

DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra28.03.243>

УДК 621.375.4

PACS: 07.57.-c

І.К. Кузьмичов, О.Є. Когут,  
Б.І. Музичишин, О.Ю. Попков, О.Б. Сенкевич

Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України  
вул. Акад. Проскури, 12, м. Харків, 61085, Україна  
E-mail: kuzmichev.igr@i.ua

## ЗБУДЖЕННЯ ХВИЛІ $TE_{01}$ У КРУГЛОМУ ХВИЛЕВОДІ ЗА ДОПОМОГОЮ ВИЩИХ ТИПІВ КОЛИВАНЬ ВІДКРИТОГО РЕЗОНАТОРА

**Предмет і мета роботи.** За допомогою  $TEM_{30q}$  і вироджених  $TEM_{11q}^*$  типів коливань досліджено особливості збудження хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі, який розташовано у центрі плоского дзеркала напівсферичного відкритого резонатора (ВР). Дослідження виконані у вкрай високочастотному (ВВЧ) діапазоні.

**Методи і методологія.** Для обчислення ефективності збудження хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі за допомогою  $TEM_{30q}$  і  $TEM_{11q}^*$  типів коливань ВР застосовано вираз для визначення коефіцієнта використання поверхні антени. Вимірювання амплітудного розподілу полів коливань у ВР виконані з використанням методу пробного тіла.

**Результати.** Установлено, що ефективність збудження  $\eta$  хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі за допомогою  $TEM_{30q}$  типу коливань невелика. Якщо збуджувати хвилю  $TE_{01}$  за допомогою внутрішнього кільця поля виродженого  $TEM_{11q}^*$  типу коливань, величина  $\eta$  зростає до 95.5 % при радіусі поперечного перерізу круглого хвилеводу  $a = 0.993w_0$  ( $w_0$  — радіус плями поля основного типу коливань  $TEM_{00q}$  на плоскому дзеркалі резонатора). Експериментальні дослідження підтвердили, що хвиля  $TE_{01}$  збуджується у хвилеводі з високою ефективністю. Наявність відрізка круглого надрозмірного хвилеводу збільшує втрати у ВР лише на 0.9 дБ. Застосування круглого хвилеводу призводить до трансформації  $TEM_{3012}$  типу коливань у вироджений  $TEM_{1112}^*$  тип коливання.

**Висновки.** Розглянутий ВР може бути застосований як накопичувальний резонатор при побудові компресорів електромагнітних імпульсів у діапазоні ВВЧ, оскільки втрати в резонансній системі збільшуються незначно, а сам круглий хвилевід є надрозмірним. У такому хвилеводі легко реалізувати інтерференційний перемикач.

**Ключові слова:** відкритий резонатор, круглий хвилевід, ефективність збудження, пробне тіло, добротність коливання.

### Вступ

Для вивчення взаємодії електромагнітного поля з речовиною, електронними приладами та біологічними об'єктами необхідні потужні дже-

рела одноразового та імпульсно-періодичного НВЧ-випромінювання наносекундної тривалості. Одним зі способів отримання потужних НВЧ-імпульсів є метод резонансної імпульсної

Цитування: Кузьмичов І.К., Когут О.Є., Музичишин Б.І., Попков О.Ю., Сенкевич О.Б. Збудження хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі за допомогою вищих типів коливань відкритого резонатора. *Радіофізика і радіоастрономія*. 2023. Т. 28. № 3. С. 243—256. <https://doi.org/10.15407/rpra28.03.243>

Citation: Kuzmichov, I.K., Kogut, O.E., Muzychishin, B.I., Popkov, O.Yu., Senkevych, O.B., 2023. The  $TE_{01}$  wave excitation in a circular waveguide using higher-order modes of an open resonator. *Radio Phys. Radio Astron.*, **28**(3), pp. 243—256. <https://doi.org/10.15407/rpra28.03.243>

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2023. Статтю опубліковано відповідно до умов відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

© Publisher PH "Akademperiodyka" of the NAS of Ukraine, 2023. This is an open access article under the CC BY-NC-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

компресії [1–3], який заснований на повільному накопиченні та швидкому виведенні електромагнітної енергії з високодобротного резонатора. Цей метод дозволяє використовувати для отримання коротких НВЧ-імпульсів стандартні генератори з відносно невисоким рівнем вихідної потужності та великою (мікросекундною) тривалістю імпульсу. Висока пікова потужність та можливість працювати з великою частотою прямування імпульсів роблять НВЧ-компресори дуже привабливими для розв'язання широкого кола завдань.

У сантиметровому (см) діапазоні для накопичення НВЧ-енергії використовуються об'ємні однододові резонатори на базі хвилевідних Н-триїників. Для виведення енергії застосовуються інтерференційні електрично керовані перемикачі або розрядники, що працюють на самопробої [4, 5]. Суттєвим недоліком таких компресорів є невисока добротність накопичувального резонатора, тому в НВЧ-діапазоні набули розвитку компресори з використанням надрозмірних хвилевідних резонаторів з аксіальною симетрією, що працюють на  $TE_{0n}$  типах коливань. Через надзвичайно малі втрати таких коливань вдається істотно підвищити добротність резонансної системи.

Однак подібні НВЧ-компресори мають великі геометричні розміри. У 3-см діапазоні довжина такого компресора перевищує 2 м, а для нормальної роботи електричного розрядника потрібна напруга з амплітудою імпульсів у кілька десятків кіловольтів та вище. Для зменшення геометричних розмірів компресорів та зниження імпульсної напруги розрядника необхідно переходити у вкрай високочастотний (ВВЧ) діапазон. У цьому діапазоні геометричні розміри резонансних систем зменшуються, але зростають омичні втрати. Для отримання більших значень добротності, що є необхідною умовою створення компресорів, треба використовувати резонансні системи, адекватні цьому діапазону — відкриті резонатори. Геометричні розміри ВР становлять кілька десятків довжин хвиль. Зв'язок із вільним простором забезпечує в таких резонаторах додаткову селекцію спектра коливань та вільний доступ до резонансного об'єму.

У роботі [6] на частоті 34.27 ГГц випробуваний на малому рівні потужності компресор у вигля-

ді тридзеркального резонатора, що збуджується гаусовим пучком. Діаметри кожного з дзеркал резонатора біжучої хвилі дорівнювали 227 мм. Габарити та складність юстування дзеркал не дозволяють використовувати такий компресор для вирішення практичних завдань.

З цієї причини ВР доцільно включати до складу хвилевідної лінії передачі. До того ж це дасть можливість скористатися більш простим способом збудження коливань у резонансному об'ємі. Для введення та виведення енергії у цьому випадку використовуються щілинні елементи зв'язку. Вони забезпечують поступовий перехід з пониженого до стандартного перерізу прямокутного хвилеводу. Через такі елементи зв'язку вивести енергію з резонатора протягом короткого проміжку часу неможливо, тому для виведення енергії з ВР необхідно використовувати відрізки надрозмірних хвилеводів [7–9]. У цих роботах описано резонатори, в яких існують вироджені аксіально-симетричні типи коливань  $TEM_{01q}^*$  [10]. У відрізки круглого надрозмірного хвилеводу, виконаного в центрі плоского дзеркала ВР, збуджується хвиля  $TE_{01}$ . Діаметр цього хвилеводу обумовлений геометрією резонатора та довжиною хвилі  $\lambda$ . Для збільшення добротності  $TEM_{01q}^*$  типу коливань (зірочкою тут і далі позначено вироджені коливання) необхідно збільшити радіус кривизни сферичного дзеркала та відстань між дзеркалами. Діаметр відрізка круглого хвилеводу у цьому випадку має бути таким, щоб зазначений тип коливань у резонаторі не порушився.

Для того щоб зменшити діаметр відрізка круглого хвилеводу, необхідно перейти до вищих типів коливань ВР. Чим вище поперечний індекс типу коливань, тим більше воно стягується до осі резонатора [11]. Тому при геометричних розмірах ВР, що забезпечують велику добротність вищого типу коливань, діаметр круглого хвилеводу з хвилею  $TE_{01}$  повинен мати прийнятні розміри для побудови компресора потужності ВВЧ-діапазону.

Метою цієї роботи є вивчення особливостей збудження хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі, включеному до складу ВР, за допомогою двох вищих типів коливань резонансної системи —  $TEM_{30q}$  і  $TEM_{01q}^*$ .

# 1. Ефективність збудження хвилі $TE_{01}$ у круглому хвилеводі за допомогою $TEM_{30q}$ і $TEM_{11q}^*$ типів коливань напівсферичного ВР

Розглянемо збудження вищої аксіально-симетричної хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі з радіусом перерізу  $a$  за допомогою вищого аксіально-несиметричного типу коливань  $TEM_{30q}$  напівсферичного ВР. Геометричні параметри розглянутого резонатора і розподіл збуджувального  $\vec{E}_e(x, y)$  і робочого  $\vec{E}_w(x, y)$  полів наведені на рис. 1. Хвилевід 3 розташований у центрі плоского дзеркала 1 напівсферичного ВР. Резонансна довжина цього хвилеводу визначається положенням поршня 4. Досліджувані коливання збуджуються в резонаторі з боку сферичного дзеркала 2.

