d$  – діаметр круглого отвору.

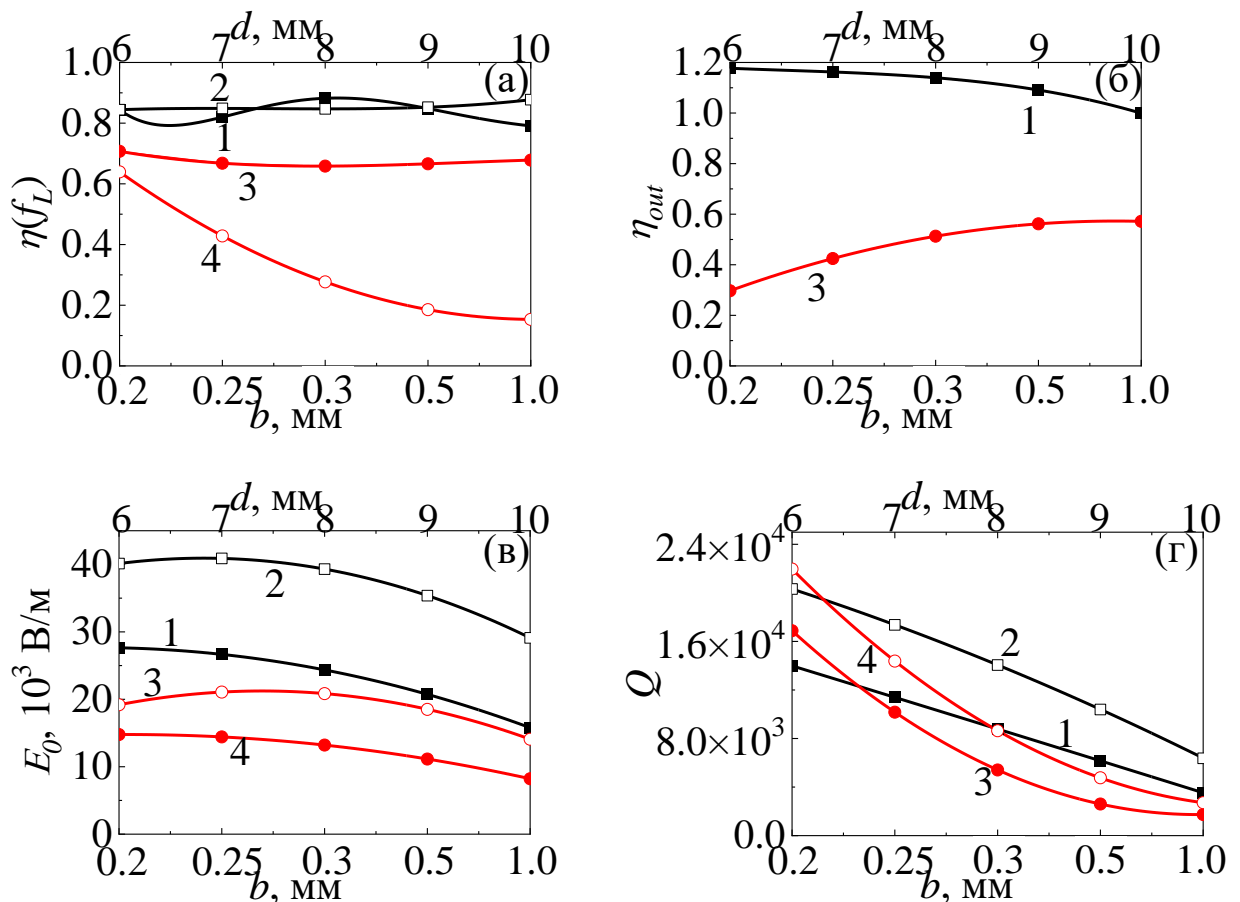


Рисунок 2.13 – (а) Ефективність збудження на навантаженій частоті  $\eta(f_L)$ ,

(б) вихідна ефективність  $\eta_{out}$ , (в) абсолютні значення амплітуди електричного поля  $E_0$ , (г) добротність  $Q$  відкритого резонатора Х-діапазону з двома або одним елементом зв'язку: дві щілини (1); одна щілина (2); два круглих отвори (3); один круглий отвір (4).  $b$  – ширина щілини,  $d$  – діаметр круглого отвору

Коли відкритий резонатор збуджується щілинами,  $\eta$  досягає значень 0.8-0.85, тоді як коли він збуджується круглим отвором,  $\eta$  не більше 0.7, а для круглих отворів однакового діаметру ефективність збудження збільшується до 2 і більше разів, залежно від добротності. Це пов'язано з реактивністю елемента зв'язку. Резонансна частота навантаженого резонансу зміщена відносно власної резонансної частоти з  $\eta$  максимальним. Частота резонансу навантаженого резонатора (рис. 2.12) зміщується зі збільшенням діаметра круглого отвору і практично не зміщується зі збільшенням ширини щілини (рис. 2.14).

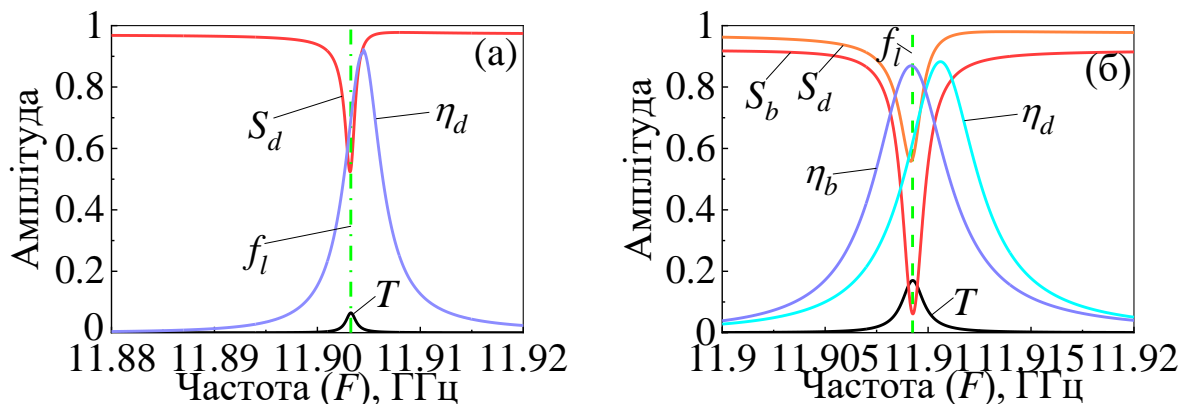


Рисунок 2.14 – Частотні залежності характеристик відкритого резонатора Х-діапазону з елементами зв'язку: (а) 7-7; (б) 7-0.3 і 0.3-7.  $S_b$ ,  $\eta_b$  – коефіцієнт відбиття та ефективність збудження з боку щілини;  $S_d$ ,  $\eta_d$  – коефіцієнт відбиття та ефективність збудження з боку круглого отвору,  $T$  – коефіцієнт передачі;  $f_L$  – навантажена резонансна частота

На рис. 2.14(а) показані частотні характеристики резонатора з двома круглими отворами діаметром 7 мм. Максимум ефективності збудження зсувається від  $f_L$ , на якій поле максимальне. Максимальна ефективність збудження є на резонансній частоті відкритого резонатора без збуджуючих елементів зв'язку, і чим вище добротність ( $Q_2$ ), тим вужча крива ефективності збудження і менша ефективність збудження на частоті  $f_L$ .

На рисунку 2.14(б) показані аналогічні криві для резонатора з круглим отвором діаметром 7 мм і щілиною шириною 0.3 мм на протилежних дзеркалах. При збудженні резонатора через круглий отвір є аналогічний зсув  $\eta_d$  відносно  $f_L$ , коли через щілину – максимум  $\eta_b$  є на частоті  $f_L$ , оскільки реактивність значно нижча.

Ефективність виведення енергії (2.11) для щілин і круглих отворів показано на рис. 2.13(б). Для щілин отримано  $\eta_{out}$  більше 1. Припущення для (2.11) містять систематичну помилку. З визначення  $\eta_{out}$  випливає, що це відношення вихідної потужності до втрат потужності, які елемент вносить. Вони складаються з вихідної потужності та розсіяної потужності. Також похибка спричинена методом визначення втрат потужності ( $Q_1$  і  $Q_{12}$ ). Дані на рис. 2.12(б) і таблицях 2.5 і 2.6 показують, що щілини [рис. 2.11(а)] мають вищу вихідну ефективність, ніж круглі отвори [рис. 2.11(б)]. Зі зменшенням діаметра круглих отворів збільшується розсіяна потужність у втратах.

Більша ефективність збудження та вихідна ефективність за допомогою щілини, порівняно зі круглим отвором, показано на рис. 2.13(в). Розрахункові значення величини електричного поля  $E_0$  у відкритому резонаторі з різними елементами зв'язку на частоті  $f_L$ . Потужність – 0.5 Вт. У випадку з щілиною, навіть із меншою навантаженою добротністю, ніж у випадку з круглим отвором, можна досягти більшої величини поля [рис. 2.13(в) і 2.13(г)].

### 2.2.5 Висновки щодо вибору оптимальних з'єднувальних елементів для розрахунку комплексної діелектричної проникності

1. В відкритому резонаторі елементи зв'язку у вигляді щілини є оптимальними з точки зору мінімізації втрат електромагнітної енергії та створення більшої величини поля при тій самій підведеній потужності.

2. Для забезпечення малих коефіцієнтів зв'язку між резонатором і хвилеводом доцільно використовувати елементи зв'язку у вигляді круглого отвору в діафрагмі на кінці хвилеводу, оскільки такі елементи зв'язку з малими круглими отворами технологічно простіші, ніж дуже вузькі щілини.

3. Отримані дані свідчать про необхідність ретельного вибору геометрії елементів зв'язку в поєднанні з геометрією всього відкритого резонатора для забезпечення високої чутливості та динамічного діапазону вимірювання комплексної діелектричної проникності.

### 2.2.6 Порівняння напів- і сферичної резонансної систем

1. Відсутні результати експерименту для сферичних резонаторів.

2. Частота резонансу робочої моди для сферичних резонансних систем більша приблизно на 1.3 ГГц за частоту резонансу робочої моди для розглянутих напівсферичних резонансних систем (11.9 і 10.65 ГГц).

3. Максимальна добротність сферичних резонансних систем з елементами зв'язку щілинами ( $Q_{Ls12\max}=13780$ ) більша приблизно на 13000 за добротність напівсферичних резонансних систем ( $Q_{LsMAX}=765$ ) з такими самими елементами зв'язку.

4. Максимальна добротність сферичних резонансних систем з елементами зв'язку круглими отворами ( $Q_{Lh12\max}=16975$ ) більша приблизно на

15800 за добротність напівсферичних резонансних систем ( $Q_{LhMAX}=1108$ ) з такими самими елементами зв'язку.

5. Максимальна ефективність зв'язку сферичних резонансних систем з елементами зв'язку щілинами ( $\eta=0.882$  при ширині щілини 0.2 мм) більша приблизно на 0.24 за добротність напівсферичних резонансних систем ( $\eta=0.6435$  при ширині щілини 0.3 мм) з такими самими елементами зв'язку.

6. Максимальна амплітуда електричного поля в максимумі стоячої хвилі сферичних резонансних систем з елементами зв'язку щілинами ( $E_0=40500$  В/м при ширині щілини 0.25 мм) більша приблизно на 33000 В/м за амплітуду електричного поля в максимумі стоячої хвилі напівсферичних резонансних систем ( $E_0=7180$  В/м при ширині щілини 1 мм) з такими самими елементами зв'язку.

## **2.3 Спектральні характеристики компактних відкритих НВЧ сферичних резонаторів у L-діапазоні для вимірювання діелектричної проникності твердих матеріалів у широкому діапазоні 1-20**

### **2.3.1 Постановка задачі**

У цьому підрозділі використано симетричний збільшений відкритий резонатор з обома сферичними дзеркалами. Зразок в центральній площині резонатора, де максимальне електричне поле і найменший радіус пучка хвилі основної моди. Розглянуто використання такого відкритого резонатора для вимірювання комплексної діелектричної проникності в широкому діапазоні від 1 до 20 одиниць в L-діапазоні 1.8-2.0 ГГц. Досліджено, які робочі моди є оптимальними. Розглянуто питання ефективності збудження моди та ефективності виведення енергії. Визначити оптимальні елементи зв'язку.

### 2.3.2 Вибір параметрів компактної геометрії

Розміри сферичних дзеркал для Х- та L-діапазону визначаються однаково. Визначено їх найменші можливі розміри в L-діапазоні: радіус кривизни дзеркала  $R=673$  мм, діаметр дзеркала  $D=821$  мм. Відстань між дзеркалами обрано так, щоб геометрія наближалася до концентричної, але залишалася в області стійких коливань. Розглянуто моди  $TEM_{0,0,q}$  з малим збільшенням дифракційних втрат. Умовою є  $4w_c \approx D$ , де  $w_c$  – радіус пучка резонансної хвилі на дзеркалі, а  $D$  – діаметр дзеркала. Радіус кривизни дзеркал набагато більший за радіус пучка електромагнітного поля. Знайдено радіус хвильового пучка електромагнітного поля на дзеркалі за (2.7). Довжина дуги  $D_{arc}$  обчислюється за (2.8). Довжина резонатора  $4w_c$  дорівнювала або перевищувала  $D_{arc}$ . Відстань між дзеркалами  $L=898$  мм.

Проведено чисельний розрахунок. Використана щілина на дзеркалі, яка поступово переходить у стандартний хвилевід та круглий отвір в діафрагмі. Параметри хвилеводу  $165.1 \times 82.55$  мм<sup>2</sup> (WR650, 1.12...1.70 ГГц). Хвилевід  $129.54 \times 64.77$  мм<sup>2</sup> (WR510, 1.45...2.20 ГГц). На вході резонатора щілина  $25 \times 3$  мм, на виході – круглий отвір діаметром 35 мм в діафрагмі товщиною 4 мм.  $TEM_{0,0,11}$  має  $f_{11}=1.9263$  ГГц. Структура поля показана на рис. 2.15.

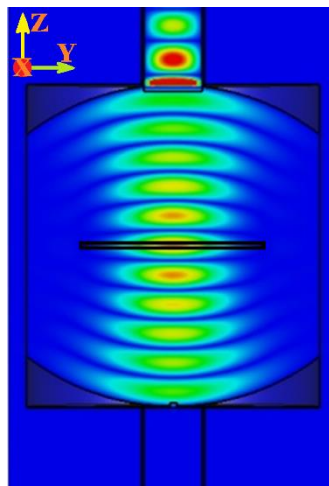


Рисунок 2.15 – Електричне поле  $TEM_{0,0,11}$  у пустому резонаторі L-діапазону

Якщо діаметр діелектрика менше або дорівнює  $2w_0$ , то різко збільшуються втрати через розсіювання на краях зразка. Тоді різко зменшується добротність. Тому неможливо правильно визначити втрати. Діаметр зразка повинен бути значно більшим за пляму поля в центрі.

Для резонатору L-діапазону для середньої частоти – 1.7 ГГц отримана пляма поля в центрі  $2w_0 = 2 \times 124.4 \text{ мм} = 248.8 \text{ мм}$ . Діаметр зразка – 500 мм. Вибір товщини зразка визначається розміром плями поля. Обрано товщину зразка 10 мм. Якщо більше, то є паразитні резонанси, які заважають визначити робочий резонанс при діелектричній проникності більше 9.

### 2.3.3 Чисельне моделювання для отримання спектральних і енергетичних параметрів резонансних систем для з'єднувальних елементів – круглого отвору та прямокутної щілини

На рис. 2.16-2.18 проілюстровані результати моделювання моделі резонансної структури для обґрунтування розмірів зразка.

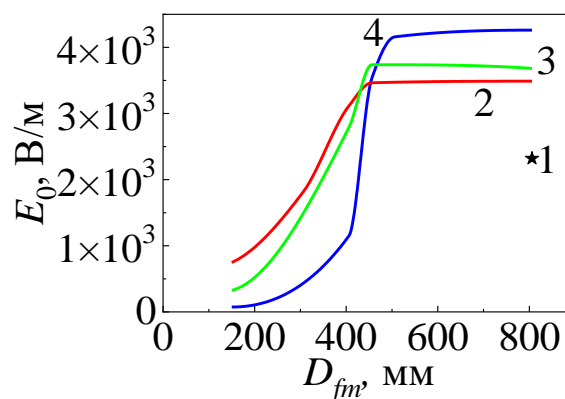


Рисунок 2.16 – Абсолютні значення амплітуди електричного поля  $E_0$  в центрі резонатора (область розташування зразка) L-діапазону: 1 – без зразка, 2 – тефлон, 3 – берилій, 4 – Алюміній 99. Тестові зразки діаметру  $D_{fm}$  із втратами. На вході відкритого резонатору щілина зв'язку 1.0 мм. На виході відкритого резонатору щілина зв'язку 0.5 мм

На рис. 2.16 показано залежність напруженості електричного поля в області розташування зразка  $E_0$  в залежності від діаметру зразка  $D_{fm}$  отриману в результаті моделювання резонансної структури L-діапазону, в яку внесено зразок (1 – без зразка, 2 – тефлон, 3 – берилій, 4 – Алюміній 99) товщиною 10 мм. З рис. 2.16 був зроблений висновок, що напруженість електричного поля в центрі резонатора (область розташування зразка) залишається стабільно порівняно великою при діаметрі  $D_{fm}$  більше 500 мм.

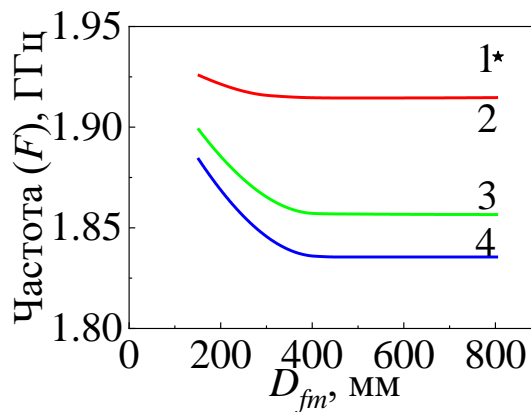


Рисунок 2.17 – Резонансна частота  $F$  робочого коливання відкритого резонатору L-діапазону: 1 – без зразка, 2 – тефлон, 3 – берилій, 4 – Алюміній 99. Тестові зразки діаметру  $D_{fm}$  із втратами. На вході відкритого резонатору щілина зв'язку 1.0 мм. На виході відкритого резонатору щілина 0.5 мм

З рис. 2.17 видно, що резонансна частота  $F$  робочого коливання відкритого резонатору L-діапазону для зразка (1 – без зразка, 2 – тефлон, 3 – берилій, 4 – Алюміній 99) діаметром діаметру  $D_{fm}$  більше 400 мм залишається практично постійною, що свідчить про те, що поле за межами цього діаметра мало (їм можна знехтувати) і мінімальний діаметр зразка повинен бути рівним не менше 400 мм. Наявність у ньому зразка практично не впливає на резонансну частоту відкритого резонатору.

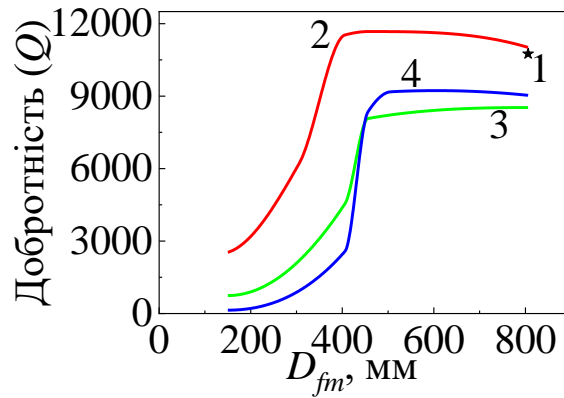


Рисунок 2.18 – Навантажена добротність  $Q$  робочого колювання відкритого резонатору L-діапазону: 1 – без зразка, 2 – тефлон, 3 – берилій, 4 – Алюміній 99. Тестові зразки діаметру  $D_{fm}$  із втратами. На вході відкритого резонатору щілина зв'язку 1.0 мм. На виході відкритого резонатору щілина 0.5 мм

На рис. 2.19 зображено змодельований частот спектр пропускання  $S_{21}$  відкритого напівсферичного резонатора L-діапазону зі зразками 500 мм діаметру, які виготовлено з різного матеріалу.

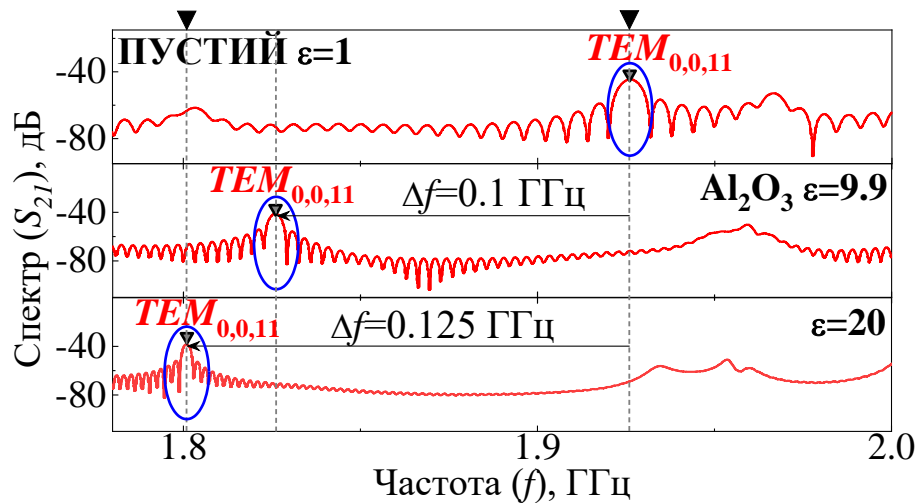


Рисунок 2.19 – Частотний спектр пропускання  $S_{21}$  відкритого напівсферичного резонатора L-діапазону з робочою модою  $TEM_{0,0,11}$  для випадків: 1 — без зразка ( $\epsilon=1+i0$ ), 2 — кераміка на основі оксиду алюмінію 99 % ( $\epsilon=9.9+i0.0001$ ), 3 — матеріал з діелектричною проникністю 20 одиниць ( $\epsilon=20+i0$ )

На рис. 2.20 показані результати (резонансна частота і навантажена добротність) моделювання сферичної відкритої резонаторної структури з різними діелектриками та хвилеводом WR650, зі входною щілиною зв'язку.

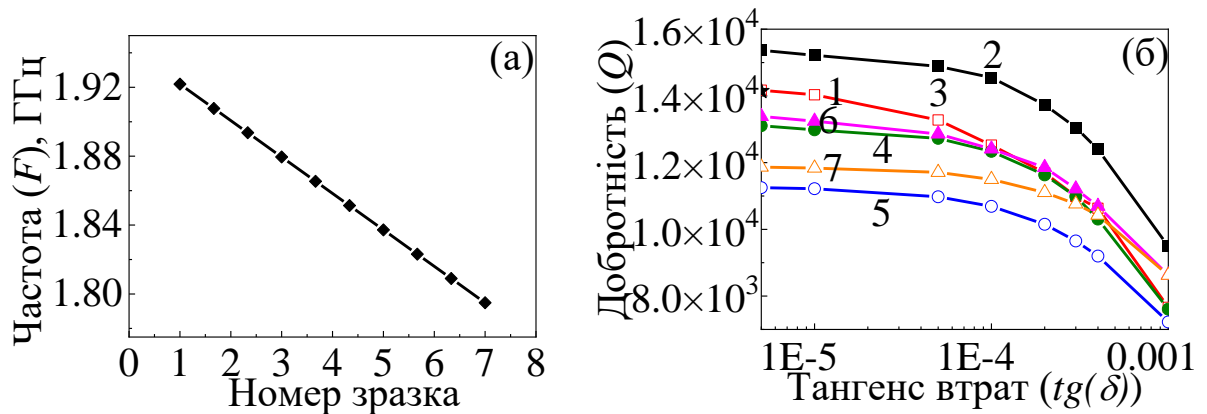


Рисунок 2.20 – (а) Залежність резонансної частоти  $F$  відкритого резонатору від зразка та (б) Залежність навантаженої добротності  $Q$  відкритого резонатору від тангенсу кута діелектричних втрат  $\tan(\delta)$  зразків у відкритому резонаторі з елементами зв'язку – щілина та круглий отвір у закритому кінці хвилеводу WR650 у L-діапазоні: 1 – без зразка, 2 – тефлон, 3 – берилій, 4 – алюміній 96, 5 – алюміній 99, 6 – матеріал з діелектричною проникністю 15 одиниць, 7 – матеріал з діелектричною проникністю 20 одиниць

З рис. 2.18 видно, що навантажена добротність відкритого резонатору L-діапазону при діаметрі зразка (1 – без зразка, 2 – тефлон, 3 – берилій, 4 – Алюміній 99)  $D_{fm}$  більше 500 мм залишається практично постійною, що свідчить про те, що радіаційні втрати при цьому практично не впливають на добротність. Таким чином, зразок повинен мати діаметр більше ніж 500 мм.

З рис. 2.19-2.20 видно, що резонансна частота  $F$  майже рівномірно зменшується зі збільшенням діелектричної проникності зразка (1 – без зразка, 2 – тефлон, 3 – берилій, 4 – алюміній 96, 5 – алюміній 99, 6 – матеріал з діелектричною проникністю 15 одиниць, 7 – матеріал з діелектричною проникністю 20 одиниць), а також найбільша навантажена добротність  $Q$  спостерігається для характеристики зразка тефлону, тобто саме цей матеріал найлегше визначити. На рис. 2.21-2.22 показані результати (електричне поле

в центрі системи і навантажена добротність) моделювання сферичної відкритої резонаторної структури з різними діелектриками та хвилеводом WR510, зі входною щілиною зв'язку.

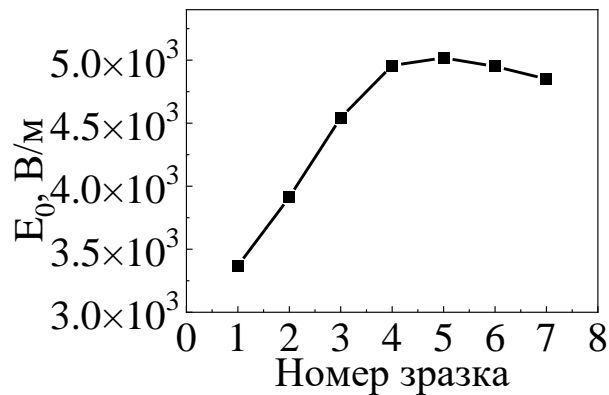


Рисунок 2.21 – Залежність середнього значення напруженості електричного поля  $E_0$  в центрі відкритого резонатору від зразка відкритого резонатору з елементами зв'язку – круглі отвори в закритому кінці хвилеводу WR510 в L-діапазоні. Номер зразка: 1 – без зразка, 2 – тефлон, 3 – берилій, 4 – алюміній 96, 5 – алюміній 99, 6 – матеріал з діелектричною проникністю 15 одиниць, 7 – матеріал з діелектричною проникністю 20 одиниць

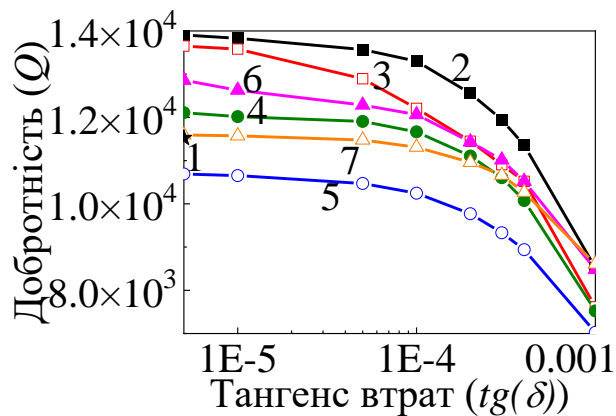


Рисунок 2.22 – Залежність навантаженої добротності  $Q$  відкритого резонатору від тангенсу кута діелектричних втрат  $tg(\delta)$  зразків в відкритого резонатору з елементами зв'язку – щілина та круглий отвір у закритому кінці хвилеводу WR510 L-діапазоні: 1 – без зразка, 2 – тефлон, 3 – берилій, 4 – алюміній 96, 5 – алюміній 99, 6 – матеріал з діелектричною проникністю 15 одиниць, 7 – матеріал з діелектричною проникністю 20 одиниць

З рис. 2.21-2.22 видно, що середнє значення напруженості електричного поля  $E_0$  в центрі відкритого резонатору найменше для зразків (1 – без зразка, 2 – тефлон, 3 – берилій, 4 – алюміній 96, 5 – алюміній 99, 6 – матеріал з діелектричною проникністю 15 одиниць, 7 – матеріал з діелектричною проникністю 20 одиниць) з найменшою діелектричною проникністю (близькі до тефлону), між зразком тефлону та берилію значно збільшується, а потім в середньому рівномірно зменшується зі збільшенням діелектричної проникності зразка. Характеристика навантаженої добротності  $Q$  майже така сама як і при хвилеводі WR650.

На рис. 2.23-2.24 показані результати (резонансна частота і навантажена добротність) моделювання сферичної відкритої резонаторної структури з різними діелектриками та хвилеводом WR650, зі вхідним круглим отвором зв'язку.

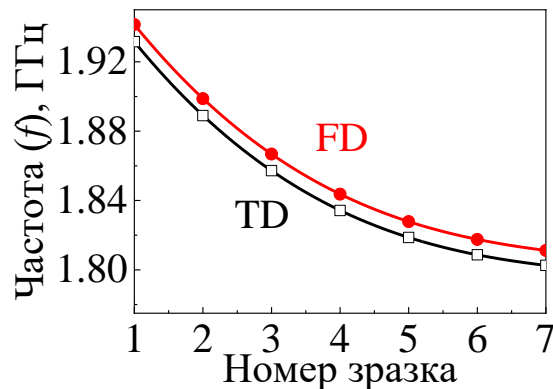


Рисунок 2.23 – Залежність резонансної частоти  $F$  відкритого резонатору від зразка для робочого коливання відкритого резонатору з елементами зв'язку – круглі отвори в закритому кінці хвилеводу WR650 в L-діапазоні: TD – режим розрахунку в часовій області, FD – режим розрахунку в частотній області.

Номер зразка: 1 – без зразка, 2 – тефлон, 3 – берилій, 4 – алюміній 96, 5 – алюміній 99, 6 – матеріал з діелектричною проникністю 15 одиниць, 7 – матеріал з діелектричною проникністю 20 одиниць

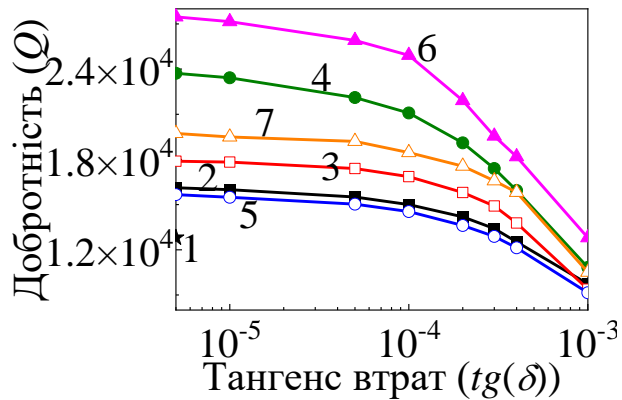


Рисунок 2.24 – Залежність навантаженої добротності  $Q$  відкритого резонатору від тангенсу кута діелектричних втрат  $tg(\delta)$  зразків в відкритого резонатору з елементами зв'язку – круглі отвори в закритому кінці WR650 хвилеводу в L-діапазоні: 1 – без зразка, 2 – тефлон, 3 – берилій, 4 – алюміній 96, 5 – алюміній 99, 6 – матеріал з діелектричною проникністю 15 одиниць, 7 – матеріал з діелектричною проникністю 20 одиниць

З рис. 2.23-2.24 видно, що резонансна частота  $F$  майже рівномірно зменшується зі збільшенням діелектричної проникності зразка (1 – без зразка, 2 – тефлон, 3 – берилій, 4 – алюміній 96, 5 – алюміній 99, 6 – матеріал з діелектричною проникністю 15 одиниць, 7 – матеріал з діелектричною проникністю 20 одиниць). Режим розрахунку Frequency Domain в результаті однакову з результатом режиму розрахунку Time Domain криву, але зі збільшеною частотою приблизно на 9.5 МГц. Найбільша навантажена добротність спостерігається для характеристики зразка матеріалу з діелектричною проникністю 15 одиниць (найбільша взагалі порівняно з усіма моделюваннями), тобто цей матеріал найлегше визначити у випадку, коли на вході круглий отвір зв'язку. На відміну від щілини зв'язку, при круглому отворі зв'язку на вході порядок характеристик навантаженої добротності з різними зразками матеріалу повністю змінюється.

На рис. 2.25-2.26 показані результати (електричне поле  $E_0$  в центрі системи і навантажена добротність) моделювання сферичної відкритої резонаторної структури з різними діелектриками та хвилеводом WR650, зі входнім круглим отвором зв'язку.

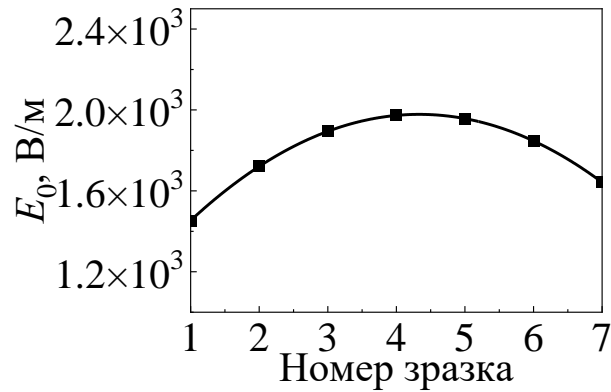


Рисунок 2.25 – Залежність середнього значення напруженості електричного поля  $E_0$  в центрі відкритого резонатору від зразка з елементами зв'язку резонатору – круглим отвором в закритому кінці хвильоводу WR650 в L-діапазоні. Номер зразка: 1 – без зразка, 2 – тефлон, 3 – берилій, 4 – алюміній 96, 5 – алюміній 99, 6 – матеріал з діелектричною проникністю 15 одиниць, 7 – матеріал з діелектричною проникністю 20 одиниць

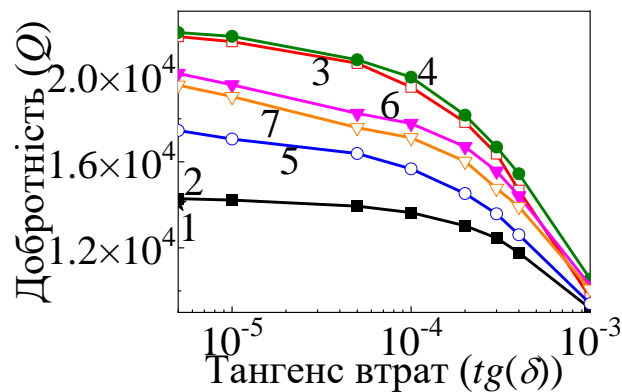


Рисунок 2.26 – Залежність навантаженої добротності  $Q$  відкритого резонатору від тангенсу кута діелектричних втрат  $tg(\delta)$  зразків в відкритого резонатору з елементами зв'язку – круглі отвори в закритому кінці WR510 хвильоводу в L-діапазоні: 1 – без зразка, 2 – тефлон, 3 – берилій, 4 – алюміній 96, 5 – алюміній 99, 6 – матеріал з діелектричною проникністю 15 одиниць, 7 – матеріал з діелектричною проникністю 20 одиниць

З рис. 2.25-2.26 видно, що напруженість електричного поля  $E_0$  в центрі змінюється рівномірно квазі-синусоїдально, а найбільшу добротність  $Q$  має алюміній 96.

