

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

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

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Баранник Олександр Анатолійович

УДК. 537.86

ДИСЕРТАЦІЯ

**КВАЗІОПТИЧНІ ДІЕЛЕКТРИЧНІ РЕЗОНАТОРИ З ЕЛЕМЕНТАМИ
НЕЗВИЧАЙНИХ НАДПРОВІДНИКІВ**

01.04.03 – радіофізика

Подається на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук

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

_____ О. А. Баранник

Науковий консультант: Черпак Микола Тимофійович, доктор фізико-
математичних наук, професор

Харків – 2019

АНОТАЦІЯ

Баранник О. А. **Квазіоптичні діелектричні резонатори з елементами незвичайних надпровідників.** – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.03 – радіофізика. Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України, м. Харків, 2019.

Дисертаційна робота присвячена вирішенню важливої актуальної наукової проблеми, а саме можливості дослідження індивідуальних мікрохвильових імпедансних характеристик плівок високотемпературних надпровідників (ВТНП) за допомогою квазіоптичних діелектричних резонаторів (КДР), проведення досліджень фізичних властивостей незвичайних надпровідників малих розмірів з використанням мікрохвильового відгуку квазіоптичних резонаторів у мм діапазоні хвиль, що в свою чергу дає можливість отримувати такі важливі характеристики надпровідників, як комплексна провідність, глибина проникнення і час квазічастинкового розсіювання. З цією метою в роботі запропоновано низку високодобротних КДР з елементами незвичайних надпровідників і досліджено їх електродинамічні характеристики. Також в роботі запропоновано та створено оригінальні мікрохвильові пристрої на основі плівок високотемпературних надпровідників, а саме, мікросмуговий резонатор з хвилями шепочучої галереї і смуго-пропускний фільтр з Е-площинною вставкою в хрестоподібному хвилеводі.

Наукова новизна одержаних результатів полягає в тому, що в роботі вперше проведено дослідження спектральних та енергетичних характеристик низки КДР з елементами незвичайних надпровідників, а саме напівсферичного, конічного і асферичного резонаторів, які дозволяють

локалізувати електромагнітне поле поблизу торцевої поверхні, яка є досліджуваним зразком. На цій основі обґрунтовано можливість дослідження індивідуальних мікрохвильових імпедансних характеристик плівок незвичайних надпровідників (на прикладі плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$) за мікрохвильовим відгуком КДР, що вимірюється.

Обґрунтовано також можливість проведення досліджень фізичних властивостей незвичайних надпровідників малих розмірів. З цією метою проведено дослідження спектральних та енергетичних характеристик КДР у формі диска з радіальною щілиною і досліджуваним зразком у ній.

З використанням нової техніки, а саме із застосуванням сапфірового напівсферичного КДР, що дозволяє підвищити чутливість вимірювань поверхневого опору надпровідників R_s у мм діапазоні довжин хвиль, експериментально отримано температурну залежність R_s епітаксіальної плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$, нанесеної на монокристалічну підкладку MgO , у широкому температурному інтервалі, від 2 К до до ~ 90 К. Отримано лінійну залежність $R_s(T)$ при $T < 15$ К, яка узгоджується з результатами інших авторів, що вказує на d -хвильову симетрію параметра порядку в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$. При цьому виявлено, що залишковий опір R_{res} змінюється за законом $\omega^{3/2}$. Також проведено дослідження поверхневого опору R_s епітаксіальної плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$ залежно від її товщини ($d_f = 75\text{-}600$ нм). Експериментально показано, що ефективне значення поверхневого опору R_s^{eff} зменшується зі збільшенням товщини плівки і при $d_f > 300$ нм прагне до значення опору для об'ємного зразка.

Вперше досліджено мікрохвильові імпедансні властивості монокристалів оптимально допованого пніктида $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ у 8-мм діапазоні довжин хвиль за допомогою нової техніки на базі КДР з радіальною щілиною і зразком в ній; при цьому отримано температурні залежності комплексної провідності, глибини проникнення поля і також часу квазічасткового розсіювання. Проведено комплексне дослідження надпровідників, які містять іони Fe із застосуванням двочастотного підходу

до вивчення різних складів незвичайних надпровідників у широкому температурному інтервалі, включаючи критичну температуру T_c . На основі отриманих температурних залежностей імпедансних властивостей і комплексної провідності досліджених надпровідників ($\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$, $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$) встановлено, що квазічастинкова провідність зростає з пониженням температури, що обумовлено різким зниженням швидкості розсіювання квазічастинок.

Реалізовано оригінальні мікрохвильові пристрої на основі плівок ВТНП ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$), а саме, мікросмуговий резонатор з хвилями шепочучої галереї, локалізованими під диском надпровідника, який розташовано на діелектричній підкладці, і смуго-пропускний фільтр з Е-площинною вставкою в хрестоподібному хвилеводі.

Практичне значення одержаних результатів полягає в тому, що вся сукупність основних результатів по дослідженню електродинамічних особливостей КДР із надпровідними елементами, техніці зв'язку з ними і її регулюванню в криогенних умовах, вибору оптимальних мод в умовах складного спектру КДР і відкритості електродинамічної структури складає основу техніки вимірювання поверхневого імпедансу незвичайних надпровідників, що має важливе значення не тільки для фундаментальної науки, а й для створення мікрохвильових пристроїв на основі КДР і надпровідників.

Запропоновані, досліджені і реалізовані в роботі КДР з надпровідними елементами становлять основну частину сенсорів поверхневого імпедансу незвичайних надпровідників у мм діапазоні довжин хвиль, які дозволяють знаходити фундаментальні властивості електронної системи незвичайних надпровідників за допомогою вимірювань мікрохвильового відгуку КДР з надпровідними елементами в залежності від температури.

Запропоновані нові модифікації КДР можуть бути використані для вимірювання безконтактним методом провідності надтонких провідних плівок нанометрової товщини, включаючи графени. Цей підхід може стати

перспективним при розробці апаратури для безконтактного тестування і моніторингу зазначених плівок.

Мікросмушковий КДР на основі плівки ВТНП має певну перспективу для створення планарних структур міліметрового діапазону довжин хвиль.

Смуго-пропускний фільтр з Е-площинною ВТНП вставкою в хрестоподібному хвилеводі може бути використаним у вхідних лініях передачі високочутливих мікрохвильових приймальних систем, а також/або в колах зворотного зв'язку генераторів з низьким рівнем фазових шумів.

Ключові слова: мікрохвильовий відгук, діелектричний резонатор, моди шепочучої галереї, комплексна провідність, незвичайні надпровідники, поверхневий імпеданс.

ABSTRACT

Barannik A. A. Quasi-optical dielectric resonators with elements of unusual superconductors. – Qualification research work as a manuscript.

Thesis for Doctor of Science degree by specialty 01.04.03 – radiophysics. O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of NAS of Ukraine, Kharkiv, 2019.

The dissertation is devoted to the solution of an important topical scientific problem, namely, the ability to study individual microwave impedance characteristics of high-temperature superconductors (HTS) films using quasi-optical dielectric resonators (QDR), to carry out studies of the physical properties of unusual superconductors of small sizes with the use of microwave response of mm-wave QDRs characteristics of superconductor as complex conductivity, depth of field penetration and a quasi-particle scattering time. For this purpose, a series of high Q-factor QDRs with elements of unusual superconductors are proposed and their electrodynamic characteristics are studied. The author also

proposed and created original microwave devices based on HTS films, namely, a microstrip resonator with whispering gallery modes and a bandpass filter with an E-plane insert in a cross-shaped waveguide.

The scientific novelty of the obtained results is that in work: the spectral and energy characteristics of a number of QDR with elements of unusual superconductors, namely, hemispherical, cone-shaped, and aspherical resonators, which make it possible to localize the electromagnetic field near the endplate, which is the studied sample, were studied for the first time. On this basis, the possibility of studying the individual microwave impedance characteristics of films of unusual superconductors (on the example of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$ films) based on the measured microwave response of the QDR is substantiated.

The possibility of investigating the physical properties of unusual small-sized superconductors is substantiated also. For this purpose, the spectral and energy characteristics of the QDR in the form of a disk with a radial gap and a sample under study in it were studied.

Using a new technique, namely, using a sapphire hemispherical QDR, which makes it possible to increase the sensitivity of measurements of the surface resistance of superconductors R_s in the mm wavelength range, the temperature dependence of R_s of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$ epitaxial film deposited on a single-crystal MgO substrate was experimentally obtained in a wide temperature range from 2 K to $\sim 90\text{K}$. A linear dependence $R_s(T)$ was obtained at $T < 15\text{ K}$, which is consistent with the results of other authors, which indicates the d -wave symmetry of the order parameter in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$. It was found that the residual resistance R_{res} changes according to the law $\omega^{3/2}$. The surface resistance R_s of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$ epitaxial film was also studied depending on its thickness ($d_f = 75\text{--}600\text{ nm}$). It was experimentally shown that the effective value of the surface resistance R_s^{eff} decreases with increasing film thickness and tends to the resistance value for the bulk sample at $d_f > 300\text{ nm}$.

For the first time, the microwave impedance properties of a single crystal of optimally doped $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ pnictide in the 8-mm wavelength range were studied using a new technique based on QDR with a radial gap and a sample in it; the temperature dependences of the complex conductivity, penetration depth, and time of quasiparticle scattering are obtained. A comprehensive study of Fe-containing superconductors using a two-frequency approach was carried out to study various compositions of unusual superconductors in a wide temperature range, including the critical temperature T_c . Based on the obtained temperature dependences of the impedance properties and complex conductivity of the studied superconductors ($\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$, $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$), it was found that the quasiparticle conductivity increases with decreasing temperature, which is due to a sharp decrease in the scattering rate of quasiparticles.

Original microwave devices based on HTS films ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) were realized, namely, a microstrip resonator with whispering gallery waves localized under a superconductor disk which was located on a dielectric substrate, and a band-pass filter with an E-plane insert in a cross-shaped waveguide.

The practical significance of the obtained results is that the whole set of the main results for the study of electrodynamic features of QDR with superconducting elements, the technique of connection with them and its regulation in cryogenic conditions, the choice of optimal modes in the conditions of a complex spectrum of QDR and the openness of the electrodynamic structure is the basis of technology measurement of surface impedance of unusual superconductors, which is important not only for basic science, but also for the creation of microwave devices based on the QDR and superconductors.

The proposed, researched and implemented in the work QDRs with superconducting elements make up the main part of sensors of surface impedance of unusual superconductors in the mm range of wavelengths, which allow to find the fundamental properties of the electronic system of extraordinary superconductors by measuring microwave response in microwave.

The proposed new QDR modifications can be used to measure conductivity of ultrathin conductive films of nanometer thickness including graphene by means of the non-contact way. This approach can be promising in the development of equipment for contactless testing and monitoring of these films.

Microstrip QDR based on high-temperature superconductor (HTS) film has certain perspective for creating planar structures of the millimeter wavelength range.

A bandpass filter with an E-plane HTS insert in a cross-shaped waveguide can be used in the input transmission lines of high-sensitive microwave receiving systems, and / or in the feedback circuits of microwave oscillators with low phase noise.

Keywords: microwave response, dielectric resonator, whispering gallery mode, complex conductivity, unusual superconductors, surface impedance.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Конический квазиоптический диэлектрический резонатор / А. А. Баранник, С. А. Буняев, Н. Т. Черпак // Письма в ЖТФ. – 2005. – Т. 31, N. 19, – С. 1-5.
2. Microwave Losses in a Quasioptical Dielectric Resonator as a Function of the Thickness of Ultra-Thin Conducting Endplates / A. A. Barannik, A. N. Stetsenko, N. T. Cherpak // Telecommunications and Radioengineering. – 2006. – V. 65, N. 19, – P. 1783-1788.
3. Cone-shaped quasioptical dielectric resonators / A. A. Barannik, S. A. Bunyaev, N. T. Cherpak // Telecommunications and Radio Engineering. – 2007. – V. 66, N. 7, – P. 577-586.
4. On a Quality factor of Whispering-Gallery-Mode Dielectric Resonators in the Form of a Cone / A. A. Barannik, S. A. Bunyaev, N. T. Cherpak // Microwave and Optical Technology Letters. – 2007. – V. 49, N. 8, – P. 1987-1989.
5. On the low-temperature microwave response of a $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ epitaxial film determined by a new measurement technique / A. A. Barannik, S. A. Bunyaev, N. T. Cherpak // Low Temperature Physics. 2008.– V. 34, N. 12, – P. 977-981.
6. Квазиоптический кольцевой сапфировый резонатор с внутренним цилиндрическим проводником / А. А. Баранник, К. И. Торохтий, Н. Т. Черпак // Радиофизика и электроника. – 2009. – Т.14, № 1, С. 19-23.
7. Quasi-Optical Sapphire Resonators in the Form of a Truncated Cone / A. A. Barannik, S. A. Bunyaev, N. T. Cherpak, S. A. Vitusevich // IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology. – 2008. – V. 26, N. 17, – P. 3118-3123.
8. Whispering gallery mode hemisphere dielectric resonators with impedance plane / A. A. Barannik, S.A. Bunyaev, N. T Cherpak, Yu. V . Prokopenko,

- A. A. Kharchenko, S. A. Vitusevich // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2010. – V. 58, N.10, – P. 682-2691.
9. Millimeter-Wave Surface Impedance Characterization of HTS Films and Single Crystals Using Quasi-Optical Sapphire Resonator / N. T. Cherpak, A. A. Barannik, S. A. Bunyaev, Y. V. Prokopenko, K. I. Torokhtii, S. A. Vitusevich // IEEE Trans. on Appl. Supercond. – 2011. – V. 21, N. 3, – P. 591-594.
 10. Millimeter-wave study of London penetration depth temperature dependence in $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.926}\text{Co}_{0.074})_2\text{As}_2$ single crystal / A.A. Barannik, N.T. Cherpak, N. Ni, M. A. Tanatar, S. A. Vitusevich, V.N. Skresanov, P.C. Canfield, R. Prozorov, V. V. Glamazdin, and K. I. Torokhtii // Low Temperature Physics. – 2011. – V. 37, N.8, – P. 725-728.
 11. Surface impedance of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films grown on MgO substrate as a function of film thickness / A. A. Barannik, N. T. Cherpak, M. S. Kharchenko, R. Semerad, S. Vitusevich // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2013. – V. 26, № 1. – P. 43-48.
 12. Millimeter-wave surface impedance of optimally-doped $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ single crystals / A. A. Barannik, N. T. Cherpak, M. A. Tanatar, S. Vitusevich, V. Skresanov, P. C. Canfield, R. Prozorov // Phys. Rev. B, – 2013. – V. 87, – P. 014506-1-014506-7.
 13. A Unique Ka-Band Measurement System Based on Quasi-Optical Dielectric Resonator Technology for Studying Small Superconducting Samples / Y. Wu, B. Cui, S. Luo, X. Jiang, F. Zhou, Y. Bian, Y. He, A. A. Barannik, N. T. Cherpak, V. N. Skresanov // IEEE Trans. on Appl. Supercond. – 2013. – V. 23, N. 3, – Art. N. 9000204,
 14. Microwave Properties of $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ Superconducting Single Crystal / Y. Wu, S. Luo, X. B. Jiang, F. Zhou, L. X. Cao, Y.S. He, N. T. Cherpak, V. N. Skresanov, A. Barannik // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2013. – V. 26, N. 4, – P. 1221-1225.

15. Hemispherical and aspheric WGM dielectric resonators with conducting plane: Radiation and conductivity losses / A. A. Barannik, N. T. Cherpak, M. S. Kharchenko, S. Vitusevich // Радиофизика и электроника. – 2013. – Т. 4(18), №4, – С. 49 - 54.
16. On the determination of the quasiparticle scattering rate in unconventional superconductors by microwave surface impedance / N. T. Cherpak, A. A. Barannik, R. Prozorov, M. A. Tanatar, A. V. Velichko // Low Temperature Physics. – 2013. – V. 39, N. 12, – P. 1110–1112.
17. Unusual microwave response and bulk conductivity of very thin $\text{FeSe}_{0.3}\text{Te}_{0.7}$ films as a function of temperature / A.A. Barannik, N. T. Cherpak, Y. Wu, S. Luo, Y. He, M.S. Kharchenko, A. Porch // Low temperature physics. – 2014. – V. 40, N. 6, – P. 492-499.
18. Microstrip Whispering-Gallery-Mode Resonator S. A. Bunyaev / A. A. Barannik, N. T. Cherpak // IEEE Transactions on microwave theory and techniques. – 2015. – V.63, N. 9, – P. 2776-2781.
19. Радиационная добротность диэлектрических резонаторов различной формы с исследуемыми проводниками и жидкими диэлектриками / А. А. Баранник, С. А. Витусевич, И. А. Проценко, М. С. Харченко, Н. Т. Черпак // Радиофизика и электроника. – 2015. – Т.6(20), №3, – С. 55-61.
20. Whispering gallery mode resonators in microwave physics and technologies / A. Barannik, N. Cherpak, A. Kirichenko, Y. Prokopenko, S. Vitusevich, V. Yakovenko // International Journal of Microwave and Wireless Technologies. – 2017. – V. 9, N. 4, – P. 781-796.
21. New Type of Microwave High-Tc Superconductor Microstrip Resonator and Its Application Prospects / L. Sun, N. Cherpak, A. Barannik, Y. He, V. Glamazdin, X. Zhang, J. Wang, V. Zolotaryov // IEEE Trans. on Appl. Supercond. – 2017. – V. 27, N. 4, Art. – N. 1501304.
22. Microwave response of cavity resonator with thin superconductor film depending on film temperature and orientation / A.A. Barannik,

- N.T. Cherpak, Y. He, L. Sun, X. Zhang, M.V. Vovnyuk, and Y. Wu, // *Low Temperature Physics*. – 2018. – V. 44, N. 3, – P. 247-251.
23. On The Nature of Unusual Microwave Response of Thin FeSe_{1-x}Te_x Film Near Critical Temperature / N. Cherpak, A. Barannik, Y. He, L. Sun, X. Zhang, Y. Ma, Y. Bian, G. Li // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* – 2018. – V. 28, N. 4. – Art. – N. 1501104.
24. Микроволновая радиофизика необычных сверхпроводников / А. А. Баранник, А. И. Губин, А. А. Лавринович, Н. Т. Черпак // *Радиофизика и электроника*. – 2018. – Т. 23, №4, – С. 15-36.
25. Millimeter-Wave WGM Resonator-Based Characterization of Continuous and Noncontinuous Ultrathin Cu Films / A A. Barannik, N. T. Cherpak, I. A. Protsenko, S. A. Vitusevich // *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, – 2019. – Vol. 29, N. 1, – P.363-365.
26. Резонатор / О. А. Баранник, С. О.Буняев, М. Т. Черпак // Деклараци́нный патент на корисну модель №29336, Бюл. №1 (10.01.2008).
27. Rectangular band-pass filter having recesses of less than one-quarter wavelength depth dielectric insert with superconductive film within the recesses / L. Sun, X. Wang, J. Wang, Y. Wu, Y. He, H. Li, J. Huang, S. Luo, V. Skresanov, O. Barannyk, V. Glamazdin, V. Zolotarev, M. Natarov, M. Cherpak, O. Shubnyj // *United States Patent. Pat. US 9,537,195 B2* (Jan. 3, 2017).
28. Conical Whispering Gallery Mode Resonator / A. A. Barannik, S. A. Bunyaev, N. T. Cherpak // *35th European Microwave Conference Proceeding (EuMC 2005)*. – Paris, France, –2005. – P. 1195-1197.
29. Whispering Gallery Modes in Dielectric Substrate under a Metal Disc / S. A. Bunyaev, A. A. Barannik, N. T. Cherpak // *37th European Microwave Conference Proceedings, (EuMC 2007)*. – Munich, Germany, – 2007. – P. 961-963.

30. Quasi-Optical Dielectric Resonator-Based Technique of HTS Film Millimeter-Wave Surface Resistance Measurements: Three Types of Resonators / N. T. Cherpak, A. A. Barannik, S. A. Bunyaev // 38th European Microwave Conference Proceedings (EuMC 2008). – Amsterdam, Netherlands, – 2008. – P. 789-792.
31. Slotted-Disk Sapphire Quasi-Optical Resonator with Conducting Endplates / A. A. Barannik, N. T. Cherpak, K. I. Torohtiy and S. Vitusevich // 41st European Microwave Conference Proceedings (EuMC 2011). – Manchester, UK, –2011. – P. 830-833.
32. Hemispherical and aspheric WGM dielectric resonators with conducting plane: Radiation and conductivity losses in millimeter wavelength range / N. T. Cherpak, A. A. Barannik, M. S. Kharchenko and S. Vitusevich // Microwave Symposium Digest (MTT). – Montreal, Canada, –2012. – P. 1-3.
33. Experience in developing Ka-band waveguide filter with HTS E-plane insert / V. N. Skresanov, A. A. Barannik, N. T. Cherpak, Y. He, V. V. Glamazdin, V. A. Zolotaryov, A. I. Shubny, L. Sun, J. Wang, Y. Wu // Proc. International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Sub-Millimeter waves (MSMW-2013). – Kharkov, Ukraine, –2013. – V.1. – P. 661-663.
34. WGM Resonator-Based Measurement Technique for Weakly and Highly Absorbing Substances / N. Cherpak, A. Barannik, A. Gubin // Proc. International Conference on Microwaves, Radar, and Wireless Communication (MIKON 2014). – Gdansk, Poland, – 2014. – P. 1-4.
35. Radiation Losses of Sapphire WGM Resonators: Effects of Dielectric Disk Shape / I. A. Protsenko, A. A. Barannik, N. T. Cherpak, M. S. Kharchenko, H. O. Hlukhova, S. A. Vitusevich // 45th European Microwave Conference Proceedings (EuMC 2015). – Paris, France, – 2015. – P. 960-963.
36. Electrodynamic Features and Design of Filter Based on HTS E-plane Insert in a Cross Waveguide / V. A. Skresanov, A. A. Barannik, N. T. Cherpak,

- V. V. Glamazdin, A. I. Shubny, Y.-S. He, L. Sun // Proc. International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Sub-Millimeter waves (MSMW-2016). – Kharkov, Ukraine, –2016. – P. 1-4.
37. On Possibility of Creating HTS Microstrip Quasi-Optical Resonator / A. A. Barannik, N. T. Cherpak, V. V. Glamazdin, Y.-S. He, L. Sun, Y. Bian, J. Wang // Proc. International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Sub-Millimeter waves (MSMW-2016). – Kharkov, Ukraine, –2016. – P. 1-3.
38. Microwave Surface Impedance and Complex Conductivity of $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.926}\text{Co}_{0.074})_2\text{As}_2$ Single Crystals / N. Cherpak, A. Barannik, Y. He, L. Sun, X. Zhang, R. Prozorov, M. Tanatar // The 12th International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity and High-Temperature Superconductivity (M²S-2018): Abstract Book. – Beijing, China, –2018. – P. 312.

ЗМІСТ

| | |
|---|----|
| ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ | 19 |
| ВСТУП | 20 |
| РОЗДІЛ 1 КВАЗІОПТИЧНІ ДІЕЛЕКТРИЧНІ РЕЗОНАТОРИ В СУЧАСНІЙ РАДІОФІЗИЦІ І МІКРОХВИЛЬОВІЙ ФІЗИЦІ НАДПРОВІДНИКІВ | 30 |
| 1.1 Електродинамічні особливості квазіоптичних діелектричних резонаторів в міліметровому діапазоні довжин хвиль і деякі історичні факти | 30 |
| 1.2 Мікрохвильовий відгук резонаторів, в тому числі квазіоптичних діелектричних резонаторів з надпровідниковими елементами, і поверхневий імпеданс надпровідників | 37 |
| 1.3 Незвичайні надпровідники в мікрохвильовій радіофізиці та техніці | 43 |
| 1.4 Висновки до розділу 1 | 47 |
| РОЗДІЛ 2 КВАЗІОПТИЧНІ ДІЕЛЕКТРИЧНІ РЕЗОНАТОРИ З ТОРЦЕВОЮ ПРОВІДНОЮ СТІНКОЮ | 50 |
| 2.1 Напівсферичні квазіоптичні діелектричні резонатори | 50 |
| 2.1.1 Тефлоновий напівсферичний квазіоптичний діелектричний резонатор | 56 |

| | |
|---|------------|
| 2.1.2 Сапфіровий напівсферичний квазіоптичний діелектричний резонатор | 62 |
| 2.2 Конічні квазіоптичні діелектричні резонатори | 75 |
| 2.2.1. Вибір оптимальної геометрії конічного квазіоптичного діелектричного резонатора | 75 |
| 2.2.2 Тефлоновий конус | 83 |
| 2.2.3 Сапфіровий конус | 86 |
| 2.3 Асферичні квазіоптичні діелектричні резонатори | 95 |
| 2.3.1 Тефлонові асферичні квазіоптичні діелектричні резонатори | 95 |
| 2.3.2 Сапфірові асферичні квазіоптичні діелектричні резонатори | 102 |
| 2.4 Радіаційна добротність квазіоптичних діелектричних резонаторів з торцевою провідною стінкою і вибір оптимальної форми резонатора для дослідження мікрохвильових властивостей незвичайних надпровідників | 110 |
| 2.5 Висновки до розділу 2 | 115 |
| РОЗДІЛ 3 КВАЗІОПТИЧНІ ДІЕЛЕКТРИЧНІ РЕЗОНАТОРИ З ЕЛЕМЕНТОМ НЕЗВИЧАЙНОГО НАДПРОВІДНИКА МАЛИХ РОЗМІРІВ | 117 |
| 3.1 Квазіоптичні діелектричні резонатори з радіальною щілиною і зразком надпровідника: результати чисельного моделювання та експеримент | 118 |

| | | |
|-----------------|--|-----|
| 3.2 | Вибір оптимальної моди квазіоптичного діелектричного резонатора з радіальною щілиною і елементом незвичайного надпровідника для дослідження поверхневого імпедансу | 125 |
| 3.3 | Радіаційні втрати в квазіоптичних діелектричних резонаторах з радіальною щілиною і надпровідним зразком | 128 |
| 3.4 | Квазіоптичний кільцевий сапфіровий резонатор з внутрішнім циліндричним елементом незвичайного надпровідника | 135 |
| 3.5 | Висновки до розділу 3 | 144 |
| РОЗДІЛ 4 | ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ | |
| | МІКРОХВИЛЬОВИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛІВОК | |
| | ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНИХ НАДПРОВІДНИКІВ І | |
| | НОРМАЛЬНИХ МЕТАЛІВ | 146 |
| 4.1 | Експериментальна техніка для дослідження спектральних та енергетичних характеристик квазіоптичних діелектричних резонаторів | 147 |
| 4.2 | Температурна залежність поверхневого імпедансу плівок високотемпературних надпровідників | 155 |
| 4.3 | Вплив товщини плівок високотемпературних надпровідників на їх мікрохвильові характеристики | 165 |
| 4.4 | Еволюція мікрохвильового відгуку квазіоптичних діелектричних резонаторів в залежності від товщини плівок | 175 |
| 4.5 | Висновки до розділу 4 | 185 |

| | | | |
|--------------------------------------|--|--------------------|------------|
| РОЗДІЛ 5 | ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ | ДОСЛІДЖЕННЯ | |
| МІКРОХВИЛЬОВИХ | ХАРАКТЕРИСТИК | ПНІКТИДІВ | І |
| ХАЛЬКОГЕНІДІВ З ІОНАМИ ЗАЛІЗА | | | 188 |
| 5.1 | Мікрохвильовий поверхневий імпеданс монокристала пніктида BaFeCoAs | | 190 |
| 5.1.1 | Температурна залежність поверхневого імпедансу | | 191 |
| 5.1.2 | Температурна залежність лондоновської глибини проникнення і комплексна провідність | | 200 |
| 5.1.3 | Порівняння мікрохвильових характеристик монокристала BaFeCoAs, які отримані на двох частотах | | 209 |
| 5.2 | Мікрохвильовий поверхневий імпеданс плівки халькогеніда FeSeTe | | 220 |
| 5.2.1 | Температурна залежність мікрохвильового відгуку сапфірового резонатора з TE ₀₁₁ модою при різних орієнтаціях плівки щодо напрямлення електромагнітного поля | | 221 |
| 5.2.2 | Температурна залежність поверхневого імпедансу | | 223 |
| 5.2.3 | Температурна залежність лондоновської глибини проникнення і комплексної провідності | | 228 |
| 5.3 | Зв'язок швидкості розсіювання квазічастинок з мікрохвильовим імпедансом надпровідників | | 232 |
| 5.4 | Температурна залежність швидкості розсіювання квазічастинок в монокристалі пніктида BaFeCoAs і плівки халькогеніда FeSeTe | | 237 |
| 5.5 | Висновки до розділу 5 | | 241 |

| | |
|--|------------|
| РОЗДІЛ 6 НАДПРОВІДНИКОВІ ЕЛЕМЕНТИ В РАДІОФІЗИЧНИХ ПРИБОРАХ МІЛІМЕТРОВОГО ДІАПАЗОНУ ДОВЖИН ХВИЛЬ | 243 |
| 6.1 Планарний квазіоптичний резонатор з хвилями шепочучої галереї на основі нормальних металів і високотемпературних надпровідників | 244 |
| 6.1.1 Планарний квазіоптичний резонатор на основі нормального металу | 244 |
| 6.1.2 Планарний квазіоптичний резонатор на основі плівки високотемпературного надпровідника | 247 |
| 6.1.3 Планарний квазіоптичний резонатор на основі плівки високотемпературних надпровідників: експериментальні результати та їх обговорення | 251 |
| 6.2 ВТНП Е-вставка в хрестоподібному хвилеводі – шлях до створення хвилеводного фільтра в міліметровому діапазоні довжин хвиль | 257 |
| 6.2.1. Смуго-пропускний фільтр з ВТНП Е-вставкою в прямокутному хвилеводі | 258 |
| 6.2.2. Смуго-пропускний фільтр з ВТНП Е-вставкою в хрестоподібному хвилеводі | 265 |
| 6.3 Висновки до розділу 6 | 273 |
| ВИСНОВКИ..... | 275 |
| СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ | 278 |
| ДОДАТОК А СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ | 304 |

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ

АЧХ – амплітудно-частотна характеристика

ВТНП - високотемпературний надпровідник

ДР – діелектричний резонатор

КДР - квазіоптичний діелектричний резонатор

МВ – мікрохвильовий

НТНП - низькотемпературний надпровідник

ТПС – торцева провідникова стінка

ШГ – шепочуча галерея

ЕМ – електромагнітний

СПФ – смуго-пропускний фільтр

Z_S – поверхневий імпеданс

R_S – поверхневий опір

T_c – критична температура надпровідного переходу

X_S – поверхневий реактанс

ε' – дійсна частина комплексної діелектричної проникності

$\text{tg}\delta$ – тангенс кута діелектричних втрат

λ_L – глибина проникнення поля в надпровідник

Q – добротність.

ВСТУП

Актуальність теми

Мікрохвильова радіофізика надпровідників становить науковий напрям, в якому нероздільними є як фундаментальні дослідження надпровідників у мікрохвильових полях, так і розвиток наукових підходів до створення нових, унікальних радіофізичних пристроїв і приладів. Особливої актуальності цей напрям набув після відкриття в 1986 р. явища високотемпературної надпровідності в купратних металооксидах-речовинах, які стали називатися високотемпературними надпровідниками (ВТНП) [1]. Найбільш відомим ВТНП став $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ – перше з'єднання з критичною температурою T_c , яка перевищує температуру кипіння рідкого азоту 77 К [2]. Ця особливість викликала великий інтерес не тільки у фізиків, включаючи радіофізиків, але також у інженерів-розробників мікрохвильової техніки [3,4,5]. Унікальність явища надпровідності в цих речовинах і низці нових речовин з відносно високою критичною температурою викликала безпрецедентну активність дослідників, що працюють у різних галузях науки, спрямовану на встановлення природи цього унікального явища, котре, як показав аналіз численних експериментальних досліджень, уже не могло знайти пояснення в рамках створеної раніше мікроскопічної теорії Бардіна-Купера-Шриффера (БКШ) (див., наприклад, [6]).

Відкриття нової групи надпровідних речовин-пніктидів і халькогенідів з досить високою T_c , незвичайність яких підкреслювалася також наявністю магнітних іонів Fe, викликало нову хвилю активних досліджень, що пояснюється очевидною близькістю низки їх фізичних властивостей до властивостей купратів, у яких іони Fe відсутні. Це давало перспективу глибшого розуміння фізики незвичайної надпровідності в

напрямку порівняння властивостей різних груп надпровідників, які отримали загальну назву незвичайних (див. наприклад, [7,8]).

Велика розмаїтість методів досліджень ВТНП і інших речовин, які разом з ВТНП утворюють сімейство незвичайних надпровідників, і їх технічної реалізації викликало специфічну проблему сумісності результатів вимірювань, отриманих різними методами, при дослідженні одних і тих же речовин і явищ в них [9,10,11,12,13,14,15]. Серед найбільш надійних методів дослідження незвичайних надпровідників є мікрохвильові методи [3,4,5]. З двох мікрохвильових методів, заснованих, відповідно, на використанні резонаторів і ліній передачі, перевага віддається резонаторним методам, коли пріоритетом в дослідженнях стає вивчення фізичних властивостей надпровідників з надійними кількісними характеристиками [16]. В силу специфіки відгуку надпровідників на мікрохвильові поля чутливість мікрохвильових методів зростає з ростом частоти, тому актуальним частотним діапазоном в мікрохвильовій радіофізиці надпровідників стає міліметровий (мм) діапазон довжин хвиль [17].

Найважливішою електродинамічною характеристикою всіх резонаторів є добротність Q , яка залежить від усіх втрат мікрохвильової енергії в резонаторній структурі, а саме, від втрат в провідних елементах, в діелектриках та втрат на випромінювання в навколишній простір (радіаційні втрати). У резонаторі, як складовій частині мікрохвильових структур, мають місце також втрати в елементах зв'язку. З ростом частоти парціальні втрати всіх видів резонаторів з основними типами коливань (мод) зростають. При цьому при збільшенні робочої частоти необхідно зменшувати розміри резонаторів, тому на частотах вище 25 ГГц застосування таких резонаторів значно ускладнюється [17].

Прогрес радіофізики в діапазоні міліметрових (мм) і субміліметрових (субмм) довжин хвиль безпосередньо пов'язаний з розвитком відповідних наукових і технічних підходів, приладів і технологій. Досвід роботи з

квасіоптичними технологіями дає можливість розвивати техніку пасивних і активних елементів мм і субмм діапазонів довжин хвиль на основі високодобротних квасіоптичних резонаторів типу Фабрі-Перо [18]. Діелектричні резонатори, що збуджуються на вищих модах типу шепочучої галереї (ШГ), також є квасіоптичними пристроями [19, 20]. Квасіоптичні діелектричні резонатори (КДР) можуть: 1) містити провідні елементи, які є досліджуваними зразками, при цьому не містити інші провідні елементи; 2) бути виготовленими із діелектричних монокристалів з гранично малим значенням тангенса кута втрат (10^{-7} у лейкосапфіра в 8-мм діапазоні довжин хвиль при температурі 77 К) [21]; мати низький рівень радіаційних втрат [22].

Перспективність застосування КДР з хвилями типу ШГ для дослідження мікрохвильових імпедансних властивостей надпровідників була показана на прикладі КДР Хаккі-Коллемана в низці робіт за участю автора [23]. Однак для проведення фундаментальних мікрохвильових досліджень незвичайних надпровідників актуальними стали питання створення КДР, призначених для дослідження індивідуальних властивостей плівок великої площі (на відміну від КДР Хаккі-Коллемана), а також монокристалів або плівок малих розмірів. Для створення таких резонаторів необхідним стає подальше дослідження електродинамічних властивостей КДР відповідної форми і особливостей мікрохвильового відгуку КДР з елементами надпровідника.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами

Дисертаційну роботу виконано у відділі радіофізики твердого тіла Інституту радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України відповідно до планів наступних НДР:

– «Дослідження регулярних і стохастичних явищ, які обумовлені взаємодією електромагнітних хвиль і потоків заряджених частинок з

речовиною», шифр «Кентавр-3» (2002-2006 р.), № державної реєстрації 0103U002260);

– «Дослідження лінійних та нелінійних властивостей твердотільних структур із застосуванням електромагнітних хвиль НВЧ діапазону і заряджених часток», шифр «Кентавр-4» (2007-2011 р.), № державної реєстрації 0106U011978;

– «Вивчення взаємодії електромагнітних та звукових хвиль, а також заряджених часток з твердотільними структурами», шифр «Кентавр-5» (2012-2016 р.), № Державної реєстрації 0112U000211;

– «Дослідження взаємодії електромагнітних та звукових хвиль, а також заряджених часток з наноструктурами та метаматеріалами», шифр «Кентавр-6» (2017-2021 р.), № Державної реєстрації 0117U004038;

– «Дослідження поверхневого імпедансу ВТНП плівок в мм діапазоні хвиль за допомогою сапфірового квазіоптичного конічного резонатора» (шифр «Конус», № державної реєстрації 0107U003984).

Мета і завдання дослідження

Метою роботи є розвиток основ електродинаміки КДР з елементами незвичайних надпровідників в мм діапазоні хвиль, обґрунтування можливості дослідження фізичних властивостей плівок і монокристалів незвичайних надпровідників з використанням мікрохвильового відгуку КДР і встановлення властивостей поверхневого імпедансу низки незвичайних надпровідників, які містять залізо.

Для досягнення мети даної роботи необхідно вирішити такі завдання:

1. Дослідити спектральні та енергетичні характеристики КДР з елементами незвичайних надпровідників, а саме напівсферичного, конічного і асферичного КДР, що дозволяють локалізувати електромагнітне (ЕМ) поле поблизу торцевої поверхні, які є досліджуваними зразками, а

також у формі диска з радіальною щілиною і досліджуваним зразком в ній.

2. Провести дослідження мікрохвильового відгуку КДР з елементами незвичайних надпровідників в залежності від температури і показати на цій основі можливість експериментального дослідження поверхневого імпедансу незвичайних надпровідників.

3. Провести дослідження фізичних властивостей незвичайних надпровідників з використанням мікрохвильового відгуку КДР, в тому числі незвичайних надпровідників малих розмірів, які містять залізо.

Об'єкт дослідження – коливальні процеси в квазіоптичних діелектричних резонаторах з незвичайними надпровідниками і взаємодія електромагнітного поля мод шепочучої галереї з незвичайними надпровідниками в міліметровому діапазоні довжин хвиль.

Предмет дослідження – моди шепочучої галереї і мікрохвильовий відгук квазіоптичних діелектричних резонаторів з елементами незвичайних надпровідників, які характеризуються поверхневим імпедансом у міліметровому діапазоні довжин хвиль.

Методи досліджень

У роботі використовуються радіофізичні методи визначення відгуку квазіоптичних діелектричних резонаторів з елементами незвичайних надпровідників. Спектральні та енергетичні характеристики структур визначалися за амплітудно-частотною характеристикою резонаторної структури, що вимірювалася, і проведеним чисельним моделюванням резонансних структур за допомогою програм CST Microwave Studio і Comsol MULTIPHYSICS. В даних програмах реалізовано розв'язання рівнянь Максвелла методом кінцевих елементів. Результати чисельних і експериментальних досліджень добре збігаються, що свідчить про достовірність отриманих результатів.

Наукова новизна одержаних результатів полягає в наступному:

1. Вперше отримано електродинамічні характеристики низки нових КДР з торцевими провідними стінками, а саме напівсферичного, конічного і асферичних КДР, які лягли в основу структур, що дозволили провести дослідження індивідуальних мікрохвильових імпедансних характеристик плівок високотемпературних надпровідників. Виявлено, що залишковий поверхневий опір епітаксіальної $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$ плівки має частотну залежність $\omega^{3/2}$, при цьому експерименти підтверджують наявність d -хвильової симетрії параметра порядку надпровідника.

2. Вперше отримано електродинамічні характеристики, включаючи радіаційні втрати, дискового КДР з малим надпровідним зразком в радіальній щілині, який є основою структури, що дозволила провести дослідження незвичайних надпровідників малих розмірів з використанням мікрохвильового відгуку КДР в мм діапазоні довжин хвиль.

3. Встановлено особливості температурної залежності мікрохвильового поверхневого імпедансу і комплексної провідності незвичайних надпровідників, що містять залізо:

3.1. Вперше досліджено мікрохвильові імпедансні властивості монокристалів пніктиду $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ в 8-мм діапазоні довжин хвиль; при цьому отримано температурні залежності комплексної провідності, глибини проникнення і часу квазічастинкового розсіювання.

3.2. Вперше виявлено ефект орієнтації плівки надпровідника складу $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ щодо мікрохвильового поля в діелектричному резонаторі з TE_{011} модою на температурній залежності добротності резонатора.

3.3. Шляхом комплексного дослідження (двочастотний підхід, різні склади незвичайних надпровідників, широкий температурний інтервал, включаючи критичну температуру T_c) імпедансних

властивостей і комплексної провідності пніктиду $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ встановлено, що квазічастинкова провідність зростає зі зниженням температури, що обумовлено різким зниженням швидкості розсіювання квазічастинок.

4. Вперше запропоновано і реалізовано мікрохвильові пристрої на основі плівок високотемпературних надпровідників:

– мікросмужковий резонатор з хвилями ШГ, локалізованими під диском надпровідника, розташованого на діелектричній підкладці;

– смугопроникний фільтр з Е-площинною вставкою в хрестоподібному хвилеводі.

Практичне значення одержаних результатів

Вся сукупність основних результатів по дослідженню електродинамічних особливостей КДР із надпровідними елементами, техніці зв'язку з ними і її регулюванню в криогенних умовах, вибору оптимальних мод в умовах складного спектру КДР і відкритості електродинамічної структури складає основу техніки вимірювання поверхневого імпедансу незвичайних надпровідників, що має важливе значення не тільки для фундаментальної науки, а й для створення мікрохвильових пристроїв на основі КДР і надпровідників.

Запропоновані, досліджені і реалізовані в роботі КДР з надпровідними елементами становлять основну частину сенсорів поверхневого імпедансу незвичайних надпровідників у мм діапазоні довжин хвиль, які дозволяють знаходити фундаментальні властивості електронної системи незвичайних надпровідників за допомогою вимірювань мікрохвильового відгуку КДР з надпровідними елементами в залежності від температури.

Запропоновані нові модифікації КДР можуть бути використані для вимірювання безконтактним методом провідності надтонких провідних плівок нанометрової товщини. Цей підхід може стати перспективним при

розробці апаратури для безконтактного тестування і моніторингу зазначених плівок.

Мікросмушковий КДР на основі плівки високотемпературних надпровідників (ВТНП) має певну перспективу для створення планарних структур міліметрового діапазону довжин хвиль.

Смугопропускний фільтр з Е-площинною ВТНП вставкою в хрестоподібному хвилеводі може бути використаним у вхідних лініях передачі високочутливих мікрохвильових приймальних систем, а також/або в колах зворотного зв'язку генераторів з низьким рівнем фазових шумів.

Особистий внесок здобувача

Публікації, які складають основу дисертаційної роботи, виконано у співавторстві. Автор брав участь у постановці задач і проведенні експериментальних досліджень, в створенні моделей для чисельного розрахунку резонаторних структур, а також в проведенні чисельних досліджень, аналізі та обговоренні отриманих результатів, написанні статей, а саме: в роботах [1, 3, 4, 7, 26, 27] брав участь в постановці задач і обговоренні отриманих результатів; в роботах [2, 5, 6, 10-19, 22, 23] брав участь в постановці задач, проведенні експериментальних досліджень та обговоренні отриманих результатів; в роботах [8, 9, 20, 21, 24, 25] брав участь в постановці завдань, створенні моделей для чисельного розрахунку резонаторних структур, проведенні експериментальних досліджень і обговоренні отриманих результатів досліджень.

Матеріали публікацій [3–5, 7, 19, 28, 30, 35] були використані співавторами дисертанта в таких кваліфікаційних роботах:

- Буняєв С.О. Квазіоптичні діелектричні резонатори з локалізацією мікрохвильового поля біля провідної площини. – дис. ... канд. фіз.-мат. наук. – 01.04.03 – радіофізика. – Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України, Харків, 2007.

Проценко І. О. Мікрохвильовий відгук квазіоптичних діелектричних резонаторів із сильнопоглинаючою рідиною. – дис. ... канд. фіз.-мат. наук. – 01.04.03 – радіофізика. – Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України, Харків, 2017.

Апробація результатів дисертації

Матеріали дисертації доповідалися на таких конференціях і симпозиумах: European Microwave Conferences в 2005 р. (Париж, Франція), в 2007 р. (Мюнхен, Німеччина), в 2008 р. (Амстердам, Нідерланди), в 2011 р. (Манчестер, Великобританія), Міжнародний радіоелектронний форум "Прикладна електроніка: стан і перспективи розвитку" (МРФ-2005), в 2005 р. (Харків, Україна), International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Sub-Millimeter Waves (MSMW) в 2007 р., 2010 р., 2013 р. та в 2016 р. (Харків, Україна), Microwaves, Radar and Remote Sensing Symposium (MRRS 2008) в 2008 р. (Київ, Україна), International Crimean Conference "Microwave & Telecommunication Technology" в 2009 р. (Севастополь, Україна), International Conference On Superconductivity and Magnetism в 2010 р. (Анталія, Туреччина), International Microwave Symposium в 2012 р. (Монреаль, Канада), European Conference on Applied Superconductivity в 2013 р. (Генуя, Італія), International Conference on Microwaves, Radar, and Wireless Communication (MIKON 2014) в 2014 р. (Гданськ, Польща) та International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity and High-Temperature Superconductivity (M²S-2018), (Пекін, КНР).

Публікації. Основні результати дисертації опубліковано в 25 статтях у наукових закордонних і вітчизняних виданнях, які належать до переліку МОН України, 2-х патентах і в матеріалах 11 наукових конференцій.

Структура та обсяг дисертації. Дисертація складається з анотації, вступу, 6 розділів, висновків, переліку використаних джерел наукової літератури та додатка. Обсяг дисертації становить 309 сторінок. Дисертація містить 129 рисунків. Список використаних джерел наукової літератури містить 237 найменувань.

РОЗДІЛ 1

КВАЗІОПТИЧНІ ДІЕЛЕКТРИЧНІ РЕЗОНАТОРИ В СУЧАСНІЙ РАДІОФІЗИЦІ І МІКРОХВИЛЬОВІЙ ФІЗИЦІ НАДПРОВІДНИКІВ

1.1 Електродинамічні особливості квазіоптичних діелектричних резонаторів у міліметровому діапазоні довжин хвиль і деякі історичні факти

Прогрес в області фізики і техніки мікрохвильового діапазону з освоєнням мм і субмм діапазонів довжин хвиль безпосередньо пов'язаний з розробкою відповідних наукових і технічних підходів, пристроїв і методів. Досвід в області квазіоптичної технології дає можливість удосконалити і створювати нові пасивні елементи і пристрої в мм і субмм діапазонах довжин хвиль на основі високодобротних квазіоптичних резонаторів [24, 25]. Діелектричні резонатори з модами типу ШГ є перспективними представниками таких резонаторів [19, 20]. Оскільки резонатори з модами ШГ є за своєю природою квазіоптичними пристроями, для них у відповідних публікаціях використовується аббревіатура КДР як аналог WGMR або WGM (whispering gallery mode resonator), яка зазвичай застосовується в англійській літературі. КДР привертають увагу дослідників в галузі мікрохвильової радіофізики і розробників в галузі мікрохвильової техніки своїми унікальними характеристиками, гранично високим значенням власної добротності і стабільністю мод.

В роботах [26, 27] було відзначено, що азимутальні моди в круглому діелектричному стрижні з відносною діелектричною проникністю від 2 до 10 послаблюються мало. З погляду геометричної оптики, ці моди формуються в діелектрику хвилями, які поширюються в циліндричному резонаторі з радіусом ρ_0 під кутами, більшими, ніж кут повного внутрішнього відбиття від циліндричної поверхні резонатора, і характеризуються великими значеннями азимутальних індексів n . При

цьому електромагнітне поле поза діелектриком загасає. Це призводить до гранично малих радіаційних втрат і, отже, до високих значень власної добротності Q резонаторів. В цьому випадку добротність Q може визначатися тільки тангенсом кута втрат діелектрика, з якого виготовляється резонатор. Вперше дуже слабке затухання спостерігалось для акустичних хвиль, що поширюються уздовж внутрішньої стіни кругової галереї [28]. Тому азимутальні моди, що виникають за умови $\omega \rho_0 / c < n < \sqrt{\epsilon} \omega \rho_0 / c$, де ω і c - кругова частота моди і швидкість світла відповідно [26], назвали модами ШГ. В даний час ми знаємо, що на основі високодобротних КДР створюються не тільки пасивні, але і активні пристрої.

Історії виявлення мод ШГ як вищих азимутальних мод в діелектричних резонаторах, опису основних електродинамічних особливостей КДР, створених і використовуваних в широкому діапазоні довжин хвиль, від мікрохвильового до оптичного, приділено значної уваги в монографіях та оглядових роботах [19, 20, 22, 29], і тому в даній роботі на цьому питанні не будемо детально зупинятися. Варто відзначити лише, що в 1980 р В. Б. Брагинським було виявлено, що в кільцевому діелектричному резонаторі, виготовленому з монокристалічного сапфіру, досягається добротність Q порядку 6×10^8 на частоті 10 ГГц навіть без надпровідних покриттів [21]. Цей результат став знаковим, свого роду mile-stone, для дослідників в галузі створення мікрохвильової виміральної техніки з малою дисипацією енергії і проведення унікальних вимірювань, неможливих без наявності високодобротних резонаторів.

Так, відкриття даного явища сприяло розвитку трьох напрямків в мікрохвильовій фізиці і техніці: 1) вивчення можливості детектування гравітаційних хвиль [22]; 2) прецизійний вимір мікрохвильових характеристик конденсованих середовищ (зокрема, діелектриків з малими втратами [30, 31, 32], сильнопоглинаючих рідин [33, 34], надпровідників

[35]); 3) створення унікальних мікрохвильових генераторів з високою стабільністю частоти і низьким рівнем фазових шумів [36, 37, 38, 39].

В середині 1980-х в ІРЕ НАН України була розпочата розробка твердотільних генераторів мм діапазону довжин хвиль з квазіоптичними резонаторами двох видів, а саме, КДР [40] і резонаторами Фабрі-Перо [41]. При розробці генераторів з КДР особлива увага приділялася циліндричним дисковим резонаторам, виготовленими з тефлону, які використовувалися як резонансні системи генераторів.

Незабаром після відкриття явища високотемпературної надпровідності в 1986-1987 рр. в ІРЕ НАН України було запропоновано розвивати напрямок, пов'язаний з дослідженням мікрохвильових властивостей цих нових речовин з метою як вивчення їх фізичних властивостей, так і з'ясування потенційних можливостей використання зазначених речовин в радіофізичних пристроях і системах.

В рамках цієї пропозиції було намічено провести цикл теоретичних та експериментальних досліджень електродинамічних особливостей сапфірових КДР різних модифікацій з метою обґрунтування нового підходу до вивчення мікрохвильових властивостей ВТНП, при цьому провести також дослідження мікрохвильових властивостей самих надпровідників.

На початковому етапі цієї роботи [42, 43] використовувалися сапфірові КДР в формі циліндричного диска, на деякій відстані від основ якого розміщувалися зразки ВТНП кераміки або плівки складу $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Така структура не має аналітичного розв'язку відповідної електродинамічної задачі [20]. Через неможливість провести попередні розрахунки умови проведення експериментів визначалися емпіричним шляхом. Використовувалися моди типу $EH_{n1\delta}$, які добре збуджувалися в даній структурі з надпровідними елементами. Резонатор традиційно вмикався в лінію передачі як неоднорідність з можливістю регулювання зв'язку між резонатором і лінією передачі у вигляді відрізка діелектричного хвилеводу (рис.1.1). На цьому етапі були виявлені стимуляція надпровідності

мікрохвильовим полем в кераміці BiScCaCuO [44], осциляції температурної залежності добротності резонатора з плівкою ВТНП на фероелектричній підкладці [45] і деякі нелінійні ефекти в плівці ВТНП [46].

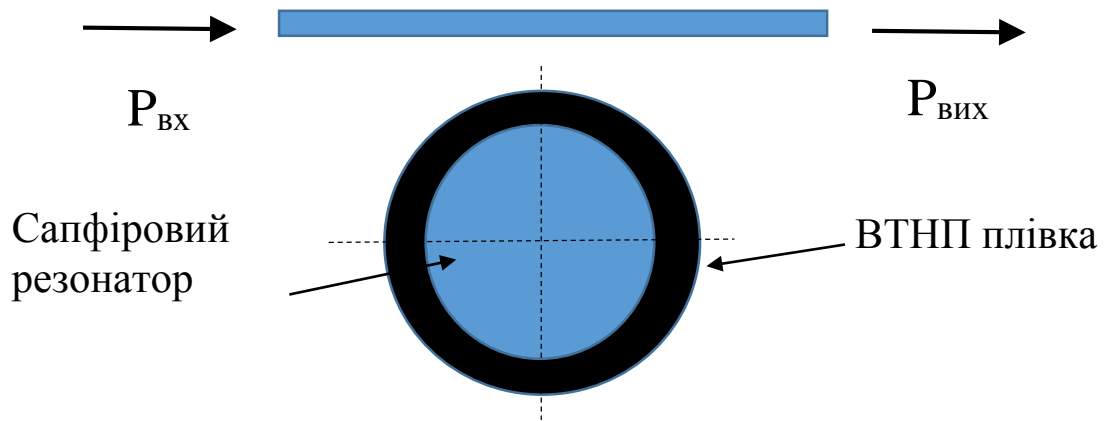


Рисунок 1.1 – Сапфіровий КДР в формі циліндричного диска з ВТНП плівкою, яка розміщена на деякій відстані від резонатора

Однак для виконання акуратних вимірювань мікрохвильових імпедансних властивостей ВТНП матеріалів (див. наступний підрозділ 1.2) потрібний був принципово новий підхід. Зауважимо, що в деяких зарубіжних публікаціях висловлювалася думка про унікальність властивостей КДР у зв'язку з вирішенням проблеми розробки техніки вимірювання характеристик плівок ВТНП, однак цей підхід не набув розвитку [47]. Мабуть, цей факт можна пояснити низкою складнощів, виявлених в умовах зростаючої практичної потреби в методі і техніці стандартизованого вимірювання поверхневого імпедансу плівок ВТНП. Дійсно, така техніка була розроблена [48] на основі діелектричного резонатора з основним типом коливання і зараз використовується, головним чином, для дослідження плівок, призначених для практичного застосування. Заради справедливості, слід відзначити й інші спроби розробити стандартизований метод вимірювання поверхневого імпедансу плівок (див., наприклад, [49]), однак Національний інститут стандартів і технологій

(NIST) в США схвалив техніку, розвинену в [48] в 3-сантиметровому діапазоні довжин хвиль.

Основними недоліками діелектричних резонаторів з основними типами коливань є складність їх застосування в мм діапазоні хвиль і тим паче в реалізації зв'язку з лініями передачі. Розроблена техніка не передбачала також можливість вимірювань характеристик зразків малих розмірів, що важливо при проведенні досліджень нових надпровідників.

З урахуванням вищесказаного, повертаючись до проблеми сапфірових КДР з надпровідними елементами з метою розвитку і обґрунтування нового підходу до вивчення мікрохвильових властивостей ВТНП (спочатку у вигляді плівок), необхідно було вирішити низку завдань:

1. визначити форму КДР, яка допускає аналітичне рішення електродинамічної задачі з сверхпроводниковою плівками (в загальному випадку плоскими зразками провідників) великої площі;
2. провести теоретичне дослідження частотного спектра і енергетичних характеристик сапфірового КДР в мм діапазоні довжин хвиль (п.1), знайти коефіцієнт включення досліджуваного зразка;
3. перейти на роботу КДР в режимі на "прохід" і знайти спосіб безперервного регулювання зв'язку резонатора з лінією передачі в умовах охолодження резонатора в криогенній камері;
4. провести експериментальні дослідження частотного спектра і енергетичних характеристик сапфірового КДР (п.1-3) з ідентифікацією мод, визначити можливість виділення моди з мінімальною взаємодією з іншими модами в дуже ускладненому частотному спектрі КДР;
5. визначити можливість вимірювання поверхневого імпедансу плівок ВТНП із перших принципів (без калібрування вимірювального резонатора) на основі тестових вимірювань зразка з відомою провідністю.

Ці завдання були виконані на основі КДР з ТПС [17] і детально викладені в роботі автора [23]. Зокрема, було реалізовано варіант вмикання КДР в лінію передачі «на прохід», що дозволило проводити експерименти при слабкому зв'язку (рис. 1.2).

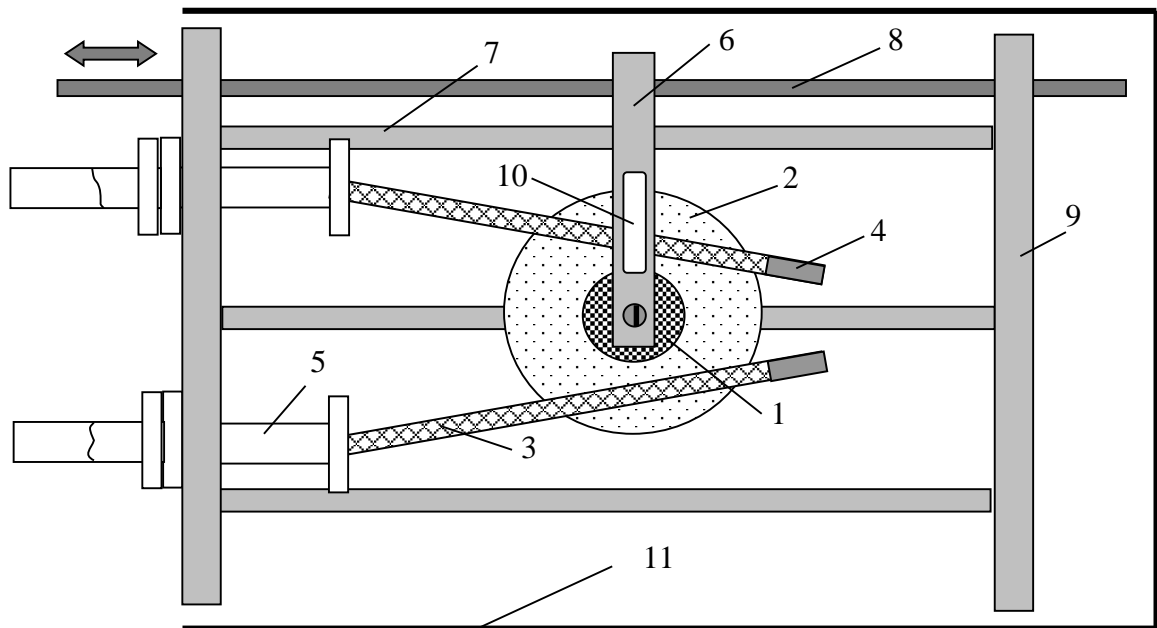


Рисунок 1.2 – Вимірювальна комірка:

- 1 - КДР,
- 2 - ВТНП плівка,
- 3 - дзеркальний діелектричний хвилевід,
- 4 - узгоджене навантаження,
- 5 - металевий хвилевід,
- 6 - каретка,
- 7 - кріпильні стрижні,
- 8 - рухомий стрижень,
- 9 - кріпильні алюмінієві диски,
- 10 - температурний датчик (РТ -100 або ДТ-400),
- 11 – захисний екран

Істотним недоліком даного підходу була необхідність використання двох плівок ВТНП для проведення вимірювань поверхневого імпедансу, що нівелювало переваги розвинутого підходу, тому що для вимірювання індивідуальних характеристик плівок необхідно було мати три плівки і, відповідно, проводити три цикли вимірювань з трьома різними парами плівок.

Електродинамічні особливості КДР дозволяють в принципі намітити шляхи до подолання зазначеної складності. Дійсно, КДР в формі діелектричного диска резонує і з одною ТПС. Однак КДР з одною ТПС характеризується більш високими радіаційними втратами. Крім того, електродинамічна задача щодо такого резонатора до теперішнього часу не має аналітичного розв'язку. Для зменшення радіаційних втрат КДР, призначеного для дослідження плівок великої площини, можна піти шляхом зміни форми резонатора, залишаючи осьову симетрію тіла обертання. Однак усі такі резонатори, за винятком напівсферичного, виготовленого з ізотропного діелектрика [50], також не мають аналітичного розв'язку електродинамічної задачі.

У протилежній ситуації, коли досліджувані зразки мають малі лінійні розміри, що не перевищують 1-2 мм в площині $a-b$ і десятих часток міліметра в напрямку осі c , потрібен також резонатор з малими радіаційними втратами і прийнятним коефіцієнтом включення зразка. Актуальність пошуків методу, який дозволив би проведення досліджень таких зразків, зросла, коли стала очевидною важливість досліджень нових надпровідників у нормальному стані. Ще більш актуальними стали ці пошуки після відкриття нових надпровідників з іонами Fe [7]. В даний час їх разом з купратними ВТНП називають незвичайними надпровідниками. Априорі резонатор з малими зразками для досліджень також не має аналітичного розв'язку електродинамічної задачі.

Таким чином виникає необхідність пошуку нових форм (модифікацій) КДР для дослідження незвичайних надпровідників у формі як плівок

великих розмірів, так і малих об'ємних зразків. Слід зауважити, що одночасно і незалежно проходив пошук форми КДР для дослідження малих зразків надпровідників в [51], де розглядалися структури, що передбачають розміщення досліджуваного зразка поза резонатором, однак було зазначено, що такі структури характеризуються дуже великими значеннями радіаційних втрат. Необхідним аспектом цього напрямку роботи є також пошук способу реалізації чисельного експерименту (симуляції) нових резонаторних структур.

1.2 Мікрохвильовий відгук резонаторів, в тому числі квазіоптичних діелектричних резонаторів з надпровідниковими елементами, і поверхневий імпеданс надпровідників

Перші експериментальні дослідження надпровідників, які зараз називаються низькотемпературними надпровідниками (НТНП), на мікрохвильових частотах було проведено під керівництвом Б. Лазарева у Харкові в 1941р. [52]. Такі дослідження із застосуванням резонаторної техніки і техніки на основі ліній передачі були продовжені після Другої світової війни у 1946-1954гг. [53,54] і потім розвивалися в багатьох країнах світу [55].

З відкриттям ВТНП у 1986-1987 рр., як уже зазначалося в підрозділі 1.1, активні теоретичні та експериментальні дослідження цих надпровідників в широкому частотному діапазоні проводилися в багатьох наукових центрах і університетах. Ретроспективний погляд на історію фізики надпровідності неминуче викликає певну аналогію між ситуаціями, які склалися після відкриття двох явищ в галузі фізики, а саме, надпровідності у 1911р. [56] та високотемпературної надпровідності у 1986 і 1987 рр. [1, 2]. У першому випадку мікроскопічна теорія надпровідності була побудована Бардінім, Купером і Шріффером (БКШ) через приблизно 45 років після відкриття самого явища [57]. Подібна ситуація складається також стосовно другого

вікриття. Дійсно, після відкриття ВТНП пройшло вже більше 30 років, але природу цього явища ще не встановлено, не дивлячись на величезні зусилля дослідників із застосуванням усього доступного арсеналу сучасних методів і вимірювальних засобів. При цьому, як зазначалося у підрозділі 1.1, важливість мікрохвильових досліджень надпровідників полягає в можливості отримання досить точних значень комплексної провідності і її температурної залежності. Останнє дозволяє досліджувати фундаментальні особливості електронної системи надпровідників, такі як глибина проникнення поля, структура енергетичної щільності, швидкість розсіювання квазічастинок і їх температурні залежності [58].

Актуальність мікрохвильових досліджень надпровідників зростає з появою нового сімейства надпровідників, до складу яких входять іони Fe, пніктидів [59], потім халькогенідів [60, 61]. Це обумовлено перш за все тим, що за своїми фізичними властивостями, включаючи кристалографічні (всі вищезазначені надпровідники мають шарувату структуру), це нове сімейство надпровідників наближається до купратних надпровідників. Критична температура T_c також може бути досить високою, до 54 К [62]. З іншого боку, наявність магнітних іонів Fe в пніктидах і халькогенідах дає надію знайти шлях до розкриття природи незвичайної надпровідності, порівнюючи властивості цих двох сімейств надпровідників.

З усіх відомих незвичайних надпровідників купратні ВТНП матеріали мають найвищу критичну температуру T_c . Наприклад, найбільш вивчений і просунутий в плані розробленої технології синтезу надпровідник YBaCuO має $T_c=90-92\text{K}$ і досить незвичайні мікрохвильові властивості, що представляє інтерес для фундаментальної електродинаміки незвичайних надпровідників [63] і їх застосування у мікрохвильовій радіофізиці і техніці [3, 4, 5, 64, 65].

Ці особливості ВТНП вказують на важливість вимірювання мікрохвильового поверхневого імпедансу ($Z_s=R_s+iX_s$, де R_s і X_s – поверхневий опір і реактанс) цих матеріалів для розвитку мікрохвильової техніки. З

іншого боку, знання поверхневого імпедансу Z_s дозволяє знаходити комплексну провідність надпровідників $\sigma = \sigma_1 - i\sigma_2$, де σ_1 і σ_2 – провідності квазічастинкової і надплинної (superfluid) компонент провідності електронної системи, тобто визначати фізичні властивості останньої, тому що

$$Z_s = \sqrt{i\omega\mu/\sigma} \quad (1.1)$$

Слід зауважити, що співвідношення (1.1) впливає безпосередньо із рівнянь Максвелла для плоскої хвилі в припущенні справедливості локальної електродинаміки [66]. Із (1.1) випливає, що в разі нормальних металів або надпровідників у нормальному стані в мікрохвильовому діапазоні для помірно високих частот, коли $\omega\tau \ll 1$, де τ - час розсіювання електронів, і σ стає дійсною величиною, отримуємо важливе рівняння $R_s = X_s$, що використовується при опрацюванні експериментальних результатів вимірювання температурної залежності імпедансу $Z_s(T)$. Відомою перевагою мікрохвильових досліджень є також можливість вивчення квазічастинкової провідності надпровідників в S-стані.

Поняття поверхневого імпедансу введено Леонтовичем для опису взаємодії електромагнітного поля з провідником [67] і в даний час широко використовується в електродинаміці нормальних металів і надпровідників, особливо для дослідження останніх. Тому техніці експериментального знаходження цієї величини приділялася досить значна увага як раніше, в разі НТНП [68], так і зараз, особливо щодо незвичайних надпровідників [3, 4, 5, 16] (див. підрозділ 1.1).

Знаходження мікрохвильового поверхневого імпедансу $Z_s(T)$ надпровідників представляє непросте завдання, складність якої обумовлена малим значенням цієї величини. Складність підвищується у разі зразків незвичайних надпровідників з невеликими розмірами, коли помітно знижується коефіцієнт використання зразка в резонаторі. В цьому плані експериментальні дослідження краще проводити у мм діапазоні довжин

хвиль, тому що поверхневий опір надпровідників зростає з частотою пропорційно ω^2 і, таким чином, знижується похибка вимірювань і зростає чутливість вимірювальної техніки.

Мікрохвильовий поверхневий імпеданс надпровідника, як правило, знаходиться за зміною відгуку високодобротного резонатора при розташуванні в ньому зразка, що досліджується, тобто за зміною комплексної частоти резонатора ϖ . Комплексна частота резонатора без зразка записується таким чином [69]

$$\varpi_0 = \omega_0 + i \frac{\omega_0}{2} \frac{1}{Q_{0L}}, \quad (1.2)$$

де ω_0 і Q_{0L} – власна частота і навантажена добротність резонатора відповідно. Для резонатора прохідного типу виходячи з правила сум зворотних значень добротності

$$\frac{1}{Q_{0L}} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_2}, \quad (1.3)$$

де Q_0 – власна добротність, що враховує втрати в провідникових елементах резонатора (якщо є) і діелектрику, а також радіаційні втрати КДР, Q_1 і Q_2 – відповідно вхідний і вихідний зовнішні добротності, які характеризують ступінь зв'язку резонатора з хвилеводами.

Для резонатора з досліджуваним зразком вираз для навантаженої добротності набуває вигляду

$$\frac{1}{Q_{sL}} = \frac{1}{Q_{s0}} + \frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_2}, \quad (1.4)$$

де власна добротність резонатора з досліджуваним зразком Q_{s0} може бути записана у формі [17]

$$Q_{s0}^{-1} = A_s R_s + k \operatorname{tg} \delta + Q_{rad}^{-1}, \quad (1.5)$$

де A_s – коефіцієнт включення зразка (плівки або монокристала) в резонатор, який можна виразити через геометричний фактор $A_s = 1/\Gamma_s$; k – коефіцієнт близький до 1; $\operatorname{tg} \delta$ – тангенс кута втрат діелектричного матеріалу

резонатора. Якщо зв'язок і радіаційні втрати не змінюються при установленні зразка в резонаторі, то

$$\frac{1}{Q_{sL}} - \frac{1}{Q_{oL}} = \frac{1}{Q_{s0}} - \frac{1}{Q_0} = A_s R_s. \quad (1.6)$$

У разі КДР частіше використовується співвідношення (1.5), що показує можливість вимірювання R_s при відомих значеннях A_s , k , $\text{tg}\delta$ і радіаційних втрат Q_{rad}^{-1} .

Радіаційні втрати КДР як відкритої структури представляють серйозну проблему, тому що можуть зрівнюватися з втратами в досліджуваному зразку, що знижує чутливість і точність вимірювань. З іншого боку, складність кількісного визначення Q_{rad} для КДР, які не мають аналітичного розв'язку електродинамічної задачі, призводить до додаткової похибки у визначенні R_s .

Проблема знаходження X_s на підставі вимірів власної частоти резонатора зі зразком відома, вона обумовлена неможливістю зіставлення з необхідною точністю власних частот гіпотетичного резонатора з ідеально провідним зразком і реального резонатора з надпровідником [67]. Для вирішення цієї проблеми на підставі співвідношення (1.2), записаного для резонатора зі зразком, застосовуючи теорію збурення, можна отримати вираз для зміни реактанса при зміні частоти резонатора $\Delta\omega$ (в залежності, наприклад, від температури T)

$$\Delta X_s(T) = -i \frac{\Delta\omega_s(T)}{A_s \omega}, \quad (1.7)$$

де $\Delta\omega_s(T) = \omega_r(T_r) - \omega(T)$, ω_r – частота резонатора при обраній референсній температурі T_r .

Для знаходження $X_s(T)$ використовуються два підходи. У першому підході використовується відоме з інших вимірів значення глибини проникнення $\lambda(0)$ при нульовій температурі, що дозволяє знайти

$$X_s(0) = \omega \mu \lambda(0), \quad (1.8)$$

$$X_s(T) = \Delta X_s(T) + \Delta X_{sr} + X_s(0), \quad (1.9)$$

де ΔX_{sr} представляє невелику добавку, яка визначається незначним розходженням глибини проникнення при $T=0$ і референсній температурі T_r , яка в експерименті вибирається по можливості мінімальною.

У другому підході, який по суті є калібрувальною процедурою, використовується рівність $R_s = X_s$ при $T \geq T_c$, що дозволяє знайти $X_s(0)$ і, отже, $\lambda(0)$ [70]. Однак в цьому випадку необхідно переконатися в справедливості рівності $R_s = X_s$ при $T \geq T_c$, яка в принципі може не виконуватися [71].

Серйозну проблему в обґрунтуванні техніки дослідження надпровідників за допомогою КДР представляє часткове зняття двократного виродження азимутальних хвиль, що призводить до зміни лоренцевої форми відгуку резонатора [17]. Цей недолік досить сильно проявляється в разі дослідження плівок великої площі, коли окружність основи резонатора вписується в контур плівки і порушення осьової симетрії резонатора є мінімальним. При цьому форма лінії резонансного відгуку по суті набуває форми амплітудно-частотної характеристики (АЧХ) двох зв'язаних коливальних контурів, в більшості випадків несиметричної щодо середньої частоти (рис. 1.3).

Складна форма резонансного відгуку КДР навіть без зразка обумовлена впливом лінії передачі і ефектом перевипромінювання між вхідним і вихідним елементами зв'язку у вигляді діелектричних хвилеводів. Тому актуальною залишалася проблема отримання інформації про властивості зразка з резонансного відгуку КДР в цих умовах. Певною мірою це питання розглядалося в роботі [72], проте в ній не враховувалося розщеплення резонансної лінії через зняття виродження моди.

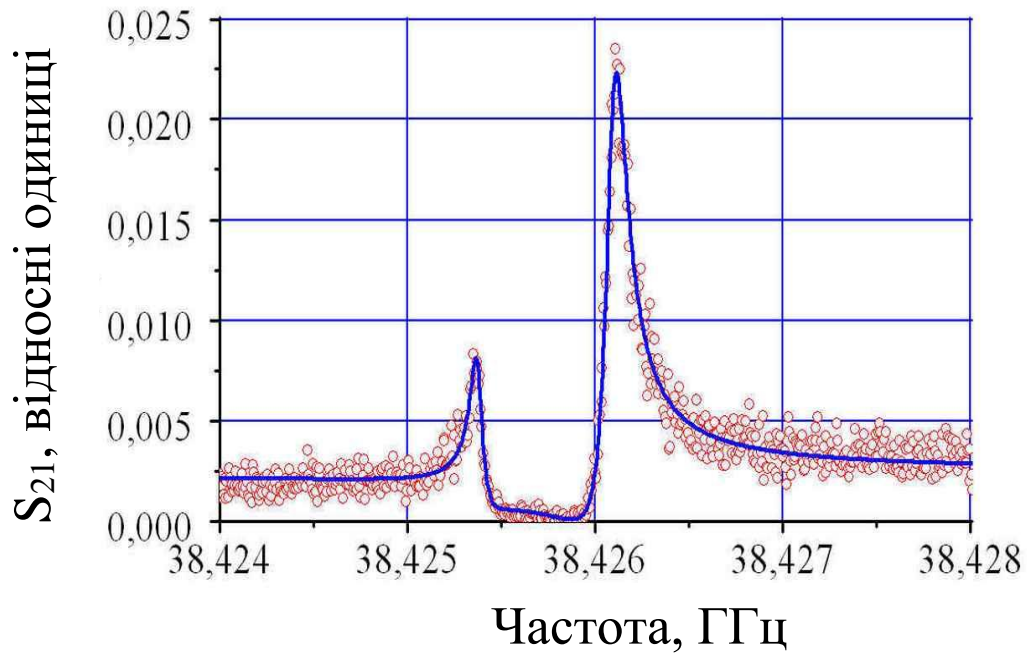


Рисунок 1.3 – Амплітудно-частотна характеристика двох зв'язаних коливальних контурів

В роботі [73], навпаки, на основі моделі двох зв'язаних коливальних контурів показана можливість вимірювання добротності резонатора в умовах часткового зняття виродження азимутальної моди, однак без врахування впливу лінії передачі.

1.3 Незвичайні надпровідники в мікрохвильовій радіофізиці та техніці

Можна зрозуміти фахівців початку ХХ сторіччя, коли вони дізналися про явище надпровідності, коли повністю зникає електричний струм. В їх уяві одразу ж виникли блискучі можливості революційних змін в електротехніці. Згодом, коли фізики все детальніше і глибше вивчали властивості перших надпровідників (відкриття ефекту Мейснера-Оксенфельда, виявлення низки критичних параметрів крім критичної температури T (критичний струм, критичне магнітне поле, виявлення втрат

електромагнітної енергії при пропусканні змінного струму і т. і.), ставало все більш зрозумілим, що для осмисленого використання його в техніці необхідно проводити фундаментальні дослідження фізичних властивостей надпровідників. Відкриття квантування магнітного потоку та ефекту Джозефсона підтвердили уявлення про явище надпровідності як квантове явище.

Феноменологічна теорія надпровідного стану з елементами квантово-механічного уявлення, що була створена Гінзбургом і Ландау і розвинена далі Гінзбургом, Ландау, Абрикосовим та Горьковим (ГЛАГ), та мікроскопічна теорія Бардіна-Купера-Шріффера стали особливими вехами не тільки в фізиці надпровідності, а в цілому в фізиці твердого тіла.

На сьогодні радіофізики з повним розумінням можуть використовувати особливості надпровідних матеріалів для створення удосконалених пристроїв та приладів, як пасивних, так і активних.

В даній роботі досліджуються мікрохвильові імпедансні властивості надпровідників, які визначають особливості електромагнітного поля в пасивних електродинамічних структурах типу об'ємних резонаторів, тому в цьому підрозділі здійснено екскурс в радіотехніку та мікрохвильову техніку на основі надпровідників. При цьому, розглядаючи всі аспекти мікрохвильової надпровідності в зазначених галузях науки і техніки, в цьому підрозділі основну увагу приділено прикладному значенню надпровідників.

Найбільш важливими для мікрохвильової техніки є наступні дві властивості надпровідників, виявлені в ході дослідження НТНП і потім ВТНП (в загальному випадку, незвичайних надпровідників): відносно мала величина поверхневого опору і практично повна відсутність залежності глибини проникнення поля від частоти [74, 75]. Перша властивість дозволяє будувати лінії передачі з малим загасанням хвилі в них і створювати резонатори з високою добротністю, а також фільтри і мультиплексери з

набагато більш високими характеристиками в порівнянні з їх аналогами, які створені на основі нормальних металів.

Вимірювання мікрохвильового поверхневого опору $R_s(T)$ завжди вказує на ненульове значення цієї величини при $T \rightarrow 0$. Ця величина називається залишковим мікрохвильовим опором R_{res} (див., наприклад, [6]):

$$R_{res} = R_s(T = 0)$$

Джерелом цього ненульового значення $R_{res} \neq 0$ досі залишається нез'ясовним, хоча цей ефект обговорювався протягом тривалого часу (див, наприклад, [68]). У літературі називалися декілька можливих джерел $R_{res} \neq 0$, серед яких, наприклад, гранулярність і безщілинна надпровідність називалися для металевих надпровідників [5].

Книга [68] містить низку припущень, які задовільно описують експериментальні дані. Можливі механізми прояву $R_{res} \neq 0$ включають жорсткість поверхні, захоплений магнітний потік, наявність малих нормальних областей на поверхні надпровідного зразка та рух виходів під дією змінних полів. В основному ці механізми приводять до частинної залежності $R_{res} \sim \omega^2$, що підтверджується експериментальними даними експериментальними даними, хоча деякі механізми дають залежності $R_{res} \sim \omega^{2/3}$ або $\sim \omega$.

Недавно було проведено дослідження, які показують, що джерелом $R_{res} \neq 0$ в об'ємних надпровідникових резонаторах, виготовлених із Nb, є так звані дворівневі системи (ДРС) (two-level systems (TLS)) [76]. Було встановлено, як зменшити кількість ДРС і, як наслідок, зменшити кількість ДРС і, як наслідок, зменшити R_{res} у стінках резонатора до рівня, що забезпечує значення добротності Q до $4 \cdot 10^{11}$ ($f = 1,3$ ГГц), що на думку авторів відкриває шлях до 1000-кратного збільшення часу когерентності в 3D-схемах, призначених для досліджень в галузі квантової електродинаміки [76]. На жаль, частотну залежність $R_{res}(\omega)$ в роботі [76] не визначено.

Порівняно з металевими низькотемпературними надпровідниками (НТНП) навіть високоякісні ВТНП плівки та монокристали мають значення

R_{res} значно виші. Наприклад, у X-діапазоні значення R_{res} для НТНП таких, як Pb, Sn, Nb₃Sn лежать в межах десятків нОм, а для високоякісних плівок ВТНП ці значення становлять десятки мкОм [5]. Тут можуть бути причини, які відрізняються від зазначених вище для НТНП.

Обмеження $R_s(T)$ у вигляді R_{res} впливає на аналіз квазічастинок τ . На тлі того, що проблемі R_{res} в НТНП приділялось великої уваги у зв'язку з прагненням досягти максимального значення Q надпровідних резонаторів, що використовуються в ядерній фізиці, ця ж проблема в ВТНП є менш вивченою, хоча вона, здавалось би, повинна була вирішуватися легше, оскільки R_{res} для ВТНП мають набагато більші значення (три порядки величини!).

Друга властивість актуальна для створення бездисперсійних ліній затримки. Тут потрібно мати на увазі, що поверхневий опір ВТНП зростає з частотою за законом ω^2 на відміну від нормальних металів, де опір змінюється пропорційно $\omega^{1/2}$. Звідси впливає простий, але важливий, висновок про певну "критичну", тобто максимально високу робочу частоту, вище якої неможливо отримати значний вигаш від застосування ВТНП, який виправдовує певні ускладнення, пов'язане з необхідним охолодженням до робочої температури ~ 77 К. Проведені оцінки показують, що в разі застосування купратних надпровідників зазначена частота сягає мм діапазону довжин хвиль, хоча і не перевищує в даний час 40 ГГц [77].

Області застосування купратних ВТНП в мікрохвильовій радіофізиці та техніці вже визначилися. Перш за все це створення високодобротних резонаторів, а також фільтрів і мультиплексерів з рекордно високими характеристиками. Створено резонатори планарної конфігурації (наприклад, отримано значення $Q = 20000$ на частоті 10,2 ГГц при $T = 70$ К) [3], а також об'ємні резонатори для традиційної вимірювальної техніки з підвищеною чутливістю і точністю [78]. Ведуться роботи по створенню високодобротних резонаторів, призначених для унікальних вимірювань у

високих магнітних полях (до 8 Тл), наприклад, в прискорювачах елементарних частинок і для досліджень аксіонів темної матерії [79]. Створені фільтри з вкрай малими втратами в смузі пропускання ($\approx 0,1$ дБ на частоті 10 ГГц) і високою крутизною АЧХ на межах смуги пропускання [80], а також малогабаритні мультиплексери [81]. Проводилися роботи по створенню фільтрів на основі прямокутних хвилеводів, проте перспективність таких робіт сумнівна [82, 83].

Ведуться роботи по з'ясуванню можливості створення метаматеріалів на основі ВТНП і створення пристроїв на основі цих матеріалів [84,85].

На момент написання даної роботи залишалися актуальними питання мікрохвильових досліджень, що мають також безпосереднє відношення до радіофізичних аспектів, наприклад, досліджень, спрямованих на з'ясування залежності поверхневого імпедансу від товщини ВТНП плівок, а також природи деградації плівок з часом.

Дослідженню мікрохвильових імпедансних властивостей нових надпровідників, що містять іони Fe, особливо халькогенідів, приділено порівняно мало уваги. Для деяких Fe-надпровідників, (наприклад, $(\text{Li}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{OHFe}_y\text{SeTe}$) мікрохвильових вимірювань ще не проведено [86]. Ведуться досить інтенсивні дослідження цих матеріалів з нерідко відсутнім консенсусом висновків щодо їх фізичних особливостей, зокрема і особливо природи явища надпровідності (див., наприклад [87]).

1.4 Висновки до розділу 1

Як видно з проведеного аналізу літератури, включаючи і публікації автора (на момент написання даної роботи), квазіоптичні діелектричні резонатори з надпровідними елементами представляють перспективну основу для розвитку мікрохвильового методу дослідження незвичайних надпровідників у мм діапазоні довжин хвиль. Цей напрямок ініційовано в ІРЕ НАН України в кінці 80-х - початку 90-х рр. минулого століття і

продовжує розвиватися відповідно до розвитку фундаментальної фізики незвичайної надпровідності.

Незважаючи на отримання перших результатів дослідження КДР Хаккі-Колемана з ВТНП плівками в ролі торцевих стінок (вони ж були і досліджуваними зразками), очевидною стала необхідність подальшого розвитку напрямку, який можна визначити як мікрохвильова радіофізика КДР з надпровідними елементами у міліметровому діапазоні хвиль.

В рамках цього напрямку в даній роботі проводиться обґрунтування експериментальним шляхом можливості знаходження високих значень власної добротності КДР ($\geq 10^6$) в умовах часткового зняття виродження моди типу шепочучої галереї, що було принципово важливим, тому що від вирішення цього завдання залежала вся перспектива досліджень і тестування купратних ВТНП плівок великої площі. З точки зору подальшого підвищення добротності КДР, що пов'язано з пошуком шляхів зниження радіаційних втрат в них, необхідним є пошук нових типів (модифікацій) КДР. Всі ці резонатори (крім резонаторів з напівсферичною поверхнею) не мають аналітичного розв'язку відповідної електродинамічної задачі, яке зробило б можливим знаходження частотного спектра, тому для дослідження запропонованих в роботі резонаторів необхідними стають надійні методи чисельного моделювання.

Висока точність вимірювань дає можливість проводити дослідження, що мають фундаментальне значення як для фізики надпровідників (наприклад, знаходження надзвичайно малого залишкового поверхневого опору, тобто R_s при $T = 0$ порядку 10 мкОм), так і для мікрохвильової техніки (наприклад, знаходження залежності поверхневого імпедансу від товщини плівки з метою мінімізації втрат мікрохвильової енергії).

Відкриття нового класу незвичайних надпровідників, а саме, пніктидів і халькогенідів з іонами Fe, посилило актуальність подальшого розвитку електродинаміки КДР з малими зразками надпровідників, $\sim (1\div 2) \times (1\div 2) \times (0.1\div 0.2)$ мм³. Очевидно, тут необхідно: 1) обґрунтувати

новий підхід на основі високодобротних КДР до дослідження незвичайних надпровідників малих розмірів і 2) провести дослідження комплексної провідності і пов'язаних з нею властивостей електронної системи зазначених надпровідників і зіставити їх зі знайденими (при їх наявності), в тому числі іншими способами і / або іншою технікою. Важливість останнього аспекту обумовлена тією обставиною, що проблема з'ясування природи незвичайної надпровідності залишається однією з найбільш актуальних у сучасній фізиці твердого тіла і, отже, мікрохвильовій радіофізиці КДР з надпровідними елементами.

РОЗДІЛ 2

КВАЗІОПТИЧНІ ДІЛЕКТРИЧНІ РЕЗОНАТОРИ З ТОРЦЕВОЮ ПРОВІДНОЮ СТІНКОЮ

У розділі досліджено електродинамічні особливості КДР з однією ТПС. Розглянуто ряд резонаторів з різною формою поверхні тіла обертання. Основною метою розділу є встановлення залежності відгуку КДР від зазначеної форми поверхні резонатора з ТПС, яка може бути виконана з різних провідників, включаючи плівки ВТНП. Основні результати, які містяться в розділі 2, відбиті в роботах автора [1, 3, 4, 7, 8, 15, 19, 20, 24, 28, 30, 32, 35] (див. додаток А).

2.1 Напівсферичні квазіоптичні діелектричні резонатори

Напівкульовий КДР, розташований на ідеально провідній необмеженій поверхні, який теоретично розглянуто в роботі [88], представлений на рис. 2.1.

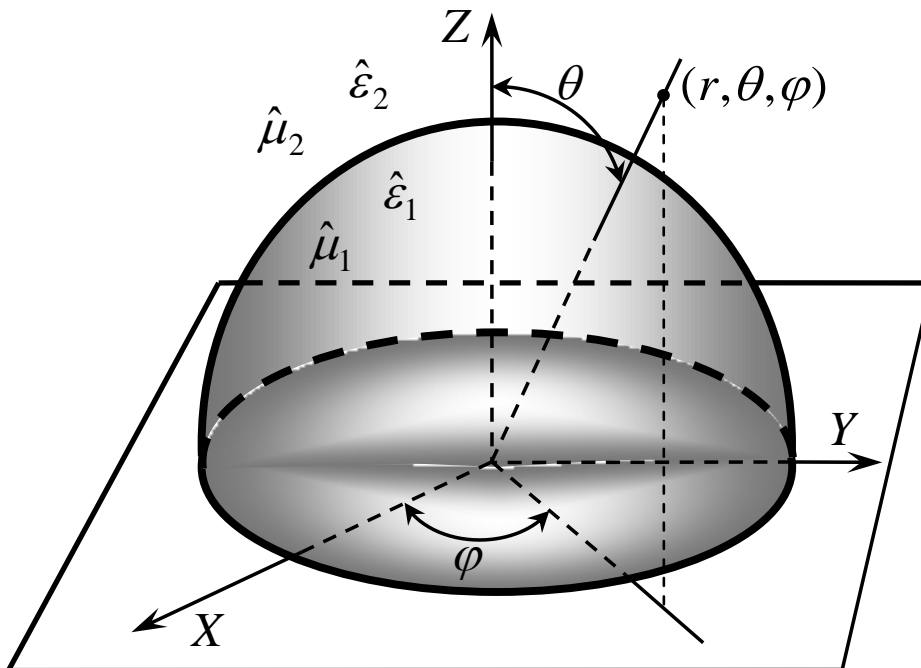


Рисунок 2.1 – Напівкульовий діелектричний резонатор з необмеженою провідною площиною

Далі в роботі використовується термін напівсферичний КДР (обумовлено формою поверхні резонатора) за аналогією з терміном асферичний КДР замість іноді використовуємого терміна напівкульовий КДР. Напівсферичний резонатор з радіусом r_0 , який виготовлено з ізотропної і однорідної речовини з комплексними значеннями діелектричної ε_1 і магнітної μ_1 проникностей, містився в середу з комплексними проникностями ε_2 і μ_2 .

Система рівнянь Максвелла в сферичній системі координат для компонент поля має вигляд:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial r} r E_\theta - \frac{\partial}{\partial \theta} E_r &= ikr\mu_\nu H_\varphi; & \frac{1}{\sin \theta} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta E_\varphi - \frac{\partial}{\partial \varphi} E_\theta \right) &= ikr\mu_\nu H_r; \\
 \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} E_r - \frac{\partial}{\partial r} r E_\varphi &= ikr\mu_\nu H_\theta; & \frac{1}{\sin \theta} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta H_\varphi - \frac{\partial}{\partial \varphi} H_\theta \right) &= -ikr\varepsilon_\nu E_r; \\
 \frac{\partial}{\partial r} r H_\theta - \frac{\partial}{\partial \theta} H_r &= -ikr\varepsilon_\nu E_\varphi; & \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} H_r - \frac{\partial}{\partial r} r H_\varphi &= -ikr\varepsilon_\nu E_\theta,
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

де $\nu = 1$ при $r \leq r_0$ і $\nu = 2$ при $r > r_0$; $k = \omega_p/c$, де c – швидкість світла і $\omega_p = \omega_p' - i\omega_p''$ ($\omega_p'' \geq 0$) – власна частота резонатора з ідеально провідною площиною. Всі компоненти поля містять часовий множник $e^{-i\omega t}$, який в подальших співвідношеннях не наводиться.

Власні частоти ізотропної діелектричної напівсфери з ідеально провідною плоскою поверхнею, зануреної в ізотропне середовище, визначаються розв'язками незалежних дисперсійних рівнянь:

для Е коливань

$$\sqrt{\frac{\mu_1 j_n'(\chi_1 r_0)}{\varepsilon_1 j_n(\chi_1 r_0)}} = \sqrt{\frac{\mu_2 h_n^{(1)'}(\chi_2 r_0)}{\varepsilon_2 h_n^{(1)}(\chi_2 r_0)}}; \quad (2.2)$$

для Н коливань

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_1 j_n'(\chi_1 r_0)}{\mu_1 j_n(\chi_1 r_0)}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2 h_n^{(1)'}(\chi_2 r_0)}{\mu_2 h_n^{(1)}(\chi_2 r_0)}}. \quad (2.3)$$

де $\chi_v = k\sqrt{\varepsilon_v \mu_v}$,

$$j_n(z) = \sqrt{\frac{\pi z}{2}} J_{n+\frac{1}{2}}(z) \text{ и } h_n^{(1)}(z) = \sqrt{\frac{\pi z}{2}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(1)}(z),$$

де $J_{n+\frac{1}{2}}(z)$ і $H_{n+\frac{1}{2}}^{(1)}(z)$ – циліндричні функції Бесселя і Ханкеля першого роду відповідно, штрих позначає диференціювання функції по аргументу.

У досліджуваному резонаторі існують незалежні Н ($E_r(r, \theta, \varphi) = 0$) і Е ($H_r(r, \theta, \varphi) = 0$) коливання. Добротність резонатора визначається виразом $Q_p^j = \omega_p' / 2\omega_p''$ [89].

Рівняння (2.2) і (2.3) дозволяють визначити власні частоти напівсферичного КДР з ідеально провідної площиною $\omega_p = \omega_p' - i\omega_p''$ з коливаннями j типу з p -ою модой. Під j типом моди мається на увазі Е або Н, тобто власні ТМ або ТЕ коливання відповідно. Ідентифікаційний індекс Н або Е моди p складається з трьох модових індексів n, m, s . Азимутальний модовий індекс m приймає значення $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ і відповідає половині числа варіацій ЕМ поля по куту φ . Індекс $m \leq n$, де полярний індекс n власних мод напівсферичного резонатора визначається кількістю варіацій

поля p по полярному куту θ в сферичній системі координат: $n = 2p + m - 1$. Радіальний індекс s , будучи порядковим номером кореня характеристичного рівняння досліджуваного резонатора, відповідає кількості варіацій поля уздовж радіальної координати r .

В роботі [90] отримано рівняння, що визначає зміну частоти напівсферичного КДР з імпедансною площиною щодо частоти напівсферичного КДР з ідеально провідної площиною. Частота резонатора з неідеально провідною плоскою поверхнею визначається виразом

$$\omega = \omega_p \left(1 - i \frac{\omega_p'^2 A_s^j Z_s}{2|\omega_p|^2} \right), \quad (2.4)$$

де $\omega = \omega' - i\omega''$ – власна частота напівсферичного КДР з імпедансною площиною, A_s^j – коефіцієнт включення провідника, $Z_s = R_s - iX_s$ – поверхневий імпеданс (R_s і X_s – поверхневий опір і поверхневий реактанс провідника відповідно, тут знак « $-$ » перед X_s обумовлений часовою залежністю поля $e^{-i\omega t}$, в подальшому будемо використовувати загальноприйняту в мікрохвильовій фізиці надпровідників часову залежність поля $e^{i\omega t}$ і, відповідно, позитивний знак перед X_s).

Оскільки $Z_s = R_s - iX_s$, то з виразу (2.4) випливає, що дійсна частина власної частоти резонатора з p -ою модою j типу дорівнює

$$\omega' = \omega_p' \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p'^2}{|\omega_p|^2} A_s^j \left(X_s + \frac{\omega_p''}{\omega_p'} R_s \right) \right). \quad (2.5)$$

Частота ω' відповідає резонансній частоті, вимірюваної експериментально при збудженні в досліджуваному резонаторі p -ої моди j типу в умовах слабкого зв'язку між ним і збудником. Уявна частина власної

частоти резонатора дорівнює

$$\omega'' = \omega' \frac{\omega_p''}{\omega_p'} + \frac{1}{2} \omega_p' A_s^j R_s. \quad (2.6)$$

Добротність резонатора Q_0^j визначається загальними втратами електромагнітної енергії в будь-якому з розглянутих резонаторів, в якому є коливання j типу

$$\frac{1}{Q_0^j} = \frac{1}{Q_p^j} + \frac{1}{Q_c^j}, \quad (2.7)$$

де Q_p^j – добротність резонатора, яка обумовлена радіаційними втратами і втратами в діелектрику;

Q_c^j – добротність резонатора, яка обумовлена втратами в його провідній площині.

Добротність, обумовлена втратами в провідній площині, визначається як $Q_c^j = \omega' W_p^j / P_c^j$, де $P_c^j = I_{pp}^2 R_s / 2$ – потужність втрат в провідному середовищі (I_{pp}^2 – квадрат поверхневого струму). Добротність, обумовлена втратами в провідній площині резонатора Q_c^j , описується виразом $Q_c^j = \omega' / \omega_p' A_s^j R_s$, де коефіцієнт включення провідника A_s^j визначається розподілом електромагнітного поля j коливання поблизу провідній площині і має вигляд

$$A_s^j = \frac{I_{pp}^2}{\omega' W_p^j}. \quad (2.8)$$

при цьому W_p^j – енергія електромагнітного поля, створюваного p -ою модою

j типу в резонаторі з ідеально провідної площиною, I_{pp}^2 - квадрат поверхневого струму в провідних поверхнях резонатора, породженого електромагнітним полем власної p -ї моди, ω'_p - дійсна частина власної частоти резонатора з ідеально провідної площиною.