На рис. 1 показано також орієнтацію векторів напруженості електричного поля в плямах полів  $TEM_{30q}$  типу коливань та хвилевідної хвилі  $TE_{01}$ . Запишемо в циліндричній системі координат розподіл електричної компоненти поля типу коливань  $TEM_{30q}$  у площині  $z = 0$  з урахуванням векторного характеру електричного поля [12]:

$$\vec{E}_e(\rho, \varphi) = 4E_0 \left( \frac{\sqrt{2}\rho}{w_0} \right) \exp\left(-\frac{\rho^2}{w_0^2}\right) \times \left[ 2 \left( \frac{\sqrt{2}\rho \cos \varphi}{w_0} \right)^2 - 3 \right] \left( \bar{\rho}_0 \frac{1}{2} \sin 2\varphi + \bar{\varphi}_0 \cos^2 \varphi \right). \quad (1)$$

Тут  $E_0$  — амплітудний коефіцієнт,  $w_0$  — радіус плями поля основного коливання резонатора  $TEM_{00q}$  на плоскому дзеркалі 1,  $\bar{\rho}_0$  і  $\bar{\varphi}_0$  — одиничні орти. Розподіл електричної компоненти поля хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі в площині  $z = 0$  має вигляд

$$\vec{E}_w(\rho, \varphi) = (C_0/N_{01}) \kappa_{01}(-J_1(\kappa_{01}\rho)) \bar{\varphi}_0, \quad (2)$$

де  $C_0 = ik_0 W_0 \mu_0$ ,  $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ ,  $W_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 120\pi$ ;  $N_{01}$  — коефіцієнт нормування;  $\kappa_{01} = 3.832/a$  — поперечне хвильове число;  $a$  — радіус перерізу круглого хвилеводу;  $J_1(\kappa_{01}\rho)$  — функція Бесселя першого роду. Відбиттям від розкриття хвилеводу нехтуємо. Як було показано в роботі [7], для збудження хвилі  $TE_{01}$  у

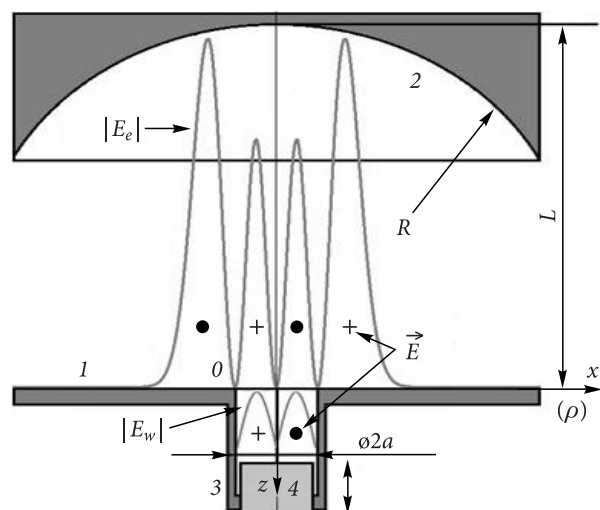


Рис. 1. Напівсферичний ВР: 1 — плоске дзеркало; 2 — сферичне дзеркало; 3 — відрізок круглого хвилеводу; 4 — поршень

круглому хвилеводі з максимальною ефективністю його діаметр повинен перевищувати кілька довжин хвиль. За таких геометричних розмірів розкриття відбиттям від нього можна знехтувати [13]. Апертури дзеркал вважаємо нескінченними.

Для визначення ефективності збудження хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі за допомогою коливань  $TEM_{30q}$  ВР скористаємося виразами (1), (2) та співвідношенням [14]

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

де символ «\*» позначає комплексно пов'язану функцію. Фактично, це співвідношення показує, яка частина енергії, запасеної у типі коливань  $TEM_{30q}$  резонатора, перетворюється на енергію хвилі  $TE_{01}$  круглого хвилеводу. Величини  $\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2$  та  $\|\vec{E}_w(\rho, \varphi)\|^2$  є квадратами норм функцій збуджувального і робочого полів. Вони визначаються виразами [14]

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

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

Функції  $\vec{E}_e(\rho, \varphi)$  і  $\vec{E}_w(\rho, \varphi)$  описуються виразами (1) та (2), відповідно. Після підстановки їх значень у вирази (4), (5) і опускаючи проміжні викладки, запишемо в остаточному вигляді

$$\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2 = 24 \pi E_0^2 w_0^2; \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \|\vec{E}_w(\rho, \varphi)\|^2 &= \\ &= \frac{C_0^2}{N_{01}^2} \kappa_{01}^2 2\pi a^2 \int_0^1 u (J_1(3.832u))^2 du. \end{aligned} \quad (7)$$

Після підстановки величин, які визначаються виразами (1), (2), (6) і (7), до співвідношення (3) та опускаючи проміжні викладки, запишемо в остаточному вигляді вираз, що визначає ефективність збудження хвилевідної хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі за допомогою вищого аксіально-несиметричного типу коливань  $TEM_{30q}$  резонатора:

$$\eta(\tilde{a}) = 6\tilde{a}^4 \frac{\left| \int_0^1 F du - \tilde{a}^2 \int_0^1 u^2 F du \right|^2}{\int_0^1 u (J_1(3.832u))^2 du}, \quad (8)$$

де  $F = u^2 \exp(-u^2 \tilde{a}^2) J_1(3.832u)$ ,  $\tilde{a} = a/w_0$ . Залежність  $\eta(\tilde{a})$  від нормованого радіуса  $\tilde{a}$  круглого хвилеводу наведено на рис. 2 (криві 1–4). Під час розгляду ми обмежилися значенням  $\tilde{a} = 2$ . Це відповідає радіусу круглого хвилеводу  $a$ , що дорівнює діаметру плями поля ( $2w_0$ ) основного типу коливань резонатора  $TEM_{00q}$  на плоскому дзеркалі. Збільшувати діаметр круглого хвилеводу недоцільно. Зі зростанням  $\tilde{a}$  ефективність збудження хвилі  $TE_{01}$  за допомогою розглянутого типу коливань ВР спадатиме. При цьому зростатиме ефективність збудження хвилі круглого хвилеводу  $TE_{02}$ , оскільки структура її електричного поля найбільш близька до  $TEM_{30q}$  типу коливань в резонаторі. Однак, як було зазначено, ми розглядаємо збудження хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі. Якщо радіус круглого хвилеводу, виконаного в центрі плоского дзеркала, порівняно невеликий ( $\tilde{a} < 2$ ), крайні плями полів  $TEM_{30q}$  типу коливань у резонаторі (рис. 1) мають бути розташовані на поверхні дзеркала і не потрапляють у розкрив круглого хвилеводу. З графіка залежності на рис. 2 (крива 1) випливає, що

максимальна величина  $\eta^{\max} = 0.1212$  за умови  $\tilde{a} = 0.993$ . Таким чином, максимальна ефективність збудження хвилевідної хвилі, що розглядається, за допомогою вищого аксіально-несиметричного типу коливань  $TEM_{30q}$  у ВР невелика.

Знайдемо другий нуль функції (1), яка описує розподіл електричної компоненти поля типу коливань  $TEM_{30q}$  у ВР. Перший нуль розглянутої функції має місце при  $\rho_1 = 0$ . Поклавши  $\varphi = 0$  та прирівнявши вираз (1) до нуля, отримуємо, що  $\rho_3 = w_0 \sqrt{3}/2$ , або  $\tilde{\rho}_3 = \rho_3/w_0 = 0.866$ . Як бачимо, ефективність збудження хвилі  $TE_{01}$  є максимальною, коли вузол електричного поля типу коливань  $TEM_{30q}$  знаходиться не на краю круглого хвилеводу, а трохи зміщений у його розкрив.

Тепер припустимо, що у резонаторі існує вищий вироджений аксіально-симетричний тип коливань [10]. Таке коливання, по суті, є суперпозицією двох типів коливань —  $TEM_{30q}$  і  $TEM_{03q}$ , які змішані в просторі, а їх фази зсунуті на  $90^\circ$  [15]. У цьому випадку розподіл електричної компоненти поля типу коливань  $TEM_{01q}^*$  у площині  $z = 0$  у циліндричній системі координат, з урахуванням векторного характеру електричного поля та виконаних перетворень, має вигляд

$$\begin{aligned} \vec{E}_e(\rho, \varphi) &= E_0 (\sqrt{2}\rho/w_0) \exp(-\rho^2/w_0^2) \times \\ &\times \left\{ 2(\sqrt{2}\rho/w_0)^2 \sin 4\varphi \vec{\rho}_0 + \right. \\ &\left. + \left[ 2(\sqrt{2}\rho/w_0)^2 \cos 4\varphi + 6(\sqrt{2}\rho/w_0)^2 - 12 \right] \vec{\varphi}_0 \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Розподіл електричної компоненти поля хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі та квадрат норми функції, що описує робоче поле  $\vec{E}_w(\rho, \varphi)$ , як і в попередньому випадку, будуть описуватися виразами (2) і (7). Квадрат норми функції  $\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2$ , яка описує збуджувальне поле  $\vec{E}_e(\rho, \varphi)$ , з урахуванням виразів (4) та (9), визначатиметься рівнянням

$$\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2 = 48 \pi E_0^2 w_0^2. \quad (10)$$