### 2.3.4 Висновки щодо розрахунку комплексної діелектричної проникності у відкритій резонансній структурі в L-діапазоні

1. Визначено найменші можливі розміри сферичних дзеркал відкритого резонатора L-діапазону: радіус кривизни дзеркала  $R=673$  мм, діаметр дзеркала  $D=821$  мм, відстань між дзеркалами  $L=898$  мм. Параметри хвилеводу  $165.1 \times 82.55$  мм<sup>2</sup> (WR650, 1.12...1.70 ГГц). Хвилевід  $129.54 \times 64.77$  мм<sup>2</sup> (WR510, 1.45...2.20 ГГц). На вході резонатора щілина  $25 \times 3$  мм, на виході – круглий отвір діаметром 35 мм в діафрагмі товщиною 4 мм. Робоча мода  $TEM_{0,0,11}$  має  $f_{11}=1.9263$  ГГц.

2. Зразок діелектрика поміщеного в відкритий резонатор L-діапазону повинен мати діаметр не менше, ніж 500 мм.

3. Напруженість електричного поля в центрі резонатора (область розташування зразка) залишається стабільно порівняно великою.

4. Резонансна частота робочого коливання відкритого резонатора L-діапазону залишається практично постійною, що свідчить про те, що поле за межами діаметра зразка дуже мале.

5. Наявність зразка практично не впливає на резонансну частоту відкритого резонатора L-діапазону.

6. Навантажена добротність відкритого резонатора L-діапазону залишається практично постійною, що свідчить про те, що радіаційні втрати при цьому практично не впливають на добротність відкритого резонатора.

7. Максимальна добротність сферичних резонансних систем L-діапазону майже досягає 27500, що на 5500 більше ніж в аналогічному випадку в сферичних резонансних систем X-діапазону.

8. Максимальна амплітуда електричного поля в максимумі стоячої хвилі сферичних резонансних систем приблизно 5200 В/м, що менше ніж в сферичних резонансних систем X-діапазону.

## 2.4 Спектральні характеристики закритих НВЧ резонаторів для вимірювання діелектричної проникності твердих матеріалів у діапазоні 1-20

### 2.4.1 Постановка задачі

В даному розділі розглянуто резонансні ефекти в спектрах приладів для дослідження твердих діелектричних матеріалів, що відрізняються як діелектричною проникністю, так і тангенсом діелектричних втрат в широкому діапазоні значень в L-діапазоні (1-2 ГГц). Розглянуті резонансні ефекти виникають при внесенні в резонансну структуру діелектричних матеріалів з діелектричною проникністю, що змінюється в інтервалі  $\varepsilon = 1-20$ , і змінним значенням тангенса втрат  $\tan(\delta) = 10^{-3}-10^{-6}$ . Проникність досліджуваних матеріалів, а також елементів використаного резонатора  $\mu = 1$ . Відповідно до умов завдання найбільший розмір зразків досліджуваних матеріалів обмежувався 150 мм. Для дослідження твердих діелектриків з обмеженими розмірами, що не перевищують робочу довжину хвилі, вибір металевих циліндричних резонаторів найбільш прийнятним є L-діапазон. В якості робочої моди розглянуто  $TM_{0,1,0}$ . Особливу увагу буде приділено поведінці електричної складової резонансного поля моди.

Розглянуто структуру поля моди  $TM_{0,1,0}$  у циліндричному резонаторі. Н-вектор спрямований по азимутальній координаті, а Е-вектор спрямований по осі циліндра. Розподіл поля моди  $TM_{0,1,0}$  по висоті резонатора рівномірний. Максимум його інтенсивності знаходиться в центрі циліндра. При наближенні до циліндричних стінок амплітуда електричного поля зменшується і досягає мінімальних значень біля них. Матеріали підрозділу опубліковані в роботі [120].

### 2.4.2 Спектральні та енергетичні параметри резонансних систем зі стрижневими діелектриками (моделювання)

Стержнеподібний зразок розміщують уздовж осі циліндра. Найбільш прийнятним для збудження  $TM_{0,1,0}$ -моди в такій резонансній системі є використання петлі зв'язку. Петля зв'язку має діаметр 29 мм. Для виготовлення петлі зв'язку використовувався відрізок стандартної коаксіальної лінії з опором 50 Ом. Резонатор має висоту 150 мм і діаметр 110 мм. Товщина стінок циліндра складає 4 мм. Ці розміри відповідають розрідженому спектру резонатора.  $TM_{0,1,0}$ -мода збуджується тільки в обраному діапазоні частот. Діелектричний стрижень має висоту 150 мм і діаметр 20 мм. Для розташування стрижнів усередині резонатора на одній із торцевих стінок з внутрішньої сторони було виконано поглиблення круглої форми діаметром 20 мм та глибиною 0.2 мм. Електричний контакт торцевих стінок резонатора з циліндром досягався шляхом використання притискних елементів – гвинтів та шпильок.

На рис. 2.27 показано розподіл електричної складової поля моди  $TM_{0,1,0}$  всередині циліндричного резонатора зі зразком стрижневого діелектрика. Видно, що зразок стрижневого діелектрика ( $\varepsilon=20$ ) не спотворює резонансне поле моди  $TM_{0,1,0}$ . Поле глибоко проникає в зразок діелектрика, що свідчить про їх ефективну взаємодію. Розрахунки показали, що частота  $TM_{0,1,0}$ -моди зменшується зі збільшенням їх діелектричної проникності досліджуваного зразка (рис. 2.28). При цьому резонансна частота робочого  $TM_{0,1,0}$ -моду не перевищує межі L-діапазону. Видно, що діапазон зміни резонансної частоти широкий і становить 953 МГц. Поведінка ненавантаженої добротності циліндричного резонатора, включаючи діелектричні зразки з різною діелектричною проникністю та тангенсом втрат, показано на рис. 2.29.

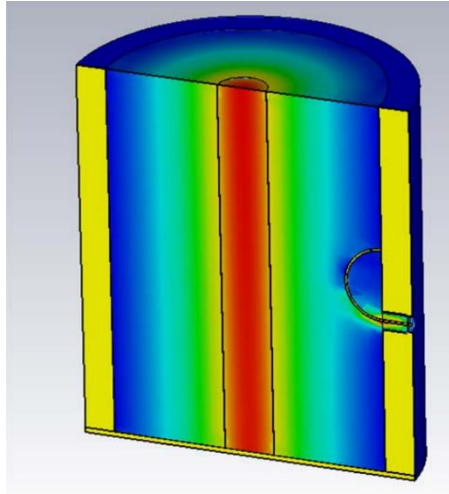


Рисунок 2.27 – Електричне поле моди  $TM_{0,1,0}$  на стрижневому зразку  $\varepsilon=20$



Рисунок 2.28 – Залежність частоти  $TM_{0,1,0}$ -моди від діелектричної проникності стрижневих зразків

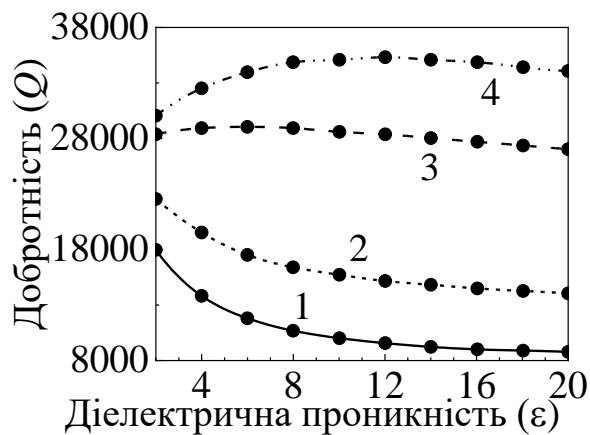


Рисунок 2.29 – Залежність ненавантаженої добротності резонатора від діелектричної проникності діелектричних зразків з різним тангенсом діелектричних втрат  $\tan(\delta)$ : 1)  $10^{-4}$ , 2)  $5 \times 10^{-5}$ , 3)  $10^{-5}$ , 4)  $10^{-6}$

Це показує значну різницю між матеріалами, що відрізняються за тангенсом ухилу, навіть із найменшими значеннями  $\tan(\delta)=10^{-5}$  і  $\tan(\delta)=10^{-6}$ . При збільшенні діелектричної проникності така різниця стає більш помітною. Це свідчить про більш ефективну взаємодію резонансного поля з матеріалами, що характеризуються більшою діелектричною проникністю. Таким чином, для матеріалів з  $\varepsilon=2$  різниця між  $\tan(\delta)=10^{-5}$  і  $\tan(\delta)=10^{-6}$  дорівнює  $\Delta Q_1=1707$ , а для матеріалів з  $\varepsilon=20$  при тому самому тангенсі втрати вона становить  $\Delta Q_2=7055$ . Рис. 2.28 і 2.29 дозволяють визначити діелектричну проникність і тангенс кута втрат діелектриків з  $\varepsilon=2...20$  і  $\tan(\delta)=10^{-4}...10^{-6}$  на основі частоти  $TM_{0,1,0}$ -моди і ненавантаженої добротності.

### 2.4.3 Спектральні та енергетичні параметри резонансних систем зі стрижневими діелектриками (експеримент)

Для проведення експерименту використано апаратний комплекс на базі векторного аналізатора Pna-L Network Analyzer N5230a 10MHz ÷ 40GHz Agilent Technologies. Параметри точності N5230C PNA-L Microwave Vector Network Analyzer (VNA) на L-діапазоні (1-2 ГГц): обов'язковий відступ –  $\pm 2$  дБ, точність аналізатора –  $\pm 1.5$  дБ, стандартні втрати відстеження відбиття – +4 дБ (перевірочні – +0.5 дБ), втрати відстеження відбиття без урахування відступу та точності – 3.5 дБ (перевірочні – 0 дБ).

Експериментально визначено  $S_{11}$ -параметр резонатора. Робочій  $TM_{0,1,0}$ -моді відповідає частота 2.081 ГГц. Під час проведення розрахунків  $TM_{0,1,0}$ -мода відповідала частота 2.0852 ГГц. Відмінність між експериментом та теорією становить менше 0.2%. Було проведено повторні виміри даного резонатора з інтервалом 10 діб. Розбіжність повторних із первинними даними

становила менше 0.01%. Залежність частоти  $TM_{0,1,0}$ -моди від постійної діелектричної досліджуваних зразків матеріалів наочно демонструє рис. 2.30.

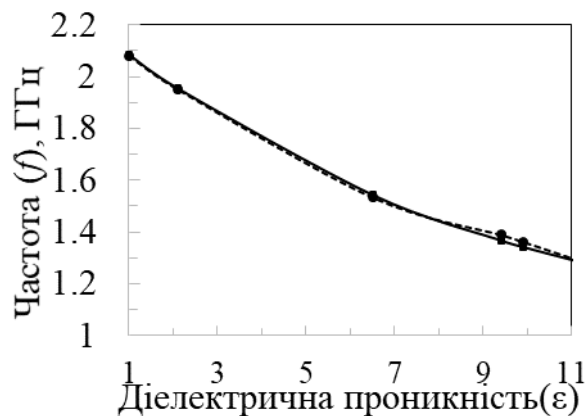


Рисунок 2.30 – Залежність частоти  $TM_{0,1,0}$ -моди від постійної діелектричної досліджуваних зразків матеріалів.

Суцільною лінією на рис. 2.30 представлені розрахункові дані, пунктиром експеримент. Видно хорошу відповідність між ними. Найбільша розбіжність розрахункових та експериментальних результатів не перевищує 1.6%. Таким чином, експериментальна залежність дозволяє однозначно і з високою достовірністю визначити їхню діелектричну постійну. Набір даних, отриманий з урахуванням трьох вимірів, проведений з періодичністю кілька днів свідчить про повторюваність результатів.

Дані вказують на те, що при внесенні всередину резонатора зразків різних діелектриків змінюється не тільки частота резонансного відгуку, але його амплітуда. Це свідчить про різний вплив досліджуваних матеріалів енергетичні характеристики резонатора. Основна – власна добротність.

Власна добротність циліндричного резонатора, збуджуваного за схемою «відбиття» під час використання петлі зв'язку визначалася методом вимірювання повного опору. Формула власної добротності (2.13):

$$Q_0 = Q_n (1 + p), \quad (2.13)$$

де  $Q_0$  – власна добротність,  $Q_n$  – навантажена добротність,  $p$  – параметр електромагнітного зв'язку резонатора з петлею зв'язку. Для визначення

величини параметра зв'язку в умовах слабого зв'язку з резонатором використовувався такий вираз (2.14):

$$p = \frac{1}{KCHH}. \quad (2.14)$$

Цьому значенню КСХН (Коефіцієнт стоячої хвилі за напруженістю) відповідає мінімальне значення КСХН, виміряне на резонансній частоті. Рівні зв'язку контролювалися методом малої поглинаючої неоднорідності зміни амплітуди резонансного відгуку при внесенні малого поглинаючого тіла всередину резонатора.

Навантажена добротність визначалася з вимірювання різниці частот  $f$  на рівні резонансного відгуку, відповідного половинної потужності. При використанні квадратичних детекторів рівень половинної потужності відповідає половині амплітуди резонансного відгуку лінійному масштабі. Таким чином, навантажена добротність резонатора відображена у (2.15):

$$Q_n = \frac{f_0}{\delta f}, \quad (2.15)$$

де  $f_0$  – центральна частота резонансного відгуку (резонансна частота).

Результати впливу діелектриків з різними постійними діелектричними і тангенсом кута втрат на власну добротність розглянутого резонатора відображені графічно на рис. 2.31. Для резонатора, заповненого повітря величина власної добротності критична по відношенню до ступеня притискання плоских торцевих підстав до мідного циліндра та окислення в області контакту. Тому дані, які приведені далі для порожнього резонатора відрізняються. Видно, що для більшості матеріалів результати всіх проведених вимірювань добре корелюють з розрахунковими даними, за винятком монокристалу оксиду алюмінію. Найбільша різниця між ними становить 22.7% для кераміки на основі оксиду берилію при порівнянні розрахунку з найближчим експериментальним результатом). Однак,

необхідно взяти до уваги те, що для розрахунку було обрано довідкові дані про тангенс кута втрат того чи іншого матеріалу. Насправді вони можуть відрізнятися від довідкових значень. Відмінність експерименту та торії для монокристалу алюмінію пов'язані з наявністю анізотропії цього матеріалу. Тричі проведені виміри це доводять. Під час проведення стрижень по-різному орієнтувався в резонаторі. З рис. 2.31 це видно наочно.

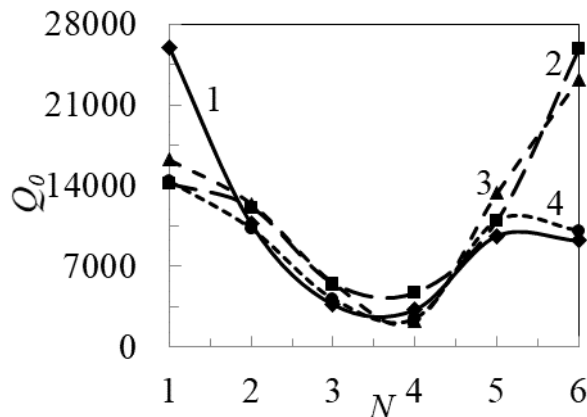


Рисунок 2.31 – Залежність власної добротності резонатора  $Q_0$  від номера зразка матеріалу  $N$ : 1 – без зразка, 2 – фторопласт, 3 – оксид берилію, 4 – кераміка оксид алюмінію 95%, 5 – кераміка оксид алюмінію 99%, 6 – монокристал оксиду. 1) суцільна лінія з ромбом – теоретичний розрахунок; 2) штрихова лінія з квадратом – експеримент 1; 3) штрихова лінія з трикутником – експеримент 2; 4) штрихова лінія з колом – експеримент 3

Також видно, що за певної орієнтації стрижня з монокристалу алюмінію досягається хороша відповідність розрахунку та експерименту. Відмінність менше ніж 10%. Такому значенню добротності відповідає значення постійної діелектричної монокристалу алюмінію в напрямку, перпендикулярному осі анізотропії – 9.4. При двох інших вимірах та іншій орієнтації зразка в резонаторі (повороті навколо геометричної осі на 90°) отримана добротність відповідає постійної діелектричної монокристалу алюмінію в напрямку, паралельному осі анізотропії – 11.55. Відмінність між теорією та експериментом в точці, що відповідає за резонатор без зразка, пояснюється неможливістю векторного аналізатора Pna-L Network Analyzer

N5230a 10MHz ÷ 40GHz Agilent Technologies забезпечити необхідну для теоретичної добротності 25943 точність детектування ширини резонансу (забезпечити необхідну кількість точок в діапазоні резонансу).

Для зниження радіаційних втрат енергії через нещільне прилягання торців до кромки циліндра запропоновано конструкцію з притискними гвинтами, що забезпечують контакт по всьому периметру з'єднання.

Видно, що зміна елементів кріплення в конструкції резонатора практично не вплинула на зміну частоти робочої  $TM_{0,1,0}$ -моди. Використання притискних гвинтів дозволило збільшити власну добротність резонатора через зниження втрат енергії на випромінювання в зазорі між торцевими основами і плоским зрізом мідного циліндра. Найбільш наочно це демонструє графік залежності власної добротності від діелектричних властивостей зразків досліджуваних матеріалів у резонаторі (рис. 2.32).

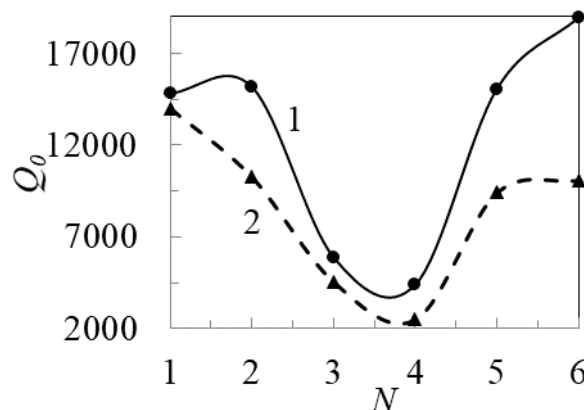


Рисунок 2.32 – Залежність власної добротності резонатора  $Q_0$  від діелектричних властивостей зразків досліджуваних матеріалів, розташованих у резонаторі при використанні притискних гвинтів (1 – суцільна лінія) та кріпильних шпильок (2 – штрихова лінія).  $N$  – номер зразка матеріалу, 1 – без зразка, 2 – фторопласт, 3 – оксид берилію, 4 – кераміка оксид алюмінію 95%, 5 – кераміка оксид алюмінію 99%, 6 – монокристал оксиду

Таким чином, резонатор під час проведення експериментальних досліджень у лабораторних умовах показав характеристики, що відповідають вимогам, та виправдано може бути використаний для вирішення задач

діелектрометрії матеріалів з широким спектром зміни діелектричних характеристик. З метою зниження сторонніх втрат енергії необхідно використання кріпильних елементів, що забезпечують максимальний притиск кришок резонатора до мідного циліндра по всьому периметру їхнього дотику. Надалі буде використано різьбове з'єднання кришок з мідним циліндром. Оптимальна конструкція резонатора передбачає гвинтове кріплення торців.

#### **2.4.4 Висновки щодо електромагнітних коливань у закритих НВЧ резонаторах для вимірювання діелектричної проникності твердих матеріалів**

1.  $TM_{0,1,0}$ -мода, збуджена петлею зв'язку, орієнтованою паралельно центральній вісі циліндричного резонатора. Різниця між експериментом та теоретичним розрахунком склала менше ніж 0.01-1.6%.

2. Проявлено різний вплив досліджуваних матеріалів на власну добротність. Для більшості матеріалів результати всіх проведених вимірювань добре корелюють з розрахунковими даними, за винятком монокристалу оксиду алюмінію. Найбільша різниця між ними становить 22.7% для кераміки на основі оксиду берилію при порівнянні розрахунку з найближчим експериментальним результатом).

3. Відмінність експерименту та теоретичним розрахунком для монокристалу алюмінію пов'язані з наявністю анізотропії цього матеріалу. За певної орієнтації стрижня з монокристалу алюмінію досягається хороша відмінність менше ніж 10% при розрахунку та експерименту. Такому значенню добротності відповідає значення постійної діелектричної монокристалу алюмінію перпендикулярно осі анізотропії – 9.4.

## Висновки до розділу 2

1. Вперше за допомогою проведеного моделювання було знайдено оригінальне рішення задачі визначення діелектричної проникності зразків твердих матеріалів у заданому діапазоні від 1 до 20 одиниць за допомогою відкритого резонатора з максимальною чутливістю до резонансної частоти.

2. Для вирішення задачі визначення діелектричної проникності зразків були визначені розміри відкритого резонатора для частотного Х-діапазону (7-12 ГГц) з робочою модою  $TEM_{0,0,5}$  (10.651 ГГц) та L-діапазону (1-2 ГГц) з робочою модою  $TEM_{0,0,11}$  (1.9263 ГГц).

3. Отримана похибка для вимірювання: діелектричної проникності – від 0.28% до 10%, тангенсу кута діелектричних втрат – від 0.77% до 9%. Це задовільняє діапазони в постановці задачі: діелектрична проникність –  $\leq 10\%$ , тангенс діелектричних втрат – від  $5 \times 10^{-6}$  до  $2 \times 10^{-4}$ .

4. Отримана добротність резонансної структури Х- та L-діапазону для визначення діелектричної проникності матеріалів зразків задовільняє діапазону  $10^3 \leq Q \leq 2 \times 10^5$ .

5. Отримана напруженість електромагнітного поля в центрі резонансної структури Х- та L-діапазону для визначення діелектричної проникності матеріалів зразків задовільняє діапазону  $10 \leq E_0 \leq 2 \times 10^4$  В/м.

6. Отримана щільність потужності резонансної структури Х- та L-діапазону задовільняє діапазону  $P \leq 5 \times 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>.

7. Для відкритого резонатора Х-діапазону (7-12 ГГц) з робочою модою  $TEM_{0,0,5}$  діапазон частот робочої моди при розміщенні різних діелектриків, досить широкий – приблизно 1.4 ГГц. Наявні всього 3 резонанси. Для відкритого резонатора L-діапазону (7-12 ГГц) з робочою модою  $TEM_{0,0,11}$  діапазон частот робочої моди при розміщенні різних діелектриків становить 0.683 ГГц.

8. Вперше експериментально підтверджено частотний спектр розробленого напівсферичного відкритого резонатору із застосуванням різних зразків діелектриків. Середня різниця резонансних частот становить 7 МГц для повітря і 20 МГц для монокристала алюмінію. Експериментальні навантажені добротності відкритого резонатора на резонансних частотах для повітря значно вищі за розрахункові, для зразка монокристалу сапфіру вони нижчі за розрахункові. Таким чином, розрахунок відповідає експерименту.

9. Вперше розроблений сферичний відкритий резонатор під полем  $TEM_{0,0,13}$ , що працює в Х-діапазоні на частоті 11.847 ГГц, має перевагу аналогів в плані компактності. Резонатор має: радіус кривизни 95.3 мм, відстань між центрами дзеркал 173.8 мм, радіус апертури сферичного дзеркала 83.55 мм. У вимірювальну схему поряд з резонатором входять також тільки векторний аналізатор і комп'ютер.

10. Визначено найменші можливі розміри сферичних дзеркал відкритого резонатору L-діапазону: радіус кривизни дзеркала  $R=673$  мм, діаметр дзеркала  $D=821$  мм, відстань між дзеркалами  $L=898$  мм. Параметри хвилеводу  $165.1 \times 82.55$  мм<sup>2</sup> (WR650, 1.12...1.70 ГГц). Хвилевід  $129.54 \times 64.77$  мм<sup>2</sup> (WR510, 1.45...2.20 ГГц). На вході резонатора щілина  $25 \times 3$  мм, на виході – круглий отвір діаметром 35 мм в діафрагмі товщиною 4 мм. Робоча мода  $TEM_{0,0,11}$  має  $f_{11}=1.9263$  ГГц.

11. Вперше запропоновано навантажену добротність розраховувати теоретично за декрементом ослаблення сигналу, експериментально – за рівнем -3 дБ спектра моди. Теоретична добротність становить 14202 (повітря) і 10397 (тефлон).

12. Застосування  $TM_{0,1,0}$ -моди, збудженою петлею зв'язку, дало переваги: електромагнітне поле максимальне та рівномірно розподілене вздовж центральної осі резонатора, де знаходиться зразок; мінімальні омичні втрати; Отримано гарний збіг теорії та експерименту. Недолік: Висота стрижневого зразку має дорівнювати висоті порожнини резонатора.

## РОЗДІЛ 3

### РОЗРАХУНОК ВЛАСНИХ ЧАСТОТ АКСІАЛЬНО-СИМЕТРИЧНИХ РЕЗОНАТОРНИХ СТРУКТУР ЗА МЕТОДИКОЮ ЛОКАЛЬНИХ ТОЧКОВИХ ГРАНИЧНИХ УМОВ

#### 3.1 Постановка задачі

Розроблено методику граничних умов в локальних точках підтверджено за допомогою методу збудження форми (МЗФ) [62] та методу сфероїдальної власної частоти (МСВЧ) [64] для витягнутих/сплюснутих сфероїдальних резонансних структур, з точною формулою для циліндричних резонансних структур, а також за допомогою HFSS (High Frequency Structure Simulator) для резонансних структур у формі стадіону. Також досліджуються резонансні структури з концентричними/ексцентричними (стиснене/витягнуте зміщення відносно висоти резонансної структури) сферичними діелектричними включеннями, а методику граничних умов в локальних точках перевіряється за допомогою аналітичного методу та HFSS. Показано, що методика граничних умов в локальних точках не залежить від розміру включення по відношенню до розміру структури або зміщення включення по відношенню до центру резонансної структури. Обговорюються конвергенція, обчислювальна ефективність та стабільність запропонованого методу. Матеріали розділу 3 опубліковані в роботах [121–126].

### 3.2 Параметри моделей

Геометрія резонансної системи з формою тіла обертання всередині ідеального електричного провідника, заповненої ексцентричним сферичним діелектричним включенням радіуса  $R$ , зображена на рис. 3.1. Координати – сферичні  $(r, \theta, \varphi)$ . Область I характеризується проникністю  $\varepsilon_1 = \varepsilon_{1r}\varepsilon_0$  і  $\mu_1 = \mu_{1r}\mu_0$ , де  $\varepsilon_0$  і  $\mu_0$  – значення у вільного просторі. Визначальними параметрами вставки II є  $\varepsilon_2 = \varepsilon_{2r}\varepsilon_0$  і  $\mu_2 = \mu_{2r}\mu_0$ . Центр кулі на осі обертання.

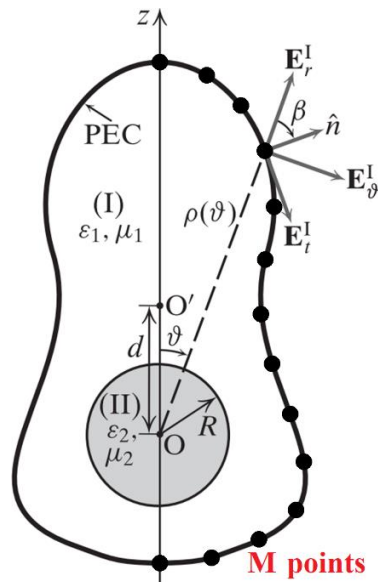


Рисунок 3.1 – Схема резонансної системи з формою тіла обертання всередині ідеального електричного провідника з ексцентричним сферичним діелектричним включенням

$\vartheta$  – це полярний кут, кут нахилу радіус-вектору між верхнім та нижнім полюсом фігури тіла обертання, через які проходить центральна вісь симетрії.  $r = \rho(\vartheta)$ ,  $0 \leq \vartheta \leq \pi$  – радіус-вектор точки на межі діелектрику порожнини I та ідеального електричного провідника, а  $\beta$  – кут між перпендикулярним одиничним вектором у цій точці та її радіус-вектором.  $d$  — відносне положення діелектричного включення II відносно центру  $O$  порожнини I з обмеженням  $d \leq \rho(\vartheta) - R$ . Базовий розмір напіввісей – 10 мм.

### 3.3 Опис методу локальних точок

Для знаходження електромагнітного поля необхідно розв'язати рівняння Максвелла. Оскільки діелектрична та магнітна проникність у кожній області постійні, розв'язки зручно виразити через скалярні електричний та магнітний потенціали Герца  $\Pi_r$  та  $\Pi_{mr}$ . Використовуючи сферичну систему координат, визначаючи її початок у центрі внутрішньої сфери, тобто в області II –  $\Pi_r^{II}$  і  $\Pi_{mr}^{II}$  в області II приведені в нотації з накопиченням за допомогою [71]

$$\begin{matrix} \Pi_r^{II} \\ \Pi_{mr}^{II} \end{matrix} = \sum_{l,m} \frac{A_{lm}^{(II)}}{C_{lm}^{(II)}} j_l(k_2 r) S_{l,m}(t) e^{im\varphi}, \quad (3.1)$$

де  $A_{lm}^{(II)}$ ,  $C_{lm}^{(II)}$  — невідомі коефіцієнти розкладання, тобто комплексні амплітуди сферичних базисних мод —  $j_l$  — сферична функція Бесселя,  $k_2 = \omega\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}$  — хвильове число області II, а  $S_{l,m}(t) = 1/2[(2l+1)(l-m)!/\pi/(l+m)!]^{1/2} P_l^m(t)$  є ортонормальними полярними базисними функціями з  $P_l^m(t)$  асоційованими поліномами Лежандра та  $t = \cos(\vartheta)$ . Нарешті, символ підсумовування в (3.1) вказує на подвійне підсумовування за індексами  $m$  і  $l$  з  $m = -\infty, \dots, \infty$ ,  $l = |m| + \delta_{m0}, \dots, \infty$ , де  $\delta$  — дельта Кронекера. В області I розкладання потенціалів Герца потребує введення сферичної функції Неймана  $n_l$ , тобто

$$\begin{matrix} \Pi_r^I \\ \Pi_{mr}^I \end{matrix} = \sum_{l,m} \left[ \frac{A_{lm}^{(I)}}{C_{lm}^{(I)}} j_l(k_1 r) + \frac{B_{lm}^{(I)}}{D_{lm}^{(I)}} n_l(k_1 r) \right] S_{l,m}(t) e^{im\varphi}, \quad (3.2)$$

де  $A_{lm}^{(I)}$ ,  $B_{lm}^{(I)}$ ,  $C_{lm}^{(I)}$  та  $D_{lm}^{(I)}$  — невідомі комплексні амплітуди, а  $k_1 = \omega\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}$  — хвильове число області I.

Тангенціальні компоненти електричного  $E$  і магнітного  $H$  поля повинні бути безперервними на поверхні  $r = R$  внутрішньої сфери. Це дає внутрішні граничні умови

$$E_{\theta,\varphi}^I = E_{\theta,\varphi}^{II}, \quad H_{\theta,\varphi}^I = H_{\theta,\varphi}^{II}. \quad (3.3)$$

Щоб задовольнити (3.3), спочатку виражено компоненти  $E$ ,  $H$  через потенціали Герца як [71]

$$\frac{E_r}{H_r} = \frac{\partial^2 \left( r_{\Pi_{mr}}^{\Pi_r} \right)}{\partial r^2} + k^2 \left( r_{\Pi_{mr}}^{\Pi_r} \right), \quad (3.4)$$

$$\frac{E_\theta}{H_\theta} = r^{-1} \frac{\partial^2 \left( r_{\Pi_{mr}}^{\Pi_r} \right)}{\partial r \partial \vartheta} \pm i \omega_\varepsilon^\mu \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial \left( \frac{\Pi_{mr}}{\Pi_r} \right)}{\partial \varphi}, \quad (3.5)$$

$$\frac{E_\varphi}{H_\varphi} = \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial^2 \left( r_{\Pi_{mr}}^{\Pi_r} \right)}{\partial r \partial \varphi} \mp i \omega_\varepsilon^\mu \frac{\partial \left( \frac{\Pi_{mr}}{\Pi_r} \right)}{\partial \vartheta}. \quad (3.6)$$

У (3.4)-(3.6) прийнята залежність від часу  $\exp(-i\omega t)$ . Тоді, підставляючи (3.1)-(3.2) у (3.4)-(3.6), а потім у (3.3), після поділу моди для кожної базисної моди з індексами  $l$ ,  $m$  можна отримати чотири рівняння для тангенціальної безперервності поля, вираженого в серії сферичних гармонік  $S_{l,m}(t)e^{im\varphi}$ . Кожне рівняння можна розбити на нескінченний набір лінійних алгебраїчних рівнянь. Для цього ряд множать на  $S_{l',m'}(t)e^{-im'\varphi}$  і інтегрують від  $t = -1$  до  $1$  і від  $\varphi = 0$  до  $2\pi$ . Далі, застосовуючи ортогональні властивості  $\int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 dt S_{l,m}(t)e^{im\varphi} S_{l',m'}(t)e^{-im'\varphi} = \delta u' \delta_{mm'}$ , тривалі алгебраїчні маніпуляції дають чотири рівняння для кожного базисного режиму з індексами  $l$ ,  $m$ .

Тобто:

$$\begin{aligned}
 & G_{11}^{(l-1)} A_{l-1,m}^{(I)} - G_{12}^{(l+1)} A_{l+1,m}^{(I)} + G_{13}^{(l-1)} B_{l-1,m}^{(I)} - \\
 & - G_{14}^{(l+1)} B_{l+1,m}^{(I)} - m G_{15}^{(l)} C_{lm}^{(I)} - m G_{16}^{(l)} D_{lm}^{(I)} - \\
 & - G_{17}^{(l-1)} A_{l-1,m}^{(II)} + G_{18}^{(l+1)} A_{l+1,m}^{(II)} + m G_{19}^{(l)} C_{lm}^{(II)} = 0,
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

$$\begin{aligned}
 & m G_{21}^{(l)} A_{lm}^{(I)} + m G_{22}^{(l)} B_{l,m}^{(I)} - G_{23}^{(l-1)} C_{l-1,m}^{(I)} + \\
 & + G_{24}^{(l+1)} C_{l+1,m}^{(I)} - G_{25}^{(l-1)} D_{l-1,m}^{(I)} + G_{26}^{(l+1)} D_{l+1,m}^{(I)} - \\
 & - m G_{27}^{(l)} A_{lm}^{(II)} + G_{28}^{(l-1)} C_{l-1,m}^{(II)} - G_{29}^{(l+1)} C_{l+1,m}^{(II)} = 0,
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

$$\begin{aligned}
 & m G_{31}^{(l)} A_{lm}^{(I)} + m G_{32}^{(l)} B_{l,m}^{(I)} + G_{33}^{(l-1)} C_{l-1,m}^{(I)} - \\
 & - G_{34}^{(l+1)} C_{l+1,m}^{(I)} + G_{35}^{(l-1)} D_{l-1,m}^{(I)} - G_{36}^{(l+1)} D_{l+1,m}^{(I)} - \\
 & - m G_{37}^{(l)} A_{lm}^{(II)} - G_{38}^{(l-1)} C_{l-1,m}^{(II)} + G_{39}^{(l+1)} C_{l+1,m}^{(II)} = 0,
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

$$\begin{aligned}
 & G_{41}^{(l-1)} A_{l-1,m}^{(I)} - G_{42}^{(l+1)} A_{l+1,m}^{(I)} + G_{43}^{(l-1)} B_{l-1,m}^{(I)} - \\
 & - G_{44}^{(l+1)} B_{l+1,m}^{(I)} + m G_{45}^{(l)} C_{lm}^{(I)} + m G_{46}^{(l)} D_{lm}^{(I)} - \\
 & - G_{47}^{(l-1)} A_{l-1,m}^{(II)} + G_{48}^{(l+1)} A_{l+1,m}^{(II)} - m G_{49}^{(l)} C_{lm}^{(II)} = 0.
 \end{aligned} \tag{3.10}$$

Зокрема, (3.7), (3.8), (3.9) і (3.10) впливають із безперервності  $E_g^{I,II}$ ,  $E_\varphi^{I,II}$ ,  $H_g^{I,II}$  і  $H_\varphi^{I,II}$  відповідно при  $r = R$ .

