

DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra31.01.051>

УДК 621.375.4

PACS number: 07.57.-c

І.К. Кузьмичов¹, О.С. Лукаш¹,
О.А. Войтович¹, Ю.В. Прокопенко¹, Г.І. Чурюмов²

¹ Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України
вул. Акад. Проскури, 12, м. Харків, 61085, Україна

² Харбінський технологічний інститут
вул. Ксіда, 92, Наньган, м. Харбін, Хейлунцзян, 150001, Китай
E-mail: kuzmichev.igr@gmail.com

ВІДКРИТИЙ РЕЗОНАТОР ІЗ ВНУТРІШНІМИ НЕОДНОРІДНОСТЯМИ

Предмет і мета роботи. Предметом роботи є аксіально-симетричні коливання у напівсферичному відкритому резонаторі (ВР), що містить внутрішні неоднорідності. Метою роботи є дослідження розподілу поля аксіально-симетричних коливань, які збуджуються в напівсферичному ВР у разі наявності неоднорідностей, та їх селекція. Актуальність цих досліджень пов'язана з необхідністю зменшити геометричні розміри хвилеводу, виконаного в центрі одного з дзеркал резонатора. Це дозволить досліджувати зразки діелектриків невеликих поперечних розмірів, поміщаючи їх у хвилевід, і завдяки цьому виключити вплив дифракційних втрат на результати вимірювань.

Методи та методологія. Дослідження розподілу електричного поля власного коливання ВР здійснювалося із застосуванням квазіоптичного методу пробного тіла. Резонансні характеристики ВР та фізичні явища в ньому досліджувались за допомогою відомих і перевірених методів вимірювання коефіцієнта передачі НВЧ-тракту на ділянці резонатора.

Результати. Установлено, що у круглому хвилеводі, радіус перерізу якого $a = 0.6042w_0$, де w_0 — радіус плями поля коливання TE_{00p} , збуджується мода TE_{11} з ефективністю 0.8993 за допомогою центральної плями поля коливання TE_{10q} . Дослідження проводили на частоті 74.98 ГГц. Завдяки плоскій вставці у резонаторі збуджувались аксіально-симетричні коливання, хоча резонатор не мав аксіальної симетрії. Відрізок круглого хвилеводу забезпечував модову селекцію коливань. Втрати, що були внесені в резонатор цим хвилеводом, не перевищували 2 дБ.

Висновок. Відкритий резонатор, який містить зазначені неоднорідності та в якому завдяки цьому збуджуються аксіально-симетричні коливання, може бути використаний для визначення електрофізичних параметрів речовин. Для цього зразок діелектрика дископодібної форми поміщають на дно відрізка круглого хвилеводу, розташованого в центрі плоского дзеркала напівсферичного ВР.

Ключові слова: вкрай високочастотний діапазон, відкритий напівсферичний резонатор, аксіально-симетричні коливання, круглий хвилевід, елемент зв'язку, коефіцієнт передачі, пробне тіло.

Вступ

У діапазоні вкрай високих частот (ВВЧ) відкриті резонатори (ВР) використовуються для ви-

значення електрофізичних параметрів твердих діелектриків резонансним методом [1–4]. Найпоширенішими є резонатори напівсферичної форми [5–7], у яких збуджується основне коли-

Цит у а н н я: 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. <https://doi.org/10.15407/rpra31.01.051>

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2026



Це стаття відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/legalcode.uk>)

вання типу TEM_{00q} . Діскоподібні зразки твердих діелектриків розташовані на поверхні плоского дзеркала [8, 9], 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.

Для вимірювання параметрів діелектриків у [10] 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 [11]. Це особливо важливо для визначення параметрів діелектриків з великими втратами.

У [12] 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. Щоб зменшити геометричні розміри хвилеводу, як круглого, так і прямокутного, у резонаторі має збуджуватися одне з вищих коливань. Чим вищий поперечний індекс коливання, тим сильніше воно стягується до осі резонатора [13]. Завдяки цьому можна зменшити поперечні розміри хвилеводу, який розташований в центрі одного з дзеркал резонатора.

Для розв'язання багатьох практичних задач потрібні потужні джерела імпульсно-періодичного мікрохвильового випромінювання з наносекундною тривалістю імпульсів [14–16]. Одним із способів отримання таких імпульсів є метод резонансної імпульсної компресії [17, 18]. Створення подібних пристроїв у ВВЧ-діапазоні становить практичний інтерес. У цьому діапазоні треба переходити до відкритих резонансних систем [19]. Для організації інтерференційного ключа та

виведення енергії до складу накопичувального ВР необхідно включити відрізок хвилеводу [10, 12, 20], який є внутрішньою неоднорідністю. Такі пристрої використовувалися для виводу енергії з об'ємних резонаторів у X -діапазоні [21, 22].

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 повинен мати розріджений спектр коливань. Відрізки хвилеводів, що включені до складу ВР, можуть забезпечити кутову селекцію спектра коливань резонатора.

Мета роботи — вивчення особливостей збудження коливань у напівсферичному ВР з внутрішніми неоднорідностями.

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

Розглянемо напівсферичний ВР. Теоретичну модель резонатора наведено на рис. 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 — поздовжній індекси коливання. Ці індекси відображають кількість варіацій поля коливання вздовж радіальної p 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 [23], відбиттями від торця круглого хвилеводу, який зазвичай є надрозмірним у поперечному перерізі, нехтуємо. Апертури дзеркал резонатора вважаємо нескінченними.

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 декартовій системі 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 [24]. Вектор напруженості електричного поля \vec{E}_e коливання TEM_{10q} перпендикулярний до площини рисунка. У циліндричній системі координат розподіл електричної складової поля коливання TEM_{10q} в площині $z=0$, з урахуванням векторного характеру поля, має вигляд [25]

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

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

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

$$\vec{E}_w(\rho, \varphi) = C_{11} \frac{1}{N_{11}} \left[\frac{1}{\rho} J_1(\kappa_{11}\rho) \sin \varphi \cdot \vec{\rho}_0 + \kappa J_1'(\kappa_{11}\rho) \cos \varphi \cdot \vec{\varphi}_0 \right], \quad (2)$$

де $C_{11} = ik_0 W_0 \mu_0$, $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$, $W_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} = 120\pi$, 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 [17], для отримання високого коефіцієнта використання поверхні антени необхідно узгодити амплітуди полів у фокальній площині рефлектора та в апертурі опромінюва-

