

Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова
Національної академії наук України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Лукаш Олексій Сергійович

УДК 621.373.826

ДИСЕРТАЦІЯ
НАПІВСФЕРИЧНІ ВІДКРИТІ РЕЗОНАТОРИ МІЛІМЕТРОВОГО
ДІАПАЗОНУ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ТВЕРДИХ
ДІЕЛЕКТРИКІВ

104 – «Фізика та астрономія»

10 – Природничі науки

Подається на здобуття ступеня доктора філософії

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

_____ О.С. Лукаш

Наукові керівники:

Кузьмичов Ігор Костянтинович, доктор фізико-математичних наук,
професор;

Прокопенко Юрій Володимирович, доктор фізико-математичних наук,
старший науковий співробітник.

Харків – 2026

АНОТАЦІЯ

Лукаш О.С. **Напівсферичні відкриті резонатори міліметрового діапазону для визначення параметрів твердих діелектриків** – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 «Фізика та астрономія» (10 – Природничі науки). Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України, Харків, 2026.

Роботу присвячено розв'язанню **актуальної науково-прикладної задачі**, пов'язаної з дослідженням особливостей збудження вищих аксіально-симетричних і аксіально-несиметричних коливань у напівсферичних відкритих резонансних системах, включених до хвилевідної лінії передачі, для побудови вимірювальних пристроїв у міліметровому (мм) діапазоні.

Мета роботи – визначення фізичних особливостей і закономірностей збудження за допомогою зосереджених елементів зв'язку вищих аксіально-несиметричних і аксіально-симетричних коливань у напівсферичних відкритих резонансних системах для ефективного їх використання для визначення електромагнітних параметрів твердих діелектриків у мм діапазоні.

Для досягнення поставленої мети необхідно було вирішити такі **завдання**:

– підібрати хвилевідні елементи та створити експериментальний стенд для дослідження фізичних особливостей і закономірностей збудження в напівсферичних відкритих резонансних системах, що включені до складу хвилевідних ліній передачі, вищих аксіально-несиметричних і аксіально-симетричних коливань;

– провести теоретичний аналіз ефективності збудження хвилевідних мод у відрізках надрозмірних хвилеводів за допомогою окремих плям полів вищих аксіально-симетричних і аксіально-несиметричних коливань відкритих резонаторів (ВР);

– провести моделювання напівсферичного ВР, в якому збуджуються вищі аксіально-симетричні коливання, та порівняти отримані результати з експериментальними даними;

– провести експериментальні дослідження особливостей і закономірностей збудження вищих аксіально-несиметричних і аксіально-симетричних коливань у відкритих резонансних системах, до складу яких включено внутрішні неоднорідності;

– провести визначення діелектричної проникності відомих зразків у формі дисків за допомогою запропонованого напівсферичного ВР, до складу якого включено відрізок круглого надрозмірного хвилеводу з хвилею TE_{11} .

У роботі отримано такі нові **наукові** результати:

1. Вперше продемонстровано, що при нормованих відстанях між дзеркалами $L/R=0,72\div 0,76$ у напівсферичному резонаторі разом з коливанням TEM_{00q} збуджується поверхневе коливання, яке обумовлено співвідношенням апертури криволінійного відбивача та розміром плями поля основного коливання на ньому. Збудження цього поверхневого коливання у ВР не залежить від того, виконано елемент зв'язку на сферичному або на плоскому дзеркалі. У дзеркально-лінзовому резонаторі (ДЛР) також збуджується поверхневе коливання, взаємопов'язане з коливанням TEM_{00q} резонатора, що в підсумку призводить до погіршення його спектральних характеристик.

2. Вперше показано, що аксіально-симетричні коливання TEM^*_{01q} , які збуджуються в резонаторі за допомогою елементів зв'язку, зміщених до периферії криволінійного відбивача, мають у центрі область з нульовою напруженістю електричного поля, а їхня структура поля являє собою симбіоз двох вищих аксіально-несиметричних коливань TEM_{10q} і TEM_{20q} .

3. Вперше експериментально показано, що наявність плоскої вставки в центрі сферичного дзеркала призведе до збудження в резонаторі як першого вищого коливання не TEM_{20q} , структура поля якого описується функціями Ерміта-Гаусса, а TEM_{10q} , яке є аксіально-симетричним і структура поля якого описується функціями Лагерра-Гаусса. Визначено, що ефективність

збудження хвилі TE_{11} у відрізку круглого хвилеводу, виконаного в центрі одного з дзеркал ВР, за допомогою центральної плями поля цього коливання становить 90% за умови $\tilde{a} = a/w_0 = 0,6042$. Завдяки цьому має місце додаткова кутова селекція спектра коливань резонатора. Додаткові втрати в резонаторі з відрізком круглого хвилеводу не перевищують -2 дБ.

4. Вперше експериментально встановлено, що складовий ВР з відрізком круглого надрозмірного хвилеводу з хвилею TE_{11} може використовуватися для визначення електромагнітних параметрів твердих діелектриків у формі дисків. Така резонансна система може використовуватися не тільки у мм, але і в субміліметровому діапазоні.

У роботі одержано такі нові **практичні** результати:

1. У роботі розроблено науково-технічну основу для створення діелектрометрів у мм діапазоні на основі відкритих резонансних систем із зосередженими елементами зв'язку, які дозволять визначати електромагнітні параметри твердих діелектриків у формі дисків, що мають поперечні розміри порядку двох довжин хвиль і винесені з об'єму напівсферичного ВР.
2. Розгляд складеного ВР, в якому збуджується аксіально-симетричне коливання TEM_{10q} , а в центрі одного з дзеркал виконано відрізок круглого хвилеводу, дозволить створити ефективний інтерференційний ключ при порівняно невеликих напруженнях пробою, оскільки поперечні розміри хвилеводу близько двох довжин хвиль. Це відкриває можливість побудови компресорів імпульсної потужності у мм діапазоні на базі ВР.
3. Розгляд аксіально-симетричних коливань ВР TEM^*_{01q} , які збуджуються в резонаторі за допомогою елементів зв'язку, зміщених до периферії криволінійного відбивача і які мають в центрі область з нульовою напруженістю електричного поля, дозволить визначати електромагнітні параметри твердих діелектриків у формі дисків із великими втратами, розташовуючи їх в центральній частині плоского дзеркала, де напруженість електричного поля мала. При цьому поперечні розміри зразків можна

порівняти з робочою довжиною хвилі, а самі зразки забезпечують додаткову кутову селекцію спектра коливань.

4. Результати досліджень поверхневих коливань на криволінійних відбивачах ВР різних радіусів кривизни дозволяють зробити висновок про те, що подібні коливання можуть існувати на будь-яких криволінійних поверхнях, включаючи дзеркальні антени й антени Кассегрена при певному співвідношенні розміру апертури та діаметра падаючого на неї випромінювання за рівнем $1/e$.

Результати роботи можуть бути рекомендовані для застосування в організаціях: Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна (Харків), Харківський національний університет радіоелектроніки (Харків), Радіоастрономічний інститут НАН України (Харків), Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України (Харків), Інститут електродинаміки НАН України (Київ), Інститут фізики НАН України (Київ).

Ключові слова: відкритий резонатор, дзеркально-лінзовий резонатор, міліметровий діапазон, вищі коливання резонатора, щілинний елемент зв'язку, прямокутний хвилевід, круглий хвилевід, діелектрична проникність, ефективність збудження.

ABSTRACT

Lukash O.S. **Hemispherical Open Resonators in the Millimeter-Wave Range for Determining the Parameters of Solid Dielectrics** — A Qualifying Scientific Work Submitted as a Manuscript.

Dissertation for obtaining the scientific degree of Doctor of Philosophy in specialty 104 “Physics and astronomy” (10 - Natural sciences). O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv, 2026.

The work is devoted to solving an **urgent scientific and applied problem** related to the investigation of excitation features of higher-order axially symmetric and axially asymmetric oscillations in hemispherical open resonant systems integrated into a waveguide transmission line for the development of measuring devices operating in the millimeter-wave range.

The aim of the work is to determine the physical features and excitation mechanisms of higher-order axially asymmetric and axially symmetric oscillations in hemispherical open resonant systems by means of lumped coupling elements for their efficient application in millimeter-wave devices and systems.

To achieve the set goal, it was necessary to solve the following **tasks**:

- To select waveguide elements and develop an experimental setup for investigating the physical features and excitation mechanisms of higher-order axially asymmetric and axially symmetric oscillations in hemispherical open resonant systems incorporated into waveguide transmission lines;
- to carry out a theoretical analysis of the excitation efficiency of waveguide modes in sections of oversized waveguides using individual field spots of higher-order axially symmetric and axially asymmetric oscillations of open resonators;
- to carry out numerical modeling of a hemispherical open resonator excited in higher-order axially symmetric modes and to compare the obtained results with experimental data;

- to carry out experimental investigations of the features and regularities of excitation of higher-order axially asymmetric and axially symmetric oscillations in open resonant systems containing internal inhomogeneities;
- to measure the dielectric permittivity of known disk-shaped samples using the proposed hemispherical open resonator incorporating a section of oversized circular waveguide supporting the TE_{11} mode.

The following new **scientific** results were obtained in the work:

1. For the first time, it has been demonstrated that at normalized mirror spacings of $L/R = 0.72 \div 0.76$ in a hemispherical resonator, a surface oscillation is excited simultaneously with the TEM_{00q} mode. This oscillation is determined by the relationship between the aperture of the curved reflector and the field spot size of the fundamental oscillation on it. The excitation of this surface oscillation in the open resonator does not depend on whether the coupling element is implemented on the spherical or on the plane mirror. In the mirror-lens resonator (MLR), a surface oscillation is also excited, which is coupled with the TEM_{00q} resonator oscillation, ultimately leading to degradation of its spectral characteristics.
2. For the first time, it has been established that the axially symmetric TEM^*_{01q} oscillations excited in the resonator by coupling elements shifted toward the periphery of the curved reflector possess a central region with zero electric-field intensity, while their field structure represents a hybrid combination of two higher-order axially asymmetric oscillations, TEM_{10q} and TEM_{20q} .
3. For the first time, it has been experimentally demonstrated that the presence of a flat insert at the center of a spherical mirror leads to the excitation in the resonator not of the first higher-order TEM_{20q} oscillation, whose field structure is described by Hermite–Gaussian functions, but of the TEM_{10q} oscillation, which is axially symmetric and whose field structure is described by Laguerre–Gaussian functions. It has been determined that the excitation efficiency of the TE_{11} wave in a section of circular waveguide formed at the center of one of the open resonator mirrors by means of the central field spot of this oscillation reaches 90% under the condition

that $\tilde{a} = a/w_0 = 0.6042$. Owing to this, additional angular selection of the resonator oscillation spectrum is achieved. The additional losses in the resonator with the circular waveguide section do not exceed -2 dB.

4. For the first time, it has been experimentally established that a composite open resonator incorporating a section of a circular oversized waveguide supporting the TE_{11} mode can be used for measuring the electromagnetic parameters of solid dielectric disk-shaped samples. Such a resonant system can be used not only in the millimeter-wave range but also in the submillimeter-wave range.

The following new **practical** results have been obtained in this work:

1. A scientific and technical foundation for the development of millimeter-wave dielectric measurement systems based on open resonant structures with lumped coupling elements has been established. The proposed systems make it possible to determine the electromagnetic parameters of solid dielectric disk-shaped samples with transverse dimensions of approximately two wavelengths, located outside the volume of the hemispherical open resonator.
2. Consideration of a composite open resonator in which the axially symmetric TEM_{10q} oscillation is excited, while a section of circular waveguide is formed at the center of one of the mirrors, makes it possible to develop an efficient interference switch at relatively low breakdown field strengths, since the transverse dimensions of the waveguide are approximately equal to two wavelengths. This creates the possibility for the development of millimeter-wave pulse power compressors based on open resonators.
3. Consideration of the axially symmetric TEM^*_{01q} oscillations in open resonators, excited by coupling elements shifted toward the periphery of the curved reflector and characterized by a central region with zero electric-field intensity, makes it possible to measure the electromagnetic parameters of high-loss solid dielectric disk-shaped samples by placing them in the central region of the plane mirror, where the electric-field intensity is low. In this case, the transverse dimensions of

the samples may be comparable to the operating wavelength, while the samples themselves provide additional angular selection of the oscillation spectrum.

4. The results of investigations of surface oscillations on curved reflectors of open resonators with different radii of curvature make it possible to conclude that similar oscillations may exist on any curved surfaces, including reflector antennas and Cassegrain antennas, provided that a certain relationship between the aperture size and the diameter of the incident radiation at the $1/e$ intensity level is satisfied.

The results of the work can be recommended for use in organizations: V. N. Karazin Kharkiv National University (Kharkiv), Kharkiv National University of Radio Electronics (Kharkiv), Radio Astronomy Institute of the NAS of Ukraine (Kharkiv), O.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of the NAS of Ukraine (Kharkiv), Institute of Electrodynamics of the NAS of Ukraine (Kyiv), Institute of Physics of the NAS of Ukraine (Kyiv).

Key words: open resonator, mirror–lens resonator, millimeter-wave range, higher-order resonator oscillations, slot coupling element, rectangular waveguide, circular waveguide, dielectric permittivity, excitation efficiency.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці в наукових фахових виданнях України

1. Kuzmychov, I. K., **Lukash, O. S.**, Senkevych, O. B., Gribovsky, O.V. Surface oscillations in open resonators with curvilinear reflectors. *Radio Phys. Radio Astron.* 2025. Vol. 30, no. 1. P. 65 – 73.
DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra30.01.065>
2. Kuzmychov, I. K., **Lukash, O. S.**, Senkevych, O. B., Voitovych, O. A., Narytnyk, T. M., Churyumov, G. I. Axially symmetric modes in an open resonator. *Radio Phys. Radio Astron.* 2025. Vol. 30, no. 4. P. 285 – 295.
DOI: [10.15407/rpra30.04.285](https://doi.org/10.15407/rpra30.04.285)
3. Кузьмичов І. К., **Лукаш О. С.**, Войтович О. А., Прокопенко Ю. В., Чурюмов Г. І. Відкритий резонатор із внутрішніми неоднорідностями. *Радіофізика і радіоастрономія.* 2026. Т. 31. № 1. С. 51 – 64.
DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra31.01.051>

Наукові праці в періодичних наукових виданнях держави, яка входить до Організації економічного співробітництва та розвитку, проіндексованих в міжнародних наукометричних базах Scopus та Web of Science:

4. Khutoryan, E., Kuzmychov, I., **Lukash, O.**, Muzychishin, B., Kuleshov, O. Highly Selective Two-Mirror Open Resonators Containing a Circular Cavity. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves.* 2026. Vol. 47, Issue 5, P. 1–18, article 29. DOI: [10.1007/s10762-026-01139-y](https://doi.org/10.1007/s10762-026-01139-y)

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

5. Muzychishin, B., Kuzmychov, I., **Lukash, O.**, Zavertannyi V., Voitovych O., Barhatov O. Composite Open Resonator for Measuring Dielectric Parameters in the GHz and THz Frequency Ranges. *Proc. the 2024 IEEE 9th International*

- Conference “Problems of Info communications Science and Technology” (PIC S&T ‘2024).* (Kharkiv, Ukraine, 5 –7, November 2024). P. 1 – 4.
6. Churyumov, G., **Lukash, O.** Kuzmychov, I., and Voitovych, O. A Resonant System for Measuring Dielectric Properties of Materials with V-Band Electromagnetic Fields. *Proc. the 2025 Cross Strait Radio Science and Wireless Technology Conference (CSRSWT 2025).* (Guangzhou, China, 14 –16 November 2025). P. 1-3. DOI: 10.1109/CSRSWTC67757.2025.11384275
 7. Muzychishin, B., Kuzmichev, I., **Lukash, O.**, Voitovych O., Churyumov G., Narytnyk T. Excitation of Waveguide Waves by Oscillations of Open Resonator. *Proc. the 2026 IEEE 43th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO).* (Kyiv, Ukraine, 27 –30 April 2026, Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute). P. 491 – 495.
 8. Muzychishin, B., Kuzmichev, I., Voitovych, O., **Lukash, O.**, May O., Barhatov O. Formation of Axially Symmetric Field Structures Using Different Apertures. *Proc. the 2026 IEEE 43th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO).* (Kyiv, Ukraine, 27 –30 April 2026, Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute). P. 525 –529.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	14
ВСТУП	15
РОЗДІЛ 1 ОСОБЛИВОСТІ МІКРОХВИЛЬОВИХ МЕТОДІВ І ПРИСТРОІВ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПАРАМЕТРІВ РЕЧОВИН ...	23
1.1 Методи та засоби визначення електромагнітних параметрів речовин ..	23
1.2 Власні моди відкритого резонатора, що утворений увігнутими металевими дзеркалами.....	30
1.3 Навантажена добротність відкритого резонатора, що утворений увігнутими металевими дзеркалами	32
1.4 Визначення діелектричної проникності матеріалу резонаторним методом.....	35
Висновки до розділу 1	41
РОЗДІЛ 2 ПОВЕРХНЕВЕ КОЛИВАННЯ У ВІДКРИТИХ РЕЗОНАТОРАХ ІЗ КРИВОЛІНІЙНИМИ ВІДБИВАЧАМИ.....	43
2.1 Блок-схема вимірювального стенда.....	44
2.2 Напівсферичний ВР. Результати вимірювань.....	48
2.3 Дзеркально-лінзовий ВР. Результати вимірювань	59
Висновки до розділу 2	64
РОЗДІЛ 3 ЗБУДЖЕННЯ ХВИЛІ TE_{10} У ПРЯМОКУТНОМУ ХВИЛЕВОДІ ЗА ДОПОМОГОЮ ВИЩОГО ТИПУ КОЛИВАННЯ РЕЗОНАТОРА TEM_{20q}	66
3.1 Ефективність збудження хвилі TE_{10} у прямокутному хвилеводі за допомогою коливань ВР TEM_{20q}	68
3.2 Збудження хвилі TE_{10} в прямокутному хвилеводі за допомогою окремих «плям» поля коливання ВР TEM_{20q}	73
3.3 Опис експериментальної установки	78
3.4 Результати експериментальних досліджень	83
Висновки до розділу 3	85
РОЗДІЛ 4 АКСІАЛЬНО-СИМЕТРИЧНІ КОЛКОЛИВАННЯ У ВІДКРИТОМУ РЕЗОНАТОРІ	87
4.1 Опис експериментального стенда.....	89
4.2 Результати експериментальних досліджень	92
Висновки до розділу 4	103
РОЗДІЛ 5 ВНУТРІШНІ НЕОДНОРІДНОСТІ У СКЛАДІ ВР	104

5.1 Ефективність збудження TE_{11} моди в круглому хвилеводі за допомогою центральної плями поля коливання TEM_{10q}	105
5.2 Функціональна схема експериментального стенда.....	111
5.3 Результати вимірювань	114
5.4 Чисельне моделювання дослідженого резонатора	123
Висновки до розділу 5	131
ВИСНОВКИ.....	133
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	136
ДОДАТОК А СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ	155

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

- **ВР** – відкритий резонатор
- **мм** – міліметровий
- **субмм** – субміліметровий
- **ДЛР** – дзеркально-лінзовий резонатор
- **НВЧ** – надвисокочастотний
- **ВВЧ** – вкрай високочастотний
- **КСХН** – коефіцієнт стоячої хвилі по напрузі
- **ФХВ** – феритовий хвилевідний вентиль
- **ТГц** – терагерцовий

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження. Для визначення електромагнітних параметрів твердих діелектриків у НВЧ діапазоні широко застосовуються: метод вільного простору [1, 2], хвилевідний [3, 4] і резонаторний [5, 6] методи. З переходом у мм діапазон описані методи визначення параметрів діелектриків також використовуються [7 – 9]. Однак тут виникає низка технічних труднощів. При використанні методу вільного простору необхідно більш ретельно юстувати зразок діелектрика відносно падаючого випромінювання. При використанні хвилевідного методу потрібно враховувати, що для підтримки одномодовості геометричні розміри хвилеводів зменшуються. Це особливо актуально для мм діапазону. Зі збільшенням частоти зростають омичні втрати в стінках хвилеводу, а при переході на багатомодові хвилеводи може виникати неоднозначність результатів вимірювань. З тієї ж причини в цьому діапазоні переважно використовуються мікросмугові резонатори, а не об'ємні. Слід зазначити, що резонансні методи більш доцільно використовувати при вимірюванні параметрів діелектриків, оскільки вони мають вищу точність. Тому при проведенні таких вимірювань необхідно переходити до резонансних систем, які адекватні мм діапазону — відкритим резонаторам (ВР) [10, 11]. Такі електродинамічні системи мають значні геометричні розміри та можливість вільного доступу до резонансного об'єму. У випадку використання резонатора, утвореного двома сферичними дзеркалами, досліджуваний зразок, який має дископодібну форму, розміщується перпендикулярно осі в горловині коливання TEM_{00q} , яке збуджується у ВР [10, 11]. Якщо використовується резонатор напівсферичної геометрії, то досліджуваний зразок розміщується на плоскому дзеркалі [12, 13]. Напівсферична геометрія ВР є кращою для вимірювань, оскільки плоский зразок розміщується на поверхні дзеркала, біля якого фазовий фронт робочого коливання плоский. Поперечні розміри зразків повинні перевищувати діаметр плями поля

коливання TEM_{00q} . Під час вимірювань необхідно враховувати зв'язок резонатора з вільним простором, а також забезпечувати кутову селекцію спектра коливань. Тому бажано, щоб резонатор поєднував високу добротність, мав розріджений спектр коливань і застосовувався хвилевідний метод для визначення електромагнітних параметрів зразків.

У [14] описано складовий ВР мм діапазону з відрізком круглого надрозмірного хвилеводу, в якому збуджувалася вища хвилеводна хвиля. Така резонансна система використовувалась для визначення електромагнітних параметрів твердих діелектриків. Зразки у формі дисків, геометричні розміри яких менші за діаметр плями поля коливання, розташовувались на дні відрізка круглого хвилеводу. Діаметр відрізка круглого хвилеводу становив 16 мм [15]. Подібна ситуація виникла при використанні напівсферичного ВР із відрізком надрозмірного прямокутного хвилеводу в центрі плоского дзеркала. У цьому випадку в резонаторі збуджувалося основне коливання. Щоб зменшити геометричні розміри хвилеводів як круглого, так і прямокутного, у ВР має збуджуватись одне з вищих коливань. Відомо, що чим вище поперечний індекс збуджуваного коливання, тим більше воно стягується до осі резонатора. Завдяки цьому можна використовувати зразки твердих діелектриків малих розмірів.

Для розв'язання цілого спектра задач потрібні потужні джерела однократного та імпульсно-періодичного мікрохвильового випромінювання. Для отримання потужних імпульсів використовується метод стиснення резонансних імпульсів [16, 17]. Його засновано на повільному накопиченні та швидкому виведенні електромагнітної енергії з високодобротного резонатора.

Створення таких пристроїв у мм діапазоні має велике практичне значення. У цьому випадку ВР має бути підключений до хвилевідної лінії передачі. Для організації інтерференційного ключа та виведення енергії з ВР найкраще використовувати відрізки надрозмірних хвилеводів [18]. У багатьох випадках може виявитися, що хвилевід буде мати такі поперечні

розміри, при яких коливання в резонаторі не збудяться. Для їхнього зменшення необхідно збуджувати коливання з високими поперечними індексами. Завдяки цьому при розмірах ВР, які забезпечують високу добротність, поперечні розміри відрізка хвилеводу, в якому буде збуджуватися хвиля за допомогою однієї з плям робочого коливання, будуть мати допустимі розміри. Як бачимо, зменшення поперечних розмірів хвилеводу в складовому ВР необхідне як для визначення електромагнітних параметрів твердих діелектриків, так і для створення інтерференційного ключа на основі надрозмірного хвилеводу. Таким чином, вищезазначені питання становлять актуальне завдання сучасної радіофізики — необхідність встановлення фізичних закономірностей і особливостей збудження вищих коливань у ВР, які включають різні неоднорідності. Ці дослідження є пріоритетними для України, оскільки в результаті проведених досліджень буде створено принципово нові резонансні системи, які будуть використані для розв'язання широкого спектра наукових і прикладних задач радіофізики мм діапазону.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами, грантами

Робота виконувалася у відділі вакуумної електроніки Інституту радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України в рамках держбюджетних науково-дослідних робіт: «Нові теоретичні та експериментальні методи в електродинамічному моделюванні, генерації та випромінюванні електромагнітних хвиль гігагерцового та терагерцового діапазонів частот» (шифр «Старт-5», 2020-2024 рр., № держреєстрації 0120U100980), «Методи моделювання дифракційного випромінювання, поширення та генерації електромагнітних хвиль гігагерцового та терагерцового діапазонів частот за наявності метаматеріалів та графеноподібних 2D-матеріалів» (шифр «Орнатус», 2025-2029 рр., № держреєстрації 0125U000468), «Формування Беселевих бездифракційних

пучків у міліметровому діапазоні довжин хвиль» (шифр «Тополя», 2025-2026 рр., № держреєстрації 0125U003282).

Мета та завдання дослідження. Мета цієї роботи полягає у визначенні фізичних особливостей і закономірностей збудження за допомогою зосереджених елементів зв'язку вищих аксіально-несиметричних і аксіально-симетричних коливань у відкритих резонансних системах для ефективного їх використання для визначення електромагнітних параметрів твердих діелектриків у мм діапазоні.

Для досягнення поставленої мети необхідно було вирішити такі **завдання:**

- підібрати хвилевідні елементи та створити експериментальний стенд для дослідження фізичних особливостей і закономірностей збудження в напівсферичних відкритих резонансних системах, що включені до складу хвилевідних ліній передачі, вищих аксіально-несиметричних і аксіально-симетричних коливань;
- провести теоретичний аналіз ефективності збудження хвиль у відрізках надрозмірних хвилеводів за допомогою окремих плям полів вищих аксіально-симетричних і аксіально-несиметричних коливань у ВР;
- провести моделювання напівсферичного ВР, в якому збуджуються вищі аксіально-симетричні коливання, та порівняти отримані результати з експериментальними даними;
- провести експериментальні дослідження особливостей і закономірностей збудження вищих аксіально-несиметричних і аксіально-симетричних коливань у відкритих резонансних системах, до складу яких включено внутрішні неоднорідності;
- провести визначення діелектричної проникності відомих зразків у формі дисків за допомогою запропонованого напівсферичного ВР, до якого включено відрізок круглого надрозмірного хвилеводу з хвилею TE_{11} .

Об'єкт дослідження – фізичні процеси збудження, взаємодії та перетворення хвильових пучків у відкритих резонансних системах.

Предмет дослідження – особливості збудження та управління властивостями високодобротних аксіально-несиметричних і аксіально-симетричних коливань у напівсферичних відкритих резонаторах мм діапазону, включених до хвилевідної лінії передачі.

Методи дослідження. Для розв'язання поставлених у роботі завдань використано основні методи квазіоптики та відомі чисельні методи розв'язання задач електродинаміки:

– для оцінки ефективності збудження хвиль основного типу в прямокутних і круглих хвилеводах за допомогою окремих плям полів вищих аксіально-несиметричних і аксіально-симетричних коливань використано метод розрахунку енергетичних характеристик антен у ближній зоні;

– для визначення структур електричних полів вищих коливань, що збуджуються в резонаторах за допомогою щілинних елементів зв'язку, застосовується метод пробного тіла;

– для визначення параметрів окремих пасивних елементів, які входять до складу вимірювальних стендів, використовується метод визначення втрат хвилевідних елементів при їхньому включенні на відбиття та на прохід з використанням панорамного вимірювача КСХН Р2-69.

При експериментальних дослідженнях відкритих резонаторів і фізичних явищ, що в них відбуваються, в роботі використано добре відомі методи НВЧ вимірювань.

Наукова новизна одержаних результатів. У дисертаційній роботі на підставі теоретичного аналізу та експериментальних досліджень напівсферичних відкритих резонаторів у мм діапазоні отримано такі нові результати:

1. Вперше продемонстровано, що при нормованих відстанях між дзеркалами $L/R=0,72\div 0,76$ у резонаторі разом з коливанням TE_{M00q} збуджується поверхневе коливання, яке обумовлено співвідношенням апертури криволінійного відбивача та розміром плями поля основного

коливання на ньому. Збудження цього поверхневого коливання у ВР не залежить від того, виконано елемент зв'язку на сферичному або на плоскому дзеркалі. У ДЛР також збуджується поверхневе коливання, взаємопов'язане з коливанням TEM_{00q} резонатора, що в підсумку призводить до погіршення його спектральних характеристик.

2. Вперше показано, що аксіально-симетричні коливання TEM_{01q}^* , які збуджуються в резонаторі за допомогою елементів зв'язку, зміщених до периферії криволінійного відбивача, мають в центрі область з нульовою напруженістю електричного поля, а їхня структура поля являє собою симбіоз двох вищих аксіально-несиметричних коливань TEM_{10q} і TEM_{20q} .

3. Вперше експериментально показано, що наявність плоскої вставки в центрі сферичного дзеркала призведе до збудження в резонаторі як першого вищого коливання не TEM_{20q} , структура поля якого описується функціями Ерміта-Гаусса, а TEM_{10q} , яке є аксіально-симетричним і структура поля якого описується функціями Лагерра-Гаусса. Визначено, що ефективність збудження хвилі TE_{11} у відрізку круглого хвилеводу, виконаного в центрі одного з дзеркал ВР, за допомогою центральної плями поля цього коливання становить 90% за умови $\tilde{a} = a/w_0 = 0,6042$. Завдяки цьому має місце додаткова кутова селекція спектра коливань резонатора. Додаткові втрати в резонаторі з відрізком круглого хвилеводу не перевищують -2 дБ.

4. Вперше експериментально встановлено, що складовий ВР з відрізком круглого надрозмірного хвилеводу з хвилею TE_{11} може використовуватися для визначення електромагнітних параметрів твердих діелектриків у формі дисків. Така резонансна система може використовуватися не тільки у ВВЧ, але і в терагерцовому (ТГц) діапазонах.

Практичне значення отриманих результатів

1. У роботі розроблено науково-технічну основу для створення діелектрометрів у ВВЧ діапазоні на основі відкритих резонансних систем із зосередженими елементами зв'язку, які дозволять визначати електромагнітні

параметри твердих діелектриків у формі дисків, що мають поперечні розміри порядку двох довжин хвиль і винесені з об'єму ВР.

2. Розгляд складеного ВР, в якому збуджується аксіально-симетричне коливання TEM_{10q} , а в центрі одного з дзеркал виконано відрізок круглого хвилеводу, дозволить створити ефективний інтерференційний ключ при порівняно невеликих напруженнях пробою, оскільки поперечні розміри хвилеводу близько двох довжин хвиль. Це відкриває можливість побудови компресорів імпульсної потужності у ВВЧ діапазоні на базі ВР.

3. Розгляд аксіально-симетричних коливань ВР TEM^*_{01q} , які збуджуються в резонаторі за допомогою елементів зв'язку, зміщених до периферії криволінійного відбивача і які мають в центрі область з нульовою напруженістю електричного поля, дозволить визначати електромагнітні параметри твердих діелектриків у формі дисків з великими втратами, розташовуючи їх в центральній частині плоского дзеркала, де напруженість електричного поля мала. При цьому поперечні розміри зразків можна порівняти з робочою довжиною хвилі, а самі зразки забезпечують додаткову кутову селекцію спектра коливань.

4. Результати досліджень поверхневих коливань на криволінійних відбивачах ВР різних радіусів кривизни дозволяють зробити висновок про те, що подібні коливання можуть існувати на будь-яких криволінійних поверхнях, включаючи дзеркальні антени та антени Кассегрена при певному співвідношенні розміру апертури та діаметра падаючого на неї випромінювання за рівнем $1/e$.

Результати роботи можуть бути рекомендовані для застосування в організаціях: Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна (Харків), Харківський національний університет радіоелектроніки (Харків), Радіоастрономічний інститут НАН України (Харків), Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України (Харків), Інститут електродинаміки НАН України (Київ), Інститут фізики НАН України (Київ).

Особистий внесок здобувача

У роботах [19–22], написаних у співавторстві, автор брав участь у проведенні експерименту, розрахунках ефективності збудження хвиль у відрізках хвилеводів, обговоренні й аналізі результатів, обробці результатів експериментів, оформленні статей. У [23–26] автор взяв участь у вимірюванні ділянок спектра коливань, провів ідентифікацію типів коливань, що збуджуються, провів дослідження характеристик випромінювання з круглого та прямокутного розкривів, обробив результати та брав участь у оформленні тез.

Апробація матеріалів дисертації. Матеріали дисертаційної роботи були представлені та доповідалися на наступних конференціях:

- 2024 IEEE 9th International Conference “Problems of Info communications Science and Technology” (PIC S&T ‘2024). (Kharkiv, Ukraine, 5–7, November 2024);
- 2025 Cross Strait Radio Science and Wireless Technology Conference (CSRSWT 2025), (Guangzhou, China, 14–16 November 2025);
- 2026 IEEE 43rd International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO), (Kyiv, Ukraine, 27–30 April 2026).

Публікації. Основні результати дисертації опубліковано в 4 наукових працях, з них 3 статті в науковому фаховому виданні України, 1 стаття в науковому зарубіжному виданні держави, яка входить до Організації економічного співробітництва та розвитку. Усі видання [19–22] включено до наукометричних баз Scopus і Web of Science. Результати дисертації також опубліковано в 4 тезах міжнародних наукових конференцій [23–26].

Структура та обсяг дисертації. Дисертація складається з анотації, переліку умовних позначень, вступу, п’яти розділів, висновків, списку використаних джерел, одного додатку. Повний обсяг дисертації становить 156 сторінок, з яких основний текст викладено на 120 сторінках. Робота містить 51 рисунок. Список використаних джерел містить 145 найменувань.

РОЗДІЛ 1

ОСОБЛИВОСТІ МІКРОХВИЛЬОВИХ МЕТОДІВ І ПРИСТРОЇВ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПАРАМЕТРІВ РЕЧОВИН

У 1961 році В. П. Шестопапов і К. П. Яцук писали: “Розвиток науки останніх років розширив сфери застосування діелектриків, висунув нові проблеми у вивченні їх властивостей. Останні досягнення фізики надвисоких частот (НВЧ) привели до необхідності вивчення поведінки речовини в діапазонах хвиль, що освоюються, а досягнення в техніці НВЧ дозволили створити нові методи визначення діелектричних проникностей речовини” [27]. Здавалосьь, що пройшло багато часу, але всі ці слова актуальні і зараз. До сих пір не зовсім освоєно мм та субмм діапазони довжин електромагнітних хвиль з точки зору створення приладів різного призначення. Поряд з цим продовжується модернізація та розробка нових методів визначення електромагнітних параметрів (діелектричних та магнітних проникностей) речовин, як у вказаних, так і в інших діапазонах довжин хвиль.

1.1 Методи та засоби визначення електромагнітних параметрів речовин

У літературі, наприклад, в [27–40], наведені дані про застосування великої кількості методів визначення діелектричних ε та магнітних μ проникностей речовин в діапазоні хвиль радіовипромінювання. В огляді методів, які найчастіше застосовуються головну увагу приділено фізичній стороні завдання визначення діелектричної проникності ε , яка є комплексною величиною — $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ у разі залежності польових величин $\sim \exp(-i\omega t)$, де $i^2 = -1$, ω і t — кругова частота і час монохроматичного хвильового процесу, та тангенсу кута втрат $\operatorname{tg} \delta = \varepsilon'' / \varepsilon'$ ізотропної немагнітної ($\mu = 1$) речовини. У випадку анізотропної чи гіротропної

речовини тензор діелектричної проникності $\| \varepsilon_{\alpha\beta} \| = \| \varepsilon'_{\alpha\beta} (1 + i \operatorname{tg} \delta_{\alpha\beta}) \|$, де α та β відповідають елементу матриці, який розташований в α рядку та β -му стовбці, які, в свою чергу, співпадають з відповідними напрямками осей системи координат (x, y, z — декартової, ρ, φ, z — циліндричної чи r, φ, θ — сферичної). В загальному випадку величини діелектричної проникності ($\varepsilon, \varepsilon_{\alpha\beta}$) та кута втрат ($\delta, \delta_{\alpha\beta}$) речовин залежать від частоти ω . Існує загальновизнана класифікація методів визначення ε і $\operatorname{tg} \delta$, серед яких важливе місце займають резонаторні методи [5,41–51], зокрема, з використанням відкритого резонатора типу Фабрі–Перо [10–15,52–66].

В основі будь-якого методу визначення діелектричної проникності лежить взаємодія поля електромагнітної хвилі з речовиною, яка є невід'ємною складовою електродинамічної структури, де поширюється хвиля. Дослідження будь-якого впливу речовини на електромагнітне поле необхідне для визначення ε і $\operatorname{tg} \delta$. Зазвичай, серед існуючих методів визначення ε і $\operatorname{tg} \delta$ найбільше практичне застосування знайшли методи, що ґрунтуються на порівнянні характеристик електромагнітної хвилі, яка поширюється в електродинамічній структурі без речовини та в структурі з речовиною. Звідси слідує доцільність застосування двоканальних диференціальних схем пристроїв для визначення ε і $\operatorname{tg} \delta$ речовини, в яких вимірюються різниці фізичних параметрів електродинамічної структури (це можуть бути її власні частоти, власні добротності, навантажені добротності та ін.).

На низьких частотах найбільш простою є взаємодія електричного поля конденсатора з речовиною, що заповнює конденсатор. Тому всі методи визначення діелектричної проникності речовини на цих частотах зводяться до визначення зміни ємності у разі внесення в конденсатор досліджуваної речовини. Різні методи визначення ємності визначають і методи визначення діелектричної проникності речовини. Найчастіше зустрічаються мостові,

резонансні методи та методи биття. Застосування цих методів дозволяє визначати ε речовини з високою точністю. Так, для діелектриків метод резонансу дає точність порядку 0,01%, а метод биття дозволяє визначати ε з точністю до 10^{-6} [67].

В області НВЧ та ВВЧ замість схем з зосередженими параметрами використовуються схеми з розподіленими параметрами. Відповідно видозмінюються і методи визначення ε речовини. Поряд з резонансними методами з'являються методи, що базуються на взаємодії спрямованих хвиль з речовиною. В цих діапазонах існує кілька типів напрямних структур: двопровідна лінія, коаксіальна лінія, прямокутні та круглі хвилеводи, діелектричні і мікросмужкові лінії передачі та ін. Використання різних ліній передачі потребує також і застосування різних методів визначення ε речовини [68–82]. Крім того, спрямовані хвилі поширюються і у вільному просторі, що дає ще одну можливість визначення ε і $\operatorname{tg} \delta$ речовини [83–87].

Загальним для всіх мікрохвильових методів визначення діелектричної проникності речовини є те, що при будь-якому випадку визначається зміна фазової сталої поширення хвилі у разі введення речовини в електродинамічну структуру і встановлюється зв'язок цієї зміни з величиною діелектричної проникності речовини. Ці зв'язки можуть бути різні для кожної окремої ситуації, що і призводить до необхідності застосування різних методів визначення ε і $\operatorname{tg} \delta$.

Зазвичай має місце наступна класифікація методів визначення ε речовини:

- методи, що базуються на поширенні хвилі у вільному просторі;
- методи, основою яких є взаємодія поля спрямованої хвилі з речовиною;
- методи, основою яких є резонансні явища та їх зміна в електродинамічній структурі як з речовиною, що досліджується, так і без неї.

Кожна група методів може бути розділена на підгрупи залежно від типу електродинамічної структури: типу антен електромагнітного

випромінювання, використання двопровідної, хвилевідної, мікросмужкової чи коаксіальної лінії, геометрії та розмірів резонаторів відносно довжини хвилі і т. д.

Додатково методи можуть класифікуватися за значеннями коефіцієнту проходження чи відбиття у разі спостереження за хвилею, що пройшла через зразок з речовиною чи відбилася від нього. При цьому найбільш широко використовуються скалярні та векторні аналізатори спектру, вимірювачі послаблення енергії хвиль, поля яких взаємодіють з речовиною, а також вимірювальні лінії для визначення сталої поширення. В залежності від робочої смуги частот, в якій забезпечується працездатність того чи іншого методу, вони класифікуються також як вузькосмугові або широкосмугові.

Якщо виходити із спільності фізичних принципів взаємодії електромагнітного поля з речовиною, то всі існуючі методи можна розділити на групи, які:

- засновані на вивченні поля стоячої хвилі в діелектрику, який досліджується;
- ґрунтуються на розгляданні хвиль, відбитих від досліджуваного зразка;
- ґрунтуються на вивченні хвиль, що пройшли через діелектрик;
- базуються на вивченні резонансних явищ.

Існуючі методи визначення діелектричної проникності речовини можна розрізняти і за характером хвиль, які взаємодіють з речовиною. У більшості методів використовуються електромагнітні хвилі, фазова швидкість яких більша швидкості світла (хвилевідні методи) або дорівнює швидкості світла (методи двопровідної, коаксіальної ліній, вільного простору). Однак, існують методи, в яких застосовуються хвилі з фазовими швидкостями меншими за швидкості світла (методи діелектричного стрижня та спірального хвилеводу).

Для діагностики матеріалів з малими втратами ($\text{tg} \delta \leq 10^{-2}$) перевага надається резонансним методам визначення ϵ , а для матеріалів із середніми та великими втратами — хвилевідним методам та методам вільного простору. При розробці нових матеріалів важливим фактором також є кількість

матеріалу, яка необхідна для виготовлення зразків. Так, для використання у хвилевідних і резонаторних методах потрібні зразки істотно менших розмірів, ніж у методах вільного простору. З іншого боку, метод вільного простору дозволяє більш повно оцінити радіопоглинаючі матеріали з урахуванням не тільки теплових втрат, а й втрат через розсіювання енергії електромагнітної хвилі на неоднорідностях матеріалів.

Визначення електромагнітних параметрів діелектриків радіохвильовими методами є важливою задачею, особливо у зв'язку з появою цілого класу штучних матеріалів. У НВЧ діапазоні застосовуються різноманітні підходи [88]. Для середовищ з малими втратами, до яких відносяться більшість діелектриків та метаматеріалів, переважно застосовуються резонаторні методи. У цьому випадку резонатор являє собою деякий об'єм, обмежений провідними або відбивними поверхнями, які забезпечують утримання електромагнітного поля, завдяки чому в ньому можуть збуджуватися і підтримуватися періодичні коливання.

В теперішній час інтерес дослідників, що займаються вивченням електромагнітних властивостей матеріалів в НВЧ діапазоні, зміщується у бік мм діапазону довжин хвиль. З освоєнням ВВЧ-діапазону створення резонаторів об'ємного типу, обмежених замкненою провідною поверхнею, є майже неможливим, оскільки зі зменшенням довжини хвилі доводиться суттєво зменшувати їх об'єми, що призводить до зменшення добротності резонатора. Якщо зберегти великий об'єм резонатора, то спектр його власних коливань стає настільки густим, що різниця між резонансними частотами окремих типів коливань виявляється менше ширини їх резонансних кривих, і виділити будь-яку власну моду стає неможливим.

Вказане протиріччя знімається, коли використовуються ВР, об'єм яких не обмежений замкненою поверхнею та має зв'язок із вільним простором. Через це лише деякі власні моди виявляються слабозгасаючими. Спектр резонансних частот такого резонатора достатньо розріджений.

Наприклад, до числа ВР відносяться діелектричні резонатори різних форм [49], хвилевідний граничний резонатор, що утворений відрізком регулярного хвилеводу з граничними переходами на кінцях [45], а також резонатори, утворені металевими дзеркалами [49]. Коливання у ВР утримуються в деякій його частині. У разі діелектричного резонатора біля межі діелектрик–зовнішнє середовище, діелектрична проникність якого менша проникності діелектрика.

ВР може бути і просто відрізок прямокутного або циліндричного хвилеводу. Більшість хвиль, що збуджуються у хвилеводі, на його відкритому кінці зазвичай випромінюються у вільний простір, але на окремих частотах, близьких до критичних, відкритий кінець хвилеводу відбиває хвилю, що надходить з хвилеводу. Це створює умови для збудження та підтримки на цих частотах у відкритому з обох боків кінців відрізка хвилеводу слабозгасаючих резонансних коливань.

У граничному відкритому хвилевідному резонаторі, як утримувачі поля, використовуються невеликі звуження перерізу хвилеводу на кінцях (граничні переходи). Ці звуження також приводять на деяких частотах до відбиття хвиль назад у хвилевід. Відбиття має реактивний характер і хвиля відбивається, не підходячи до краю хвилеводу. Дифракційні втрати стають незначні, коефіцієнт відбиття хвиль від звужених відкритих кінців хвилеводу близький до одиниці, відповідно добротність такого резонатора може бути дуже високою [45].

У ВР, що утворені паралельними плоскими відбивачами (дзеркалами), поле займає всю поверхню відбивачів і присутнє біля їх країв. Поле в резонаторі утримується завдяки краям відбивачів. Дифракція на краях для більшої частини спектру частот призводить до розсіювання поля резонатора в навколишній простір, крім деяких частот, на яких спостерігається помітне відбиття хвиль назад до центрів дзеркал (так само, як на відкритому кінці хвилеводу). Останнє дозволяє на цих частотах збуджувати та підтримувати у просторі між плоскопаралельними відбивачами слабозгасаючі резонансні

коливання. В таких резонаторах дифракційні втрати на краях дзеркал великі. Зокрема, такі резонатори критичні до малих перекосів дзеркал.