Після підстановки величин  $\vec{E}_e(\rho, \varphi)$ ,  $\vec{E}_w(\rho, \varphi)$ ,  $\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2$  і  $\|\vec{E}_w(\rho, \varphi)\|^2$ , визначених виразами (9), (2), (10) та (7), у співвідношення (3), знайдемо ефективність збудження  $\eta_1(\tilde{a})$  хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі за допомогою аксіально-

симетричних  $TEM_{11q}^*$ -коливань резонатора:

$$\eta_1(\tilde{a}) = 12\tilde{a}^4 \frac{\left| \int_0^1 Fdu - \tilde{a}^2 \int_0^1 u^2 Fdu \right|^2}{\int_0^1 u (J_1(3.832u))^2 du}. \quad (11)$$

Як бачимо, ефективність збудження  $\eta_1(\tilde{a})$  хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі з радіусом перерізу  $a$  збільшилася вдвічі порівняно з попереднім випадком (див. вираз (8)), тобто  $\eta_1(\tilde{a}) = 2\eta(\tilde{a})$ . Максимальна ефективність збудження зазначеної хвилевідної хвилі становить величину  $\eta_1^{\max}(\tilde{a}) = 0.2424$  за умови  $\tilde{a} = 0.993$  (рис. 2, крива 2). Тут, як і попередньому випадку, ми обмежилися значенням  $\tilde{a} < 2$ . Отримане значення  $\eta_1^{\max}(\tilde{a})$  показує, що ефективність збудження хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі за допомогою аксіально-симетричних  $TEM_{11q}^*$ -коливань у ВР зросла, але незначно.

Як наступний крок зробимо таке припущення. Вважатимемо, що хвиля в круглому хвилеводі порушується не всім типом коливань  $TEM_{30q}$ , яке визначається виразом (1), а за допомогою двох центральних плям поля (рис. 1). Зробити таке припущення нам дозволяє те, що за певного значення  $\rho = \rho_3$  виконується рівність  $E/E^{\max} = 0$ . У цьому випадку при обчисленні квадрата норми функції збуджувального поля  $\|\bar{E}_e(\rho, \varphi)\|^2$ , що визначається виразом (4), інтегруватимемо в циліндричній системі координат від нуля до  $\rho_3 = w_0\sqrt{3}/2$ . Ця величина, як було зазначено вище, є другим нулем функції  $\bar{E}_e(\rho, \varphi)$ , що описує розподіл електричної компоненти поля  $TEM_{30q}$  типу коливань на плоскому дзеркалі напівсферичного ВР. Розподіл електричної компоненти поля хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі та квадрат норми функції, що описує робоче поле  $\bar{E}_w(\rho, \varphi)$ , як і в попередніх випадках, визначатимуться виразами (2) та (7). Опускаючи проміжні викладки, запишемо в остаточному вигляді

$$\|\bar{E}_e(\rho, \varphi)\|^2 = \frac{32}{w_0^2} \pi E_0^2 a^4 \int_0^{\sqrt{3}/2\tilde{a}} u^3 D du, \quad (12)$$

де

$$D = (10u^4\tilde{a}^4 - 18u^2\tilde{a}^2 + 9)^2 \exp(-2u^2\tilde{a}^2).$$

Тепер, використовуючи вирази (1), (2), (7) і (12), із співвідношення (3) отримуємо вираз, який

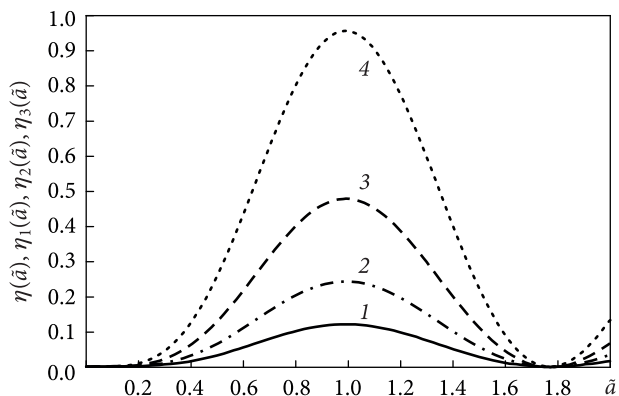


Рис. 2. Ефективність збудження хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі за допомогою вищих типів коливань ВР: крива 1 — вищого аксіально-несиметричного типу коливань  $TEM_{30q}$ ; крива 2 — аксіально-симетричного типу коливань  $TEM_{11q}^*$ ; крива 3 — двох центральних плям поля типу коливань  $TEM_{30q}$ ; крива 4 — центрального кільця виродженого типу коливань  $TEM_{11q}^*$

визначає ефективність збудження хвилі  $TE_{01}$  в круглому хвилеводі за допомогою двох центральних плям поля  $TEM_{30q}$  типу коливань ВР (рис. 1). Опускаючи проміжні викладки, можна записати

$$\eta_2(\tilde{a}) = \frac{4.5 \left| \int_0^1 Fdu - \tilde{a}^2 \int_0^1 u^2 Fdu \right|^2}{\int_0^{\sqrt{3}/2\tilde{a}} u^3 D du \int_0^1 u (J_1(3.832u))^2 du}. \quad (13)$$

Результати розрахунку за формулою (13) подано на рис. 2 (крива 3). Графіки залежності на цьому рисунку показують, що максимальна ефективність збудження хвилі  $TE_{01}$  у цьому випадку зросла більше ніж у чотири рази порівняно з першим випадком (крива 1) і склала величину  $\eta_2^{\max}(\tilde{a}) = 0.4774$  за умови  $\tilde{a} = 0.993$ .

Розглянемо тепер збудження аналізованої хвилевідної хвилі за допомогою центрального кільця виродженого типу коливань  $TEM_{11q}^*$ , що визначається виразом (9). При обчисленні квадрата норми функції збуджувального поля  $\|\bar{E}_e(\rho, \varphi)\|^2$  знову інтегруватимемо в циліндричній системі координат від нуля до  $\rho_3 = w_0\sqrt{3}/2$ . З виразу (4) отримуємо

$$\|\bar{E}_e(\rho, \varphi)\|^2 = \frac{64}{w_0^2} \pi E_0^2 a^4 \int_0^{\sqrt{3}/2\tilde{a}} u^3 D du. \quad (14)$$

Тут, як і раніше,  $\bar{E}_w(\rho, \varphi)$  та  $\|\bar{E}_w(\rho, \varphi)\|^2$  описуються виразами (2) та (7). Використовую-

чи вирази (9), (2), (14), (7) та (3), запишемо в остаточному вигляді співвідношення, що визначає ефективність збудження хвилі  $TE_{01}$  за допомогою центрального кільця виродженого типу коливань ВР  $TEM_{11q}^*$  :

$$\eta_3(\tilde{a}) = \frac{9 \left| \int_0^1 F du - \tilde{a}^2 \int_0^1 u^2 F du \right|^2}{\int_0^{\sqrt{3}/2\tilde{a}} u^3 D du \int_0^1 u (J_1(3.832u))^2 du}. \quad (15)$$

Як виявилось, у цьому випадку  $\eta_3(\tilde{a}) = 2\eta_2(\tilde{a})$ . Результати розрахунку ефективності збудження  $\eta_3(\tilde{a})$  хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі за допомогою центрального кільця виродженого типу коливань ВР  $TEM_{11q}^*$  представлені на рис. 2 (крива 4). З рисунка бачимо, що ефективність збудження хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі за допомогою центрального кільця виродженого типу коливань ВР  $TEM_{11q}^*$  суттєво зросла. При цьому її максимальне значення збільшилося вдвічі порівняно з попереднім випадком і становить величину  $\eta_3^{\max}(\tilde{a}) = 0.9548$  за умови  $\tilde{a} = 0.993$ . Для того щоб перевірити правильність припущень, зроблених нами при обчисленні ефективності збудження хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі, розташованому в центрі одного із дзеркал ВР, необхідно провести експериментальні дослідження.

## 2. Опис експериментального стенда

Функціональну схему експериментального стенда, на якому проводилися дослідження особливостей збудження вищої аксіально-симетричної хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі, розташованому в центрі плоского дзеркала напівсферичного ВР, наведено на рис. 3. За допомогою такого стенда аналізувався вплив цього відрізка круглого хвилеводу на структуру електричного поля вищих типів коливань ВР  $TEM_{30q}$ . На рис. 4 показаний зовнішній вигляд експериментального стенда.

Напівсферичний ВР утворений плоским дзеркалом 1 з апертурою 59 мм і сферичним фокусуєчим дзеркалом 2 з радіусом кривизни  $R = 41$  мм і такою ж апертурою. Дзеркала виготовлені із дюралюмінію марки Д16Т. У місцях розташування елементів зв'язку 17 і 18 на сферичному дзеркалі 2 впресовані вставки з латуні діаметром 10 мм. Це зроблено для того, щоб можна було впасти щілинні елементи зв'язку. У центрі плос-

кого дзеркала розташований відрізок круглого хвилеводу 3 з діаметром перерізу 10 мм (рис. 3, 5). Чому хвилевід 3 має саме такий діаметр, буде пояснено нижче. Резонансну довжину цього відрізка хвилеводу можна регулювати, переміщуючи поршень 4 за допомогою мікрометричного гвинта. Оскільки для хвилі  $TE_{01}$  контакт поршня зі стінками хвилеводу не є обов'язковим, його діаметр дорівнює 9.5 мм.