Вирази коефіцієнтів  $G$  приведені далі.

Вирази коефіцієнтів  $G_{ij}^{(l)}$ ,  $i=1,...,4$ ,  $j=1,...,9$

$$\begin{aligned}
G_{11}^{(l)} &= G_{33}^{(l)} = W_1 G_{21}^{(l)}, \quad G_{12}^{(l)} = G_{34}^{(l)} = W_2 G_{21}^{(l)}, \\
G_{13}^{(l)} &= G_{35}^{(l)} = W_1 G_{22}^{(l)}, \quad G_{14}^{(l)} = G_{36}^{(l)} = W_2 G_{22}^{(l)}, \\
G_{15}^{(l)} &= \mu_1 j_l(k_1 R), \quad G_{16}^{(l)} = \mu_1 n_l(k_1 R), \\
G_{17}^{(l)} &= G_{38}^{(l)} = W_1 G_{27}^{(l)}, \quad G_{18}^{(l)} = G_{39}^{(l)} = W_2 G_{27}^{(l)}, \\
G_{19}^{(l)} &= \mu_2 j_l(k_2 R), \quad G_{21}^{(l)} = G_{45}^{(l)} = \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} j_l'(k_1 R), \\
G_{22}^{(l)} &= G_{46}^{(l)} = \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} n_l'(k_1 R), \quad G_{23}^{(l)} = W_1 G_{15}^{(l)}, \\
G_{24}^{(l)} &= W_2 G_{15}^{(l)}, \quad G_{25}^{(l)} = W_1 G_{16}^{(l)}, \quad G_{26}^{(l)} = W_2 G_{16}^{(l)}, \\
G_{27}^{(l)} &= G_{49}^{(l)} = \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2} n_l'(k_2 R), \quad G_{28}^{(l)} = W_1 G_{19}^{(l)}, \\
G_{29}^{(l)} &= W_2 G_{19}^{(l)}, \quad G_{31}^{(l)} = \varepsilon_1 j_l(k_1 R), \\
G_{32}^{(l)} &= \varepsilon_1 n_l(k_1 R), \quad G_{37}^{(l)} = \varepsilon_2 j_l(k_2 R), \\
G_{41}^{(l)} &= W_1 G_{31}^{(l)}, \quad G_{42}^{(l)} = W_2 G_{31}^{(l)}, \quad G_{43}^{(l)} = W_1 G_{32}^{(l)}, \\
G_{44}^{(l)} &= W_2 G_{32}^{(l)}, \quad G_{47}^{(l)} = W_1 G_{37}^{(l)}, \quad G_{48}^{(l)} = W_2 G_{37}^{(l)},
\end{aligned} \tag{3.11}$$

де

$$\begin{aligned}
W_1 &= (l-1) \sqrt{\frac{(l+m)(l-m)}{(2l-1)(2l+1)}}, \\
W_1 &= (l+2) \sqrt{\frac{(l+m+1)(l-m+1)}{(2l+1)(2l+3)}}.
\end{aligned} \tag{3.12}$$

З математичної точки зору розкладання (3.1)-(3.2) є нескінченними рядами. Далі припущено, що кількість членів у цих розкладаннях є кінцевою зі значенням  $N$ . Обговорення відповідного значення  $N$  та його впливу на точність обчислень наведено нижче. Отже, набори (3.7)-(3.10) мають  $4N$  рівнянь із  $6N$  невідомими, тобто  $A_{lm}^{(I)}$ ,  $B_{lm}^{(I)}$ ,  $C_{lm}^{(I)}$ ,  $D_{lm}^{(I)}$ ,  $A_{lm}^{(II)}$ ,  $C_{lm}^{(II)}$  — для кожної базисної моди. Отже, щоб отримати правильно визначену систему рівнянь, потрібно вивести ще  $2N$  рівнянь з граничними умовами на поверхні

резонансної структури. Оскільки зовні є ідеальний електричний провідник, необхідне звернення до нуля тангенціальних складових електричного поля  $(E_t^l, E_\varphi^l)$  на генеруючій кривій резонатора  $r = \rho(\vartheta)$ ,  $0 \leq \vartheta \leq \pi$ . Це дає

$$E_t^l(\vartheta) = E_\vartheta^l(\vartheta) \cos \beta + E_r^l(\vartheta) \sin \beta = 0, \quad E_\varphi^l(\vartheta) = 0. \quad (3.13)$$

Рівняння (3.13) представляють зовнішні граничні умови, де  $E_t^l(\vartheta)$  є дотичною (тангенціальною) складовою вздовж генеруючої кривої  $r = \rho(\vartheta)$ , як це зображено на рис. 3.1. Крім того, в (3.13)  $\rho = \rho(\vartheta)$  позначає радіус-вектор точки в межа, а  $\beta$  — кут між нормальним одиничним вектором у цій точці та її радіус-вектором. Щодо рис. 3.1,  $\beta$  визначається як

$$\sin \beta = \rho' / \sqrt{\rho'^2 + \rho^2}, \quad \cos \beta = \frac{\rho}{\sqrt{\rho'^2 + \rho^2}}, \quad \rho' \equiv \frac{\partial \rho}{\partial \vartheta}. \quad (3.14)$$

Підстановка (3.2) в (3.4)-(3.6), а потім в рівняння (3.13), дозволяє розділити рівняння з однаковим азимутальним показником  $m$ . Таким чином, спектр можна вивчати незалежно для кожної азимутальної моди. Така можливість зумовлена осьюовою симетрією резонансної структури [72].

В результаті підстановки рівняння (3.13) дає інтеграли, які неможливо аналітично виразити. Їх числове обчислення стикається зі значними труднощами, оскільки інтегральні вирази є швидко осцилюючими функціями для великих індексів  $l$ ,  $m$ . Таке обчислення потребує спеціальної обробки з використанням алгоритмів чисельного інтегрування [73]. Крім того, на низьких частотах сферичні функції Неймана в інтегральному виразі стають занадто великими, що критично підвищує чутливість до помилок округлення. Щоб зменшити обчислювальні витрати, замість інтеграції запропоновано використовувати наближене розширення на іншій функціональній основі. У цій роботі розкладено граничні умови (3.13) у дискретні ряди Фур'є у вибраних точках, щоб отримати необхідну кількість рівнянь для складання характеристичного визначника проблеми на власні значення.

Запропоновано обрати  $M$  точок на генеруючій кривій порожнини з радіус-вектором  $\rho_q$  і зенітним кутом  $\vartheta_q$ ,  $0 \leq q \leq M-1$ . Спосіб вибору точок — наприклад, рівномірний розподіл кутів, випадковий вибір тощо — впливає на складність обчислення, а не на спектр. У кожній точці виконуються умови  $E_t^1(\vartheta_q) = 0$  і  $E_\varphi^1(\vartheta_q) = 0$ . Отже, для будь-якого набору ваг  $\{\omega_q^{(n)}\}$  рівняння

$$\sum_{q=0}^{M-1} \omega_q^{(n)} E_t^1(\vartheta_q) = 0, \quad \sum_{q=0}^{M-1} \omega_q^{(n)} E_\varphi^1(\vartheta_q) = 0 \quad (3.15)$$

виконуються однаково. Отже, щоб отримати необхідні  $2N$  рівнянь, потрібно лише вибрати  $2N$  лінійно незалежних наборів  $\{\omega_q^{(n)}\}$ ,  $0 \leq n < N$ .

Що стосується кількості точок на генеруючій кривій, то число  $M$  повинно бути достатньо великим, щоб отримати необхідну точність. Якщо  $M = N$  і  $\omega_q^{(n)} = \delta_{nq}$ , цей підхід представляє метод колокації, застосований до проблеми власної частоти [74]. Він забезпечує хорошу обчислювальну продуктивність, але може давати помилкові рішення. Наприклад, для усунення нефізичних рішень для біконічних резонансних структур [67, 68] необхідно докласти особливих зусиль, що вимагають додаткових обчислювальних ресурсів. Ще одним недоліком методу колокації є те, що неможливо самотійно контролювати точність шляхом збільшення кількості точок колокації. Кількість точок повинна дорівнювати числу базисних мод, щоб отримати правильно визначену характеристичну матрицю.

Коли  $M > N$ , описану процедуру за допомогою (3.15) можна розглядати як проекцію рішення на функціональний базис, визначений набором ваг  $\{\omega_q^{(n)}\}$ . Таким чином, головна ідея цього методу полягає в тому, щоб спроектувати розв'язок генеруючої кривої порожнини, визначеної в термінах сферичних гармонік, на іншу більш легку в обчислювальному плані основу. Використано набір точок у процедурі проектування замість числового інтегрування. На відміну від методу колокації, представлена методика не прив'язує кількість точок колокації до кількості невідомих, які

потрібно визначити. У методі колокації, якщо вибирається кількість точок, більша за кількість невідомих, виникає перевизначена матриця, і необхідно застосувати певну техніку підгонки, наприклад метод найменших квадратів. В результаті наближений розв'язок не задовольняє граничним умовам у кожній точці колокації. Навпаки, наш метод передбачає виконання граничних умов у кожній точці на межі ідеального електричного провідника.

У цій роботі використано дискретні ряди Фур'є для отримання наборів вагових коефіцієнтів  $\{\omega_q^{(n)}\}$ . З цією метою розкладено тангенціальні компоненти електричного поля у вибраних точках  $(\rho_q, \vartheta_q)$  — оскільки  $\rho_q$  залежить від  $\vartheta_q$ , лише  $\vartheta_q$  з'являється в наступних рівняннях — у дискретний ряд Фур'є як

$$E_{t,\varphi}^I(\vartheta_q) = \sum_{n=0}^{M-1} a_n e^{in\frac{2\pi q}{M}}, \quad \sum_{q=0}^{M-1} e^{in\frac{2\pi q}{M}} e^{-iv\frac{2\pi q}{M}} = M\delta_{nv}, \quad (3.16)$$

де дискретні коефіцієнти розкладання задані як

$$a_n = \frac{1}{M} \sum_{q=0}^{M-1} E_{t,\varphi}^I(\vartheta_q) e^{-in\frac{2\pi q}{M}}. \quad (3.17)$$

З (3.13) випливає  $a_n = 0$  для всіх  $n = \nu = 0, 1, \dots, M-1$ ,  $E_{t,\varphi}^I(\vartheta_q) = 0$  для всіх  $q = 0, 1, \dots, M-1$ . Порівнюючи (3.17) і (3.15), нарешті отримуємо

$$\omega_q^{(n)} = e^{-in\frac{2\pi q}{M}}. \quad (3.18)$$

Підставляючи (3.4)-(3.6) в (3.13), а потім (3.13) і (3.18) в (3.15), отримано додаткові необхідні рівняння  $2N$ , тобто

$$\sum_{l=|m|}^N \left[ G_{51}^{(l,n)} A_{lm}^{(1)} + G_{52}^{(l,n)} B_{lm}^{(1)} - m G_{53}^{(l,n)} C_{lm}^{(1)} - m G_{54}^{(l,n)} D_{lm}^{(1)} \right] = 0, \quad (3.19)$$

$$\sum_{l=m}^N \left[ mG_{61}^{(l,n)} A_{lm}^{(1)} + mG_{62}^{(l,n)} B_{lm}^{(1)} - G_{63}^{(l,n)} C_{lm}^{(1)} - G_{64}^{(l,n)} D_{lm}^{(1)} \right] = 0, \quad (3.20)$$

при  $0 \leq n < N$ . Вирази коефіцієнтів  $G_{ij}^{(l,n)}$ ,  $i = 5, 6$ ,  $j = 1, 2, 3, 4$  будуть далі

$$\begin{aligned} G_{51}^{(l,n)} &= \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} \sum_{q=0}^{M-1} \omega_q^{(n)} \{ \cos \beta_q j'_l(k_1 \rho_q) Z_q^{(l,m)} \\ &+ l(l+1) \sin \beta_q k_1^{-1} \rho_q^{-1} j_l(k_1 \rho_q) \sqrt{1-t_q^2} S_{l,m}(t_q) \}, \\ G_{52}^{(l,n)} &= \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} \sum_{q=0}^{M-1} \omega_q^{(n)} \{ \cos \beta_q n'_l(k_1 \rho_q) Z_q^{(l,m)} \\ &+ l(l+1) \sin \beta_q k_1^{-1} \rho_q^{-1} n_l(k_1 \rho_q) \sqrt{1-t_q^2} S_{l,m}(t_q) \}, \\ G_{53}^{(l,n)} &= \mu_1 \sum_{q=0}^{M-1} \omega_q^{(n)} \cos \beta_q j_l(k_1 \rho_q) S_{l,m}(t_q), \\ G_{54}^{(l,n)} &= \mu_1 \sum_{q=0}^{M-1} \omega_q^{(n)} \cos \beta_q n_l(k_1 \rho_q) S_{l,m}(t_q), \\ G_{61}^{(l,n)} &= \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} \sum_{q=0}^{M-1} \omega_q^{(n)} j'_l(k_1 \rho_q) S_{l,m}(t_q), \\ G_{62}^{(l,n)} &= \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} \sum_{q=0}^{M-1} \omega_q^{(n)} n'_l(k_1 \rho_q) S_{l,m}(t_q), \\ G_{63}^{(l,n)} &= \mu_1 \sum_{q=0}^{M-1} \omega_q^{(n)} j_l(k_1 \rho_q) Z_q^{(l,m)}, \\ G_{64}^{(l,n)} &= \mu_1 \sum_{q=0}^{M-1} \omega_q^{(n)} n_l(k_1 \rho_q) Z_q^{(l,m)}, \end{aligned} \quad (3.21)$$

де

$$Z_q^{(l,m)} = \frac{\partial}{\partial t} S_{l,m}(t_q). \quad (3.22)$$

Набори (3.7)-(3.10) і (3.19)-(3.20) становлять однорідну систему з  $6N$  лінійних алгебраїчних рівнянь для кожного вибраного індексу  $m$ . Характеристична матриця  $A$  цієї системи має вигляд

$$A = \begin{pmatrix} G_{11} & mG_{12} \\ mG_{21} & G_{22} \end{pmatrix}, \quad (3.23)$$

де  $G_{11}$ ,  $G_{12}$ ,  $G_{21}$  і  $G_{22}$  — підматриці розміром  $3N \times 3N$ . Коли  $m=0$ , корені  $\det(G_{11})=0$  і  $\det(G_{22})=0$  визначають власні частоти мод ТМ і ТЕ відповідно. Якщо  $m \neq 0$ , поділ на власні моди ТЕ і ТМ може відбутися для особливих випадків, наприклад для сферичних форм без або з концентричною вставкою. У загальному випадку власні моди резонатора у формі тіла обертання є гібридними.

### 3.4 Власні частоти аксіально-симетричних резонаторних структур

Моделювання з метою розрахунку резонансних частот власних мод і електромагнітних полів виконано за допомогою комерційного програмного забезпечення HFSS (High Frequency Structure Simulator).

HFSS — це стандартизований у промисловості інструмент для моделювання тривимірних електромагнітних полів та антен. Технологія HFSS дозволяє виконувати розрахунок електричних і магнітних полів, струмів, S-параметрів, випромінювань полів в ближній і дальній зоні. Процес виконання розрахунку повністю автоматизований, користувачеві необхідно всього лише визначити геометричні параметри, властивості матеріалів і бажаний результат. HFSS автоматично побудує точну сіткову модель, відповідно конкретному випадку, для вирішення задачі за допомогою методу скінченних елементів. У технології HFSS фізика визначає параметри сіткової моделі, а не навпаки. Переваги імітації високочастотної поведінки схеми з високою точністю на комп'ютері зменшують остаточне тестування системи, а також пом'якшують необхідність створення дорогих прототипів. HFSS фіксує та моделює об'єкти в 3D, враховуючи склад матеріалів і форми/геометрію кожного об'єкта. HFSS є одним із кількох комерційних інструментів, які використовуються для розробки антен і складних радіочастотних елементів схеми (фільтри, лінії передачі та упаковку).

Перевірено методика граничних умов в локальних точках (МЛТ) з порівнянням з іншими встановленими методами для однорідних резонансних структур різної форми тіла обертання, а також із резонансними структурами, що містять внутрішнє сферичне діелектричне включення. Ілюстрація повного набору резонансних структур зображена на рис. 3.2. Порівняно з методами збудження форми (МЗФ) та сфероїдальної власної частоти (МСВЧ) для витягнутих/сплюснутих сфероїдальних резонансних структур із малим співвідношенням радіусів пів-осей. Порівняно з точним формулюванням для циліндричних резонансних структур і з HFSS для сфероїдальних резонансних структур з великим співвідношенням радіусів пів-осей, а також у формі стадіону. Порівняно конфігурації з концентричними/ексцентричними сферичними діелектричними включеннями, і перевірено розроблений метод порівняно з аналітичним методом і HFSS. Визначено збіжність, обчислювальну продуктивність і стабільність. У всіх прикладах  $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ .

Вибір форми резонансних структур зображених на рис. 3.2 пояснюється наступними принципами: 1) спрощення розрахунку за рахунок осьової симетрії, що зменшує розмірність задачі (з 3D до 2D), яку розв'язано для кожного азимутального коливання окремо; 2) рівень кривизни огибаючої лінії зовнішньої границі структури має задавати рівень складності задачі розрахунку досліджуваним методом; 3) нерівності огибаючої лінії зовнішньої границі структури повинні бути плавними для уникнення безкінечностей (розривів) в операціях визначення похідних. Для дослідження спектру резонансної структури залежно від спотворення форми кривої зовнішньої границі тіла обертання, в окремих точках якої вони були задовільнені необхідно максимально спростити задачу розрахунку звичайних повних внутрішніх граничних умов на межі двох діелектриків. Для цього задано, що центр резонансної структури в формі тіла обертання є центром діелектричного включення. Так як кількість точок граничних умов залежать від радіус-вектору відносно точки відліку, що виходить з центру і структури і включення, то найкращим варіантом є включення сферичної форми.

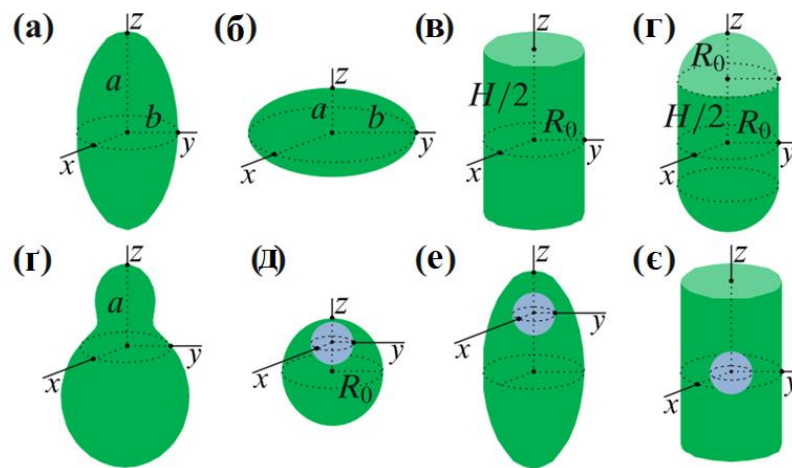


Рисунок 3.2 – Ідеально електропровідний резонатор з формою тіла обертання: Рівномірні резонансні структури; (а) витягнутий сфероїд; (б) сплющений сфероїд; (в) циліндричні; (г) стадіонної форми; (г) асиметричної форми пісочного годинника. (д)-(є) Резонансні структури зі сферичними діелектричними включеннями радіусом  $R$ ; ексцентрична відстань між центром сферичного включення та центром резонансної структури ПЕК  $d$ , див. також рис. 3.1; (д) ексцентричний сферично-сферичний; (е) ексцентричний витягнутий сфероїдально-кулястий; (є) концентричний циліндрично-сферичний. Геометричні параметри для (е) і (є) однакові з (а) і (в), відповідно

Показано здатність методу граничних умов в локальних точках точно обчислювати власні частоти  $f$  для однорідних порожнин зі збуреною формою. Це показано в таблиці 3.1, де підтверджено методику граничних умов в локальних точках для випадку витягнутої сфероїдальної порожнини — див. рис. 3.2(а) — з великою напіввіссю  $a=10$  мм і дуже малим співвідношенням сторін  $a/b=1.0000222$ , де  $b$  – мала напіввісь. Методика граничних умов в локальних точках порівнюється з методом збурення форми [62], з методом замкнутої форми [64] та з методом сфероїдальної власної частоти [64]. Зокрема, метод збурення форми використовує асимптотичне розширення, яке дає  $f$  для сфероїдальних порожнин із малим співвідношенням сторін. Метод закритої форми (ЗФ) також використовує асимптотичне розширення для  $f$  для сфероїдальних порожнин із малим

співвідношенням сторін, але воно обмежене лише порядком мод  $m=0$ . Нарешті, сферичний метод власної частоти дає  $f$  на основі сфероїдальних власних функцій. Оскільки моди в сфероїдальних порожнинах є гібридними, перші характеризуються в таблиці 3.1 як квазі-ТЕ і квазі-ТМ через мале значення співвідношення сторін. У таблиці 3.1 також зображено індекси мод  $m$ ,  $l$ ,  $s$ , отримані методом збурення форми. Щоб показати точність, зображено сім значущих цифр для  $f$ . Очевидно, що методика граничних умов в локальних точках чудово узгоджується з методом збурення форми, а також з методом закритої форми для всіх значущих цифр. Крім того, метод сфероїдальної власної частоти підтвердив перевірку. У таблиці 3.1 також приведені результати HFSS. Очевидно, хоча HFSS слідує іншим чотирьом методам, його точність є грубою. Це очікувано, оскільки HFSS є розв'язувачем загального призначення і не може конкурувати зі спеціалізованими методами з точки зору точності у випадку, коли використовується дуже малі значення співвідношення сторін. У таблиці 3.2 розширено наведене вище дослідження для сплющеної сфероїдальної порожнини — див. рис. 3.2(б) — з великою напіввіссю  $b=10$  мм і тим самим дуже малим співвідношенням сторін  $b/a=1.0000222$ , де  $a$  — мала напіввісь. Узгодженість між методом граничних умов в локальних точках та методом збурення форми/методом замкнутої форми/сфероїдальної власної частоти є відмінним для обох режимів сімейства, таким чином додатково встановлюючи точність нашого чисельного підходу для порожнин із збуренням форми. У таблицях 3.1-3.2 також приведені результати розрахунку власних частот за допомогою комерційного програмного пакету HFSS, який не може конкурувати в точності з іншими чотирьома методами.

Таблиця 3.1 – Рівномірна витягнута сфероїдальна порожнина:  
 $a/b = 1.0000222$ ,  $a=10$  мм,  $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$

№	$m$	$l$	$s$	МЛТ $f$ (ГГц)	МЗФ $f$ (ГГц)	ЗФ $f$ (ГГц)	МСВЧ $f$ (ГГц)	HFSS $f$ (ГГц)
квазі-TE								
1	1	1	1	21.43989	21.43989	—	21.43980	21.45409
2	0	1	1	21.43999	21.43999	21.43999	21.43999	21.45436
3	0	2	1	27.49980	27.49980	27.49980	27.49980	27.51771
4	1	2	1	27.49983	27.49983	—	27.49974	27.51810
5	2	2	1	27.49992	27.49992	—	27.49998	27.51873
квазі-TM								
1	1	1	1	13.09133	13.09133	—	13.09131	13.09945
2	0	1	1	13.09145	13.09145	13.09145	13.09145	13.09980
3	0	2	1	18.46650	18.46650	18.46650	18.46651	18.47835
4	1	2	1	18.46651	18.46651	—	18.46646	18.47867
5	2	2	1	18.46653	18.46653	—	18.46664	18.47948

Таблиця 3.2 – Рівномірна сплюснута сфероїдальна порожнина:  
 $b/a = 1.0000222$ ,  $b=10$  мм,  $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$

№	$m$	$l$	$s$	МЛТ $f$ (ГГц)	МЗФ $f$ (ГГц)	ЗФ $f$ (ГГц)	МСВЧ $f$ (ГГц)	HFSS $f$ (ГГц)
квазі-TE								
1	0	1	1	21.43923	21.43923	21.43923	21.43923	21.45399
2	1	1	1	21.43932	21.43932	—	21.43942	21.45426
3	2	2	1	27.49899	27.49899	—	27.49893	27.51759
4	1	2	1	27.49907	27.49907	—	27.49916	27.51796
5	0	2	1	27.49910	27.49910	27.49910	27.49910	27.51861
квазі-TM								
1	0	1	1	13.09090	13.09090	13.09090	13.09090	13.09943
2	1	1	1	13.09102	13.09102	—	13.09104	13.09978
3	2	2	1	18.46596	18.46596	—	18.46585	18.47823
4	1	2	1	18.46598	18.46598	—	18.46603	18.47855
5	0	2	1	18.46598	18.46598	18.46598	18.46598	18.47932

Наступний приклад стосується сфероїдальних порожнин з немалим співвідношенням сторін. Перевірка методу граничних умов в локальних точках наведена в таблиці 3.3, де розглядаються форми витягнутого та сплющеного типу з використанням співвідношення сторін, що дорівнює 5. У цьому випадку метод збурення форми та метод закритої форми не можна використовувати для порівняння, оскільки співвідношення сторін не мала, і сфероїдальна поверхня не може розглядатися як збурення форми кулі. З цієї причини порівняно методика граничних умов в локальних точках з розв'язувачем власних мод HFSS на основі методу скінченних елементів. У таблиці 3.3 зображено перші п'ять послідовних власних частот  $f$ . HFSS дотримується методу граничних умов в локальних точках з узгодженням до 4-х знаків. Тут також зауважимо, що  $f$  є виродженими відносно знака  $m$ .

Таблиця 3.3 – Рівномірна сфероїдальна порожнина:  $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$

№	Витягнута: $a=40$ мм, $b=8$ мм				Сплюснута: $a=8$ мм, $b=40$ мм			
	$m$	$s$	МЛТ $f$ (ГГц)	HFSS $f$ (ГГц)	$m$	$s$	МЛТ $f$ (ГГц)	HFSS $f$ (ГГц)
1	$\pm 1$	1	11.64703	11.65360	0	1	3.39349	3.41477
2	$\pm 1$	2	12.92039	12.92707	$\pm 1$	1	5.09595	5.08922
3	$\pm 1$	3	14.25051	14.25722	$\pm 2$	1	6.66332	6.63768
4	0	1	14.91339	14.92226	0	2	7.06672	7.03336
5	$\pm 1$	4	15.63175	15.63855	$\pm 3$	1	8.16089	8.13265

У таблиці 3.4 використано циліндричні порожнини — див. рис. 3.2(в) — з радіусом  $R_0$  і висотою  $H$ . Розглянуто два сценарії з  $H=10$  мм і  $H=40$  мм. Ця задача може бути розв’язана аналітично за допомогою методу розділення змінних (МРЗ). Слід зазначити, що для позначення  $f$  використовуються три індекси  $m$ ,  $n$ ,  $p$  [59]. Методика граничних умов в локальних точках базується на сферичних координатах. У таблиці 3.4 надано індекси моди  $m$ ,  $s$ , де  $s$  є порядком кореня для даного  $m$ , отримані методом граничних умов в локальних точках. Дійсність методу граничних умов в локальних точках встановлюється при погодженні до семи значущих цифр.

Таблиця 3.4 – Рівномірна циліндрична порожнина:  $R_0=10$  мм,  $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$

№	$H=10$ мм					$H=40$ мм				
	$m$	$s$	Мо- да	МЛТ $f$ (ГГц)	МРЗ $f$ (ГГц)	$m$	$s$	Мо- да	МЛТ $f$ (ГГц)	МРЗ $f$ (ГГц)
1	0	1	TM	11.47425	11.47461	$\pm 1$	1	TE	9.55081	9.55088
2	$\pm 1$	1	TE	17.37422	17.37426	0	1	TM	11.47425	11.47461
3	$\pm 1$	2	TM	18.28239	18.28239	$\pm 1$	2	TE	11.54760	11.54766
4	0	2	TM	18.87716	18.87738	0	2	TM	12.07069	12.07103
5	$\pm 2$	1	TE	20.90588	20.90575	0	3	TM	13.70513	13.70543

Наступний приклад рівномірних установок стосується порожнини у формі стадіону — циліндра радіуса  $R_0$  і висоти  $H$  з напівсферичними кришками радіуса  $R_0$  — див. рис. 3.2(г). Цей випадок можна розглядати як деформацію в кришках циліндричної порожнини, яка не є плоскою. Додано два тести з  $H=1$  мм і  $H=10$  мм. Перші п'ять послідовних власних частот  $f$  приведені в таблиці 3.5, де методика граничних умов в локальних точках порівнюється з HFSS. Як видно, угода досягає чотирьох значущих цифр.

Таблиця 3.5 – Рівномірна стадіонна порожнина:  $R_0=10$  мм,  $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$

№	$H=1$ мм				$H=10$ мм			
	$m$	$s$	МЛТ $f$ (ГГц)	HFSS $f$ (ГГц)	$m$	$s$	МЛТ $f$ (ГГц)	HFSS $f$ (ГГц)
1	$\pm 1$	1	12.70076	12.70381	$\pm 1$	1	10.66074	10.66607
2	0	1	12.94671	12.94747	0	1	12.23247	12.23799
3	0	2	17.91473	17.91732	$\pm 1$	2	14.53435	14.50331
4	$\pm 1$	2	18.04553	18.04679	0	2	14.81442	14.81306
5	$\pm 2$	1	18.04805	18.04917	$\pm 2$	1	16.03173	16.03437

Останній приклад однорідних установок стосується порожнини у формі пісочного годинника, яка є асиметричною щодо площини  $z=0$  — див. рис. 3.2(г). Твірна крива  $\rho(\vartheta) = a[2 - \cos \vartheta + \delta \cos(2\vartheta)]/2$ ,  $0 \leq \vartheta \leq \pi$ , з  $a=10$  мм. Вивчено дві різні конфігурації, а саме одну з  $\delta=1$  і одну з  $\delta=0.8$ . Значення  $\delta=1$  точно відповідає формі, зображеній на рис. 3.2(г). При  $\delta=0.8$  відстань відкриття на шийці порожнини збільшується. Перші п'ять послідовних власних частот  $f$  приведені в таблиці 3.6, де МЛТ порівнюється з HFSS. Очевидно, що угода досягає шести значущих цифр, показуючи, що МЛТ може підтримувати асиметричні конфігурації. Зображення власного поля також можна реконструювати за допомогою МЛТ.

На рис. 3.3 нанесено графік  $|E|/\max\{|E|\}$ , тобто нормалізовану величину повного електричного поля  $E$ , на площині  $xz$  всередині однорідної асиметричної порожнини у формі пісочного годинника. Зокрема, зображено перші дві моди прикладу  $\delta=1$  таблиці 3.6 з власними частотами 12.84756 ГГц і 13.64117 ГГц.

Таблиця 3.6 – Рівномірна асиметрична порожнина у формі пісочного годинника:  $a=10$  мм,  $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$

№	$\delta=1$				$\delta=0.8$			
	$m$	$s$	МЛТ $f$ (ГГц)	HFSS $f$ (ГГц)	$m$	$s$	МЛТ $f$ (ГГц)	HFSS $f$ (ГГц)
1	$\pm 1$	1	12.84756	12.84202	$\pm 1$	1	12.76402	12.76779
2	0	1	13.64117	13.64110	0	1	13.61972	13.61893
3	$\pm 1$	2	17.70142	17.69944	$\pm 1$	2	17.48807	17.48534
4	$\pm 1$	3	18.68385	18.68266	$\pm 1$	3	18.63599	18.64137
5	0	2	18.69149	18.69234	0	2	18.70033	18.70555

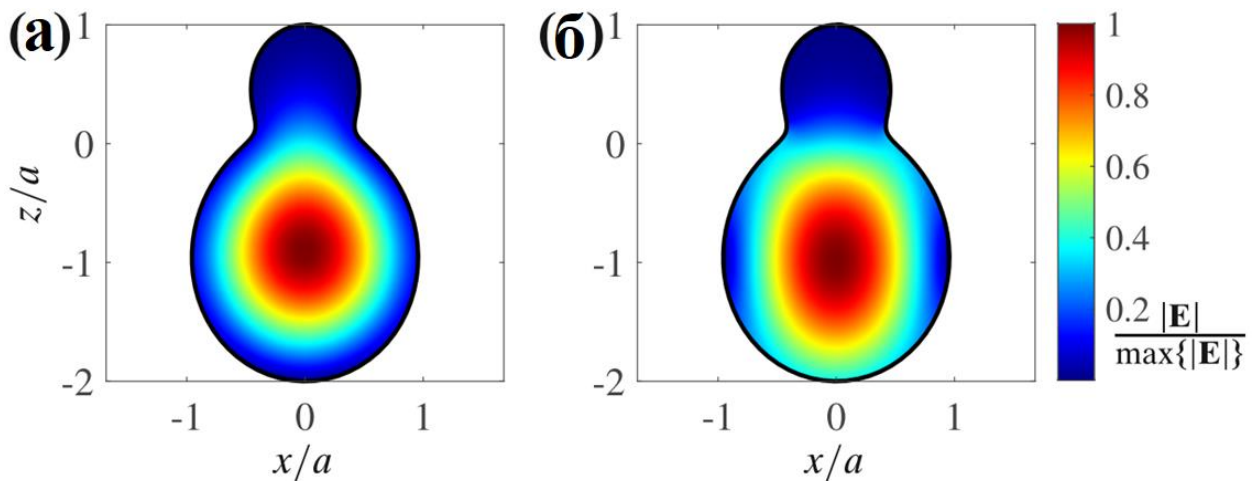


Рисунок 3.3 – Нормоване власне поле  $|E|$  за допомогою комерційного пакета HFSS для порожнини у формі пісочного годинника Таблиці 3.8 з  $\delta=1$ . (а) 1-ша мода з  $f=12.84756$  ГГц; (б) 2-а мода з  $f=13.64117$  ГГц

Нарешті, на рис. 3.4 побудовано графік абсолютної різниці  $|f_{МЛТ} - f_*|$  для перших п'яти власних частот трьох однорідних резонаторів на рис. 3.2(в)-(г), де  $f_{МЛТ}$  і  $f_*$  є власними частотами, отриманими від МЛТ і МРЗ/HFSS відповідно, як наведено в таблицях 3.4-3.6. Для конкретних прикладів, показаних на рис. 3.4,  $|f_{МЛТ} - f_*|$  нижче рівня  $10^{-2}$  ГГц, за винятком значення № 3 для прикладу стадіоподібної порожнини  $H=10$  мм; це значення трохи більше  $10^{-2}$  ГГц. Низький  $|f_{МЛТ} - f_*|$  значення вказують на те, що результати між МЛТ і МРЗ/HFSS узгоджуються з достатньою точністю.