У випадку, коли резонатор утворений увігнутими дзеркалами [89,90], їхня фокусуюча дія приводить до того, що коливання зосереджуються біля поздовжньої осі резонатора, локалізуючись як би всередині деякої гіпотетичної гіперболічної поверхні (каустики). В результаті дифракційні явища на краях дзеркал є неістотними, оскільки у разі розмірів дзеркал, що перевищують розміри “плям” на них, обмежених каустикою, поле практично відсутнє біля їх країв. При цьому дифракційні втрати є дуже малими, а коливання слабозгасаючими. Такий ВР менш чутливий до перекосів дзеркал, а його конструкція — найпростіша та найпоширеніша. Найчастіше резонатор складається з двох співвісних увігнутих металевих відбивачів з круглою або прямокутною апертурою як з однаковою, так і різною кривизною поверхонь дзеркал. Для використання резонатора як коливальну систему НВЧ та ВВЧ генераторів, перетворювачів, приймачів або як вимірювальна комірка в пристроях безконтактної діагностики та контролю діелектричної проникності речовини, що міститься в її енергетичному об’ємі, необхідно знати спектр його резонансних частот, добротності у разі збудження різних типів коливань та розподіли їх полів в просторі між дзеркалами.

Резонаторний метод з застосуванням ВР з увігнутими дзеркалами ктروفізичні (ε і $\operatorname{tg} \delta$), так і геометричні (наприклад, товщинну) параметри листових діелектриків з малими втратами. Висока чутливість методу забезпечується за рахунок багаторазової взаємодії електромагнітної хвилі зі зразком. Лист діелектрика з розмірами, які перевищують розміри “плями” поля робочої власної моди резонатора, розміщується в центрі резонатора [10,38]. У разі такої геометрії резонатора необхідні додаткові пристрої для кріплення і юстування зразка, який повинен бути розташований перпендикулярно осі ВР. Тому напівсферична геометрія резонатора для проведення вимірювань електромагнітних параметрів листових матеріалів

краще. У цьому випадку діелектрик розміщується на поверхні плоского дзеркала в області плоского фазового фронту основного коливання [65]. При вимірюванні тонких зразків вони розміщуються поблизу плоского дзеркала в пучності електричної компоненти поля стоячої хвилі напруги в резонаторі [64,66], яка має найбільшу концентрацію поля вздовж осі резонатора і найменші дифракційні втрати на краях дзеркал. Обмежені розміри “плями” поля забезпечують локальність вимірювань, що у більшості випадків є додатковою перевагою методу.

1.2 Власні моди відкритого резонатора, що утворений увігнутими металевими дзеркалами

Знаходження власних типів коливань ВР, що утворений увігнутими металевими дзеркалами, здійснюється як розв’язок інтегрального рівняння виду [91]:

$$C_1 v_1(r, \varphi) = \int_{S_2} K v_2(r, \varphi) dS_2,$$

де $v_{1,2}(r, \varphi)$ — поперечний розподіл скалярного поля $U_{mn}(r)$ власної моди резонатора з азимутальним m (що співпадає з половиною кількістю варіацій поля за азимутальною координатою φ) і радіальним n (що співпадає з кількістю варіацій поля вздовж радіальної координати r , відраховуючи від поздовжньої осі симетрії резонатора) індексами поблизу дзеркал 1 та 2 в циліндричній системі координат (ρ, φ, z) , C_1 — стала, що описує зміну амплітуди і фази хвилі за один її прохід від дзеркала 2 до дзеркала 1, K — ядро інтегрального рівняння, яке у квазіоптичному наближенні має вигляд

$$K = (ik/2\pi\lambda)\exp(-ikR),$$

де $k = 2\pi/\lambda$ — хвильове число, λ — довжина хвилі, R — відстань між точками (r_1, φ_1, z_1) на дзеркалі 1 та (r_2, φ_2, z_2) на дзеркалі 2.

Коли $\lambda \ll a^2/L$, де a — радіус апертури дзеркала, L — поздовжня довжина відкритого резонатора

$$U_{mn}(r_1) = \text{const} \left(\sqrt{\frac{k}{L}} r_1 \right)^m L_n^m \left(2 \frac{r_1^2}{w_1^2} \right) \exp\left(-\frac{r_1^2}{w_1^2}\right)^2, \quad (1.1)$$

де L_n^m — поліном Лагерра, а

$$w_1 = \sqrt{L\lambda/\pi} [(g_1/g_2)(1-g_1g_2)]^{-1/4} \quad (1.2)$$

— радіус “плями” поля основної моди ($m=0, n=0$) резонатора на дзеркалі 1, тобто відстань від центру дзеркала до межі “плями”, на якій амплітуда поля спадає в e раз, $g_{1,2} = 1 - L/\rho_{1,2}$ — геометричний фактор резонатора, що утворений увігнутими дзеркалами-відбивачами 1 і 2 з радіусами кривизни поверхонь $\rho_{1,2}$ відповідно. Змінюючи місцями індекси 1 і 2, отримаємо аналогічні вирази для розподілу скалярного поля на дзеркалі 2 — $U_{mn}(r_2)$.

Периметр “плям” поля основного типу коливань на дзеркалах відповідає перетину каустики цього типу коливань із поверхнею дзеркал. Для вищих типів коливань каустика (і, відповідно, “плями” поля) має складнішу конфігурацію. На рис. 1.1 наведено приклади розподілу поля для кількох типів коливань резонатора з круглими дзеркалами [92].

Варто відзначити, що розподіли полів на рис. 1.1 відповідають власним коливанням резонатора і реалізуються лише у разі розподіленого характеру збудження резонатора.

У разі збудження резонатора локальним джерелом, наприклад, відкритим кінцем хвилеводу, розташованим у центрі одного із дзеркал, картина розподілу поля змінюється. По-перше, не збуджуються моди з $m \neq 0$, тобто з протифазним розподілом струмів у різних ділянках дзеркала. По-

друге, у разі розташування хвилеводу, що збуджує, в центрі дзеркала поля коливань TEM_{01q} , TEM_{03q} і т. д. на поздовжній осі резонатора не дорівнюють нулю.

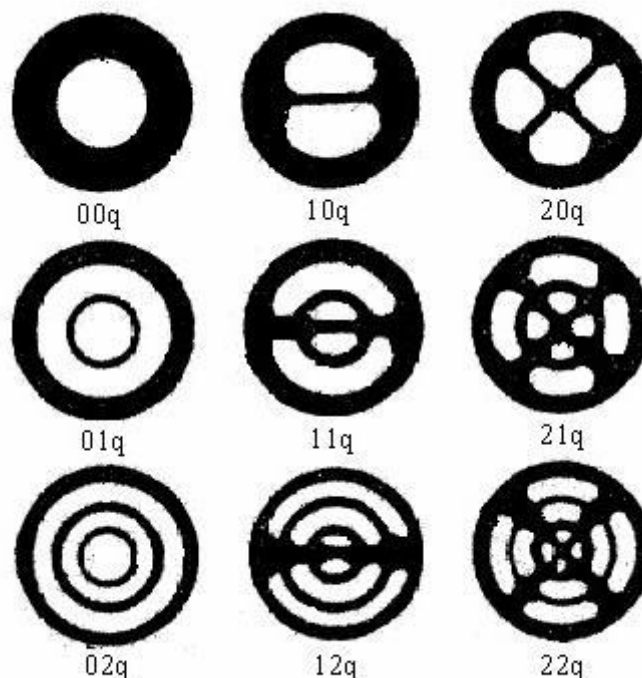


Рисунок 1.1 – Розподіл поля у відкритому резонаторі для декількох власних мод [92]

Вираз (1.1) визначає поперечний розподіл поля ВР. Розподіл поля вздовж поздовжньої осі є стоячою хвилею, причому модовий індекс q відповідає кількості півхвиль (варіацій поля), що укладаються вздовж поздовжньої осі резонатора.

1.3 Навантажена добротність відкритого резонатора, що утворений увігнутими металевими дзеркалами

Навантажена добротність відкритого резонатора Q_{mnq} у разі збудження власної mnq -моди пов'язана з його довжиною L та енергетичними втратами

η_{mnq}^{Σ} за один круговий прохід (від одного дзеркала до іншого і назад) хвилі співвідношенням:

$$Q_{mnq} = 2kL / \eta_{mnq}^{\Sigma},$$

де $\eta_{mnq}^{\Sigma} = \eta_{mnq}^{T(1)} + \eta_{mnq}^{T(2)} + \eta_{mnq}^{D(1)} + \eta_{mnq}^{D(2)} + \eta_{mnq}^{C(1)} + \eta_{mnq}^{C(2)} + \eta_{mnq}^{DC(1)} + \eta_{mnq}^{DC(2)} + \eta_{mnq}^{(0)}$, в якому $\eta_{mnq}^{T(1,2)}$ — теплові або омичні втрати із-за кінцевої провідності дзеркал 1 і 2 відповідно, $\eta_{mnq}^{D(1,2)}$ — дифракційні втрати на 1 і 2, $\eta_{mnq}^{C(1,2)}$ та $\eta_{mnq}^{DC(1,2)}$ — втрати на випромінювання через елементи зв'язку та дифракційні втрати на елементах зв'язку в дзеркалах 1 і 2 відповідно, $\eta_{mnq}^{(0)}$ — втрати в просторі між дзеркалами (в тому числі, і на зразку в середині резонатора, якщо такий присутній). При цьому загальні втрати за один прохід хвилі між дзеркалами визначаються співвідношенням

$$\eta_{mnq}^{\Sigma} = 1 - |\exp\{-2i[kL - (m + 2n + 1)\arccos\sqrt{g_1 g_2}]\}|^2.$$

Окремо зауважимо, що всі види втрат у відкритому резонаторі залежать від конфігурації розподілу енергії поля (тобто власної mnq -моди, що збуджується в резонаторі), в тому числі, і втрати $\eta_{mnq}^{T(1,2)}$, які фактично визначаються глибиною скін-шару, яка слабо залежить від частоти власної mnq -моди. В цьому випадку теплові (омичні) втрати $\eta_{mnq}^{T(1,2)}$ практично однакові в усьому частотному спектрі резонатора у разі збудження в ньому слабозгасаючих власних коливань (мод).

Зазвичай на добротність ВР значно впливають дифракційні втрати. Згідно (1.2) в резонаторі з однаковими дзеркалами-відбивачами (тобто з радіусами кривизни поверхонь $\rho_1 = \rho_2 = \rho$) у разі фіксованих L і λ найменше значення радіусу “плями” поля на дзеркалах відповідає випадку,

коли $g_1 = g_2 = 0$, тобто $\rho = L$ (рис. 1.2а). Такий резонатор називається конфокальним і він має найменші дифракційні втрати на краях дзеркал як для основного, так і для вищих типів коливань.

Коливання у строго конфокальному резонаторі є сильно вироджені. Це виродження зазвичай вдається зняти незначною зміною L , коли розміри «плям» поля (1.2) змінюються мало і добротність резонатора залишається високою. Коли $L \ll \rho$ (рис. 1.2б), «плями» поля на дзеркалах збільшуються, оскільки зі зростанням ρ резонатор наближається до плоскопаралельного виду, в якому поле займає всю поверхню дзеркал та весь простір між дзеркалами.

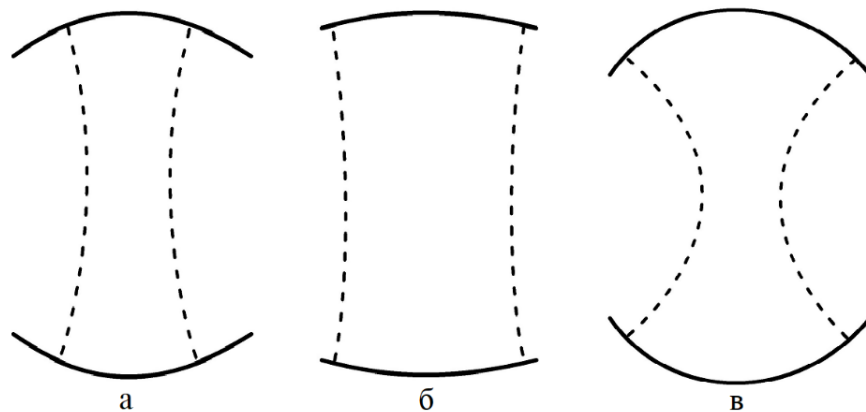


Рисунок 1.2 – Відкриті резонатори з різними геометричними факторами у разі однакових дзеркал-відбивачів

Коли $L \geq \rho$, «плями» поля на дзеркалах також розширюються, а в центрі резонатора — стискаються (рис. 1.2в). Коли $L \rightarrow 2\rho$ (концентричний резонатор), «плями» поля на дзеркалах займають всю поверхню, і добротність резонатора визначається дифракційними втратами, як і у випадку ВР з плоскопаралельними дзеркалами.

Вираз (1.2) характеризує поперечний розподіл поля лише основного типу коливань ($m = 0, n = 0$). Для вищих типів коливань, згідно (1.1), поле на

дзеркалах займає великі площі, які зростають зі збільшенням індексів m і n . Тому при обмежених розмірах дзеркал дифракційні втрати $\eta_{mnq}^{D(1,2)}$ зі збільшенням m і n зростають, а добротність резонатора Q_{mnq} відповідно знижується. Це явище широко використовується для додаткової селекції вищих типів коливань. Придушення вищих типів коливань досягається за рахунок зменшення апертур дзеркал або діафрагмуванням дзеркал поглинаючим покриттям чи розсіювальною структурою.

На практиці значення добротності ВР, що утворений двома дзеркалами-відбивачами, у разі збудження власної mnq -моди з частотою ω_{mnq} оцінюються за шириною резонансної лінії $2\Delta\omega_{mnq}$, де $\Delta\omega_{mnq}$ — різниця між ω_{mnq} і частотою, на якій потужність коливань зменшується вдвічі:

$$Q_{mnq} = \omega_{mnq} / 2\Delta\omega_{mnq}.$$

У разі використання скалярного чи векторного аналізатора частоти або панорамного вимірювача послаблення відносні зміни добротності резонатора у разі фіксованих втрат $\eta_{mnq}^{C(1,2)}$ та $\eta_{mnq}^{DC(1,2)}$ оцінюються за змінами коефіцієнта проходження (або відбиття) хвилі через резонатор (від резонатора) на резонансній частоті.

1.4 Визначення діелектричної проникності матеріалу резонаторним методом

В резонаторі об'ємом $V = V_1 + V_2$, що обмежений поверхнею S (частина якої є провідною) і складається з немагнітного діелектрика ($\mu = 1$) об'ємом V_1 з діелектричною проникністю $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ та об'єму V_2 , що залишився після

виключення діелектрика, заповненого повітрям, у якого $\varepsilon \approx 1$ і $\mu = 1$, власні частоти визначаються як (частковий випадок) [46,93].

$$\omega_{mnq}^2 = \frac{\frac{1}{\mu_0} \int_{V_1} |\nabla \times \vec{E}_{mnq}^{(1)}|^2 dV + \frac{1}{\mu_0} \int_{V_2} |\nabla \times \vec{E}_{mnq}^{(2)}|^2 dV + i\omega_{mnq} \oint_S \sum_{i=1}^2 (\vec{E}_{mnq}^{(i)} \times \vec{H}_{mnq}^{(i)*}) d\vec{S}}{\varepsilon' \varepsilon_0 \int_{V_1} |\vec{E}_{mnq}^{(1)}|^2 dV + \varepsilon_0 \int_{V_2} |\vec{E}_{mnq}^{(2)}|^2 dV} \equiv$$

$$\equiv \frac{\frac{1}{\varepsilon' \varepsilon_0} \int_{V_1} |\nabla \times \vec{H}_{mnq}^{(1)}|^2 dV + \frac{1}{\varepsilon_0} \int_{V_2} |\nabla \times \vec{H}_{mnq}^{(2)}|^2 dV + i\omega_{mnq} \oint_S \sum_{i=1}^2 (\vec{E}_{mnq}^{(i)*} \times \vec{H}_{mnq}^{(i)}) d\vec{S}}{\mu_0 \int_{V_1} |\vec{H}_{mnq}^{(1)}|^2 dV + \mu_0 \int_{V_2} |\vec{H}_{mnq}^{(2)}|^2 dV}, \quad (1.3)$$

де ∇ — оператор Набла [94], $\vec{E}_{mnq}^{(1,2)}$ і $\vec{H}_{mnq}^{(1,2)}$ — напруженості електричного і магнітного полів власної моди резонатора з частотою ω_{mnq} в середовищі об'єму V_1 і V_2 відповідно, $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ та $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ — електрична та магнітна сталі, $d\vec{S} = \vec{n} dS$ — елемент площини поверхні S , спрямований вздовж її нормалі \vec{n} , що має напрямок в простір за межами резонатора (тобто в напрямку випромінювання), символ “*” вказує на комплексно-спряжену величину. Зауважимо, якщо поверхня S є замкнутою і має ідеальну провідність, то в (1.3)

$$\oint_S \sum_{i=1}^2 (\vec{E}_{mnq}^{(i)} \times \vec{H}_{mnq}^{(i)*}) d\vec{S} = \oint_S \sum_{i=1}^2 (\vec{E}_{mnq}^{(i)*} \times \vec{H}_{mnq}^{(i)}) d\vec{S} = 0 \quad \text{завдяки граничній умові}$$

$\vec{E}_{\tau mnq}^{(1,2)}|_S = 0$ (де $\vec{E}_{\tau mnq}^{(1,2)}$ — тангенціальні складові векторів $\vec{E}_{mnq}^{(1,2)}$). У дводзеркальному ВР замкнута поверхня S складається з відбивних поверхонь дзеркал та поверхні каустики. При цьому V_1 та V_2 - це фактично об'єми, в яких зосереджена енергія електромагнітного поля власних коливань резонатора. В резонаторі, що має кінцеву провідність хоча б частини обмеженої поверхні S , яка характеризується поверхневим імпедансом $Z_S = R_S - iX_S$ (при цьому $|Z_S| \ll \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}$), та/чи зразок діелектрика з комплексною проникністю $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$, власні частоти є комплексними —

$\omega_{mnq} = \omega'_{mnq} - i\omega''_{mnq}$. У разі малих втрат енергії в резонаторі ($\omega'_{mnq} \gg \omega''_{mnq}$), коли в ньому збуджуються слабозгасаючі власні коливання (тобто коли випромінювання енергії з резонатора відсутнє), розділення дійсної та уявної частин (1.3) з точністю до членів $\sim (\omega''_{mnq})^2$ приводить до того, що дійсна частина резонансної частоти

$$\omega'_{mnq} = \omega_{0mnq} - \frac{X_S}{4W_{mnq}^\Sigma} \sum_{i=1}^2 \int_{S_i} |\vec{H}_{\tau mnq}^{(i)}|^2 dS.$$

Тут

$$\omega_{0mnq} = \sqrt{\frac{\frac{1}{\varepsilon' \varepsilon_0} \int_{V_1} |\nabla \times \vec{H}_{mnq}^{(1)}|^2 dV + \frac{1}{\varepsilon_0} \int_{V_2} |\nabla \times \vec{H}_{mnq}^{(2)}|^2 dV}{2W_{mnq}^\Sigma}} -$$

резонансна частота резонатора, провідні поверхні якого ідеальні, W_{mnq}^Σ — повна енергія, що запасена в резонаторі. Вона визначається як

$$\begin{aligned} W_{mnq}^\Sigma &= \varepsilon' \varepsilon_0 \int_{V_1} |\vec{E}_{mnq}^{(1)}|^2 dV + \varepsilon_0 \int_{V_2} |\vec{E}_{mnq}^{(2)}|^2 dV = W_{mnq}^{E(1)} + W_{mnq}^{E(2)} = \\ &= W_{mnq}^{H(1)} + W_{mnq}^{H(2)} = \mu_0 \int_{V_1} |\vec{H}_{mnq}^{(1)}|^2 dV + \mu_0 \int_{V_2} |\vec{H}_{mnq}^{(2)}|^2 dV, \end{aligned}$$

де $\vec{H}_{\tau mnq}^{(1,2)}$ — тангенціальні складові векторів $\vec{H}_{mnq}^{(1,2)}$ до провідної поверхні, площа дотикання з об'ємом V_i ($i=1,2$) якої дорівнює S_i . В свою чергу уявна частина (1.3) приводить до визначення власної добротності резонатора Q_{mnq} :

$$\frac{2\omega''_{mnq}}{\omega'_{mnq}} = \frac{1}{Q_{mnq}} = \frac{1}{Q_{mnq}^d} + \frac{1}{Q_{mnq}^T} \approx K_{mnq}^{E(1)} \operatorname{tg} \delta + \frac{1}{Q_{mnq}^T},$$

де $K_{mnq}^{E(1)} = W_{mnq}^{E(1)} / W_{mnq}^\Sigma$ — енергетичний коефіцієнт заповнення об'єму діелектрика V_1 в резонаторі за електричним полем, Q_{mnq}^d — добротність, що пов'язана з втратами енергії електричного поля власної mnq -моди в діелектрику, Q_{mnq}^T — добротність, що пов'язана з омичними (тепловими) втратами в провідних дільницях резонатора, яка визначається як

$$\frac{1}{Q_{mnq}^T} = \frac{R_s}{2\omega'_{mnq} W_{mnq}^\Sigma} \sum_{i=1}^2 \int_{S_i} |\vec{H}_{\tau mnq}^{(i)}|^2 dS.$$

Якщо дотикання діелектрика з провідною поверхнею відсутнє, то $\int_{S_i} |\vec{H}_{\tau mnq}^{(1)}|^2 dS = 0$ із-за відсутності поверхневих струмів. У випадку

одновісного кристалічного зразка з осьовою симетрією $(Q_{mnq}^d)^{-1} = (Q_{mnq\parallel}^d)^{-1} + (Q_{mnq\perp}^d)^{-1}$, де $(Q_{mnq\parallel}^d)^{-1} = K_{mnq\parallel}^{E(1)} \text{tg} \delta_{\parallel}$, $(Q_{mnq\perp}^d)^{-1} = K_{mnq\perp}^{E(1)} \text{tg} \delta_{\perp}$, $\text{tg} \delta_{\parallel} = \varepsilon''_{\parallel} / \varepsilon'_{\parallel}$, $\text{tg} \delta_{\perp} = \varepsilon''_{\perp} / \varepsilon'_{\perp}$, індекси \parallel та \perp вказують на властивості зразка в поздовжньому та перпендикулярному напрямках відносно осі його симетрії.

У резонаторі з незамкнутою (прозорою) поверхнею S з'являються втрати на випромінювання — $(Q_{mnq}^{rad})^{-1}$, що призводить до виразу

$$\frac{2\omega''_{mnq}}{\omega'_{mnq}} = \frac{1}{Q_{mnq}} = \frac{1}{Q_{mnq}^d} + \frac{1}{Q_{mnq}^T} + \frac{1}{Q_{mnq}^{rad}}. \quad (1.4)$$

Введення резонатора в мікрохвильовий тракт (тобто його навантаження) призводить до втрат енергії, які обумовлені зв'язком з зовнішнім колом, і знижує навантажену добротність резонатора Q_{mnq}^l відносно власної добротності Q_{mnq} :

$$Q_{mnq} = Q_{mnq}^l (1 + \beta),$$

де $\beta = \sum_{i=1}^M \beta_i$ — загальний коефіцієнт зв'язку резонатора з зовнішнім трактом через M елементів зв'язку.

Залежно від значення β розрізняють наступні режими роботи резонатора:

– режим критичного зв'язку, коли $\beta = 1$. У цьому випадку потужність власних коливань, яка розсіюється в самому резонаторі, точно дорівнює потужності, що випромінюється з резонатора і розсіюється в зовнішніх лініях тракту;

– коли $\beta < 1$, існує режим недозв'язку, при якому потужність, що розсіюється в самому резонаторі, перевищує потужність, що розсіюється в зовнішніх лініях тракту;

– коли $\beta > 1$, спостерігається режим перезв'язку, коли потужність, що передається з резонатора у зовнішній тракт, перевищує потужність, що розсіюється в самому резонаторі.

Згідно [95], для справедливості наближення адитивності внеску втрат енергії різної природи недостатньо умови малості цих втрат (тобто високої добротності резонатора), необхідна відсутність зв'язку між виродженими чи близько розміщеними коливаннями за частотою через втрати (імпедансні граничні умови). Порушення умови адитивності втрат може бути викликано також не ідеальністю геометрії резонатора і зв'язком вироджених коливань із-за перекосу стінок (дзеркал), наявності елементів збудження коливань, налаштування та ін. Згідно (1.4) вираз для $\operatorname{tg} \delta$ матеріалу зразка має вигляд

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{K_{mnq}^{E(1)} Q_{mnq}^d} = \frac{1}{K_{mnq}^{E(1)}} \left(\frac{1}{Q_{mnq}} - \frac{1}{Q_{mnq}^T} - \frac{1}{Q_{mnq}^{rad}} \right).$$

Добротність, що пов'язана з втратами на випромінювання, важко піддається вимірюванню. Виходом є розрахункова оцінка Q_{mnq}^{rad} і забезпечення умов $Q_{mnq}^{rad} \gg Q_{mnq}^T$ та $Q_{mnq}^{rad} \gg Q_{mnq}^d$, тобто малості випромінюючих втрат резонатора в порівнянні з іншими. Тоді

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{K_{mnq}^{E(1)}} \left(\frac{1}{Q_{mnq}} - \frac{1}{Q_{mnq}^T} \right).$$

Отже, величина $(Q_{mnq}^T)^{-1}$ обмежує можливість визначення малих значень $\operatorname{tg} \delta$. Вирішенням цієї проблеми є дослідження параметрів резонатора як зі зразком діелектрика, так і без нього. Якщо об'єм діелектрика в резонаторі значно менший об'єму резонатора, то величина накопиченої енергії W_{mnq}^Σ і омичні втрати $(Q_{mnq}^T)^{-1}$ в стінках резонатора не змінюються. Проте змінюються резонансна частота і коефіцієнт зв'язку резонатора з зовнішнім трактом. Якщо в резонаторі зі зразком резонансна частота ω'_{mnq} і коефіцієнт зв'язку β , то в резонаторі без зразка буде ω'_{0mnq} і β_0 , а навантажена добротність буде Q_{0mnq}^l . Тоді власна добротність резонатора є

$$Q_{0mnq} = Q_{0mnq}^l (1 + \beta_0).$$

Беручи до уваги результати вимірювань резонансних частот і добротностей резонатора зі зразком і без нього, вираз для визначення $\operatorname{tg} \delta$ має вигляд:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{K_{mnq}^{E(1)} Q_{mnq}^d} = \frac{1}{K_{mnq}^{E(1)}} \left(\frac{1}{Q_{mnq}^l (1 + \beta)} - \frac{1}{Q_{0mnq}^l (1 + \beta_0)} \right).$$

Згідно [96] дійсна та уявна частини діелектричної проникності зразка визначаються як

$$\varepsilon' = 1 + \frac{\omega'_{0mnq} - \omega'_{mnq}}{\omega'_{mnq}} \frac{V}{2V_1}, \quad \varepsilon'' = \frac{V}{4V_1} \frac{1}{Q_{mnq}^d} = \frac{V}{4V_1} \left(\frac{1}{Q_{mnq}^l (1 + \beta)} - \frac{1}{Q_{0mnq}^l (1 + \beta_0)} \right).$$

Таким чином, за вимірними спектральними та енергетичними характеристиками порожнього резонатора та резонатора зі зразком з досліджуваною речовиною можна визначити комплексну діелектричну проникність речовини — $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$.

Висновки до розділу 1

Проведений аналіз літературних джерел показує, що актуальним завданням сучасної радіофізики є необхідність встановлення фізичних закономірностей і особливостей збудження вищих колівань у ВР, які включають різні неоднорідності. Це матиме важливе практичне значення для створення принципово нових резонансних систем, які будуть використані для розв'язання широкого спектру наукових і прикладних задач радіофізики мм діапазону. Основні висновки даного розділу полягають у наступному.

1. В основі будь-якого методу визначення діелектричної проникності речовини лежить взаємодія поля електромагнітної хвилі з речовиною, зразок якої є невід'ємною складовою електродинамічної структури, в якій поширюється хвиля.
2. Визначення електромагнітних параметрів діелектриків радіохвильовими методами є важливою задачею, особливо у зв'язку з появою цілого класу штучних матеріалів.

3. Для діагностики матеріалів з малими втратами ($\text{tg}\delta \leq 10^{-2}$) перевага надається резонансним методам визначення ε , а для матеріалів із середніми та великими втратами — хвилевідним методам та методам вільного простору.
4. Резонаторні методи визначення електромагнітних параметрів речовини, зразок з якої є складовою частиною резонатора, спроможні забезпечити високу чутливість вимірюваних спектральних та енергетичних характеристик до зміни як діелектричної проникності зразку внаслідок впливу зовнішніх факторів, так і геометричних розмірів резонатора та його навантаження.
5. Для визначення електромагнітних параметрів речовин у мм та субмм діапазонах довжин хвиль доцільно користуватися ВР, який утворений металевими дзеркалами. Коли резонатор утворений увігнутими дзеркалами, їхня фокусуюча дія приводить до того, що коливання зосереджуються біля поздовжньої осі резонатора, локалізуючись всередині об'єму, що обмежений гіперболічною поверхнею (каустикою). В результаті дифракційні явища на краях дзеркал є неістотними.
6. ВР утворений плоским і увігнутим дзеркалами для визначення електромагнітних параметрів речовин краще. У цьому випадку зразок досить просто фіксується на поверхні дзеркала, біля якого коливання резонатора має плоский фазовий фронт.
7. Метод дводзеркального ВР є придатним для визначення ε' та $\text{tg}\delta$ речовин за вимірними резонансними частотами і добротностями в мм та субмм діапазонах довжин хвиль. Інтервал значень $\text{tg}\delta$ є $10^{-2} \dots 10^{-6}$. Вони визначаються з точністю $\sim 0,01\%$. Крім того, метод дозволяє визначати геометричні розміри (товщину) листових діелектриків.

РОЗДІЛ 2

ПОВЕРХНЕВЕ КОЛИВАННЯ У ВІДКРИТИХ РЕЗОНАТОРАХ ІЗ КРИВОЛІНІЙНИМИ ВІДБИВАЧАМИ

У міліметровому діапазоні визначення електрофізичних параметрів твердих діелектриків знаходять широке застосування ВР, як напівсферичної [12, 57, 60, 65, 97], так і сферичної геометрії [10, 64, 97]. Для цього є низка об'єктивних причин. По-перше, геометричні розміри таких резонансних систем становлять десятки довжин хвиль, що значно більше розмірів одномодових об'ємних резонаторів у вказаному діапазоні. Тому навантажена добротність ВР буде значно вищою, оскільки в такій резонансній системі об'єм, який займає робочий тип коливань, значно більший. По-друге, особливістю таких систем є можливість вільного доступу до резонансного об'єму. Це спрощує розташування зразка діелектрику між дзеркалами, або на поверхні одного з дзеркал ВР. По-третє, завдяки зв'язку з вільним простором у таких резонансних системах має місце додаткова кутова селекція спектру типів коливань, які збуджуються. Це особливо важливо під час ідентифікації робочого типу коливань в ВР зі зразком діелектрика.

У більшості відомих методів визначення електрофізичних параметрів твердих діелектриків у ВР збуджується основний тип коливань TEM_{00q} за допомогою зосереджених елементів зв'язку, виконаних на поверхні криволінійного відбивача [10, 12, 57, 60, 64, 65, 97]. Такий спосіб збудження робочого типу коливань у резонаторі напівсферичної геометрії пов'язаний з тим, що зразок діелектрика розташовується на поверхні плоского дзеркала [12, 57, 60, 65, 97]. Саме тому ВР такої геометрії є кращим, оскільки немає необхідності в юстуванні зразка перпендикулярно осі, що має місце в резонаторі сферичної геометрії.

У ряді досліджень визначення електрофізичних параметрів проводились з використанням ВР напівсферичної геометрії при нормованій відстані L між дзеркалами L/R (R - радіус кривизни сферичного дзеркала), яка знаходиться в

межах $0,7 \div 0,9$ [58, 61, 65]. Це пов'язано з тим, що при зазначених відстанях між дзеркалами на основному типі коливань досягається максимальне значення навантаженої добротності [98]. Це особливо важливо при обчисленні тангенса кута втрат зразка діелектрику. В [99, 100] було встановлено, що за вказаних відстаней між дзеркалами ВР напівсферичної геометрії має місце різка зміна резонансних коефіцієнта відбиття і коефіцієнта передачі. В [101] показано, що у ВР зі сферичними дзеркалами, поряд із традиційними типами коливань, які називають «стрибаючий м'ячик» [102], можуть збуджуватися поверхневі коливання. Коливання такого типу локалізуються поблизу криволінійної поверхні дзеркала ВР і взаємодіють з основним типом коливань резонатора, утворюючи одне вироджене коливання, що призводить до зменшення величини навантаженої добротності ВР і зміни його спектральних характеристик [101]. У підсумку це позначиться на результатах визначення електрофізичних параметрів твердих діелектриків. У цьому розділі наведені результати експериментальних досліджень поверхневих коливань у ВР з криволінійними відбивачами.

2.1 Блок-схема вимірювального стенда

Напівсферичний ВР утворено сферичним 1 і плоским 2 відбивачами з апертурами $2a=60$ мм. Радіус кривизни сферичного дзеркала $R=110$ мм [19]. Блок-схему експериментальної установки, яка зібрана на базі катетометра, наведено на рис. 2.1, а її зовнішній вигляд на рис. 2.2. Резонатор збуджується через щілинний елемент зв'язку 9, який знаходиться в центрі сферичного відбивача 1. Він являє собою плавний перехід зі стандартного перерізу прямокутного хвилеводу $3,6 \times 1,8$ мм на знижений з розмірами $3,6 \times 0,18$ мм. За допомогою цього елемента зв'язку в резонаторі збуджується основний тип коливань TEM_{00q} . Як джерело ВВЧ (вкрай високочастотний) діапазону використовується генератор 4 (Г4-142). Для розширення динамічного діапазону під час проведення вимірювань вихідний сигнал генератора

модулюється за амплітудою меандром із частотою 1 кГц. Частота f генератора 4 – 73,8 ГГц, довжина хвилі $\lambda = 4,065$ мм).

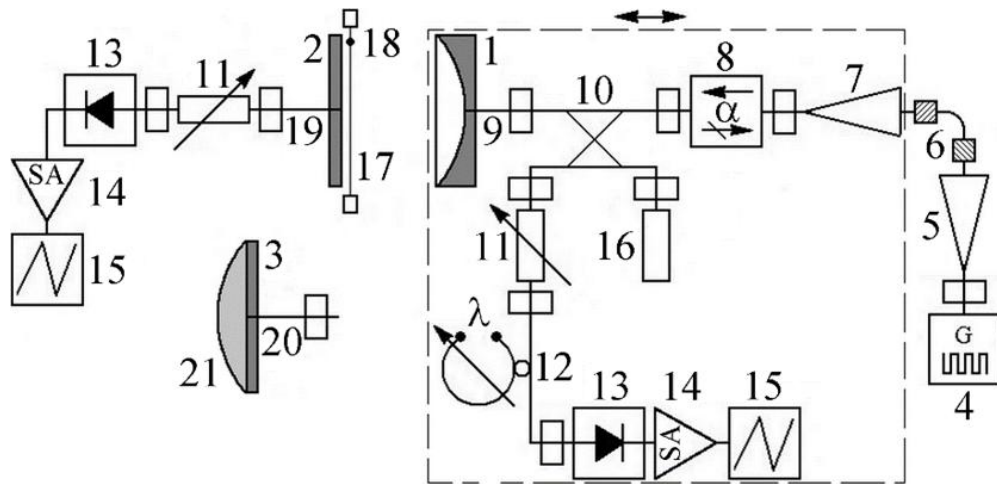


Рисунок 2.1 – Блок-схема вимірювального стенда

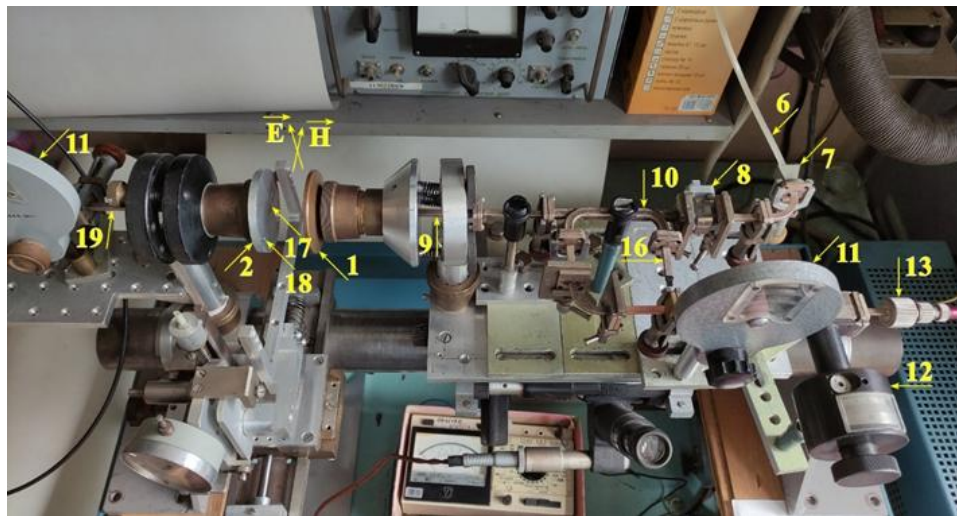


Рисунок 2.2 – Зовнішній вигляд експериментального стенда

Сигнал із резонатора виводиться за допомогою другого щілинного елемента зв'язку 19 з розмірами $3,6 \times 0,16$ мм, який розташований у центрі плоского відбивача. Він також являє собою плавний перехід з основного перерізу прямокутного хвилеводу $3,6 \times 1,8$ мм на знижений. Сигнал від генератора 4 надходить у хвилевідний тракт з використанням діелектричного хвилеводу 6 з поліетилену, поперечний переріз якого дорівнює $3,6 \times 2$ мм. Для ефективнішого узгодження цього хвилеводу з генератором і з трактом до

схеми входять два пірамідальні рупори 5 і 7. Їхні розкриви мають розміри $14,5 \times 11,5$ мм висотою 19,5 мм. Для додаткової розв'язки генератора 4 з резонатором використовується феритовий хвилевідний вентиль 8 типу ФХВ1-37Г, прямі втрати якого на частоті 73,8 ГГц становлять -0,66 дБ (на рис.2.3). Зворотні втрати феритового вентиля дорівнюють -7,6 дБ (рис. 2.3, рис. 2.4). Вимірювання проведено з використанням панорамного вимірювача КСХН та послаблення Р2-69.

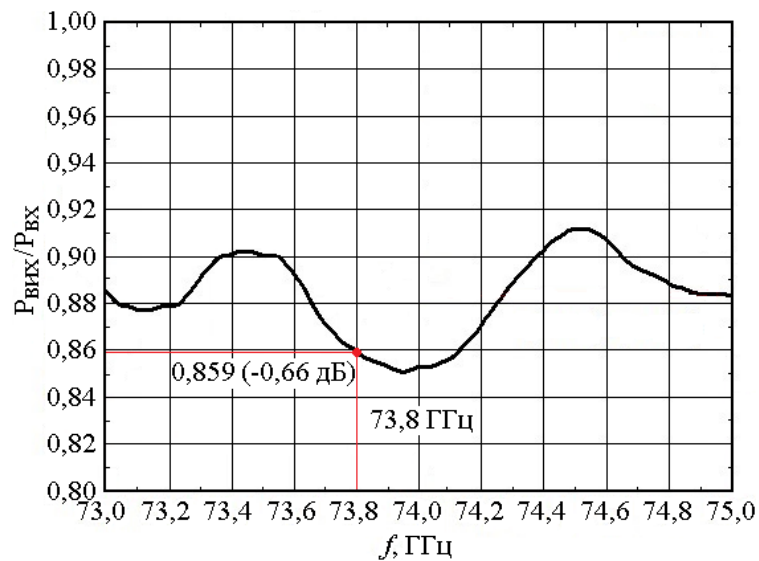


Рисунок 2.3 – Прямі втрати феритового вентиля ФХВ1-37Г

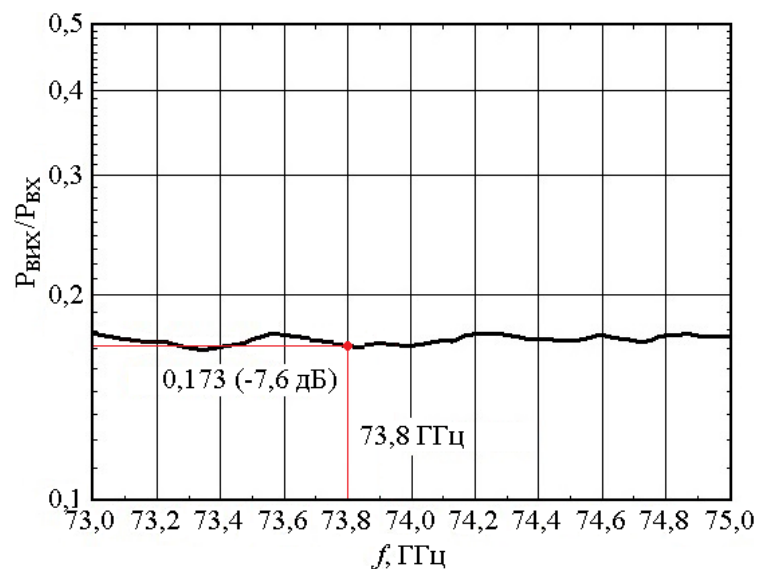


Рисунок 2.4 – Зворотні втрати феритового вентиля ФХВ1-37Г

До схеми також входить спрямований відгалужувач 10, який дає змогу контролювати частоту генератора 4. Для цього передбачено додатковий хвилевідний тракт, до складу якого входять: вимірювальний поляризаційний атенюатор 11, хвилемір 12, детектор 13, селективний підсилювач 14 і осцилограф 15 (рис. 2.1, 2.2). До четвертого плеча спрямованого відгалужувача 10 підключено узгоджене навантаження 16. Сигнал, який пройшов через ВР, надходить у приймальний тракт, що складається з вимірювального поляризаційного атенюатора 11, детектора 13, резонансного підсилювача 14 і осцилографа 15.

Для ідентифікації типів коливань, що збуджуються в досліджуваному напівсферичному ВР, використовується метод пробного тіла 18 [91] закріпленого на капроновій нитці 17 товщиною 0.1 мм (рис. 2.1). Діаметр пробного тіла, що являє собою кульку зі скла з сажею, дорівнює 1 мм. Дослідження проводились в площині вектора \vec{H} хвилі TE_{10} у щілинних елементах зв'язку 9 і 19, виконаних на сферичному і плоскому дзеркалах (рис. 2.1). Вимірювання структур типів коливань, що збуджуються в резонаторі, проводились в першій пучності електричної компоненти поля стоячої хвилі в ВР, рахуючи від плоского дзеркала. Система налаштовувалась у резонанс переміщенням уздовж осі ВР сферичного дзеркала з частиною хвилевідного тракту, які зібрані на рухомій платформі. Ця частина експериментального стенда виділена пунктирною лінією на рис. 2.1. Відстань між дзеркалами резонатора визначалась з точністю до $\pm 0,001$ мм.

Для знаходження резонансного коефіцієнта передачі K_{transm} використовувалась така процедура [103]. Після налаштування системи в резонанс по селективному підсилювачу 14 за допомогою вимірювального поляризаційного атенюатора 11 фіксувався рівень сигналу на виході ВР. Нехай він дорівнюватиме N_1 (дБ). Після проведення всього циклу вимірювань до виходу спрямованого відгалужувача 10 замість сферичного дзеркала 1 з елементом зв'язку 9 під'єднується приймальний тракт із виходу плоского

дзеркала 2. Відмінність полягає в тому, що в цю схему перед поляризаційним атенюатором 11 включається фазообертач 3. Він дозволяє досягти максимального рівня сигналу за показами селективного підсилювача 14. Змінюючи величину затухання, яке вноситься в тракт, та використовуючи вимірювальний поляризаційний атенюатор 11, досягається той же рівень сигналу за показами селективного підсилювача 14, що й під час проведення вимірювань K_{transm} . Нехай рівень сигналу в цьому випадку дорівнюватиме N_2 (дБ). Тоді коефіцієнт передачі за полем $K_{transm} = 10^{-\Delta N/20}$, де $\Delta N = N_2 - N_1$ (дБ) [103].

2.2 Напівсферичний ВР. Результати вимірювань

Результати вимірювань резонансного коефіцієнта передачі K_{transm} залежно від нормованої відстані між відбивачами L/R для основного типу коливань TEM_{00q} у напівсферичному ВР наведені на рис. 2.5.