Отже, коефіцієнт включення провідника A_s^j визначається частотою і розподілом поля власної моди резонатора з плоскою ідеально провідною поверхнею. Іншими словами, A_s^j залежить від геометричних параметрів резонатора і електрофізичних параметрів його середовищ, включаючи навколишнє середовище, і не залежить від властивостей провідній площині. Отже, з виразів (2.7) і (2.8) при відомих значеннях Q_0^j і резонансної частоти досліджуваної моди (експериментальні значення) і розрахованого значення коефіцієнта A_s^j можна визначити значення поверхневого опору R_s без калібрування вимірювальної установки.

Оскільки в ході дослідження напівсферичного, конічного і асферичного КДР постійно виникала необхідність порівняння їх спектрів між собою і з спектром раніше вивченого циліндричного КДР, а в ході експериментальної ідентифікації мод цих КДР реєструвалася саме кількість варіацій поля по тій чи іншій координаті, для зручності була прийнята система індексів, загальна для всіх зазначених резонаторів, яка складається з індексів nsm , де n – азимутальний індекс, який відповідає половині числа варіацій поля по азимутальному куту φ , s - радіальний індекс, що відповідає числу варіацій поля уздовж радіуса резонатора, а t - полярний індекс (або аксіальний для конічного КДР), що відповідає кількості варіацій поля по полярному куту (або уздовж осі обертання конуса для конічного КДР). Для порівняння експериментальних результатів з результатами аналітичного розрахунку індекси мод переводилися з однієї системи в іншу за принципом, описаним вище, наприклад, моді $H_{36\ 36\ 1}$ (розрахунок) відповідає мода $H_{36\ 1\ 1}$ (експеримент), а моді $E_{36\ 35\ 1}$ відповідає мода $E_{35\ 1\ 1}$.

Добротність КДР з ТПС, яка вимірюється в ході експерименту, може бути пов'язана з поверхневим опором наступним відомим співвідношенням завдяки адитивності втрат [91]:

$$Q_0^{-1} = k \operatorname{tg} \delta + A_s R_s + Q_{rad}^{-1}, \quad (2.9)$$

де $k \approx 1$ - коефіцієнт включення діелектрика,

$\operatorname{tg} \delta$ - тангенс кута діелектричних втрат,

A_s - коефіцієнт включення провідника,

R_s - поверхневий опір провідника,

Q_{rad} - радіаційна добротність резонатора.

Зазвичай прагнуть того, щоб виконувалася умова

$$Q_{rad}^{-1} \ll Q_0^{-1}, \quad (2.10)$$

З виразу (2.9) при дотриманні умови (2.10) легко випливає вираз для R_s

$$R_s = \frac{1}{A_s} (Q_0^{-1} - k \operatorname{tg} \delta). \quad (2.11)$$

2.1.1 Тефлоновий напівсферичний квазіоптичний діелектричний резонатор

Тефлон є ізотропним матеріалом і має мале значення відносної діелектричної проникності $\epsilon_r = 2,04$ і мале значення тангенса кута діелектричних втрат $\operatorname{tg} \delta = 1,7 \cdot 10^{-4}$ в 8-мм діапазоні довжин хвиль [92], а також легко піддається механічній обробці. Тому він є зручним матеріалом для моделювання і виготовлення резонаторів складної форми, що в свою чергу важливо для вивчення структури ЕМ поля і особливостей збудження мод різної поляризації. У даній роботі чисельно і потім експериментально досліджено тефлоновий напівсферичний КДР з радіусом $R = 39$ мм, який

розміщувався на провідній площині [93]. Як матеріал для виготовлення провідної площини використовувалася латунь ($R_s = 120 \text{ мОм}$). Залежність власної частоти від азимутального індексу n для мод H_{n11} і E_{n11} , які розраховано за формулою (2.5), зіставлялися з експериментальними результатами (рис. 2.2). Рис. 2.2 демонструє гарний збіг розрахункових і експериментальних даних як для H , так і для E мод, що доводить правомірність використання аналітичного методу розрахунку для ідентифікації спектра напівсферичного КДР. На рис. 2.2 наведені також результати чисельного моделювання, отримані за допомогою пакета CST Microwave Studio (MWS).

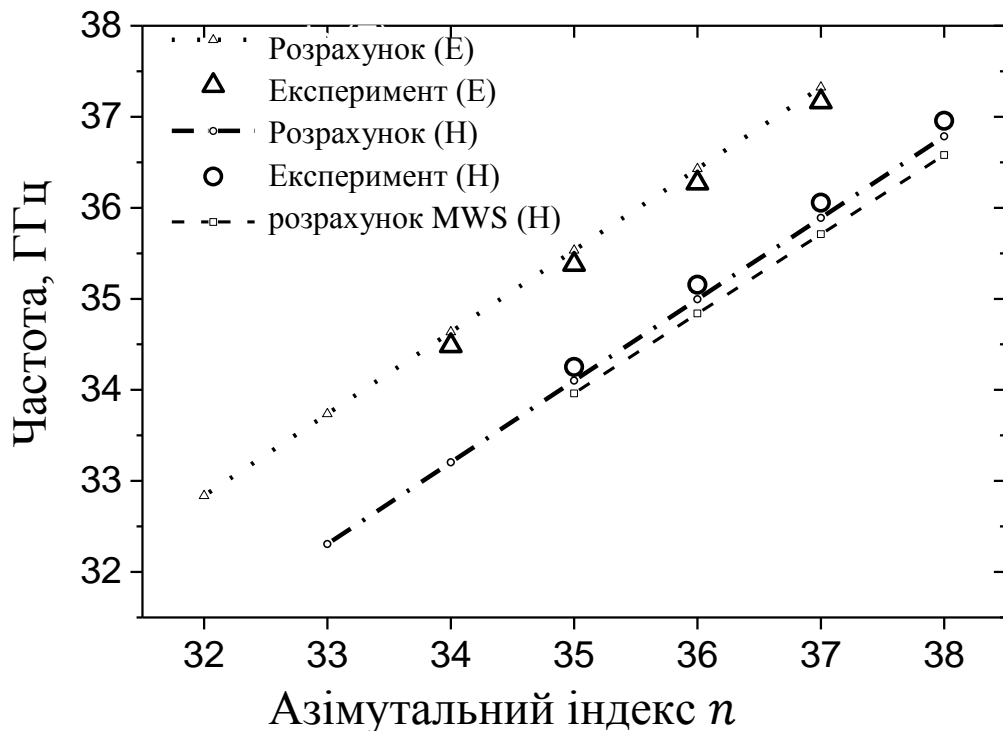


Рисунок 2.2 – Залежність власної частоти тефлонового напівсферичного КДР з латунної ТПС від азимутального індексу n для мод H_{n11} і E_{n11} . Для проведення чисельних розрахунків використовувались програми, які були надані д. ф.-м. н.

Прокопенком Ю.В.

Незначна розбіжність результатів чисельного розрахунку і експерименту пов'язано з неідеальною формою напівсфери, наявністю шорсткостей на поверхнях ТПС і КДР, а також неоднорідностями в діелектрику, які складно виявити або неможливо усунути, а також неможливо врахувати в розрахунку. Різний же знак розбіжність аналітичного розрахунку і експерименту для випадків ідеально провідної і імпедансної площин пояснюється тим, що E і H компоненти полів по-різному взаємодіють з імпедансною площиною, а також по-різному, в загальному випадку, реагують на зазначені фактори.

Порівняння результатів експерименту з результатами аналітичного розрахунку дозволяють провести ідентифікацію спектра напівсферического КДР, але тільки в разі ізотропного діелектрика. Ідентифікацію спектра для сапфірових напівсферичного, конічного і асферичних КДР з ТПС провести неможливо через те, що для них поки відсутнє аналітичне розв'язання електродинамічної задачі. Для підтвердження можливості ідентифікації мод напівсферичного КДР з ТПС шляхом зіставлення радіального і аксіального індексів моди, отриманих методом малих збурень, з індексами мод, отриманих шляхом аналізу структури мікрохвильового поля в КДР, розрахованої за допомогою пакета CST Microwave Studio (Transient Solver), порівнювалися експериментальні і розраховані спектри тefлонового напівсферичного КДР з латунною ТПС для сімейства мод $H_{n-1,1}$ (рис. 2.3).

Експериментальні результати на рис. 2.3 позначено вертикальними лініями для зручності візуального сприйняття. Розбіжність експериментального і розрахованого спектрів пояснюється систематичною похибкою чисельного методу, використовуваного в пакеті CST Microwave Studio. Ця систематична похибка завжди має негативний знак відносно вимірної або аналітично розрахованої частоти, при цьому її величина залежить від відношення довжини хвилі в матеріалі резонатора до розміру елементу сітки дискретизації структури (meshcell), а також від складності розраховуємої структури. Крім цього, свій внесок в розбіжність між

розрахунковими і експериментальними даними власних частот вносять фактори, описані вище, а саме, неідеальність форми напівсфери, наявність шорсткостей на поверхнях ТПС і КДР, а також неоднорідності в діелектрику. Незважаючи на вищевикладене, знання факторів, що впливають на розрахований і експериментальний спектри, дозволяє впевнено ідентифікувати власні моди напівсферичного КДР.

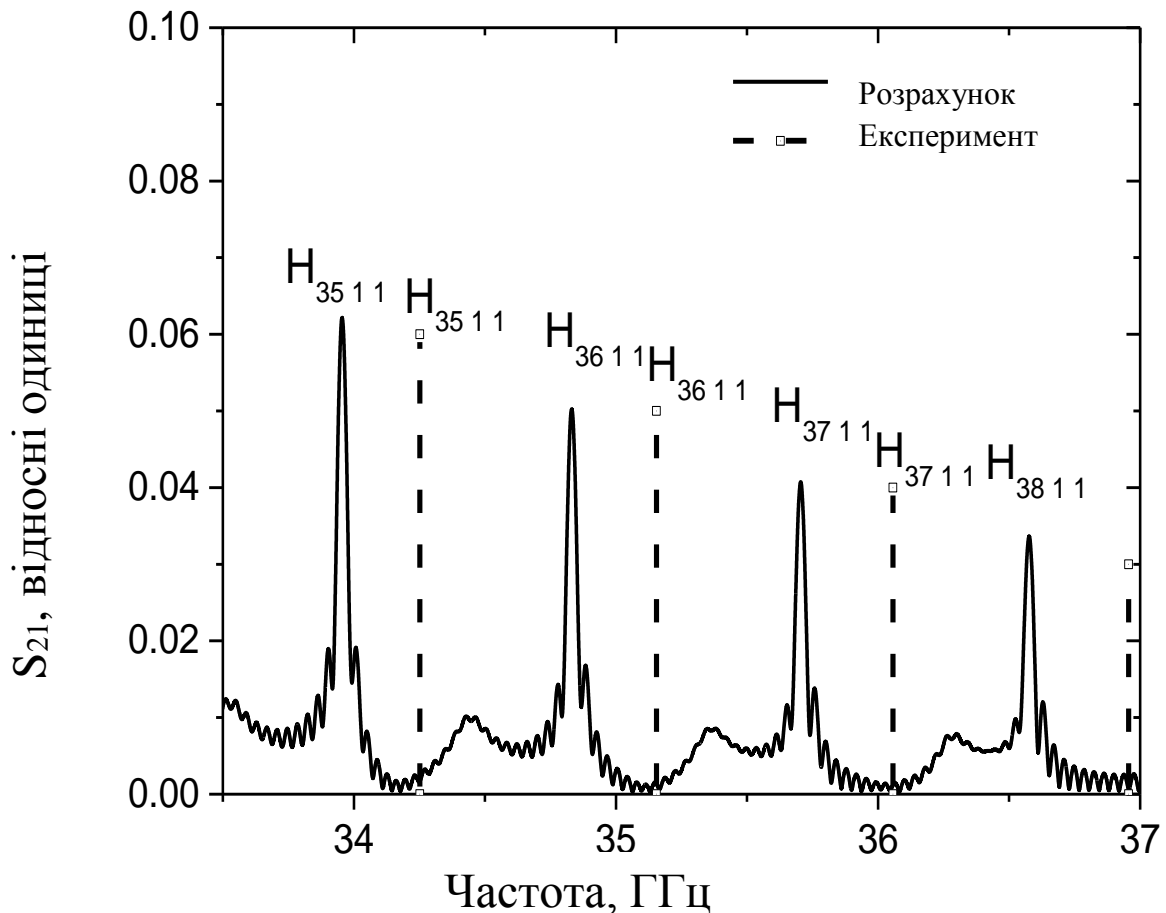


Рисунок 2.3 – Спектральні характеристики тefлонового напівсферичного КДР з латунною ТПС ($H_{n\ 1\ 1}$). Розрахунок проводився за допомогою CST Microwave Studio

Експериментально досліджені також енергетичні характеристики напівсферического КДР з ТПС. Для цього використовувався той же тefлоновий резонатор радіусом $R = 39\text{мм}$ з торцевою стінкою, виконаною

з латуні. Залежності добротності КДР з ТПС для мод H_{n11} і E_{n11} від азимутального індексу n розраховувалися за формулою (2.7) і порівнювалися з експериментально виміряними значеннями для мод з відповідним індексом n (рис. 2.4).

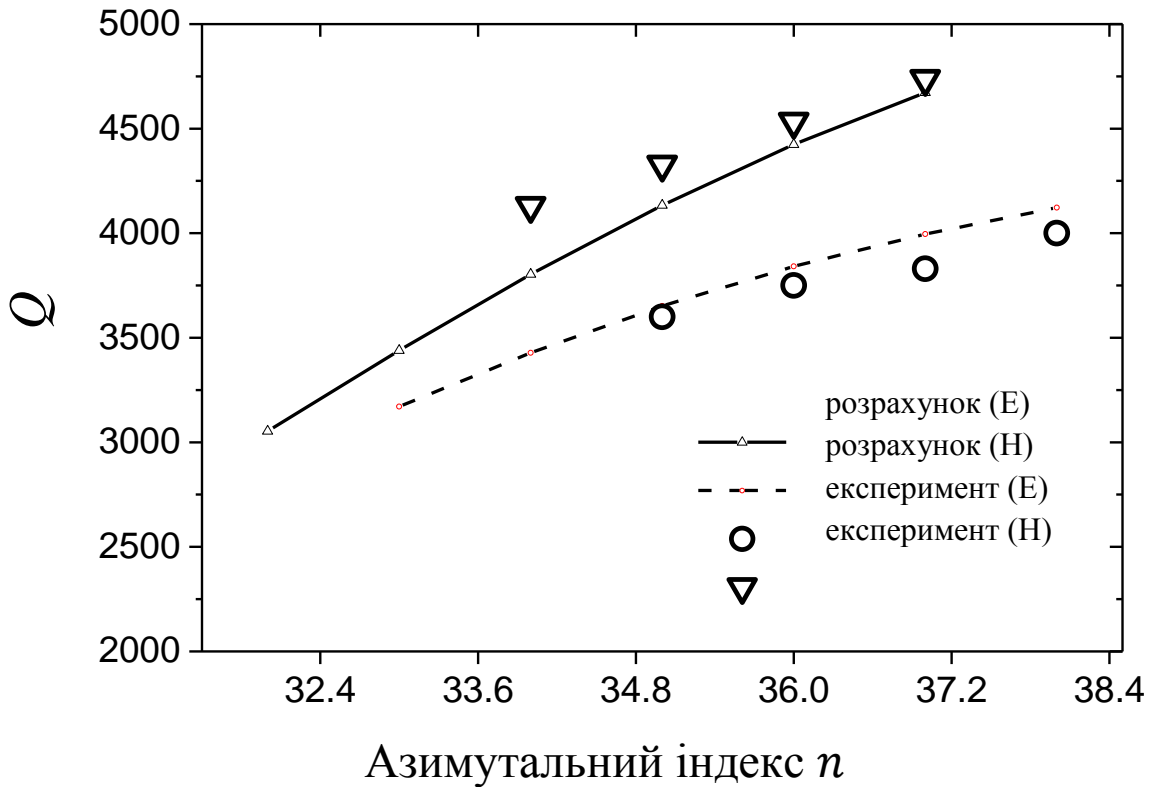


Рисунок – 2.4. Залежність власної добротності тefлонового напівсферического КДР з латунною ТПС від азимутального індексу n для мод H_{n11} і E_{n11} . Для проведення чисельних розрахунків використовувались програми, які були надані д. ф.-м. н.

Прокопенком Ю.В.

Як видно з рис. 2.4, H і E коливання с аксіальним індексом $m = 1$ мають різну добротність, причому добротність їх зростає із збільшенням азимутального індексу n . На значення добротності сильно впливають значення R_s і $\text{tg}\delta$, які відомі з певною похибкою. Проте, розбіжність розрахованої і експериментальної залежностей енергетичних характеристик

для обох типів коливань не перевищувала відносної похибки вимірювань власної добротності КДР, яка склала величину $\Delta Q_0/Q_0 \leq 5\%$.

Для визначення оптимального типу мод з погляду підвищення чутливості до властивостей досліджуваного зразка, який виступає в ролі ТПС напівсферичного КДР, було проведено експериментальне дослідження структури розподілу ЕМ поля по полярному куту θ для Н (рис. 2.5) і Е (рис. 2.6) мод з однією і двома варіаціями поля по цього куту.

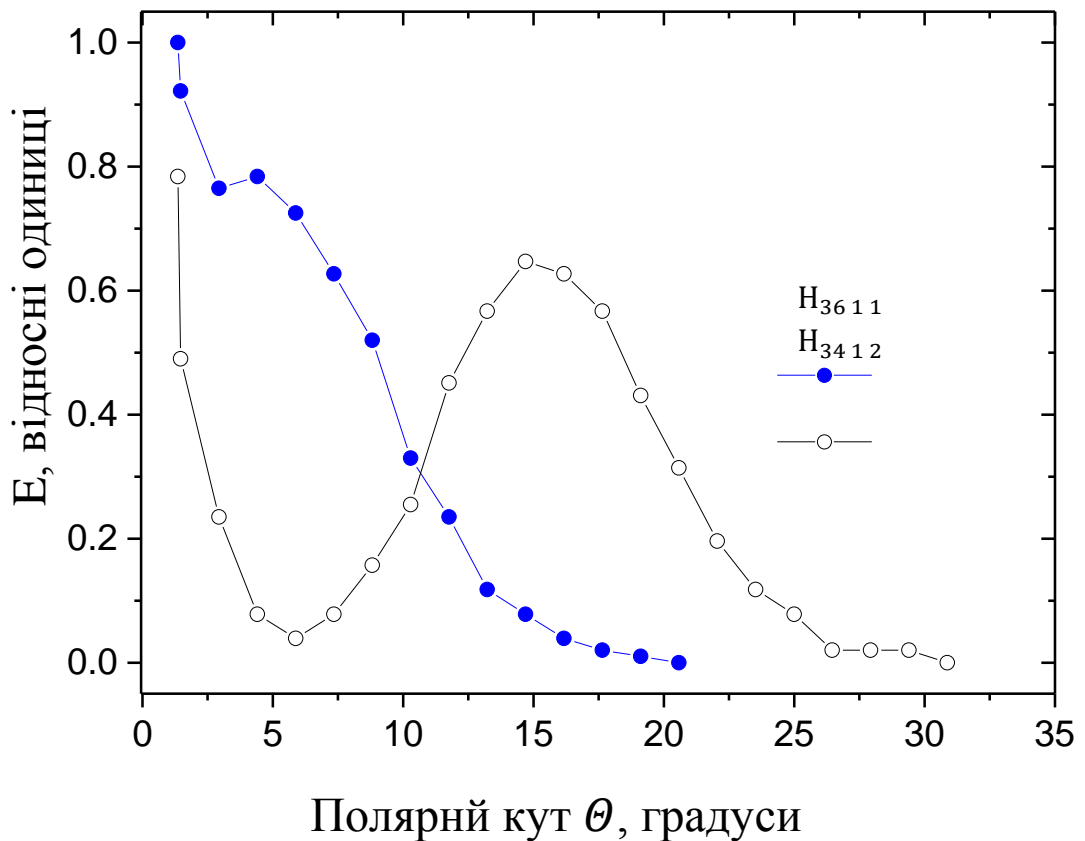


Рисунок – 2.5 Залежність щільності розподілу енергії для Н мод тефлонового КДР з латунною ТПС від полярного кута θ

Видно, що Н-моди (як з однією варіацією поля по куту θ , так і з двома), мають максимум щільності розподілу енергії на поверхні металевій площині. Наслідком цього є більший коефіцієнт A_s в виразі (2.9) для Q^{-1} ,

що вказує на перевагу використання хвиль саме цієї поляризації для вимірювання R_s .

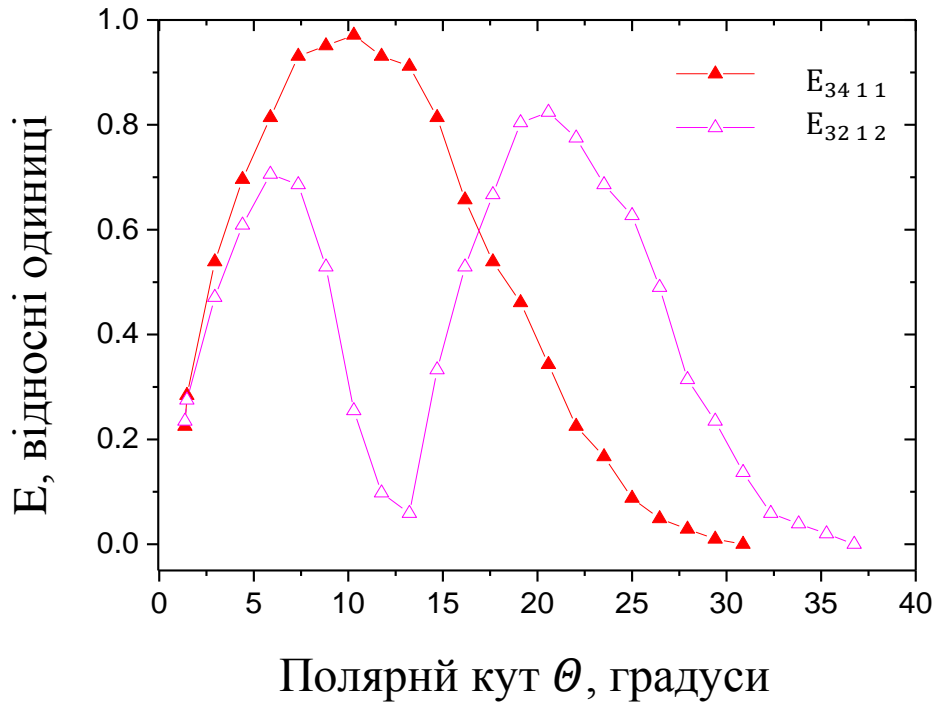


Рисунок 2.6 – Залежність щільності розподілу енергії для E мод тefлонового КДР з латунною ТПС від полярного кута θ

Для даного резонатора в 8-мм діапазоні значення коефіцієнта включення провідника для мод сімейства $H_{n\ 1\ 1}$ становило $A_s = 0,45 \div 0,65 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1}$. Поверхневий опір R_s торцевої стінки можна визначити за формулою (2.11).

2.1.2 Сапфіровий напівсферичний квазіоптичний діелектричний резонатор

З метою вивчення електродинамічних особливостей напівсферичних резонаторів, виготовлених з одноосьових анізотропних

монокристалів (ці діелектрики характеризуються двома значеннями дійсної частини комплексної проникності – ε'_{\parallel} і ε'_{\perp}), проведені дослідження спектральних та енергетичних характеристик резонатора, виготовленого з лейкосапфіра (Al_2O_3): $\varepsilon'_{\parallel} = 11,59$; $\varepsilon'_{\perp} = 9,4$. З іншого боку, сапфір як матеріал для створення резонатора, має важливе практичне значення завдяки малим втратам мікрохвильової енергії в ньому і помітною відсутністю деградації якостей в навколишньому середовищі. Резонатор з радіусом $R = 7,41$ мм виготовлений таким чином, щоб вісь c монокристалла збігалася з геометричною віссю напівсфери (рис. 2.7). Величина $\text{tg}\delta$ для сапфіра визначена з вимірів добротності відкритого напівсферичного КДР і склала $\text{tg}\delta (T = 290 \text{ K}) = 2,3 \cdot 10^{-5}$. Вимірювання АЧХ (S-параметров) резонатора проведені з використанням векторного аналізатора Agilent Network Analyzer PNA-L N5230A в частотном діапазоні 30-40 ГГц. Зразки міді, що використовувалися як провідні площини сапфірового напівсферичного КДР, піддавалися спеціальній обробці, а саме шліфуванню і поліруванню, з метою зменшення впливу шорсткостей поверхні на величину їхнього R_s і зменшення величини повітряного зазору між резонатором і зразком. З метою зменшення проникання елементів порошку в зразки для обробки застосовувалися спеціальні пасти на основі оксиду титану TiO_2 . Клас обробки поверхні склав не менше 12.

Для зменшення впливу внутрішніх напружень було проведено відпалення мідних зразків у водневій печі, який полягав в повільному нагріванні до температури $2/3$ від температури плавлення, потім при даній температурі зразок витримувався протягом 15 хвилин і повільно охолоджувався. R_s такої міді було виміряно за допомогою добре вивченого дискового КДР [94] і склало 59,1 мОм.



Рисунок 2.7 – Сапфіровий напівсферичний КДР з мідною ТПС

Оскільки аналітичного рішення електродинамічної задачі для анізотропної напівсфери на імпедансній провідній площині поки не існує, для чисельного моделювання сапфірового резонатора застосовувався пакет CST Microwave Studio. Таким чином були розраховані резонансні частоти і структура поля (рис. 2.8).

Вище було показано, що для Н мод максимум щільності розподілу енергії розташований на поверхні металевої площині. Наслідком цього є більший коефіцієнт A_s в виразі (2.9), що вказує на перевагу використання мод саме цієї поляризації для вимірювання і дослідження R_s .

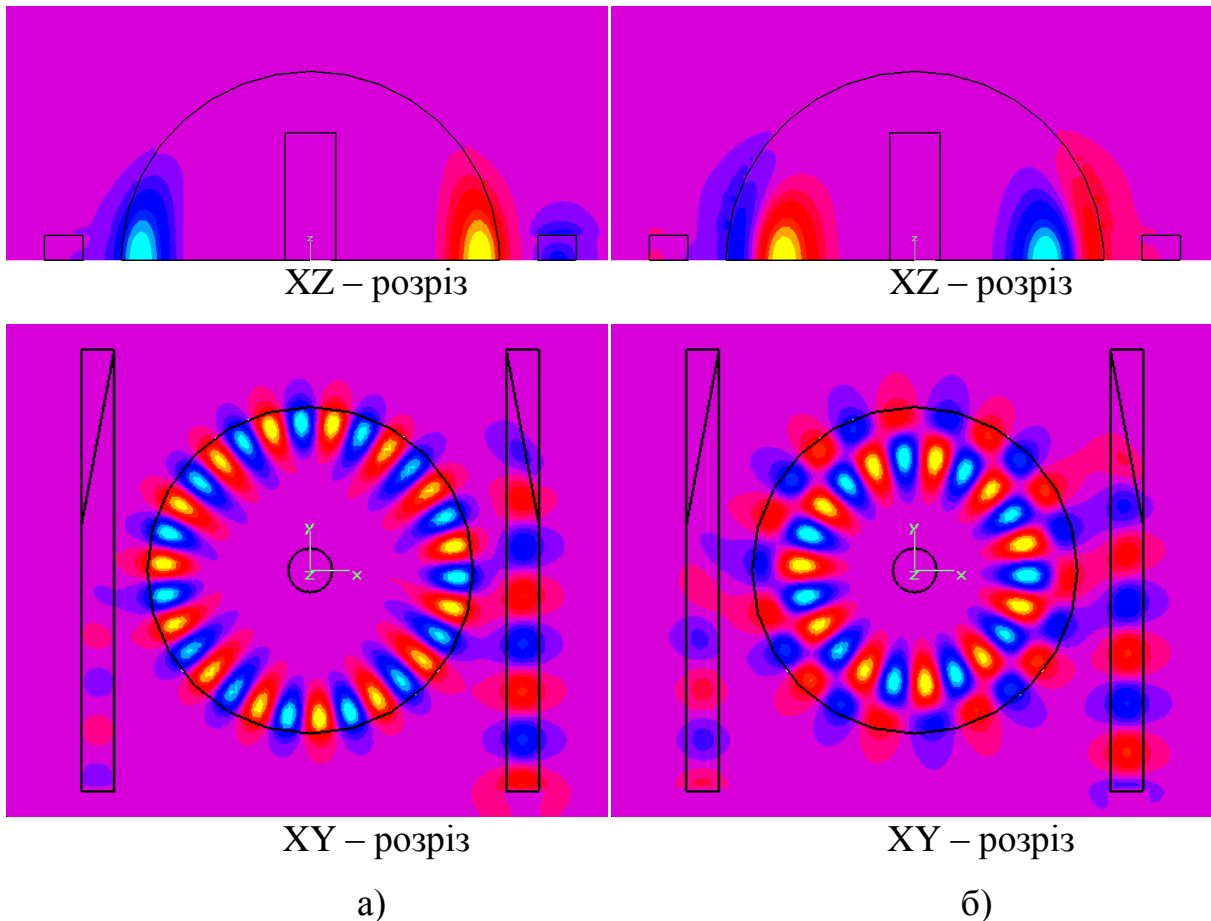


Рисунок 2.8 – Розподіл поля (E_z -компонента) у напівсферичному КДР з мідною ТПС: а) - для моди $HE_{15\ 1\ 1}$; б) - для моди $HE_{11\ 2\ 1}$

Тому подальші дослідження сапфірового напівсферичного КДР проводилися в основному для квазі Н-мод (HE мод). Так само слід зазначити, що спектр досить складний, тому структура ЕМ поля і аналіз проводився лише для мод, які мають одну варіацію по полярному куту. Селекція саме цих мод в експерименті здійснювалася шляхом розташування збуджуючих елементів поблизу провідної поверхні.

З рис. 2.8 видно, що для обох мод напівсфери ЕМ поле притиснуто (локалізовано) до провідної площини. Розрахунок показує, що ці моди мають практично однакову добротність і значення коефіцієнта A_s , проте в дослідженому резонаторі мода $HE_{15\ 1\ 1}$ збуджувалася значно менш ефективно, що, мабуть, пов'язано з мікротріщинами у самого краю основи

сапфірової напівсфери, що утворилися в ході фінального полірування резонатора. У зв'язку з цим в подальшому для вимірювання R_S ВТНП використовувалася мода HE_{1121} .

Шляхом порівняння розрахованих значень частоти і структури поля з вимірними, точно ідентифіковано власні моди сапфірового напівсферичного КДР з провідної площиною з відпаленої у водні міді (рис. 2.9).

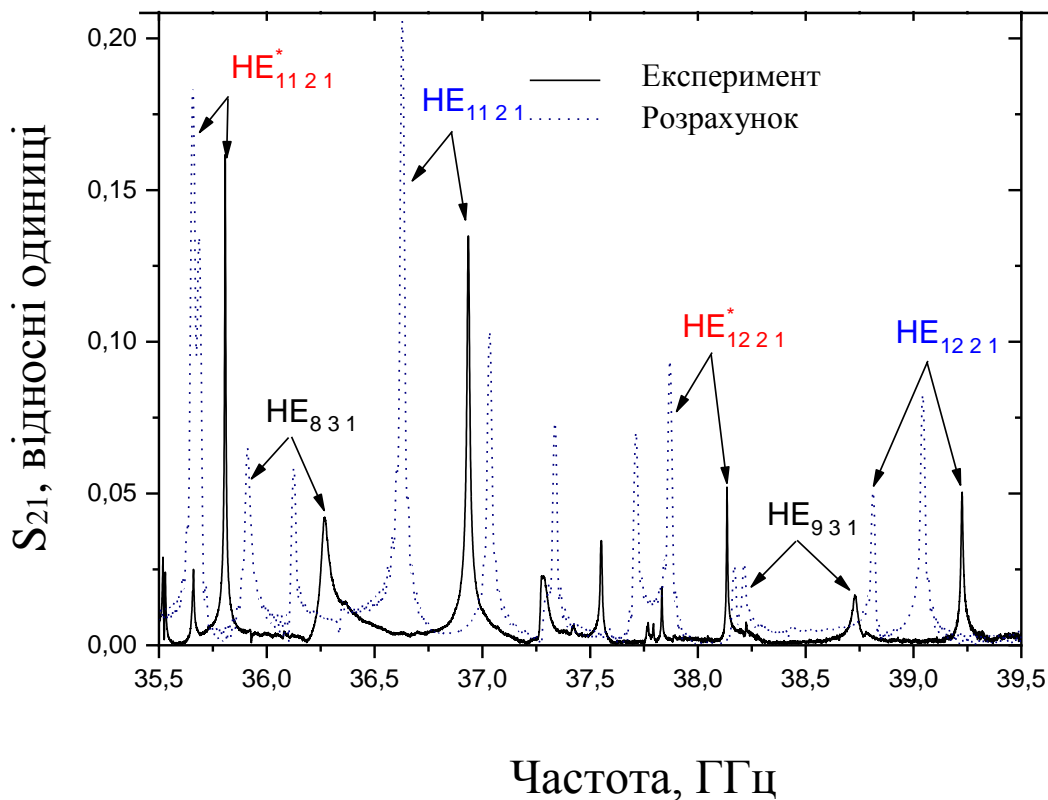


Рисунок 2.9 – Спектр сапфірового напівсферичного КДР з мідною ТПС

З рис. 2.9 можна бачити, що розрахований і отриманий експериментально спектри добре узгоджуються.

Причини невеликої розбіжності по частоті між результатами розрахунку і експерименту пов'язані із систематичною похибкою методу розрахунку і детально викладені в пункті 2.1.2. Присутність в розрахованому спектрі деяких резонансних піків, відсутніх або слабо

виражених в експериментальному спектрі, пояснюється неможливістю практично добитися ідентичності умов збудження досліджуваного резонатора для розрахунку і експерименту. Як буде показано далі, спектр напівсферичного КДР сильно залежить як від стану, так і від матеріалу, з якого виготовлені збуджуючі хвилеводи.

В ході експерименту виявлено «додаткові» власні моди, індекси і структура поля яких відповідали модам типу HE_{n21} . На рис. 2.9 ці «додаткові» моди позначені як HE_{1121}^* і HE_{1221}^* . Власне, позначення саме цих мод як «додаткових» є досить умовним, бо відображає лише факт їх відсутності в спектрі резонатора, який виготовлено з ізотропного діелектрика, і поступового збільшення ефективності їх збудження в мірі збільшення ступеня анізотропії в діелектрику. В спектрі резонаторів, виконаних з ізотропних діелектриків, такі «додаткові» власні моди не спостерігалися.

При вивченні дискових сапфірових КДР з ТПС даний ефект теж не спостерігався. Однак це пояснюється тим, що коливання ШГ в такому резонаторі є аксіально-однорідними (або майже однорідними в разі дискового КДР без ТПС) і компонента ε'_\perp проникності діелектрика не робить скільки-небудь помітного впливу на структуру поля в резонаторі. У конічних же сапфірових КДР, що мають аксіально-неоднорідну структуру поля, такий ефект, навпаки, був присутній, що дозволило зробити припущення про те, що цей ефект пов'язаний саме з анізотропією сапфіра і проявляється в резонаторах певної форми. Крім того, наявність «додаткових» мод було також відзначено в спектрі сапфірового напівсферичного КДР без провідній площини (рис. 2.10), що виключає появу цього ефекту внаслідок зняття частотного виродження мод ШГ під впливом стінки з реального металу.

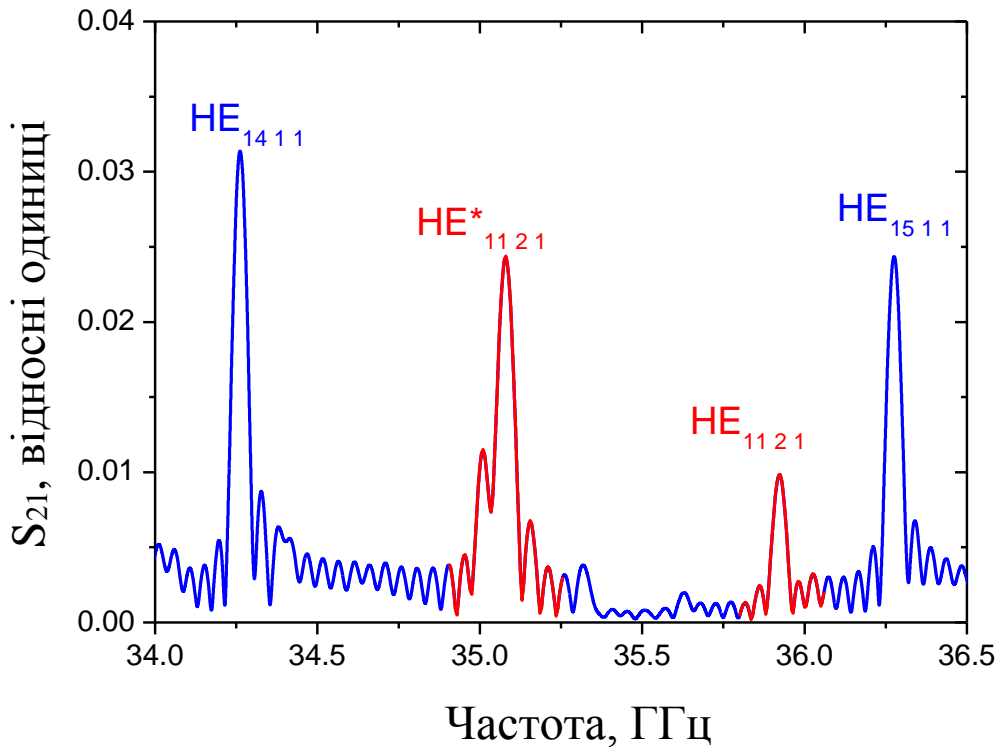


Рисунок 2.10 – Розрахунковий спектр сапфірового напівсферичного КДР без провідної площини

Оскільки в роботі поставлена задача дослідження напівсферичного сапфірового КДР як можливого мікрохвильового сенсора для точних вимірювань імпедансу ВТНП, природа виявленого ефекту вимагала додаткового вивчення. Для вивчення впливу анізотропії одноосьових монокристалів на властивості КДР, виготовлених з них, проведено чисельний експеримент, в якому моделювався напівсферичний КДР радіусом $R = 7,41$ мм, матеріалом якого був діелектрик з різним ступенем анізотропії. В ході чисельного експерименту значення ϵ'_{\parallel} діелектрика приймалося рівним значенню ϵ'_{\parallel} для лейкосапфіра ($\epsilon'_{\parallel} = 11,59$, за умови, що вісь c кристала збігається з поздовжньою віссю резонатора), а значення ϵ'_{\perp} змінювалося від 11,59 (ізотропний діелектрик) до 4,0 (одноосний монокристал з сильною анізотропією). Величина $\text{tg}\delta$ для сапфіра була

прийнята рівною отриманої експериментальним шляхом $\text{tg}\delta (T 290\text{K}) = 3 \cdot 10^{-5}$. Порівняння вимірюваної власної частоти мод HE_{1121} і HE_{1121}^* з результатами розрахунку (рис. 2.11) демонструє гарне узгодження (з урахуванням систематичної похибки методу розрахунку).

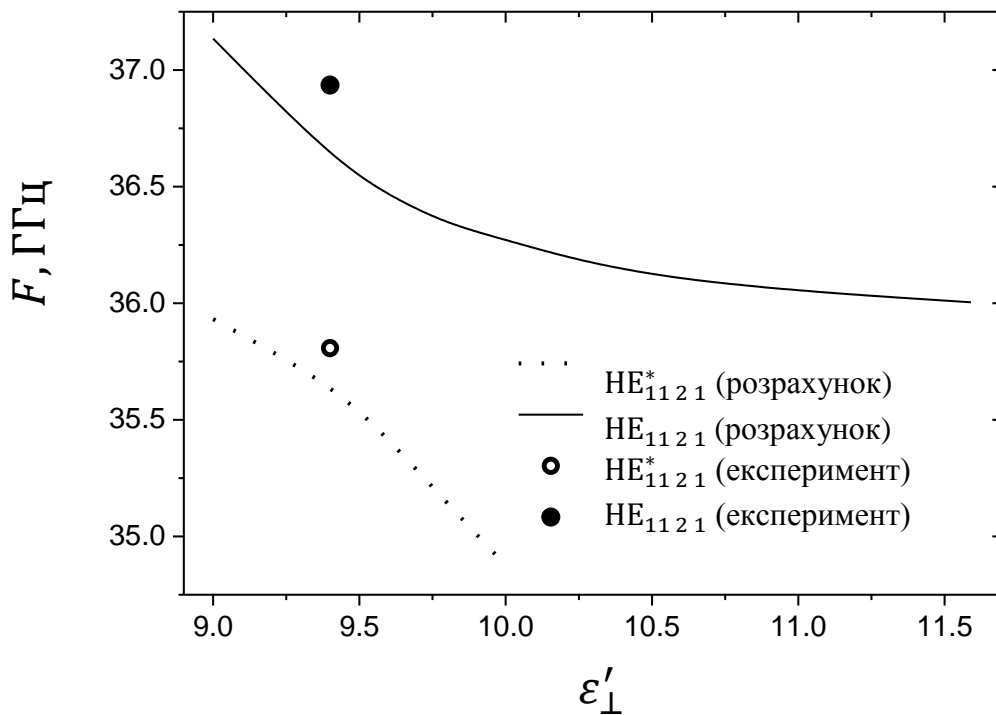


Рисунок 2.11 – Залежність власних частот HE_{1121} і HE_{1121}^* мод сапфірового напівсферичного КДР з мідною ТПС від перпендикулярної складової тензора діелектричної проникності ε'_{\perp}

На рис. 2.11, так само як і на рис. 2.9, «додаткова» мода позначена як HE_{1121}^* . Примітно, що мінімальна відстань по частоті між модами становить ~ 1 ГГц (що виключає пояснення ефекту появи «додаткової» моди розщепленням резонансної лінії на будь-якої неоднорідності) і відповідає реальному $\varepsilon'_{\perp} = 9,4$ сапфіра.

Також були проведено подібні розрахунки для цілого ряду мод ШГ в сапфіровій напівсфері з мідною ТПС, включаючи моди з однією варіацією по радіусу (рис. 2.12).

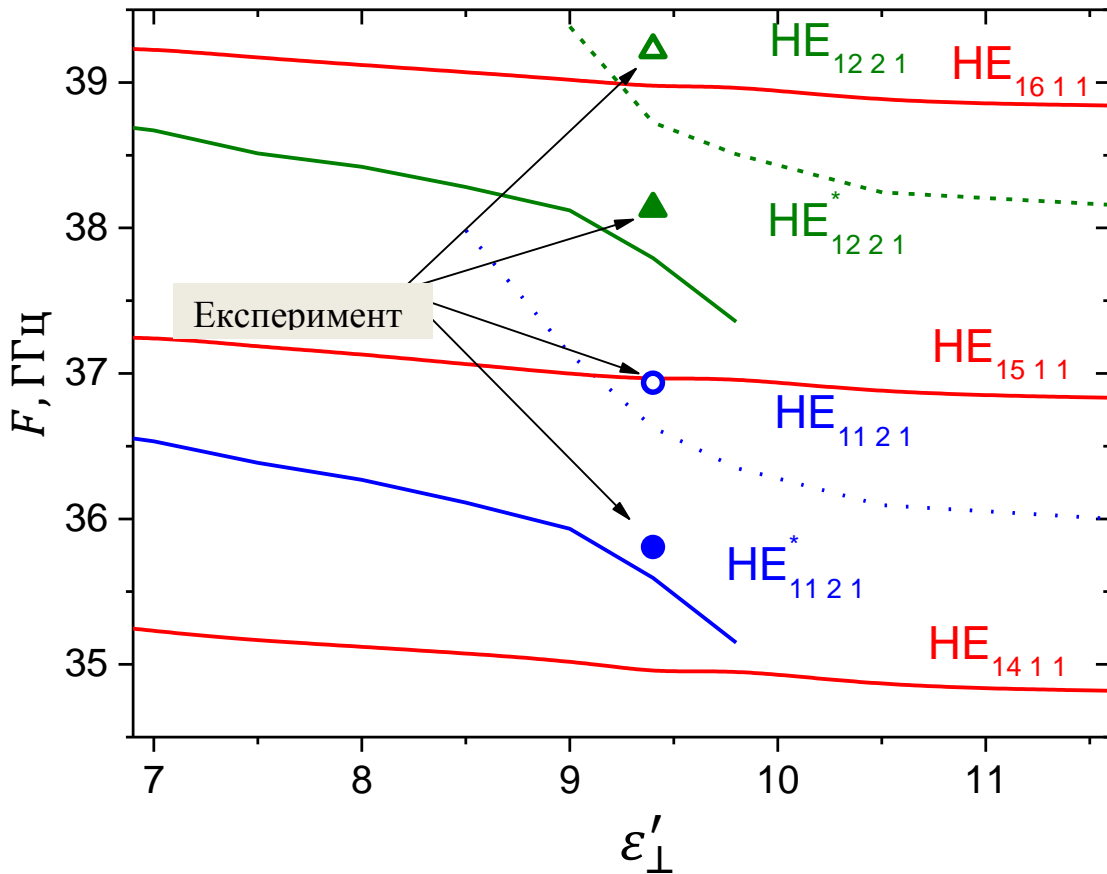


Рисунок 2.12 – Залежність власних частот різних мод ШГ сапфірового напівсферичного КДР з мідною ТПС від перпендикулярної складової тензора діелектричної проникності ε'_{\perp}

З рис. 2.12 видно, що власна частота мод типу $HE_{n 1 1}$ слабо залежить від ε'_{\perp} і, напевно пов'язана лише з незначною зміною ефективної діелектричної проникності діелектрика для цього типу мод. Частота мод $HE_{n 2 1}$ і $HE^*_{n 2 1}$ при зменшенні ε'_{\perp} зростає. При цьому ефективно збуджуються вони діелектричними хвилеводами з HE-поляризацією тільки в певному діапазоні значень $8 < \varepsilon'_{\perp} < 10$. Розрахунки показали, що структура поля в цьому діапазоні для обох типів мод практично ідентична і між ними, мабуть, спостерігається взаємодія (рис. 2.13).

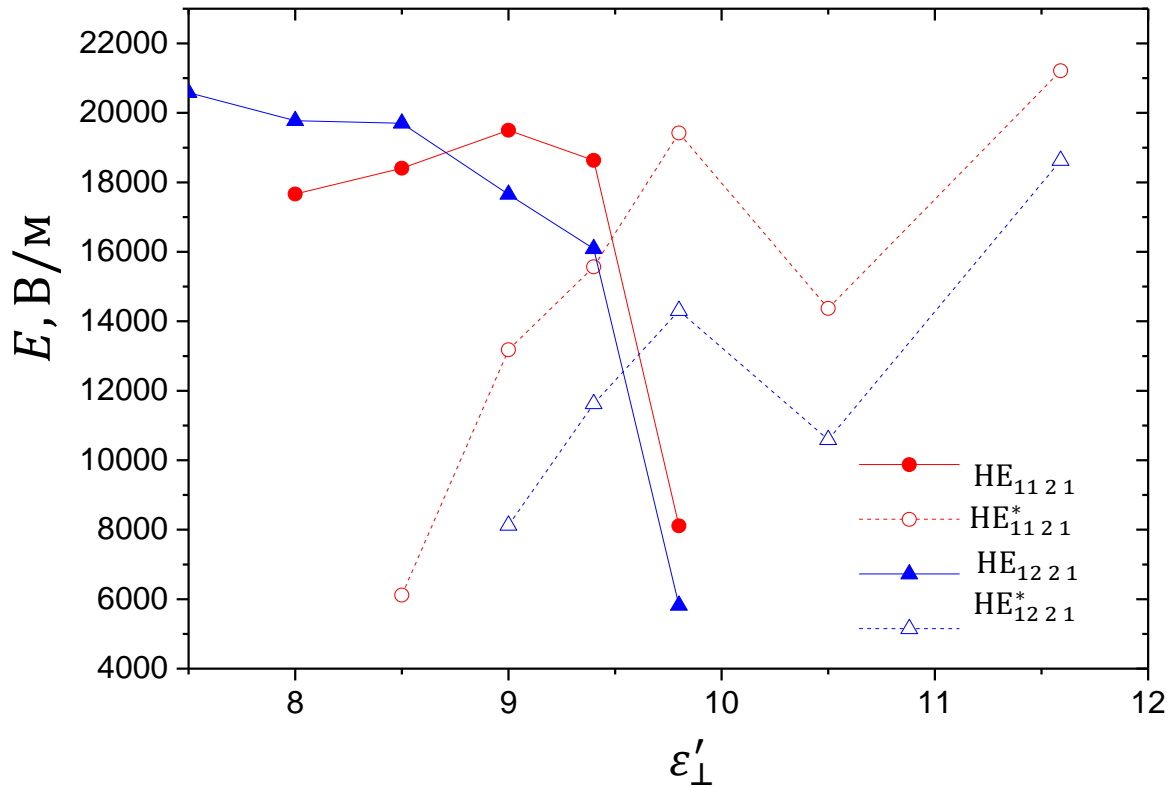


Рисунок 2.13 – Залежність напруженості ЕМ поля мод HE_{n21} і HE_{n21}^* сапфірового напівсферичного КДР з мідною ТПС від перпендикулярної складової тензора діелектричної проникності ϵ'_{\perp}

Рис. 2.13 ілюструє, що при зменшенні ϵ'_{\perp} ефективність збудження мод типу HE_{n21} знижується при збільшенні ефективності збудження мод типу HE_{n21}^* . При цьому добротність всіх відображених на рис. 2.12 мод зразкова однакова і практично не змінюється при зміні ϵ'_{\perp} .

Ефект появи «додаткових» мод в спектрі можна пояснити, спираючись на теорію відкритих кульових резонаторів з одноосьових кристалів, викладену в [95]. Відповідно до цієї теорії, під впливом анізотропії діелектрика в кульовому КДР, відбувається трансформація ТЕ- і ТМ-коливань в квазі-ТЕ і квазі-ТМ коливання.

Виходячи з вищевикладеного, можна припустити, що виявлені експериментально і в результаті чисельного моделювання «додаткові» HE_{n21}^* -моди по суті є квазі-ТМ(Е) модами, а моди HE_{n21} – квазі-ТЕ(Н)

модами. При змінненні ε'_\perp резонансні частоти цих двох гібридних типів мод змінюються таким чином, що в точці $\varepsilon'_\perp = 9,4$, що відповідає найбільшій взаємодії між модами, відбувається зміна поляризацій цих мод. Це питання, однак, вимагає окремого дослідження, яке виходить за рамки даної роботи.

Спектр частот власних мод напівсферичного КДР досить складний. З метою розрідження спектра випробувані різні схеми збудження за допомогою діелектричних хвильоводів. В результаті було виявлено, що частотний спектр цього резонатора знаходиться в сильній залежності від відстані між діелектричними хвильоводами і площиною основи півсфери h (рис. 2.14).

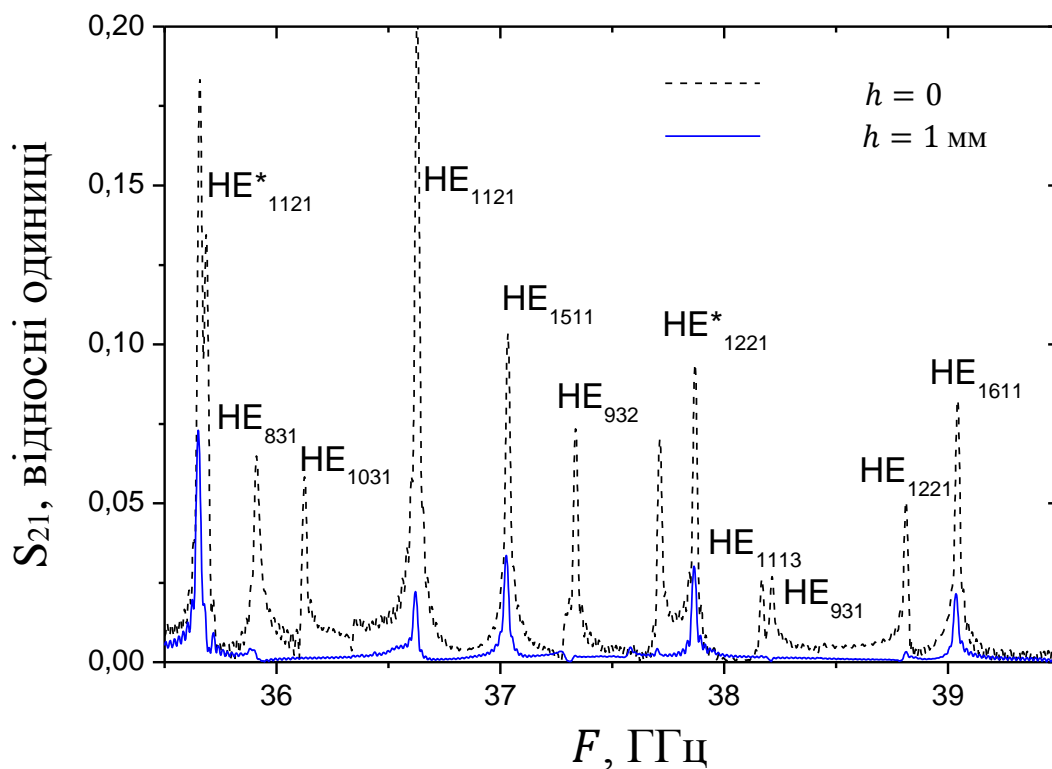


Рисунок 2.14 – Частотний спектр напівсферичного КДР в залежності від положення збуджувальних хвильоводів

З рис. 2.14 видно, що при піднятті хвилеводів над площиною основи напівсфери на 1 мм спектр резонатора різко змінюється, причому, якщо для мод з полярним індексом $m = 1$ лише трохи зменшується ефективність збудження, то моди з $m > 1$ практично повністю зникають зі спектра.

Цей ефект можливо спостерігати в напівсферичних, конічних і циліндричних резонаторах, якщо становище хвилеводів одночасно відповідає максимуму щільності розподілу енергії для одного сімейства мод і мінімуму для іншого, що дозволяє збуджувати ці сімейства з різною ефективністю. Для тефлонового резонатора, наприклад, положення хвилеводів має відповідати полярному куту $\theta \approx 5^\circ$ для Н мод (см. рис. 2.5) и $\theta \approx 12^\circ$ для Е мод (см. рис. 2.6). Цей факт використовувався на практиці для селекції мод по полярному індексу m , бо для вимірювань властивостей ВТНП найбільш зручні моди з $m = 1$, які забезпечують найбільший коефіцієнт A_s .

Селекцію мод за азимутальним індексом n може бути реалізовано з використанням збуджувальних хвилеводів, виконаних з матеріалу з ε , яка відрізняється від ε резонатора (рис. 2.15).

При використанні тефлонових хвилеводів довжина хвилі в матеріалі хвилеводу виявляється приблизно вдвічі більшою, ніж в сапфірі. Це призводить до того, ЕМ поля, що виступають зі збуджуючого хвилеводу, ефективно збуджують в сапфіровому резонаторі лише моди з невеликим азимутальним індексом $n < 10$. ЕМ поле моди з $n > 10$ попадає в протифазу з ЕМ полем збуджуючої хвилі і робить неможливим їх ефективне збудження. Таким чином, контролюючи умови збудження резонатора, можна контролювати щільність його спектра і вибірково збуджувати моди з необхідними полярним і азимутальними індексами.

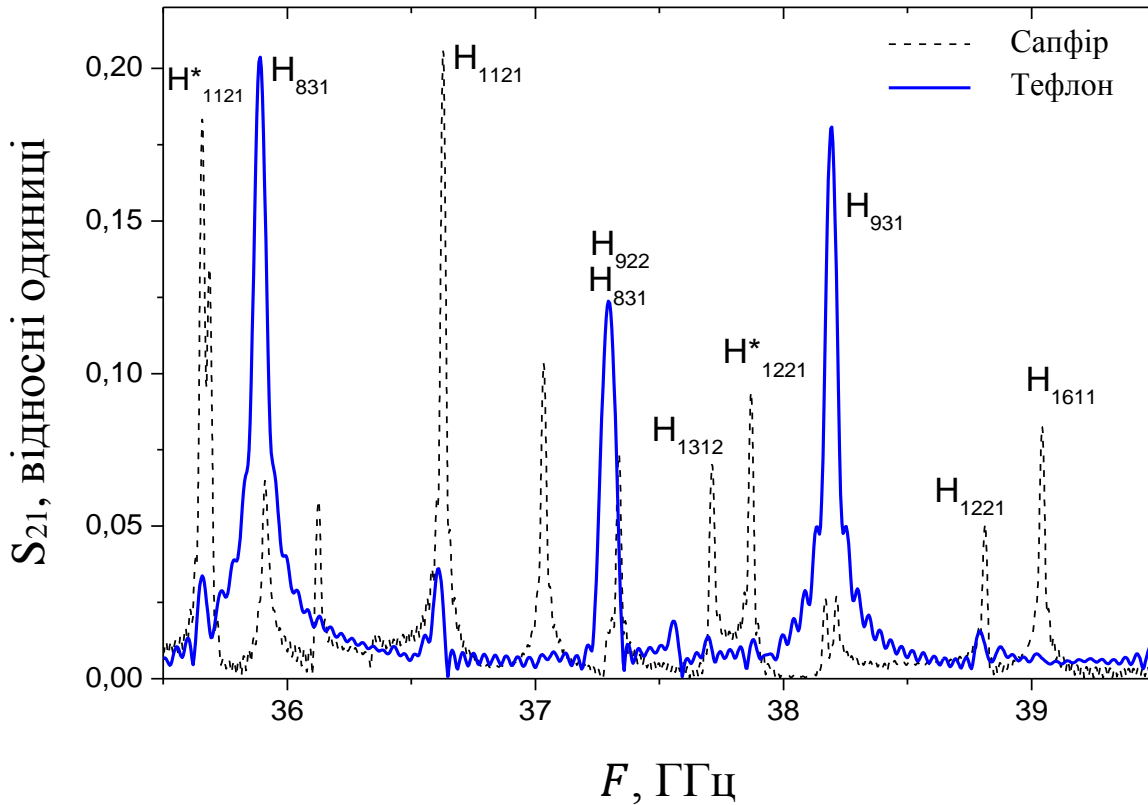


Рисунок 2.15 – Частотний спектр напівсферичного КДР в залежності від матеріалу збуджуючих хвильоводів

З метою застосування сапфірового напівсферичного КДР для мікрохвильових досліджень ВТНП зразків (плівок) необхідно визначити коефіцієнт включення провідної площини A_s . З цією метою вимірювалося значення R_s зразка, виготовленого з безкисневої міді за допомогою відомого сапфірового дискового КДР [23], яке склало $55 \text{ м}\Omega$ на частоті $38,13 \text{ ГГц}$. Потім, застосовуючи виміряні при кімнатній температурі значення добротності сапфірового напівсферичного КДР з цим мідним зразком, яка склала $Q_0 = 11510$, і використовуючи (2.11), получено коефіцієнт $A_s = 0,00108 \text{ 1}/\Omega$ для $\text{HE}_{12\ 2\ 1}^*$ моди (власна добротність сапфірової напівсфери без ТПС при кімнатній температурі склала $Q_0 = 41940$ (мода $\text{HE}_{12\ 2\ 1}^*$)).

Вирази 2.2 - 2.8 були використані для розрахунку власних частот, добротності і структури ЕМ поля ізотропного напівсферичного КДР з ТПС з реального провідника. Отримані дані потім зіставлялися з даними,

отриманими в ході експериментів і чисельного моделювання з використанням пакета CST Microwave Studio. Хороший збіг результатів, отриманих цими трьома методами, дав можливість обґрунтовано проводити чисельне моделювання різних КДР з локалізацією поля у ТПС, виконаних з анізотропного діелектрика, і КДР без ТПС, що особливо важливо з огляду на відсутність строгого електродинамічного аналізу таких структур. Результати чисельного моделювання анізотропних КДР показали гарну згоду з експериментальними даними для напівсферичного КДР як з ТПС, так і без неї.

2.2 Конічні квазіоптичні діелектричні резонатори

2.2.1 Вибір оптимальної геометрії конічного квазіоптичного діелектричного резонатора

В ході підготовки до експериментального дослідження напівсферичного КДР стало очевидним, що виготовлення високодобротних квазіоптичних резонаторів в формі напівсфери з монокристалічного лейкосапфіра, кераміки і будь-яких інших матеріалів, що характеризуються високою твердістю, є складною і трудомісткою технологічною операцією.

Як один з альтернативних варіантів резонатора з локалізацією поля у ТПС, що допускає більш просту технологію виготовлення, запропоновано конусоподібні КДР [96],[97].[98]. В даний час теоретичний підхід до дослідження цього резонатора не розроблено, тому необхідно було провести як чисельні, так і експериментальні дослідження з метою знаходження форми (головним чином, кута нахилу твірної конусної поверхні до поздовжньої осі конуса), яка була б найбільш придатною для техніки вимірювання R_s плівок ВТНП у мм діапазоні довжин хвиль.

Система індексів для конічного КДР обрана аналогічно індексам n_{st} напівсферичного КДР в даній роботі (див. параграф 2.1.1), за винятком

індексу $m = 1, 2, \dots$, який для конічного КДР є не полярним, а аксіальним, і відповідає числу варіацій поля по аксіальній координаті z уздовж осі конуса. Крім того, ТЕ моди позначалися не H , а HE , за аналогією з позначенням мод циліндричного КДР, описаного раніше в [23].

Селективність мод з необхідними аксіальним і азимутним індексами здійснювалася за допомогою контролю умов збудження конічного резонатора, так само, як і для напівсферичного КДР (див. параграф. 2.1.3).

Для проведення досліджень запропоновано низку різних конусоподібних резонаторів (рис. 2.16), виготовлених з тефлону [99]. Визначено власні частоти, добротність і розподіл поля при зміні кута нахилу α , який утворює конус (по відношенню до поздовжньої осі резонатора), а також в залежності від геометрії резонатора, а саме, для конічного без ТПС, конічного з ТПС і конічного, який розташований зверху диска з ТПС. Вимірювання як резонаторів без ТПС, так і резонаторів з латунної ТПС, проводилися в 8 мм діапазоні довжин хвиль. Результати вимірювань власних резонансних частот $HE_{37\ 1\ 1}$ моди для резонаторів різної конфігурації з і без ТПС представлені на рис. 2.17.

Власні частоти конічного КДР з і без ТПС зростають із збільшенням α при постійному азимутальному індексі ($n = \text{const}$). При значеннях $\alpha < 3^\circ$ резонансні частоти зростають сильніше, ніж при $\alpha > 3^\circ$, і для інтервалу значень $\alpha = 10 \div 35^\circ$ залежності стають майже лінійними.

Власні частоти конічного резонатора, який розташований зверху циліндричного диска, зростають дуже незначно, оскільки основна частина ЕМ поля виявляється зосередженою у диску, і структура поля в резонаторі в цьому випадку слабо залежить від кута α . Резонансна частота біконічного КДР дорівнює частоті конічного КДР при $\alpha \approx 4 - 6^\circ$. Резонансна частота біконічного КДР, який розташований зверху циліндричного диска приблизно дорівнює частоті конічного КДР на циліндричному диску при такому ж куті нахилу.

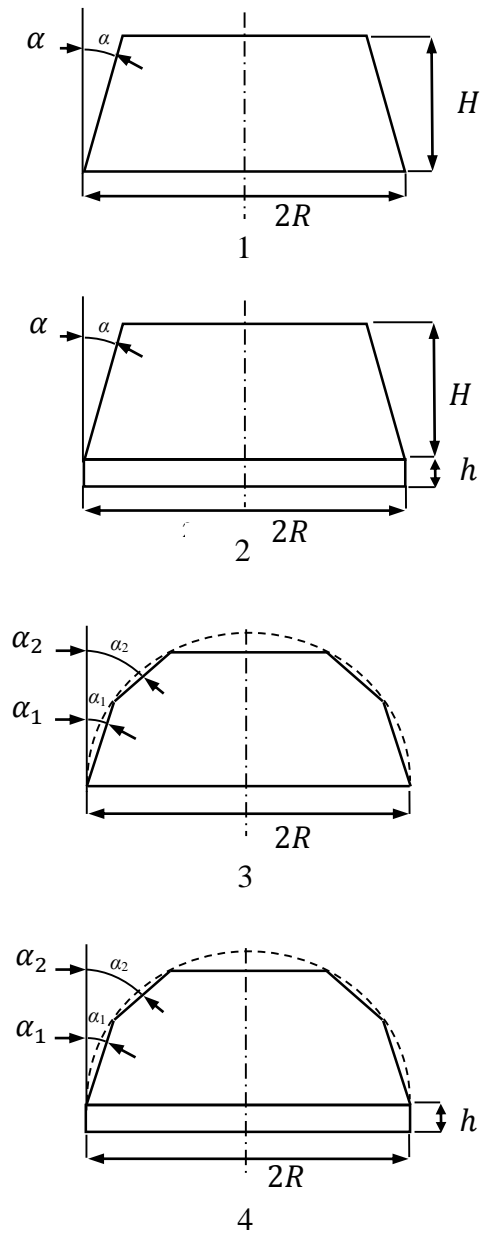


Рисунок 2.16 – Конусоподібні резонатори:

- 1 - зрізаний конус,
- 2 - зрізаний конус на циліндричному диску,
- 3 - біконус,
- 4 - біконус на циліндричному диску

Результати вимірювань власної добротності моди $HE_{37\ 1\ 1}$ для резонаторів різної конфігурації з ТПС і без неї представлені на рис. 2.18.

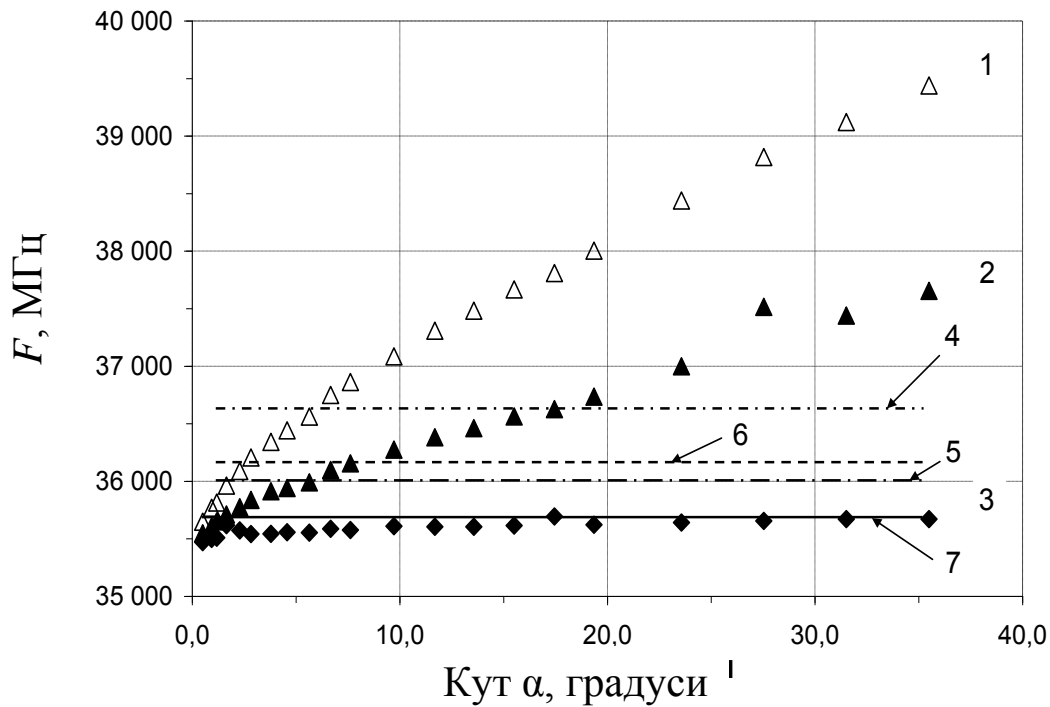


Рисунок 2.17 – Залежність власної частоти F від кута нахилу твірної конуса α для різних типів конусоподібних КДР:

- 1 - конічного без ТПС,
- 2 - конічного з ТПС,
- 3 – конічного, який розташований зверху диска з ТПС,
- 4 – біконічного без ТПС,
- 5 - біконічного з ТПС,
- 6 - біконічного, який розташований зверху диска без ТПС,
- 7 - біконічного, який розташований зверху диска з ТПС

Вимірювання добротності відкритого конічного КДР, конічного КДР з ТПС і конічного КДР на циліндричному диску з ТПС показують, що її значення для всіх трьох резонаторів зменшується з ростом α , однак при $\alpha > 20$ добротність відкритого конічного КДР починає зменшуватися більш різко, тоді як добротність конічного КДР з ТПС при $\alpha > 10$ зменшується повільніше.

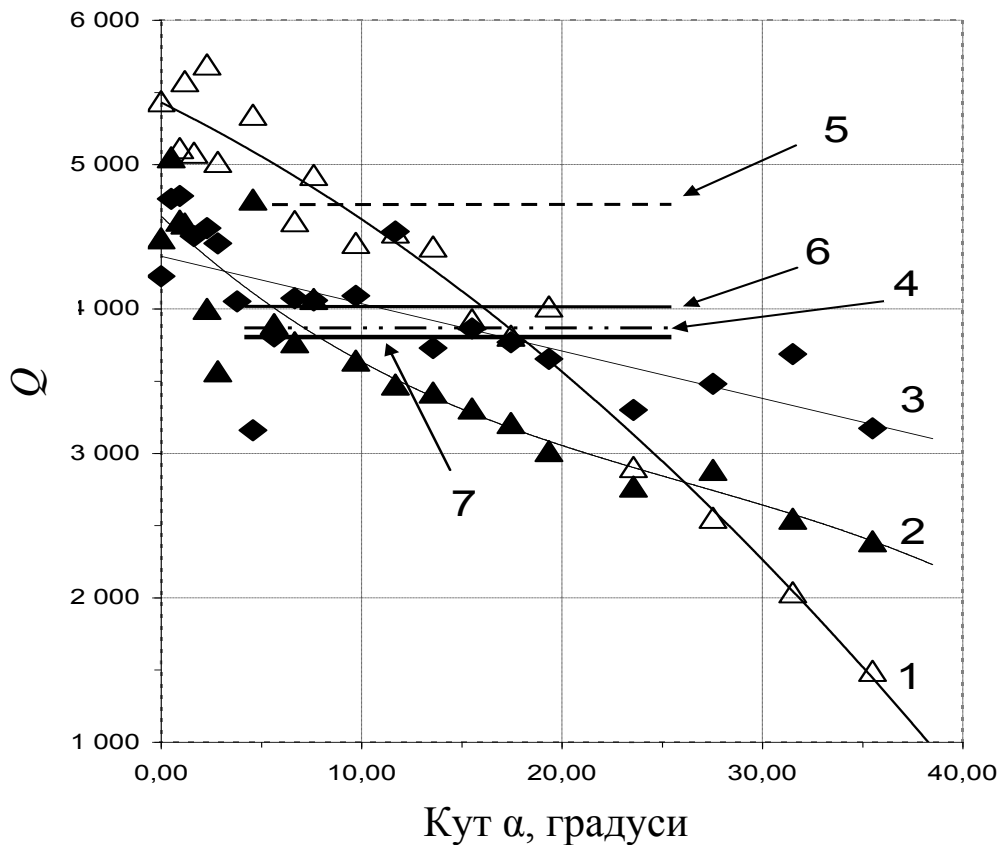


Рисунок 2.18 – Залежність добротності Q від кута нахилу твірної α , для різних типів конусоподібних КДР:

- 1 - конічного без ТПС,
- 2 - конічного з ТПС,
- 3 – конічного, який розташований зверху диска з ТПС,
- 4 – біконічного без ТПС,
- 5 - біконічного з ТПС,
- 6 - біконічного, який розташований зверху диска без ТПС,
- 7 - біконічного, який розташований зверху диска з ТПС

Добротність конічного КДР на циліндричному диску з ТПС має більш високі значення і зменшується значно повільніше, ніж конічного КДР з ТПС, що також пояснюється зосередженням основної частини ЕМ поля в циліндричному диску. На рис. 2.18 лініями також наведені значення добротності для інших типів досліджених резонаторів (горизонтальні лінії),

які мали фіксовані розміри. Видно, що значення добротності конічного і напівсферичного резонатора з ТПС порівнюються в області кутів $\alpha \approx 6 - 8^\circ$. Добротності біконуса з ТПС і біконуса на циліндричному диску з ТПС дещо більше добротності напівсферичного КДР з ТПС і збігаються зі значенням добротності конічного КДР з ТПС при кутах $\alpha \approx 6 - 8^\circ$.

Зі збільшенням α добротність резонатора без ТПС ($A_s = 0$) може змінюватися тільки за рахунок збільшення радіаційних втрат. З іншого боку, добротність КДР з ТПС може зменшуватися за рахунок зростання як A_s , так і зменшення радіаційної добротності Q_{rad} . Перше є корисним з точки зору підвищення чутливості вимірювання R_s , тоді як друге повинно бути прийнято до уваги з метою виконання умови (2.10), виконання якого необхідно для збереження точності вимірювань.

Встановлено, що в конічному КДР вже при малих кутах ($\alpha \approx 0,5^\circ$) розподіл ЕМ поля (рис. 2.19) різко змінюється в порівнянні з циліндричним резонатором ($\alpha = 0^\circ$), а при $\alpha \approx 5 - 10^\circ$ поле сильно локалізується у імпедансної площини, що посилює взаємодію поля з провідником. Також можна бачити, що структура поля в біконічну КДР практично ідентична структурі поля для конічного КДР при $\alpha \approx 3^\circ$. Велике практичне значення мають залежності коефіцієнта включення A_s і радіаційної добротності Q_{rad} від кута α . Ці залежності отримано з використанням виразу (2.9) на підставі вимірювання добротності резонатора з ТПС, виготовлених з двох провідників з раніше виміряними значеннями R_s (латунь $R_s = 0,12 \Omega$ і нержавіюча сталь $R_s = 0,44 \Omega$). На рис. 2.20, а представлено залежності коефіцієнта включення A_s від кута α для конічного КДР з ТПС, а також значення A_s для біконічного КДР і напівсферичного КДР. Значення A_s для біконічного КДР і біконічного КДР на циліндричній диску практично рівні і можна порівняти з A_s конічного резонатора при $\alpha \approx 3 - 4^\circ$.

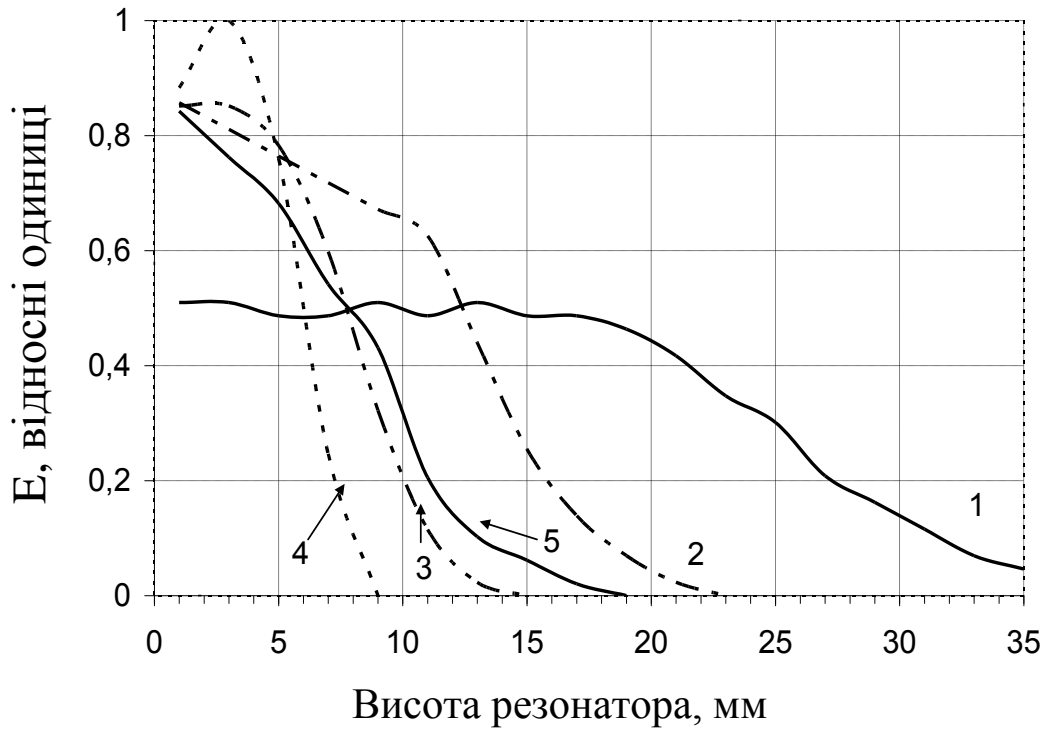
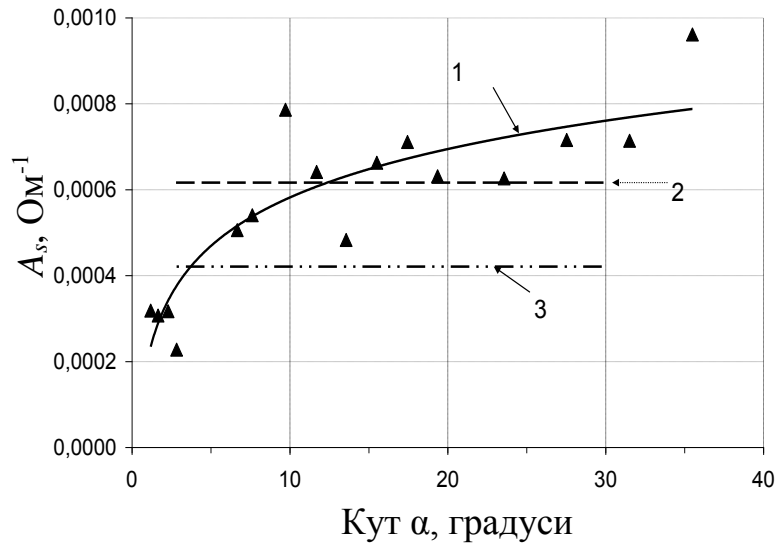


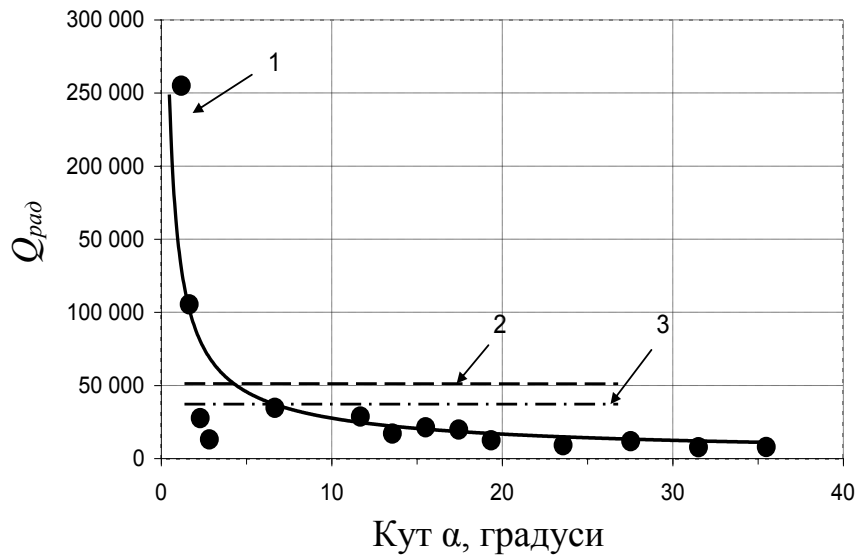
Рисунок 2.19 – Залежність розподілу енергії електричного поля E вздовж осі z в кінчному КДР з ТПС для різних кутів α :

- 1 - $0,0^\circ$;
- 2 - $1,18^\circ$;
- 3 - $6,67^\circ$;
- 4 - $27,53^\circ$;
- 5 - в біконічну резонаторі з ТПС

У той же час значення A_s кінчного і напівсферичного КДР порівнюються лише при $\alpha \approx 10 - 12^\circ$. Залежність Q_{rad} від кута α для кінчного КДР з ТПС представлена на рис. 2.20, б. Великий розкид експериментально отриманих значень радіаційної добротності при малих кутах ($\alpha \leq 10^\circ$) пояснюється великою похибкою вимірювань високих значень добротності і густішим частотним спектром резонаторів, ніж при більших кутах.



а)



б)

Рисунок 2.20 – Залежність коефіцієнта включення A_s (а) і радіаційної добротності Q_{rad} (б) від кута нахилу твірної α для різних типів конусоподібних квазіоптичних діелектричних резонаторів:

- 1- конічного з ТПС,
- 2 - біконічного з ТПС,
- 3 - біконічного на дискі з ТПС

З рис. 2.20 видно, що умова (2.10) виконується (Q_{rad} хоча б на порядок більше вимірюваного значення власної добротності Q_0) для тефлонового

конічного КДР з ТПС лише при кутах $\alpha \leq 7^\circ$. А для біконічного КДР і біконічного КДР на циліндричному диску ця умова не виконується взагалі, що, можливо, пов'язано з великими радіаційними втратами на лініях перетину конічних поверхонь цих резонаторів.

2.2.2 Тефлоновий конус

Дослідження КДР активно ведуться в широкому діапазоні довжин хвиль, від мікрохвиль до оптичного діапазону [100]. В роботах [101,102] вирішена проблема виробництва високодобротних мікрорезонаторів в оптичному діапазоні, при цьому резонатор має форму усіченого конуса з великим кутом нахилу твірної конуса ($\alpha \approx 80^\circ$). Автори цих робіт припускають, що конічна форма резонатора, або, згідно з термінологією авторів, «клиновидний край мікродиска» призводить до витіснення ЕМ поля моди з об'єму резонатора, наслідком чого є зростання власної добротності в порівнянні з циліндричним резонатором.

Оскільки, як показано в даній роботі, порівняно великі радіаційні втрати конічного КДР (рис. 2.20) істотно знижують його власну добротність, були проведені додаткові дослідження конічного КДР з великими кутами нахилу твірної в мм діапазоні з метою з'ясування можливості підвищення його власної добротності зазначеним вище способом [103].

Вимірювання частоти і добротності тефлонового конічного КДР з ТПС і без неї були проведені в діапазоні 35-45 ГГц, при цьому кут α змінювався в діапазоні від 0 до 78° . Орієнтація хвилеводів була обрана так, щоб ефективно збуджувати НЕ моди в циліндричному резонаторі ($\alpha = 0$). Для збудження НЕ мод в конічному резонаторі з невеликим ($\leq 45^\circ$) кутом нахилу використовувалася така ж орієнтація хвилеводів. Для ефективного збудження НЕ мод в конічному резонаторі з більш високими значеннями кута нахилу хвилеводи поверталися на 90° навколо поздовжньої осі.

На рис. 2.21 і 2.22 представлені експериментальні залежності частоти F і добротності Q конічного резонатора від кута α для одной і тієї ж моди HE_{3711} .

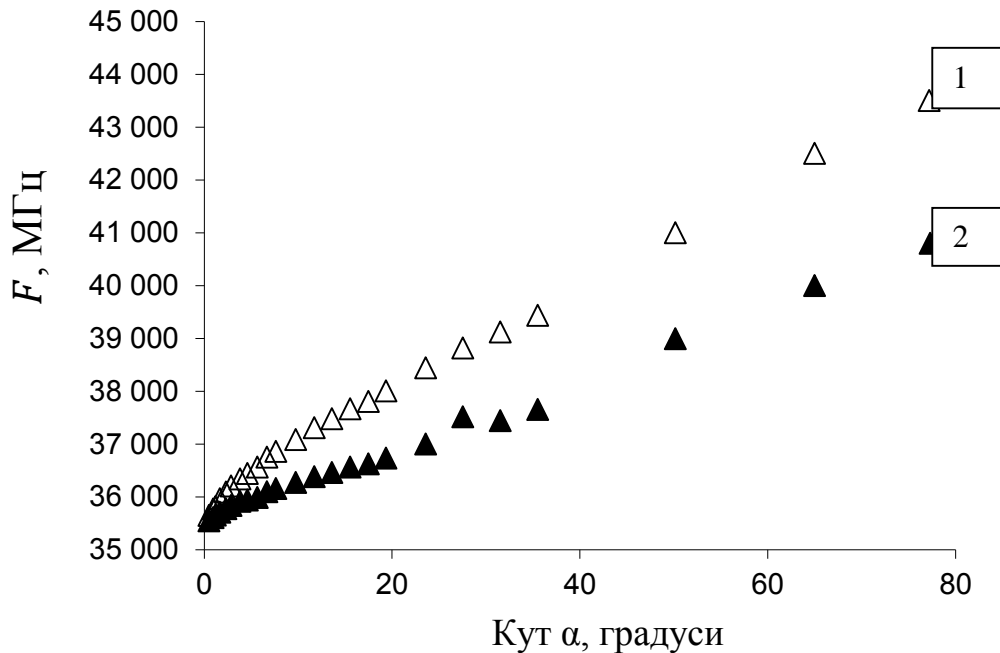


Рисунок 2.21 – Залежність власної частоти F від кута нахилу твірної конуса α для:

- 1- конічного без ТПС,
- 2 - конічного з ТПС

Залежність власних частот в інтервалі $\alpha = 10 \div 80^\circ$ має майже лінійний характер (при $n = \text{const}$). З рис. 2.22 видно, що добротність резонаторів зменшується з ростом α , однак при $\alpha > 20^\circ$ добротність відкритого конічного КДР (без ТПС) починає падати більш різко, тоді як добротність конічного КДР з ТПС при $\alpha > 20^\circ$ починає зменшуватися повільніше.

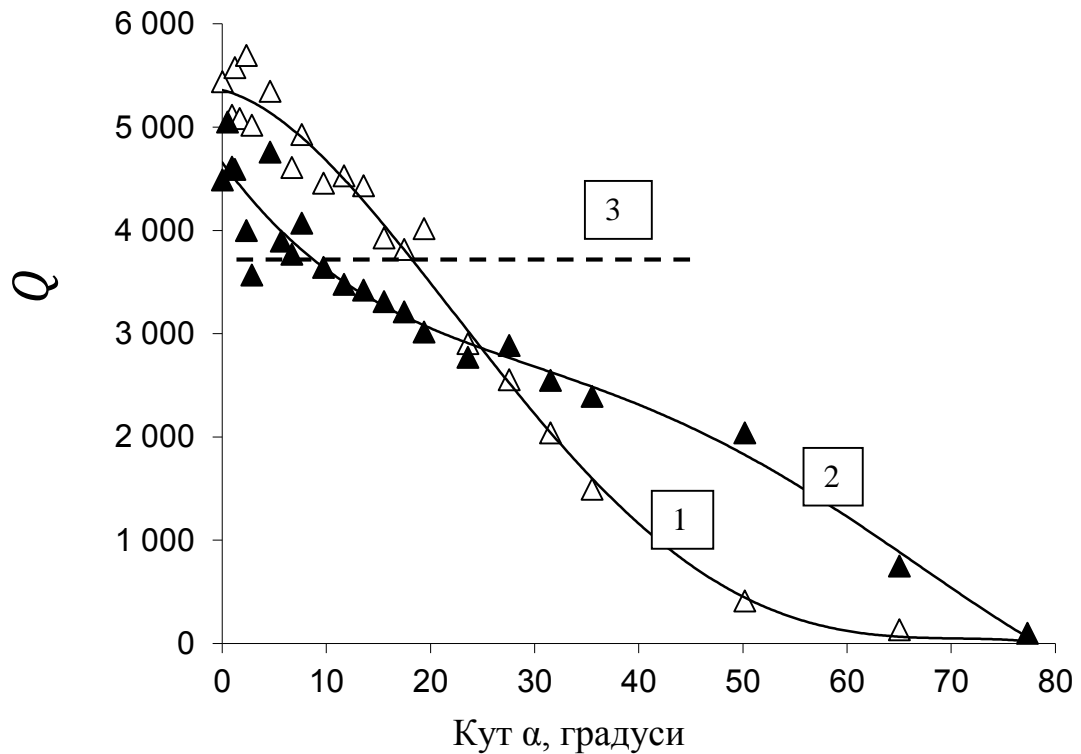


Рисунок 2.22 – Залежність власної добротності Q від кута нахилу твірної конуса α для:

- 1- конічного без ТПС,
- 2 - конічного з ТПС,
- 3 – напівсферичного резонатора з ТПС

В результаті при $\alpha \cong 25^\circ$ добротності обох резонаторів порівнюються. При подальшому збільшенні кута α добротність КДР без ТПС стає навіть нижче, ніж у резонатора без ТПС, що свідчить про різке зростання радіаційних втрат в резонаторі без ТПС при великих кутах α .

Значення Q монотонно знижується з ростом α і для великих значень α не перевищує значень Q для циліндричного диска. Таким чином, не було зареєстровано зростання добротності мод шепочучої галереї в конічному КДР при великих кутах α .

2.2.3 Сапфіровий конус

Після вивчення особливостей збудження хвиль шепочучої галереї в кінчному резонаторі з ізотропного матеріалу – тефлону, який легко механічно обробляється, проведені подібні дослідження для більш важливого з практичної точки зору сапфірового кінчного резонатора [104]. Сапфіровий резонатор виготовлений у формі усіченого конуса. Оскільки кінчний КДР розроблявся як альтернатива напівсферичному КДР (див. 2.1.3) як сенсор для вимірювання властивостей ВТНП, то для проведення порівняння цих двох резонаторів висота конуса H була обрана приблизно рівною радіусу напівсфери. Сапфірові резонатори виконувалися у формі усіченого конуса, оскільки мікрохвильове поле сильно притискається до ТПС вже при куті $\alpha = 2^\circ$ таким чином, що у верхнього краю конуса поле практично відсутнє. Азимутальний індекс n моди, а, отже, і радіус нижньої основи вибиралися так, щоб досягти компромісу між зростанням добротності резонатора і ускладненням частотного спектра по аналогії з дисковим циліндричним резонатором. Радіус основи кінчного резонатора з монокристалічного сапфіра обрано рівним радіусу циліндричного КДР, який досліджувався раніше (див., наприклад, [[17],[105]]). Оптична вісь кристала орієнтована уздовж конусної вісі. Кут нахилу твірної конуса α змінювався від 0 до $24,1^\circ$ шляхом послідовної механічної обробки одного і того ж резонатора. Виміри проводилися в діапазоні частот від 35 до 45 ГГц. Хвилеводи для збудження резонатора виготовлені з того ж матеріалу, що і резонатор, і орієнтувалися таким чином, щоб у початковому циліндричному резонаторі ($\alpha = 0^\circ$) збуджувались HE моди.

Були вивчені характеристики сапфірового резонатора з ТПС, які виготовлені з безкисневої міді при кімнатній температурі. Результати вимірювання залежності резонансних частот моди $HE_{14\ 1\ 1}$ від кута α для кінчного КДР з мідною ТПС і без неї порівнювалися з відповідними

значеннями резонансних частот, отриманими за допомогою пакета CST Microwave Studio (рис. 2.23).

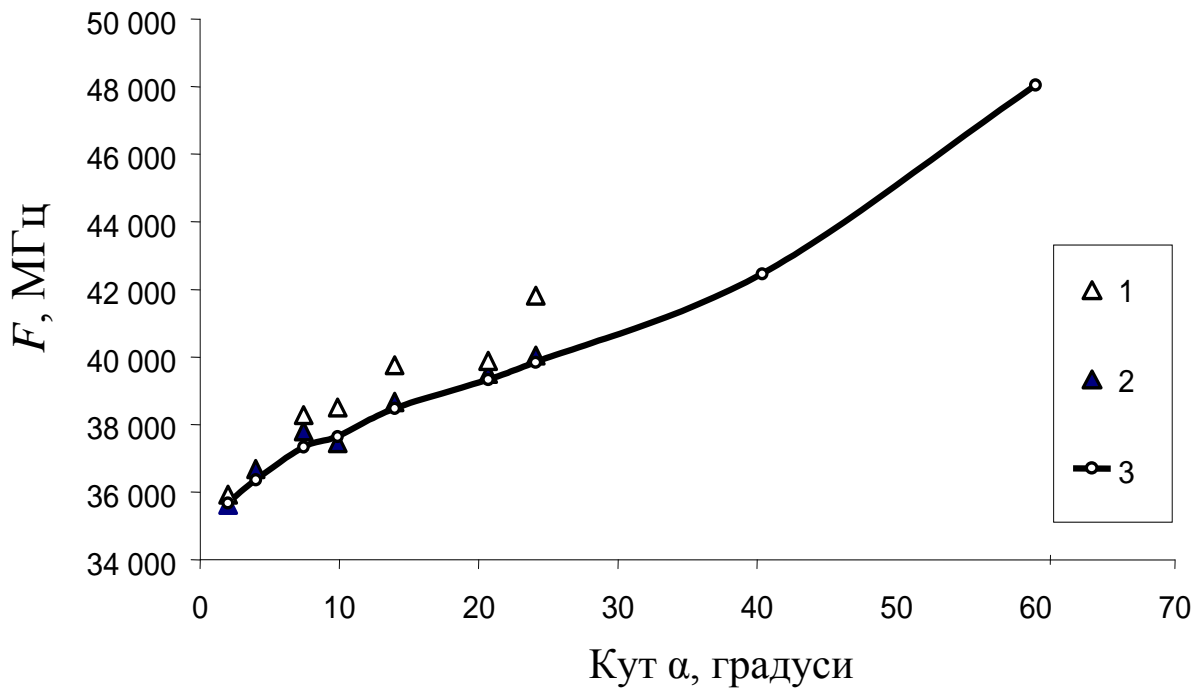


Рисунок 2.23 – Залежність власної частоти F від кута нахилу твірної конуса α для:

- 1 - конічного КДР без ТПС (експеримент),
- 2 - конічного КДР з ТПС (експеримент),
- 3 - конічного КДР з ТПС (розрахунок)

Можна побачити, що частоти резонатора з ТПС і без неї ростуть із збільшенням кута α ($n = \text{const}$) так само, як це було зазначено і для тефлонового резонатора. Однак, ця залежність не така крута, як у випадку тефлонового резонатора. Через складності механічної обробки сапфіра вимірювання проводилися тільки до кута $\alpha = 24^\circ$, проте той факт, що експериментальні і розрахункові дані для резонатора з ТПС добре узгоджуються при $\alpha < 24^\circ$ (рис. 2.23), дає підстави вважати, що можна довіряти розрахунками і для конуса з великими α .

Необхідно відзначити, що розрахунки за допомогою пакету CST Microwave Studio з прийнятною точністю при використанні звичайних ПК займають багато часу (до декількох тижнів), оскільки вимагають значних обчислювальних потужностей, потреба в яких різко зростає з ростом електричних розмірів модельованого об'єкта. Тому кутова залежність була розрахована тільки для сапфірового конуса з ТПС, а для тефлонового резонатора і сапфірового КДР без ТПС були проведені лише окремі перевірні розрахунки.

Результати вимірювання залежності власних добротностей моди $HE_{14\ 1\ 1}$ від кута α для сапфірового конічного КДР з мідної ТПС і без неї порівнювалися з результатом вимірювання добротності моди $HE_{14\ 1\ 1}$ сапфірового напівсферичного КДР з ТПС (рис. 2.24).