Як ВВЧ-генератор 10 використовується діод Ганна 3A728В (рис. 3), що працює на другій гармоніці основної частоти. Частота генератора дорівнює 74.980 ГГц, вихідна потужність становить 35 мВт. Для розширення динамічного діапазону в схему включений  $p-i-n$ -модулятор 8. З його допомогою коливання ВВЧ, що генеруються діодом Ганна, модулюються за амплітудою частотою 1 кГц від звукового генератора 9. Для розв'язки генератора 10 і резонатора, утвореного дзеркалами 1 і 2, до схеми включено атенюатор 7, прямі втрати якого на частоті генератора становлять  $-8.5$  дБ. До схеми експериментального стенда входить спрямований відгалужувач 5, який з'єднаний з розв'язуючим атенюатором 7 через відрізок хвилеводу 6. Для контролю частоти генератора 10 та вимірювання, за необхідності, коефіцієнта відбиття від ВР у схемі передбачений додатковий тракт, до складу якого входять: прямокутний хвилевід 6, вигнутий на  $90^\circ$  щодо  $H$ -площини основної хвилі  $TE_{10}$ , відрізок 12 прямокутного хвилеводу, вимірювальний поляризаційний атенюатор 7, резонансний хвилемір 13, детектор 14, селективний підсилювач 15 та осцилограф 16 (рис. 3, 4). Для того щоб виключити вплив на результати вимірювань частини потужності генератора 10, яка поширюється в прямому напрямку відгалужувача 5, у тракт включено узгоджене навантаження 11.

Резонатор збуджується за допомогою щілинного елемента зв'язку 17, який являє собою плавний перехід зі зменшеного перерізу  $3.6 \times 0.15$  мм на основний переріз прямокутного хвилеводу  $3.6 \times 1.8$  мм (рис. 3, 6). Відстань від осі сферичного дзеркала 2 до центру щілинного елемента зв'язку 17 дорівнює 11.5 мм. Вона визначається максимальним значенням напруженості електричного поля вищого типу коливань  $TEM_{3012}$  ( $L/R \approx 0.65$ ) на сферичному дзеркалі 2 резонатора. Припустимо, що це коливання має макси-

мальне значення навантаженої добротності  $Q_L$ . У цьому випадку мова йтиме про другий максимум напруженості електричного поля, рахуючи від осі резонатора (рис. 1). Для визначення місця розташування елемента зв'язку 17 вираз (1) диференціюємо за  $\rho$  і прирівнюємо до нуля отримане рівняння. У результаті його розв'язання знаходимо, що  $\rho_4 = 1.438w_1$ . Тут  $w_1$  — радіус плями поля основного коливання  $TEM_{0012}$  на сферичному дзеркалі резонатора. Для цього коливання та заданої частоти генератора 10 оцінювальне значення  $L/R \approx 0.6$  [16]. Для значень  $\lambda = 4.001$  мм та  $R = 41$  мм із формули [17]

$$w_1 = \sqrt{(\lambda/\pi)R\sqrt{(L/R)/[1-(L/R)]}} \quad (16)$$

знайдемо, що  $w_1 = 7.997$  мм. Звідси отримаємо, що  $\rho_4 = 11.5$  мм.

За аналогією, використовуючи формулу [17]

$$w_0 = \sqrt{(\lambda/\pi)R\sqrt{(L/R)[1-(L/R)]}}, \quad (17)$$

обчислимо радіус плями поля  $w_0$  основного типу коливань  $TEM_{0012}$  на плоскому дзеркалі резонатора. Для зазначених величин  $\lambda$ ,  $R$  і  $L/R$  радіус плями поля становить  $w_0 = 5.058$  мм. У попередньому розділі було показано, що радіус  $a$  відрізка круглого хвилеводу, розміщеного в центрі плоского дзеркала ВР, має дорівнювати  $0.993w_0$ . У цьому разі хвиля  $TE_{01}$  збуджуватиметься у хвилеводі із максимальною ефективністю за допомогою  $TEM_{30q}$  типу коливань. Для нашого випадку виходить, що  $a = 5.023$  мм. Звідси стає зрозумілим, чому обрали діаметр круглого хвилеводу 3 (рис. 3, 6) рівним 10 мм. Отже, можемо сказати, що цей хвилевід є надрозмірним, оскільки його діаметр перевищує дві довжини хвилі. Це підтверджує правильність зробленого вище припущення про відсутність відбиття з боку відкритого кінця круглого хвилеводу. Тут необхідно зауважити, що розрахований діаметр круглого хвилеводу значно менший за оптимальний діаметр такого ж хвилеводу (18 мм), коли в резонаторі збуджується аксіально-несиметричний тип коливань  $TEM_{01q}$  [7]. Це і пов'язано з високим поперечним індексом коливання  $TEM_{30q}$ .

Сигнал з резонатора виводиться за допомогою другого щілинного елемента зв'язку 18 (рис. 3, 6).

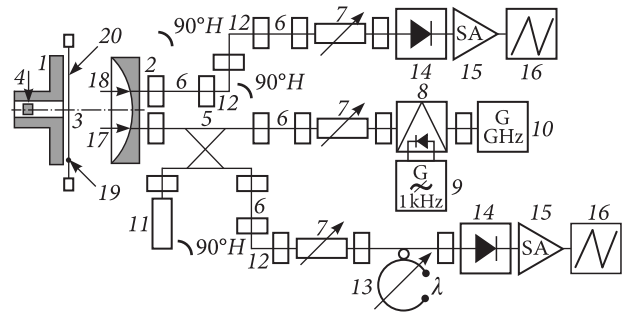


Рис. 3. Функціональна схема експериментального стенда: 1 — плоске дзеркало; 2 — напівсферичне фокусуюче дзеркало; 3 — відрізок круглого надрозмірного хвилеводу; 4 — поршень; 5 — спрямований відгалужувач; 6 — відрізок прямокутного хвилеводу; 7 — вимірювальний поляризаційний атенюатор; 8 —  $p-i-n$ -модулятор; 9 — звуковий генератор; 10 — ВВЧ-генератор; 11 — узгоджене навантаження; 12 — відрізок прямокутного хвилеводу, вигнутий на  $90^\circ$  щодо  $H$ -площини основної хвилі  $TE_{10}$ ; 13 — резонансний хвилемір; 14 — детектор; 15 — селективний підсилювач; 16 — осцилограф; 17, 18 — щілинні елементи зв'язку; 19 — пробне тіло; 20 — капронова нитка

Він також забезпечує плавний перехід зі зниженого перерізу  $3.6 \times 0.15$  мм на основний переріз прямокутного хвилеводу  $3.6 \times 1.8$  мм. Отже, ми розглядаємо резонатор, включений за схемою на прохід. До стандартного виходу цього хвилеводу через два відрізки прямокутних хвилеводів б і два  $90^\circ$  вигини 12 у  $H$ -площині основної хвилі  $TE_{10}$  прямокутного хвилеводу підключений вимірювальний поляризаційний атенюатор 7. На виході атенюатора 7 сигнал фіксується детектором 14, а далі надходить на селективний підсилювач 15 та осцилограф 16 (рис. 3, 4). Елемент зв'язку 18 розташований на сферичному дзеркалі резонатора діаметрально протилежно щодо елемента зв'язку 17 (рис. 6). Його відстань від осі резонатора також дорівнює 11.5 мм.

Процедура вимірювань полягає в наступному. Переміщуємо сферичне дзеркало 2 ВР і фіксуємо резонанс за максимальним сигналом на екрані осцилографа 16, включеного в тракт щілинного елемента зв'язку 18. Тепер за допомогою пробного тіла 19, закріпленого на капроновій нитці 20 завтовшки 0.1 мм (рис. 3, 5), визначаємо наявність у резонаторі саме типу коливань  $TEM_{30q}$  [17]. Резонансний коефіцієнт передачі  $K_{transm}$  для кожної конкретної відстані між дзеркалами ВР визначаємо за процедурою, яку докладно описано в роботі [18].