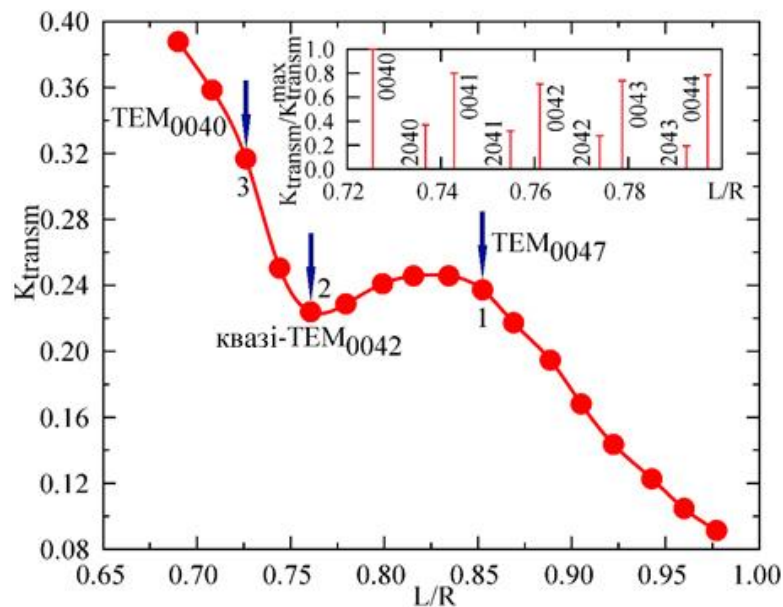


Рисунок 2.5 – Залежність K_{transm} від L/R для основного типу коливань ВР

Як видно з рисунка, по мірі зменшення L/R коефіцієнт передачі зростає, що зумовлено зменшенням як омичних, так і дифракційних втрат у такій резонансній системі. Однак, при зменшенні відстані між дзеркалами ВР від 0,834 до 0,726 спостерігається аномальна поведінка K_{transm} . У цьому випадку резонансний коефіцієнт передачі падає. Аналогічна поведінка K_{transm} спостерігалася й раніше під час дослідження ВР іншої геометрії [99], а також за наявності фазових транспарантів у вигляді стрічкових дифракційних решіток (\vec{H} - і \vec{E} - поляризації) в об'ємі резонатора [100]. Таку залежність K_{transm} від L/R можна пояснити тим, що у ВР поряд із TEM_{00q} типом коливань збуджується коливання, яке з ним взаємодіє. З метою перевірки такого припущення було проаналізовано ділянку спектра коливань резонатора в діапазоні зміни L/R , де спостерігається аномальна поведінка резонансного коефіцієнта передачі (рис. 2.5).

З рисунку видно, що в разі зменшення L/R від 0,834 до 0,726 у ВР поряд із коливанням TEM_{00q} збуджується вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{20q} , який з основним коливанням не взаємодіє, бо вони рознесені за відстанню. Цей тип коливань має значно нижчий резонансний коефіцієнт передачі через великі дифракційні втрати. Тип коливань TEM_{20q} і основний тип коливань TEM_{00q} відносяться до коливань одного класу симетрії [102] і взаємодіяти вони можуть у ВР за умови $L/R \approx 0,5$ (напівконфокальна геометрія). Таким чином, досліджуване коливання не взаємодіє з жодним із коливань типу “стрибаючий м'ячик”, які збуджуються в розглянутому резонаторі, що наочно видно з рис. 2.5. Розглянуте в роботі коливання може вступати у взаємодію лише з коливанням, що має з ним один клас симетрії. В [101] показано, що таким є поверхневе коливання. Воно збуджується завдяки наявності в ВР основного типу коливань TEM_{00q} і локалізоване поблизу поверхні сферичного дзеркала. Оскільки це коливання взаємодіє з основним типом коливань резонатора, то має змінюватися структура поля останнього.

Завдяки такому підходу можна визначити в якій площині на поверхні сферичного дзеркала буде локалізовано поверхневе коливання.

Для перевірки правильності таких міркувань було проаналізовано розподіл інтенсивності електричного поля коливання TEM_{00q} в області аномальної поведінки K_{transm} (рис. 2.5) з використанням методу пробного тіла [91]. Як було сказано вище, під час проведення досліджень використовувався поглинаючий зонд діаметром $2d=1$ мм. Його розмір обирався з умови $2d/\lambda=0,23$ [104]. Розподіл електричних полів досліджуваного типу коливань у двох взаємно перпендикулярних площинах вимірювався в першій, рахуючи від плоского дзеркала, пучності електричної компоненти поля стоячої хвилі в резонаторі ($z \approx \lambda/4$, z - апліката, що збігається з віссю резонатора).

Результати вимірювань амплітудного розподілу полів кількох типів коливань у площині вектора \vec{H} основної хвилі в хвилеводі, що підводить сигнал, представлені на рис. 2.6. Як видно з рисунку, при $L/R=0,852$ (тип коливань TEM_{0047} , крива 1) і при $L/R=0,725$ (тип коливань TEM_{0040} , крива 2) розглянуті типи коливань мають гаусовий розподіл поля, хоча коливання TEM_{0047} починає злегка видозмінюватися поблизу осі резонатора. Тут же для порівняння наведено розрахунковий розподіл поля типу коливань TEM_{0040} на плоскому дзеркалі ВР (крива 3). Це підтверджує зроблений висновок про гаусовий розподіл поля типів коливань, що розглядаються, у резонаторі.

У площині вектора \vec{E} хвилі TE_{10} у підвідному хвилеводі структури полів досліджуваних типів коливань (TEM_{0047} , TEM_{0040}) мають аналогічний вигляд, тобто обидва типи коливань у поперечному перерізі резонатора являють собою кругові гаусові пучки. Картина структури поля якісно змінюється для коливання квазі- TEM_{0042} ($L/R=0,761$, рис. 2.7).

У площині вектора \vec{H} хвилі TE_{10} у підвідному хвилеводі розподіл електричної компоненти поля досліджуваного типу коливань (крива 1, рис. 2.7) стає ширшим за гаусовий розподіл поля (крива 3, рис. 2.7). При цьому на амплітудному розподілі поля розглянутого типу коливань з'являється низка

максимумів і мінімумів. Водночас у площині вектора \vec{E} структура поля коливань типу квазі- TEM_{0042} (крива 2, рис. 2.7) стає вузкою за гаусовий розподіл поля для даного значення L/R (крива 2).

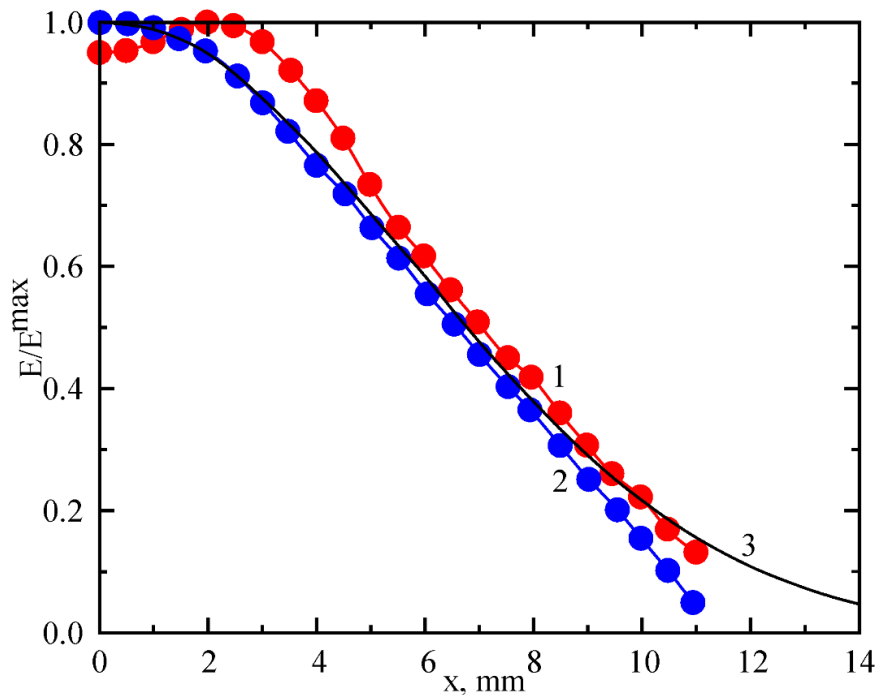


Рисунок 2.6 – Структури полів досліджуваних типів коливань у площині вектора \vec{H}

За результатами проведених досліджень можна стверджувати, що тип коливань квазі- TEM_{0042} взаємодіє з коливанням, яке локалізоване у вигляді вузької смуги в площині вектора \vec{H} на сферичному дзеркалі ВР. Це призводить до погіршення спектральних характеристик резонатора, зменшення K_{transm} та величини навантаженої добротності. Радіус “плями” поля w_1 коливань типу TEM_{0042} на сферичному дзеркалі резонатора (рис. 1) визначається виразом [105]

$$w_1 = \sqrt{(\lambda/\pi)R\sqrt{[L/R/(1-L/R)]}}. \quad (2.1)$$

Після підстановки у вираз (2.1) значень $\lambda=4,065$ мм, $R=110$ мм, $L/R=0,761$ знайдемо, що $w_1=15,937$ мм. Тоді відношення радіусу апертури сферичного дзеркала $a=30$ мм до діаметру плями поля $2w_1$ коливання TEM_{0042} дорівнює 0,941.

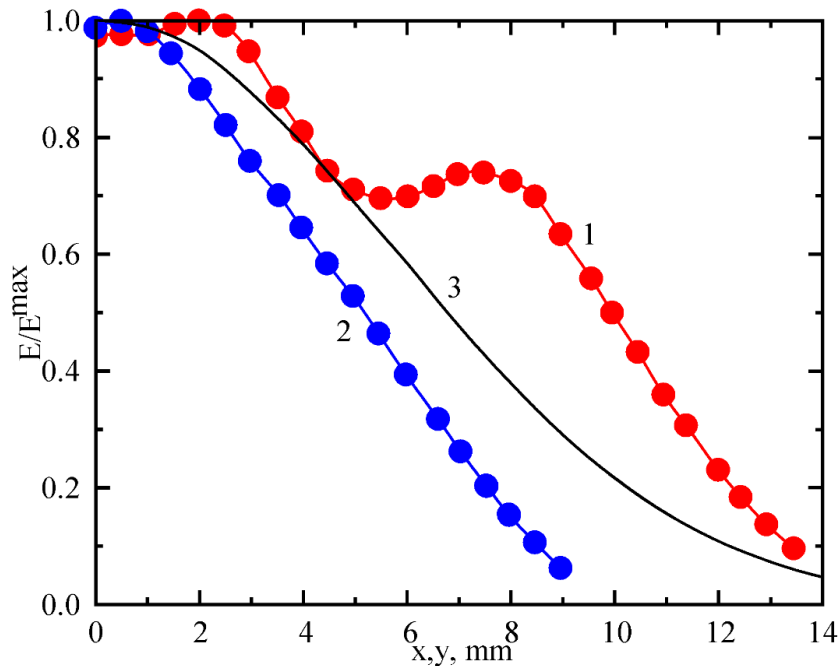


Рисунок 2.7 – Структури полів коливань типу TEM_{0042} у площинах векторів \vec{H} і \vec{E}

Проведені дослідження дали змогу вперше експериментально виявити в напівсферичному ВР поверхневе коливання. Воно локалізоване на сферичному дзеркалі резонатора в площині вектора \vec{H} хвилі TE_{10} у підвідному хвилеводі. В [98] показано, що основний тип коливань у напівсферичному ВР має максимальну величину навантаженої добротності при $L/R \approx 0,75$. Поверхневе коливання збуджується в резонаторі приблизно при тих же відстанях між дзеркалами ($L/R=0,761$).

Вище було зазначено, що ряд авторів вимірює електрофізичні параметри твердих діелектриків з використанням напівсферичного ВР саме в цьому діапазоні зміни відстаней між дзеркалами. Тому під час визначення діелектричної проникності твердих діелектриків методом ВР необхідно

враховувати можливість збудження у вимірювальній комірці поверхневих коливань. Ігнорування цього факту може призвести до невірному результату вимірювань.

Щоб переконатися, що таке міркування правильне, були проведені експериментальні дослідження для напівсферичного ВР з криволінійними відбивачами з іншими радіусами кривизни R . На першому етапі розглядався резонатор, у якому сферичне дзеркало 1 (рис. 2.1) замінено криволінійним рефлектором з радіусом кривизни 85 мм. У центрі цього дзеркала діаметром 60 мм зроблено прорізний елемент зв'язку $3,6 \times 0,17$ мм. Елемент з'єднання, як сказано вище, перетворюється на стандартний прямокутний хвилевід діапазону 4 мм. У резонаторі збуджується основний тип коливань TEM_{00q} . Для ідентифікації збуджених коливань використовується тестове тіло 18, закріплене на нейлоновій нитці 17 (рис. 2.1). На рисунку 2.8 показана залежність коефіцієнта передачі резонатора від нормованої відстані L/R між дзеркалами.

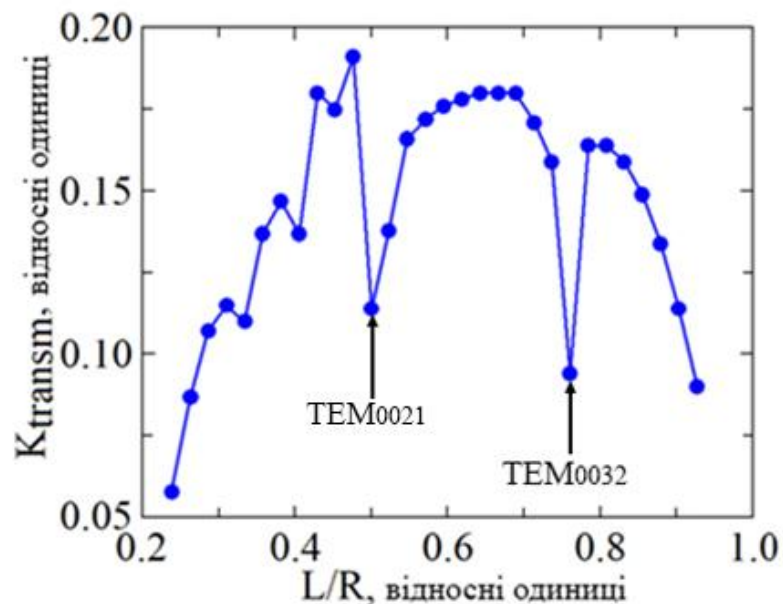


Рисунок 2.8 – Залежність K_{transm} від L/R для основного типу коливань ВР при $R=85$ мм

З рисунка видно, що має місце різка зміна величини K_{transm} при $L/R=0,76$ (коливання TEM_{0032}) та $L/R=0,5$ (коливання TEM_{0021}). У першому випадку поведінка K_{transm} при зміні відстані між дзеркалами подібна до такої ж, як в резонаторі радіусом кривизни сферичного дзеркала $R=110$ мм (рис. 2.5). Тому доцільно розглянути амплітудний розподіл електричної компоненти поля TEM_{0032} у площині вектора \vec{H} хвилі TE_{10} у прямокутному хвилеводі 9 (рис. 2.1). Розподіл електричного поля досліджуваного коливання у вказаній площині вимірювався так, як і раніше: в першій, рахуючи від плоского дзеркала, пучності електричної компоненти поля стоячої хвилі в резонаторі ($z \approx \lambda/4$, z - апліката, що збігається з віссю резонатора). Результати вимірювань наведені на рис. 2.9.

У другому випадку різка зміна резонансного коефіцієнта передачі пов'язана з напівфокальною геометрією резонатора. При такій відстані між дзеркалами це коливання взаємодіє з іншими вищими типами коливань ВР та має місце їх виродження.

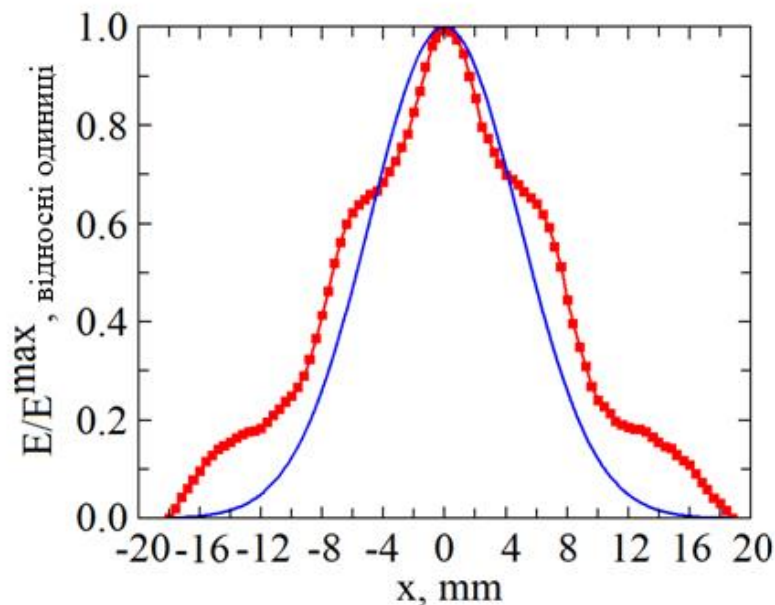


Рисунок 2.9 – Структура поля коливань типу TEM_{0032} у площині вектора \vec{H} хвилі TE_{10} прямокутного хвилеводу

З рисунка видно, що в цьому випадку відбувається «амплітудна модуляція» структури поля цього типу коливань (червона крива). Така ж поведінка поля спостерігалася для напівсферичного резонатора при $R = 110$ мм (рис. 2.7, червона крива). Отже, можна сказати, що в цьому випадку, як і раніше, відбувається взаємодія поверхневої осциляції з TEM_{0032} .

Рис. 2.9 показує розрахований розподіл електричної складової поля відповідної осциляції (синя крива). Як видно, структура поля цієї осциляції суттєво відрізняється від гаусового розподілу. Для порівняння розглянемо коливання TEM_{0031} ($L/R=0,736$), яке збуджується в резонаторі, коли відстань між дзеркалами зменшується на $\sim \lambda/2=q$ (рис. 2.8). Результати вимірювань показані на рис. 2.10. Знову ж таки, червона крива — це виміряна структура поля коливань TEM_{0031} , а синя крива — це розрахований розподіл електричного поля тієї ж осциляції, що має гаусову структуру.

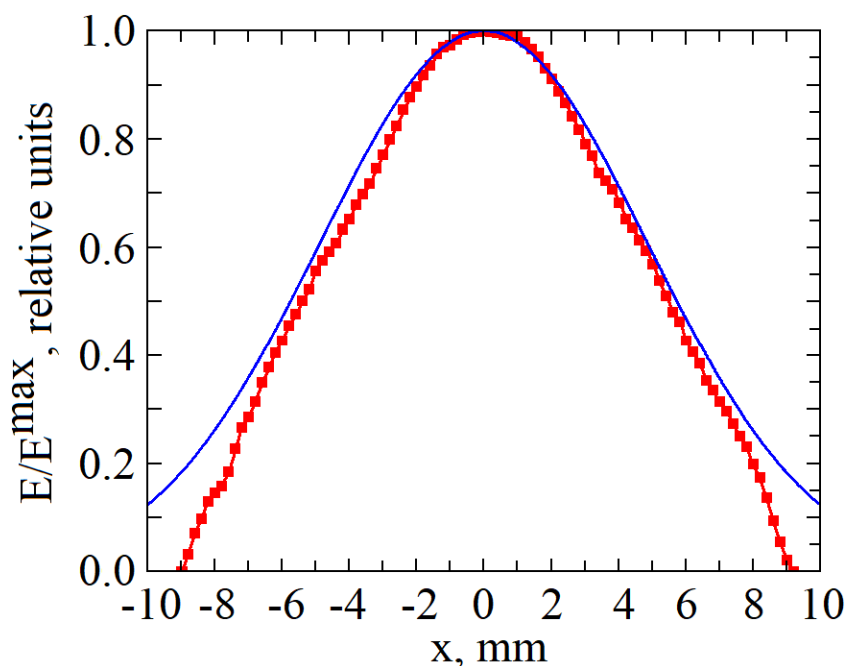


Рисунок 2.10 – Структура поля коливання TEM_{0031} у площині вектора \vec{H} хвилі TE_{10} прямокутного хвилеводу

З рисунка видно, що при незначному відхиленні порівняно з наведеним вище коливанням структура поля в резонаторі знову стає близькою до

гаусової. Відповідно, при іншому радіусі кривини сферичного дзеркала R у ВР на певній нормованій відстані між рефлекторами L/R разом із коливаннями TEM_{00q} , виникає поверхневе коливання.

Розглядався ще один тип напівсферичного резонатора, радіус кривизни дзеркала якого становить 62 мм. Отвори дзеркала, як і раніше, дорівнюють 60 мм. Елемент зв'язку з поперечним перерізом $3,6 \times 0,17$ мм розташований у центрі сферичного дзеркала. Всі інші елементи показані на рис. 2.1 та рис. 2.2. На першому етапі розглядалася залежність резонансного коефіцієнта передачі K_{transm} коливань TEM_{00q} від нормованої відстані L/R між дзеркалами. Резонатор, як і в попередніх двох випадках, збуджувався з боку сферичного дзеркала. Результати вимірювань наведені на рис. 2.11 (червона крива).

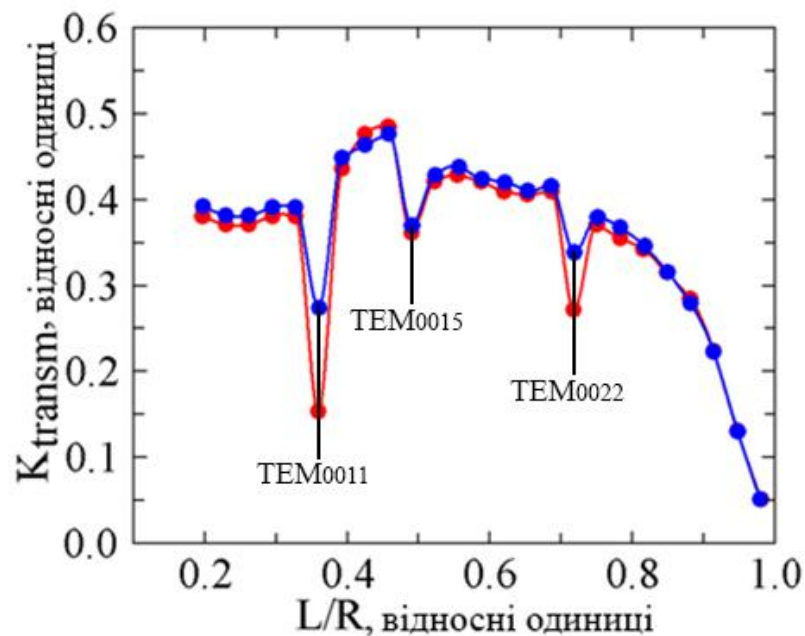


Рисунок 2.11 – Залежності K_{transm} від L/R для основного типу коливань ВР при $R=62$ мм

Як бачимо, взаємодія основного коливання з іншими, збудженими у ВР, відбувається приблизно так: $L/R = 0,359$ (коливання TEM_{0011}), $L/R = 0,490$ (TEM_{0015}), $L/R = 0,717$ (TEM_{0022}). Коливання TEM_{0011} взаємодіє з одним з вищих типів коливань резонатора. Цікавим є коливання TEM_{0022} . Для аналізу

структури поля цього коливання також використаний метод тестового тіла. Результати вимірювань показані на рис. 2.12.

Структура поля коливання TEM_{0022} зовсім не схожа на гауссовий розподіл поля, який наведено на тому ж рисунку (синя кривая). Це коливання знову ж таки має певну амплітудну модуляцію.

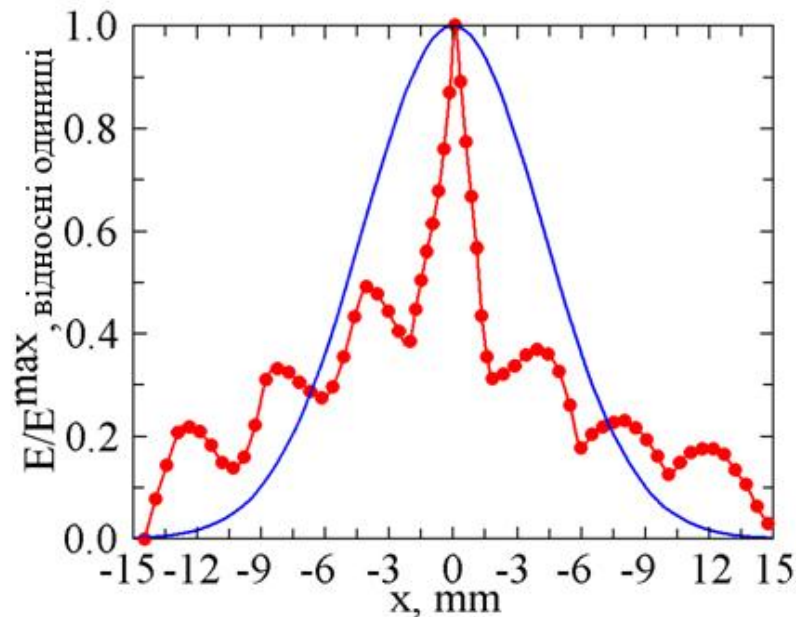


Рисунок 2.12 – Структура поля коливання TEM_{0022} у площині вектора \vec{N} хвилі TE_{10} прямокутного хвилеводу

Для порівняння розглядалось коливання типу TEM_{0021} , амплітудний розподіл поля якого представлений на рис. 2.13. Як бачимо, при зміні поздовжнього індексу основного коливання VP на одиницю структура електричної компоненти поля цього коливання стає практично гаусовою (червона крива). Для порівняння тут же наведена гауссова структура поля цього коливання (синя крива).

Для всіх трьох розглянутих типів напівсферичних резонаторів збудження основного коливання TEM_{00q} здійснювалось зі сторони криволінійних відбивачів. Щоб переконатися, що виявлений ефект не пов'язаний із збудженням резонатора з боку сферичного дзеркала,

розглядалось також збудження головного коливання за допомогою елемента зв'язку, утвореного в центрі плоского дзеркала.

Результати вимірювань показані на рис. 2.11 (синя крива). Видно, що незалежно від того, з якого дзеркала, збуджується основне коливання, у ВР існує поверхневе коливання на певній відстані між дзеркалами L/R . Для його збудження достатньо наявності криволінійної поверхні та певної відстані між дзеркалами ($L/R \approx 0,72 \div 0,76$). Вище було зазначено, що в діапазоні варіацій нормованої відстані між дзеркалами резонатора напівсферичної форми в межах $0,7 \div 0,75$ [98] максимальна добротність досягається при основному типі коливань.

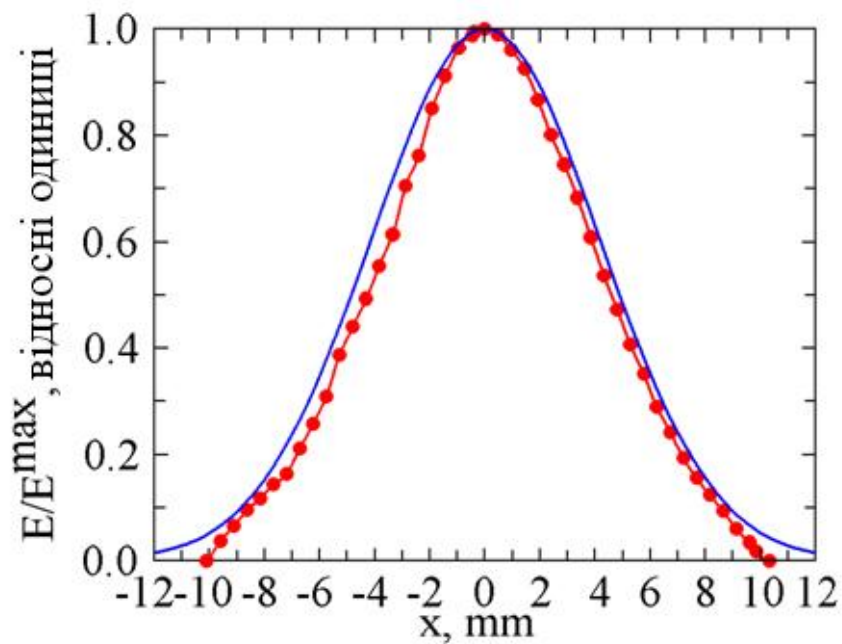


Рисунок 2.13 – Структура поля коливання TEM_{0021} у площині вектора \vec{H} хвилі TE_{10} прямокутного хвилеводу

Виявлений ефект слід враховувати при вимірюванні електрофізичних параметрів твердих діелектриків методом ВР. Тут виникає питання, пов'язане з формою відбивачів. Виявлені поверхневі коливання збуджуються в резонаторі з криволінійними увігнутими поверхнями. А чи існуватимуть вони у резонаторі з криволінійними опуклими поверхнями?

2.3 Дзеркально-лінзовий ВР. Результати вимірювань

Аналізувати резонатор, утворений металевими плоским і опуклим дзеркалами, не доцільно. Це пов'язано з тим, що резонатори подібної конструкції називаються нестійкими [105]. Тому розглядався ВР, у якому сферичне дзеркало з радіусом кривизни R замінюється системою плоске дзеркало – плоскоопукла діелектрична лінза з фокусною відстанню F і форма поверхні у вигляді гіперболоїда обертання. (рис. 2.14).

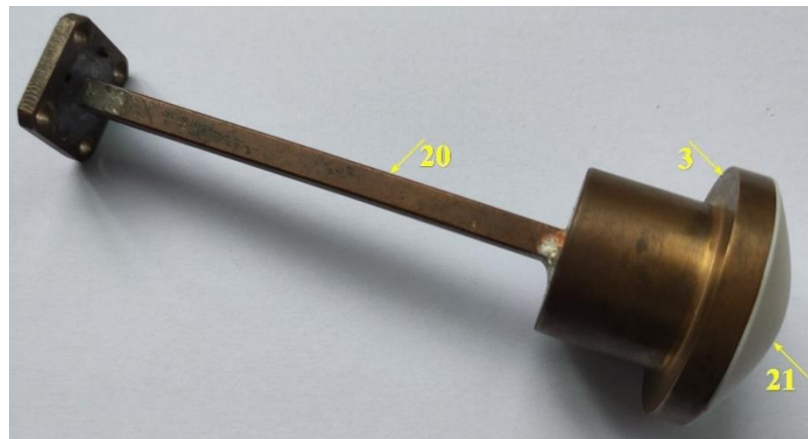


Рисунок 2.14 – Плоске дзеркало з діелектричною лінзою

В обох резонаторах властивості фазового коректора, що фокусують, будуть ідентичні за виконання умови $R=F$ [105]. Проаналізуємо можливість збудження поверхневих коливань в дзеркально-лінзовому резонаторі (ДЛР). Експериментальні дослідження, як і в попередньому розділі, проводились в міліметровому діапазоні довжин хвиль. Блок-схему експериментальної установки наведено на рис. 2.1 [19]. Сферичне дзеркало 1 з елементом зв'язку 9 замінюється плоским дзеркалом 3 з елементом зв'язку 20 і плоско-опуклою лінзою 21. Фокусна відстань лінзи F , виготовленої з фторопласту з діелектричною проникністю $\varepsilon' = 2,08$, дорівнює 39 мм. Апертура $2a_1$ плоского дзеркала 3 резонатора дорівнює 38 мм. ДЛР збуджується за допомогою щілинного елемента зв'язку 20 з розмірами $3,6 \times 0,16$ мм, який виконано в

центрі цього дзеркала. Він також являє собою плавний перехід зі зниженого перерізу на стандартний переріз прямокутного хвильоводу $3,6 \times 1,8$ мм. Сигнал із резонатора виводиться через щілинний елемент зв'язку 19, виконаний у центрі другого плоского дзеркала 2 (рис. 2.1).

Результати вимірювань резонансного коефіцієнта передачі K_{transm} залежно від відстані між відбивачами L/F для типу коливань TEM_{00q} у ДЛР наведено на рис. 2.15. Загальна тенденція поведінки K_{transm} такого резонатора при зменшенні відстані між відбивачами аналогічна залежності K_{transm} для напівсферичного ВР (рис. 2.5).

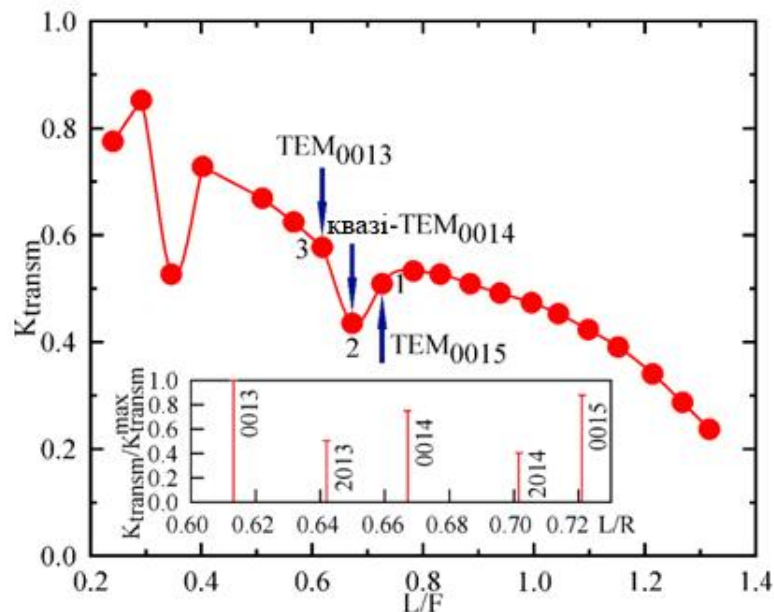


Рисунок 2.15 – Залежність K_{transm} від відстані між відбивачами для ДЛР

У зазначеному діапазоні зміни відстаней між відбивачами ДЛР резонансний коефіцієнт передачі для типу коливань TEM_{00q} зростає, окрім значень L/F , за яких має місце взаємодія коливань. Таку поведінку K_{transm} можна пояснити тим, що під час зміни L/F зменшується діаметр плями поля на відбивачі 3 з плоскоопуклою лінзою. Тому стають меншими втрати в матеріалі лінзи, які є визначальними для такого ДЛР, що й призводить до зростання резонансного коефіцієнта передачі в діапазоні перебудови. У напівсферичному ВР при $L/R > 1$ коливання не збуджуються (рис. 2.5),

оскільки в цьому разі різко зростають дифракційні втрати. У розглянутому резонаторі з діелектричною лінзою при $L/F > 1$ з'являються “дозволені” зони коливань (рис. 2.15). Це добре узгоджується з результатами роботи [106].

Як видно з рис. 2.15 при $L/F = 0,667$ (ця точка на рисунку позначена цифрою 2) має місце різке падіння резонансного коефіцієнта передачі. Проведений аналіз ділянки спектру коливань ДЛР показав, що при $L/F = 0,667$ існує тільки одне коливання квазі- TEM_{0014} типу “стрибаючий м'ячик”. Це добре видно з ділянки спектру ДЛР, яку наведено на рис. 2.15. Тут показано всі три розглянуті типи коливань такого резонатора. Тому, мабуть, у такому ДЛР, як і в напівсферичному ВР, збуджується поверхневе коливання, яке і впливає на величину K_{transm} . Тільки в цьому резонаторі воно має бути локалізовано на випуклої поверхні діелектричної лінзи. Для того, щоб зрозуміти причину такої поведінки K_{transm} , було виміряно амплітудний розподіл електричного поля в резонаторі в точках 1-3 (рис. 2.15). Вони відповідають коливанням TEM_{0015} ($L/F = 0,721$, цифра 1), квазі- TEM_{0014} ($L/F = 0,667$, цифра 2) і TEM_{0013} ($L/F = 0,613$, цифра 3).

Результати вимірювання амплітудних розподілів електричних полів типів коливань TEM_{0015} , квазі- TEM_{0014} і TEM_{0013} в площині вектора \vec{E} хвилі TE_{10} у хвилеводі, представлені на рис. 2.16.

Як бачимо з рисунку, при підході до точки $L/F = 0,667$ з боку великих відстаней (рис. 2.15) основний тип коливань ДЛР починає видозмінюватися. Це добре видно з вигляду коливання TEM_{0015} (червона крива, рис. 2.16). Після переходу через зазначену точку при $L/F = 0,613$ у резонаторі з діелектричною лінзою існує в чистому вигляді тип коливань TEM_{0013} (синя крива, рис. 2.16). Про це свідчить наведений на графіку розподіл електричного поля цього ж типу коливань у площині вектора \vec{H} хвилі TE_{10} у підвідному хвилеводі (зелена крива, рис. 2.16).

Для порівняння на цьому ж рисунку показано розрахунковий розподіл електричного поля коливань типу TEM_{0013} ($L/F = 0,613$, чорна крива, рис. 2.16)

напівсферичного ВР, що має такі самі геометричні розміри ($R=F$). Порівнюючи структури полів в обох резонаторах, можна помітити, що вони добре збігаються. Це свідчить про те, що, основний тип коливань у ДЛР, як і в напівсферичному ВР, являє собою круговий гаусів пучок.

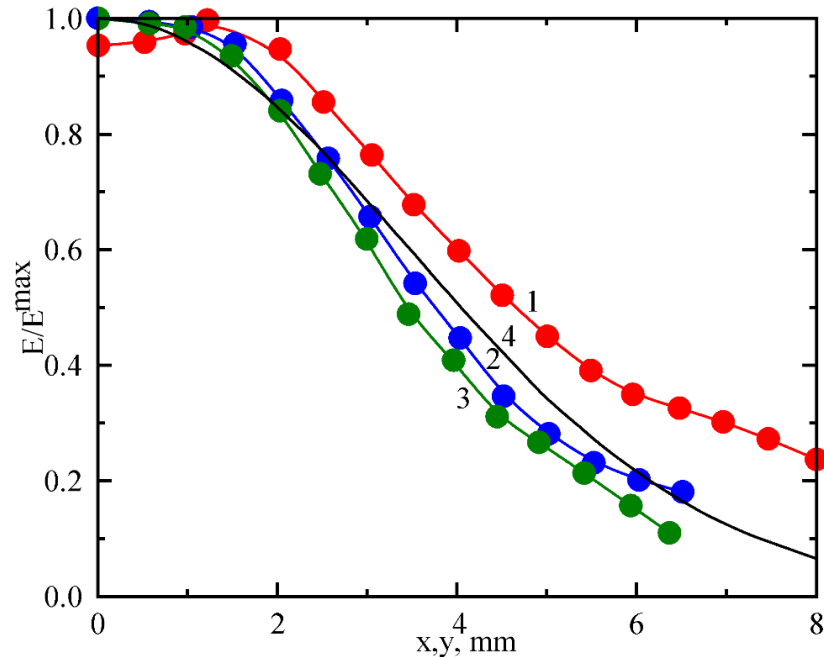


Рисунок 2.16 – Структури полів типів коливань TEM_{0015} та TEM_{0013} у ДЛР у площинах векторів \vec{E} і \vec{H}

Амплітудні розподіли електричного поля коливань типу квазі- TEM_{0014} ($L/F=0,667$) у ДЛР у площинах векторів \vec{E} (червона крива) та \vec{H} (синя крива) хвилі TE_{10} у підвідному хвилеводі, наведені на рис. 2.17. Тут же для порівняння наведено розрахунковий розподіл електричного поля коливань типу TEM_{0014} ($L/F=0,667$, чорна крива) у напівсферичному ВР.

З рисунку можливо бачити, що у площині вектора \vec{E} розподіл поля досліджуваного коливання (червона крива) стає значно ширшим за гаусовий розподіл (чорна крива) з низкою максимумів і мінімумів. Водночас, у площині вектора \vec{H} структура поля коливань типу квазі- TEM_{0014} (синя крива) стала вужчою за гаусовий розподіл для даного L/F (чорна крива). Отже, можна сказати, що цей тип коливань взаємодіє з поверхневим коливанням,

яке локалізоване у вигляді вузької смуги в площині вектора \vec{E} на поверхні діелектричної лінзи. Про це також свідчить модуляція амплітудного розподілу електричного поля розглянутого типу коливань у зазначеній площині.

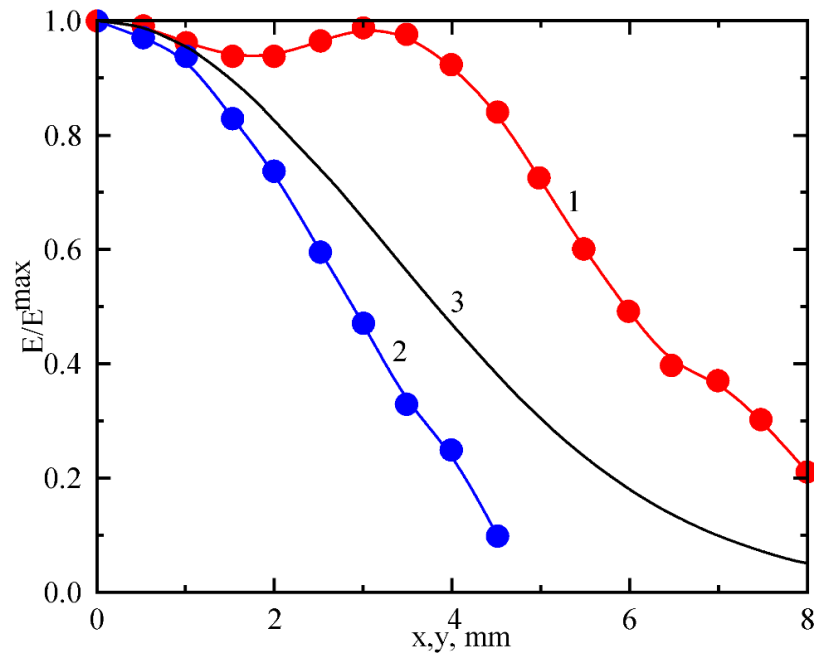


Рисунок 2.17 – Структура поля коливання квазі- TEM_{0014} у ДЛР у площинах векторів \vec{E} і \vec{H}

Це, як і у випадку з напівсферичним ВР, призводить до погіршення спектральних характеристик ДЛР і зменшення резонансного коефіцієнта передачі. Як і у випадку ВР напівсферичної геометрії було визначено радіус плями поля w_1 коливань типу TEM_{0014} на дзеркалі з лінзою. Для цього використано вираз (2.1). Тільки в цьому випадку $R=F=39$ мм, $L/F=0,667$, діелектрична проникність матеріалу лінзи дорівнює 2,08. Після підстановки числових значень знайдемо, що для такого ДЛР $w_1=7,037$ мм, і відношення радіусу дзеркала a_1 , що дорівнює 19 мм, до діаметру плями поля $2w_1$ становить 1,35.

Таким чином, проведені дослідження показують, що в резонаторі з діелектричною лінзою при $L/F=0,667$ поряд із коливанням TEM_{0014}

збуджується поверхнєве коливання, яке взаємопов'язане з основним типом коливань такої електродинамічної системи і погіршує її спектральні характеристики. Це коливання існує на випуклої поверхні лінзи й орієнтоване в площині вектора \vec{E} основної хвилі TE_{10} в підвідному хвилеводі. Таким чином, зрозуміло, що в ДЛР існує коливання квазі- TEM_{0014} . Як показано в попередньому підрозділі, у напівсферичних ВР поверхнєві коливання орієнтовані в площині вектора \vec{H} основної хвилі в підвідному хвилеводі. Таку відмінність в орієнтації поверхнєвого коливання на поверхнях фазових коректорів резонаторів, що розглядаються, можна пояснити складністю юстування ДЛР і наявністю самої діелектричної лінзи в об'ємі резонатора.

Висновки до розділу 2

Аналіз результатів проведених експериментальні досліджень дає змогу зробити низку важливих практичних висновків.

1. На підставі вивчення поведінки основного типу коливань у напівсферичних резонаторах, що мають однакові апертури дзеркал, але різні радіуси кривизни криволінійних відбивачів, виявлено поверхнєве коливання під час зміни відстані між ними. Воно локалізоване на увігнутій поверхні сферичного дзеркала резонатора в площині вектора \vec{H} хвилі TE_{10} у підвідному хвилеводі.
2. За нормованих відстаней між дзеркалами резонатора $L/R=0,72\div 0,76$ поверхнєве коливання взаємодіє з основним коливанням резонатора TEM_{00q} , оскільки має з ним один клас симетрії. Це необхідно враховувати при вимірюванні електрофізичних параметрів твердих діелектриків методом ВР. У низці робіт визначення проводяться саме за вказаних відстаней між відбивачами резонатора. Це пов'язано з тим, що при цих відстанях між дзеркалами ВР зазначеної геометрії мають, як правило, максимальну величину навантаженої добротності.

3. Виконані дослідження показали, що у ДЛР також збуджується поверхневе коливання, яке взаємопов'язане з коливанням TEM_{00q} ВР резонатора, що в підсумку призводить до погіршення його спектральних характеристик. Це коливання локалізоване у вигляді смуги на опуклій поверхні діелектричної лінзи. На відміну від попереднього випадку це коливання існує на опуклій поверхні діелектричної лінзи в площині вектора \vec{E} хвилі TE_{10} у підвідному хвилеводі.