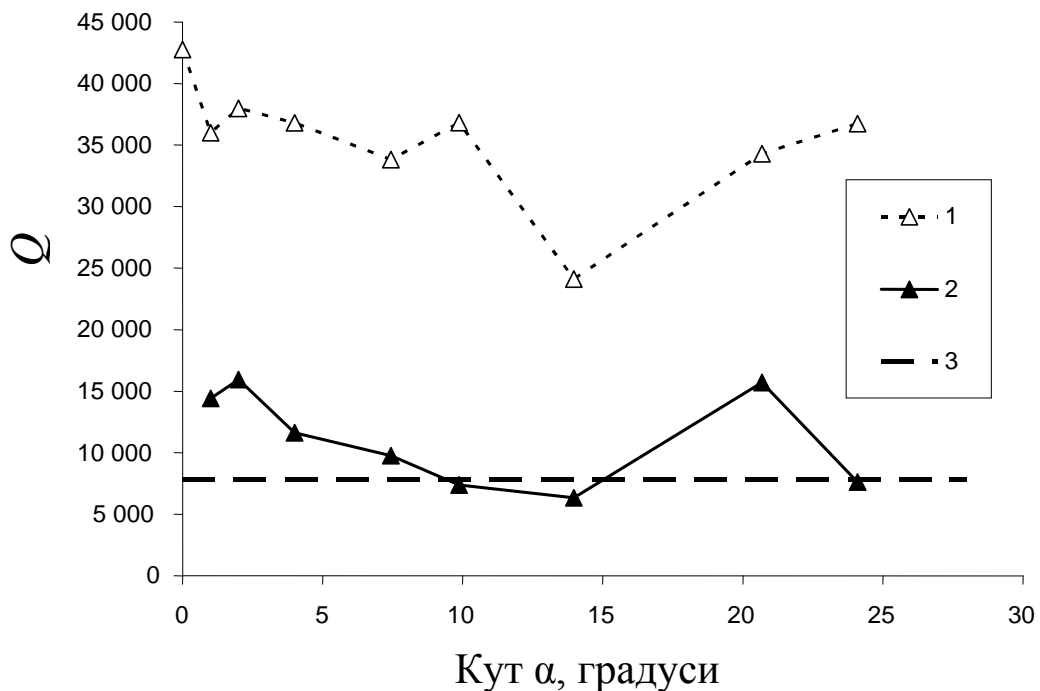


Рисунок 2.24 – Залежність власної добротності Q від кута нахилу твірної конуса α для:

- 1 - конічного КДР без ТПС (експеримент),
- 2 - конічного КДР з ТПС (експеримент),
- 3 - конічного КДР з ТПС (розрахунок)

Вимірювання добротності конічного КДР з ТПС і без неї показали, що значення добротності з ростом кута α зменшується в обох випадках. Однак, для КДР без ТПС ця зміна не перевищує 10%, що демонструє відносно невелике зменшення радіаційної добротності резонатора в діапазоні вимірюваних кутів α .

Винятком є точка при значенні кута $\alpha = 13,97^\circ$, де добротність резонатора без ТПС зменшується значно. Після цього, при великих кутах, добротність знову зростає і практично досягає значень, що відповідають дуже малим кутам. Зменшення добротності до 24000 при $\alpha = 13,97^\circ$ пов'язане із взаємодією з іншого модою.

Точні розрахунки структури поля показали, що досліджувана мода $HE_{14\ 1\ 1}$ при $\alpha = 13,97^\circ$ взаємодіє з модою $HE_{10\ 1\ 2}$, яка збуджується на тій же частоті. В результаті перерозподіл електромагнітної енергії між модами призводить до зменшення добротності моди $HE_{14\ 1\ 1}$ (рис. 2.25). Виміряні значення добротності $Q (< 4 \cdot 10^4)$ конічного резонатора без ТПС нижче ніж Q циліндричного і напівсферичного резонаторів ($\approx 4,5 \cdot 10^4$) навіть при малих кутах α . Різниця зростає зі зменшенням температури (наприклад, при криогенній температурі $T = 77\text{ К}$, $Q = 2 \cdot 10^5$, і $Q = 5 \cdot 10^5$ для конуса і циліндричного резонатора, відповідно). Такий результат пояснюється зростанням радіаційних втрат в конічному КДР.

Результати вимірювань добротності резонатора з ТПС свідчать про більш сильну її залежність від α в порівнянні з резонатором без ТПС. Значення Q вже при $\alpha = 9,87^\circ$ стає нижче, ніж добротність напівсферичного сапфірового КДР з ТПС, радіус основи якого дорівнює радіусу основи конуса. Більш низьке значення добротності відповідає більшому значенню коефіцієнта A_s провідника при куті $\alpha \geq 9,87^\circ$.

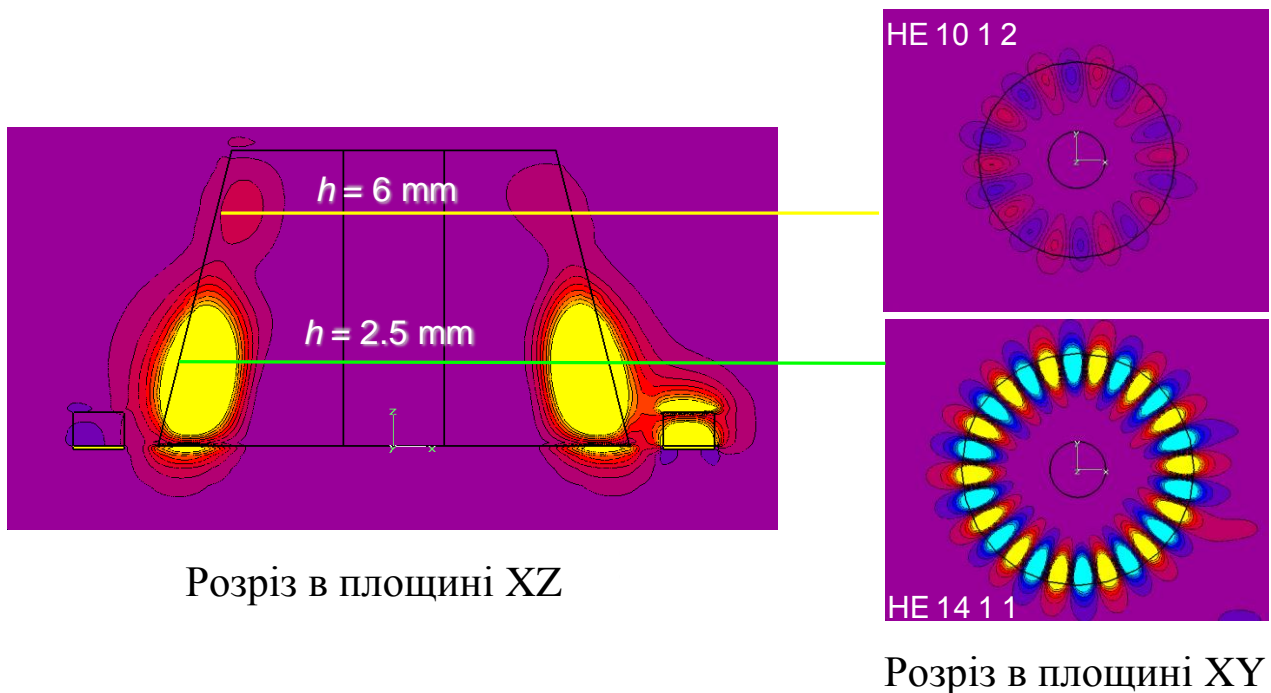


Рисунок 2.25 – Розподіл E_z -компоненти ЕМ поля сапфірового конічного резонатора без ТПС ($\alpha = 13,97^\circ$)

Тому, згідно з формулою (2.11), в цьому випадку може бути досягнута більш велика чутливість вимірювання R_s при використанні конічного резонатора як сенсора для імпедансних вимірювань провідників і надпровідних матеріалів. Як можна бачити з рис. 2.24, незвичайні зміни добротності зареєстровані при кутах $\alpha = 13,97^\circ$ і $\alpha = 20,59^\circ$. Очевидно, обидва відхилення, низька добротність при $\alpha = 13,97^\circ$ для резонатора без ТПС і висока при $\alpha = 20,59^\circ$ для резонатора з ТПС, мають одну і ту ж природу. Цей висновок підтверджується результатами обчислень розподілу поля в резонаторі з ТПС для кутів $\alpha = 13,97^\circ$, $20,59^\circ$, $24,1^\circ$ (рис. 2.25 і 2.26).

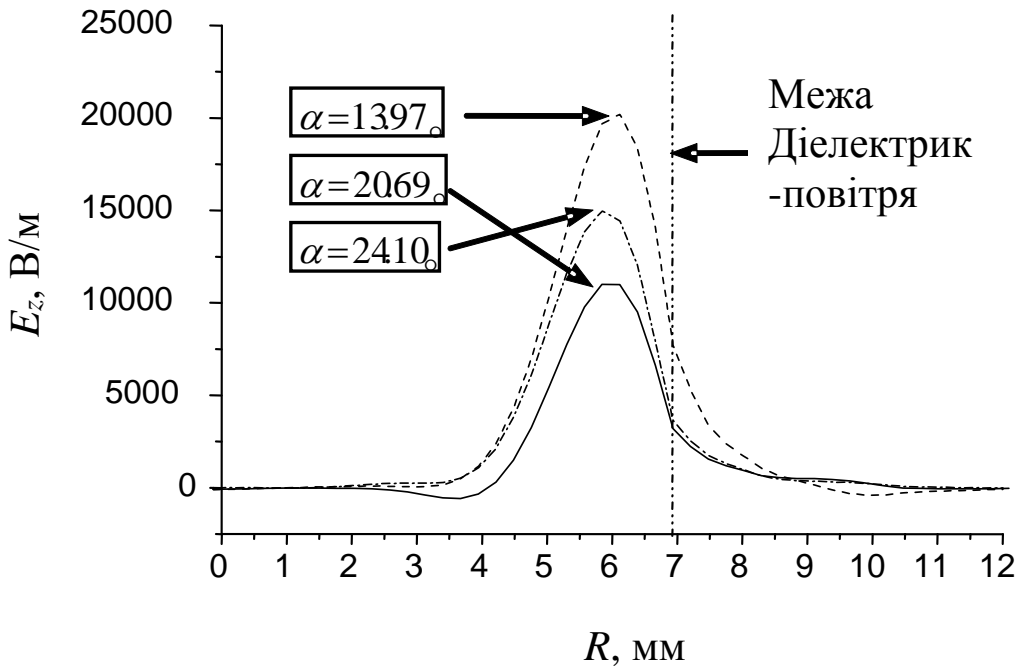


Рисунок 2.26 – Залежність E_z -компоненти ЕМ поля від радіальної координати для трьох значень кута α сапфірового конічного резонатора з мідною ТПС: (1) $\alpha = 13,97^\circ$, (2) $\alpha = 20,59^\circ$, (3) $\alpha = 24,1^\circ$

Рис. 2.26 показує розподіл E_z -компоненти мікрохвильового поля при різних кутах α для однієї і тієї ж моди $HE_{14\ 1\ 1}$. Слід зазначити, що кутова залежність напруженості поля не є монотонною, оскільки напруженість поля мінімальна в конусі з $\alpha = 20,59^\circ$ (що призводить до зростання добротності при цьому куті через зменшення коефіцієнта включення провідника A_s). Тому стає зрозумілою незвично висока добротність для цього кута (див. рис. 2.27). Крім того, як це видно з рис. 2.26, при $\alpha = 20,59^\circ$ характер розподілу поля уздовж радіуса основи конуса змінюється навіть якісно через появу видимої другий варіації поля.

Результати розрахунків розподілу E_z -компоненти поля в поздовжньому перетині конуса для трьох вищезазначених кутів також

демонструють тенденцію до формування додаткової варіації поля уздовж твірної конуса (рис. 2.27).

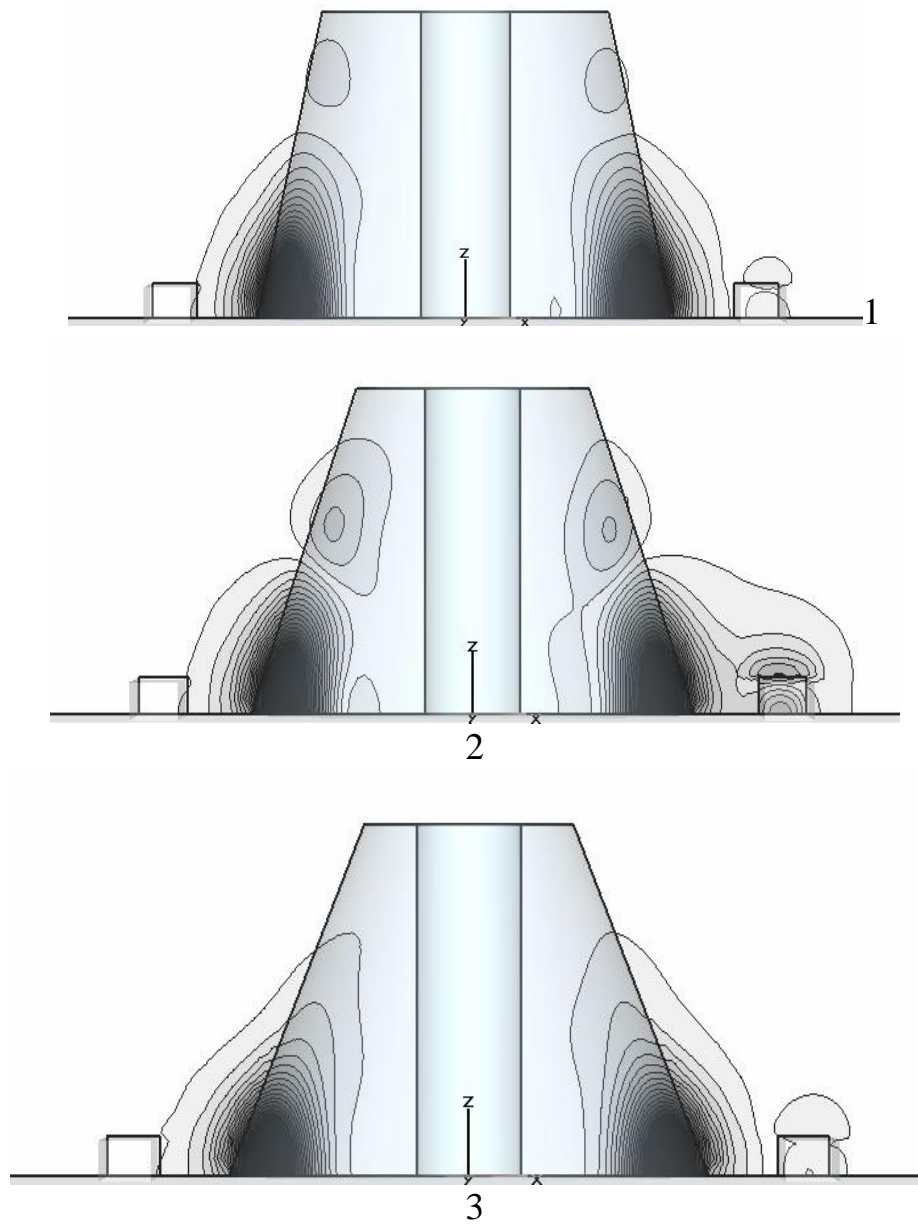


Рисунок 2.27 – E_z -компонента ЕМ поля для наступних значень кута α сапфірового конічного резонатора з мідною ТПС :

1 - $\alpha = 13,97^\circ$,

2 - $\alpha = 20,59^\circ$,

3 - $\alpha = 24,1^\circ$

Очевидно, що такі зміни в розподілі поля, при яких його інтенсивність зменшується біля поверхні ТПС, може привести до збільшення добротності резонатора через зменшення втрат в торцевій стінці. Цей факт може пояснити немонотонність залежності добротності від кута α в експерименті. Мабуть, цей ефект пов'язаний з появою відповідних умов для збудження додаткових мод ШГ на вимірюваній частоті або поблизу неї. Додатково проведені обчислення показують, що для $\alpha = 20,59^\circ$ такою додатково збуджуваною модою є мода $HE_{10\ 1\ 2}$.

Це припущення підтверджується тим фактом, що в резонаторі без ТПС при $\alpha = 13,97^\circ$, додатковий резонанс (з малою ефективністю збудження) спостерігався поблизу досліджуваної моди $HE_{14\ 1\ 1}$ із зміною по частоті ≈ 30 МГц. Протилежний знак цього ефекту в резонаторах з ТПС і без неї може бути пояснений зміною складників і їх певним співвідношенням в рівнянні (2.9).

Наприклад, в загальному випадку взаємодія мод в резонаторі призводить до збільшення радіаційних втрат, тобто до зростання Q_{rad}^{-1} в рівнянні (2.9), яке в підсумку зменшує власну добротність. Однак взаємодія мод в резонаторі з ТПС може привести не тільки до збільшення радіаційних втрат, а й до зменшення імпедансних втрат в ТПС ($A_s R_s$) через зміни розподілу поля в резонаторі. Вищезазначене зменшення втрат в ТПС може не тільки зрівнюватися з радіаційними втратами, але і перевершувати його, і в результаті призводити до відносного зростання добротності.

Для точних вимірювань електрофізичних параметрів речовин за допомогою сапфірового конічного КДР необхідно знати внесок радіаційних втрат в загальні втрати в резонаторі. Якщо для циліндричного і напівсферичного КДР значення радіаційних втрат можна обчислити аналітично (див. наприклад, [20]), то оцінити радіаційні втрати конічного КДР можна лише порівнявши значення власної добротності цих трьох резонаторів без ТПС, виміряні при різних температурах (табл. 2.1). Як можна побачити з таблиці 2.1, при кімнатній температурі форма КДР слабо

впливає на їх добротність, проте вже при азотній температурі стає помітним, що добротність конічного КДР приблизно в два рази нижче, ніж у двох інших резонаторів.

Таблиця 2.1 – Порівняння добротності сапфірових КДР без ТПС

| Форма КДР | Добротність | | |
|--|------------------|------------------|------------------|
| | $T=300\text{К}$ | $T=77\text{К}$ | $T=4,2\text{К}$ |
| Циліндричний диск | $4,3 \cdot 10^4$ | $4,6 \cdot 10^5$ | $1,1 \cdot 10^6$ |
| Напівсфера | $4,5 \cdot 10^4$ | $5,6 \cdot 10^5$ | $6,4 \cdot 10^6$ |
| Зрізаний конус ($\alpha = 24,1^\circ$) | $4,1 \cdot 10^4$ | $2,1 \cdot 10^5$ | $2,4 \cdot 10^5$ |

Різниця стає ще більш явною при 4,2 К, коли добротність конічного КДР стає менше добротності напівсферичного КДР більш ніж на порядок, фактично слабо змінюючись при $T < 77$ К. Добротність же циліндричного диска висотою 2,4 мм при 4,2 К виявилася очікувано нижче, ніж у напівсфери, через більші радіаційні втрати, які зумовлені наявністю двох відкритих торцевих площин замість однієї. Значення добротності конічного КДР, що має одну торцеву площину, при 4,2 К виявилось в п'ять разів нижче відповідного значення для циліндричного КДР. Це говорить про значні радіаційні втрати, що може обмежувати його застосування для точних імпедансних вимірювань ВТНП і обмежитись температурним інтервалом від T_c до температури кипіння рідкого азоту (77 К).

2.3 Асферичні квазіоптичні діелектричні резонатори

Вивчення властивостей напівсферичних і конусоподібних КДР було направлено на можливість використання цих резонаторів для дослідження індивідуальних властивостей надпровідників, оскільки дані резонатори мають одну ТПС на відміну від раніше запропонованого дискового КДР Хакі-Колемана [23]. Використання конусоподібних КДР має перевагу в порівнянні з використанням напівсферичних резонаторів, що обумовлено можливістю більш простого виготовлення резонаторів при більш високому коефіцієнті включення A_s . Однак, конусоподібні резонатори характеризуються більш високими радіаційними втратами в порівнянні з втратами в напівсферичних резонаторах. Тому модифікація напівсферичного резонатора і вивчення його властивостей, тобто вивчення властивостей асферичних КДР направлено на пошук можливості зменшення радіаційних втрат у порівнянні з радіаційними втратами в конусоподібних резонаторах при незмінному коефіцієнті включення A_s .

2.3.1 Тефлонові асферичні квазіоптичні діелектричні резонатори

При розгляді асферичних КДР зручно провести порівняння властивостей цих резонаторів з напівсферичним резонатором, а також з дисковим резонатором з однією ТПС. Асферичні КДР можна представити як резонатори, форма яких отримана трансформацією напівсферичної або циліндричної поверхні в асферичну поверхню.

Форма резонаторів змінювалася від напівсферичного резонатора радіуса R до асферичного радіусу сферичної частини r і ексцентриситету $2a$ (рис. 2.28, а) і від циліндричного диска радіуса R і висоти h (рис. 2.28, б, в) до асферичного резонатора з відповідними розмірами.

У даній роботі чисельно і експериментально досліджувалися тефлонові резонатори (рис. 2.29), форми яких варіювалися таким чином,

щоб в результаті обох еволюцій був отриманий один і той же резонатор радіусом $R = 78$ мм і висотою $h = 7$ мм.

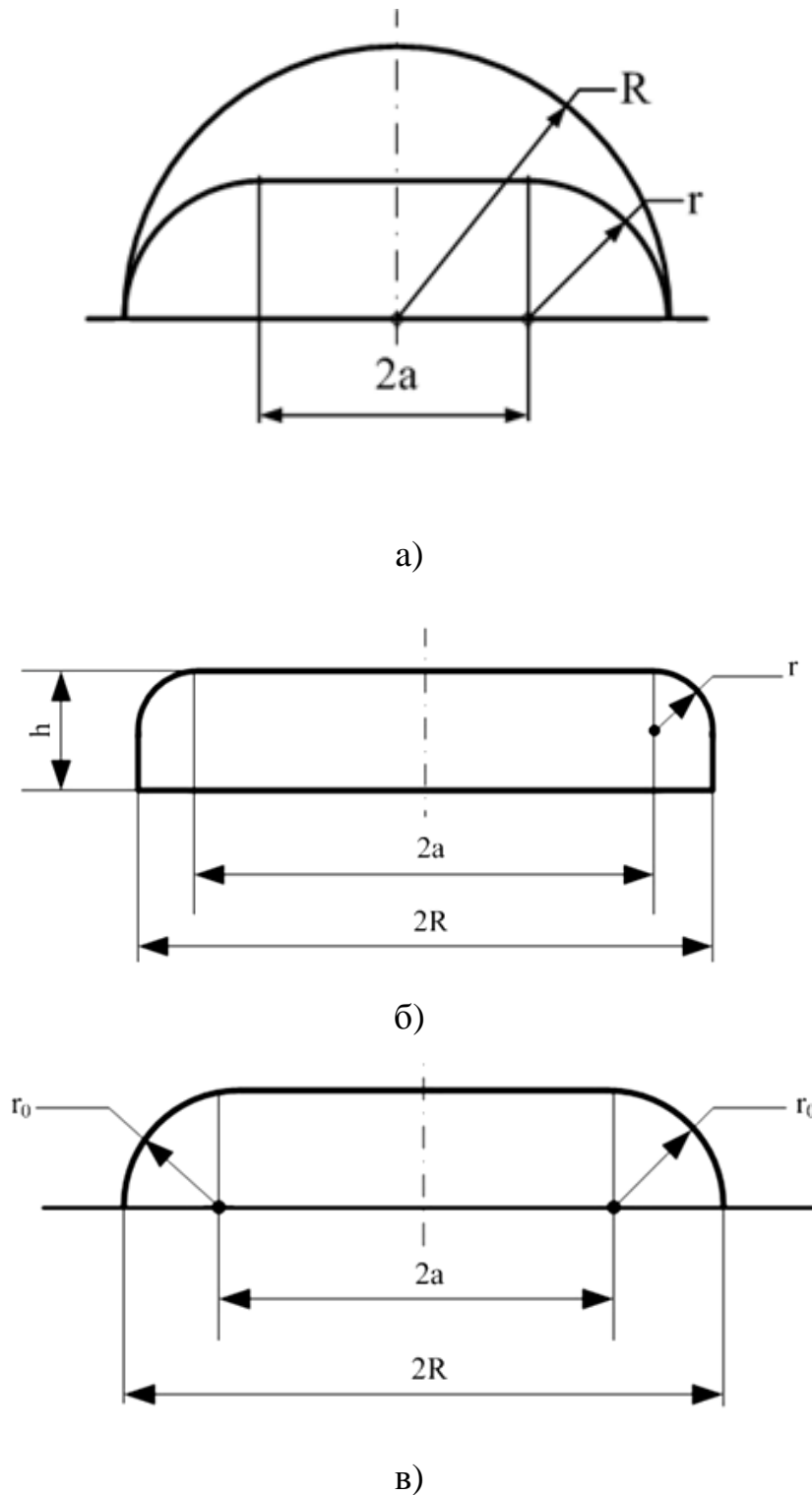


Рисунок 2.28 – Трансформація від напівсферичного до асферичного КДР і трансформація від циліндричного до асферичного КДР (б, в)

Отже $r_0 = h$, де r_0 - максимальне значення радіуса при еволюції від циліндричного диска і мінімальне значення при еволюції від напівсферичного резонатора. Низку досліджених тефлонових резонаторів представлено в табл. 2.2.

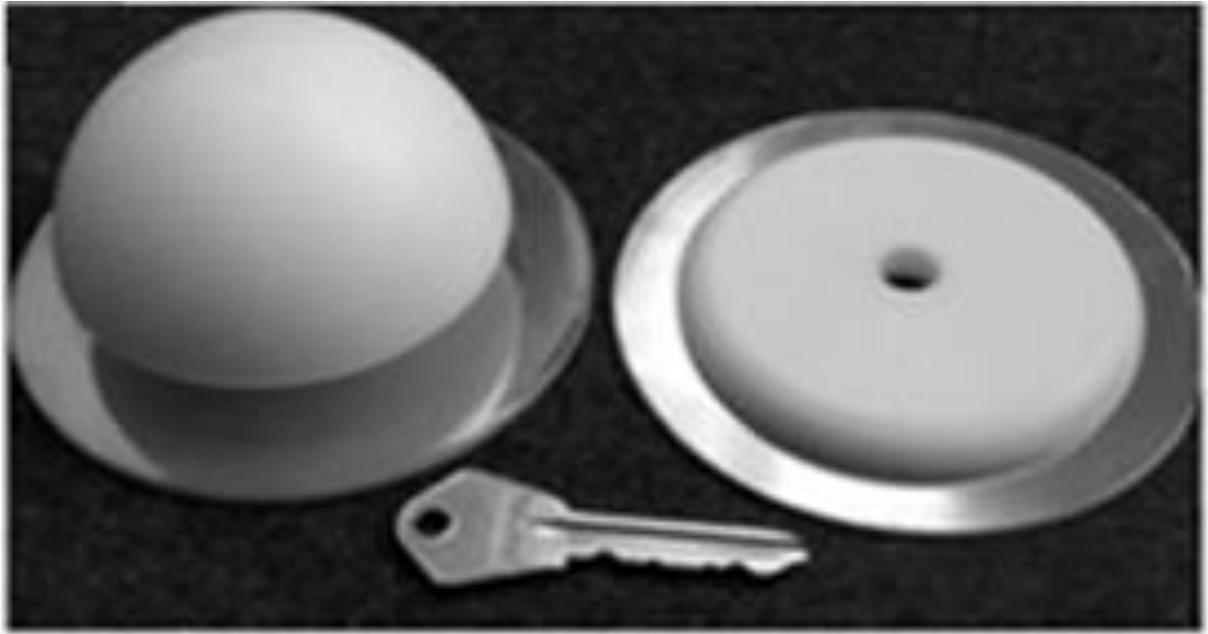
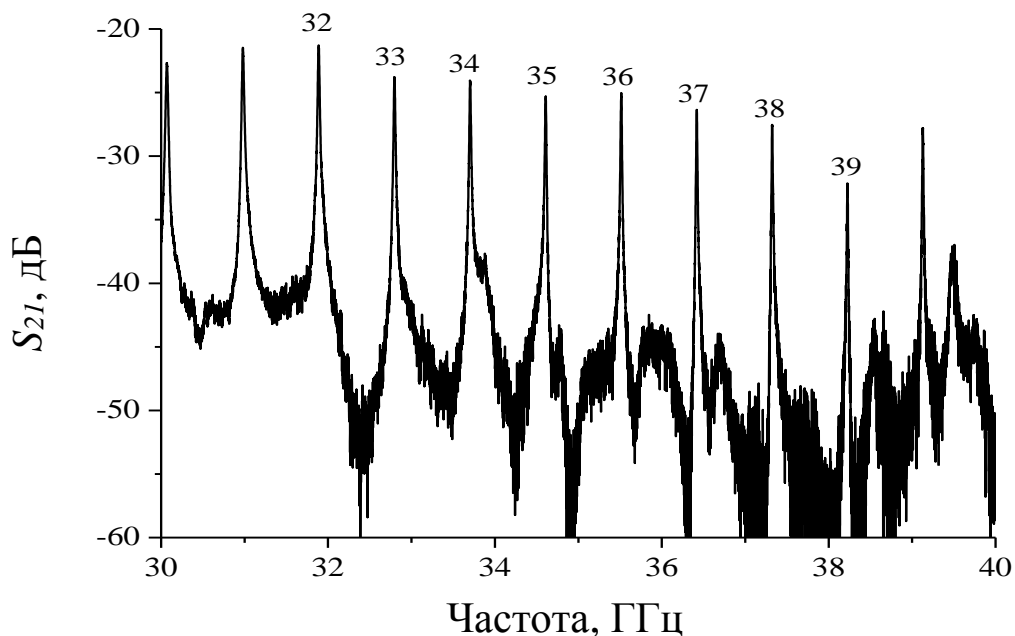


Рисунок 2.29 – Фотографія тефлонових асферичних КДР

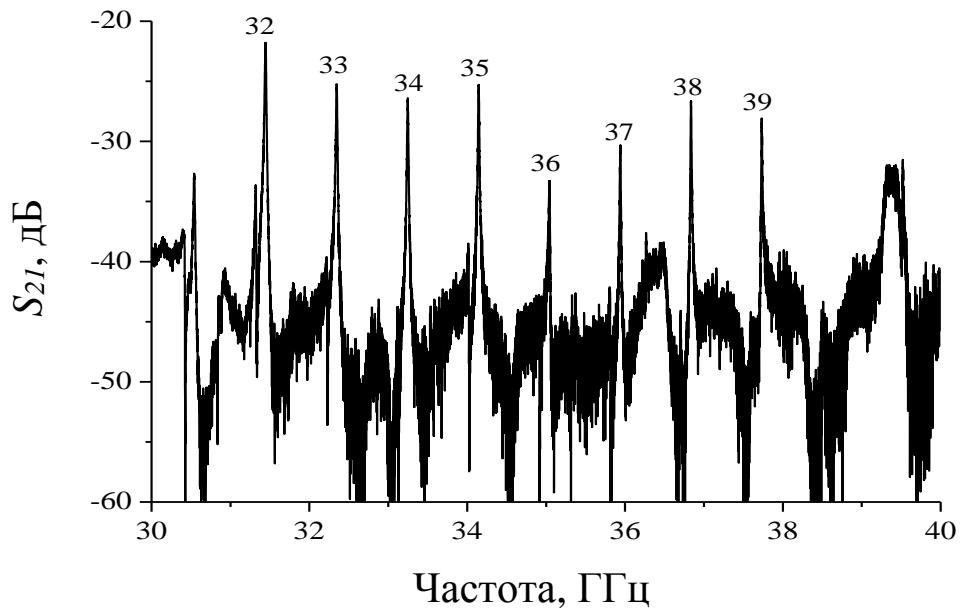
Таблиця 2.2 – Низка досліджених тефлонових резонаторів

| N | r , мм | $2a$, мм | h , мм | Форма резонатора |
|---|----------|-----------|----------|---------------------------------------|
| 1 | 0 | 78 | 7 | циліндричний КДР |
| 2 | 3.5 | 71 | 7 | асферичний КДР+ + циліндричний КДР |
| 3 | 7 | 64 | 7 | асферичний КДР $r = r_0 + h$ |
| 4 | 39 | 0 | 39 | напівсферичний резонатор |
| 5 | 20 | 38 | 20 | асферичний КДР |
| 6 | 30 | 18 | 30 | асферичний КДР |

Експериментальне дослідження резонаторів проводилося в Ка-діапазоні з використанням векторного аналізатора PNA-L N5230A. В роботі досліджувалися моди з нульовими радіальними складовими електричного поля, тобто моди HE в циліндричному дисковому резонаторі, H (або TE моди) моди в напівсферичному резонаторі і квазі H (або квазі TE моди) моди в асферических резонаторах, які мають одну радіальну варіацію електричного поля. Експериментальні частотні спектри тефлонового напівсферичного (позиція 4 в табл.1) і асферичного (позиція 3 в табл. 2.2) резонаторів представлені на рис. 2.30. Спектри резонаторів, позначені номерами 1-2, 5-6 в табл.1 мають подібний квазіеквідистантний спектр і на рис. 2.30 не представлені. Ідентифікація спектрів проводилася шляхом порівняння експериментальних спектрів із спектрами, отриманими шляхом чисельного моделювання з використанням програмного продукту CST Microwave studio.



а)



б)

Рисунок 2.30 – Експериментальні частотні спектри тефлонового напівсферичного (позиція 4 в табл.2.2) і асферичного (позиція 3 в табл. 2.2) резонаторів

Спираючись на частотні діапазони резонаторів, можна отримати залежність резонансної частоти виділеної моди с азимутальним індексом ($n = 35$) для різних значень радіусів r , тобто для різних резонаторів (рис. 2.31). Видно, що найбільш високе значення резонансної частоти має асферичний резонатор з $r = h$, а найменше значення резонансної частоти має напівсферичний резонатор. Результати вимірювань, показані на рис. 2.31, пов'язані відрізками прямої лінії тільки для полегшення візуального сприйняття отриманих залежностей.

Оцінки одного з важливих параметрів резонатора, а саме, радіаційних втрат, знайдені з використанням експериментальних даних і відомого співвідношення 2.9.

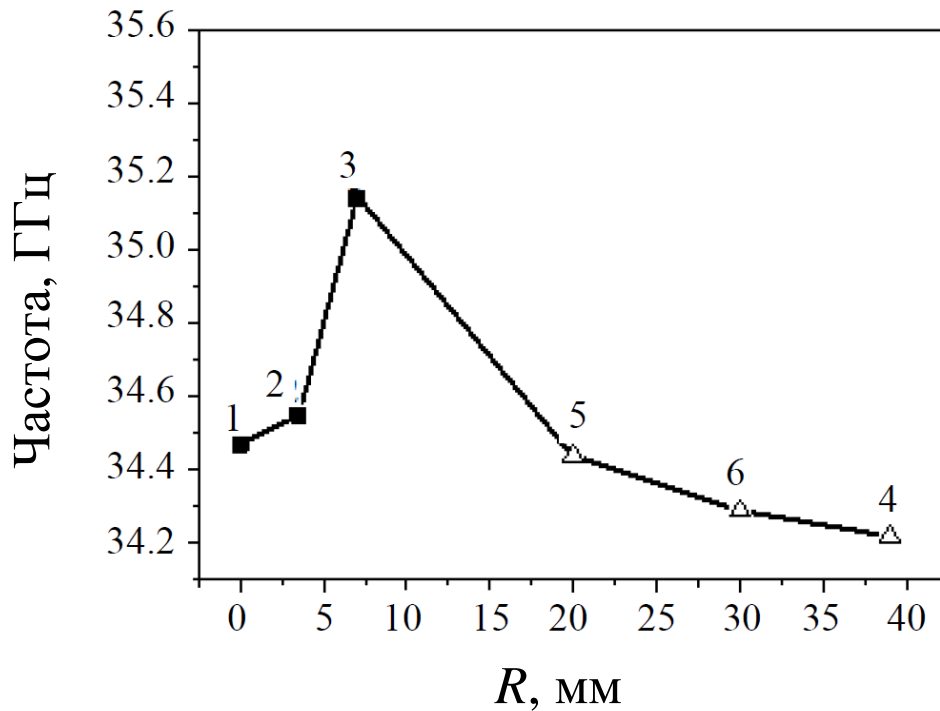


Рисунок 2.31 – Залежність резонансної частоти від радіуса r для моди з $n = 35$. Точки відповідають резонаторам, характеристики яких описано в таблиці 2.2

Коефіцієнт k дуже близький до 1, і тому ми можемо вважати $k = 1$ для всіх резонаторів. Однак A_s невідомий для асферичних резонаторів і циліндричного резонатора з однією ТПС. Ці коефіцієнти можна знайти, використовуючи два рівняння (2.9) і два експериментальних значення Q_0 для двох різних ТПС з відомим поверхневим опором R_s . У даній роботі були використані ТПС, виготовлені з міді з $R_s = 0.05$ Ом і із сталі з $R_s = 0.12$ Ом, які попередньо були виміряні за допомогою циліндричного дискового резонатора з двома ТПС [23]. Такий підхід дозволяє визначити Q_{rad} (рис.2.32) і A_s (рис.2.33) для всіх резонаторів, які представлені в табл. 2.2. Слід зазначити, що коефіцієнт A_s можна розрахувати аналітично для циліндричних дискових резонаторів (ізотропних і анізотропних) з двома ТПС і ізотропних напівсферичних резонаторів з ТПС.

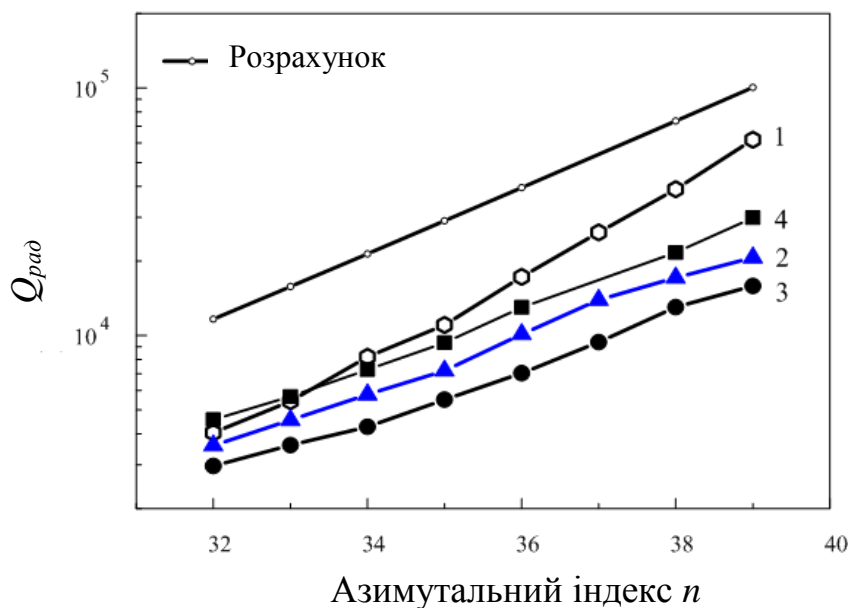


Рисунок 2.32 – Залежність радіаційної добротності Q_{rad} від азимутального індексу n . Лінії відповідають резонаторам, характеристики яких описані в таблиці 2.2

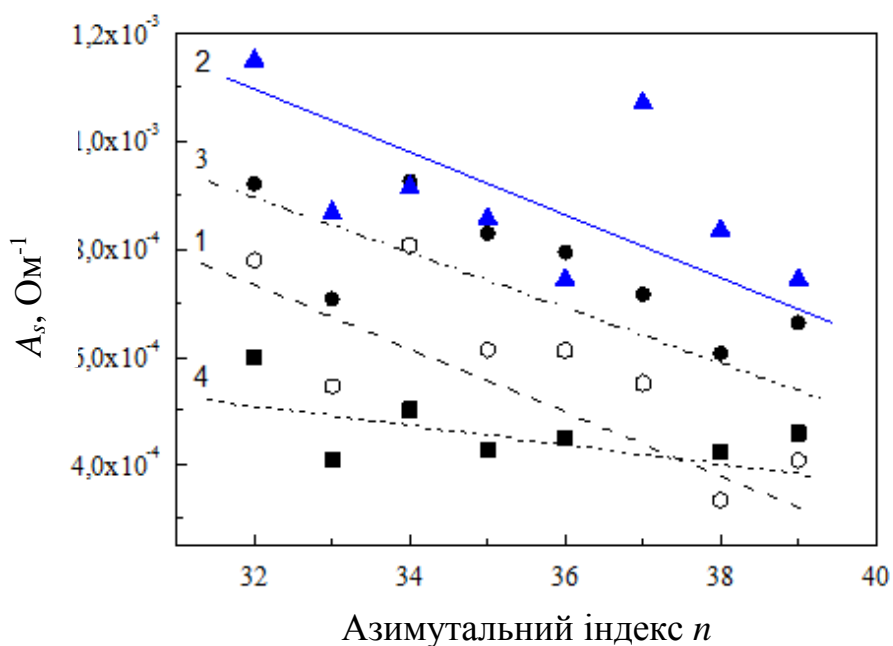


Рисунок 2.33 – Залежність коефіцієнта включення A_s від азимутального індексу n . Лінії відповідають резонаторам, характеристики яких описані в таблиці 2.2

З рис. 2.32 і 2.33 видно, що значення Q_{rad} для тефлонового напівсферичного резонатора, які отримані експериментально, нижче

розрахованих аналітично. Цю обставину можна пояснити як відмінністю форми напівсферичного резонатора від ідеальної, так і систематичною похибкою, пов'язаною з великим розходженням добротності, обумовленої ТПС, і радіаційною добротністю. На рис. 2.32 показані також експериментальні дані Q_{rad} для асферичних, асферичних + циліндричних і циліндричного резонаторів. Видно, що, незважаючи на очікування, найбільші радіаційні втрати у асферичного резонатора.

Радіаційні втрати в тефлоновому циліндричному резонаторі і асферично-циліндричному (гібридному) резонаторі практично однакові в межах похибки вимірювання. Дані показують, що взаємодія ЕМ поля з ТПС є найбільш сильним в асферично + циліндричному диску. Цей результат є досить несподіваним, оскільки передбачалося, що найбільший коефіцієнт A_s буде у асферичного резонатора.

2.3.2 Сапфірові асферичні квазіоптичні діелектричні резонатори

Тефлонові резонатори є технологічними у виготовленні і зручні при експериментальному дослідженні, проте непрактичні в застосуванні через великий розмір у порівнянні з розмірами досліджуваних зразків. Більш практичне значення належить резонаторам, виготовленим з монокристалічного сапфіру. У даній роботі сапфірові резонатори були чисельно змодельовані з використанням пакета Microwave Studio CST, а потім виготовлені (рис. 2.34).



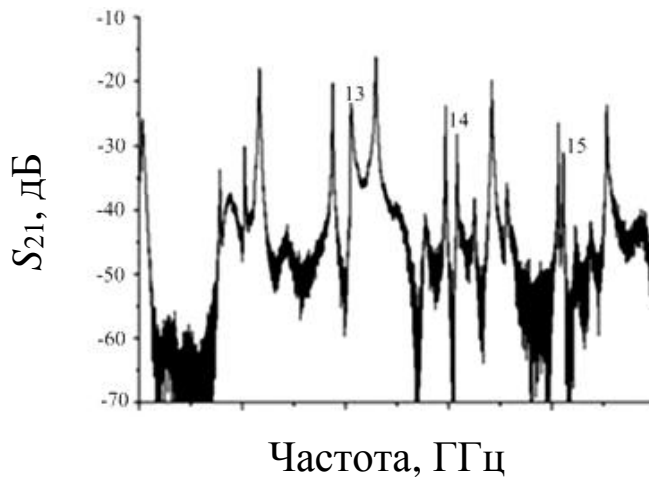
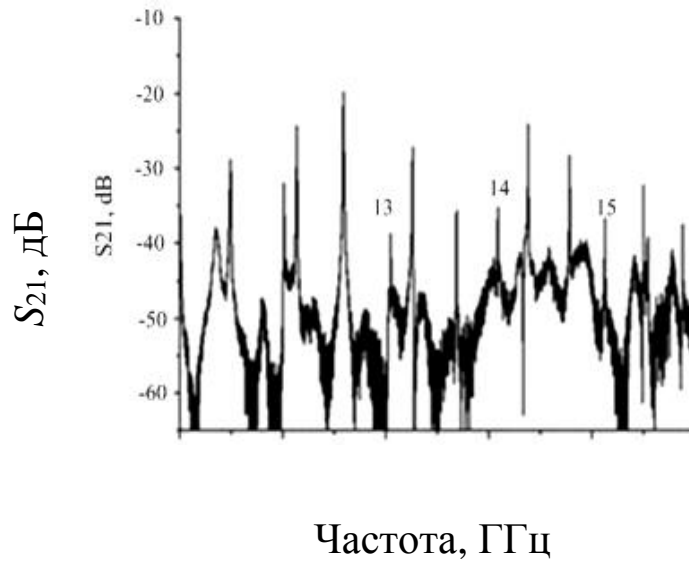
Рисунок 2.34 – Фотографія сапфірових КДР

Оптична s -вісь всіх резонаторів спрямована уздовж геометричної осі обертання. У зв'язку з тим, що виготовлення сапфірових резонаторів є досить складною і трудомісткою процедурою, число розглянутих різновидів сапфірових резонаторів дещо менше в порівнянні з тефлоновим (див. табл. 2.3).

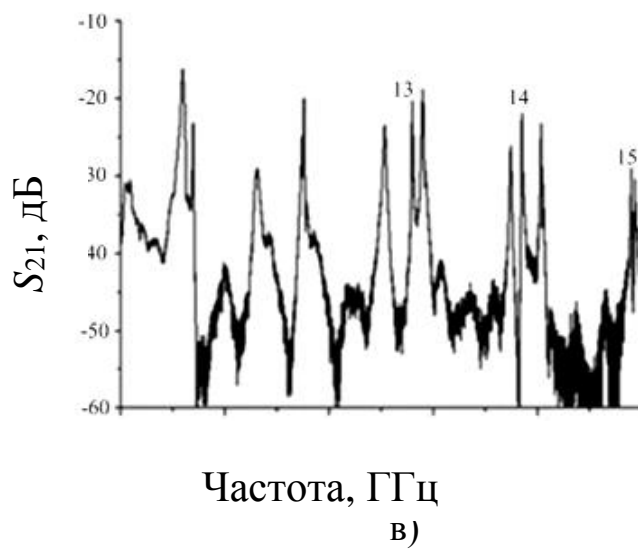
Таблиця 2.3 – Розміри та форми сапфірових резонаторів

| N | r , мм | $2a$, мм | h , мм | Форма КДР |
|---|----------|-----------|----------|---------------------------------------|
| 1 | 0 | 14,5 | 2,5 | циліндричний КДР |
| 2 | 1,25 | 12 | 2,5 | асферичний КДР+ + циліндричний КДР |
| 3 | 2,5 | 9,5 | 2,5 | асферичний КДР $r = r_0 + h$ |
| 4 | 7,25 | 0 | 7,25 | напівсферичний КДР |

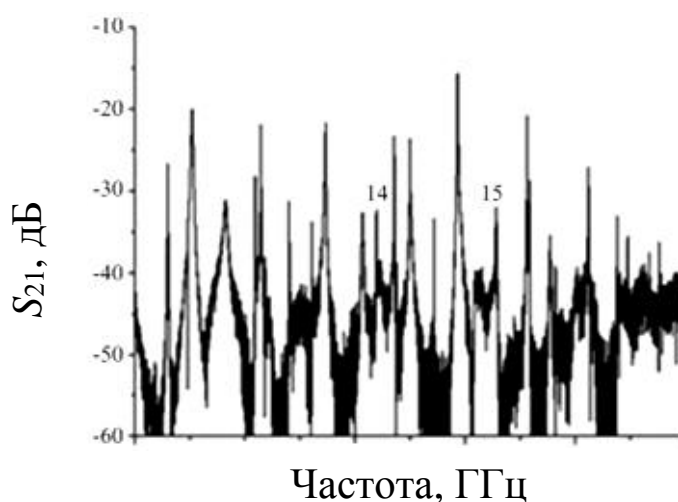
Експериментальні частотні спектри сапфірових резонаторів, що відповідають позиціям в табл. 2.3, представлені на рис. 2.35.



б)



в)



г)

Рисунок 2.35 – Експериментальні спектри сапфірових КДР, які представлені в таблиці 2.3: а) циліндричний; б) циліндричний + асферичний (гібридний); в) асферичний і г) півсферичний. Ідентифіковано тільки HE_{n11} сімейство мод, оскільки воно є найбільш придатним для створення сенсорів

Видно, що спектри всіх резонаторів досить складні, найбільш розрядженим є спектр асферичного КДР, а найбільш густим спектр напівсферичного КДР. Для порівняння резонаторів різної форми обрана мода з однаковими азимутальними, радіальними і аксіальними індексами, а саме HE_{1411} . Залежність резонансної частоти від радіуса кривизни r сапфірових КДР для HE_{1411} моди наведена на рис. 2.36.

Видно, що найбільшу резонансну частоту має асферичний КДР, а найменшу напівсферичний КДР. Це легко пояснити тим, що в асферичному КДР ЕМ поле займає найменший об'єм, а в напівсферичному ЕМ поле займає найбільший об'єм. При виборі форми резонатора, оптимальної для його використання в якості основного елемента в техніці вимірювання мікрохвильових характеристик надпровідників, важливо розуміти, як ЕМ поле сконцентровано в об'ємі, який займає діелектрик.

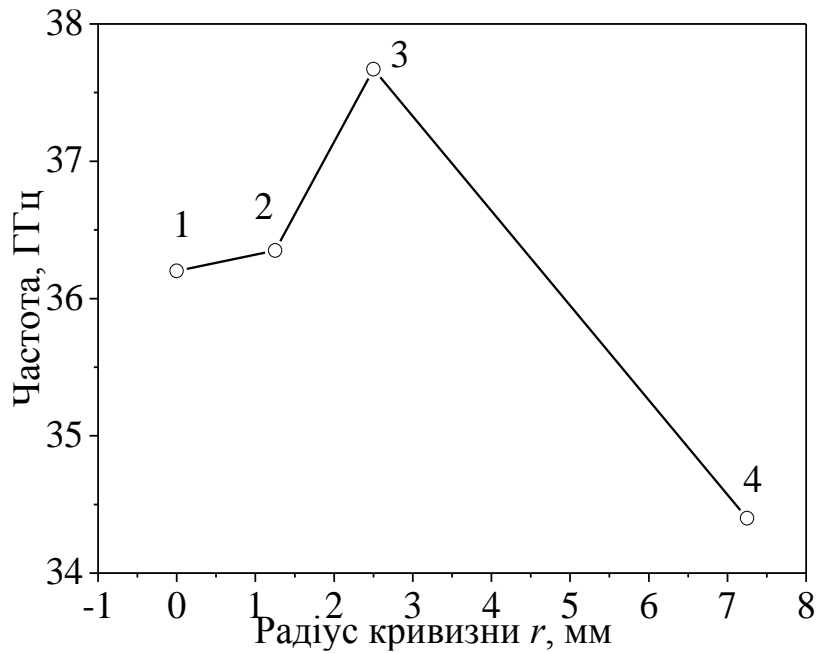


Рисунок 2.36 – Залежність резонансної частоти від радіуса кривизни r сапфірових КДР для HE_{1411} моди

З цією метою спочатку було розраховано шляхом чисельного моделювання розподіл поля E_z -компоненти ЕМ у циліндричному КДР (рис. 2.37).

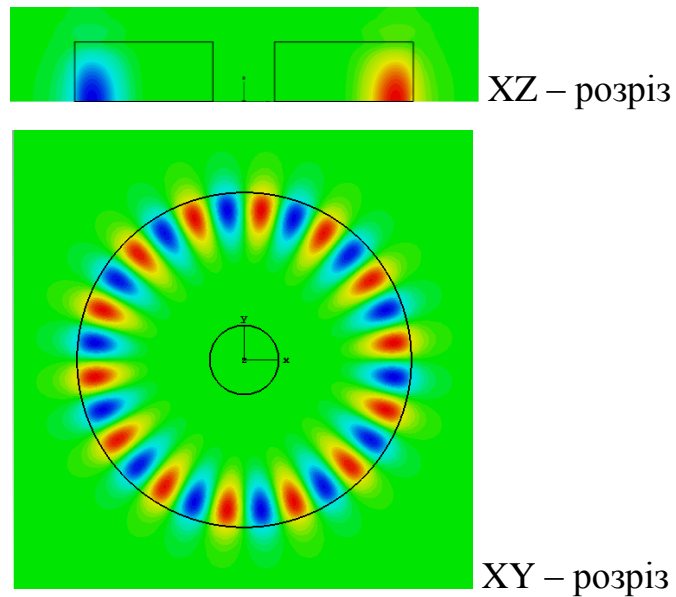


Рисунок 2.37 – Розподіл поля (E_z -компонента) у циліндричному КДР з ТПС для моди HE_{1411}

З рис. 2.37 видно, що ЕМ поле локалізовано біля ТПС, однак біля верхнього краю циліндра достатньо велика потужність ЕМ поля, що може призводити до великих радіаційних втрат. Далі було розраховано розподіл поля E_z -компоненти ЕМ у циліндрико-асферичному, асферичному і напівсферичному КДР (рис. 2.38-2,40).

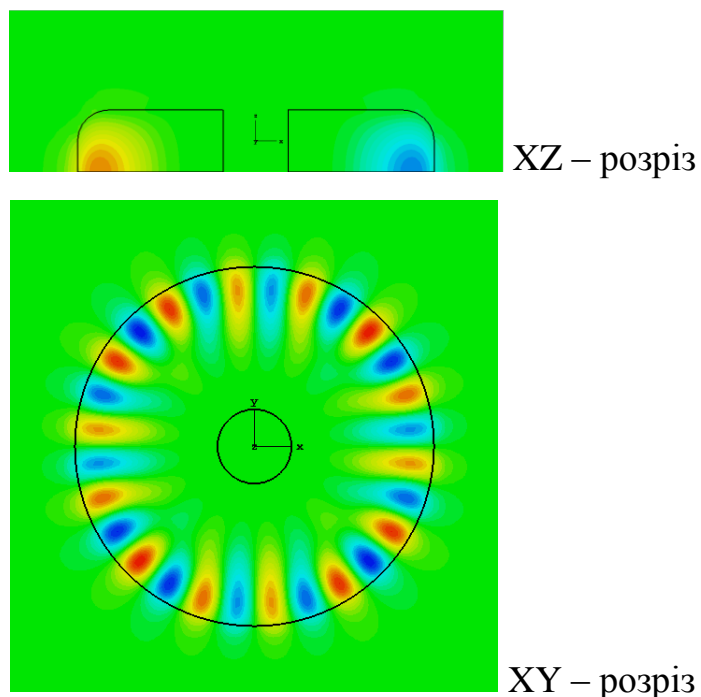


Рисунок 2.38 – Розподіл поля (E_z -компонента) у циліндрико-асферичному КДР з ТПС для моди $HE_{14\ 1\ 1}$

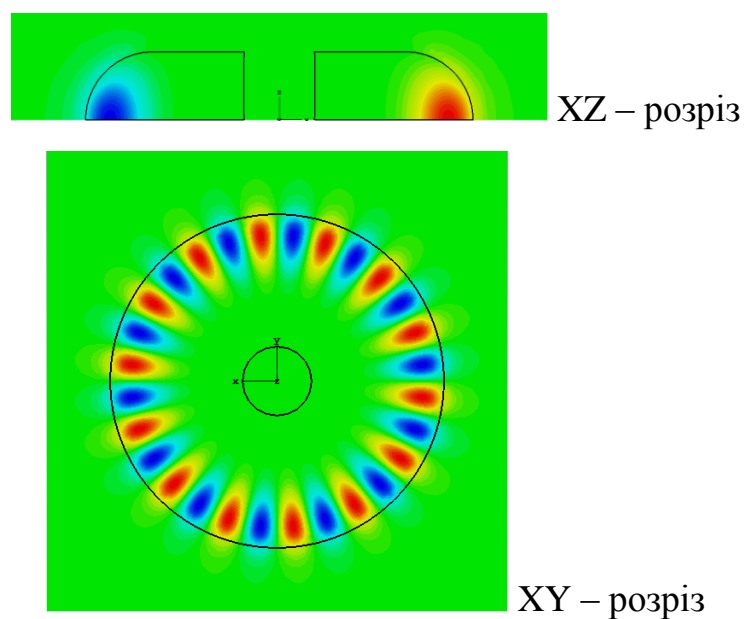


Рисунок 2.39 – Розподіл поля (E_z -компонента) у асферичному КДР з ТПС для моди $HE_{14\ 1\ 1}$

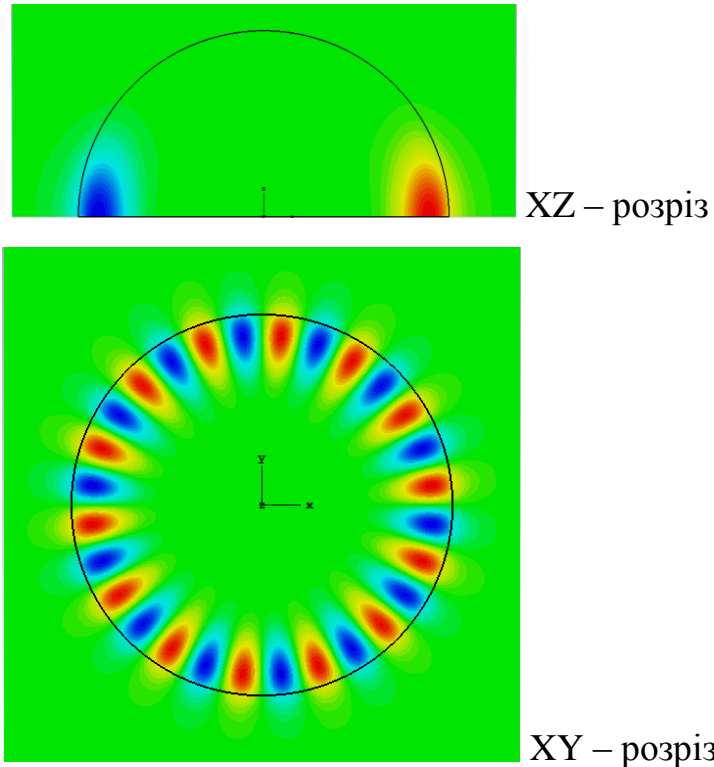


Рисунок 2.40 – Розподіл поля (E_z -компонента) у напівсферичному КДР з ТПС для моди $HE_{14 1 1}$

Як видно з розподілу поля E_z -компоненти ЕМ поля, найменше збурення ЕМ поля спостерігається в напівсферичному КДР, найбільше в циліндричному, а з приводу збурення в асферичному і гібридному КДР зробити якісь висновки складно.

З метою прояснення ситуації були проведені експериментальні дослідження КДР різних форм з ТПС, виготовлених з двох різних металів, а саме, з міді і сталі, що дало можливість за допомогою процедури, описаної в пункті 2.2.1, отримати значення радіаційної добротності Q_{rad} і коефіцієнт включення A_s (рис.2.41).

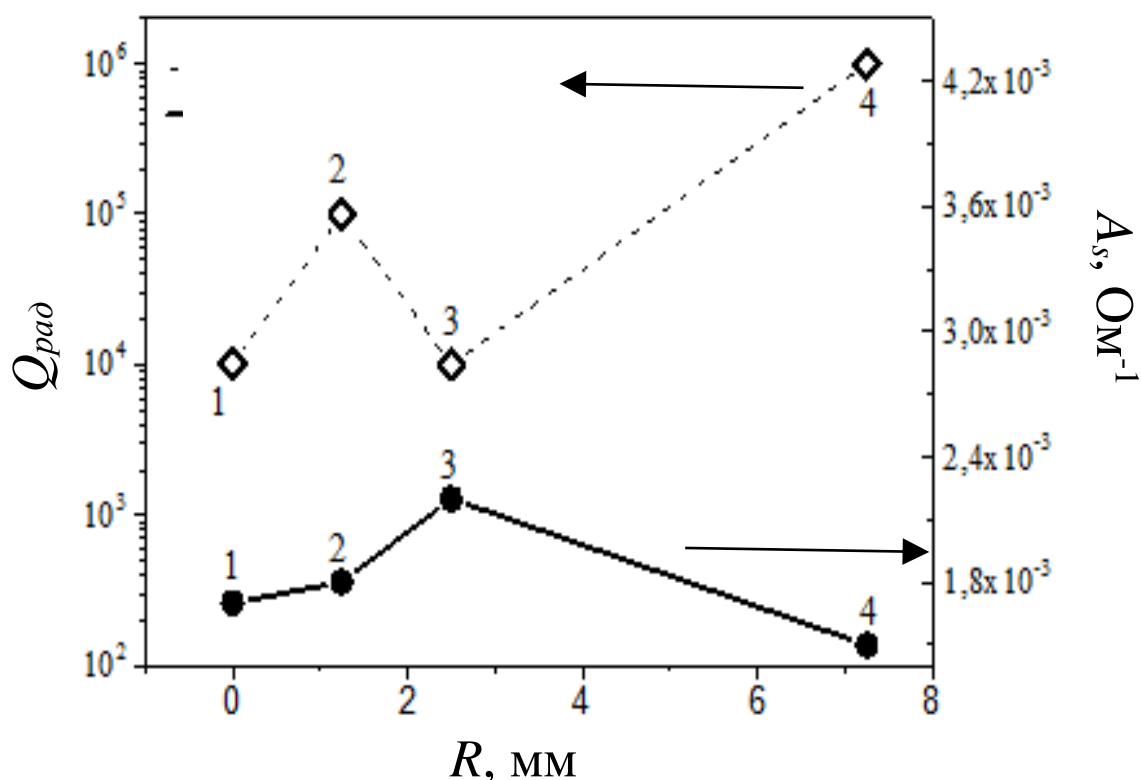


Рисунок 2.41 – Залежність радіаційної добротності і коефіцієнта включення для сапфірових резонаторів (HE_{14 1 1} мода) від радіуса кривизни r

На рис. 2.41 показано, що сапфіровий резонатор з асферичною поверхнею має максимальний коефіцієнт A_s . Однак радіаційна добротність, навпаки, вище в гібридному резонаторі.

Таким чином, гібридний, тобто асферичний + циліндричний дисковий сапфіровий резонатор з A_s на 25% більше, ніж A_s напівсферичного резонатора, і з приблизно такими ж радіаційними втратами, є кращим варіантом для використання його як мікрохвильовий сенсор поверхневого імпедансу. Це корисно враховувати при розробці датчиків поверхневого імпедансу надпровідників або інших типів провідників, таких як графен, де особливо важлива висока чутливість безконтактного вимірювання складної провідності [106].

2.4 Радіаційна добротність квазіоптичних діелектричних резонаторів з торцевою провідною стінкою і вибір оптимальної форми резонатора для дослідження мікрохвильових властивостей незвичайних надпровідників

Радіаційна добротність, тобто добротність, яка обумовлена втратами на випромінювання, є дуже важливою характеристикою КДР. Ці втрати практично неможливо точно виміряти і дуже складно врахувати при використанні КДР для проведення мікрохвильових досліджень надпровідників. Тому, як правило, прагнуть, щоб радіаційні втрати були набагато менше всіх інших втрат, і цими втратами можна було б знехтувати. Деякі структури КДР допускають точне розв'язання електродинамічної задачі і для них можна аналітично отримати значення радіаційної добротності. Однак, таких структур небагато і розрахунок таких структур, як правило, не враховує деякі особливості, які притаманні реальним структурам, наприклад, відхилення форми резонатора від ідеальної, яка закладається в аналітичний розрахунок, шорсткість поверхні діелектрика, з якого виготовлений КДР, відхилення оптичної осі в діелектрику від геометричної осі резонатора і т.д. Оскільки в даній роботі досліджуються КДР, які не допускають можливості точного рішення електродинамічної задачі, то для розрахунку спектрів КДР використовувався програмний продукт CST Microwave studio. Однак, даний програмний продукт не дозволяє враховувати радіаційні втрати, тому для оцінки цих втрат був використаний інший програмний продукт, а саме, Comsol Multiphysics. Спочатку були проведені дослідження структур, які допускають точне аналітичне рішення електродинамічної задачі, а саме, дискового КДР з двома ТПС, а також ізотропний напівсферичний КДР, з метою перевірки можливості використання цієї програми для оцінки радіаційних втрат. Порівняння результатів чисельного і аналітичного розрахунків показало

хорошу відповідність, що відкрило шлях для використання цього програмного продукту для оцінки радіаційних втрат.

У попередніх параграфах проведена оцінка радіаційних втрат конусоподібних і асферичних КДР на підставі експериментальних даних. Однак, ці дані отримані з великою систематичною похибкою, яка пов'язана з великим розходженням добротності, обумовленої втратами в ТПС, і радіаційної добротності. У даній роботі досліджувалися радіаційні втрати тільки для сапфірових КДР, оскільки з одного боку чисельні розрахунки вимагають багато часу, а з іншого боку ці резонатори мають відповідні параметри, щоб використовувати їх для дослідження мікрохвильових властивостей незвичайних надпровідників. Залежність радіаційної добротності сапфірових КДР від радіуса кривизни r представлено на рис. 2.42.

Видно, що напівсферичний КДР має найбільшу радіаційну добротність, в той час як дисковий КДР з одною ТПС має найменшу добротність, але при досить великих n цілком може бути використаний для проведення мікрохвильових досліджень надпровідників. Експериментальні значення радіаційної добротності (зафарбовані символи на рис.2.46) якісно узгоджуються з розрахунковими значеннями, але мають значно менше значення. Це може бути обумовлено як відхиленням форми резонатора від ідеальної форми, яка закладається в розрахунок, шорсткістю поверхні діелектрика з якого виготовлений КДР, відхиленням оптичної осі в діелектрику від геометричної осі резонатора, так і систематичною похибкою, яка пов'язана з тим, що радіаційна добротність набагато перевищує добротності, обумовлені втратами в ТПС і діелектрику.

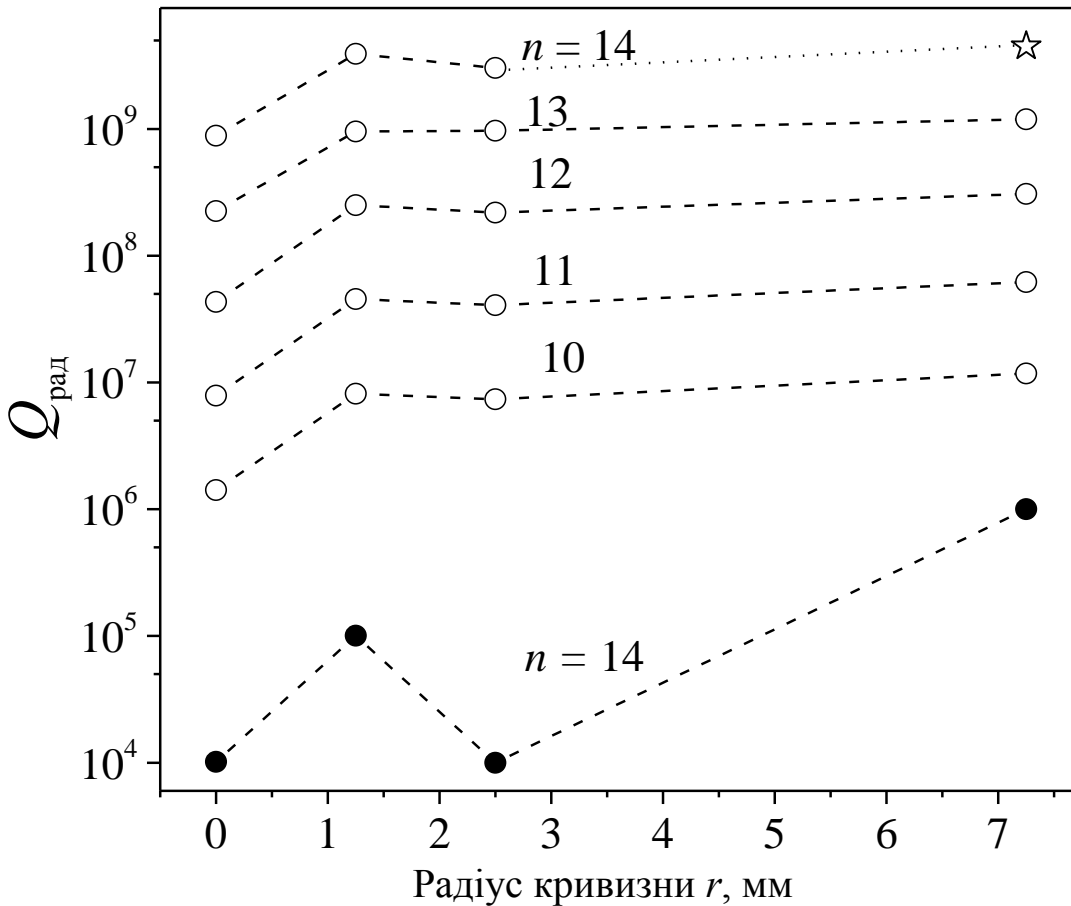


Рисунок 2.42 – Залежність радіаційної добротності для сапфірових КДР від радіуса кривизни r . Експериментальні значення радіаційної добротності представлені зафарбованими символами

Залежність радіаційної добротності конічного резонатора від кута нахилу α твірної конуса представлена на рис. 2.43. Видно, що радіаційна добротність конічного резонатора при збільшенні кута нахилу α твірної конуса зменшується, але це зменшення не є різким (при зміні кута більш ніж на 20 градусів добротність зменшується менше ніж на порядок).

При виборі оптимальної форми резонатора для дослідження мікрохвильових властивостей незвичайних надпровідників значення добротностей резонаторів, виміряні при різних температурах, радіаційної добротності, коефіцієнту включення, оцінки похибки вимірювання поверхневого опору для зручності зведені в таблицю 2.4.

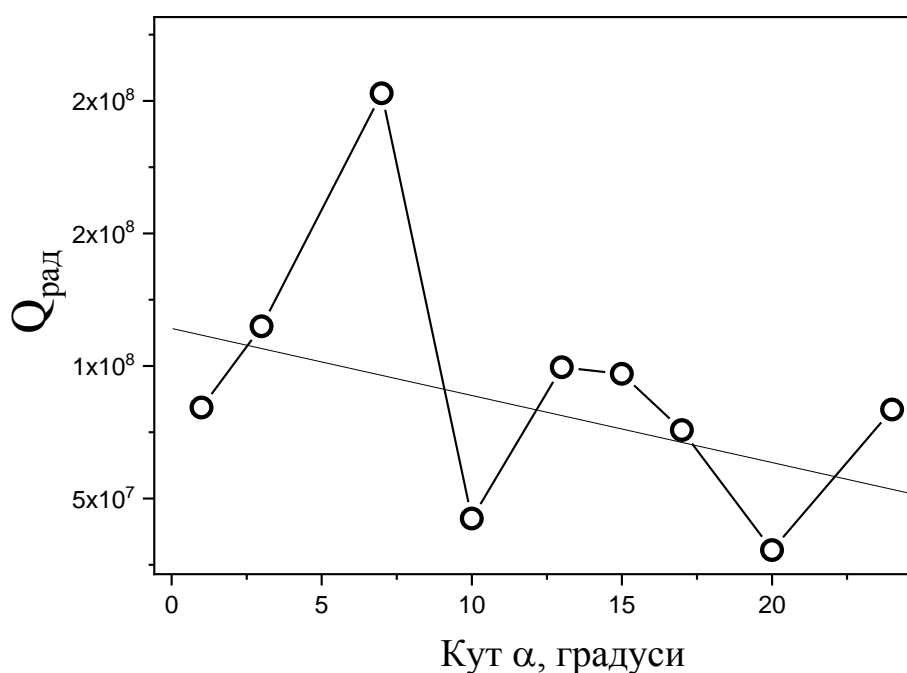


Рисунок 2.43 – Залежність радіаційної добротності кінчного резонатора від кута нахилу α твірної конуса

Таблиця 2.4 – Добротності, у тому числі радіаційна добротність, коефіцієнт включення та оцінка похибки вимірювання поверхневого опору трьох резонаторів

| Резонатор | Q | | | Q_{rad} | R_s^{min} | $\delta R_s/R_s$ | A_s |
|------------|-------------------|-------------------|-------------------|----------------------|----------------------|------------------|-----------------------|
| | $T=300K$ | $T=77K$ | $T=4.2K$ | | Ом | % | Ом ⁻¹ |
| Диск | $4,3 \times 10^4$ | $4,6 \times 10^5$ | $1,1 \times 10^6$ | $5,9 \times 10^9$ | $5,1 \times 10^{-7}$ | 2,0(4,2K) | $2,92 \times 10^{-3}$ |
| Напівсфера | $4,5 \times 10^4$ | $5,6 \times 10^5$ | $4,6 \times 10^6$ | $1,1 \times 10^{10}$ | $1,4 \times 10^{-6}$ | 1,8(4,2K) | $1,08 \times 10^{-3}$ |
| Конус | $4,1 \times 10^4$ | $2,1 \times 10^5$ | $2,4 \times 10^5$ | $5,1 \times 10^7$ | $2,6 \times 10^{-5}$ | 2,5(77K) | $2,08 \times 10^{-3}$ |

Таблиця не містить даних для асферичних КДР, оскільки вони не досліджувалися при низьких температурах. Аналізуючи дані в таблиці 2.4, можна розмежувати сфери застосування КДР різної форми. Для прецизійних вимірювань найбільш придатним є дисковий КДР з двома ТПС, оскільки ця резонаторна структура допускає точний розв'язок електродинамічної задачі, характеризується високими значеннями радіаційної добротності, дозволяє досягати точність вимірювань поверхневого опору, порівняну з отриманою в вимірюваннях на основі напівсферичних КДР, і найбільш високий коефіцієнт включення серед досліджуваних КДР. Однак, наявність двох ТПС дає можливість отримати тільки усереднене значення поверхневого опору. Якщо ж необхідно отримати індивідуальне значення поверхневого опору, то потрібна наявність трьох зразків надпровідника і проведення трьох вимірів, що приводить до різкого збільшення похибки вимірювань, що в свою чергу перекреслює вищевказані переваги цього резонатора в порівнянні з іншими КДР. Тому для прецизійних вимірювань індивідуальних значень поверхневого опору надпровідників оптимальним є напівсферичний КДР, незважаючи на найменше значення коефіцієнта включення. Конічний КДР може бути використаний як для попередніх вимірювань, так і для вимірювань, коли не потрібна висока точність. Асферичні КДР мають радіаційну добротність вище ніж у конічного резонатора, але нижче, ніж у напівсферичного. У той же час коефіцієнт включення для конічного КДР вище, ніж у напівсферичного, і приблизно дорівнює коефіцієнту включення для конічного резонатора. Тобто асферичні КДР займають проміжне положення і можуть в деяких випадках використовуватися як для прецизійних, так і для попередніх вимірювань. Однак, виготовлення асферичних КДР є також складною технологічною задачею, як і виготовлення напівсферичного резонатора. Отже, більш простий у

виготовленні конічний резонатор є більш придатним для попередніх вимірювань.

2.5 Висновки до розділу 2

Проведено дослідження спектральних та енергетичних характеристик ряду ізотропних і деяких анізотропних КДР з ТПС, а саме напівсферичного, конусоподібного і асферичного КДР. Всі досліджувані КДР характеризуються локалізацією ЕМ поля поблизу ТПС. Дослідження КДР проводилися як шляхом чисельного моделювання, так і експериментально. Строгий розв'язок електродинамічної задачі дало можливість провести також і аналітичні дослідження ізотропної напівсфери. Гарна згода спектральних і енергетичних характеристик ізотропної напівсфери, які отримані експериментально, шляхом чисельного моделювання і аналітично, показали правомірність використання чисельного моделювання для дослідження КДР, які не мають строгого розв'язку електродинамічної задачі.

Використовуючи методи чисельного моделювання (Comsol MultiPhysics), розраховано радіаційну добротність та коефіцієнти включення низки квазіоптичних діелектричних резонаторів з торцевою провідною стінкою. На базі цих розрахунків проведено вибір оптимальної форми резонатора для дослідження мікрохвильових властивостей незвичайних надпровідників.

Дослідження спектральних і енергетичних характеристик ізотропних і анізотропних КДР з ТПС показало можливість використання всіх резонаторів різних форм, які досліджувалися в даній роботі, для вивчення мікрохвильових властивостей незвичайних надпровідників.

Проте слід зазначити, що для прецизійних вимірювань індивідуальних значень поверхневого опору надпровідників оптимальним є

напівсферичний КДР, а конічний КДР може бути використаний як для попередніх вимірювань, так і для вимірювань, коли не потрібна висока точність. Асферичні КДР мають радіаційну добротність вище ніж у конічного резонатора, але нижче, ніж у напівсферичного. У той же час коефіцієнт включення для конічного КДР вище, ніж у напівсферичного, і близький до коефіцієнта включення для конічного резонатора. Таким чином, асферичні КДР займають проміжне положення і можуть в деяких випадках використовуватися як для прецизійних, так і для попередніх вимірювань. Однак, незважаючи на більш низький коефіцієнт включення, напівсферичний резонатор є більш пріоритетним для прецизійних вимірювань, що обумовлено меншими радіаційними втратами. Виготовлення асферических КДР є також складною технологічною задачею, як і виготовлення полусферического резонатора, отже, більш простий у виготовленні конічний резонатор є більш відповідним для попередніх вимірювань.

РОЗДІЛ 3

КВАЗІОПТИЧНІ ДІЕЛЕКТРИЧНІ РЕЗОНАТОРИ З ЕЛЕМЕНТОМ НЕЗВИЧАЙНОГО НАДПРОВІДНИКА МАЛИХ РОЗМІРІВ

Незвичайні надпровідники, якими є купратні з'єднання, наприклад, YBaCuO складу, а також Fe-містящі сполуки типу пніктидів і халькогенідів, можуть бути синтезовані як у вигляді плівок, так і у вигляді монокристалів. Плівки можуть мати досить великі розміри в порівнянні з розмірами резонаторів, які використовуються для їх дослідження. Резонатори, які можуть бути використані для дослідження мікрохвильових властивостей плівок, представлені в розділі 2. Монокристали незвичайних надпровідників мають, як правило, малі розміри, що не дозволяє використовувати для їх дослідження напівсферичні, конусоподібні і асферичні КДР з ТПС. Дана обставина вказує на необхідність пошуку нових форм КДР або модифікації раніше розглянутих резонаторів. Дісковий КДР є добре вивченим і досить простим у виготовленні, тому спочатку була розглянута його модифікація, в якій передбачався отвір, куди містився досліджуваний зразок. Техніка з використанням цього резонатора, в свою чергу, була деякою модифікацією техніки з використанням гарячого пальця [107], однак з використанням КДР замість резонатора з нижчими модами. Однак, така резонаторна структура показала, що має великі радіаційні втрати, що відображено в пункті 3.3. Тому в подальшому для дослідження мікрохвильових властивостей надпровідників використовується КДР з ТПС і радіальної щілиною із зразком надпровідника в ній (щілини).

Основні результати, які містяться в розділі 3, відбиті в роботах автора [6, 9, 19, 20, 31, 34] (див. додаток А).

3.1 Квазіоптичні діелектричні резонатори з радіальною щілиною і зразком надпровідника: результати чисельного моделювання та експеримент

Досліджуваний резонатор являє собою диск із радіальною щілиною та з двома ТПС. У радіальній щілині безпосередньо розташовується надпровідний зразок (рис. 3.1).

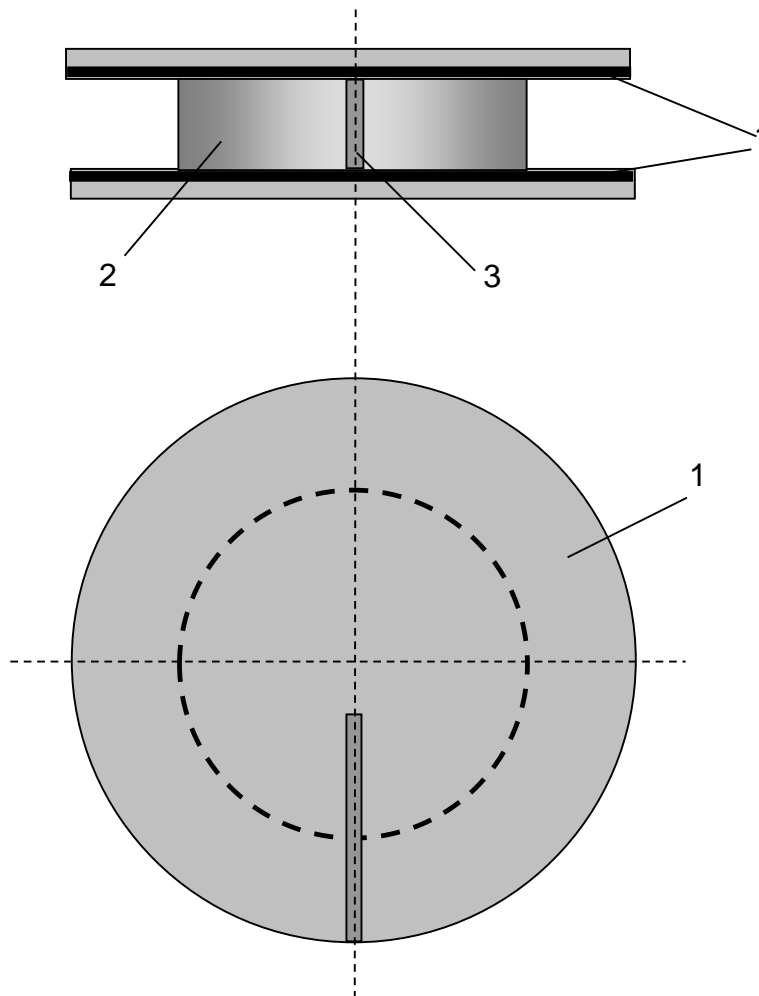


Рисунок 3.1 – КДР з ТПС і радіальною щілиною із надпровідним зразком:

1- ТПС, 2-сапфіровий диск і 3 -досліджуваний зразок

У даній роботі чисельно, а потім і експериментально, був досліджений резонатор, виготовлений з монокристалічного сапфіру. Діаметр і висота диска становлять $D = 14,53\text{мм}$ і $L = 2,55\text{мм}$, відповідно. Дані значення близькі відповідним значенням дискового резонатора, який використовувався раніше для точних вимірювань (без процедури калібрування) мікрохвильових характеристик надпровідних плівок [17]. У диска прорізано радіальну щілину шириною $t = 0,3\text{мм}$, в якій розташовано досліджуваний зразок. Ширина щілини обрана з урахуванням геометричних розмірів досліджуваних зразків (наприклад, монокристалів пніктидів, халькогенідів, YBCuO), а також з точки зору мінімізації радіаційних втрат. При виготовленні сапфірового диска відхилення оптичної осі від геометричної осі диска склало не більше 1 градуса. В роботі досліджувалися моди ТМ поляризації. З метою збудження мод ТМ поляризації застосовувалися квазідзеркальні діелектричні хвилеводи, розташовані між торцевими площинами [23]. Розрахований спектр в діапазоні 30-40 ГГц дискового резонатора з ТПС і зі зразком, розташованим у радіальній щілині, представлено на рис. 3.2.

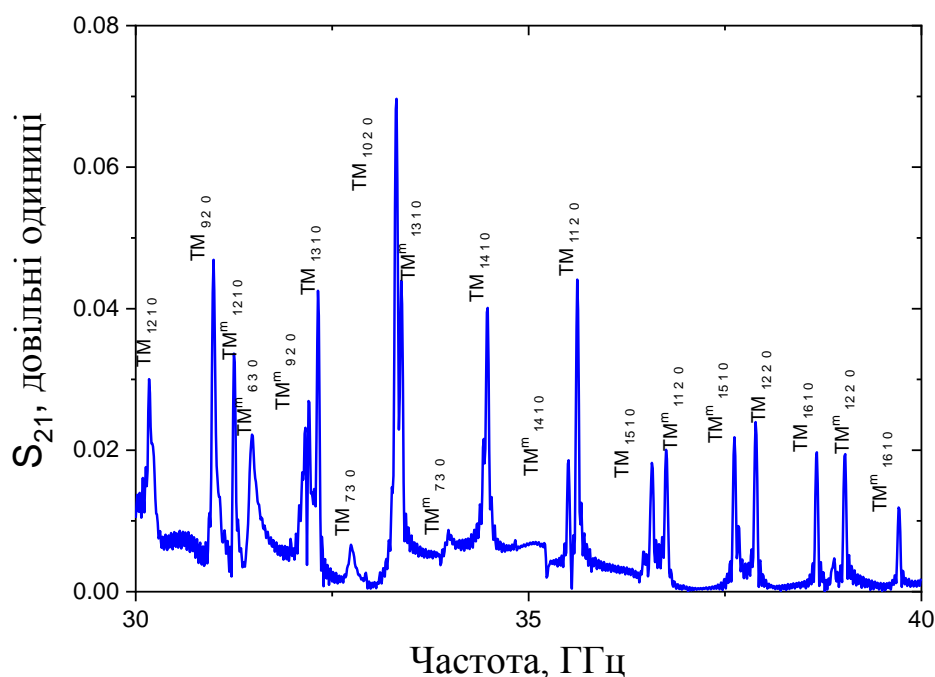


Рисунок 3.2 – Спектр дискового резонатора з торцевими провідними стінками і зразком

Даний розрахунок спектра, як і всі наступні, виконано за допомогою CST Microwave studio.

В спектрі можна виділити 4 основних сімейства мод TM_{nsm} (n - кількість варіацій ЕМ поля в азимутальному напрямку, s - кількість варіацій ЕМ поля в радіальному напрямку, m - кількість варіацій ЕМ поля в аксіальному напрямку): TM_{n10} , TM_{n20} , TM_{n10}^m , TM_{n20}^m . Перші два сімейства (рис 3.3 а, б) мають розподіл ЕМ поля, який є аналогічним розподілу

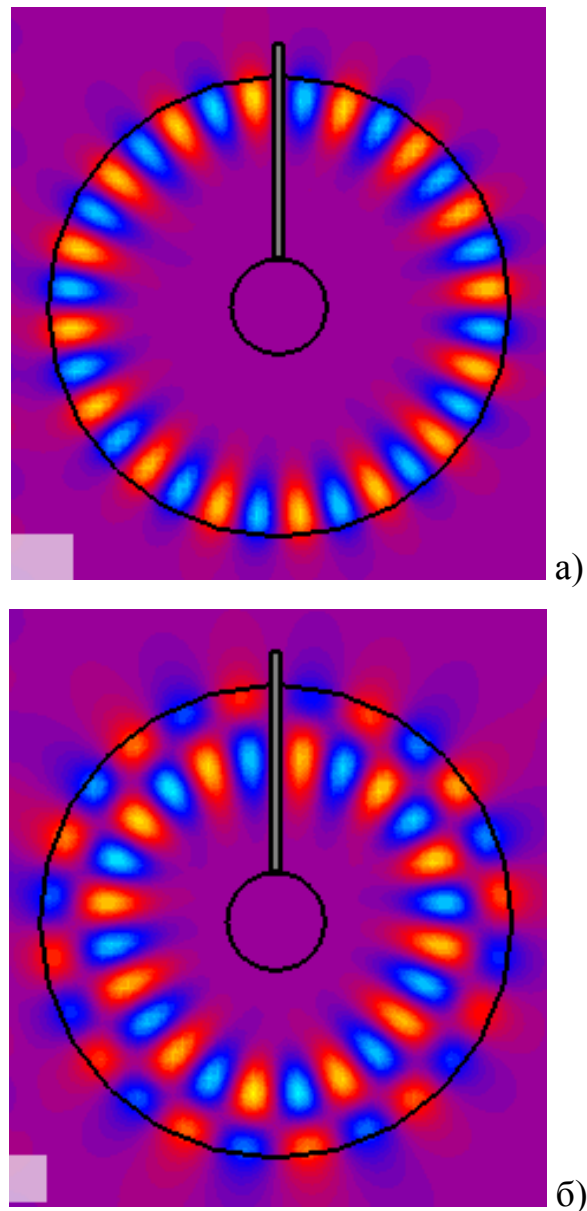
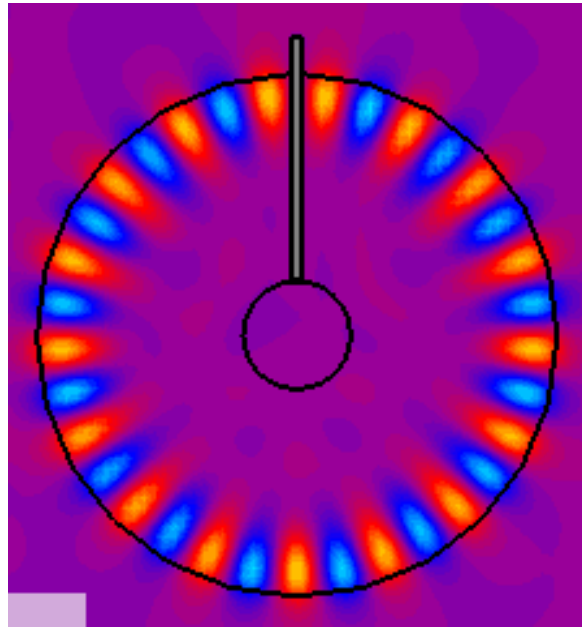
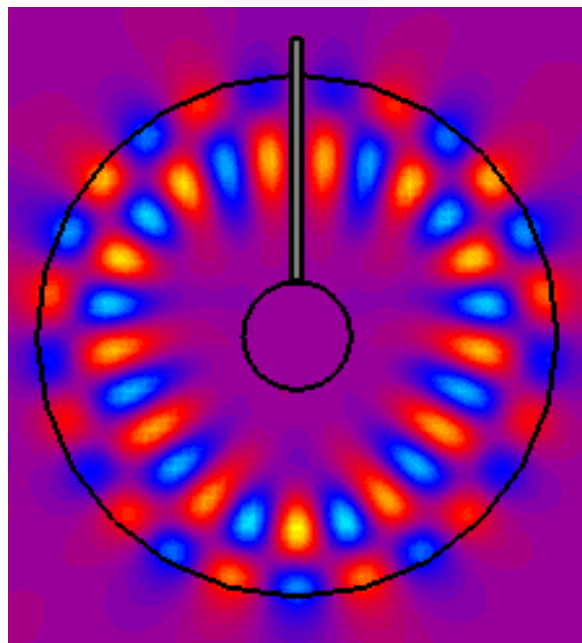


Рисунок 3.3 – Розподіл E_z – компоненти ЕМ поля для TM_{1610} (а), і TM_{1220} (б)

в дисковому резонаторі з ТПС без щілини. Сімейства мод, позначені верхнім індексом (m), характеризуються симетричним (дзеркальним) розподілом поля щодо зразка (рис 3.4 а, б).



а)



б)

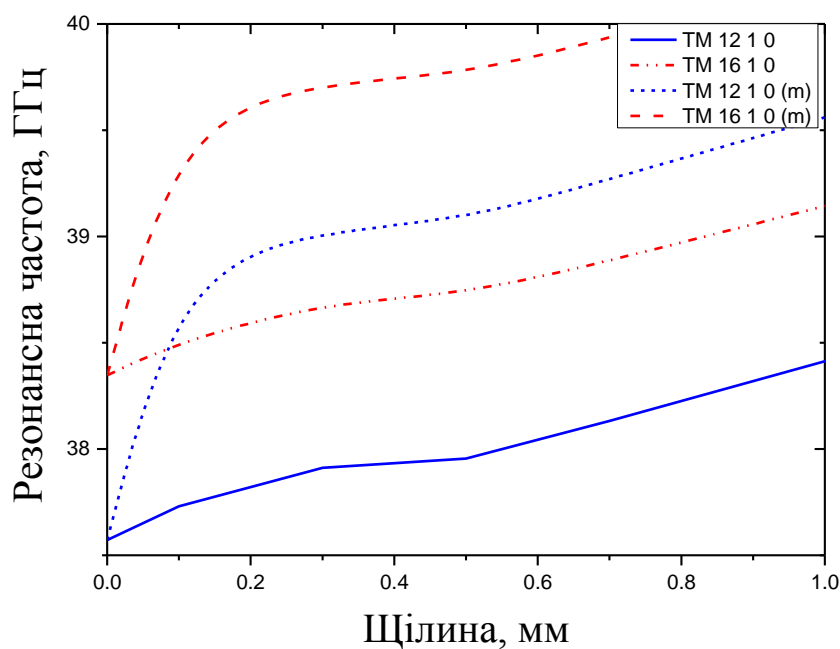
Рисунок 3.4 – Розподіл E_z – компоненти ЕМ поля для TM^m_{1610} (а) і TM^m_{1220} (б)

Слід зазначити відсутність даних сімейств в дисковому резонаторі. Всі сімейства ТМ мод мають квазіеквідістантний спектр. Ефективність збудження мод, мають радіальний індекс $s = 2$, трохи вище, ніж мод, мають радіальний індекс $s = 1$, що обумовлено радіальним розподілом ЕМ поля. Для 4 сімейств мод були отримані залежності резонансної частоти і добротності від товщини щілини (рис 3.5).

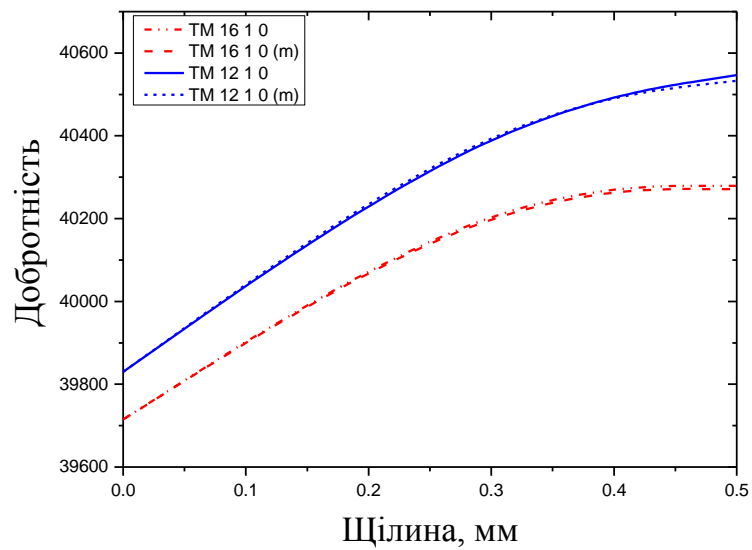
Розрахунки, наведені на рис. 3.5, виконані без урахування втрат в ТПС і досліджуваному зразку. З рис. 3.5 видно, що характер залежностей резонансної частоти для TM_{n10} , TM_{n20} мод плавний, а для TM_{n10}^m , TM_{n20}^m крутіший при значеннях щілини менш 0,2мм.

Характер залежностей добротності від товщини щілини не має суттєвих відмінностей для різних сімейств мод, і залежно виходять на плоский ділянку при значеннях щілини більш 0,3мм.

Експериментально досліджений резонатор з мідними ТПС і мідним зразком. Порівняння розрахованого та експериментального спектрів наведено на рис 3.6.