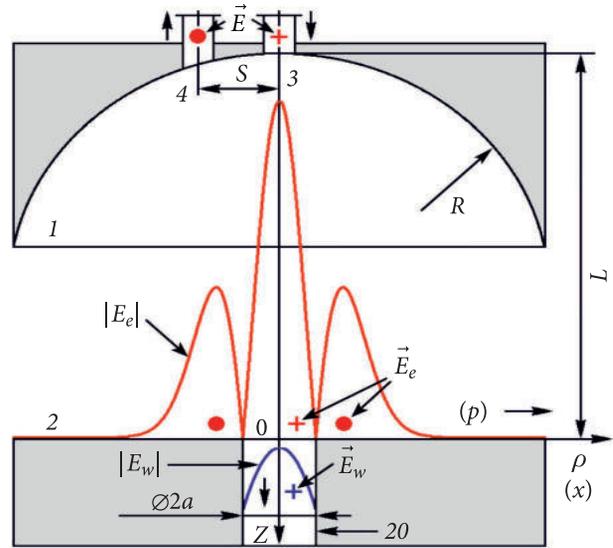


Рис. 1. Модель ВР із відрізком круглого хвилеводу в центрі плоского дзеркала

ча. 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 [26]:

$$\eta = \frac{\left| \int_0^a \int_0^{2\pi} \rho \vec{E}_e(\rho, \varphi) \vec{E}_w^*(\rho, \varphi) d\rho d\varphi \right|^2}{\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2 \|\vec{E}_w(\rho, \varphi)\|^2}. \quad (3)$$

Позначка «*» означає комплексно-спряжену функцію.

Фактично співвідношення (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 [26]

$$\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2 = \int_0^{w_0/\sqrt{2}} \int_0^{2\pi} \rho \vec{E}_e(\rho, \varphi) \vec{E}_e^*(\rho, \varphi) d\rho d\varphi; \quad (4)$$

$$\|\vec{E}_w(\rho, \varphi)\|^2 = \int_0^a \int_0^{2\pi} \rho \vec{E}_w(\rho, \varphi) \vec{E}_w^*(\rho, \varphi) d\rho d\varphi. \quad (5)$$

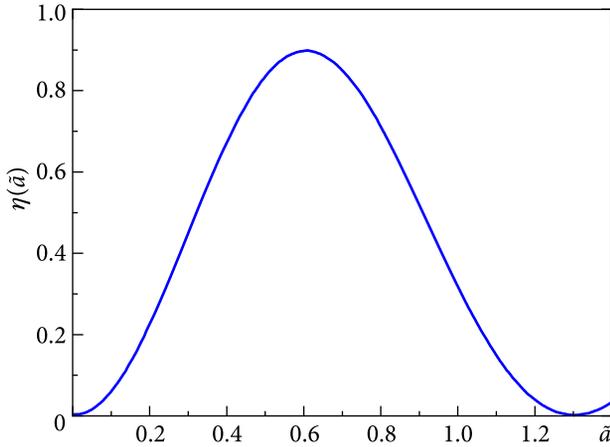


Рис. 2. Ефективність збудження TE_{11} -моди у круглому хвилеводі за допомогою центральної плями поля коливання TEM_{10q}

Оскільки розглядається збудження TE_{11} -моди за допомогою центральної плями поля коливання TEM_{10q} , то в (4) інтегрування за ρ проводиться від 0 до $w_0/\sqrt{2}$. Це значення відповідає $|\bar{E}_e(\rho, \varphi)| = 0$ і визначає максимальний радіус круглого хвилеводу $a = w_0/\sqrt{2}$. Після підстановки значень $\bar{E}_e(\rho, \varphi)$ та $\bar{E}_w(\rho, \varphi)$ з виразів (1) і (2) до (4) та (5) в остаточному вигляді отримуємо

$$\begin{aligned} \|\bar{E}_e(\rho, \varphi)\|^2 &= \\ &= A_{10}^2 2\pi w_0^2 \int_0^{1/\sqrt{2}} v(1-2v^2)^2 \exp(-2v^2) dv; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\|\bar{E}_w(\rho, \varphi)\|^2 = |C_{11}|^2. \quad (7)$$

В (6) $v = \rho/w_0$.

З урахуванням (1) і (2) вираз у чисельнику (3) набуває вигляду

$$\begin{aligned} H(\rho, \varphi) &= \frac{A_{10}^2 |C_{11}|^2 \pi^2 a^2}{N_{11}^2} \left| 2 \int_0^1 (1-2u^2 \tilde{a}^2) \times \right. \\ &\times \exp(-u^2 \tilde{a}^2) J_1(\mu_{11}u) du - \\ &\left. - \mu_{11} \int_0^1 u(1-2u^2 \tilde{a}^2) \exp(-u^2 \tilde{a}^2) J_2(\mu_{11}u) du \right|^2. \end{aligned} \quad (8)$$

Тут $u = \rho/a$, $\tilde{a} = a/w_0$. Використовуючи (3) та (6)–(8), отримуємо вираз, який визначає ефективність збудження $\eta(\tilde{a})$ TE_{11} -моди у круглому хвилеводі за допомогою центральної плями поля

коливання резонатора TEM_{10q} :

$$\begin{aligned} \eta(\tilde{a}) &= 18.7132 \tilde{a}^2 \left| 2 \int_0^1 (1-2u^2 \tilde{a}^2) \times \right. \\ &\times \exp(-u^2 \tilde{a}^2) J_1(\mu_{11}u) du - \\ &\left. - \mu_{11} \int_0^1 u(1-2u^2 \tilde{a}^2) \exp(-u^2 \tilde{a}^2) J_2(\mu_{11}u) du \right|^2. \end{aligned} \quad (9)$$

На рис. 2 показано графік залежності $\eta(\tilde{a})$ від величини нормованого радіуса \tilde{a} круглого хвилеводу. Ця залежність розрахована згідно з (9), де враховано, що нормоване значення \tilde{a} змінюється від 0 до $1/\sqrt{2}$. Для наочності при побудові рис. 2 максимальне значення \tilde{a} було збільшене удвічі.

Як видно з рис. 2, максимальна ефективність $\eta(\tilde{a})$ збудження TE_{11} -моди у круглому хвилеводі дорівнює 0.8993 при $\tilde{a} = 0.6042$, тобто $a = 0.6042w_0$. 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 $\bar{E}_w(\rho, \varphi)$ і поля $\bar{E}_e(\rho, \varphi)$ 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. 1), повинна мати місце кутова селекція спектра коливань [11].

2. Функціональна схема експериментального стенда

Функціональну схему експериментального стенда, за допомогою якого проводилися дослідження напівсферичного ВР, наведено на рис. 3.

До складу установки входить сферичне латунне l 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. 4, зібраний на базі катетометра 25.

Коливання TEM_{10q} збуджується за допомогою щілинного елемента зв'язку 3, який розташований у центрі сферичного дзеркала l (рис. 1 і 5).