4. Як показано в [107], умови малості дифракційних втрат для ВР визначаються виразом $a/2w_1 \geq 1$. У напівсферичному ВР поверхневе коливання взаємодіє з основним коливанням: TEM_{0042} , $R=110$ мм, $a/2w_1=0,941$; TEM_{0032} , $R=85$ мм, $a/2w_1=1,081$; TEM_{0022} , $R=62$ мм, $a/2w_1=1,337$. У ДЛР взаємодія основного типу коливань із поверхневим коливанням, яке локалізоване на поверхні лінзи, відбувається при $a_1/2w_1=1,35$. Як бачимо, це коливання взаємодіє з основним коливанням як раз при переході до резонатора з малими дифракційними втратами. Для розглянутого типу коливань це відповідає режиму максимальної величини навантаженої добротності. Тому, використовуючи метод ВР для визначення параметрів твердих діелектриків, необхідно враховувати можливість появи поверхневого коливання на криволінійному відбивачі.

РОЗДІЛ 3

ЗБУДЖЕННЯ ХВИЛІ TE_{10} У ПРЯМОКУТНОМУ ХВИЛЕВОДІ ЗА ДОПОМОГОЮ ВИЩОГО ТИПУ КОЛИВАННЯ РЕЗОНАТОРА TEM_{20q}

У міліметровому діапазоні для визначення електрофізичних параметрів твердих діелектриків резонансним методом використовуються ВР. Найбільше поширення отримали резонатори напівсферичної геометрії [12,60,65]. Це пов'язано з тим, що плоскопаралельний зразок розташовується на поверхні плоского дзеркала, поблизу якого фазовий фронт робочого типу коливань TEM_{00q} також плоский. При проведенні вимірювань поперечні розміри зразків повинні бути більші за діаметр “плями” поля основного типу коливань на плоскому дзеркалі. Вони визначаються геометрією резонатора та робочою довжиною хвилі. Тому зразок буде мати значні поперечні розміри.

В [14] описаний напівсферичний ВР з відрізком круглого надрозмірного хвилеводу. Така резонансна система використовується для визначення параметрів твердих діелектриків. Зразки циліндричної форми, геометричні розміри яких менші, за діаметр “плями” поля робочого коливання, поміщались на дно відрізка круглого хвилеводу. У хвилеводі збуджувалась хвиля TE_{01} за допомогою першого вищого аксіально-несиметричного типу коливань резонатора TEM_{01q} . Ця хвиля при вказаних розмірах резонатора збуджувалась з максимальною ефективністю коли діаметр відрізка круглого хвилеводу дорівнює 16 мм [15]. Особливість такої резонансної системи – додаткова кутова селекція спектру коливань, що дуже важливо при проведенні вимірювань параметрів твердих діелектриків.

В [108] представлена конструкція напівсферичного ВР з відрізком надрозмірного прямокутного хвилеводу в центрі плоского дзеркала. В резонаторі збуджується основний тип коливань. Для збудження в такому хвилеводі хвилі TE_{10} з максимальною ефективністю його поперечні розміри в площині дзеркала ВР мають бути: $\tilde{a} = 2,844w_0$, $\tilde{b} = 1,98w_0$ (w_0 – радіус

“плями” поля типу коливань TEM_{00q} на дзеркалі з хвилеводом). В абсолютних величинах поперечні розміри хвилеводу дорівнюють $23,7 \times 16,5$ мм. Використовувати таку резонансну систему для визначення параметрів твердих діелектриків при умові, що зразок діелектрика знаходиться на дні відрізка прямокутного хвилеводу, недоцільно. Це пов’язано з невеликою навантаженою добротністю такого складового ВР по причині значних омичних втрат. В такому резонаторі, як і в попередньому випадку, також мала місце кутова селекція спектру коливань.

Для зменшення геометричних розмірів хвилеводів (як круглого, так і прямокутного) в резонаторі повинно збуджуватись одне з вищих аксіально-несиметричних коливань. Чим вище поперечний індекс коливання, яке збуджується, тем сильніше воно стягується до осі резонатора [109]. Завдяки цьому можливе використання зразків невеликих розмірів.

Для вивчення взаємодії електромагнітного поля з речовиною, електронними пристроями та біологічними об’єктами потрібні потужні джерела однократного та імпульсно-періодичного мікрохвильового випромінювання наносекундної тривалості. Одним із способів отримання потужних мікрохвильових імпульсів є метод резонансної імпульсної компресії [16,17]. Він базується на повільному накопиченні та швидкому відборі електромагнітної енергії з високодобротного резонатора. В X -діапазоні для накопичення НВЧ енергії використовуються об’ємні резонатори на хвилевідних H - трійниках [16,110]. Такі компресори мають великі геометричні розміри. До їх недоліків також можна віднести невисоку добротність накопичувального резонатора.

Створення таких пристроїв у міліметровому діапазоні представляє практичний інтерес. Так, в [111] на частоті 34,27 ГГц випробуваний на малому рівні потужності імпульсний компресор у вигляді трьохдзеркального ВР, який збуджується гаусовим пучком. Діаметри кожного із дзеркал резонатора біжучої хвилі дорівнюють 227 мм. Габарити такого компресора та складність юстування дзеркал не дозволяють використовувати його для

вирішення практичних задач. Тому необхідно включати ВР до складу хвилевідної лінії передачі. Для організації інтерференційного ключа та виводу енергії з ВР найкраще використовувати відрізки надрозмірних хвилеводів [14,108,112].

Подібні пристрої використовувалися для виводу енергії з об'ємних резонаторів у діапазоні X [18, 113]. Для збільшення добротності коливання, яке збуджується у ВР, доцільно збільшувати радіус кривизни сферичного відбивача та відстань між дзеркалами. Тому може виявитися так, що хвилевід матиме такі поперечні розміри, що коливання резонатора не будуть збуджуватися. Для зменшення розмірів необхідно, знову ж таки, збуджувати в резонаторі аксіально-несиметричні коливання з високими поперечними індексами. Завдяки цьому при розмірах ВР, які забезпечують високу добротність, поперечні розміри відрізка хвилеводу, коли хвиля TE_{10} буде збуджуватися у ньому за допомогою однієї з “плям” поля робочого коливання, будуть прийнятними. Як бачимо, зменшення поперечних розмірів хвилеводу в складовому ВР необхідне як для визначення параметрів твердих діелектриків, так і для створення інтерференційного ключа на основі надрозмірного хвилеводу для виводу енергії з компресора потужності міліметрового діапазону. Отже, метою досліджень, результати яких наведені у цьому розділі, є вивчення особливостей збудження хвилі TE_{10} у прямокутному хвилеводі, виконаному в плоскому дзеркалі ВР, за допомогою вищого аксіально-несиметричного коливання TEM_{20q} .

3.1 Ефективність збудження хвилі TE_{10} у прямокутному хвилеводі за допомогою коливань ВР TEM_{20q}

Розглянемо напівсферичний ВР, утворений сферичним 1 та плоским 2 дзеркалами 1 і площиною 2 [23,25]. У центрі дзеркала 2 розташований прямокутний хвилевод 5 з перерізом $a \times b$ (рис. 3.1). Хвиля TE_{10} збуджується в ньому за допомогою вищого коливання резонатора TEM_{20q} ($m=2, n=0$).

Відбиттями від розкриву прямокутного хвилеводу нехтуємо ($|\Gamma|=0$). Як показали раніше проведені дослідження, такий хвилевод є надрозмірним. Тому його поперечні розміри становлять кілька довжин хвиль, і відбиттями від розкриву такого хвилеводу можна нехтувати [114]. Вважаємо, що апертури дзеркал резонатора безкінечні. Геометричні параметри резонатора та амплітудний розподіл $\vec{E}_e(x, y)$ збуджуючого та робочого $\vec{E}_w(x, y)$ полів у ньому приведені на рис. 3.1. Тут же показані напрямки векторів напруженості електричного поля $\vec{E}_e(x, y)$ в “плямах” поля коливання TEM_{20q} ВР та в основній хвилеводній хвилі $\vec{E}_w(x, y)$.

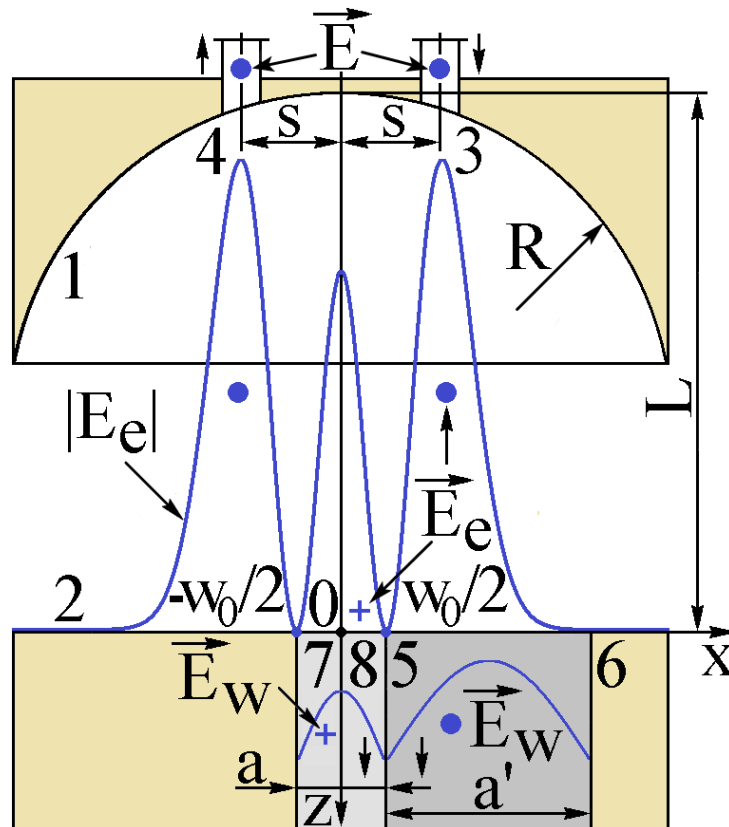


Рисунок 3.1 – Модель напівсферичного резонатора, який досліджується

Розглянемо збудження хвилі TE_{10} у прямокутному хвилеводі 5, виконаному в центрі плоского дзеркала 2 резонатора за допомогою вищого аксіально-несиметричного коливання TEM_{20q} . Розподіл електричної

компоненти поля цього коливання в площині $z = 0$, яку далі будемо називати збуджувальною, має вигляд [105]

$$\vec{E}_e(x, y) = 2E_{20} \left(\frac{4x^2}{w_0^2} - 1 \right) \exp \left[-\frac{(x^2 + y^2)}{w_0^2} \right] \vec{y}_0, \quad (3.1)$$

де E_{20} – амплітудний коефіцієнт, w_0 – радіус “плями” поля основного коливання TEM_{00q} на плоскому дзеркалі резонатора, \vec{y}_0 – одиничний орт уздовж координати y , яка перпендикулярна площині рисунка 3.1.

Електричну складову хвилі TE_{10} в прямокутному хвилеводі з перерізом $a \times b$ будемо називати робочим полем ($\vec{E}_w(x, y)$). Якщо перенести початок координат в центр хвилеводу то отримаємо розподіл цієї компоненти поля в площині $z=0$ у вигляді [115]

$$\vec{E}_w(x, y) = -j \frac{\omega \mu_a a}{\pi} H_{0z} \cos \frac{\pi x}{a} \vec{y}_0, \quad (3.2)$$

де $\omega = 2\pi f$ – кругова частота, μ_a – абсолютна магнітна проникність, a – широка сторона хвилеводу, H_{0z} – амплітуда поздовжньої складової магнітного поля. Тут опущений множник $\exp(-j\beta_{10}z)$, який описує зміну $\vec{E}_w(x, y)$ уздовж осі z , \vec{y}_0 – як і вище, одиничний орт уздовж осі y . Для визначення ефективності збудження η хвилі TE_{10} у прямокутному хвилеводі за допомогою коливання TEM_{20q} ВР використаємо вираз [108]

$$\eta = \frac{\left| \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \vec{E}_e(x, y) \vec{E}_w^*(x, y) dx dy \right|^2}{\|\vec{E}_e(x, y)\|^2 \|\vec{E}_w(x, y)\|^2}. \quad (3.3)$$

Квадрати норм функцій, що описують збуджувальні ($\vec{E}_e(x, y)$) та робочі ($\vec{E}_w(x, y)$) електричні поля, які входять в цей вираз, обчислюються згідно (3.4) та (3,5) [108]

$$\|\vec{E}_e(x, y)\|^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}_e(x, y) \vec{E}_e^*(x, y) dx dy, \quad (3.4)$$

$$\|\vec{E}_w(x, y)\|^2 = \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \vec{E}_w(x, y) \vec{E}_w^*(x, y) dx dy. \quad (3.5)$$

У виразі (3.4) інтегрування проводиться в безкінечних межах, оскільки були задані безкінечні апертури дзеркал ВР. Після підстановки (3.1) у (3.4) і заміни змінних $u=x/a$ та $v=y/b$ отримуємо кінцевий результат

$$\|E_e(u, v)\|^2 = 4E_{20}^2 ab \int_{-\infty}^{\infty} (4u^2 \tilde{a}^2 - 1)^2 e^{-2u^2 \tilde{a}^2} du \times \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2v^2 \tilde{b}^2} dv. \quad (3.6)$$

Тут $\tilde{a} = a/w_0$, $\tilde{b} = b/w_0$. Підставляючи вираз (3.2), який описує розподіл електричного поля у відріжку хвилеводу 5, у (3.5), і опускаючи проміжні обчислення, отримаємо

$$\|E_w(x, y)\|^2 = \left(\frac{\omega \mu_a H_{0z} a}{\pi} \right)^2 \frac{ab}{2}. \quad (3.7)$$

Визначимо ефективність збудження основної хвилі TE_{10} у прямокутному хвилеводі за допомогою вищого аксіально-несиметричного коливання резонатора TEM_{20q} . Підставимо (3.1), (3.2), (3.6), (3.7) в (3.3) та зробимо, як і раніше, заміну перемінних $u=x/a$ и $v=y/b$ і отримаємо в кінці

$$\eta = 2 \frac{\left| \int_{-1/2}^{1/2} (4u^2 \tilde{a}^2 - 1) \cos(\pi u) e^{-u^2 \tilde{a}^2} du \right|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} (4u^2 \tilde{a}^2 - 1)^2 e^{-2u^2 \tilde{a}^2} du} \cdot \frac{\left| \int_{-1/2}^{1/2} e^{-v^2 \tilde{b}^2} dv \right|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-2v^2 \tilde{b}^2} dv}. \quad (3.8)$$

При інтегруванні приймаємо $\tilde{b} = 1.9799$. Це пов'язано з тим, що, як показано у [108,116], максимальна ефективність збудження хвиль у прямокутних хвилеводах із використанням різних типів коливань ВР досягається при наведеному вище значенні \tilde{b} . Результати розрахунку за формулою (3.8) наведені на рис. 3.2, крива 1.

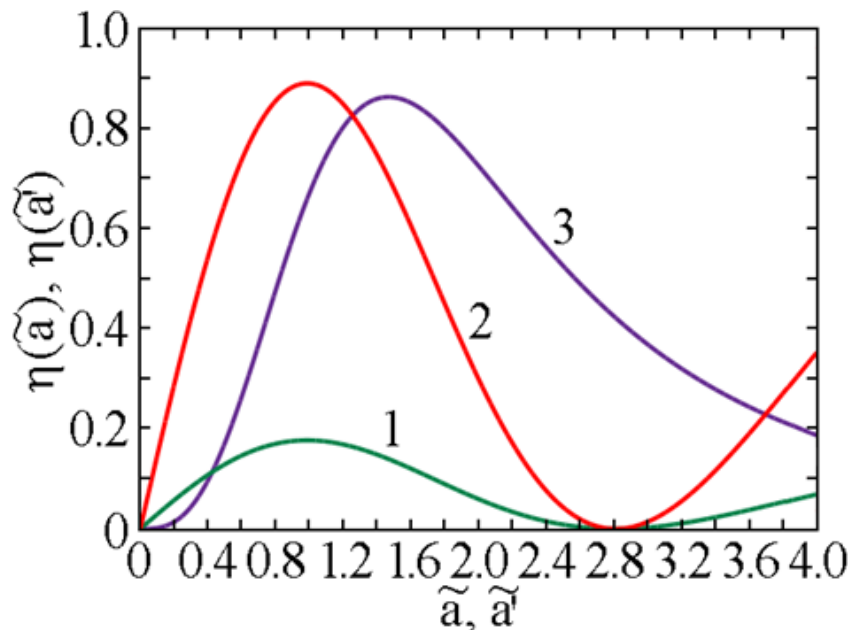


Рисунок 3.2 – Ефективність збудження хвилі TE_{10} у хвилеводі за допомогою коливання резонатора TEM_{20q}

Як видно з рисунка, у цьому випадку ефективність збудження хвилевідної хвилі за допомогою коливання ВР низька. Максимальне значення $\eta = 0,1762$ при $\tilde{a} = 0,9986$. Тому розглянемо інші методи збудження хвилі TE_{10} у прямокутному хвилеводі.

3.2 Збудження хвилі TE₁₀ в прямокутному хвилеводі за допомогою окремих «плям» поля коливання ВР TEM_{20q}

Якщо проаналізувати вираз (3.1), то легко побачити, що $\vec{E}_e(x, y) = 0$ при $x = \pm w_0/2$. Ці точки позначені на рис. 3.1 числами 7 і 8. Оскільки електрична компонента поля коливань резонатора проходить через нульові значення, то можна розглядати збудження хвилі TE₁₀ у хвилеводі 5 за допомогою центральної «плями» поля коливання TEM_{20q}. Відрізок прямокутного хвилеводу, як зазначено вище, розташований уздовж осі ВР. У виразі (3.4) по координаті x інтегруємо не нескінченно, а від $-w_0/2$ до $w_0/2$. Тоді вираз (3.6), враховуючи виконані вище перетворення, набуде вигляду

$$\|E_e(u, v)\|^2 = 4E_{20}^2 ab \int_{-1/2\tilde{a}}^{1/2\tilde{a}} (4u^2\tilde{a}^2 - 1)^2 e^{-2u^2\tilde{a}^2} du \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2v^2\tilde{b}^2} dv. \quad (3.9)$$

Вираз для квадрата норми функції, що описує робочу хвилю, визначається, як і вище, виразом (3.7). Після підстановки (3.1), (3.2), (3.7), (3.9) у (3.3) отримаємо у остаточній формі вираз, який визначає ефективність збудження хвилеводу за допомогою центральної «плями» поля коливань резонатора TEM_{20q}

$$\eta = 2 \frac{\left| \int_{-1/2}^{1/2} (4u^2\tilde{a}^2 - 1) \cos(\pi u) e^{-u^2\tilde{a}^2} du \right|^2}{\int_{-1/2\tilde{a}}^{1/2\tilde{a}} (4u^2\tilde{a}^2 - 1)^2 e^{-2u^2\tilde{a}^2} du} \cdot \frac{\left| \int_{-1/2}^{1/2} e^{-v^2\tilde{b}^2} dv \right|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-2v^2\tilde{b}^2} dv}. \quad (3.10)$$

Результати розрахунку з використанням (3.10) показані на рис. 3.2, крива 2. Як видно, ефективність збудження хвилі значно зросла. Максимальне значення $\eta = 0,8901$ при $\tilde{a} = 0,9986$. Отже, при застосуванні

такого способу збудження хвилевідної хвилі можна говорити про можливість використання розглянутого складового ВР для визначення параметрів твердих діелектриків. Позитивним моментом тут є те, що, окрім високої ефективності збудження хвиль у хвилеводі, прямокутний хвилевід має відносно невеликий розмір широкої стінки ($\sim w_0$). Втім, на практиці цікаво розглянути збудження хвилі TE_{10} у прямокутному хвилеводі за допомогою бічної «плями» поля коливань TEM_{20q} ВР.

У цьому випадку прямокутний хвилевід б буде зміщений від осі ВР (рис. 3.1). Ширина широкої стінки хвилеводу — a' . Тут, у виразі (3.4) на координаті x , необхідно інтегрувати від $w_0/2$ до нескінченності. Враховуючи вищезазначені підстановки змінних $u=x/a$ та $v=y/b$ та прийняті позначки $\tilde{a}' = a'/w_0$, $\tilde{b} = b/w_0$ отримуємо у остаточній формі вираз для квадрата норми функції, що описує збуджуюче електричне поле $\vec{E}_e(x, y)$ в площині $z = 0$

$$\|E_e(u, v)\|^2 = 4E_{20}^2 a' b \int_{1/2\tilde{a}'}^{\infty} (4u^2 \tilde{a}'^2 - 1)^2 e^{-2u^2 \tilde{a}'^2} du \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2v^2 \tilde{b}^2} dv. \quad (3.11)$$

Вираз, що описує розподіл компоненти електричного поля хвилі TE_{10} у прямокутному хвилеводі, також зміниться. Для розглянутого випадку (рис. 3.1) (3.2) матиме вигляд

$$\vec{E}_w(x, y) = -j \frac{\omega \mu_a a'}{\pi} H_{0z} \sin \left[\frac{\pi}{a'} \left(x - \frac{w_0}{2} \right) \right] \vec{y}_0. \quad (3.12)$$

У цьому випадку квадрат норми цієї функції після підстановки (3.12) в (3.5) визначається, як вище, виразом (3.7). Відношення (3,3), яке визначає ефективність збудження хвилі TE_{10} за допомогою бічної «плями» поля коливання резонатора TEM_{20q} , також зміниться. Воно прийме вигляд

$$\eta = \frac{\left| \int_{w_0/2}^{(w_0/2)+a'} \int_{-b/2}^{b/2} \vec{E}_e(x,y) \vec{E}_w^*(x,y) dx dy \right|^2}{\left\| \vec{E}_e(x,y) \right\|^2 \left\| \vec{E}_w(x,y) \right\|^2}. \quad (3.13)$$

Після підстановки (3.1), (3.7), (3.11), (3.12) в (3.13) отримаємо у кінцевій формі вираз, який визначає ефективність збудження хвилі TE_{10} у прямокутному хвилеводі за допомогою бічної “плями” поля коливання резонатора TEM_{20q} .

$$\eta = 2 \frac{\left| \int_{1/2\tilde{a}'}^{1+(1/2\tilde{a}')} (4u^2\tilde{a}'^2 - 1) \sin \left[\pi \left(u - \frac{1}{2\tilde{a}'} \right) \right] e^{-u^2\tilde{a}'^2} du \right|^2}{\int_{-1/2\tilde{a}'}^{1/2\tilde{a}'} (4u^2\tilde{a}'^2 - 1)^2 e^{-2u^2\tilde{a}'^2} du} \cdot \frac{\left| \int_{-1/2}^{1/2} e^{-v^2\tilde{b}^2} dv \right|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-2v^2\tilde{b}^2} dv}. \quad (3.14)$$

Результати розрахунку величини η залежно від нормованого розміру широкої сторони прямокутного хвилеводу $\tilde{a}' = a' / w_0$ показані на рис. 3.2, крива 3. З рисунка видно, що при такому способі збудження основної хвилі в прямокутному хвилеводі максимальне значення η дорівнює 0,8628 при $\tilde{a}' = 1,4854$.

Розрахунки показали, що ефективність збудження хвилі TE_{10} за допомогою бокової або центральної плями поля коливань резонатора TEM_{20q} незначно відрізняється. У цьому випадку розмір широкої стінки прямокутного хвилеводу a буде у 1,5 рази меншим за розмір широкої стінки хвилеводу a' . Тому для подальшого розгляду обмежимося прямокутним хвилеводом, виконаним у центрі плоского дзеркала резонатора. Оскільки, як показано вище, ефективність збудження хвилі TE_{10} у відрізьку прямокутного хвилеводу за допомогою центральної плями поля вищого аксіально-несиметричного коливання ВР складає величину порядку 90%, то така

резонансна система повинна мати додаткову кутову селекцію спектру коливань.

Наступним кроком визначаються геометричні розміри прямокутного хвилеводу. Вважаємо його надрозмірним для діапазону 4 мм, його поперечні розміри — $a \times b = 7,2 \times 3,4$ мм. Цей хвилевод розташований у центрі плоского дзеркала ВР. Радіус плями поля w_0 основного типу коливань TEM_{00q} на цьому дзеркалі дорівнює $a/0,9986$ або 7,210 мм. Частоту генератора візьмемо з експериментальних даних: $f = 74,935$ ГГц ($\lambda = 4,003$ мм) [117]. На цьому етапі нормована відстань між дзеркалами L/R резонатора дорівнює 0,65. Це пов'язано з тим, що чим вищий поперечний індекс коливань, тим при менших відстанях між дзеркалами резонатора воно має максимальну величину навантаженої добротності. З виразу [105]

$$w_0 = \sqrt{(\lambda/\pi)R\sqrt{(L/R)[1-(L/R)]}}, \quad (3.15)$$

знайдемо, що для заданого значення w_0 воно виконується при $R = 85,3$ мм. Тоді $L = R \times 0,65 = 55,445$ мм. Визначимо поздовжній індекс коливань TEM_{00q} , знаючи приблизну відстань L між дзеркалами.

При $\lambda/2 = 2,0015$ мм, враховуючи збільшення довжини хвилі в резонаторі, отримаємо, $q = 26$. Резонансна відстань між дзеркалами ВР для коливань TEM_{0026} знаходиться із співвідношення [105]

$$(3 \cdot 10^{11}/2L) \left[26 + (m+n+1) \times (1/\pi) \arccos\left(\sqrt{1-(L/R)}\right) \right] = 7,4935 \times 10^{10}. \quad (3.16)$$

У цьому конкретному випадку $R = 85,3$ мм, $m = n = 0$. Після підстановки числових значень у вира (3.16) отримуємо, що для коливань типу TEM_{0026} воно виконується при $L = 52,6207$ мм. Для типу коливань TEM_{2026} ($m = 2, n = 0$) резонансна відстань між дзеркалами напівсферичного ВР становить 53,7992

мм. Уточнимо нормовану відстань між дзеркалами резонатора для коливань типу $TE_{M_{0026}}$. Підставляючи отримані значення R і L , отримуємо, що $L/R = 0,6169$. З виразу (3.15) слідує, що уточнене значення $w_0 = 7,269$ мм. Визначимо розмір b прямокутного хвилеводу в площині дзеркала, при якому хвиля TE_{10} буде збуджена в ньому з максимальною ефективністю. Для цього помножимо значення w_0 , яке дорівнює 7,269, на 1,9799. У результаті отримуємо, що $b=14,3919$ мм. Як ми бачимо, у площині дзеркала прямокутний хвилевод являє собою E -секторіальний рупор 5 (рис. 3.1). Він виконаний в центрі плоского дзеркала ВР, біля якого фазовий фронт збудженого коливання завжди плоский. Отже, розподіл фази хвилі TE_{10} у розкриві цього рупора також має бути плоским. Визначимо довжину кінчної частини такого випромінювача. Для цього скористаємося нерівністю [118]

$$R_E \geq b^2/2\lambda. \quad (3.17)$$

З виразу (3.17), враховуючи значення b і λ , отримуємо, що R_E має бути більшою за 25,8714 мм. Тому виберемо $R_E=40$ мм. Визначимо максимальну фазову похибку φ_{\max} в розкриві такого E - секторіального рупора в площині вектора \vec{E} основної хвилі TE_{10} в прямокутному хвилеводі. У площині вектора \vec{H} переріз хвилеводу залишається незмінним і дорівнює 7,2 мм. Довжина кінчної частини випромінювача, що розглядається в цій площині, повинна задовольняти нерівності [118]

$$R_H \geq a^2/3\lambda. \quad (3.18)$$

Після підстановки числових значень a та λ отримуємо, що $R_H \geq 4,3168$ мм. У результаті обираємо довжину кінчної частини, рівну 40 мм.

Отже, чисельні розрахунки показали, що для ефективного збудження хвилі TE_{10} у прямокутному хвилеводі за допомогою центральної плями поля коливань $TE_{M_{20q}}$, його розкрив у площині дзеркала резонатора являє собою E - секторіальний рупор.

3.3 Опис експериментальної установки

Блок-схема експериментального стенду, який використовувався для проведення досліджень ВР, який розглядався у попередньому розділі, показана на рис. 3.3.

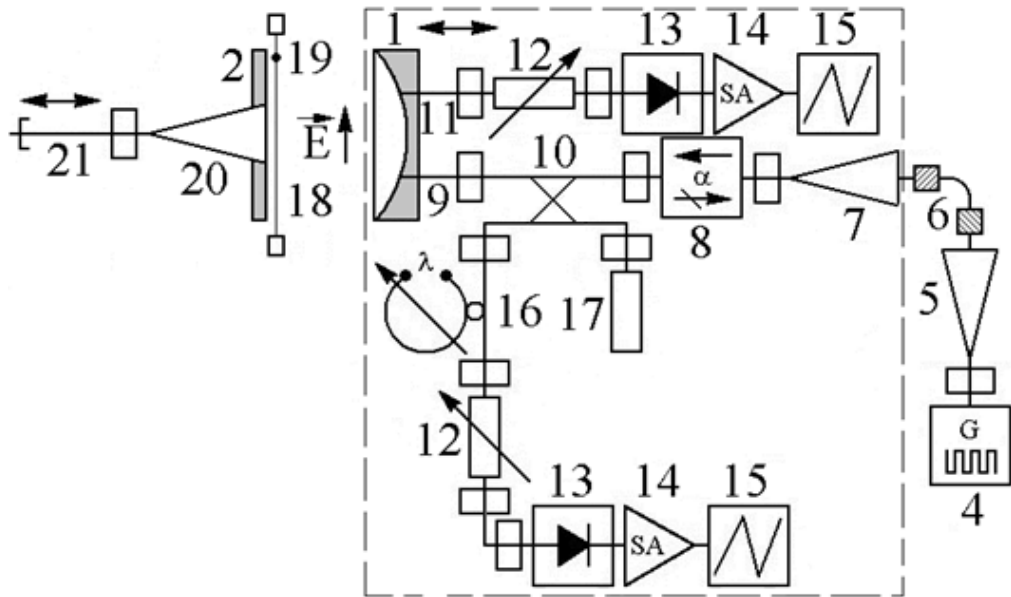


Рисунок 3.3 – Блок-схема експериментального стенда для дослідження ВР

Напівсферичне ВР утворений сферичним 1 та плоским 2 дзеркалами з апертурами $2a$, рівними 60 мм. Радіус кривизни сферичного дзеркала R становить 85 мм. Експериментальний стенд створений на основі катетометра, а його зовнішній вигляд показано на рис. 3.4. Дзеркала, що утворюють напівсферичний резонатор, показані на рис. 3.5 та рис. 3.6.

Коливання TEM_{20q} збуджується за допомогою щілинного елемента зв'язку 9, який виконаний на периферії сферичного відбивача 1 на відстані s від осі резонатора (рис. 3.5). Це плавний перехід від стандартного поперечного перерізу прямокутного хвильоводу розміром $3,6 \times 1,8$ мм до зменшеного з розмірами $3,6 \times 0,16$ мм. Щоб визначити відстань s , з виразу [105]

$$w_1 = 1 - (L/R) \sqrt{(\lambda/\pi) R \sqrt{L/R} / (1 - L/R)}, \quad (3.19)$$

знайдемо радіус “плями” поля w_1 коливання TEM_{0026} на сферичному дзеркалі резонатора.

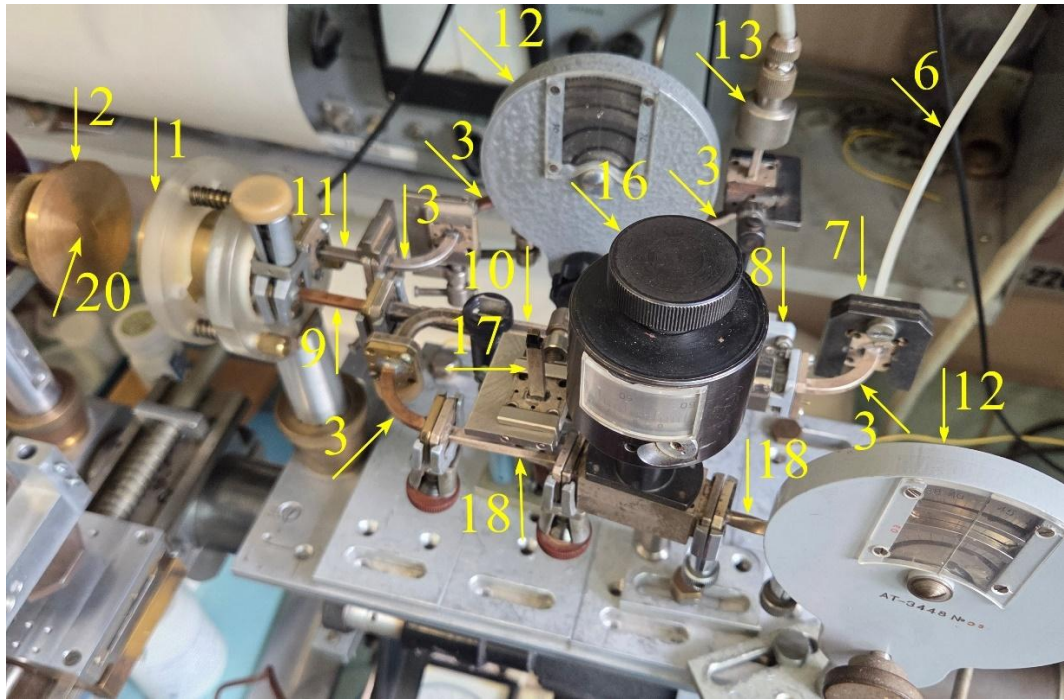


Рисунок 3.4 – Експериментальний стенд для дослідження ВР

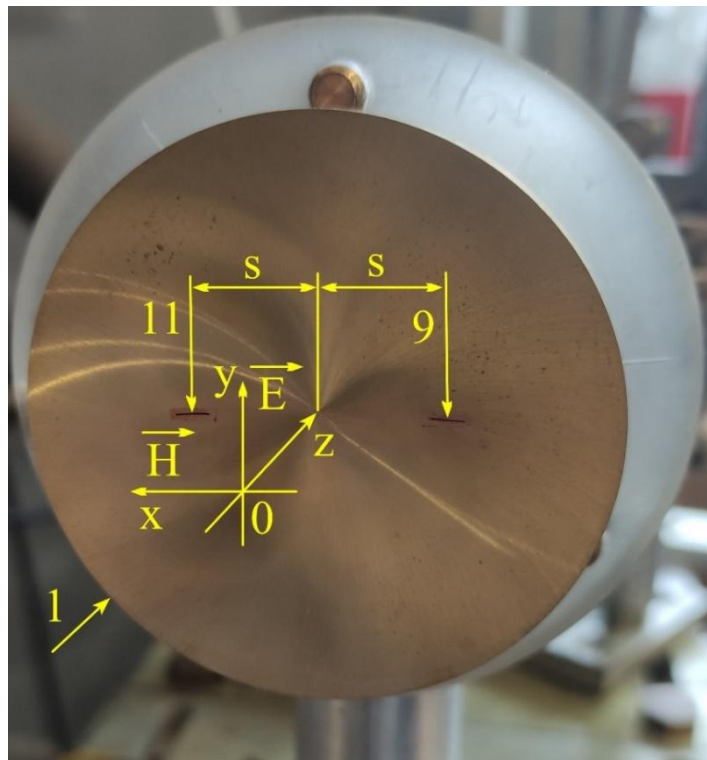


Рисунок 3.5 – Сферичне дзеркало з двома щілинними елементами зв’язку

Підставляючи числові значення $\lambda=4,003$ мм, $R=85,3$ мм та $L/R=0,6169$ з (3,19), отримуємо, що $w_1=11,7441$ мм. Тепер в (3.1) замість w_0 підставляємо w_1 , прирівнюємо у до нуля і даний вираз диференціюємо по x .

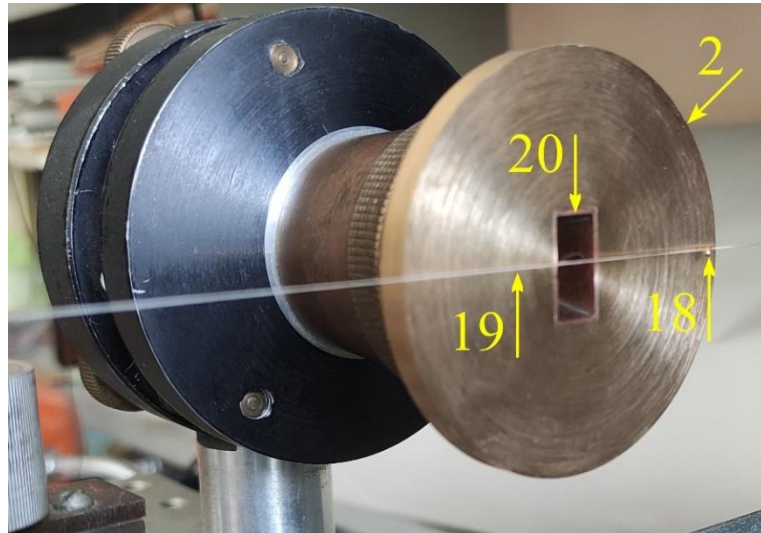


Рисунок 3 6 – Плоске дзеркало ВР з надрозмірним відрізком хвилеводу

Прирівнявши отриманий вираз до нуля, знайдемо, що $s=\pm 13,1303$ мм. У результаті обираємо $s=\pm 13,2$ мм. Високочастотний генератор Г4-142 використовується як джерело міліметрових хвиль, сигнал якого модулюється по амплітуді меандром з частотою 1 кГц. Це робиться для розширення динамічного діапазону під час вимірювань. Частота f генератора 4 становить 74,935 ГГц ($\lambda=4,003$ мм).

Сигнал виводиться з резонатора за допомогою другого щілинного елемента зв'язку 11 з розмірами $3,6\times 0,16$ мм. Він розташований на сферичному дзеркалі 1, діаметрально протилежно елементу зв'язку 9, на такій самій відстані s від осі ВР (рис. 3.5). Цей елемент зв'язку, як і перший, є плавним переходом з перерізу прямокутного хвилеводу розміром $3,6\times 1,8$ мм до нижчого. Сигнал від генератора 4 потрапляє в хвилевідний тракт за допомогою діелектричного хвилеводу 6 з поліетилену, поперечний переріз якого становить $3,6\times 2$ мм. Для більш ефективного узгодження цього хвилеводу з генератором та трактом до схеми входять два пірамідальні

рупори 5 і 7, розміри розкривів яких дорівнюють $14,5 \times 11,5$ мм, а довжина конічної частини дорівнює 19,5 мм. Для додаткової розв'язки генератора з резонатором в схему включений феритовий вентиль 8 типу ФХВ1-37Г. Його прямі втрати на частоті 74,935 ГГц становлять -0,53 дБ (рис. 3.7), а зворотні втрати — -7,6 дБ (рис. 3.8).

До схеми також входить спрямований відгалужувач 10, за допомогою якого контролюється частота генератора 4. Для цього передбачено додатковий хвилевідний тракт, який включає: вимірювальний поляризаційний атенюатор 12, хвилемір 16, детектор 13, резонансний підсилювач 14 та осцилограф 15 (рис. 3.3, рис. 3.4). До четвертого плеча спрямованого відгалужувача 10 під'єднане узгоджене навантаження 17. Сигнал, який пройшов через ВР через щільний елемент зв'язку 11 надходить в приймальний тракт, який складається з вимірювального поляризаційного атенюатора 12, детектора 13, резонансного підсилювача 14 та осцилографа 15.

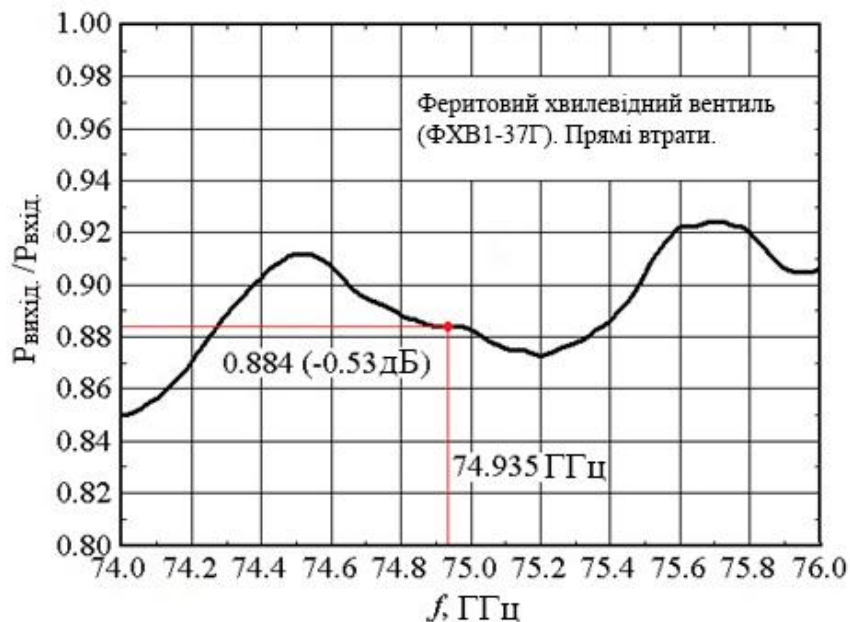


Рисунок 3.7 – Прямі втрати феритового вентиля у смузі частот

У центрі плоского дзеркала 2 розташований Е-секторіальний рупор 20 з розмірами в площині дзеркала $7,2 \times 14,4$ мм (рис. 3.6). Довжина його конічної

частини становить 40 мм. До виходу такого випромінювача з поперечним перерізом $7,2 \times 3,4$ мм підключається короткозамикаючий поршень 21.

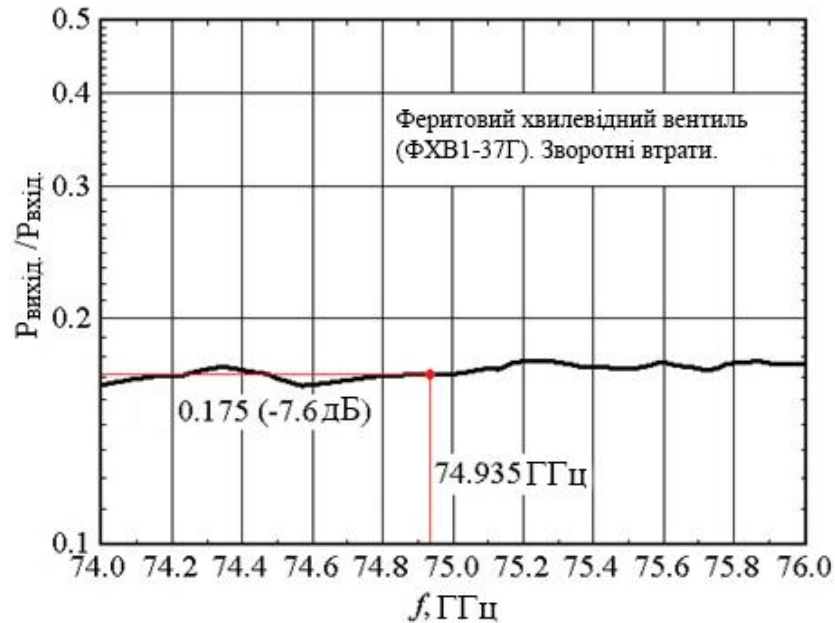


Рис. 3.8 – Зворотні втрати феритового вентиля у смузі частот

У схему також включено п'ять хвилевідних 90° вигинів 3. Чотири з них знаходяться у площині вектора \vec{H} , а один — у площині вектора \vec{E} хвилі TE_{10} прямокутного хвилеводу (рис. 3.4). Для включення до схеми хвилеміра 16 передбачено дві 90° хвилеводні зкрутки 18 (рис. 3.4).

Для ідентифікації коливань у напівсферичному ВР, які досліджуються, використовується метод тестового тіла [91]. В якості зонда 18 використовується кулька зі скла з сажею, діаметр якої дорівнює 1 мм. Вона закріплена на капроновій нитці 19 товщиною 0,1 мм (рис. 3.3). Вимірювання структури поля коливання резонатора проводилось в площині вектора \vec{H} хвилі TE_{10} в щілинних елементах зв'язку 9 та 11 на відстані $\lambda/4$ від плоского дзеркала. Це відповідає першій пучності електричної компоненти поля стоячої хвилі в резонаторі. ВР налаштовується на резонанс шляхом руху сферичного дзеркала з частиною хвилевідного тракту, які зібрані на рухомій

платформі. Ця частина стенду виділена пунктирною лінією на рис. 3.3. Відстань між дзеркалами резонатора визначається з точністю $\pm 0,001$ мм.

3.4 Результати експериментальних досліджень

На першому етапі прямокутний розкрив 20 у центрі плоского дзеркала 2 закривається латунною вставкою (рис. 3.4). Результати вимірювання резонансного коефіцієнта передавання K_{transm} залежно від нормованої відстані між відбивачами L/R для першого вищого аксіально-несиметричного коливання TEM_{20q} в досліджуваному напівсферичному ВР наведено на рис. 3.9 (червона крива).