### 3. Результати експериментальних досліджень

На першому етапі досліджень поршень знаходиться врівень із плоским дзеркалом ВР. У резонаторі збуджується вищий аксіально-несиметричний тип коливань  $TEM_{30q}$ . Розглянемо поведінку резонансного коефіцієнта передачі  $K_{transm}$  ВР при зменшенні відстані між дзеркалами  $L/R$ . Результати вимірювань показано на рис. 7 (крива 1). Із зменшенням відстані між дзеркалами резонатора зменшуються і дифракційні втра-

ти. Це відповідає різкому зростанню  $K_{transm}$ . Починаючи зі значення  $L/R = 0.646$  ( $K_{transm} = 0.394$ ), яке відповідає  $TEM_{3012}$  типу коливань, резонансний коефіцієнт передачі слабко змінюється. Така поведінка  $K_{transm}$  при  $L/R < 0.646$  говорить про те, що втрати в резонаторі визначаються омичними втратами в дзеркалах. За умови  $L/R > 0.646$  втрати в резонаторі визначаються в основному дифракційними втратами. Що ж до типу коливань  $TEM_{3012}$ , то для зазначеної відстані між дзеркалами має місце приблизна рівність обох видів втрат. Ця відстань відповідає режиму мак-

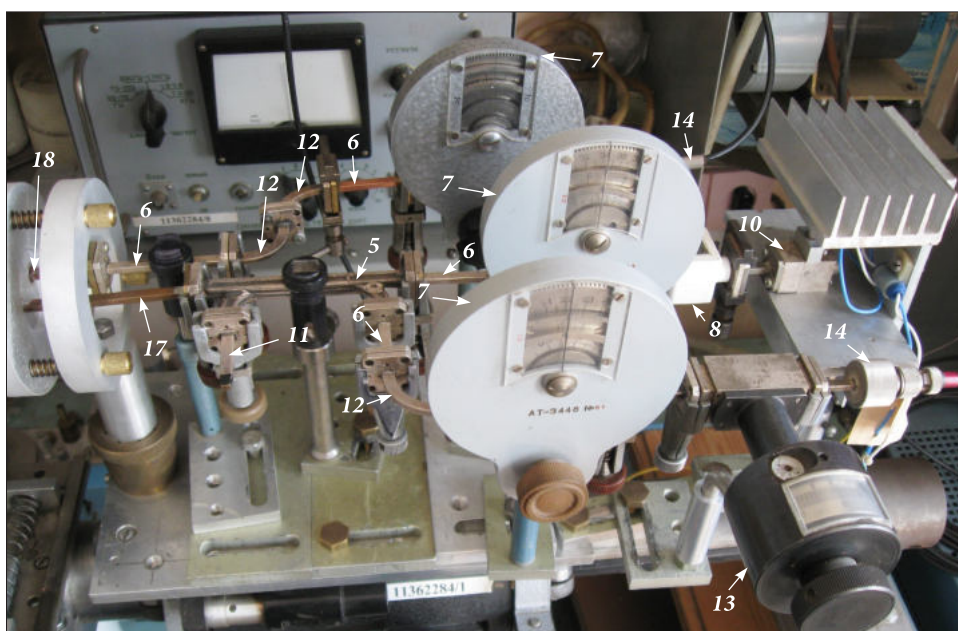


Рис. 4. Експериментальний стенд (позначення див. на рис. 3)

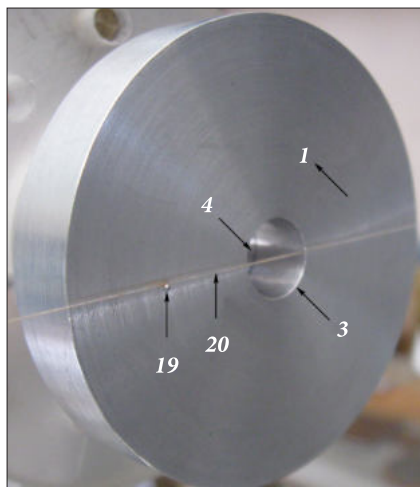


Рис. 5. Плоске дзеркало ВР з відрізком круглого хвилеводу

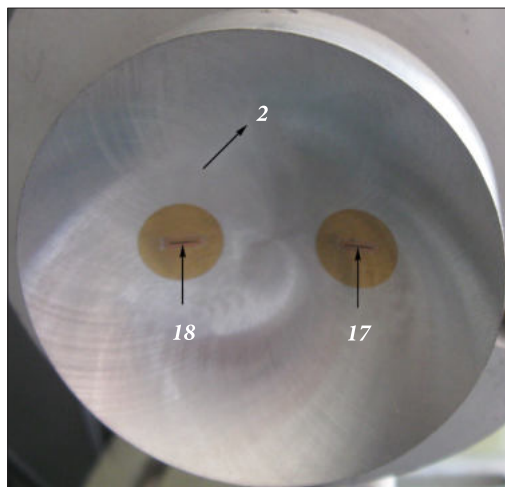


Рис. 6. Сферичне дзеркало ВР з щілинними елементами зв'язку



симальної величини власної добротності  $Q_0$ . Для знаходження навантаженої добротності  $Q_L$   $TEM_{3012}$  типу коливань скористаємося формулою  $Q_L = L / \Delta l$  [19]. Тут  $L$  — відстань, яка відповідає максимальному значенню резонансного коефіцієнта передачі  $\Delta l = L_1 - L_2$ . Значення  $L_1$  та  $L_2$  відповідають відстаням між дзеркалами резонатора, при яких коефіцієнт передачі зменшується на  $-3$  дБ. Такий підхід пов'язаний із тим, що ми працюємо на фіксованій частоті. У результаті проведених вимірювань було показано, що для коливань типу  $TEM_{3012}$   $Q_L = 2960$ .

За умови  $L/R = 0.49$  відбувається різке падіння  $K_{transm}$  до значення 0.253 (рис. 7). Ця відстань між дзеркалами ВР відповідає напівконфокальній геометрії резонатора, завдяки чому має місце виродження коливань. Тут коливання  $TEM_{309}$  взаємодіє з коливанням  $TEM_{109}$ . Обидва типи коливань мають один клас симетрії. Цей результат перебуває у добрій відповідності з даними роботи [18].

Коли в резонаторі з'явиться коливання  $TEM_{3012}$  ( $L/R = 0.646$ ), за допомогою мікрометричного гвинта переміщаємо поршень 4 у круглому хвилеводі до отримання максимального сигналу на екрані осцилографа 16, включеного в тракт щільного елемента зв'язку 18 (рис. 4). Довжина відрізка круглого хвилеводу тут становила 9.182 мм. Добре відомо, що довжина хвилі у хвилеводі  $\lambda_w$  визначається виразом [20]

$$\lambda_w = \lambda / \sqrt{1 - (\lambda / \lambda_{crit})^2}. \quad (18)$$

Тут  $\lambda_{crit}$  — критична довжина хвилі  $TE_{01}$  в круглому хвилеводі, яка складає  $1.64a$ . Після підстановки у вираз (18) значень  $\lambda = 4.001$  мм і  $a = 5$  мм отримуємо  $\lambda_w = 4.584$  мм. Дві довжини хвилевідної хвилі становлять 9.168 мм. Таким чином, довжина відрізка круглого хвилеводу діаметром 10 мм дорівнює  $2\lambda_w$ . Відносна похибка вимірної довжини відрізка круглого хвилеводу щодо розрахункової довжини становить 0.153 %. Поряд з тим, що поршень не торкається стінок круглого хвилеводу, це є непрямим доказом поширення у хвилеводі саме хвилі  $TE_{01}$ .

Не змінюючи положення поршня, розглянемо поведінку  $K_{transm}$  при зміні відстані між дзеркалами  $L/R$ . Вважатимемо, що у резонаторі у цьому

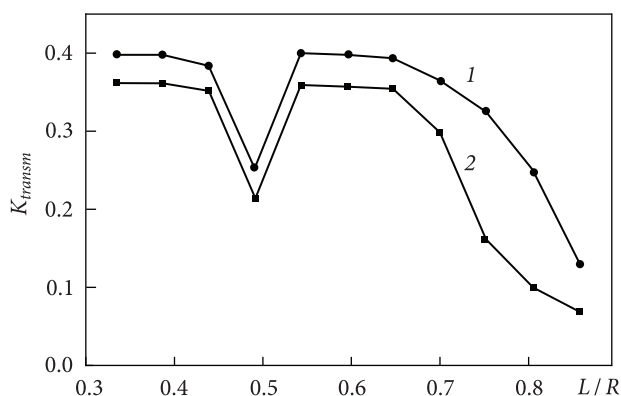


Рис. 7. Залежність резонансних коефіцієнтів передачі від відстані між дзеркалами ВР: крива 1 — при збудженні  $TEM_{30q}$  типу коливань; крива 2 — при збудженні  $TEM_{11q}^*$  типу коливань

випадку збуджується вироджене аксіально-симетричне  $TEM_{11q}^*$ -коливання [10]. Таке припущення пов'язане з тим, що, як показано в роботі [14], наявність надрозмірного круглого хвилеводу в центрі одного з дзеркал призводить до того, що тип коливань резонатора стає виродженим аксіально-симетричним. Відмінна особливість таких коливань у ВР полягає в тому, що вони характеризуються лише  $\vec{E}_\varphi$ -компонентою електричного поля. Зовнішнє кільце напруженості електричного поля типу коливань  $TEM_{11q}^*$  перебуватиме на поверхні плоского дзеркала. Внутрішнє кільце напруженості електричного поля цього коливання має з високою ефективністю збуджувати хвилю  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі (рис. 5).