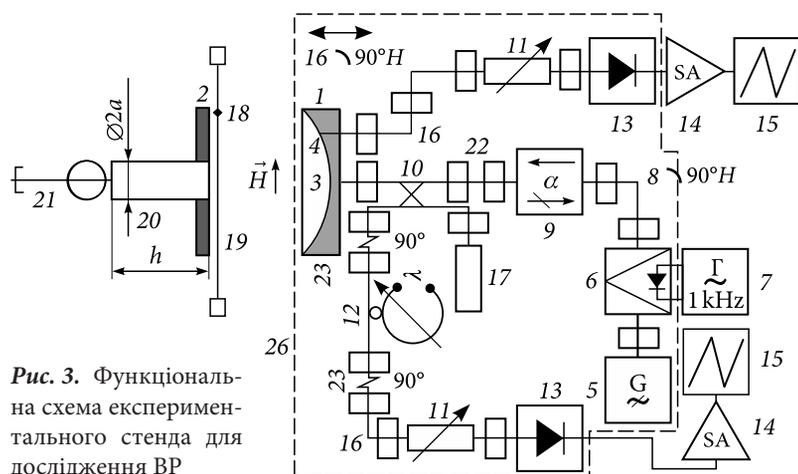


Рис. 3. Функціональна схема експериментального стенда для дослідження ВР

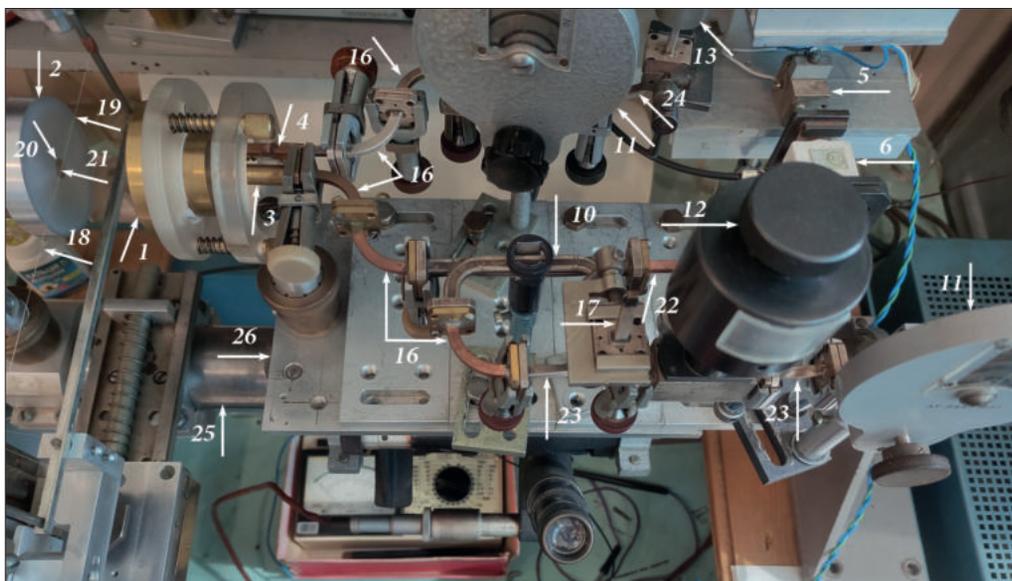


Рис. 4. Експериментальний стенд для дослідження ВР

У такий спосіб забезпечено плавний перехід від стандартного поперечного перерізу прямокутного хвилеводу 3.6×1.8 мм до зменшеного перерізу розміром 3.6×0.17 мм. Для надання більшої жорсткості цей хвилевід виготовлений у циліндричній вставці діаметром 9 мм (рис. 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).

Розглядається наскрізна схема, тому для виведення сигналу з резонатора другий щілинний елемент зв'язку 4 з розміром перерізу 3.6×0.17 мм розташований на сферичному дзеркалі. Він знаходиться на відстані $s = 13.2$ мм від осі ВР (рис. 1). Як і щілинний елемент зв'язку 3, він представляє собою плавний перехід від зменшеного до стандартного (3.6×1.8 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 $p-i-n$ модулятор 6, який модулює коливання, ге-

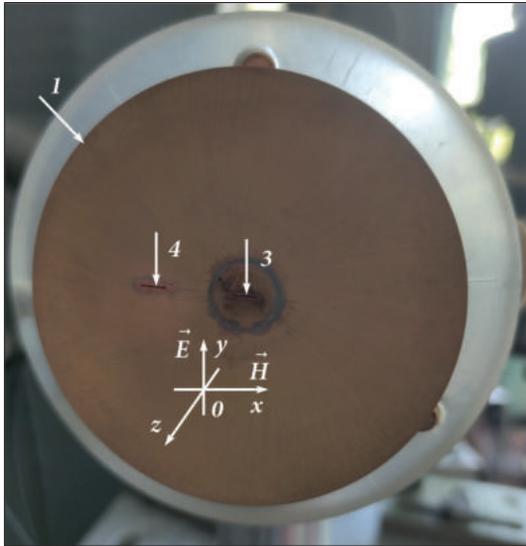


Рис. 5. Сферичне дзеркало ВР з щілинними елементами зв'язку

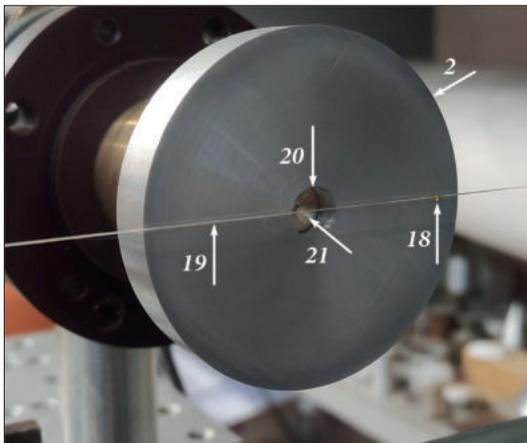


Рис. 6. Плоске дзеркало ВР з відрізком круглого хвилеводу

неровані 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 ФВВ1-37Г. Його втрати на частоті 74.98 ГГц становлять 0.53 дБ (прямі) і 7.6 дБ (зворотні). Вентиль підключений до $p-i-n$ 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, се-

лективний підсилювач 14, налаштований на частоту 1 кГц, та осцилограф 15 (рис. 3 і 4).

За допомогою спрямованого відгалужувача 5, який підключений до феритового вентиля 9 через відрізок хвилеводу 22, можливо виміряти коефіцієнт відбиття Γ від резонатора. Оскільки такі вимірювання не передбачені, у це плече спрямованого відгалужувача включене узгоджене навантаження 17 (рис. 3).

Сигнал з ВР через щілинний 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. 6). До його виходу під'єднаний поршень 21 з коротким замиканням.