а)



б)

Рисунок 3.5 – Залежність резонансної частоти (а) і добротності (б) від ширини радіальної щілини (розрахунок)

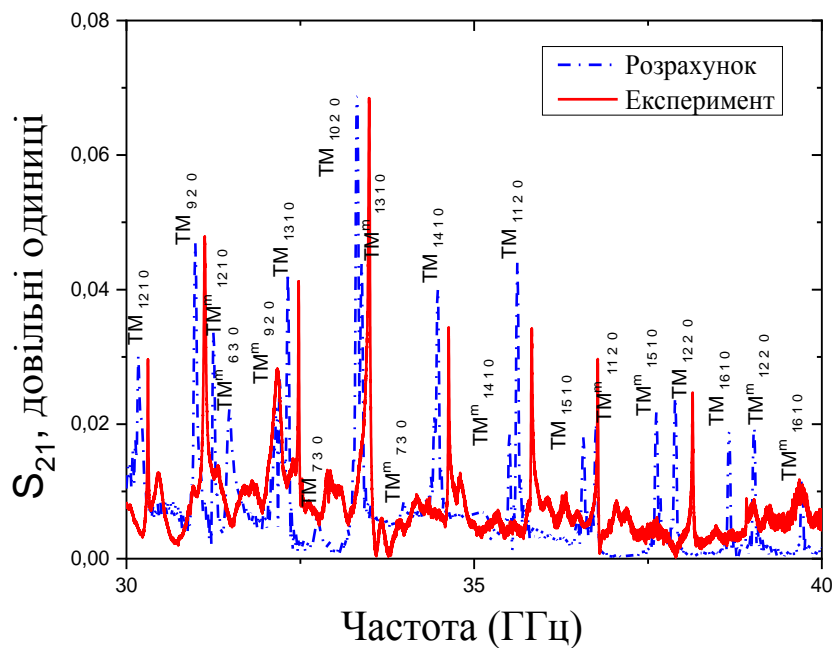
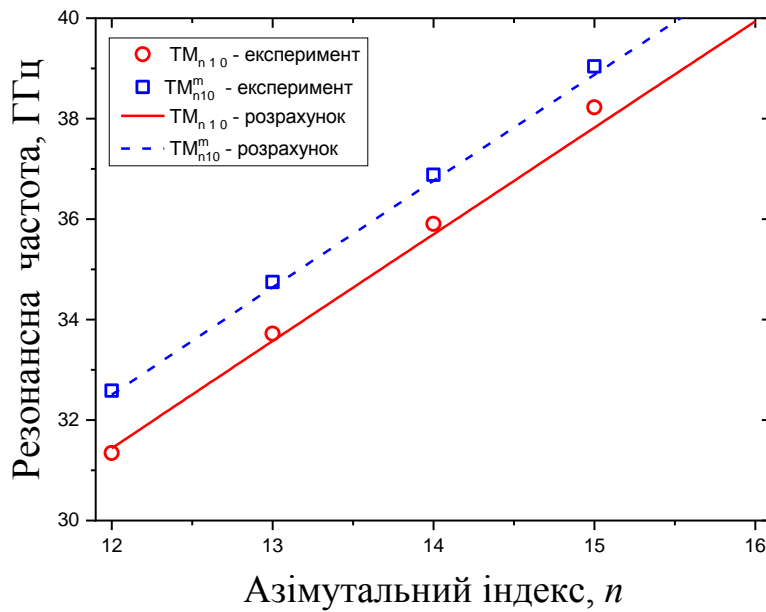


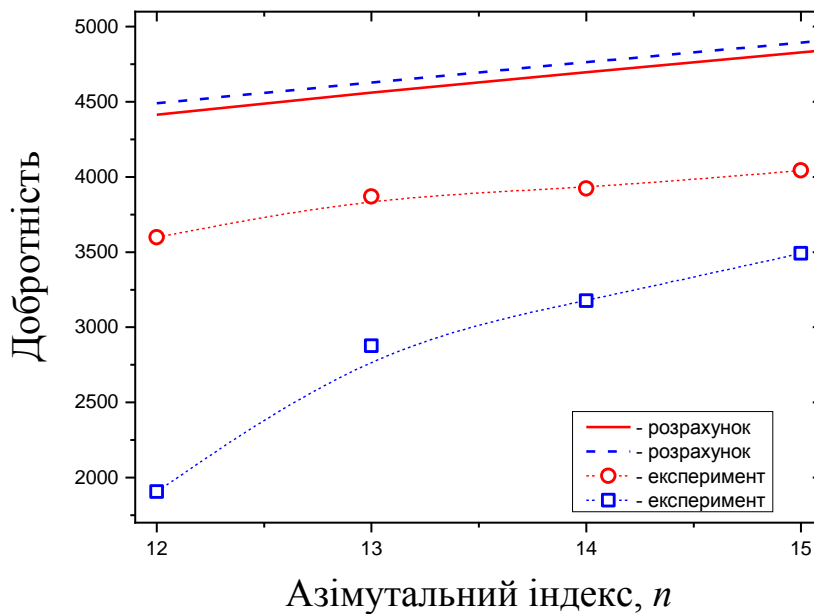
Рисунок 3.6 – Розрахований і експериментальний спектри сапфірового резонатора з мідними ТПС і мідним зразком

Видно, що дані розрахунку і експерименту добре збігаються. Закономірно, що гарну відповідність демонструють також залежності

резонансної частоти від азимутального індексу n , отримані в результаті розрахунку і експерименту (рис.3.7 а).



а)



б)

Рисунок 3.7 – Залежність резонансної частоти (а) і добротності (б)

від азимутального індексу n для TM_{n10} і TM_{n10}^m мод

Однак слід зазначити, що експериментальні залежності добротності від азимутального індексу лежать нижче розрахункових, що обумовлено радіаційними втратами, які не враховуються в розрахунках, а також використанням в розрахунках табличних значень опору міді, які можуть не точно відповідати властивостям використовуваних в експерименті ТПС. Також можна відзначити, що резонатор з TM_{n10}^m має великі радіаційні втрати, особливо при менших n . Це пояснюється тим, що для TM_{n10}^m мод досліджуваній зразок вносить більш сильне збурення в порівнянні з TM_{n10} модами (рис. 3.3 і 3.4).

3.2 Вибір оптимальної моди квазіоптичного діелектричного резонатора з радіальною щілиною і елементом незвичайного надпровідника для дослідження поверхневого імпедансу

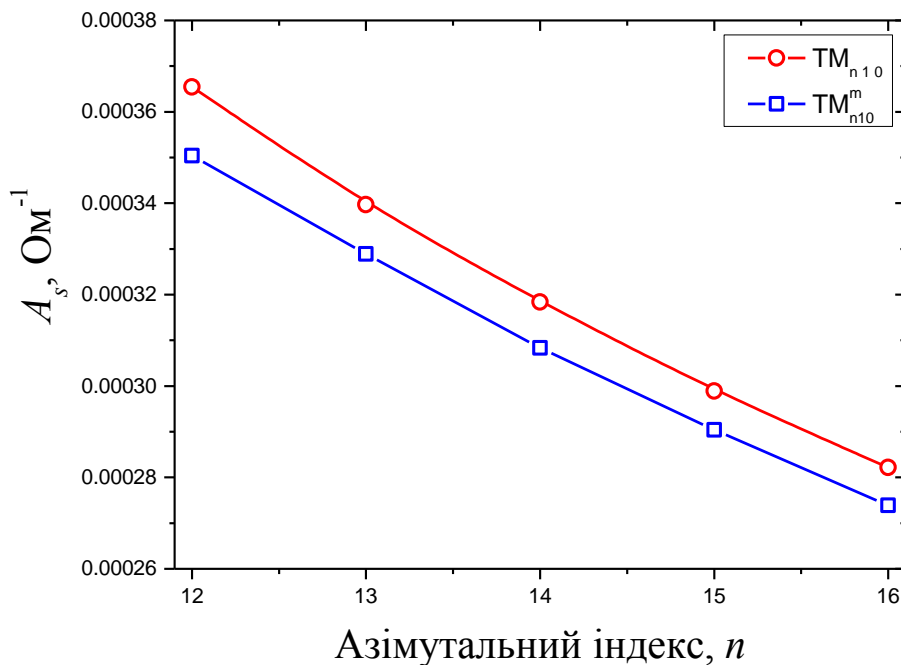
При виборі оптимальної моди для дослідження поверхневого імпедансу надпровідників важливою характеристикою є коефіцієнт включення досліджуваного зразка A_s . Його можна знайти з відомого рівняння, що описує втрати в резонаторі:

$$Q_{0s}^{-1} = \operatorname{tg} \delta + A_s^{CEP} R_s^{CEP} + A_s R_s + Q_{rad}^{-1}, \quad (3.1)$$

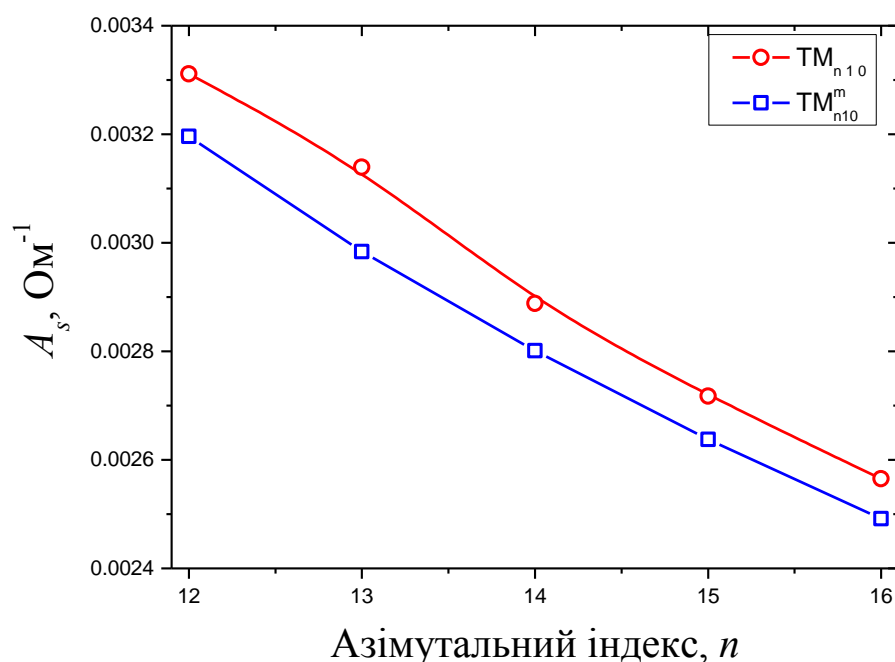
де A_s і A_s^{CEP} – коефіцієнти включення досліджуваного зразка і ТПС відповідно, R_s і R_s^{CEP} – поверхневий опір досліджуваного зразка і ТПС відповідно, k – коефіцієнти включення діелектрика в резонаторі ($k \approx 1$), $\operatorname{tg} \delta$ – тангенс кута втрат в діелектрику, Q_{rad} – добротність, яка обумовлена радіаційними втратами. Коефіцієнти включення як для зразка, так і для ТПС, були розраховані за допомогою CST Microwave studio (див. рис. 3.8). Видно, що коефіцієнти включення як досліджуваного зразка (рис. 3.8а.), так і ТПС (рис. 3.8б.) зменшуються із збільшенням азимутального індекса, що пов'язано із збільшенням частоти, однак, абсолютне значення коефіцієнта

включення зразка менше. Ця обставина вимагає використання як ТПС площин, що мають малі втрати, наприклад, YBCuO -надпровідники. Очевидно, такий підхід доцільний в тому випадку, коли критична температура досліджуваних надпровідників є нижчою в порівнянні з критичною температурою YBCuO -надпровідникових ТПС. Також слід зазначити, що значення відповідних коефіцієнтів включення для TM_{n10} і TM_{n10}^m мод мають близькі значення. Однак, у зв'язку з меншими радіаційними втратами, для використання в вимірювальних цілях більш придатними є TM_{n10} (підрозділ 3.3).

Відгук резонатора на наявність зразка дозволяють продемонструвати амплітудно-частотні характеристики резонатора з зразком (монокристал $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.926}\text{Co}_{0.074})_2\text{As}_2$) і без зразка при $T = 4$ К (рис. 3.9). Як ТПС використовувалися високоякісні YBCuO плівки виробництва фірми THEVA.



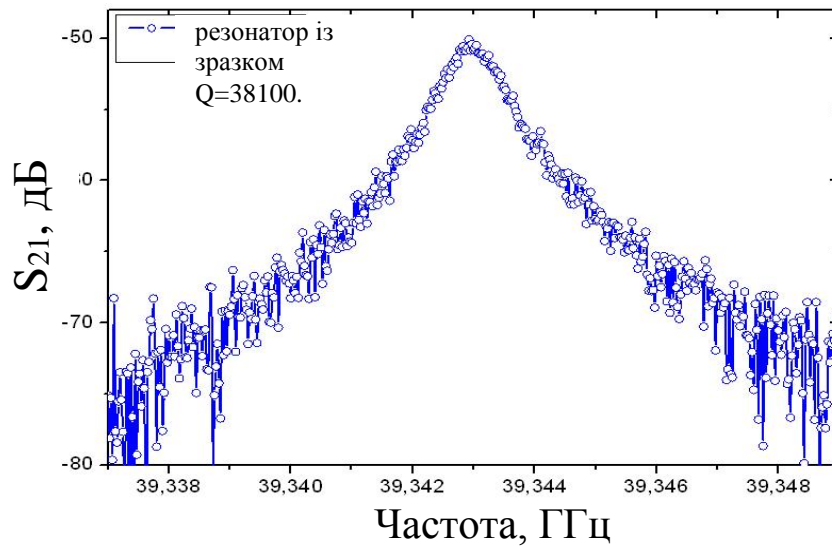
а)



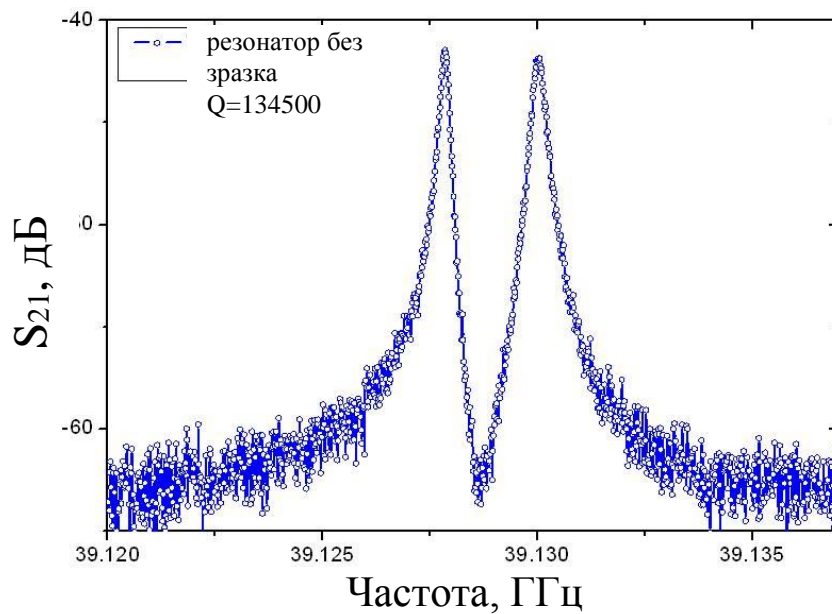
б)

Рисунок 3.8 – Залежність коефіцієнтів включення досліджуваного зразка (а) і ТПС (б) для TM_{n10} і TM_{n10}^m мод

Вираз (3.1), що описує втрати в резонаторі, дозволяє по вимірним значенням добротності резонатора з тестованим зразком і без нього і по розрахованим значенням коефіцієнтів A_s і $A_s^{\text{СЕР}}$ знаходити мікрохвильові характеристики зразка, наприклад, знаходити опір монокристалів $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.926}\text{Co}_{0.074})_2\text{As}_2$, застосовуючи амплітудно-частотні характеристики резонатора з тестованим зразком і без нього, які можна знайти на рис. 3,9. Слід зазначити, що амплітудно-частотна характеристика резонатора без зразка має розщеплення, яке викликане зняттям виродження. Але розщеплення достатньо для щоб вважати лінії одинокими і не вдаватися до спеціальних процедур обробки амплітудно-частотна характеристика резонатора.



а)



б)

Рисунок 3.9 – Амплітудно-частотні характеристики резонатора зі зразком, який являє собою монокристал $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.926}\text{Co}_{0.074})_2\text{As}_2$ (а), і без зразка, при $T = 4 \text{ K}$

3.3 Радіаційні втрати в квазіоптичних діелектричних резонаторах з радіальною щілиною і надпровідним зразком

КДР являє собою відкриту систему, тому дуже важливою характеристикою таких резонаторів є радіаційна добротність, тобто

складова добротності, яка обумовлена втратами на випромінювання. Такі втрати дуже складно врахувати при використанні КДР як сенсора мікрохвильових втрат в надпровідних зразках. Тому, як правило, прагнуть, щоб радіаційні втрати були набагато менше всіх інших втрат, і цими втратами можна було б знехтувати, як уже згадувалося вище. В даній роботі розрахунки спектрів КДР були виконані за допомогою CST Microwave studio. Однак, даний програмний продукт не дозволяє враховувати радіаційні втрати, тому для оцінки цих втрат був використаний інший програмний продукт, а саме Comsol Multiphysics. З метою перевірки можливості використання цієї програми для оцінки радіаційних втрат спочатку були проведені дослідження структур, які допускають суворе аналітичне рішення електродинамічної задачі. Порівняння чисельного та аналітичного розрахунків показали гарну відповідність, що відкрило шлях для використання цього програмного продукту для розрахунку радіаційних втрат в резонаторах, описаних в даному розділі.

З метою з'ясування інших можливостей використання КДР для дослідження мікрохвильових властивостей незвичайних надпровідників малих розмірів спочатку було розглянуто дисковий КДР без ТПС з отвором, безпосередньо в який містився досліджуваний зразок (рис. 3.10). У таблиці 3.1 модою 1 позначена мода, яка має розподіл ЕМ поля аналогічне розподілу в дисковому резонаторі з ТПС без щілини (рис 3.3 а), а модою 2 позначена мода, яка характеризується симетричним (дзеркальним) розподілом поля щодо зразка (рис 3.4 б).

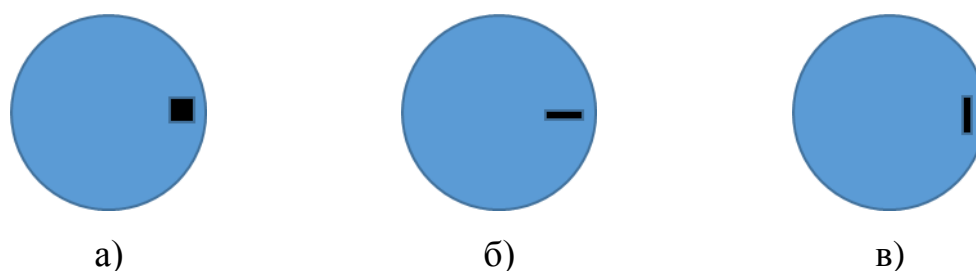


Рисунок 3.10 – Дисковий КДР з отвором, в якому розташовано досліджуваний зразок

Дані добротності і резонансної частоти і коефіцієнта включення для різних розташувань зразка представлені в таблиці 3.1.

Таблиця 3.1 – Добротності, резонансні частоти і коефіцієнти включення для дискового КДР із зразком в отворі

| | Ідеальний провідник | | $\sigma=6 \cdot 10^7$, См | | A_s , Ом ⁻¹ | A_s , Ом ⁻¹ |
|---|-------------------------|-------------------------|----------------------------|----------------------|--------------------------|--------------------------|
| | Мода 1 (F/Q) | Мода 2 (F/Q) | Мода 1 (F/Q) | Мода 2 (F/Q) | Мода 1 | Мода 2 |
| HE_{15 11} (рис. 3.10а) | 26896838776,5 | 27042385923,5 | 26896823683,4 | 27042385568,1 | | |
| | 228705,23695 | 1288,25508 | 182313,40802 | 1288,23098 | $2,6 \cdot 10^{-5}$ | $3,382 \cdot 10^{-7}$ |
| EH_{10 11} (рис. 3.10а) | 27069736114 | 27130137312.6 | 27069724106.8 | 27130136927.4 | | |
| | $8,36528 \cdot 10^{10}$ | $2,79918 \cdot 10^{10}$ | $1,14132 \cdot 10^7$ | $3,56443 \cdot 10^6$ | $2,04 \cdot 10^{-5}$ | $6,525 \cdot 10^{-7}$ |
| EH_{12 11} (рис. 3.10а) | 26556610497.8 | 26593164859.6 | 26556610138.5 | 26593159000.2 | | |
| | $1,42981 \cdot 10^{11}$ | $6,79783 \cdot 10^{10}$ | $3,74382 \cdot 10^7$ | $2,29576 \cdot 10^6$ | $6,29 \cdot 10^{-7}$ | $1,023 \cdot 10^{-5}$ |
| HE_{15 11} (рис. 3.10б) | 26897010285.8 | 27022186589.9 | 26896995334.5 | 27022183398.3 | | |
| | 230693,9546 | 1505,07059 | 183907,57391 | 1504,75684 | $2,57 \cdot 10^{-5}$ | $3,23 \cdot 10^{-6}$ |
| EH_{10 11} (рис. 3.10б) | 27065561871.9 | 27130064167.2 | 27065556597.9 | 27130064093.3 | | |
| | $7,42416 \cdot 10^{10}$ | $1,00504 \cdot 10^{10}$ | $2,58036 \cdot 10^6$ | $1,80982 \cdot 10^8$ | $9,03 \cdot 10^{-6}$ | $1,263 \cdot 10^{-7}$ |
| EH_{12 11} (рис. 3.10б) | 26556416689.4 | 26598940871.1 | 26556416552.2 | 26598937541.1 | | |
| | $1,17001 \cdot 10^{11}$ | $2,64606 \cdot 10^{10}$ | $9,76912 \cdot 10^7$ | $4,0176 \cdot 10^6$ | $2,41 \cdot 10^{-6}$ | $5,85 \cdot 10^{-6}$ |
| HE_{15 11} (рис. 3.10в) | 26907895371.3 | 27018573646.9 | 26907861691.9 | 27018570213.3 | | |
| | 151342,00298 | 1689,36042 | 110330,62586 | 1688,6675 | $5,74 \cdot 10^{-5}$ | $5,67 \cdot 10^{-6}$ |
| EH_{10 11} (рис. 3.10в) | 27065361010.9 | 27130775478.4 | 27065355101.8 | 27130775285 | | |
| | $6,17332 \cdot 10^{10}$ | $3,18069 \cdot 10^{10}$ | $2,30379 \cdot 10^6$ | $7,03791 \cdot 10^7$ | $1,01 \cdot 10^{-5}$ | $3,30 \cdot 10^{-7}$ |
| EH_{12 11} (рис. 3.10в) | 26556401917.9 | 26588211016.7 | 26556401718.8 | 26588205940.3 | | |
| | $1,17405 \cdot 10^{11}$ | $3,27556 \cdot 10^{10}$ | $6,70368 \cdot 10^7$ | $2,64088 \cdot 10^6$ | $3,51 \cdot 10^{-7}$ | $8,905 \cdot 10^{-6}$ |

Аналізуючи дані, наведені в таблиці 3.1, можна зробити висновок, що радіаційна добротність для мод різної поляризації і при різних положеннях зразка низька. Також слід зазначити малі значення коефіцієнта включення. Ці два фактори вказують на неможливість використання даної модифікації дискового КДР для дослідження незвичайних надпровідників.

Далі аналізувалася структура, в якій не було отворів, а зразок підносився до поверхні диска (рис. 3.11), аналогічно тому, як було запропановано у роботі [108].

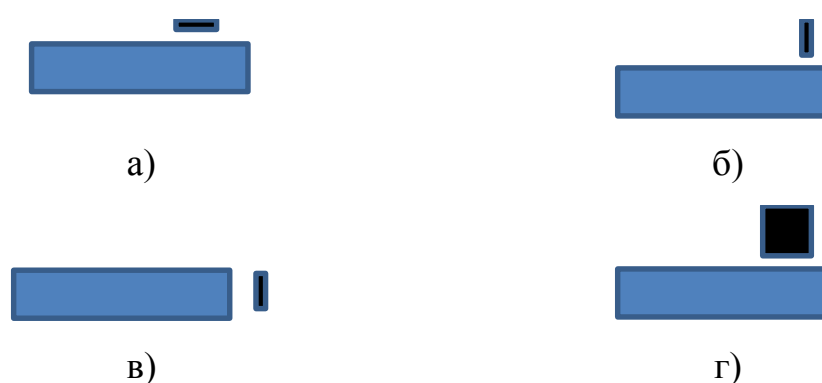


Рисунок 3.11 – Дисковий КДР, в якому досліджуваний зразок розташовано на деякій відстані від поверхні резонатора

Добротності, резонансні частоти і коефіцієнти включення для дискового КДР, в якому досліджуваний зразок розташовано на деякій відстані від поверхні резонатора, для різних розташувань зразка представлені в таблиці 3.2. У таблиці 3.2 аналогічно таблиці 3.1 модою 1 позначена мода, яка має розподіл ЕМ поля, аналогічне розподілу в дисковому резонаторі з ТПС без щілини (рис 3.3 а), а модою 2 позначена мода, яка характеризується симетричним (дзеркальним) розподілом поля щодо зразка (рис 3.4 б).

Таблиця 3.2 – Добротності, резонансні частоти і коефіцієнти включення для дискового КДР, в якому досліджуваний зразок розташовано на деякій відстані від поверхні резонатора

| | Ідеальний провідник | | $\sigma=6 \cdot 10^7$, См | | A_s, Om^{-1} | |
|--------------------------|-------------------------|-------------------------|----------------------------|-------------------------|------------------------|-----------------------|
| | Мода 1 (F/Q) | Мода 2 (F/Q) | Мода 1 (F/Q) | Мода 2 (F/Q) | Мода 1 | Мода 2 |
| HE₁₃₁₁ | $3,04386 \cdot 10^{10}$ | $3,04399 \cdot 10^{10}$ | $3,04386 \cdot 10^{10}$ | $3,04399 \cdot 10^{10}$ | | |
| | 594059,354 | $6,15343 \cdot 10^6$ | 588088,47342 | $6,02199 \cdot 10^6$ | $3,756 \cdot 10^{-7}$ | $7,796 \cdot 10^{-7}$ |
| HE₁₃₁₁ | $3,04378 \cdot 10^{10}$ | $3,0438 \cdot 10^{10}$ | $3,04378 \cdot 10^{10}$ | $3,0438 \cdot 10^{10}$ | | |
| | 452337,86123 | 154538,69156 | 445642,99679 | 154013,86052 | $7,3002 \cdot 10^{-7}$ | $4,846 \cdot 10^{-7}$ |
| HE₁₃₁₁ | 30440182807,4 | 30450114443,6 | 30440174396,8 | 30450094546,8 | | |
| | 642705 | 83297,62595 | 476382 | 75709 | $1,194 \cdot 10^{-5}$ | $2,64 \cdot 10^{-5}$ |
| HE₁₃₁₁ | 30437621099,2 | 30440173293,6 | 30437620789,9 | 30440173173,1 | | |
| | 122306,78278 | $7,06304 \cdot 10^6$ | 121940,67647 | $6,7113 \cdot 10^6$ | $5,395 \cdot 10^{-7}$ | $1,631 \cdot 10^{-7}$ |

Розрахунок проводився для HE поляризації, оскільки вона має більший коефіцієнт включення в порівнянні з іншою поляризацією, що видно з таблиці 3.1. З даних, наведених у таблиці 3.2, також можна зробити висновок про неможливість використання даної модифікації дискового КДР для дослідження незвичайних надпровідників, оскільки всі модифікації КДР мають дуже малий коефіцієнт включення при достатньо великих рдіаційних втратах. Чисельне моделювання проводилося і для модифікації дискового КДР без ТПС з радіальної щілиною (рис. 3.12).

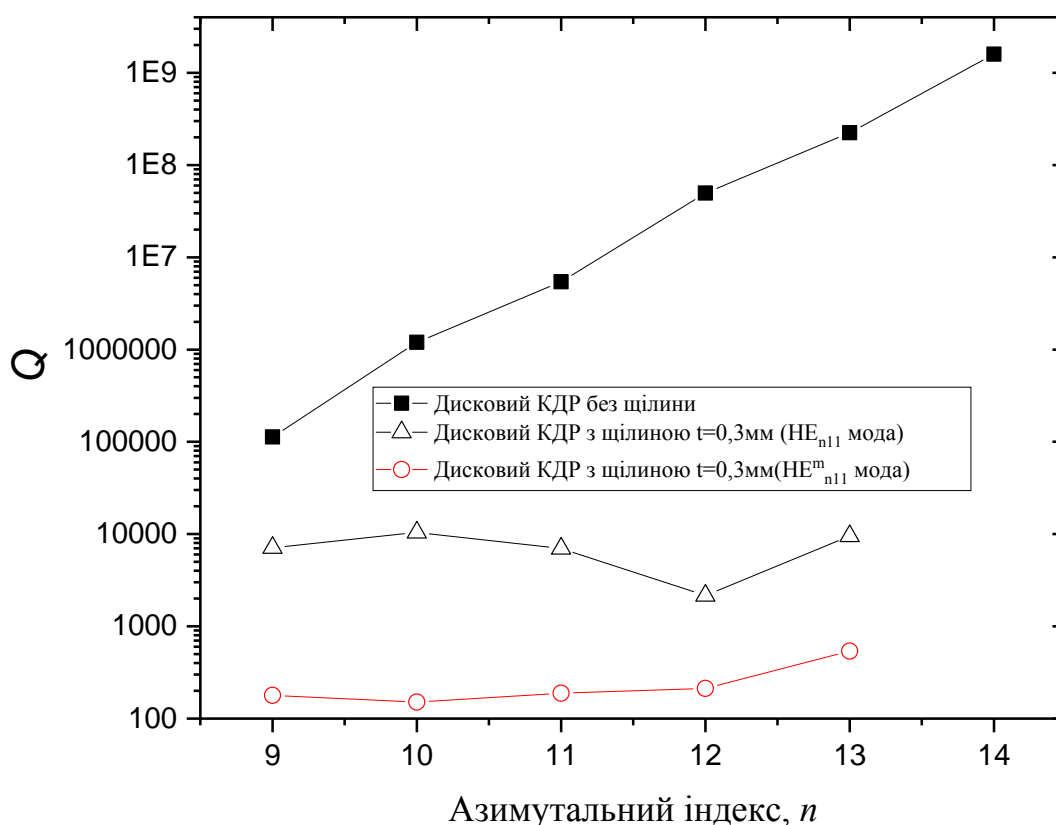


Рисунок 3.12 – Залежність радіаційної добротності від азимутального індексу n для дискового КДР з радіальною щілиною і без неї

Видно, що навіть для резонатора без зразка із щілиною радіаційна добротність дуже низька. Наявність зразка в щілині призводить тільки до зменшення радіаційної добротності, тому ця модифікація, також не може бути використана для дослідження мікрохвильових характеристик незвичайних надпровідників.

Надалі з метою зменшення радіаційних втрат для дискового КДР із щілиною було запропоновано використовувати ТПС. На рис. 3.13 наведено залежності радіаційної добротності від азимутального індексу n для дискового КДР з ТПС і радіальною щілиною. З рис. 3.13 видно, що радіаційна добротність стає низькою для мод, які характеризуються симетричним

розподілом поля щодо зразка при різних розмірах зразка і ширини щілини. Для мод, які характеризуються несиметричним розподілом поля щодо зразка, радіаційна добротність при різних розмірах зразка і ширини щілини досягає величини приблизно 10^6 при n більше ніж 10.

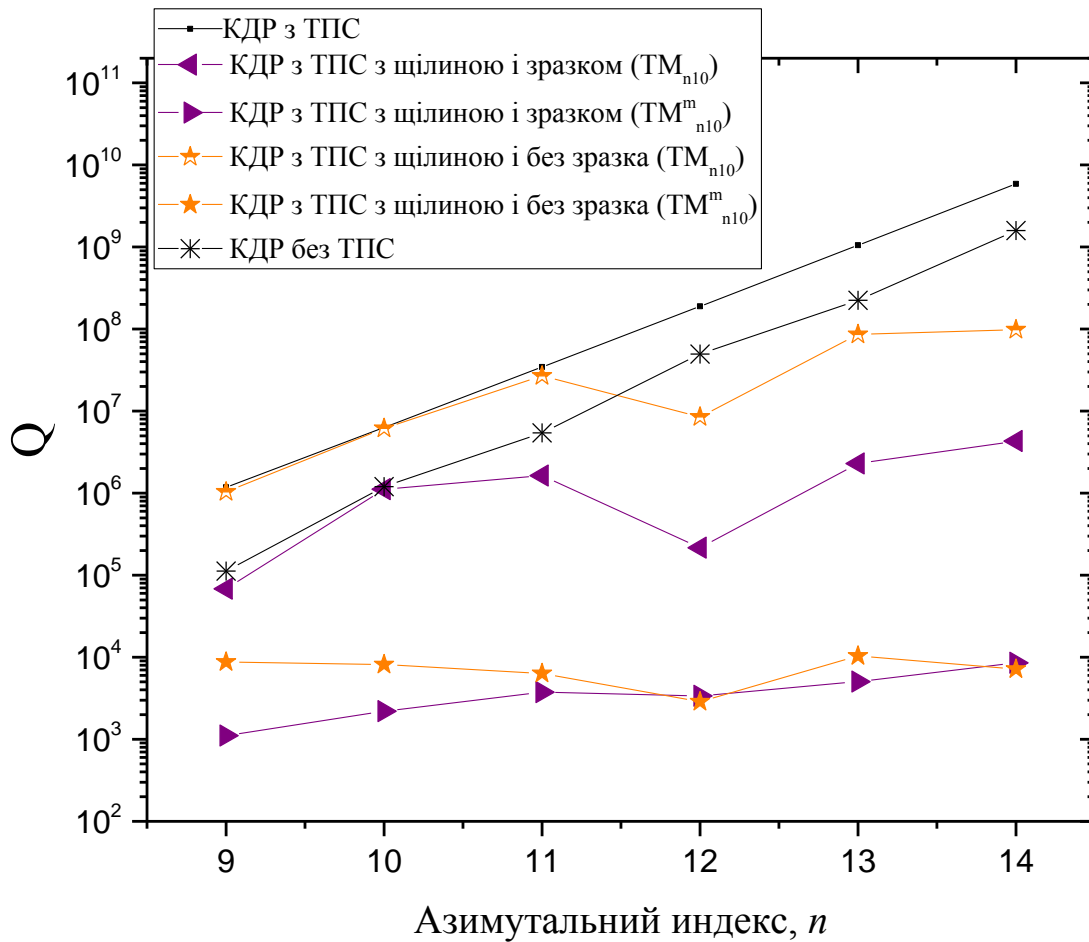


Рисунок 3.13 – Залежність радіаційної добротності від азимутального індексу n для дискового КДР з ТПС і з радіальною щілиною (ширина $t=0,3\text{мм}$)

Розрахунок показує, що коефіцієнти включення для мод, які характеризуються як симетричним, так і несиметричним розподілом поля щодо зразка, мають близькі значення (рис 3.8). Цей фактор і достатньо високі значення радіаційної добротності відкривають можливість для використання несиметричних мод КДР з ТПС і надпровідним зразком в

щільності при дослідженні мікрохвильових характеристик незвичайних надпровідників.

3.4 Квазіоптичний кільцевий сапфіровий резонатор з внутрішнім циліндричним елементом незвичайного надпровідника

Останнім часом для вимірювання поверхневого опору R_s ВТНП стали застосовуватися КДР через їх високої добротності і зручність використання в міліметровому діапазоні довжин хвиль [17,109,110]. Але основна галузь їх застосування обмежується плівками або об'ємними зразками з площею основи, більшою за відповідну площу вимірювального резонатора. Нерідко виникає необхідність у вимірі R_s об'ємних зразків з меншими лінійними розмірами. Як правило, це відбувається у разі синтезу нових надпровідних матеріалів, коли ще не розроблена технологія синтезу цих матеріалів, або коли вони дуже дорогі. У разі дуже малих розмірів надпровідників, в основному, використовують резонатор з низькотемпературного надпровідника (метод «hot finger in cavity»), проте для роботи з ним завжди необхідний рідкий гелій [111]. Крім того, для цього резонатора дуже складно визначати коефіцієнт включення вимірюваного зразка.

У нашій роботі розглянута можливість застосування кільцевого діелектричного резонатора, який збуджувався на модах типу шепочучої галереї, при вимірюванні поверхневого опору R_s надпровідників і провідників в мм діапазоні довжин хвиль. При цьому зразок у формі циліндра розміщується в центральній частині резонатора, що дає можливість досить просто визначати геометричний фактор вимірюваного зразка. Раніше подібна конфігурація резонатора застосовувалася для вимірювання діелектричної проникності рідини, що заповнює внутрішній простір резонатора [112].

Для експериментальних досліджень було виготовлено кільцевий сапфіровий резонатор із зовнішнім діаметром $d_{out} = 8,9$ мм і внутрішнім

діаметром $d_{in} = 5,25$ мм (рис. 3.14). Використовувався монокристал сапфіру ($\varepsilon_{\perp} = 9,4$, $\varepsilon_{\parallel} = 11,59$) з оптичною віссю c уздовж осі кільця.

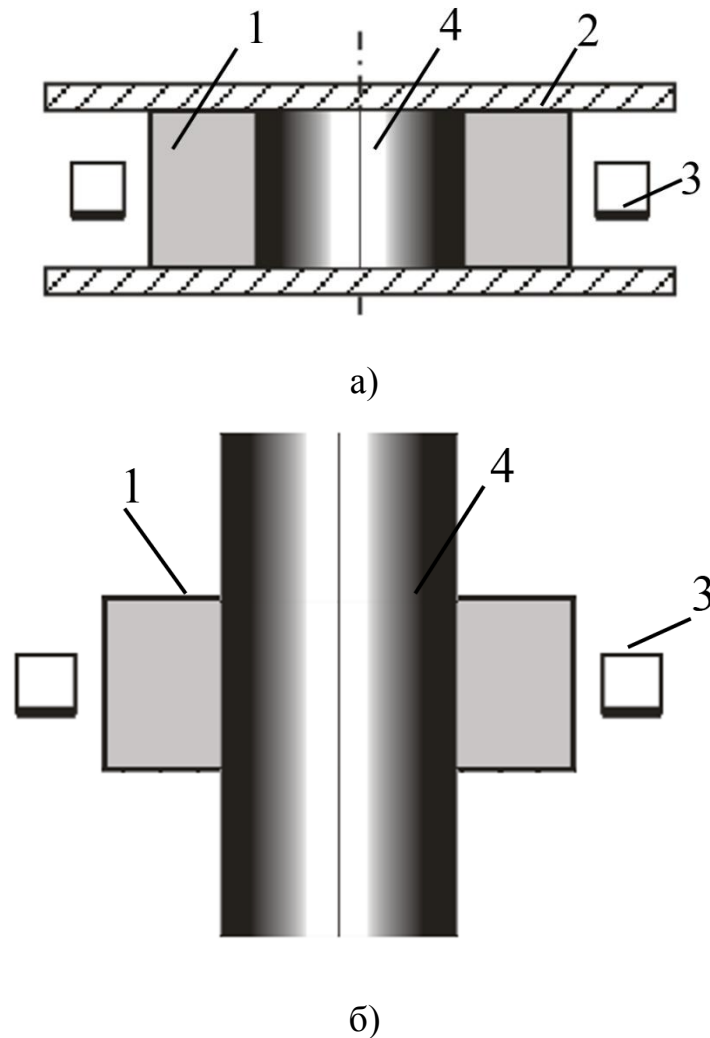


Рисунок – 3.14 Загальний вигляд кільцевих квазіоптичних резонаторів з циліндричним провідником з ТПС (а) і без них (б): 1- кільцевий резонатор; 2-провідні торцеві стінки; 3-діелектричні хвилеводи; 4-досліджуваний зразок

Досліджувався кільцевий резонатор як з торцевими провідними стінками, так і без них. Як матеріал для торцевих стінок використовувалася бескиснева мідь. Для визначення електродинамічних властивостей

резонатора були виготовлені зразки з міді, титану і нержавіючої сталі, що мають форму циліндра діаметром $d_{in} = 5,25$ мм. Висота стрижнів для вимірювань без торцевих стінок вибиралася більше 5 мм, щоб уникнути впливу країв стрижня.

При цьому також були виготовлені ТПС в формі пластин з тих же матеріалів, що і циліндричні зразки провідників, щоб попередньо виміряти їх провідність за допомогою дискового сапфірового КДР, де ці зразки включалися також у вигляді ТПС [23]. Таким чином, ставала відомою провідність трьох циліндричних зразків різних провідників, а саме, міді, титану і нержавкі сталі.

Ця процедура необхідна, оскільки провідність зразків залежить від зовнішніх факторів, отже, в даному випадку не можна користуватися довідковими даними для провідності ТПС. Резонатор збуджувався діелектричними сапфіровими хвилеводами прямокутного перерізу, металізованими, з однією з широких сторін. Хвилеводи розташовувалися так, щоб в резонаторі збуджувалися моди HE-типу.

Попередньо була оцінена оптимальна конфігурація кільцевого резонатора. Для цього розрахунковим шляхом отримані залежності основних параметрів резонатора, таких як резонансна частота і добротність, від відносини внутрішнього та зовнішнього діаметрів кільця. Результати цих розрахунків представлені на рис. 3.15. Розрахунок виконувався за допомогою пакета CST Microwave Studio.

Как видно з залежностей $Q(d_{in}/d_{out})$ і $f_{res}(d_{in}/d_{out})$, оптимальне для дослідження відношення d_{in}/d_{out} знаходиться в інтервалі 0,57 - 0,62. Вибір інтервалу обумовлений оптимальним вибором крутизни нахилу обох залежностей. Цей інтервал є дійсним за будь якої провідності металевого зразка в межах від 10^6 до 10^9 См/м. Таким чином, значення внутрішнього діаметра при $d_{out} = 8,9$ мм лежить в межах від 4,9 мм до 5,4 мм. З цієї причини для дослідження було взято кільце з внутрішнім діаметром 5,25 мм. Цьому

значенню відповідає також досяжний розмір деяких нових надпровідних матеріалів.

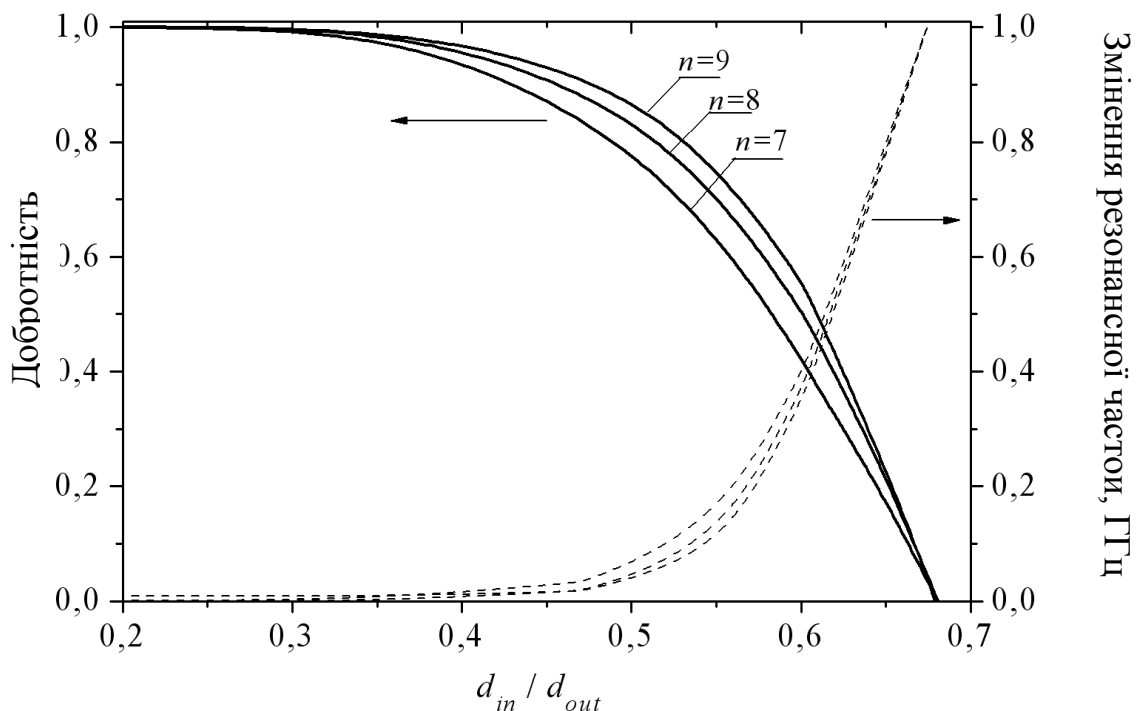


Рисунок 3.15 – Змінення резонансних частот і добротності кільцевого резонатора з циліндричним мідним стрижнем всередині залежно від відношення внутрішнього діаметра кільця до зовнішнього (d_{in}/d_{out}) при HE_{n10} ($n = 7-9$)

Розрахунковим шляхом визначено власну добротність резонатора в залежності від провідності металевого зразка. При цьому досліджуваний зразок повністю займає внутрішній діаметр резонатора. Розрахувати подібну залежність для резонансної частоти з необхідною точністю неможливо через нечутливості розрахункової програми до зміни провідності стрижня, так як зміна частоти порівняно з мінімальним кроком по частоті, який становить 2 МГц або менше його, що призводить до значних похибок. Розрахунки показують, що власна добротність Q зростає з ростом провідності досліджуваного зразка σ_{sample} , що пояснюється зменшенням втрат в резонаторі з металевим стрижнем. При збільшенні

провідності залежність виходить на «насичення», яке відповідає ідеальній провідності стрижня. При цьому залежність $Q(\sigma_{sample})$ для резонатора без ТПС знаходиться в області більш високих добротностей, оскільки в КДР з ТПС додаються втрати в торцевих пластинах. Отримані дані не враховують радіаційні втрати в досліджуваних резонаторах. Тому необхідним є експериментальний підхід, що дозволяє оцінити також і зазначені втрати.

Результати експериментального дослідження наведені в таблиці 3.3. У резонаторі з ТПС збуджувались коливання HE_{n10} -типа, а без ТПС збуджувались коливання HE_{n11} , де n -азимутальний індекс.

Величину, зворотну власній добротності, можна уявити як суму доданків, що визначають втрати в елементах резонансної системи

$$\frac{1}{Q} = A_s^{SAMPLE} R_s^{SAMPLE} + A_s^{CEP} R_s^{CEP} + k \operatorname{tg} \delta + \frac{1}{Q_{rad}}, \quad (3.2)$$

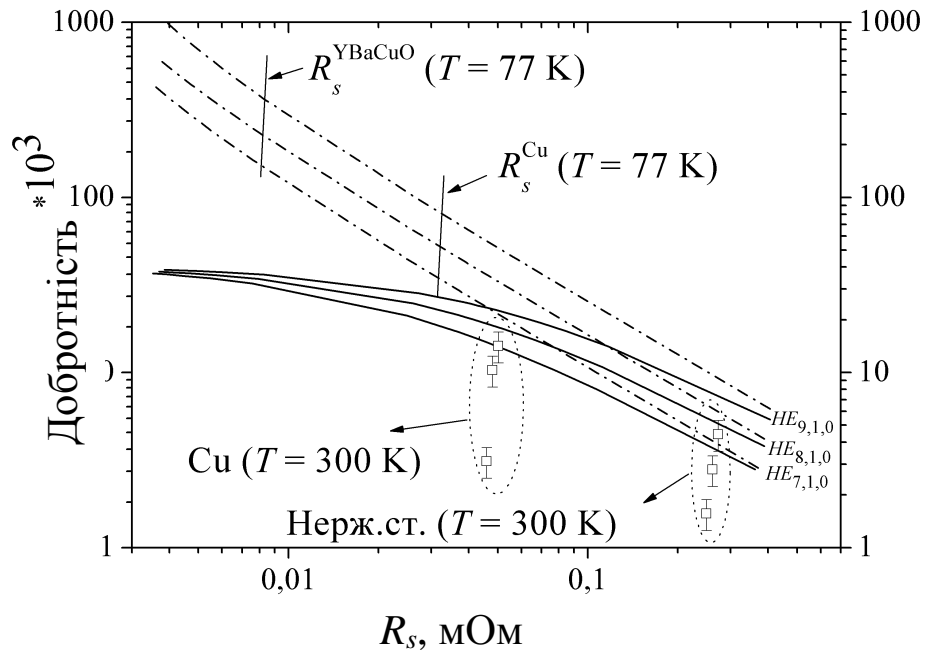
де $A_s^{SAMPLE} A_s^{sample}$ и $A_s^{CEP} A_s^{CEP}$ – коефіцієнти включення металевого стержня і торцевих пластин; Q_{rad} – радіаційна добротність резонатора; $\operatorname{tg} \delta$ – тангенс кута втрат в діелектрику; k – коефіцієнт, близький до 1 [113].

На рис. 3.16 показано залежності добротності розглянутих резонаторів від R_s проводить стрижня при кімнатній та азотній температурах. Добротність зростає із зменшенням R_s і виходить на насичення, яке відповідає втратам в діелектрику. При цьому криві $Q(R_s)$ для $T = 77$ К при всіх модах лежать вище, ніж при кімнатній температурі, так як при азотній температурі втрати в сапфірі на два порядки нижче. Це підтверджується лінійною залежністю $Q(R_s)$ для $T = 77$ К для резонатора без ТПС. Експериментальні точки на рис. 3,16 отримані для $T = 300$ К, а стрілочками зазначено розрахунковий рівень добротностей для резонатора із зразками $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ і міді при азотній температурі.

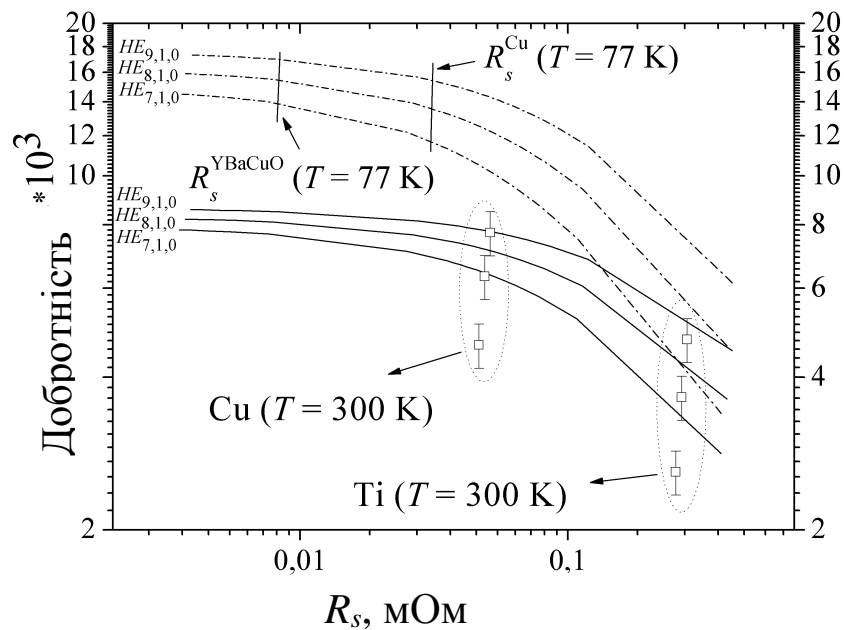
Таблиця 3.3 – Результати експериментального дослідження кільцевого сапфірового резонатора з ТПС і без них та з провідним стрижнем

| Кільцевий резонатор з ТПС | | | | |
|-------------------------------------|-----------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| | Мода | HE ₇₁₀ | HE ₈₁₀ | HE _{9,0} |
| Мідний (відпалений) стрижень | f_{res} , ГГц | 32,49 | 35,93 | 39,38 |
| | Q_{exp} | 4600 | 6300 | 7700 |
| | Q_{est} | 6500 | 7100 | 7800 |
| титановий стрижень | f_{res} , ГГц | 32,32 | 35,75 | 39,17 |
| | Q_{exp} | 2600 | 3600 | 4700 |
| | Q_{est} | 3500 | 4400 | 5300 |
| Кільцевий резонатор без ТПС | | | | |
| | Мода | HE ₆₁₁ | HE ₇₁₁ | HE ₈₁₁ |
| Мідний (відпалений) стрижень | f_{res} , ГГц | 31,54 | 34,6 | 37,76 |
| | Q_{exp} | 3100 | 10300 | 14200 |
| | Q_{est} | 14800 | 18500 | 22500 |
| Стрижень із ніржавіючої сталі | f_{res} , ГГц | 31,50 | 34,59 | 37,74 |
| | Q_{exp} | 1600 | 2800 | 4400 |
| | Q_{est} | 3200 | 4500 | 6400 |

Різниця між експериментальними і розрахунковими значеннями добротності (рис. 3.16) пояснюється радіаційними втратами, які не враховуються при проведенні розрахунку. Тому на підставі експериментальних даних можна оцінити величину радіаційних втрат в резонаторі, знаючи частотні залежності поверхневого імпедансу металів, які використовуються в резонаторній системі.



а)



б)

Рисунок 3.16 – Добротність кільцевого відкритого резонатора (а) і кільцевого резонатора з ТПС (б) в залежності від поверхневого опору зразка. Суцільною лінією показані розрахункові залежності при 300 К, а штрихпунктирною - при 77 К

Для цього необхідно виміряти значення добротності резонатора Q_{S1} , Q_{S2} з двома різними відомими циліндричними провідниками 1 і 2, які розташовано в сапфіровому кільці, і скласти систему двох рівнянь.

$$\begin{aligned} \frac{1}{Q_{S1}} &= A_s^{S1} R_s^{S1} + A_s^{CEP} R_s^{CEP} + ktg\delta + \frac{1}{Q_{rad}}, \\ \frac{1}{Q_{S2}} &= A_s^{S2} R_s^{S2} + A_s^{CEP} R_s^{CEP} + ktg\delta + \frac{1}{Q_{rad}}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

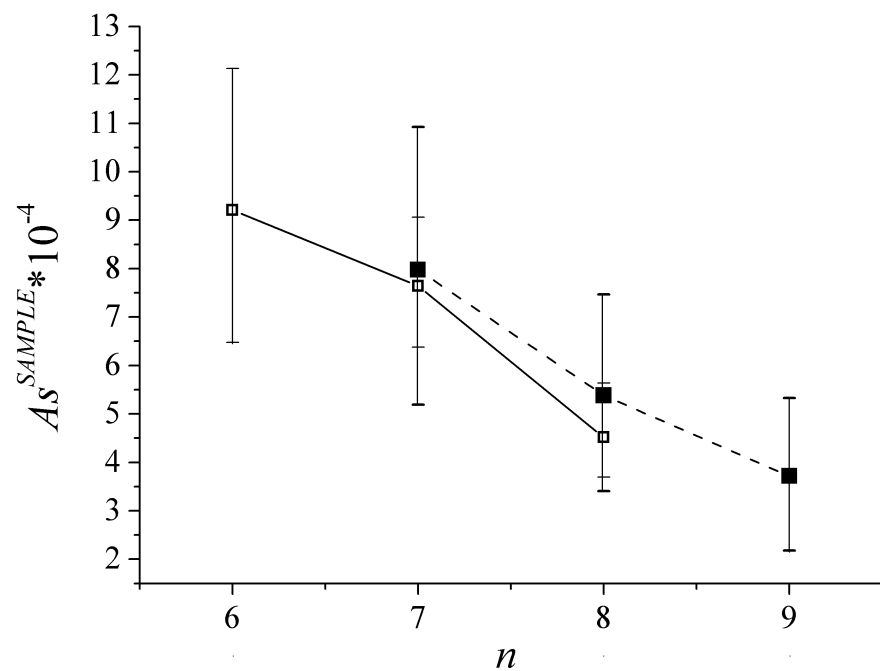
де A_s^{S1} , A_s^{S1} и A_s^{S2} и A_s^{S2} – коефіцієнти включення зразків з різною провідністю; R_s^{CEP} , R_s^{S1} , R_s^{S2} , R_s^{CEP} , R_s^{S1} , R_s^{S2} – поверхневий опір ТПС і досліджуваних зразків; Q_{S1} , Q_{S2} – експериментально отримані добротності резонатора із зразками.

Розв'язуючи систему лінійних рівнянь (3.3), можна визначити A_s^{sample} і Q_{rad} як для відкритого резонатора, так і з торцевими пластинами. При цьому для кільцевого КДР з ТПС приймаємо A_s^{CEP} таким же, як і в суцільному циліндричному резонаторі з торцевими пластинами [112].

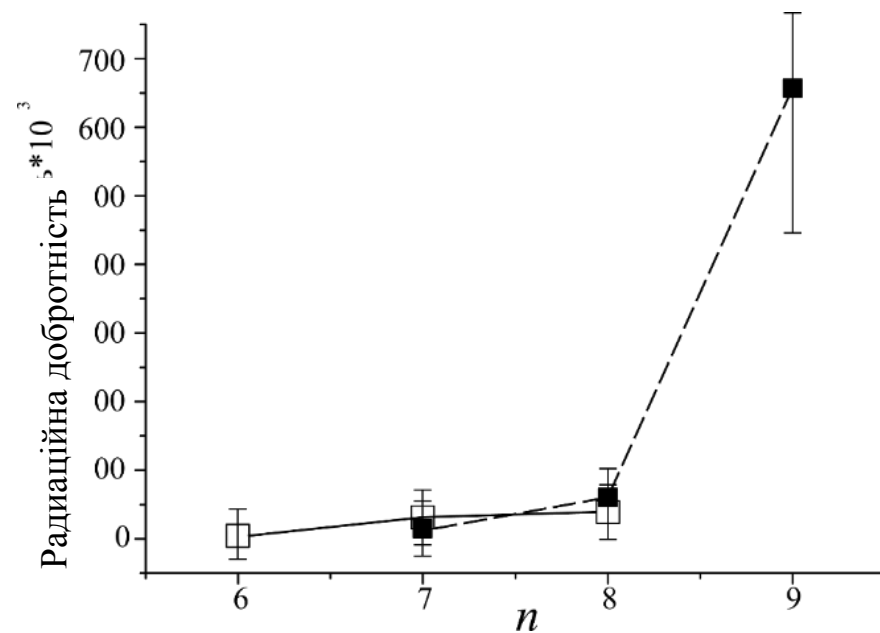
$$A_s^{CEP} = \frac{2}{2\pi f_{res} \mu_0 l R_{HE}}, \quad (3.4)$$

де f_{res} – резонансна частота; μ_0 – магнітна постійна; l – поздовжній розмір (висота) резонатора; R_{HE} – коефіцієнт, який залежить від ϵ резонатора, збуджуваної моди і геометричних розмірів резонатора (для мм діапазону $R_{HE} \approx 1$).

Таким чином, отримано залежності A_s^{sample} від азимутального індексу n обох типів кільцевого резонатора (рис. 3.17, а). З огляду на залежність $A_s^{SAMPLE}(n)$, можна оцінити радіаційну добротність резонатора для порушуваних коливань. При збільшенні індексу n добротність Q_{rad} зростає, тобто спостерігається значне зниження втрат на випромінювання. Отже, для більш точного вимірювання R_s необхідно використовувати моди зі значно більшим n , тобто для цього резонатора необхідно переходити на більш високі робочі частоти (або при заданій частоті переходити на резонатор з більш великим діаметром).



a)



б)

Рисунок 3.17 – Коефіцієнт A_s^{sample} (а) і радіаційна добротність (Q_{rad}) (б) в залежності від азимутального індекса n для кільцевого резонатора з ТПС (пунктирна лінія) і резонатора без ТПС (суцільна лінія)

Як видно з рис. 3.17, радіаційні втрати в обох конфігураціях кільцевого резонатора рівні в межах похибки вимірювань і допущень, що

коефіцієнти A_s однакові в дисковому і кільцевому КДР. Значна похибка у визначенні Q_{rad} при $n \geq 9$ пояснюється різким зменшенням радіаційних втрат на тлі втрат в діелектрику і провідниках, практично не залежать від n .

Таким чином, для вимірювання R_s надпровідників вигідніше використовувати відкритий резонатор, тобто резонатор без ТПС, що призводить до збільшення добротності і, отже, до більшої чутливості (рис. 3.16). Можна також мінімізувати втрати в ТПС, використовуючи для їх виготовлення відомий надпровідник з T_c , більш високою, ніж T_c досліджуваного надпровідника.

3.5 Висновки до розділу 3

Проведено дослідження спектральних та енергетичних характеристик КДР з радіальною щілиною і надпровідним зразком. Дослідження КДР проводилися як шляхом чисельного моделювання, так і експериментально.

Проведено вибір оптимальної моди КДР з радіальною щілиною і елементом незвичайного надпровідника для дослідження поверхневого імпедансу. Також слід зазначити, що значення відповідних коефіцієнтів включення для TM_{n10} і TM_{n10}^m мод мають близькі значення. Однак, у зв'язку з меншими радіаційними втратами, для використання в вимірювальних цілях більш придатними є TM_{n10} моди.

Проведено аналіз радіаційні втрат в КДР з надпровідним зразком при різних положеннях зразка щодо діелектричного диска, включаючи положення зразка поза диском. Показано, що оптимальним для дослідження надпровідників малих розмірів є КДР з ТПС і елементом незвичайного надпровідника, розташованого в радіальній щілині.

Проведено дослідження спектральних та енергетичних характеристик КДР з внутрішнім циліндричним елементом незвичайного надпровідника. Визначено, що радіаційні втрати в межах похибки рівні для КДР з і без ТПС, принаймні, для $n \leq 9$. Запропонований підхід дозволить вимірювати R_s

об'ємних зразків надпровідників і інших провідників помірних розмірів з досить високою точністю, проте в разі застосування резонатора з торцевими стінками необхідні ТПС з надпровідника з уже відомими властивостями і з T_c , більш високою, ніж T_c досліджуваного надпровідника. При цьому виявлено, що необхідно обирати резонатор з співвідношенням діаметрів $d_{in}/d_{out} = 0,6$, де збуджуються коливання шепочучої галереї ТМ типу з високими азимутними індексами n .

РОЗДІЛ 4
ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ
МІКРОХВИЛЬОВИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛІВОК
ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНИХ НАДПРОВІДНИКІВ І НОРМАЛЬНИХ
МЕТАЛІВ

Високотемпературні надпровідники на основі купратних з'єднань використовуються в мікрохвильовій техніці у вигляді плівок, вирощених на монокристалічних діелектриках з малими втратами Al_2O_3 , LaAlO_3 , MgO і на деяких інших підкладках (див., наприклад, [5]). Високоякісні плівки використовуються також для фізичних досліджень ВТНП, із застосуванням різних підходів для вивчення мікрохвильових характеристик надпровідників (див., наприклад [[114)], [115], [116]. Вивчення поверхневого імпедансу ВТНП плівок має дві особливості, обумовлені двома зовнішніми факторами. Перший фактор визначається кінцевою товщиною плівки d_f , тому в загальному випадку необхідно враховувати співвідношення між d_f і лондоновською глибиною проникнення ЕМ поля в надпровідник $\lambda_L(T)$. Другий фактор пов'язаний із структурами специфічної форми, що використовуються для вимірювання поверхневого імпедансу, наприклад структурами, заснованими на копланарних лініях передачі [117]. При виготовленні таких структур плівка піддається обробці, яка може привести до деградації надпровідної плівки [118].

Низка робіт [119],[120][121][122]] присвячена дослідженню імпедансних властивостей плівок ВТНП в залежності від товщини плівки d_f , проте раніше досліджувалися плівки, напилені на Al_2O_3 і LaAlO_3 підкладки. У той же час для практичного застосування часто використовуються підкладки MgO . Діелектрична проникність кристала MgO близька до діелектричної проникності кристала Al_2O_3 , однак MgO є ізотропним кристалом і дозволяє напилювати ВТНП плівки без буферного шару, що дає перевагу використанню MgO підкладок в порівнянні з Al_2O_3

підкладками. Крім того, коефіцієнт теплового розширення MgO ($\alpha = (13-14) \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) в 1,5–2 рази перевищує відповідні значення коефіцієнта для Al_2O_3 або LaAlO_3 . Це може бути корисно для проектування різних мікрохвильових пристроїв на основі ВТНП плівок та звичайних провідників, зокрема для проектування пристроїв, таких як обмежувач мікрохвильової потужності [[123],[124][125]. У зв'язку з цим необхідне проведення досліджень як товстих, так і тонких ВТНП плівок з метою вибору оптимальної товщини плівки при виготовленні мікрохвильових пристроїв.

В даному розділі наведені результати досліджень поверхневого опору $R_s(T)$ високоякісної епітаксильної плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$ товщиною 600 нм, яку нанесено на монокристалічну підкладку MgO . Виміри проведено в інтервалі температур від T_c до 2 К із застосуванням нової техніки, а саме, з використанням сапфірового напівсферичного резонатора з хвилями шепочучої галереї в 8 мм діапазоні довжин хвиль. Ця техніка вимірювань дозволяє досягти високої чутливості вимірювань $R_s(T)$ при низьких температурах (до 10 мкОм). Наведено результати досліджень поверхневого опору епітаксійних плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$ різної товщини $d_f = 75-600$ нм. Також наведено результати досліджень КДР з плівками з нормального металу, товщина яких варіювалася від великих значень (об'ємні плоскі зразки) до субнанометрових значень (ультратонкі плівки).

Основні результати, які містяться в розділі 4, відбиті в роботах автора [2, 5, 9, 11, 13, 14, 20, 24, 25] (див. додаток А).

4.1 Експериментальна техніка для дослідження спектральних та енергетичних характеристик квазіоптичних діелектричних резонаторів

Вимірювання мікрохвильових властивостей ВТНП в основному здійснюється за допомогою резонансних методів і передбачає знання

основних характеристик резонатора, а саме спектра резонансних частот і величин добротності. Використання КДР для вимірювань імпедансних властивостей ВТНП в широкому температурному інтервалі вимагає розвитку спеціальної експериментальної техніки. Загальна схема цієї техніки представлена на рис. 4.1.

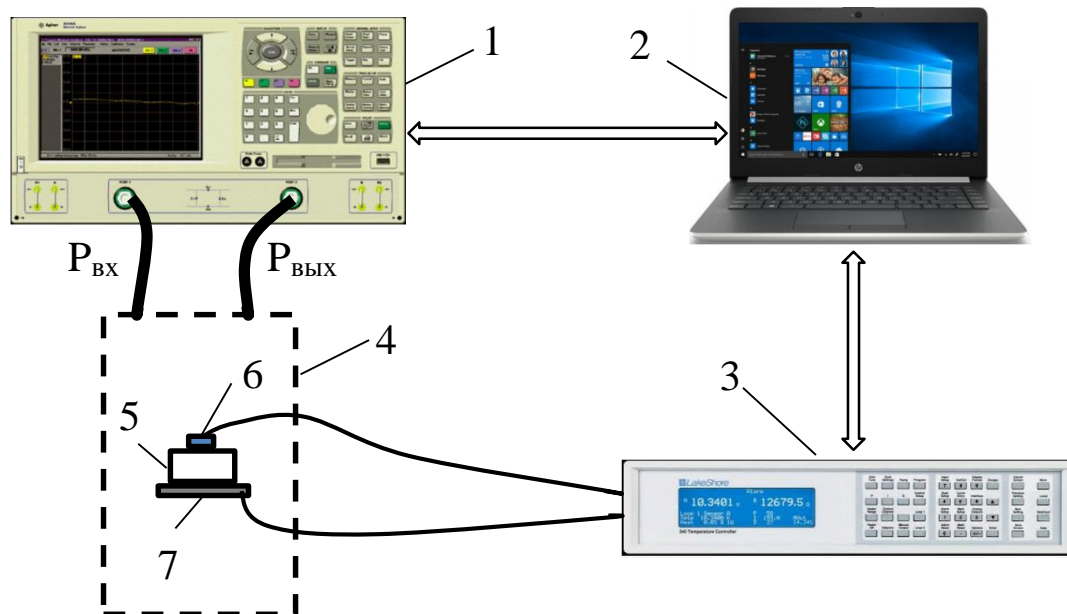


Рисунок 4.1 – Загальна схема експериментальної техніки вимірювань імпедансних властивостей ВТНП; 1-векторний аналізатор ланцюгів, 2 - комп'ютер, 3 - температурний контролер, 4 - температурний прилад з резонатором і досліджуваним зразком, який поміщено в кріостат, 5 - резонатор, 6 - температурний сенсор, 7 - нагрівальний елемент

Вимірювання добротності резонатора проводиться за допомогою векторного аналізатора ланцюгів, який управляється комп'ютером. Мікрохвильовий сигнал від векторного аналізатора подається за допомогою температурного приладу до резонатора, одним з елементів якого є досліджуваний зразок. Температурний прилад поміщається в кріостат. Температурний прилад забезпечує також передачу відгуку резонатора до векторного аналізатору. Для вимірювання та стабілізації температури

використовується контролер, який також управляється комп'ютером. Стабілізація здійснюється шляхом балансу теплових потоків від нагрівача, який управляється температурним контролером і від теплового моста, який зв'язує резонатор і криогенну рідину.

Для отримання результатів, які становлять основу даної роботи, були розроблено кілька варіантів температурних приладів. Перший варіант заснований на базі раніше застосовуваних пристроїв [126],[127] для проведення температурних досліджень мікрохвильових властивостей ВТНП (рис.4.2).

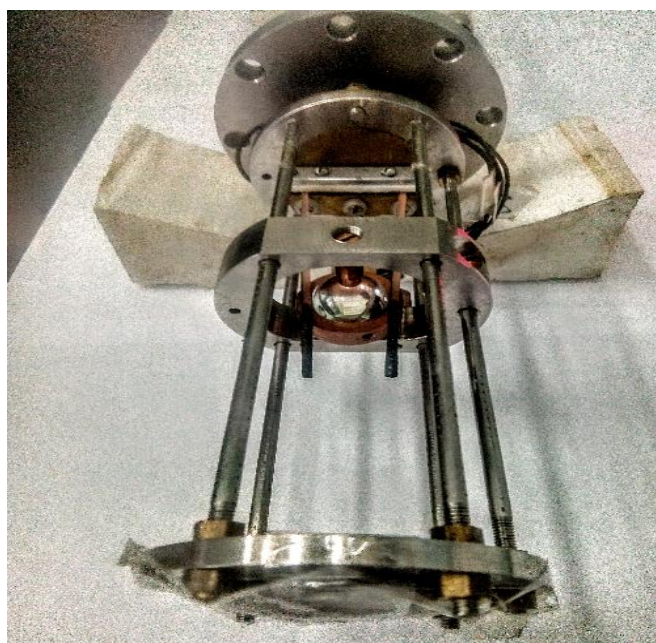
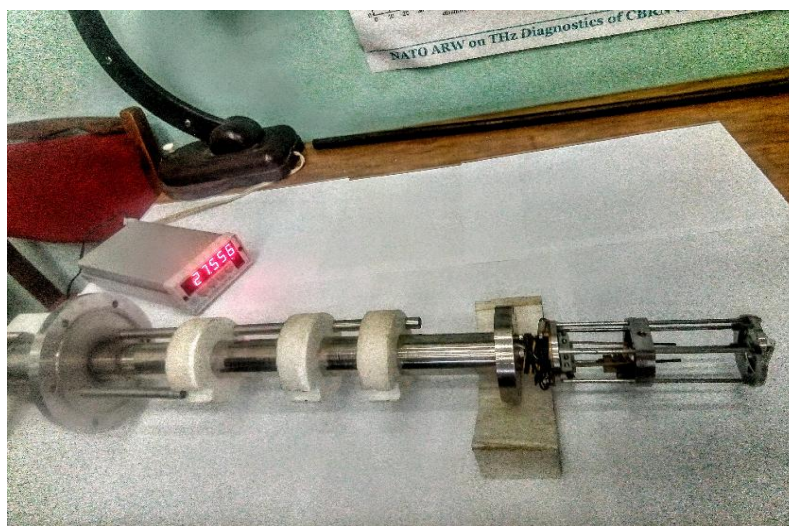


Рисунок 4.2 – Фотографія температурного приладу

Цей варіант не передбачає використання нагрівача і теплового моста для стабілізації температури, тобто працює без стабілізації температури. Охолодження здійснюється парами рідкого кріоагента (рідкий азот або гелій). Вимірювання проводяться в квазістатичному режимі, тобто при природному отепленні резонатора з досліджуваним зразком при малій швидкості отеплення. Швидкість отеплення підбирається таким чином, щоб за час запису АЧХ резонатора його властивості дуже мало змінилися. Зазначена швидкість не перевищувала величину 0,05 градуса в хвилину. При зміні температури змінюється резонансна частота резонатора, що обумовлено температурною залежністю діелектричної проникності матеріалу, з якого виготовлено резонатор. Ця обставина може призводити до зміщення АЧХ резонатора по відношенню до центральної частоти, на яку налаштовано векторний аналізатор, що може привести до виходу резонансної частоти за межі, на які налаштовано векторний аналізатор. Тому, щоб проводити дослідження в широкому температурному інтервалі, була створена спеціальна програма. При використанні цієї програми, вимірювання проводилися наступним чином:

- при мінімальній температурі центральна частота векторного аналізатора встановлювалася рівною резонансній частоті, а частотний інтервал, в якому треба проводити вимірювання (спен або span) вибирався таким, щоб АЧХ резонатора не виходила за вимірювальні межі;
- за допомогою векторного аналізатора вимірювалася резонансна частота, оцінювалася добротність і різниця частот на рівні -3дБ по відношенню до амплітуди АЧХ на резонансній частоті, при цьому дані записувалися в файл для подальшої обробки;
- при зміні температури програма управляє таким чином, що встановлюється центральна частота векторного аналізатора, яка дорівнює резонансній частоті, а спен встановлюється так, щоб АЧХ резонатора не виходила за вимірювальні межі;

- при досягненні заданої температури (як правило, температурний інтервал між вимірами встановлювався 0,1 К) вимірювалася резонансна частота, оцінювалася добротність і різниця частот на рівні -3дБ по відношенню до амплітуди АЧХ на резонансній частоті, при цьому дані записуються в файл для подальшої обробки;
- при досягненні заданої максимальної температури вимірювання завершувалися і проводилася обробка даних за допомогою спеціальної програми SHAMAN [128].

Другий варіант температурного приладу передбачає використання нагрівача і теплового моста для стабілізації температури [129]. Кріплення резонатора в другому варіанті температурного приладу аналогічне кріпленню в першому варіанті приладу (рис.4.3). Збудження резонатора здійснюється, як і в першому варіанті, за допомогою сапфірових хвилеводів, які розташовані під невеликим кутом (10-20°). Це дозволяє безпосередньо в процесі вимірювань змінювати зв'язок з резонатором шляхом переміщення резонатора уздовж сапфірових хвилеводів. Охолодження резонатора здійснюється за допомогою теплових мостів, які мають хороший тепловий контакт з об'ємом, заповненим кріоагентом. Цей об'єм виконано герметично по відношенню до об'єму кріостату, тому за допомогою відкачування парів гелію можна досягти найменшої температури, яка дорівнює 1.6 К.

Конструкція мікрохвильової частини та елементів для охолодження резонатора представлено на рис. 4.4. Нагрівач знаходиться поблизу теплових мостів і дозволяє змінювати температуру резонатора при постійній температурі мідних елементів для кріплення теплових мостів.

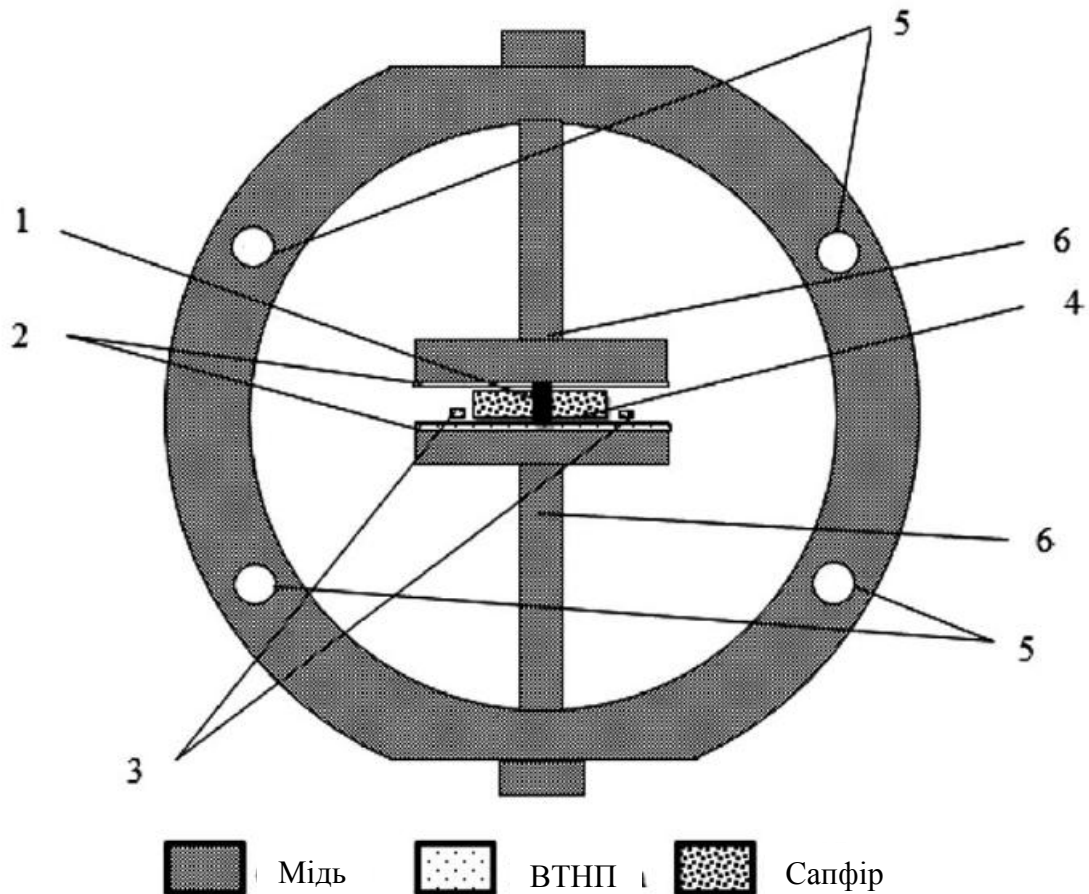


Рисунок 4.3 – Мідна каретка для кріплення резонатора: 1 - радіальна щілина, в якій розміщується досліджуваний зразок, 2 - плівки ВТНП, 3 - сапфірові хвилеводи під невеликим кутом (10-20°), 4 - КДР з радіальною щілиною, 5 - отвори для напрямних стрижнів з нержавіючої сталі, 6 - мідні гвинти для кріплення КДР

Конструкція мікрохвильової частини і елементів для охолодження резонатора представлено на рис. 4.4. Нагрівач знаходиться поблизу теплових мостів і дозволяє змінювати температуру резонатора при постійній температурі мідних елементів для кріплення теплових мостів. Для прикладу використання цієї температурної вставки (приладу) результати першого виміру АЧХ резонатора з незвичайним надпровідником BaFeNiAs приведено на рис. 4.5 [130]. Використовуючи температурні залежності добротності і резонансної частоти, а також підхід, описаний в розділі 2,

отримано попередні результати для поверхневого імпедансу зразка BaFeNiAs (рис.4.6).

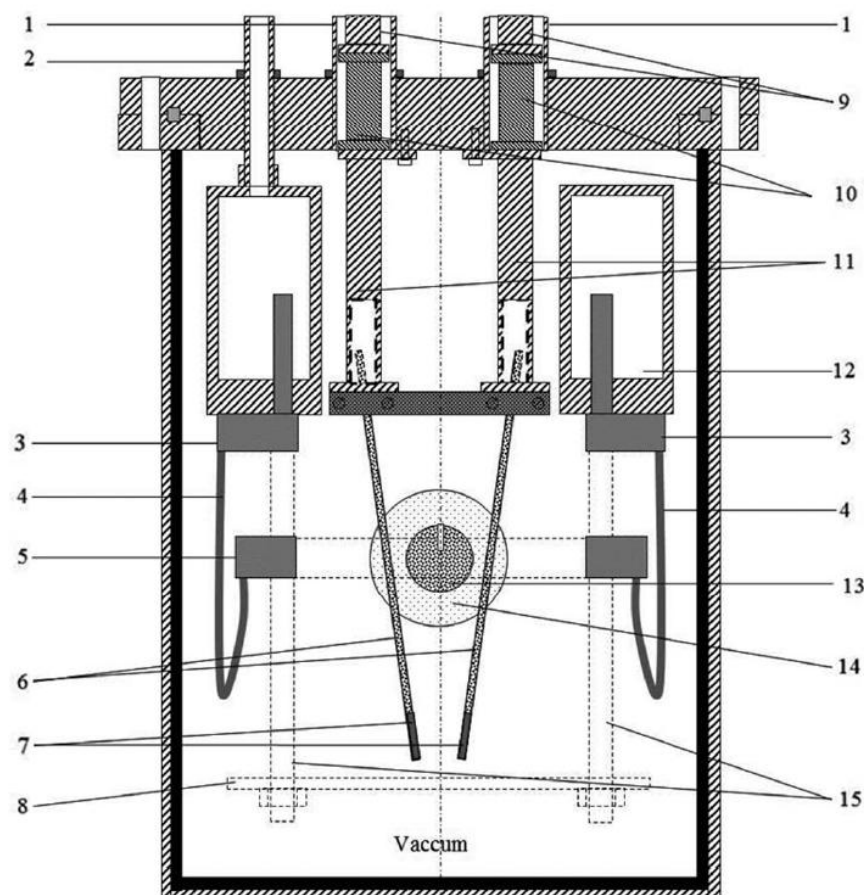


Рисунок 4.4 – Конструкція мікрохвильової частини і елементів для охолодження резонатора: 1 - тонкостінні трубки з нержавіючої сталі для кріплення металевих хвилеводів, 2 - тонкостінна трубка з нержавіючої сталі для перекачування рідкого гелію, 3 - мідні елементи для кріплення теплових мостів, що мають температуру рідкого криоагента, 4 - гнучкі мідні смуги, які виконують функції теплових мостів, 5 - мідна каретка для кріплення резонатора, 6 - сапфірові хвилеводи, 7 - узгоджувальне навантаження, 8) кріпильне кільце, 9 - хвилеводи з нержавіючої сталі, 10 - перехідні хвилеводи, 11 - хвилеводи з нержавіючої сталі для узгодження з сапфіровими хвилеводами, 12 - ємність для рідкого гелію, 13 - КДР, 14 - ВТНП плівка, 15 - напрямні стрижні

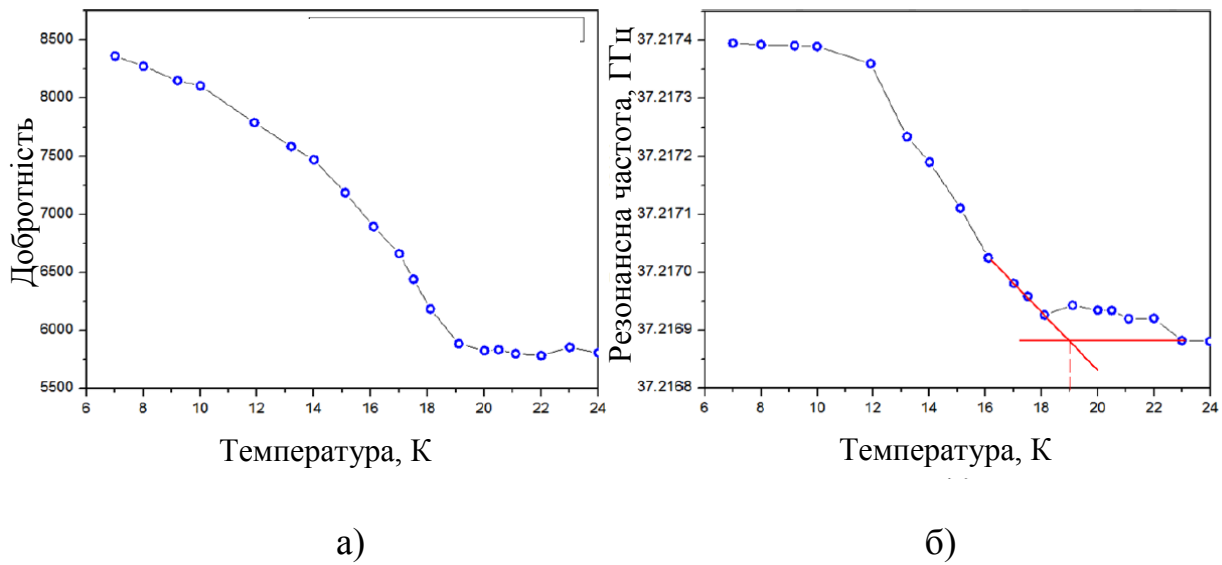


Рисунок 4.5 – Температурні залежності добротності (а) і резонансної частоти (б) КДР з монокристалічним зразком BaFeNiAs

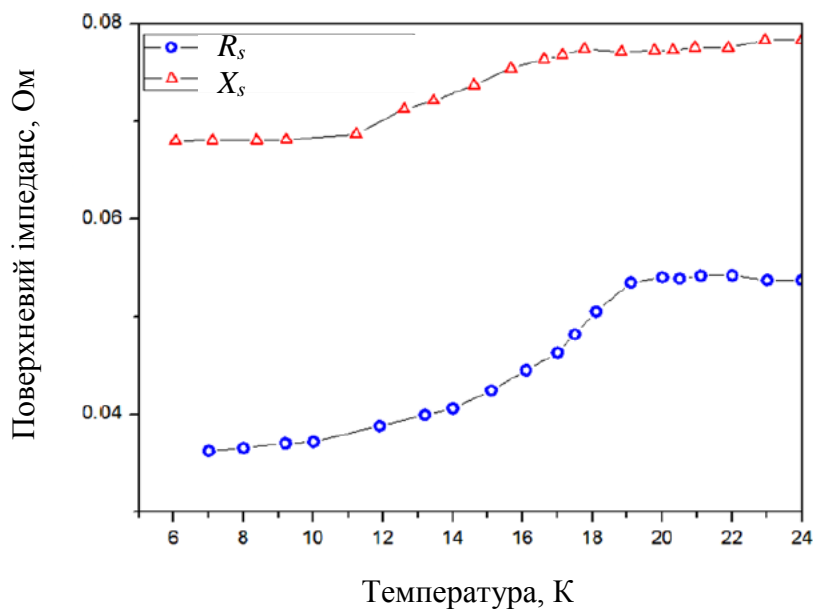


Рисунок 4.6 – Температурна залежність поверхневого імпедансу монокристала BaFeNiAs

У даній роботі досліджувалися незвичайні надпровідники не тільки в Ка діапазоні, але і в Х діапазоні. Для проведення досліджень в Х діапазоні використовувався відомий підхід, який описано в [107].

4.2 Температурна залежність поверхневого імпедансу плівок високотемпературних надпровідників

Очевидною є важливість вимірювань мікрохвильового поверхневого імпедансу $Z_s(T, \omega)$ високотемпературних надпровідників (ВТНП), оскільки цей підхід є одним з найточніших і потужніших методів дослідження фундаментальних властивостей зазначених речовин. Мікрохвильові вимірювання показали ряд принципових відмінностей властивостей ВТНП і надпровідників типу БКШ [131].

При встановленні зазначених відмінностей в умовах відсутності мікроскопічної теорії ВТНП важливим є питання про розмежування властивостей, що належать номінальній речовині (intrinsic properties) і властивостей реального матеріалу, схильного до зовнішніх впливів (extrinsic effects) [132]. Розуміння ролі домішок в купратних надпровідниках коштувало великих зусиль протягом багатьох років [133]. Робота, яка триває по встановленню фізики ВТНП, залежить від подальшого поліпшення якості зразків і вдосконалення експериментальної техніки вимірювань.

На сьогодні найбільш розвиненою є технологія виготовлення надпровідників складу $YBa_2Cu_3O_{7-\sigma}$, причому найбільш досконалими з них є зразки у вигляді монокристалів. Систематичні дослідження монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\sigma}$ дають можливість стверджувати про встановлення основних характеристик речовини, які пов'язано з $Z_s(T, \omega)$ і, принаймні, про можливість побудови феноменологічної моделі, яка описує температурну і частотну залежність $Z_s(T, \omega)$ і комплексної провідності $\sigma(T, \omega)$ [133, 134].

Певні труднощі для експериментів представляють малі розміри монокристалів (~ 1 мм в площині ab і десятки мкм в напрямку осі c). Тому для їх досліджень розвинена техніка «гарячого пальця» в циліндричному резонаторі, стінки якого виготовлені з низькотемпературного

надпровідника [135]. Ця техніка дає високу роздільну здатність у визначенні поверхневого опору $R_s(T, \omega) = \text{Re} Z_s(T, \omega)$ і зміни глибини проникнення $\lambda(T)$, однак зустрічає труднощі при визначенні абсолютного значення залишкового опору $R_{res} = R_s(T \rightarrow 0)$.

З іншого боку, розроблено ряд технологій, що дозволяють отримати високоякісні плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$ з подібними властивостями незалежно від технології виробництва [136], які в свою чергу подібні властивостям високоякісних монокристалів [137]. Варто зауважити, що вимірювання мікрохвильових властивостей плівок ВТНП важливе як для фізичних досліджень властивостей надпровідника і впливу на ці властивості зовнішніх чинників (дефектів), так і для додатків, тому що плівки використовуються для створення мікрохвильових пристроїв. У плівках складніше у порівнянні з монокристалами позбутися дефектів, обумовлених наявністю діелектричної підкладки, або дефектів типу двійників [137], [138]. Однак плівки мають великі розміри в площині ab і вимагають іншої техніки вимірювань $Z_s(T, \omega)$. Розроблена раніше техніка забезпечує необхідні точність і чутливість у всьому інтервалі температур, від критичної T_c і нижче, крім дуже низьких температур ($T < (10-15)\text{K}$) але потребує дві плівки [23].

Винятком є техніка з використанням діелектричних резонаторів (ДР) з нижчими модами, однак вона може бути застосована тільки для частот $f < 25\text{ГГц}$ [139], [140]. Основна частина експериментальних результатів по вимірюванню $R_s(T)$ отримана при $T > 4.2-20\text{K}$, [141],[142],[143], що, імовірно, обумовлено недостатньою чутливістю вимірювальної техніки при низьких температурах.

Численні мікрохвильові дослідження $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$ дозволили узагальнити висновки, які наведені в роботах, що мають оглядовий характер [133, 137]: 1) широкий максимум (або плато) в залежності $R_s(T)$ при $T \sim T_c/2$ обумовлений сильними конкуруючими температурними залежностями

щільності квазічастинок n_n і часу їх розсіювання τ ; 2) температурна залежність $Z_s(T, \omega)$ при низьких температурах ($T < 10\text{K}$) разом з фазочувствительними дослідженнями вказує, по всій імовірності, на d -хвильову симетрію параметра порядку; 3) природа залишкового опору $R_{res} = R_s(T \rightarrow 0)$ залишається нез'ясованою і для встановлення її потрібні додаткові вимірювання при низьких температурах.

Найбільш спірними вважаються питання про хвильову симетрію параметра порядку і про природу залишкового опору. Незважаючи на ряд систематичних досліджень, які підтверджують d -хвильову симетрію [133, 137], є роботи з висновками про змішану симетрію [26,27].

Нещодавно з'явилися повідомлення про спостереження за допомогою розсіювання нейтронів особливості в поведінці $\lambda_L(T)$, яка також вказує на можливість надпровідності одночасно з s - і d -хвильовими параметрами порядку, причому робиться категоричне твердження про те, що ця особливість є внутрішньо притаманною і загальною для всіх ВТНП [32].

Експерименти в цій роботі проводилися за допомогою техніки, яка застосовує квазіоптичний сапфіровий напівсферичний резонатор (рис.2.1) [144], основною перевагою якого в порівнянні з раніше використовуваним циліндричним дисковим резонатором [145], є можливість роботи з однією плівкою. При цьому власна добротність Q_0 , яка визначає чутливість і точність вимірювання R_s , залишається високою завдяки малим радіаційним втратам. Зазначені переваги використовуваного в даній роботі сапфірового резонатора пов'язані із специфікою хвиль шепочучої галереї, які збуджуються в цих резонаторах.

Діаметр напівсферичного резонатора обраний рівним $D=14,8$ мм, тобто близьким до діаметра диска в [35]. Виміри проводилися в діапазоні частот 35–40ГГц. Використовувалися хвилі ШГ H -типу, тобто хвилі з нульовою радіальною компонентою електричного поля ($E_r=0$). Для вимірювань можна використовувати хвилі тільки з однією або двома

варіаціями поля по радіусу. Це пов'язано з тим, що ефективність збудження хвиль з трьома варіаціями по радіусу стає вже практично неприйнятною.

У вимірюваннях використовувалася мода $H_{12,2,1}$. Власна добротність Q_0 резонатора без ТПС (див. рис.2.1) становила величину $4,5 \times 10^4$ при 300 К, $5,5 \times 10^5$ при 77 К і $6,4 \times 10^6$ при 4,2 К.

Аналіз, аналогічний проведеному в [146] для дискового циліндричного резонатора, вказує на більш високу чутливість вимірювання плівок ВТНП за допомогою використовуваного в даній роботі резонатора в порівнянні з резонаторами, застосовуваними іншими авторами в міліметровому діапазоні довжин хвиль. При цьому вже сам перехід в мм діапазон дозволяє підвищити чутливість вимірювань в силу залежності $R_s(T, \omega) \sim \omega^\alpha$, де $\alpha > (1,5 - 2)$ для ВТНП, в той час як всі інші втрати в резонаторі змінюються як ω^β , где $\beta \leq 1$. При $T = 4,2$ К чутливість вимірювального приладу на основі напівсферического сапфірового резонатора оцінюється величиною $R_s^{\min} \leq 10$ мкОм при $\tan \beta = 10^{-7}$ для сапфіра.

Досліджувана плівка $YBa_2Cu_3O_{7-\sigma}$ виготовлена фірмою THEVA. Для зменшення впливу підкладки MgO (001) і дефектів в структурі ВТНП, які можуть бути пов'язані з підкладкою, товщину плівки обрано рівною 600 нм (замість зазвичай використовуються товщини 300-350 нм). Для виготовлення плівок застосовувався магнетронний спосіб. За даними фірми-виробника плівка безперечно має двійники. Вона також має деякий надлишок (кілька %) натрію і міді, що призводить до утворення дуже малих частинок оксидів натрію в матриці $YBa_2Cu_3O_{7-\sigma}$ (джерело утворення пір) і деякої кількості частинок оксидів міді на поверхні $T_c = 88$ К, $J_c(T = 77$ К) = 2,6 МА/см².

Знаходження $R_s(T)$ проводилось шляхом вимірювання добротності Q (описано в розділі 2) резонатора з плівкою $YBa_2Cu_3O_{7-\sigma}$. Вимірювання проводилися при мінімальному зв'язку резонатора з діелектричними хвилеводами, що обмежується тільки чутливістю вимірювального приладу

(HP8510C vector network analyzer), так що отримане значення Q можна з великою точністю вважати значенням власної добротності $Q \leq Q_0$. Величина Q_{rad}^{-1} , яка залежить від радіаційних втрат, для даного резонатора становить $Q_{rad} \geq 4,6 \times 10^6$ (в наближенні ізотропного діелектрика).

Квазідвумірна електронна система купратних надпровідників дозволяє використовувати локальну межу електродинаміки навіть в тому випадку, коли довжина вільного пробігу перевищує глибину проникнення поля (див., наприклад, [22]). У цьому випадку легко отримати відоме співвідношення

$$Z_s(T, \omega) = R_s(T, \omega) + iX_s(T, \omega) = \sqrt{i\omega\mu_0/\sigma(T, \omega)}, \quad (4.1)$$

де X_s – поверхневий реактанс, $\sigma(T, \omega) = \sigma_1(T, \omega) - i\sigma_2(T, \omega)$ – комплексна провідність, яка може бути виражена у вигляді суми двох провідностей, одна з них, σ_{sf} , обумовлена свержпровідним конденсатом, а друга, σ_{qp} , обумовлена квазічастинками, збудженими тепловим чином:

$$\sigma(T, \omega) = \sigma_{sf}(T, \omega) + \sigma_{qp}(T, \omega).$$

При цьому

$$\sigma_{sf}(T, \omega) = -i \frac{n_s(T)e^2}{m\omega} = -i \frac{1}{\mu_0\omega\lambda_L^2(T)} \quad (4.2)$$

$$\sigma_{qp}(T, \omega) = \frac{n_n(T)e^2}{m} * \frac{\tau}{1 + i\omega\tau(T)}, \quad (4.3)$$

де $n_s + n_n = n_0$ – щільність носіїв заряду рівня Фермі, e і m – заряд і маса (ефективна) носіїв заряду.

Відповідно до класичної дворідинної моделі щільність квазічастинок n_n збільшується з температурою відповідно до закону $n_n \propto (T/T_c)^\beta$, де для ВТНП $\beta \cong 2$. Застосовуючи експериментальні значення $R_s(T, \omega)$ і $X_s(T, \omega)$, можна визначити $\sigma_{sf}(T, \omega)$ і $\sigma_{qp}(T, \omega)$ (або $\sigma_1(T, \omega)$ і $\sigma_2(T, \omega)$). Шляхом поєднання експериментальних даних з результатами обчислень в

рамках моделі визначається придатність формули Друде або її модифікації і, відповідно, час розсіювання $\tau(T)$ (у формулі Друде) або параметра $\Lambda(T)$, який є зворотним спектральній ширині і аномальний показник ступеня, якщо показник ступеня у формулі Друде відрізняється від 2 [147].

Правило сум, сформульоване в [148] (Ferrel-Tinkham-Glover sum rule), стверджує, що сума спектральних ваг квазічастинок і надплинності повинна дорівнювати температурно-незалежній константі

$$\sum_i \left[\left(\frac{n_n(T)e^2}{m} \right)_i + \left(\frac{n_s(T)e^2}{m} \right)_i \right] = \sum_i \left(\frac{ne^2}{m} \right), \quad (4.4)$$

де i – число енергетичних зон.