Результати виміру резонансного коефіцієнта передачі від відстані між дзеркалами ВР у цьому випадку наведено на рис. 7 (крива 2). Динаміка поведінки резонансного коефіцієнта передачі при зміні  $L/R$  зберігається. Графік залежності показує, що, як і в попередньому випадку, при зменшенні відстані між дзеркалами резонатора дифракційні втрати зменшуються і відбувається різке зростання  $K_{transm}$ . Починаючи зі значень  $L/R < 0.646$ , втрати в резонаторі визначаються, в основному, омичними втрати на дзеркалах ВР. Це призводить до того, що резонансний коефіцієнт передачі при зменшенні  $L/R$  слабко змінюється. У цьому разі максимальну величину власної добротності  $Q_0$  матиме тип коливань  $TEM_{1112}^*$  ( $K_{transm} = 0.354$ ), для якого  $L/R = 0.646$ . Для цього коливання обидва види втрат будуть однакові. У

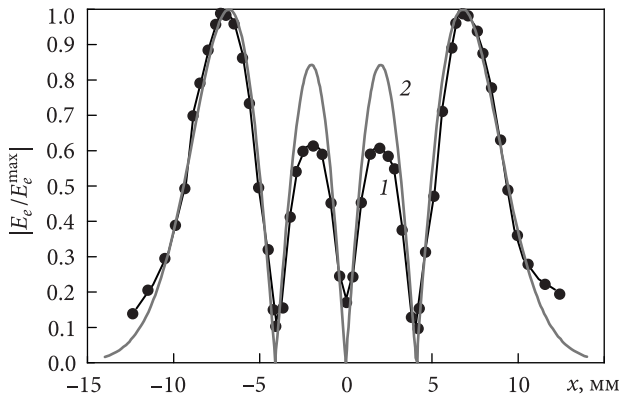


Рис. 8. Розподіл напруженості електричного поля типу коливань  $TEM_{3012}$  у напівсферичному ВР (площина  $xOz$ ): крива 1 – експеримент; крива 2 – розрахунок

такий самий спосіб, як ми робили вище, оцінимо величину  $Q_L$  типу коливань  $TEM_{1112}^*$ . Навантаження добротність цього коливання дорівнює 2 850.

Графік залежності (рис. 7, крива 2) також показує, що з  $L/R = 0.49$  коефіцієнт  $K_{transm}$  різко падає до значення 0.214. Ця відстань між дзеркалами ВР, як було зазначено вище, відповідає напівконфокальній геометрії резонатора. У цьому випадку взаємодіють типи коливань  $TEM_{119}^*$  і  $TEM_{109}^*$  [14].

Навантажена добротність є мірою втрат у резонаторі. Проведені дослідження показують, що наявність відрізка круглого хвилеводу в центрі плоского дзеркала ВР призводить до зменшення  $Q_L$  на 10 % для типу коливань, які розглядаються. В абсолютних величинах наявність відрізка круглого хвилеводу призводить до збільшення втрат у резонаторі на 0.9 дБ для типу коливань  $TEM_{1112}^*$  порівняно з типом коливань  $TEM_{3012}$ . Це говорить про те, що хвиля  $TE_{01}$  у відрізку круглого хвилеводу збуджується з високою ефективністю. Таким чином, втрати у ВР зростають незначно за наявності відрізка надрозмірного круглого хвилеводу. Це має велике значення, якщо таку резонансну систему використовують як накопичувальний резонатор компресора електромагнітних імпульсів у діапазоні ВВЧ.

Проведемо аналіз структури полів типів коливань  $TEM_{3012}$  та  $TEM_{1112}^*$  у напівсферичному ВР, використовуючи метод пробного тіла [17]. Розподіл електричної компоненти поля стоячої хвилі в резонаторі вимірюємо за допомогою пробного тіла 19 (рис. 3, 5), закріпленого на капроновій нитці 20. Пробне тіло являє собою розсіювальну

металеву кульку. Для вибору діаметра пробного тіла  $d$  скористаємося формулою [21]

$$d = \lambda 10^{0.062 - \frac{\lg Q_L}{4.938}}. \quad (19)$$

З урахуванням отриманих вище значень навантажених добротностей типів коливань і  $\lambda = 4.001$  мм з виразу (19) знайдемо, що діаметр пробного тіла  $d = 0.9$  мм. Спочатку поршень 4 (рис. 4, 5) у круглому надрозмірному хвилеводі 3 розташований у площині дзеркала 2. У цьому випадку за умови  $L/R = 0.646$  в резонаторі збуджується тип коливань  $TEM_{3012}$ . Розподіл електричного поля вимірюватимемо в площині вектора  $\vec{H}$  хвилі  $TE_{10}$  в щілинному елементі зв'язку 17, виконаному на сферичному дзеркалі (рис. 6). Вимірювання проводять у першій пучності електричної компоненти поля стоячої хвилі в резонаторі, рахуючи від плоского дзеркала. Результати вимірювань представлені на рис. 8 (крива 1). Це розподіл електричної компоненти поля типу коливання  $TEM_{3012}$  у площині  $xOz$  (рис. 1). Для більшої наочності при побудові графіків перейдемо до декартової системи координат.

Для побудови розрахункового розподілу поля типу коливань  $TEM_{3012}$  на плоскому дзеркалі резонатора скористаємося виразом (1), в якому покладемо  $\rho = x, \varphi = 0$  ( $y = 0$ ). Вище ми виявили, що для коливання  $TEM_{30q}$  відстань від осі резонатора до другого максимуму напруженості електричного поля на сферичному дзеркалі дорівнює  $\rho_4 = 1.438w_1$ . Тепер розглянемо те саме коливання на плоскому дзеркалі резонатора. Відстань до другого максимуму напруженості електричного поля на плоскому дзеркалі дорівнюватиме  $\rho'_4 = 1.438w_0$ . Тут  $w_0$  – радіус плями поля основного типу коливань  $TEM_{00q}$  на плоскому дзеркалі ВР. Після підстановки значення  $\rho'_4$  у вираз (1) отримаємо  $E_e^{\max}(x) = 5.423E_0$ . Тоді вираз для нормованого розподілу електричного поля типу коливань  $TEM_{30q}$  на плоскому дзеркалі ВР набуде вигляду

$$\left( \frac{E_e(x)}{E_e^{\max}(x)} \right) = \frac{4\sqrt{2}x}{5.423w_0} \exp\left(-\frac{x^2}{w_0^2}\right) \left[ \frac{4x^2}{w_0^2} - 3 \right]. \quad (20)$$

Для типу коливань  $TEM_{3012}$  ми отримали, що  $w_0 = 5,058$  мм. Результати розрахунків за форму-

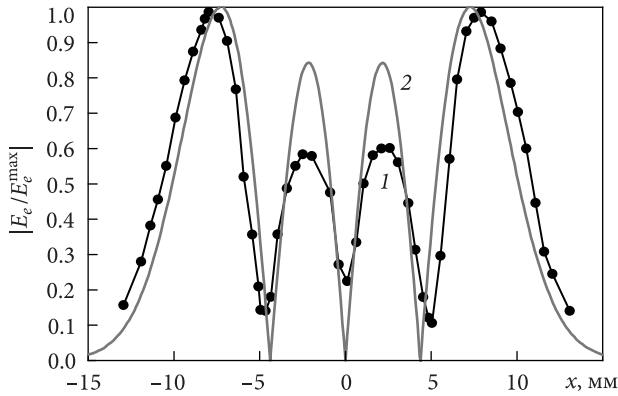


Рис. 9. Розподіл напруженості електричного поля типу коливань  $TEM_{1112}^*$  у напівсферичному ВР (площина  $xOz$ ): крива 1 — експеримент; крива 2 — розрахунок

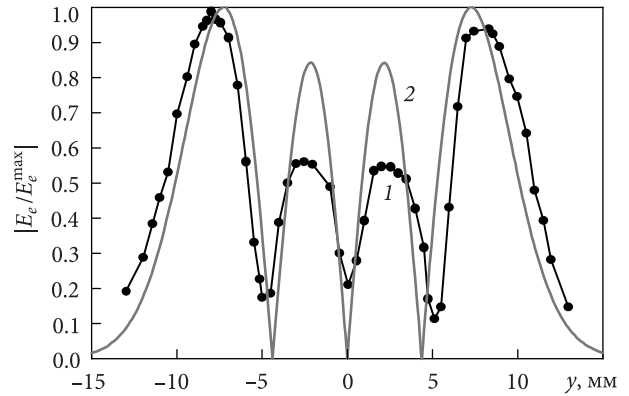


Рис. 10. Розподіл напруженості електричного поля  $TEM_{1112}^*$ -коливання у напівсферичному ВР (площина  $yOz$ ): крива 1 — експеримент; крива 2 — розрахунок

лою (20) подано на рис. 8 (крива 2). З отриманого графіка залежності бачимо добрий збіг виміряного та розрахункового розподілів електричної компоненти поля типу коливання  $TEM_{3012}$  у ВР. Це стосується зовнішніх плям полів розглянутого типу коливань. Істотно відрізняються виміряні та розрахункові максимальні значення напруженості електричного поля внутрішніх плям полів типу коливань  $TEM_{3012}$ . У площині, що перпендикулярна до площини  $xOz$  на рис. 1, виміряна напруженість електричного поля типу коливань, що розглядається, спадає в обидві сторони від осі резонатора. При цьому на осі резонатора  $E_e(x)/E_e^{\max}(x) = 0,178$ . Відмінність від нуля напруженості електричного поля типу коливань  $TEM_{3012}$  там, де розрахункове значення  $E_e(x)/E_e^{\max}(x)$  має дорівнювати нулю, пов'язане з кінцевими розмірами пробного тіла.