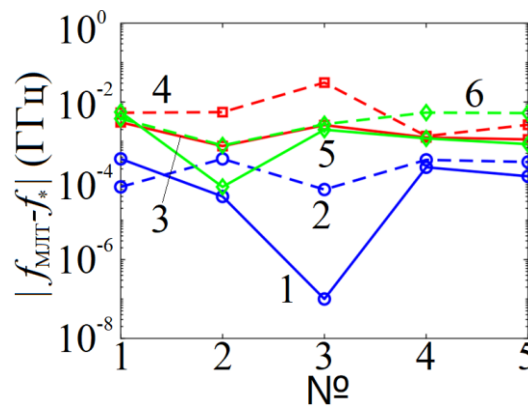


Рисунок 3.4 –  $|f_{МЛТ} - f_*|$  для перших п'яти  $f$ . Сині кола/лінії: циліндрична порожнина таблиці 3.4; 1) синя суцільна лінія: приклад  $H=10$  мм; 2) синя пунктирна лінія: приклад  $H=40$  мм. Червоні квадрати/лінії: стадіоподібна порожнина таблиці 3.5; 3) червона суцільна лінія: приклад  $H=1$  мм; 4) червона пунктирна лінія: приклад  $H=10$  мм. Зелені ромби/лінії: порожнина у формі пісочного годинника таблиці 3.6; 5) зелена суцільна лінія: приклад  $\delta=1$ ; 6) зелена пунктирна лінія: приклад  $\delta=0.8$

### 3.5 Власні частоти аксіально-симетричних резонаторних структур зі сферичною неоднорідністю

У таблиці 3.7 розглянуто ексцентричну сферично-сферичну резонансну структуру, де центр сферичного включення не збігається з центром сферичної порожнини — див. рис. 3.2(д). Тут радіус  $R$  внутрішнього діелектричного включення дорівнює  $R = 0.1R_0$ , де дорівнює  $R_0$  — радіус сфери ідеального електричного провідника. Центр сфери ідеального електричного провідника знаходиться на відстані  $d = 0.1R_0$  відносно початку координат  $O$ , де останнє збігається з центром внутрішньої сфери — див. також рис. 3.5. Тут слід зазначити, що методика граничних умов в локальних точках (МЛТ) не вимагає явних визначень  $R_0$  і  $d$ , оскільки вони включені в генеруючу криву  $r = \rho(\vartheta)$ . Щоб бути конкретним, спочатку визначено відстань  $L$  на осі  $z$  як  $L = \rho(0) + \rho(\pi)$ . Центр сферичної порожнини знаходиться в середині  $L$ . Відстань  $d$  отримується як  $d = L/2 - \rho(0) = [\rho(\pi) - \rho(0)]/2$ , і, нарешті,  $R_0 = d + \rho(0)$ . Оскільки  $R$  мале відносно  $R_0$ , можна порівняти методика граничних умов в локальних точках (МЛТ) з методом збудження форми (МЗФ) [66]. У таблиці 3.7 розглянуто як квазі-ТЕ, так і квазі-ТМ моди та зображено перші п'ять послідовних  $f$  разом з індексами моди  $m$ ,  $l$ ,  $s$ , отриманими за допомогою методу збудження форми. Узгодженість для мод квазі-ТЕ досягає п'яти значущих цифр, тоді як для мод квазі-ТМ — від трьох до чотирьох значущих знаків.

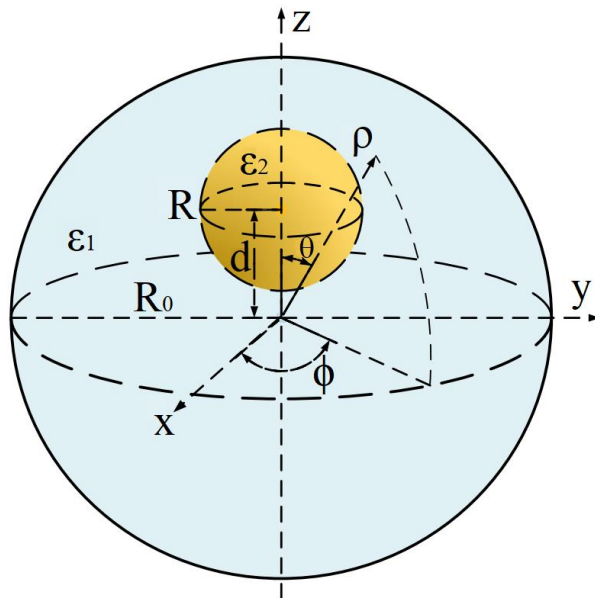


Рисунок 3.5 – Ідеально електропровідний резонатор з формою тіла  
обертання: ексцентричний сферично-сферичний

Таблиця 3.7 – Ексцентрична сферично-сферичний резонатор:  $R_0=10$   
мм,  $R / R_0=0.1$ ,  $d / R_0=0.1$ ,  $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_2 = 4\varepsilon_0$

№	квазі-ТЕ					квазі-ТМ				
	$m$	$l$	$s$	МЛТ $f$ (ГГц)	МЗФ $f$ (ГГц)	$m$	$l$	$s$	МЛТ $f$ (ГГц)	МЗФ $f$ (ГГц)
1	$\pm 1$	1	1	21.42615	21.43217	0	1	1	13.05192	13.03908
2	0	1	1	21.43350	21.43398	$\pm 1$	1	1	13.05249	13.03928
3	0	2	1	27.49774	27.49683	0	2	1	18.46157	18.46286
4	$\pm 2$	2	1	27.49903	27.49702	$\pm 1$	2	1	18.46253	18.46305
5	$\pm 1$	2	1	27.49741	27.49712	$\pm 2$	2	1	18.46525	18.46377

У прикладі таблиці 3.7 радіус  $R$  внутрішньої сфери залишається малим відносно  $R_0$ . Далі показано, що методика граничних умов в локальних точках може забезпечити точні результати за межами цієї межі, а також для не малого  $d / R_0=0.5$ .

У таблиці 3.8 обчислено фундаментальне  $f$ , зберігаючи фіксованими геометричні параметри на рис. 3.2(д), за винятком співвідношення  $R / R_0$ , яке поступово збільшено від  $R / R_0 = 0.05$  до  $R / R_0 = 0.4$ . Очевидно, що метод збудження форми [66] не може бути застосований, тому що вищезгадане обмеження  $R \ll R_0$  не виконується. З цієї причини використано HFSS. Узгодженість між методом локальних точок (МЛТ) і HFSS досягає чотирьох значущих знаків — рядків № 1, 2 і 4 у таблиці 3.8 — таким чином демонструючи здатність методу локальних точок розв’язувати задачі, які не можуть бути охоплені аналітичним методом збудження форми.

Таблиця 3.8 – Фундаментальні власні частоти ексцентричного сферично-сферичного резонатору:  $R_0 = 40$  мм,  $d / R_0 = 0.5$ ,  $\varepsilon_1 = 2.54\varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_2 = 4\varepsilon_0$

№	$R / R_0$	$m$	$s$	МЛТ $f$ (ГГц)	HFSS $f$ (ГГц)
1	0.05	0	1	2.05336	2.05368
2	0.1	0	1	2.05218	2.05251
3	0.2	0	1	2.04290	2.04324
4	0.3	0	1	2.01904	2.01939
5	0.4	0	1	1.97783	1.97817

Наступний приклад стосується концентричної/ексцентричної витягнутої сфероїдально-сферичної порожнини — див. рис. 3.2(е). У верхній частині таблиці 3.9 зображено результати для концентричного випадку, коли центр  $O$  включення співпадає з центром сфероїда, —  $d / a = 0$  — для двох різних пропорцій  $1/0.75 \approx 1.333$  і 2, утримуючи фіксоване співвідношення  $R / a = 0.2$ .

Таблиця 3.9 – Концентрична/екцентрична витягнута сфероїдально-сферична порожнина:  $a=10$  мм,  $\varepsilon_1 = 2\varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_2 = 4\varepsilon_0$

№	$m$	$s$	МЛТ $f$ (ГГц)	HFSS $f$ (ГГц)	$m$	$s$	МЛТ $f$ (ГГц)	HFSS $f$ (ГГц)
$d/a=0, R/a=0.2$								
	$a/b=1/0.75$					$a/b=2$		
1	$\pm 1$	1	10.75545	10.76443	$\pm 1$	1	14.10576	14.12142
2	0	1	11.85038	11.86183	0	1	16.71231	16.73600
3	$\pm 1$	2	15.16256	15.17183	$\pm 1$	2	18.66627	18.67305
4	0	2	15.79732	15.81151	0	2	21.17692	21.19989
5	$\pm 2$	1	16.14605	16.15912	$\pm 2$	1	22.48372	22.51162
$d/a=0.25, R/a=0.2$								
	$a/b=1/0.75$					$a/b=2$		
1	$\pm 1$	1	10.79146	10.80024	$\pm 1$	1	14.21187	14.22856
2	0	1	11.88144	11.89271	0	1	16.84833	16.87267
3	$\pm 1$	2	15.02269	15.03240	$\pm 1$	2	18.30184	18.31773
4	0	2	15.67671	15.69114	0	2	20.81513	20.84093
5	$\pm 2$	1	16.15530	16.16825	$\pm 2$	1	22.55712	22.58478
$d/a=0.25, a/b=2$								
	$R/a=0.15$					$R/a=0.3$		
1	$\pm 1$	1	14.49708	14.51322	$\pm 1$	1	13.29076	13.30752
2	0	1	17.30908	17.33334	0	1	15.61830	15.64072
3	$\pm 1$	2	18.53750	18.55462	$\pm 1$	2	17.70064	17.70272
4	0	2	21.06243	21.08816	0	2	20.15715	20.18413
5	$\pm 2$	1	22.70558	22.73451	$\pm 2$	1	21.53606	21.56501

Тут слід зазначити, що МЛТ не вимагає явних визначень  $a$  і  $d$ , оскільки вони включені в генеруючу криву  $r = \rho(\vartheta)$ . Те саме, що й для

сферично-сферичної порожнини, тобто  $d = [\rho(\pi) - \rho(0)]/2$  та  $a = d + \rho(0)$ . Методика граничних умов в локальних точках (МЛТ) і HFSS добре узгоджуються один з одним. У середній частині таблиці 3.9 розглядається ексцентричний випадок, де центр сфероїда розташований на  $d/a=0.25$  відносно  $O$ , тоді як співвідношення сторін і  $R/a$  залишаються незмінними. Очевидно, що обидва методи дають дуже близькі результати, що додатково підтверджує правильність розрахунків. Нарешті, нижня частина таблиці 3.9 описує ексцентричний випадок  $d/a=0.25$  із фіксованим співвідношенням сторін, що дорівнює 2, для двох різних розмірів сферичного включення, а саме  $R/a=0.15$  і  $R/a=0.3$ . Навіть для випадку великої сфери —  $R/a=0.3$  — згода може досягати чотирьох значущих цифр — рядок № 3 у нижній/правій частині таблиці 3.9.

На рис. 3.6 графічно зображено  $|E|/\max\{|E|\}$  всередині витягнутої сфероїдально-сферичної порожнини, дослідженої в таблиці 3.9. Зокрема, зображено перші дві моди прикладу середньої частини таблиці 3.9 з  $a/b=1/0.75$  на власних частотах 10.79146 ГГц і 11.88144 ГГц.

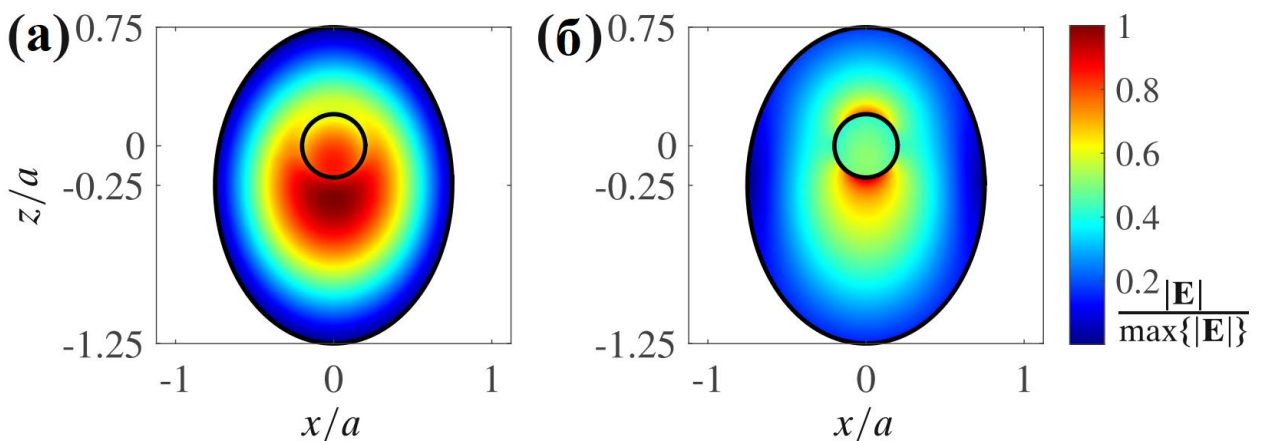


Рисунок 3.6 – Нормоване власне поле  $|E|$  за допомогою комерційного пакета HFSS для витягнутої сфероїдально-сферичної порожнини середньої частини прикладу Таблиці 3.9 з  $a/b=1/0.75$ . (а) 1-а мода з  $f=10.79146$  ГГц; (б) 2-а мода з  $f=11.88144$  ГГц

Останній приклад для порожнин з діелектричним включенням включає концентричну циліндрично-сферичну порожнину — див. рис. 3.2(є). Зокрема, розглядається сферичний зразок діелектрика, розміщений у центрі заповненої повітрям циліндричної порожнини. Досліджено два сценарії: зразок без втрат із  $\varepsilon_2 = 4\varepsilon_0$  та зразок із втратами, який має  $\varepsilon_2 = 4(1 + i \tan \delta) \varepsilon_0$ , де  $\tan \delta = 0.1$  — тангенс втрат. Результати наведено в таблиці 3.10/ліва частина та в таблиці 3.10/права частина для випадку без втрат та випадку з втратами відповідно. Для сценарію з втратами збіг між методом граничних умов в локальних точках та HFSS становить до чотирьох значущих цифр. Коли зразок стає втраченим, власні частоти  $f$  є комплексними.  $\text{Re}\{f\}$  представляє природне значення власної частоти, а  $-2\text{Im}\{f\}$  визначає ширину лінії резонансу. У таблиці 3.10/права частина обчислено комплекс  $f$  за допомогою методу граничних умов в локальних точках та порівняно їх з відповідними з HFSS. Зокрема, зображено комплексно спряжені значення з HFSS, оскільки останній використовує залежність від часу  $\exp(+i\omega t)$ , тоді як методика граничних умов в локальних точках використовує  $\exp(-i\omega t)$ . Порівняно з випадком без втрат,  $\text{Re}\{f\}$  зберігає своє значення, але тепер вводиться уявна частина, яка має тенденцію бути більшою для режимів вищого порядку порівняно з режимами нижчого порядку. Узгодженість між методом граничних умов в локальних точках та HFSS становить до п'яти значущих цифр для дійсної частини та до чотирьох значущих цифр для уявної частини. Ці розрахунки показують здатність методу граничних умов в локальних точках точно отримувати спектр власних частот також для випадків із втратами.

Таблиця 3.10 – Концентрична циліндрично-сферична резонансна структура:  $R_0=10$  мм,  $H=20$  мм,  $R=5$  мм,  $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$

№	$H=1$ мм				$H=10$ мм			
	$m$	$s$	МЛТ $f$ (ГГц)	HFSS $f$ (ГГц)	$m$	$s$	МЛТ $f$ (ГГц)	HFSS $f$ (ГГц)
1	$\pm 1$	1	9.55237	9.55822	$\pm 1$	1	9.55274-i0.10982	9.55198-i0.10985
2	0	1	9.63076	9.63879	0	1	9.63211-i0.10395	9.63304-i0.10414
3	0	2	13.09180	13.09907	0	2	13.09954-i0.02750	13.09798-i0.02860
4	$\pm 1$	2	13.76285	13.77401	$\pm 1$	2	13.76996-i0.31641	13.77375-i0.31674
5	0	3	14.10362	14.11750	0	3	14.11432-i0.34826	14.11491-i0.34863

### 3.6 Конвергенція методу граничних умов у локальних точках

Конвергенція методу граничних умов в локальних точках продемонстрована в таблиці 3.11 для рівномірної витягнутої сфероїдальної структури з таблиці 3.3 з  $a=40$  мм і  $b=8$  мм.  $\rho_q = ab(b^2 + t_q^2 \delta)^{-1/2}$ ,  $t_q = \cos \vartheta_q$ ,  $q=0,1,...,M-1$ , де  $\delta = a^2 - b^2$ . Рівномірно розподілені кути  $\vartheta_q = \pi q / (M-1)$ . Обчислено власні частоти залежно від зростаючої  $N$ .

Таблиця 3.11 – Залежність точності від кількості мод  $N$  для рівномірної витягнутої сфероїдальної структури:  $a=40$  мм,  $b=8$  мм,  $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$ ,  $M=64$ .

№	$m$	$s$	HFSS $f$ (ГГц)	МЛТ $f$ (ГГц)				
				$N=3$	$N=7$	$N=11$	$N=15$	$N=19$
1	$\pm 1$	1	11.65360	11.62116	11.64699	11.64703	11.64703	11.64703
2	$\pm 1$	2	12.92707	—	12.92008	12.92038	12.92039	12.92039
3	$\pm 1$	3	14.25722	14.55335	14.21658	14.24975	14.25051	14.25051
4	0	1	14.92226	14.87173	14.91327	14.91339	14.91339	14.91339
5	$\pm 1$	4	15.63855	—	15.61405	15.62985	15.63175	15.63175

Згідно з даними, чисельна збіжність для основної частоти  $f = 11.64703$  ГГц отримана з відносно невеликою кількістю базисних мод  $N = 11$ , що є показником високої обчислювальної ефективності запропонованого підходу. Для  $f$  вищого порядку  $N = 15$  достатньо для чисельної збіжності —  $N = 15$  і  $N = 19$  дають однаковий результат для всіх  $f$ , таким чином досягається чисельна збіжність.

Крім того, у таблиці 3.12 перевірено, як точність МЛТ залежить від розподілу точок і кількості точок  $M$  на генеруючій кривій порожнини для тієї самої порожнини, розглянутої в таблиці 3.11. З цією метою розглянуто три розподіли точок: точки на основі рівномірно розподілених кутів  $\vartheta_q = \pi q / (M - 1)$ , як використано вище з  $t_q = \cos \vartheta_q$ , точки, отримані безпосередньо з рівномірно розподілених  $t_q = 2q / (M - 1) - 1$ , і нерегулярний розподіл, де  $t_q = 2P_q - 1$ , де  $P_q$  є  $q$ -м членом псевдовипадкової послідовності; всі числа  $P_q$  рівномірно розподілені на інтервалі  $[0, 1]$ . Для кожного розподілу поступово збільшено  $M$  і обчислено перші п'ять послідовних власних частот. Як очевидно, рівновіддалені кути  $\vartheta_q$  забезпечують найкращу конвергенцію для всіх п'яти власних частот, тоді як рівновіддалені  $t_q$  та нерегулярний розподіл вимагають збільшення  $M$  для досягнення конвергенції до всіх семи значущих цифр для п'ятої власної частоти. Хоча Таблиця 3.12 передбачає, що  $M \approx N$  дає достатню точність для перших п'яти власних частот, розширені розрахунки показують, що  $M \approx 3N$  є оптимальним значенням, яке забезпечує достатню точність для великої кількості власних частот вищого порядку з помірним обчислювальним навантаженням. Загалом наше дослідження показує, що спосіб розподілу точок суттєво не впливає на чисельну збіжність.

Таблиця 3.12 – Залежність точності від рівномірного (I) і нерівномірного (II) розподілу та кількості точок  $M$  для рівномірної витягнутої сфероїдальної порожнини:  $a=40$  мм,  $b=8$  мм,  $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$ ,  $N=15$

№	$m$	$s$	HFSS $f$ (ГГц)	Розподіл точок	МЛТ, $f$ (ГГц)		
					$M=16$	$M=32$	$M=64$
1	$\pm 1$	1	11.65360	I, $\mathcal{G}_q$	11.64703	11.64703	11.64703
				I, $t_q$	11.64707	11.64703	11.64703
				II	11.62807	11.64703	11.64703
2	$\pm 1$	2	12.92707	I, $\mathcal{G}_q$	12.92039	12.92039	12.92039
				I, $t_q$	12.92038	12.92039	12.92039
				II	12.94056	12.92039	12.92039
3	$\pm 1$	3	14.25722	I, $\mathcal{G}_q$	14.25051	14.25051	14.25051
				I, $t_q$	14.25048	14.25051	14.25051
				II	14.27294	14.25051	14.25051
4	0	1	14.92226	I, $\mathcal{G}_q$	14.91339	14.91339	14.91339
				I, $t_q$	14.91339	14.91339	14.91339
				II	14.91493	14.91339	14.91339
5	$\pm 1$	4	15.63855	I, $\mathcal{G}_q$	15.63178	15.63175	15.63175
				I, $t_q$	15.63183	15.63184	15.63180
				II	15.55643	15.63180	15.63178

### 3.7 Обчислювальна ефективність та стабільність

Коду метода потрібно менше ніж 5 с, щоб обчислити всі перші п'ять власних частот для рівномірних порожнин, які описані в Таблицях 4.1-4.5. Крім того, для його виконання потрібно менше 10 МБ оперативної пам'яті. Ці характеристики отримано з використанням  $N=21$  і  $M=64$  у методі граничних умов в локальних точках. Для порожнин зі сферичними діелектричними включеннями процесорний час становить 30 с, а код споживає 20 МБ оперативної пам'яті. HFSS вимагає приблизно 4000 с часу та 27 ГБ пам'яті для обчислення відповідних власних частот для однорідних порожнин. Ці числа отримані шляхом ініціалізації вирішувача власних мод методу скінченних елементів з використанням базисних функцій другого порядку та відхилення поверхні сітки  $10^{-4}$  см для забезпечення прийнятної точності в комерційному програмному забезпеченні. Коли симулюються порожнини з діелектричними включеннями, продуктивність HFSS стає нижчою як у часі процесора, так і в оперативної пам'яті. Це порівняння доводить ефективність запропонованого методу як щодо часу онлайн-виконання, так і щодо споживання пам'яті.

Далі стійкість алгоритму перевіряється емпірично шляхом вивчення ансамблю однорідних сферичних порожнин із флуктууючою поверхнею. Зокрема, флуктуації імітують помилки округлення та інші чисельні ефекти комп'ютерного моделювання. Якщо алгоритм дає регулярні результати — тобто безперервну залежність власних частот від параметрів геометрії — у випадку флуктуацій високої амплітуди, це свідчить про чисельну стабільність у звичайних обчисленнях. З цією метою розглянуто радіус-вектор кожної точки на кривій, що утворює порожнину, як  $\rho_q = R_0 + (\delta R) X_q$ ,  $q=0,1,\dots,M-1$ , де  $R_0$  — усереднений радіус порожнини,  $X_q$  — випадкова величина, рівномірно розподілена в інтервалі  $[-1, 1]$ ,  $\delta R$  — амплітуда флуктуації радіус-вектора.  $\delta R$  має бути набагато більшим за машинний

епсилон, щоб гарантувати, що введена флуктуація буде більшою за шум. Згенеровано десять випадкових послідовностей  $(X_q)_j$ ,  $j=1,2,\dots,10$ , щоб побудувати десять сферичних порожнин з різними флуктуаційними поверхнями. Для кожного резонатора  $j$  обчислено власні частоти  $(f_p)_j$ , де  $p$  позначає порядковий номер власної частоти, тобто  $p=1$  означає першу (або основну) власну частоту,  $p=2$  — другу власну частоту, тощо. Для кожного  $p$  обчислено усереднену власну частоту  $f_p$  для всіх 10 резонаторів, що мають флуктуючу поверхню. На рис. 3.7 зображено зміну  $f_p$  порівняно з відповідними власними  $f_{0p}$  ідеального сферичного резонатора радіуса  $R_0$ .

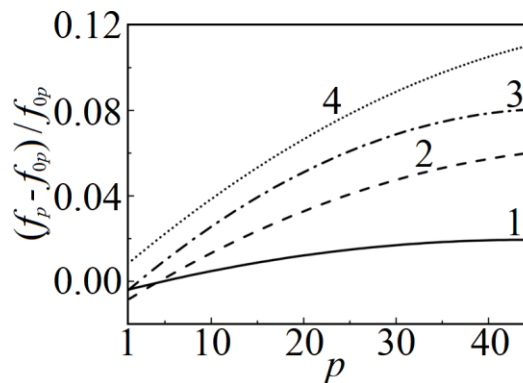


Рисунок 3.7 – Усереднений по ансамблю спектр однорідної сферичної порожнини для різних амплітуд флуктуацій  $\delta R$ : 1) суцільна крива з  $\delta R=0.01$ ; 2) штрихована крива з  $\delta R=0.05$ ; 3) штрих-пунктирна крива з  $\delta R=0.08$ ; 4) пунктирна крива з  $\delta R=0.1$ .

Рис. 3.7 показує вплив флуктуацій форми на спектр однорідного тіла. Зокрема, зсув спектра — зі збільшенням  $\delta R$  — закономірно залежить від флуктуації амплітуди. Це вказує на відсутність обчислювальних нестабільностей. Крім того, відносна зміна власних частот вищого порядку, коли  $\delta R$  збільшується, є більшою порівняно з відносною зміною для частот нижчого порядку. Для фіксованого  $p=40$  відносна зміна — абсолютна різниця між суцільною та пунктирною кривою — становить приблизно 8%. Для  $p=1$  він становить менше 2%.

### Висновки до розділу 3

1. Розроблено нову теоретико-розрахункову методику, яка дозволяє розв'язати електродинамічну задачу для об'ємних аксіально-симетричних резонансних структур з довільно розташованим включенням.

2. Новизною розробленої методики є задоволення граничних умов для безперервності тангенціальних компонентів електромагнітного поля, що виконано тільки в окремих точках. Зазвичай використовуються граничні умови на внутрішній межі розділу.

3. Таке задоволення умов вдалось тому, що було використано дискретне перетворення Фур'є, а також осьову симетрію, що зменшує розмірність задачі (з 3D до 2D), яку розв'язано для кожного азимутального коливання окремо.

4. Визначено методику таким чином, що число точок на гранці розділу середовищ не пов'язане жорстко з іншими параметрами і може бути використане для досягнення потрібної точності.

5. Методика не вимагає точного обчислення інтегралів.

6. Методика граничних умов в локальних точках не обмежується такими випадками, як невеликі за розміром включення по відношенню до розміру порожнини або невелике зміщення включень відносно до центру.

7. Методика застосовується до резонаторів з гладкими поверхнями.

8. Методика має набагато кращу обчислювальну продуктивність (у 10 разів) для розрахунку спектру порівняно з HFSS.

9. Різниця резонансних частот між результатами нашої методики та результатами чисельного моделювання приблизно дорівнює 0.6%.

10. Виявлено гібридні моди для випадку з ексцентричною вставкою.

11. Запропонована методика може представляти інтерес для прикладних розрахунків характеристик діелектричних матеріалів.

## РОЗДІЛ 4

### ВПЛИВ ВИПАДКОВИХ МЕТАЛЕВИХ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ НА ЧАСТОТНИЙ СПЕКТР ЦИЛІНДРИЧНОГО РЕЗОНАТОРА

#### 4.1 Постановка задачі

У цьому розділі буде досліджено розповсюдження хвиль в композитних резонансних мікрохвильових структурах. Оцінено їх розподіл міжчастотних інтервалів в резонансних структурах з випадковими неоднорідностями. Матеріали розділу 4 опубліковані в роботах [127, 128].

#### 4.2 Параметри моделі

Дослідження хвильового хаосу відбувається в умовах резонансних систем більярдного типу. Резонансна система більярдного типу — це динамічна система, в якій частинка (напрямок розповсюдження електромагнітної хвилі) чергується між вільним рухом (зазвичай прямолінійним і неповторюваний) і дзеркальним відбиттям від зовнішньої границі. Коли частинка зіштовхується з границею, вона відбивається від неї без втрати швидкості (тобто пружне зіткнення). Область в середині границі може мати форму, відмінну від прямокутної, і навіть бути багатовимірною.

Рух частинки в більярді є прямолінійним, з постійною енергією. Усі відбиття є дзеркальними: кут падіння дорівнює куту відбиття. Послідовність відображень описується картою, яка повністю характеризує рух частинки.

Резонансна система більярдного типу охоплює всю складність гамільтонових систем, від інтегрованості до хаотичного руху, без труднощів

інтегрування рівнянь руху. Класична більярдна система двомірної еліптичної форми – інтегрована. Також до класичних резонансних систем більярдного типу належить стадіон. Тобто для дослідження хвильового хаосу в більярдних структурах резонансні системи повинні бути закритими і мати таке спотворення, що ускладнить розрахунок динамічних характеристик системи, що змінюються випадковим чином, тобто створить нестійкість стосовно початкових умов. Найбільш проста двомірна структура – коло. Для спрощення рішення електродинамічної задачі розрахунку спектру обрана тривимірна форма яку легше всього перетворити на двовимірну – сімейство паралельних прямих що проходять вздовж направляючих кол – циліндр. Але при русі частинки (хвилі) в області обмеженій колом можливі повторення траєкторії, тобто відсутні умови виникнення хвильового хаосу через стійкість стосовно початкових умов. Тому необхідно реалізувати спотворення у вигляді неоднорідностей з розмірами співрозмірними з довжиною хвилі, що розповсюджується. Для найефективнішого відбиття електромагнітних хвиль зовнішня границя досліджуваної резонансної структури має межувати з металом (найкраще з ідеальною провідністю).

Тому досліджено металеву (алюмінієву) циліндричну НВЧ резонансну структуру із випадковими неоднорідностями. Діапазон робочих частот з середньою частотою 30 ГГц. Всі довжини розглянуто як відношення до середньої довжини хвилі ( $\lambda_0 = 10$  мм) цієї частоти. Неоднорідності, які вставлені всередину металевого резонатора, – металеві (латунні) стрижні. Діаметр стрижнів становить 8 мм, таким чином, нормований діаметр стрижнів становить  $0.8 \lambda_0$ .

Висота порожнини  $1.4 \lambda_0$ , діаметр  $13.0 \lambda_0$ . Товщина стінки резонатора  $1.0 \lambda_0$ . Збудження структури здійснюється через дифракційний отвір у бічній стінці резонатора. Отвір діаметром  $0.2 \lambda_0$  знаходиться в мідній діафрагмі товщиною  $0.03 \lambda_0$ . Діафрагма розташована у прямокутному перерізі

хвилеводу збудження. НВЧ сигнал проходить через такий же отвір-діафрагму на протилежному боці резонатора (рис. 4.1).

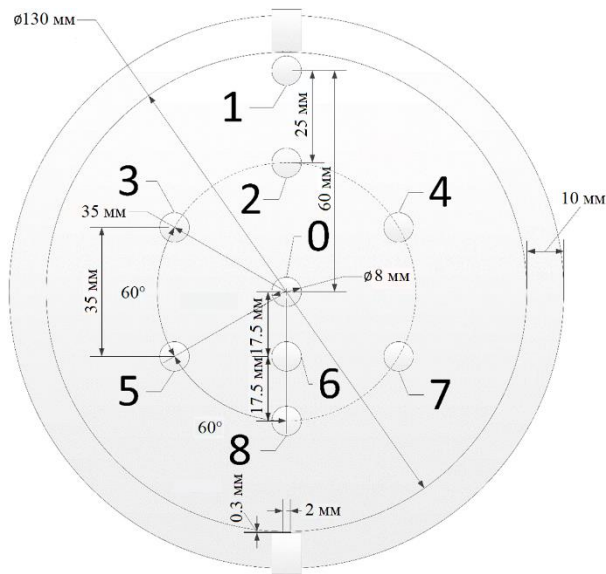


Рисунок 4.1 – Схема вигляду зверху з розмірами змодельованої резонансної системи з усіма доступними стрижнями

В якості джерела електромагнітних коливань використовувався вимірювач коефіцієнта стоячої хвилі Р2-65. На рис. 4.2 показана структурна схема експериментальної установки.

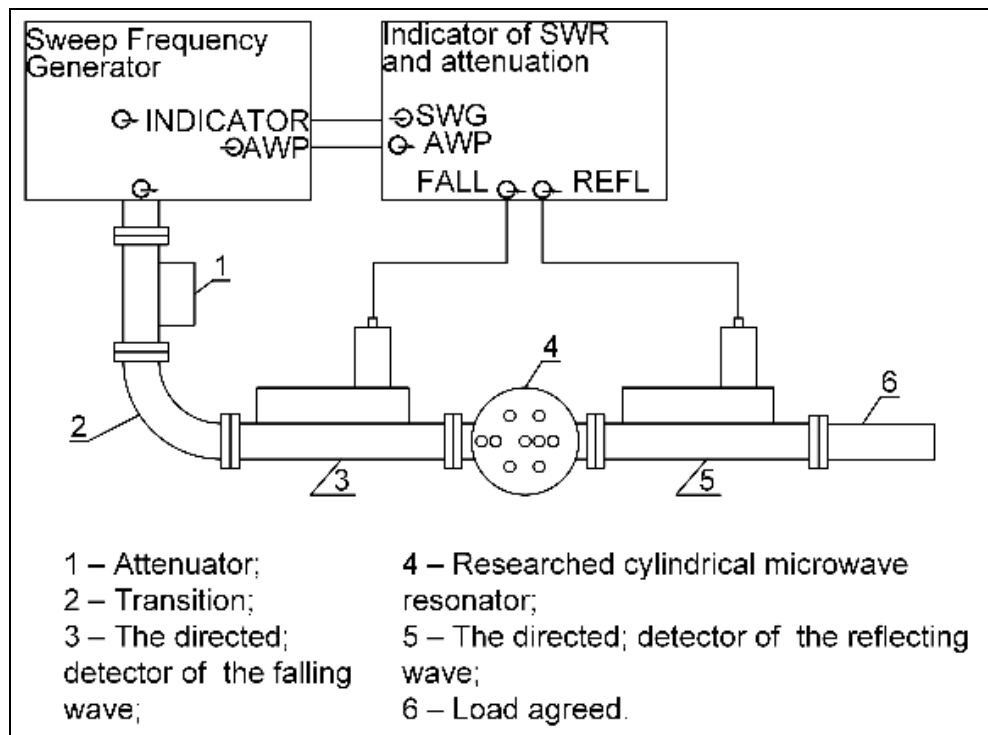


Рисунок 4.2 – Структурна схема експериментальної установки

### 4.3 Частотний спектр циліндричного резонатора з випадковими металевими неоднорідностями (моделювання)

Методом чисельного моделювання в COMSOL отримані спектри (рис. 4.3-4.4) однорідного циліндричного резонатора, циліндричного резонатора з симетрично розташованими відносно центральної осі неоднорідностями номер 2-5 та 7-8, а також циліндричного резонатора з асиметрією в розташуванні відносно його осі неоднорідностей номер 2-8 (номери неоднорідностей див. на рис. 4.1). Модель резонатора зі стрижнями в COMSOL має ті ж параметри, що і циліндричний резонатор.

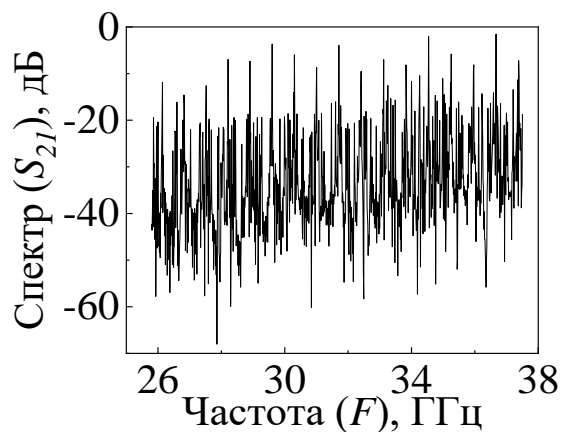


Рисунок 4.3 – Частотний спектр однорідної мікрохвильової циліндричної резонансної структури

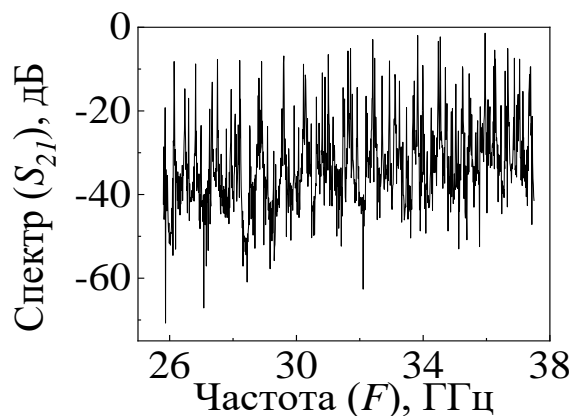


Рисунок 4.4 – Частотний спектр мікрохвильової циліндричної резонансної структури з симетрично розташованими неоднорідностями номер 2-5 та 7-8

Використано наступні налаштування моделі: (1) Замість повітря використовується ідеальний вакуум (діелектрична та магнітна проникність дорівнює 1, тангенс кута діелектричних втрат – 0); (2) Ідеальні електропровідні граничні умови (РЕС) використовується на межі розділу ідеального вакууму та зовнішнього середовища (повздовжня компонента електричного поля – 0); (3) розмір елементів розрахункової ґратки об'ємної моделі – нормальний (1-16 мм); (4) стандартний хвилевідний прямокутний порт горизонтального розташування з налаштованим вертикально вектором електричної напруженості (перпендикулярно широкій стінці).