Оскільки правило сум (4.4) не вимагає, щоб всі квазічастинки переходили в конденсат при $T \rightarrow 0$, використовуються два підходи до аналізу низькотемпературних даних по $R_s(T, \omega)$. В одному з них вважають, що при $T \rightarrow 0$ залишається частина квазічастинок поза конденсату, у другому вважають, що R_{res} може бути обумовлено іншими внутрішніми або навіть зовнішніми факторами. В останньому випадку при зіставленні експериментальних і феноменологічних обчислень величину R_{res} просто розраховують із $R_s(T, \omega)$. Якщо R_{res} обумовлено квазічастинками з малою енергією, то оцінки показують, що концентрація таких квазічастинок в Y-123 при $T \rightarrow 0$ складає близько 3% від загальної концентрації носіїв заряду.

З (4.1) впливають вирази

$$R_s = \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\sigma_2}} \sqrt{\frac{\varphi^{1/2} - 1}{\varphi}};$$

$$X_s = \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\sigma_2}} \sqrt{\frac{\varphi^{1/2} + 1}{\varphi}} \quad (4.5)$$

де $\varphi = 1 + (\sigma_1/\sigma_2)^2$.

Для $T < T_c$, коли $\sigma_1 \ll \sigma_2$, рівняння (4.5) переходить в вирази

$$R_s \cong (\omega\mu_0)^2 \lambda_L^3 \sigma_1 / 2;$$

$$X_s \cong (\omega\mu_0 / \sigma_2)^{1/2} = \omega\mu_0 \lambda_L. \quad (4.6)$$

Рівняння (4.6) зазвичай використовується для інтерпретації експериментальних результатів. При низьких температурах залежності $R_s(T)$ і $\sigma_1(T)$ визначаються температурною залежністю щільності квазічастинок. При лінійної залежності $n_n(T)$ опір $R_s(T) \propto T$ [149].

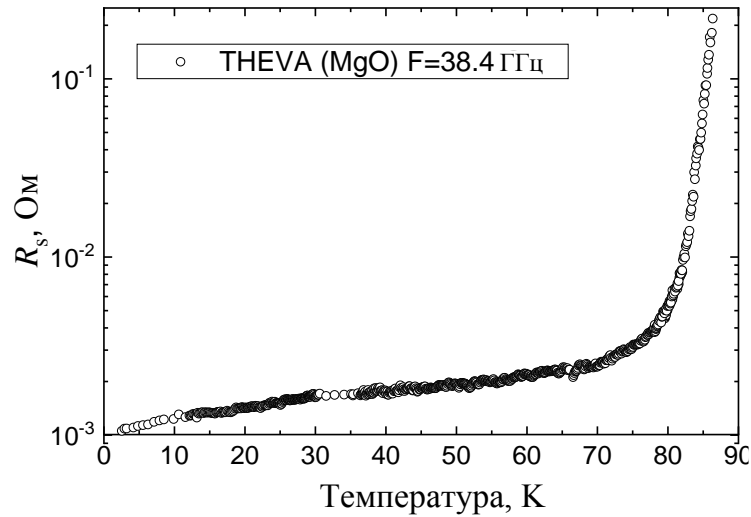
Вираз для R_s в (4.6) часто використовується для обчислень $\sigma_{res} = 1/\rho_{res}$

$$\sigma_{res} = 2R_{res} / (\omega\mu_0)^2 \lambda_L^3(0) \quad (4.7)$$

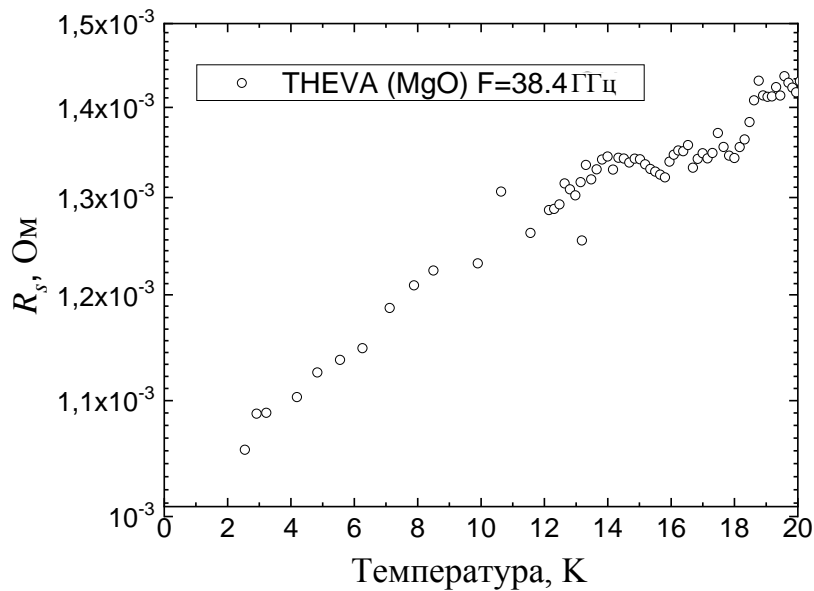
і (або) числа квазічастинок поза конденсату при $T \rightarrow 0$.

На рис. 4.7, а приведена залежність $R_s(T)$ плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$ в інтервалі від T_c до 2К. Вона має вигляд, типовий в основному для плівок цього складу. При цьому можна відзначити деталь, яка складається в практичній відсутності широкого максимуму, що відзначається в монокристалах і деяких плівках. Замість цього спостерігається широке плато в оточенні ~ 50 К. Порівняння з даними вимірювань інших авторів, яке представлено у формі $R_s(T)/\omega^2$ на рис. 4.8, показує, що за аналогією з монокристалами в області температур $T_c/2$ і нижче для плівок також спостерігається тенденція до зниження $R_s(T)/\omega^2$ з ростом ω .

При цьому підтверджується висновок про те, що високоякісні плівки незалежно від підкладинки і товщини (в межах 300-600 нм) мають близькі характеристики. Найбільш важливим висновком, що впливає з цієї залежності в даній роботі, є лінійний закон зміни $R_s(T)$ в області $T < 15$ К (див. рис. 4.7,б). Залишковий опір R_{res} залежить від частоти і від типу підкладинки, при цьому мінімальне значення R_{res} спостерігалось в плівках на підкладках MgO і LaAl_2O_3 . Як видно з рис.4.9, $R_{res}(\omega)$ для монокристалів має частотну залежність у вигляді $\sim \omega^{3/2}$ [58, 133].



(a)



(б)

Рисунок 4.7 – Температурна залежність поверхневого опору $R_s(T)$ для епітаксильної плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ товщиною 600 нм на монокристалічній підкладинці MgO (а) і її низькотемпературна частина (б)

Функція $R_{res}(\omega)$ плівок за даними [132, 136, 137, 141] і даної роботи близька як по частотній залежності, так і по чисельним значенням, до функції для монокристалів.

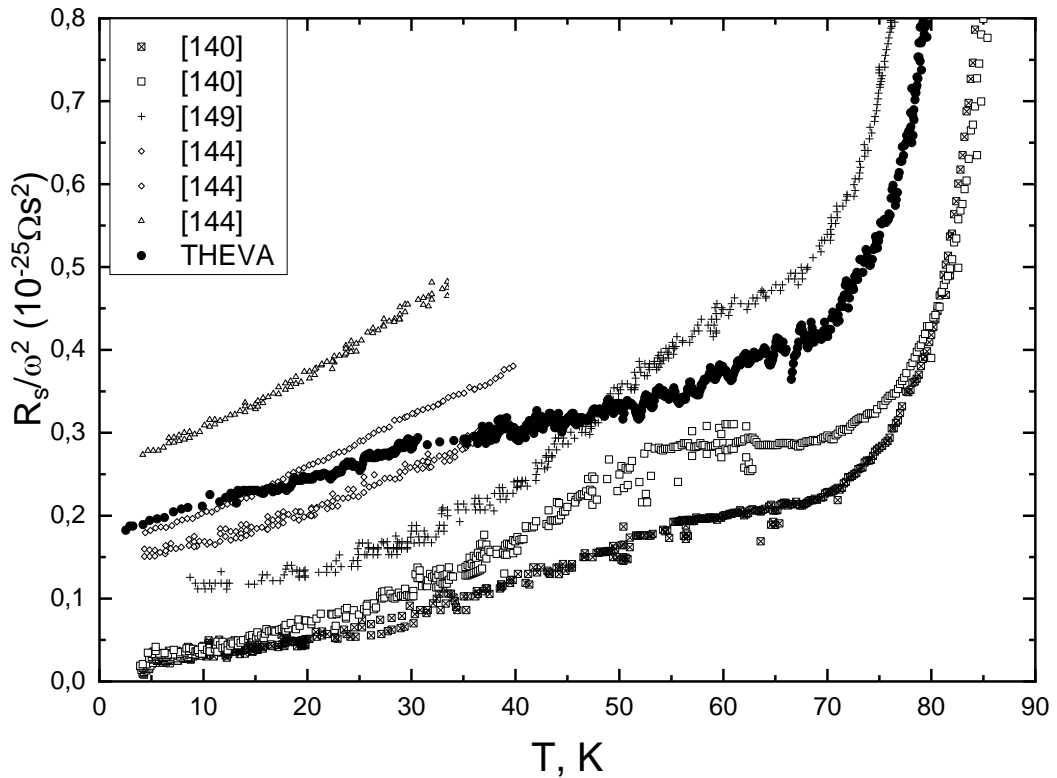


Рисунок 4.8 – Порівняння температурних залежностей R_s , отриманих різними авторами для плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$. Дані, отримані в цій роботі, позначені як THEVA (фірма яка синтезувала ВТНП плівку)

Отримане в даній роботі значення $R_{res}(\omega)=1$ мОм на частоті 38 ГГц дозволяє знайти $\sigma_{res}=(8.02 - 5.38)10^6$ См (см. (8)). Значення $\lambda_L(0)=140-160$ нм взято із [23].

Спостережувана в даній роботі відсутність експоненційної залежності $R_s(T)$ при низьких температурах узгоджується з уявленнями про d -хвильову симетрію параметра порядку, коли мають місце нулі функції щілини в діагональних напрямках імпульсного простору по відношенню к k_x і k_y .

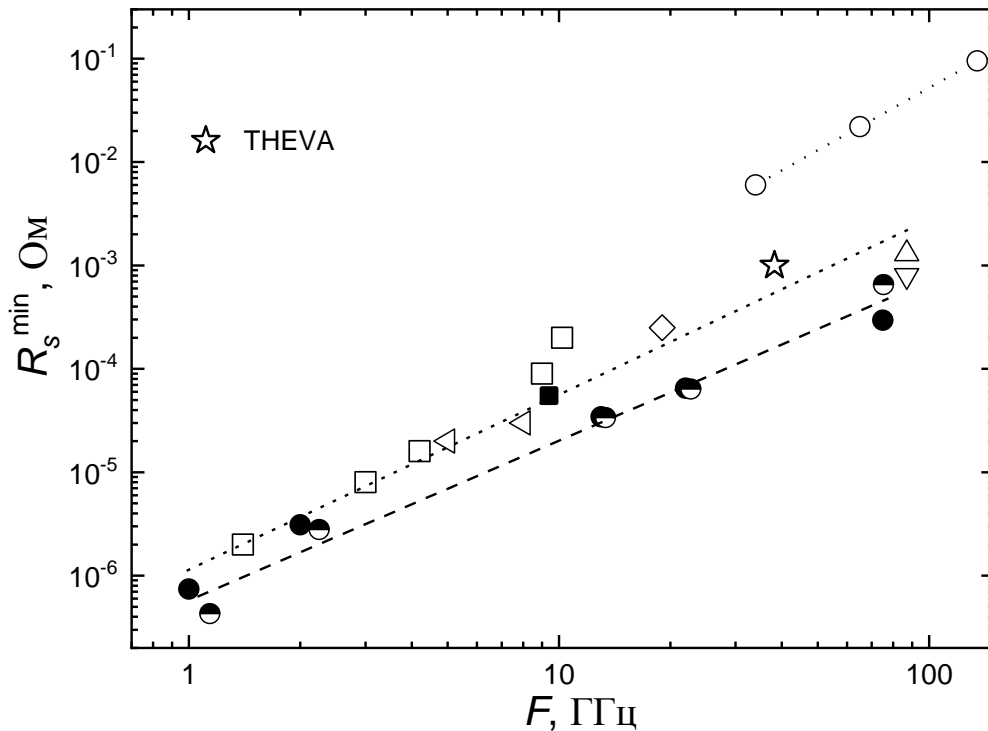


Рисунок 4.9 – Частотна залежність залишкового поверхневого опору R_{res} для плівок і монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\sigma}$. Дані, отримані в цій роботі, позначені як THEVA (фірма, яка синтезувала ВТНП плівку). Дані залишкового поверхневого опору R_{res} для порівняння взято з рис. 4.8, застосовуючи екстраполяцію температурних залежностей к $T=0$ К

Близькість значень R_{res} для плівок і монокристалів в досить великій смузі частот (~ 10 - 100 ГГц) показує, що їх основні фізичні властивості близькі, незважаючи на очевидну наявність двійників в плівках.

Залежність $R_{res}(\omega)$ представляє особливий інтерес з точки зору з'ясування природи цього явища. Відомо, що R_{res} в ВТНП на порядки величин більше, ніж в надпровідниках БКШ. З іншого боку, величини R_{res} , обчислені відповідно до різних моделей, заснованими на наявності дефектів, виявляються менше вимірюваних. Таким чином, вимірювані значення R_{res} можна вважати внутрішніми характеристиками самої

речовини або близькими до них. Залежність $R_{res}(\omega)$ у вигляді $\omega^{3/2}$ показує, що залишкові втрати не пов'язані з нормальною провідністю, тому що внесок останньої був би пропорційний $\omega^{1/2}$. Найбільш природним, принаймні, для плівок, могло б бути припущення про діелектричний «слід» в R_{res} , проте втрати в діелектриках пропорційні $\sim\omega$, але не $\omega^{3/2}$. Тому, наявні на сьогодні дані вказують на внутрішній ефект, що призводить до спостережуваних величин $R_{res}(\omega)$. Цей ефект, мабуть, обумовлено властивостями квазічастинок з малою енергією при d -хвильовій симетрії параметра порядку в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$.

4.3 Вплив товщини плівок високотемпературних надпровідників на їх мікрохвильові характеристики

На початку розділу обговорювалася важливість дослідження імпедансних характеристик високоякісних плівок ВТНП різної товщини для фізичних досліджень ВТНП. Ці дослідження фактично показують, як товщина плівок високотемпературних надпровідників впливає на їх мікрохвильові характеристики. Такі дослідження є корисними також для проектування різних мікрохвильових пристроїв на основі ВТНП плівок.

Тонкі епітаксіальні плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (товщиною близько 10 нм і менше) складно виростити гарної якості через складність технологічного процесу і особливостей самої структури кристала. Дослідити товсті плівки (товщиною набагато більше глибини скін шару) не має сенсу, оскільки їх властивості перестають залежати від товщини, а також через те, що при товщині більше 1 мк в плівках з'являються тріщини, які призводять до погіршення мікрохвильових характеристик. Тому для експериментальних досліджень був обраний ряд плівок з товщиною $df = 75, 150, 300, 600$ нм. Плівки були виготовлені шляхом термічного магнетронного напилення на монокристалічні підкладки MgO товщиною 0,5 мм і площею 20×20 мм².

Раніше ця технологія дозволяла отримувати тонкі плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ найкращої якості [150], хоча в даний час дослідження показують, що всі методи напилення дозволяють виробляти тонкі плівки високої якості з чудовими мікрохвильовими властивостями [151]. Основні властивості досліджуваних в даній роботі плівок наведені в таблиці 4.1.

Таблиця 4.1 – Основні властивості досліджуваних плівок
 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

| Товщина (нм) | T_c (К) | J_c (МА/см ²) |
|-----------------|-----------|-----------------------------|
| 75 | 85,8 | 3,0 |
| 150 | 86,5 | 3,6 |
| 300 | 87,1 | 3,2 |
| 600 | 87,6 | 2,9 |

Значення T_c і J_c вимірювалися індуктивним методом. Для контролю якості плівок були отримані зображення поверхні плівок сканующим електронним мікроскопом, які показані на рис. 4.10 а-г.

Процес напилення плівок оптимізовано з метою досягнення найбільш низького поверхневого опору, при цьому з'являється надлишкова кількість ітрію і міді. Цей нестехіометричний склад призводить до характерної морфології, при якій надлишок міді проявляється у вигляді частинок оксиду міді на поверхні (білий осад діаметром кілька 100 нм). Надлишок ітрію навпаки призводить до утворення пір, що найбільш чітко видно для плівок товщиною 300 нм (рис. 4.10 в) і вище.

Для дослідження мікрохвильових характеристик ВТНП плівок великої площі, які не піддавалися процесуванню, раніше була розроблена методика вимірювань на основі діелектричного резонатора з хвилями шепочучої галереї, виготовленого з монокристалічного сапфіра [17].

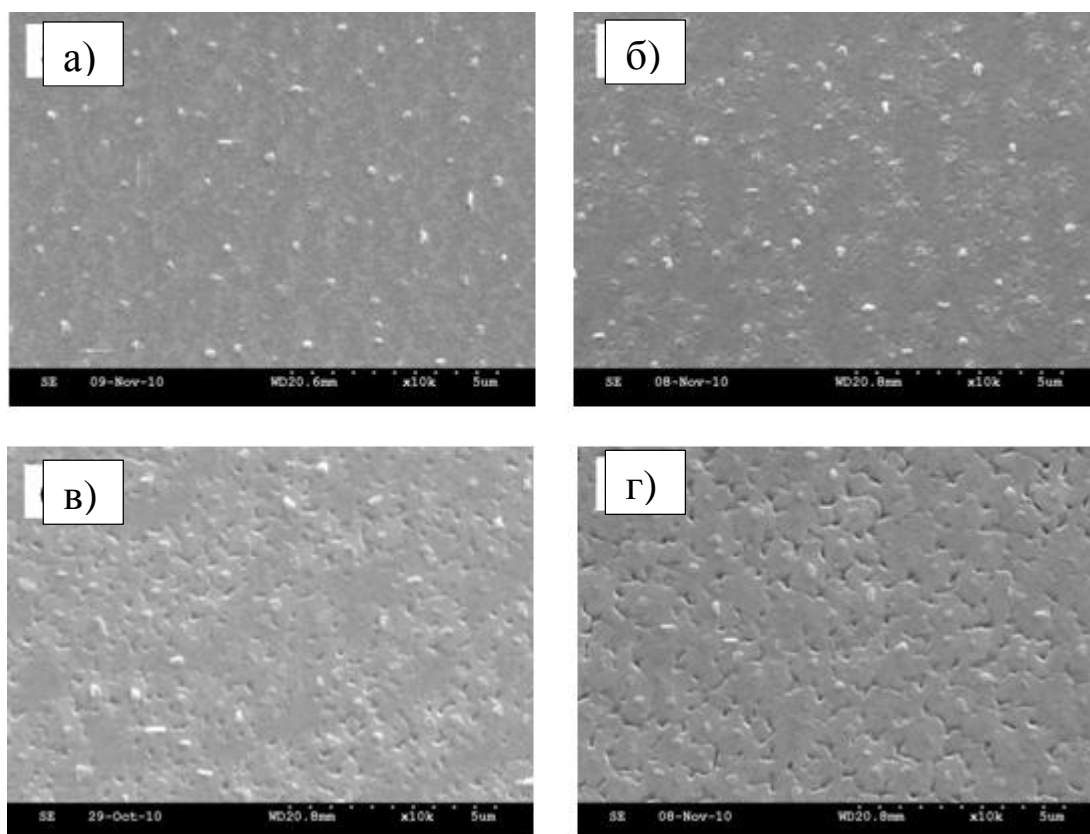


Рисунок 4.10 – Зображення поверхні плівок різної товщини, отримані за допомогою скануючого електронного мікроскопа: (а) - 75нм, (б) – 150нм, (в) - 300 нм, (г) -600 нм

У даній роботі для досліджування плівок використовувався резонатор у формі напівсфери. Значення добротності і зсуву частоти резонатора вимірювали в Ка-діапазоні за допомогою векторного аналізатора HP8510С.

Відомо, що залежність імпедансних властивостей $YBaCuO$, напилених на MgO підкладинку в області низьких температур ($T < 20$ К) може демонструвати особливості, пов'язані з немонотонністю температурної залежності комплексної діелектричної проникності $\epsilon(T)$ в MgO [152]. У даній роботі не було можливості вивчити температурну залежність комплексної діелектричної проникності $\epsilon(T)$ MgO в цьому інтервалі T , отже, був обраний більш «практичний» температурний інтервал від 20 К до 90 К. У резонаторах з хвилями шепочучої галереї виникає

проблема зняття виродження, тому аналіз резонансних ліній проводився за допомогою спеціальної комп'ютерної програми [153].

У досліджуваних зразках, як правило, товщина плівки df порядку лондоновської глибини проникнення λL , тому вимірний поверхневий імпеданс $Z_s^{eff} = R_s^{eff} + i X_s^{eff}$ залежить від властивостей як плівки ВТНП, так і підкладки. Тут може бути застосований підхід, заснований на правилі перетворення повного опору [5]

$$Z_s^{eff}(d_f) = Z_s \frac{Z_s \tanh(kd_f) + Z_d}{Z_s + Z_d \tanh(kd_f)} \quad 4.8$$

де $k = 1/\lambda L$ - хвильове число, $Z_s = R_s + iX_s$ - поверхневий імпеданс об'ємного ВТНП зразка, Z_d - імпеданс діелектричної підкладки, при цьому k , Z_d , Z_s^{eff} - є функції температури. Як показано далі в [5], апроксимація виразу (4.8) в разі малих діелектричних втрат (тобто малого значня тангенса кута втрат $\text{tg } \delta$) дає вираз

$$Z_s^{eff}(d_f) \approx Z_s \coth\left(\frac{d_f}{\lambda_L}\right), \quad 4.9$$

який в свою чергу дозволяє отримати правильні результати в діапазоні $0,01 \leq df / \lambda L \leq 1$.

Ефективний поверхневий опір визначається за вимірним значенням добротності [154]

$$R_s^{eff} = \frac{Q^{-1} - k \text{tg } \delta}{A_s}, \quad (4.10)$$

де k і A_s - коефіцієнти, що описують взаємодію мікрохвильових полів з діелектриком, з якого виготовлений резонатор, і ВТНП плівкою, відповідно. Експериментальне визначення поверхневого реактивного опору X_s^{eff} є більш важким, тому що ми не маємо можливості виміряти власну частоту резонатора з ідеальним провідником. Однак вимірювання температурної залежності зсуву резонансної частоти $\Delta f(T) X_s^{eff}(T)$

$$\Delta X_s^{eff} = \frac{2\Delta f(T)}{A_s f_0(T)} \cdot \quad 4.11$$

Якщо $\lambda L(0)$ відомо, ми можемо записати

$$X_s^{eff} = X_s^{eff}(0) + \Delta X_s^{eff}(T) \quad 4.12$$

де $X_s^{eff}(T)$ розраховується з використанням (4.9) і $X_s^{eff}(T)(0) = \omega\mu_0\lambda L(0)$, $\Delta f(T)$ - вимірний зсув частоти щодо резонансної частоти $f(T=0)$. Однак на практиці Δf і X_s^{eff} вимірюються щодо найнижчої температури Tr , яку можна отримати в експерименті. Різницею $\Delta X_s(Tr) = X_s(Tr) - X_s(0)$ зазвичай можна знехтувати, хоча її можна оцінити шляхом апроксимації температурної залежності $\Delta X_s(T)$ з урахуванням $X_s(0)$. Отримані значення $R_s^{eff}(T)$ і $X_s^{eff}(T)$ дозволяють знайти значення $R_s(T)$ и $X_s(T)$ для (4.8) або (4.9), які характеризують об'ємні або внутрішні властивості плівки. Для фізичних досліджень ціннішими виразами є

$$\sigma_n = \frac{2\omega\mu_0 X_s R_s}{|Z_s|^4} \quad 4.13$$

$$\sigma_2 = \frac{\omega\mu_0 (X_s^2 - R_s^2)}{|Z_s|^4} \quad 4.14$$

де $|Z_s|^2 = R_s^2 + X_s^2$, звідки слідує $Z_s = \sqrt{i\omega\mu_0 / (\sigma_1 - i\sigma_2)}$. Тут $\sigma_1 = \sigma_n$ - провідність квазічастинок, σ_2 визначається властивостями спарених електронів (провідність сверхтекучей електронної компоненти).

Провідність

$$\sigma_2 = \frac{1}{\omega\mu_0 \lambda_L^2} \quad (4.15)$$

Дає можливість знайти $\lambda_L(T)$. Результати температурних залежностей $R_s^{eff}(T)$ і $\Delta X_s^{eff}(T)$, отримані з використанням (4.10-4.12) і експериментально виміряних добротності і зсуву частоти $\Delta f(T)$ резонатора з ВТНП плівками, показані на рис. 4.11а, б. Для отримання цих залежностей використовувалися значення Лондоновської глибини проникнення при $T=0$, $\lambda_L(0) = 160$ нм, добре відомі з літератури (наприклад, див. [23]).

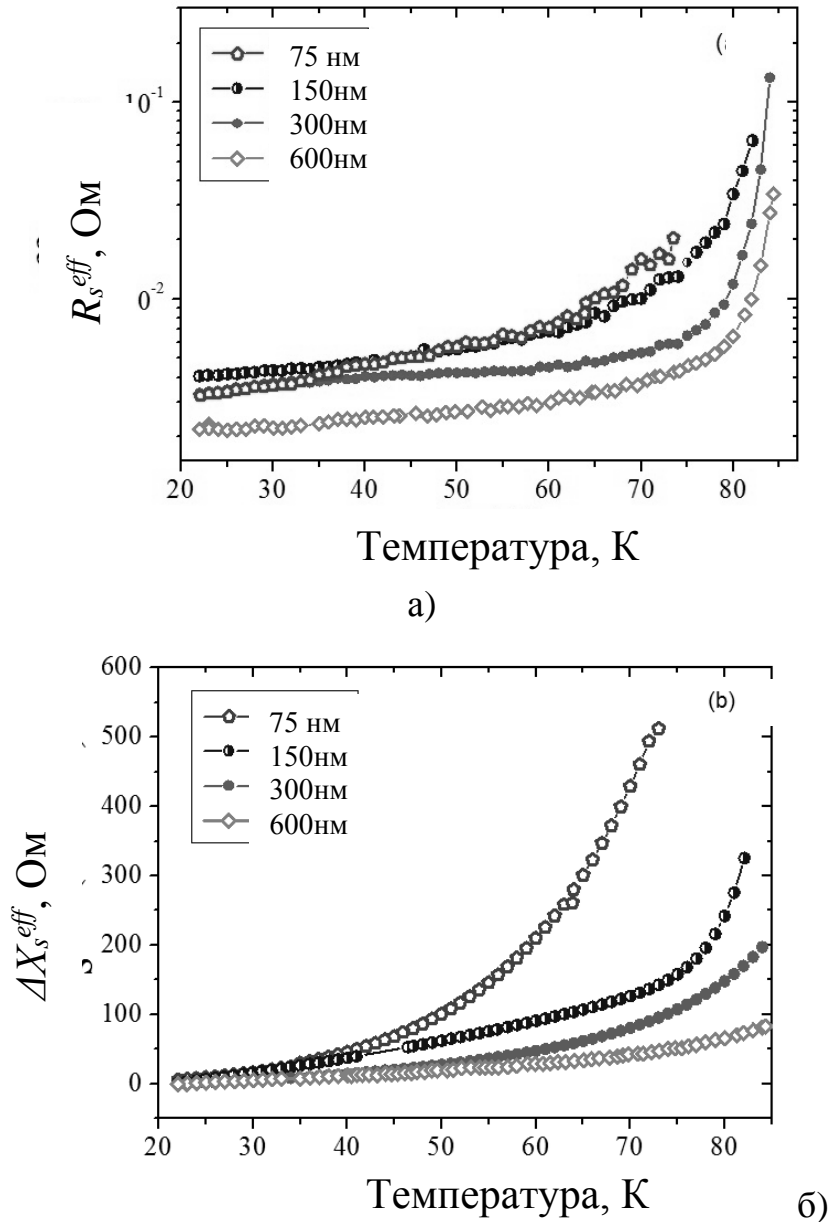


Рисунок 4.11 – Температурні залежності (а) ефективного поверхневого опору (R_s^{eff}) і (б) зміни ефективного поверхневого реактанса ΔX_s^{eff} тонких плівок $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Результати вимірювань показують, що товсті плівки ($d_f = 600$ нм) мають найменші втрати при $T = 75$ К, а більш тонкі плівки ($d_f = 75$ нм і 150 нм) мають найбільші втрати (рис. 4.11 а, 4.12).

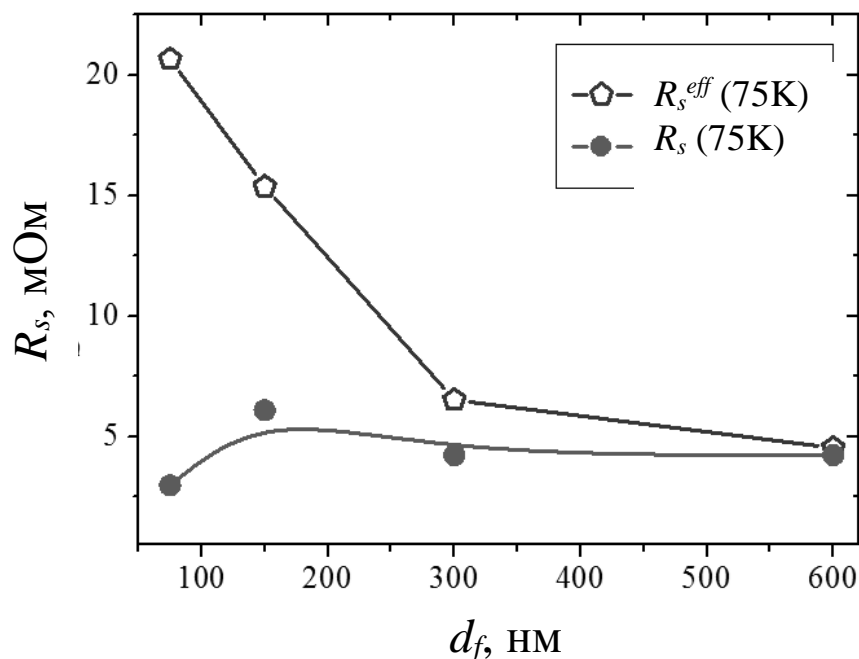


Рисунок 4.12 – Залежність ефективного поверхневого опору (R_s^{eff}) і об'ємного поверхневого опору (R_s) тонких плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ від товщини плівки (d_f) при $T = 75$ К

Вплив підкладки добре видно на кривих $\Delta X_s^{eff}(T)$ для різних d_f (рис. 4.11 б). В області $T > 40$ К нахил $\Delta X_s^{eff}(T)$ сильно зростає із збільшенням d_f . Це можна пояснити тим, що із збільшенням T плівки стають більш прозорими для мікрохвильового поля, що призводить до того, що вплив підкладки посилюється.

Теоретично об'ємне значення $R_s(T)$ для кожної товщини d_f повинні бути однаковими. Таким чином, близькість кривих $R_s(T)$ на рис. 4.13 цілком зрозуміла.

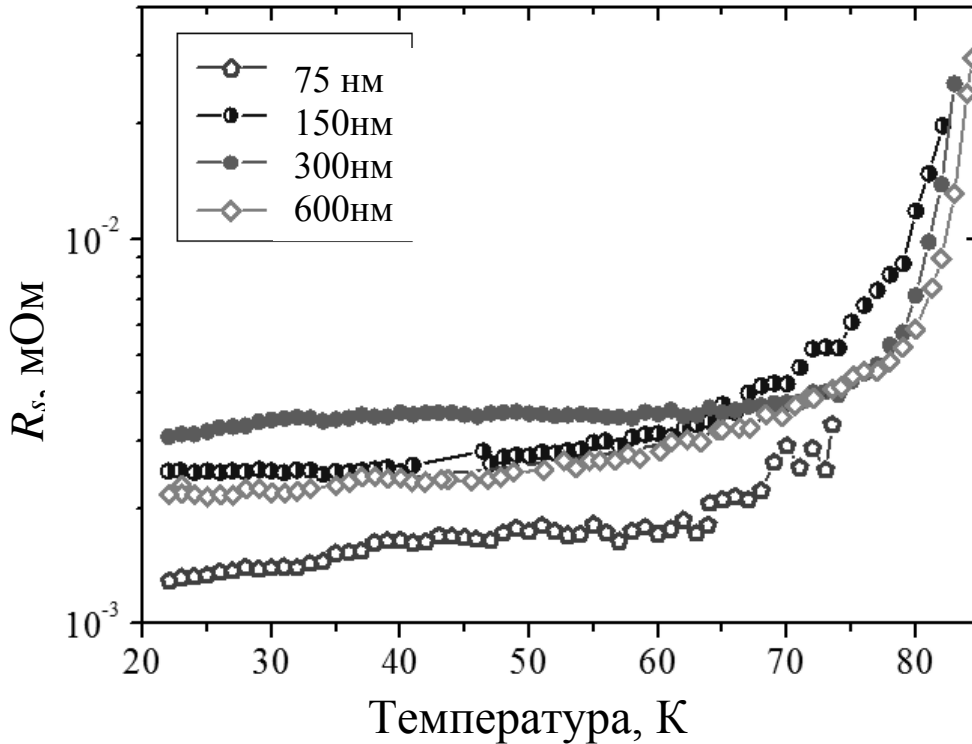


Рисунок 4.13 – Залежність об'ємного поверхневого опору (R_s) тонких плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ від температури T

Однак значне зменшення $R_s(T)$ для плівки $df = 75$ нм в порівнянні з іншими плівками суперечить усталеним уявленням про знос плівок з малою товщиною. На жаль, отриманих даних недостатньо для однозначної інтерпретації залежності R_s від df . З іншого боку, можна стверджувати, якщо зазначена залежність існує, то вона, очевидно, є слабкою.

Отримані значення $X_s(T)$ дозволяють оцінити залежність $\lambda L(T)$ відповідно до (4.8), (4.10), (4.12) и (4.13). При цьому існує якісна різниця в характері залежностей $\lambda L(T)$ для плівки $df = 75$ нм в порівнянні з більш товстими плівками (рис. 4.14).

Ці залежності для всіх значень товщин, крім 75 нм, можуть бути добре апроксимовані виразом

$$\frac{\lambda(T)}{\lambda_L(0)} = 0.165 \cdot e^{\frac{0.028}{T}} \quad (4.16)$$

Залежність $\lambda_L(T)$ для 75 нм добре апроксимовані відомим виразом

$$\lambda(T) = \lambda_L(0) / \left[1 + (T/T_c)^\gamma \right]^{1/2}, \quad (4.17)$$

де $\gamma = 1$ і $\lambda_L(0) = 145$ нм з $\gamma = 1$ і $\lambda_L(0) = 145$ нм.

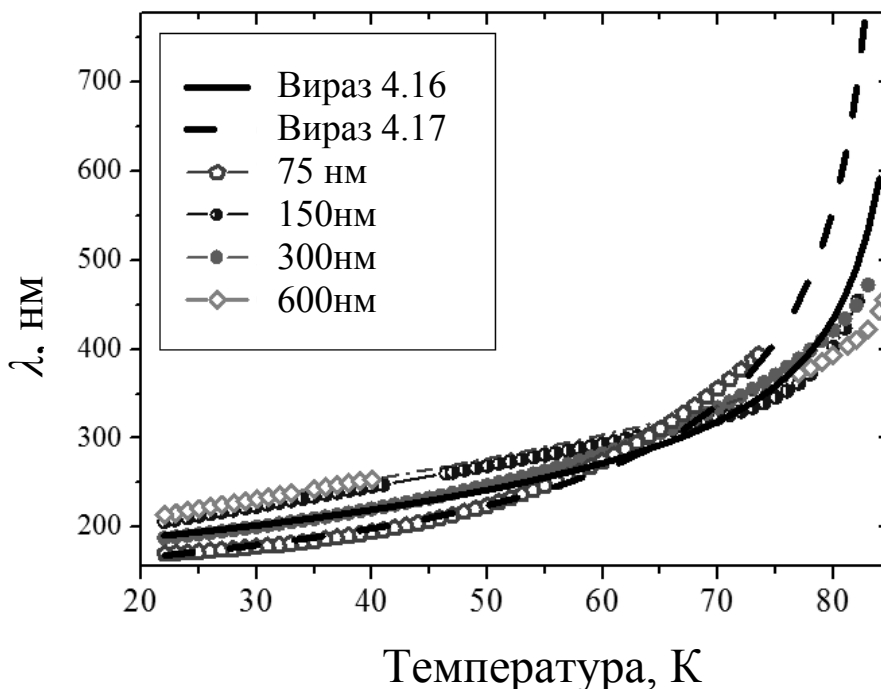


Рисунок 4.14 – Залежність Лондоновської глибини проникнення (λ_L) тонких плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ від температури T . Суцільні і пунктирні лінії представляють результати апроксимації, отримані з використанням (4.16) і (4.17)

Приблизно через рік значення $R_s^{eff}(T)$ повторно були отримані для всіх раніше досліджених плівок. Як приклад на рис. 4.15 показані такі залежності $R_s^{eff}(T)$ для плівки $d_f = 300$ нм. Слід зазначити, що більш пізніші дані при низьких температурах приблизно в 2 рази нижче в порівнянні з $R_s^{eff}(T)$, які виміряно раніше.

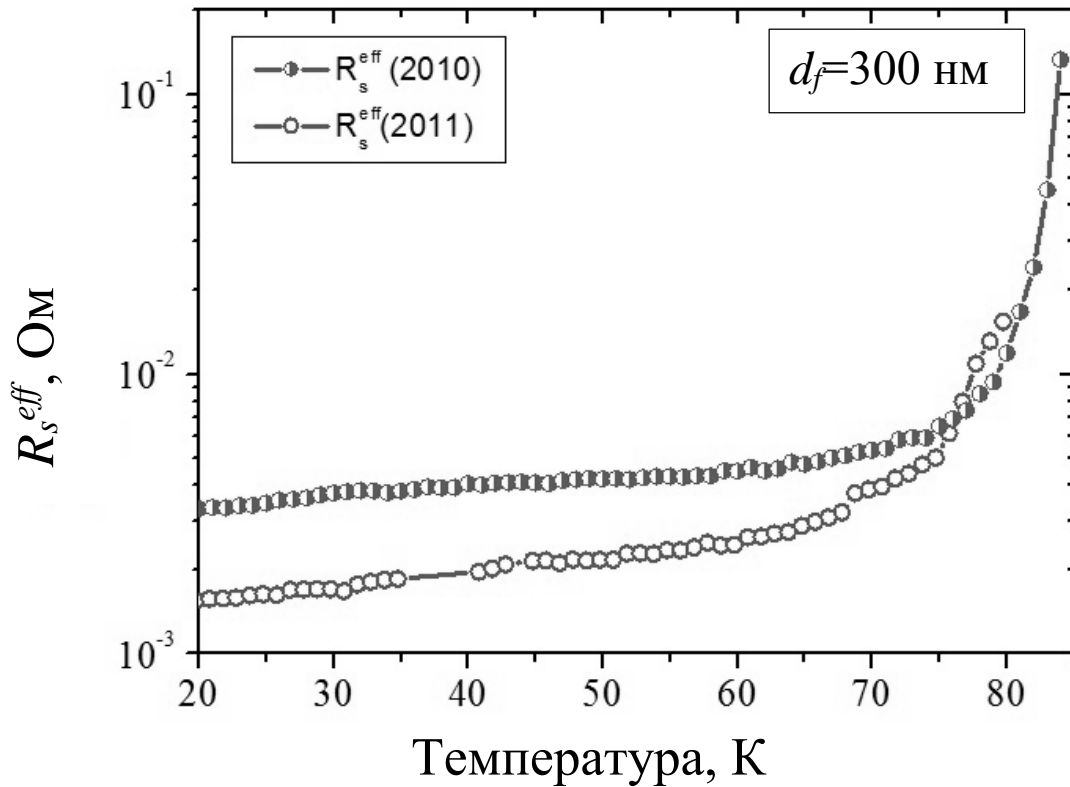


Рисунок 4.15 – Порівняння даних ефективного поверхнево опору ($R_s^{eff}(T)$), які отримано в двох циклах вимірювань для плівки $d_f = 300$ нм: 2010 рік (порожні символи) і приблизно через рік (заповнені символи) після її виготовлення

Ця кореляція однакова для всіх плівок, крім плівки $d_f = 75$ нм (рис. 4.16). Однак після першого виміру центральна частина цієї плівки була пошкоджена, тому, можливо, тут ефект зменшення $R_s^{eff}(T)$ не був зареєстрований через пошкодження.

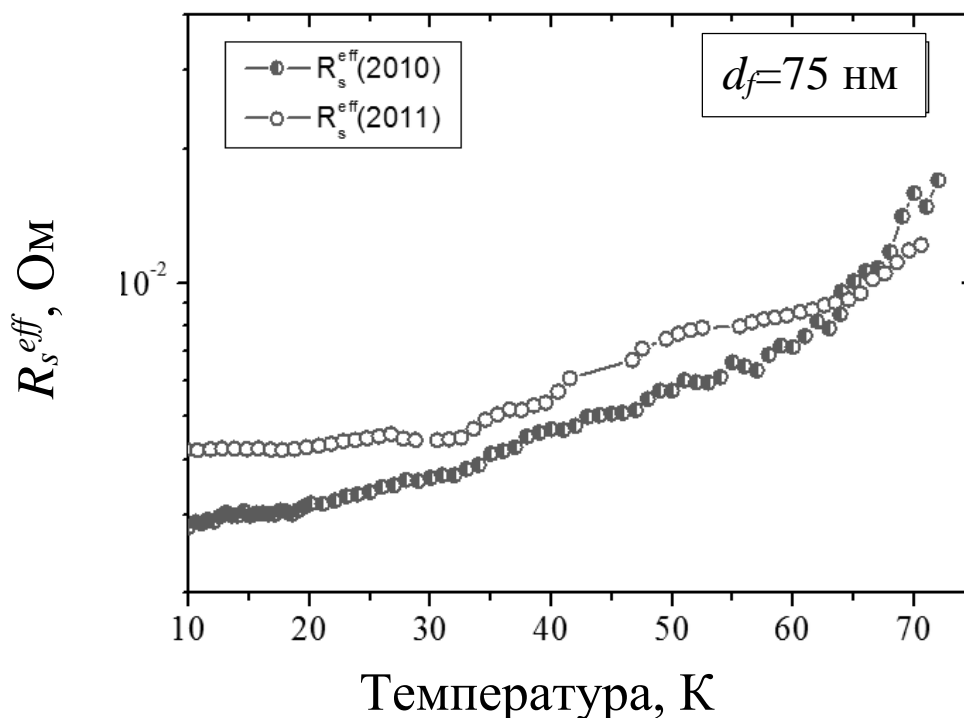


Рисунок 4.16 – Порівняння даних ефективного поверхнево опору ($R_s^{eff}(T)$), які отримано в двох циклах виміру для плівки $d_f = 75$ нм: 2010 рік (порожні символи) і приблизно через рік (заповнені символи) після її виготовлення

Виявлений ефект значного поліпшення мікрохвильових властивостей плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в часі може бути пояснений навмисним рівнем передопування в процесі виробництва плівки на фірмі «THEVA». Слід зазначити, що значення $R_s^{eff}(T)$ не змінювалися практично при температурі близько 77 К.

4.4 Еволюція мікрохвильового відгуку квазіоптичних діелектричних резонаторів в залежності від товщини плівок

Деякий час назад був виконаний ряд робіт з дослідження електродинамічних особливостей квазіоптичних діелектричних резонаторів з торцевими провідними стінками (рис.4.17а) [23]. По суті, ці резонатори є

квaziоптичними резонаторами Хаккі-Колеман (Hakki-Coleman) [155], в яких, на відміну від їх класичних аналогів, збуджуються хвилі шепочучої галереї. Експериментальні дослідження цих резонаторів з ВТНП плівками різної товщини, включаючи нульову (резонатор без торцевих провідящих стінок), виявляють особливості, які вимагають більш повного дослідження властивостей резонаторів цього типу, які залежать від товщини в гранично широкому інтервалі значень.

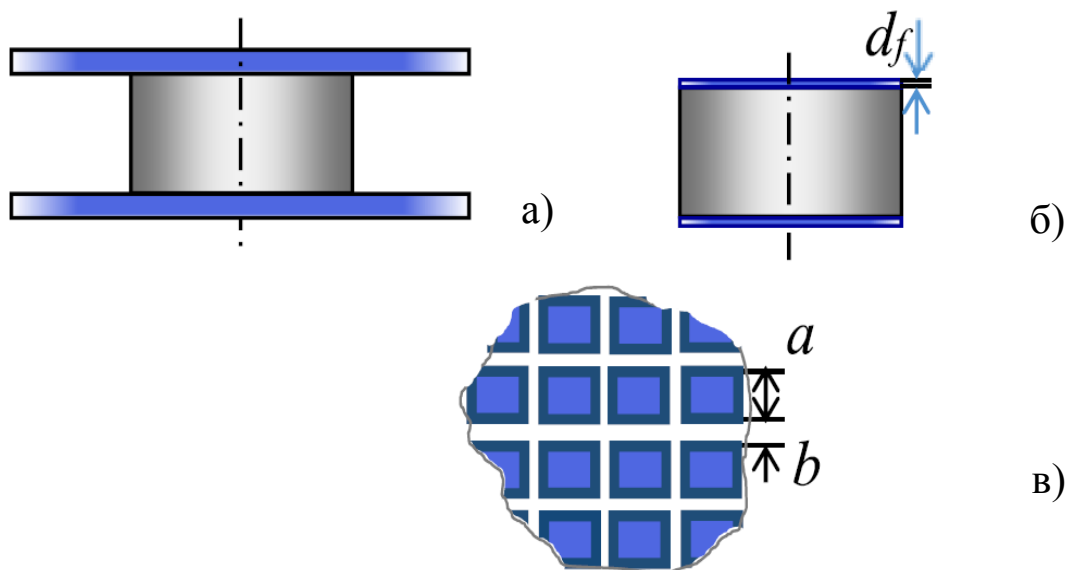


Рисунок 4.17 – Сапфіровий КДР з: а) об'ємними ТПС і б) ТПС в вигляді мідних плівок, в) ТПС в вигляді мідних плівок з островковою структурою

Одна з основних характеристик квaziоптичного діелектричного резонатора з торцевими провідними стінками, а саме добротність, яка визначається втратами мікрохвильової енергії, залежить від тангенса втрат $\text{tg}\delta$ в діелектрику і поверхневого опору R_s , матеріалу торцевих стінок. З одного боку, добротність відкритих сапфірових резонаторів (тобто без торцевих стінок) в міліметровому діапазоні може досягати значень 10^4 - 10^5 навіть при кімнатній температурі. З іншого боку, добротність резонатора з

торцевими провідними стінками значно нижче значення добротності відкритого резонатора. Як функція товщини d_f торцевих провідящих стінок, добротність падає, коли d_f стає менше 2δ , де δ є глибиною скін-шару в провіднику. Звідси випливає, що при деякій товщині $d_f = d_{Fmin} < \delta$ значення добротності має досягати певної мінімальної величини з подальшим зростанням при подальшому зменшенні товщини. Іншими словами, при товщині плівки $d_f < d_{fmin}$ і $d_f > d_{fmin}$ добротність повинна зростати. Це очікування узгоджується з результатами розгляду плоскопаралельної металевої плівки, яка знаходиться в електромагнітному полі (див., наприклад, [156]). Раніше було виявлено, що крива поглинання високочастотної (ВЧ) енергії в залежності від d_f має максимум, коли d_f стає набагато менше δ ($d_f \ll \delta$). Незважаючи на цей висновок, який часто використовується в ВЧ техніці, наприклад, при створенні болометрів, визначення характерної залежності добротності від d_f становить інтерес для квазіоптичних діелектричних резонаторів. Це пов'язано з тим, що резонатор зазначеного типу має високе значення добротності і, отже, потенційно велику можливість зміни добротності при зміні товщини d_f торцевих стінок. Вимірювання добротності в функції d_f становлять особливий інтерес з точки зору вивчення властивостей ультра-тонких плівок з $d_f \ll \delta$, які можуть використовуватися з торцеві стінки резонатора. При цьому важливо, що їх внутрішні властивості можуть змінюватися в залежності від зовнішніх умов [157], [158].

Вимірювання проводились з використанням сапфірового диска діаметром $D=14,4$ мм і висотою $l=2,5$ мм. Мідні плівки товщиною від 1 до 2000 нм напилювались безпосередньо на торцеві стінки диска. Товщина d_f контролювалася за тривалістю часу напилення з точністю до 0,1 нм. Напилення здійснювалося методом магнетронного розпилення на постійному струмі мідної мішені у вакуумній камері при температурі $\sim 100^\circ\text{C}$ і тиску $\text{Ar } 1,5 \cdot 10^{-2}$ Нг мм (~ 2 Па) з швидкістю 0,2 нм/с.

Вимірювання добротності проводилися в 8-мм діапазоні довжин хвиль при 300 К через 1-2 годину після вилучення плівок з вакуумної камери. Винятком є вимірювання, які проводилися протягом двох днів з одними і тими ж плівками товщиною 5,3 нм. Застосовувався метод вимірювання добротності по ширині резонансної лінії на рівні -3 дБ при гранично слабкого зв'язку з резонатором. В області товщин $d_f \leq \delta$ и $d_f > \delta$ вимірювання добротності проведено із застосуванням додаткових масивних мідних пластинок діаметром ~ 20 мм. Сапфіровий диск з напиленими мідними плівками затискався між масивними мідними дисками для виключення крайових ефектів. В області ультратонких плівок $d_f \ll \delta$ мідні диски не застосовувалися.

Експериментальна залежність добротності резонатора від товщини мідних плівок, напилених на торцеві стінки діелектричного диска, представлена на рис. 4.18.

Розрахункові значення добротності на рис. 4,18 отримані із застосуванням відомого виразу:

$$Q^{-1}(d_f) = k \operatorname{tg} \delta + A_s R_s(d_f), \quad (4.18)$$

яке впливає з правила суми зворотних добротностей, де коефіцієнти k і A_s показують внесок діелектричних і провідних втрат в загальну енергію втрат; $\operatorname{tg} \delta$ - тангенс кута діелектричних втрат; R_s - реальна частина поверхневого імпеданса Z_s мідної плівки; d_f - товщина мідної плівки. Поверхневий опір $R_s(d_f)$ визначається на підставі відомого вираження для поверхневого імпедансу [5]

$$Z_s(d_f) = Z_s^\infty \left(\frac{Z_s^\infty \operatorname{th}(k d_f) + Z_d}{Z_s^\infty + Z_d \operatorname{th}(k d_f)} \right) \quad (4.19)$$

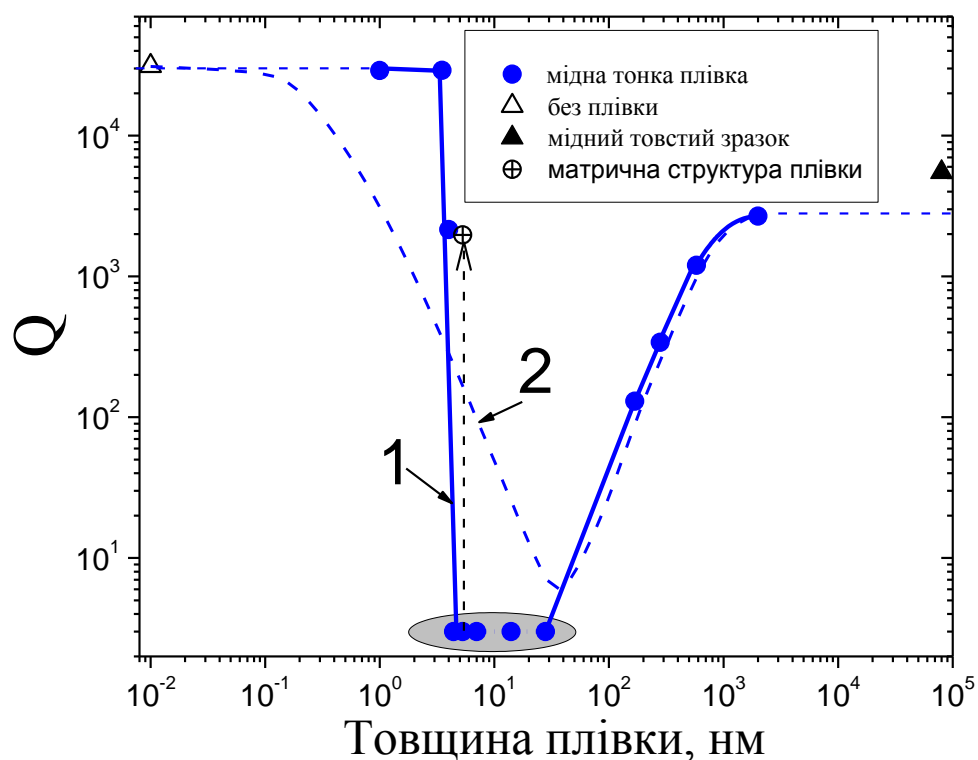


Рисунок 4.18 – Залежність добротності квазіоптичного діелектричного резонатора від товщини мідних торцевих стінок: ●-мідна плівка; \triangle -резонатор без плівок; \blacktriangle -об'ємна мідь; \ominus -плівки через 1 годину після напилення; \circ - плівки через 24 години після напилення; \oplus - плівка у вигляді матричної структури; — розрахунок

де Z_s - поверхневий імпеданс плівки довільної товщини d_f ; $Z_s^\infty = (1+i)(\omega\mu_0\delta)/\sqrt{2}$ - поверхневий імпеданс об'ємного зразка; $\delta = (1/(\omega\mu_0\sigma))^{1/2}$ - глибина скін-шару; σ - провідність на постійному струмі; $Z_d = [\mu_0/\{\varepsilon_0\varepsilon_1(1-i\cdot\text{tg}\delta)\}]^{1/2}$ - імпеданс діелектричної підкладки; $k = 1/\delta$ - хвильове число (мідна плівка напилена безпосередньо на діелектричний диск, тому в розрахунку використовувався імпеданс вакууму $Z_d = Z_0=120\pi$).

На рис. 4.18 наведено також значення $Q=31250$ для відкритого резонатора ($d_f=0$, мода (коливання) $HE_{12\ 1\ 1}$) і $Q=5890$ для резонатора с (товстими) об'ємними мідними торцевими провідними стінками

($d_f \sim 5000 \text{ мкм} \gg \delta \sim 300 \text{ нм}$, HE_{1410} -мода). При зменшенні товщини мідного покриття, коли d_f наближається до товщини δ скін-шару і стає менше δ , величина добротності знижується. Резонансна лінія не спостерігається при $d_f < 50 \text{ нм}$, хоча можна оцінити мінімальне вимірне значення $Q_{\min} \leq 20$. Резонансна лінія не спостерігається при зменшенні d_f до $4,4 \text{ нм}$. При $d_f = 3,5 \text{ нм}$ резонанс виникає із значенням $Q = 29120$, тобто при зміні товщини плівки всього лише на $0,9 \text{ нм}$ добротність змінюється більш ніж у 10^3 раз! Тестові вимірювання провідності на постійному струмі показують надзвичайно мале значення її при $d_f = 3,5 \text{ нм}$ і різке зростання при $d_f > 4 \text{ нм}$.

При напиленні плівки з проміжним значенням товщини $d_f = 4 \text{ нм}$ значення добротності виявляється також проміжним, рівним $Q = 1970$. Після прогріву до 100°C добротність Q піднімається до 6850 і на наступний день вона зростає до 25710 . Наступні два вимірювання виконані з плівками товщиною $5,3 \text{ нм}$ і 280 нм , напиленими через сітку з прямокутними елементами розміром $40 \times 40 \text{ мкм}$, тож плівка мала структуру матриці з відстанню 10 мкм між провідними областями. У першому випадку ($5,3 \text{ нм} \ll \delta$) резонанс спостерігався (резонанс з такою товщиною d_f суцільної плівки не спостерігався зовсім), а в іншому випадку ($280 \text{ нм} \approx \delta$), навпаки, резонанс зникав.

Можна припустити, що виявлений величезний пороговий ефект в квазіоптичних діелектричному резонаторі з ультратонкими плівками викликається порушенням суцільності провідної плівки міді при зміні її товщини всього лише на $\sim 0,9 \text{ нм}$. Протилежний знак зміни добротності для двох значень товщини, $d_f \ll \delta$ і $d_f \sim \delta$ плівок при переході до матричної структурі (рис.4.18 в) підтверджує цей висновок. Оскільки мідні плівки нанесено безпосередньо на торцеві площини сапфірового циліндричного диска за допомогою магнетронного випаровування, то важливо оцінити шорсткість поверхні сапфіра. При виготовленні сапфірового диска використовувався абразивний порошок з діаметром зерен 8 нм , отже, можна

оцінити шорсткість поверхні сапфіра менше ніж 8 нм. Пізніше діелектричні резонатори, які функціонують на нижчих модах, використовувалися для вивчення НВЧ-відгуку резонаторів з ультратонкими плівками нормальних металів [107], графеновими плівками [61, 159, 160], тонкими плівками надпровідників в нормальному і надпровідному станах [161, 162] і шари вуглецевих нанотрубок [107]. При цьому перколяційні і техногенні розриви в плівці спостерігалися за допомогою діелектричного резонатора, в якому збуджувалась мода H_{011} [61].

З метою перевірки припущення, що виявлений величезний пороговий ефект в квазіоптичному діелектричному резонаторі з ультратонкими плівками викликається порушенням суцільності провідної плівки міді, при зміні її товщини було проведено чисельне моделювання резонансної структури з тонкою плівкою за допомогою програмного продукту COMSOL.

Однією з переваг моделювання є можливість спостерігати за зміною мікрохвильового відгуку резонатора при безперервному уявному зменшенні товщини провідної плівки d_f до нуля, що неможливо в реальному експерименті. Моделювання дозволяє досліджувати еволюцію розподілу ЕМ поля моди $HE_{n m \delta}$ в резонаторі з об'ємними торцевими стінками, коли аксіальний індекс $\delta = 0$, так само як і розподіл ЕМ поля подібної моди в резонаторі, коли індекс $\delta > 0$. Останнє має місце за умови коли товщина плівки стає $d_f < \delta_s$, включючи $d_f = 0$. Тут n - азимутальний індекс, що показує число варіацій ЕМ поля, які укладаються уздовж циліндричної поверхні діелектричного диска, m - радіальний індекс, що показує число варіацій ЕМ поля по радіусу диска; δ характеризує зміну поля уздовж осі диска. Аналіз вищезгаданої еволюції може дати можливість для з'ясування природи залежності $Q(df)$, яка представлена на рис. 4.18. Порівняння експериментальних і розрахункових (COMSOL) залежностей добротності

$Q(df)$ показує, що основні експериментальні особливості добре описуються моделюванням резонансної структури з суцільними плівками.

Резонаторна структура моделювалася (рис. 4.19) з використанням радіочастотного модуля програмного продукту COMSOL Multiphysics.

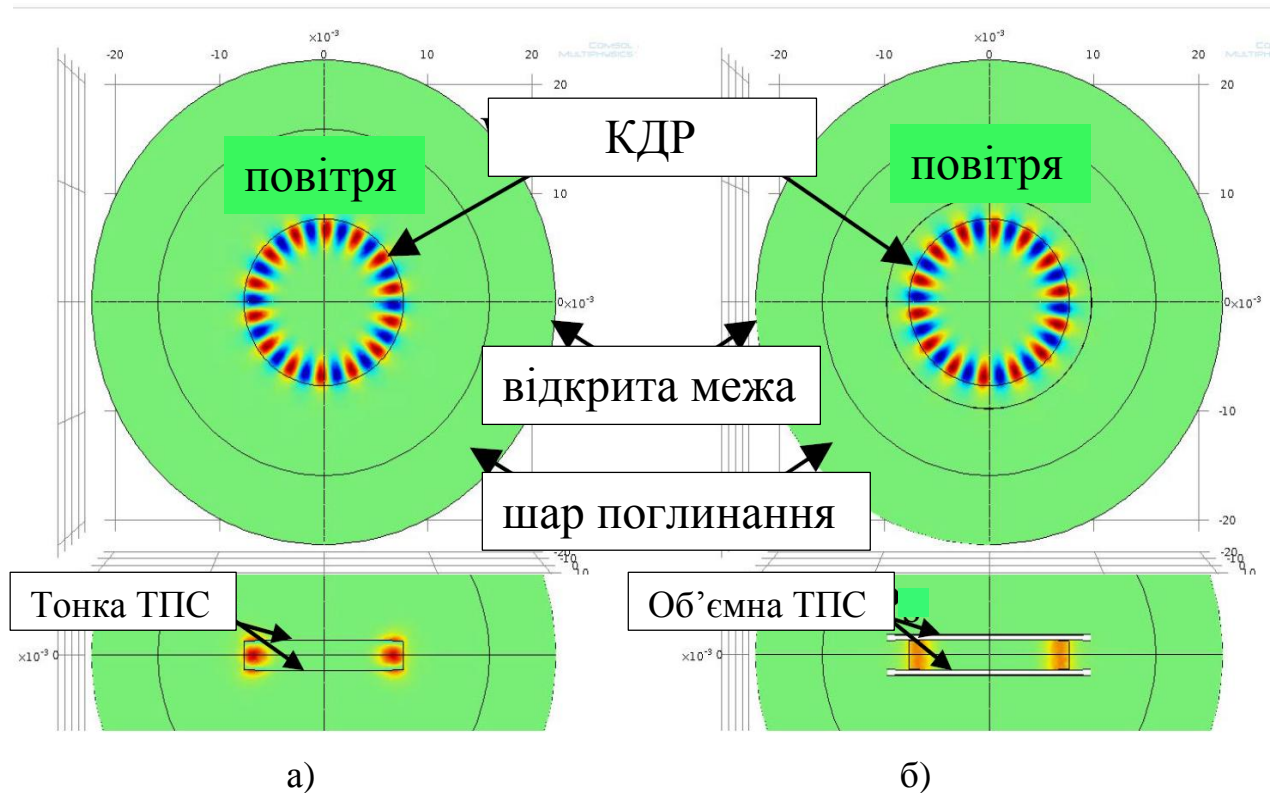


Рисунок 4.19 – Розрахункова модель резонаторної структури з двома типами торцевих стінок: (а) - резонатор з тонкими мідними плівками (E_z -компонента $HE_{14\ 1\ \delta}$ моди ($\delta \approx 1$)); (б) - резонатор з об'ємними мідними стінками (E_z -компонента $HE_{14\ 1\ 0}$ моди)

Для імітації відкриті межі використовувалася комбінація шара поглинання з граничними умовами, які описують розсіювання ЕМ поля. Для моделювання тонких плівок використовувалася перехідна гранична умова, яка дозволяє задавати необхідні значення провідності і товщини тонких плівок. За допомогою побудованої моделі розраховувалися резонансні частоти і добротності резонатора. Оскільки залежність провідності від

товщини плівки невідома, то добротність і резонансна частота розраховувалися з використанням залежності провідності, отриманої на основі експериментальних даних. По-перше, із використанням експериментальних значень $Q(df)$, $\text{tg } \delta$, розраховувалися значення коефіцієнтів A_s і k , а також із застосуванням відомого співвідношення (4.20), знаходилося значення ефективного поверхневого опору R^{eff} .

$$Q^{-1} = k \text{tg} \delta + A_s R_s^{eff} + Q_{rad}^{-1}, \quad (4.20)$$

де Q_{rad} пов'язане з втратами на випромінювання; k , $\text{tg} \delta$ і A_s - коефіцієнт, що відображає взаємодію ЕМ поля з діелектриком, тангенс кута втрат діелектрика і коефіцієнт, що описує взаємодію ЕМ поля з провідними стінками, відповідно.

Тоді із співвідношення для поверхневого імпедансу нормального металу [163] можна знайти провідність σ

$$\sigma = \frac{\omega \mu_0}{2R_s^2}, \quad (4.21)$$

де ω – кругова частота, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м, R_s – поверхневий опір об'ємного зразка.

Використовуючи значення знайденої провідності $\sigma(df)$, залежність $Q(df)$ було отримано за допомогою програми COMSOL для великої товщини, аж до $df = 150$ нм. Для більш тонких плівок залежність $Q(df)$ була побудована з використанням лінійної залежності провідності $\sigma(df)$. Залежність провідності $\sigma(df)$ показана на вставці до рис. 4.20. На рис.4.20 показані результати моделювання $Q(df)$ і $a(Q(df))$ для моди $\text{HE}_{12,1\delta}$. Вимірювання в областях великих df (мкм) і малих df (нм) було виконано з використанням мод $\text{HE}_{14,1\delta}$ і $\text{HE}_{12,1\delta}$, відповідно. Результати моделювання показують, що $Q(df)$ для цих мод практично збігаються. Тому залежність

$Q(df)$ практично не змінюється, якщо вона побудована з використанням тільки $HE_{12,1\delta}$ або тільки $HE_{14,1\delta}$. Характер залежності зсуву резонансної частоти від d_f також практично не змінюється для цих мод.

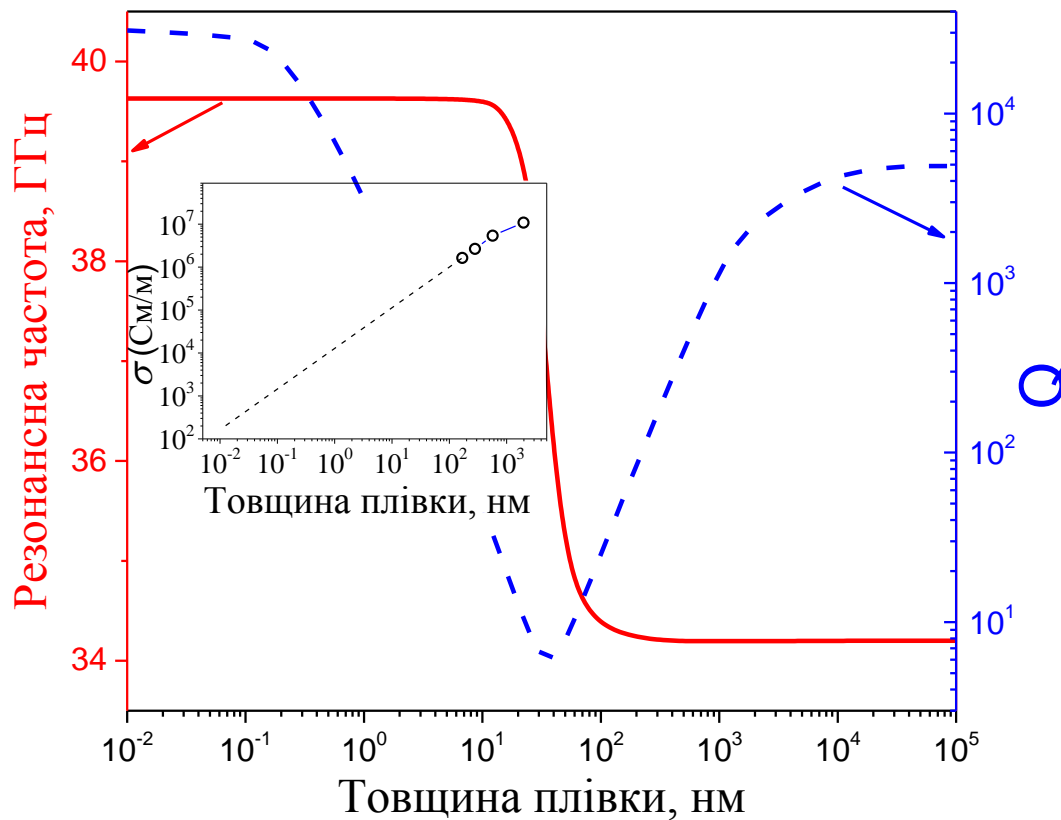


Рисунок 4.19 – Залежність добротності Q сапфірового КДР і резонансної частоти F від товщини плівки міді (моделювання). Значення провідності σ , які викорисані в моделі, показані на вставці: провідність тонких плівок в залежності від товщини, отримана на основі перетворення імпедансов, відзначена кружками і точкової лінією відзначена провідність, отримана шляхом екстраполяції цих значень

Порівнюючи результати моделювання та експериментальні значення залежності добротності Q від товщини плівки d_f , можна відзначити деякі особливості, а саме, зменшення добротності в мкм діапазоні, досягнення мінімуму, а потім різке збільшення при зменшенні товщини d_f всього на

декількох десятків нанометрів (рис. 4.18). Слід відзначити хорошу відповідність між результатами, отриманими шляхом моделювання з використанням COMSOL, і експериментальними результатами, розрахованими за допомогою перетворення імпедансу. Ця обставина вказує на можливість проведення вимірювання провідності в тонких плівках за допомогою КДР. Результати моделювання показали появу мінімуму добротності при $d_{стрибок} < 50$ нм, в припущенні сплоскості плівки. Також можна відзначити відсутність стрибка на залежності $Q(d_f)$ при нм товщинах d_f . Різка зміна резонансної частоти $F(d_f)$ і знака нахилу в $Q(d_f)$ (для $d_f \approx 35$ нм на рис. 4.20) вказує на зміну структури поля в резонаторі. Еволюція структури мікрохвильового поля в КДР із зміною товщини плівки являє собою певну проблему і виходить за рамки даної роботи. Мінімум добротності (при $d_f \approx 35$ нм) розрахований при значенні провідності $\sigma = 3,6 \times 10^5$ См/м. Очевидно, що вплив величини провідності на добротність значно зменшується із зменшенням товщини d_f . Спостережуване в експерименті різке збільшення $Q(d_f)$ для області $d_f \approx 3,5$ нм (див. рис. 4.18) пов'язане з порушенням суцільності плівки. Це було підтверджено експериментально, коли плівка була островковою структурою (матриця), де островці плівки мали розміри $a \times a = 40 \times 40$ мкм² і були розділені відстанню 10 мкм [див. рис. 4.17 (б)]. Такі структури можна описати як метаматеріали, при яких мала товщина плівки може призводити до аномального зниження втрат [164].

4.5. Висновки до розділу 4

Таким чином, експериментально отримана температурна залежність поверхневого опору R_s щодо товстої епітаксiальної плівки $YBa_2Cu_3O_{7-\sigma}$, нанесеною на монокристалічну плівку MgO, в широкому температурному інтервалі, від 2 К до ~ 90 К. Вимірювання вперше проведені з використанням

нової техніки, а саме із застосуванням сапфірового напівсферичного резонатора з хвилями шепочучої галереї, що дозволяє підвищити чутливість вимірів R_s в міліметровому діапазоні хвиль, в тому числі вимірювань при низьких температурах. Отримано лінійну залежність при $T < 15$ К, яка узгоджується з результатами інших авторів, що, вказує на d -хвильову симетрію параметра порядку в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$.

Близькість даних по R_s , в тому числі і за залишковим опором $R_{res} = R_s(T \rightarrow 0)$ для монокристалів і плівок говорить про те, що залежність $R_s(T)$ в основному визначається внутрішніми властивостями ВТНП. Однак, природа R_{res} залишається як і раніше неясною. Для її встановлення необхідно проведення систематичних досліджень поверхневого імпедансу $Z_s(T, \omega)$ в області низьких температур, зокрема при $T < 2$ К. Залежність $R_{res}(\omega)$ у вигляді $\omega^{3/2}$ показує, що залишкові втрати не пов'язані з нормальною провідністю або «діелектричним слідом», тому що внесок останніх був би пропорційний $\omega^{1/2}$ або ω .

У даній роботі також вивчався поверхневий імпеданс плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ різної товщини ($d_f = 75\text{--}600$ нм), які напилялися на монокристалічні підкладки MgO товщиною 0,5 мм шляхом магнетронного методу. Експериментальні вимірювання проводилися також з використанням сапфірового резонатора Ка-діапазону в формі напівсфери, в яких збуджувались моди шепочучої галереї. Експериментально показано, що R_s^{eff} зменшується і прагне до мінімуму при $d_f > 300$ нм, а об'ємні властивості плівок практично не залежать від d_f в зазначеному діапазоні. Лондоновська глибина проникнення гарно може бути апроксимована при $T > 20$ К виразом (4.16) для всіх значень товщин, крім 75 нм. Залежність для останій товщини добре апроксимується відомим виразом (4.17) з $\gamma = 1$ і $\lambda_L(0) = 145$ нм.

Ефект значного (приблизно в 2 рази при низьких температурах) зниження $R_s(T)$ було виявлено через рік після синтезу плівки. Цей ефект

можна пояснити навмисним передопіюванням (передозуванням кисню) плівок в процесі їх синтезу і подальшим процесом «старіння», коли плівки стають оптимально допіюваними.

Еволюція МВ відгуку КДР з НЕ модою проаналізована в залежності від товщини плівки d_f в діапазоні від $d_f > \delta_s$ до $d_f \ll \delta_s$ (включаючи $d_f = 0$) шляхом чисельного моделювання. Характерна поведінка в залежності від d_f визначалося переходом моди HE_{nm0} в моду $HE_{nm\delta}$ ($\delta > 0$). Експериментально виявлено відгук сапфірового КДР в Ка-діапазоні, який порівнювався з результатами чисельного моделювання, отриманими з використанням програмного продукту COMSOL. Немонотонність зміни відгуку зі зменшенням d_f було пояснено за допомогою моделі, запропонованої Крупкою і Струпінським [159], незважаючи на квазіоптичну природу резонатора і іншу поляризацію моди, а саме, моду $HE_{141\delta}$, в цієї роботи. Вплив поляризації мод на мікрохвильовий відгук резонатора з надтонкими провідними плівками вимагає подальшого вивчення. Штучне порушення суцільності ультратонкої плівки, а саме використання островкової структури, привів до різкого збільшення добротності, аналогічного випадку, коли долається поріг перколяції.

РОЗДІЛ 5
ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ
МІКРОХВИЛЬОВИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПНІКТИДІВ І
ХАЛЬКОГЕНІДІВ З ІОНАМИ ЗАЛІЗА

Відкриття надпровідності в пніктидних компаундах $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}$ ("1111") з іонами Fe стимулювало великий науковий інтерес і інтенсивні дослідження цього класу надпровідників [165]. Сполуки містять феромагнітний елемент Fe, і тому очікувалися нетрадиційні надпровідні властивості пніктидів, бо надпровідність і феромагнетизм, як правило, є антагоністами. Значних зусиль було здійснено в пошуках надпровідності в структурно простіших компаундах з іонами Fe. В результаті надпровідність було виявлено в металевих сполуках-пніктидах BaFe_2As_2 ("122") з Co- та Ni-легуванням [166,167,168]. Крім того, відкриття надпровідності в бінарному Fe-халькогеніді ("11"), вільному від присутності миш'яку (As), представляє великий інтерес, тому що містить тільки FeSe-шар, який має таку ж структуру, що і FeAs, при цьому дефіцит Se може бути причиною надпровідності [169,170].

Визначення властивостей електронної системи, особливо структури надпровідної щілини, грає важливу роль у виявленні механізму надпровідності в вищезазначених надпровідниках. Ось чому ця проблема експериментально вивчалася за допомогою великої кількості методів (дивись, наприклад, роботи [171,172,173,174,175,176,177,]). І тут виникла нова проблема повного взаємного узгодження результатів, отриманих за допомогою різних експериментальних методів в різних лабораторіях світу [178]. Особливу увагу привертають методи, засновані на вивченні присутності енергетичної щілини в спектрі електронної системи шляхом спостереження температурної залежності у широкому діапазоні певних фізичних особливостей, включаючи мікрохвильовий відгук [179]. Добре відомо, що в звичайних s-надпровідниках експоненціальна поведінка

багатьох властивостей при низьких температурах показує наявність енергетичної щілини при відсутності вузлів. У разі s-хвильових станів з вузлами температурні залежності, як правило, змінюються за різними степеневими законами. Тут є серйозна проблема у визначенні конкретного стану. Випадок з купратними надпровідниками виявився порівняно легким [180], коли вузли d-хвильового стану на циліндричній поверхні Фермі привели до однозначної лінійної температурної залежності лондонівської глибини проникнення λ . Однак невпорядкованість швидко приводить до T^2 -залежності, тож в матеріалах з дефектами, руйнівними для куперівських пар, ці методи потребують високого рівня як знання хімічного складу надпровідників, що досліджуються, так і рівня техніки проведення фізичних експериментів [178]. На даний момент консенсус щодо хвильової симетрії в надпровідниках з іонами Fe^{3+} деякою мірою існує, але дослідники працюють з тим, щоб досягти остаточного консенсусу. Розрахунки зонної структури і ARPES експерименти [181] дають правдоподібне пояснення явищу надпровідності з використанням ідеї мультizonної надпровідності.

Через те, що визначення структури енергетичної щілини відіграє важливу роль у виявленні механізму надпровідності в компаундах на основі заліза, ця проблема експериментально вивчалася за допомогою широкого спектру методів (див, наприклад, [182] і посилання там). Вимірювання $\lambda(T)$ надають важливу інформацію щодо температурної залежності густини надплинної електронної компоненти, безпосередньо пов'язаної зі структурою щілини. Кілька радіо- і мікрохвильових методів були використані для вивчення $\lambda(T)$ в Fe-пніктидах. Особливо варто відзначити роботи з вивчення глибини проникнення за допомогою радіочастотного резонатора з тунельним діодом (tunnel-diode resonator (TDR)) [182].

Але ця техніка дозволяла акуратно знаходити залежність $\lambda(T)$ тільки при низьких температурах (до $\sim T_c/3$), коли $\lambda(T)$ визначає тільки реактивну частину $X_s(T) = \mu_0 \omega \lambda(T)$ поверхневого імпедансу Z_s надпровідника.

Вимірювання мікрохвильового відгуку надпровідника дозволяють визначати активну R_s і реактивну X_s компоненти поверхневого імпедансу Z_s , отже активну і реактивну компоненти комплексної провідності. Це дає можливість отримати не тільки температурні залежності $\lambda(T)$ і швидкості розсіювання квазічастинок $\tau^{-1}(T)$, але і кількісні характеристики структури енергетичної щілини. Аномальне розсіювання в нормальному стані безпосередньо пов'язано з силою надпровідного спаровування [183], тому розширення цих вимірів в надпровідному стані важливе з точки зору вивчення механізмів розсіяння квазічастинок.

При вивченні мікрохвильового поверхневого імпедансу важливо мати на увазі два аспекти: 1) чутливість і точність вимірювання підвищується з ростом частоти мікрохвильового поля $\omega = 2\pi F$, і тому краще проводити дослідження у міліметровому (мм) діапазоні довжин хвиль; 2) зразки нових незвичайних надпровідників мають досить малі розміри монокристалів (як правило $\sim (2-3) \times (2-3) \times 0,1 \text{ мм}^3$) або плівки ($\sim 1 \times 1 \times 10^{-4} \text{ мм}^3$). Техніка на базі КДР забезпечує урахування цих аспектів і була активно використана в даній роботі для дослідження надпровідників з іонами заліза.

Основні результати, які містяться в розділі 5, представлені в роботах автора [5, 9, 10, 12, 16, 17, 20, 22-24, 38] (див. додаток А).

5.1 Мікрохвильовий поверхневий імпеданс монокристала пніктида BaFeCoAs

Монокристал пніктида BaFe_2As_2 , який легирован Co , є однією з найбільш вивчених систем серед надпровідників на основі заліза. Також встановлено, що його основні особливості є загальними для всього сімейства цих нетрадиційних надпровідників [184]. Ця обставина, а також відсутність даних про дослідження мікрохвильових властивостей монокристала пніктида BaFe_2As_2 в мм діапазоні довжин хвиль стали

спонукаючим мотивом для проведення досліджень властивостей цих речовин в широкому температурному інтервалі в зазначеному частотному діапазоні. Досліджуваний зразок був оптимально допований монокристал $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.926}\text{Co}_{0.074})_2\text{As}_2$, який був вирощений з розплаву $\text{FeAs}:\text{CoAs}$. Процес синтезу цього кристала більш детально описаний в [185]. Рівень допування кобальтом $x = 0,074$ визначався за допомогою електронно-зондової спектроскопії з використанням довгохвильової дисперсії. Температура надпровідного переходу $T_c = 22,8$ К, яку було визначено з мікрохвильових вимірювань, добре узгоджувалася із значеннями T_c , які тримані для зразків з тієї ж партії з використанням інших методів, а саме при вимірюванні температурної залежності намагнічування пниктида [185], при використанні радіочастотного резонатора з тунельним діодом (МГц діапазон) [186] і при вимірюванні температурної залежності питомого опору на постійному струмі [187].

5.1.1 Температурна залежність поверхневого імпедансу

Дослідження поверхневого імпедансу проводилися за допомогою техніки на базі модифікованого дискового КДР з радіальною щілиною (рис.5.1), спектральні та енергетичні властивості якого детально описані в розділі 3. Досліджуваний зразок мав форму прямокутного паралелепіпеда з розмірами $3,50 \times 2,50 \times 0,10$ мм³. Довжина зразка $L = 3,5$ мм була обрана таким чином, щоб повністю перекривати шлях поширенню ЕМ хвилі вздовж криволінійної поверхні КДР, а висота $H = 2,5$ мм дорівнювала висоті КДР, щоб не виникало повітряних зазорів між сапфіровим диском і ВТНП торцевими стінками. Зразок виступав приблизно на 0,5 мм в радіальному напрямку за криволінійну поверхню КДР, це було зроблено для мінімізації радіаційних втрат. Плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ використовувалися як торцеві стінки, що обумовлено малими втратами в них в мм діапазоні довжин хвиль в порівнянні із звичайними провідниками, можливістю синтезу цих плівок

великого розміру (більше діаметра сапфірового диска) і досить високою критичною температурою ($T_c \sim 90$ К) в порівнянні з критичною температурою пніктидів.

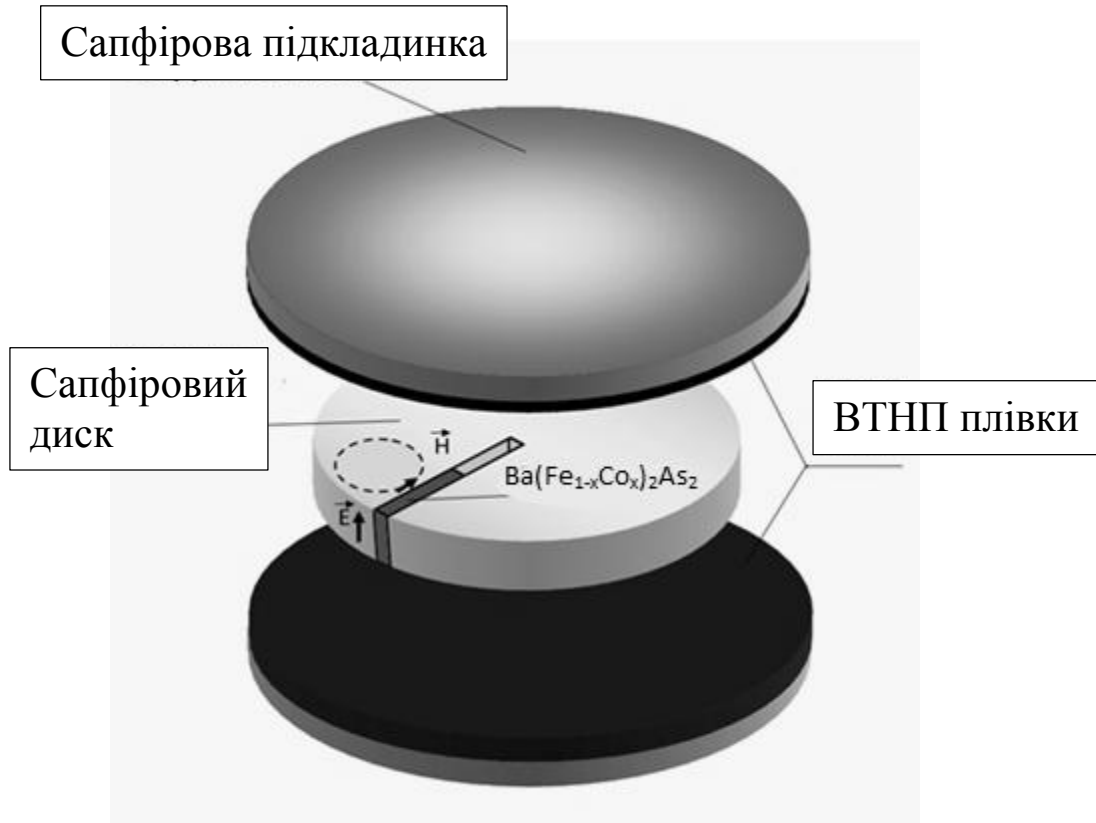
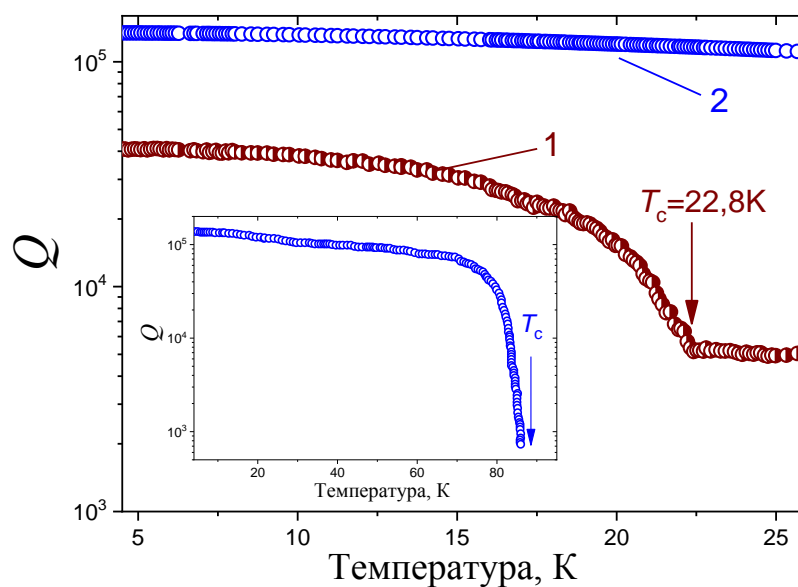
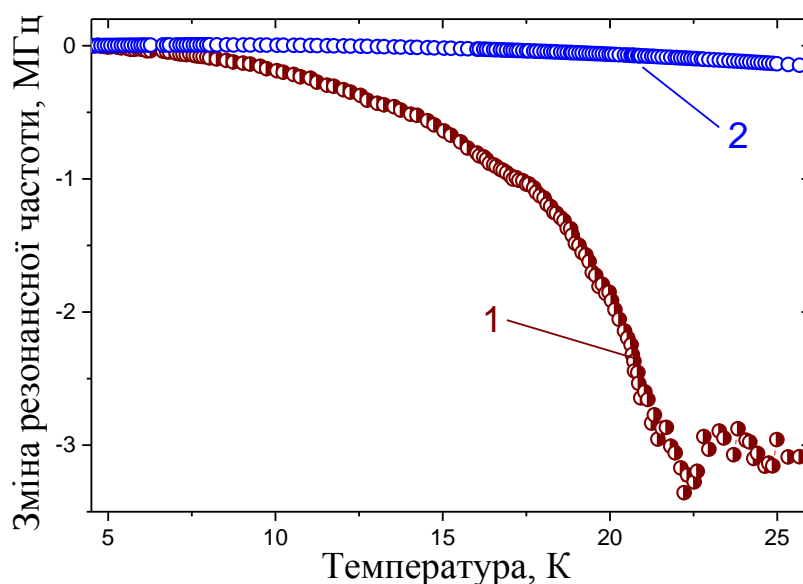


Рисунок 5.1 – Сапфіровий дисковий КДР з радіальною щілиною і досліджуваним зразком (монокристал $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.926}\text{Co}_{0.074})_2\text{As}_2$) в щілині. Як торцеві стінки використовувалися монокристалічні плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Комбінація сапфірового КДР і ВТНП торцевих стінок дає можливість отримати високі значення добротності $Q \approx 10^5$ в інтервалі температур від $T = 4$ К до $T \approx 30$ К. Виміряні значення $Q(T)$ і $F(T)$ резонатора з досліджуваним кристалом і без нього показані на рис. 5.2. Вимірювання добротності проводилися при слабкому зв'язку резонатора з діелектричними хвилеводами, який обмежений тільки чутливістю вимірювального приладу (векторний аналізатор ланцюгів HP8510C), тому виміряне значення Q можна з високою точністю вважати власною добротністю.



а)



б)

Рисунок 5.2 – Температурна залежність добротності $Q(T)$ (а) і зміни резонансної частоти $\Delta F(T)$ (б) резонатора з монокристалом $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ (крива 1) і без нього (крива 2). На вставці рис. 5.2 а приведена температурна залежність добротності $Q(T)$ резонатора без зразка в широкому інтервалі температур аж до температури надпровідного переходу $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ плівки ($T_c \sim 90$ K)

Точність вимірювання частоти резонатора F залежить від його добротності Q . В даному випадку при $Q \approx 10^5$ точність становить декілька

кГц в Ка-діапазоні. Більш низька точність вимірювання резонансної частоти при $T > T_c$ обумовлена значним зменшенням добротності резонатора ($Q \approx 10^3$), коли зразок переходить в нормальний стан.

Використовуючи відомі вирази (див. наприклад, 17, 154, 188), з вимірних значень $Q(T)$ і $F(T)$ можна отримати поверхневий імпеданс $Z_s(T) = R_s(T) + iX_s(T)$. Поверхневий опір зразка $R_s(T)$ можна виразити через величину зміни добротності резонатора, обумовленого внесенням в нього досліджуваного зразка надпровідника

$$A_s R_s(T) = \Delta Q^{-1}(T). \quad (5.1)$$

Оскільки неможливо точно визначити власне значення частоти резонатора з ідеально провідними елементами (це перешкода є загальним для всіх типів резонаторів), то можна отримати тільки вираз для зміни поверхневого реактанса $X_s(T)$:

$$A_s \Delta X_s(T) = -2 \Delta \omega(T) / \omega(T), \quad (5.2)$$

де $\omega = 2\pi F$; A_s – коефіцієнт включення провідника, який залежить від геометрії і розмірів зразка, а також від розподілу ЕМ поля (моди) в резонаторі. Коефіцієнт включення A_s можна розрахувати аналітично шляхом строгого розв'язання електродинамічної задачі резонаторної структури [154]. Якщо аналітичне рішення не може бути знайдено, значення A_s можна визначити за допомогою процедури калібрування, використовуючи зразки з відомими властивостями [188]. Також коефіцієнт включення A_s можна визначити шляхом моделювання резонатора структури з використанням програми CST Microwave Studio, виключаючи діелектричні втрати ($\text{tg } \delta = 0$), втрати в торцевих стінках ($R_s^{\text{СЕР}} = 0$) і використовуючи провідник з розмірами, ідентичними розмірам досліджуваного зразка із попередньо обраним поверхневим опором $R_s^e(T)$:

$$(Q_{os}^e)^{-1} = A_s R_s^e. \quad (5.3)$$

У програмі CST Microwave Studio не враховуються радіаційні втрати, тому, використовуючи розраховане значення втрат в резонаторі $(Q_{os}^e)^{-1}$ і обране значення поверхневого опору R_s^e , можна визначити коефіцієнт включення $A_s = 1/R_s^e Q_{os}^e$. Для $R_s^e = 50$ мОм розраховане значення добротності становить $Q_{os}^e = 70672$ і дає коефіцієнт включення $A_s = 2.83 \cdot 10^{-4}$ мОм⁻¹ для зразка з розмірами 2,50x3,50x0,10 мм³ (HE₁₆₁₀ мода).

У разі розгляду відкритого КДР замість рівняння 5.1 необхідно використовувати більш загальний підхід, що враховує адитивний характер всіх мікрохвильових втрат в резонаторі з досліджуваним зразком і без нього, зокрема радіаційні втрати:

$$Q_0^{-1} = k \operatorname{tg} \delta + A_s^{CEP} R_s^{CEP} + Q_{rad0}^{-1} \quad (5.4)$$

$$Q_{0S}^{-1} = k \operatorname{tg} \delta + A_s^{CEP} R_s^{CEP} + A_s R_s + Q_{radS}^{-1} \quad (5.5)$$

де A_s^{CEP} і $R_s^{CEP}(T)$ – коефіцієнт включення і поверхневий опір торцевих стінок, k - коефіцієнт включення діелектрика, значення якого близько до 1, $\operatorname{tg} \delta$ – тангенс кута втрат в діелектрику, Q_{rad} – складова добротності, обумовлена радіаційними втратами. На відміну від випадку сапфірового дискового КДР з ТПС, де $Q_{rad0}^{-1} < 10^{-9}$ і втратами на випромінювання можна знехтувати, в разі сапфірового дискового КДР з радіальної щілиною значення Q_{rad}^{-1} може стати порівняним з іншими втратами в рівняннях (5.4) і (5.5), тому в загальному випадку потрібно їх враховувати. Крім цього, значення Q_{rad0}^{-1} і Q_{radS}^{-1} нерівні і не можуть бути визначені з великою точністю, що не дає можливість знаходити R_s безпосередньо з рівнянь (5.4) і (5.5). Однак, приймаючи до уваги, що радіаційні втрати Q_{rad}^{-1} залежать від геометрії резонатора структури, а не залежать від температури, можна

знайти температурну залежність різниці $\Delta R_s(T)$, спираючись на референсну температуру T_{ref} . У цьому випадку замість рівняння 5.3 отримуємо простий вираз:

$$\Delta R_s(T, T_{ref}) = \frac{\Delta Q_{0S}^{-1}(T, T_{ref}) - \Delta Q_0^{-1}(T, T_{ref})}{A_s}. \quad (5.6)$$

де $\Delta Q_{0S}^{-1}(T, T_{ref}) = Q_{0S}^{-1}(T) - Q_{0S}^{-1}(T_{ref})$ і $\Delta Q_0^{-1}(T, T_{ref}) = Q_0^{-1}(T) - Q_0^{-1}(T_{ref})$. Як правило, як T_{ref} вибирають найбільш низьку температуру. З виразу (5.6) випливає, що $\Delta R_s(T, T_{ref}) = R_s(T) - R_s(T_{ref})$ і $\Delta R_s(T > T_c, T_{ref}) = R_s(T > T_c) - R_s(T_{ref})$. Оскільки в нормальному стані $R_s(T > T_c) = X_s(T > T_c)$, то $R_s(T_{ref}) = X_s(T > T_c) - \Delta R_s(T > T_c, T_{ref})$, і можна температурну залежність поверхневого опору записати як $R_s'(T) = R_s(T_{ref}) + \Delta R_s(T, T_{ref})$. Температурну залежність зміни поверхневого опору $\Delta R_s(T, T_{ref})$ можна екстраполювати $R_s'(T)$ к $R_s(T \rightarrow 0) = R_{res}$ і отримати залежність у всьому температурному інтервалі

$$R_s(T) = R_{res} + \Delta R_s(T), \quad (5.7)$$

де R_{res} – залишковий опір – дуже складно точно визначити, ця величина дуже мала і порівняна з похибкою вимірювань.

Поверхневий реактанс $X_s(T)$ є також дуже важливою характеристикою надпровідників. Однак, як зазначалося вище, отримати абсолютне значення $X_s(T)$ неможливо, оскільки існує невизначеність значення власної резонансної частоти резонатора з ідеальним зразком, а також є недостатня відтворюваність характеристик резонаторної структури при її повторній збірці. У разі сапфірового дискового КДР з радіальною щілиною і досліджуваним зразком, аналогічно іншим резонансним структурам,

найбільш прийнятним є підхід, який полягає у визначенні зміни реактивного опору $X_s(T)$ з використанням співвідношення [188]:

$$\Delta X_s(T, T_{ref}) = X_s(T, T_{ref}) - X_s(T_{ref}). \quad (5.8)$$

Оскільки $X_s(T) = \omega(T)\mu_0\lambda(T)$, де $\lambda(T)$ – лондоновська глибина проникнення, можна (5.8) переписати як:

$$\Delta X_s(T, T_{ref}) = \omega(T)\mu_0\Delta\lambda(T, T_{ref}), \quad (5.9)$$

де

$$\Delta\lambda(T, T_{ref}) = \lambda(T) - \lambda(T_{ref}). \quad (5.10)$$

З (5.2) і (5.9) $\Delta\lambda(T, T_{ref})$ можна знайти як:

$$\Delta\lambda(T, T_{ref}) = -\frac{2\Delta\omega(T, T_{ref})}{A_s\omega^2(T)\mu_0}, \quad (5.11)$$

де $\Delta\omega(T, T_{ref}) = \omega(T) - \omega(T_{ref})$.