Для ідентифікації коливань у ВР застосовано метод пробного тіла [27]. Зондом 18 слугує металева кулька діаметром 1 мм, яка закріплена на нейлоновій нитці 19 завтовшки 0.1 мм (рис. 1 і 6). Вимірювання амплітуд електричних компонентів поля коливань резонатора проводяться у площинах xOz та yOz на відстані $\lambda/4$ від плоского дзеркала (рис. 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. 4), що відповідає зміні відстані L на рис. 1. Відстань між дзеркалами резонатора визначається з точністю ± 0.001 мм.

3. Результати вимірювань

Розглянемо напівсферичний ВР зазначеної вище геометрії, коли поршень 21 розташований врівень з поверхнею плоского дзеркала 2 (рис. 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 $\sim \lambda/2$, коливання TEM_{10q} ідентифікувалося за допомогою проб-

ного тіла 18. Результати вимірювань показані на рис. 7 (крива 1).

З графіків залежності на рис. 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.

Розглянемо поведінку резонансного коефіцієнта передачі K_{transm} коливання TEM_{10q} , яке збуджується у ВР з відрізком круглого хвильоводу діаметром $2a = 8.5$ мм, при зміні нормованої відстані L/R між дзеркалами (рис. 7, крива 2). Довжина відрізка хвильоводу h від поверхні дзеркала до короткозамикаючого поршня дорівнює 6.317 мм. Він розташований у центрі плоского дзеркала (рис. 6). Графік залежності на рис. 7 (крива 2) повністю повторює попередній, включаючи особливі точки, де досліджуване коливання взаємодіє з вищими коливаннями резонатора. Відмінність полягає в тому, що відрізок круглого хвильоводу з TE_{11} -модю призводить до додаткових втрат для такого ВР. Довжина хвилі λ_g в круглому хвильоводі вказаного діаметра з TE_{11} -модю визначається з виразу [28]

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - (\lambda_0/1.706 \cdot 2a)^2}}. \quad (10)$$

Після підстановки числових значень у (10) отримуємо $\lambda_g = 4.163$ 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. Це непряме підтвердження того, що у відрізку круглого хвильоводу поширюється TE_{11} -мода. Зазначимо, що поши-

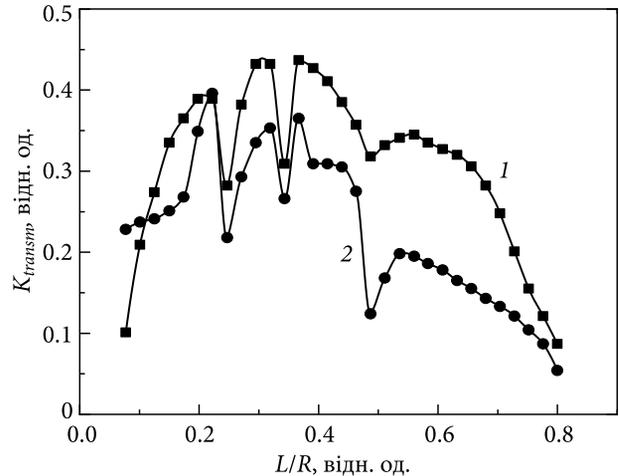


Рис. 7. Графіки залежності резонансних коефіцієнтів передачі коливання TEM_{10q} від відстані між дзеркалами ($R = 85$ мм): крива 1 — порожній напівсферичний ВР, крива 2 — резонатор з відрізком круглого хвильоводу

рення TE_{11} -моди матиме місце і при навантаженні віддаленого від поверхні дзеркала кінця круглого хвильоводу зразком діелектрика дископодібної форми.

Оцінимо значення втрат, які відрізок круглого хвильоводу 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. 7, крива 1). Для подібних коливань резонатора з відрізком круглого хвильоводу значення резонансних коефіцієнтів передачі дорівнюють відповідно 0.335 і 0.365 (рис. 7, крива 2). Тоді у випадку коливання TEM_{1012} втрати, які вносяться у ВР відрізком круглого хвильоводу, становлять 2.21 дБ, а для коливання TEM_{1015} ці втрати не перевищують 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 резонатор більші. Оскільки вимірювання виконуються на фіксованій частоті генератора, то для визначення навантаженої добротності використовується метод, описаний у [29]. У результаті вимірювань було визначено, що навантажена добротність порожнього резонатора з коливанням TEM_{1012} дорівнює 2500. Для ВР з відрізком круглого хвильоводу її значення зменшилось до 1790.

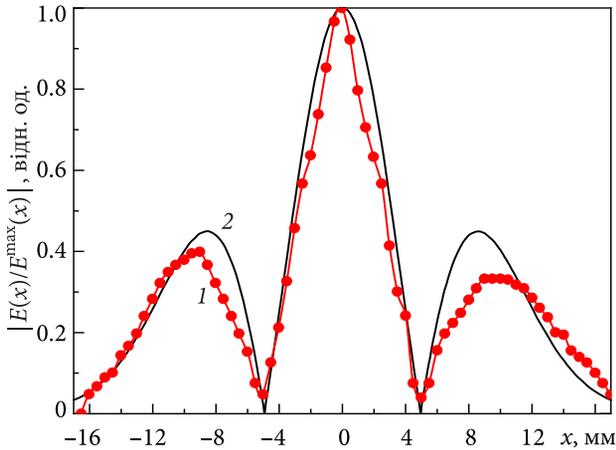


Рис. 8. Розподіл напруженості електричного поля коливання TE_{1012} у площині вектора \vec{H} ($x0z$): крива 1 — експеримент; крива 2 — обчислення

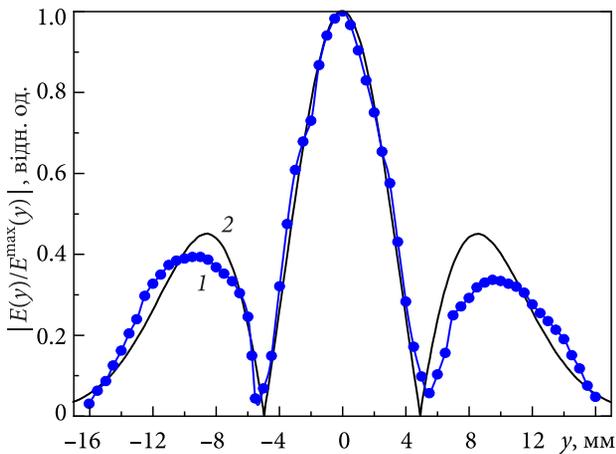


Рис. 9. Розподіл напруженості електричного поля коливання TE_{1012} у площині вектора \vec{E} ($y0z$): крива 1 — експеримент; крива 2 — обчислення

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 TE_{1012} методом пробного тіла. У процесі теоретичного аналізу ефективності збудження цієї моди в круглому хвилеводі припускалося, що у ВР з плоскою вставкою на криволінійному рефлекторі збуджуються аксіально-симетричні коливання. Саме тому необхідно проводити такі дослідження.