#### 4.4 Частотний спектр циліндричного резонатора з випадковими металевими неоднорідностями (фізичний експеримент)

Методом фізичного експерименту отримані спектри (рис. 4.5-4.7) однорідного циліндричного резонатора, циліндричного резонатора з симетрично розташованими відносно центральної осі неоднорідностями номер 2-5 та 7-8, а також циліндричного резонатора з асиметрією в розташуванні відносно його осі неоднорідностей номер 2-8 (номери неоднорідностей див. на рис. 4.1).

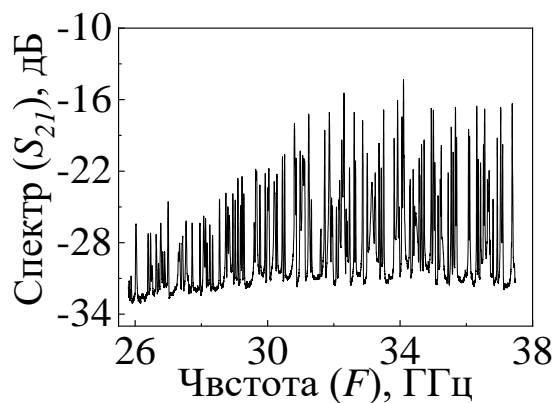


Рисунок 4.5 – Експериментальний частотний спектр однорідної мікрохвильової циліндричної резонансної структури

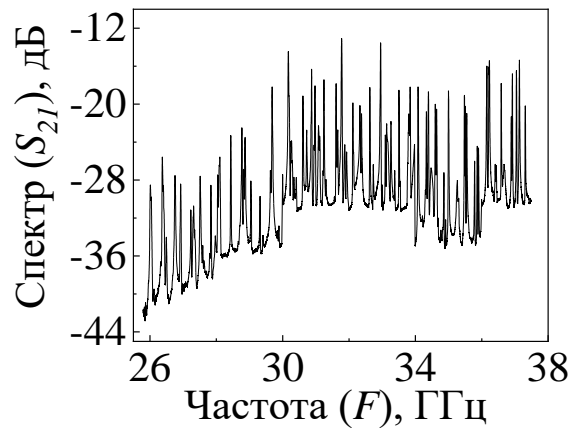


Рисунок 4.6 – Експериментальний частотний спектр мікрохвильової циліндричної резонансної структури з симетрично розташованими неоднорідностями номер 2-5 та 7-8

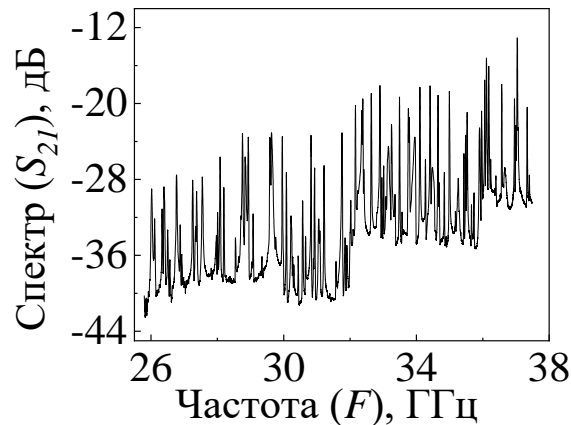


Рисунок 4.7 – Експериментальний частотний спектр мікрохвильової циліндричної резонансної структури з асиметрично розташованими неоднорідностями номер 2-8

Так як спектр досліджуваної резонансної структури дуже густий та виглядає однаково, то важливо мати зручний інструмент статистичного аналізу. Як було написано в розділі 1, зсув резонансних частот спектру є основною ознакою хвильового хаосу та складається з регулярної та випадкової компонент, співвідношення яких є мірою цієї основної ознаки хвильового хаосу. Для визначення співвідношення між регулярною і випадковою компонентами спектра прийнято проводити порівняння експериментального розподілення імовірності міжчастотних інтервалів з різноманітними теоретичними моделями – функціями розподілення

імовірності міжчастотних інтервалів  $P(S)$ , де  $s = (f_n - f_{n-1})\rho(f_n)$ ,  $f_n$  – частота резонансної лінії;  $\rho(f_n)$  – щільність частотного спектра. До числа відомих моделей належить функція розподілення Пуассона, яка описує повністю регулярний рух (має місце періодичність траєкторій), якщо положення резонансних ліній незалежне

$$p(k) = \frac{\Gamma([k+1], \lambda)}{[k]!} = e^{-\lambda} \sum_{j=0}^{[k]} \frac{\lambda^j}{j!} = Q([k+1], \lambda), \quad (4.1)$$

де  $k > 0$  – це ціла частина дійсного числа;  $\Gamma$  – це неповна гамма функція;  $Q$  – це регуляризована гамма-функція.

Функція розподілення Вігнера описує граничний випадок повністю стохастичного руху. Визначною ознакою стохастичного руху є нестійкість, яка виявляється у експоненціальному розходженні траєкторій

$$P(x, p) = \frac{1}{\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dy \psi'(x+y) \psi(x-y) e^{2ipy}, \quad (4.2)$$

де  $\psi$  – це хвильова функція;  $x$  і  $p$  – це набір сполучених узагальнених координат та імпульсів;  $\hbar$  – це зведена стала Планка.

Розподілення Броді використовується для проміжного випадку, якщо є регулярна і випадкова компоненти спектра [129, 130]

$$P(s) = b(1+q)s^q e^{-bs^{q+1}}, \quad b = \left[ \Gamma\left(\frac{2+q}{1+q}\right) \right]^{q+1}, \quad (4.3)$$

де  $s$  – це різниця сусідніх енергетичних рівнів спектру на сильно флуктуючому частотному інтервалі;  $q$  – це параметр, який має вимірювати відштовхування (рівень розподілу).

Розподілення Беррі-Робника використовується, якщо міра стохастичності є відносно малою [131]

$$P(s) = \frac{1}{2} \pi \rho^2 s e^{-\frac{1}{4} \pi \rho^2 s^2}, \quad (4.4)$$

де  $\rho = \sum_{i=1}^N \rho_i$  – це рівень щільності;  $N$  – це сума незалежних внесків.

Для більш точної відповідності функції на малих інтервалах Наримановим і Подольським була знайдена уточнююча функція [132, 133]

$$P(s) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{4\nu}{4\pi\nu^2 + s^2}, \quad (4.5)$$

де  $\nu = V^2 / |E_R - E_C|$  – це масштаб енергії спектру;  $V^2$  – це елемент матриці взаємодії.

Слід відмітити, що дані функції розподілення в граничних випадках (регулярний або стохастичний рух) переходять у розподілення Пуассона ( $q=0$ ) або Вігнера ( $q=1$ ). Резонансні частоти були обрані в якості максимумів отриманої кривої спектру. На основі цього переліку мод розраховано розподіл імовірностей міжчастотних інтервалів.

#### 4.5 Аналіз розподілення імовірності міжчастотних інтервалів

Далі приведені результати чисельного розрахунку розподілення імовірності міжчастотних інтервалів на основі даних, отриманих з експерименту та моделювання. На рис. 4.8 показані розподіли для однорідного резонатора, а на рис. 4.9 – для резонатора з симетричними відносно центральної осі стрижнями з номерами: 2-4, 5-8.

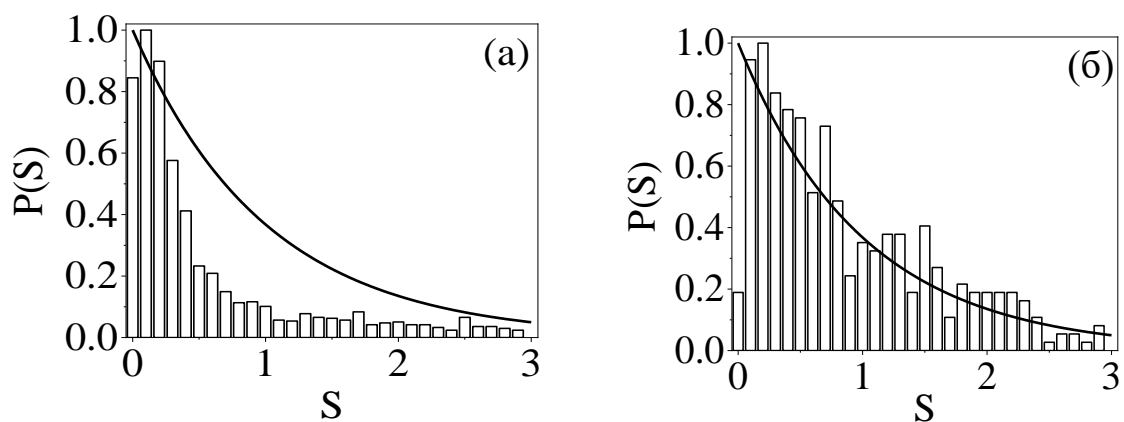


Рисунок 4.8 – Розподілення імовірності міжчастотних інтервалів для однорідного резонатора: (а) моделювання; (б) експеримент

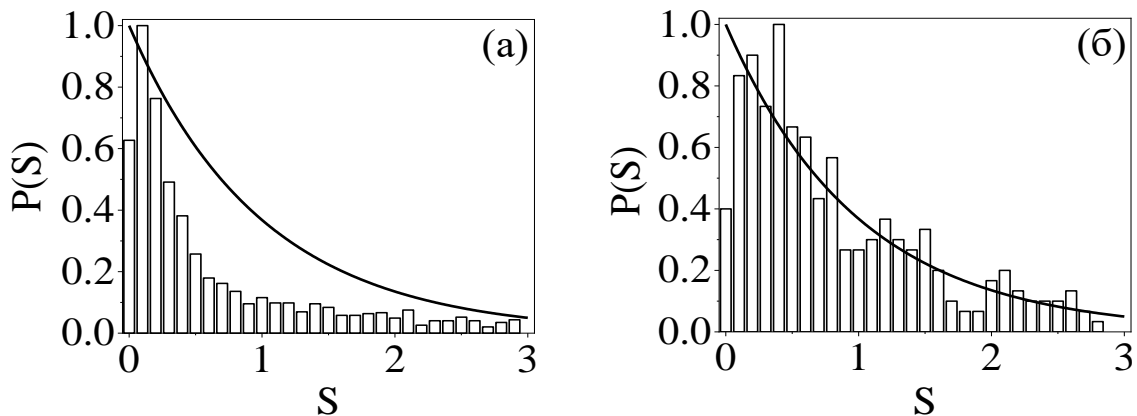


Рисунок 4.9 – Розподілення імовірності міжчастотних інтервалів для резонатора з симетричними стрижнями номер 2-5 та 7-8: (а) моделювання; (б) експеримент

Як видно з цього розподілення, характеристика у випадку (а) (моделювання) (рис. 4.8) відповідає апроксимації з розподіленням Пуассона. Подібне наближення Пуассона можна знайти у випадку (б) (експеримент), однак максимум спостерігається пізніше, оскільки реальний резонатор має втрати на мікрохвилях, а резонанс має ненульову ширину.

У випадку симетричного розташування стрижнів (рис. 4.9) отримано аналогічне розподілення з розподіленням Пуассона, як і у випадку однорідного резонатора. Тоді симетричне розташування стрижнів майже не змінює розподілення імовірності міжчастотних інтервалів у резонаторі з такими неоднорідностями.

На рис. 4.10 приведено розподілення для експерименту резонатора з асиметричним розташуванням стрижнів.

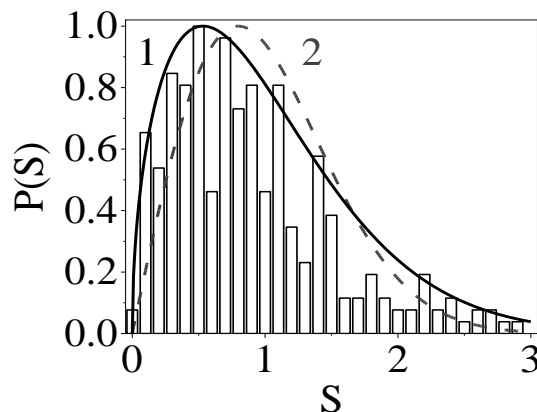


Рисунок 4.10 – Розподілення імовірності міжчастотних інтервалів для резонатора з асиметричним стрижнем номер 5: 1 – поточне розподілення; 2 – розподілення Вігнера

Можна відзначити, що зі збільшенням асиметрії розташування стрижнів ознаки хвильового хаосу стають більшими і наближається до розподілення Вігнера.

#### 4.6 Вплив неоднорідностей на розподіл напруженості електричного поля

Рис. 4.11 демонструє основні перші дві моди, які можна знайти у цьому резонаторі.

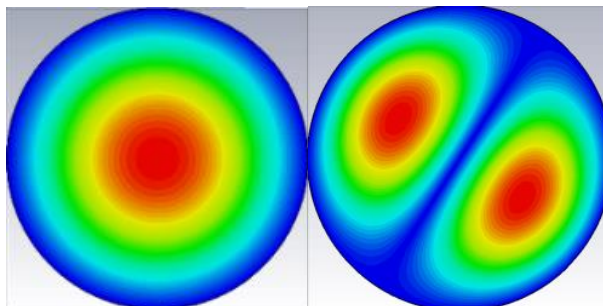


Рисунок 4.11 – Розподіл поперечного перерізу електричного поля 1-ї (1.76 ГГц, лівий графік) та 2-ї (2.81 ГГц, правий графік) мод для однорідного резонатора

Для 1-ї моди зі збільшенням відстані від центру резонатора до центру неоднорідності стрижня (переміщенням однієї неоднорідності по радіусу до стінки) максимальне значення електричного поля та магнітного поля мають один максимум. Максимум амплітуди кожного поля досягається при розташуванні стрижня трохи менше середини радіусу. Це положення стрижня по-різному для електричного поля і магнітного поля. Причина різниці в максимумах інтенсивності полягає в тому, що вектори електричного поля перпендикулярні, а магнітного поля вздовж розповсюдження. Якщо неоднорідність рухається від центру до стінки порожнини, то довжина хвилі збільшується. Для 2-ї моди максимум електричного поля і максимум магнітного поля вищий, коли момент захоплення максимуму електричного поля настає на протилежному боці поверхні стрижня. З появою стрижня частота всієї моди різко зростає, але частота зростає по-різному залежно від розташування стрижня. Максимальна частота моди досягається при розташуванні стрижня у центрі максимуму моди.

Описані залежності зображені на рис. 4.12.

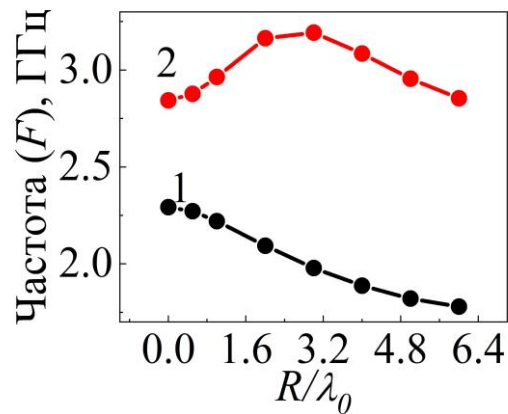


Рисунок 4.12 – Залежність частоти мод від нормованого зсуву  $R/\lambda_0$  на відстань між центром резонатора і центром стрижня: 1 – 1 мода, 2 – 2 мода

Ми поставили за мету простежити залежність розподілу та параметрів поля зі збільшенням кількості стрижнів (0, 1, 3, 6, 7) на одній радіальній відстані від центру (рис. 4.13-4.14).

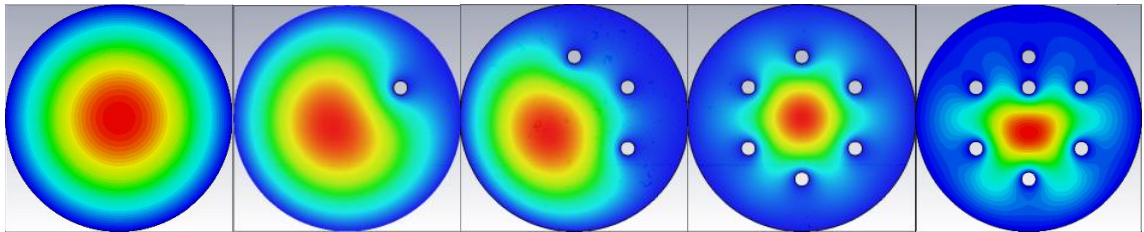


Рисунок 4.13 – Електричні поля 1-ї моди з різною кількістю стрижнів

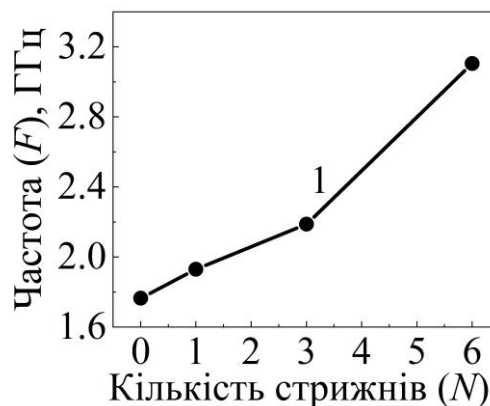


Рисунок 4.14 – Залежність частоти 1-ї моди від кількості стрижнів  $N$

На рис. 4.13 показано розподіл електричних полів для першої моди, а на рис. 4.15 показано розподіл електричних полів для четвертої моди у

моделі резонатора. За результатами виявлено наступні особливості формування електромагнітного поля в об'ємі резонатора. Максимум поля першої моди наближається до центру об'єму резонатора, а резонансна частота зростає зі збільшенням кількості стрижнів. Для 1-ї моди резонансної структури без стрижнів резонансна частота становить 1.7647 ГГц, а для 1-ї моди резонансної структури з 7 стрижнями резонансна частота становить 3.5225 ГГц. Тобто частота зростає на 1.7577 ГГц. Це можна описати наступним чином. Об'єм електромагнітного поля зменшується зі збільшенням кількості стрижнів. Електромагнітне поле інших мод розташоване між стрижнями.

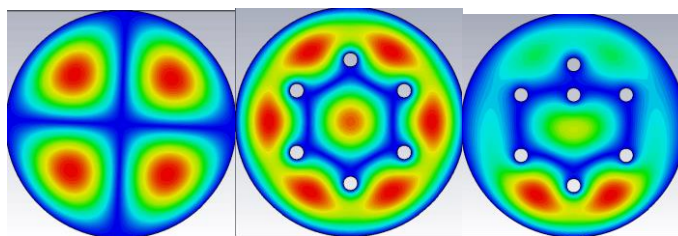


Рисунок 4.15 – Розподіл перерізу електричного поля 4-ї моди відповідно для випадків: однорідний (лівий графік), з 6 симетричними стрижнями (центральний графік) і з 7 асиметричними стрижнями (правий графік)

Резонансна частота та максимум електричного поля стають вищими зі збільшенням кількості стрижнів. Магнітне поле має максимум, коли в резонаторі 3 стрижні розташовані максимально асиметрично відносно центральної осі циліндра (з одного боку).

Коли замінено резонатор з шістьма стрижнями на однорідний резонатор, то помічено, що гіпотетичною причиною явища часткового руйнування моди (мода не зникає, а змінюється до невпізнанності) є стан, коли якась пара гібридних мод перемежовується з іншою.

Наступною залежністю є залежність електричних полів 1-ї моди від відстані від 6 стрижнів до центру (Рис. 4.16-4.17).

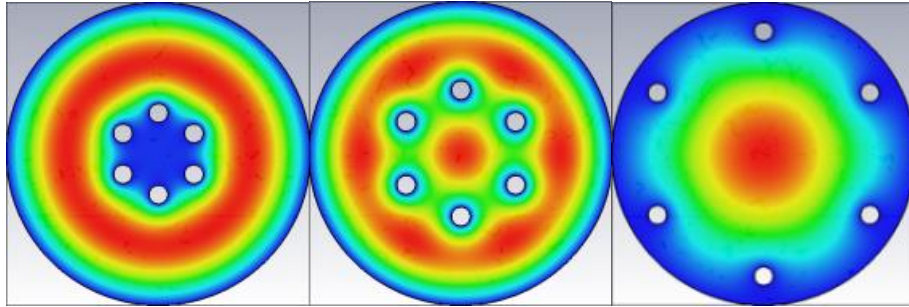


Рисунок 4.16 – Електричні поля 1-ї моди з різною відстанню від 6 стрижнів до центру

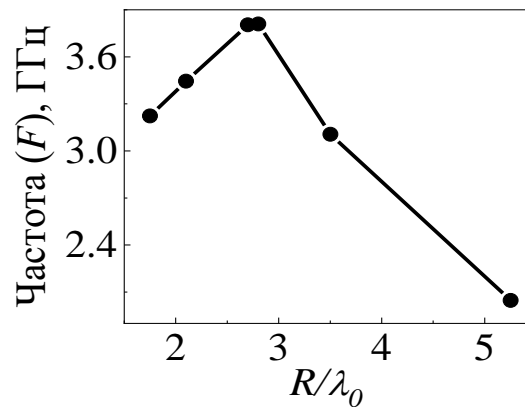


Рисунок 4.17 – Залежність частоти 1-ї моди від нормованого зсуву  $R/\lambda_0$  на відстань між шістьма стрижнями та центром

Кожен із характерних максимумів електричного поля та магнітного поля має два максимуми, з яких другий максимум вищий. Максимум частоти розташований у центральній точці між цими двома максимумами.

Якщо форма циліндра наближається до форми двовимірного кола, ідеальний набір полів мод містить рівний радіальний індекс двох полів мод з перпендикулярним розташуванням максимумів при постійному азимутальному індексі. Зі збільшенням висоти об'ємного циліндричного резонатора з'являються моди з тим же азимутальним і радіальним індексом. Відмінність цих мод від основних полягає в різному положенні максимуму електричних полів по радіусу та азимутальному куту. При цьому зберігається кількість максимумів (порядковий номер).

З'являються і збільшуються число нових мод, типи електричних полів яких майже ідентичні полям перших мод відповідної групи. Деякі типи полів є нечіткими, а також існують моди, типи полів, які унеможливають їх визначення. Зі збільшенням висоти резонатора змінюється кількість варіацій поширення вектора поля, що призводить до збільшення кількості мод. Це також пояснюється точковим джерелом енергії електромагнітного поля, яке за умовчанням розташоване в центрі об'ємної фігури.

Крім того, коли стрижень радіусом 4 мм розташований у центрі резонатора, мода  $E_{0,5,0}$  присутня на частоті 9.7 ГГц, а коли стрижень радіусом  $0.9\lambda_0$  у центрі резонатора, ця мода відсутня у низці виявлених мод.

У цьому випадку замість низькочастотних мод першими йдуть моди шепучої галереї з низькими радіальними порядками, а в другому випадку –  $H_{0,0,1}$  (35-й),  $H_{2,0,1}$  (36-й і 37-й) і  $H_{4,0,1}$  (38-й і 39-й). Частота таких мод починає змінюватися пізніше, коли зростає вплив неоднорідності.

Дослідження залежності частоти мод від нормованого радіусу стрижня номер 0 можна побачити на рис. 4.18-4.19.

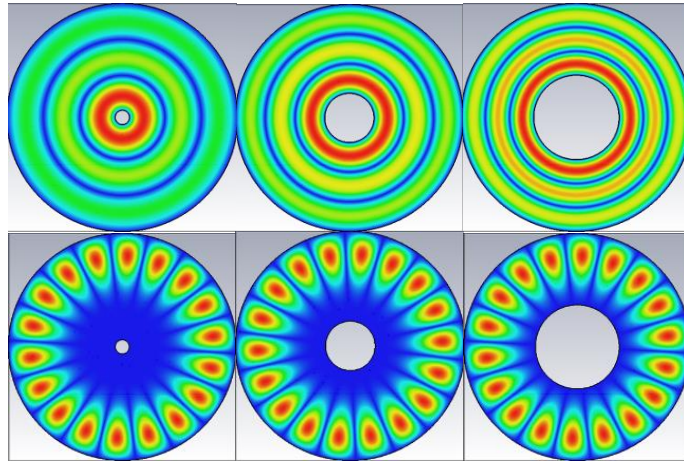


Рисунок 4.18 – Розподіл поперечного перерізу електричного поля моди  $E_{0,3,0}$  і  $E_{18,2,0}$  (18 – азимутальний індекс моди шепучої галереї) відповідно для випадків, коли радіус одного стрижня дорівнює:  $0.4 \lambda_0$ ,  $1.4 \lambda_0$ ,  $2.4 \lambda_0$

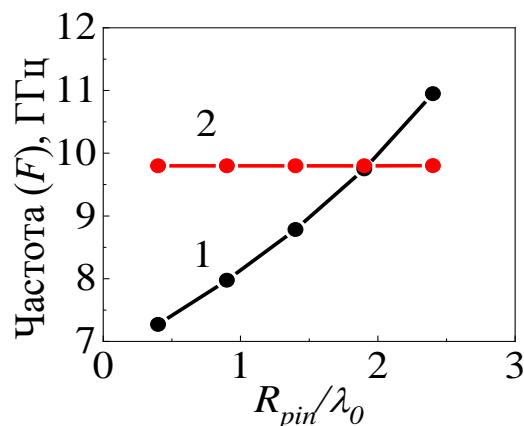


Рисунок 4.19 – Залежність частоти мод від нормованого радіусу стрижня

$R_{pin} / \lambda_0$  у центрі резонатора: 1 – мода  $E_{0,3,0}$ , 2 – мода  $E_{18,2,0}$

Як видно з попередніх рис. 4.18-4.19, якщо розмір стрижня збільшиться, то частота також буде збільшуватися, але по-різному для кожної моди в залежності від виду моди. Максимальна напруженість електричного поля ставала дедалі вищою і становила майже  $0.01 \times 10^8$  В/м.

## Висновки до розділу 4

1. Експеримент та чисельне моделювання за допомогою COMSOL підтвердили, що у випадку, коли резонатор є однорідним або металеві стрижні всередині мікрохвильового резонатора розташовані симетрично відносно осі циліндра, розподілення імовірності міжчастотних інтервалів наближається до розподілу Пуассона. В разі наявності та збільшенні частини відносно всіх неоднорідностей, що розташовані асиметрично відносно осі, розподіл імовірності міжчастотних інтервалів стає подібним до розподілу Вігнера.

2. Приведені стрижневі неоднорідності майже не впливають на електромагнітні поля шепучої галереї, ніж на поля інших типів, так як поле шепучої галереї знаходиться у внутрішній каустиці резонатора.

3. Отримано залежності розподілу електромагнітного поля та зсувів резонансних частот від розташування стрижнів. Стрижні зосереджують і переміщують електромагнітне поле у вільний резонансний простір.

4. Отримані результати можуть бути використані при вдосконаленні методів діелектрометрії для визначення металевих включень в зразку, а також для виготовлення пристроїв частотної фільтрації, керування частотним спектром і розподілом електромагнітного поля.

## РОЗДІЛ 5

### СПЕКТРАЛЬНІ ЕФЕКТИ РЕЗОНАНСНОЇ МЕТАЛ-ДИЕЛЕКТРИЧНОЇ МЕТАПОВЕРХНІ

#### 5.1 Постановка задачі

В цьому розділі будуть представлені розробка, чисельне моделювання та визначення функціональної реакції мікрохвильових метаматеріалів на основі впорядкованого масиву плазмонних мета-атомів і ефекту плазмон-індукованої прозорості, демонструючи великі значення часу затримки групової швидкості електромагнітних хвиль і групового показника заломлення.

Також були спроектовані та чисельно змодельовані спектральні відгуки плазмонних метаповерхень на основі структури, що демонструють багато-віконну прозорість у смугах пропускання спектра та уповільнення електромагнітних хвиль, залежність квазі-ТЕ і квазі-ТМ мод від різного числа мета-атомів і їх структурних параметрів в елементарних комірках. Показано існування чотирьох різних резонансних мод в запропонованих мета-молекулярних структурах. Забезпечено ефективну платформу для отримання структур метаматеріалу з кількома вікнами прозорості в їх спектрах пропускання.

Матеріали розділу 5 опубліковані в роботах [134–137].

## 5.2 Структура комірки та її параметри

Фізична природа ефекту ППП заснована на зв'язку в ближньому полі та деструктивній інтерференції так званих надвипромінювальних «яскравих» мод і субвипромінювальних «темних» мод різних типів металевих метаатомів, локалізованих в елементарній комірці [77–79]. «Яскрава» мода зумовлена сильною взаємодією падаючого електричного поля з колективними коливаннями провідних електронів у металевому мікрорезонаторі та демонструє ширший резонанс і нижчу добротність. Навпаки, «темна» мода або не взаємодіє, або дуже слабо взаємодіє з падаючим електричним полем і призводить до різкішого резонансу з більш високою добротністю. «Квазітемні» моди можуть взаємодіяти з падаючим електричним полем. Однак у порівнянні з «яскравою» модою ця взаємодія в кілька разів слабша, а добротність резонансного відгуку значно вища [84–86]. Усі резонансні частоти власних «темних» або «квазітемних» мод мають бути розподілені в межах резонансу «яскравої» моди. Деструктивна інтерференція між цими резонансними модами відповідає за генерацію вузькосмугового вікна прозорості з підвищеним пропусканням.

Сила взаємодії та частотні характеристики «яскравої» моди відносно «темних» мод корегуються за рахунок зміни відстані між мікросмужковими мета-атомами та їх розмірів вздовж осей системи Декартових координат. Ці параметри зручніше визначати якщо бокові границі мета-атомів паралельні осям, тобто прямокутні. При варіації форми мета-атомів взаємодія мод буде нерівномірною, деструктивна інтерференція нестійкою відносно початкових умов. Також прямокутні мета-атомами зручніші з точки зору виробництва.

Структура елементарної комірки, що демонструє найбільші значення часу затримки групової швидкості хвиль, показана на рис. 5.1.

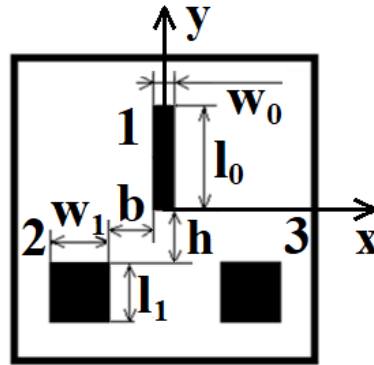


Рисунок 5.1 – Структура елементарної три-атомної комірки з розмірами:  $l_0$ ,  $l_i$  і  $w_0$ ,  $w_i$  – довжини і ширини яскравого МСР<sub>0</sub> і темного МСР<sub>*i*</sub> ( $i=1-3$ ) атомів відповідно;  $b$  – відстань між МСР<sub>0</sub> і МСР<sub>*i*</sub> вздовж осі  $x$ ;  $h$  – відстань між МСР<sub>0</sub> і МСР<sub>*i*</sub> вздовж осі  $y$

Метаматеріальна комірка (рис. 5.1) складається з трьох мікро смужкових резонаторів (далі позначено як МСР<sub>*i*</sub>) з різною формою, ( $i=0$  для яскравого резонатора 1 на схемі на рис. 5.1,  $i=1-2$  для темних резонаторів 2 і 3 на схемі на рис. 5.1). Геометричні розміри МСР<sub>*i*</sub>, нормалізовані до пікової довжини хвилі пропускання МСР<sub>0</sub>,  $\lambda_0=6.17$  мм (де  $\lambda_0$  є піковою довжиною хвилі пропускання яскравої моди в елементарній комірці лише з МСР<sub>0</sub>), становлять  $l_0/\lambda_0=0.259$ ,  $w_0/\lambda_0=0.113$ . В елементарній комірці (рис. 5.1) МСР<sub>1</sub> (2 на рис. 5.1) і МСР<sub>2</sub> (3 на рис. 5.1) являють собою два однакових за розміром металеві резонатори (надалі атомами), розташовані симетрично відносно осі  $x$  на відстані  $b/\lambda_0=0.113$  від МСР<sub>0</sub> (1 на рис. 5.1), а також на відстані  $h/\lambda_0=0.016$  від МСР<sub>0</sub> (1 на рис. 5.1) вздовж осі  $y$ . Вони мають однакові розміри  $l_i/\lambda_0=w_i/\lambda_0=0.182$  ( $i=1, 2$ ). Періоди решітки  $d/\lambda_0=0.81$ . МСР у вигляді тонких розрізаних плоских шарів виготовлено з міді (електропровідність  $\sigma=5.96 \times 10^7$  См/м, його товщина  $t=0.035$  мм), матеріал

підкладки – тефлон (діелектрична проникність – 2.1, тангенс кута діелектричних втрат – 0.0002, товщина –  $h_s/\lambda_0=0.194$ ).

Структури елементарних комірок, що демонструють багато-віконний ефект плазмон-індукованої прозорості, показані на рис. 5.2.

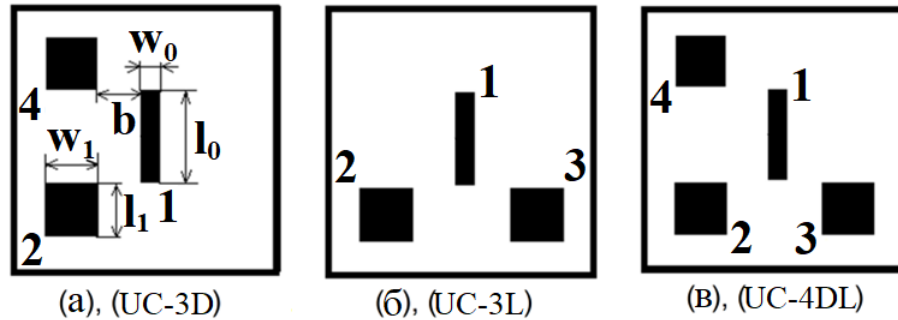


Рисунок 5.2 – Структури елементарної комірки: (а), (б) три-атомна; (в) чотири-атомна. Розміри:  $l_0$ ,  $l_i$  і  $w_0$ ,  $w_i$  – довжини і ширини яскравого МСР<sub>0</sub> і темного МСР<sub>i</sub> ( $i=1-3$ ) атомів відповідно;  $b$  – відстань між МСР<sub>0</sub> і МСР<sub>i</sub>

Комірка (схема (а) на рис. 5.2) складається з трьох мікро смужкових резонаторів (МСР<sub>i</sub>) з різною формою, ( $i=0-3$  для схеми (в) на рис. 5.2). Геометричні розміри МСР<sub>i</sub>, нормалізовані до пікової довжини хвилі пропускання МСР<sub>0</sub>,  $\lambda_0=6.17$  мм (де  $\lambda_0$  є піковою довжиною хвилі пропускання яскравої моди в елементарній комірці лише з МСР<sub>0</sub>), становлять  $l_0/\lambda_0=0.276$ ,  $w_0/\lambda_0=0.056$ . В елементарній комірці (схема (а) на рис. 1) МСР<sub>1</sub> (2 на рис. 5.2) і МСР<sub>2</sub> (4 на рис. 5.2) являють собою два однакових за розміром металеві резонатори (надалі атомами), розташовані симетрично відносно осі  $x$  на відстані  $b/\lambda_0=0.113$  відносно МСР<sub>0</sub> (1 на рис. 5.2) з однаковими розмірами  $l_i/\lambda_0=0.15$  і  $w_i/\lambda_0=0.21$  ( $i=1, 2$ ). Елементарна комірка ((б) на рис. 5.2) складається з трьох атомів: МСР<sub>0</sub> (1 на рис. 1)), МСР<sub>1</sub> (2 на рис. 1) і МСР<sub>2</sub> (3 на рис. 5.2), розташованих симетрично  $y$ . Їх розміри  $l_i/\lambda_0=0.16$  і  $w_i/\lambda_0=0.17$ . У чотирьох-атомній елементарній комірці (схема (в) на рис. 1) МСР<sub>1</sub> (2 на рис. 5.2) і МСР<sub>2</sub> (4 на рис. 5.2), розташовані симетрично  $x$  в один і той же час МСР<sub>1</sub> (2 на рис. 5.2) і МСР<sub>3</sub> (3 на рис. 5.2),

симетрично у. Періоди решітки  $d/\lambda_0=0.828$ . МСР у вигляді тонких розрізаних плоских шарів виготовлено з міді, матеріал підкладки – тефлон (товщина –  $h_s/\lambda_0=0.162$ ). Збуджуються плоскою ТЕ-поляризованою хвилею від 40 ГГц до 60 ГГц перпендикулярною до метаповерхні. Також є аналогічні структури комірок описані в сучасних роботах [138, 139], що мають інші розміри та з застосуванням додаткових полімідно-полікарбонатних планшетів для аналізу рідин з великими діелектричними втратами.