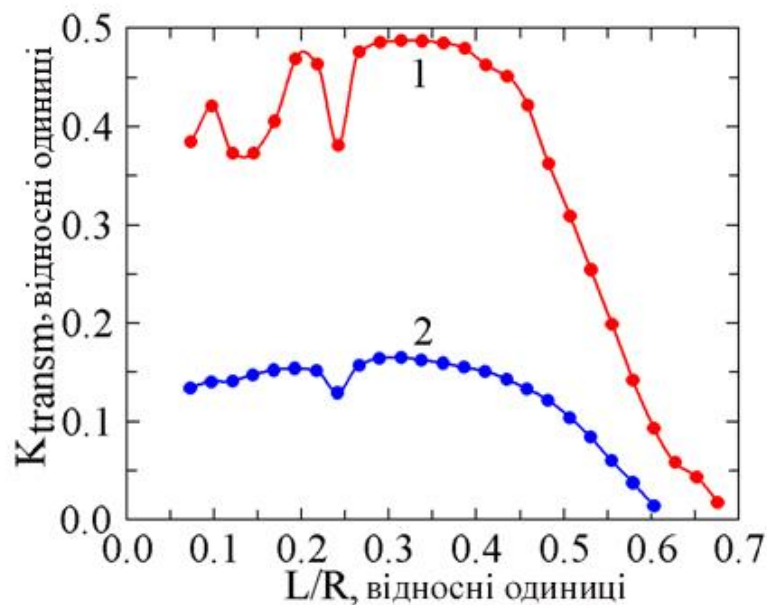


Рисунок 3.9 – Залежності K_{transm} від L/R для вищого аксіально-несиметричного коливання ВР TEM_{20q}

Як видно з рисунку, коли нормована відстань між дзеркалами зменшується, коефіцієнт пропускання збільшується. Це пов'язано зі зменшенням дифракційних втрат у ВР. Починаючи з $L/R=0,386$ (коливання TEM_{2016}), коефіцієнт передачі резонатора трохи змінюється зі зменшенням відстані між дзеркалами. У цьому випадку втрати у ВР визначаються

переважно омичними та втратами в лініях зв'язку. При $L/R = 0,241$ коливання (TEM_{2010}) взаємодіє з іншим вищим типом коливань резонатора розглянутої геометрії – TEM_{409} . Подальше зменшення відстані між дзеркалами ВР призводить до сильного згущення спектру коливань.

Оберемо для дослідження коливання TEM_{2016} . Резонатор, у якому збуджується це коливання, повинен мати максимальну величину навантаженої добротності. Це пов'язано з наступним. Як зазначалося вище, для коливань TEM_{2016} дифракційні втрати стають порівнянними з омичними. Звідси і висока добротність резонатора, яка визначається як відношення об'єму, зайнятого коливанням, до втрат у резонаторі за час період коливань. Налаштуємося на це коливання, рухаючи сферичне дзеркало з елементами зв'язку та частиною хвилевідного тракту (рис. 3.3, рис. 3.4). Тепер видалимо латунну вставку в центрі плоского дзеркала 2 (рис. 3.6). Регулюючи поршень 21 (рис. 3.3), добиваємося резонансного відгуку резонатора на екрані осцилографа 15. Переконаємося, що коливання TEM_{20q} знову збуджуються в резонаторі. Для цього ідентифікуємо коливання за допомогою тестового тіла 18, закріпленого на нейлоновій нитці 19 (рис. 3.6).

Результати вимірювання K_{transm} при зміні L/R , коли в центрі плоского дзеркала знаходиться секторіальний рупор з розмірами розкриву $7,2 \times 14,4$ мм, який переходить в надрозмірний прямокутний хвилевід з розміром розкриву $7,2 \times 3,4$ мм, показані на рис. 3.9 (синя крива). Як видно, поведінка коефіцієнта передачі осциляції TEM_{20q} зі зменшенням L/R у цьому випадку подібна до поведінки K_{transm} для порожнього ВР. При $L/R = 0,241$ коливання TEM_{2010} також взаємодіє з вищим коливанням резонатора TEM_{409} . Секторіальний рупор в центрі дзеркала не буде суттєво впливати на збудження цього коливання. Водночас при малих відстанях між дзеркалами ($L/R < 0.2$) спостерігалось значне розрідження спектру коливань. Це чітко видно з порівняння червоних і синіх кривих (рис. 3.9).

Головний недолік, що впливає з результатів проведених експериментальних досліджень, полягає в наступному. Максимальний

коефіцієнт передачі порожнього ВР, у якому збуджується коливання TEM_{20q} , становить 0,488 ($L/R=0,313$, коливання TEM_{2013}). За наявності секторіального рупора в центрі плоского дзеркала з відрізком надрозмірного хвилеводу максимальний $K_{transm}=0,165$ (коливання TEM_{2013}). Таким чином, втрати в резонаторі зросли на 9,6 дБ. Ми говоримо про порожній резонатор. Якщо ж зразок діелектрика розташувати на дні надрозмірного прямокутного хвилеводу, що переходить в секторіальний рупор, то це приведе до ще більших втрат для такої резонансної системи. І може статися, що робоче коливання в такому резонаторі взагалі не буде збуджено.

Висновки до розділу 3

Проведені у цьому розділі дослідження дають змогу зробити низку важливих практичних висновків.

1. Чисельні дослідження показали, що ефективність збудження хвилі TE_{10} у прямокутному хвилеводі, створеному в центрі плоского дзеркала напівсферичного ВР за допомогою центральної плями поля вищого аксіально несиметричного коливання TEM_{20q} , дорівнює 0,8901. Водночас $\tilde{a} = a/w_0 = 0,9986$, $\tilde{b} = b/w_0 = 1,9799$. Такий розкриття являє собою E -секторіальний рупор.
2. Основну хвилю у прямокутному хвилевод можна збудити, використовуючи бічну “пляму” поля коливання TEM_{20q} . У цьому випадку ефективність збудження хвилі також висока і має значення, що дорівнює 0,8628 з нормованими розмірами прямокутного розкриття $\tilde{a}'=1,4854$ та $\tilde{b}=1,9799$. Хоча ефективність збудження хвилі TE_{10} не набагато нижча, розмір прямокутного хвилеводу на широкій стінці виявився майже в півтора рази більшим. А це додаткові омичні втрати для такої резонансної системи.
3. Експериментальні дослідження збудження основної хвилі у надрозмірному прямокутному хвилеводі за допомогою центральної “плями” поля коливання TEM поля показали, що в такій резонансній системі втрати зростають у

середньому на 9,6 дБ порівняно з порожнім резонатором. Це свідчить про те, що, у ВВЧ діапазоні недоцільно використовувати складові ВР з відрізками надрозмірних прямокутних хвилеводів для визначення електрофізичних параметрів твердих діелектриків. Окрім високих втрат, такі резонансні системи та зразки складніше виготовляти порівняно з круговими хвилеводами та зразками.

РОЗДІЛ 4

АКСІАЛЬНО-СИМЕТРИЧНІ КОЛИВАННЯ У ВІДКРИТОМУ РЕЗОНАТОРІ

Визначення електрофізичних параметрів рідких діелектриків є важливим завданням у медицині, сільському господарстві та нафтовій промисловості. Це пов'язано з визначенням вмісту вологи в різних розчинах, оліях та рідких продуктів нафтової переробки, а також з контролем їх якості [72, 82, 119–121]. Наразі в діапазоні ВВЧ використовуються добре відомі та перевірені методи для визначення електрофізичних параметрів не лише рідких, а й твердих діелектриків: метод вільного простору [84, 87, 122, 123], хвилевідний [69,72,74,76,124] та резонаторний [5, 39, 65, 125–127]. Метод визначення параметрів діелектриків за допомогою об'ємних резонаторів є кращим через високу чутливість. Зазвичай визначення проводяться в діапазоні X (8 ГГц÷12 ГГц) [42, 45, 77, 124]. Вибір саме цього частотного діапазону є компромісним рішенням. При переході в *Ka*, а тим більше в частотні діапазони *V* або *W*, чутливість вимірювальної системи підвищується. Але водночас геометричні розміри об'ємних резонаторів зменшуються, а омичні втрати в їхніх стінках зростають. У результаті це призведе до зниження навантаженої добротності резонатора, що вплине на точність вимірювань. При використанні *L* або *S* діапазонів вага та розміри вимірювальної системи збільшуються.

Незважаючи на вищезазначене, все ж рекомендується вимірювати електрофізичні параметри рідких діелектриків у діапазоні ВВЧ [70, 128]. Це пов'язано з тим, що в цьому діапазоні діелектрична проникність та тангенс кута втрат води, які є основною складовою низки біологічних рідин і можуть бути частиною олій і нафтопродуктів, зменшуються. Для визначення електрофізичних параметрів не лише рідких, а й твердих діелектриків резонансним методом, необхідно перейти на резонансні системи, адекватні міліметровому діапазону — ВР [10, 30, 38, 52, 53, 55–58, 60–64, 97, 129, 130].

Найпоширенішими є резонатори напівсферичної геометрії [12, 50, 56, 58, 60, 61, 63, 66]. Це пов'язано з тим, що плоско-паралельний зразок [12, 13, 58, 60, 61] або кювета з рідиною [53] розміщується на поверхні плоского дзеркала, біля якого фазовий фронт основного коливання TEM_{00q} теж плоский. При проведенні вимірювань поперечні розміри твердих зразків або кювет з рідиною повинні бути більшими за діаметр “плями” поля коливання TEM_{00q} на дзеркалі.

У [15] описано напівсферичний ВР з відрізком круглого надрозмірного хвилеводу, який використовується для визначення параметрів твердих діелектриків. Зразки у формі шайби розміщувалися на дні відрізка круглого хвилеводу [15], а циліндричні зразки — вздовж осі резонатора [15]. У цьому хвилеводі поширюється хвиля TE_{01} . Для ефективного збудження коливання TEM_{10q} у резонаторі елемент зв'язку на сферичному дзеркалі зміщувався відносно осі резонатора на 5,5 мм. Аналогічний складовий ВР описаний в [131]. Відмінність від попереднього випадку полягає в тому, що в резонаторі збуджувалась вище аксіально несиметричне коливання TEM_{30q} . Щоб збудити його з високою ефективністю, елемент зв'язку на криволінійному рефлекторі зміщувався на 11,5 мм від осі резонатора. Як виявилось, у такому ВР разом із добре відомими коливаннями [132] збуджуються аксіально симетричні TEM_{01q}^* та TEM_{11q}^* коливання [133]. Той самий результат було підтверджено в попередньому розділі. Відмінною рисою таких коливань є те, що в центрі кожного дзеркала є розширена область з нульовою напруженістю електричного поля. Якщо в цій зоні розмістити шайбу зі зразка, параметри якого вимірюються, кювету або кварцову скляну трубку з рідиною, то електрофізичні параметри різних речовин, включно з високопоглинаючими, можна досліджувати методом ВР. Конструкція самого резонатора дозволяє проводити визначення як у статичному, так і в динамічному режимі. У цьому розділі наведені результати вивчення аксіально симетричних коливань, які

збуджуються в напівсферичному ВР з щілинними елементами зв'язку, розташованими на периферії криволінійного відбивача.

4.1 Опис експериментального стенда

Напівсферичний ВР утворений сферичним 1 та плоским 2 відбивачами з апертурами $2a$, рівними 60 мм. Радіус кривизни сферичного дзеркала R становить 85 мм. Експериментальна установка була зібрана на основі катетометра [20,24]. Її блок-схема показана на рис. 4.1, і зовнішній вигляд на рис. 4.2. Резонатор збуджується через щілинний елемент зв'язку, який розташований на периферії сферичного дзеркала 1 на відстані 13,2 мм від осі Oz (рис. 3.5). У нашому випадку елементи зв'язку позначаються числами 3 і 4. Детальний опис цього дзеркала наведено у підрозділі 3.3. Як показано в попередньому розділі, при такому живленні у ВР з високою ефективністю мають збуджуватися вищі аксіально несиметричні коливання TEM_{10q} та TEM_{20q} . Знову ж таки, як джерело сигналів використовується генератор Г4-142 6. Для розширення динамічного діапазону під час вимірювань вихідний сигнал генератора модулюється амплітудою з меандром з частотою 1 кГц. Частота f генератора 6 становить 70,622 ГГц ($\lambda = 4,248$ мм).

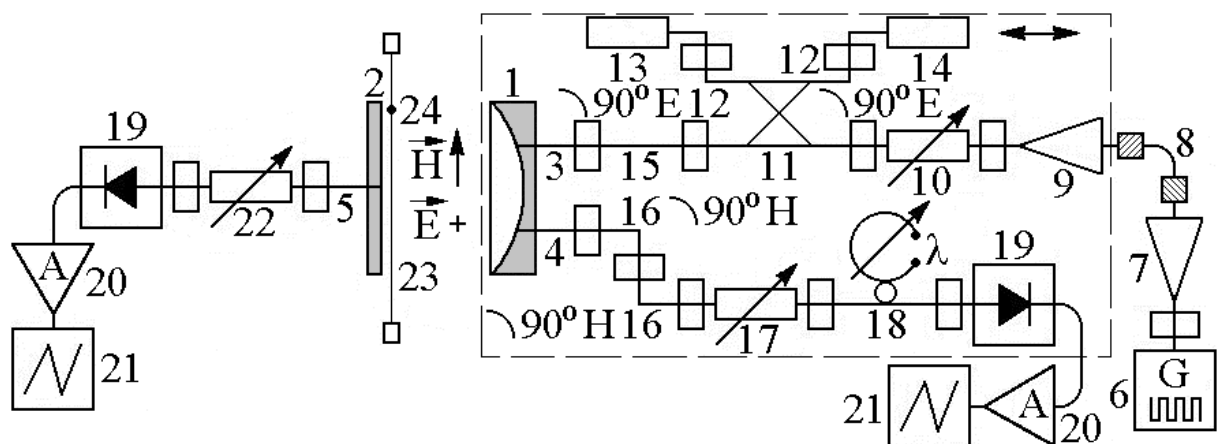


Рисунок 4.1 – Блок-схема експериментального стенда

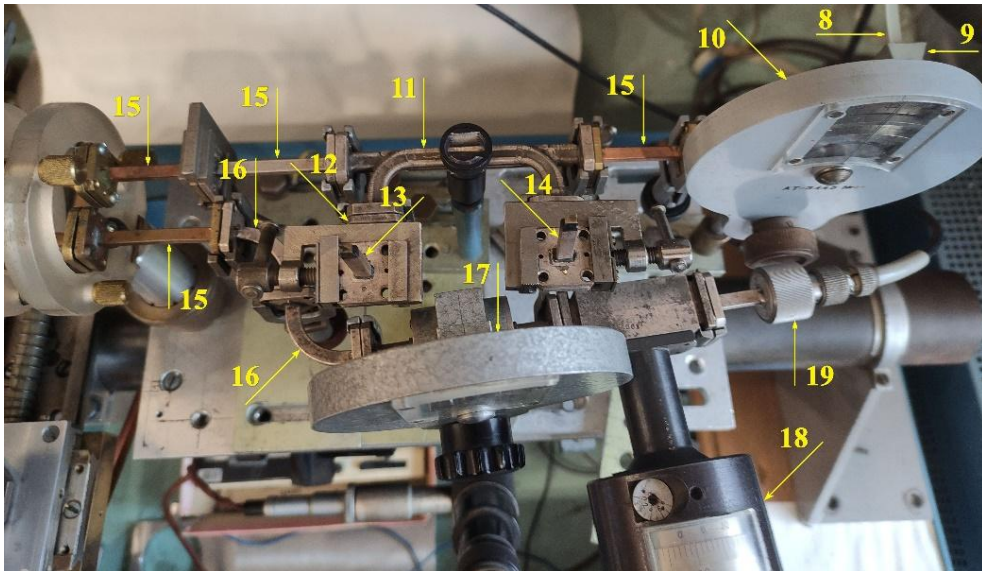


Рисунок 4.2 – Зовнішній вигляд хвилевідної частини експериментального
стенда

Рис. 4.1 і рис. 3.5 показують орієнтацію векторів магнітного \vec{H} та електричного \vec{E} полів хвилі TE_{10} у хвилеводі 3.

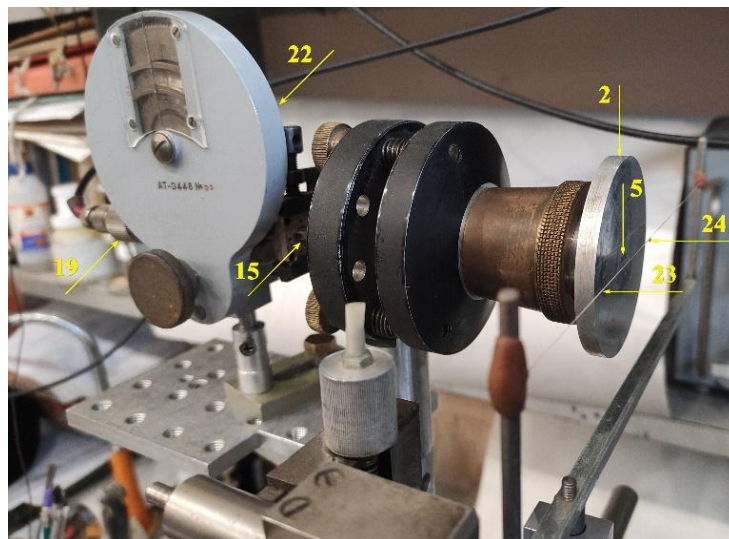


Рисунок 4.3 – Плоске дзеркало ВР з щілинним елементом зв'язку

Сигнал від генератора 6 надходить в хвилевід за допомогою діелектричного хвилеводу 8 з поліетилену, поперечний переріз якого становить $3,6 \times 2$ мм. Для більш ефективного узгодження цього хвилеводу з генератором та хвилевідним трактом в схему включені два пірамідальних

рупори 7 і 9, які описані в підрозділі 3.3. Для додаткової розв'язки генератора 6 з резонатором до схеми входить атенюатор 10 з фіксованим затуханням -8 дБ. До складу хвилевідного тракту входить спрямований відгалужувач 11. Це зроблено для того, щоб, за потреби, можна було зафіксувати коефіцієнт відбиття від ВР під час переналаштування. Потужність, що відгалужується від падаючої хвилі, потрапляє в узгоджене навантаження 13 через вигин хвилеводу в Е-площині 12. Потужність, відгалужена від хвилі, відбитої від резонатора, потрапляє в узгоджене навантаження 14 через вигин хвилеводу 12 в Е-площині. Через відрізки хвилеводів 15 і елемент зв'язку 3 сигнал від генератора потрапляє в резонатор (рис. 2). Сигнал, що проходить через ВР через елемент зв'язку 4, надходить приймальний тракт, який складається з двох вигинів хвилеводу в Н-площині 16, вимірювального поляризаційного атенюатора 17, хвилеміра 18, детектора 19, резонансного підсилювача 20 та осцилографа 21. Хвилемір включений в цей тракт для контролю частоти генератора 6. У схемі, наведеній на рис. 4.1, передбачений ще один приймальний тракт. Сигнал надходить у цей хвилевідний тракт через елемент зв'язку 5, утворений у центрі плоского дзеркала 2 резонатора. Як і інші два елементи зв'язку, це плавний перехід від стандартного поперечного перерізу прямокутного хвилеводу розміром $3,6 \times 1,8$ мм до зменшеного з розмірами $3,6 \times 0,16$ мм. Цей хвилевідний тракт складається з відрізка хвилеводу 15, вимірювального поляризаційного атенюатора 22, детектора 19, резонансного підсилювача 20 та осцилографа 21 (рисунок 4.4). Його основне призначення — фіксувати коливання ВР, які мають максимальну напруженість електричного поля на осі резонатора (TEM_{00q} , TEM_{20q}).

Для ідентифікації типів коливань, що збуджуються в напівсферичному ВР, також застосований метод тестового тіла [91]. Розподіл напруженості електричного поля вимірюється за допомогою тестового тіла 24, закріпленого на нейлоновій нитці 23 товщиною 0,1 мм (рис. 4).

Система налаштовується на резонанс шляхом руху сферичного дзеркала вздовж осі резонатора з частиною хвилевідного тракту. Ця частина

експериментального стенду виділена пунктирною лінією на рис. 1. Відстань між дзеркалами резонатора визначається з точністю $\pm 0,001$ мм.

4.2 Результати експериментальних досліджень

Розглянемо збудження в резонаторі коливання TEM_{01q}^* [133], яке характеризується областю с нульовою напруженістю електричного поля в центрі дзеркала. Результати вимірювання резонансного коефіцієнта передачі K_{transm} для цього коливання в залежності від нормованої відстані між відбивачами L/R приведені на рис. 4.4. Кожний раз при зміні поздовжнього індексу коливання $q \approx \lambda/2$ проводилась ідентифікація досліджуваного коливання методом тестового тіла.

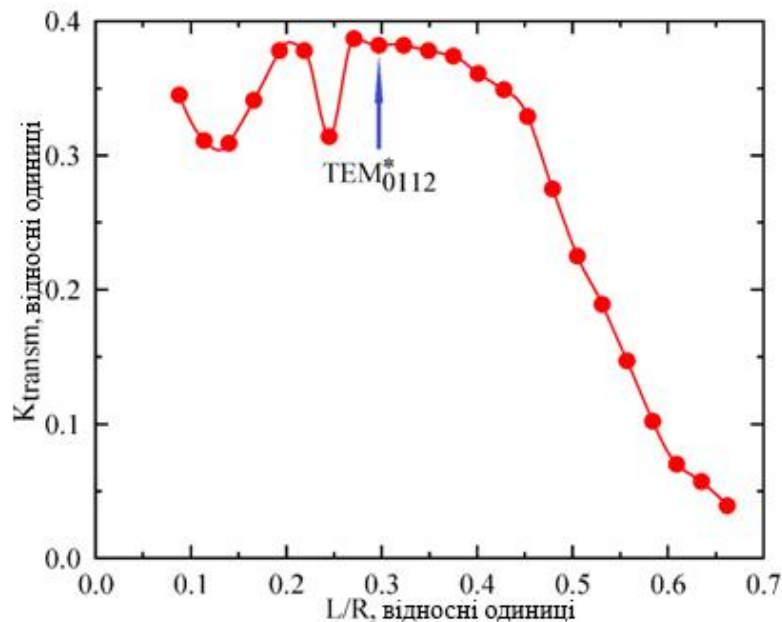


Рисунок 4.4 – Залежність резонансного коефіцієнта передачі від відстані між дзеркалами для аксіально симетричних коливань

Як видно з рисунка, коли нормована відстань L/R між дзеркалами зменшується, коефіцієнт передачі резонатора збільшується. Це пов'язано зі зменшенням як омичних, так і дифракційних втрат у ВР. При $L/R = 0,245$

(коливання TEM_{0110}^*) спостерігається зниження K_{transm} . У цьому випадку це коливання взаємодіє з одним з коливань, що збуджуються в резонаторі. Зменшення K_{transm} при $L/R < 0,193$ пов'язане зі згущенням спектру резонаторних коливань на малих відстанях між дзеркалами та взаємним впливом різних типів коливань.

Оцінка навантаженої добротності Q_L коливання TEM_{0112}^* . Оскільки вимірювання проводились на фіксованій частоті, використана формула $Q_L = Q_L = L_{res}/\Delta l$ [134]. Тут L_{res} – відстань між дзеркалами, на якій коливання TEM_{0112}^* має максимальний коефіцієнт передачі, $\Delta l = L_1 - L_2$. Значення L_1 і L_2 відповідають відстаням між відбивачами, при яких коефіцієнт передачі коливання TEM_{0112}^* зменшується вдвічі (на 3 дБ). В результаті проведених вимірювань було отримано, що навантажена добротність даного коливання дорівнює 2800.

Проаналізуємо структуру електричного поля коливань TEM_{0112}^* у резонаторі в двох взаємно перпендикулярних площинах: xOz (площина вектору \vec{H}) та yOz (площина вектору \vec{E}) (рис. 3.5). апліката z збігається з віссю резонатора. Вимірювання амплітудного розподілу електричної компоненти поля коливання TEM_{0112}^* проводились в першій, рахуючи від плоского дзеркала, пучності електричної компоненти поля стоячої хвилі в резонаторі ($z \approx \lambda/4$). Для цього використовуввся, як згадувалося вище, метод тестового тіла. Діаметр тестового тіла визначався значенням навантаженої добротності резонатора Q_L та робочою довжиною хвилі λ . Враховуючи результати досліджень, які приведені у [135], його діаметр було обрано рівним 1 мм.

Результати вимірювань амплітудного розподілу електричної складової поля коливання TEM_{0112}^* в ВР у площині xOz показані на рис. 4.5 (червоні кружечки). Як бачимо, у цій площині коливання, що досліджуються, виглядає як дві “плями” поля. Практичний інтерес представляють результати

порівняння виміряного розподілу амплітуди електричної складової поля коливання TEM_{012}^* з розрахунковим розподілом амплітуди електричного поля коливання TEM_{1012} , який у площині xOz описується функціями Ерміта-Гаусса. Потреба в такому порівнянні пов'язана з тим, що структура електричної складової поля коливання TEM_{1012} [105,132] візуально близька до структури електричного поля досліджуваного коливання. Різниця полягає в наявності в центрі дзеркал резонатора області з нульовою напруженістю електричного поля для коливань TEM_{012}^* . Коливання TEM_{10q} у ВР при зміщенні елемента зв'язку від осі сферичного дзеркала буде збуджуватися.

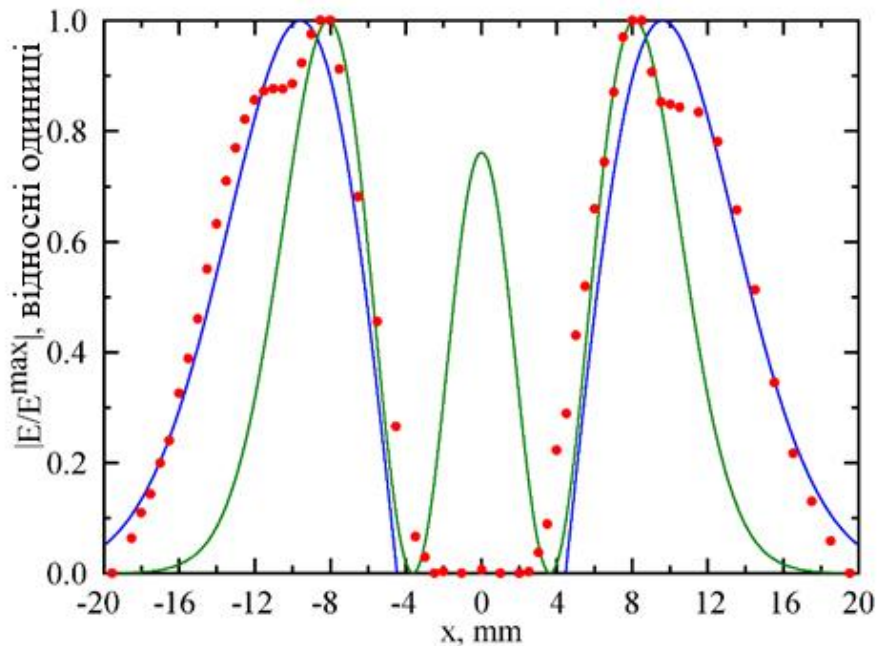


Рисунок 4.5 – Структура електричного поля коливання TEM_{012}^* у напівсферичному ВР у площині xOz ($y=0$)

Щоб побудувати розрахований розподіл амплітуди електричної складової поля коливання TEM_{1012} на плоскому дзеркалі резонатора, необхідно визначити відстань L_{0012} між відбивачами. Ця відстань відповідає збудженню осовного коливання TEM_{0012} у ВР. Така необхідність пояснюється тим, що амплітудні розподіли електричних компонент полів усіх коливань, які збуджуються у ВР, описуються за допомогою радіуса “плями” поля

основного коливання поля TEM_{00q} [105,136]. Коли елемент зв'язку розташований на периферії криволінійного відбивача (рис. 3.5), коливання TEM_{00q} у ВР не збуджується. Цей висновок було експериментально підтверджено завдяки наявності тестового тіла 24 і хвилевідного тракту, з'єднаного з елементом зв'язку 5 у центрі плоского дзеркала 2 резонатора (рис. 4.1, рис. 4.3). Тож зроблене наступне. Експериментально виміряна відстань між дзеркалами резонатора, в якому збуджується коливання TEM_{2012} , становить 26,68 мм. Тепер визначимо розраховану відстань між дзеркалами для відповідного коливання, використовуючи вираз [105]

$$f = \frac{c}{2L^{calcul} \times 10^{-3}} \left[q + (m + n + 1) \times \frac{1}{\pi} \arccos \left(\sqrt{1 - \frac{L^{calcul}}{R}} \right) \right]. \quad (4.1)$$

Тут $f = 70,622 \times 10^9$, [Гц] — резонансна частота, $c = 3 \times 10^8$, [м/с] — швидкість світла, L^{calcul} , [мм] — розрахована відстань між дзеркалами резонатора, $q = 12$ — поздовжній індекс коливань, $m = 2$ (координата x , рис. 3.5) і $n = 0$ (координата y , рис. 3.5) — поперечні індекси коливань TEM_{2012} , $R = 85$, [мм] — радіус кривизни сферичного дзеркала. Після підстановки числових значень у вираз (4.1) отримуємо, що воно буде виконуватися при $L_{2012}^{calcul} = 26,695$ мм. Оцінимо відносну похибку між розрахованими та вимірними відстанями між дзеркалами ВР для коливання TEM_{2012} . Як виявилось, вона дорівнює 0,056%. Також проведемо подібні оцінки для коливання TEM_{3012} , яке збуджується в резонаторі, що розглядається. Виміряна резонансна відстань між дзеркалами ВР для цього коливання становить 27,096 мм. При визначенні розрахованої резонансної відстані між дзеркалами резонатора у виразі (4.1) змінюється лише параметр m , який для цього коливання дорівнює трьом. Після підстановки числових значень у (4.1) отримуємо $L_{3012}^{calcul} = 27,111$ мм. Відносна похибка між розрахованими та вимірними відстанями між дзеркалами ВР для коливань TEM_{3012} становить

0,055%. Таким чином, ми можемо використати розраховану відстань L_{0012}^{calcul} між відбивачами ВР, щоб визначити радіус «плями» колювання w_0^{calcul} ТЕМ₀₀₁₂ на плоскому дзеркалі напівсферичного ВР. Враховуючи, що всі числові значення залишаються незмінними, окрім поперечного індексу колювань m , який для основного колювання буде рівним нулю, з (4.1) отримуємо $L_{0012}^{calcul} = 25,883$ мм. Тепер, використовуючи вираз [105]

$$w_0^{calcul} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} R \sqrt{\frac{L_{0012}^{calcul}}{R} \left(1 - \frac{L_{0012}^{calcul}}{R}\right)}} \quad (4.2)$$

знайдемо радіус «плями» w_0^{calcul} поля колювання ТЕМ₀₀₁₂ на плоскому дзеркалі ВР. Тут, як і вище, $\lambda = 4,248$ мм. Після підстановки числових значень у (4.2) отримуємо $w_0^{calcul} = 7,274$ мм. Побудуємо нормований розрахований розподіл амплітуди електричної компоненти поля колювання ТЕМ₁₀₁₂ на плоскому дзеркалі резонатора в площині xOz ($y=0$). Для цього використаємо вираз [136]

$$\left| E/E^{\max} \right| = \left| \frac{\sqrt{2} e x}{w_0^{calcul}} \exp \left[- \left(x/w_0^{calcul} \right)^2 \right] \right|. \quad (4.3)$$

Результати розрахунку за формулою (4.3) наведені на рис. 4,5 (синя крива). Щоб порівняти структури колювань ТЕМ₀₁₁₂^{*} і ТЕМ₁₀₁₂, поєднаємо їхні амплітудні розподіли. Як бачите, вони добре збігаються, за винятком двох моментів. ТЕМ₀₁₁₂^{*} По-перше, колювання має область шириною близько 5 мм у центрі дзеркала з нульовою напруженістю електричного поля, чого не можна сказати про фактичний розподіл амплітуди електричного поля колювання ТЕМ₁₀₁₂ осциляції [105, 132]. По-друге, поведінка амплітуд

електричних полів обох коливань суттєво відрізняється в області зміни амплітудного розподілу поля в межах $0,8 < |E/E^{\max}| < 1$ (рис. 4.5). Щоб зрозуміти таку поведінку напруженості електричного поля коливання TEM_{0112}^* , розглянемо нормований амплітудний розподіл напруженості електричного поля коливання TEM_{2012} . Для цього використаємо вираз [136]

$$|E/E^{\max}| = \left| \left(\left(\frac{2x}{w_0^{calcul}} \right)^2 - 1 \right) \exp \left[- \left(x/w_0^{calcul} \right)^2 \right] \right| / 4 \exp(-1.25). \quad (4.4)$$

Результати розрахунку за виразом (4.4) наведені на рис. 4.5 (зелена крива). Як ми бачимо, при $x = \pm (w_0^{calcul} \sqrt{5}) / 2 = \pm 8,133$ мм значення $|E/E^{\max}| = 1$ для бічних “плям” поля коливання TEM_{2012} . Отримані обчислені значення x практично збігаються з вимірними значеннями, при яких нормовані напруженості електричного поля для коливань TEM_{0112}^* дорівнюють одиниці (рис. 4.5). З рисунку також випливає, що до значень $x = \pm 9,614$ мм, які відповідають $|E/E^{\max}| = 1$ для проведеного розрахункового розподілу електричної компоненти поля коливання TEM_{1012} (синя крива), структура електричного поля коливання TEM_{0112}^* практично співпадає зі структурою бокових “плям” електричної компоненти поля коливання TEM_{2012} . З подальшим зсувом на периферію плоского дзеркала структура електричного поля TEM_{0112}^* коливання вже збігається зі структурою електричного поля коливання TEM_{1012} . Отже, можна сказати, що розподіл амплітуд електричної компоненти поля досліджуваної осциляції є гібридною структурою електричних полів коливань TEM_{2012} і TEM_{1012} . Головна відмінність між розглянутим коливанням та наведеними вище полягає в тому, що вона має область у центрі дзеркала з нульовою напруженістю електричного поля. Її розмір близько 5 мм (рис. 4.5). Щоб отримати повне уявлення про структуру

електричного поля коливання TEM_{012}^* у резонаторі, проаналізуємо поведінку електричної компоненти поля цього коливання в площині yOz (рис. 3.5).

Результати вимірювань показані на рис. 4.6 (зелені кружки).

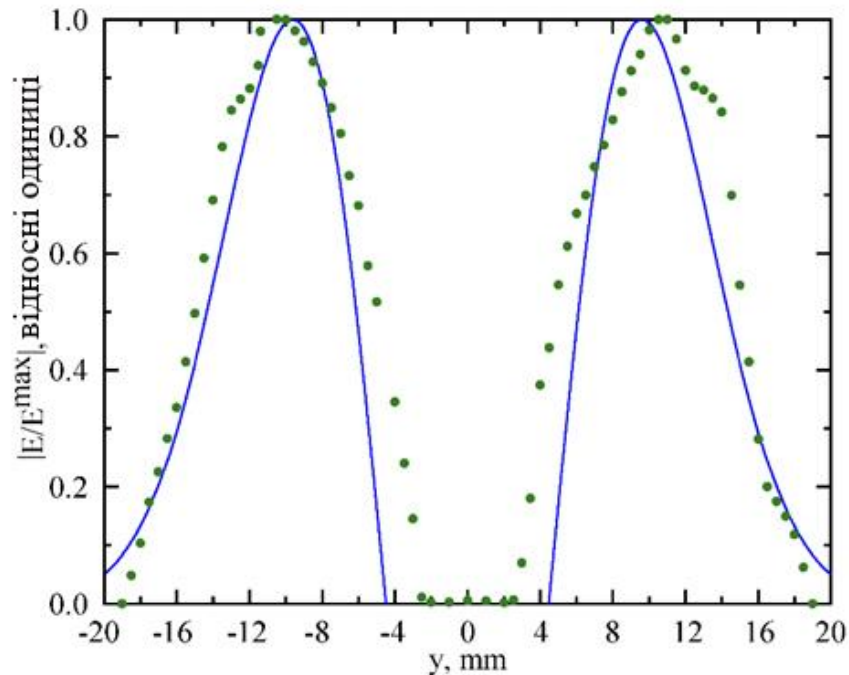


Рисунок 4.6 – Структура електричного поля коливання TEM_{012}^* у напівсферичному ВР у площині yOz ($x=0$)

Напруженість електричного поля коливання TEM_{1012} в площині yOz дорівнює нулю. Це пов'язано з орієнтацією щілинних елементів зв'язку 3 і 4 на поверхні сферичного дзеркала (рис. 3.5). Водночас те саме не можна сказати про коливання TEM_{012}^* . Як видно з рис. 4.6, амплітудний розподіл електричного поля коливання TEM_{012}^* у площині yOz подібний до амплітудного розподілу поля коливання TEM_{1012} у площині xOz , що показано на тому ж рисунку (синя крива). Як і в попередньому випадку, для порівняння структур коливань полів TEM_{012}^* і TEM_{1012} поєднаємо їхні амплітудні розподіли. З рисунка видно, що вони якісно збігаються, за

винятком двох точок. По-перше, коливання TEM_{0112}^* в цій площині також має область шириною близько 5 мм у центрі дзеркала з нульовою напруженістю електричного поля. По-друге, максимальне значення $|E/E^{\max}|=1$ це коливання має при $y = \pm 10,75$ мм, що відрізняється від максимальних значень коливань TEM_{1012} ($y = \pm 9,614$ мм). Крім того, як і в попередньому випадку, коливання TEM_{0112}^* має незначну деформацію в області високої напруженості поля ($0.8 < |E/E^{\max}| < 1$). Це, очевидно, як і в попередньому випадку, пов'язане з особливостями збудження вищих типів коливань у резонаторі елементами зв'язку, зміщеними на периферію дзеркала. Отже, проведені дослідження показали, що аксіально симетричні коливання можуть збуджуватися у ВР, коли елемент зв'язку розташований на периферії сферичного дзеркала. Це незважаючи на те, що резонатор не має осьової симетрії (рис. 3.5).

Якби елемент зв'язку був розташований у центрі дзеркала, тоді в резонаторі збуджувалися б коливання з парними поперечними індексами m (TEM_{00q} , TEM_{20q} , TEM_{40q} , ...). Зміщення елемента зв'язку на периферію рефлектора призведе до згущення спектру коливань такої резонансної системи. Це пов'язано з тим, що коливання з непарними індексами m (TEM_{10q} , TEM_{30q} , TEM_{50q} , ...) також будуть збуджені в досліджуваному ВР. Тільки в цьому випадку основне коливання TEM_{00q} не буде збуджуватися в резонаторі, що було підтверджено експериментально. Розглянемо поведінку коливань, що збуджуються в резонаторі, при зміні відстані між дзеркалами. Як зазначалося вище, вимірювання проводилися на фіксованій частоті $f=70,622$ ГГц. Результати вимірювань показані на рис. 4.7. З рисунку видно, що під час переналаштування ВР у ньому збуджується велика кількість коливань. Ось типи коливань, які були ідентифіковані за допомогою методу тестового тіла. У вказаному діапазоні змін відстаней між дзеркалами в резонаторі збуджуються як коливання з нульовою напруженістю електричного поля на осі (TEM_{1012} , TEM_{3012} , TEM_{5011} , TEM_{7011}), так і

коливання з напруженістю електричного поля на осі, відмінній від нуля (TEM_{2012} , TEM_{4011} , TEM_{6011} , TEM_{8011}).

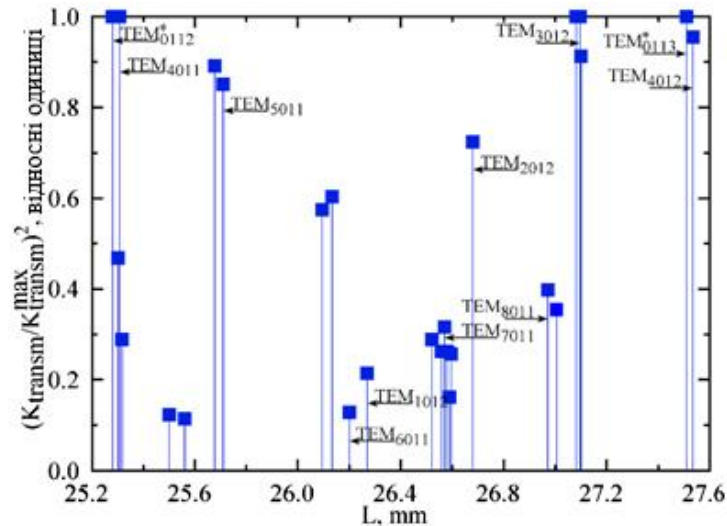


Рисунок 4.7 – Відносні амплітуди електричних полів коливань ВР при його переналаштуванні

Як бачимо, у вказаному діапазоні налаштування резонатора максимальний коефіцієнт передачі разом із досліджуваною осциляцією TEM_{01q}^* мають коливання TEM_{3012} і TEM_{4011} . Щоб зрозуміти, чому це відбувається, розглянемо коливання TEM_{3012} . Вираз, що описує нормований розподіл електричної компоненти поля цього коливання на сферичному дзеркалі резонатора, має вигляд [105]

$$\left| E/E^{\max} \right| = \left[\left(8 \left(\frac{\sqrt{2}x}{w_1^{\text{calcul}}} \right)^3 - 12 \frac{\sqrt{2}x}{w_1^{\text{calcul}}} \right) \exp \left[- \left(x/w_1^{\text{calcul}} \right)^2 \right] \right] / 5.4226. \quad (4.5)$$

Тут w_1^{calcul} - радіус плями поля основного коливання TEM_{0012} на сферичному дзеркалі ВР, який визначається виразом [105]

$$w_1^{\text{calcul}} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} R \sqrt{\frac{L_{0012}^{\text{calcul}} / R}{1 - L_{0012}^{\text{calcul}} / R}}}. \quad (4.6)$$

Підставляючи числові значення λ , R і L_{0012}^{calcul} в (4.6), отримуємо $w_1^{calcul} = 8,726$ мм. Як бачимо, радіус “плями” поля основного коливання на сферичному дзеркалі значно менший за відстань від осі резонатора, на якій розташований елемент зв'язку. Це пояснює відсутність коливань TEM_{0012} при зміні відстані між дзеркалами ДН. З виразу (4.5) отримуємо, що значення $x_{1,2}$, які відповідають максимальним значенням напруженості електричного поля коливань TEM_{3012} на криволінійному відбивачі ($|E/E^{max}| = 1$), визначаються виразом $x_{1,2} = \pm (w_1^{calcul} / 2) \sqrt{(9 + \sqrt{57})} / 2$. Враховуючи отримане значення w_1^{calcul} , отримуємо, що $x_{1,2} = \pm 12,551$ мм. Якщо тепер порівняти це значення з наведеним вище значенням зміщення від осі резонатора елемента зв'язку на сферичному дзеркалі (13,2 мм), легко побачити, що вони несуттєво відрізняються (0,579 мм). Це пояснює високий коефіцієнт передачі ВР, у якому збуджується коливання TEM_{3012} .

Кількість коливань (рис. 4.7), збуджених у резонаторі під час його переналаштування, показує, що неможливо використати таку резонансну систему для визначення електрофізичних параметрів речовин. Це пов'язано з труднощами ідентифікації робочої коливання, коли зразок розташований на дзеркалі резонатора. Для проведення подібних досліджень необхідна кутовий кутова селекція спектру коливань, що збуджуються у ВР.

Як впливає з рис. 4.5 та рис. 4.6, коливання, яке розглядається, має область з нульовою напруженістю електричного поля на осі резонатора. Розмістимо латунну шайбу діаметром 5 мм і висотою 1 мм у центрі плоского дзеркала. Це не вплине K_{transm} коливань TEM_{0112}^* або TEM_{0113}^* . Водночас шайба має сильну фазову неоднорідність у ВР, оскільки її висота дорівнює приблизно $\lambda/4$. З іншого боку, вздовж периферії плоского дзеркала, під кутом 90° , розмістимо смужки з графітовим поглиначем шириною 4 мм і довжиною 10 мм. Відстань від краю дзеркала до поглинача становить 5 мм. У

цьому випадку поглинач не впливає на коефіцієнт пропускання досліджуваного коливання, яке займає площу діаметром ~ 40 мм на поверхні плоского дзеркала (рис. 4.5). Кількість коливаний, які збуджуються в ВР під час його переналаштування для цього випадку, показана на рис. 4.8.