Розглянемо порожній напівсферичний резонатор. Для вимірювань використовувався, як

казано вище, розсіювальний зонд діаметром 1 мм. Структури електричних полів коливання TE_{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 ($z \approx -\lambda/4$, z — апліката, яка збігається з віссю резонатора, рис. 5). Результати вимірювання амплітудного розподілу електричного поля коливання TE_{1012} в площині вектора \vec{H} TE_{10} -моди в хвилеводі живлення показані на рис. 8 (крива 1).

Можна побачити, що це коливання має структуру поля, яку описують функції Лагерра–Гауса. 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 TE_{1012} на плоскому дзеркалі використовуються вираз (1) і формули переходу від циліндричної системи координат до декартової: $x = \rho \cos \varphi$, $y = \rho \sin \varphi$. Вираз (1) також включає радіус плями поля w_0 основного коливання резонатора TE_{00q} . Для коливання TE_{0012} $L/R = 0.286$. Для обчислення w_0 використано вираз [30]

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda_0}{\pi} R \sqrt{\frac{L}{R} \left(1 - \frac{L}{R}\right)}}. \quad (11)$$

Після підстановки в (11) числових значень отримуємо, що $w_0 = 6.994$ мм. На підставі розрахунків, виконаних вище, визначимо, що для досліджуваного коливання оптимальний діаметр круглого хвилеводу $2a = 8.452$ мм. Результати розрахунку за виразом (1) для кута $\varphi = 0$ показані на рис. 8 (крива 2). Як видно, є добрий збіг виміряних і обчислених розподілів електричної складової поля коливання TE_{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 TE_{1012} у площині вектора \vec{E} TE_{10} -мо-

ди в хвилеводі живлення. Результати дослідження представлені на рис. 9 (крива 1).

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. 9 (крива 2). Для побудови цієї залежності, як і в попередньому випадку, використовувалася формула (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 володіє аксіальною симетрією.

За умови високої ефективності збудження TE_{11} -моди в круглому хвилеводі резонатор (рис. 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. 10 наведено склад вимушених коливань, які мають однакову частоту $f = 74.98$ ГГц, при зміні відстані між дзеркалами ВР.

З рис. 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. 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. 11.

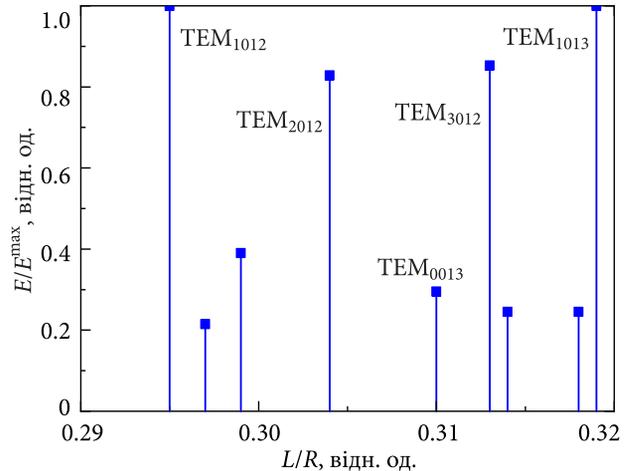


Рис. 10. Відносні амплітуди електричних полів вимушених коливань ВР при зміні відстані L між дзеркалами ($R = 85$ мм)

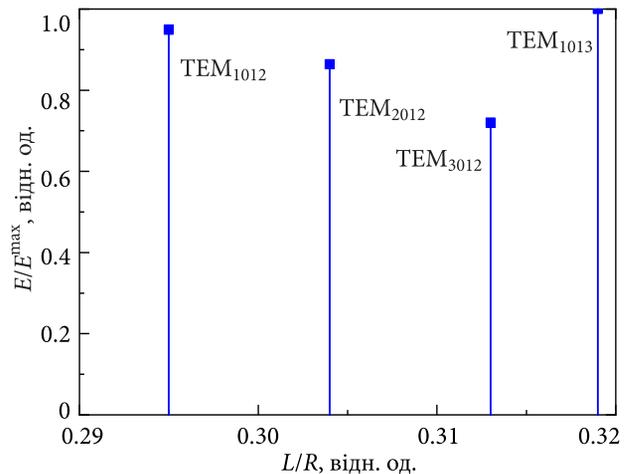


Рис. 11. Відносні амплітуди електричних полів вимушених коливань ВР з відрізком круглого хвилеводу при зміні відстані L між дзеркалами ($R = 85$ мм)

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. 10 і 11). До їх числа належать досліджуване коливання TEM_{1012} , а також коливання TEM_{2012} та TEM_{3012} . 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 досяг-

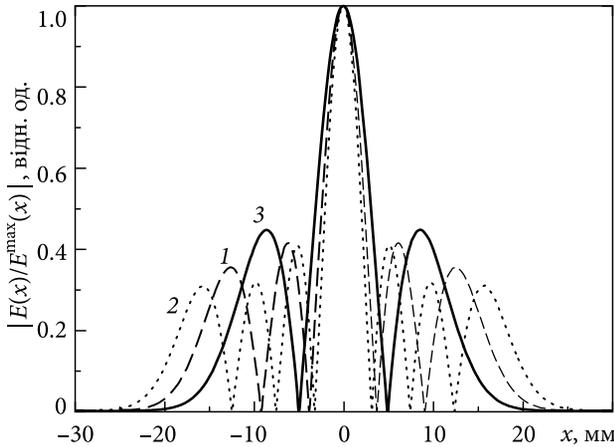


Рис. 12. Розрахункові залежності нормованих напруженостей електричних полів коливань напівсферичного ВР на плоскому дзеркалі від поперечної координати x : крива 1 – коливання TEM_{2012} ; крива 2 – коливання TEM_{3012} ; крива 3 – коливання TEM_{1012}

ти, 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 $L_3(2x^2/w_0^2)$ [31]. Тоді отримаємо

$$\frac{E_{2012}(x)}{E_{2012}^{\max}(x)} = \left(2 \frac{x^4}{w_0^4} - 4 \frac{x^2}{w_0^2} + 1 \right) \exp\left(-\frac{x^2}{w_0^2} \right); \quad (12)$$

$$\frac{E_{3012}(x)}{E_{3012}^{\max}(x)} = \frac{1}{3} \left(4 \frac{x^6}{w_0^6} + 18 \frac{x^4}{w_0^4} - 18 \frac{x^2}{w_0^2} + 3 \right) \exp\left(-\frac{x^2}{w_0^2} \right). \quad (13)$$

Тут, як і вище, $w_0 = 6.994$ мм – радіус плями поля коливання TEM_{0012} на плоскому дзеркалі резонатора. Результати розрахунку відповідно до (12) і (13) показані на рис. 12.