### 5.3 Фізичні параметри метал-діелектричної метаповерхні

Спектр запропонованої системи досліджено за допомогою COMSOL Multiphysics 5.6. Досліджувані елементарні комірки опромінювалися плоским ТЕ-поляризованим зовнішнім електромагнітним полем у перпендикулярно до поверхні. Використовуються періодичні граничні умови.

Ключовою якісною характеристикою є час затримки групової швидкості  $\tau_j$ , де  $j$  – порядковий номер вікна прозорості, що утворюється в спектрі описаного метаматеріалу в результаті ефекту електромагнітної індукованої прозорості. В околицях нормальної дисперсії хвилі, що проходить крізь метаматеріал, різка зміна фази викликає збільшення часу затримки групової швидкості та показника заломлення. Розраховано  $\tau_j$  і  $DBP_j$  (рис. 5.3) для всіх вікон для комірок на рис. 5.2, де  $\tau_j$  має формулу

$$\tau_j(f) = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial \varphi_j(f)}{\partial f}, \quad (5.1)$$

де  $\varphi_j$  – зсув фази передачі електромагнітної хвилі, що поширюється через метаматеріал, і  $f$  – частота.

$DBP_j$  – добуток групової затримки на пропускну здатність для обраних вікон прозорості розраховується за формулою

$$DBP_j = \Delta f_j \times \tau_{j,\max}, \quad (5.2)$$

де  $\Delta f_j$  – ширина смуги прозорості на 0.5 амплітуди  $S_{21}$  у відповідному вікні.

Чисельне моделювання часів групової затримки та спектрів фазової дисперсії для дво-смугових метаматеріалів прозорості, індукованої плазмоном, представлено на рис. 5.3. Заштрихована область показує частотний інтервал у межах 70 % пропускання.

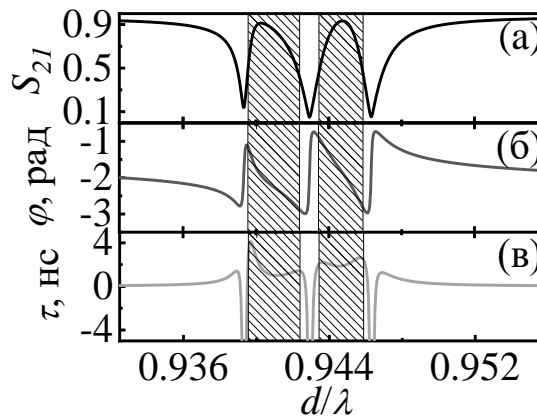


Рисунок 5.3 – Змодельовані частотні характеристики три-атомної елементарної комірки з двома вікнами прозорості при структурних параметрах: період елементарної комірки  $d=5.1$  мм,  $l=1.7$  мм і  $w=0.36$  мм,  $a=1.1$  мм,  $b=0.65$  мм,  $h=0.1$  мм (заштрихована область показує частотний інтервал у межах 70% передачі): (а) спектру пропускання  $S_{21}$ , (б) зсуву фази  $\varphi_j$  та (в) час затримки групової швидкості  $\tau_j$

## 5.4 Умови збудження «темних» і «яскравих» мод

В першу чергу розглянуто обчислення власних хвиль метаповерхні, що містить елементарні комірки лише з одним  $\text{MCP}_0$  (еталонна). У досліджуваному діапазоні частот існують дві окремі моди. Розподіл електричного та магнітного полів для цих мод представлено на рис. 5.4.

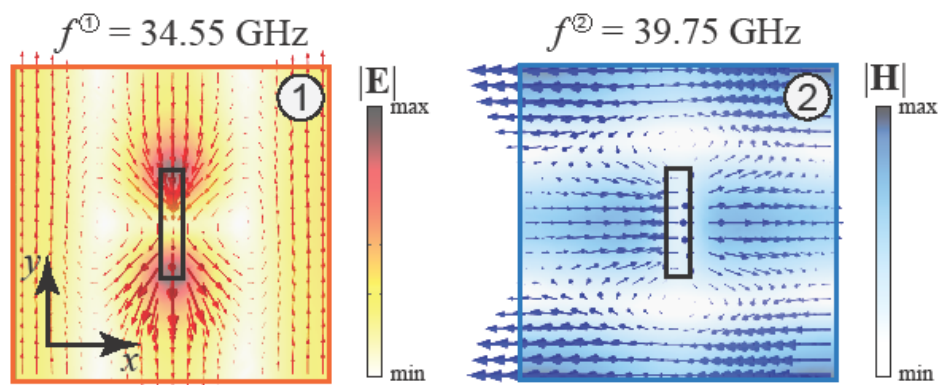


Рисунок 5.4 – Розподіли та векторний потік електричних (гаряча кольорова карта; червоні стрілки) і магнітних (холодна кольорова карта; сині стрілки)

ближніх полів на власних частотах, що відповідають двом цікавлячим дипольним модам. Вони нанесені на відстані 0.5 мм над метаповерхнею для еталонної елементарної комірки, що складається лише з центрального яскравого резонатора. Вважається, що метаповерхня складається з пластини Rogers RT/duroid® 5880, яка являє собою ламінат з параметрами  $\varepsilon_s = 2.2$  і  $h_s / \lambda_0 = 0.182$  ( $\lambda_0 = 8.677$  мм), покритий мідною фольгою з параметри  $\sigma = 5.96 \times 10^7$  См/м і  $t = 0.035$  мм. Коефіцієнт розсіювання пластини  $\tan \delta = 0.0004$ . Розміри центральної накладки  $w_0 / \lambda_0 = 0.058$  і  $l_0 = 0.277$ . Період решітки  $d = 0.807$ . Розміри резонатора та період такі, щоб  $f_0$  була близькою до 34 ГГц. Представлена комірка використана в метаматеріалі для експерименту

Ці розподіли полів зображені в горизонтальній площині, розташованій на деякій невеликій відстані над метаповерхнею, де поле набуло певного розподілу під впливом поверхневих струмів, індукованих на центральній металевій ділянці. Незважаючи на те, що це ближнє поле має всі шість компонентів для обох мод, у фіксованій площині електричне поле переважає для низькочастотної моди (позначається як 1), тоді як для високочастотної моди (позначається як 2), він є магнітним. Слід зазначити, що в обох випадках розподіл відповідного поля має дипольний характер. На основі ідентифікованих властивостей можна класифікувати ці моди як квазі-ТЕ та квазі-ТМ для низькочастотних (1) та високочастотних (2) мод відповідно.

Коли всі три темних МСР<sub>*i*</sub> (*i*=1-3) включені до складу елементарної комірки, кількість власних хвиль, що існують у вибраному діапазоні частот, неминуче зростає через взаємодію ближніх полів, які зараз індукуються на кількох металевих смужках. Відповідні розподіли ближніх полів шести мод, знайдених у діапазоні, представлені на рис. 5.5. Можна зробити висновок, що у фіксованій площині отримані розподіли поля зберігають або електричну, або магнітну переважаючу природу для мод, локалізованих поблизу власних частот моди (1) або моди (2) еталонної метаповерхні відповідно. Таким чином, існує три квазі-ТЕ моди (позначаються (3)-(5)) і три квазі-ТМ моди (позначаються (6)-(8)) осіли у відповідних низькочастотних і високочастотних діапазонах. Таке розщеплення мод пояснюється тим, що симетрія елементарної комірки, що складається з усіх трьох темних резонаторів, порушується одночасно як відносно *x*-, так і *y*-осі. Зокрема, для вибраних параметрів структури порушення симетрії відносно осі *y* впливає на характеристики квазі-ТЕ мод, і навпаки, порушення симетрії відносно осі *x* впливає на розщеплення в квазі-ТМ режими. Механізм появи таких мод в елементарних комірках з порушеною симетрією був добре вивчений раніше [140–142], це може бути феноменологічно описано за допомогою моделі зв'язаного осцилятора (див. формули (5.4)-(5.6) далі), тому ми опускаємо тут деталі. Замість цього ми розглядаємо прояв знайдених мод у спектрах

пропускання метаповерхні шляхом моделювання структур з різною кількістю та положенням периферійних резонаторів у елементарній комірці.

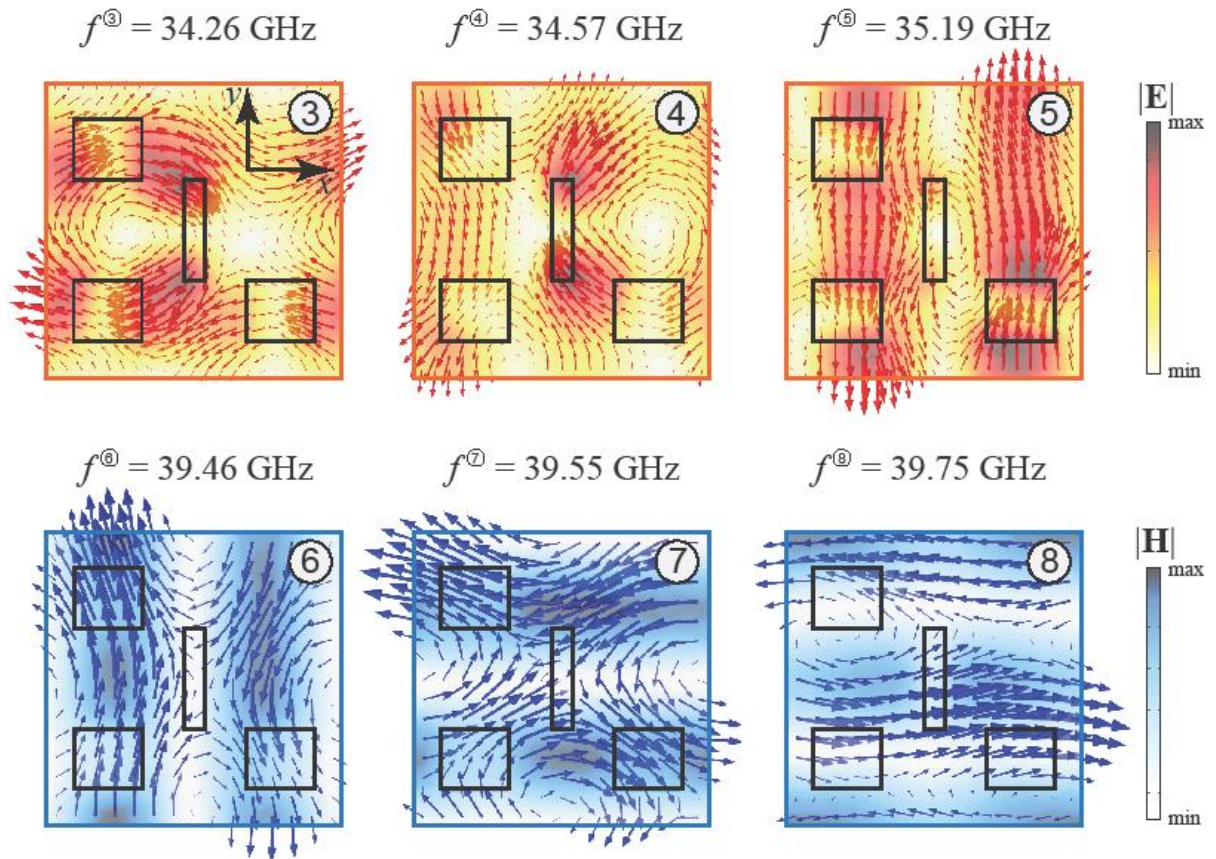


Рисунок 5.5 – Розподіли та векторний потік електричних (гаряча кольорова карта; червоні стрілки) і магнітних (холодна кольорова карта; сині стрілки) ближніх полів на власних частотах. Розміри комірки такі як на рис. 5.4.

Розміри трьох темних МСР<sub>*i*</sub> (*i*=1-3)

Результати моделювання коефіцієнта передачі  $S_{21}$  представлені кривою 1 на рис. 5.6 відносяться до елементарної комірки з одним атомом МСР з рис. 5.1. Вона має дві спектральні моди пропускання – яскраву плазмонну дипольну (квазі-ТЕ) моду на  $f_0=48.56$  ГГц із ПШПМ 0.4 ГГц і добротністю  $Q_0=108$  (ця смуга існує через перетин поверхні плазмонів в МСР<sub>0</sub> з внутрішнім електромагнітним полем) та квазі-темну моду поверхневого ґраткового резонансу (квазі-ТМ) на  $f_L=55.68$  ГГц з малою шириною смуги ПШПМ 0.057 ГГц і високою добротністю  $Q_L=1114$ . Остання мода з перелічених є квазі-ТМ модою першого порядку (0, 1), яка з'являється через

посилену радіаційну взаємодію між локалізованими резонансами в розсіянні на  $\text{MCP}_i$  через порядок дифракції на поверхні елементарної комірки.

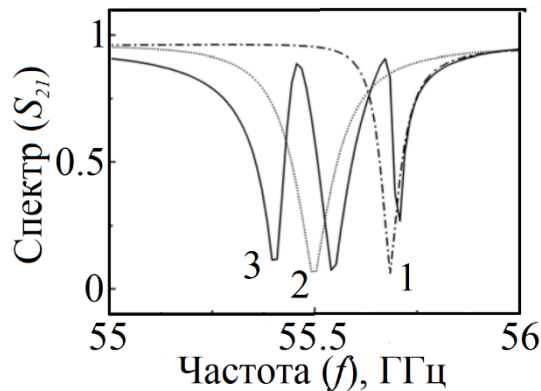


Рисунок 5.6 – Частотний спектр фундаментальної квазі-ТМ моди метамолекули: (1) з одним яскравим атомом, (2) з двома темними атомами, (3) з одним яскравим атомом та двома темними атомами. Параметри:  $l_0/\lambda_0=0.259$ ,  $w_0/\lambda_0=0.113$ ,  $b/\lambda_0=0.113$ ,  $h/\lambda_0=0.016$ ,  $a=l_i/\lambda_0=w_i/\lambda_0=0.182$

Резонанси квазі-ТМ опосередковуються поверхневими плазмон-поляритонами, що збуджуються в періодичному масиві металевих мікрорезонаторів, коли електромагнітна хвиля падає на дифракційну поверхню. При нормальному падінні електромагнітної хвилі на квадратну решітку з періодом  $d$  квазі-ТМ моди, збуджені на різних частотах, підкоряються такому співвідношенню

$$f_L = \left( \frac{c}{n_s d} \right) \sqrt{k^2 + m^2}, \quad (5.1)$$

де  $f_L$  – частота дифрагованої квазі-ТМ моди,  $n_s$  – індекс рефракції підкладки,  $c$  – швидкість світла в вакуумі,  $k$  та  $m$  – ціло-численні індекси для позначення порядку дифракції моди.

Спектри пропускання елементарної комірки з парою мета-атомів  $\text{MCP}_1$  і  $\text{MCP}_2$  мають лише одну вузьку спектральну смугу, близьку до довжин хвиль відрізу Релея [93]. Зокрема, коли період решітки становить  $d=5$  мм ( $d/\lambda_0=0.81$ ), а розмір сторони  $\text{MCP}_1$  і  $\text{MCP}_2$  становить  $a=1.1$  мм

( $a/\lambda_0=0.178$ ), смуга пропускання з'являється на частоті 55.69 ГГц з  $Q=977$ , що відповідає першому режиму квазі-ТМ (рис. 5.4). У той же час, коли елементарна комірка складається з  $MSP_1$  (або  $MSP_2$ ), в спектрі пропускання з'являються дві резонансні моди. Зокрема, смуги передачі з'являються на власному значенні частоти 50.71 ГГц з добротністю  $Q=460$ , а також на 55.93 ГГц з  $Q=470$ . Перша – це квазі-ТЕ  $MSP_1$ , а друга – мода квазі-ТМ. Порівнянні значення їх добротності означають, що  $MSP_1$  (або  $MSP_2$ ) в елементарній комірці не є мета-атомами «темної» моди. Пари  $MSP_1$  і  $MSP_2$  з однаковими розмірами мета-атомів розташовуються симетрично поляризації хвилі. Вони діють як «темна» ді-атомна мета-молекула. Моделювання спектрів пропускання елементарної комірки з парами  $MSP_1$  і  $MSP_2$  показало залежності частотної локалізації та ширина смуги частот режиму квазі-ТМ на ПШПМ за параметрами  $d$  та  $a$ . Моделювання резонансного відгуку елементарної комірки три-атомної мета-молекули з мета-атомами  $MSP_0$ ,  $MSP_1$  і  $MSP_2$  показало, що спектри пропускання три-атомної структури з двома вікнами прозорості можуть існувати при деяких корельованих значеннях періоду решітки  $d$  і сторона  $a$ . Ця три-атомна структура спектральної квазі-ТМ смуги вказує на те, що ефект ППП індукується в режимі квазі-ТМ першого порядку через взаємодію ближнього поля між  $(0, 1)$  «квазі-темною» модою квазі-ТМ і «темною» квазі-ТЕ модою мета-атомної пари  $MSP_1$  і  $MSP_2$ . Як відомо, необхідними умовами для появи ППП-ефекту в спектрах пропускання плазмонних метаматеріалів є перекривання частот взаємодіючих мод, а також велика різниця в його добротності. У цьому випадку перехід енергії може відбуватися від «світлої» моди до «квазі-темної» або «темної» моди [79]; у цьому випадку перехід енергії відбувається з «квазі-темної» моди (тобто моди квазі-ТМ) до «темної» моди (тобто парної моди  $MSP_1$  і  $MSP_2$ ). Щоб прояснити характер подвійного ППП-ефекту, було вивчено розподіл електричних полів по поверхні комірки в кожному вікні ППП. Збудження квазі-ТМ мод в три-

атомній елементарній комірці на частотах  $f_1 \leq 55.423$  ГГц,  $f_3 = 55.567$  ГГц і  $f_5 \geq 55.711$  ГГц призводить до низької напруженості електричного поля поблизу атомів  $\text{MCP}_1$  і  $\text{MCP}_2$ . Збудження три-атомної мета-молекули на частотах  $f_2 = 55.482$  ГГц і  $f_4 = 55.683$  ГГц призводить до концентрації електричного поля на мета-атомах  $\text{MCP}_1$  і  $\text{MCP}_2$ . Дво-атомна мета-молекула ( $\text{MCP}_1$  і  $\text{MCP}_2$ ) не може бути збуджена безпосередньо. Збудження «темних» мод може відбуватися за рахунок передачі енергії від моди квазі-ТМ до атомів. Інтерференція між електромагнітними полями «темної» і «квазі-темної» мод квазі-ТМ різко зменшує втрати на розсіювання, а в смузі пропускання квазі-ТМ виникають два вікна. Можна припустити, що поява двох вікон прозорості пов'язана з подвійно виродженими темними модами в три-атомній мета-молекулі. Виродження знімається, коли мета-молекула взаємодіє з полем поблизу квазі-ТМ і з'являються вікна прозорості.

В таблиці 5.1 показані результати чисельного моделювання характеристик спектрального відгуку на плазмонних квазі-ТЕ модах з порядками дифракцій  $(0, 1)$  або  $(1, 0)$  відносно змін у геометричних параметрах елементарної мета-комірки з рис. 5.1 – періоду решітки  $d$  та сторони темного резонатора  $a = l_i = w_i$ . Встановлено, що спектральна смуга пропускання з двома вікнами прозорості (умовно, високочастотним і низькочастотним) може виникати при певних корельованих значеннях  $d$  і  $a$  (табл. 5.1). Зі збільшенням параметрів  $d$  і  $a$  як НЧ, так і ВЧ вікна прозорості в смузі пропускання квазі-ТМ зміщуються в червоний діапазон спектру. При  $d < 4.88$  мм і  $a < 0.9$  мм триплетна спектральна структура вироджується в дублетну. Найбільші значення  $d$  і  $a$ , для яких все ще існують два вікна прозорості, обмежені максимально можливим значенням  $\text{MCP}_1$  і  $\text{MCP}_2$  в елементарній комірці. Досліджено залежність відстані ( $\Delta f_L = f_2 - f_1$ ) між максимальними значеннями прозорості в низькочастотному ( $f_1$ ) та високочастотному ( $f_2$ ) вікнах від відстані між  $\text{MCP}_1$  і  $\text{MCP}_2$ , мета-атомів (параметр  $b$ ) в елементарній комірці.

Таблиця 5.1 – Кореляція геометричних параметрів елементарної комірки метаматеріалу з параметрами для отримання ефекту уповільнення електромагнітної хвилі для низько- та високочастотних вікон прозорості в спектрі коефіцієнта пропускання основних мод квазі-ТМ:  $d$  – розмір елементарної комірки (період);  $a$  – розмір сторони мета-атомів МСР<sub>*i*</sub>;  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  – час затримки групової швидкості для двох вікон прозорості — низькочастотного (індекс 1) та високочастотного (індекс 2);  $n_1$ ,  $n_2$  – групові показники заломлення;  $f_1$ ,  $f_2$  – частоти піків  $\tau_1$  і  $\tau_2$  відповідно,  $T_1$ ,  $T_2$  – піки прозорості у відповідних вікнах прозорості

$d$ , мм	4.88	4.95	5.00	5.10	5.20	5.25	5.35	5.40
$a$ , мм	0.94	1.05	1.12	1.23	1.35	1.4	1.45	1.5
$d / \lambda_0$	0.791	0.802	0.810	0.827	0.843	0.851	0.867	0.875
$a / \lambda_0$	0.152	0.170	0.182	0.199	0.219	0.227	0.235	0.243
$\tau_1$ , нс	1.17	3.3	4.47	5.09	6.37	6.52	7.46	6.88
$n_1$	290	825	1118	1271	1567	1632	1873	1588
$f_1$ , ГГц	56.82	56.03	55.46	54.31	53.26	52.78	52.54	51.36
$T_1$ , %	93	90	89	88	85	83	82	80
$\tau_2$ , нс	17.41	9.85	6.51	5.65	5.11	4.89	4.87	3.81
$n_2$	4352	2462	1628	1413	1278	1223	1218	977
$f_2$ , ГГц	56.9	56.17	55.67	54.69	53.78	53.34	53.12	52.09
$T_2$ , %	63	85	90	93	94	94	94	92

Це означає, що атоми  $\text{MCP}_1$  і  $\text{MCP}_2$  не взаємодіють один з одним безпосередньо, і виродження усувається завдяки взаємодії з модами квазі-ТМ.

Як відомо, найважливішою характеристикою ППП-ефекту в метаматеріалі є уповільнення поширення електромагнітної хвилі, яке характеризується часом затримки групової швидкості  $\tau_j$  електромагнітної хвилі, що проходить через об'єм метаматеріалу. Через взаємодію в ближньому полі між основною квазі-ТМ модою та локалізованою квазі-ТЕ модою в елементарній комірці може бути велика зміна пропускання у вузькій області частот квазі-ТМ моди; це спричиняє сильнішу фазову дисперсію, яка виникає поблизу вікна прозорості квазі-ТМ моди. У результаті можуть виникати більші значення часу затримки групової швидкості та групового показника заломлення.

Показано, що частотні залежності фазових зсувів і часів групової затримки від  $d$  добре відрізняються для низько- і високочастотних вікон прозорості. З розміром елементарної комірки  $d=4.95$  мм максимальний час затримки групової швидкості становить  $\tau_1=3.63$  нс при  $f=56.01$  ГГц і повільно зменшується з частотою в низькочастотному вікні прозорості. У високочастотному вікні прозорості час затримки групової швидкості мінімальний  $\tau_2=2.01$  нс при  $f=56.14$  ГГц і різко зростає до  $\tau_1=9.92$  нс на високій частоті  $f=56.18$  ГГц на краю смуги прозорості. При  $d=5.1$  мм максимальний час затримки групової швидкості в низькочастотному вікні прозорості становить 4.49 нс при  $f=55.44$  ГГц і швидко зменшується до  $\tau_1=2.21$  нс при  $f=55.51$  ГГц. У високочастотному вікні прозорості час затримки групової швидкості мінімальний  $\tau_2=1.43$  нс при  $f=55.61$  ГГц і різко зростає до  $\tau_2=5.46$  нс при  $f=55.68$  ГГц, коли частота зростає. При  $d=5.35$  мм максимальний час затримки групової швидкості в низькочастотному вікні прозорості становить  $\tau_1=7.46$  нс при  $f=52.63$  ГГц, і він швидко зменшується до 0.86 нс при 52.59 ГГц. У високочастотних вікнах

прозорості час затримки групової швидкості становить мінімум  $\tau_2=0.49$  нс при  $f=53.04$  ГГц і збільшується до 5.22 нс при  $f=53.15$  ГГц. Результати моделювання спектрів для різних  $d$  при наявності двох вікон прозорості наведені в табл. 5.1.

Дані таблиці показують, що  $\tau_1$  для низькочастотного вікна зростає майже лінійно від 1.17 нс до 7.46 нс зі збільшенням періоду решітки від 4.88 мм до 5.35 мм. У той же час значення  $\tau_2$  різко зменшується для вікна високочастотної прозорості від  $\tau_2=17.41$  нс при  $d=4.88$  мм до 4.87 нс при  $d=5.35$  мм. Груповий показник заломлення можна розрахувати з інформації про час затримки групової швидкості з використанням швидкості світла у вакуумі  $c$  і товщини підкладки  $h_s$ , як  $n_j = c\tau_j / h_s$ . Результати в табл. 5.1 показують дуже високі значення групових показників заломлення для двох вікон прозорості. Ці залежності означають, що мікрохвильовий електромагнітний імпульс із центральною частотою, розташований у вікнах прозорості, буде значно сповільнений при поширенні через сконструйовану елементарну комірку з три-атомними мета-молекулами. Крім того, час затримки групової швидкості та груповий показник заломлення можна контролювати як розміром елементарної комірки, так і вибором робочої частоти у вікнах прозорості. Для пристрою уповільнення світла параметр  $DBP$ , який є добутком час затримки групової швидкості на ширину смуги, є мірою якості (FOM-фактор) [103].  $DBP$  є мірою ємності лінії затримки, а також забезпечує оцінку кількості імпульсів, які можуть міститися в даному середовищі [92].

$DBP$  також забезпечує оцінку кількості імпульсів, які можуть бути передані через канал зв'язку [92]. На рис. 5.7 показано, що параметр  $DBP$  як для низькочастотного, так і для високочастотного вікна прозорості зростає майже лінійно з параметрами решітки, але швидкість зміни та максимальне значення  $DBP$  вищі у низькочастотному вікні прозорості.

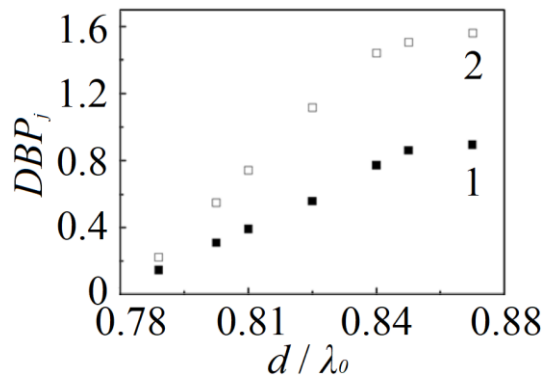


Рисунок 5.7 – Залежності  $DBP$  від  $d$  для низько-частотного (1) і високо-частотного (2) вікна прозорості

Розроблений ППП-метаматеріал з двома вікнами прозорості має набагато більші значення  $DBP$ , ніж найвищі значення  $DBP$ , про які повідомляється в літературі, у мікрохвильовому та терагерцевому діапазонах. Зокрема,

$DBP=0.39$  і максимальне  $\tau=1.92$  нс [92] і  $DBP=0.45$  і  $\tau=0.27$  нс [102] для частотної області поблизу 6 ГГц;  $DBP=0.15$  і  $\tau=1.58$  пс [104] для частотної області поблизу 1 ТГц. Результати чітко вказують на сильне уповільнення електромагнітної хвилі в мікрохвильовому діапазоні запропонованої метамолекулярної конфігурації. Ефект повільної електромагнітної хвилі можна контролювати в широкому діапазоні шляхом контрольованої зміни параметрів структури елементарної комірки.

Результати моделювання демонструють, що елементарна комірка з одним атомом  $MSP_0$  з рис. 5.2 має дві спектральні моди пропускання – яскраву квазі-ТЕ моду та квазі-темну моду квазі-ТМ (рис. 5.6(а), крива 1). Смуга яскравої моди існує на  $f_0=48.76$  ГГц із ПШПМ 0.4 ГГц і добротністю  $Q_0=108$ . Квазі-ТЕ мода збуджується безпосередньо падаючим електричним полем і демонструє природу дипольного резонансу. Смуга режиму квазі-ТМ на  $f_L=55.68$  ГГц з малою шириною смуги ПШПМ 0.057 ГГц і високим коефіцієнтом якості  $Q_L=977$  є квазі-ТМ модою першого порядку (0, 1). Він викликаний дифрагованими електромагнітними полями від масиву плазмонних мета-атомів поблизу довжини хвилі відсікання Релея.

Спектральний відгук три-атомної елементарної комірки UC-3D (рис. 5.2(а)) показаний на рис. 5.8(б). Вихідний пік пропускання квазі-ТЕ моди для елементарної комірки з лише  $\text{MCP}_0$  (рис. 5.8(а)) розбивається на три гострі піки з великими коефіцієнтами та двома вікнами прозорості. Два вікна прозорості мають максимуми прозорості на частотах  $f_{1D}=48.41$  ГГц і  $f_{2D}=50.02$  ГГц відповідно в спектрі плазмонної квазі-ТЕ моди. Рівні прозорості  $T_{1D}$  та  $T_{2D}$  вікна прозорості ПШПМ становлять  $T_{1D} \approx T_{2D}=92\%$ ,  $\Delta f_{1D}=0.73$  ГГц і  $\Delta f_{2D}=0.55$  ГГц, відповідно. Добротність кожного компонента передачі триплетних спектрів передачі становить  $Q_{1D}=267$  при  $f_1=47.89$  ГГц,  $Q_{2D}=168$  при  $f_2=49.48$  ГГц і  $Q_{3D}=277$  при  $f_3=50.84$  ГГц. Для симетричного розташування відносно осі  $x$  пари темних атомів смуга режиму квазі-ТМ не змінюється відносно 1-ї елементарної комірки лише з яскравим  $\text{MCP}_0$ .

Рис. 5.8(в) демонструє спектральний відгук елементарної комірки UC-3L (див. рис. 5.2(б)) із симетричним розташуванням пари темних атомів відносно осі  $y$  в три-атомній елементарній комірці. У режимі квазі-ТМ існує два вікна, при цьому спектр квазі-ТЕ моди не змінюється. Два вікна мають максимум при  $f_{1L}=56.76$  ГГц і  $f_{2L}=57.08$  ГГц у триплетних спектрах режиму квазі-ТМ. Рівні прозорості та ПШПМ прозорості становлять  $T_{1L} \approx T_{2L}=90\%$ ,  $\Delta f_{1L}=0.31$  ГГц і  $\Delta f_{2L}=0.11$  ГГц, відповідно. Добротність відповідно становить  $Q_{1L}=885$ ,  $Q_{2L}=779$  і  $Q_{3L}=1189$ .

Рис. 5.8(г) демонструє спектральний відгук елементарної комірки UC-4DL (див. рис. 5.2(в)) з одним яскравим ( $\text{MCP}_0$ ) і трьома темними атомами ( $\text{MCP}_i$ ,  $i=1-3$ ) однакового розміру. Видно, що є деякі вікна прозорості як в спектрі квазі-ТЕ, так і в квазі-ТМ модах. Квазі-ТЕ мода має три вікна з максимумами на  $f_{1D}=48.67$  ГГц,  $f_{2D}=49.19$  ГГц,  $f_{3D}=49.51$  ГГц і вікна прозорості ПШПМ і максимальні рівні становлять  $\Delta f_{1D}=0.327$  ГГц,  $\Delta f_{2D}=1.284$  ГГц,  $\Delta f_{3D}=0.162$  ГГц і  $T_{1D}=89\%$ ,  $T_{2D}=T_{3D}=91\%$ , відповідно. Добротність  $S_{21}$  складових триплетних спектрів  $Q_{1D}=1474$ ,

$Q_{2D}=414$ ,  $Q_{3D}=618$ ,  $Q_{4D}=577$ . Мода квазі-ТМ має два вікна прозорості з максимумами прозорості  $f_{1L}=55.49$  ГГц і  $f_{2L}=55.62$  ГГц. Рівень прозорості, ПШПМ і добротність  $S_{21}$  компонента  $T_{1L}=T_{2L}=92\%$  і  $\Delta f_{1L}=0.127$  ГГц,  $\Delta f_{2L}=0.081$  ГГц,  $Q_{1L}=2640$ ,  $Q_{2L}=3.27$ ,  $Q_{3L}=3.97$ .

Щоб розкрити основний механізм генерації ефекту ПП, вивчено вплив структурних параметрів комірок на реакції коефіцієнта передачі  $S_{21}$  двох-, трьох- та чотирьох-атомних елементарних комірок, коли співвідношення  $l_i/w_i$  змінюються для МСР<sub>*i*</sub> (*i*=1-3). Досліджено дво-атомні елементарні комірки, де і МСР<sub>0</sub>, і МСР<sub>1</sub> є мікросмужками, які орієнтовані паралельно ( $l_i/w_i \gg 1$ ) і ортогонально ( $l_i/w_i \ll 1$ ) до МСР<sub>0</sub>. Смогова форма МСР<sub>1</sub> (одновимірна атомна структура, 1-D структура) дозволяє визначити поріг і ефективність прямого (взаємодією з внутрішнім випромінюванням) і непрямого (через зв'язок у ближньому полі з МСР<sub>0</sub>) збудження темного або квазі-темні резонансні моди в МСР<sub>1</sub>.