Використовуючи значення лондоновської глибини проникнення при нульовій температурі $\lambda(0)$, яке можна взяти з інших вимірювань, і експериментальну залежність $\Delta\lambda(T, T_{ref})$ з екстраполяцією її до нульової температури $T \rightarrow 0$, можна отримати температурну залежність $\lambda(T)$:

$$\lambda(T) = \lambda(0) + \Delta\lambda(T_{ref}, 0) + \Delta\lambda(T, T_{ref}) \quad (5.12).$$

Оскільки $\Delta\lambda(T_{ref}, 0) \ll \lambda(0)$, то похибка визначення $\lambda(0)$ істотно не впливає на точність визначення $X_s(T)$:

$$X_s(T) = \omega \mu_0 [\lambda(0) + \Delta\lambda(T_{ref}, 0)] - \frac{2\Delta\omega(T, T_{ref})}{A_s \omega(T)}. \quad (5.13)$$

Слід зазначити, що похибка зміни резонансної частоти в $\Delta\omega(T, T_{ref})$ складається з похибки зміни резонансної частоти $\Delta\omega_\varepsilon(T, T_{ref})$ і $\Delta\omega_d(T, T_{ref})$, які, в свою чергу, визначаються температурними залежностями, як діелектричної проникності сапфіра, так і геометричними розмірами сапфірового диска. Ці похибки видаляються шляхом вирахування резонансних частот $F(T) = \omega/2\pi$ резонатора з зразком і без нього [див. рис. 5.2 (б)].

Експериментальні температурні залежності поверхневого опору $R_s(T)$ і поверхневого реактанса $X_s(T)$ показані на рис. 5.3.

Значення поверхневого реактанса $X_s(T)$ у всьому температурному інтервалі були визначені з використанням значень $\Delta X_s(T)$, які отримано з експериментальних даних зміни резонансної частоти (рис. 5.2 (б)), а також значення $X_s(0)$ при $T=0$ К, отриманого для лондоновської глибини проникнення $\lambda(0) = 210$ нм (це значення отримано з використанням тунельно-діодного резонатора і взято з роботи [189]).

Для визначення температурної залежності поверхневого опору $R_s(T)$ використовувалися температурна залежність добротності резонатора з зразком і без нього (рис. 5.2 (а)), а також рівності значень поверхневого опору і реактанс в нормальному стані $R_s(T) = X_s(T)$ для $T \geq T_c$.

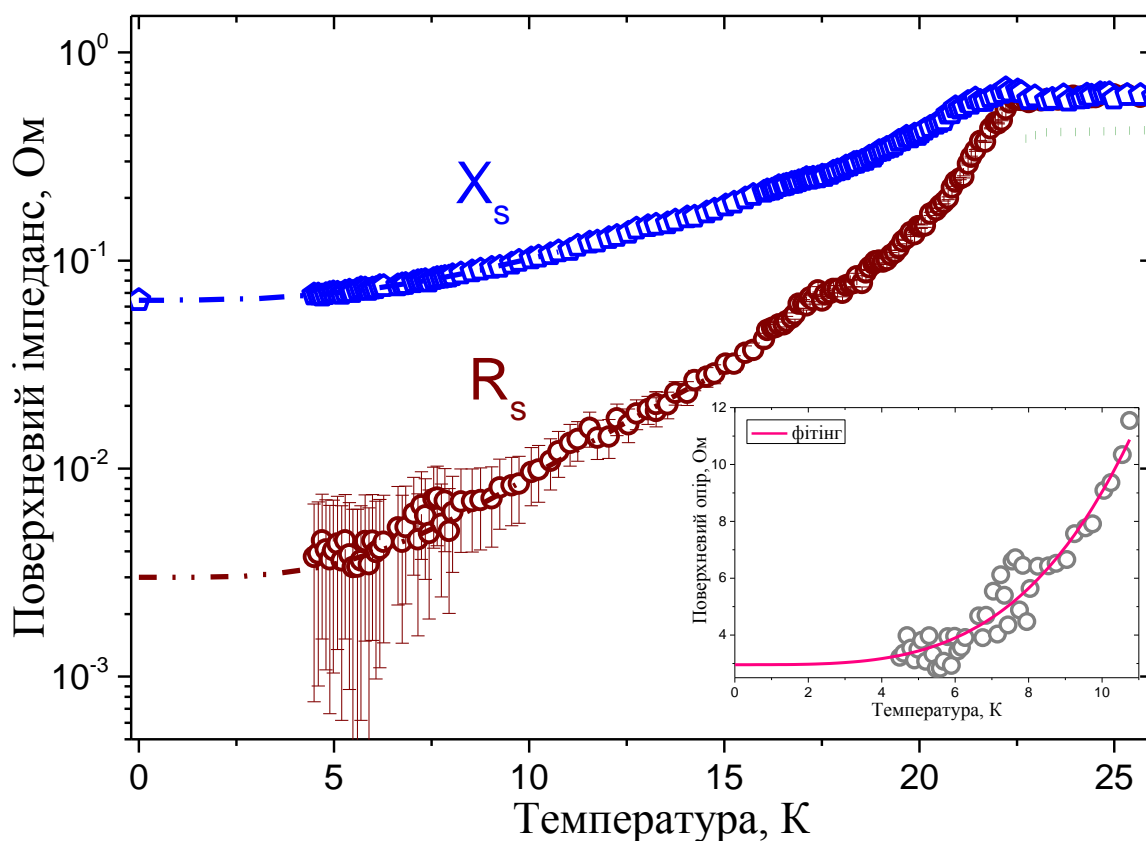


Рисунок 5.3 – Температурна залежність поверхневого імпедансу оптимально легованого монокристалла $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$, $x = 0,074$. На вставці показана температурна залежність поверхневого опору $R_s(T)$ при низьких температурах

Залишковий поверхневий опір можна оцінити шляхом екстраполяції температурної залежності поверхневого опору $R_s(T)$ к нулю $T \rightarrow 0\text{K}$ (див. вкладинку на рис. 5.3) і склало $R_{res} \approx 3\text{--}6$ мОм. Точність визначення залишкового поверхневого опору R_{res} таким чином залежить від точності визначення як $X_s(T)$ при низьких температурах, так і $R_s(T)$ и $X_s(T)$ при $T \geq T_c$. Точне визначення R_{res} особливо важливо для незвичайних надпровідників, оскільки часто значення R_{res} в цих матеріалах набагато вище, ніж в звичайних надпровідниках, і природа цього явища досі не з'ясована [5, 116]. Значення поверхневого опору в нормальному стані $R_s(T > T_c)$ також можна знайти за допомогою експериментальних значень питомого опору матеріалу зразка ρ , використовуючи вираз для нормального скін-ефекту

($R_s = (\omega\mu\rho / 2)^{1/2}$). Визначені таким чином дані R_s наведені на рис. 5.3 пунктирною лінією. Можна бачити, що ці значення трохи менше, ніж $R_s(T > T_c)$, які отримані під час калібрування з використанням $\lambda(0) = 210$ нм. Цю невідповідність може бути пояснено шорсткістю поверхні зразка, оскільки R_s може тільки збільшуватися в порівнянні з R_s для ідеально гладкої поверхні, також може мати місце аномальний характер скін-ефекту.

5.1.2 Температурна залежність лондоновської глибини проникнення і комплексна провідність

Лондоновська глибина проникнення є вельми інформативною величиною, яка може бути безпосередньо виміряна. Вона пов'язує температурну залежність надтекучій щільності із надпровідною щільною і електронною зонною структурою [190]. Одним з ефективних способів визначення температурної залежності лондоновської глибини проникнення λ є вимір температурної залежності поверхневого імпедансу за допомогою мікрохвильових резонаторних методів [191]. Оскільки λ набагато більше, ніж розміри кристалічної решітки, мікрохвильові вимірювання дозволяють визначити об'ємні властивості надпровідників на протипагу методам, які досліджують поверхневі властивості надпровідників, таким як ARPES та скануюча тунельна спектроскопія. Комбінуючі температурну залежність поверхневого імпедансу надпровідника із значенням лондоновської глибини проникнення $\lambda(0)$ при $T = 0$ К, виміряним за допомогою іншого методу (мікрохвильові методи, як зазначалося вище, не дають можливість визначити абсолютне значення $\lambda(T)$), можна отримати абсолютне значення температурної залежності комплексної провідності.

Велика кількість досліджень лондоновської глибини проникнення надпровідників на основі FeAs було проведено з використанням тунельно-

діодного резонатора на радіочастотах [192],[193],[194], за допомогою СКВІД-магнітометра і атомно-силової мікроскопії на низьких частотах [195], методів на основі статичного обертання мюонів [193, 196], а також з використанням оптичної спектроскопії в ТГц діапазоні [197,198,199,200]. Відомі кілька повідомлень про мікрохвильовий відгук надпровідників на основі заліза, а саме: монокристала $\text{PrFeAs}_5\text{O}_{1-y}$ ($y \cong 0,1$) [201], легованого електронами, і монокристала $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$, легованого дірками ($x \cong 0,55$) [202].

Температурну залежність зміни лондоновської глибини проникнення можна отримати, використовуючи експериментальну залежність зміни реактансу $\Delta X_s(T)$ і вираз (5.9) для інтервалу температур нижче $T/2$. Проте, щоб уникнути систематичних похибок, які могли бути присутніми при використанні КДР з радіальною щілиною для визначення зміни лондоновської глибини проникнення, було проведено тестування нової техніки. З цією метою проведено вимірювання температурної залежності мікрохвильових імпедансних характеристик ніобію (рис. 5.4), а потім, на підставі отриманих характеристик, визначено залежність лондоновської глибини проникнення для ніобію (рис. 5.5).

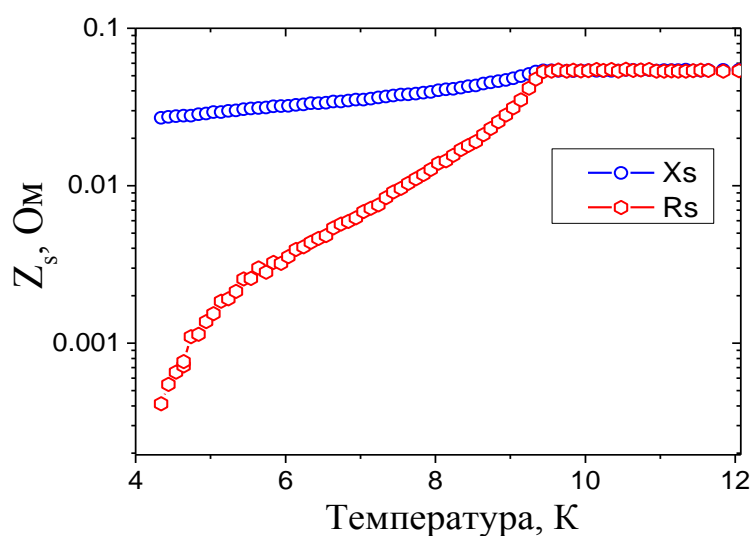


Рисунок 5.4 – Температурна залежність поверхневого імпедансу ніобію

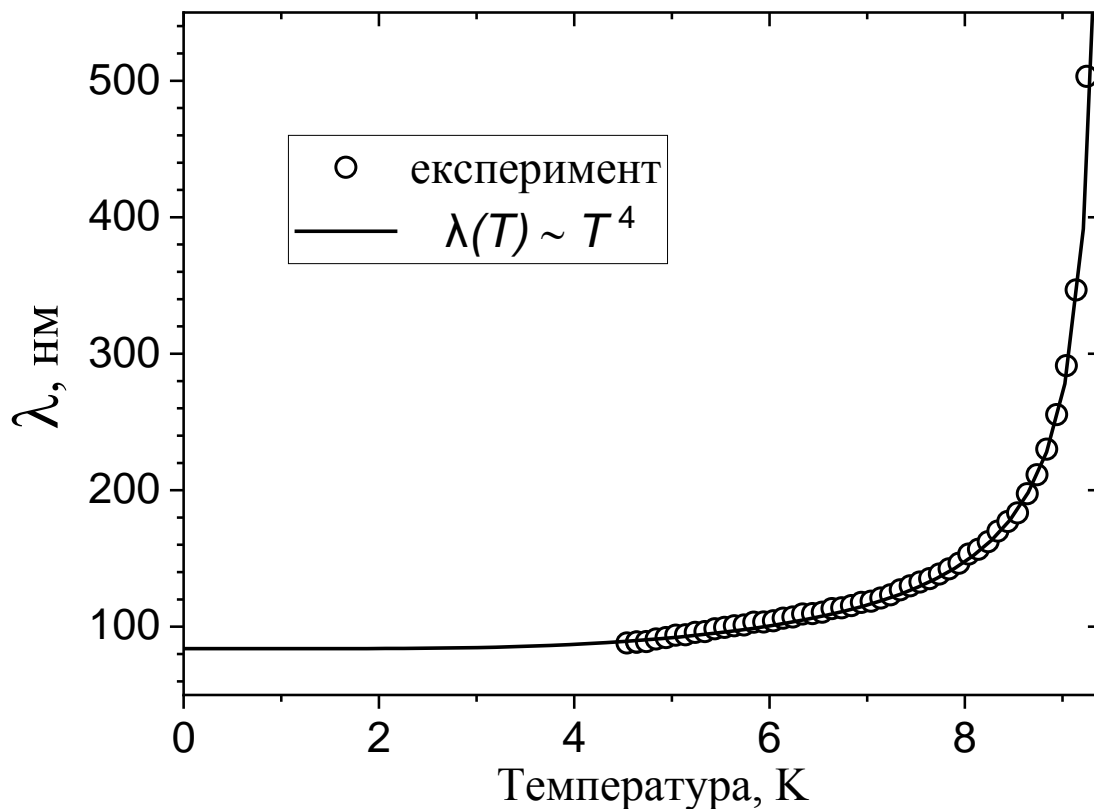


Рисунок 5.5 – Температурна залежність лондоновської глибини проникнення для ніобію

Ніобій був обраний для тестування техніки, оскільки це добре вивчений матеріал і його властивості добре описуються БКШ теорією. Чистота досліджуваного зразка ніобію становила 99,98%.

Оскільки ніобій має малу глибину проникнення при низьких температурах ($\lambda(0) = 80\text{нм}$), то сильний вплив на результат вимірювань надає якість і чистота поверхневого шару зразка, тому була проведена спеціальна процедура очищення поверхні методом реактивного іонного травлення. Використовуючи експериментальні дані для глибини проникнення (рис. 5.5), була отримана температурна залежність щільності надпровідної компоненти, яка приведена на рис. 5.6.

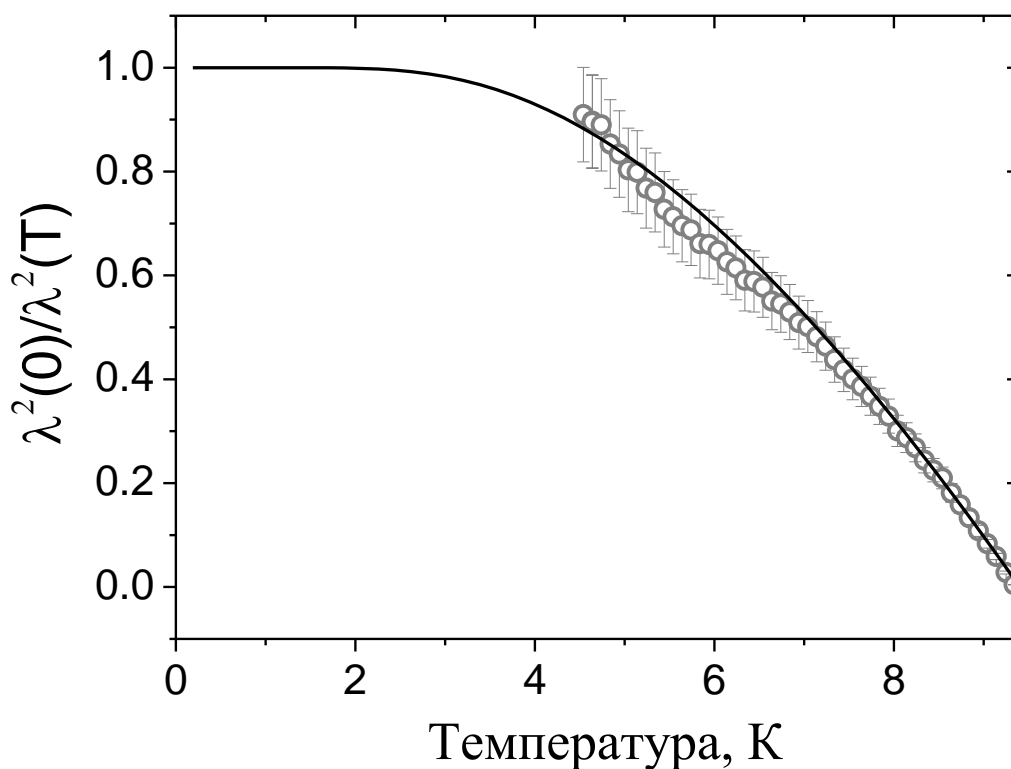


Рисунок 5.6 – Температурна залежність щільності надпровідної компоненти ніобію. Суцільна лінія представляє результат, отриманий відповідно до класичного значення ширини надпровідної щілини

$$\Delta(T = 0) / kT_c = 1,765 \text{ (БКШ теорія)}$$

Гарна узгода розрахункових і експериментальних даних температурної залежності щільності надпровідної компоненти ніобію вказує на нехтовно малі систематичні похибки, що відкриває можливість використання даної техніки для отримання температурної залежності лондоновської глибини проникнення і щільності надпровідної компоненти незвичайних надпровідників.

Лондоновська глибини проникнення монокристалу $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$, яка визначена з експериментальної залежності поверхневого реактанса $X_s(T)$ (рис. 5.3) для низьких температур $T < T_c/2$, приведена на рис. 5.7.

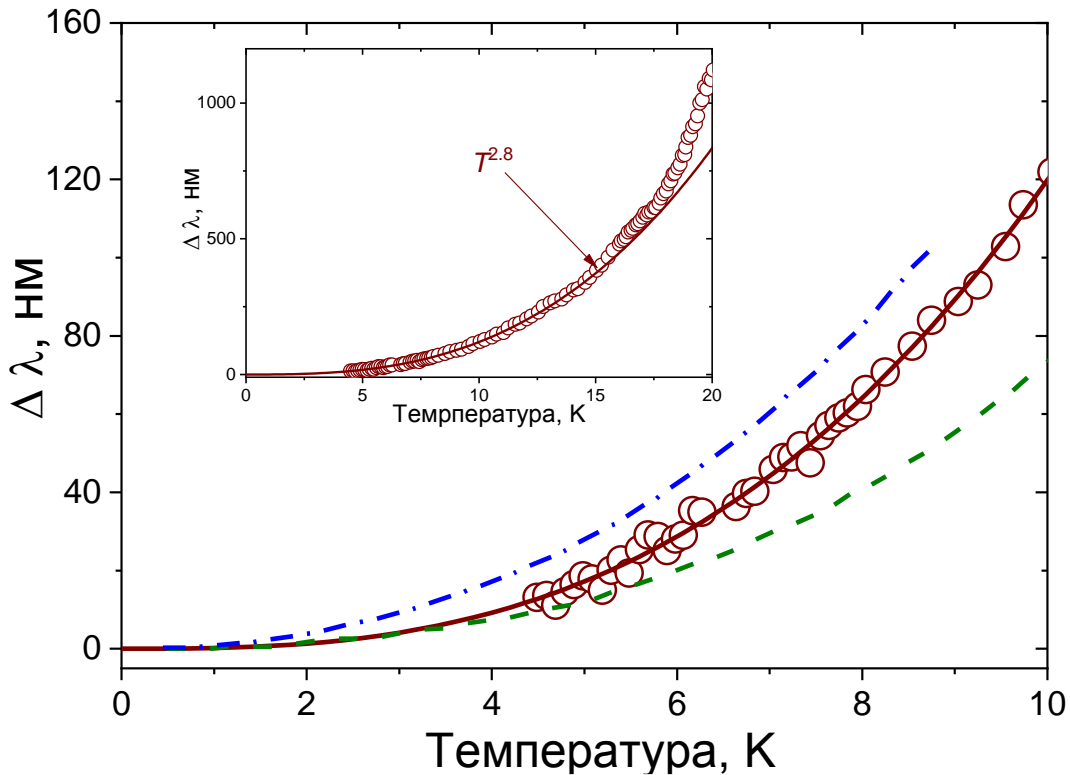


Рис. 5.7 – Температурна залежність лондоновської глибини проникнення для монокристала $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ для низьких температур $T < T_c/2$. Суцільна лінія представляє результат фітингу ступеневою функцією $\Delta\lambda(T) \sim T^{2.8}$, пунктирна і пунктирна з точкою лінії відповідають експериментальним даним, узятим з робіт [186] и [189] відповідно. Символами представлені експериментальні дані. На вставці показана залежність $\Delta\lambda(T)$ в широкому температурному діапазоні

Отримана експериментально температурна залежність зміни лондоновської глибини проникнення найкраще описується ступеневою функцією $\Delta\lambda(T) \sim T^{2.8}$ для низьких температур, принаймні, до $0,6 T_c$. На рис. 5.6 наведено експериментальні дані, взяті з робіт [186] і [189]. Дані залежності змінюються за степеневим законом, де показник ступеня дещо відрізняється від $n = 2.8$. Однак в більш пізніх роботах цих же авторів, присвячених дослідженням високоякісних кристалів радіохвиль [203], наведені оновлені дані, подібні отриманим в цій роботі. Також слід

зазначити, що близьке значення показника ($n = 2,66$) було отримано методом збурення полого резонатора на частоті 13 ГГц [178].

Поряд з різницею $\Delta\lambda(T) = \lambda(T) - \lambda(0)$, щільність надплинної компоненти $n_s(T) = [\lambda(0) / \lambda(T)]^2$ також використовується для порівняння експериментальних і розрахункових результатів, отриманих для різних структур надпровідної щілини [175]. Температурна залежність щільності надпровідної компоненти монокристала $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ представлена на рис. 5.8. Найкраща згода між експериментальними даними та розрахунком досягається при використанні для фітінга ступеневої функції $\Delta\lambda(T) \sim T^{2.8}$. Однак в низькотемпературному інтервалі при $T < T_c/2$ (див. вставку на рис. 5.8) неможливо виділити розрахункову температурну залежність, яка дає найкращу згоду з експериментом. При низьких температурах експериментальні дані добре апроксимуються експоненційною функцією $\Delta = 0.75k_B T_c$ набагато менше, ніж $\Delta = 1.76k_B T_c$ (в БКШ теорії). А опукла форма залежності щільності надпровідної компоненти $n_s(T)$ при більш високих температурах вказує на можливість того, що структура є багатощілинна [175], принаймні, двохщілинна.

Використовуючи температурну залежність поверхневого імпедансу, можна знайти комплексну провідність монокристалів $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$, $x = 0,074$. Беручи до уваги, що провідність надпровідників є комплексною величиною, вираз для поверхневого імпедансу можна записати в такий спосіб:

$$Z_s(T) = R_s(T) + iX_s(T) = \sqrt{\frac{i\omega\mu_0}{\sigma_1(T) + i\sigma_2(T)}}, \quad (5.14)$$

де $\sigma_1 = \sigma_n$ – дійсна частина квазічастинкової провідності, яка описує втрати, які пов'язані з нормальними носіями заряду і іменуються квазічастинками; уявна частина $\sigma_2 = 1/(\omega\mu_0\lambda^2)$ провідності пов'язана з кінетичною енергією надпровідних зарядів.

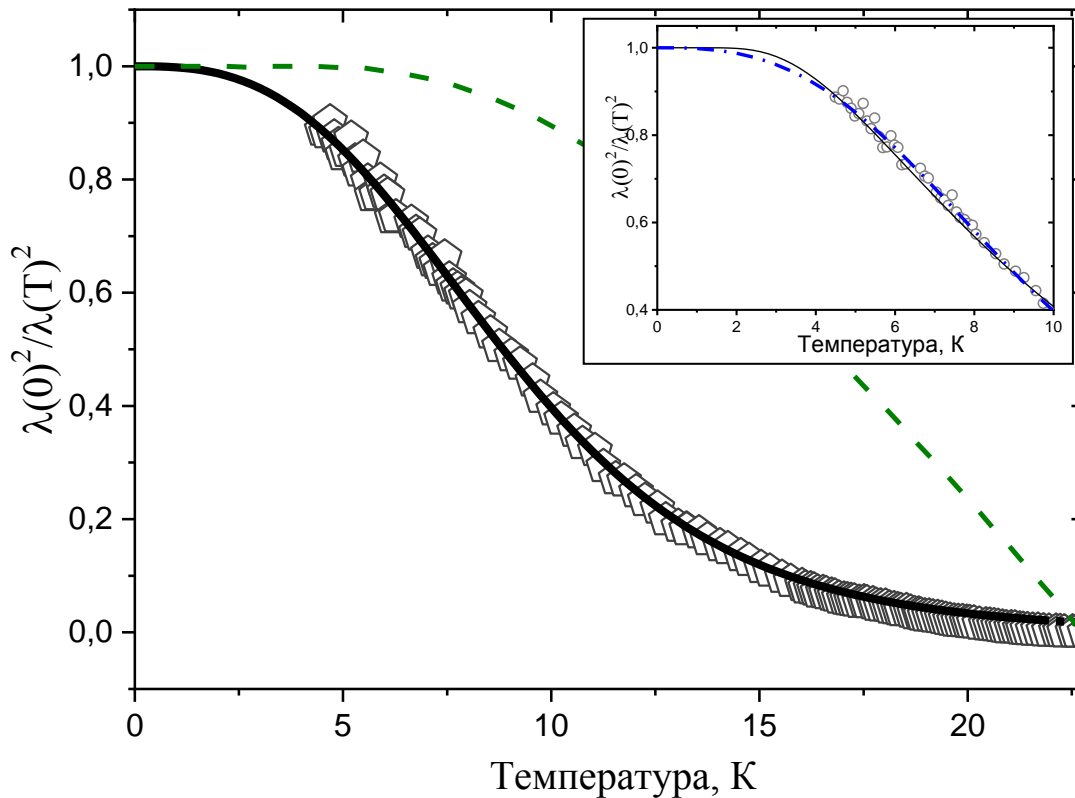


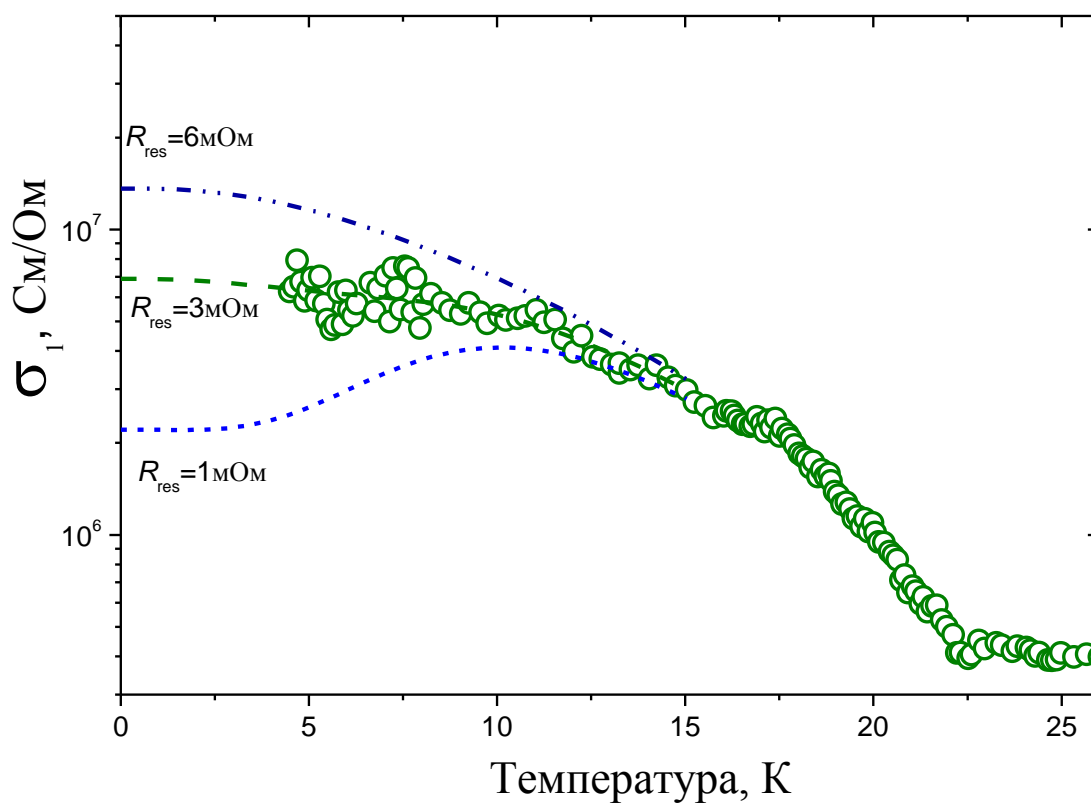
Рисунок 5.8 – Температурна залежність щільності надпровідника компоненти монокристала $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$. Суцільна лінія відповідає фітингу ступеневою функцією $\Delta\lambda(T) \sim T^{2.8}$. Пунктирна лінія відповідає розрахунковим даним для надпровідника, що має s -хвильову ізотропну енергетичну щілину $\Delta=1,76k_B T_c$. (БКШ теорія). На вкладинці показана залежність $n_s(T)$, розрахована з використанням ступеневою функцією $\Delta\lambda(T) \sim T^{2.8}$ (суцільна лінія) і залежність, отримана шляхом апроксимації експоненційної функцією для значення $\Delta=0,75k_B T_c$ (пунктирна лінія)

Реальну і уявну частини комплексної провідності можна уявити, використовуючи значення поверхневого опору і поверхневого реактанса:

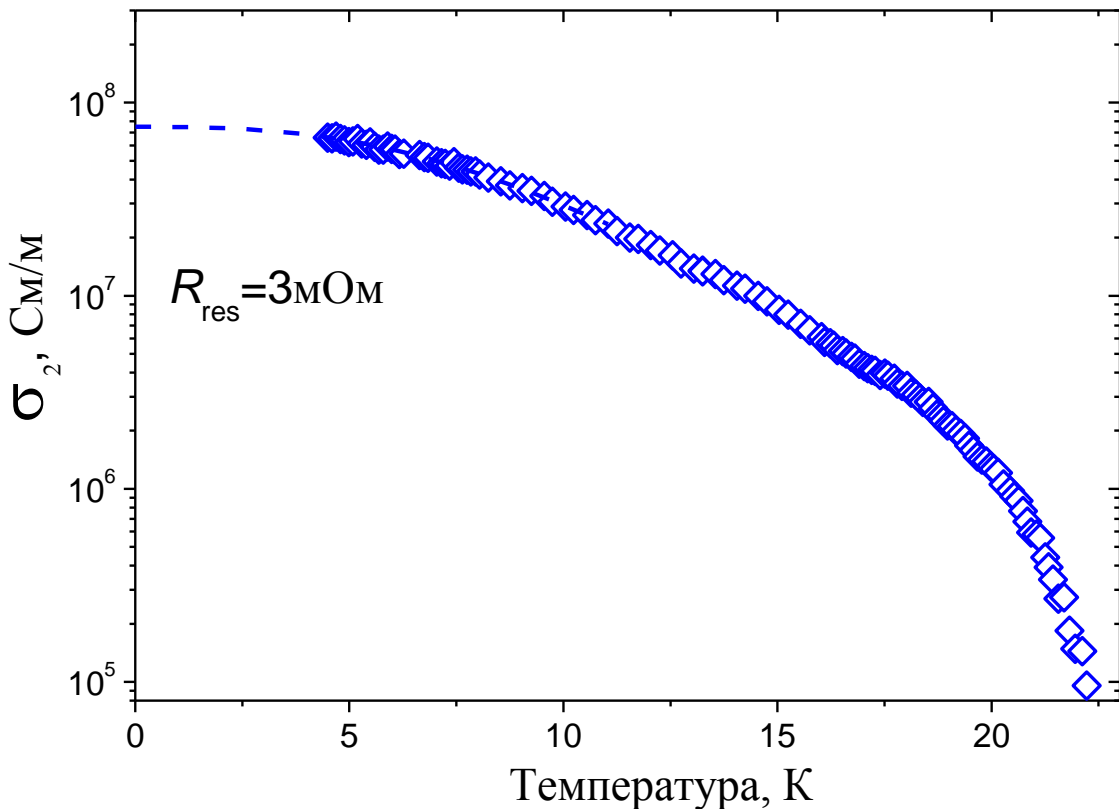
$$\sigma_1(T) = 2\omega\mu_0 \frac{R_s(T)X_s(T)}{(R_s^2(T) + X_s^2(T))^2}, \quad (5.15)$$

$$\sigma_2(T) = \omega\mu_0 \frac{(X_s^2(T) - R_s^2(T))}{(R_s^2(T) + X_s^2(T))^2}. \quad (5.16)$$

Температурна залежність комплексної провідності монокристала $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$, яка розрахована за формулами 5.15 і 5.16, представлена на рис. 5.9.



a)



б)

Рисунок 5.9 – Температурна залежність комплексної провідності монокристала $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$: $\sigma_1(T)$ – дійсна частина (а) и $\sigma_2(T)$ – уявна частина (б)

Дійсна частина комплексної провідності розрахована для різних значень залишкового опору $R_{res} = 1 - 6$ мОм (такий розкид значень пов'язаний з точністю вимірювання залишкового опору R_{res}), оскільки ця величина сильно впливає як на абсолютне значення, так і на форму температурної залежності дійсної частини комплексної провідності. Для уявної частини комплексної провідності розрахунок проводився тільки для $R_{res} = 3$ мОм, оскільки залишковий опір слабо впливає на цю залежність. Температурна залежність $\sigma_2(T)$ не виявляє особливостей і при низьких температурах виходить на плато, тим самим практично повторюючи форму температурної залежності щільності надпровідної компоненти монокристала $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$.

Квазічастинкова провідність $\sigma_1(T)$ зростає при зменшенні температури. Така поведінка відповідає тому, що раніше було виявлено в купратних надпровідниках YBCuO [203], а також недавно виявлено в Fe-містящих надпровідниках PrFeAsO_{1-y} [202], а також в $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ [204] і $\text{FeSe}_{0,4}\text{Te}_{0,6}$ [205]. Оскільки абсолютне значення $\sigma_1(T)$ сильно залежить від точності визначення залишкового поверхневого опору R_{res} (визначення залишкового поверхневого опору є складним завданням), то потрібне подальше проведення таких досліджень.

Спостережувану залежність квазічастинкової провідності $\sigma_1(T)$ можна пояснити тим, що швидкість розсіювання квазічастинок сильно залежить від температури і швидко зменшується з ростом температури.

Іншою важливою особливістю залежності $\sigma_1(T)$ (рис. 5.9) є відсутність піку поблизу T_c . Ця залежність має монотонний характер при переході через T_c аналогічно результатам попередніх мікрохвильових вимірювань [178] і суперечить результатам, отриманим при вимірах тонких плівок в терагерцевому [178] і оптичному діапазонах [178]. Ця обставина може вказувати на істотну різницю між якістю монокристалів і тонких плівок Fe-містящих надпровідників.

5.1.3 Порівняння мікрохвильових характеристик монокристала BaFeCoAs , які отримані на двох частотах

У попередньому параграфі наведені результати досліджень BaFeCoAs пніктида в Ka діапазоні (8-мм діапазон), отримані за допомогою нової техніки на базі КДР з радіальної щілиною і зразком в ній. При дослідженні нових матеріалів важливим є обґрунтування достовірності результатів, особливо, якщо для досліджень використовується нова техніка. Одним із дієвих підходів для підтвердження достовірності результатів є так званий двочастотний підхід. Суть такого підходу полягає в проведенні досліджень нових матеріалів в різних частотних діапазонах, наприклад,

використовуючи техніку, що працює на двох частотах, які відрізняються в 2 і більше разів. Для цієї мети другою робочою частотою обрана частота в X діапазоні (3-см діапазон), в якому проводиться безліч тестових мікрохвильових вимірювань з використанням різних добре відомих резонаторних структур. Так наприклад, відома компанія CERACO (раніше компанія THEVA), яка виробляє найкращі в світі ВТНП плівки, використовує для тестування класичний діелектричний резонатор Хаккі-Колемана, що працює на основних модах [206]. Для проведення досліджень в X діапазоні КДР з радіальною щілиною складно використовувати, так як в цьому діапазоні сапфіровий КДР має розміри, що набагато перевершують розміри зразка, що призводить до малої чутливості такої техніки при досить великих радіаційних втратах. Резонатор Хаккі-Колемана, що працює на основних модах, застосовується тільки для дослідження надпровідних плівок досить великої площі і також не може бути використаним для дослідження незвичайних надпровідників. У даній роботі використовувалася відома техніка на базі сапфірового кільцевого резонатора [107], який представлений на рис. 5.10.

Сапфіровий кільцевий резонатор закріплений в хаузінгі (камері, що є порожнім латунним циліндром, внутрішня поверхня якого покрита золотом для запобігання процесу окислення) за допомогою сапфірових трубок. Діаметр трубок дорівнює внутрішньому діаметру сапфірового кільця. Для кріплення зразка використовується сапфіровий стрижень прямокутного перетину $1 \times 1 \text{ мм}^2$ (розмір перетину стрижня дорівнює розміру зразка, який було обрано таким чином, щоб резонатор функціонував в режимі збурення), який поміщається всередину кільця. Для зміни температури зразка використовується нагрівач, який закріплений на сапфіровому стрижні (який знаходиться поза хаузінгом), при цьому хаузінг має постійну температуру, яка дорівнює температурі рідкого кріоагента, як правило 4,2К.

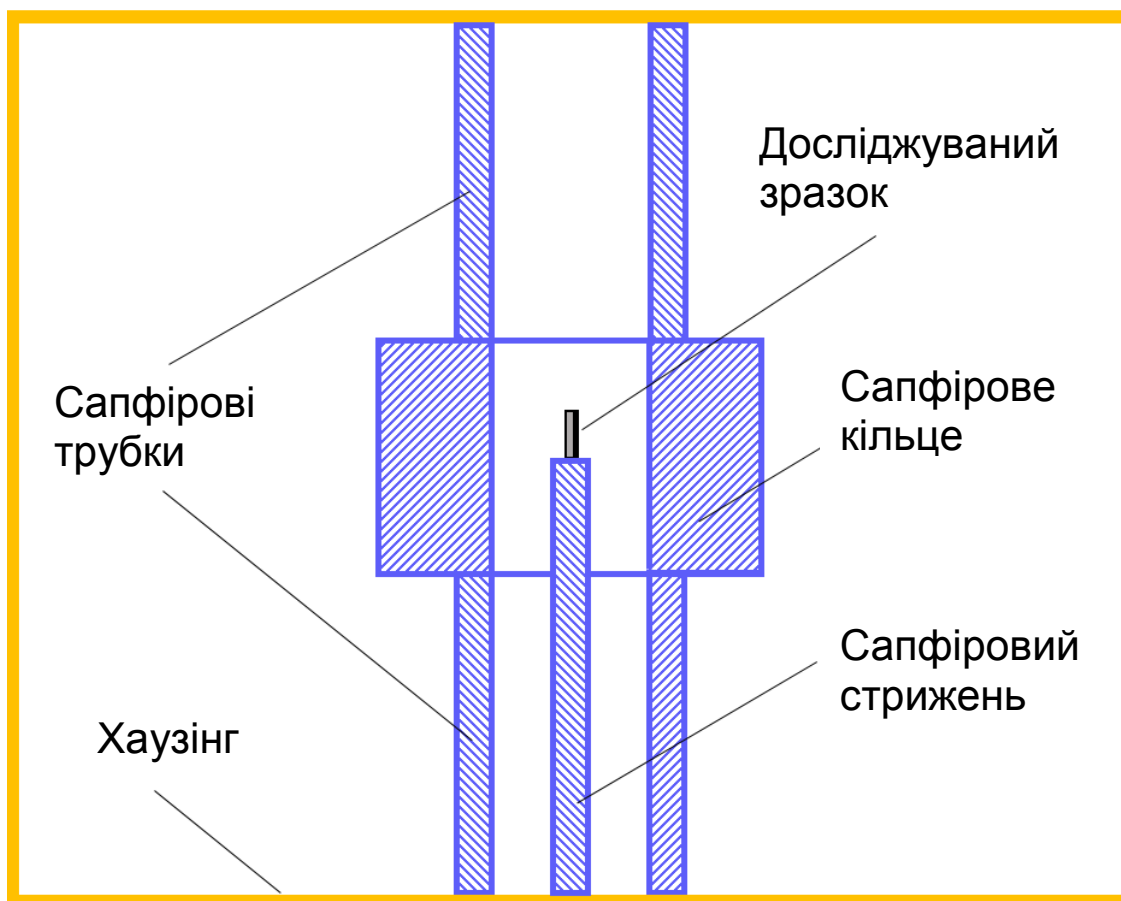


Рисунок 5.10 – Загальний вигляд експериментальної комірочки на базі сапфірового кільцевого резонатора, яка містить: сапфірове кільце, сапфірові трубки, сапфіровий стрижень, досліджуваний зразок. Всі ці елементи розташовані в герметичному хаузінгу, внутрішня поверхня якого покрита золотом

Ця техніка називається технікою "гарячого пальця". Розподіл H_z -компоненти електромагнітного поля робочої моди (TE_{011}) представлено на рис. 5.11.

Ця мода характеризується відсутністю варіацій ЕМ в азимутальному напрямку, а також однорідністю поля в центрі резонатора там, де розташовується досліджуваний зразок.

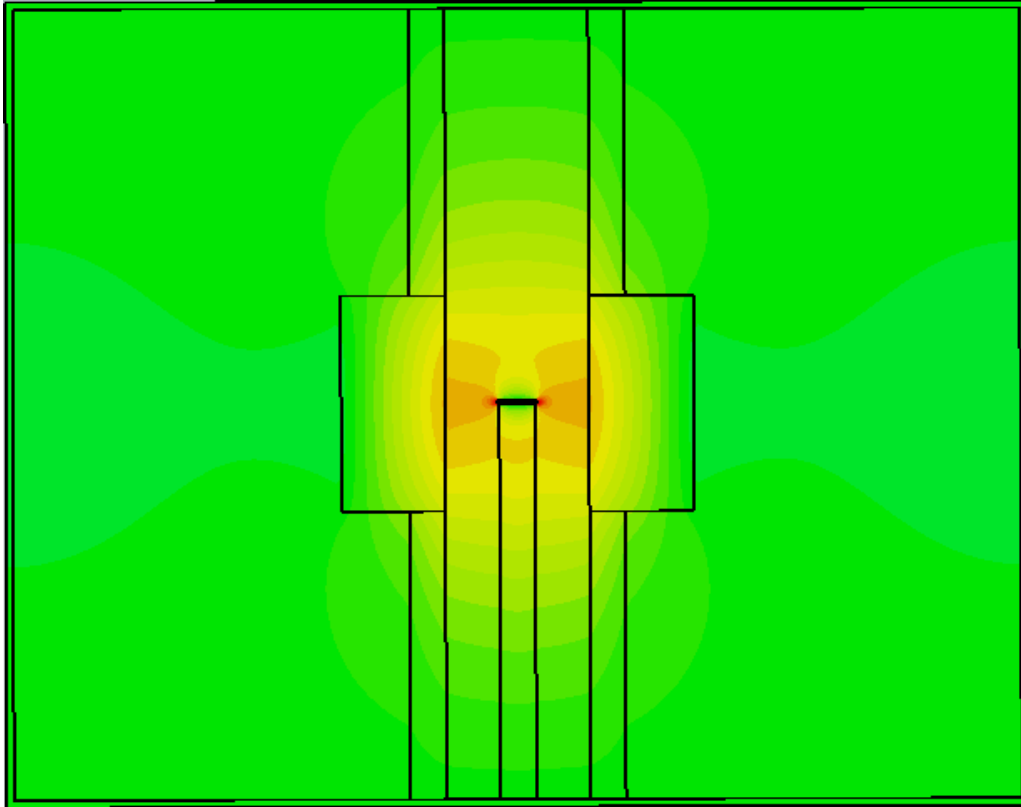


Рис. 5.11 – Розподіл H_z -компоненти електромагнітного поля робочої моди (TE_{011}) в сапфіровому кільцевому резонаторі з джосліджуваним зразком. Розрахунок проводився з використанням програмного продукту SCT Microwave Studio

На величину добротності сапфірового кільцевого резонатора, на відміну від КДР з радіальною щілиною, впливає складова втрат енергії ЕМ поля, яка обумовлена втратами в хаузінге, проте виключено вплив радіаційних втрат.

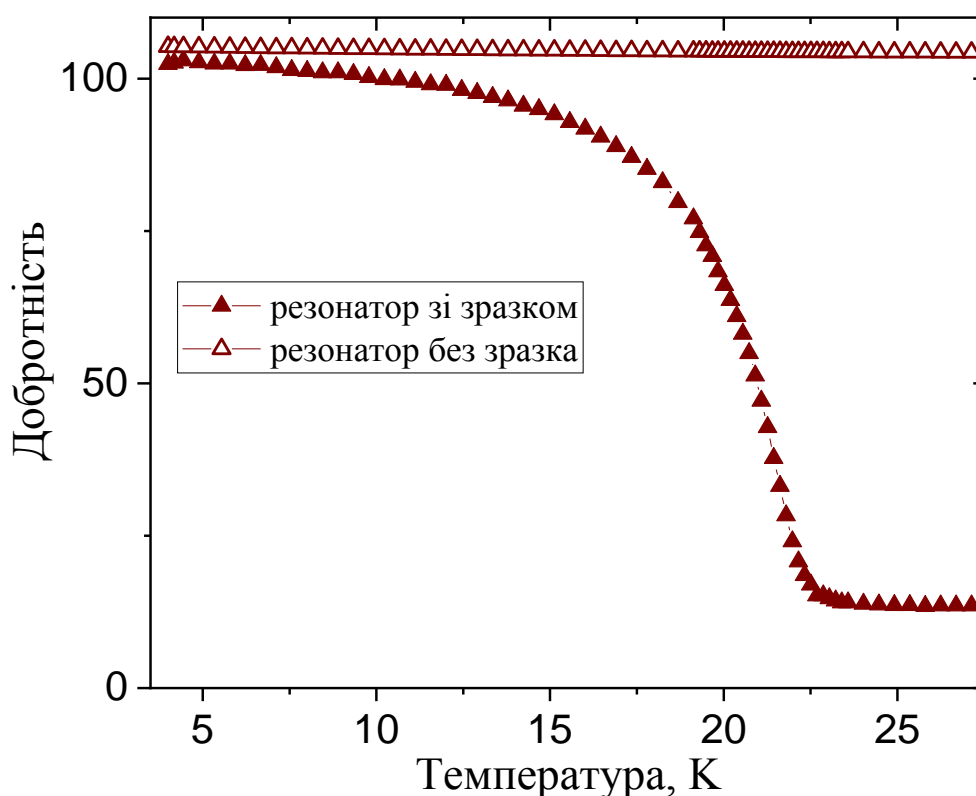


Рисунок 5.12 – Добротність сапфірового кільцевого резонатора зі зразком і без нього. Зразок розташований перпендикулярно магнітній складовій ЕМ поля

Слід зазначити, що добротність резонатора і резонансна частота (рис. 5.13) без зразка практично не залежать від температури стрижня, оскільки хаузінг і сапфірове кільце мають постійну температуру (4,2 К).

Для отримання мікрохвильового поверхневого імпедансу в цьому діапазоні (рис 5.14) використовується той же підхід, як і в Ка-діапазоні (формули 5.4-5.8). Є тільки одна відмінність в тому, що в цьому випадку відразу виходить абсолютне значення поверхневого опору без нормування в нормальному стані за значенням поверхневого реактанса, оскільки відсутні радіаційні втрати.

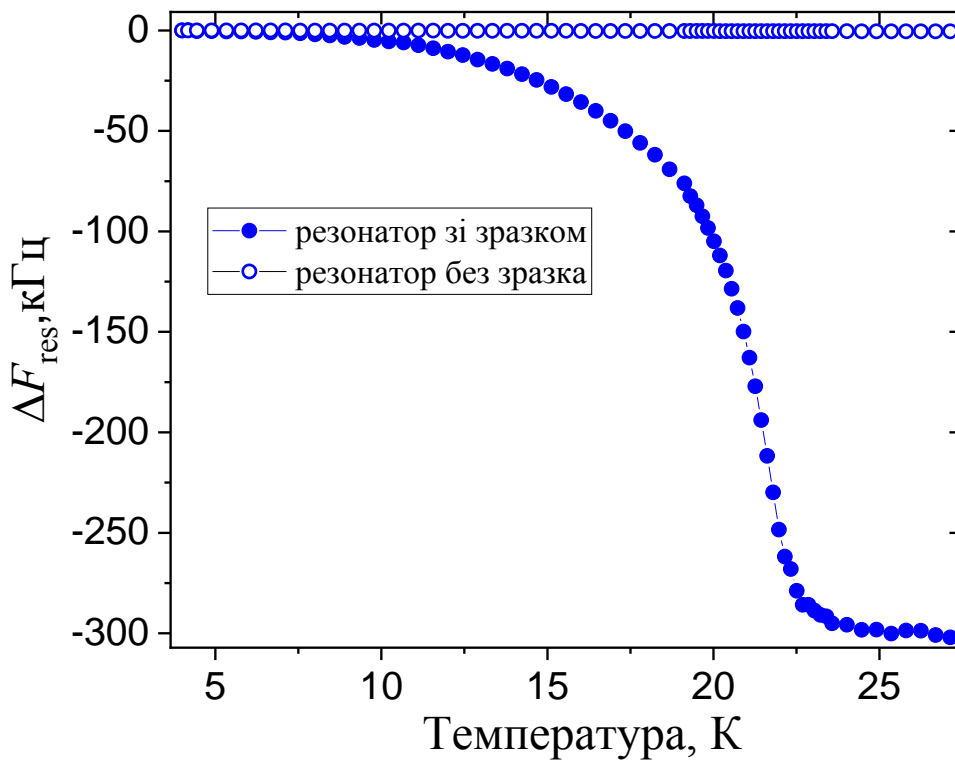


Рисунок 5.13 – Зміна резонансної частоти $\Delta F_{\text{res}}(T)$ сапфірового кільцевого резонатора з зразком і без нього. Зразок розташований перпендикулярно магнітній складовій ЕМ поля

У Х-діпазоні проводилися вимірювання при двох орієнтаціях зразка – коли зразок розташований перпендикулярно і паралельно магнітної складової ЕМ поля. Однак на рис. 5.12-5.14 залежності для паралельної орієнтації зразка не наведено для простоти сприйняття рисунків. Використовуючи експериментальні залежності поверхневого імпедансу (рис. 5.14), за формулою (5.15) отримуємо температурну залежність квазічастинкової провідності в Х діапазоні (рис. 5.15).

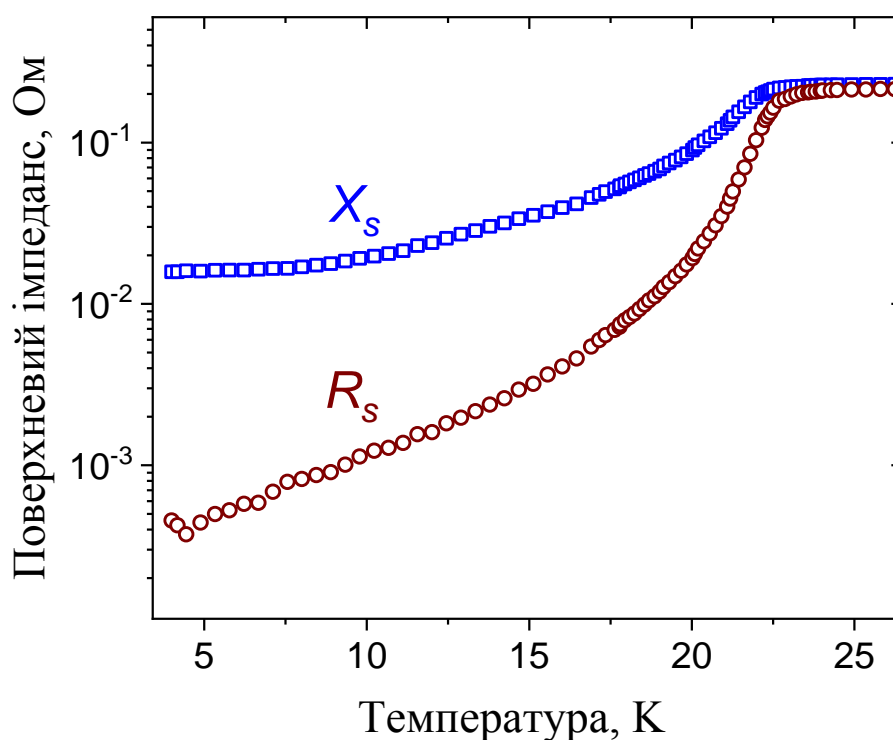
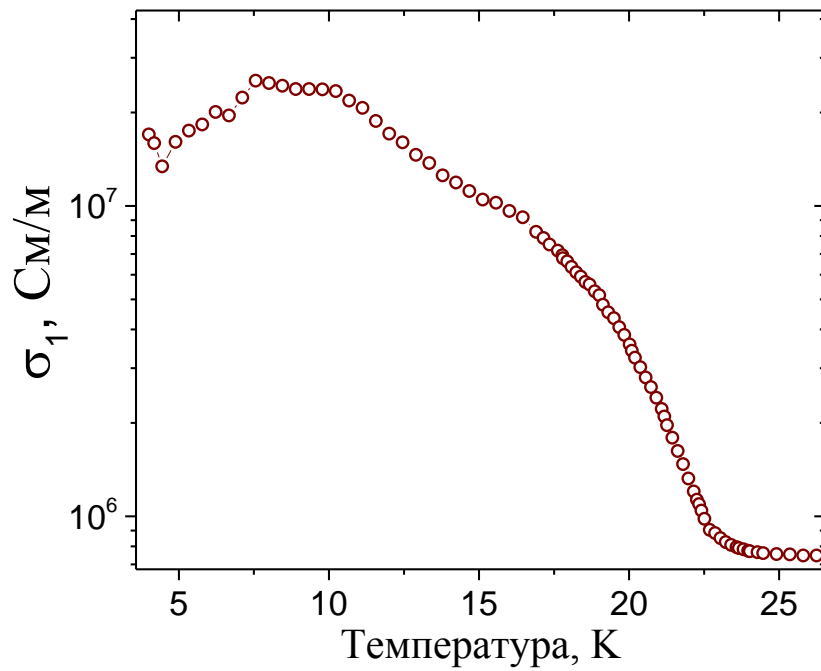


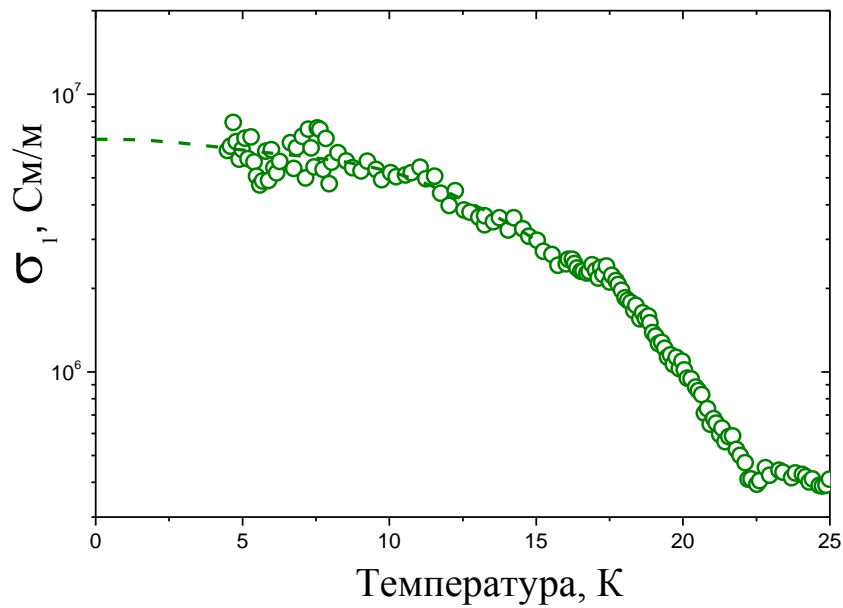
Рисунок 5.14 – Температурна залежність поверхневого імпедансу оптимально легованого монокристала $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$, $x = 0,074$ в X-діапазоні

Рисунок 5.15 б фактично повторює рис 5.9 а, але він приведений тут для зручності порівняння результатів, отриманих в різних діапазонах. Порівнюючи ці результати, слід зазначити, що температурні залежності дуже близькі за формою, проте в низькотемпературній області дані, отримані в X-діапазоні, мають широкий максимум при $T = 8\text{K}$.

У Ka-діапазоні максимум не спостерігається, а спостерігається вихід на плато. Слід припустити, що, якби вимірювання в Ka діапазоні були проведені при більш низьких температурах, то можна було б спостерігати зменшення провідності при прямуванні T до нуля.



а)



б)

Рисунок 5.15 – Температурна залежність квазічастинкової провідності $\sigma_1(T)$ монокристала $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$: а) в X-діапазоні, б) в Ka-діапазоні

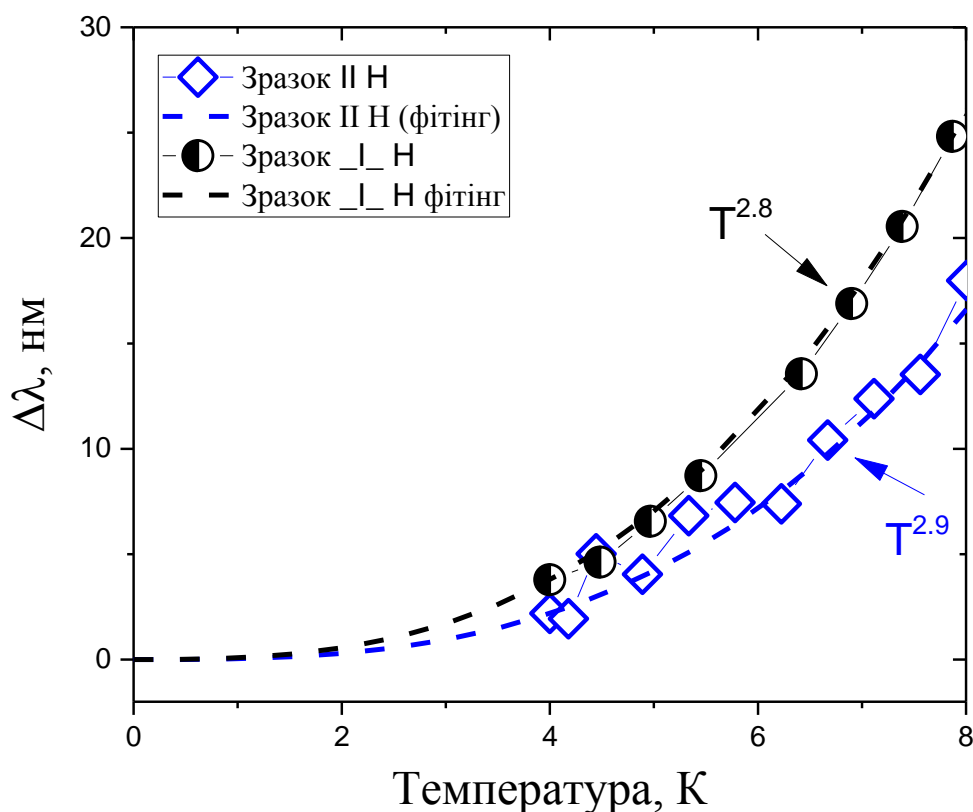
Використовуючи експериментальні залежності поверхневого імпедансу (рис. 5.14) і вираз (5.9), можна також отримати температурну

залежність Лондоновської глибини проникнення монокристалу $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ при низьких температурах $T < T_c/2$ (рис. 5.16).

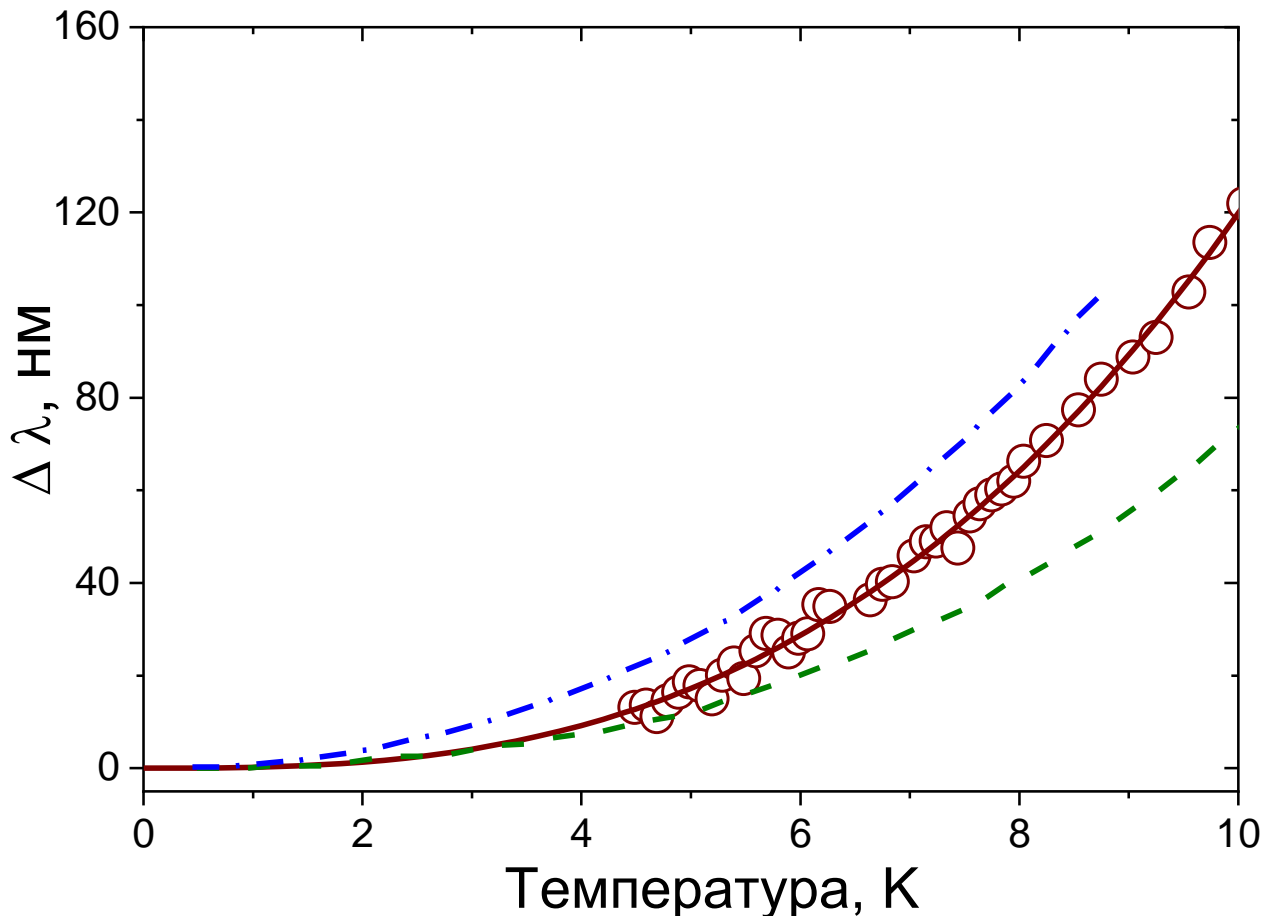
Рисунок 5.15 б фактично повторює рис 5.9 а, але він приведений тут для зручності порівняння результатів, отриманих в різних діапазонах.

Слід зазначити, що дані, отримані для двох орієнтацій зразка (Х-діапазон) дають дуже близькі значення показника ступеня $n = 2,8$ і $n = 2,9$, які добре узгоджуються із значеннями, отриманими як в Ка-діапазоні, так і в радіохвильовому діапазоні.

Як і в попередньому параграфі, використовуючи температурну залежність Лондоновської глибини проникнення, отримуємо температурну залежність щільності надпровідної компоненти монокристалу $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ (5.17).



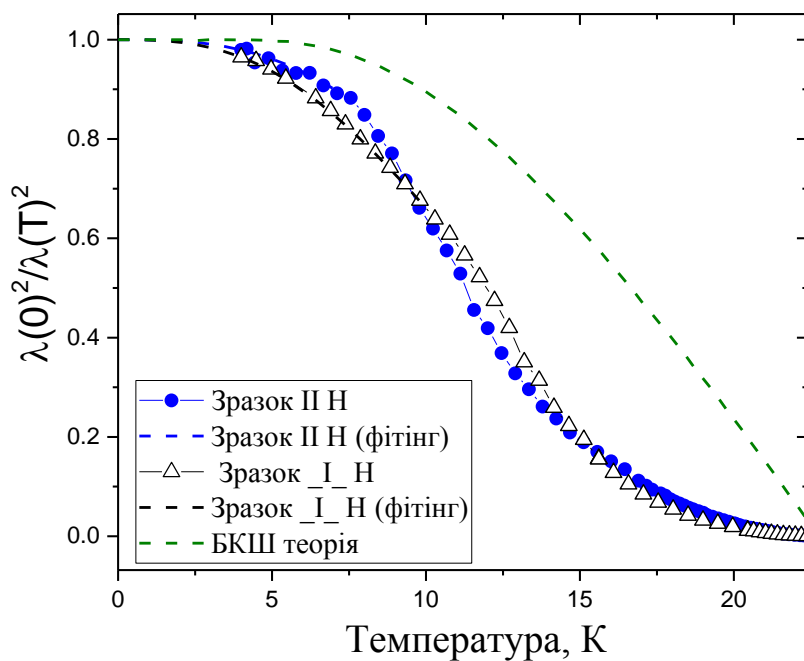
а)



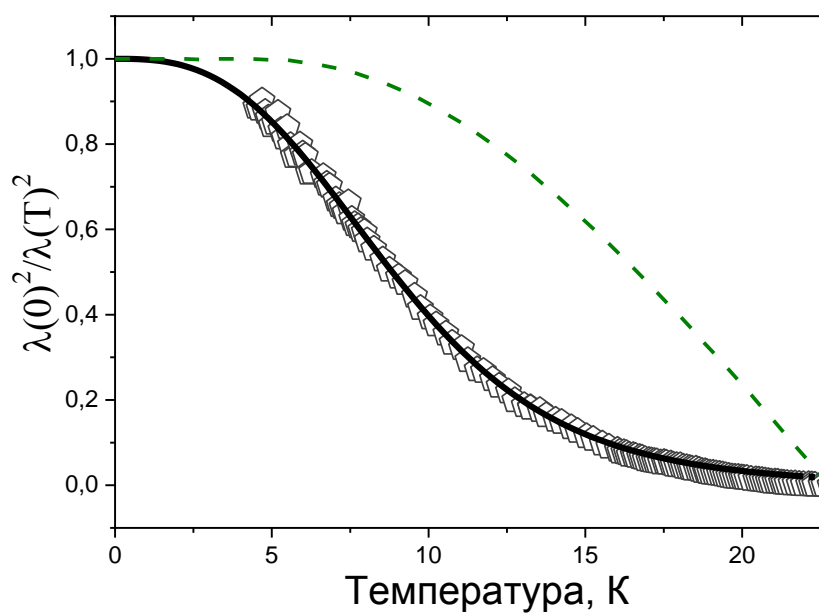
б)

Рисунок 5.16 – Температурна залежність лондоновської глибини проникнення монокристала $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ при низьких температурах $T < T_c/2$: а) в X-діапазоні, б) в Kα-діапазоні. Пунктирна і штрих-пунктирна лінії відповідають даним, отриманим радіочастотним діапазоні

Рисунок 5.15 б фактично повторює рис 5.8, але він приведений тут для зручності порівняння результатів, отриманих в різних діапазонах. Також слід зазначити близькість результатів, отриманих для двох орієнтацій зразка (X-діапазон).



а)



б)

Рисунок 5.17 – Температурна залежність щільності надпровідної компоненти монокристалу $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$: а) в Х-діапазоні, б) в К-діапазоні

Рис. 5.17 показує добре узгодження результатів для двох діапазонів, яке дозволяє стверджувати про наявність енергетичної щілини з малим

значенням $\Delta \approx 0,75k_B T_c$, яке істотно відрізняється від величини енергетичної щільності (БКШ теорія) $\Delta = 1,76k_B T_c$.

5.2 Мікрохвильовий поверхневий імпеданс плівки халькогеніда FeSeTe

Відкриття надпровідності в пніктиді на основі Fe складу $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}$ («1111»), як було згадано вище, викликало великий науковий інтерес і інтенсивні дослідження цього класу надпровідників [1]. Сполуки містять феромагнітний елемент Fe, і тому очікуються нетрадиційні надпровідні властивості, оскільки (в загальному випадку) надпровідність і феромагнетизм зазвичай є антагоністами. Значні зусилля були здійснені в пошуках надпровідності в структурно простіших речовинах на основі заліза. В результаті були виявлені металеві надпровідники BaFe_2As_2 («122») з легуванням Co [2-4].

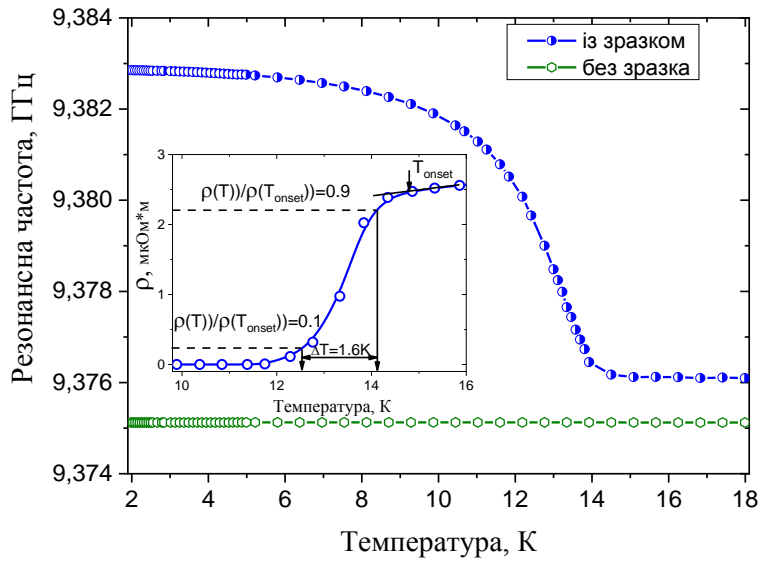
Виявлення надпровідності в пніктидах (наприклад, в структурах «1111» і «122») і халькогенідах (наприклад, в структурі «11») має велике значення, оскільки дає додаткову можливість для вивчення природи надпровідності в цих речовинах і купратах за допомогою порівняння їх властивостей. Зокрема, великий інтерес представляє виявлення надпровідності в бінарному Fe-халькогеніді, оскільки він містить тільки шар FeSe, структура якого ідентична FeAs, і дефіцит Se може бути причиною надпровідності [5]. Завдяки введенню елемента Te критична температура в $\text{FeSe}_x\text{Te}_{1-x}$ може бути збільшена. Ця система зручна тим, що легування в ній можна добре контролювати [6].

Для цього нового сімейства незвичайних надпровідників симетрія хвильової функції спарених електронів, тобто симетрія енергетичної щільності, є одним з ключів до розуміння механізму надпровідності. Великі експериментальні і теоретичні роботи були виконані для вирішення цієї важливої проблеми для надпровідників на основі FeAs. В даний час все

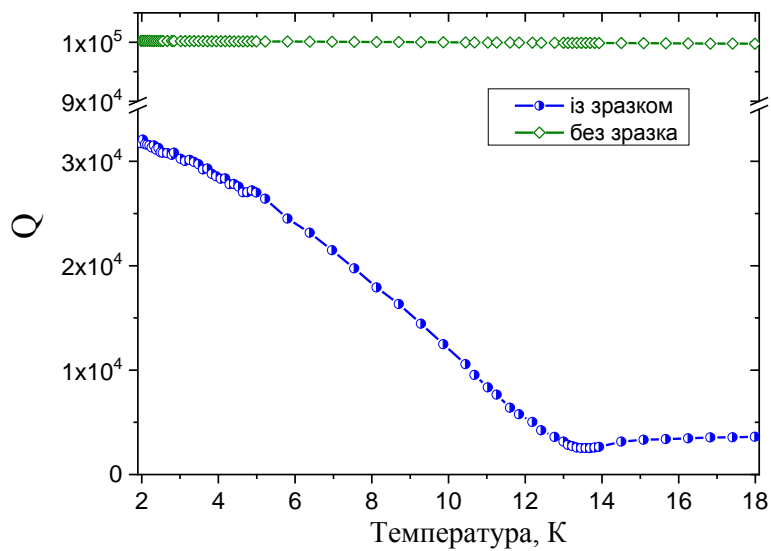
більше доказів вказують на багатозонні моделі надпровідності, можливо, з нетрадиційним спарюванням, опосередкованим антиферромагнітними флуктуаціями [7]. Таким чином, нові експериментальні роботи і теоретичні підходи дуже важливі для надійних висновків.

5.2.1 Температурна залежність мікрохвильового відгуку сапфірового резонатора з TE₀₁₁ модою при різних орієнтаціях плівки щодо напрямлення електромагнітного поля

У даній роботі досліджувалася епітаксіальна плівка FeSe_{1-x}Te_x ($x = 0,7$), нанесена на підкладку LaAlO₃ методом імпульсного лазерного осадження [14, 15] і встановлено, що температура початку надпровідного переходу дорівнює $T_{c \text{ onset}} = 14,8$ К і ширина переходу $\Delta T = 1,6$ К на рівнях питомого опору $\rho(T)/\rho(T_{c \text{ onset}}) = 0,1$ и $0,9$ (вкладка на рис. 5.18). Використовувалася техніка на базі сапфірового діелектричного резонатора, що працює в X-діапазоні, докладно описана в параграфі 5.1.3. Резонатор спеціально розроблений для мікрохвильових вимірювань невеликих зразків з використанням TE₀₁₁ моди і мав добротність $Q_0 = 45000$ при кімнатній температурі, причому сапфіровий циліндр має невеликий отвір уздовж своєї осі. Зразок з плівкою товщиною $d_f = 100$ нм і іншими розмірами 1 мм містився в центр отвору таким чином, що не мав теплового контакту з сапфіровим кільцем, спираючись на дуже тонкий сапфіровий стрижень.



а)



б)

Рисунок 5.18 – Температурна залежність добротності і резонансної частоти сапфірового резонатора з TE_{011} модою. На вкладинці показана температурна залежність питомого опору

Порожній металевий циліндр (хаузінг), в якому розташовувався сапфіровий циліндр, герметизувався у вакуумній камері, яка була занурена

в кріоагент, що давало можливість регулювати температуру сапфірового стержня (отже, зразка) в широкому інтервалі температур від 1,6 до 60 К із точністю близько ± 1 мК (фактично це температурна стабільність), зберігаючи при цьому температуру хаузінга рівною 4,2 К.

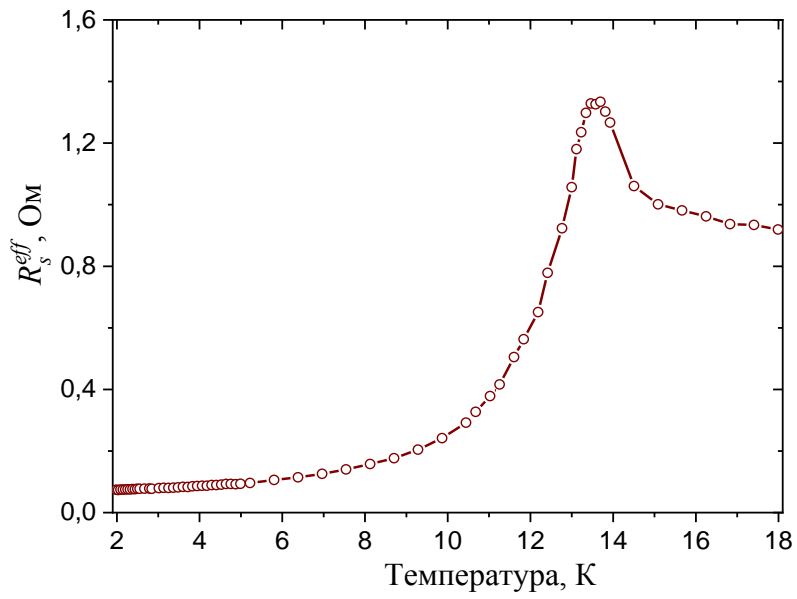
Температурна залежність резонансної частоти і добротності резонатора із зразком, так і для підкладинки без зразка (рис. 5.18а і 5.18б) вимірювалася векторним аналізатором ланцюгів (Agilent N5230C).

Ефективні опір і поверхневий реактанс (рис. 5.19а і 5.19б) визначалися за допомогою виразів (5.4-5.8), наведеними в параграфі 5.1.

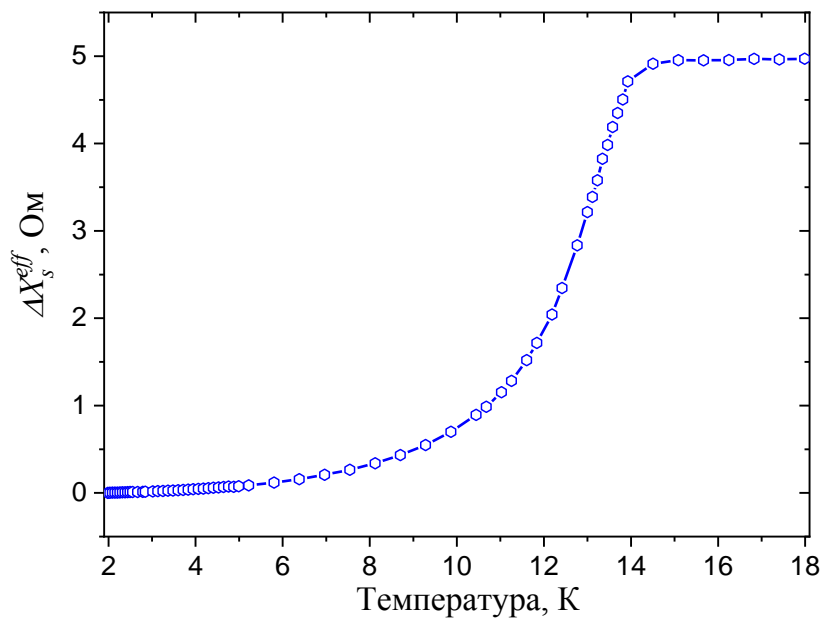
Як видно з рис. 5.19, на температурній залежності НВЧ відгуку $Z_s^{eff} = R_s^{eff} + iX_s^{eff}$ плівки спостерігається дві особливості, які не були зазначені при дослідженні монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (див., наприклад, [207]) і плівок цього ж складу (див., наприклад, [116, 208]), а також для монокристала $FeSe_{0.4}Te_{0.6}$ [209]. Найбільш помітною особливістю є пік $R_s^{eff}(T)$ при $T \leq T_c$ поблизу T_c . Друга особливість відгуку проявляється в аномально великій зміні резонансної частоти резонатора і, отже, в ефективному зростанні реактивного опору при наближенні до T_c .

5.2.2 Температурна залежність поверхневого імпедансу

Досліджувана плівка містилася в резонаторі так, щоб її площа була перпендикулярна осі симетрії обертання резонатора, тобто перпендикулярно мікрохвильовому магнітну полю H_ω в центрі резонатора. Відомо, що, коли товщина плівки d_f сівнима с лондоновською глибиною проникнення λ_L , вимірянйй поверхневий імпеданс є функцією відношення d_f/λ_L [210].



а)



б)

Рисунок 5.19 – Температурна залежність ефективного поверхневого опору R_s^{eff} (а) і зміни поверхневого реактанса (б) ΔX_s^{eff} плівки $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$

У той же час зв'язок між $Z_s^{eff}(d/\lambda_L)$ і об'ємним опором Z_s відомий для двох випадків конфігурацій мікрохвильового поля H_ω на поверхні плівки:

1) поле симетрично щодо двох поверхонь і 2) поле має компоненти тільки на одній стороні плівки [210].

Перший випадок типовий для розміщення плівки в резонаторі з HE_{011} модою паралельно полю H_ω , другий випадок виникає, коли плівка є торцевою провідною стінкою або стінкою в металевому резонаторі, або в діелектричному резонаторі [17]. В даному випадку реалізується третій випадок, коли магнітне поле на площинах плівки знаходиться в протилежних напрямках (всі три випадки докладно описані в роботі [211]) і його можна записати:

$$Z_s^{eff}(d_f / \lambda_L) = -\frac{i}{2} Z_s \cot\left(k \frac{d_f}{2}\right), \quad (5.16)$$

де $k = \omega \mu_0 / Z_s$, $\omega = 2\pi F$, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

Оскільки лондоновська глибина проникнення при $T = 0$, $\lambda_L(0)$ в даній роботі не визначалася, тож для знаходження $Z_s(T)$ необхідно використовувати значення $\lambda_L(0)$, яке отримано в інших роботах, а саме, для монокристала $FeSe_{0.4}Te_{0.6}$, значення склало $\lambda_L(0) = 470$ нм, отримане з використанням мікрохвильової техніки [209], для монокристала $FeTe_{0.5}Se_{0.5}$ значення склало $\lambda_L(0) = 560$ нм, отримане з використанням техніки тунельно-діодного резонатора (мегагерцовий діапазон) [212] і для керамічного зразка значення склало $\lambda_L(0) = 534$ нм [213], отримане з порошку з використанням мюон-спінової радіоспектроскопії. Очевидно, що досліджувана плівка набагато тонше, ніж $\lambda_L(0)$, і, крім того, відношення $d_f / \lambda_L(T)$ ще більше зменшується з ростом температури.

У разі, коли $R_s \ll X_s$, що очікується в інтервалі температур від $T = 0$ до $\sim T/2$, рівняння 5.16 зводиться до більш простих виразів

$$R_s^{eff} = \frac{1}{2} R_s \left(\coth \left(\frac{d_f}{\lambda_L} \right) + \frac{d_f}{2\lambda_L} \operatorname{cosec}^2 \left(\frac{d_f}{2\lambda_L} \right) \right); \quad (5.17)$$

$$X_s^{eff} = \frac{1}{2} X_s \coth \left(\frac{d_f}{2\lambda_L} \right). \quad (5.18)$$

У граничному випадку, коли $d_f/\lambda_L \ll 1$, то $R_s^{eff} = 2R_s\lambda_L/d_f$ і $X_s^{eff} = X_s\lambda_L/d_f$.

Вирази 5.17 і 5.18 були використані для знаходження мікрохвильових характеристик об'ємного зразка, тобто для знаходження внутрішніх властивостей надпровідника R_s і X_s , що не залежать від товщини зразка (рис. 5.20), при цьому використовувалася рівність $R_s = X_s$ при $T \geq T_c$ і взято значення $\lambda_L(0) = 560$ нм. Вказане значення $\lambda_L(0)$ використовувалося, оскільки склад саме цього монокристалу в [212] найбільш близький до складу досліджуваної плівки.

Використання виразів 5.17 и 5.18 для знаходження об'ємних значень R_s і X_s не пояснює природу появи піку R_s^{eff} поблизу T_c . Можна розглянути кілька пояснень з цього приводу: 1) пік когерентності, 2) прояв магнітної складової в надпровіднику ($\mu > 1$), 3) розмірний ефект при $d_f \approx \lambda L$ (Т); 4) ефект зміни конфігурації мікрохвильового магнітного поля поблизу поверхонь плівки при переході надпровідника в нормальний стан. Мабуть, слід прибрати з розгляду варіант з піком когерентності, оскільки цей ефект не спостерігається в монокристалі складу FeSeTe [209]. Прояв магнітної компоненти в температурній залежності поверхневого опору в надпровіднику при відносній проникності $\mu > 1$ в принципі можливо, проте в роботі [214] ефект спостерігався при $T > T_c$, а ширина піку значно більше, ніж в даній роботі, тому цей варіант не може пояснити появи піку.

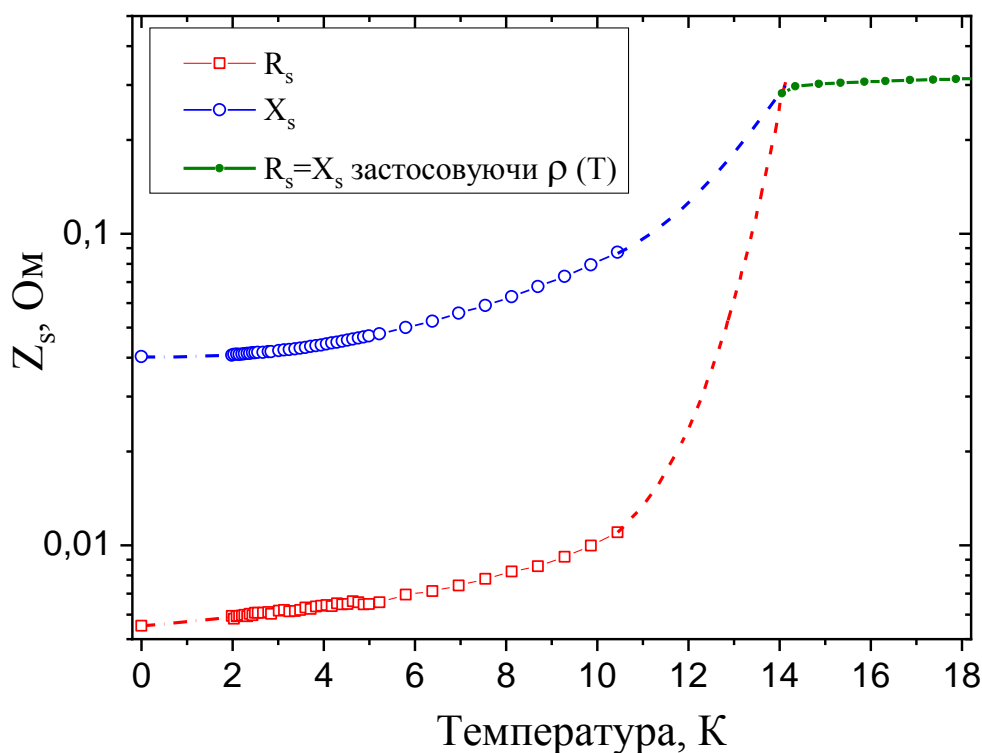


Рисунок 5.20 – Температурна залежність об'ємного поверхневого опору R_s і об'ємного поверхневого реактанса X_s плівки $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$

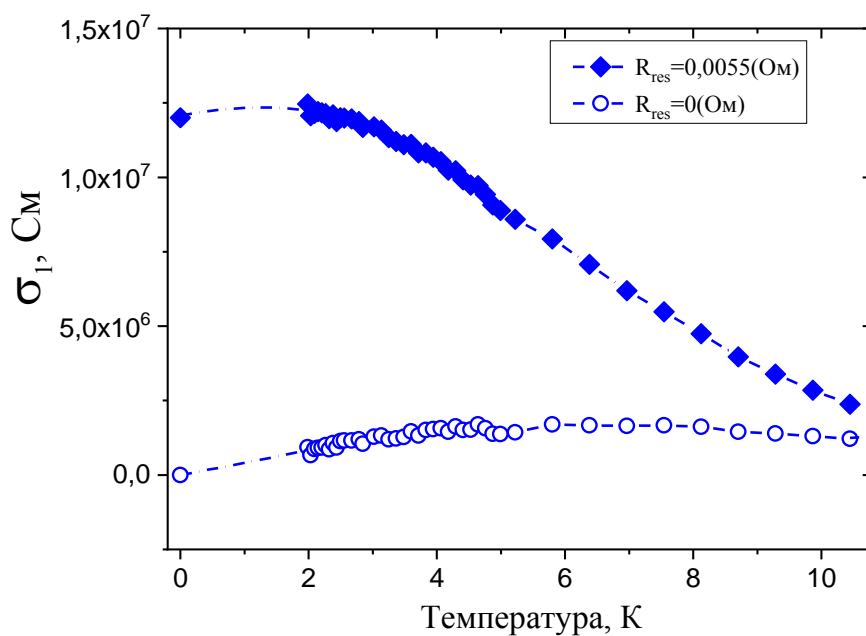
Слід виключити з пояснення і розмірний ефект (товщина зразка d_f повинна бути порівнянна з глибиною проникнення ЕМ поля в надпровідник $\lambda_L(T)$), оскільки товщина зразка $d_f < \lambda_L(T)$ у всьому інтервалі температур від $T = 0$ до T_c .

Звісно ж, що для найбільш обгрунтованого пояснення цього ефекту можна залучити ідею зміни паралельної орієнтації мікрохвильового магнітного поля в орієнтацію, близьку до перпендикулярної поблизу поверхні надпровідника при фазовому переході з надпровідного стану в нормальний стан. Це відбувається, коли напрямок ЕМ поля поблизу поверхні дуже тонкої плівки принаймні частково збігається з напрямком поля моди TE_{011} поблизу осі резонатора [211]. При цьому змінюється кореляція між Z_s^{eff} і Z_s . Очевидно, що $|Z_s^{eff}| > |Z_s|$ при $T < T_c$ і при $|Z_s^{eff}| < |Z_s|$ при $T \geq T_c$ [210]. Незважаючи на те, що на даний момент не існує математичної

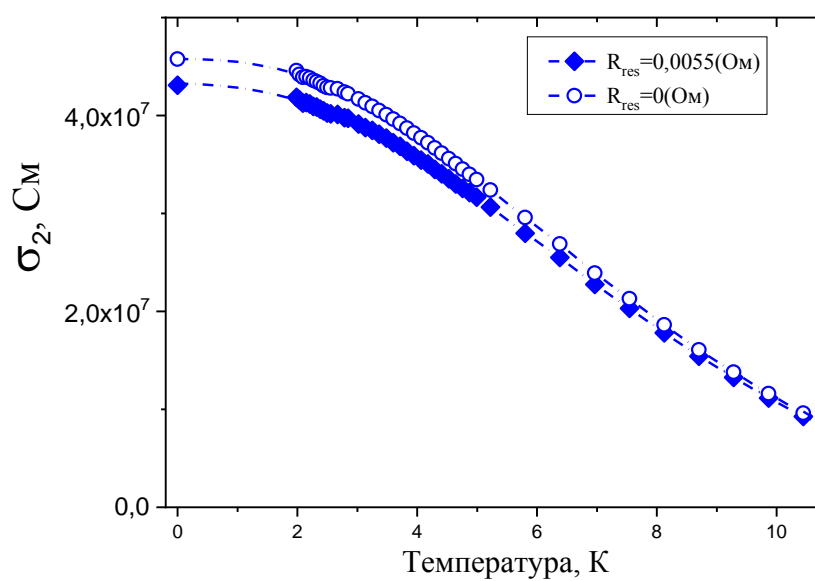
моделі, яка описує зміну $Z_s^{eff}(T)$ і взаємозв'язок $Z_s^{eff}(T)$ і $Z_s(T)$ поблизу T_c (тому $R_s(T)$ було знайдено в інтервалі $T = 1,6 - 10$ К відповідно до (5.17), а $R_s(T)$ при $T \geq T_c$ знаходилося при використанні відомої формули $R_s = \sqrt{\omega\mu_0\rho/2}$, де ρ – питомий опір на постійному струмі. Після цього були зіставлені значення R_s в області $T \leq T_c$. Залежність $X_s(T)$ находилась, використовуючи відомий вираз $X_s(0) = \omega\mu_0\lambda_L(0)$ при $T = 0$, залежність $\Delta X_s(T)$ з урахуванням виразу (5.18) і використовуючи рівність $R_s = X_s$ для $T \geq T_c$. Правильність цього підходу була підтверджена взаємною координацією $R_s^{eff}(T)$, $X_s^{eff}(T)$, $R_s(T)$ і $X_s(T)$ (Т) в рамках рівнянь (5.17 і 5.18).

5.2.3 Температурна залежність лондоновської глибини проникнення і комплексної провідності

Отримавши об'ємні значення поверхневого опору $R_s(T)$ і реактанса $X_s(T)$ з попереднього пункту (рис.5.20), можна знайти комплексну провідність зразка, використовуючи вирази (5.15) і (5.16) (п. 5.1). Температурна залежність комплексної провідності плівки $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ представлена на рис. 5.21. Температурна залежність квазічастинковою провідності $\sigma_1(T)$ (а) і провідність надплинної компоненти σ_2 (б) отримані для двох значень залишкового опору, а саме для $R_{res} = 0,0055$ Ом (порожні символи) і $R_{res} = 0$. Залежність при $R_{res} = 0$ отримана фактично шляхом вирахування залишкового опору квазічастинок, яке є результатом екстраполяції $R_s(T)$ до температури $T = 0$ К.



а)



б)

Рисунок 5.21 – Температурна залежність квазічастинкової провідності $\sigma_1(T)$ (а) і провідність сверхтекучей компоненти σ_2 (б)

Віднімання R_{res} усуває вплив поверхневих дефектів і, отже, поведінка $\sigma_1(T)$ в основному пов'язано тільки з поведінкою квазічастинок [209]. Слід

зазначити, що помилка в оцінці R_{res} помітно впливає на залежність $\sigma_1(T)$, але цей вплив значно менше в високотемпературній частині залежності, коли зразок ще знаходиться в надпровідному стані, ніж при низьких температурах. З цієї залежності для тонких плівок, також як і для монокристала дуже близького складу [209] видно, що при зменшенні температури поблизу T_c спостерігається значне зростання значень $\sigma_1(T)$. Таке зростання спостерігалось також і в купратних високотемпературних надпровідниках [26, 27, 20], а також в пніктидах на основі заліза [28, 29], при цьому спостерігається пік набагато ширше, ніж пік когерентності. Це пояснюється придушенням розсіювання квазічастиц нижче T_c , коли щільність квазічастинок зменшується, що призводить до появи широкого піку в $\sigma_1(T)$ нижче T_c .

Из рис. 5.21 (б) видно, що значення залишкового поверхневого опору R_{res} слабо впливає на залежність $\sigma_2(T)$, тобто ці залежності практично збігаються. Тому для знаходження температурних залежностей лондоновської глибини проникнення $\lambda_L(T)$ і щільності надпровідної компоненти плівки $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ $[\lambda_L(0) / \lambda_L(T)]^2$ використовувалася залежність, отримана для кінцевої величини залишкового опору $R_{res}=0,055\text{мОм}$.

Температурна залежність $\lambda_L(T)$ представлена на рис. 5.22 (на вставці до рисунка представлена низькотемпературна частина залежності $\delta\lambda_L(T) = \lambda_L(T) - \lambda_L(0) \propto CT^n$. Абсолютне значення $\lambda_L(0) = 560$ нм взято із [22], яке добре узгоджується з іншими опублікованими даними [209]. яке добре узгоджується з іншими. Слід зазначити, що глибина проникнення добре апроксимується з використанням ступеневою функцією $\delta\lambda_L(T) = CT^n$ з $n = 2,4$ для низькотемпературного інтервалу від 7 К до $T \geq T_c/2$. Отримане значення n помітно вище, ніж $n \approx 2$ в [23] и нижче, ніж значення $n = 2,8$, наприклад, в кристалі $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ [214, 215], отриманому в радіочастотному і мікрохвильовому діапазонах.