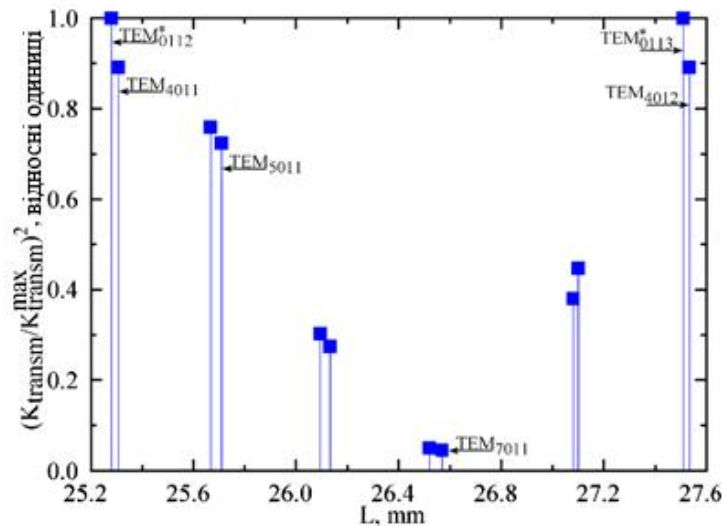


Рисунок 4.8 – Відносні амплітуди електричних полів коливаний ВР з шайбою та поглиначем при його переналаштуванні

З наведеного вище рисунка видно, що кількість коливаний резонатора значно зменшилася. Водночас не було суттєвих змін у K_{transm} досліджуваного коливання. Ряд коливаний, таких як TEM₁₀₁₂, TEM₂₀₁₂, TEM₃₀₁₂, TEM₆₀₁₁ і TEM₈₀₁₁, не збуджуються в резонаторі з додатковими елементами. Коливання, присутні в спектрі порожнього резонатора (рис. 4.7), стали значно меншими за амплітудою (TEM₅₀₁₁, TEM₇₀₁₁). Таким чином, зразки у формі шайби або кювети з рідиною, розташовані в центрі плоского дзеркала, сприятимуть додатковій кутовій селекції спектру коливаний резонатора. Для визначення електрофізичних параметрів рідких діелектриків за допомогою кварцової скляної трубки, розташовані вздовж осі резонатора, необхідно внести зміни до конструкції комірки на основі ВР. Вони полягають у зменшенні області на осі резонатора з нульовою напруженістю

електричного поля. Для цього необхідно зменшити радіус кривизни сферичного дзеркала і змістити елемент зв'язку на ньому ближче до осі резонатора.

Висновки до розділу 4

За результатами проведених експериментальних досліджень можна зробити такі висновки.

1. При розташуванні елемента зв'язку не в центрі криволінійного відбивача в резонаторі збуджуються аксіально симетричні коливання, які не описані в літературі [105,132]. Водночас резонатор може не мати кругової симетрії.
2. Амплітудний розподіл електричної компоненти аксіально симетричного поля коливання, TEM_{01q}^* збудженого у ВР елементом зв'язку, розташованим на периферії одного з дзеркал, є гібридною структурою електричних полів коливань TEM_{20q} і TEM_{10q} . Головна різниця між коливаннями TEM_{01q}^* та вказаними полягає в наявності області з нульовою напруженістю електричного поля в центрі дзеркала.
3. Через наявність області з нульовою напруженістю електричного поля в центрі ВР, така резонансна система з коливанням TEM_{01q}^* може використовуватися для визначення електрофізичних параметрів речовин, включно з рідинами. Зразок у формі шайби або кювети з рідиною розміщують у центрі плоского дзеркала напівсферичного ВР.
4. Розгляданий резонатор може використовуватися для динамічного контролю електрофізичних параметрів різних рідин. У цьому випадку кварцова скляна трубка розміщується вздовж осі резонатора. Змінюючи радіус кривизни сферичного дзеркала та місце розташування елемента зв'язку на дзеркалі, можна регулювати розмір області з нульовою напруженістю електричного поля по відношенню до діаметру трубки. Це особливо важливо при дослідженні рідин із великими втратами.

РОЗДІЛ 5

ВНУТРІШНІ НЕОДНОРІДНОСТІ У СКЛАДІ ВР

У міліметровому діапазоні ВР використовуються для визначення електрофізичних параметрів твердих діелектриків резонансним методом [4,38,53,64]. Найпоширенішими є резонатори напівсферичної форми [12,60,65], у яких збуджується основне коливання типу TEM_{00q} . Дискподібні зразки твердих діелектриків розташовані на поверхні плоского дзеркала [13,61], біля якого всі типи коливань резонатора мають плоский фазовий фронт. Для отримання достовірних результатів вимірювань поперечні розміри зразків мають бути більшими за діаметр плями поля коливання TEM_{00q} , який визначається геометрією резонатора та робочою довжиною хвилі. Отже, зразки матимуть значні поперечні розміри.

Як уже зазначалося у попередньому розділі, для визначення параметрів діелектриків у [14] було запропоновано використовувати ВР з відрізком надрозмірного круглого хвилеводу. Зразки діелектрика у формі дисків поміщалися на дно відрізка круглого хвилеводу, в якому збуджувалася хвиля TE_{01} за допомогою коливання резонатора TEM_{01q} . Відмінна риса такого складеного ВР – кутова селекція спектра коливань [15]. Це особливо важливо для визначення параметрів діелектриків з великими втратами.

У [108] описано ВР, але вже з відрізком прямокутного хвилеводу. У резонаторі збуджувалося коливання TEM_{00q} , а в хвилеводі поширювалась мода TE_{10} . Однак не рекомендується використовувати такий ВР для визначення параметрів твердих діелектриків, розміщуючи досліджуваний зразок на поверхні поршня в надрозмірному прямокутному хвилеводі. Це пов'язано з низьким значенням навантаженої добротності ВР через великі омичні втрати. У такому резонаторі, як і в попередньому випадку, відбувається кутова селекція спектра коливань. Для зменшення геометричних розмірів хвилеводу, як круглого, так і прямокутного, у резонаторі має збуджуватися одне з вищих коливань, що наглядно було продемонстровано в третьому

розділі. Чим вищий поперечний індекс коливання, тим сильніше воно стягується до осі ВР [109].

Для розв'язання багатьох практичних задач потрібні потужні джерела імпульсно-періодичного мікрохвильового випромінювання з наносекундною тривалістю імпульсів [137–139]. Одним із способів отримання таких імпульсів є метод резонансної імпульсної компресії [16,17]. Створення подібних пристроїв у ВВЧ-діапазоні становить практичний інтерес. У цьому діапазоні треба переходити до відкритих резонансних систем [111]. Для організації інтерференційного ключа та виведення енергії до складу накопичувального ВР необхідно включити відрізок хвилеводу [14, 108, 112], який є внутрішньою неоднорідністю. Такі пристрої використовувалися для виводу енергії з об'ємних резонаторів у Х-діапазоні [113, 140].

Для збільшення добротності ВР необхідно збільшити радіус кривизни сферичного дзеркала та відстань між дзеркалами. Хвилевід, що входить до складу ВР, може виявитися настільки великим, що коливання в резонаторі не будуть збуджуватись. Щоб зменшити переріз хвилеводу, необхідно перейти на коливання з високими поперечними індексами. Такі складні ВР необхідні для розв'язання низки практичних задач. Зокрема, для визначення параметрів твердих діелектриків або створення інтерференційного ключа. У цьому випадку резонатор також повинен мати розріджений спектр коливань. Відрізки хвилеводів, що включені до складу ВР, можуть забезпечити кутову селекцію спектра коливань резонатора. В цьому розділі виконано вивчення особливостей збудження коливань у напівсферичному ВР з внутрішніми аксіально-симетричними неоднорідностями.

5.1 Ефективність збудження TE_{11} моди в круглому хвилеводі за допомогою центральної плями поля коливання TEM_{10q}

Розглянемо напівсферичний ВР [21]. Теоретичну модель резонатора наведено на рис. 5.1, де показано розподіл напруженості електричного

поля $|\vec{E}_e(\rho, 0)|$ вищого коливання резонатора TEM_{plq} . Тут $p=1$, $l=0$ – поперечні, а q , як і вище, поздовжній індекси коливання. Ці індекси відображають кількість варіацій поля коливання вздовж радіальної ρ та азимутальної l координат відповідно. Кількість варіацій поля в радіальному напрямку відраховується від осі резонатора, а в азимутальному – дорівнює половині варіацій поля в інтервалі від 0 до 2π . У центрі плоского дзеркала 2 розташовано круглий хвилевід 20 діаметром $2a$, в якому збуджується TE_{11} -мода за допомогою центральної плями поля коливання TEM_{10q} . Такий хвилевід – це внутрішня неоднорідність для ВР. Відповідно до [18], відбиттями від торця круглого хвилеводу, який зазвичай є надрозмірним у поперечному перерізі, нехтуємо. Апертури дзеркал резонатора вважаємо нескінченними.

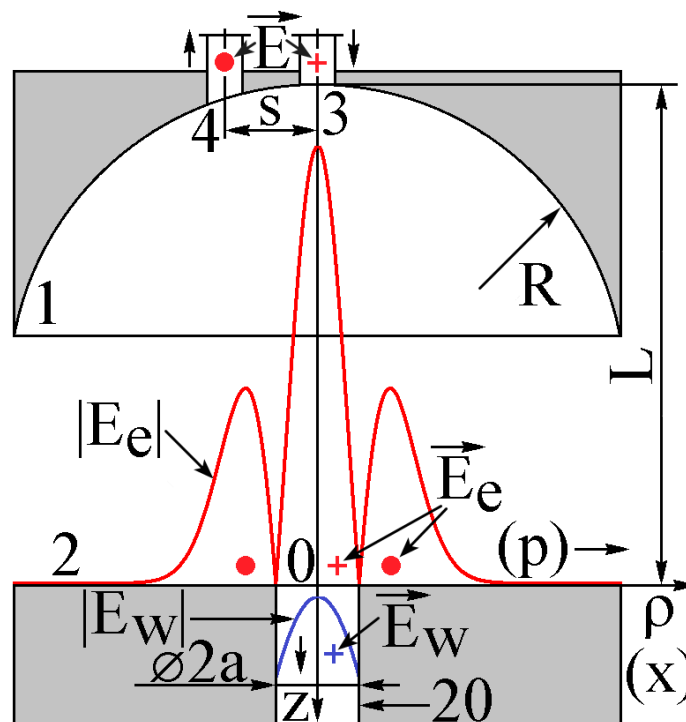


Рисунок 5.1 – Модель ВР із відрізком круглого хвилеводу в центрі плоского дзеркала

Круглий хвилевід, розташований у центрі плоского дзеркала та орієнтований таким чином, що вектор напруженості електричного поля TE_{11}

моди $\vec{E}_w = E_y \vec{y}_0$, де \vec{y}_0 – орт осі у декартової системи координат, перпендикулярний до площині рисунка. Це свідчить про те, що коливання в резонаторі лінійно поляризоване. При переході від декартової до циліндричної системи координат необхідно враховувати, що $\vec{y}_0 = (\vec{\rho}_0 \sin \varphi + \vec{\varphi}_0 \cos \varphi)$, де $\vec{\rho}_0$ і $\vec{\varphi}_0$ орти радіальної ρ та азимутальної φ координат відповідно [141]. Вектор напруженості електричного поля \vec{E}_e коливання TE_{10q} перпендикулярний до площини рисунка. У циліндричній системі координат розподіл електричної складової поля коливання TE_{10q} в площині $z=0$, з урахуванням векторного характеру поля, має вигляд [136]

$$\vec{E}_e(\rho, \varphi) = A_{10} \left(1 - \frac{2\rho^2}{w_0^2} \right) \exp\left(-\frac{\rho^2}{w_0^2}\right) \times (\vec{\rho}_0 \sin \varphi + \vec{\varphi}_0 \cos \varphi), \quad (5.1)$$

де A_{10} – амплітудний коефіцієнт, w_0 – радіус плями поля коливання TE_{00q} на плоскому дзеркалі резонатора.

Розподіл електричної компоненти поля TE_{11} -моди у круглому хвилеводі в площині $z=0$ має вигляд

$$\vec{E}_w(\rho, \varphi) = C_{11} \frac{1}{N_{11}} \left[\frac{1}{\rho} J_1(\kappa_{11}\rho) \sin \varphi \cdot \vec{\rho}_0 + \kappa J_1'(\kappa_{11}\rho) \cos \varphi \cdot \vec{\varphi}_0 \right], \quad (5.2)$$

де $C_{11} = ik_0 W_0 \mu_0$, $k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$, $W_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0} = 120\pi$, ε_0 та μ_0 – електрична та магнітна сталі, $J_1(\kappa_{11}\rho)$ і $J_1'(\kappa_{11}\rho)$ – функція Бесселя першого порядку та її похідна за аргументом відповідно, $\kappa_{11} = \mu_{11}/a$ – поперечне хвильове число, $\mu_{11} = 1,841$ – корінь функції $J_1(\kappa_{11}\rho)$, $N_{11} = \sqrt{(\pi/2)(\mu_{11}^2 - 1)} J_1(\mu_{11})$ – константа нормування. Оскільки розподіл полів мод розглядається в площині $z=0$, то

множник $\exp(-j\beta_{11}z)=1$. Тут $\beta_{11} = \sqrt{k_0^2 - \kappa_{11}^2}$ – стала поширення TE_{11} -моди у круглому хвилеводі.

Відповідно до [16], для отримання високого коефіцієнта використання поверхні антени необхідно узгодити амплітуди полів у фокальній площині рефлектора та в апертурі опромінювача. Це задача про узгодження амплітуд електричних полів коливань резонатора та хвилевідної моди в площині дзеркала. З огляду на це для визначення ефективності збудження η TE_{11} моди у круглому хвилеводі за допомогою центральної плями поля коливання TEM_{10q} , скористаємося таким співвідношенням [142]

$$\eta = \frac{\left| \int_0^a \int_0^{2\pi} \rho \vec{E}_e(\rho, \varphi) \vec{E}_w^*(\rho, \varphi) d\rho d\varphi \right|^2}{\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2 \|\vec{E}_w(\rho, \varphi)\|^2}. \quad (5.3)$$

Позначка “*” означає комплексно-спряжену функцію.

Фактично співвідношення (5.3) показує, яка частка енергії, накопиченої в центральній частині коливання TEM_{10q} , перетворюється на енергію TE_{11} -моди, що поширюється у круглому хвилеводі. У співвідношенні (3) $\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2$ та $\|\vec{E}_w(\rho, \varphi)\|^2$ – квадрати норм польових функцій збуджувального та робочого коливань, які визначаються виразами [142]

$$\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2 = \int_0^{w_0/\sqrt{2}} \int_0^{2\pi} \rho \vec{E}_e(\rho, \varphi) \vec{E}_e^*(\rho, \varphi) d\rho d\varphi, \quad (5.4)$$

$$\|\vec{E}_w(\rho, \varphi)\|^2 = \int_0^a \int_0^{2\pi} \rho \vec{E}_w(\rho, \varphi) \vec{E}_w^*(\rho, \varphi) d\rho d\varphi. \quad (5.5)$$

Оскільки розглядається збудження TE_{11} -моди за допомогою центральної плями поля коливання TEM_{10q} , то в (5.4) інтегрування за ρ проводиться від 0

до $w_0/\sqrt{2}$. Це значення відповідає $|\vec{E}_e(\rho, \varphi)|=0$ і визначає максимальний радіус круглого хвильоводу $a = w_0 / \sqrt{2}$. Після підстановки значень $\vec{E}_e(\rho, \varphi)$ та $\vec{E}_w(\rho, \varphi)$ з виразів (5.1) і (5.2) до (5.4) та (5.5) в остаточному вигляді отримаємо

$$\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2 = A_{10}^2 2\pi w_0^2 \int_0^{1/\sqrt{2}} v(1-2v^2)^2 \exp(-2v^2) dv, \quad (5.6)$$

$$\|\vec{E}_w(\rho, \varphi)\|^2 = |C_{11}|^2. \quad (5.7)$$

В (5.6) $v = \rho/w_0$.

З урахуванням (5.1) і (5.2) вираз у чисельнику (5.3) набуває вигляду

$$H(\rho, \varphi) = \frac{A_{10}^2 |C_{11}|^2 \pi^2 a^2}{N_{11}^2} \left| 2 \int_0^1 (1-2u^2 \tilde{a}^2) \exp(-u^2 \tilde{a}^2) J_1(\mu_{11}u) du - \mu_{11} \int_0^1 u(1-2u^2 \tilde{a}^2) \exp(-u^2 \tilde{a}^2) J_2(\mu_{11}u) du \right|^2. \quad (5.8)$$

Тут $u = \rho/a$, $\tilde{a} = a/w_0$. Використовуючи (5.3) та (5.6)–(5.8), отримуємо вираз, який визначає ефективність збудження $\eta(\tilde{a})$ ТЕ₁₁-моди у круглому хвильоводі за допомогою центральної плями поля коливання резонатора ТЕМ_{10q}:

$$\eta(\tilde{a}) = 18,7132 \tilde{a}^2 \left| 2 \int_0^1 (1-2u^2 \tilde{a}^2) \exp(-u^2 \tilde{a}^2) J_1(\mu_{11}u) du - \mu_{11} \int_0^1 u(1-2u^2 \tilde{a}^2) \exp(-u^2 \tilde{a}^2) J_2(\mu_{11}u) du \right|^2. \quad (5.9)$$

На рис. 5.2 показано графік залежності $\eta(\tilde{a})$ від величини нормованого радіуса \tilde{a} круглого хвильоводу. Ця залежність розрахована згідно з (5.9), де

враховано, що нормоване значення \tilde{a} змінюється від 0 до $1/\sqrt{2}$. Для наочності при побудові рис. 5.2 максимальне значення \tilde{a} було збільшене удвічі.

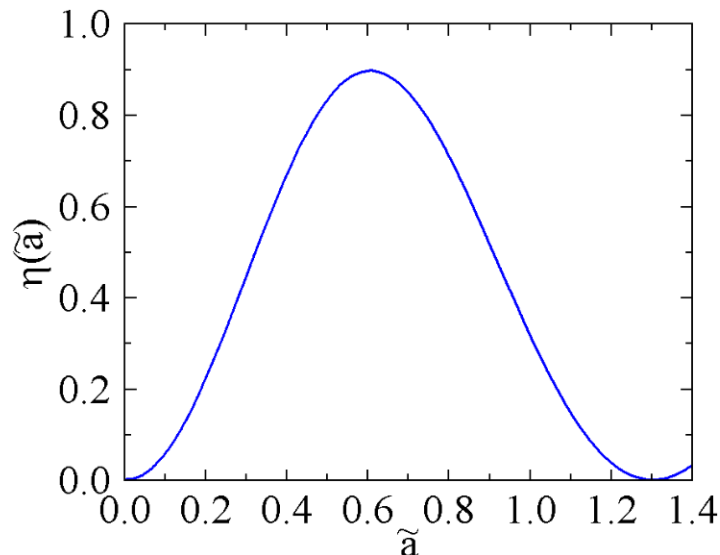


Рисунок 5.2 – Ефективність збудження TE_{11} -моди у круглому хвилеводі за допомогою центральної плями поля коливання TEM_{10q}

Як видно з рис. 5.2, максимальна ефективність $\eta(\tilde{a})$ збудження TE_{11} -моди у круглому хвилеводі дорівнює 0,8993 при $\tilde{a} = 0,6042$. Відмінність a від значення $w_0 / \sqrt{2}$ ($0,7071w_0$) пов'язана з оптимальним узгодженням полів TE_{11} -моди та TEM_{10q} коливання в площині дзеркала на стику хвилеводу з ВР. Це обумовлено компенсацією нормальної складової електричного поля $\vec{E}_w(\rho, \varphi)$ і поля $\vec{E}_e(\rho, \varphi)$ за умови $a < w_0 / \sqrt{2}$ і забезпеченням безперервності тангенціальних складових полів обох мод на циліндричній поверхні при $a = 0,6042w_0$ і в площині $z=0$. Оскільки $\eta(0,6042)$ має величину порядку 90 %, то за оптимального діаметра круглого хвилеводу, який залежить від геометрії резонатора (рис. 5.1), повинна мати місце кутова селекція спектра коливань [15]. Тут також необхідно зазначити, що проведені теоретичні та експериментальні дослідження показали, що при однакових розмірах розкривів прямокутного та круглого хвилеводів останній має більш вузьку діаграму спрямованості у двох взаємно перпендикулярних площинах [26].

5.2 Функціональна схема експериментального станда

Функціональну схему експериментального станда, за допомогою якого проводилися дослідження напівсферичного ВР, наведено на рис. 5.3.

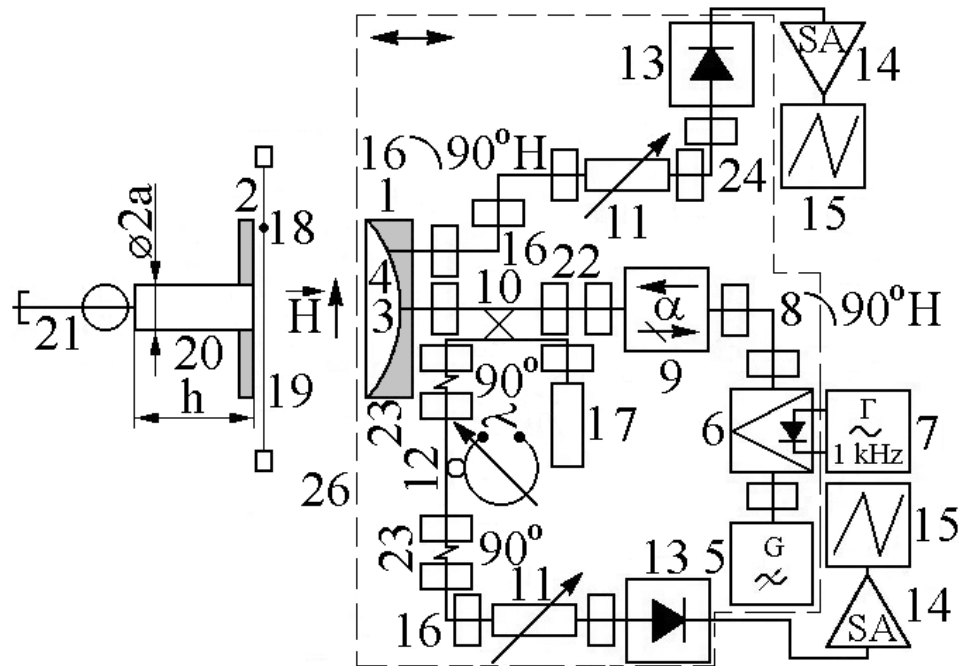


Рисунок 5.3 – Функціональна схема експериментального станда для дослідження ВР: 1 – сферичне дзеркало; 2 – плоске дзеркало; 3, 4 – циліндричні елементи зв'язку; 5 – ВВЧ генератор; 6 – р-і-п модулятор; 7 – звуковий генератор; 8, 16 – хвилевідний вигин у H -площині; 9 – феритовий вентиль; 10 – спрямований відгалужувач; 11 – вимірювальний поляризаційний атенюатор; 12 – хвилемір; 13 – детекторна секція; 14 – селективний підсилювач; 15 – осцилограф; 17 – узгоджене навантаження; 18 – зонд; 19 – нейлонова нитка; 20 – відрізок круглого хвилеводу; 21 – поршень з коротким замиканням; 22 – відрізок хвилеводу; 23 – хвилевідна скрутка; 24 – хвилевідний вигин у E -площині; 25 – катетометр (рис. 5.4); 26 – рухома платформа

До складу установки входить сферичне латунне 1 та плоске дюралюмінієве 2 дзеркала з розмірами апертур $2a = 60$ мм. Радіус кривизни сферичного дзеркала $R = 85$ мм. Стенд, зовнішній вигляд якого показано на рис. 5.4, зібраний на базі катетометра 25.

Коливання TEM_{10q} збуджується за допомогою щілинного елемента зв'язку 3, який розташований у центрі сферичного дзеркала 1 (рис. 5.1, рис. 5.5). У такий спосіб забезпечено плавний перехід від стандартного поперечного перерізу прямокутного хвилеводу $3,6 \times 1,8$ мм до зменшеного перерізу розміром $3,6 \times 0,17$ мм. Для надання більшої жорсткості цей хвилевід виготовлений у циліндричній вставці діаметром 9 мм (рис. 5.5). Завдяки цьому в центрі сферичного дзеркала є плоска ділянка вказаного діаметра. Таку вставку можна розглядати як внутрішню неоднорідність у резонаторі. Її наявність призводить до збудження у ВР першого вищого коливання TEM_{10q} , структура поля якого описується функціями Лагерра–Гаусса. Водночас сам резонатор не має аксіальної симетрії (два щілинні елементи зв'язку, один з яких зміщений від осі ВР).

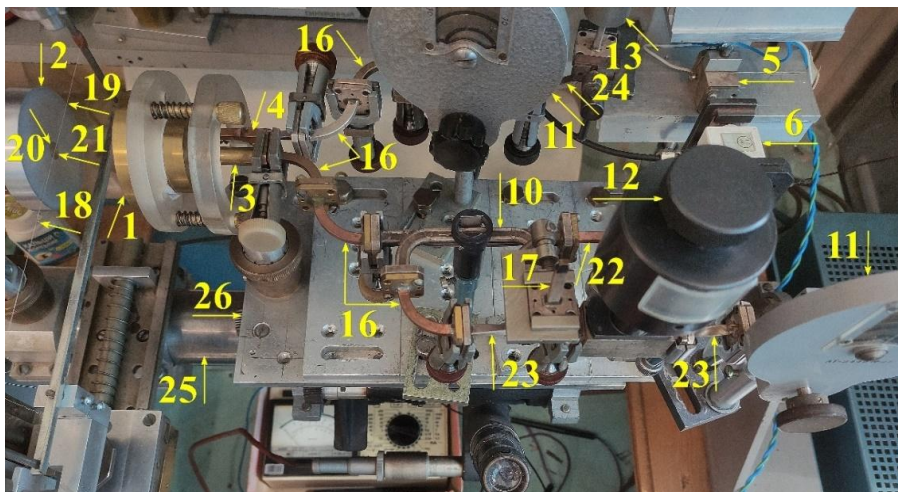


Рисунок 5.4 – Експериментальний стенд для дослідження ВР. Позначення дивіться на рис. 5.3

Розглядається наскрізна схема, тому для виведення сигналу з резонатора другий щілинний елемент зв'язку 4 з розміром перерізу $3,6 \times 0,17$ мм розташований на сферичному дзеркалі. Він знаходиться на відстані $s=13,2$ мм від осі ВР (рис. 5.1). Як і щілинний елемент зв'язку 3, він представляє собою плавний перехід від зменшеного до стандартного ($3,6 \times 1,8$ мм) перерізу.

Діод Ганна 3A728В використовується як твердотільне джерело генерації на другій гармоніці основної частоти, яка дорівнює 74,98 ГГц ($\lambda_0=4,001$ мм). Вихідна потужність генератора 5 становить 35 мВт. Для розширення динамічного діапазону під час вимірювань використовується р-і-п модулятор 6, який модулює коливання, генеровані діодом Ганна з частотою 1 кГц від звукового генератора 7 типу ГЗ-106. Для розв'язки генератора і резонатора в схему включений феритовий вентиль 9 типу ФХВ1-37Г. Його втрати на частоті 74.98 ГГц становлять 0,53 дБ (прямі, рис. 3.7) і 7,6 дБ (зворотні, рис. 3.8). Вентиль підключений до р-і-п модулятора через хвилевідний вигин 8 у *H*-площині. Схема також містить спрямований відгалужувач 10, який дозволяє контролювати частоту генератора Ганна. Для цього використовується додатковий тракт. До його складу входять: вигин хвилеводу в *H*-площині 16, дві 90° хвилевідні скрутки 23, хвилемір 12, вимірювальний поляризаційний атенюатор 11, детекторна секція 13, селективний підсилювач 14, налаштований на частоту 1 кГц, та осцилограф 15 (рис. 5.3 і рис. 5.4).

За допомогою спрямованого відгалужувача 5, який підключений до феритового вентиля 9 через відрізок хвилеводу 22, можливо виміряти коефіцієнт відбиття $|\Gamma|$ від резонатора. Оскільки такі вимірювання не передбачені, у це плече спрямованого відгалужувача включене узгоджене навантаження 17 (рис. 5.3).

Сигнал з ВР через елемент зв'язку 4 виводиться в приймальний тракт, до складу якого входять: два вигини хвилеводу в *H*-площині 16, вимірювальний поляризаційний атенюатор 11, вигин хвилеводу в *E*-площині 24, детекторна секція 13, селективний підсилювач 14 та осцилограф 15.

У центрі плоского дзеркала 2 розташований відрізок круглого хвилеводу 20 діаметром 8,5 мм (рис. 5.6). До його виходу під'єднаний поршень 21 з коротким замиканням.

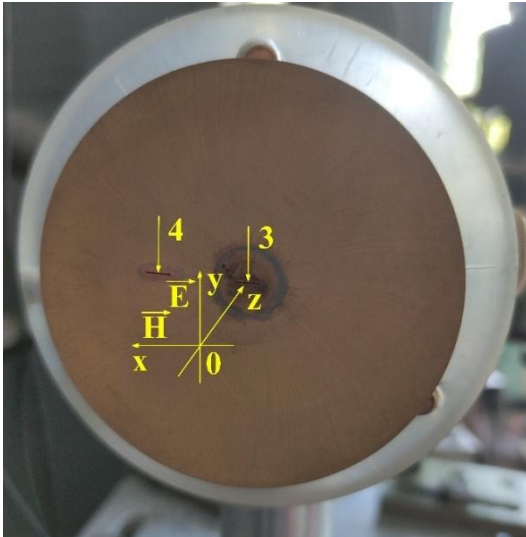


Рисунок 5.5 – Сферичне дзеркало ВР з щілинними елементами зв'язку

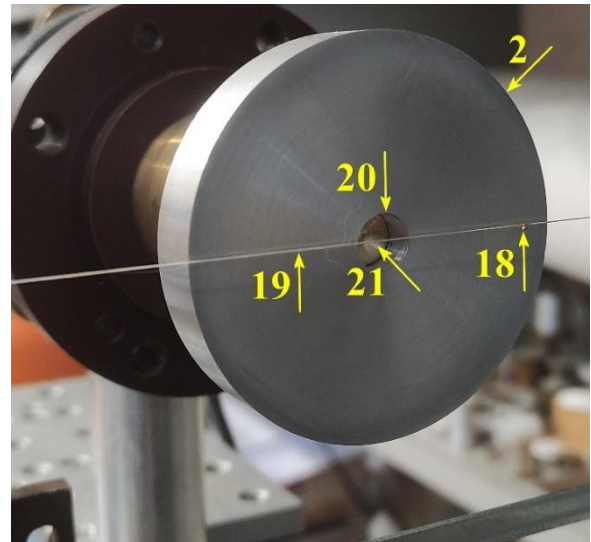


Рисунок 5.6 – Плоске дзеркало ВР з відрізком круглого хвилеводу

Для ідентифікації коливань у ВР застосовано метод пробного тіла [135]. Зондом 18 слугує металева кулька діаметром 1 мм, яка закріплена на нейлоновій нитці 19 завтовшки 0,1 мм (рис. 5.1 і рис. 5.6). Вимірювання амплітуд електричних компонентів поля коливань резонатора проводяться у площинах $x0z$ та $y0z$ на відстані $\lambda/4$ від плоского дзеркала (рис. 5.5). Це відповідає першій пучності електричної компоненти поля стоячої хвилі в резонаторі. Відкритий резонатор налаштовується на резонанс шляхом пересування сферичного дзеркала з частиною хвилевідного тракту, які зібрані на рухомій платформі 26 катетометра 25 (рис. 5.4), що відповідає зміні відстані L на рис. 5.1. Відстань між дзеркалами резонатора, як і раніше, визначається з точністю $\pm 0,001$ мм.

5.3 Результати вимірювань

Розглянемо напівсферичний ВР зазначеної вище геометрії, коли поршень 21 розташований врівень з поверхнею плоского дзеркала 2 (рис. 5.6). Для цього випадку був виміряний резонансний коефіцієнт передачі K_{transm} коливання TEM_{10q} , коли змінювалася нормована відстань L/R між

дзеркалами ВР. Для кожної зміни поздовжнього індексу коливань q на одиницю, що відповідає зміні відстані між дзеркалами $\sim \lambda_0/2$, коливання TEM_{10q} ідентифікувалося за допомогою пробного тіла 18. Результати вимірювань показані на рис. 5.7 (красна крива).

З графіків залежностей на рис. 5.7 випливає, що коефіцієнт передачі резонатора збільшується, коли нормована відстань між дзеркалами зменшується ($L/R < 0,8$). Це пов'язано зі зменшенням як омичних, так і дифракційних втрат у ВР. На відстанях $L/R=0,487$ (коливання TEM_{1020}), $L/R=0,343$ (коливання TEM_{1014}) та $L/R=0,247$ (коливання TEM_{1010}) K_{transm} зменшується. У таких випадках досліджуване коливання взаємодіє з одним із вищих коливань, що збуджуються у резонаторі. Наприклад, у випадку напівконфокальної геометрії резонатора ($L/R \sim 0,5$) коливання TEM_{1020} взаємодіє з коливанням TEM_{3019} , структура поля якого також описується функціями Лагерра–Гаусса. Зниження K_{transm} за умови $L/R < 0,198$ пов'язане зі згущенням спектра коливань резонатора на малих відстанях між дзеркалами та взаємним впливом збуджених коливань.

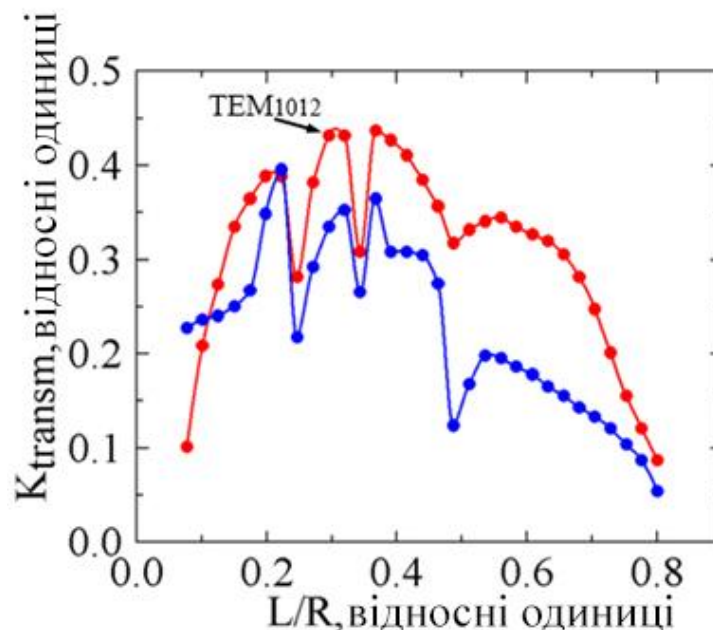


Рисунок 5.7 – Графіки залежностей резонансних коефіцієнтів передачі коливання TEM_{10q} від відстані між дзеркалами ($R=85$)

Розглянемо поведінку резонансного коефіцієнта передачі K_{transm} коливання TEM_{10q} , яке збуджується у ВР з відрізком круглого хвилеводу діаметром $2a=8,5$ мм, при зміні нормованої відстані L/R між дзеркалами (рис. 5.7, синя крива). Довжина відрізка хвилеводу h від поверхні дзеркала до короткозамикаючого поршня дорівнює 6,317 мм. Він розташований у центрі плоского дзеркала (рис. 5.6) [21]. Графік залежності на рис. 5.7 (синя крива) повністю повторює попередній, включаючи особливі точки, де досліджуване коливання взаємодіє з вищими коливаннями резонатора. Відмінність полягає в тому, що відрізок круглого хвилеводу з TE_{11} -моду призводить до додаткових втрат для такого ВР. Довжина хвилі λ_g в круглому хвилеводі вказаного діаметра з TE_{11} -моду визначається з виразу [143]

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - (\lambda_0/1.706 \cdot 2a)^2}}. \quad (5.10)$$

Після підстановки числових значень у (5.10) отримаємо $\lambda_g=4,163$ мм. Тоді $1,5\lambda_g=6,246$ мм. Якщо порівняти цю величину з наведеним вище значенням параметра h , то легко побачити, що вони майже збігаються. Значення відносної похибки становить 1,14%. Це непряме підтвердження того, що у відрізку круглого хвилеводу поширюється TE_{11} -мода. Зазначимо, що поширення TE_{11} -моди матиме місце і при навантаженні віддаленого від поверхні дзеркала кінця круглого хвилеводу зразком діелектрика дископодібної форми.

Оцінимо значення втрат, які відрізок круглого хвилеводу вносить у резонансний об'єм у випадку двох коливань з різними поздовжніми індексами. Розглянемо коливання TEM_{1012} ($L/R=0,295$) і TEM_{1015} ($L/R=0,367$), при збудженні яких K_{transm} мають максимальні значення 0,432 та 0,437 для порожнього ВР (рис. 5.7, червона крива). Для подібних коливань резонатора з

відрідком круглого хвилеводу значення резонансних коефіцієнтів передачі дорівнюють відповідно 0,335 і 0,365 (рис. 5.7, синя крива). Тоді у випадку коливання TEM_{1012} втрати, які вносяться у ВР відрідком круглого хвилеводу, становлять 2,21 дБ, а для коливання TEM_{1015} ці втрати становлять 1,56 дБ.

Оскільки навантажена добротність є мірою втрат у резонансному об'ємі, важливо оцінити її значення. Розглянемо коливання ВР TEM_{1012} . У цьому випадку втрати в резонаторі більші. Оскільки вимірювання виконуються на фіксованій частоті генератора, то для визначення навантаженої добротності використовується метод, описаний у [144]. У результаті вимірювань було визначено, що навантажена добротність порожнього резонатора з коливанням TEM_{1012} дорівнює 2500. Для ВР з відрідком круглого хвилеводу її значення зменшилось до 1790. Отримані результати показують, що такий ВР може використовуватися для визначення параметрів твердих діелектриків у вигляді зразків дископодібної форми, поперечні розміри яких співставні з робочою довжиною хвилі.

Наступним кроком є аналіз структури електричного поля коливання TEM_{1012} методом пробного тіла. У процесі теоретичного аналізу ефективності збудження цієї моди в круглому хвилеводі припускалося, що у ВР з плоскою вставкою на криволінійному рефlectorі збуджуються аксіально-симетричні коливання. Саме тому необхідно проводити такі дослідження.

Розглянемо порожній напівсферичний резонатор. Для вимірювань використовувався, як сказано вище, розсіювальний зонд діаметром 1 мм. Структури електричних полів коливання TEM_{1012} вимірюються у двох взаємно перпендикулярних площинах ($x0z$ та $y0z$) у декартовій системі координат – у першій, рахуючи від плоского дзеркала, пучності електричної компоненти поля стоячої хвилі в резонаторі ($z=-\lambda_0/4$, z – апліката, яка збігається з віссю резонатора, рис. 5.5). Результати вимірювання амплітудного розподілу електричного поля коливання TEM_{1012} в площині вектора \vec{H} TE_{10} -моди в хвилеводі живлення показані на рис. 5.8 (крива 1).

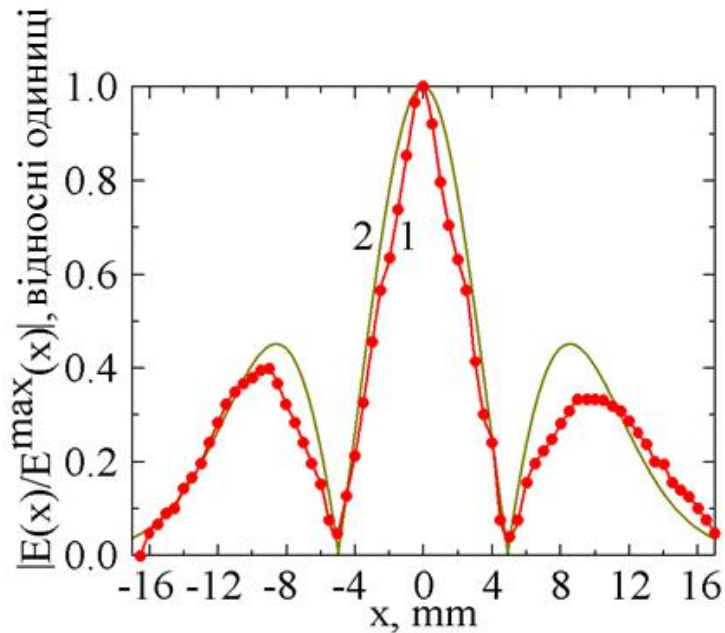


Рисунок 5.8 – Розподіл напруженості електричного поля коливання TEM_{1012} у площині вектора \vec{H} (xOz): крива 1 – експеримент; крива 2 – обчислення

Можна побачити, що це коливання має структуру поля, яку описують функції Лагерра–Гаусса. Цей висновок базується на тому, що для таких коливань максимальна амплітуда центральної плями поля значно більша за амплітуди бічних плям. З графіка випливає, що мінімальні значення амплітуд електричного поля, близьких до нуля ($|E/E^{\max}| = 0,047$), спостерігаються при $x = \pm 5$ мм.

Для побудови розрахованого розподілу поля коливання TEM_{1012} на плоскому дзеркалі використовуються вираз (5.1) і формули переходу від циліндричної системи координат до декартової: $x = \rho \cos \varphi$, $y = \rho \sin \varphi$. Вираз (5.1) також включає радіус плями поля w_0 основного коливання резонатора TEM_{00q} , для якого $L/R = 0,286$. Для обчислення w_0 використано вираз (4.2)

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda_0}{\pi}} R \sqrt{\frac{L}{R} \left(1 - \frac{L}{R}\right)}. \quad (5.11)$$

Після підстановки в (5.11) числових значень отримаємо, що $w_0=6,994$ мм. На підставі розрахунків, виконаних вище, визначимо, що для досліджуваного коливання оптимальний діаметр круглого хвильоводу $2a=8,452$ мм. Результати розрахунку за виразом (5.1) для кута $\varphi=0$ показані на рис. 5.8 (крива 2). Як видно, є гарний збіг виміряних і обчислених розподілів електричної складової поля коливання TEM_{1012} . Перш за все це стосується центральної плями поля цього коливання. Відмінності в амплітудах бічних плям поля цього коливання під час експерименту та під час розрахунку зумовлені тим, що для їх ідентифікації потрібно використовувати пробне тіло більшого діаметра.

Розглянемо структуру електричного поля коливання TEM_{1012} у площині вектора \vec{E} TE_{10} моди в хвильоводі живлення. Результати дослідження представлені на рис. 5.9 (крива 1).

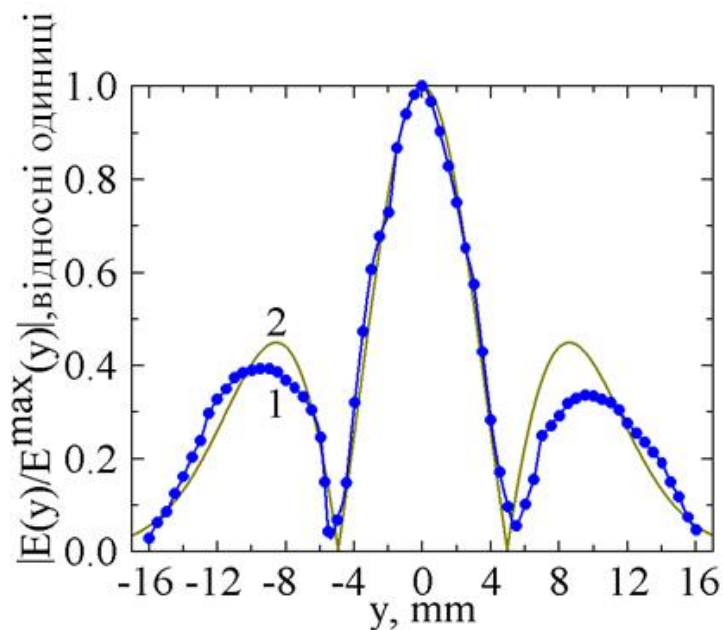


Рисунок 5.9 – Розподіл напруженості електричного поля коливання TEM_{1012} у площині вектора $\vec{E}(y0z)$: крива 1 – експеримент; крива 2 – обчислення

Видно, що структура електричного поля коливання TEM_{1012} у площині, що розглядається, фактично збігається з попереднім випадком. Це свідчить

про те, що досліджуване коливання є аксіально-симетричним. Лише в цьому випадку мінімальні значення амплітуд електричного поля, близькі до нуля ($|E/E^{\max}| = 0,048$), відповідають $y = \pm 5,5$ мм. Розрахований розподіл електричної компоненти поля розглянутого коливання також показаний на рис. 5.9 (крива 2). Для побудови цієї залежності, як і в попередньому випадку, використовувалася формула (5.1), в якій для переходу до декартової системи координат покладено, що кут $\varphi = \pi/2$. Проведені дослідження підтвердили припущення, що плоска вставка в центрі сферичного дзеркала призводить до збудження аксіально-симетричних коливань у ВР, які описуються функціями Лагерра–Гаусса, хоча сам резонатор не має аксіальної симетрії.

За умови високої ефективності збудження TE_{11} -моди в круглому хвилеводі резонатор (рис. 5.1) повинен мати кутову селекцію спектра коливань. Проведемо ідентифікацію вимушених коливань напівсферичного ВР для різних відстаней між його дзеркалами. Розглянемо резонатор, коли поршень перебуває врівень із плоским дзеркалом. На рис. 5.10 наведено склад вимушених коливань, які мають однакову частоту $f = 74,98$ ГГц, при зміні відстані між дзеркалами ВР.