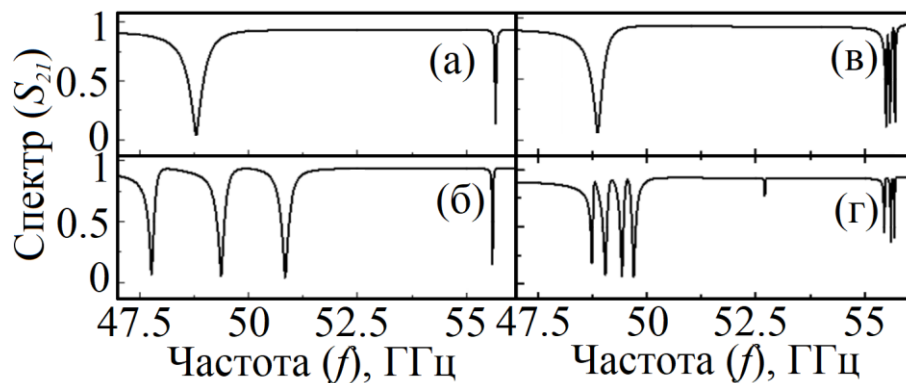


Рисунок 5.8 – Спектри пропускання елементарної комірки: (а) одно-атомна лише з яскравим атомом, (б) три-атомна елементарна комірка з двома вікнами прозорості в квазі-ТЕ моді UC-3D, (в) три-атомна елементарна комірка з двома вікнами в квазі-ТМ моді UC-3L, (г) чотири-атомна елементарна комірка з вікнами прозорості в діапазоні квазі-ТЕ мод та двома вікнами прозорості в діапазоні квазі-ТМ мод UC-4DL.

Рис. 5.9 демонструє дисперсію частоти піку квазі-ТЕ мод залежно від нормалізованої довжини  $L_i/\lambda_0$  ( $L_i=1$ , коли  $i=1$  і  $L=w$ , коли  $i=2$ ) для дво-

атомної елементарної комірки з  $MCP_0$  і  $MCP_1$ . Для порівняння наведено також дисперсійну залежність від  $l_0/\lambda_0$  для елементарної комірки лише з  $MCP_0$  (рис. 5.9, крива 1). Коли  $l_i/w_i \gg 1$ , у спектрі  $S_{21}$  існують дві квазі-ТЕ моди. Низькочастотна мода — це яскрава мода. Дисперсійна залежність піку  $S_{21}$  яскравої моди майже не змінюється при збільшенні довжини  $MCP_1$ , як це представлено кривою 3 на рис. 5.9. Дисперсійна залежність другої моди представлена кривою 2 на рис. 5.9. Нормалізоване порогове значення при появі цієї моди становить  $l_i/\lambda_0 = 0.13$ . Майже ідентичні залежності кривих 1 і 2 на рис. 5.9 дозволяють припустити, що  $MCP_1$  в дво-атомній елементарній комірни збуджуються безпосередньо внутрішнім ТЕ-поляризованим ЕМ-полем і слабо пов'язані в ближньому полі з  $MCP_0$ . Тому цю моду можна розглядати як квазі-темну. При збільшенні  $l/\lambda_0$  амплітуда і ширина смуги ПШПМ цієї моди також зростають і пікова частотна залежність поступово наближається до пікової частотної залежності квазі-ТЕ моди в елементарній комірни лише з одним  $MCP_0$  (рис. 5.9, крива 2). На противагу цьому в спектрах  $S_{21}$  елементарної комірни з'являються три моди  $l_i/w_i \ll 1$ . Крім світлої моди (рис. 5.9, крива 4) в спектрі  $S_{21}$  існують дві темні моди (рис. 5.9, крива 4 і 5). Поріг збудження низькочастотної темної моди існує, коли  $l_1/\lambda_0 = 0.18$ , а високочастотної темної моди, коли  $l/\lambda_0 = 0.21$ . Частотні дисперсії обох піків темних мод помітно менші, ніж для елементарної комірни ( $l_i/w_i \gg 1$ ).

Збільшення  $L/\lambda_0$  у дво-атомних елементарних комірних  $l_1/w_1$  призводить до поступового зближення піків частотних залежностей квазі-темної (рис. 5.9, крива 2), першої (рис. 5.9, крива 4) та другої темної (рис. 5.9, крива 5) до пікової частотної залежності для  $MCP_0$  (рис. 5.9, крива 3). У цьому випадку швидкість зміщення піку  $S_{21}$  найбільша для квазі-темної моди (рис. 5.9, крива 2) і найменша для другої темної моди (рис. 5.9, крива 5), коли довжина атома ( $w/\lambda_0$ ) збільшується. Змодельований розподіл густини

поверхневого струму в елементарній комірці при  $l_i/w_i \ll 1$  продемонстрував, що поверхневі струми в  $\text{MCP}_1$  є позафазними відносно одного в  $\text{MCP}_0$  при збудженні першої (низькочастотної) темної моди та є синфазними при збудженні другої темної (високочастотної) моди. При збільшенні числа атомів  $\text{MCP}_i$  в елементарних комірках додаткові квазі-ТЕ моди в спектрах не з'являються, але збільшується нахил частотних залежностей провалів  $S_{21}$  від  $L_i/\lambda_0$  і зменшуються порогові значення  $l_i/\lambda_0$  і  $w_i/\lambda_0$  для збудження темних і квазі-темних мод. Кількість резонансів мод не залежить від кількості атомів.

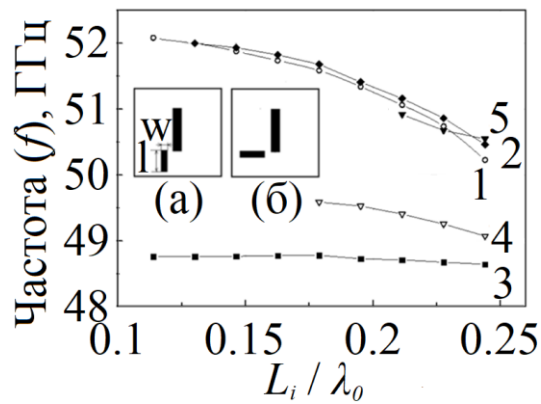


Рисунок 5.9 – Дисперсія частоти пропускання піку  $S_{21}$  в дво-атомних комірках  $\text{MCP}_0$  та  $\text{MCP}_1$ , коли  $l_i/w_i \gg 1$  (крива 2 та 3) та  $l_i/w_i \ll 1$  (крива 3, 4, 5) залежно від нормованого лінійного розміру атома  $L_i/\lambda_0$

У три-атомній елементарній комірці з симетричним розташуванням атомів  $\text{MCP}_0$  і  $\text{MCP}_1$  відносно осі абсцис є одна світла і одна темна мода з нормованою пороговою довжиною атома  $w_1/\lambda_0 = 0.17$  на відміну від дво-атомної і чотирьох-атомної елементарної комірки. Однак, коли було змінено довжину  $w_i$  одного з  $\text{MCP}_i$ ,  $\Delta_{12} = (w_1 - w_2)/\lambda_0 = 0.01$ , у низькочастотному діапазоні з'явився додатковий темний режим. Аналіз профілів поверхневих струмів у три-атомній елементарній комірці показує, що зникнення низькочастотної метамолекулярної квазі-ТЕ моди зумовлено так само і протифазними поверхневими струмами в  $\text{MCP}_1$  та  $\text{MCP}_2$ , а високочастотної – через синфазні поверхневі струми. Таким чином, асиметрія розмірів темних

атомів призводить до фазової асиметрії поверхневих струмів і появи додаткової темної моди. У спектральному діапазоні моди квазі-ТМ відсутня додаткова спектральна смуга.

У дво-атомній елементарній комірці  $\text{MCP}_1$  має форму плям (співвідношення  $l_1/w_1=1$ ) і може розглядатися як двовимірна атомна структура (2-D структура), оскільки вона може збуджуватися як зовнішнім ТЕ-поляризованим випромінюванням (як квазі-темна мода) і за допомогою  $\text{MCP}_0$  в ближньому полі (темна), коли розміри атома  $\text{MCP}_1$   $l_1/\lambda_0$  і  $w_1/\lambda_0$  перевищують відповідні порогові значення. Спектр (рис. 5.10) складається з чотирьох смуг з піками на  $f_1=48.73$  ГГц,  $f_2=49.36$  ГГц,  $f_3=50.92$  ГГц і  $f_4=51.16$  ГГц, коли розмір атома  $l_0/\lambda_0=0.28$ ,  $w_0/\lambda_0=0.06$ ,  $l_1/\lambda_0=w_1/\lambda_0=0.179$ . Спектральна смуга на піковій частоті  $f_1$  є світлою модою, яка індукована зовнішнім випромінюванням, смуги на  $f_2$  та  $f_3$  є низькочастотними та високочастотними темними модами, які індукуються в  $\text{MCP}_1$  за допомогою  $\text{MCP}_0$ , а смуга на піку  $f_4$  є квазі-темною модою, збудженою ззовні.

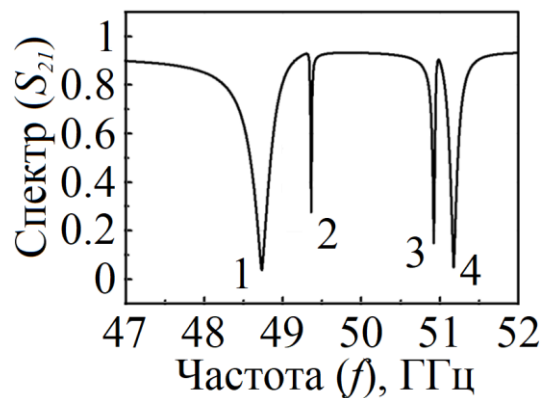


Рисунок 5.10 – Змодельовані спектри дво-атомної елементарної комірки з розмірами  $l_i/\lambda_0=w_i/\lambda_0=0.179$  (співвідношення  $l_1/w_1=1$  для  $\text{MCP}_1$ ): яскрава мода (1),  $f_1=48.73$  ГГц; перший темна мода (2),  $f_2=49.36$  ГГц; друга темна квазі-ТЕ мода (3),  $f_3=50.92$  ГГц; квазі-темна мода (4),  $f_4=51.16$  ГГц

## 5.5 Моделювання ефекту мультиспектральної прозорості

Щоб пояснити мультиспектральний ефект ППІ в елементарних комірках (а)-(в) на рис. 5.2, було використано теоретичну модель, засновану на зв'язаних системах гармонічних (Лоренца) осциляторів. Якщо припустити, що атом  $\text{MCP}_0$  збуджується безпосередньо зовнішнім випромінюванням, тоді як збудження кожного з темних  $\text{MCP}_i$  ( $i=1-3$ ) може відбуватися або через їх взаємодію в ближньому полі з  $\text{MCP}_0$ , або безпосередньо із зовнішнім ЕМ-полем, рівняння руху зв'язаних осциляторів можна виразити у вигляді

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 q_0}{\partial t^2} + \gamma_0 \frac{\partial q_0}{\partial t} + \omega_0^2 q_0 + \sum_{j=1}^N k_j q_j &= g_0 E_0, \\ \frac{\partial^2 q_j}{\partial t^2} + \gamma_j \frac{\partial q_j}{\partial t} + \omega_j^2 q_j + k_j q_0 &= g_j E_0, \end{aligned} \quad (5.4)$$

$$T(\omega) = 1 - |P(\omega)|, \quad (5.5)$$

$$P(\omega) = i\omega \left[ g_0 A + \sum_{j=1}^N g_j \frac{g_j - \kappa_j A}{C_j} \right], \quad (5.6)$$

де  $A = (g_0 - \sum_{j=1}^N \kappa_j g_j / C_j) / (C_0 - \sum_{j=1}^N \kappa_j^2 / C_j)$ ,  $C_j = \omega_j^2 - \omega^2 + i\gamma_j \omega$ ,  $q_0$  і  $q_j$ ,  $\omega_0$  і  $\omega_j$ ,  $\gamma_0$  і  $\gamma_j$ , і  $k_j$  – амплітуди, кутові частоти, швидкості затухання, геометричні параметри яскравого та  $j$ -го темного осциляторів відповідно, а  $k_j$  – коефіцієнти зв'язку між яскравим та квазі-темним осциляторами ( $j=1$ ), між яскравими та темними ( $j=2$  та  $j=3$ ) осциляторами,  $M$  є загальним числом осциляторів ( $M=2$  для трьох-атомної елементарної комірки (UC-3D та UC-3L) та  $M=3$  для чотирьох-атомної елементарної комірки (UC-4DL),

$P(\omega)$  і  $T(\omega)$  є енергією розсіювання та коефіцієнтом передачі відповідно в системі зв'язаного осцилятора.

На рис. 5.11 продемонстровано змодельований програмним забезпеченням Comsol Multiphysics і теоретично розрахований спектр. Лінія (1) представляє спектральне моделювання, а лінія (2) — теоретично розрахований спектр пропускання. Параметри осцилятора в рівнянні (5.4-5.6) були визначені підгонкою розрахованих і чисельно змодельованих спектрів пропускання. Отримані дані представлені в таблиці 5.2. З таблиці 5.2 випливає, що найменший коефіцієнт затухання  $\gamma_1=0.003$  ГГц і найбільший коефіцієнт зв'язку  $k_1=6.28$  ГГц) для осцилятора темної моди, тоді як найменший коефіцієнт зв'язку  $k_2=1.33$  ГГц і відносно великий геометричний коефіцієнт  $g_2=0.969$  існує для високочастотного осцилятора квазі-темної моди в комірці UC-3D. У чотири-атомній елементарній комірці (UC-4DL) коефіцієнти затухання  $\gamma_1=0.017$  ГГц і  $\gamma_2=0.006$  ГГц майже відповідають рівням загасання в трьох-атомній елементарній комірці, але найбільший коефіцієнт зв'язку  $k_1=4.42$  ГГц для низькочастотного осцилятора, і це менше, ніж для темної моди в три-атомній елементарній комірці (UC-3D). Оскільки як три-атомні, так і чотири-атомні елементарні комірки також існують моди з малими коефіцієнтами зв'язку та великими геометричними коефіцієнтами. Очевидно, що ці осцилятори моделюють квазі-темні моди.

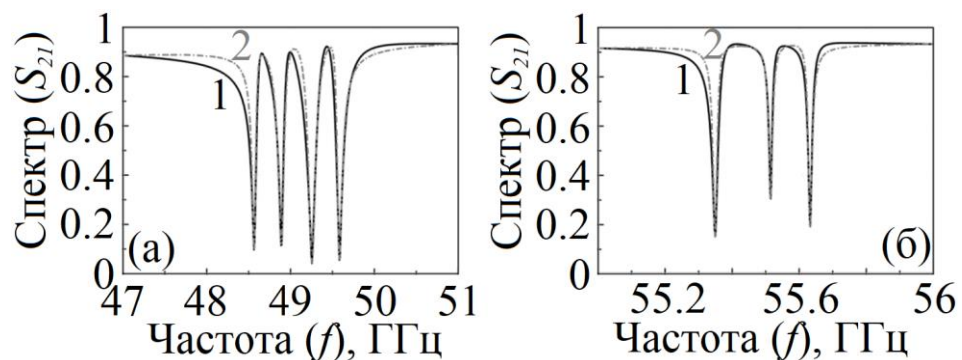


Рисунок 5.11 – Змодельовані спектри пропускання: Comsol Multiphysics (1) та теоретично розраховані (відповідно до (5.4-5.6)) спектри (2) для 4-атомної елементарної комірки, пов'язані з (а) квазі-ТЕ та (б) квазі-ТМ модами

Таблиця 5.2 – Швидкість згасання  $\gamma_j$  (ГГц), коефіцієнти зв'язку  $k_j$  (ГГц) та геометричні фактори  $g_j$ , розраховані для трьохатомних комірок (UC-3D) з вікнами прозорості в квазі-ТЕ модах спектрів пропускання, (UC-3L) в поверхневих квазі-ТМ модах та для елементарної комірки UC-4DL з вікнами прозорості в квазі-ТЕ модах (UC-4DL), квазі-ТЕ та квазі-ТМ модах (UC-4DL)

NN	UC-3D (квазі-ТЕ)	UC-3L (квазі-ТМ)	UC-4DL (квазі-ТЕ)	UC-4DL (квазі-ТМ)
$\gamma_0$	0.41	0.111	0.24	0.032
$\gamma_1$	0.003	0.01	0.017	0.003
$\gamma_2$	0.164	0.037	0.006	0.002
$\gamma_3$	-	-	0.052	-
$k_1$	6.28	3.56	4.42	3.3
$k_2$	1.33	1,01	4.23	2.94
$k_3$	-	-	1.12	-
$g_0$	1.528	0.798	1.21	0.528
$g_1$	0	0	0	0
$g_2$	0.969	0.43	0	0
$g_3$	-	-	0.542	-

Результати часу затримки групової швидкості та добутку групової затримки на пропускну здатність для розробленої три-атомної та чотирьох-атомної елементарної комірки представлені в таблиці 5.3, де « $j$ » означає номер вікна, починаючи з вікна з найбільшою довжиною хвилі.

Таблиця 5.3 – Параметри вікна прозорості для чотирьох-атомної елементарної комірки (UC-4DL) з трьома вікнами прозорості в плазмонних квазі-ТЕ модах та двома вікнами прозорості в квазі-ТМ модах, для трьох-атомної елементарної комірки (UC-3D) тільки з двома вікнами прозорості в плазмонних квазі-ТЕ модах, для трьох-атомної елементарної комірки (UC-3L) тільки з двома вікнами прозорості лише в поверхневих квазі-ТМ модах:  $\Delta F_j$ ,  $\tau_j$ ,  $DBP_j$  і  $\Delta T_j$  є ПШПМ вікон прозорості, часом затримки групової швидкості, добутком групової затримки на пропускну здатність та рівнем прозорості

	$j$	$\Delta F_j$ , ГГц	$\tau_j$ , нс	$DBP_j$	$\Delta T_j$ , %
UC-4-DL	1	0.32	2.3	0.73	74
	2	0.28	1.01	0.29	84
	3	0.16	0.68	0.11	84
UC-3D	4	0.124	2.43	0.3	54
	5	0.07	1.83	0.13	54
	1	0.73	0.98	0.71	87
UC-3L	2	0.55	0.54	0.3	89
	1	0.3	2.33	0.69	77
	2	0.11	1.21	0.12	82

Було визначено, що як для чотири-атомної, так і для трьох-атомної елементарної комірки параметри вікна прозорості залежать від розмірів  $MSP_i$ . Для досліджуваних елементарних комірок UC-4DL, UC-3D і UC-3L відносно великими є пропускна здатність вікна, час затримки групової швидкості  $\tau$  та добуток групової затримки на пропускну здатність  $DBP$ , які існують у вікнах у квазі-ТЕ мод елементарної комірки UC-3D ( $j=1$ ) і в квазі-ТМ модах ( $j=2$ ) і в чотирьох-атомній елементарній комірці (UC-4DL) в модах ( $j=1$ ), а також в квазі-ТМ модах ( $j=1$ ) в трьох-атомній елементарній комірці (UC-3L). Це вказує на те, що світловий імпульс із центральною частотою, розташований у вікні прозорості, буде значно сповільнений під час поширення через метаповерхню. Найбільші  $DBP$  має низькочастотне вікно прозорості ( $j=1$ ) у три-атомній елементарній комірці. Рівень прозорості  $\Delta T_j = \Delta T_{j,\max} - \Delta T_{j,\min}$  є високим для вікон у модах в чотири-атомній елементарній комірці, а також для всіх вікон у комірці UC-3D і UC-3L[143].

Результати моделі феноменологічного осцилятора зв'язку зображені в таблицю 5.4.

Таблиця 5.4 – Параметри моделі осцилятора зв'язку. Відповідними одиницями є  $s^{-1}$  і  $s^{-2}$  для швидкості загасання  $\gamma_j$  і коефіцієнта зв'язку  $k_j$  відповідно, тоді як геометричний фактор  $g_j$  є безрозмірним ( $j \in [0, 3]$ ).

Вікно	$\gamma_0$	$\gamma_1$	$\gamma_2$	$\gamma_3$	$k_1$	$k_2$	$k_3$	$g_0$	$g_1$	$g_2$	$g_3$
квазі-ТЕ	0.85	0.61	0.414	0.414	3	2.4	2.4	0.51	0.47	0.41	0.41
квазі-ТМ	0.28	0.12	0.12	0.17	0.1	0.1	0.5	0.51	0.19	0.19	0.355

Смуга пропускання низькочастотного вікна для квазі-ТЕ мод більша, ніж смуга для квазі-ТМ мод, які мають вищу добротність.

## Висновки до розділу 5

1. В результаті розрахунків спостережено ефект електромагнітної індукованої дво-модової прозорості викликаний взаємодією «квазі-темної» квазі-ТМ моди з захопленою «темною» квазі-ТЕ модою від пари «темних» мета-атомів.

2. Досягненням виконаного в розділі дослідження стало те, що внаслідок моделювання метал-діелектричної метаповерхні з максимальним значенням коефіцієнта передачі у широкому діапазоні (електромагнітна індукована прозорість) було отримано високі значення затримки часу проходження електромагнітної хвилі, що падає на метаповерхню, завдяки тому, що ефект електромагнітної індукованої прозорості зумовлює різку зміну фази електромагнітної хвилі в межах резонансної смуги пропускання, що проходить скрізь метаматеріал.

3. Вперше встановлено кореляції між параметрами структури, тобто розміром елементарної комірки та пари «темних» мета-атомів у 3-метатомній елементарній комірці метаматеріалу, а також між спектральним коефіцієнтом пропускання та часом затримки збудження зовнішньої електромагнітної хвилі та груповий показник заломлення.

4. Встановлено, що частотна дисперсія цих параметрів у високочастотному та низькочастотному вікнах прозорості різна, що дозволяє незалежно контролювати параметри уповільнення електромагнітної хвилі. Розроблена модель метаматеріалу дозволяє досягти значно вищі значення параметра часу затримки групової швидкості, ніж відомі досі.

5. Було показано, що кілька вікон прозорості в спектрах пропускання виникають внаслідок деструктивної інтерференції яскравих, квазі-темних і темних мод, які одночасно існують у досліджуваних елементарних комірках.

6. Для три-атомної комірки при розміщенні темних атомів симетрично відносно осі ортогонального вектора ТЕ-поляризації зовнішнього

електромагнітного поля в смузі квазі-ТЕ моди виникають два вікна прозорості. При цьому в модах квазі-ТМ вікна прозорості немає.

7. Для три-атомної елементарної комірки при розміщенні темних атомів симетрично відносно осі ортогонального вектора ТЕ-поляризації зовнішнього електромагнітного поля вздовж осі вектора поляризації в спектрі поверхневої квазі-ТМ моди існує два вікна прозорості. У цьому випадку вікна прозорості в спектрі квазі-ТЕ моди відсутні.

8. Для чотирьох-атомної елементарної комірки з'являються три вікна прозорості в спектрі квазі-ТЕ моди і два вікна прозорості в спектрі поверхневої квазі-ТМ моди. Для оптимальних геометричних розмірів  $MSP_i$  і структур елементарної комірки час затримки групової швидкості  $\tau_{gr}$  та добуток групової затримки на пропускну здатність  $DBP$  є максимальними для низькочастотного вікна прозорості як у трьох-атомних, так і в чотирьох-атомних елементарних комірках, тоді як найвищі рівні прозорості існують для трьох-атомних елементарних комірок.

9. Для підтвердження зазначених характеристик був виготовлений прототип метаповерхні та протестований у мікрохвильовому діапазоні. Зразок виготовлено з друкованої плати за допомогою процесу травлення. В експерименті ми використовували лише стандартне обладнання та методи вимірювання. Було проведено експериментальне дослідження характеристик пропускання такої метаповерхні та отримано параметри часу затримки групової швидкості та добутку групової затримки на пропускну здатність шляхом виконання їх прямих вимірювань. Експеримент підтверджує наявність чотирьох ЕІТ-подібних вікон прозорості в спектрах пропускання метаповерхні із задовільними характеристиками.

10. Отримані результати чисельного моделювання можуть бути використані в багаточастотній фільтрації, багатодіапазонних пристроях уповільнення світла, багатодіапазонних робочих пристроях, високочутливих датчиках, модуляторів, а також може бути платформою для впровадження біо/хімічних датчиків.

## ВИСНОВКИ

1) Розраховано параметри відкритих сферичних резонаторів для визначення діелектричної проникності у широкому діапазоні (1-20) з надмалим тангенсом кута діелектричних втрат ( $5 \times 10^{-6}$ ) твердих зразків при оптимальних розмірах відкритого резонатора Х- ( $TEM_{0,0,13}$ ; знайдено гарне співвідношення для результатів розрахунку і експериментального вимірювання резонансної частоти та добротності) та мінімальних розмірах L-діапазонів ( $TEM_{0,0,11}$ ; результати розрахунку).

2) Отримано похибку вимірювання зразків твердих матеріалів за допомогою відкритого резонатора Х- та L-діапазонів для: діелектричної проникності – від 0.28% до 10%, тангенса кута діелектричних втрат – від 0.77% до 9%. Отримано збіг чисельного моделювання та фізичного експерименту. Зразок діелектрика поміщеного в відкритий резонатор L-діапазону повинен мати діаметр не менше, ніж 500 мм, що забезпечує високу напруженість електричного поля в зразку, стабільні резонансні частоти та добротності.

3) Розраховано параметри закритого циліндричного резонатора для визначення діелектричної проникності у широкому діапазоні (1-20) з надмалим тангенсом кута діелектричних втрат ( $5 \times 10^{-6}$ ) твердих зразків на робочій моді  $TM_{0,0,1}$ . Отримано гарне співпадіння результатів розрахунку і експериментального вимірювання резонансної частоти та добротності. Отримана різниця між експериментом та теоретичним розрахунком склала менше ніж 0.01-1.6%.

4) Розраховано частотний спектр в резонансних структурах з довільною формою тіл обертання з довільно розташованим сферичним включенням за допомогою методу граничних умов в локальних точках. Отримано гарне співпадіння результатів розрахунку власних частот за допомогою нашої методики та за допомогою комп'ютерного моделювання методом кінцевих

елементів. Методика має продуктивність у 10 разів кращу порівняно з моделюванням при їх різниці 0.6%.

5) В закритому циліндричному резонаторі, якщо стрижні розташовані асиметрично відносно центральної осі, розраховано та експериментально підтверджено наявність ознак хвильового хаосу (розподіл імовірності міжчастотних інтервалів наближається до розподілу Броді, що в границі є розподілом Вігнера). Якщо стрижні відсутні або розташовані симетрично відносно центральної осі симетрії, підтверджено відсутність ознак хвильового хаосу (розподіл імовірності міжчастотних інтервалів наближається до розподілу Пуассона).

6) Реалізовано резонансну метал-діелектричну метаповерхню, в якій отримано високі значення затримки часу і 5 смуг електромагнітної індукованої прозорості, що підтверджено моделюванням.

## ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Rahman R. A system for measuring complex dielectric properties of thin films at submillimeter wavelengths using an open hemispherical cavity and a vector network analyzer / R. Rahman, P. C. Taylor, J. A. Scales // Review of Scientific Instruments. — 2013. — Vol. 84, No. 8. — P. 083901.
2. Saeed K. Planar microwave sensors for complex permittivity characterization of materials and their applications / K. Saeed, M. F., M. B., I. C. // Applied Measurement Systems / Md. Z. Haq. — InTech, 2012.
3. Tereshchenko O. V. An overview of the techniques for measuring the dielectric properties of materials / O. V. Tereshchenko, F. J. K. Buesink, F. B. J. Leferink. — Istanbul : IEEE, 2011.
4. Rana V. A. Broadband dielectric relaxation spectroscopy and molecular dynamics simulation study of paracetamol-propylene glycol solutions / V. A. Rana, T. R. Pandit // Journal of Molecular Liquids. — 2021. — Vol. 341. — P. 117384.
5. Rana V. A. Dielectric spectroscopic and molecular dynamic study of aqueous solutions of paracetamol / V. A. Rana, T. R. Pandit // Journal of Molecular Liquids. — 2019. — Vol. 290. — P. 111203.
6. Guo Z. Zero-index and hyperbolic metacavities: fundamentals and applications / Z. Guo, H. Jiang, H. Chen // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2022. — Vol. 55, No. 8. — P. 083001.
7. Taravati S. Full-duplex reflective beamsteering metasurface featuring magnetless nonreciprocal amplification / S. Taravati, G. V. Eleftheriades // Nature Communications. — 2021. — Vol. 12, No. 1. — P. 4414.
8. Валитов Р. А. Измерения на миллиметровых и субмиллиметровых волнах: методы и техника / Р. А. Валитов, С. Ф. Дюбко, Б. И. Макаренко. — Москва : 1984. — 296 p.

9. Валитов Р. А. Техника субмиллиметровых волн / Р. А. Валитов. — Издательство «Советское радио», 1969. — 476 p.
10. Afsar M. N. Millimeter-wave dielectric measurement of materials / M. N. Afsar, K. J. Button // *Proceedings of the IEEE*. — 1985. — Vol. 73, No. 1. — P. 131–153.
11. Button K. J. Infrared and millimeter waves v10: millimeter components and techniques, part ii / K. J. Button. — Elsevier, 1983. — 419 p.
12. Clarke R. N. Fabry-perot and open resonators at microwave and millimetre wave frequencies, 2-300 ghz / R. N. Clarke, C. B. Rosenberg // *Journal of Physics E: Scientific Instruments*. — 1982. — Vol. 15, No. 1. — P. 9–24.
13. Egorov V. N. Resonance methods for microwave studies of dielectrics (review) / V. N. Egorov // *Instruments and Experimental Techniques*. — 2007. — Vol. 50, No. 2. — P. 143–175.
14. Costanzo S. Microwave open resonator techniques – part ii: applications / S. Costanzo, G. Di, H. Oswaldo // *Microwave Materials Characterization* / S. Costanzo. — InTech, 2012.
15. Dudorov S. N. Differential open resonator method for permittivity measurements of thin dielectric film on substrate / S. N. Dudorov, D. V. Lioubtchenko, J. A. Mallat, A. V. Raisanen // *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. — 2005. — Vol. 54, No. 5. — P. 1916–1920.
16. Dudorov S. N. Millimeter-wave permittivity measurement of deposited dielectric films using the spherical open resonator / S. N. Dudorov, D. V. Lioubtchenko, J. A. Mallat, A. V. Raisanen // *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*. — 2005. — Vol. 15, No. 9. — P. 564–566.
17. Kuz'michev I. K. The limiting possibilities of miniaturization of open-resonator mirrors / I. K. Kuz'michev, A. S. Tishchenko, K. Schuenemann // *Radiophysics and Quantum Electronics*. — 2002. — Vol. 45, No. 6. — P. 465–470.

18. Afsar M. N. A new open resonator method for the measurement of dielectric permittivity and loss tangent of low absorbing materials at 60 ghz / M. N. Afsar, Hanyi Ding. — Beijing, China : IEEE, 2000.
19. Choi J. J. Measurements of dielectric properties at ka-band using a fabry-perot hemispherical open resonator / J. J. Choi, W. B. Seo // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. — 2001. — Vol. 22, No. 12. — P. 1837–1851.
20. Dudorov S. N. Two differential open resonator techniques for measuring dielectric constants of thin films on substrates / S. N. Dudorov, D. V. Lioubtchenko, J. A. Mallat, A. V. Raisanen. — Paris, France : IEEE, 2005.
21. CST studio suite learning edition / 2023.
22. Ginzton E. L. Microwave measurements / E. L. Ginzton. — New York : McGraw-Hill, 1957. — 515 p.
23. Glamazdin V. V. Efficiency of excitation of a quasioptical open resonator by a waveguide / V. V. Glamazdin, M. P. Natarov, V. N. Skresanov, A. I. Shubniy // Radiophysics and Quantum Electronics. — 2009. — Vol. 52, No. 3. — P. 210–226.
24. Glamazdin V. V. RADIATION losses of local coupling elements of open resonators / V. V. Glamazdin, M. P. Natarov, V. N. Skresanov, A. I. Shubny // Telecommunications and Radio Engineering. — 2012. — Vol. 71, No. 10. — P. 867–892.
25. Glamazdin V. V. COUPLING radiation loss in the mirror dielectric disk resonator. part 1. matched waveguide coupling / V. V. Glamazdin, M. P. Natarov, V. N. Skresanov, A. I. Shubnyi // Telecommunications and Radio Engineering. — 2016. — Vol. 75, No. 1. — P. 11–30.
26. Kogelnik H. Laser beams and resonators / H. Kogelnik // PROCEEDINGS OF THE IEEE. — 1966. — Vol. 54, No. 10. — P. 1312–1330.
27. Sebastian M. T. Dielectric materials for wireless communication / M. T. Sebastian. — Amsterdam ; Boston : Elsevier, 2008. — 671 p.

28. Seo W. B. Dielectric measurements using fabry-perot open resonators at millimeter wave frequencies (26-110 ghz) / W. B. Seo, J. J. Choi. — Monterey, CA, USA : IEEE, 2002.
29. Skresanov V. N. Q-factor measurements under conditions of closely-spaced resonant frequencies of modes in open resonators / V. N. Skresanov, V. V. Glamazdin // Telecommunications and Radio Engineering. — 2016. — Vol. 75, No. 10.
30. Krupka J. DIELECTRIC measurements on low-loss materials / J. Krupka // 2002.
31. Krupka J. Use of whispering-gallery modes for complex permittivity determinations of ultra-low-loss dielectric materials / J. Krupka, K. Derzakowski, A. Abramowicz, [et al.] // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 1999. — Vol. 47, No. 6. — P. 752–759.
32. Baker-Jarvis J. Dielectric characterisation of low-loss materials—a comparison of techniques / J. Baker-Jarvis, R. Geyer, J. H. Jr, [et al.] // Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on. — 1998. — Vol. 5, No. 4. — P. 571–577.
33. Kamijo T. Measurement of complex permittivity in the uhf band using a perturbed cavity resonator without sample insertion holes \* / T. Kamijo, M. Chiba, O. Yasuda, [et al.]. — 2003.
34. Du Preez J. Millimeter-wave antennas: configurations and applications / J. Du Preez, S. Sinha. — Cham : Springer International Publishing, 2016.
35. Seybold J. S. Introduction to rf propagation / J. S. Seybold. — Hoboken, N.J : Wiley, 2005. — 330 p.
36. Huang K.-C. Millimeter wave communication systems / K.-C. Huang, Z. Wang. — Hoboken, N.J : Wiley, 2011. — 275 p.
37. Квантовый хаос, введение, штокман х.ю., 2004 / 2014.
38. Єременко З. Є. Електромагнітні нвч коливання в структурах з регулярними та випадковими неоднорідностями / З. Є. Єременко. —

Харків : Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України, 2011. — 346 p.

39. Arnol'd V. I. Mathematical methods of classical mechanics / V. I. Arnol'd. — Springer New York, 2010. — 520 p.
40. Ganapolsky Y. M. INTERMODE scattering as a source of quantum chaos in a microwave resonator subjected to singular perturbation / Y. M. Ganapolsky, Y. V. Tarasov // Telecommunications and Radio Engineering. — 2014. — Vol. 73, No. 8.
41. Ganapolski E. M. Chaotic spectrum of a cavity resonator filled with randomly located sapphire particles / E. M. Ganapolski, Z. E. Eremenko // Physical Review E. — 2002. — Vol. 65, No. 5. — P. 056218.
42. Ganapolskii E. M. Effect of random surface inhomogeneities on spectral properties of dielectric-disk microresonators: theory and modeling at millimeter wave range / E. M. Ganapolskii, Z. E. Eremenko, Yu. V. Tarasov // Physical Review E. — 2009. — Vol. 79, No. 4. — P. 041136.
43. Ganapolskii E. M. Spectral properties of cylindrical quasioptical cavity resonator with random inhomogeneous side boundary / E. M. Ganapolskii, Yu. V. Tarasov, L. D. Shostenko // Physical Review E. — 2011. — Vol. 84, No. 2. — P. 026209.
44. Reichl L. E. The transition to chaos: conservative classical systems and quantum manifestations / L. E. Reichl. — New-York, Heidelberg : Springer, 2004. — 675 p.
45. Principles of statistical radiophysics 1 / Heidelberg : Springer Berlin, Heidelberg, 1987. — 253 p.
46. Bass F. G. Wave scattering from statistically rough surfaces / F. G. Bass, I. M. Fuks. — Pergamon Press, 1979. — 546 p.
47. Dubbers D. Quantum physics: the bottom-up approach: from the simple two-level system to irreducible representations / D. Dubbers, H.-J. Stöckmann. — Berlin, Heidelberg : Springer, 2013. — 266 p.