З графіків на рис. 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. 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.

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.

Висновки

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

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 $\tilde{a} = a/w_0 = 0.6042$.

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 роботі резонансну систему можна застосувати для визначення параметрів твердих діелектриків.

Експериментальні дослідження підтвердили, що наявність у центрі криволінійного відбивача плоскої вставки діаметром щонайменше дві довжини хвилі, яка є внутрішньою неоднорідністю, призводить до збудження власних аксіально-симетричних коливань у резонаторі. Амплітудний розподіл електричного поля цих коливань описується функціями Лагерра–Гаусса. Водночас сам ВР може не володіти аксіальною симетрією.

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 ВВЧ-діапазоні параметрів діелектриків, які мають велике значення відносної діелектричної проникності.

Розглянуті внутрішні неоднорідності напівсферичного ВР призводять не тільки до кількісних (амплітуди електричного поля власного коливання), але і до якісних (зміна робочої власної моди) змін характеристик резонатора.

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.

БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. Parshin V.V., and Serov E.A. Resonance Method for Studying Dielectric Liquids in Millimeter and Submillimeter Wave Ranges. *Radiophys. Quantum Electron.* 2012. Vol. 54, Iss. 8–9. P. 632–637. DOI: 10.1007/s11141-012-9324-x
2. Karpisz T., Salski B., Kopyt P., and Krupka J. Measurement of Dielectrics from 20 to 50 GHz with a Fabry–Pérot Open Resonator. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 2019. Vol. 67, Iss. 5. P. 1901–1908. DOI: 10.1109/TMTT.2019.2905549
3. Givot B.L., Gregory A.P., Salski B., Zentis F., Pettit N., and Karpisz T.A., 2021. Comparison of Measurements of the Permittivity and Loss Angle of Polymers in the Frequency Range 10 GHz to 90 GHz. *Proc. the 15th European Conf. on Antennas and Propagation (EuCAP)*. (Dusseldorf, Germany, 22–26 March 2021). P. 1–5. DOI: 10.23919/EuCAP51087.2021.9411298
4. 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. *J. Phys.: Conf. Ser.* 2021. Vol. 1989, Iss. 1. 012020. DOI: 10.1088/1742-6596/1989/1/012020
5. Afsar M.N., Chen S., and Wang Y. An Improved 60 GHz Open Resonator System for Accurate Measurement of Dielectric Permittivity. *Proc. the AP-S Int. Symp.* (Washington, DC, USA, 3–8 July 2005). P. 1–5. DOI: 10.1109/APS.2005.1552842
6. 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. *Rev. Sci. Instrum.* 2013. Vol. 84, Iss. 8. 083901. DOI: 10.1063/1.4816828
7. Breslavets A.A., Eremenko Z.E., Rudnev G.O., Natarov M.P., Glamazdin V.V., Shubnyi O.I., Voitovych O.A., Gang Z., Rong L., and Prokopenko A.A. Hemispherical X Band Microwave Small Sized Open Resonator for Wide Range from 1 to 20 Permittivity Characterization of Solid-State Dielectrics. *Low Temp. Phys.* 2022. Vol. 48, Iss. 1. P. 43–50. DOI: 10.1063/10.0008963
8. Dudorov S.N., Lioubtchenko D.V., Mallat J.A., and Räisänen A.V. Differential Open Resonator Method for Permittivity Measurements of Thin Dielectric Film on Substrate. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* 2005. Vol. 54, Iss. 5. P. 1916–1920. DOI: 10.1109/TIM.2005.853352
9. 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. *J. Radio Electron.* 2018. Iss. 10. P. 1–7. DOI: 10.30898/1684-1719.2018.10.10
10. Kuzmichev I.K., Melezhik P.N., and Poyedinchuk A.Ye. An open resonator for physical studies. *Int. J. Infrared Millimeter Waves.* 2006. Vol. 27, Iss. 6. P. 857–869. DOI: 10.1007/s10762-006-9122-7
11. Kuzmichev I.K., and Popkov A.Yu. Resonant Systems for Measurement of Electromagnetic Properties of Substances at V-Band Frequencies. Chap. 3. *Emerging Microwave Technologies in Industrial, Agricultural, Medical and Food Processing*. London, United Kingdom: IntechOpen Publishing house, 2018. P. 27–53. DOI: 10.5772/intechopen.73643
12. Kuzmichev I.K. Open resonator with a section of rectangular waveguide. *Radio Phys. Radio Astron.* 2014. Vol. 19, Iss. 3. P. 249–257. DOI: 10.15407/rpra19.03.249
13. Auston D.H., Primich R.I., and Hayami R.A. Further considerations of the use of Fabry-Perot resonators in microwave plasma diagnostics. *Quasi-Optics, Symposium on Quasi-Optics Proceedings*. Brooklyn, NY: Polytechnic Press, 1964. P. 273–304.
14. Giri D.V. *High-Power Electromagnetic Radiators: Nonlethal Weapons and Other Applications*. Cambridge, Massachusetts: Harvard University Press, 2004. 198 p. ISBN 9780674015692.
15. Giri D.V., Hoad R., and Sabath F. *High-Power Electromagnetic Effects on Electronic Systems*. Boston, London: Artech House, 2020. 320 p. ISBN: 9781630815882.
16. Schwan H.P., and Foster K.R. Microwave Dielectric Properties of Tissue. Some Comments on the Rotational Mobility of Tissue Water. *Biophys.* 1978. Vol. 17, Iss. 2. P. 193–197. DOI: 10.1016/S0006-3495(77)85637-3
17. Bix D., Dick G.J., Little W.A., Mercereau J.E., and Scalapino D.J. Pulsed frequency modulation of superconducting resonators. *Appl. Phys. Lett.* 1978. Vol. 33, Iss. 5. P. 466–468. DOI: 10.1063/1.90381
18. Alvarez R.A., Bix 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 Trans. Magn.* 1981. Vol. 17, Iss. 1. P. 935–938. DOI: 10.1109/TMAG.1981.1061067
19. Danilov Yu.Yu., Kuzikov S.V., Pavelev V.G., Koshurinov Yu.I., and Shchegol'kov D.Yu. Linear Frequency-Modulated Pulse Compressor Based on a Three-Mirror Ring Cavity. *Tech. Phys.* 2005. Vol. 75, Iss. 4. P. 523–525. DOI: 10.1134/1.1901797
20. Kuzmichev I.K., Popkov A.Yu., and Rud L.A. Excitation of TE₁₁ and TE₀₁ Waves in a Coaxial Waveguide Incorporated into an Open Resonator. Part 2. Switch Modeling. *Phys. Bases Instrum.* 2012. Vol. 1, Iss. 4. P. 14–23. DOI: 10.25210/jfop-1204-014023