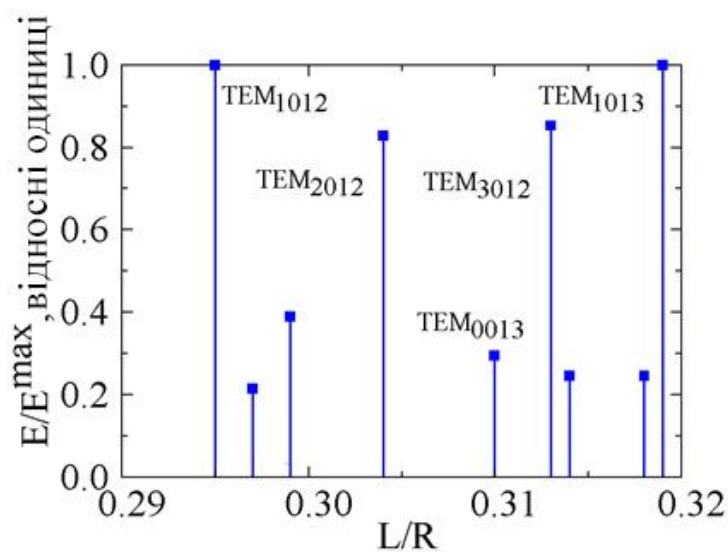


Рисунок 5.10 – Відносні амплітуди електричних полів вимушених коливань ВР при зміні відстані L між дзеркалами ($R = 85$ мм)

З рис. 5.10 випливає, що в резонаторі при його перебудові відбувається зміна робочого коливання зі збереженням резонансної частоти. Замість досліджуваного коливання TEM_{1012} у ВР збуджуються вищі коливання TEM_{2012} , TEM_{3012} , які описуються функціями Лагерра–Гаусса, або основне коливання TEM_{0013} , яке описується функцією Гаусса. При перебудові відстані між дзеркалами на $\sim \lambda_0/2$ у ВР збуджується коливання TEM_{1013} . Деякі показані на рис. 5.10 коливання ідентифікувати методом пробного тіла не вдалося.

Якщо в центрі плоского дзеркала розташований відрізок круглого хвилеводу наведених вище розмірів, склад вимушених коливань, що мають однакову частоту у ВР, змінюється. Це впливає з рис. 5.11.

Як бачимо, частина вимушених коливань у досліджуваному ВР завдяки наявності неоднорідності у вигляді відрізка круглого хвилеводу при зміні L не збуджуються. Поряд з цим, деякі коливання існують, як в порожньому, так і в резонаторі з відрізком круглого хвилеводу при однакових відстанях між дзеркалами (рис. 5.10 і рис. 5.11). До їх числа належать досліджуване коливання TEM_{1012} , а також коливання TEM_{2012} та TEM_{3012} .

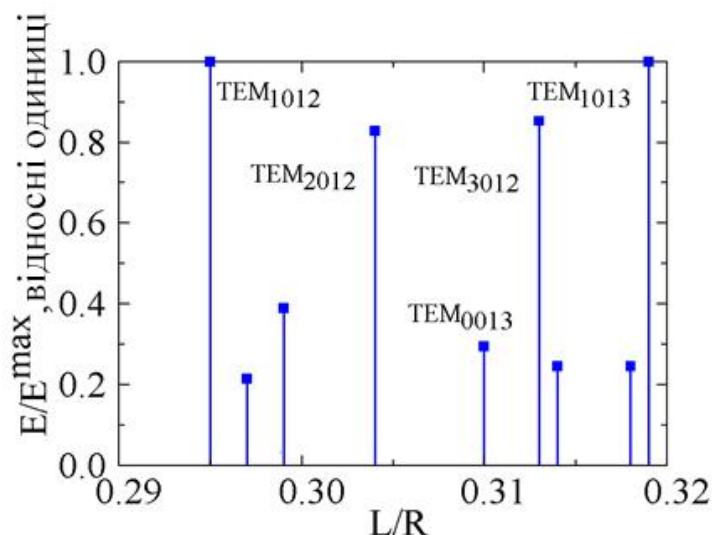


Рисунок 5.11 – Відносні амплітуди електричних полів вимушених коливань ВР з відрізком круглого хвилеводу при зміні відстані L між дзеркалами ($R=85$ мм)

Слід зазначити, що резонатор, який розглядається, може мати одночастотний відгук. У такому випадку в ньому має існувати лише одне коливання TEM_{10q} в діапазоні перебудови ВР порядку λ_0 . Щоб зрозуміти, як цього можна досягти, розглянемо вирази, які описують амплітудні розподіли напруженостей електричних полів цих двох коливань на плоскому дзеркалі ВР. Для цього скористаємося виразами для многочленів Лагерра $L_2(2x^2/w_0^2)$ і $L_3(2x^2/w_0^2)$ [145]. Тоді отримаємо

$$\frac{E_{2012}(x)}{E_{2012}^{\max}(x)} = \left(2 \frac{x^4}{w_0^4} - 4 \frac{x^2}{w_0^2} + 1 \right) \exp\left(-\frac{x^2}{w_0^2} \right), \quad (5.12)$$

$$\frac{E_{3012}(x)}{E_{3012}^{\max}(x)} = \frac{1}{3} \left(4 \frac{x^6}{w_0^6} + 18 \frac{x^4}{w_0^4} - 18 \frac{x^2}{w_0^2} + 3 \right) \exp\left(-\frac{x^2}{w_0^2} \right). \quad (5.13)$$

Тут, як і вище, $w_0=6,994$ мм — радіус плями поля коливання TEM_{0012} на плоскому дзеркалі резонатора. Результати розрахунку відповідно до (5.12) і (5.13) показані на рис. 5.12.

З графіків на рис. 5.12 зрозуміло, чому відрізок круглого хвилеводу діаметром 8.5 мм у центрі плоского дзеркала резонатора практично не впливає на збудження цих коливань. Їхні центральні плями полів потрапляють у цей хвилевід.

Якщо діаметр плоского дзеркала зменшити до 44 мм для обраної геометрії резонатора (рис. 5.12), то в цьому випадку для коливань TEM_{2012} (крива 1) і TEM_{3012} (крива 2) з'являться додаткові втрати енергії. Це призведе до того, що вони можуть не збудитися у ВР. Ще один можливий спосіб пригнічення цих небажаних коливань — розмістити на периферії плоского дзеркала поглинаючий матеріал. У такому випадку коливання TEM_{1012} (крива 3) не буде спотворюватись.

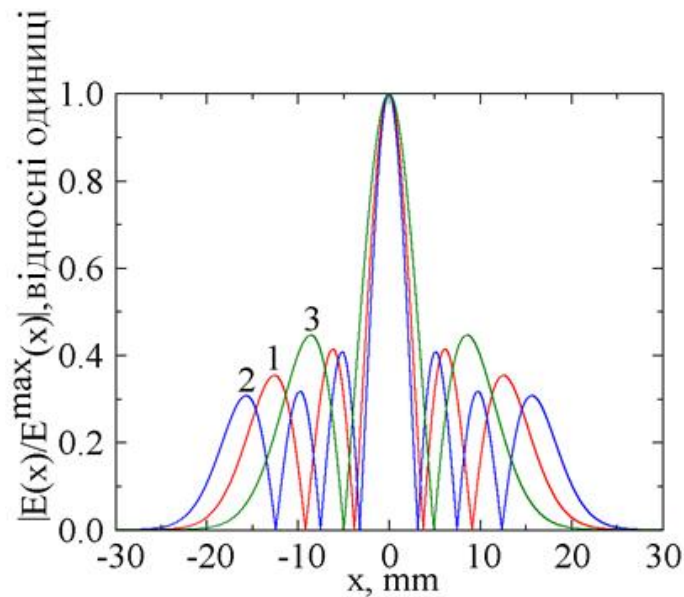


Рисунок 5.12 – Розрахункові залежності нормованих напруженостей електричних полів коливань напівсферичного ВР на плоскому дзеркалі від поперечної координати x : крива 1 – коливання TEM_{2012} ; крива 2 – коливання TEM_{3012} ; крива 3 – коливання TEM_{1012} .

Таким чином, можливо створити резонатор з одночастотним відгуком у широкому діапазоні частот. Це особливо важливо для визначення електрофізичних параметрів твердих зразків діелектриків з високим значенням діелектричної проникності.

5.4 Чисельне моделювання дослідженого резонатора

З метою подальшої перевірки результатів експериментальних досліджень, (попередній розділ), проведене чисельне моделювання напівсферичного ВР з відрізком круглого хвилеводу діаметром 8,5 мм. Як робоче, вибране коливання TEM_{1012} (рис. 5.8 та рис. 5.9). Усі геометричні розміри резонатора наведені в підрозділ 5.3. Довжина відрізка хвилеводу h (від поверхні плоского дзеркала до поршня короткого замикання) становить 6,317 мм, що відповідає значенню, експериментально отриманому в попередньому розділі. Відстань L між дзеркалами становить 25 мм ($L/R =$

0,295). Це також експериментально виміряне значення. На першому етапі приймемо $h=0$. Модель ВР, який аналізується, показана на рис. 5.13.

Для резонатора розглянутої геометрії та збудженого в ньому коливання розраховувалися струми на дзеркала та параметр S_{11} . Також була розрахована структура електричного поля в поперечному перерізі ВР при осьовому способі живлення резонатора з боку сферичного дзеркала. Результати розрахунків показані на рис. 5.14 – 5.17.

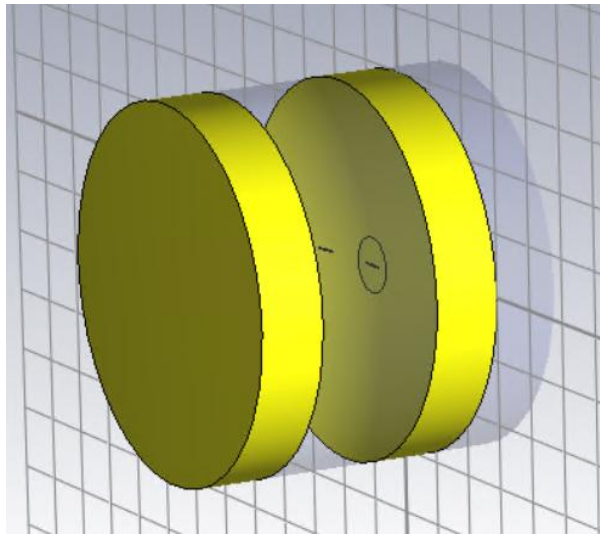


Рисунок 5.13 – Модель напівсферичного ВР

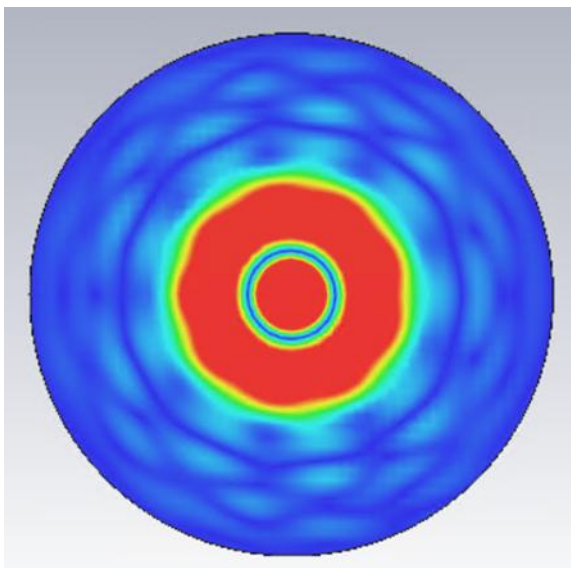


Рисунок 5.14 – Струми на поверхні плоского дзеркала для коливання TEM_{1012} .

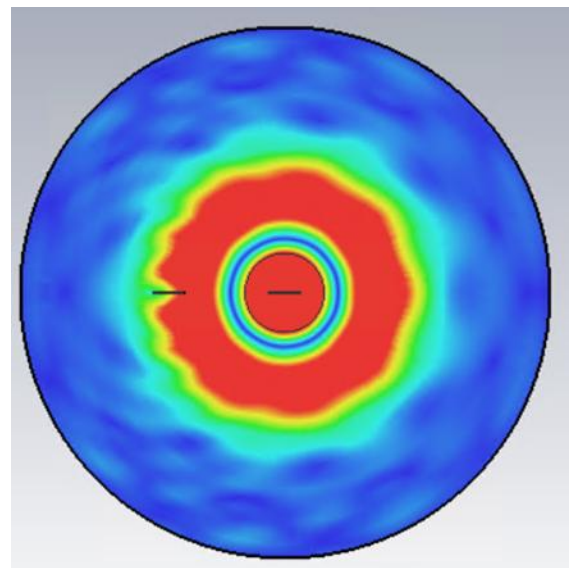


Рисунок 5.15 – Струми на поверхні сферичного дзеркала для коливання TEM_{1012} .

Як видно на рис. 5.17 коливання TEM_{1012} у ВР заданої геометрії характеризується резонансною частотою, що дорівнює 74,621 ГГц. У експерименті частота цього ж коливання становила 74,98 ГГц. Відносна похибка в цьому випадку становила 0,479%. Це свідчить про гарний збіг розрахунку з експериментом.

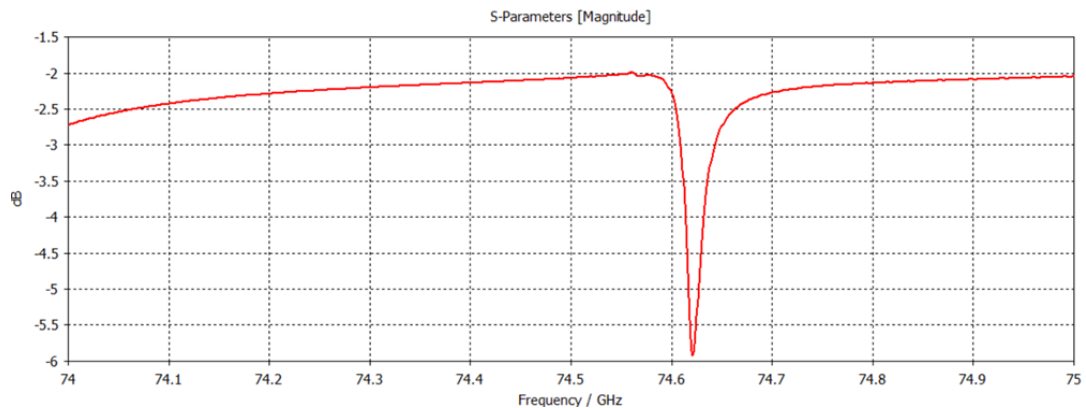


Рисунок 5.16 – Залежність параметра S_{11} від частоти для напівсферичного ВР

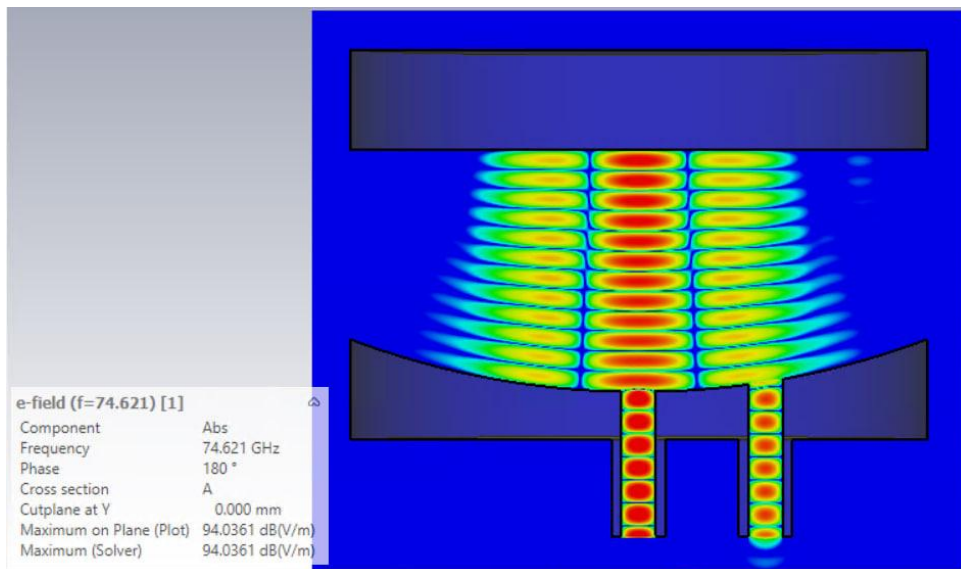


Рисунок 5.17 – Структура електричної складової поля коливання TEM_{1012} в напівсферичному резонаторі

Практичний інтерес є порівняти вимірний розподіл електричної складової TEM_{1012} коливань у розглянутому ВР (рис. 5.8 і рис. 5.9) з розрахованим, виконаним за допомогою CST Studio у двох взаємно ортогональних площинах. Результати розрахунку наведені на рис. 5.18 та рис.

5.19 [22]. На цих рисунках площини векторів \vec{H} та \vec{E} визначені, як на рис. 5.5.

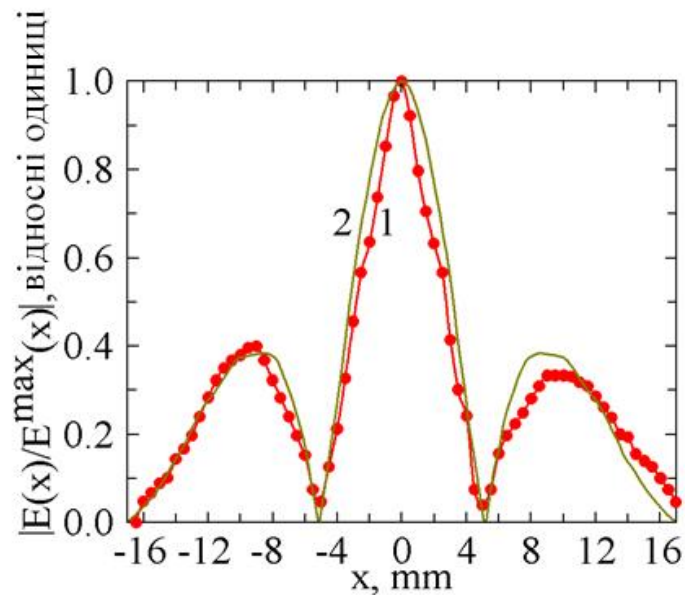


Рисунок 5.18 – Розподіл напруженості електричного поля коливання TEM_{1012} у площині вектора \vec{H} (xOz): крива 1 – експеримент; крива 2 – обчислення

З наведених вище графіків видно, що розподіли електричної компоненти поля коливань TEM_{1012} , розрахованих у середовищі CST Studio та виміряних у двох взаємно перпендикулярних площинах, майже ідентичні. Це свідчить про те, що в резонаторі цієї геометрії дійсно збуджуються аксіально симетричні коливання, розподіл електричного поля яких описується функціями Лагера-Гауса (5.1).

Тепер у центрі плоского дзеркала розташуємо відрізок круглого хвилеводу діаметром 8,5 мм. У цьому випадку модель напівсферичного резонатора матиме вигляд, показаний на рис. 5.20. Поведінка параметра S_{11} при зміні глибини цього хвилеводу показана на рис. 5.21.

Виходячи з цього графіка, виберемо $h=6,346$ мм. У цьому випадку ВР найкраще узгоджений з хвилевідним трактом, оскільки $|\Gamma| = 10^{-19,5-(-2)/20} = 0,133$. Це значення модуля коефіцієнта відбиття відповідає КСХН, рівному 1,307.

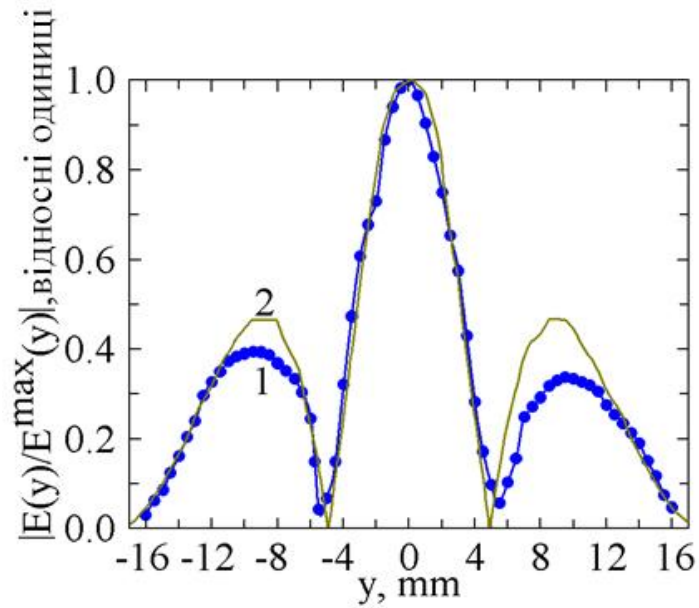


Рисунок 5.19 – Розподіл напруженості електричного поля коливання TEM_{1012} у площині вектора $\vec{E}(y0z)$: крива 1 – експеримент; крива 2 – обчислення

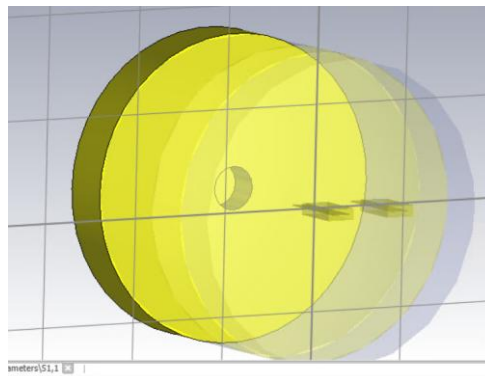


Рисунок 5.20 – Модель напівсферичного ВР з відрізком круглого хвилеводу

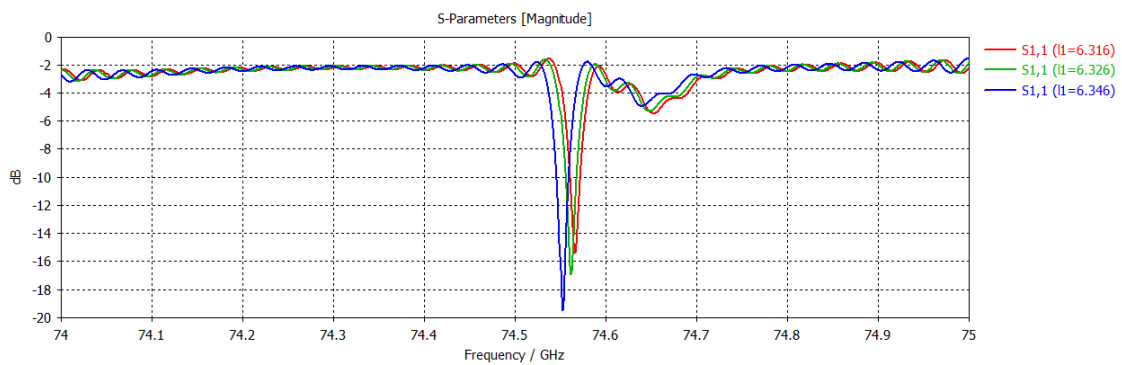


Рисунок 5.21 – Залежність параметра S_{11} від глибини h відрізка круглого хвилеводу

Під час експериментальних досліджень глибина відрізка круглого хвилеводу становила 6,317 мм. Як бачимо, відносна похибка розрахункової глибини відрізка хвилеводу відносно вимірної складає 0,46%. Це свідчить про коректність виконаних розрахунків. Рис. 5.22 показує структуру електричної складової поля коливання TEM_{1012} в поперечному перерізі резонатора з відрізком хвилеводу обраної глибини $h=6,346$ мм.

Внизу відрізка круглого хвилеводу помістимо діелектричний диск діаметром 8,5 мм і висотою 2 мм. Будемо міняти його діелектричну проникність ϵ' от 1 до 3. Для прикладу, поведінка параметра S_{11} при зміні ϵ' з 1 до 1,6 показана на рис. 5.23.

З приведеного графіка випливає: при $\epsilon'=1$ частота резонатора $f=74,552$ ГГц, при $\epsilon'=1,2$ частота резонатора $f=74,435$ ГГц, при $\epsilon'=1,4$ частота резонатора $f=74,326$ ГГц, а при $\epsilon'=1,6$ частота резонатора $f=74,228$ ГГц. Розрахована залежність частоти резонатора розглянутої геометрії від діелектричної сталої диска, розташованого внизу сегмента круглого надрозмірного хвилеводу, показана на рис. 5.24.

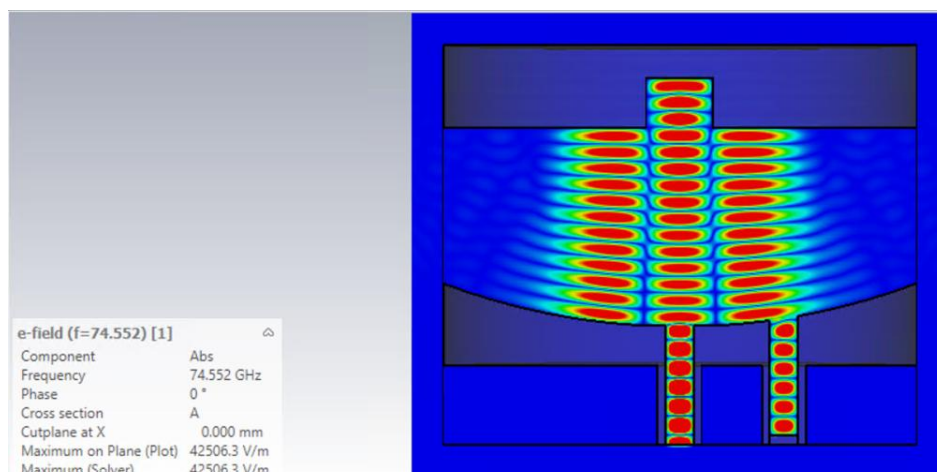


Рисунок 5.22 – Коливання TEM_{1012} у напівсферичному ВР з відрізком кругового хвилеводу

Як видно з графіка, загальна поведінка розглянутої залежності подібна до залежності резонансної частоти ВР від висоти диска на фіксованому ϵ' [15]. Дільниця різкого спаду діелектричної проникності зі зміною частоти

резонатора відповідає випадку, коли поблизу верхньої межі зразка знаходиться пучність електричного поля стоячої хвилі. Плавна зміна ε' з частотою відноситься до розташованого поблизу верхньої межі діелектричного диска вузла електричної компоненти поля стоячої хвилі у круглому хвилеводі [15].

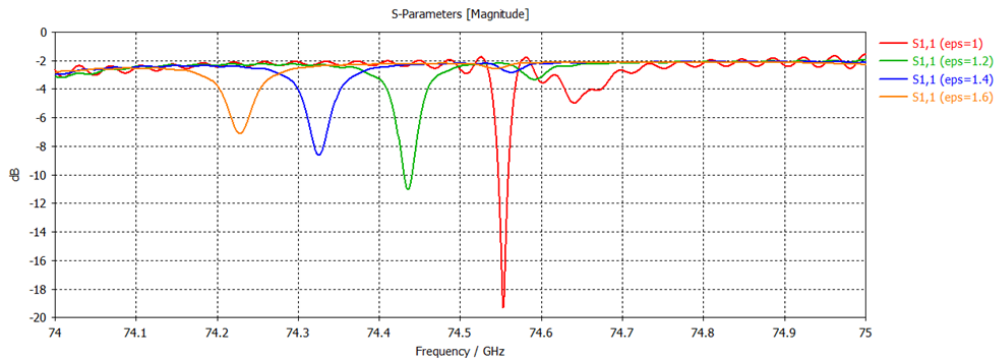


Рисунок 5.23 – Поведінка параметра S_{11} при зміні діелектричної проникності шайби, розташованої внизу відрізка круглого хвилеводу

Для практики важливо оцінити діелектричну проникність дисків, зроблених із відомих матеріалів, за допомогою розрахованої залежності (рис. 5.24). Зовнішній вигляд експериментальної установки для цих досліджень показано на рис. 5.25.

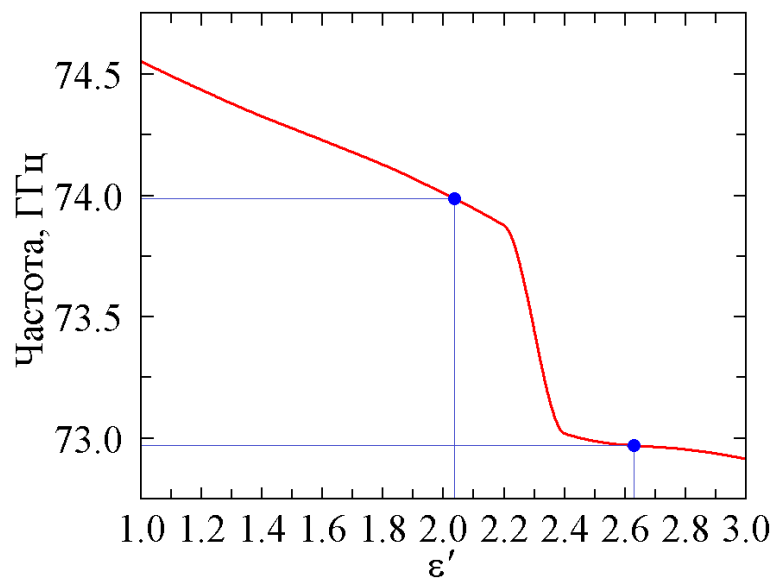


Рисунок 5.24 – Графік залежності частоти резонатора від діелектричної проникності диска

Позначення всіх елементів хвилеводів, наведених на рисунку, відповідають позначенням на рис. 5.3 і 5.4. Відмінності такі. Г4-142 використовується як високочастотний генератор 5. Це пов'язано з тим, що при вимірюванні діелектричної проникності твердих діелектриків генератор має переналаштовуватися за частотою. Елементи схеми 7 і 8 показані на рис. 3.3, де вони позначаються цифрами 7 і 6 відповідно, і описані в підрозділі 3.3.

Під час вимірювань будемо діяти наступним чином. На першому етапі поршень 21 розташований врівень із поверхнею дзеркала 2 (рис. 5.25). Далі налаштовуємо частоту генератора 5 за допомогою хвилеміра 12 так, щоб вона дорівнювала 74,552 ГГц (рис. 5.22). Це розраховане значення частоти для вказаної геометрії ВР. Налаштовуємо резонатор, рухаючи дзеркало 1 так, щоб у ньому збуджувалася коливання TEM_{1012} . Коливання, що збуджуються в резонаторі, контролюється за допомогою тестового тіла 18 (рис. 5.3 та рис. 5.4). При зміщенні поршня 21 у круглому хвилеводі 20 вглиб дзеркала 2 на три півхвилі (рис. 5.22) у ВР все ще спостерігається коливання TEM_{1012} .

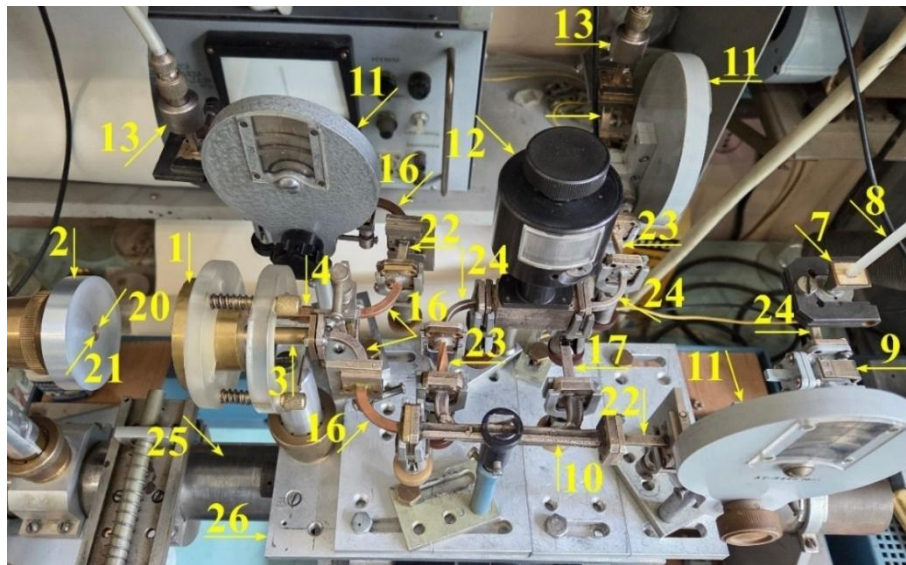


Рисунок 5.25 – Зовнішній вигляд експериментального стенда для визначення діелектричної проникності зразків

На дні відрізка хвилеводу розташовуємо фторопластовий диск діаметром 8,5 мм і висотою 2 мм. Переналаштовуємо генератор Г4-142 так, щоб коливання TEM_{1012} знову збуджувалася в резонаторі. За допомогою хвилеміра 12

визначаємо резонансну частоту. Виявилось, що частота 73,988 ГГц. З графіка на рис. 5.24 бачимо, що це значення частоти для фіксованої висоти зразка 2 мм відповідає діелектричній проникності $\epsilon' = 2.037$ (рис. 5.24). Значення діелектричної проникності фторопласту, приведене в [57], дорівнює 2,06. Відносна похибка визначення ϵ' фторопласту за запропонованим методом відносно 2,06 становила 1,12%.

Тепер замість фторопластового диска розмістимо внизу відрізка хвилеводу 20 диск з полістиролу тих самих геометричних розмірів. У цьому випадку частота резонансних коливань TEM_{1012} становить 72,968 ГГц. Результати вимірювань показані на рис. 5.24. З рисунка видно, що вказане значення частоти відповідає $\epsilon' = 2,631$. Діелектрична проникність полістиролу, наведена у [57], дорівнює 2,54. Відносна похибка визначення ϵ' полістиролу з використанням складового ВР становить 3,58%.

Таким чином, оціночні визначення показали, що діелектрична проникність твердих діелектриків може бути виміряна за допомогою запропонованого складового ВР. З використанням цифрових генераторів точність вимірювань значно зростає. Таку резонансну систему можна використовувати не лише в ВВЧ, а й у ТГц діапазоні. У тому випадку, коли поблизу верхньої межі зразка знаходиться пучність електричної компоненти поля стоячої хвилі у відрізку хвилеводу, точність визначення ϵ' буде вищою.

Висновки до розділу 5

З результатів проведених теоретичних і експериментальних досліджень випливає низка важливих практичних висновків.

1. Теоретичний аналіз показав, що максимальна ефективність збудження $\eta(\tilde{a})$ TE_{11} моди в круглому хвилеводі за допомогою центральної плями поля коливання TEM_{10q} резонатора становить 0,8993 за умови $\tilde{a} = a/w_0 = 0,6042$.

2. Порівняно з порожнім напівсферичним резонатором, наявність відрізка круглого хвилеводу в центрі плоского дзеркала призводить до додаткових втрат приблизно -2 дБ. Це свідчить про те, що розглянуту в цьому розділі резонансну систему можна застосувати для визначення параметрів твердих діелектриків.
3. Експериментальні дослідження підтвердили, що наявність у центрі криволінійного відбивача плоскої вставки діаметром щонайменше дві довжини хвилі, яка є внутрішньою неоднорідністю, призводить до збудження аксіально-симетричних коливань у резонаторі. Амплітудний розподіл електричного поля цих коливань описується функціями Лагерра–Гаусса. Водночас сам ВР може не володіти аксіальною симетрією.
4. Наявність відрізка круглого хвилеводу в центрі одного з дзеркал резонатора, як неоднорідності, забезпечує модову селекцію коливань ВР, тому такий складовий резонатор є перспективною коміркою для дослідження у міліметровому діапазоні параметрів діелектриків, які мають велике значення відносної діелектричної проникності.
5. Розглянуті внутрішні неоднорідності напівсферичного ВР призводять не тільки до кількісних (амплітуди електричного поля власного коливання), але і до якісних змін характеристик резонатора (зміна робочої власної моди).
6. Проведені дослідження показали, що за умови використання поглинаючого покриття або при виборі дзеркала з відрізком круглого хвилеводу певного діаметра, такий резонатор може мати одночастотний відгук у широкому діапазоні частот.
7. Проведені експериментальні дослідження з визначення діелектричної проникності відомих зразків у формі дисків підтвердили, що запропонований складовий ВР може бути використаний для визначення електрофізичних параметрів речовин не тільки у ВВЧ, але і в ТГц діапазонах.

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі вирішено актуальне наукове завдання щодо визначення фізичних особливостей і закономірностей збудження за допомогою зосереджених елементів зв'язку вищих аксіально-несиметричних і аксіально-симетричних коливань у відкритих резонансних системах для ефективного їх використання у приладах і пристроях міліметрового діапазону.

За виконання роботи отримані такі результати.

1. На підставі аналізу поведінки основного типу коливань у напівсферичних резонаторах, що мають однакові апертури дзеркал, але різні радіуси кривизни криволінійних відбивачів, вперше виявлено поверхневе коливання під час зміни відстані між ними. Воно локалізоване на увігнутій поверхні сферичного дзеркала резонатора в площині вектора хвилі TE_{10} у підвідному хвилеводі. За нормованих відстаней між дзеркалами резонатора $L/R=0,72\div 0,76$ поверхневе коливання взаємодіє з основним коливанням резонатора TEM_{00q} , оскільки має з ним один клас симетрії. Виконані дослідження також показали, що у ДЛР також збуджується поверхневе коливання, яке взаємопов'язане з коливанням TEM_{00q} резонатора, що в підсумку призводить до погіршення його спектральних характеристик. Подібні коливання можуть існувати на будь-яких криволінійних поверхнях, включаючи дзеркальні антени та антени Кассегрена при певному співвідношенні розміру апертури та діаметра падаючого на неї випромінювання за рівнем $1/e$.

2. Проведені чисельні дослідження вперше показали, що ефективність збудження хвилі TE_{10} у прямокутному хвилеводі, виконаному в центрі плоского дзеркала напівсферичного ВР, за допомогою центральної плями поля вищого аксіально-несиметричного коливання TEM_{20q} дорівнює 0,8901. У цьому випадку $\tilde{a}=a/w_0=0,9986$. Такий розкрив є E - секторіальним рупором. Збуджувати основну хвилю в прямокутному хвилеводі можна за допомогою

бічної плями поля коливання TEM_{20q} . У цьому випадку ефективність збудження хвилевідної хвилі теж велика і становить величину, що дорівнює 0,8628 при нормованих розмірах прямокутного розкриття $\tilde{a}' = 1,4854$ і $\tilde{b} = 1,9799$. Але у цьому випадку розмір прямокутного хвилеводу по широкій стороні виявився майже в півтора раза більшим. Проведені експериментальні дослідження щодо збудження основної хвилевідної хвилі у надрозмірному прямокутному хвилеводі за допомогою центральної плями поля коливання ВР TEM_{20q} показали, що в такій резонансній системі втрати в середньому зростають на 9,6 дБ порівняно з порожнім резонатором. Тому в міліметровому діапазоні використовувати складові ВР з відрізками надрозмірних прямокутних хвилеводів для визначення електрофізичних параметрів твердих діелектриків не доцільно.

3. При розташуванні елемента зв'язку не в центрі криволінійного відбивача в резонаторі збуджуються аксіально-симетричні коливання. При цьому резонатор може не володіти круговою симетрією. Амплітудне розподілення електричної компоненти поля аксіально-симетричного коливання TEM_{10q}^* , що збуджується у ВР елементом зв'язку, розташованим на периферії одного з дзеркал, є гібридною структурою електричних полів коливань TEM_{20q} і TEM_{10q} . Основна відмінність коливання від зазначених пов'язана з присутністю в центрі дзеркала області з нульовою інтенсивністю електричного поля. Завдяки наявності в центрі ВР області з нульовою інтенсивністю електричного поля резонансна система з коливанням TEM_{10q}^* може бути використана для визначення електрофізичних параметрів речовин, включаючи рідини.