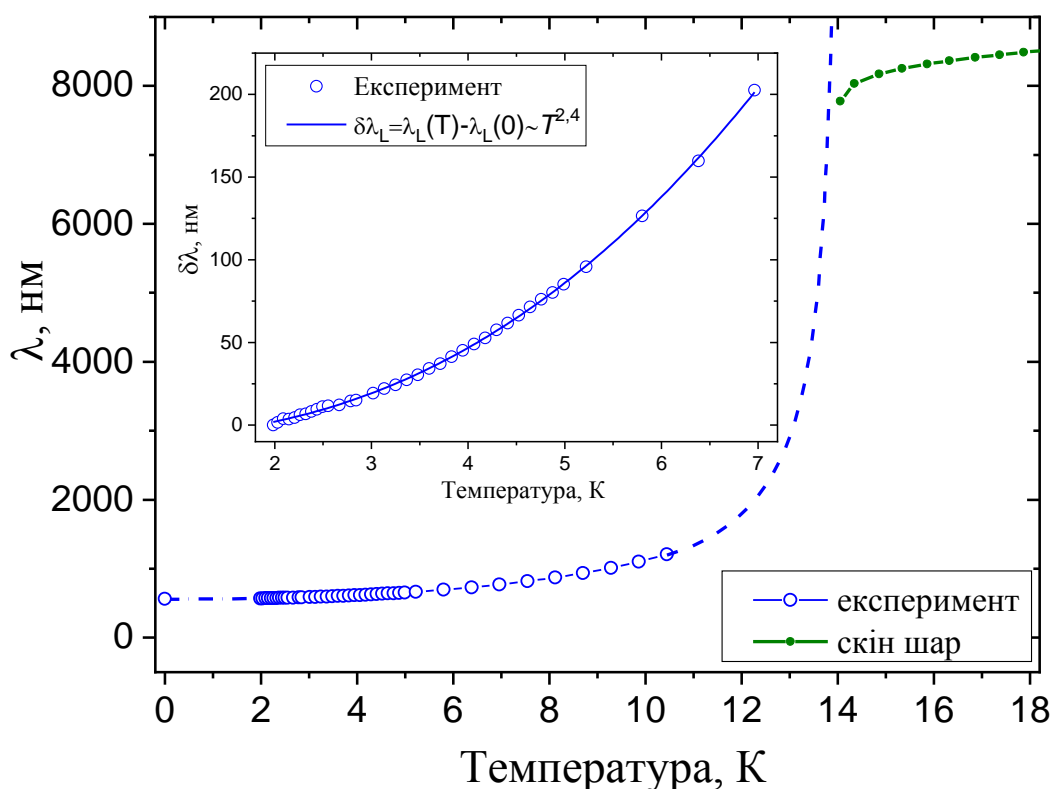


Рисунок 5.22 – Температурна залежність Лондоновської глибини проникнення. На вставці представлена низькотемпературна частина залежності $\delta\lambda_L(T) = \lambda_L(T) - \lambda_L(0) \propto CT^n$, а суцільна лінія відповідає апроксимації ступеневою функцією $\delta\lambda_L(T) = CT^n$ з $n = 2,4$.

На рис. 5.23 показано порівняння експериментальних результатів з теоретичними моделями в низькотемпературній частині $\lambda_L(T)$. Варто відзначити дуже гарну відповідність експериментальних даних з двозонною моделлю при $\Delta_1 = 0,43 kT_c$ (ваговий коефіцієнт 0,84) і $\Delta_2 = 1,22 kT_c$. Ці результати помітно відрізняються від результатів, отриманих в [209], отриманих мікрохвильовим методом ($\Delta_1 = \Delta_2 = 0,85 kT_c$), і отриманих за допомогою техніки, що використовує резонатор з тунельним діодом ($\Delta_1 = 1,93 kT_c$ і $\Delta_2 = 0,9 kT_c$) [216].

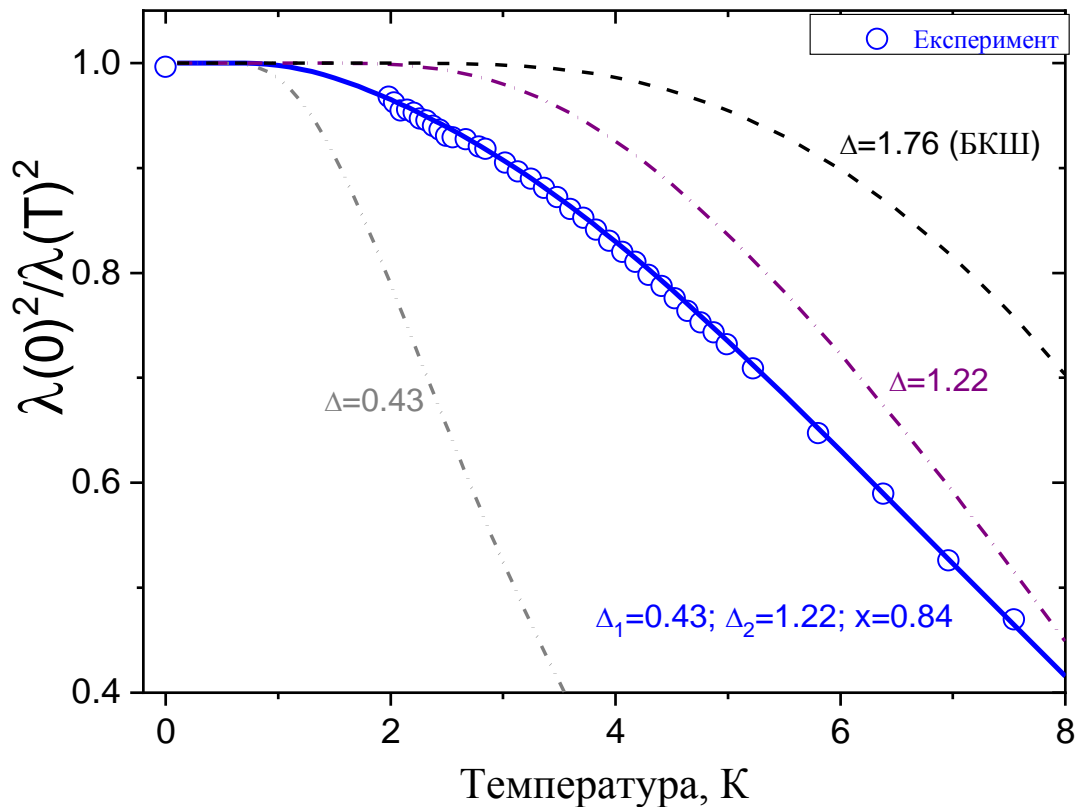


Рисунок 5.23 – Температурна залежність щільності надпровідної компоненти $[\lambda_L(0) / \lambda_L(T)]^2$. Суцільна лінія відповідає двохзонній моделі при $\Delta_1=0.43 kT_c$ (ваговий коефіцієнт 0,84) и $\Delta_2 = 1,22 kT_c$, пунктирна лінія відповідає теорії БКШ, $\Delta_1 = 0,43kT_c$ (штрих-пунктирна лінія з двома точками) і $\Delta_2 = 1,22kT_c$ (штрих-пунктирна)

Очевидно, що джерело розбіжностей може бути встановлено при подальшому вивченні з'єднань.

5.3 Зв'язок швидкості розсіювання квазічастинок з мікрохвильовим імпедансом надпровідників

Вивчення температурної залежності швидкості розсіювання квазічастинок τ^{-1} дає глибоке фундаментальне розуміння фізики надпровідників. Абсолютна величина і температурна залежність τ^{-1}

відображають дуже важливі характеристики електронної системи матеріалів. Особливий інтерес представляє вивчення електронної системи незвичайних надпровідників, зокрема в високотемпературних купратних надпровідниках і надпровідниках на основі заліза.

Температурна залежність комплексної провідності надпровідників, отримана з експериментальних даних поверхневого імпедансу, дає можливість отримати температурні залежності лондоновської глибини проникнення $\lambda(T)$ і швидкості розсіювання квазічастинок $\tau^{-1}(T)$.

В рамках локальної електродинаміки мікрохвильовий поверхневий імпеданс провідників визначається співвідношенням тангенціальних компонент полів біля поверхні провідника (вираз 5.14)

Припущення, що час розсіювання τ^{-1} електронів в провіднику визначається тільки зіткненнями електронів і фононів і не залежить від частоти, призводить до моделі провідності металів Друде

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m(1+i\omega\tau)}, \quad (5.19)$$

де e , n і m - заряд, концентрація і маса електронів, відповідно. Як правило, в нормальних металах в мікрохвильовому діапазоні справедливо співвідношення $\omega\tau \ll 1$. В цьому випадку σ є дійсною величиною і $R_s = X_s$ в (5.14).

У надпровідниках величина σ виявляється комплексною величиною навіть в разі $\omega\tau \ll 1$, що обумовлено "двокомпонентною" електронною системою, що складається з підсистеми квазічастинок з провідністю Друде $\sigma_1 = \sigma_1' + i\sigma_1''$ і підсистеми спарених електронів (надплинної компоненти або бозе-конденсату) з провідністю

$$\sigma_2 = \frac{n_s e^2}{\omega m}, \quad (5.20)$$

де n_s – концентрація електронів в надплинній компоненті. Формула Друде (5.20) вважається справедливою також для підсистемі квазічастинок, хоча є дані, що в купратних надпровідниках складу $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ може спостерігатися відхилення від моделі (5.20).

У припущенні, що число квазічастинок при $T = 0$ є зникаюче малим, очевидним стає співвідношення

$$\frac{n_s(0)}{n_s(T)} = 1 + \frac{n_n(T)}{n_s(T)}, \quad (5.21)$$

де n_n – щільність квазічастинок. Якщо вважати, що припущення $\omega\tau \ll 1$ залишається в силі і для системи квазічастинок, то на підставі виразів (5.19-5.21) і співвідношення для лондоновської глибини

$$\lambda_L^2(T) = \frac{m}{n_s(T)\mu_0 e^2} \quad (5.22)$$

нескладно отримати вираз для швидкості розсіювання квазічастинок

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1 - \frac{\lambda_L^2(0)}{\lambda_L^2(T)}}{\mu_0 \sigma_1'(T) \lambda_L^2(0)}. \quad (5.23)$$

Як правило, $\lambda_L(0)$ в (5.23) береться з інших експериментів. При цьому $\sigma_1'(T)$ і $\lambda_L(T)$ визначаються на підставі експериментальних даних по $R_s(T)$ і $X_s(T)$ відповідно до (5.15), де $\sigma = \sigma_1 + i\sigma_2$

$$\sigma_1 = 2\omega\mu_0 \frac{X_s R_s}{|Z_s|^4}, \quad (5.24)$$

$$\sigma_2 = \omega\mu_0 \frac{X_s^2 - R_s^2}{|Z_s|^4}, \quad (5.25)$$

де $|Z_s|^4 = (X_s^2 - R_s^2)^2$.

Із (3) і (5) випливає

$$\lambda_L^2(T) = \frac{1}{\omega\mu_0\sigma_2}. \quad (5.24)$$

Вираз (5.23) використовується для оцінки τ^{-1} квазічастинок, в тому числі при низьких температурах, де час τ різко зростає.

Тому у зв'язку зі значним зростанням τ (приблизно на порядок) при зниженні температури виникає необхідність в узагальненні виразу (5.23) на випадок довільних значень $\omega\tau$. В цьому випадку вираз (5.24) залишається без змін, однак у натуральному вираженні (5.25) з'являється додаток

$$\sigma_2 + \sigma_1'' = \omega\mu_0 \frac{X_s^2 - R_s^2}{|Z_s|^4}, \quad (5.25)$$

де $\sigma_1'' = \omega\sigma_1'$ (см. (5.20) в застосуванні до σ_1). Величина σ_1'' невідома, тому що невідомо час τ .

Якщо звернутися до розглянутого вище випадку $\omega\tau \ll 1$ і постаратися знайти аналогічне співвідношення для довільного значення $\omega\tau$, то в цьому випадку

$$\frac{n_n(T)}{n_s(T)} = \frac{1 + (\omega\tau)^2}{\tau} \sigma_1'(T) \mu_0 \lambda_L^2(T) . \quad (5.26)$$

Оскільки співвідношення $\frac{n_s(0)}{n_s(T)} = \frac{\lambda_L^2(T)}{\lambda_L^2(0)}$ залишається незмінним, то з (5.21), використовуючи (5.19) і (5.27), знаходимо

$$\frac{1 + (\omega\tau)^2}{\tau} = \frac{1 - \frac{\lambda_L^2(0)}{\lambda_L^2(T)}}{\mu_0 \sigma_1'(T) \lambda_L^2(0)} . \quad (5.27)$$

Видно, що при $\omega\tau \ll 1$ вираз (5.27) переходить в (5.23). Однак $\lambda_L^2(T)$ вже не визначається просто з експериментальних даних $R_s(T)$ і $X_s(T)$, оскільки знайти $\sigma_2(T)$ із (5.25) неможливо через невідомий доданок σ_1'' . Тому бажано виразити τ безпосередньо через вимірювані величини $R_s(T)$ і $X_s(T)$. З цією метою знайдемо відношення

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_1'} = \frac{X_s^2 - R_s^2}{2X_s R_s} - \omega\tau . \quad (5.28)$$

З іншого боку, з (5.21) і (5.22) випливає

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_1'} = \frac{1 + (\omega\tau)^2}{\omega\tau} \frac{n_s}{n_n} . \quad (5.29)$$

Після нескладних, але громіздких викладок на підставі (5.28), (5.29) і (5.22) можна отримати

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\mu_0 \sigma_1'(T) \lambda_L^2(0)} - \omega \frac{X_S^2 - R_S^2}{2X_S R_S}, \quad (5.30)$$

де σ_1' знаходиться у відповідності з (5.24). При $\omega\tau \ll 1$ (5.30) переходить в (5.23).

5.4 Температурна залежність швидкості розсіювання квазічастинок в монокристалі пніктида BaFeCoAs і плівки халькогеніда FeSeTe

На рис. 5.23 наведено температурні залежності швидкості розсіювання τ^{-1} в оптимально допованому пніктиді $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$, визначені з використанням виразів (5.23) і (5.30). Видно, що (5.23) вносить помітну поправку в залежність $\tau^{-1}(T)$ в низкотемпературній області. У свою чергу, більш акуратна оцінка τ дає можливість уточнити залежність $\sigma_2(T)$, яка визначається на підставі вимірних значень $R_s(T)$ і $X_s(T)$, отже, відкоригувати залежність $\lambda_L(T)$ у всьому температурному інтервалі існування s -стану. Останнє є дуже важливим для визначення характеру симетрії параметра порядку в незвичайних надпровідниках.

З рисунків 5.9 і 5.24 видно, що температурна залежність $\sigma_1(T)$ визначається швидкістю розсіювання квазічастинок $\tau^{-1}(T)$, різко зменшується з ростом температури. Це говорить про те, що неупруге розсіювання грає важливу роль в надпровідниках, що містять залізо навіть при дуже низьких температурах.

Залежність на рис. 5.25, яка відповідна значенню $R_{\text{res}} = 1$ мОм, демонструє зростання швидкості розсіювання при $T \rightarrow 0$, тобто вибір величини $R_{\text{res}} = 1$ мОм призводить до нефізичного результату.

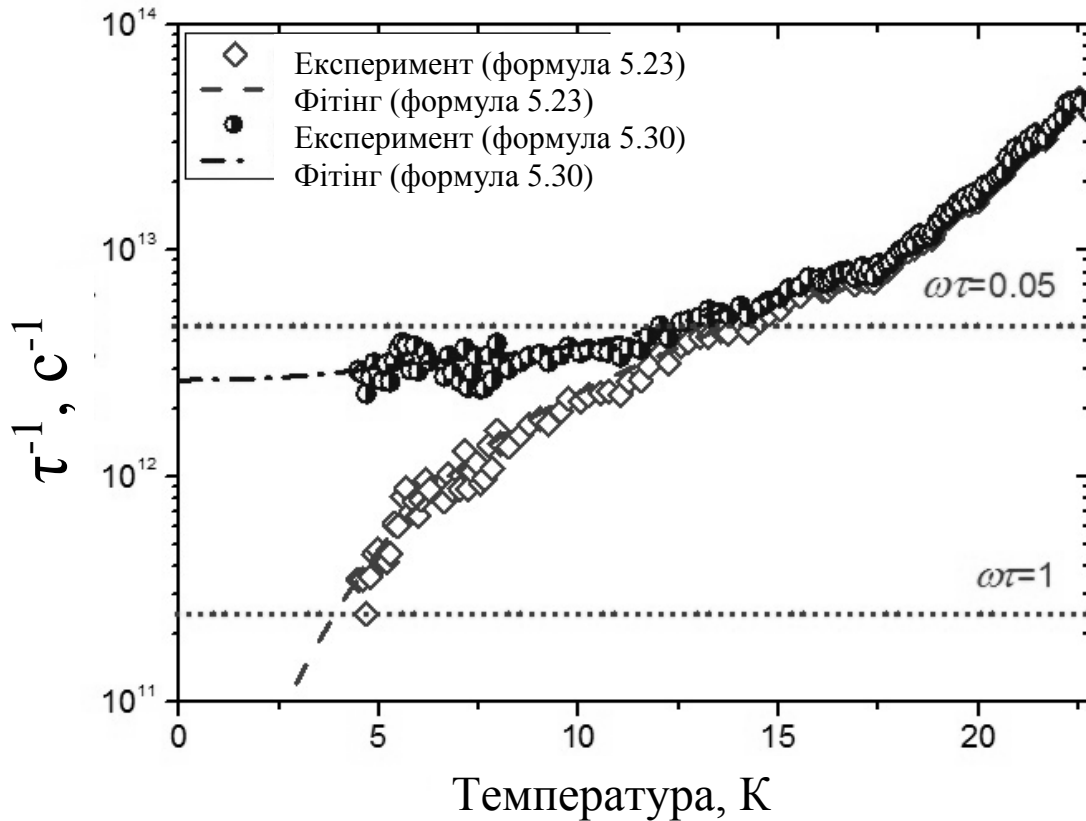


Рис. 5.24 – Температурна залежність швидкості розсіювання квазічастинок в монокристалі $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$. Лініями відзначено залежності, отримані за формулами 5.23 и 5.30

Це дає нам право не брати до уваги величину $R_{\text{res}} = 1$ мОм і розглядати величини R_{res} тільки в діапазоні від 3 до 6 мОм. Залежності при значеннях $R_{\text{res}} = 3$ мОм і $R_{\text{res}} = 6$ мОм істотно не відрізняються, тому для порівняння цих даних з даними, отриманими в X-діапазоні (рис. 5.26), використовується тільки залежність при $R_{\text{res}} = 3$ мОм.

Залежність в X-діапазоні отримана при використанні температурних залежностей поверхневого імпедансу і комплексної провідності (параграф 5.1.2).

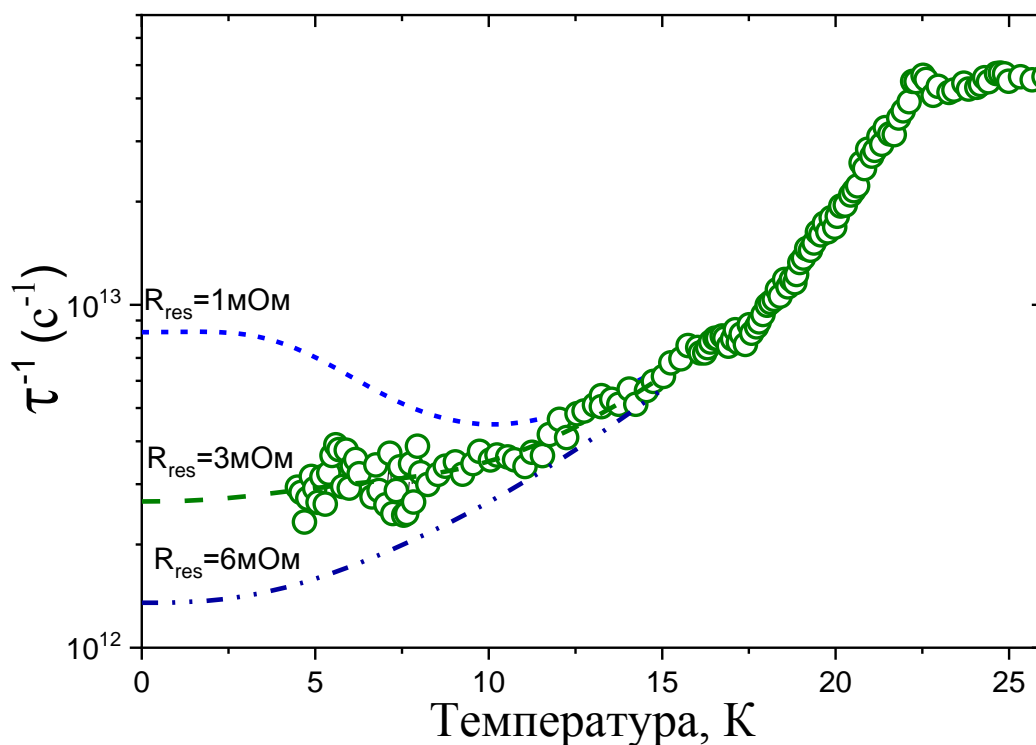


Рисунок 5.25 – Температурна залежність швидкості розсіювання квазічастинок в монокристалі $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$, отримані при різних значеннях залишкового опору

Важливо відзначити практично ідентичну форму кривих при помітній відмінності абсолютних значень (приблизно на порядок при низьких температурах). Також видно, що для X -діапазону відмінність при використанні наближеної (5.23) і точної формул (5.30) є несуттєвою.

Вирази 5.19-5.30 можна використовувати для отримання температурної залежності швидкості розсіювання квазічастиць для плівки $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ (рис. 5.27), використовуючи температурні залежності поверхневого імпедансу і комплексної провідності, (параграф 5.2).

Із рисунка 5.27, видно, що при використанні величини $R_{\text{res}} = 0$ мОм при $T \rightarrow 0$ спостерігається зростання швидкості розсіювання, тобто вибір величини $R_{\text{res}} = 1$ мОм призводить до нефізичного результату. Використання $R_{\text{res}} = 0,0055$ Ом дає залежності швидкості розсіювання квазічастинок для плівки $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$, дуже схожі за формою на залежності для монокристала $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$, отримані в K_a і X діапазонах.

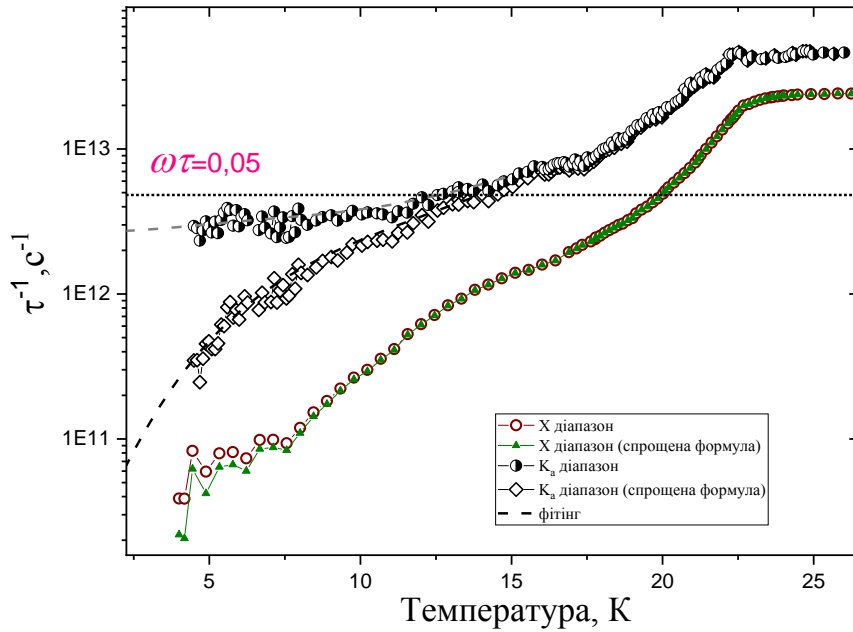


Рисунок 5.26 – Температурні залежності швидкості розсіювання квазічастинок в монокристалі $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$, які отримані в K_a і X діапазонах

Для X діапазону спостерігається також кореляція для абсолютних значень, отриманих для $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ і $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ при низьких значеннях температури.

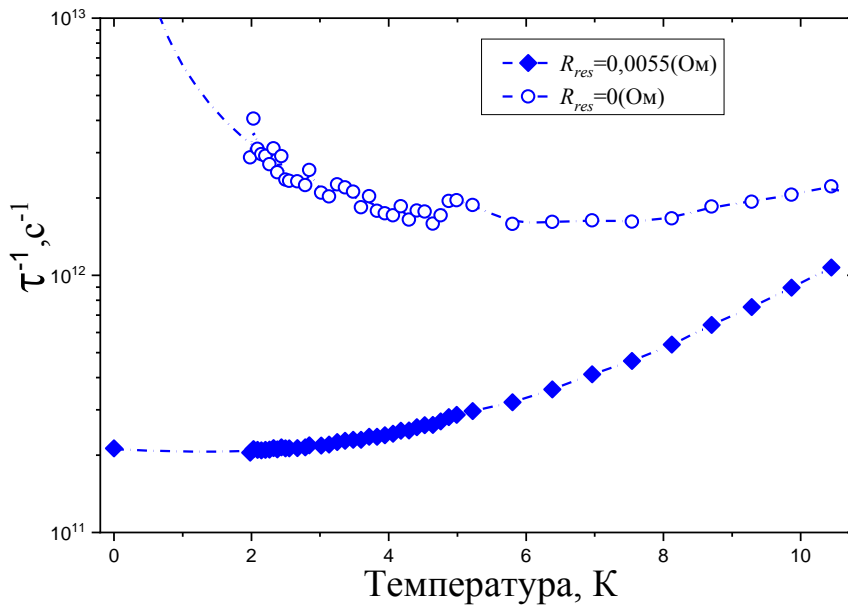


Рисунок 5.27 – Температурна залежність швидкості розсіювання квазічастинок $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$

5.5 Висновки до розділу 5

Мікрохвильові вимірювання поверхневого імпедансу, лондоновської глибини проникнення, комплексної провідності і швидкості розсіювання квазічастинок для монокристала $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ проведено в Ка і Х діапазонах. З цією метою використовувалася як техніка на базі сапфірового високодобротного КДР, а саме дискового резонатора з щилиною і досліджуваним зразком в ній (Ка діапазон), так і техніка на базі кільцевого сапфірового резонатора з TE_{011} модою (Х діапазон), в якому досліджуваний зразок розташовується на сапфіровому стиржні.

Лондоновська глибина проникнення, яку отримано в Ка діапазоні і для двох орієнтацій зразка в Х-діапазоні дає дуже близькі значення показника ступеня $n = 2,8$ і $n = 2,9$ для апроксимаційної формули $\delta\lambda_L(T) = \lambda_L(T) - \lambda_L(0) \propto CT^n$, які добре узгоджуються зі значеннями, отриманими в радіохвильовому діапазоні. Також за допомогою кільцевого сапфірового резонатора з TE_{011} модою (Х діапазон) було досліджено тонку плівку халькогеніду $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ (отримано температурні залежності поверхневого імпедансу, лондоновської глибини проникнення, комплексної провідності і швидкості розсіювання квазічастинок).

Аналізуючи температурні залежності швидкості розсіювання квазічастинок, які отримано застосовуючи температурні залежності поверхневого імпедансу і комплексної провідності, слід зазначити, що отримані експериментальні залежності для плівки $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ дуже близькі за формою до відповідних залежностей, які отримані для монокристала $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$, як в Ка діапазоні так і в Х діапазоні. Для Х діапазону спостерігається і кореляція для абсолютних значень, які отримано для $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ і $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ при низьких значеннях температури.

Квазічастинкова провідність $\sigma_1(T)$ зростає при зменшенні температури як для монокристала $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$, (також для двох діапазонів), так і для плівки $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$. Особливістю залежності $\sigma_1(T)$ є

відсутність піку поблизу T_c . Спостережувану залежність квазічастинкової провідності $\sigma_1(T)$ можна пояснити тим, що швидкість розсіювання квазічастинок сильно залежить від температури і швидко зменшується з ростом температури.

РОЗДІЛ 6

НАДПРОВІДНИКОВІ ЕЛЕМЕНТИ В РАДІОФІЗИЧНИХ ПРИСТРОЯХ МІЛІМЕТРОВОГО ДІАПАЗОНУ ДОВЖИН ХВИЛЬ

Як зазначалося в розділі 1, низьке значення поверхневого опору R_s надпровідників, зокрема, купратних ВТНП з критичною температурою $T_c > 77 \text{ K}$, дозволяє створювати лінії передачі і резонансні структури з малим рівнем втрат, що вносяться (для резонаторів з високим значенням власної добротності) у всьому мікрохвильовому діапазоні, хоча перевага пристроїв на основі ВТНП в порівнянні з їх аналогами на основі нормальних металів знижується з ростом частоти електромагнітного поля. Оцінки вказували на можливість збереження виправданих переваг зазначених пасивних пристроїв на основі ВТНП принаймні при підвищенні робочої частоти до 40 ГГц [77]. Однак, наскільки відомо автору, публікації про результати відповідних експериментальних робіт в цьому напрямку практично відсутні.

В даному розділі наведені результати чисельного моделювання та експериментального дослідження перших прототипів, запропонованих в роботі двох нових мікрохвильових пристроїв на основі ВТНП елементів, а саме, планарного квазіоптичного резонатора з хвилями шепочучої галереї і фільтра з Е-вставкою в хрестоподібном хвилеводі в 8 мм діапазоні довжин хвиль. Нова модифікація вимірювального резонатора - КДР з радіальної щілиною і торцевими ВТНП стінками як функціональними елементами, описаний в розділі 3.

Основні результати, які містяться в розділі 3, відбиті в роботах автора [18, 21 ,26 ,27 ,29 ,33, 36, 37] (див. додаток А).

6.1 Планарний квазіоптичний резонатор з хвилями шепочучої галереї на основі нормальних металів і високотемпературних надпровідників

6.1.1 Планарний квазіоптичний резонатор на основі нормального металу

Як зазначалося в розділі 1, КДР представляють великий інтерес для додатків в широкому діапазоні довжин хвиль, від мікрохвиль до фотоніки завдяки гранично високим значенням власної добротності завдяки надзвичайно низьким рівнем радіаційних втрат. Однак, крім складності частотного спектра і дворазового виродження азимутальних хвиль, істотним недоліком КДР при використанні на практиці є складність їх поєднання з планарними структурами. Зазначений недолік обумовлений тим фактом, що розглянуті КДР є принципово тривимірними об'єктами.

Відомо, що необхідною умовою для збудження хвиль ШГ є наявність поверхні розділу двох діелектричних середовищ (як правило, ця поверхня є поверхнею тіла обертання (див. розділ 3)) з різною діелектричною проникністю. Електромагнітні хвилі ШГ поширюються в середовищі з діелектричної проникністю, більшою, ніж проникність навколишнього середовища. Наприклад, моди ШГ можуть збуджуватися в діелектричному циліндрі, оточеному повітрям.

Виникає питання, чи можливо в принципі збудження хвиль ШГ в необмеженому діелектричному шарі. Можливість збудження хвиль (мод) ШГ в необмеженому сапфіровому шарі з металевим циліндричним диском, розташованим безпосередньо або на невеликій відстані вище діелектрика, було продемонстровано за участю автора. Попередні результати вивчення запропонованої структури в діапазоні частот 35-53 ГГц були викладені в [217],[218].

Досліджувана структура (див. рис. 6.1) складається з провідного диска, діелектричного шару і провідного шару.

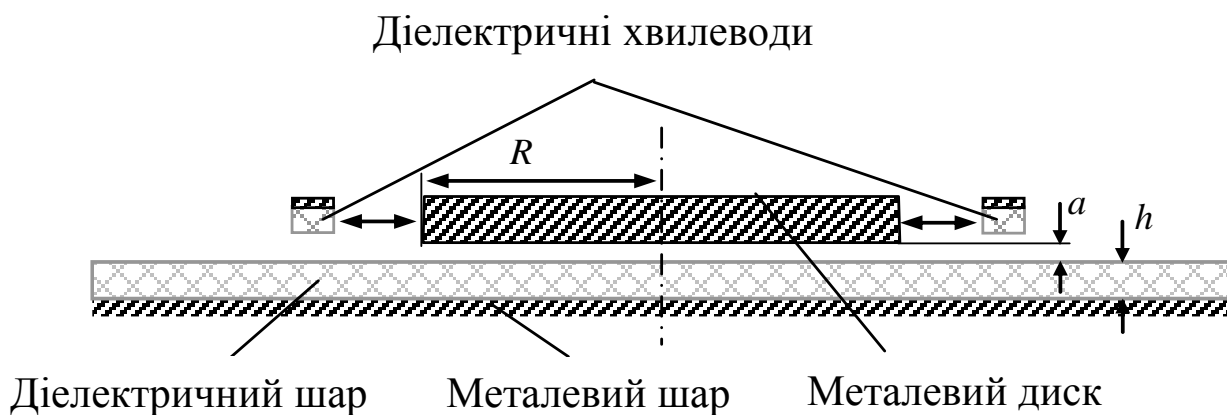


Рисунок 6.1 – Поперечний переріз пропонованого резонатора і хвилеводів: металевий диск, встановлений на відстані a від необмеженого діелектричного шару

Провідний диск розташовано на деякій відстані від відкритого боку діелектричного шару. Відстань між провідним диском і діелектричним шаром варіюється від 0 до 0,2 мм. Товщина монокристалічного сапфірового шару становить 0,44 мм. (Оптична вісь ортогональна поверхні підкладки). Провідний диск виготовлено з міді, а його радіус становить 5,5 мм. Всі металеві поверхні відполіровані за допомогою абразивного матеріалу з розміром зерна 0,007-0,014 мм для мінімізації впливу шорсткості поверхні на добротність резонатора. Сапфірова підкладка (виробництво компанії CrysTec) відполірована з найвищим оптичним класом. Поляризація і індекси моди в резонаторі визначені шляхом порівняння розподілу змодельованого поля (рис. 6.2) з вимірними азимутальними показниками металевого диску. Позначення модальних індексів аналогічні тим, які використовувалися в публікаціях, присвячених дисковим, напівсферичесним і конусним резонаторам (див., наприклад, розділ 2). Позначення $H_{n m \delta}$ ідентично позначенню квазі-TE моди в резонаторі; n - азимутальний індекс, m -

радіальний індекс і δ -число варіацій ЕМ поля в осьовому напрямку (вздовж осі Z , див. рис. 6.2).

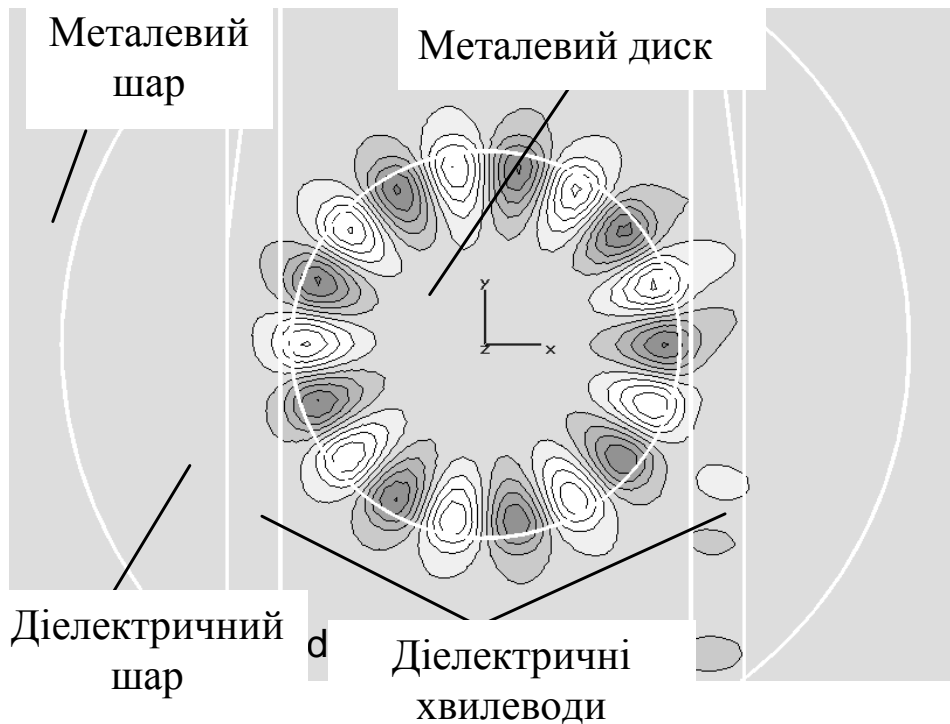


Рисунок 6.2 – Розподіл електромагнітного поля (E_z – компонента) $H_{9,11}$ моди в структурі, яку представлено на рис. 6.1, при $a = 0,07$ мм (в перерезі XY)

Через невелику товщину діелектрика, повних варіацій поля не спостерігалось, тобто $\delta < 1$. Азимутальні індекси резонатора експериментально визначені методом малого збурення резонатора в азимутальному напрямку за допомогою малогабаритного металевого тіла. Для повної ідентифікації мод проведено необхідний аналіз і зіставленням експериментальних (спектр частот, азимутальний індекс) і отриманих за допомогою чисельного моделювання (спектр частот, три модальних індекса) даних [219].

Основними факторами, що обмежують добротність резонатора, є втрати в діелектрику, металі і радіаційні втрати. Однак їхній внесок кожного фактора в загальні втрати залежить від характеристик металу і діелектрика, а також зазору між діелектричним шаром (підкладкою) і металевим диском. На практиці в мікрохвильовій техніці за умови використання

підкладинок з низьким значенням тангенса кута діелектричних втрат основною причиною зменшення добротності резонатора є втрати в металі і втрати на випромінювання. Зокрема, результати оцінки вкладу кожного виду втрат, отримані за допомогою методів чисельного моделювання для моди $H_{81\delta}$ при $a = 0$, такі втрати в діелектрику становлять 2%, втрати в металі - 49% і втрати на випромінювання - 49% [219].

Запропонований планарний КДР має добротність, яка в кілька разів перевищує добротність круглих мікросмужкових резонаторів з основною модою [220]. Відомі напів- і чвертьхвильові мікросмужкові резонатори також демонструють помірні добротності на високих частотах. Показано, що в оптимальній конфігурації на підкладках з $\epsilon_r = 10$ і $\text{tg } \delta = 10^{-4}$ максимальне значення добротності не може перевищувати 120 при 32 ГГц для півхвильового [221] і 200 при 8 ГГц для чвертьхвильового мікросмужкового резонатора [222].

Існування моди ШГ в діелектричному шарі під металевим диском можна пояснити наявністю у краю металевого диска віртуальної поверхні розділу двох областей діелектричного шару, які характеризуються двома різними значеннями ефективної діелектричної проникності.

6.1.2 Планарний квазіоптичний резонатор на основі плівки високотемпературного надпровідника

В роботі [219] показано експериментально і шляхом чисельного моделювання можливість порушення мод ШГ в необмеженому діелектричному шарі під нормальним металевим диском. Фактично такий резонатор є мікросмужковим КДР. Добротність такого мікрохвильового пристрою багато в чому визначається втратами в провідниках. З метою подальшого підвищення добротності резонатора цього типу природним є модифікування структури шляхом використання ВТНП плівок з високою T_c .

В [223], [224] представлені результати моделювання та експериментального дослідження електродинамічних особливостей мікрополоскової КДР на основі ВТНП.

Перед експериментом було проведено чисельний аналіз (моделювання) з використанням програмного забезпечення Microwave Studio. Відповідно до розмірів наявної діелектричної підкладки з двостороннім нанесенням на неї ВТНП плівки був зроблений ескіз експериментального пристрою, що складається з двох ВТНП дисків різного діаметру, а саме 14,30 і 13,72 мм. Весь резонаторний вузол, що складається з двох резонаторних дисків і двох мікросмужкових ліній, був сформований на одній підкладці і представляв 4-портовий пристрій (рис.6.3).

Всі розміри, які задавалися в моделі для чисельного експерименту підбиралися з міркувань отримання високих значень добротності Q , які прийнятні для проведення експериментальних досліджень в максимально більшій частині 8-мм діапазону довжин хвиль. Представляло також інтерес порівняння розрахованих і вимірених значень навантаженої добротності двох дисків, які трохи відрізняються значеннями відстані між дисками і мікросмужковими лініями.

Збудження резонаторів здійснювалося за допомогою мікросмужкових ліній з опором 50 Ом. Розрахунковий проект пропонованої структури ВТНП резонатора для моделювання представлений на рис.6.4. У чисельному експерименті виявлено два сімейства резонансних ліній, які трохи відрізняються періодичністю по осі частот в повній відповідності з різницею діаметрів дисків (див. рис. 6.3).

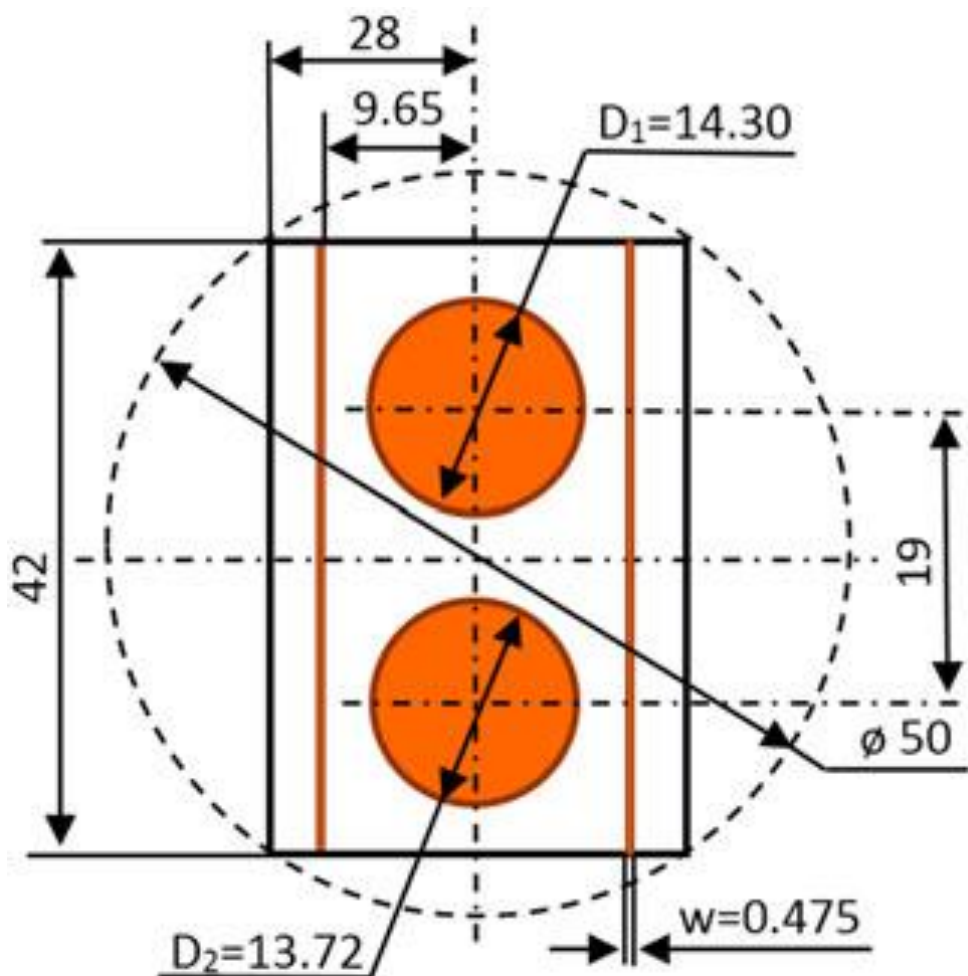


Рисунок 6.3 – Ескіз мікрохвильового пристрою, що складається з двох мікросмушкових ВТНП резонаторів, пов'язаних з двома ВТНП мікросмушковими лініями

Результати моделювання дозволили ідентифікувати збуджені моди і отримати розподіл мікрохвильових полів мод ШГ під ВТНП-дисками (аналогічно розподілу, отриманому в [219] під диском з нормального металу).

Резонансна структура, проект якої показано вище, була створена на основі епітаксіальної плівки надпровідника $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (DyBaCuO) товщиною 600 нм із застосуванням методу фотолитографії. Плівки ($T_c = 89 \text{ K}$), які нанесені на обидві сторони монокристалічної підкладки

MgO товщиною $h = 0,5$ мм були виготовлені компанією Ceraco Ceramic Coating GmbH, Німеччина (раніше фірма THEVA), в березні 2014 року.

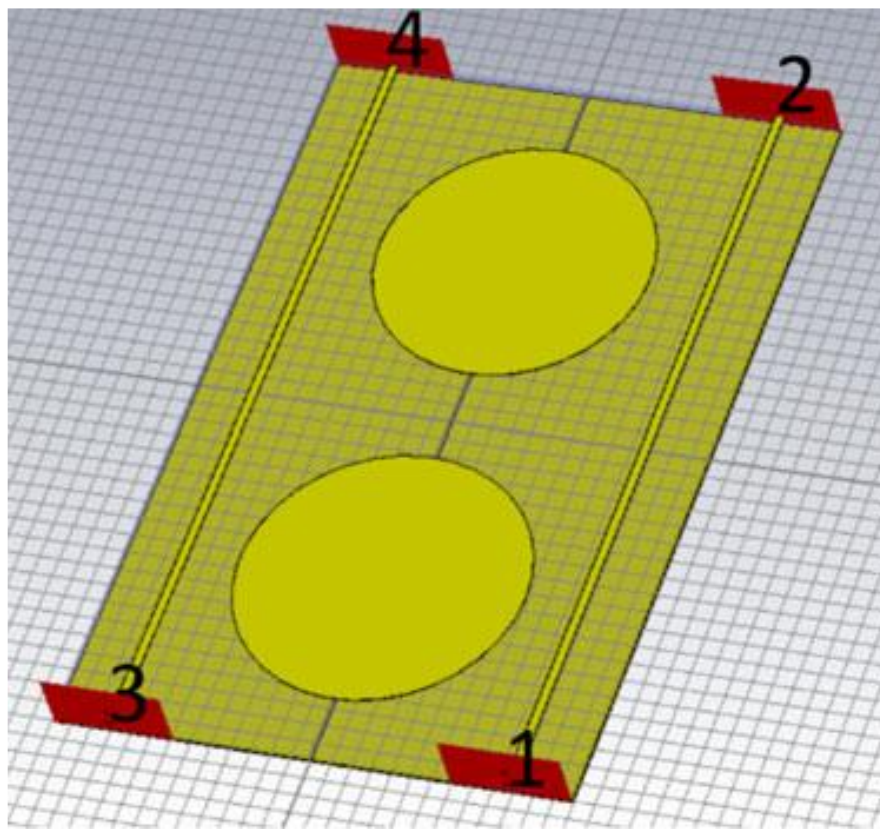


Рисунок 6.4 – Проект чисельного експерименту із запропонованими ВТНП-резонаторами. Номери портів позначено цифрами

Товщина плівок ВТНП вибиралася на основі результатів попередніх досліджень поведінки плівок YBaCuO різної товщини, нанесених на одну і ту ж підкладку (див. розділ 5), де було виявлено, що ефективний поверхневий опір R_s^{eff} ВТНП плівок зменшується із збільшенням товщини в діапазоні значень від 75 до 600 нм. У той же час, існує інформація про порівняння експериментальних значень R_s^{eff} упомянутых выше плівок ВТНП [225].

Мікросмужкові лінії передачі шириною 0,475 мм виготовлені з того ж матеріалу, що і диски резонатора, і вони були розміщені на одній і тій же поверхні підкладки. Фотографія виготовленої і тестуємої резонансної

структури представлена на рис. 6.5. Характеристики резонаторів вимірювалися векторних аналізатором ланцюгів Agilent PNA-L N5230A. Мікрохвильовий сигнал з порту 1 через мікросмушкові ВТНП резонатори потрапляв в порт 3. Порти 2 і 4 були з'єднані з узгодженими навантаженнями.

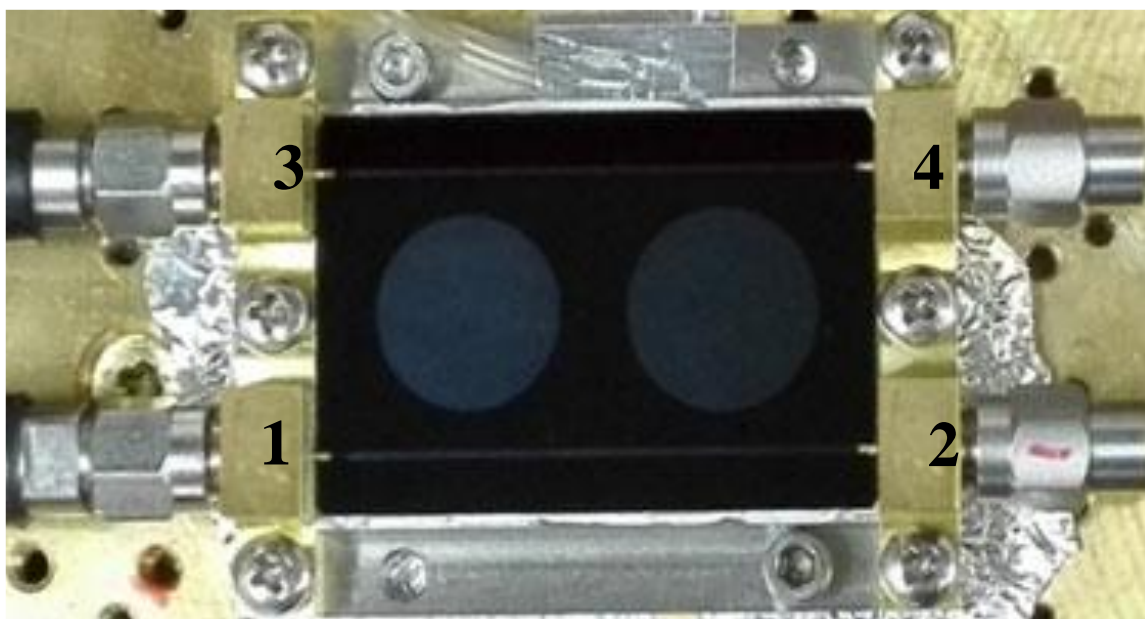


Рисунок 6.5 – Фотографія експериментального пристрою з двома мікросмушковими КДР на основі ВТНП і двома мікросмушкових лініями. Цифри на фотографії, як і на розрахунковому проекті (рис. 6.4), позначають номери портів

6.1.3 Планарний квазіоптичний резонатор на основі плівки високотемпературних надпровідників: експериментальні результати та їх обговорення

Приклад частотного спектра двох ВТНП резонаторів при $T < T_c$ наведено на рис.6.6. Вимірювання параметра проводилися за умови використання узгоджених навантажень в портах 2 і 4. Видно, що S_{31} за межами резонансних відгуків (піків) зростає з частотою до 30 ГГц через

погіршення характеристик узгоджених навантажень, розташованих в портах 2 і 4 (див. рис. 6.4 і 6.5).

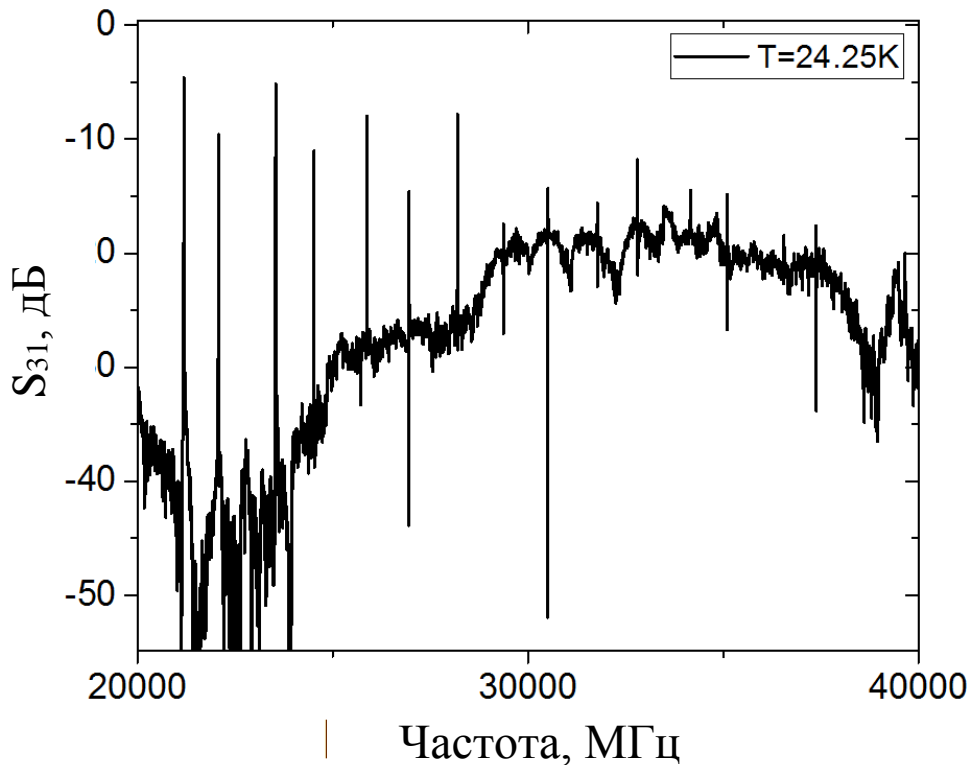


Рисунок 6.6 – Вимірний частотний спектр двох мікросмушкових ВТНП КДР при 24,25 К

Інтенсивність мікрохвильового відгуку ВТНП резонаторів, навпаки, зменшується з частотою через зменшення зв'язку резонаторів з мікросмушковими лініями при постійних відстанях між ними. Відомо, що моди ШГ дворазово виродженні. У цьому випадку будь-яке порушення осьової симетрії резонатора неминуче призводить до усунення виродження, часткового або повного, в залежності від ступеня порушення симетрії. При цих умовах резонансна лінія, що представляє собою мікрохвильовий відгук резонатора, в загальному випадку розщеплюється. Очевидно, що таке ж розщеплення (в абсолютних одиницях частоти) більш виражено при більш високій добротності. У цих умовах резонансна лінія не є лоренцевою, і

виникає проблема коректного знаходження ненагруженої добротності резонатора [226]. На рис. 6.7 показано мікрохвильовий відгук двох мікросмушкових ВТНП КДР, а саме S_{31} (а) і S_{21} (б) при двох значеннях температури нижче T_c .

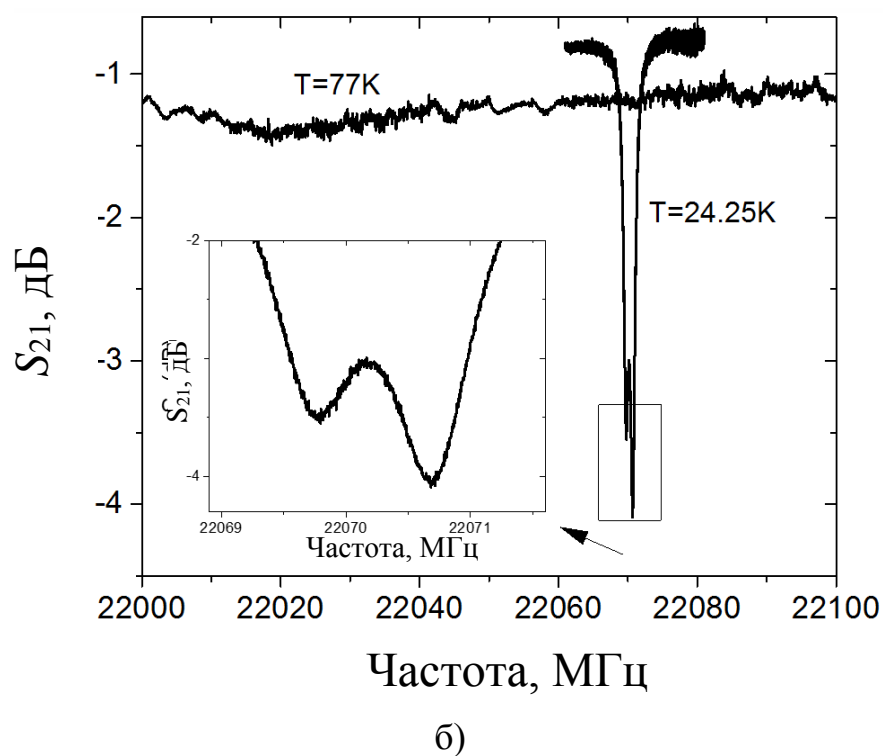
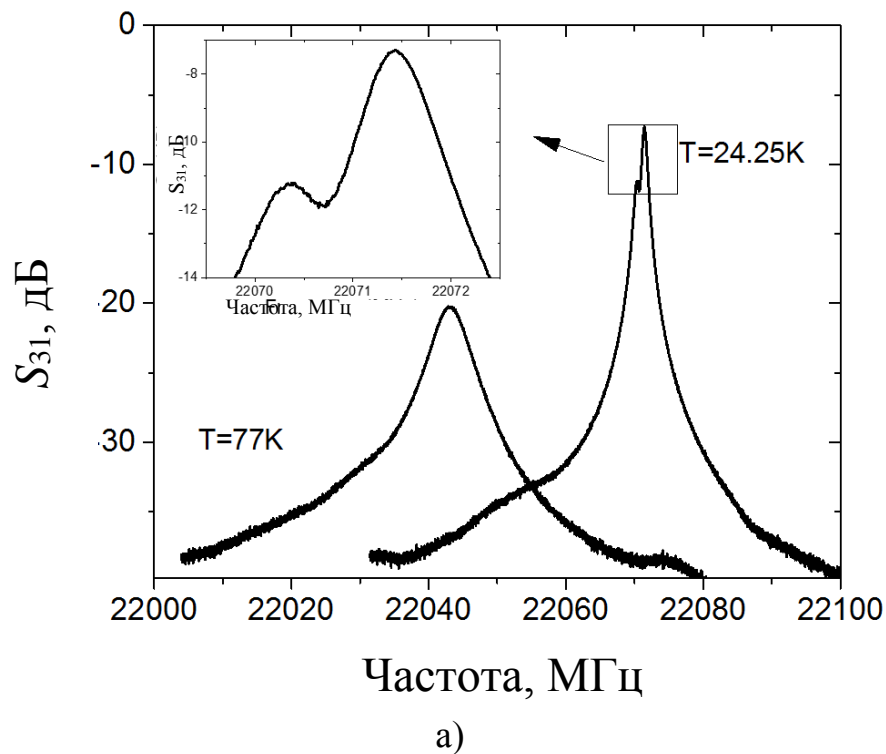


Рисунок 6.7 – Мікрохвильовий відгук двох мікросмушкових ВТНП КДР, а саме S_{31} (а) і S_{21} (б) при двох значеннях температури при $T < T_c$

Можна відзначити три особливості поведінки резонаторів з підвищенням температури, а саме: 1) зменшення добротності, що в основному пов'язано із збільшенням опору R_s^{eff} , 2) зникнення видимих проявів резонансного розщеплення ліній, 3) слабо виражений характер в частотній залежності S параметрів мікросмушкового ВТНП диска.

За вимірними S -параметрами було знайдено температурні залежності резонансної частоти F і добротності Q (рис. 6.8).

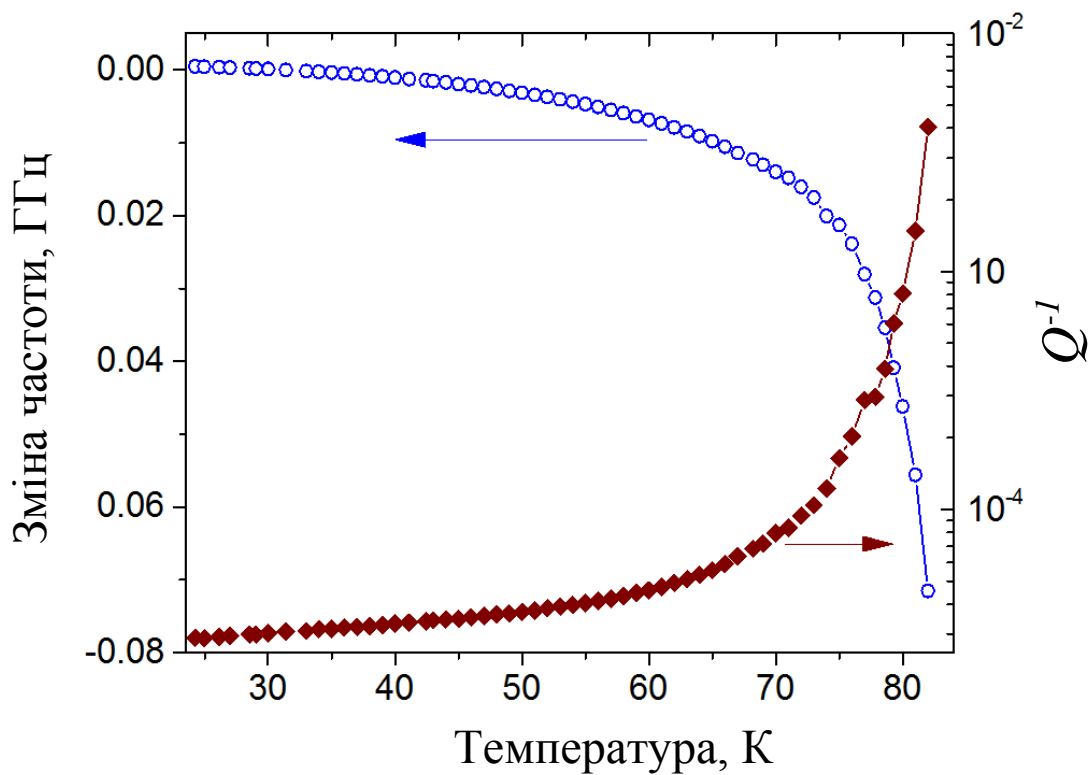


Рисунок 6.8 – Температурні залежності резонансної частоти і зворотне значення власної добротності ВТНП мікросмушкового КДР з модою TM_{810}

Дійсна частина комплексної діелектричної проникності монокристалів MgO майже не залежить від температури [227], тому $F(T)$ (рис. 6.8). визначається в основному температурною залежністю Лондоновської глибини проникнення $\lambda(T)$. Зсув частоти перевищує 70 МГц

для моди TM_{810} , що дуже зручно для експериментального дослідження імпедансних властивостей плівок ВТНП. Залежність зворотнього значення власної добротності від T досить плавне, без несподіваних особливостей (рис. 6.8). На плавний характер залежності не вплинув той факт, що температурна залежність втрат $\text{tg}\delta$ є немонотонно. функцією $T < T_c$. Це пояснюється тим, що в основному зворотна добротність відображає температурну залежність опору R_s^{eff} , яке залежить також від товщини плівки ВТНП.

Проведено порівняння мікрохвильового відгуку КДР за допомогою параметрів S_{31} і S_{21} , отриманих раніше і приблизно через шість місяців приблизно при тих же умовах (рис. 6.9). Отримані значення добротності для моди TM_{910} , $F = 24,5$ ГГц, складають 67800 (в 2015 році) і 55800 (в 2016 році) при 32,2 К. Також відповідні значення добротності становлять 13200 при 76,5 К (в 2015 році) і 5560 при 76,2 К (в 2016 році).

Видно, що зниження добротності стає сильнішим з ростом температури. На рис. 6.9 а і рис. 6.9 б показано також зростання втрат в мікрохвильовому діапазоні в мікросмужкових ВТНП лініях. Зменшення добротності, посилення цього ефекту при збільшенні температури і зростання втрат в мікрохвильових ВТНП лініях передачі можуть бути пояснені погіршенням властивостей плівки ВТНП з плином часу, коли R_s^{eff} зростає, а T_c зменшується. Нещодавно аналогічний ефект, але з протилежним знаком, спостерігався для плівок $YBCuO$, отриманих шляхом термічного магнетронного спільного напылення на монокристалічні підкладки MgO товщиною 0,5 мм.

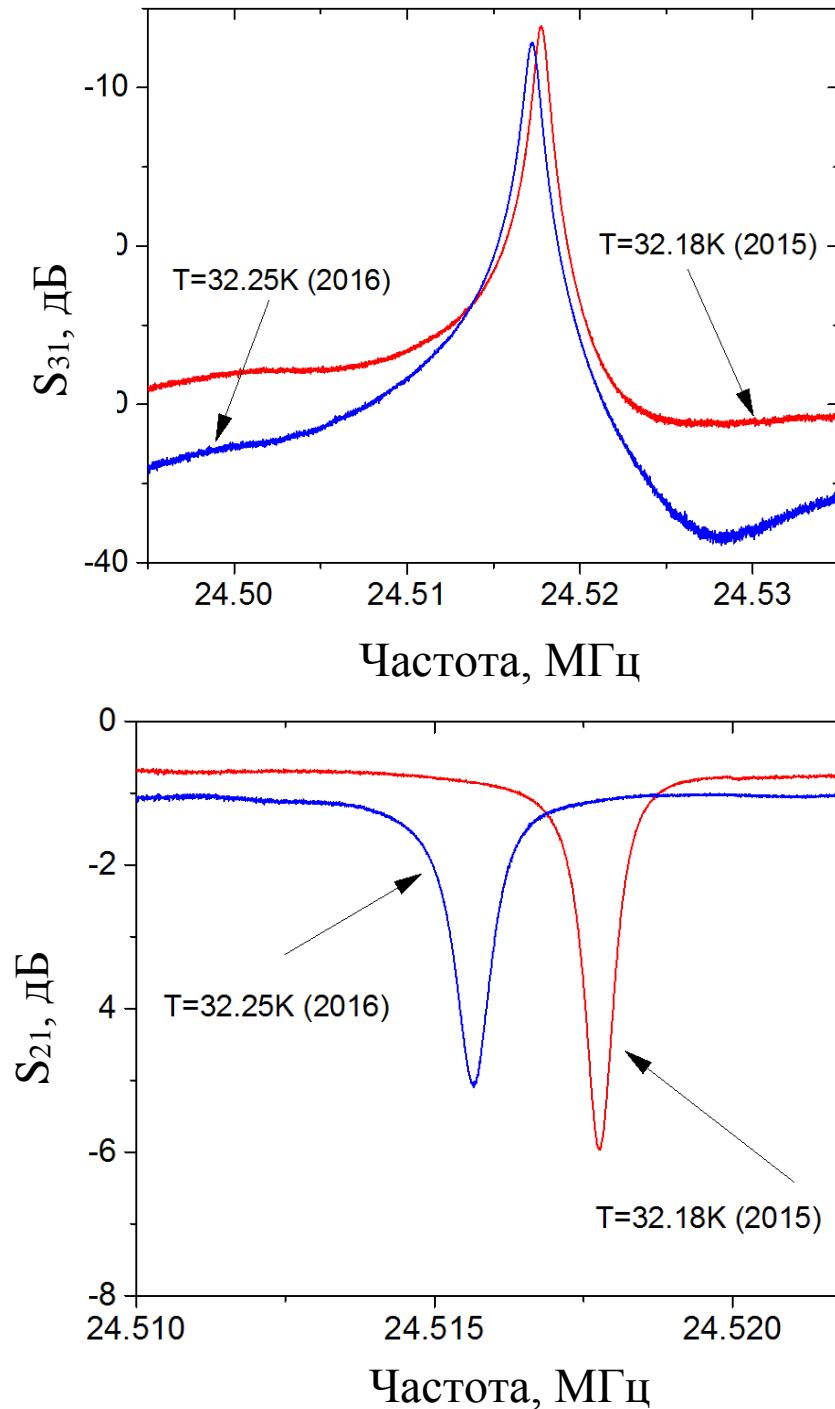


Рисунок 6.9 – Мікрохвильовий відгук ВТНП мікросмушкового КДР (S_{31} (а) і S_{21} (б)) при приблизно однаковій температурі з інтервалом близько півроку

Эффект в [228], мабуть, можна пояснити можливим зменшенням передопування плівок киснем в процесі синтезу і досягненням їх

оптимального допущення згодом («позитивна», або «аномальна» деградація).

6.2 ВТНП Е-вставка в хрестоподібному хвилеводі - шлях до створення хвилеводного фільтра в міліметровому діапазоні довжин хвиль

Для поліпшення характеристик приймачів супутникових мікрохвильових каналів і радіотелескопів розробка смугового фільтра з низькими внесеними втратами є актуальним завданням. Фільтр встановлюється на вході малошумних підсилювачів і разом з ними охолоджується до криогенних температур. Кожна 0,1 дБ внесених втрат в фільтр збільшує шумову температуру приймальної системи на 7-7,5 К при 300 К, що слід розглядати як помітний додаток, якщо врахувати, що шумова температура сучасних транзисторних підсилювачів в 8-мм діапазоні хвиль становить близько 60 К при охолодженні до температури рідкого азоту. Зазначене додавання шуму залежить від робочої температури і рівня внесених втрат. Для правильно спроектованого багатополісного фільтра рівень внесених втрат в смузі пропускання в кінцевому підсумку визначається власною добротністю окремих резонаторів. Введення ВТНП елементів в резонатори фільтра збільшує власну добротність Q , отже, мають зменшуватися внесені втрати.

Ідея застосування ВТНП матеріалів в хвилеводном фільтрі з ВТНП-вставкою в Е-площині (Е-вставка) прямокутного хвилеводу була висловлена в [81], де автори запропонували покрити внутрішні стінки хвилеводу об'ємним ВТНП матеріалом або замінити Е вставку з нормального металу вставкою на основі ВТНП плівки. Ця ідея була розвинена в [82] при створенні двополісного фільтра 3-см діапазону з ВТНП-вставкою. Однак перспективні напрямки розробки хвилеводних фільтрів з ВТНП Е-вставкою залишалися неясними.

В даному розділі описано створений смуго-пропускний фільтр (СПФ) з двосторонньою ВТНП Е-вставкою в прямокутному і хрестоподібному хвилеводах і представлені результати вимірювання його характеристик.

6.2.1 Смуго-пропускний фільтр з ВТНП Е-вставкою в прямокутному хвилеводі

На рис. 6.10 показана модель для розрахунку 7-полюсного смуго-пропускного фільтра, яка розроблена у програмі CST Microwave Studio (CST-проект), а на рис. 6.11 показано фотографію з виготовленим прототипом фільтра і ВТНП Е-вставки. ВТНП Е-вставка являє собою монокристалічну підкладинку MgO товщиною 0,5 мм, дві поверхні якої покриті надпровідними плівками YBCO. Методом фотолітографії ідентичні частини вставки надпровідних шарів були видалені з обох сторін підкладинки, і, таким чином, були утворені «віконні» ланцюжки з висотою, що дорівнює висоті стандартного прямокутного хвилеводу перерізом $7,2 \times 3,4$ мм². Всі "вікна" і відстань між ними по осі Z були розраховані в процесі проектування фільтра

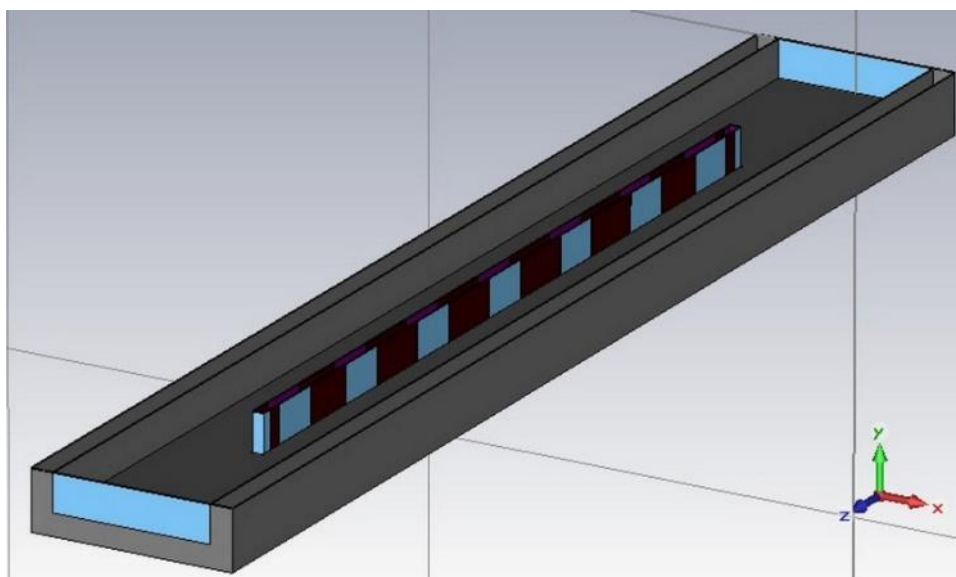


Рисунок 6.10 – Модель для розрахунку 7-полюсного смуго-пропускного фільтра, яка розроблена у програмі CST Microwave Studio

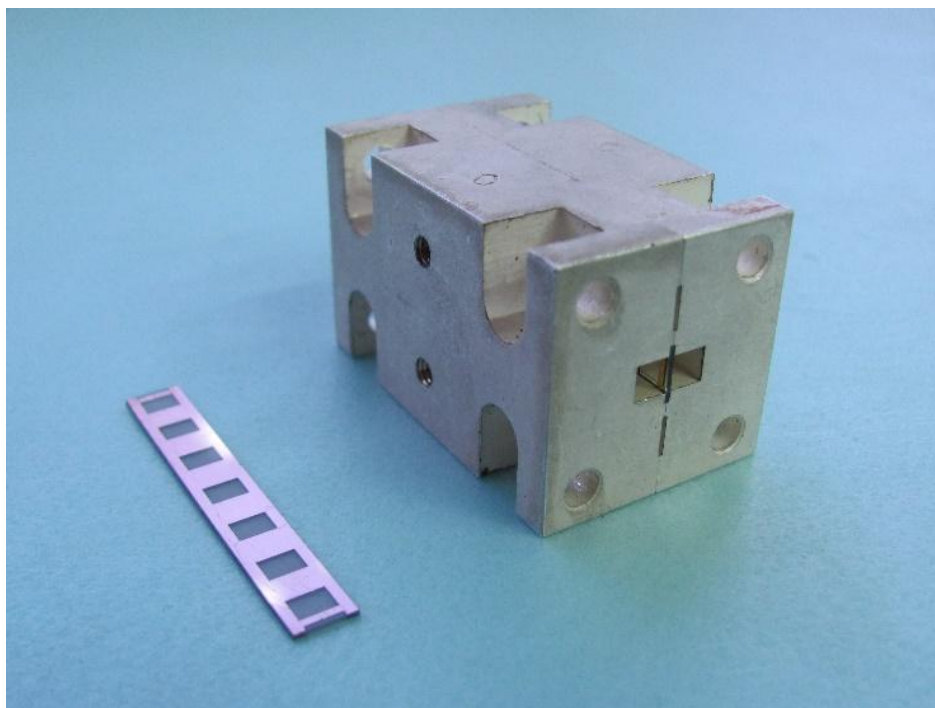


Рисунок 6.11 – Фотографія з виготовленим прототипом фільтра і
ВТНП Е-вставки

Ці "вікна", а саме прямокутні хвильові секції з діелектричної пластини MgO в Е-площині, і утворюють окремі резонатори фільтра. Взаємозв'язок між резонаторами і зв'язок першого і останнього резонаторів з узгодженими хвилеводними резонаторами здійснюється за допомогою провідних відрізків (YBCO), які розташовані на вставці між хвилевідними секціями ("вікнами"), а також між першою і останньою секціями і хвилеводом. Зрозуміло, що принцип роботи даного фільтра з ВТНП вставкою аналогічний принципу фільтра, який широко застосовується на практиці із звичайними металевими Е-вставками [229].

Способи конструювання фільтрів з діелектричної вставкою в Е-площині з нанесеними з двох сторін металевими шарами на вставці відомі, коли розрахунок і оптимізація розмірів резонаторів і елементів зв'язку засновані на вирішенні крайової задачі аналітичними методами обчислювальної електродинаміки [230], [231]. У даній роботі використаний

метод сітки для розрахунку електродинамічного аналізу цієї структури при синтезі геометричних вставок з використанням пакета програм «CST Microwave Studio». Цей підхід до проектування фільтра особливо зручний, якщо є необхідність в синтезі фільтра, в якому деякі елементи важко піддаються строгому аналізу.

В роботі розраховані елементи фільтра-прототипу класичними методами теорії ланцюгів [232], а також резонансні частоти, коефіцієнти взаємного зв'язку і зовнішня добротність резонаторів фільтра. Далі геометричні розміри пар ланцюжків пов'язаних резонаторів в фільтрі були синтезовані таким чином, щоб характеристичні параметри реальних резонаторів були рівні розрахунковим. Для цього були розраховані амплітудно-частотні характеристики кожної пари резонаторів реального фільтра з використанням «CST Microwave Studio». Характерні параметри пар реальних резонаторів СПФ відновлювалися за отриманими АЧХ пар відповідно до розробленої методіки. У разі виявлення різниці між розрахованими і відновленими характеристичними параметрами, геометричні розміри деяких елементів пов'язаних резонаторів змінювалися, і розрахунок повторювався знову. При збігу характеристичних параметрів з точністю краще 0,5% ітеративний процес розрахунку пар резонаторів завершувався. Наприкінці було достатньо зробити «збірку» семиполусного фільтра з синтезованих фрагментів (пар резонаторів), щоб отримати необхідний в проектній задачі фільтр. Автор з вдячністю відзначає, що весь обсяг обчислень і чисельного моделювання фільтра був виконаний його колегами В.Н.Скресановим, В.В.Гламаздіним і В.А.Золотаревим.

На рис. 6.12 представлено результати розрахунку характеристик синтезованого фільтра з ВТНП-вставкою і, для порівняння, результат вимірювання параметра S_{21} виготовленого фільтра [233].

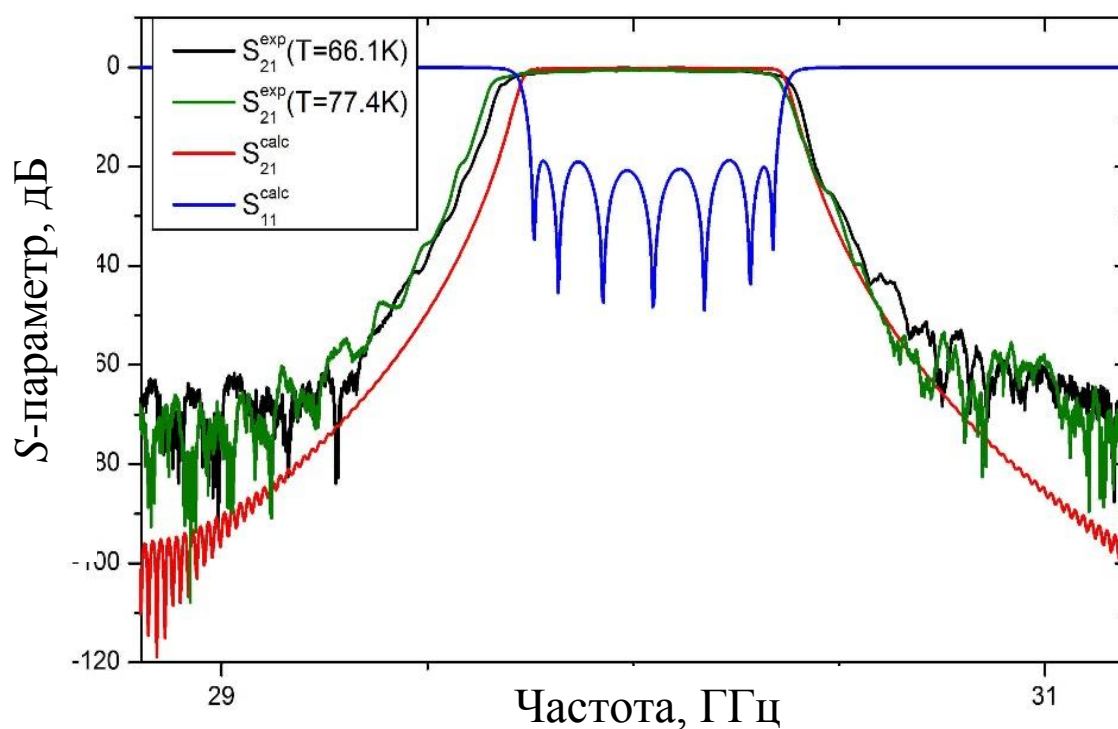


Рисунок 6.12 – Порівняння розрахункових і вимірних амплітудно-частотних характеристик (S_{21}). Для зворотніх втрат представлено тільки розрахунок (S_{11})

Із рис. 6.12 видно гарний збіг результатів обчислювань і вимірювань. На рис. 6.13 показано результати вимірювань S_{21} для виготовленого фільтра (рис. 6.11) в діапазоні температур від 88 К до 67К. Вимірювання проводилися в технологічному криостаті, охолоджуваному рідким азотом, з можливістю відкачування парів азоту для досягнення температури нижче 77К. Експериментальні частотні характеристики на рис. 6.12 і рис. 6.13 отримані з використанням векторного аналізатора AN5230A шляхом вирахування відгуку входних і вихідних хвилеводів з амплітудно-частотних характеристик фільтра з ділянками входного і вихідного хвилеводів.

Центральні частоти в смузі пропускання фільтра і внесені втрати на цих частотах розраховувалися за даними вимірів на рис. 6.13 для кожного значення температури.

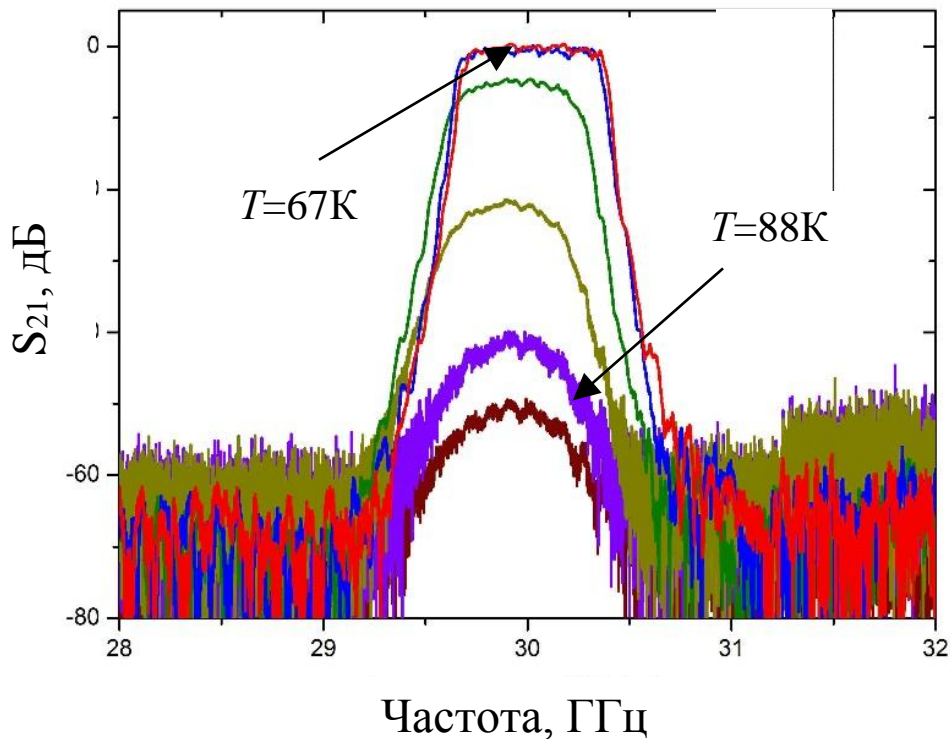


Рисунок 6.13 – Параметр S_{21} фільтра, виміряний в діапазоні температур від 88 К до 67 К

Результати представлені на рис. 6.14 у вигляді температурної залежності цих параметрів. Центральна частота зазвичай зменшується з ростом температури через зміну геометричних розмірів і діелектричної проникності MgO. Немонотонна залежність і різна крутизна характеристики в різних температурних інтервалах, мабуть, обумовлені температурною залежністю реактивного опору плівки ВТНП, яка може впливати на частоту резонатора фільтра. Тому для правильного розрахунку середньої частоти смуги пропускання СПФ необхідно враховувати згадані температурні ефекти. Температурна залежність внесених втрат пояснюється зміною

провідності плівок ВТНП при переході в надпровідний стан. Зокрема, різка зміна внесених втрат спостерігається при критичній температурі 88 К.

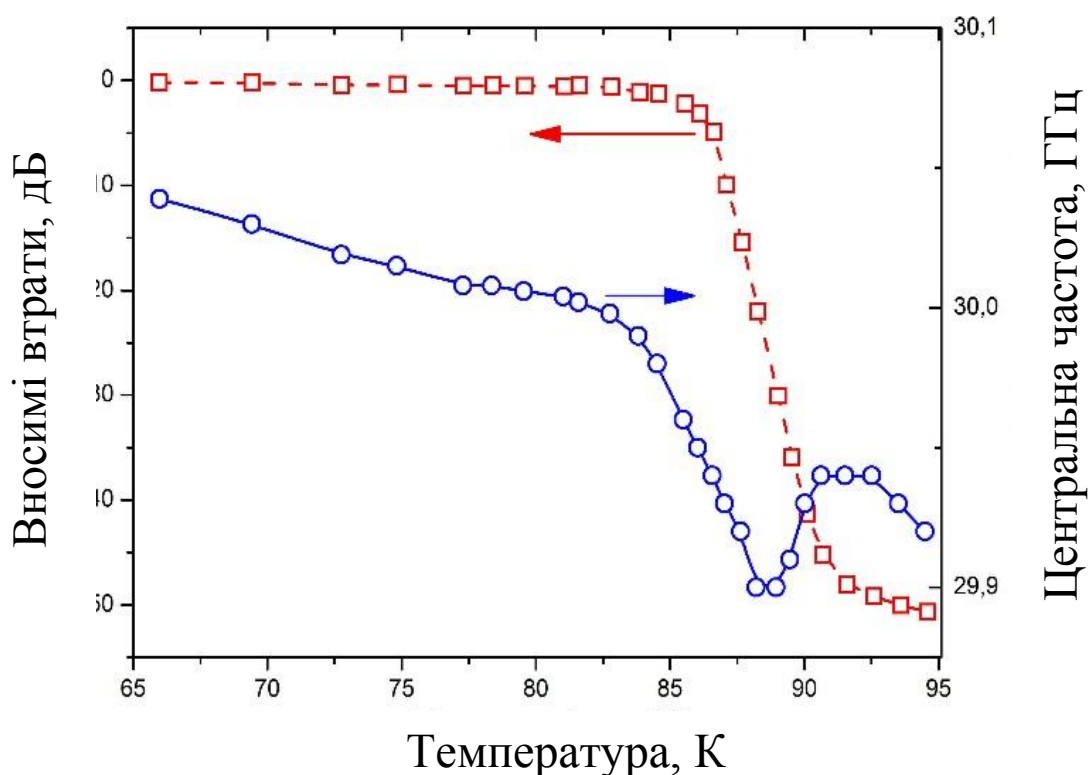


Рисунок 6.14 – Температурні залежності внесених втрат фільтра і центральної частоти, отримані з вимірювань амплітудно-частотних характеристик (див. рис. 6.13)

Виявлено, що при температурі 67 К внесимі втрати дорівнюють 0,2 дБ і практично збігаються з розрахунками, в яких використовувалися наступні параметри матеріалу: провідність охолодженого хвильового каналу із вставкою, провідність YBCuO плівки і тангенс кута втрат охолодженої підкладки MgO. Довірчий інтервал вимірюваних внесених втрат становить близько 0,15 дБ, оскільки втрати розраховуються як різниця між двома великими величинами. Розраховані величини внесених втрат також отримані з деякою помилкою, оскільки параметри матеріалів бралися з літератури.

Внесені втрати фільтра залежать від співвідношення власних і зовнішніх втрат в резонаторах фільтра. Як відомо, зовнішні втрати також визначають смугу пропускання фільтра. В результаті збільшення смуги при тих же власних втратах вносимі втрати фільтра будуть зменшуватися. Крім того, вносимі втрати зростають із збільшенням кількості резонаторів, яка вибирається з вимоги забезпечити задану крутизну схилів амплітудно-частотної характеристики СПФ [230]. Наприклад, перехід від двополюсного фільтра до семиполюсного збільшує вносимі втрати в 3,2 рази.

Знаючи власні і зовнішні добротності резонаторів, внесені втрати двополюсного фільтра можна оцінити по аналітичній формулі, наведеній в [230]. Таким чином, для фільтра з шириною смуги пропускання 500 МГц зовнішня добротність дорівнює 80. Якщо власна добротність дорівнює 104, то втрати при критичному зв'язку складають 0,035 дБ, а при $Q = 103$ складають 0,33 дБ. Для фільтра з шириною смуги пропускання 100 МГц зовнішня добротність дорівнює 400. При однаковій власній добротності вносимі втрати дорівнюватимуть 0,17 дБ і 1,46 дБ відповідно. Звідси очевидно, що перехід до ВТНП матеріалів при створенні фільтрів доцільні для вузькосмугових фільтрів.

Оцінка власної добротності резонатора виготовленого фільтра дає значення порядку 5000. Дослідження мікрохвильового поля в резонаторі показало, що відбувається перерозподіл щільності струму, а саме, на стінках хвилеводу вона зменшується, а по краях "вікна" вставки збільшується. Саме цей ефект визначає доцільність використання ВТНП в Е-площині.

Також відзначимо одну технічну проблему, що проявилася при виготовленні фільтру з ВТНП Е-вставкою. Щоб забезпечити гарний електричний і тепловий контакт, необхідно щільно затиснути Е-вставку (крихку MgO-діелектрична підкладинку з ВТНП структурою) між двома частинами волноводного корпусу. Це призводить до механічних напруг в крихкій вставці MgO при охолодженні і частому розтріскуванню

підкладинок. Виникає необхідність у пошуку нових рішень зазначеної проблеми.

6.2.2 Смуго-пропускний фільтр з ВТНП Е-вставкою в хрестоподібному хвилеводі

В [233] показано, що переваги смуго-пропускальних фільтрів з Е-вставкою з ВТНП матеріалу неможливо реалізувати, якщо не розв'язати проблему забезпечення якісного контакту між ВТНП вставкою і стінками хвилеводу. Контактна область повинна мати малі втрати мікрохвильової потужності, забезпечувати гарний тепловий контакт між ВТНП вставкою і стінками хвилеводу і не допускати руйнування крихкої пластини-підкладки в термоциклах охолодження-нагріву фільтру.

Проблема руйнування до кінця не вирішується, якщо навіть підбирати матеріал корпусу, близький по коефіцієнту лінійного розширення з діелектричною пластиною (наприклад, титановий корпус для підкладки з MgO). Причина - градієнти температур в корпусі, що виникають при охолодженні, призводять до неприпустимої механічної напруги в пластині.

З метою вирішення цієї проблеми було запропоновано модифікувати хвилевід таким чином, щоб в результаті перерозподілу електромагнітного поля в металевому хвилеводі поверхневий струм в ділянках контакту ВТНП-плівки (на діелектричній підкладці) з половинками хвилевідної структури був мінімальним (у загальній формі цю ідею сформульовано М. Т. Черпаком). Зазначену пропозицію реалізовано шляхом розміщення ВТНП Е-вставки в хрестоподібному хвилеводі [234].[235].[236]. На рис.6.15 приведено загальний вигляд смуго-пропускного фільтру на основі хрестоподібного хвилевода.

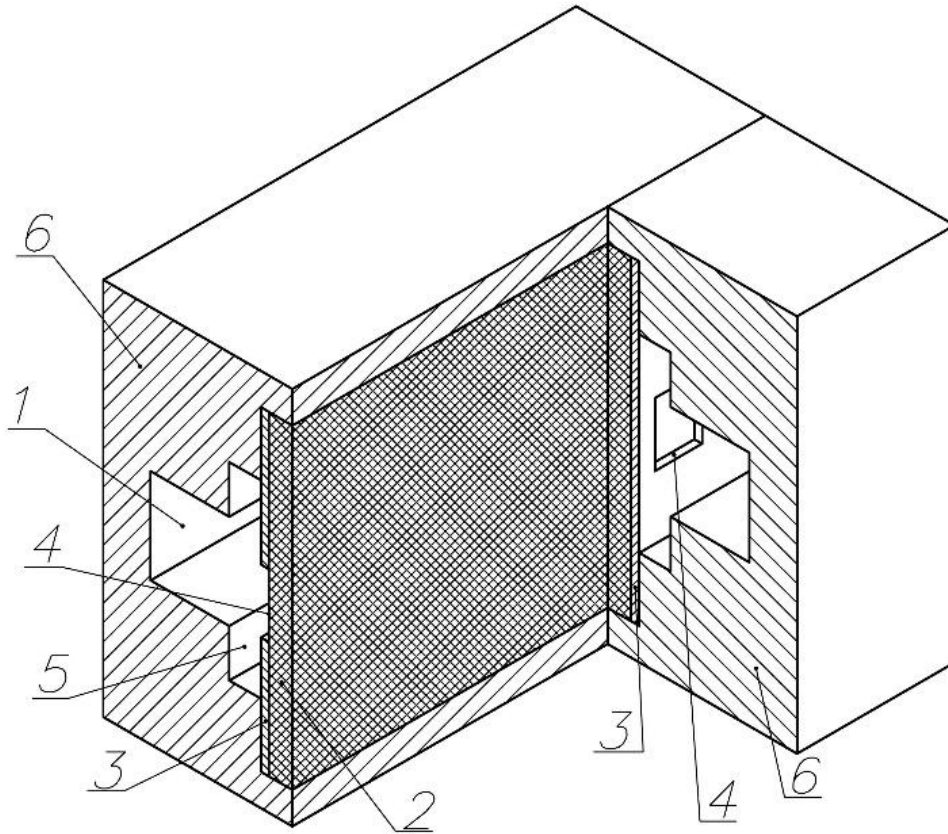


Рисунок 6.15 – Загальний вигляд смуго-пропускнуго фільтру: 1 - хвилевід прямокутного перетину, 2 – діелектрична підкладинка, 3 – планарні структури на основі ВТНП плівки, 4 – резонансні вікна, 5 – канавки в широких стінках хвилевода, 6 – дві половинки хвилевідного корпусу

Смуго-пропускувальний фільтр містить хвилевід 1 прямокутного перетину $a \times b$ і діелектричну пластину 2. На поверхнях пластини 2 розташовані ідентичні плівки ВТНП матеріалу 3 з низкою вікон 4 однакової висоти, симетричних відносно осі плівки. Вікна 4 мають різні довжини і розташовані на різних відстанях одне відносно одного. Конкретні розміри визначаються характеристиками смуго-пропускувального фільтру, який має бути спроектований. Пластина 2 встановлена в осевій площині хвилевода 1 перпендикулярно його широким стінкам. Діелектричну пластину 2 разом з плівками 3 ВТНП матеріалу і прямокутними вікнами 4 називатимемо далі ВТНП вставкою.

В обох широких стінках хвилеводу 1 співвісно хвилеводу прорізані прямокутні канавки 5 довжиною, яка дорівнює довжині пластини 2, при цьому пластина 2 закріплена в днищах канавок 5. Один з можливих способів закріплення пластини 2 полягає в тому, що ВТНП вставка затискається між двома ідентичними напівкорпусами 6. Профілі робочих поверхонь напівкорпусів 6 виготовлені так, що після стягування напівкорпусів утворюються як прямокутний хвилевід 1, так і прямокутні канавки 5. Прямокутний хвилевід з канавками в широких стінках називають в літературі хрестоподібним хвилеводом [237]. Для забезпечення надійного теплового контакту ВТНП вставки з напівкорпусами бажано між поверхнями вставки і напівкорпусів, що сполучаються, прокласти тонкі теплопровідні шари 7, наприклад, з індієвої фольги (рис. 6.16).