48. Tsou S. T. Encyclopedia of mathematical physics / S. T. Tsou, J.-P. Francoise, G. L. Naber. — Amsterdam : Elsevier, 2006. — 679 p.
49. Berry M. V. The bakerian lecture, 1987. quantum chaology / M. V. Berry, I. C. Percival, N. O. Weiss // Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences. — 1997. — Vol. 413, No. 1844. — P. 183–198.
50. Sevilla M. 8th grade cst science practice workbook / M. Sevilla. — CreateSpace Independent Publishing Platform, 2012. — 62 p.
51. Abdelfattah M. High-q tunable evanescent-mode cavity siw resonators and filters with contactless tuners / M. Abdelfattah, D. Peroulis // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 2019. — Vol. 67, No. 9. — P. 3661–3672.
52. Kwok R. S. Characterization of high-q resonators for microwave filter applications / R. S. Kwok, Ji-Fuh Liang // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 1999. — Vol. 47, No. 1. — P. 111–114.
53. El Matbouly H. Passive microwave substrate integrated cavity resonator for humidity sensing / H. El Matbouly, N. Boubekur, F. Domingue // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 2015. — Vol. 63, No. 12. — P. 4150–4156.
54. Faz U. A coupled-cavity resonator technique for simultaneous sensing of dielectric load and position of continuous material streams / U. Faz, T. F. Eibert // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 2021. — Vol. 69, No. 4. — P. 2399–2407.
55. Sydoruk V. A. Design and characterization of microwave cavity resonators for noninvasive monitoring of plant water distribution / V. A. Sydoruk, F. Fiorani, S. Jahnke, H.-J. Krause // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 2016. — Vol. 64, No. 9. — P. 2894–2904.
56. Massel F. Microwave amplification with nanomechanical resonators / F. Massel, T. T. Heikkilä, J.-M. Pirkkalainen, [et al.] // Nature. — 2011. — Vol. 480, No. 7377. — P. 351–354.

57. Kik A. Complex permittivity measurement using a ridged waveguide cavity and the perturbation method / A. Kik // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 2016. — Vol. 64, No. 11. — P. 3878–3886.
58. Li L. Measurement error of temperature coefficient of resonant frequency for microwave dielectric materials by  $\mathrm{te}_{\mathrm{01}\delta}$  - mode resonant cavity method / L. Li, J. Y. Zhu, X. M. Chen // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 2016. — Vol. 64, No. 11. — P. 3781–3786.
59. Balanis C. A. Advanced engineering electromagnetics / C. A. Balanis. — New York : Wiley, 1989. — 981 p.
60. Zouros G. P. Eigenfrequencies and modal analysis of uniaxial, biaxial, and gyroelectric spherical cavities / G. P. Zouros // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 2017. — Vol. 65, No. 1. — P. 20–27.
61. Zouros G. P. Analysis of multilayered gyroelectric spherical cavities by weak form vie formulation / G. P. Zouros // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 2017. — Vol. 65, No. 11. — P. 4029–4036.
62. Kokkorakis G. C. Electromagnetic eigenfrequencies in a spheroidal cavity / G. C. Kokkorakis, J. A. Roumeliotis // Journal of Electromagnetic Waves and Applications. — 1997. — Vol. 11, No. 3. — P. 279–292.
63. Kokkorakis G. C. Electromagnetic eigenfrequencies in a spheroidal cavity (calculation by spheroidal eigenvectors) / G. C. Kokkorakis, J. A. Roumeliotis // Journal of Electromagnetic Waves and Applications. — 1998. — Vol. 12, No. 12. — P. 1601–1624.
64. Le-Wei Li Closed-form eigenfrequencies in prolate spheroidal conducting cavity / Le-Wei Li, Zhong-Cheng Li, Mook-Seng Leong // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 2003. — Vol. 51, No. 3. — P. 922–927.
65. Roumeliotis J. A. Resonant frequencies in an electromagnetic spherical cavity with an eccentric inner electrically small sphere / J. A. Roumeliotis, J. D.

- Kanellopoulos, J. G. Fikioris // *Electromagnetics*. — 1992. — Vol. 12, No. 2. — P. 155–170.
66. Roumeliotis J. A. Resonant frequencies in an electromagnetic rectangular/cylindrical/spherical cavity with an inner off-axis small dielectric sphere / J. A. Roumeliotis // *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*. — 1997. — Vol. 11, No. 2. — P. 185–195.
  67. Andreev M. V. Determination of biconical cavity eigenfrequencies using method of partial intersecting regions and approximation by rational fractions / M. V. Andreev, O. O. Drobakhin, D. Yu. Saltykov, [et al.] // *Radioelectronics and Communications Systems*. — 2019. — Vol. 62, No. 12. — P. 630–641.
  68. Andreev M. V. Simple technique for biconical cavity eigenfrequency determination / M. V. Andreev, O. O. Drobakhin, D. Yu. Saltykov, [et al.] // *Radioelectronics and Communications Systems*. — 2017. — Vol. 60, No. 12. — P. 555–561.
  69. Stein S. Addition theorems for spherical wave functions / S. Stein // *Quarterly of Applied Mathematics*. — 1961. — Vol. 19, No. 1. — P. 15–24.
  70. Cruzan O. R. Translational addition theorems for spherical vector wave functions / O. R. Cruzan // *Quarterly of Applied Mathematics*. — 1962. — Vol. 20, No. 1. — P. 33–40.
  71. Stratton J. A. *Electromagnetic theory* / J. A. Stratton. — Hoboken, New Jersey : John Wiley & Sons, 2007. — 642 p.
  72. Fushchich W. I. Various formulations of maxwell's equations / W. I. Fushchich, A. G. Nikitin // *Symmetries of Maxwell's Equations* / W. I. Fushchich, A. G. Nikitin. — Dordrecht : Springer Netherlands, 1987. — P. 8–20.
  73. Deano A. *Computing highly oscillatory integrals* / A. Deano, D. Huybrechs, A. Iserles. — SIAM, 2017. — 207 p.
  74. Ascher U. M. *Computer methods for ordinary differential equations and differential-algebraic equations* / U. M. Ascher, L. R. Petzold. —

- Philadelphia, PA : Society for Industrial and Applied Mathematics, 1998. — 330 p.
75. Fleischhauer M. Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media / M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J. P. Marangos // *Reviews of Modern Physics*. — 2005. — Vol. 77, No. 2. — P. 633–673.
  76. Li H. Electromagnetically induced transparency controlled by a microwave field / H. Li, V. A. Sautenkov, Y. V. Rostovtsev, [et al.] // *Physical Review A*. — 2009. — Vol. 80, No. 2. — P. 023820.
  77. Harris S. E. Electromagnetically induced transparency / S. E. Harris // *Physics Today*. — 1997. — Vol. 50, No. 7. — P. 36–42.
  78. Papasimakis N. Metamaterial analog of electromagnetically induced transparency / N. Papasimakis, V. A. Fedotov, N. I. Zheludev, S. L. Prosvirnin // *Physical Review Letters*. — 2008. — Vol. 101, No. 25. — P. 253903.
  79. Zhang S. Plasmon-induced transparency in metamaterials / S. Zhang, D. A. Genov, Y. Wang, [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2008. — Vol. 101, No. 4. — P. 047401.
  80. Wu D. Plasmonic metamaterial for electromagnetically induced transparency analogue and ultra-high figure of merit sensor / D. Wu, Y. Liu, L. Yu, [et al.] // *Scientific Reports*. — 2017. — Vol. 7, No. 1. — P. 45210.
  81. Liu C. Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses / C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, L. V. Hau // *Nature*. — 2001. — Vol. 409, No. 6819. — P. 490–493.
  82. Krauss T. F. Why do we need slow light? / T. F. Krauss // *Nature Photonics*. — 2008. — Vol. 2, No. 8. — P. 448–450.
  83. Yang S. Multispectral plasmon-induced transparency in hyperfine terahertz meta-molecules / S. Yang, X. Xia, Z. Liu, [et al.] // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 2016. — Vol. 28, No. 44. — P. 445002.

84. Yan H. Tunable phonon-induced transparency in bilayer graphene nanoribbons / H. Yan, T. Low, F. Guinea, [et al.] // Nano Letters. — 2014. — Vol. 14, No. 8. — P. 4581–4586.
85. Liu X. Electromagnetically induced transparency in terahertz plasmonic metamaterials via dual excitation pathways of the dark mode / X. Liu, J. Gu, R. Singh, [et al.] // Applied Physics Letters. — 2012. — Vol. 100, No. 13. — P. 131101.
86. Cheng H. Dynamically tunable plasmonically induced transparency in periodically patterned graphene nanostrips / H. Cheng, S. Chen, P. Yu, [et al.] // Applied Physics Letters. — 2013. — Vol. 103, No. 20. — P. 203112.
87. Shi X. Enhanced tunability of plasmon induced transparency in graphene strips / X. Shi, X. Su, Y. Yang // Journal of Applied Physics. — 2015. — Vol. 117, No. 14. — P. 143101.
88. Tang C. Design of dual-band plasmon-induced transparent effect based on composite structure of closed-ring and square patch / C. Tang, Q. Niu, B.-X. Wang, W.-Q. Huang // Plasmonics. — 2019. — Vol. 14, No. 3. — P. 533–538.
89. Taubert R. Classical analog of electromagnetically induced absorption in plasmonics / R. Taubert, M. Hentschel, J. Kästel, H. Giessen // Nano Letters. — 2012. — Vol. 12, No. 3. — P. 1367–1371.
90. Dong Z.-G. Enhanced sensing performance by the plasmonic analog of electromagnetically induced transparency in active metamaterials / Z.-G. Dong, H. Liu, J.-X. Cao, [et al.] // Applied Physics Letters. — 2010. — Vol. 97, No. 11. — P. 114101.
91. Tan T. C. Lattice induced strong coupling and line narrowing of split resonances in metamaterials / T. C. Tan, Y. K. Srivastava, M. Manjappa, [et al.] // Applied Physics Letters. — 2018. — Vol. 112, No. 20. — P. 201111.
92. Li H. Electromagnetically induced transparency with large delay-bandwidth product induced by magnetic resonance near field coupling to electric

- resonance / H. Li, S. Liu, S. Liu, [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2015. — Vol. 106, No. 11. — P. 114101(4).
93. Manjappa M. Tailoring the slow light behavior in terahertz metasurfaces / M. Manjappa, S.-Y. Chiam, L. Cong, [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2015. — Vol. 106, No. 18. — P. 181101.
  94. Qin L. Optical-magnetism-induced transparency in a metamaterial / L. Qin, K. Zhang, R.-W. Peng, [et al.] // *Physical Review B*. — 2013. — Vol. 87, No. 12. — P. 125136.
  95. Manjappa M. Lattice-induced transparency in planar metamaterials / M. Manjappa, Y. K. Srivastava, R. Singh // *Physical Review B*. — 2016. — Vol. 94, No. 16. — P. 161103.
  96. Xu N. High-  $q$  lattice mode matched structural resonances in terahertz metasurfaces / N. Xu, R. Singh, W. Zhang // *Applied Physics Letters*. — 2016. — Vol. 109, No. 2. — P. 021108.
  97. Kumar D. Dynamically tunable slow light characteristics in graphene based terahertz metasurfaces / D. Kumar, K. M. Devi, R. Kumar, D. Roy Chowdhury // *Optics Communications*. — 2021. — Vol. 491. — P. 126949.
  98. Kravets V. G. Plasmonic surface lattice resonances: a review of properties and applications / V. G. Kravets, A. V. Kabashin, W. L. Barnes, A. N. Grigorenko // *Chemical Reviews*. — 2018. — Vol. 118, No. 12. — P. 5912–5951.
  99. Bitzer A. Lattice modes mediate radiative coupling in metamaterial arrays / A. Bitzer, J. Wallauer, H. Helm, [et al.] // *Optics Express*. — 2009. — Vol. 17, No. 24. — P. 22108.
  100. Murai S. Enhanced light emission by magnetic and electric resonances in dielectric metasurfaces / S. Murai, G. W. Castellanos, T. V. Raziman, [et al.] // *Advanced Optical Materials*. — 2020. — Vol. 8, No. 16. — P. 1902024.
  101. Chiam S.-Y. Analogue of electromagnetically induced transparency in a terahertz metamaterial / S.-Y. Chiam, R. Singh, C. Rockstuhl, [et al.] // *Physical Review B*. — 2009. — Vol. 80, No. 15. — P. 153103(4).

102. Bagci F. A polarization independent electromagnetically induced transparency-like metamaterial with large group delay and delay-bandwidth product / F. Bagci, B. Akaoglu // *Journal of Applied Physics*. — 2018. — Vol. 123, No. 17. — P. 173101.
103. Tidström J. Delay-bandwidth product of electromagnetically induced transparency media / J. Tidström, P. Jänes, L. M. Andersson // *Physical Review A*. — 2007. — Vol. 75, No. 5. — P. 053803(11).
104. Yin X. Tailoring electromagnetically induced transparency for terahertz metamaterials: from diatomic to triatomic structural molecules / X. Yin, T. Feng, S. Yip, [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2013. — Vol. 103, No. 2. — P. 021115(5).
105. Lim W. X. Ultrafast all-optical switching of germanium-based flexible metaphotonic devices / W. X. Lim, M. Manjappa, Y. K. Srivastava, [et al.] // *Advanced Materials*. — 2018. — Vol. 30, No. 9. — P. 1705331.
106. Liu C. Slow light effect based on tunable plasmon-induced transparency of monolayer black phosphorus / C. Liu, H. Li, H. Xu, [et al.] // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2019. — Vol. 52, No. 40. — P. 405203.
107. Kim J. Multi-peak electromagnetically induced transparency (eit)-like transmission from bull's-eye-shaped metamaterial / J. Kim, R. Soref, W. R. Buchwald // *Optics Express*. — 2010. — Vol. 18, No. 17. — P. 17997–18002.
108. Yu W. The bright–bright and bright–dark mode coupling-based planar metamaterial for plasmonic eit-like effect / W. Yu, H. Meng, Z. Chen, [et al.] // *Optics Communications*. — 2018. — Vol. 414. — P. 29–33.
109. Xu Y. Structure-based tunable metamaterials for electromagnetically induced transparency windows in low terahertz frequency / Y. Xu, X. Wang, X. Chen, L. Zhang // *Journal of Applied Physics*. — 2020. — Vol. 127, No. 3. — P. 034501.
110. Breslavets A. A. Small-sized x-band open resonator for wide-range permittivity measurements of solid-state dielectrics / A. A. Breslavets, Z. E.

- Eremenko, G. O. Rudnev, [et al.] // Low Temperature Physics. — 2022. — Vol. 48, No. 12. — P. 1055–1061.
111. Breslavets A. A. Hemispherical x band microwave small sized open resonator for wide range from 1 to 20 permittivity characterization of solid-state dielectrics / A. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, G. O. Rudnev, [et al.] // Low Temperature Physics. — 2022. — Vol. 48, No. 1. — P. 43–50.
  112. Eremenko Z. Hemispherical microwave x- band fabry-perot resonator for determining in wide band of dielectric parameters of solid materials / Z. Eremenko, O. Voitovich, A. Breslavets, [et al.]. — Kharkiv, Ukraine : 2021.
  113. Popkov A. Yu. A resonance system for measuring complex permittivity of materials / A. Yu. Popkov, I. K. Kuzmichev. — Kharkiv, Ukraine : IEEE, 2013.
  114. RUS Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины, Харьков An open resonator for measuring electrical physical parameters of substances part ii. experiment / RUS Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины, Харьков, I. K. Kuzmichev, A. Yu. Popkov, RUS Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины, Харьков // Физические основы приборостроения. — 2013. — Vol. 2, No. 4. — P. 108–115.
  115. RUS Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины, Харьков, Украина An open resonator for measuring electrical physical parameters of substances part 1. resonator model / RUS Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины, Харьков, Украина, I. K. Kuzmichev, A. Yu. Popkov, RUS Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины, Харьков, Украина // Физические основы приборостроения. — 2013. — Vol. 2, No. 3. — P. 100–109.
  116. Тарасов Л. В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения / Л. В. Тарасов. — Москва : 1981. — 440 p.

117. Суху Р. Ф. Неконфокальные многоволновые резонаторы для квантовомеханического генератора / Р. Ф. Суху // ТИИЭР. — 1963. — Vol. 51, No. 1. — P. 106–111.
118. Глоге Д. Расчет оптических резонаторов и линзовых систем / Д. Глоге // Квазиоптика. — Москва : 1966. — P. 280–314.
119. Лебедев И. В. Техника и приборы свч: в 2-х т. / И. В. Лебедев. — Москва : 1970. — 440 p.
120. Kogut O. Single resonant type tool for measuring the solid dielectrics with a wide dielectric constant interval and extra small losses in l-band / O. Kogut, Z. Eremenko, R. Dolia, [et al.]. — Melacca, Malaysia : IEEE, 2019.
121. Eremenko Z. E. Frequency domain simulation method for electromagnetic oscillations in non-concentric layered ball resonator / Z. E. Eremenko, I. N. Volovichev, A. A. Breslavets. — Kharkiv, Ukraine : IEEE, 2020.
122. Breslavets O. A. Eigenfrequencies in microwave spheroidal cavities by an accurate numerical approach / O. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, I. M. Volovichev, G. P. Zouros. — Gdansk, Poland : IEEE, 2022.
123. Volovichev I. M. Eigenfrequencies in microwave eccentric spherical cavities by a local point-based boundary conditions method / I. M. Volovichev, O. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, G. P. Zouros. — Ukraine : IEEE, 2022.
124. Volovichev I. N. A local point method based on dfs expansion of boundary conditions for eigenfrequencies calculation of bor cavities / I. N. Volovichev, G. P. Zouros, O. A. Breslavets, Z. E. Eremenko // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 2023. — P. 1–11.
125. Eremenko Z. E. Microwave eccentric spherical cavities spectrum using local point-based boundary conditions method for eigenfrequencies / Z. E. Eremenko, O. A. Breslavets, I. N. Volovichev. — Herceg Novi, Montenegro : 2023.
126. Breslavets A. A. Resonant modes in cavity layered microwave resonator with axial symmetry / A. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, I. N. Volovichev. — Kharkiv, Ukraine : 2021.

127. Breslavets A. A. Frequency spectrum and electromagnetic fields distribution in cavity microwave resonator with metal pins inside / A. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, E. M. Ganapolskii. — Lviv, Ukraine : IEEE, 2019.
128. Breslavets A. Comparison of the electromagnetic fields distribution for resonant frequencies in cavity cylindrical microwave resonator with metal rods / A. Breslavets, Z. Eremenko, E. Ganapolskii. — Kharkiv, Ukraine : IEEE, 2020.
129. Jafarizadeh M. A. Investigation of level statistics by generalized brody distribution and maximum likelihood estimation method / M. A. Jafarizadeh, N. Fouladi, H. Sabri, B. R. Maleki. — arXiv, 2012.
130. Brody T. A. A statistical measure for the repulsion of energy levels / T. A. Brody // *Lettere Al Nuovo Cimento Series 2*. — 1973. — Vol. 7, No. 12. — P. 482–484.
131. Berry M. V. Semiclassical level spacings when regular and chaotic orbits coexist / M. V. Berry, M. Robnik // *Journal of Physics A: Mathematical and General*. — 1984. — Vol. 17, No. 12. — P. 2413–2421.
132. Podolskiy V. A. Semiclassical description of chaos-assisted tunneling / V. A. Podolskiy, E. E. Narimanov // *Physical Review Letters*. — 2003. — Vol. 91, No. 26. — P. 263601.
133. Berezovoj V. P. Regular and chaotic classical and quantum dynamics in multi-well potentials / V. P. Berezovoj, Y. Bolotin, V. Cherkaskiy, G. I. Ivashkevich // 2015.
134. Savin Yu. N. The slow electromagnetic wave effect induced by the interaction of dark and quasi-dark modes in microwave metamaterials / Yu. N. Savin, Z. E. Eremenko, O. A. Breslavets // *Functional Materials*. — 2021. — Vol. 28, No. 4. — P. 751–757.
135. Breslavets O. A. Plasmon induced transparency windows in transition coefficient spectra of metasurface with a metallic metamolecules / O. A. Breslavets, Yu. N. Savin, Z. E. Eremenko. — Odessa, Ukraine : 2021.

136. Breslavets O. A. Tunable slow light effect induced by quasi-dark and dark mode coupling in microwave metamaterials / O. A. Breslavets, Y. N. Savin, Z. E. Eremenko. — Gdansk, Poland : IEEE, 2022.
137. Breslavets O. A. Multi-windows spectral transparency and slow light effect induced by complex near field mode coupling in microwave metasurface / O. A. Breslavets, Yu. N. Savin, Z. E. Eremenko. — Berlin, Germany : 2023.
138. Savin Yu. N. The electromagnetic characteristics of the plasmonic metasurface with high loss liquid solutions on as a microwave metabiosensor / Yu. N. Savin, Z. E. Eremenko, K. S. Kuznetsova. — Kharkiv, Ukraine : 2021.
139. Kuznetsova K. S. Modeling of resonant metasurface structure for biological active substances sensing in water solutions / K. S. Kuznetsova, V. A. Pashynska, Z. E. Eremenko. — Kyiv, Ukraine : Taras Shevchenko National University of Kyiv Faculty of RadioPhysics, Electronics and Computer Systems, 2023.
140. Fedotov V. A. Sharp trapped-mode resonances in planar metamaterials with a broken structural symmetry / V. A. Fedotov, M. Rose, S. L. Prosvirnin, [et al.] // Physical Review Letters. — 2007. — Vol. 99, No. 14. — P. 147401.
141. Khardikov V. V. Trapping of light by metal arrays / V. V. Khardikov, E. O. Iarko, S. L. Prosvirnin // Journal of Optics. — 2010. — Vol. 12, No. 4. — P. 045102.
142. Dong Z.-G. Plasmonically induced transparent magnetic resonance in a metallic metamaterial composed of asymmetric double bars / Z.-G. Dong, H. Liu, M.-X. Xu, [et al.] // Optics Express. — 2010. — Vol. 18, No. 17. — P. 18229.
143. Kupriianov A. S. Experimental observation of diffractive retroreflection from a dielectric metasurface / A. S. Kupriianov, V. V. Khardikov, K. Domina, [et al.] // Journal of Applied Physics. — 2023. — Vol. 133, No. 16. — P. 163101.

144. Savin Yu. N. The slow electromagnetic wave effect induced by the interaction of dark and quasi-dark modes in microwave metamaterials / Yu. N. Savin, Z. E. Eremenko, O. A. Breslavets // *Functional Materials*. – 2021. – V. 28, № 4. – P. 751 - 757.
145. Breslavets A. A. Hemispherical X band microwave small sized open resonator for wide range from 1 to 20 permittivity characterization of solid-state dielectrics / A. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, G. O. Rudnev, M. P. Natarov, V. V. Glamazdin, O. I. Shubnyi, O. A. Voitovych, Zhu Gang, Li Rong, A. A. Prokopenko // *Low Temperature Physics*. – 2022. – V. 48, № 1. – P. 43 - 50.
146. Breslavets A. A. Small-sized X-band Open Resonator for Wide-range Permittivity Measurements of Solid-state Dielectrics / A. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, G. O. Rudnev, M. P. Natarov, V. V. Glamazdin, O. I. Shubnyi, O. A. Voitovich, Zhu Gang, Li Rong, A. A. Prokopenko // *Low Temperature Physics*. – 24 October 2022. – V. 48, № 12. – P. 1055 - 1061.
147. Volovichev I. N. A Local Point Method Based on DFS Expansion of Boundary Conditions for Eigenfrequencies Calculation of BoR Cavities / I. N. Volovichev, G. P. Zouros, O. A. Breslavets, Z. E. Eremenko // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. – 25 August 2023 – P. 1 - 11.
148. Waveguide Millimeter Wave Measurement Cell with Minimum Reflection Coefficient for Complex Permittivity Determination of Bioactive Liquids / Z. E. Eremenko, A. A. Breslavets, O. I. Shubnyi, S. M. Kulish, R. Morozov // 2019 XXIVth International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED): int. sci. symp., 12 - 14 Sept. 2019: symp. proc. – Lviv, Ukraine, 2019. – P. 69 - 72.
149. Frequency Spectrum and Electromagnetic Fields Distribution in Cavity Microwave Resonator with Metal Pins Inside / A. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, E. M. Ganapolskii // 2019 XXIVth International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and

- Acoustic Wave Theory (DIPED): int. sci. symp., 12 - 14 Sept. 2019: symp. proc. – Lviv, Ukraine, 2019. – P. 108 - 111.
150. Single Resonant Type Tool for Measuring the Solid Dielectrics with a Wide Dielectric Constant Interval and Extra Small Losses in L-band / O. Kogut, Z. Eremenko, R. Dolia, A. Breslavets, I. Kuzmichev, Z. Gang, L. Rong // 2019 IEEE Asia-Pacific Conference on Applied Electromagnetics (APACE): int. sci. symp., 25 - 27 Nov. 2019: symp. proc. – Melacca, Malaysia, 2019. – P. 25 - 27.
  151. Frequency Domain Simulation Method for Electromagnetic Oscillations in Non-concentric Layered Ball Resonator / Z. E. Eremenko, I. N. Volovichev, A. A. Breslavets // 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW): int. sci. symp., 21 - 25 Sept. 2020: symp. proc. – Kharkiv, Ukraine, 2020. – P. 643 - 647.
  152. Comparison of the Electromagnetic Fields Distribution for Resonant Frequencies in Cavity Cylindrical Microwave Resonator with Metal Rods / A. Breslavets, Z. Eremenko, E. Ganapolskii // 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW): int. sci. symp., 21 - 25 Sept. 2020: symp. proc. – Kharkiv, Ukraine, 2020. – P. 652 - 655.
  153. Hemispherical Microwave X- band Fabry-Perot Resonator for Determining in Wide Band of Dielectric Parameters of Solid Materials / A. Breslavets, Z. Eremenko, O. Voitovich, G. Rudnev, Zhu Gang, Li Rong // Abstracts book of II International Advanced Study Conference "Condensed Matter and Low Temperature Physics 2021" (CM & LTP 2021): int. sci. symp., 6 - 12 June 2021: symp. proc. – Kharkiv, Ukraine, 2021. – P. 166.
  154. Resonant modes in Cavity Layered Microwave Resonator with Axial Symmetry / A. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, I. N. Volovichev // Abstracts book of II International Advanced Study Conference "Condensed Matter and Low Temperature Physics 2021" (CM & LTP 2021): int. sci. symp., 6 - 12 June 2021: symp. proc. – Kharkiv, Ukraine, 2021. – P. 204.

155. Plasmon induced transparency windows in transition coefficient spectra of metasurface with a metallic metamolecules / A. A. Breslavets, Yu. N. Savin, Z. E. Eremenko // Abstracts book of “East Meets West” IEEE International Conference on Nanomaterials: Applications & Properties (NAP-2021): int. sci. symp., 6 - 12 Sept. 2021: symp. proc. – Odessa, Ukraine, 2021. – P. 1 - 7.
156. Tunable Slow Light Effect Induced by Quasi-dark and Dark Mode Coupling in Microwave Metamaterials / O. A. Breslavets, Y. N. Savin, Z. E. Eremenko // 2022 24th International Microwave and Radar Conference (MIKON): int. sci. symp., 12 - 14 Sept. 2022: symp. proc. – Gdansk, Poland, 2022. – P. 1 - 4.
157. Eigenfrequencies in Microwave Spheroidal Cavities by an Accurate Numerical Approach / O. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, I. M. Volovichev, G. P. Zouros // 2022 24th International Microwave and Radar Conference (MIKON): int. sci. symp., 12 - 14 Sept. 2022: symp. proc. – Gdansk, Poland, 2022. – P. 1 - 2.
158. Eigenfrequencies in Microwave Eccentric Spherical Cavities by a Local Point-based Boundary Conditions Method / I. M. Volovichev, O. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, G. P. Zouros // 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW): int. sci. symp., 14 - 18 Nov. 2022: symp. proc. – Ukraine, 2022. – P. 401 - 404.
159. Microwave Eccentric Spherical Cavities Spectrum using Local Point-based Boundary Conditions Method for Eigenfrequencies / Z. E. Eremenko, I. N. Volovichev, O. A. Breslavets // The Twenty-Fourth Annual Conference (YUCOMAT): int. sci. symp., 4 - 8 Sept. 2023: symp. proc. – Herceg Novi, Montenegro, 2023. – P.S.76, p 150.
160. Multi-Windows Spectral Transparency and Slow Light Effect Induced by Complex Near Field Mode Coupling in Microwave Metasurface / O. A. Breslavets, Y. N. Savin, Z. E. Eremenko // The 26th edition of the European Microwave Week (EuMW): int. sci. symp., 17 - 22 Sept. 2023: symp. proc. – Berlin, Germany, 2023. – P. 1 – 4.

## Додаток А

**СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ***1. Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації*

1. Savin Yu. N. The slow electromagnetic wave effect induced by the interaction of dark and quasi-dark modes in microwave metamaterials / Yu. N. Savin, Z. E. Eremenko, O. A. Breslavets // *Functional Materials*. – 2021. – V. 28, № 4. – P. 751 - 757.
2. Breslavets A. A. Hemispherical X band microwave small sized open resonator for wide range from 1 to 20 permittivity characterization of solid-state dielectrics / A. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, G. O. Rudnev, M. P. Natarov, V. V. Glamazdin, O. I. Shubnyi, O. A. Voitovich, Zhu Gang, Li Rong, A. A. Prokopenko // *Low Temperature Physics*. – 2022. – V. 48, № 1. – P. 43 - 50.
3. Breslavets A. A. Small-sized X-band Open Resonator for Wide-range Permittivity Measurements of Solid-state Dielectrics / A. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, G. O. Rudnev, M. P. Natarov, V. V. Glamazdin, O. I. Shubnyi, O. A. Voitovich, Zhu Gang, Li Rong, A. A. Prokopenko // *Low Temperature Physics*. – 24 October 2022. – V. 48, № 12. – P. 1055 - 1061.
4. Volovichev I. N. A Local Point Method Based on DFS Expansion of Boundary Conditions for Eigenfrequencies Calculation of BoR Cavities / I. N. Volovichev, G. P. Zouros, O. A. Breslavets, Z. E. Eremenko // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. – 25 August 2023 – P. 1 - 11.

*2. Наукові праці, що засвідчують апробацію матеріалів дисертації*

1. Waveguide Millimeter Wave Measurement Cell with Minimum Reflection Coefficient for Complex Permittivity Determination of Bioactive Liquids / Z. E. Eremenko, A. A. Breslavets, O. I. Shubnyi, S. M. Kulish, R. Morozov

- // 2019 XXIVth International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED): int. sci. symp., 12 - 14 Sept. 2019: symp. proc. – Lviv, Ukraine, 2019. – P. 69 - 72.
2. Frequency Spectrum and Electromagnetic Fields Distribution in Cavity Microwave Resonator with Metal Pins Inside / A. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, E. M. Ganapolskii // 2019 XXIVth International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED): int. sci. symp., 12 - 14 Sept. 2019: symp. proc. – Lviv, Ukraine, 2019. – P. 108 - 111.
  3. Single Resonant Type Tool for Measuring the Solid Dielectrics with a Wide Dielectric Constant Interval and Extra Small Losses in L-band / O. Kogut, Z. Eremenko, R. Dolia, A. Breslavets, I. Kuzmichev, Z. Gang, L. Rong // 2019 IEEE Asia-Pacific Conference on Applied Electromagnetics (APACE): int. sci. symp., 25 - 27 Nov. 2019: symp. proc. – Melacca, Malaysia, 2019. – P. 25 - 27.
  4. Frequency Domain Simulation Method for Electromagnetic Oscillations in Non-concentric Layered Ball Resonator / Z. E. Eremenko, I. N. Volovichev, A. A. Breslavets // 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW): int. sci. symp., 21 - 25 Sept. 2020: symp. proc. – Kharkiv, Ukraine, 2020. – P. 643 - 647.
  5. Comparison of the Electromagnetic Fields Distribution for Resonant Frequencies in Cavity Cylindrical Microwave Resonator with Metal Rods / A. Breslavets, Z. Eremenko, E. Ganapolskii // 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW): int. sci. symp., 21 - 25 Sept. 2020: symp. proc. – Kharkiv, Ukraine, 2020. – P. 652 - 655.
  6. Hemispherical Microwave X- band Fabry-Perot Resonator for Determining in Wide Band of Dielectric Parameters of Solid Materials / A. Breslavets, Z. Eremenko, O. Voitovich, G. Rudnev, Zhu Gang, Li Rong // Abstracts book of II International Advanced Study Conference "Condensed Matter and Low

- Temperature Physics 2021" (CM & LTP 2021): int. sci. symp., 6 - 12 June 2021: symp. proc. – Kharkiv, Ukraine, 2021. – P. 166.
7. Resonant modes in Cavity Layered Microwave Resonator with Axial Symmetry / A. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, I. N. Volovichev // Abstracts book of II International Advanced Study Conference "Condensed Matter and Low Temperature Physics 2021" (CM & LTP 2021): int. sci. symp., 6 - 12 June 2021: symp. proc. – Kharkiv, Ukraine, 2021. – P. 204.
  8. Plasmon induced transparency windows in transition coefficient spectra of metasurface with a metallic metamolecules / A. A. Breslavets, Yu. N. Savin, Z. E. Eremenko // Abstracts book of "East Meets West" IEEE International Conference on Nanomaterials: Applications & Properties (NAP-2021): int. sci. symp., 6 - 12 Sept. 2021: symp. proc. – Odessa, Ukraine, 2021. – P. 1 - 7.
  9. Tunable Slow Light Effect Induced by Quasi-dark and Dark Mode Coupling in Microwave Metamaterials / O. A. Breslavets, Y. N. Savin, Z. E. Eremenko // 2022 24th International Microwave and Radar Conference (MIKON): int. sci. symp., 12 - 14 Sept. 2022: symp. proc. – Gdansk, Poland, 2022. – P. 1 - 4.
  10. Eigenfrequencies in Microwave Spheroidal Cavities by an Accurate Numerical Approach / O. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, I. M. Volovichev, G. P. Zouros // 2022 24th International Microwave and Radar Conference (MIKON): int. sci. symp., 12 - 14 Sept. 2022: symp. proc. – Gdansk, Poland, 2022. – P. 1 - 2.
  11. Eigenfrequencies in Microwave Eccentric Spherical Cavities by a Local Point-based Boundary Conditions Method / I. M. Volovichev, O. A. Breslavets, Z. E. Eremenko, G. P. Zouros // 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW): int. sci. symp., 14 - 18 Nov. 2022: symp. proc. – Ukraine, 2022. – P. 401 - 404.
  12. Microwave Eccentric Spherical Cavities Spectrum using Local Point-based Boundary Conditions Method for Eigenfrequencies / Z. E. Eremenko, I. N. Volovichev, O. A. Breslavets // The Twenty-Fourth Annual Conference

(YUCOMAT): int. sci. symp., 4 - 8 Sept. 2023: symp. proc. – Herceg Novi, Montenegro, 2023. – P.S.76, p 150.

13. Multi-Windows Spectral Transparency and Slow Light Effect Induced by Complex Near Field Mode Coupling in Microwave Metasurface / O. A. Breslavets, Y. N. Savin, Z. E. Eremenko // The 26th edition of the European Microwave Week (EuMW): int. sci. symp., 17 - 22 Sept. 2023: symp. proc. – Berlin, Germany, 2023. – P. 1 – 4.