21. 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. *Tech. Phys.* 1993. Vol. 38, Iss. 2. P. 111–114.
22. Avgustinovich V.A., Artemenko S.N., and Zhukov A.A. Microwave-energy extraction from a resonator via oversized interference switch. *Tech. Phys. Lett.* 2013. Vol 39, Iss. 5. P. 492–494. DOI: 10.1134/S1063785013050167
23. Kühn R. *Mikrowellenantennen*. Berlin: Veb Verlag Technik Publ., 1964. P. 231–236.
24. Bronstein I.N., Semendyaev K.A., Musiol G., and Muehlig H. *Mathematics Handbook*. 5th ed. Berlin, Heidelberg, New York: Springer Publishing house, 2007. 647 p. ISBN 978-3-540-72121-5.
25. Kogelnik H. Coupling and conversion coefficients for optical modes. *Quasi-Optics, Symposium on Quasi-Optics Proceedings*. Brooklyn, NY: Polytechnic Press, 1964. P. 333–347.
26. Kuzmichev I.K. Quasi-Optical Resonance Systems with Internal Inhomogeneities. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2009. Vol. 68, Iss. 4. P. 299–317. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v68.i4.30
27. Kuzmichev I.K. The Probe Diameter Choosing for the Investigation of the Field Distribution in the Small Aperture Open Resonator. *Telecommunication and Radio Engineering*. 2002. Vol. 58, Iss. 7–8. P. 59–63. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v58.i7-8.50
28. Pozar D.M. *Microwave Engineering*. 4th ed. New York: Wiley & Sons, Limited, John, 2012. P. 124–129. ISBN 978-0-470-63155-3.
29. 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, Iss. 4. P. 285–295. DOI: 10.15407/rpra30.04.285
30. Marcuse D. *Light Transmission Optics*. 2th ed. New York, Scarborough, Mitcham, Wokingham: Published by Van Nostrand Reinhold Company Inc., 1982. P. 253–262. ISBN 13-9780442263096.
31. Korn G.A., and Korn T.M. *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.

Стаття надійшла 07.02.2026

REFERENCES

1. Parshin, V.V., and Serov, E.A., 2012. Resonance Method for Studying Dielectric Liquids in Millimeter and Submillimeter Wave Ranges. *Radiophys. Quantum Electron.*, **54**(8–9) pp. 632–637. DOI: 10.1007/s11141-012-9324-x
2. Karpisz, T., Salski, B., Kopyt, P., and Krupka, J., 2019. Measurement of Dielectrics from 20 to 50 GHz with a Fabry–Pérot Open Resonator. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, **67**(5), pp. 1901–1908. DOI: 10.1109/TMTT.2019.2905549
3. Givot, B.L., Gregory, A.P., Salski, B., Zentis, F., Pettit, N., and Karpisz, T.A., 2021. Comparison of Measurements of the Permittivity and Loss Angle of Polymers in the Frequency Range 10 GHz to 90 GHz. In: *15th European Conf. on Antennas and Propagation (EuCAP)*. Dusseldorf, Germany, 22–26 March 2021. P. 1–5. DOI: 10.23919/EuCAP51087.2021.9411298
4. Kayro, N.S., Teterina, D.D., Badin, A.V., and Bilinskii, K.V., 2021. Automated system based on open resonator for measuring the electrophysical parameters of sheet dielectrics. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1989**(1), 012020. DOI: 10.1088/1742-6596/1989/1/012020
5. Afsar, M.N., Chen, S., and Wang, Y., 2005. An Improved 60 GHz Open Resonator System for Accurate Measurement of Dielectric Permittivity. In: *Proc. the AP-S Int. Symp.* Washington, DC, USA, 3-8 July 2005. P. 1–5. DOI: 10.1109/APS.2005.1552842
6. Rahman, R., Taylor, P.C., and Scales, J.A., 2013. A System for Measuring Complex Dielectric Properties of Thin Films at Submillimeter Wavelengths Using an Open Hemispherical Cavity and a Vector Network Analyzer. *Rev. Sci. Instrum.*, **84**(8), 083901. DOI: 10.1063/1.4816828
7. Breslavets, A.A., Eremenko, Z.E., Rudnev, G.O., Natarov, M.P., Glamazdin, V.V., Shubnyi, O.I., Voitovych, O.A., Gang, Z., Rong, L., and Prokopenko, A.A. 2022. Hemispherical X Band Microwave Small Sized Open Resonator for Wide Range from 1 to 20 Permittivity Characterization of Solid-State Dielectrics. *Low Temp. Phys.*, **48**(1), pp. 43–50. DOI: 10.1063/10.0008963
8. Dudorov, S.N., Lioubtchenko, D.V., Mallat, J.A., and Räisänen, A.V., 2005. Differential Open Resonator Method for Permittivity Measurements of Thin Dielectric Film on Substrate. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **54**(5), pp. 1916–1920. DOI: 10.1109/TIM.2005.853352
9. Chigryai, E.E., Garin, B.M., and Denisyuk, R.N., 2018. Measurement of Dielectric Loss at Millimeter Range in the Low Loss Materials with Arbitrary Ratio of Wavelength and Sample Thickness. *J. Radio Electron.*, **10**, pp. 1–7. DOI: 10.30898/1684-1719.2018.10.10
10. Kuzmichev, I.K., Melezhik, P.N., and Poyedinchuk, A.Ye., 2006. An open resonator for physical studies. *Int. J. Infrared Millimeter Waves*, **27**(6), pp. 857–869. DOI: 10.1007/s10762-006-9122-7
11. Kuzmichev, I.K., and Popkov, A.Yu., 2018. Resonant Systems for Measurement of Electromagnetic Properties of Substances at V-Band Frequencies. Chap. 3. In: *Emerging Microwave Technologies in Industrial, Agricultural, Medical and Food Processing*. London, United Kingdom: IntechOpen Publishing house, pp. 27–53. DOI: 10.5772/intechopen.73643