4. Вперше в результаті теоретичного аналізу показано, що максимальна ефективність збудження $\eta(\tilde{a})$ TE_{11} моди в круглому хвилеводі за допомогою центральної плями поля коливання TEM_{10q} резонатора становить 0,8993 за умови $\tilde{a} = a/w_0 = 0,6042$. Наявність у центрі криволінійного відбивача плоскої вставки діаметром щонайменше дві довжини хвилі, яка є внутрішньою

неоднорідністю, призводить до збудження аксіально-симетричних коливань у резонаторі. Амплітудний розподіл електричного поля цих коливань описується функціями Лагерра–Гаусса. Водночас сам ВР може не володіти аксіальною симетрією. Порівняно з порожнім напівсферичним резонатором, наявність відрізка круглого хвилеводу в центрі плоского дзеркала призводить до додаткових втрат приблизно -2 дБ. Експериментальні дослідження з визначення діелектричної проникності відомих зразків у формі дисків підтвердили, що запропонований складовий ВР може бути використаний для визначення електрофізичних параметрів речовин не тільки в ВВЧ, але і в ТГц діапазонах.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Goncalves, F.J.F., Brancaccio, A., Ferreira, L.A., and da Silva, E.J. A Free-Space Transmission Setup for Material Parameters Estimation with Affordable and Non-Synchronized Software-Defined Radios in the 0.85–1.55 GHz Band. *Applied Sciences*. 2023. Vol. 13, no. 5. P. 1-19, 3010. <https://doi.org/10.3390/app13053010>
2. Pawlik, J., Karpisz, T., Derimow, N., and [et. al]. Characterizing the Broadband RF Permittivity of 3D-Integrated Layers in a Glass Wafer Stack from 100 MHz to 30 GHz. *Proc. the 2024 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium (IMS 2024)*. (Washington, DC, US, June 16-21 2024, [online]). <https://doi.org/10.1109/IMS40175.2024.10600278>
3. Gou, M., Chen, Q., Dong, P., Liu, C., and Huang, K. Design of a Microwave Heating and Permittivity Measurement System Based on Oblique Aperture Ridge Waveguide. *Sensors*. 2023. Vol. 23, no. 8. P. 1-11, 4035. <https://doi.org/10.3390/s23084035>
4. Alam, S., Zakaria, Z., Surjati, I., and [et. al]. Multifunctional of Dual-Band Permittivity Sensors with Antenna using Multicascode T-shaped Resonators for Simultaneous Measurement of Solid Materials and Data Transfer Capabilities. *Measurement*. 2023. Vol. 217, no. 21, Article 113078. DOI: [10.1016/j.measurement.2023.113078](https://doi.org/10.1016/j.measurement.2023.113078)
5. Alimenti, A., Pittella, E., Torokhtii, K.A., and [et. al]. Dielectric Loaded Resonator for the Measurement of the Complex Permittivity of Dielectric Substrates. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. 2023. Vol. 72. P. 1-9. DOI: [10.1109/TIM.2023.3236301](https://doi.org/10.1109/TIM.2023.3236301)
6. Zou, J., Li, C.-J., Zheng, C., and [et. al]. A Novel Strategy for Detecting Permittivity and Loss Tangent of Low-Loss Materials Based on Cylindrical Resonant Cavity. *Sensors*. 2023. Vol. 23, no. 12. P. 1-14. <https://doi.org/10.3390/s23125469>

7. Chang, S.-M., Swank, C., Kummel, A., and Buckwalter, J.F. Free Space Dielectric Techniques for Diamond Composite Characterization. *IEEE Journal of Microwaves*. 2024. Vol. 4, no. 1. P. 147-157. DOI: [10.1109/JMW.2023.3339255](https://doi.org/10.1109/JMW.2023.3339255)
8. Wang, X., and Tretyakov, S.A. Fast and Robust Characterization of Dielectric Slabs Using Rectangular Waveguides. *Applied Physics*, *arXiv:2109.00638v1 [physics.app-ph]*. 2021. P. 1-9. <https://doi.org/10.1109/TMTT.2022.3143827>
9. Juan, C.G., Potelon, B., Aquino, A., and [et. al]. Multi-parameter simultaneous extraction with a novel microwave sensor based on coupled resonators. *Scientific Reports*. 2024. Vol. 14, no. 1. P. 1-17, article 23076. DOI: [10.1038/s41598-024-72061-3](https://doi.org/10.1038/s41598-024-72061-3)
10. Kayro, N.S., Teterina, D.D., Badin, A.V., and Bilinskii, K.V. Automated system based on open resonator for measuring the electrophysical parameters of sheet dielectrics. *Journal of Physics: Conference Series*. 2021. Vol. 1989, no. 1. P.1-5, 012020. DOI: [10.1088/1742-6596/1989/1/012020](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1989/1/012020)
11. Elwood, B.D., Grimes, P.K., Kovaca, J., Eibena, M., and Meiners, G. Fabry–Perot Open Resonant Cavities for Measuring the Dielectric Parameters of MM-Wave Optical Materials. *AarXiv:2411.01058v1 [physics.optics]*. 2024. P. 1-14. DOI: [10.48550/arXiv.2411.01058](https://doi.org/10.48550/arXiv.2411.01058)
12. Rahman, R., Taylor, P.C., and Scales, J.A. A System for Measuring Complex Dielectric Properties of Thin Films at Submillimeter Wavelengths Using an Open Hemispherical Cavity and a Vector Network Analyzer. *The Review of scientific instruments*. 2013. Vol. 84, no. 8. P. 1-10, 083901. DOI: [10.1063/1.4816828](https://doi.org/10.1063/1.4816828)
13. Chigryai, E.E., Garin, B.M., and Denisyuk, R.N. Measurement of Dielectric Loss at Millimeter Range in the Low Loss Materials with Arbitrary Ratio of Wavelength and Sample Thickness. *Journal of Radio Electronics*. 2018. No. 10. P. 1-7. DOI: [10.30898/1684-1719.2018.10.10](https://doi.org/10.30898/1684-1719.2018.10.10)
14. Kuzmichev, I.K., Melezhik, P.N., and Poyedinchuk, A.Ye. An open resonator for physical studies. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*. 2006. Vol. 27, no. 6. P. 857-869. DOI: [10.1007/s10762-006-9122-7](https://doi.org/10.1007/s10762-006-9122-7)

15. Kuzmichev, I.K., and Popkov, A.Yu. *Emerging Microwave Technologies in Industrial, Agricultural, Medical and Food Processing. Chapter 3. Resonant Systems for Measurement of Electromagnetic Properties of Substances at V-Band Frequencies*. London, United Kingdom: Published in Intech Open, 2018. P. 27-53. DOI: [10.5772/intechopen.73643](https://doi.org/10.5772/intechopen.73643)
16. Birx, D., Dick, G.J., Little, W.A., Mercereau, J.E., and Scalapino, D.J. Pulsed frequency modulation of superconducting resonators. *Applied Physics Letters*. 1978. Vol. 33, no. 5. P. 466-468. DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.90381>
17. Alvarez, R.A., Birx, D., Byrne, D., Mendonca, M., and Johnson, R.M. Generation of high-power microwave pulses using a spherical superconducting cavity and interference-type switch. *IEEE Transactions on Magnetics*. 1981. Vol. 17, no. 1. P. 935-938. DOI: [10.1109/TMAG.1981.1061067](https://doi.org/10.1109/TMAG.1981.1061067)
18. Avgustinovich, V.A., Artemenko, S.N., and Zhukov, A.A. Microwave-energy extraction from a resonator via oversized interference switch. *Technical Physics Letters*. 2013. Vol. 39, issue 5. P. 492-494. DOI: [10.1134/S1063785013050167](https://doi.org/10.1134/S1063785013050167)
19. Kuzmychov, I.K., Lukash, O.S., Senkevych, O.B., Gribovsky, O.V. Surface oscillations in open resonators with curvilinear reflectors. *Radio Phys. Radio Astron.* 2025. Vol. 30, no. 1. P. 65-73. DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra30.01.065>
20. Kuzmychov, I.K., Lukash, O.S., Senkevych, O.B., Voitovych, O.A., Narytnyk, T.M., Churyumov, G.I. Axially symmetric modes in an open resonator. *Radio Phys. Radio Astron.* 2025. Vol. 30, no. 4. P. 285-295. DOI: [10.15407/rpra30.04.285](https://doi.org/10.15407/rpra30.04.285)
21. Кузьмичов І.К., Лукаш О.С., Войтович О.А., Прокопенко Ю.В., Чурюмов Г.І. Відкритий резонатор із внутрішніми неоднорідностями. *Радіофізика і радіоастрономія*. 2026. Т. 31, no. 1. С. 51-64. DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra31.01.051>
22. Khutoryan, E., Kuzmychov, I., Lukash, O., Muzychishin, B., Kuleshov, O. Highly Selective Two-Mirror Open Resonators Containing a Circular Cavity. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2026. Vol. 47, Issue 5, P. 1-18, article 29. DOI: [10.1007/s10762-026-01139-y](https://doi.org/10.1007/s10762-026-01139-y)

23. Muzychishin, B., Kuzmychov, I., Lukash, O., and [et. al]. Composite Open Resonator for Measuring Dielectric Parameters in the GHz and THz Frequency Ranges. *Proc. the 2024 IEEE 9th International Conference "Problems of Informatics Science and Technology" (PIC S&T '2024)*. (Kharkiv, Ukraine, 5-7, November 2024). P. 1-4.
24. Churyumov, G., Lukash, A., Kuzmychov, I., and Voitovych, O. A Resonant System for Measuring Dielectric Properties of Materials with V-Band Electromagnetic Fields. *Proc. the 2025 Cross Strait Radio Science and Wireless Technology Conference (CSRSWT 2025)*. (Guangzhou, China, 14-16 November 2025). P. 1-3. DOI: [10.1109/CSRSWTC67757.2025.11384275](https://doi.org/10.1109/CSRSWTC67757.2025.11384275)
25. Muzychishin, B., Kuzmichev, I., Lukash, O., and [et. al]. Excitation of Waveguide Waves by Oscillations of Open Resonator. *Proc. the 2026 IEEE 43th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO)*. (Kyiv, Ukraine, 27-30 April 2026, Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute). P. 491-495.
26. Muzychishin, B., Kuzmichev, I., Voitovych, O., Lukash, O., and [et. al]. Formation of Axially Symmetric Field Structures Using Different Apertures. *Proc. the 2026 IEEE 43th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO)*. (Kyiv, Ukraine, 27-30 April 2026, Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute). P. 525-529.
27. Shestopalov, V.P., and Yatsuk, K.P. Methods of Measuring Dielectric Constants of Substances at Microwave Frequencies. *Physics Uspekhi*. 1962. Vol. 4, issue 4. P. 617–636. DOI: [10.1070/PU1962V004N04ABEH003296](https://doi.org/10.1070/PU1962V004N04ABEH003296)
28. Tereshchenko, O.V., Buesink, F.J.K., and Leferink, F.B.J. An overview of the techniques for measuring the dielectric properties of materials. *Proc. the XXXth General Assembly and Scientific Symposium of the International Union of Radio Science (URSI)*. (Istanbul, Turkey, 13-20 August 2011, Lütfi Kırdar Convention and Exhibition Centre). P. 1–4. <https://doi.org/10.1109/URSIGASS.2011.6050287>.
29. Krylov, V.P., Chirkov, R.A., Zabezhailov, M.O., and Khramov, A.M. Dielectric properties of solid materials at microwave frequencies: specifics of practical application of the measurement methods. *Measurement Techniques*. 2024. Vol. 67,

issue 2. P. 143–150. DOI: [10.1007/s11018-024-02329-7](https://doi.org/10.1007/s11018-024-02329-7)

30. Drobakhin O.O. Development of measurement methods in microwave and Terahertz ranges of electromagnetic waves in Ukraine (review). *Radioelectronics and Communications Systems*. 2025. Vol. 67, no. 4. – P. 161–179. DOI: [10.3103/S0735272724040034](https://doi.org/10.3103/S0735272724040034)

31. Sheen, J., Mao, W.L., and Liu, W. Study on the Measurements Techniques of Microwave Dielectric Properties. Proc. of National Symposium on Telecommunications. 2007. P. 349–352.

32. Obol M. Microwave Technologies – Determination of Magnetic and Dielectric Materials Microwave Properties. *Instrumentation and Detectors (physics.ins-det)*. 2009. 37 p. <https://doi.org/10.48550/arXiv.0906.2928>

33. Ayoub, M.W.B., Georgin, E., Rochas, J.F., and Sabouroux, P. Combination of Two Measurement Techniques to Expand the Measurements Frequency Range of the Dielectric Permittivity. *Progress in Electromagnetics Research Letters*. 2017. Vol. 71. P. 77–82. <https://doi.org/10.2528/PIERL17090602>

34. Polaert, I., Benamara, N., Tao, J., Vuong, T.H., Ferrato, Estel, M.L. Dielectric properties measurement methods for solids of high permittivities under microwave frequencies and between 20 and 250 °C. *Chemical Engineering and Processing - Process Intensification*. 2017. Vol. 122, no. 6. P. 339-345. DOI: [10.1016/j.cep.2017.03.003](https://doi.org/10.1016/j.cep.2017.03.003)

35. You, K.Y. Materials Characterization Using Microwave Waveguide Systems. Chapter 14. *Microwave Systems and Applications*. London, United Kingdom: Intech Open Publishing house, 2018. P. 341–358. DOI: <http://dx.doi.org/10.5772/66230>.

36. Alahnomi, R.A., Zakaria, Z., Yussof, Z.M., Sutikno, T., Bahar, A.M., and Alhegazi, A. Determination of solid material permittivity using T-ring resonator for food industry. *Telkomnika*. 2019. Vol. 17, no. 1. – P. 489–496. <https://doi.org/10.12928/TELKOMNIKA.v17i1.11636>.

37. Lee, C.-K., McGhee, J., Tsipogiannis, C., and [et. al]. Evaluation of microwave

- characterization methods for additively manufactured materials. *Designs*. 2019. Vol. 3, no. 47. P. 1–17. <https://doi.org/3390/designs3040047>
38. Givot, B.L., Gregory, A.P., Salski, B., and [et. al]. A comparison of measurements of the permittivity and loss angle of polymers in the frequency range 10 GHz to 90 GHz. *Proc. the 2021 15th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*. (Dusseldorf, Germany, 22–26 March 2021). P. 1–5. DOI: [10.23919/EuCAP51087.2021.9411298](https://doi.org/10.23919/EuCAP51087.2021.9411298)
39. Krupka, J. Microwave measurements of electromagnetic properties of materials. *Materials*. 2021. Vol. 14, no. 17, article 5097. P. 1–21. DOI: <https://doi.org/10.3390/ma14175097>
40. Moradi, G. Material characterization innovations in microwave measurement laboratory of Amirkabir university of technology. *International Journal of Information & Communication Technology Research*. 2023. Vol. 15, no. 3. P. 1–10. DOI: [10.61186/itrc.15.3.1](https://doi.org/10.61186/itrc.15.3.1)
41. Stumper U. A TE_{01n} cavity resonator method to determine the complex permittivity of low loss liquids at millimeter wavelengths. *Review of Scientific Instruments*. 1973. Vol. 44, no. 2. P 165–169. DOI: [10.1063/1.1686073](https://doi.org/10.1063/1.1686073)
42. Ramachandraiah, M.S., and Decreton, M.C. A resonant cavity approach for the nondestructive determination of complex permittivity at microwave frequencies. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. 1975. Vol. 24, no. 4. P. 287–291. DOI: [10.1109/TIM.1975.4314444](https://doi.org/10.1109/TIM.1975.4314444)
43. Kim, J.P., and Park, W.S. Microwave measurement of complex permittivity of dielectric ring resonators using higher-order resonant modes. *Microwave and Optical Technology Letters*. 1991. Vol. 4, no. 11. P. 459–463. DOI: [10.1002/mop.4650041112](https://doi.org/10.1002/mop.4650041112)
44. Thakur, S., Paul, D., Sai Kiran Oruganti, S.K., and Karras, D.A. Modelling of Whispering Gallery Mode Resonators for Dielectric Measurement Applications. *SPAST Reports*. 2024. Vol. 1, no. 4. P. 1–8. DOI: [10.69848/sreports.v1i4.4892](https://doi.org/10.69848/sreports.v1i4.4892)

45. Kumar, A. Sharma, S., and Singh, G. Measurement of dielectric constant and loss factor of the dielectric material at microwave frequencies. *Progress in Electromagnetics Research*. 2007. Vol. 69. P. 47–54. DOI: [10.2528/PIER06111204](https://doi.org/10.2528/PIER06111204)
46. Egorov, V.N. Resonance methods for microwave studies of dielectrics (Review). *Instruments and Experimental Techniques*. 2007. Vol. 50, no. 2. P. 143–175. DOI: <https://doi.org/10.1134/S0020441207020017>.
47. Sebastian, A., Davis, D., Simon, S. and [et. al]. Non-destructive method for thickness measurement of dielectric films using metamaterial resonator. *AIP Conference Proceedings*. 2019. Vol. 2162, no. 1. P. 020141. DOI: [10.1063/1.5130351](https://doi.org/10.1063/1.5130351)
48. Guzii S. Peculiarities of dielectrometry in the shortwave and subterahertz bands (mini review). *Material Science & Engineering International Journal*. 2023. Vol. 7, no. 1. P. 38–39. DOI: [10.15406/mseij.2023.07.00201](https://doi.org/10.15406/mseij.2023.07.00201)
49. Кириченко, О.Я., Прокопенко, Ю.В., Філіппов, Ю.Ф., Черпак, М.Т. *Квазіоптичні твердотільні резонатори*. Київ: Накова думка, 2008. 286 с. ISBN 978-966-00-0945-3.
50. Kirichenko, A.Y., Prokopenko, Y.V., Suvorova, O.A., Filippov, Y. F. Radially two-layer sphere as a sensor of dielectric characteristics of a liquid into which it is submerged. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2010. Vol. 69, no. 18. P. 1661–1672. DOI: [10.1615/TelecomRadEng.v69.i18.70](https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v69.i18.70)
51. Olmi, R., Priori, S., Toccafondi, and A., Puggelli, F. An Open-Resonator Sensor for Measuring the Dielectric Properties of Antarctic Ice. *Sensors*. 2019. Vol. 19, no. 9, article sequence number: 2099. P. 1–13. DOI: [10.3390/s19092099](https://doi.org/10.3390/s19092099)
52. Vlasov, S.N., Parshin, V.V., and Serov, E. A. Methods for investigating thin dielectric films in the millimeter range. *Technical Physics*. 2010. Vol. 55, no. 12. P. 1781–1787. DOI: [10.1134/S106378421012012](https://doi.org/10.1134/S106378421012012)
53. Parshin, V.V., and Serov E.A. Resonance method for studying dielectric liquids in the millimeter and submillimeter wave ranges. *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2012. Vol. 54, no. 8-9. P 632–637. DOI: [10.1007/s11141-012-9324-x](https://doi.org/10.1007/s11141-012-9324-x)

54. Clarke, R.N., and Rosenberg, C.B. Fabry-Perot and open resonators at microwave and millimeter wave frequencies, 2-300 GHz. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*. 1982. Vol. 15, no. 9. P. 9–24. DOI: [10.1088/0022-3735/15/1/002](https://doi.org/10.1088/0022-3735/15/1/002)
55. Chan, W.F.P., and Chambers, B. Measurement of nonplanar dielectric samples using an open resonator. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 1987. Vol. 35, no. 12. P. 1429–1434. DOI: [10.1109/TMTT.1987.1133871](https://doi.org/10.1109/TMTT.1987.1133871)
56. Afsar, M., Li, X., and Chi, H. An automated 60 GHz open resonator system for precision dielectric measurement. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 1990. Vol. 38, no. 12. P. 1845–1853. DOI: [10.1109/MWSYM.1990.99777](https://doi.org/10.1109/MWSYM.1990.99777)
57. Wang, S., Hu L., and Xu D. Open resonator technique for measuring multilayer dielectrics. *Microwave and Optical Technology Letters*. 1997. Vol. 16, no. 6. P. 368–371. DOI: [10.1002/\(SICI\)1098-2760\(19971220\)16:63.0.CO;2-X](https://doi.org/10.1002/(SICI)1098-2760(19971220)16:63.0.CO;2-X)
58. Choi, J.J., and Seo W.B. Measurements of dielectric properties at Ka-band using a Fabry-Perot hemispherical open resonator. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*. 2001. Vol. 22, no. 12. P. 1837–1851. DOI: [10.1023/A:1015083819566](https://doi.org/10.1023/A:1015083819566)
59. Vlasov, S.N., Kuposova, E.V., Myasnikova, S.E., and Parshin, V.V. Open resonators for low dielectric loss measurements. *Technical Physics*. 2002. Vol. 47, no. 12. P. 1561–1569. DOI: [10.1134/1.1529948](https://doi.org/10.1134/1.1529948)
60. Afsar, M.N., Chen, S., and Wang, Y. An improved 60 GHz open resonator system for accurate measurement of dielectric permittivity. *Proc. the 2005 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium (Digest) (IEEE Antennas and Propagation Society)*. (Washington, DC, USA, 03-08 July 2005). P. 1–4. DOI: [10.1109/APS.2005.1552842](https://doi.org/10.1109/APS.2005.1552842)
61. Dudorov, S.N., Lioubtchenko, D.V., Mallat, J.A., and Raisanen, A.V. Differential open resonator method for permittivity measurements of thin dielectric film on substrate. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. 2005. Vol. 54, no. 5. P. 1916–1920. DOI: [10.1109/TIM.2005.853352](https://doi.org/10.1109/TIM.2005.853352)

62. Suzuki, H., and Kamijo, T. Millimeter-wave measurement of complex permittivity by perturbation method using open resonator. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. 2009. Vol. 57, no. 12. P. 2868–2873. DOI: [10.1109/TIM.2008.926448](https://doi.org/10.1109/TIM.2008.926448)
63. Yang, B.B., Katz, S.L., Willis, K.J., and [et. al]. A high-Q Terahertz resonator for the measurement of electronic properties of conductors and low-loss dielectrics. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2012. Vol. 2, no. 4. P. 449–459. DOI: [10.1109/TTHZ.2012.2199578](https://doi.org/10.1109/TTHZ.2012.2199578)
64. Karpisz, T., Salski, B., Kopyt, P., and Krupka, J. Measurement of dielectrics from 20 to 50 GHz with a Fabry–Pérot open resonator. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 2019. Vol. 67, no. 5. P. 1901–1908. DOI: [10.1109/TMTT.2019.2905549](https://doi.org/10.1109/TMTT.2019.2905549)
65. Breslavets, A.A., Eremenko, Z.E., Rudnev, G.O., and [et. al]. Hemispherical X band microwave small sized open resonator for wide range from 1 to 20 permittivity characterization of solid-state dielectrics. *Low Temperate Physics*. 2022. Vol. 48, no. 1. P. 43–50. DOI: [10.1063/10.0008963](https://doi.org/10.1063/10.0008963)
66. Karpisz, T., Salski, B., Kopyt, P., Krupka, J., and Wojciechowski, M. Measurement of uniaxially anisotropic dielectrics with a Fabry-Perot open resonator in the 20-50 GHz range. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*. 2022. Vol. 32, no. 5. P. 441–444. DOI: [10.1109/LMWC.2022.3155938](https://doi.org/10.1109/LMWC.2022.3155938)
67. *Dielectric Materials and Applications*. Editor Arthur R. Von Hippel. Publisher: Artech House Publishers, 1995. 456 c. ISBN-10: 1580531237. ISBN-13: 978-1580531238.
68. Abbas, Z., Pollard, R.D., and Kelsall, R.W. A Rectangular dielectric waveguide technique for determination of permittivity of materials at W-band. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 1998. Vol. 46, no. 12. P. 2011–2015. DOI: [10.1109/22.739275](https://doi.org/10.1109/22.739275)
69. Gupta, S., Bhattacharya, S., Ranga Rao, K.S., and Chakrabarty, A. A simple method for measuring the dielectric constant of solids. *IEEE Transactions on*

- Instrumentation and Measurement*. 2000. Vol. 49, no. 1. P. 66–70. DOI: [10.1109/19.836311](https://doi.org/10.1109/19.836311)
70. Abbas, Z., Pollard, R.D., and Kelsall, R.W. Complex permittivity measurements at Ka-Band using rectangular dielectric waveguide. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. 2001. Vol. 50, no. 5. P. 1334–1342. DOI: [10.1109/19.963207](https://doi.org/10.1109/19.963207)
71. Guerra, J. de los S., Garcia, D., and Eiras, J.A. Dielectric characterization of materials at microwave frequency range. *Materials Research*. 2003. Vol. 6, No. 1. P. 97–101. DOI: [10.1590/S1516-14392003000100017](https://doi.org/10.1590/S1516-14392003000100017)
72. Wang, Y., and Afsar, M.N. Measurement of complex permittivity of liquids using waveguide techniques. *Progress in Electromagnetics Research (PIER)*. 2003. Vol. 42. P. 131–142. DOI: [10.2528/PIER03010602](https://doi.org/10.2528/PIER03010602)
73. Fratticcioli, E., Dionigi, M., and Sorrentino, R. A simple and low-cost measurement system for the complex permittivity characterization of materials. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. 2004. Vol. 53, no. 4. P. 1071–1077. DOI: [10.1109/TIM.2004.830753](https://doi.org/10.1109/TIM.2004.830753)
74. Terhzaz, J., Ammor, H., Assir, A., and Mamouni, A. Application of the FDTD method to determine complex permittivity of dielectric materials at microwave frequencies using a rectangular waveguide. *Microwave and Optical Technology Letters*. 2007. Vol. 49, no. 8. P. 1964–1968. DOI: [10.1002/mop.22611](https://doi.org/10.1002/mop.22611)
75. Seewattanapon, S., and Akkaraekthalin, P. A broadband complex permittivity probe using stepped coaxial line. *Journal of Electromagnetic Analysis and Applications*. 2011. Vol. 3, no. 8. P. 312–318. DOI: [10.4236/jemaa.2011.38050](https://doi.org/10.4236/jemaa.2011.38050)
76. Jebbor, N., Bri, S., Mediavilla, A., and Chaibi M. A fast calibration-independent method for complex permittivity determination at microwave frequencies. *Measurement*. 2013. Vol. 46, no.7. P. 2206–2209. DOI: [10.1016/j.measurement.2013.04.009](https://doi.org/10.1016/j.measurement.2013.04.009)
77. Bendaoued, M., Terhzaz, J., and Mandry, R. Determining the complex permittivity of building dielectric materials using a propagation constant

- measurement. *International Journal of Electrical and Computer Engineering*. 2017. Vol. 7, no. 4. P. 1681–1685. DOI: [10.11591/ijece.v7i4.pp1681-1685](https://doi.org/10.11591/ijece.v7i4.pp1681-1685)
78. Benali, L.A., Tribak, A., Terhzaz, J., and Mediavilla, A. Complex permittivity estimation for each layer in a Bi-layer dielectric material at Ku-band frequencies *Progress in Electromagnetics Research M*. 2018. Vol. 70. P. 109–116. DOI: [10.2528/PIERM18010813](https://doi.org/10.2528/PIERM18010813)
79. Gutiérrez, J.D., Plaza-González, P., Canós-Marin, A.J., and [et. al]. A New Stand-Alone Microwave Instrument for Measuring the Complex Permittivity of Materials at Microwave Frequencies. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. 2020. Vol. 69, no. 6. P. 3595–3605. DOI: [10.1109/TIM.2019.2941038](https://doi.org/10.1109/TIM.2019.2941038)
80. Mbango, F.M., Bouesse, G.F., and Ndagijimana, F. Material Relative Permittivity Determination from the Inhomogeneous Transmission-Line Secondary Parameters. *IEEE Access*. 2022. Vol. 10. P. 124595–124603. DOI: [10.1109/ACCESS.2022.3224464](https://doi.org/10.1109/ACCESS.2022.3224464)
81. Zeyde, K.M., and Milochkin, I.V. Computer model development for a verified computational experiment to restore the parameters of bodies with arbitrary shape and dielectric properties. *Computer Research and Modeling*. 2023. Vol. 15, no. 6. P. 1555–1571. DOI: [10.20537/2076-7633-2023-15-6-1555-1571](https://doi.org/10.20537/2076-7633-2023-15-6-1555-1571)
82. Arumugam, J., Edhayaraj, N.R., Shanmugavadivelu, S., and Sathyanarayanan, V. Design of Microwave Electromagnetic Sensor for Liquid Characterization. *Journal of High-Frequency Communication Technologies*. 2023. Vol. 1, no. 3. P. 73–83. DOI: [10.58399/TLCX9900](https://doi.org/10.58399/TLCX9900)
83. Musil, J., Zacek, F., Burger, A., and Karlovsky, J. New microwave system to determine the complex permittivity of small dielectric and semiconducting samples. *Czechoslovak Journal of Physics*. 1975. Vol. 25, no. 8. P. 916–926. DOI: [10.1007/BF01589309](https://doi.org/10.1007/BF01589309)
84. Hollinger, R.D., Jose, K.A., Tellakula, A., and [et. al]. Microwave characterization of dielectric materials from 8 to 110 GHz using a free-space setup.

- Microwave and Optical Technology Letters*. 2000. Vol. 26, no. 2. P. 100–105. DOI: [10.1002/1098-2760\(20000720\)26:2<100::AID-MOP10>3.0.CO;2-3](https://doi.org/10.1002/1098-2760(20000720)26:2<100::AID-MOP10>3.0.CO;2-3)
85. Awang, Z., Audah F., Baba N.H., and [et. al]. A free-space method for complex permittivity measurement of bulk and thin film dielectrics at microwave frequencies. *Progress in Electromagnetics Research B*. 2013. Vol. 51, no. 51. P. 307–328. DOI: [10.2528/PIERB13031509](https://doi.org/10.2528/PIERB13031509)
86. Kim, S., Novotny, D., Gordon, J., and Guerrieri, J. A Free-Space Measurement Method for the Low-Loss Dielectric Characterization Without Prior Need for Sample Thickness Data. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2016. Vol. 64, no. 9. P. 3869–3879. DOI: [10.1109/TAP.2016.2587745](https://doi.org/10.1109/TAP.2016.2587745)
87. Yashchyshyn, Y., and Godziszewski, K. A New Method for Dielectric Characterization in Sub-THz Frequency Range. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2018. Vol. 8, no. 1. P. 19–26. DOI: [10.1109/TTHZ.2017.2771309](https://doi.org/10.1109/TTHZ.2017.2771309)
88. Zav'yalov, A.S., and Dunaevsky, G.E. *Measurement of Material Parameters at Ultrahigh Frequencies*. Tomsk, USSR: TSU Publ., 1985. 214 p.
89. Goncharenko, A.M. *Gaussian light beams*. Minsk, USSR: Nauka i tehnika, 1976, 142 p.
90. *Quasi-Optics*. Proc. of the Symposium. (New York, NY, 8–10 June 1964). Microwave Research Institute Symposia Series. Vol. 14. Brooklyn, NY: Polytechnic Institute of Brooklyn, Polytechnic Press, 1964. 636 p. ISBN: 10 0470274298.
91. Valitov, R.A. (ed.), Dyubko, S.F., Kamyshan, V.V., Kuzmichev, V.M., Makarenko, B.I., Sokolov, A.V., and Sheiko, V.P., 1969. *Submillimeter Wave Technique*. Moscow, USSR: Sov. radio Publ., 477 p.
92. Born, M., and Wolf, E. *Principles of Optics*. Publisher: Cambridge University Press, 2019. 992 p. ISBN: 1108477437, 9781108477437
93. Katsenelenbaum, B.Z. *High-frequency Electrodynamics*. Publisher: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2006. 334 p. ISBN-10: 3-527-40529-1, ISBN-13: 978-3-527-40529-9.

94. Menzel D.H. (ed.). *Fundamental Formulas of Physics, Vol. 1*. Publisher: Courier Corporation, 1960. 411 p. ISBN: 0486605957, 9780486605951
95. Ilyinsky, A.S., and Slepyan, G.Ya. *Oscillations in Electrodynamical Systems with Losses*. Moscow, USSR: MGU Publ., 1983. 232 p.
96. Parkhomenko, M.P., Kalenov, D.S., Fedoseev, N.A., and [et. al]. Measurement of the complex permittivity of polycrystalline diamond by the resonator method in the millimeter range. *Physics of Wave Phenomena*. 2015. Vol. 23, no. 6. P. 202-208. DOI: [10.3103/S1541308X15030073](https://doi.org/10.3103/S1541308X15030073)
97. Afsar, M.N., and Button, K.J. Millimeter-Wave Dielectric Measurement of Materials. *Proceedings of the IEEE*. 1985. Vol. 73, no. 1. P. 131-153. DOI: [10.1109/PROC.1985.13114](https://doi.org/10.1109/PROC.1985.13114)
98. Soohoo, R.F. Nonconfocal multimode resonators for masers. *Proceedings of the IEEE*. 1963. Vol. 51, issue 1. P. 70-75. DOI: <http://dx.doi.org/10.1109/PROC.1963.1661>
99. Androssov, V.P., and Kuzmichev, I.K. Influence on efficiency of excitation of open resonator of its parameters and connection with waveguide. *Kharkov, Institute for Radiophysics and Electronics of AS USSR, Preprint*. 1987. No. 354. 28 p. DOI: [10.13140/RG.2.2.31084.59529](https://doi.org/10.13140/RG.2.2.31084.59529)
100. Kuz'michev, I.K. Experimental detection and analysis of the morse critical point of open electrodynamic structure involved in diffraction radiation oscillator. *Proc. the Third International Kharkov Symposium "Physics and Engineering of Millimeter and Submillimeter Waves"*. (Kharkov, UA, 15-17 September 1998). Vol. 1. P. 227-229. DOI: [10.1109/MSMW.1998.758963](https://doi.org/10.1109/MSMW.1998.758963)
101. Svishchev, Yu.V., Tuchkin, Yu.A., Shestopalov, V. P. Resonance reconstruction of oscillations in an open resonator with spherical mirrors. *Dokl. Math.*, 1990. Vol. 35, no.6. P. 556–558.
102. Shestopalov, V.P. Morse Critical Points of Dispersion Equations of Open Resonators. *Electromagnetics*. 1993. Vol. 13, no. 3. P. 239–253. DOI: [10.1080/02726349308908348](https://doi.org/10.1080/02726349308908348)

103. Frait, Z., and Patton, C.E. Simple Analytic Method for Microwave Cavity Q Determination. *Rev. Sci. Instrum.* 1980. Vol. 51, issue 8. P. 1092-1094. <https://doi.org/10.1063/1.1136368>
104. Vertiy, A.A., and Leonov, Yu.I. Investigation of the influence of probe dimensions on the measured field distribution pattern in open-structure resonant systems. *Izv. vuzov. Radioelektronika.* 1976. Vol. 19, no. 2. P. 105-107.
105. *Group VIII, volume 1: Laser Physics and Applications. Subvolume A: Laser Fundamentals. Part 2.* Ed.: H. Weber, G. Herziger, and R. Poprawe. Berlin, Germany: Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2006. 307 p. ISSN 1619-4802 (Advanced Materials and Technologies).
106. Androsov, V.P., Veliev, E.I., and Vertij, A.A. Polarization and spectral characteristics of open resonators with internal inhomogeneities. *Radiophysics and Quantum Electronics.* 1983. Vol. 26, no. 3. P. 234-242. DOI: [10.1007/BF01045099](https://doi.org/10.1007/BF01045099)
107. Gloge, D. General method for calculating optical resonators and periodic lens systems. *Proc. of the Symposium Quasi-Optics.* (New York, NY, 8–10 June 1964). Microwave Research Institute Symposia Series. Vol. 14. Brooklyn, NY: Polytechnic Institute of Brooklyn, Polytechnic Press, 1964. P. 280-314, (636 p.). ISBN: 10 0470274298.
108. Kuzmichev, I.K. An Open Resonator Loaded with a Rectangular Waveguide Section. *Radio Physics and Radio Astronomy.* 2014. Vol. 19, no. 3. P. 249-257. DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra19.03.249>
109. Auston, D.H., Primich, R.I., and Hayami, R.A. Further considerations of the use of Fabry-Perot resonators in microwave plasma diagnostics. *Proc. of the Symposium Quasi-Optics.* (New York, NY, 8–10 June 1964). Microwave Research Institute Symposia Series. Vol. 14. Brooklyn, NY: Polytechnic Institute of Brooklyn, Polytechnic Press, 1964. P. 273–304, (636 p.). ISBN: 10 0470274298.
110. Artemenko, S.N, and Yushkov, Yu.G. Compression of microwave pulses in a resonant system based on two waveguide T-joints. *Radioelectronics and Communications Systems.* 2011. Vol. 54, no. 5. P. 281–283, June 2011. DOI: [10.3103/S0735272711050086](https://doi.org/10.3103/S0735272711050086)

111. Danilov, Yu.Yu., Kuzikov, S.V., Pavel'ev, V.G., and [et. al]. Linear Frequency-Modulated Pulse Compressor Based on a Three-Mirror Ring Cavity. *Technical Physics (Springer)*. 2005. Vol. 75, no. 4. P. 523–525. DOI: [10.1134/1.1901797](https://doi.org/10.1134/1.1901797)
112. Kuzmichev, I.K., Popkov, A.Yu. and Rud, L.A. Excitation of TE_{11} and TE_{01} Waves in a Coaxial Waveguide Incorporated into an Open Resonator. Part 2. Switch Modeling. *Physical Bases of Instrumentation*. 2012. Vol. 1, no. 4. P. 14-23. DOI: <http://dx.doi.org/10.25210/jfop-1204-014023>
113. Artemenko, S.N., Kaminskii, V.L., Yushkov, Yu.G., and Dellis, A.N. Extraction of the energy in large axisymmetric resonators through an oversized coaxial line. *Technical Physics (Springer)*. 1993. Vol. 38, issue 2. P. 111-114.
114. Kühn. R. *Mikrowellenantennen*. Berlin: Veb Berlag Technik Publ., 1964. P. 228–236.
115. Zangwill, A. *Modern Electrodynamics*. Publisher: Cambridge University Press, 2013. 977 p. ISBN: 0521896975, 9780521896979.
116. Kuz'michev, I.K., Yeryomka, V.D., May, A.V., and Troshchilo, A.S. Open resonator for summation of powers in sub-terahertz and terahertz frequencies. *Radio Physics and Radio Astronomy*. 2017. Vol. 22, no. 1. P. 67-77. DOI: [10.15407/rpra22.01.067](https://doi.org/10.15407/rpra22.01.067)
117. Kuzmichev, I.K., Muzychishin, B.I., and Popkov, A.Y. Summation of Powers in Open Resonator with Slotted Coupling Elements. *Advanced Electromagnetics*. 2021. Vol. 10, no. 3. P. 7-13. DOI: <https://doi.org/10.7716/aem.v10i3.1721>
118. Balanis, C.A. *Antenna Theory. Analysis and Design*. Canada: Published by John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2005, p. 35. ISBN: 047166782X, 978-0471667827.
119. Gennarelli, G., Romeo, S., Rosaria Scarfi, M., and Soldovieri, F. A Microwave Resonant Sensor for Concentration Measurements of Liquid Solutions. *IEEE Sensors Journal*. 2013. Vol. 13, no. 5. P. 1857-1864. DOI: [10.1109/JSEN.2013.2244035](https://doi.org/10.1109/JSEN.2013.2244035)

120. Volkov, V.V., Suslin, M.A., and Dumbolov, J.U. Microwave Resonance Method for Measuring Microliter Volumes of Free Moisture of Aviation Fuels. *Measurement Techniques*. 2020. Vol. 63, no. 7. P. 226-234, July 2020. DOI: <https://doi.org/10.1007/s11018-020-01775-3>
121. Zuo, K., Hong, Y., Qi, H., Li, Y., and B. Li. Application of Microwave Transmission Sensors for Water Cut Metering under Varying Salinity Conditions: Device, Algorithm and Uncertainty Analysis. *Sensors*. 2022. Vol. 22, no. 24, article 9746. P. 1-16. DOI: [10.3390/s22249746](https://doi.org/10.3390/s22249746)
122. Tamyis, N., Ramli, A., and Ghodgaonkar, D.K. Free Space Measurement of Complex Permittivity and Complex Permeability of Magnetic Materials Using Open Circuit and Short Circuit Method at Microwave Frequencies. *Proc. the 2002 Student Conference on Research and Development*. (Shah Alam, Malaysia, 16-17 July 2002). P. 394-398. DOI: [10.1109/SCORED.2002.1033141](https://doi.org/10.1109/SCORED.2002.1033141)
123. Yahya, S.I. A Modified Complex Permittivity Measurement Technique at Microwave Frequency. *International Journal on New Computer Architectures and Their Applications*. 2012. Vol. 2, no. 2. P. 389-401. The Society of Digital Information and Wireless Communications, 2012 (ISSN: 2220-9085)
124. Jebbor, N., and Bri, S. A Microwave Method for Complex Permittivity Extraction of Thin Materials. *Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications*. 2012. Vol. 11, no. 2. P. 285-295. DOI: [10.1590/S2179-10742012000200006](https://doi.org/10.1590/S2179-10742012000200006)
125. Derzakowski, K., Abramowicz, A., and Krupka, J. Whispering gallery resonator method for permittivity measurements. *Journal of Telecommunications and Information Technology*. 2002. No. 1. P. 43-47. DOI: [10.1109/MIKON.2000.913961](https://doi.org/10.1109/MIKON.2000.913961)
126. Vyas, A.D., Rana, V.A., Gadani, D.H. and Prajapati, A.N. Cavity Perturbation Technique for Complex Permittivity Measurement of Dielectric Materials at X-band Microwave Frequency. *Proc. the 2008 International Conference on Recent Advances in Microwave Theory and Applications*. (Jaipur, India, 21-24 November 2008). P. 836-839. DOI: [10.1109/AMTA.2008.4763128](https://doi.org/10.1109/AMTA.2008.4763128)

127. Drobakhin, O.O. Development of Measurement Methods in Microwave and Terahertz Ranges of Electromagnetic Waves in Ukraine (Review). *Radioelectronics and Communications Systems*. 2025. Vol. 67, no. 4. P. 161-179. DOI: [10.3103/S0735272724040034](https://doi.org/10.3103/S0735272724040034)
128. Stumper, U. A TE_{01n} Cavity Resonator Method to Determine the Complex Permittivity of Low Loss Liquids at Millimeter Wavelengths. *Review of Scientific Instruments*. 1973. Vol. 44, no. 2. P. 165-169. DOI: [10.1063/1.1686073](https://doi.org/10.1063/1.1686073)
129. Zhao, J., Stephan, K.D., Stephan, K.D., Wong, S., and Porter, R.S. Tensor Permittivity Measurements of Thin Films at Millimeter Wavelengths. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*. 1988. Vol. 9, no. 12. P. 1093-1105. DOI: [10.1007/BF01009303](https://doi.org/10.1007/BF01009303)
130. Coquet, P., Matsui, T., and Kiyokawa, M. Measurements of Low Loss Dielectric Materials in the 60 GHz Band Using a High-Q Gaussian Beam Open Resonator. *Proc. the Instrumentation and Measurement Technology Conference (IMTC/94)*. (Hamamatsu, Japan, 10-12 May 1994). P. 1265-1268. DOI: [10.1109/IMTC.1994.351825](https://doi.org/10.1109/IMTC.1994.351825)
131. Kuzmichev, I.K., Kogut, O.E. Muzychishin, B.I., and [et. al]. The TE₀₁ wave excitation in a circular waveguide using higher-order modes of an open resonator. *Radio Physics and Radio Astronomy*. 2023. Vol. 28, no. 3. P. 243-256. DOI: [10.15407/rpra28.03.243](https://doi.org/10.15407/rpra28.03.243)
132. Menzel, R. *Photonics: Linear and Nonlinear Interactions of Laser Light and Matter*. 2nd Edition, Berlin, Germany: Springer-Verlag Berlin and Heidelberg GmbH & Co. KG, 2007. P. 395-409, (1041 p.). DOI: [10.1007/978-3-540-45158-7](https://doi.org/10.1007/978-3-540-45158-7)
133. Muzychishin, B.I., Kuzmichev, I.K., Senkevych, O.B., and Pogarsky, S.A. Spectrum of OR Oscillations with a Segment of a Circular Waveguide. *Proc. the 2022 IEEE 9th International Conference "Problems of Info communications Science and Technology" (PIC S&T '2022)*. (Kyiv, Ukraine, October 10-12, 2022). P. 524-528. DOI: [10.1109/PICST57299.2022.10238663](https://doi.org/10.1109/PICST57299.2022.10238663)
134. Yang, Z., Lin, C., and Zho, Y. A Method for Measurement of Q-Factor at Millimeter Wavelength. *Proc. the 10th International Conference on Infrared and*

- Millimeter Waves*. (Lake Buena Vista, Florida, USA, December 9-13, 1985. P. 350-351. DOI: [10.1109/IRMM.1985.9126718](https://doi.org/10.1109/IRMM.1985.9126718))
135. Kuzmichev, I.K. The Probe Diameter Choosing for the Investigation of the Field Distribution in the Small Aperture Open resonator. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2002. Vol. 58, no. 7-8. P. 59-63. DOI: [10.1615/TelecomRadEng.v58.i7-8.50](https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v58.i7-8.50)
136. Kogelnik, H. Coupling and conversion coefficients for optical modes. *Proc. of the Symposium Quasi-Optics*. (New York, NY, 8–10 June 1964). Microwave Research Institute Symposia Series. Vol. 14. Brooklyn, NY: Polytechnic Institute of Brooklyn, Polytechnic Press, 1964. P. 333–347, (636 p.). ISBN: 10 0470274298.
137. Giri, D.V. *High-Power Electromagnetic Radiators: Nonlethal Weapons and Other Applications*. Cambridge, Massachusetts: Harvard University Press, 2004. 198 p. ISBN 9780674015692.
138. Giri D.V., Hoad R., and Sabath F. *High-Power Electromagnetic Effects on Electronic Systems*. Boston, London: Artech House, 2020. 320 p. ISBN-10: 1630815888, ISBN-13: 9781630815882.
139. Schwan, H.P., and Foster K.R. Microwave Dielectric Properties of Tissue. Some Comments on the Rotational Mobility of Tissue Water. *Biophysics*. 1978. Vol. 17, no. 2. P. 193–197. DOI: [10.1016/S0006-3495\(77\)85637-3](https://doi.org/10.1016/S0006-3495(77)85637-3)
140. Kühn, R., 1964. *Mikrowellenantennen*. Berlin: Veb Berlag Technik Publ., 1964. P. 231-236.
141. Bronstein, I.N., Semendyaev, K.A., Musiol G, and Muehlig H. *Mathematics Handbook*. 5th ed. Berlin, Heidelberg, New York: Springer Publishing house, 2007. P. 647. ISBN 978-3-540-72121-5.
142. Kuzmichev, I.K. Quasi-Optical Resonance Systems with Internal Inhomogeneities. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2009. Vol. 68, no. 4. P. 299-317. DOI: [10.1615/TelecomRadEng.v68.i4.30](https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v68.i4.30)
143. Pozar D.M. *Microwave Engineering*. 4th ed. New York: Wiley & Sons, Limited, John, 2012. P. 124-129. ISBN 978-0-470-63155-3.

144. Kuzmychov, I.K., Lukash, O.S., Senkevych, O.B., Voitovych, O.A., Narytnyk, T.M., and Churyumov, G.I. Axially symmetric modes in an open resonator. *Radio Phys. Radio Astron.* 2025. Vol. 30, no. 4. P. 285-295. DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra30.04.285>

145. Korn G.A., and Korn T.M. 2000. *Mathematical Handbook for Scientists and Engineers: Definitions, Theorems, and Formulas for Reference and Review*, Mineola, New York: Courier Corporation Publishing House, 2000. P. 849-856. ISBN: 0486411478, 9780486411477.

ДОДАТОК А
СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці в наукових фахових виданнях України

1. Kuzmychov, I. K., **Lukash, O. S.**, Senkevych, O. B., Gribovsky, O.V. Surface oscillations in open resonators with curvilinear reflectors. *Radio Phys. Radio Astron.* 2025. Vol. 30, no. 1. P. 65 – 73.
DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra30.01.065>
2. Kuzmychov, I. K., **Lukash, O. S.**, Senkevych, O. B., Voitovych, O. A., Narytnyk, T. M., Churyumov, G. I. Axially symmetric modes in an open resonator. *Radio Phys. Radio Astron.* 2025. Vol. 30, no. 4. P. 285 – 295.
DOI: [10.15407/rpra30.04.285](https://doi.org/10.15407/rpra30.04.285)
3. Кузьмичов І. К., **Лукаш О. С.**, Войтович О. А., Прокопенко Ю. В., Чурюмов Г. І. Відкритий резонатор із внутрішніми неоднорідностями. *Радіофізика і радіоастрономія.* 2026. Т. 31. № 1. С. 51 – 64.
DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra31.01.051>

Наукові праці в періодичних наукових виданнях держави, яка входить до Організації економічного співробітництва та розвитку, проіндексованих в міжнародних наукометричних базах Scopus та Web of Science:

4. Khutoryan, E., Kuzmychov, I., **Lukash, O.**, Muzychishin, B., Kuleshov, O. Highly Selective Two-Mirror Open Resonators Containing a Circular Cavity. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves.* 2026. Vol. 47, Issue 5, P. 1–18, article 29. DOI: [10.1007/s10762-026-01139-y](https://doi.org/10.1007/s10762-026-01139-y)

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

5. Muzychishin, B., Kuzmychov, I., **Lukash, O.**, Zavertannyi V., Voitovych O., Barhatov O. Composite Open Resonator for Measuring Dielectric Parameters in the GHz and THz Frequency Ranges. *Proc. the 2024 IEEE 9th International*

- Conference “Problems of Info communications Science and Technology” (PIC S&T ‘2024)*. (Kharkiv, Ukraine, 5 –7, November 2024). P. 1 – 4.
6. Churyumov, G., **Lukash, O.** Kuzmychov, I., and Voitovych, O. A Resonant System for Measuring Dielectric Properties of Materials with V-Band Electromagnetic Fields. *Proc. the 2025 Cross Strait Radio Science and Wireless Technology Conference (CSRSWT 2025)*. (Guangzhou, China, 14 –16 November 2025). P. 1-3. DOI: 10.1109/CSRSWTC67757.2025.11384275
 7. Muzychishin, B., Kuzmichev, I., **Lukash, O.**, Voitovych O., Churyumov G., Narytnyk T. Excitation of Waveguide Waves by Oscillations of Open Resonator. *Proc. the 2026 IEEE 43th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO)*. (Kyiv, Ukraine, 27 –30 April 2026, Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute). P. 491 – 495.
 8. Muzychishin, B., Kuzmichev, I., Voitovych, O., **Lukash, O.**, May O., Barhatov O. Formation of Axially Symmetric Field Structures Using Different Apertures. *Proc. the 2026 IEEE 43th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO)*. (Kyiv, Ukraine, 27 –30 April 2026, Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute). P. 525 –529.