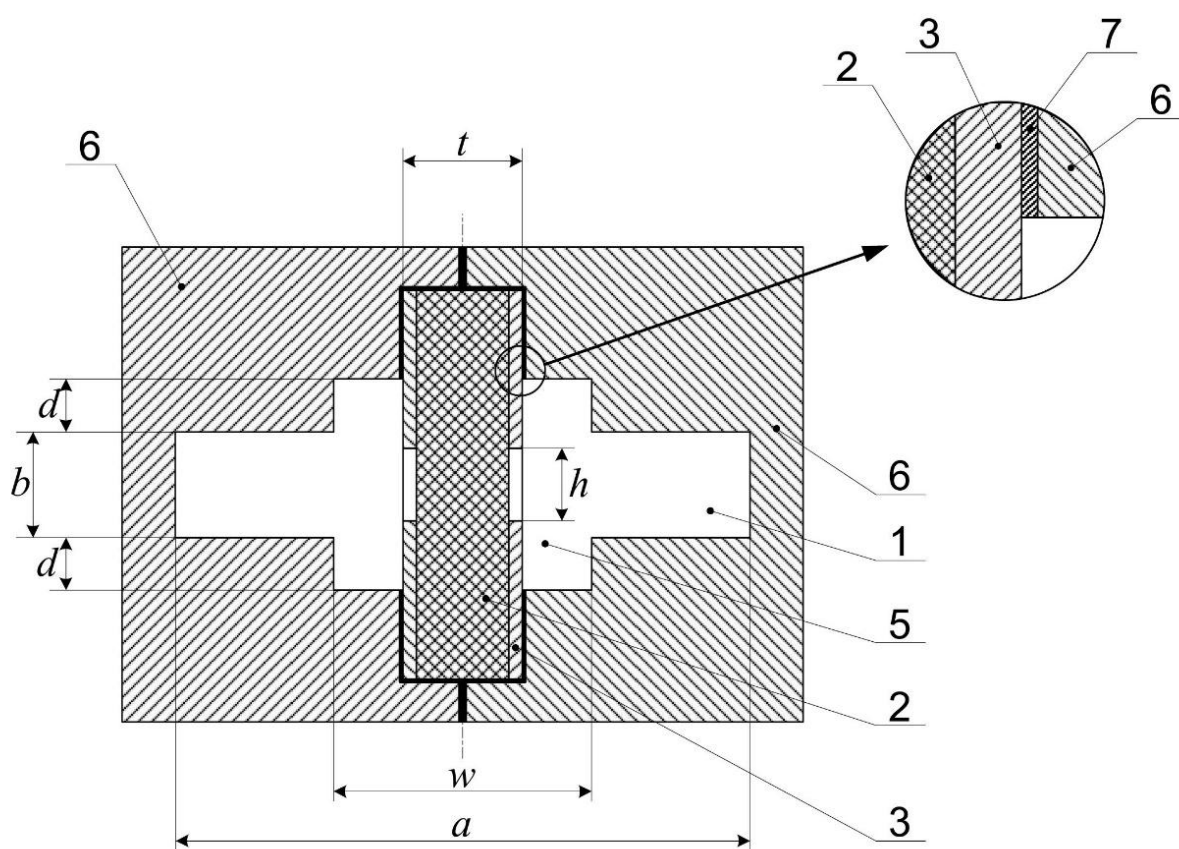


Рисунок 6.16 – Переріз смуго-пропускного фільтру в поперечній площині хвилеводу

Мікрохвильові втрати потужності в шарах 7 можуть бути невимірно малими навіть при низькій електропровідності шарів. В той же час шари 7 усувають механічну напругу в діелектричній пластині 2 в циклах «охолодження-нагрів» і, тим самим, їх руйнування усувається.

Принцип дії запропонованого смуго-пропускного фільтру з Е-площинною ВТНП вставкою в хрестоподібному хвилеводі аналогічний принципу дії смуго-пропускального фільтру з Е-площинною ВТНП вставкою в прямокутному хвилеводі. Відмінності полягають в наявних на сьогодні підходах до електродинамічного синтезу фільтру, а також в можливості поліпшити характеристики фільтру, завдяки застосуванню хрестоподібного хвилеводу, в Е-площині якого встановлено ВТНП вставку (див. [235, 236, 237]).

Окрім зменшення втрат в контактах для випадку хрестоподібного хвилеводу, спостерігається ще один механізм зниження втрат, який виявляється помітним при низькому значенні поверхневого опору R_s (високій еквівалентній провідності ВТНП шарів) - σ_{HTS} вище за $1,0 \times 10^{12}$ С/м, що справедливо для частот сантиметрового і більш довгохвильового діапазонів довжин хвиль. Наявність діелектричної пластини викликає збільшення концентрації поля у ВТНП вставці за рахунок зниження концентрації поля в іншій частині хвилеводу, тобто ВТНП вставка в області резонансних вікон схожа з відкритою лінією передачі. Ця лінія передачі подібна до екранованої щілинної лінії. У міру зменшення висоти вікна h поле все ефективніше концентрується в резонаторах ВТНП вставки. Очевидно, що, і це підтверджується розрахунком, чим вище еквівалентна провідність ВТНП шарів і менше діелектричні втрати в пластині, тим менше сумарні втрати в електродинамічній структурі «ВТНП вставка в хвилеводі».

Проведено чисельне моделювання, проектування та виготовлення 5-ти полюсного фільтру з заданими характеристиками: центральна частота

30,5 ГГц, смуга пропускання 140 МГц. На рис. 6.17 приведено результат чисельного моделювання характеристик такого фільтру

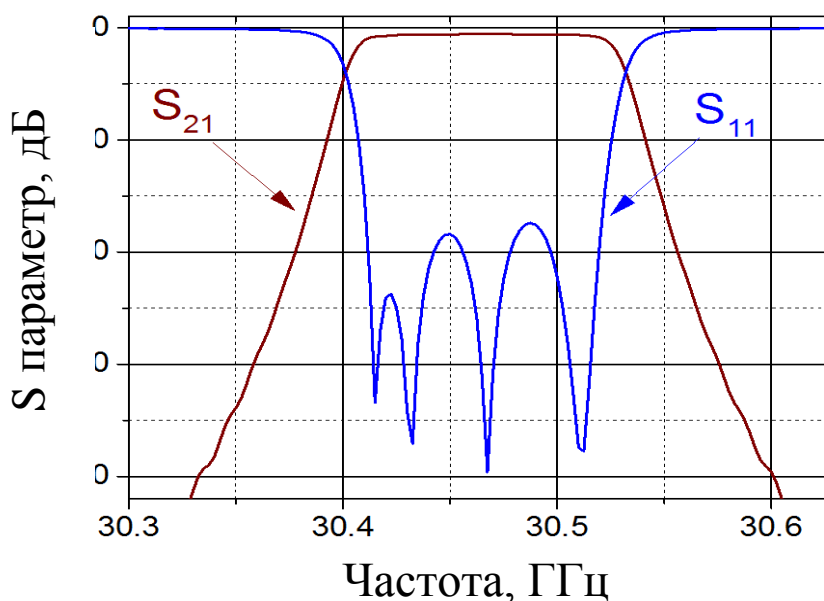


Рисунок 6.17 – Симульований відгук смуго-пропускнуго фільтру після оптимізації

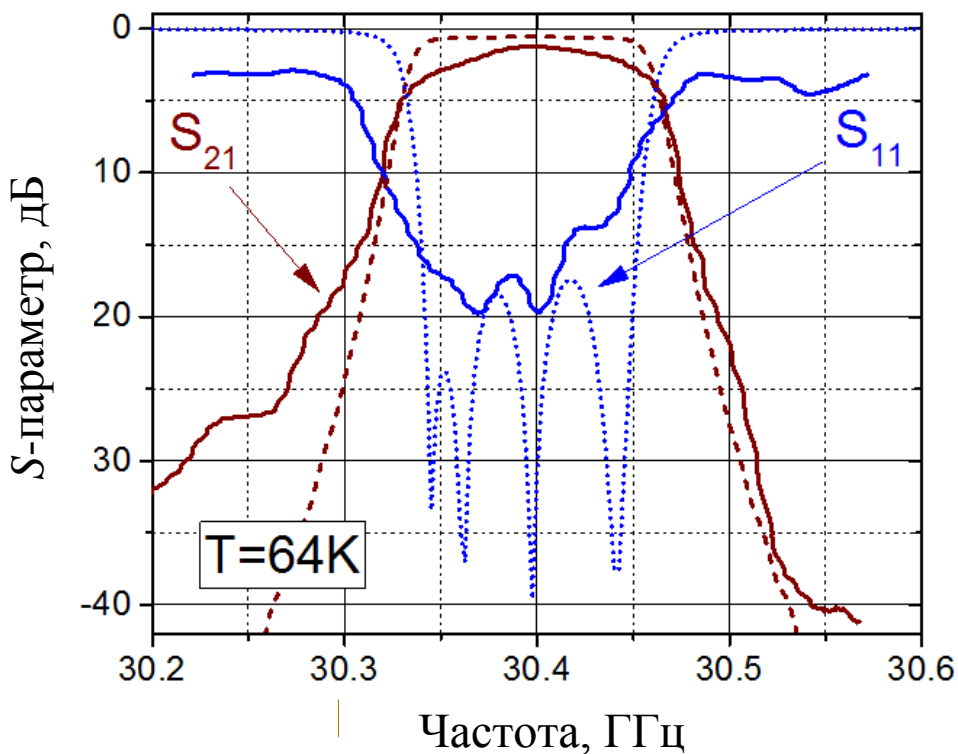
Для створення експериментального прототипу фільтру використані епітаксіальні ВТНП плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, напилені по обидва боки монокристаллической діелектричної підкладки MgO товщиною 0,5 мм. Характеристики плівки наступні: товщина становила 600 нм, а T_c біля 90 К. Плівки виготовлені компанією CERACO (раніше THEVA).

Е-площинна вставка являє собою пластину з діелектричної підкладки, покриту з обох сторін ідентичними структурами на основі ВТНП, виготовленими методом фотолітографії з точністю ± 1 -2 мкм. Структури представляли собою послідовність резонансних «вікон», розташованих на певній відстані один від одного і від країв вставки.

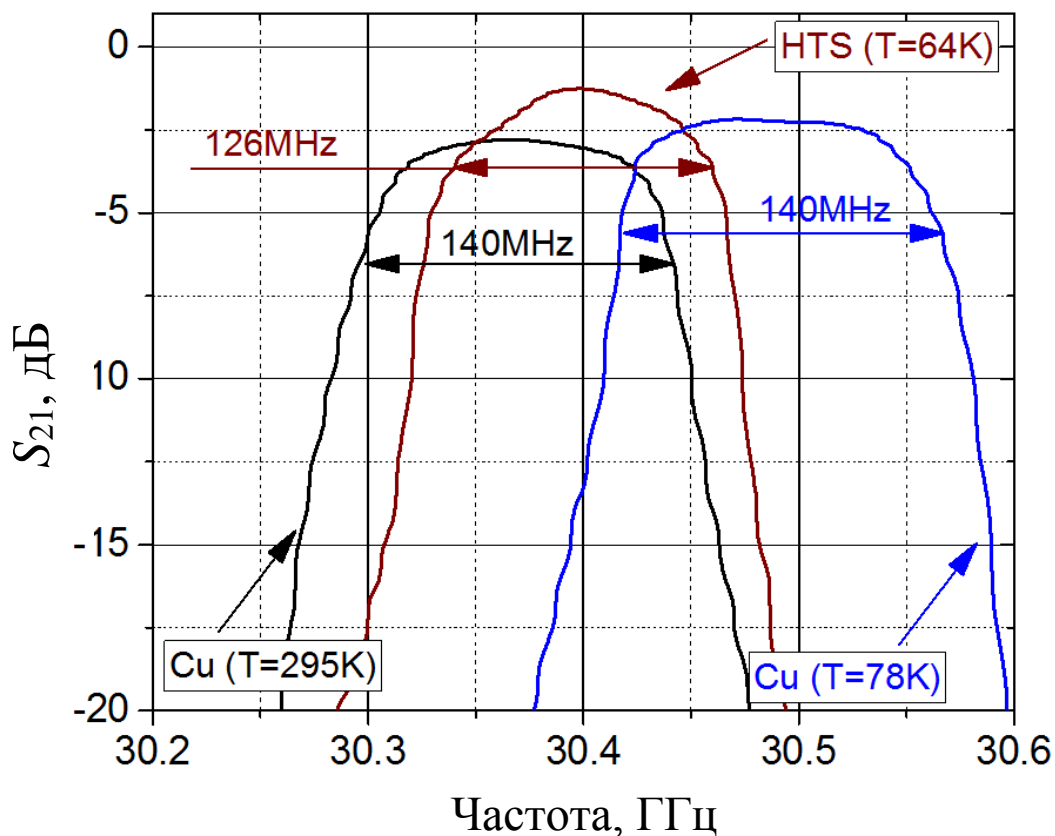
Е-вставка розташована між половинками корпусу хрестоподібного хвилеводу, який виготовлений з латуні, покритої шаром срібла товщиною ~ 1 мкм. Між вставкою і корпусом хвилеводу передбачені технологічні зазори

товщиною ~ 100 мкм з метою розміщення притискної пластини з фосфористої бронзи.

Виміри проводилися в криогенній камері з використанням рідкого азоту, що дозволяє досягти температури 64 К. Система протестована з використанням Network Analyzer PNA-L N5230A. Результати вимірювань АЧХ 5-полосного фільтра наведені на рис. 6.18. Внесені втрати (S_{12}) досягають $\sim 1,2$ дБ в центрі смуги пропускання і нижче втрати з охолодженою мідною вставкою (рис. 6.18б). У той же час можна бачити, що частотна характеристика (S_{21}) в смугі пропускання помітно відрізняється від симульованої, особливо на краях смуги. Діапазон частот з вхідними втратами (S_{11}) кращими, ніж рівень -17 дБ, становить приблизно половину від симульованого S_{11} (див. рис. 6.17) і не має глибоких провалів у S_{11} у залежності від частоти на рис. 6.18 (а). Крім того, низькочастотна частина вихідної смуги частотної характеристики (S_{21}) фільтра вища, ніж симульована S_{21} .



а)



б)

Рисунок 6.18 – Частотна характеристика 5-полюсного фільтра з ВТНП-вставкою в Е-площині в хрестоподібному хвилеводі:
 (а) експериментальні і змодельовані дані про внесені (S_{12}) і зворотні (S_{11}) втрати (обчислена центральна частота зміщена для зручності порівняння), (б) вносимі втрати (S_{12}) в збільшеному масштабі при порівнянні втрат з мідною вставкою при $T=78\text{ K}$ (синій колір) і $T=295\text{ K}$ (чорний колір) в прямокутному хвилеводі

Хоча виміряні характеристики фільтра підтверджують результати моделювання, відхилення вказують на те, що при виготовленні вузькосмугових фільтрів із ВТНП вставкою в Е-площині необхідно підтримувати точність виготовлення резонансних вікон у вставці в межах $\pm 0,2\text{ мкм}$. Допуски на підтримку довжини резонаторів відіграють вирішальну роль у відгуку фільтра.

На рис. 6.19 представлено зміну максимальних значень S_{11} на двох частотах ($F = 30,45$ ГГц і $30,49$ ГГц; див. рис. 6.17) в залежності від зміни довжини центрального резонансного вікна.

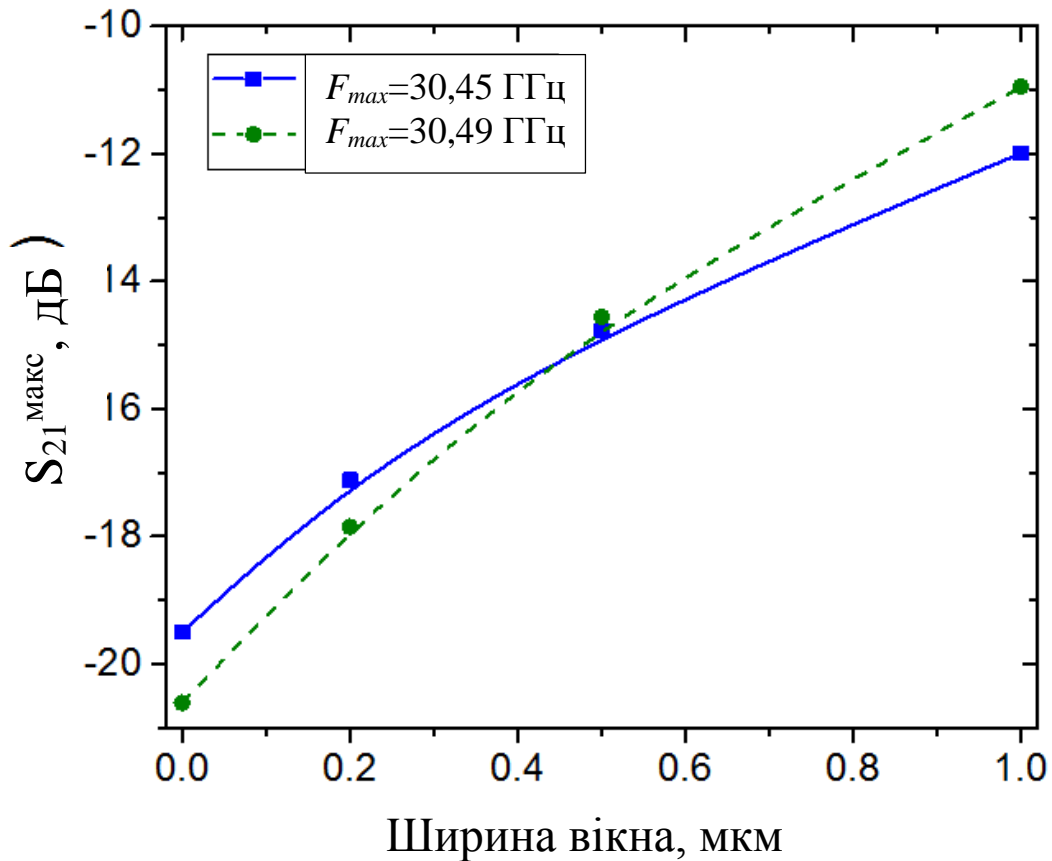


Рисунок 6.19 – Зміна значень S_{11} на двох частотах (див. S_{11} на рис. 6.17 в залежності від зміни довжини центрального резонансного вікна)

Розрахункові характеристики можуть бути досягнуті, якщо довжина підтримується з точністю $\pm 0,2$ мкм. Така залежність є найбільш сильною тільки для розміру вікна, оскільки вона визначає резонансну частоту. З цієї причини залежність S-параметрів від малих (± 1 мкм) змін відстані між вікнами і відносного зміщення зображень вікон на протилежних сторонах підкладки значно слабше щодо параметра S_{11} . У той же час центральна частота зміщується в останньому випадку (наприклад, 18 МГц при зміщенні ширини вікна на $0,2$ мкм).

6.3 Висновки до розділу 6

Отримані результати показують більш високі значення добротності запропонованих мікросмужкових ВТНП квазіоптичних резонаторів в порівнянні з відомими ВТНП мікросмужковими резонаторами з більш низькими модами. Моді типу ШГ можуть збуджуватися в режимі не тільки стоячій, але і біжучої хвилі. Тому ці резонатори відкривають перспективи для розробки нових планарних мікрохвильових пристроїв та технологій.

Важливим аспектом є можливість збільшення робочої частоти мікросмужкових резонаторів з прийнятними втратами в мікрохвильовому діапазоні. Відсутність необхідності додаткової металевої камери - екрану є важливою перевагою цих резонаторів. Частотний спектр мікросмужкових КДР в принципі дозволяє досліджувати робочі характеристики резонаторів в залежності від температури і частоти, що в свою чергу дає можливість досліджувати мікрохвильові властивості ВТНП і інших нетрадиційних надпровідників як в широкому діапазоні частот, так і в широкому інтервалі температур. Зміна з часом характеристик розробленого в даній роботі резонатора вимагає подальшого вивчення, хоча ясно, що зміна носить технологічний характер. Показана можливість конструювання та виготовлення вузькосмугового фільтра з ВТНП-вставкою в Е-площині хрестоподібного хвилеводу. Фільтр має такі переваги: 1) зниження вимог до електричного контакту між вставкою ВТНП і металевим корпусом хвилеводу і 2) можливість збільшення робочої частоти, принаймні, до 8-мм діапазону. Однак виготовлення фільтра вимагає досить високої точності виготовлення резонансних вікон в ВТНП-вставці, а саме, в 8-мм діапазоні в межах $\pm 0,2$ мкм.

У роботі підтверджено раніше зроблений висновок про перспективи підвищення робочої частоти в пасивних мікрохвильових пристроях на основі ВТНП до мм діапазону довжин хвиль.

Обидва мікрохвильові пристрої на основі ВТНП плівок, планарний квазіоптичний діелектричний резонатор і смуго-проникний фільтр з Е-вставкою в хрестоподібному хвилеводі, є оригінальними пристроями та запатентовані в Україні. Фільтр запатентовано також в США.

ВИСНОВКИ

В результаті виконання дисертаційної роботи розвинено основи електродинаміки КДР з елементами незвичайних надпровідників в мм діапазоні хвиль, що дозволило обґрунтувати можливість дослідження фізичних властивостей плівок і монокристалів незвичайних надпровідників з використанням мікрохвильового відгуку КДР і отримати значення поверхневого імпедансу ряду незвичайних надпровідників, які містять залізо, в зазначеному діапазоні довжин хвиль.

Відповідно до визначеної мети та вирішення зазначеної проблеми виконано дослідження та отримано наступні наукові результати :

1. Проведено дослідження електродинамічних властивостей ряду запропонованих і модифікованих автором КДР з ТПС, а саме напівсферичного, конічного і асферичного резонаторів, що дозволяють локалізувати ЕМ поле поблизу торцевої поверхні, які є досліджуваними зразками надпровідних плівок, використовуючи чисельні методи моделювання та експериментальну техніку вимірювання.
2. Проведено дослідження електродинамічних властивостей КДР з радіальною щілиною і малим надпровідним зразком в щілині, шляхом чисельного моделювання та експериментальних вимірювань.
3. Проведено дослідження мікрохвильового відгуку: сапфірового напівсферичного КДР з торцевою стінкою, виготовленою з надпровідної плівки YBCO, а також сапфірового дискового КДР з радіальною щілиною і незвичайним надпровідником, який містить залізо, в залежності від температури. Ці дослідження показали можливість експериментального дослідження поверхневого

імпедансу незвичайних надпровідників за допомогою КДР у мм діапазоні довжин хвиль.

4. Вперше проведено дослідження мікрохвильових імпедансних властивостей монокристала пніктиду BaFeCoAs в 8-мм діапазоні довжин хвиль, при цьому отримано температурні залежності комплексної провідності, глибини проникнення і часу квазічастинкового розсіювання.
5. Проведено дослідження мікрохвильових імпедансних властивостей плівки халькогеніду FeSeTe , при цьому вперше виявлено ефект немонотонної температурної залежності добротності резонатора, пов'язаний з орієнтацією плівки надпровідника щодо мікрохвильового поля в сапфіровому кільцевому діелектричному резонаторі з TE_{011} модою.
6. Проведено комплексне дослідження надпровідників, які містять залізо, із застосуванням двочастотного підходу до вивчення різних складів незвичайних надпровідників в широкому температурному інтервалі, включаючи критичну температуру T_c . На основі отриманих температурних залежностей імпедансних властивостей і комплексної провідності досліджених надпровідників (BaFeCoAs , FeSeTe) встановлено, що квазічастинкова провідність зростає з пониженням температури, що, можливо, обумовлено різким зниженням швидкості розсіювання квазічастинок.

Реалізовано мікрохвильові пристрої на основі купратних плівок ВТНП (YBaCuO), а саме: мікрохвильовий резонатор з хвилями шепочучої галереї, локалізованими під диском надпровідника, розташованого на діелектричній підкладці, і смугасто-проникний фільтр з Е-площинною вставкою в хрестоподібному хвилеводі.

Насамкінець здобувач висловлює подяку своєму науковому консультанту, проф. Черпаку Миколі Тимофійовичу, за допомогу у роботі над вирішенням наукової проблеми та стимулювання у написанні

дисертації; с.н.с. Проценко І. О. і с.н.с. Губіну О. І. за постійну співпрацю і допомогу у проведенні досліджень, с.н.с. Лавриновичу О. А. за цінні поради у роботі, Новікову В. А. за технічну допомогу при проведенні експериментальних досліджень та всім колегам, співавторам робіт та відвідувачам семінару радіофізики твердого тіла за підтримку роботи, зацікавленість та цінні зауваження.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system / J. G. Bednorz, K. A. Müller // *Z. Phys. B: Condens. Matter.* – 1986. – Vol. 64, N. 2. – P. 189-193.
2. Superconductivity at 93K in a new mixed phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure / M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, C. W. Chu // *Phys. Rev. Lett.* – 1987. – Vol. 58, N. 9. – P. 908-910.
3. High-temperature superconducting microwave circuits / Zhi-Yuan Shen. – Artech House, Boston-London, 1994. – 273 p.
4. Passive microwave devices application of high temperature superconductors / M. L. Lancaster. – Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 1997. – 344 p.
5. High-temperature-superconductor thin films at microwave frequencies / M. Hein. – Berlin, New York, Heidelberg: Springer, Springer Tracts in Modern Physics, 1999, vol. 155. – 394 p.
6. High temperature superconductivity in the cuprates: materials, phenomena and a mechanism / S. Banerjee, C. Dasgupta, S. Mukerjee, T. V Ramakrishnan, K. Sarkar // arXiv: 1806.03854 v2 [cond-mat.str-el] 12 Jun 2018. – 49 p
7. Unconventional superconductivity / G. R. Stewart // arXiv: 1705.05593, 2017. – 132 p.
8. Electronic band structure of optimal superconductors: from cuprates to ferropnictides and back again / A. A. Kordyuk // arXiv: 1803.01487v1 [cond-mat. supr-con], 5 Mar 2018. – 10 p.
9. High-temperature superconductivity in iron-based materials / J. Paglione, R. L. Greene // *Nat. Phys.* – 2010. – Vol. 6. – P. 645-658.
10. The puzzle of high temperature superconductivity in layered iron pnictides and chalcogenides / D. C. Johnston // *Adv. in Phys.* – 2010. – Vol 59, N. 6. – P. 803-1061.
11. Superconductivity gets an iron boost / I. I. Mazin // *Nature.* – 2010. – Vol. 464, N.7286. – P. 183-186.

-
12. Gap symmetry and structure of Fe-based superconductors / P. J. Hirschfeld, M. M. Korshunov, I. I. Mazin // *Rep. Prog. Phys.* – 2011. – Vol. 74, N. 12 – P. 124508(1-44).
 13. London penetration depth in iron-based superconductors / R. Prozorov, V. G. Kogan // *Rep. Prog. Phys.*, 2011. – Vol. 74, N. 12. – P. 124505 (1-20).
 14. Superconductivity in iron compounds / G. R. Stewart // *Rev. Mod. Phys.* – 2011. – Vol. 83, N. 4, 1589-1652.
 15. Pairing mechanism in Fe-based superconductors / A. Chubukov // *Annul. Rev. Condens. Matter Phys.* – 2012. – Vol. 3. – P. 57-92.
 16. Поверхностный импеданс монокристаллов ВТСП в микроволновом диапазоне / М. Р. Трунин // *УФН.* – 1998. – Т. 168, № 9. – С. 931-952.
 17. Accurate microwave technique of surface resistance measurement of large-area HTS films using sapphire quasi-optical resonator / N. T. Cherpak, A. Barannik, Y. Filipov, Y. Prokopenko, S. Vitusevich // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 2003. – Vol. 13, N. 2. – P. 3570-3573.
 18. Whispering gallery mode resonators in microwave physics and technologies / A. Barannik, N. Cherpak, A. Kirichenko, Y. Prokopenko, S. Vitusevich, V. Yakovenko, // *International Journal of Microwave and Wireless Technologies.* – 2017. – Vol. 9, N. 4. – P. 781-796.
 19. Диэлектрические резонаторы / под ред. М.Е. Ильченко. – Москва, «Радио и связь» 1989. – 328 с.
 20. Квазиоптические твердотельные резонаторы / А. Я. Кириченко, Ю. В. Прокопенко, Ю. Ф. Филиппов, Н. Т. Черпак. – Наукова думка, Київ, 2008. – 296 с.
 21. Аномально малая диссипация электромагнитных волн в ионном кристалле / В. Б. Брагинский, В. И. Панов, А. В. Тимашов // *ДАН ССР.* – 1982. – Т. 267, № 1. с.74-75.
 22. Системы с малой диссипацией / В.Б. Брагинский, В.П. Митрофанов, В.И. Панов. – М.: Наука, 1981. – 144 с.
 23. Электродинамические свойства квазиоптического резонатора Хакки-Колемана и его применение для микроволновых исследований

-
- сверхпроводников / А. А. Баранник // дис. канд. фіз-мат. наук 01.04.03. – Харків, 2004. – 129 с.
24. Открытые резонаторы и открытые волноводы / Л. А. Вайнштейн. – М.: Сов. радио, 1966. – 832 с.
 25. Квазиоптические резонансные системы в приборах твердотельной электроники мм и субмм диапазонов длин волн / О. И. Белоус, А. А. Кириленко, А. И. Фисун // Радиофізика та електроніка: сб. науч. тр. Ін-т радіофізики і електрон. НАН України. –2008. – Т. 13, спец. вып. – С. 376–390.
 26. О колебаниях «шепчущей галереи» в открытых резонаторах с диэлектрическим стержнем / С. Н. Власов // Радиотехника и электроника. – 1967. – Т. 12, № 3. – Р. 572–573.
 27. Electromagnetic whispering gallery waves in dielectric rod / J. R. Wait // Radio Science. – 1967. – Vol. 2, N. 9. – P. 1005–1017.
 28. The problem of whispering gallery / L. Rayleigh // Phil. Mag.: a Journ. of Theor. Exp. And Appl. Physics. – 1910. – Vol. 20, N. 120. – P. 1001–1004.
 29. Optical resonators with whispering gallery modes - part 1: Basics / A. B. Matsko, V. S. Ilchenko // IEEE Journ. of Selected Topics in Quantum Electr. – 2006. – Vol. 12, N. 1. – P. 3-14.
 30. Complex permittivity of some ultralow loss dielectric crystals at cryogenic temperatures / J. Krupka, K. Derzakowski, M. Tobar, J. Hartnett, R. G. Geyer // Measurement Science Technology. – Vol.10, No 5. – 1999. – P. 387-392.
 31. Dielectric characterization by means of whispering gallery mode resonators / M. Fittipaldi, E. Strambini, M. Martinelli, G. Annino // Proc. of 35th Int. Conf. of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz, 2010). – Rome, Italy, Oct. 2010.
 32. Resonance absorption of microwaves in He II: Evidence for roton emission / A. Rybalko, S. Rubets, E. Rudavskii, V. Tikhiy, S. Tarapov, R. Golovashchenko, V. Derkach // Physical Review B. – 2007. – Vol. 76, N. 14. – P. 140503(1-4).
 33. Two-layered disc quasi-optical dielectric resonators: electrodynamic and application perspectives for complex permittivity measurements of lossy

-
- liquids / A.A. Barannik, N.T. Cherpak, Yu.V. Prokopenko, Yu.F. Filipov, E.N. Shaforost and I.A. Shipilova // *Meas. Sci. Technol.* – 2007. – N. 18. – P. 2231-2238.
34. Whispering-Gallery-Mode Resonator Technique with Microfluidic Channel for Permittivity Measurement of Liquids / A. I. Gubin, A. A. Barannik, N. T. Cherpak, I. A. Protsenko, S. Pud, A. Offenhäusser, and S.A. Vitusevich // *IEEE Trans. on MW Theory and Tech.* – 2015. – Vol. 63, N. 6. – P. 2003-2009.
35. Микроволновая радиофизика необычных сверхпроводников / А. А. Баранник, А. И. Губин, А. А. Лавринович, Н. Т. Черпак // *Радіофізика та електроніка.* – 2018. – Т. 23, № 4. – С. 15-36.
36. An ultralow noise microwave oscillator based on high-Q liquid nitrogen cooled sapphire resonator / R. A. Woode, M. E. Tobar, E. N. Ivanov, D. G. Blair // *IEEE Trans. on Ultras. Ferroelectric. and Freq. Contr.* – 1996. – Vol. 43, N. 5. – P. 836-941.
37. Design and characterization of an all-cryogenic low phase-noise sapphire K-band oscillator for satellite communication / S. A. Vitusevich, K. Schieber, I. S. Ghosh, N. Klein, M. Spinnler // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* – 2003. – Vol. 51, N. 1. – P. 163–169.
38. Maser oscillation in a whispering-gallery-mode microwave resonator / P.-Y. Bourgeois, N. Bazin, V. Giordano, M. E. Tobar, M. Oxborrow // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – Vol. 87, N. 22. – P. 224104(1-3).
39. О твердотельном стабильном квантовом генераторе в мм диапазоне волн / А. Я. Кириченко, Н. Т. Черпак // Сб. «Твердотельные генераторы и преобразователи мм и субмм диапазонов», Харьков, ИРЭ АН УССР, 1989. – С. 149-150.
40. Millimeter wave solid-state oscillators with quasioptical dielectric resonators and waveguides / A. Ya. Kirichenko, S. N. Kharkovsky // *Telecommunication and Radio Engineering.* – 1997. – Vol. 51, N. 10. – P. 59-83.
41. Квазиоптические твердотельные генераторы электромагнитных волн миллиметрового диапазона / О. И. Белоус, А. А. Кириленко, М. П.

-
- Натаров, С. П. Сиренко, А. И. Фисун, А. И. Шубный // *Радіофізика та електроніка*. – 2018. – Т. 23. № 4. – С. 67-94.
42. Сверхпроводящая керамика Y-Ba-Cu-O в ВЧ и СВЧ полях / Э. В. Ижик, А. Я. Кириченко, Ю. Ф. Ревенко, В. М. Свистунов, Н. Т. Черпак, В. М. Яковенко // *Докл. АН УССР, сер.А*. – 1989. – №5. – С. 51-54.
43. Behaviour of quasi-optical dielectric resonator with high- T_c superconductors in the temperature range 10-300K / N. T. Cherpak, A. Ya. Kirichenko // *Cryogenics*. – 1991. – Vol. 31, N. 5. – P. 384-387.
44. О возможном стимулировании сверхпроводимости электромагнитным излучением в BiSrCaCuO / А. Я. Кириченко, М. Б. Космына, А. Б. Левин, Н. Т. Черпак // *Письма в ЖЭТФ*. – 1989. – Т. 50, №5. – С. 260-262.
45. А.В.Величко, Э.В.Ижик и др. Температурная зависимость эффективного поверхностного импеданса ВТСП пленки на подложке с большим значением диэлектрической проницаемости, *Сверхпроводимость: физика, химия, технология (СФХТ)*, №6, 1993.
46. Microwave power dependent surface resistance of YBCO superconductors. Material quality linkage / A. V. Velichko, N. T. Cherpak, E. V. Izhyk, A. Ya. Kirichtnko, A. V. Moroz // *Superconductor Sci. and Technol.* – 1998. – Vol. 11, N. 8. – P. 716-729.
47. Circulating power, RF magnetic field, and RF current density of shielded dielectric resonators for power handling analysis of high-temperature superconducting thin films of arbitrary thickness / J. Mazierska, Robert Grabovickic // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. – 1998. – V. 8, N. 4. – P. 178-187.
48. Accuracy issues in surface resistance measurements of high temperature superconductors using dielectric resonator (corrected) / J. Mazierska, C. Wilker // *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*. – 2001. – V. 11, N. 4. – P. 4140-4147.
49. Advanced setup for measurement of surface impedance of a HTSC filmes in a millimeter wave range / I. V. Voinovsky, O. D. Poustylnik // *International Journ. Infrared and Millimeter waves*. – 1997 – V.18, N. 10. – P. 1927-1936.

-
50. Моды «шепчущей галереи» в полушаровом изотропном диэлектрическом резонаторе с идеально проводящей плоской поверхностью / Ю.В. Прокопенко, Ю.Ф. Филиппов, И.А. Шипилова, В.М. Яковенко // ЖТФ. - 2006. – Т. 76, №. 2. – С. 102-111.
51. Моды «шепчущей галереи» для измерений поверхностного импеданса сверхпроводящих кристаллов / В. Е. Дём, А. Ф. Шевчун, М. Р. Трунин // Труды МФТИ. – 2011. – Т.3, №3. – С. 42-44.
52. B. G. Lazarev, A. A. Galkin, V. I. Khotkevich, Research on Superconductivity at High Frequencies, Journal of Experimental and Theoretical Physics (JETP), vol. **11**, p. 575, 1941.
53. О сверхпроводимости при частоте $1.8 \cdot 10^{10}$ Гц / А. А. Галкин, Б. Г. Лазарев // Журнал экспериментальной и технической физики. – Vol. 18, N. 12. – 1948. – P. 1145 – 1146.
54. К частотной зависимости изотерм поверхностного сопротивления сверхпроводников / А. А. Галкин, Р.А. Безуглый // Доклады Академии Наук СССР. – 1954. – Т. 97, №. 2. – С. 217–220.
55. D. O. Ledenyov and V. O. Ledenyov, The Nonlinearities in Microwave Superconductivity, Gold Coast, Brisbane, Townsville, Australia; Kharkov, Ukraine, January, 809 p., 2013.
56. Further experiments with liquid helium. C. On the change of electric resistance of pure metals at very low temperatures etc. IV. The resistance of pure mercury at helium temperatures / H. Kamerlingh Onnes // Commun. Phys. Lab. University Leiden. – 1911. – V. 120 b, pp. 3-5, 1911.
57. Theory of Superconductivity / J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer // Phys. Rev. – 1957. – V. 108, N. 5. – P. 1175-1204.
58. A. Hosseini, R. Harris, Saeid Kamal, P. Dosanjh, J. Preston, Ruixing Liang, W. N. Hardy, and D. A. Bonn / Microwave spectroscopy of thermally excited quasiparticles in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.99}$ // Phys. Rev. – 1999. – V. 60, N. 2. – P. 1349-1359.
59. Iron-Based Layered Superconductor $\text{La}[\text{O}_{1-x}\text{F}_x]\text{FeAs}$ ($x = 0.05\text{--}0.12$) with $T_c = 26$ K / Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, H. Hosono // Journal American Chemical Society. – 2008. – V. 130, N. 11. – P. 3296-3297.

-
60. F.-C. Hsu, J.-Y. Luo, K.-W. Yeh, T.-K. Chen, T.-W. Huang, P. M. Wu, Y.-C. Lee, Y.-L. Huang, Y.-Y. Chu, D.-C. Yan, M.-K. Wu / Superconductivity in the PbO-type structure α -FeSe // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. – 2008. – V. 105, N. 38. – P. 14262-14264.
 61. Review of Fe chalcogenides as the simplest Fe-based superconductor / Y. Mizuguchi, Y. Takano // Journ. of the Phys. Soc. of Jpn. – 2010. – V. 79, N. 10. – P. 102001(1-18).
 62. Superconductivity at 54 K in F-Free NdFeAsO_{1-y} / H. Kito, H. Eisaki, A. Iyo // Journ. of the Phys. Soc. of Jpn. – 2008. – V. 77, N 6. – P. 063707(1-3).
 63. Electrodynamics of high- T_c superconductors / D. N. Basov, T. Timusk // Reviews of Modern Physics. – 2005. – V. 77, N. 2. – P. 721-779.
 64. YBCO film deposition on very large areas up to 20×20 cm² / H. Kinder, P. Berberich, W. Prusseit, S. Rieder-Zecha, R. Semerad, B. Utz // Physica C: Superconductivity. – 1997. – V. 282–287, Part 1. – P. 107-110.
 65. Н. Т. Черпак А.В. Величко / Высокотемпературные сверхпроводники в микроволновой технике // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. – 2000. – №4. – С. 3-47.
 66. Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред (Т. VIII) / Л. Д. Ландау, А.И. Лифшиц // М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. – 1982. – 621 с.
 67. О приближенных граничных условиях для электромагнитного поля на поверхности хорошо проводящих тел / М. А. Леонтович // Исследования по распространению радиоволн. Сборник второй. – М.–Л.: Изд-во АН СССР, 1948. – С. 5–12.
 68. Поверхностный импеданс сверхпроводников / Ф. Ф. Менде, А. И. Спицын // Київ, Наукова Думка. – 1985. – 240 с.
 69. Устройства сверхвысоких частот / Альтман Дж. Л. // М.: Мир. – 1968. – 487 с.
 70. A Method for Measuring the Surface Impedance of Superconductors in the Temperature Range 0.4–120 K / A. F. Shevchun, M. R. Trunin // Instruments and Experimental Techniques. – 2006. V. 49, N. 5. – P. 669–675.

-
71. Magneto-electrodynamics at high frequencies in the antiferromagnetic and superconducting states of DyNi₂B₂C / D. P. Choudhury, H. Srikanth, S. Sridhar, P. C. Canfield // *Phys. Rev. B.* –1998. – V. 58, N. 21. – P. 14490-14497.
 72. Эволюция температурных зависимостей поверхностного импеданса кристаллов ВТСП при изменении уровня допирования / А. Ф. Шевчук // автореферат канд. дисс., Институт физики твердого тела РАН, Черногловка, Россия. – 2006.
 73. Q-factor measurement of quasi-optical dielectric resonators under conditions of the Whispering Gallery Mode degeneration removal / A. A. Barannik, N. T. Cherpak, D. E. Chuyko // *IEEE Trans. on Instrumentation and Measurement.* – 2006. – V. 55, N. 1. – P. 70-73.
 74. *Passive Microwave Devices and Their Application* / R. S. Withers // *The New Superconducting Electronics* / edited by H. Weinstock, R. W. Ralston, NATO Science Series E: Applied Sciences, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands. 1993. – V. 251. – P. 1-457.
 75. *Superconductivity: Physics and Applications* / K. Fossheim, A. Sudbo // John Wiley & Sons Ltd., The Atrium Southern Gate, Chichester, West Sussex, England. –2004. p. 427
 76. Ultra-high quality factors in superconducting niobium cavities in ambient magnetic fields up to 190 mG / VA. Romanenko, A. Grassellino, A. C. Crawford, D. A. Sergatskov, and O. Melnychuk // *Appl. Phys. Lett.* – 2014. – V. 105, – P. 234103.
 77. High-temperature superconductors and mm wave technology: a challenge and perspectives / N. T. Cherpak // *Proc. Int. Kharkiv Symp Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'2004).* – Kharkov, Ukraine, 2004. – V.1. – P. 412-414.
 78. Improvement of Accuracy in Measurements of The Surface Resistance of Superconductors Using Dielectric Resonators / J. Krupka and J. Mazierska, *IEEE Trans. on Applied Superconductivity.* – 1998. – V. 8, N. 4. – P. 164-167.

-
79. Maintaining high Q-factor of superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ microwave cavity in a high magnetic field / D. Ahn, O. Kwon, W. Chung et al. // arXiv: 1904.05111. – 10 Apr.2019. – 4p.
 80. Microstrip Filters for RF/Microwave Applications / J.-S. Hong and M. J. Lancaster // John Willey & Sons, Inc. USA, Canada, 2001, 471 p.
 81. Design of superconductive multiplexers using single-mode and dual-mode filters / R. R. Mansour // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. – 1994. – V.42, N.7. – P. 1411-1418.
 82. Superconducting millimeter-wave E-plane filters / R. R. Mansour, A. Zyburu // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 1991. – V. 39, N. 9. – P. 1488-1492.
 83. Design and Performance of Waveguide E-Plane HTSC Insert Filters / L. Han, Y. Chen, Y. Wang, Q. Cheng, S. Yang, P. Wu // 1992 IEEE MTT-S Microwave Symposium Digest. – Albuquerque, NM, USA 1992. – P. 912-916.
 84. Progress in Superconducting Metamaterials / P. Jung, A. V. Ustinov, S. V. Anlage // Superconductor Science and Technology. – 2014. – V. 27, N. 7. – P. 073001(1-13).
 85. Superconducting Metamaterials / N. Lazarides, G. P. Tsironis // Physics Reports. – 2018. – V. 752, N. 15. – P. 1-67.
 86. Probing the superconducting gap structure of $(\text{Li}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{OHFeSe}$ / M. Smidman, G. M. Pang, H. X. Zhou, N. Z. Wang, W. Xie, Z. F. Weng, Y. Chen, X. L. Dong X. H. Chen, Z. X. Zhao, and H. Q. Yuan // Phys. Rev. B. – 2017. – V. 96, N. 1. – P. 014504.
 87. P-wave superconductivity in iron-based superconductors / E. F. Talantsev, K. Iida, T. Ohmura, T. Matsumoto, W. P. Crump, N. M. Strickland, S. C. Wimbush and H. Ikuta // arXiv:1905.00183, cond-mat.supr-con cond-mat.str-el quant-ph. – 1 May 2019 – 30p.
 88. Моды «шепчущей галереи» в полушаровом изотропном диэлектрическом резонаторе с идеально проводящей плоской поверхностью / Ю.В. Прокопенко, Ю.Ф. Филиппов, И.А. Шипилова, В.М. Яковенко // ЖТФ. – 2006. – Т. 76, №. 2, – С. 102-111.

-
89. Электромагнитные волны / Л.А. Вайнштейн. – М.: Сов. Радио, 1957. – 581 с.
90. Влияние импеданса проводящих поверхностей диэлектрических резонаторов на их спектральные и энергетические характеристики / Прокопенко Ю.В., Филиппов Ю.Ф., Шипилова И.А // КРЫМИКО. - Севастополь. –2008. –Т.4, №2. –С.50-54.
91. Sensitivity of R_s -Measurement of HTS Thin Films by Three Prime Resonant Techniques: Cavity resonator, Dielectric resonator, and Microstrip resonator / M. Misra, N.D. Kataria, R. Pinto // IEEE Trans. Appl. Superconduct. –2001. –Vol. 11, № 4. –P. 4128-4135.
92. Справочник по физико-техническим основам криогеники : [под ред. М.Б.Малкова]. -М: Энергоатомиздат, -1985. -432с.
93. Hemispherical quasi-optical dielectric resonators as possible sensors for impedance measurement of superconductors / A.A. Barannik, S.A. Bunyaev, N.T. Cherpak // International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Millimeter and Sub-Millimeter waves: int. symp., 21-26 June, 2004: symp. proc. – Kharkov, 2004. - Vol. 1. – P.430-432.
94. Measurements of Millimeter-Wave Surface Resistance and Temperature Dependence of Reactance of Thin HTS Films Using Quasi-Optical Dielectric Resonator / N.T. Cherpak, S.A. Bunyaev, Y.V. Prokopenko, S. Vitusevich // IEEE Trans. on Appl. Supercond. -2005. -Vol. 15, № 2. -P. 2919-2922.
95. Собственные колебания анизотропного диэлектрического шара / Ю.В. Прокопенко, Т.А. Смирнова, Ю.Ф. Филиппов // ЖТФ. - 2004. - Т. 74, №. 4. - С. 82-88.
96. Конический квазиоптический диэлектрический резонатор / А.А. Баранник, С.А. Буняев, Н.Т. Черпак // Письма в ЖТФ. - 2005. - 31, №19.- С.1-5.
97. Конический квазиоптический диэлектрический резонатор / А.А. Баранник, С.А. Буняев, Н.Т. Черпак // Прикладная электроника. Состояние и перспективы развития: 2-й межд. радиоэлектронный форум, 2005: тезисы докл. – Х., 2005. - Т. 5. - С. 61-64.

-
98. Conical Whispering Gallery Mode Resonator / S.O. Bunyayev , A.A. Barannik, N.T. Cherpak // 35th European Microwave Conference: int. conf., 3-7 October, 2005: conf. proc. – Paris, 2005 - P. 1195-1197.
 99. Конические и близкие к ним квазиоптические диэлектрические резонаторы / А.А. Баранник, С.А. Буняев, Н.Т. Черпак // Радиофизика и электроника: сб. научных трудов / Ин-т радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины. – 2006. - Т.11, №2, – С.210-214.
 100. Optical resonators with whispering-gallery modes—Part II: Applications / V. S. Ilchenko, A. B. Matsko // IEEE Journal of selected topics in quantum electronics. – 2006. - Vol. 12, No. 1, – P. 15-32.
 101. Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip / D.K.Armani, T.J.Kippenberg, S.M.Spillane, K.J.Vahala // Nature. – 2003. – Vol. 421. – P.925-928.
 102. Fabrication and coupling to planar high- Q silica disk microcavities chip / T.J.Kippenberg, S.M.Spillane, D.K.Armani, K.J.Vahala //Appl. Phys. Lett. – 2003. – Vol. 83. – P.797-799.
 103. On a Quality Factor of Whispering Gallery Mode Dielectric Resonators in a Form of Cone / N.T. Cherpak, S.A. Bunyayev, A.A. Barannik // Microwave and Optical Technology Letters. –2007. –V. 49, №8, –P.1987-1989.
 104. Quasi-Optical Dielectric Resonators in the form of a Truncated Cone / A.A. Barannik, S.A. Bunyayev, N.T. Cherpak, S.A. Vitusevich // Journal of Lightwave Technology. –2008. —V. 26, № 17. –P.3118-3123.
 105. Microwave impedance characterization of large-area HTS films: novel approach / Cherpak N.T., Barannik A.A., Prokopenko Yu.V // Superconductor Science and Technology. –2004. – Vol.17. –P.899-903.
 106. Microwave Conductivity of Very Thin Graphene and Metal Films / J. Krupka, W. Strupinski, N. Kwietniewski // J. Nanoscience and Nanotechnol. – 2011. – V. 11, N 4, – P. 3358–3362.
 107. Sensitive Measurement of The Surface Impedance Of Superconducting Single Crystals Using A Sapphire Dielectric Resonator / J. J. Wingfield, J. R.

Powell, C. E. Gough, Ieee Trans. On Applied Superconductivity. – 1997. – V. 7, N. 2. – P. 2009-2012.

108. Моды «шепчущей галереи» для измерений поверхностного импеданса сверхпроводящих кристаллов / В. Е. Дём, А. Ф. Шевчун, М. Р. Трунин // Труды МФТИ. – 2011. – Т.3, №3. – С. 42-44.
109. Microwave properties of HTS films: measurements in the millimeter wave range / Cherpak N. T., Barannik A. A., Yu. V. Prokopenko at al. //Low Temperature Physics. – 2006. – V. 32, N. 6, –P. 608-613.
110. Dielectric Constant, Loss Tangent, and Surface Resistance of PCB Materials at K-Band Frequencies / Egorov V. N., Masalov V. L. at al. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 2005. – V. 53, N 2, – P. 627-635.
111. Метод измерения поверхностного импеданса сверхпроводников в температурном интервале 0,4-120 К / Шевчун А. Ф., Трунин М. Р. // Радиотехника и электроника. – 2006. - № 5. – С. 82 – 89.
112. Two-layered disc quasioptical dielectric resonators: Electrodynamics and application perspectives for complex permittivity measurements of lossy liquids / Barannik A. A., Cherpak N. T., Prokopenko Yu. V. at al. // Measurement Science and Technology. – 2007. – V. 18, N 19. – P. 2231-2238.
113. Measurements of Millimeter-Wave Surface Resistance and Temperature Dependence of Reactance of Thin *HTS* Films Using Quasi-Optical Dielectric Resonator / Cherpak N. T., Barannik A. A., Bunyaev S. A. at al. // IEEE Trans. Applied Supercond. – 2005. – V. 15, N 2, – P. 2919-2922.
114. In-plane surface impedance of epitaxial $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films: Comparison of experimental data taken at 87 GHz with *d*- and *s*-wave models of superconductivity / Hensen S, Muller G, Rick C and Scharnberg C // Phys. Rev. B. –1997. –V. 56, – P. 6237-64.
115. Microwave response of single crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films as a probe for pairing symmetry / Pan V, Kalenyuk O, Kasatkin O, Komashko V, Ivanyuta O and Melkov G // Low Temp. Phys. –2006. V. 32, – P.497-505.
116. On the low-temperature microwave response of a $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ epitaxial film determined by a new measurement technique / A. A. Barannik,

-
- S. A. Bunyaev, N. T. Cherpak // *Low Temperature Physics*. 2008.– V. 34, N. 12, – P. 977-981.
117. The coplanar resonator technique for determining the surface impedance of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films / Porch A; Lancaster, M, Humphreys R // *IEEE Trans. on MTT*. –1995. – V. 43, – P. 306-14.
118. Microwave properties of YBCO thin films / Avenhaus B, Porch A, Lancaster M, Hensen S, Lenkens M, Orbach-Werbig S, Muller E, Dahne U, Tellmann N, Klein N, Dubourdieu C, Senateur J, Thomas O, Karl, H, Stritzker B, Edwards J, Humphreys R // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* –1995. –V. 5, – P. 1737-40.
119. A Comparative Study of the Surface Resistances and Microwave Penetration Depths of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Thin Films with Various Thicknesses / Lee Sang, Cho Y, Soh B, Park B, Jung C, Ahn J, Kim Y., Kim C, Hahn T, Choi S, Oh B, Moon S, Fedorov V and Denisov A // *JKPS* –1997. – V. 31, – P. 418-22.
120. Surface resistance and morphology of YBCO films as a function of thickness / Stork F, Beall K, Roshko A, DeGroot D, Rudman D, Ono H, Krupka J // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* – 1997. –V. 7, – P. 1921-24.
121. Microstructure and microwave surface resistance of typical YBaCuO thin films on sapphire and LaAlO_3 / Kästner G, Schäfer C, Senz St, Kaiser T, Hein M, Lorenz M, Hochmuth H and Hesse D // *Supercond. Sci. Technol.* – 1999. – V. 12, – P. 366-75.
122. Relationship Between the surface Resistance and Depairing Current Density of Superconductors / Oshima S, Kusunoku M, Inadomaru M, Mukaida M, Tanaka Y and Ihora H // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* –2003. –V. 13, – P. 3578-80.
123. Nonlinearity of Superconductivity Transmission Line and Microstrip Resonator / Vendik O, Vendik I and Samoiloa T // *IEEE Trans. on MTT*. – 1997. –V. 45, –P. 173-78.
124. A self-attenuating superconducting transmission line for use as a microwave power limiter / Booth J, Rudman D, Ono R // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* –2003. –V.13, – P. 305-308.

-
125. Biased Coplanar Waveguide on the Basis of High-Tc Superconducting Thin Film with Nonlinear Impedance / Cherpak N, Lavrinovich A, Kalenyuk A, Pan V, Gubin A, Khramota V, Kurakin A and Vitusevich S // *Telecommunications and Radio Engineering*, –2010. –V. 69, –P. 1357-6
126. Величко А.В. Высокочастотный отклик на миллиметровое излучение и нелинейные свойства сверхпроводников состава $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$: Дис... канд. Физ.-мат. наук: 01.04.22. -X., 1996. -193 с.
127. Ижик Э.В. Импедансные свойства высокотемпературных сверхпроводников $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ конечной толщины в полях СВЧ и ВЧ диапазонов: Дис... канд. Физ.-мат. наук: 01.04.03. -X., 1997. -172с.
128. The Novel Approach to Coupled Mode Parameters Recovery from Microwave Resonator Amplitude Frequency Response / V.N. Skresanov, V.V. Glamazdin, N.T. Cherpak // *Proceedings of the 41st European Microwave Conference (EuMC 2011)*, Manchester, UK, –2011. –P. 726-729.
129. A Unique Ka-Band Measurement System Based on Quasi-Optical Dielectric Resonator Technology for Studying Small Superconducting Samples / Y. Wu, B. Cui, S. Luo, X. Jiang, F. Zhou, Y. Bian, Y. He, A. A. Barannik, N. T. Cherpak, V. N. Skresanov // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* – 2013. – V. 23, N. 3, – Art. – N. 9000204.
130. Microwave Properties of $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ Superconducting Single Crystal / Y. Wu, S. Luo, X. B. Jiang, F. Zhou, L. X. Cao, Y.S. He, N. T. Cherpak, V. N. Skresanov, A. Barannik // *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism.* – 2013. – V. 26, N. 4, – P. 1221-1225.
131. Phenomenology of a-axis and b-axis charge dynamics from microwave spectroscopy of highly ordered $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.50}$ and $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.993}$ / R. Harris, P.J. Turner, Saeid Kamal, A.R. Hosseimi, P. Dosaujh, G.K. Mullins, J.S. Bobowski, C.P. Bidinosti, D.M. Broun, Ruixing Liang, W.V. Hardy, D.A. Bonn // – *cond-mat/0605434 v1.* –2006.
132. In-plane surface impedance of epitaxial $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films: Comparison of experimental data taken at 87 GHz with d- and s-wave models of superconductivity / S. Hensen, G.Muller, C.T. Rick, and Sharuberg // *Phys. Rev. B.* – 1997. – Vol. 56, – P. 6237.

-
133. Microwave spectroscopy of quasiparticle transport in the \hat{b} direction of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.993}$ / R. Harris, A. Hosseini, S. Kamal, P. Dosanjh, R. Liang, W.N. Hardy, and D.A. Bonn // *Phys. Rev. B.* –2001. –V. 64, – P. 64509.
134. Phenomenological description of the microwave surface impedance and complex conductivity of high- T_c single crystals / M.R. Trunin, Y.A. Nefyodov, and H.J. Fink. *ЖЭТФ.* – 2000. – Т.118, – С. 923.
135. Novel technique to measure the microwave response of high T_c superconductors between 4.2 and 200 K / S. Sridhar, and W. Kennedy. *Rev. Sci. Instr.* –1988. –V. 59, –P. 531.
136. Surface resistance of epitaxial $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ films on various substrates: Effects of pair condensation and quasiparticle scattering / M. Hein, T. Kaiser, and G. Muller // *Phys. Rev. B.* – 2000. – Vol. 61, – P. 640.
137. *Electrodinamic Properties of Oxide Superconductors* / N. Klein // *Berichte des Forschungszentrums Julich.* –1997. N 3773.
138. Microwave response of single crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ films as a probe for pairing symmetry // V.M. Pan, O.A. Kalenyuk, O.L. Kasatkin, V.A. Komashko, O.M. Ivanyuta, and G.A. Melkov. // *ФНТ,* – 2006. – Т. 32, №4-5, – С. 651.
139. Microwave measurement of temperature and current dependences of surface impedance for high- T_c superconductors / Y. Kobayashi, T. Imai, and H. Kayano. // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* –1992. –V.40, –P. 1530.
140. Accuracy issues in surface resistance measurements of high temperature superconductors using dielectric resonators (corrected) // J. Mazierska, and C. Wilker. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* –2001. –V.11, –P. 4140.
141. Reduction of the microwave surface resistance in YBCO thin films by microscopic defects / J. Einfeld, P. Lahl, R. Kutzner, R. Wordenweber, G. Kustner // *Physica C.* –2001. –V. 351, –P. 103.
142. Microwave properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films in linear and nonlinear regime in a dc magnetic field / M.I. Tsindlekht, E.B. Sonin, M.A. Golosovsky, D. Davidov, X. Castel, M. Guilloux-Viry, and A. Perrin // *Phys. Rev. B.* – 2000. –V. 61, –P. 1596.

-
143. S-wave symmetry along the c-axis and s+d in-plane superconductivity in bulk $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ / R. Khasanov, A. Shengelaya, A. Bussmann-Holder, J. Karpinski, H. Keller, and K.A. Muller // arXiv:cond-mat/0705.0577v1. – 2004.
 144. Universal observation of multiple order parameters in cuprate superconductors / R. Khasanov, S. Strassle, D. Di Castro, T. Masui, S. Miyasaka, S. Tajima, A. Bussmann-Holder, and H. Keller. arXiv:cond-mat/0708.2374v1. –2007.
 145. Universal observation of multiple order parameters in cuprate superconductors / R. Khasanov, S. Strassle, D. Di Castro, T. Masui, S. Miyasaka, S. Tajima, A. Bussmann-Holder, and H. Keller. arXiv:cond-mat/0708.2374v1. –2007.
 146. Microwave impedance characterization of large-area HTS films: novel approach / Barannik A.A., Cherpak N.T., Prokopenko Yu.V., Vitusevich S.A. // *Supercond. Sci. Technol.* –2004, –V. 17, №7, –P. 899–903.
 147. Observation of Weak-Limit Quasiparticle Scattering via Broadband Microwave Spectroscopy of a *d*-Wave Superconductor Hosseini / P. Dosanjh, G. Mullins, J. S. Preston, Ruixing Liang, D. A. Bonn, and W. N. Hardy // *Phys. Rev. Lett.* 90, –2003. –P. 237005.
 148. Introduction to Superconductivity / M. Tinkham // Mc-Graw Hill Inc., Toronto, Canada, –1996.
 149. Residual and intrinsic surface resistance of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ / H.J. Fink // *Phys. Rev. B.* –1998. –V. 58, –P. 9415.
 150. High-temperature superconducting microwave circuits / Zhi-Yuan Shen. – Artech House, Boston-London, 1994. – 273 p.
 151. Microwave properties of YBCO thin films / Avenhaus B, Porch A, Lancaster M, Hensen S, Lenkens M, Orbach-Werbig S, Muller E, Dahne U, Tellmann N, Klein N, Dubourdieu C, Senateur J, Thomas O, Karl, H, Stritzker B, Edwards J, Humphreys R // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* –1995. –V. 5, –P. 1737-40.
 152. Nonlinear Microwave Response of Epitaxial YBaCuO Films of Varying Oxygen Content on MgO Substrates / Hein M, Humphreys R, Hirst P, Park S

-
- and Oates D // *Journal of Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism* –2003. – V.16, –P. 895-904.
153. The Novel Approach to Coupled Mode Parameters Recovery from Microwave Resonator Amplitude Frequency Response / V.N. Skresanov, V.V. Glamazdin, N.T. Cherpak // *Proceedings of the 41st European Microwave Conference (EuMC 2011)*, Manchester, UK, –2011. –P. 726-729.
154. Millimeter-Wave Surface Impedance Characterization of HTS Films and Single Crystals Using Quasi-Optical Sapphire Resonator / N. T. Cherpak, A. A. Barannik, S. A. Bunyaev, Y. V. Prokopenko, K. I. Torokhtii, S. A. Vitusevich // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* – 2011. – V. 21, N. 3, – P. 591-594.
155. A dielectric resonator method of measuring inductive capacities in the millimeter range / Hakki W., and Coleman P. D. // *IEEE Trans. on Microwave Theory.* –1960. –V.8, №6. –P. 402-410.
156. Тонкие пленки в технике сверхвысоких частот / Слущкая В.В.. // М.-Л. Госэнергоиздат. –1962. -400с.
157. Ultra thin metallic layers studied by broad band Terahertz time-domain spectroscopy / Kroll J., Danmo J., Unterrainer K // *IRMMW* –2004. –P. 465-466.
158. Magnetization of small lead particles / Reich S., Leitus G., Popowitz-Biro R. // *Phys. Rev. Lett.* –2004. – V. 91. -P. (147001-1)-(147001-4).
159. Measurements of the sheet resistance and conductivity of thin epitaxial graphene and SiC films / J. Krupka, and W. Strupinski // *Applied Physics Letters.* –2010. –V. 96, –P. 082101.
160. Non-contact method for measurement of the microwave conductivity of graphene // L. Hao, J. Gallop, S. Goniszewski, O. Shaforost, N. Klein, and R. Yakimova // *Applied Physics Letters* –2013. –V. 103, –P. 123103.
161. Complex Conductivity of YBCO Films in Normal and Superconducting States Probed by Microwave Measurements / J. Krupka, J. Wosik, C. Jastrzebski, T. Ciuk, J. Mazierska, and M. Zdrojek // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* – 2013. –V. 23, N 2, –P.1501011.

-
162. Microwave characterization of normal and superconducting states of MOCVD made YBCO tapes / J. Wosik, J. Krupka, K. Qin, D. Ketharnath, E. Galstyan and V. Selvamanickam // *Supercond. Sci. Technol.* –2017. –V. 30, –P.035009.
163. *Fields and Waves in Communication Electronics* / S. Ramo, J. R. Winnery, T. Van Duser //, –1993. US, John Wiley and Sons, Inc., 3rd ed.
164. Measurement of the complex permittivity of metal nanoislands and the surface resistance of thin conducting films at microwave frequencies / J. Krupka // *Meas. Sci. Technol.* –2008. V. 19, – P. 065701.
165. Iron-Based Layered Superconductor $\text{La}[\text{O}_{1-x}\text{F}_x]\text{FeAs}$ ($x = 0.05\text{--}0.12$) with $T_c = 26$ K / Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, and H. Hosono // *J. Am. Chem. Soc.* –2008. –V. 130, –P. 3296.
166. Superconductivity up to 29 K in SrFe_2As_2 and BaFe_2As_2 at high pressures / P.L. Alireza, Y. T. C. Ko, J. Gillet, C. M. Petrone, J. M. Cole, G. G. Lonzarich, and S. E. Sebastian. // *J. Phys.: Condens. Matter.* –2009. –V. 21, – P. 012208.
167. Superconductivity at 22 K in Co-Doped BaFe_2As_2 Crystals / A. S. Sefat, R. Jin, M. A. McGuire, B.C. Sales, D. J. Singh, and D. Mandrus, *Phys. Rev. Lett.* –2008. –V. 101, –P. 117004.
168. Superconductivity induced by Ni doping in BaFe_2As_2 single crystals / L. J. Li, Q. B. Wang, Y. K. Luo, H. Chen, Q. Tao, Y. K. Li, X. Lin, M. He, Z. W. Zhu, G. H. Cao, and Z. A. Xu // *New J. Phys.* –2009. –V. 11, –P. 025008.
169. Superconductivity in the PbO-type structure $\alpha\text{-FeSe}$ / F.-C. Hsu, J.-Y.Luo, K.-W.Yeh, T. K. Chen, T.-W.Huang, P. M. Wu, Y.-C.Lee, Y. L. Huang, Y. Y. Chu, D.-C. Yan, and M. K. Wu // *Proc. Nat. Acad. Sci. USA.* –2008. –V. 105, –P. 14262.
170. Tellurium substitution effect on superconductivity of the α -phase iron selenide // K.-W. Yeh, T.-W.Huang, Y.-L.Huang, T.-K.Chen, F.-C.Hsu, P.W. Wu, Y.-C.Lee, Y.-Y.Chu, C.-L.Chen, J.-Y.Luo et al. // *EurophysicalLett.* – 2008. –V. 84, –P. 37002.
171. High-temperature superconductivity in iron-based materials / J. Paglione and R. L. Greene // *Nat. Phys.* – 2010. – V. 6, – P. 645.

-
172. The puzzle of high temperature superconductivity in layered iron pnictides and chalcogenides / D. C. Johnston // *Adv. Phys.* –2010. – V. 59, – P. 803.
173. I Superconductivity gets an iron boost / I. Mazin // *Nature (London)*. –2010. –V. 464, –P. 183.
174. Gap symmetry and structure of Fe-based superconductors / P. J. Hirschfeld, M.M. Korshunov, and I. I.Mazin // *Rep. Prog. Phys.* –2011. –V. 74, –P. 124508.
175. London penetration depth in iron-based superconductors / R. Prozorov and V. G. Kogan // *Rep. Prog. Phys.* –2011. –V. 74, – P. 124505.
176. Superconductivity in iron compounds / G. R. Stewart. // *Rev. Mod. Phys.* – 2011. –V. 83, –P. 1589.
177. Pairing Mechanism in Fe-Based Superconductors / A. Chubukov, *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* –2012. –V. 3, –P. 57.
178. Precision microwave electrodynamic measurements of K- and Co-doped BaFe_2As_2 / J. S. Bobowski, J. C. Baglo, James Day, P. Dosanjh, Rinat Ofer, B. J. Ramshaw, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, Huiqian Luo, Zhao-Sheng Wang, Lei Fang, and Hai-Hu Wen, *Phys. Rev. B.* –2010. –V. 82, –P. 094520.
179. Precision measurements of the temperature dependence of λ in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$: Strong evidence for nodes in the gap function / W. N. Hardy, D. A. Bonn, D. C. Morgan, R. Liang, and K. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* –1993. –V. 70, –P. 3999.
180. Multiband magnetism and superconductivity in Fe-based compounds / V. Cvetkovic and Z. Tesanovic // *Eur. Phys. Lett.* –2009. –V. 85, – P. 37002.
181. Momentum dependence of the superconducting gap in $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ / D. V. Evtushinsky, D. S. Inosov, V. B. Zabolotnyy, A. Koitzsch, M. Knupfer, B. Buchner, M. S. Viazovska, G. L. Sun, V. Hinkov, A. V. Boris, C. T. Lin, B. Keimer, A. Varykhalov, A. A. Kordyuk, and S. V. Borisenko // *Phys. Rev. B.* – 2009. – V. 79, – P. 054517.
- ¹⁸². London penetration depth in iron-based superconductors // R. Prozorov and V. G. Kogan *Rep. Prog. Phys.* –2011. V.74, –P.124505.

-
183. Scattering and Pairing in Cuprate Superconductors / L. Taillefer, *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* – 2010. – V. 1, – P.51.
184. London Penetration Depth in Iron-based Superconductors / R.Prozorov, V. G. Kogan // – 2011. arXiv: 1107.0675.
185. Effects of Co substitution on thermodynamic and transport properties and anisotropic H_{c2} in $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ single crystals / N. Ni, M. E. Tillman, J.-Q. Yan, A. Kracher, S. T. Hannahs, S. L. Bud'ko, and P. C. Canfield // *Phys. Rev. B.* 2008. V. 78, P. 214515.
186. Unconventional London Penetration Depth in Single-Crystal $Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$ Superconductors / R. T. Gordon, N. Ni, C. Martin, M. A. Tanatar, M. D. Vannette, H. Kim, G. D. Samolyuk, J. Schmalian, S. Nandi, A. Kreyssig, A. I. Goldman, J. Q. Yan, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, and R. Prozorov, *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – V. 102, – P. 127004.
187. Anisotropy of the iron pnictide superconductor $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ ($x=0.074$, $T_c=23$ K) / M. A. Tanatar, N. Ni, C.Martin, R. T. Gordon, H. Kim, V. G.Kogan, G. D. Samolyuk, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, and R. Prozorov // *Phys. Rev. B.* – 2009. – V. 79, – P. 094507.
188. Microwave Surface Impedance of High Superconductors / D. A. Bonn, W.N. Hardy // *Physical Properties of High Temperature Superconductors* (Chapter 2). – 1996. World Scientific, (Editor M. Ginsberg).
189. Doping evolution of the absolute value of the London penetration depth and superfluid density in single crystals of $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ / R. T. Gordon, H. Kim, N. Salovich, R. W. Giannetta, R. M. Fernandes, V. G. Kogan, T. Prozorov, S. L. Budko, P. C. Canfield, M. A. Tanatar, and R. Prozorov // *Phys. Rev. B.* – 2010. – V. 82, – P. 054507.
190. Local measurement of the penetration depth in the pnictide superconductor $Ba(Fe_{0.95}Co_{0.05})_2As_2$ / L. Luan, O.M. Auslaender, T.M. Lippman, C.W. Hicks, B. Kalisky, J.-H. Chu, J.G. Analytis, I.R. Fisher, J.R. Kirtley, and K.A. Moler // arXiv: 0909.0744. –2010.
191. Handbook of High-Temperature Superconductivity / D.A. Bonn and W.N. Hardy J.R. // Springer. – 2007. Schriffer and J.S. Brooks (eds.).

-
192. Meissner-London state in superconductors of rectangular cross section in a perpendicular magnetic field / R. Prozorov, R.W. Giannetta, A. Carrington, and F.M. Araujo-Moreira, *Phys. Rev. B.* –2000. –V. 62, – P. 115.
193. Measurements of the absolute value of the penetration depth in high- T_c superconductors using a low- T_c superconductive coating / R. Prozorov, R.W. Giannetta, A. Carrington, P. Fournier, R.L. Greene, P. Guptarma, D.G. Hinks, and A.R. Banks // *Appl. Phys. Lett.* –2000. –V. 77, –P. 4202.
194. Local measurement of the penetration depth in the pnictide superconductor $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.95}\text{Co}_{0.05})_2\text{As}_2$ / L. Luan, O.M., Auslaender, T.M. Lippman, C.W. Hicks, B. Kalisky, J.H. Chu, J.G. Analytis, I.R. Fisher, J.R. Kirtley, and K.A. Moler // *Phys. Rev. B.* –2010. –V. 81, –P. 100501.
195. Muon spin rotation measurement of the magnetic field penetration depth in $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.926}\text{Co}_{0.074})_2\text{As}_2$: Evidence for multiple superconducting gaps / T.J. Williams, A.A. Aczel, E. Baggio-Saitovitch, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, J.P. Carlo, T. Goko, J. Munevar, N. Ni, Y.J. Uemura, W. Yu, and G.M. Luke // *Phys. Rev. B.* –2009. –V. 80, –P. 094501.
196. Terahertz conductivity spectroscopy of Co-doped BaFe_2As_2 Thin Film / D. Nakamura, Y. Imai, A. Maeda, T. Katase, H. Hiramatsu, and H. Hosono // *arXiv: 0912.4351.* –2010.
197. Evidence for multiple superconducting gaps in optimally doped $\text{BaFe}_{1.87}\text{Co}_{0.13}\text{As}_2$ from infrared spectroscopy / M. Nakajima, S. Ishida, K. Kihou, Y. Tomioka, T. Ito, Y. Yoshida, C.H. Lee, H. Kito, A. Iyo, H. Eisaki, K.M. Kojima, and S. Uchida // *arXiv: 1003.5038.* –2010.
198. Evidence for multiple superconducting gaps in optimally doped $\text{BaFe}_{1.87}\text{Co}_{0.13}\text{As}_2$ from infrared spectroscopy / K.W. Kim, M. Rössle, A. Dubroka, V.K. Malik, T. Wolf, and C. Bernhard // *Phys. Rev. B.* –2010. – V. 81, –P. 214508.
199. Highly anisotropic energy gap in superconducting $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ from optical conductivity measurements / T. Fischer, A.V. Pronin, J. Wosnitza, K. Iida, F. Kurth, S. Haindl, L. Schultz, B. Holzapfel, and E. Schachinger // *arXiv:1005.0692.* – 2010.

-
200. London penetration depth in single crystals of $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ spanning underdoped to overdoped compositions / R.T. Gordon, C. Martin, H. Kim, N. Ni, M.A. Tanatar, J. Schmalian, I.I. Mazin, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, and R. Prozorov // *Phys. Rev. B.* – 2009. – V. 79, – P. 100506R.
201. Microwave Penetration Depth and Quasiparticle Conductivity of PrFeAsO_{1-y} Single Crystals: Evidence for a Full-Gap Superconductor / K. Hashimoto, T. Shibauchi, T. Kato, K. Ikada, R. Okazaki, H. Shishido, M. Ishikado, H. Kito, A. Iyo, H. Eisaki, S. Shamoto, and Y. Matsuda // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – V. 102, – P. 017002.
202. Microwave Surface-Impedance Measurements of the Magnetic Penetration Depth in Single Crystal $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ Superconductors: Evidence for a Disorder-Dependent Superfluid Density / K. Hashimoto, T. Shibauchi, S. Kasahara, K. Ikada, S. Tonegawa, T. Kato, R. Okazaki, C.J. Van der Beek, M. Konczykowski, H. Takeye, K. Hirata, T. Terashima, and Y. Matsuda // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – V. 102, – P. 207001.
203. Microwave determination of the quasiparticle scattering time in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ / D. A. Bonn, Ruixing Liang, T. M. Riseman, D. J. Baar, D. C. Morgan, Kuan Zhang, P. Dosanjh, T. L. Duty, A. MacFarlane, G. D. Morris, J. H. Brewer, W. N. Hardy, C. Kallin, and A. J. Berlinsky // *Phys. Rev. B.* – 1993. – V. 47, – P. 11314
204. Microwave Penetration Depth and Quasiparticle Conductivity of PrFeAsO_{1-y} Single Crystals: Evidence for a Full-Gap Superconductor / K. Hashimoto, T. Shibauchi, T. Kato, K. Ikada, R. Okazaki, H. Shishido, M. Ishikado, H. Kito, A. Iyo, H. Eisaki, S. Shamoto, and Y. Matsuda, *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – V. 102, – P. 017002.
205. Anomalous temperature dependence of the superfluid density caused by a dirty-to-clean crossover in superconducting $\text{FeSe}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$ single crystals / H. Takahashi, Y. Imai, S. Komiya, I. Tsukada, and A. Maeda // *Phys. Rev. B.* – 2011. – V. 84, – P. 132503.
- 206 <http://www.ceraco.de/hts-films/>
- 207 Microwave determination of the quasiparticle scattering time in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ / D. A. Bonn, Ruixing Liang, T. M. Riseman, D. J. Baar, D. C. Morgan, Kuan

-
- Zhang, P. Dosanjh, T. L. Duty, A. MacFarlane, G. D. Morris, J. H. Brewer, W. N. Hardy, C. Kallin, and A. J. Berlinsky // *Phys. Rev. B.* – 1993. – V. **47**, – P. 11314.
208. In-plane surface impedance of epitaxial $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films: Comparison of experimental data taken at 87 GHz with d- and s-wave models of superconductivity / S. Hensen, G. Muller, C. T. Rieck, and K. Scharnberg // *Phys. Rev. B.* – 1997. – V. 56, – P. 6237.
209. Anomalous temperature dependence of the superfluid density caused by a dirty-to-clean crossover in superconducting $\text{FeSe}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$ single crystals / Hideyuki Takahashi, Yoshinori Imai, Seiki Komiyama, Ichiro Tsukada, and Atsutaka Maeda // *Phys. Rev. B.* – 2011. – V. 84, – P. 132503.
210. Handbook of Superconducting Materials: Characterization, Application and Cryogenics, – 2003. V. 2, Ed. by D. A. Cardwell and D. S. Ginley, Institute of Physics.
211. Unusual microwave response and bulk conductivity of very thin $\text{FeSe}_{0.3}\text{Te}_{0.7}$ films as a function of temperature / A.A. Barannik, N. T. Cherpak, Y. Wu, S. Luo, Y. He, M.S. Kharchenko, A. Porch // *Low temperature physics.* – 2014. – V. 40, N. 6, – P. 492-499.
212. London penetration depth and superfluid density of single-crystalline $\text{Fe}_{1+y}(\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x)$ and $\text{Fe}_{1+y}(\text{Te}_{1-x}\text{S}_x)$ / H. Kim, C. Martin, R. T. Gordon, M. A. Tanatar, J. Hu, B. Qian, Z. Q. Mao, Rongwei Hu, C. Petrovic, N. Salovich, R. Giannetta, and R. Prozorov // *Phys. Rev. B.* – 2010. – V. 81, – P. 180503(R).
213. Muon-spin-spectroscopy study of the penetration depth of $\text{FeTe}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$ / P.K. Biswas, G. Balakrishnan, D.M. Paul, C.V. Tomy, M.R. Lees, and A.D. Hillier // *Phys. Rev. B.* – 2010. – V. 81, – P. 092510.
214. Surface impedance of $k\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{Cu}[\text{N}(\text{CN})_2]\text{Br}$ crystals / N. V. Perunov, A. F. Shevchun, N. D. Kushch, M. R. Trunin. // *JETP Letters.* – 2012. – V. 96, – P. 184.
215. Preparation and superconductivity of iron selenide thin films / Y. Han, W. Y. Li, L. X. Cao, S. Zhang, B. Xu, and B. P. Zhao // *J. Phys: Condens. Matter.* – 2009. – V. 24, – P. 235702.

-
- 216 Precision global measurements of London penetration depth in $\text{FeTe}_{0.58}\text{Se}_{0.42}$ / K. Cho, H. Kim, M. A. Tanatar, J. Hu, B. Qian, Z. Q. Mao, and R. Prozorov // *Phys. Rev. B.* –2011. –V. 84, –P. 174502.
217. Резонатор / О. А. Баранник, С. О. Буняев, М. Т. Черпак // Деклараци́нный патент на корисну модель №29336, Бюл. №1 (10.01.2008).
218. Whispering Gallery Modes in Dielectric Substrate under a Metal Disc / S. A. Bunyaev, A. A. Barannik, N. T. Cherpak // 37th European Microwave Conference Proceedings, (EuMC 2007). – Munich, Germany, 2007. – P. 961-963.
219. Microstrip Whispering-Gallery-Mode Resonator / S. A. Bunyaev A. A. Barannik, N. T. Cherpak // *IEEE Transactions on microwave theory and techniques.* – 2015. – V.63, N. 9, – P. 2776-2781.
220. Circular resonant structures in microstrip / J. Watkins // *Electron. Lett.* – 1969. –V. 5, N. 21, – P. 524–525.
221. Maximum Q -factor of microstrip resonators / A. Gopinath // *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.* – 1981. – V. 29, N. 2, – P. 128–131.
222. Loss considerations for microstrip resonators / E. Belohoubek and E. Denlinger // *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.* – 1975. – V. 23, N. 6, – P. 522–526.
223. On possibility of creating HTS microstrip quasi-optical resonator / A. A. Barannik, N. T. Cherpak, V. V. Glamazdin, Y.-S. He, L. Sun, Y. Bian, and J. Wang, // *Proc. International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Sub-Millimeter waves (MSMW-2016).* – Kharkov, Ukraine, 2016. – P. 1-4.
224. New Type of Microwave High-Tc Superconductor Microstrip Resonator and its Application Prospects / L. Sun, N. Cherpak, A. Barannik, Y. He, V. Glamazdin, X. Zhang, J. Wang, V. Zolotaryov // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* – 2017. – V. 27, N. 4, Art. – N. 1501304.
225. Measurements of the microwave properties of $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films on AlO-, LAO-, YAO-substrates in dielectric resonators / K. Irgmaier, S. Drexl, K. Numssen, and H. Kinder // *Inst. Phys. Conf. Ser.* –2000. –V. 2, N 167, – P. 117–120.

-
226. The Novel Approach to Coupled Mode Parameters Recovery from Microwave Resonator Amplitude Frequency Response / V.N. Skresanov, V.V. Glamazdin, N.T. Cherpak // Proceedings of the 41st European Microwave Conference (EuMC 2011), Manchester, UK, –2011. –P. 726-729.
- 227 Precise microwave characterization of MgO substrates for HTS circuits with superconducting post dielectric resonator J. Mazierska, D. Ledenyov, M. V. Jacob and J. Krupka, Superconductor Science and Technology. – 2005, – V. 18, N 1, – P. 18-23.
228. Surface impedance of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ films grown on MgO substrate as a function of film thickness / A. A. Barannik, N. T.Cherpak, M. S. Kharchenko, R. Semerad, S. Vitusevich // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2013. – 26, – № 1. – P. 43-48.
229. Theory and Design of Low-Insertion Loss Fin-Line Filters / F. Arndt, J. Bornemann, D. Grauerholz, R. Vahldieck // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. –1982. –V.30, N 2, –P. 155-163.
230. Computer-Aided Design of Millimeter-Wave E-Plane Filters / Y.-C. Shih, T. Itoh, and L. Q. Bui // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. –1983. –V. 31, – N 2, – P. 135-142.
231. Computer-Aided Design of Millimeter-Wave E-Plane Filters / Y.-C. Shih, T. Itoh, and L. Q. Bui // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. –1983. –V. 31, – N 2, – P. 135-142.
232. Microwave Filters, Impedance-Matching Networks, and Coupling Structures / J.L. Matthaei, L. Young, E.M.T. Jones // McGraw-Hill Co., 1968
233. Experience in developing Ka-band waveguide filter with HTS E-plane insert V. N. Skresanov, A. A. Barannik, N. T. Cherpak, Y. He, V. V. Glamazdin, V. A. Zolotaryov, A. I. Shubny, L. Sun, J. Wang, Y. Wu // Proc. International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Sub-Millimeter waves (MSMW-2013). – Kharkov, Ukraine, –2013. –P. 661-663.
234. Смуго-пропускний фільтр / В.М. Скресанов, О.А.Баранник, В.В.Гламаздин, В.О.Золотарьов, М.П.Натаров, М.Т.Черпак, О.І.

Шубний, Юй-Шен Хе, Лян Сунь, Цзя Ван, Сюй Ван, Юнь Ву // Патент на винахід №109490, Україна, Опубл. 25.08.2015, Бюл. №16.

235. Electrodinamic Features and Design of Filter Based on HTS E-plane Insert in a Cross Waveguide / V. A. Skresanov, A.A. Barannik, N. T. Cherpak, V. V. Glamazdin, A. I. Shubny, Y. S. He, L. Sun // Proc. International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Sub-Millimeter waves (MSMW-2016). – Kharkov, Ukraine, 2016. – P. 1-3.
236. Novel Design of Band-Pass Waveguide Filter with HTS E-Plane Insert / Y. He, A. Barannik, N. Cherpak, L. Sun, V. Skresanov, Y. Bian, J. Wang, M. Natarov, V. Zolotaryov, IEEE Trans. on Appl. Supercond. – 2017. – Vol. 27, № 4 p. 1501604.
237. Rectangular band-pass filter having recesses of less than one-quarter wavelength depth dielectric insert with superconductive film within the recesses / L. Sun, X. Wang, J. Wang, Y. Wu, Y. He, H. Li, J. Huang, S. Luo, V. Skresanov, O. Barannyk, V. Glamazdin, V. Zolotarev, M. Natarov, M. Cherpak, O. Shubnyj // United States Patent. Pat. US 9,537,195 B2 (Jan. 3, 2017).

ДОДАТОК А
СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Конический квазиоптический диэлектрический резонатор / А. А. Баранник, С. А. Буняев, Н. Т. Черпак // Письма в ЖТФ. – 2005. – Т. 31, N. 19, – С. 1-5.
2. Microwave Losses in a Quasioptical Dielectric Resonator as a Function of the Thickness of Ultra-Thin Conducting Endplates / A. A. Barannik, A. N. Stetsenko, N. T. Cherpak // Telecommunications and Radioengineering. – 2006. – V. 65, N. 19, – P. 1783-1788.
3. Cone-shaped quasioptical dielectric resonators / A. A. Barannik, S. A. Bunyaev, N. T. Cherpak // Telecommunications and Radio Engineering. – 2007. – V. 66, N. 7, – P. 577-586.
4. On a Quality factor of Whispering-Gallery-Mode Dielectric Resonators in the Form of a Cone / A. A. Barannik, S. A. Bunyaev, N. T. Cherpak // Microwave and Optical Technology Letters. – 2007. – V. 49, N. 8, – P. 1987-1989.
5. On the low-temperature microwave response of a $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ epitaxial film determined by a new measurement technique / A. A. Barannik, S. A. Bunyaev, N. T. Cherpak // Low Temperature Physics. 2008.– V. 34, N. 12, – P. 977-981.
6. Квазиоптический кольцевой сапфировый резонатор с внутренним цилиндрическим проводником / А. А. Баранник, К. И. Торохтий, Н. Т. Черпак // Радиопизика и електроника. – 2009. – Т.14, № 1, С. 19-23.
7. Quasi-Optical Sapphire Resonators in the Form of a Truncated Cone / A. A. Barannik, S. A. Bunyaev, N. T. Cherpak, S. A. Vitusevich // IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology. – 2008. – V. 26, N. 17, – P. 3118-3123.

-
8. Whispering gallery mode hemisphere dielectric resonators with impedance plane / A. A. Barannik, S.A. Bunyaev, N. T Cherpak, Yu. V. Prokopenko, A. A. Kharchenko, S. A. Vitusevich // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2010. – V. 58, N.10, – P. 682-2691.
 9. Millimeter-Wave Surface Impedance Characterization of HTS Films and Single Crystals Using Quasi-Optical Sapphire Resonator / N. T. Cherpak, A. A. Barannik, S. A. Bunyaev, Y. V. Prokopenko, K. I. Torokhtii, S. A. Vitusevich // IEEE Trans. on Appl. Supercond. – 2011. – V. 21, N. 3, – P. 591-594.
 10. Millimeter-wave study of London penetration depth temperature dependence in $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.926}\text{Co}_{0.074})_2\text{As}_2$ single crystal / A.A. Barannik, N.T. Cherpak, N. Ni, M. A. Tanatar, S. A. Vitusevich, V.N. Skresanov, P.C. Canfield, R. Prozorov, V. V. Glamazdin, and K. I. Torokhtii // Low Temperature Physics. – 2011. – V. 37, N.8, – P. 725-728.
 11. Surface impedance of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films grown on MgO substrate as a function of film thickness / A. A. Barannik, N. T. Cherpak, M. S. Kharchenko, R. Semerad, S. Vitusevich // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2013. – V. 26, № 1. – P. 43-48.
 12. Millimeter-wave surface impedance of optimally-doped $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ single crystals / A. A. Barannik, N. T. Cherpak, M. A. Tanatar, S. Vitusevich, V. Skresanov, P. C. Canfield, R. Prozorov // Phys. Rev. B, – 2013. – V. 87, – P. 014506-1-014506-7.
 13. A Unique Ka-Band Measurement System Based on Quasi-Optical Dielectric Resonator Technology for Studying Small Superconducting Samples / Y. Wu, B. Cui, S. Luo, X. Jiang, F. Zhou, Y. Bian, Y. He, A. A. Barannik, N. T. Cherpak, V. N. Skresanov // IEEE Trans. on Appl. Supercond. – 2013. – V. 23, N. 3, – Art. N. 9000204,
 14. Microwave Properties of $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ Superconducting Single Crystal / Y. Wu, S. Luo, X. B. Jiang, F. Zhou, L. X. Cao, Y.S. He, N. T. Cherpak,

-
- V. N. Skresanov, A. Barannik // *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*. – 2013. – V. 26, N. 4, – P. 1221-1225.
15. Hemispherical and aspheric WGM dielectric resonators with conducting plane: Radiation and conductivity losses / A. A. Barannik, N. T. Cherpak, M. S. Kharchenko, S. Vitusevich // *Радиофизика и электроника*. – 2013. – Т. 4(18), №4, – С. 49 - 54.
 16. On the determination of the quasiparticle scattering rate in unconventional superconductors by microwave surface impedance / N. T. Cherpak, A. A. Barannik, R. Prozorov, M. A. Tanatar, A. V. Velichko // *Low Temperature Physics*. – 2013. – V. 39, N. 12, – P. 1110–1112.
 17. Unusual microwave response and bulk conductivity of very thin $\text{FeSe}_{0.3}\text{Te}_{0.7}$ films as a function of temperature / A.A. Barannik, N. T. Cherpak, Y. Wu, S. Luo, Y. He, M.S. Kharchenko, A. Porch // *Low temperature physics*. – 2014. – V. 40, N. 6, – P. 492-499.
 18. Microstrip Whispering-Gallery-Mode Resonator S. A. Bunyaev / A. A. Barannik, N. T. Cherpak // *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*. – 2015. – V.63, N. 9, – P. 2776-2781.
 19. Радиационная добротность диэлектрических резонаторов различной формы с исследуемыми проводниками и жидкими диэлектриками / А. А. Баранник, С. А. Витусевич, И. А. Проценко, М. С. Харченко, Н. Т. Черпак // *Радиофизика и электроника*. – 2015. – Т.6(20), №3, – С. 55-61.
 20. Whispering gallery mode resonators in microwave physics and technologies / A. Barannik, N. Cherpak, A. Kirichenko, Y. Prokopenko, S. Vitusevich, V. Yakovenko // *International Journal of Microwave and Wireless Technologies*. – 2017. – V. 9, N. 4, – P. 781-796.
 21. New Type of Microwave High-Tc Superconductor Microstrip Resonator and Its Application Prospects / L. Sun, N. Cherpak, A. Barannik, Y. He, V. Glamazdin, X. Zhang, J. Wang, V. Zolotaryov // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* – 2017. – V. 27, N. 4, Art. – N. 1501304.

-
22. Microwave response of cavity resonator with thin superconductor film depending on film temperature and orientation / A.A. Barannik, N.T. Cherpak, Y. He, L. Sun, X. Zhang, M.V. Vovnyuk, and Y. Wu, // *Low Temperature Physics*. – 2018. – V. 44, N. 3, – P. 247-251.
 23. On The Nature of Unusual Microwave Response of Thin FeSe_{1-x}Te_x Film Near Critical Temperature / N. Cherpak, A. Barannik, Y. He, L. Sun, X. Zhang, Y. Ma, Y. Bian, G. Li // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* – 2018. – V. 28, N. 4. – Art. – N. 1501104.
 24. Микроволновая радиофизика необычных сверхпроводников / А. А. Баранник, А. И. Губин, А. А. Лавринович, Н. Т. Черпак // *Радиофизика и электроника*. – 2018. – Т. 23, №4, – С. 15-36.
 25. Millimeter-Wave WGM Resonator-Based Characterization of Continuous and Noncontinuous Ultrathin Cu Films / A A. Barannik, N. T. Cherpak, I. A. Protsenko, S. A. Vitusevich // *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, – 2019. – Vol. 29, N. 1, – P.363-365.
 26. Резонатор / О. А. Баранник, С. О.Буняев, М. Т. Черпак // Деклараци́нный патент на корисну модель №29336, Бюл. №1 (10.01.2008).
 27. Rectangular band-pass filter having recesses of less than one-quarter wavelength depth dielectric insert with superconductive film within the recesses / L. Sun, X. Wang, J. Wang, Y. Wu, Y. He, H. Li, J. Huang, S. Luo, V. Skresanov, O. Barannyk, V. Glamazdin, V. Zolotarev, M. Natarov, M. Cherpak, O. Shubnyj // *United States Patent. Pat. US 9,537,195 B2* (Jan. 3, 2017).
 28. Conical Whispering Gallery Mode Resonator / A. A. Barannik, S. A. Bunyaev, N. T. Cherpak // *35th European Microwave Conference Proceeding (EuMC 2005)*. – Paris, France, –2005. – P. 1195-1197.
 29. Whispering Gallery Modes in Dielectric Substrate under a Metal Disc / S. A. Bunyaev, A. A. Barannik, N. T. Cherpak // *37th European*

-
- Microwave Conference Proceedings, (EuMC 2007). – Munich, Germany, – 2007. – P. 961-963.
30. Quasi-Optical Dielectric Resonator-Based Technique of HTS Film Millimeter-Wave Surface Resistance Measurements: Three Types of Resonators / N. T. Cherpak, A. A. Barannik, S. A. Bunyaev // 38th European Microwave Conference Proceedings (EuMC 2008). – Amsterdam, Netherlands, – 2008. – P. 789-792.
 31. Slotted-Disk Sapphire Quasi-Optical Resonator with Conducting Endplates / A. A. Barannik, N. T. Cherpak, K. I. Torohtiy and S. Vitusevich // 41st European Microwave Conference Proceedings (EuMC 2011). – Manchester, UK, –2011. – P. 830-833.
 32. Hemispherical and aspheric WGM dielectric resonators with conducting plane: Radiation and conductivity losses in millimeter wavelength range / N. T. Cherpak, A. A. Barannik, M. S. Kharchenko and S. Vitusevich // Microwave Symposium Digest (MTT). – Montreal, Canada, –2012. – P. 1-3.
 33. Experience in developing Ka-band waveguide filter with HTS E-plane insert / V. N. Skresanov, A. A. Barannik, N. T. Cherpak, Y. He, V. V. Glamazdin, V. A. Zolotaryov, A. I. Shubny, L. Sun, J. Wang, Y. Wu // Proc. International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Sub-Millimeter waves (MSMW-2013). – Kharkov, Ukraine, –2013. – V.1. – P. 661-663.
 34. WGM Resonator-Based Measurement Technique for Weakly and Highly Absorbing Substances / N. Cherpak, A. Barannik, A. Gubin // Proc. International Conference on Microwaves, Radar, and Wireless Communication (MIKON 2014). – Gdansk, Poland, – 2014. – P. 1-4.
 35. Radiation Losses of Sapphire WGM Resonators: Effects of Dielectric Disk Shape / I. A. Protsenko, A. A. Barannik, N. T. Cherpak, M. S. Kharchenko, H. O. Hlukhova, S. A. Vitusevich // 45th European Microwave Conference Proceedings (EuMC 2015). – Paris, France, – 2015. – P. 960-963.

-
36. Elecdynamic Features and Design of Filter Based on HTS E-plane Insert in a Cross Waveguide / V. A. Skresanov, A. A. Barannik, N. T. Cherpak, V. V. Glamazdin, A. I. Shubny, Y.-S. He, L. Sun // Proc. International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Sub-Millimeter waves (MSMW-2016). – Kharkov, Ukraine, –2016. – P. 1-4.
 37. On Possibility of Creating HTS Microstrip Quasi-Optical Resonator / A. A. Barannik, N. T. Cherpak, V. V. Glamazdin, Y.-S. He, L. Sun, Y. Bian, J. Wang // Proc. International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Sub-Millimeter waves (MSMW-2016). – Kharkov, Ukraine, –2016. – P. 1-3.
 38. Microwave Surface Impedance and Complex Conductivity of $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.926}\text{Co}_{0.074})_2\text{As}_2$ Single Crystals / N. Cherpak, A. Barannik, Y. He, L. Sun, X. Zhang, R. Prozorov, M. Tanatar // The 12th International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity and High-Temperature Superconductivity (M²S-2018): Abstract Book. – Beijing, China, –2018. – P. 312.