12. Kuzmichev, I.K., 2014. Open resonator with a section of rectangular waveguide. *Radio Phys. Radio Astron.*, **19**(3), pp. 249–257. DOI: 10.15407/rpra19.03.249
13. Auston, D.H., Primich, R.I., and Hayami, R.A., 1964. Further considerations of the use of Fabry–Perot resonators in microwave plasma diagnostics. In: *Quasi-Optics, Symposium on Quasi-Optics Proceedings*. Brooklyn, NY: Polytechnic Press, pp. 273–304.
14. Giri, D.V., 2004. *High-Power Electromagnetic Radiators: Nonlethal Weapons and Other Applications*. Cambridge, Massachusetts: Harvard University Press. 198 p. ISBN 9780674015692.
15. Giri, D.V., Hoad, R., and Sabath, F., 2020. *High-Power Electromagnetic Effects on Electronic Systems*. Boston, London: Artech House. 320 p. ISBN: 9781630815882.
16. Schwan, H.P., and Foster, K.R., 1977. Microwave Dielectric Properties of Tissue. Some Comments on the Rotational Mobility of Tissue Water. *Biophys.*, **17**(2), pp. 193–197. DOI: 10.1016/S0006-3495(77)85637-3
17. Birx, D., Dick, G.J., Little, W.A., Mercereau, J.E., and Scalapino, D.J., 1978. Pulsed frequency modulation of superconducting resonators. *Appl. Phys. Lett.*, **33**(5), pp. 466–468. DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.90381>
18. Alvarez, R.A., Birx, D., Byrne, D., Mendonca, M., and Johnson, R.M., 1981. Generation of high-power microwave pulses using a spherical superconducting cavity and interference-type switch. *IEEE Trans. Magn.*, **17**(1), pp. 935–938. DOI: 10.1109/TMAG.1981.1061067
19. Danilov, Yu.Yu., Kuzikov, S.V., Pavel'ev, V.G., Koshurinov, Yu.I., and Shchegol'kov, D.Yu., 2005. Linear Frequency-Modulated Pulse Compressor Based on a Three-Mirror Ring Cavity. *Tech. Phys.*, **75**(4), pp. 523–525. DOI: 10.1134/1.1901797
20. Kuzmichev, I.K., Popkov, A.Yu., and Rud, L.A., 2012. Excitation of TE₁₁ and TE₀₁ Waves in a Coaxial Waveguide Incorporated into an Open Resonator. Part 2. Switch Modeling. *Phys. Bases Instrum.*, **1**(4), pp. 14–23. DOI: 10.25210/jfop-1204-014023
21. Artemenko, S.N., Kaminskii, V.L., Yushkov, Yu.G., and Dellis, A.N., 1993. Extraction of the energy in large axisymmetric resonators through an oversized coaxial line. *Tech. Phys.*, **38**(2), pp. 111–114.
22. Ⅲ and Zhukov, A.A., 2013. Microwave-energy extraction from a resonator via oversized interference switch. *Tech. Phys. Lett.*, **39**(5), pp. 492–494. DOI: 10.1134/S1063785013050167
23. Kühn R., 1964. *Mikrowellenantennen*. Berlin: Veb Berlag Technik Publ., pp. 231–236.
24. Bronstein, I.N., Semendyaev, K.A., Musiol, G., and Muehlig, H., 2007. *Mathematics Handbook*. 5th ed. Berlin, Heidelberg, New York: Springer Publishing house. ISBN 978-3-540-72121-5.
25. Kogelnik, H., 1964. Coupling and conversion coefficients for optical modes. In: *Quasi-Optics, Symposium on Quasi-Optics Proceedings*. Brooklyn, NY: Polytechnic Press, pp. 333–347.
26. Kuzmichev, I.K., 2009. Quasi-Optical Resonance Systems with Internal Inhomogeneities. *Telecommunications and Radio Engineering*, **68**(4), pp. 299–317. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v68.i4.30
27. Kuzmichev, I.K., 2002. The Probe Diameter Choosing for the Investigation of the Field Distribution in the Small Aperture Open Resonator. *Telecommunication and Radio Engineering*, **58**(7–8), pp. 59–63. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v58.i7-8.50
28. Pozar, D.M., 2012. *Microwave Engineering*. 4th ed. New York: Wiley & Sons, Limited, John, pp. 124–129. ISBN 978-0-470-63155-3.
29. Kuzmychov, I.K., Lukash, O.S., Senkevych, O.B., Voitovych, O.A., Narytnyk, T.M., and Churyumov, G.I., 2025. Axially symmetric modes in an open resonator. *Radio Phys. Radio Astron.*, **30**(4), pp. 285–295. DOI: 10.15407/rpra30.04.285
30. Marcuse, D., 1982. *Light Transmission Optics*. 2th ed. New York, Scarborough, Mitcham, Wokingham: Published by Van Nostrand Reinhold Company Inc., pp. 253–262. ISBN 13- 9780442263096.
31. 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, pp. 849–856. ISBN 0486411478, 9780486411477.

Received 07.02.2026

I.K. Kuzmychov¹, O.S. Lukash¹, O.A. Voitovych¹,
Yu.V. Prokopenko¹, G.I. Churyumov²

¹ O.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of the NAS Ukraine
12, Acad. Proskury St., Kharkiv, 61085, Ukraine

² Harbin Institute of Technology
92, Xida St., Nangang, Harbin, Heilongjiang, 150001, China

AN OPEN RESONATOR WITH INTERNAL INHOMOGENEITIES

Subject and Purpose. Investigations on axially symmetric oscillations excited in a hemispherical open resonator (OR) are presented with a specific focus on the effects exerted by internal inhomogeneities in the OR structure. In this context, a waveguide section is inserted in the center of one of the OR mirrors, and the field distributions of axially symmetric oscillations

and the OR oscillation spectrum selection are examined. The motivation behind this study is to minimize the geometric size of the inserted waveguide while still accommodating a small-diameter dielectric sample, thereby ensuring that the measurement results are as little affected by diffraction loss as possible.

Methods and Methodology. The electric-field distribution of OR eigenoscillations is studied in the framework of quasi-optic methods of probe perturbations. The OR resonance characteristics and the physical phenomena occurring within the OR are examined using established and validated techniques to measure transmission coefficients along the EHF path.

Results. It has been established that in a circular waveguide with radius $a = 0.6042w_0$ (w_0 is the TEM_{00q} mode field spot radius), the TE_{11} mode is excited with an efficiency of 0.8993 by the central spot of the TEM_{10q} mode. The oscillation amplitude distribution was measured at a frequency of 74.98 GHz. The axial symmetry of the OR structure is broken, but axially symmetric oscillations are still excited due to the flat insert. The circular waveguide section provides angular selection of the oscillation spectrum. The loss introduced by this waveguide to the OR does not exceed -2 dB.

Conclusions. A hemispherical open resonator incorporating specific inhomogeneities that facilitate axially symmetric OR oscillations has shown potential for measuring the electrophysical parameters of materials. For this, a disk-shaped sample is placed at the bottom of a circular waveguide section inserted into the OR flat mirror in its center.

Keywords: *extremely high frequency (EHF) range, open resonator, axially symmetric oscillations, circular waveguide, coupling element, transmission coefficient.*