Тепер перемістимо поршень на відстань 9.182 мм від поверхні дзеркала. У резонаторі у цьому випадку має існувати вироджене аксіально-симетричне коливання  $TEM_{1112}^*$  ( $L/R = 0.646$ ). У площині  $xOz$  (рис. 1) виміряний розподіл напруженості електричного поля цього коливання наведено на рис. 9 (крива 1).

З рисунка бачимо, що наявність відрізка надрозмірного круглого хвилеводу в центрі плоског дзеркала ВР призводить до того, що зовнішній діаметр внутрішнього кільця  $TEM_{1112}^*$ -коливань стає більше від розрахункового (крива 2), визначеного за формулою (20). Він фактично збігається з діаметром відрізка круглого хвилеводу, що дорівнює 10 мм. У бік великих значень ( $\sim 2.5$  мм)

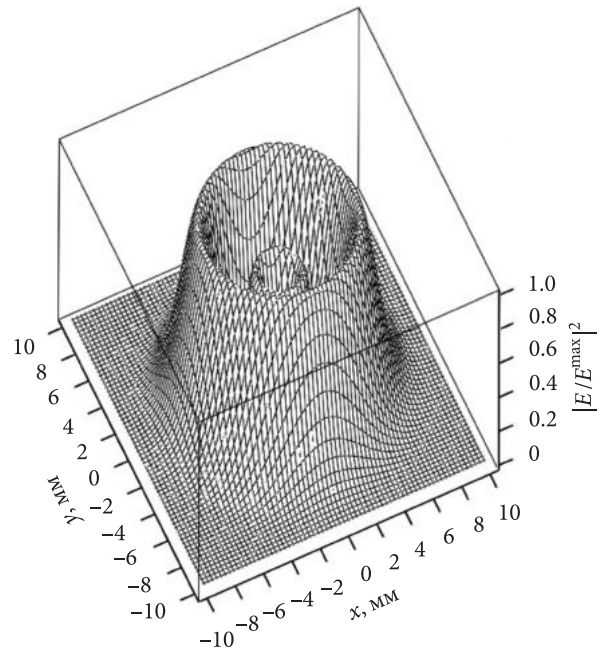


Рис. 11. Вироджене аксіально-симетричне  $TEM_{1112}^*$ -коливання

від осі резонатора зміщується максимум напруженості електричного поля у цьому кільці. Розрахункове значення цього максимуму  $\rho_2 = 0.42$ ,  $w_0 = 2.154$  мм. Таким чином, структура поля у цьому кільці повторює структуру електричного поля хвилі  $TE_{01}$  у відрізку круглого хвилеводу. Збільшення діаметра внутрішнього кільця типу коливань  $TEM_{1112}^*$  призводить до того, що з наближенням до країв дзеркала зміщується і зовнішнє кільце досліджуваних коливань. Як і в попередньому випадку, відрізняються виміряні та розрахункові максимальні значення напру-

женостей електричного поля внутрішнього кільця коливань, що розглядаються.

Практичний інтерес становить аналіз розподілу напруженості електричного поля типу коливань  $TEM_{1112}^*$  у площині, перпендикулярній площині рис. 1 (площина  $uOz$ ). Результати вимірювань (крива 1) і виконаних за формулою (20) розрахунків (крива 2) наведено на рис. 10. Як і в попередньому випадку, виміряні і розрахункові максимальні значення напруженостей електричного поля внутрішнього кільця коливання  $TEM_{1112}^*$  значно відрізняються. Крім того, зовнішній діаметр внутрішнього кільця досліджуваних коливань збільшився до діаметра круглого хвилеводу. Максимум напруженості електричного поля в цьому кільці практично збігається з максимальним значенням напруженості електричного поля хвилі  $TE_{01}$  в круглому хвилеводі ( $a/2 = 2.5$  мм). За рахунок збільшення діаметра внутрішнього кільця збільшується і зовнішній діаметр цього типу коливань на дзеркалі резонатора.

Проведені експериментальні дослідження показали, що коливання резонатора стає аксіально-симетричним за наявності відрізка надрозмірного круглого хвилеводу у центрі плоского дзеркала ВР. Це підтверджує правильність викладених вище припущень. При збудженні хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі нульові значення напруженості електричного поля потрапляють на край круглого хвилеводу. Таким чином, збуджувана у хвилеводі хвиля видозмінює тип коливань резонатора.

Для того щоб наочно продемонструвати, що являє собою вироджений аксіально-симетричний тип коливань  $TEM_{1112}^*$ , скористаємося виразом (1) і значенням  $w_0 = 5.058$  мм. Результати розрахунку подано на рис. 11.

Якщо порівняти наведений тип коливань з аналогічними коливаннями, описаними у роботі [10], неважко помітити, що вони відрізняються. У відомому виродженому аксіально-симетричному типу коливань  $TEM_{11q}^*$  амплітуда в центральному кільці завжди вища, ніж у зовнішньому. Такі типи коливань описуються функціями Лагерра—Гаусса. У коливанні, яке ми розглядаємо, все навпаки. Таке коливання описується функціями Ерміта—Гаусса.

Таким чином, з використанням відрізка надрозмірного круглого хвилеводу нам вдалося збудити у ВР вироджений аксіально-симетричний

тип коливань, який без додаткового елемента в резонаторі (відрізок круглого надрозмірного хвилеводу) у природі не існує.

## Висновки

Результати проведених досліджень дозволяють зробити низку важливих практичних висновків:

1. Наявність відрізка круглого надрозмірного хвилеводу в центрі одного із дзеркал резонатора призводить до перетворення аксіально-несиметричного  $TEM_{30q}$ -коливання на вироджене аксіально-симетричне  $TEM_{11q}^*$ -коливання.

2. Ефективність збудження хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі за допомогою вищих типів коливань ВР  $TEM_{30q}$  та  $TEM_{11q}^*$  невелика. З максимальною ефективністю, що дорівнює 0.955, зазначена хвиля збуджується у хвилеводі за допомогою внутрішнього кільця поля виродженого аксіально-симетричного  $TEM_{11q}^*$ -коливання. При цьому радіус круглого надрозмірного хвилеводу  $a$ , виконаного в центрі одного з дзеркал ВР, має дорівнювати  $0.993w_0$  ( $w_0$  — радіус плями поля основного типу коливань  $TEM_{00q}$  на цьому дзеркалі).

3. За оптимального вибору діаметра круглого хвилеводу втрати, пов'язані з перетворенням внутрішнього кільця поля  $TEM_{11q}^*$ -коливання на хвилевідну хвилю  $TE_{01}$ , будуть мінімальними. Проведені експериментальні дослідження показали, що в цьому випадку втрати в резонаторі зросли лише на 0.9 дБ.

4. Хвиля  $TE_{01}$  круглого хвилеводу та  $TEM_{11q}^*$ -коливання у ВР взаємопов'язані, тому внутрішнє кільце плями поля  $TEM_{11q}^*$ -коливання за своєю структурою стає схожим на хвилю  $TE_{01}$ .

5. Розглянутий у роботі ВР може бути застосований як накопичувальний резонатор при побудові компресорів електромагнітних імпульсів у діапазоні ВВЧ, оскільки втрати в резонансній системі збільшуються незначно, а сам круглий хвилевід є надрозмірним. У такому хвилеводі легко організувати інтерференційний перемикач, який може являти собою стрибок діаметра хвилеводу. Використовуючи резонанс на замкнених модах у такому розширенні хвилеводу, у резонансному об'ємі можна накопичити велику потужність і за малий проміжок часу вивести її у навантаження.

## БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. Диденко А.Н., Зеленцов В.И., Штейн Ю.Г., Юшков Ю.Г. Генерирование мощных СВЧ-импульсов наносекундной длительности. *Радиотехника и электроника*. 1972. Т. 17, № 7. С. 1545–1547.
2. Alvarez R., Birx D., Byrne D., Lauer E., and Scalapino D. Application of microwave energy compression to particle accelerators. *Part. accel.* 1981. Vol. 11, Iss. 3. P. 125–130.
3. Диденко А.Н., Юшков Ю.Г. *Мощные СВЧ импульсы наносекундной длительности*. Москва, СССР: Энергоатомиздат, 1984. 112 с.
4. Девятков Н.Д., Диденко А.Н., Замятина Л.Я., Разин С.В., Юшков Ю.Г. Формирование мощных импульсов при накоплении СВЧ энергии в резонаторе. *Радиотехника и электроника*. 1980. Т. 25, № 6. С. 1227–1230.
5. Alvarez R.A., Byrne D.P., and Johnson R.M. Prepulse suppression in pulse-compression cavities. *Rev. Sci. Instrum.* 1986. Vol. 57, Iss. 10. P. 2475–2480. DOI: 10.1063/1.1139096
6. Данилов Ю.Ю., Кузиков С.В., Павельев В.Г., Кошуринов Ю.И., Щегольков Д.Ю. Компрессор линейно-модулированных по частоте импульсов на основе кольцевого трехзеркального резонатора. *Журн. техн. физики*. 2005. Т. 75, вып. 4. С. 131–133.
7. Kuzmichev I.K., Melezhik P.N., and Poyedinchuk A.Ye. An open resonator for physical studies. *Int. J. Infrared Millim. Waves*. 2006. Vol. 27, Iss. 6. P. 857–869. DOI: 10.1007/s10762-006-9122-7
8. Попков А.Ю., Кузьмичев И.К. Открытый резонатор с отрезком круглого волновода: расчет и эксперимент. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2009. Т. 14, № 4. С. 425–432.
9. Кузьмичев И.К., Попков А.Ю., Рудь Л.А. Возбуждение  $TE_{11}$  и  $TE_{01}$  волн в коаксиальном волноводе, включенном в состав открытого резонатора. Часть I. Эффективность возбуждения. *Физические основы приборостроения*. 2012. Т. 1, № 3. С. 92–100.
10. Menzel R. *Photonics: Linear and Nonlinear Interactions of Laser Light and Matter*. 2nd ed. Berlin, Germany: Springer-Verlag Berlin and Heidelberg GmbH & Co. KG, 2007. 1024 p. ISBN: 978-3-540-23160-8.
11. 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.
12. Kogelnik H. Coupling and conversion coefficients for optical modes. *Quasi-Optics, Symposium on Quasi-Optics Proceedings*. Brooklyn, NY: Polytechnic Press, 1964. P. 333–347.
13. Кюн Р. *Микроволновые антенны*. Пер. с нем. под ред. М.П. Долуханова. Ленинград, СССР: Судостроение, 1967. 518 с.
14. 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
15. Maitland A., and Dunn M.H. *Laser Physics*. North-Holland Publishing Company. Amsterdam–London: 1969. 413 p. ISBN-13:978-0720401530.
16. Тарасов Л.В. *Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения*. Москва, СССР: Радио и связь, 1981. 440 с.
17. Валитов Р.А., Дюбко С.Ф., Камышан В.В. *Техника субмиллиметровых волн*. Под ред. Р.А. Валитова. Москва, СССР: Советское радио, 1969. 480 с.
18. Kuzmichev I.K., Muzychishin B.I., and Popkov A.Y. Summation of Powers in Open Resonator with Slotted Coupling Elements. *Adv. Electromagn.* 2021. Vol. 10, Iss. 3. P. 7–13. DOI: 10.7716/aem.v10i3.1721
19. Zhonghai Yang, Chongwen Lin, and Yingwei Zho. A Method for Measurement of Q-Factor at Millimeter Wavelength. *10th Int. Conf. Infrared and Millimeter Waves*. Conf. Dig. Lake Buena Vista, Fla, 9–13 Dec. 1985. New York, N.Y., 1985. P. 350–351. DOI: 10.1109/IRMM.1985.9126718
20. Лебедев И.В. *Техника и приборы СВЧ*. Том 1. Техника СВЧ. Москва, СССР: Высш. школа, 1970. 440 с.
21. 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

Стаття надійшла 27.04.2023

## REFERENCES

1. Didenko, A.N., Zelentsov, V.I., Stein, Yu.G., Yushkov, Yu.G., 1972. Generation of high-power nanosecond microwave pulses. *Radiotekhnika i elektronika*, **17**(7), pp. 1545–1547 (in Russian).
2. Alvarez, R., Birx, D., Byrne, D., Lauer, E., and Scalapino, D., 1981. Application of microwave energy compression to particle accelerators. *Part. accel.*, **11**(3), pp. 125–130.
3. Didenko, A.N., Yushkov, Yu.G., 1984. *Powerful microwave pulses of nanosecond duration*. Moscow, USSR: Energoatomizdat Publ. (in Russian).
4. Devyatkov, N.D., Didenko, A.N., Zamyatina, L.Ya., Razin, S.V., and Yushkov, Yu.G., 1980. Formation of powerful pulses during the accumulation of microwave energy in the resonator. *Radiotekhnika i elektronika*, **25**(6), pp. 1227–1230 (in Russian).
5. Alvarez, R.A., Byrne, D.P., and Johnson, R.M., 1986. Prepulse suppression in pulse-compression cavities. *Rev. Sci. Instrum.*, **57**(10), pp. 2475–2480. DOI: 10.1063/1.1139096
6. Danilov, Yu.Yu., Kuzikov, S.V., Pavelyev, V.G., Koshurinov, Yu.I., and Shchegol'kov, D.Yu., 2005. Compressor of linearly frequency-modulated pulses based on a ring three-mirror resonator. *Zh. Tekh. Fiz.*, **75**(4), pp. 131–133 (in Russian).

7. Kuzmichev, I.K., Melezhik, P.N., and Poyedinchuk, A.Ye., 2006. An open resonator for physical studies. *Int. J. Infrared Millim. Waves*, **27**(6), pp. 857–869. DOI: 10.1007/s10762-006-9122-7
8. Popkov, A.Yu., and Kuzmichev, I.K., 2009. Open resonator with fragment of circular waveguide: model computation and experiment. *Radio Phys. Radio Astron.*, **14**(4), pp. 425–432 (in Russian).
9. Kuzmichev, I.K., Popkov, A.Yu., and Rud, L.A., 2012. Excitation of  $TE_{11}$  and  $TE_{01}$  waves in a coaxial waveguide included in an open resonator. Part I. Excitation efficiency. *Physical Bases of Instrumentation*, **1**(3), pp. 92–100 (in Russian).
10. Menzel, R., 2007. *Photonics: Linear and Nonlinear Interactions of Laser Light and Matter*. 2nd ed. Berlin, Germany: Springer-Verlag Berlin and Heidelberg GmbH & Co. KG. ISBN: 978-3-540-23160-8.
11. 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.
12. 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.
13. Kyun, R., 1967. *Microwave Antennas*. Transl. from German and ed. by M.P. Dolukhanov. Leningrad, USSR: Sudostroyeniye Publ. (in Russian).
14. 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
15. Maitland, A., and Dunn, M.H., 1969. *Laser Physics*. North-Holland Publishing Company. Amsterdam–London. ISBN-13: 978-0720401530.
16. Tarasov, L.V., 1981. *Physics of processes in coherent optical radiation generators*. Moscow, USSR: Radio and Svyaz' Publ. (in Russian).
17. Valitov, R.A. ed., Dyubko, S.F., Kamyshan, V.V., 1969. *Submillimeter Wave Technique*. Moscow, USSR: Sovetskoe radio Publ. (in Russian).
18. Kuzmichev, I.K., Muzychishin, B.I., and Popkov, A.Y., 2021. Summation of Powers in Open Resonator with Slotted Coupling Elements. *Adv. Electromagn.*, **10**(3), pp. 7–13. DOI: 10.7716/aem.v10i3.1721
19. Zhonghai Yang, Chongwen Lin, and Yingwei Zho, 1985. A Method for Measurement of Q-Factor at Millimeter Wavelength. In: *10th Int. Conf. Infrared and Millimeter Waves*. Conf. Dig. Lake Buena Vista, Fla, 9–13 Dec. 1985. New York, N.Y., 1985, p. 350–351. DOI: 10.1109/IRMM.1985.9126718
20. Lebedev, I.V., 1970. *Techniques and microwave devices*. Vol. 1. Microwave technique. Moscow, USSR: Vysshaya Shkola Publ. (in Russian).
21. 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

Received 27.04.2023

I.K. Kuzmichov, O.E. Kogut,

B.I. Muzychishin, O.Yu. Popkov, O.B. Senkevych

O.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics NAS of Ukraine

12, Acad. Proskury St., Kharkiv, 61085, Ukraine

#### THE $TE_{01}$ WAVE EXCITATION IN A CIRCULAR WAVEGUIDE USING HIGHER-ORDER MODES OF AN OPEN RESONATOR

**Subject and Purpose.** Peculiarities of the  $TE_{01}$  wave excitation in a circular waveguide located in the center of the flat mirror of a hemispherical open resonator (OR) are studied using the OR oscillation type  $TEM_{30q}$  and the OR degenerate oscillation type  $TEM_{11q}^*$  in the extremely high frequency (EHF) range.

**Methods and Methodology.** The efficiency of the circular-waveguide  $TE_{01}$  wave excitation using the  $TEM_{30q}$  and  $TEM_{11q}^*$  types of OR oscillations is evaluated through the factor of antenna surface utilization. Amplitude distributions of the OR oscillation fields were measured by the trial body method.

**Results.** It has been established that the efficiency,  $\eta$ , of the  $TE_{01}$  wave excitation in the circular waveguide is not high when it is by use of the OR oscillation  $TEM_{30q}$ . Things are different when the  $TE_{01}$  wave is excited with the inner ring of the  $TEM_{11q}^*$  degenerate oscillation field whereby the  $\eta$  value shoots up to 95.5%, the circular waveguide section radius being  $a = 0.993w_0$ , where  $w_0$  is the radius of the field spot of the main oscillation type  $TEM_{00q}$  on the OR flat mirror. The experimental studies have confirmed that the  $TE_{01}$  wave excitation in the waveguide has high efficiency. The attachment of the circular oversized waveguide section worsens the OR loss by no more than 0.9 dB. The presence of the circular waveguide makes the  $TEM_{3012}$  oscillation type transform into the  $TEM_{1112}^*$  degenerate oscillation.

**Conclusions.** The considered OR can be used as a storage resonator in the construction of electromagnetic pulse compressors in the EHF range, since the resonant system loss increases insignificantly, and the circular waveguide itself is oversized. It is easy to implement an interference switch in such a waveguide.

**Keywords:** open resonator, circular waveguide, excitation efficiency, trial body, oscillation quality factor.