Міністерство освіти і науки України Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

> Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису

МЕДВЄДЄВ МИКОЛА ВОЛОДИМИРОВИЧ

УДК 537.87:621.396.677

ДИСЕРТАЦІЯ «ЗБУДЖЕННЯ ТА ВИПРОМІНЮВАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ СИСТЕМОЮ ЩІЛИН, ПРОРІЗАНИХ У ЗОВНІШНЬОМУ ПРОВІДНИКУ КОАКСІАЛЬНОЇ ЛІНІЇ»

Спеціальність 01.04.03 – «Радіофізика» (фізико-математичні науки)

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних

наук

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

М. В. Медвєдєв

Науковий керівник Катрич Віктор Олександрович, доктор фізикоматематичних наук, професор

Харків–2021

АНОТАЦІЯ

Медвєдєв М. В. Збудження та випромінювання електромагнітних хвиль системою щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізикоматематичних наук за спеціальністю 01.04.03 – радіофізика (фізикоматематичні науки). – Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, Харків, 2021.

Дисертаційну роботу присвячено розв'язанню актуальної задачі радіофізики, яка полягає у розвитку теорії випромінювачів магнітного типу та їхніх багатоелементних систем, розташованих у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, а також побудові на основі інтегральних рівнянь математичних моделей для їхнього багатопараметричного дослідження й аналізу.

Об'єкт дослідження – фізичні процеси збудження, випромінювання та розсіювання електромагнітних полів, що створюються щілинними випромінювачами, розташованими у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії.

Предмет дослідження – багатопараметричні залежності електродинамічних характеристик (частотно-енергетичних, частотнопросторових) електромагнітних полів від геометричних і електрофізичних параметрів коаксіальної лінії, систем поперечних кільцевих або дугових щілин та збуджуваних електродинамічних об'ємів.

У роботі із застосуванням методів розв'язання інтегральних рівнянь (метод моментів, метод Гальоркіна, метод наведених магніторушійних сил) розв'язано низку крайових задач електродинаміки щодо збудження й випромінювання електромагнітних хвиль поодинокими вузькими поперечними кільцевими і дуговими щілинами та їхніми системами, що довільних геометричних параметрів фідера та випромінювачів, а також електрофізичних характеристик внутрішнього та зовнішнього об'ємів коаксіальної лінії.

За результатами аналітичних та числових досліджень визначено, що поперечна складова електричного поля в поперечній дуговій щілині, прорізаній у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, має симетричний вигляд та з точністю не гірше 5 % може бути описана трьома непарними просторовими гармоніками за умови апроксимації розподілу електричного поля в щілині тригонометричними функціями. Отримано вирази для визначення діапазону довжин хвиль, за якого є можливою напівхвильова апроксимація поля в щілині. Обґрунтовано, що поле в кільцевій щілині буде постійним уздовж щілини за умови її збудження основною хвилею у коаксіальній лінії. Показано можливість створення широкосмугового $(\Delta \lambda / \lambda_{cep} = 20\% \div 40\%)$ щілинного випромінювача з високим коефіцієнтом випромінювання (більш ніж 0,9) у вигляді щілини в екрані напівнескінченної коаксіальної лінії. Виявлено, що, на відміну від дугової щілини, яка має резонансний характер енергетичних характеристик, діапазонні залежності енергетичних коефіцієнтів кільцевої щілини є нерезонансними та зберігаються незмінними у великому діапазоні довжин хвиль. Отримано наближені вирази для визначення робочої довжини хвилі дугової щілини.

Досліджено системи поперечних кільцевих щілин в екрані коаксіальної лінії – результати свідчать, що ці системи є широкосмуговими, їхні частотні характеристики залежать головним чином від характеристик решітки та фідерного тракту й не пов'язані з довжиною окремого щілинного випромінювача, на відміну від системи дугових щілин, де діапазонні залежності безпосередньо корелюють із довжинами щілин. Встановлено, що, використовуючи коаксіальну лінію з певними параметрами, необхідний тип та розміри випромінювальних елементів, можна створити випромінювальну систему з наперед заданими властивостями для практичного застосування, у

тому числі – у матеріальному середовищі з втратами. Для реалізації постійного амплітудного розподілу поля вздовж решітки дугових щілин необхідно обирати робочу довжину хвилі, що відмінна від резонансної довжини хвилі поодинокого випромінювача, – це дає змогу отримати прийнятний вигляд діаграми спрямованості антени. Показано можливість отримання високих коефіцієнтів випромінювання коаксіально-щілинної системи у випадках хвиль, коротших за резонансну, – в області двопроменевого режиму. Доведено необхідність врахування взаємодії під час розрахунку коаксіально-щілинних систем на базі нескінченної коаксіальної лінії, а також лінії з крайовим навантаженням. Встановлено, що за умови важливого для практики випадку, коли діелектрична проникність зовнішнього простору є більшою за проникність внутрішнього, решітка щілинних випромінювачів формує частотонезалежну пелюстку діаграми спрямованості, положення та форма якої практично не змінюються у широкій смузі довжин хвиль. Створення на базі коаксіальної лінії геометрично-неоднорідних щілинних систем (різні довжини випромінювачів, нееквідистантність розташування випромінювачів тощо) дає змогу істотно зменшити коефіцієнт відбиття та підвищити коефіцієнт корисної дії антени, керувати смугою робочих частот антенної системи у випадку збереження масогабаритних параметрів, реалізувати необхідну форму амплітудно-фазового розподілу поля вздовж коаксіально-щілинної антени.

Досліджено електродинамічні характеристики систем щілинних випромінювачів у навантаженій коаксіальній лінії та встановлено, що розміщення комплексного крайового навантаження із заданими параметрами коаксіальному філері лає додаткову можливість керування в характеристиками коаксіально-щілинної антени. Крайове навантаження дозволяє знизити коефіцієнт відбиття щілинної системи до рівня 0,1 за полем, зменшити габарити випромінювальної системи, поліпшити узгодження коаксіально-щілинної системи iз зовнішнім середовищем V вигляді діелектрика з високим значенням діелектричної проникності й рівнем втрат у Конструктивно найпростішим ефективним крайовим ньому. та

навантаженням є металева відбивальна торцева стінка у коаксіальному фідері. Змінюючи відстань від останнього щілинного випромінювача до торцевої стінки, можна керувати фазою відбитої хвилі, аналогічно випадку керованого навантаження, за умови не дуже жорстких вимог до масогабаритних характеристик системи. Недоліком такого крайового навантаження є неможливість поглинути частину хвилі, що може негативно позначиться на загальному коефіцієнті відбиття коаксіально-щілинної системи. Цей недолік усувається сукупним вибором параметрів щілинної системи й коаксіальної лінії з урахуванням характеристик зовнішнього середовища. Доведено, що встановлення ідеально відбивального крайового навантаження у коаксіальній лінії (напівнескінченна коаксіальна лінія) дає змогу досягнути коефіцієнта випромінювання поодинокого щілинного випромінювача на рівні, близькому до одиниці. Високий коефіцієнт випромінювання зберігається у широкому діапазоні довжин хвиль щілинного випромінювача у напівнескінченній коаксіальній лінії та істотно збільшується у порівнянні з лінією з узгодженим навантаженням. Керування шириною робочої смуги можливе внаслідок зміни відстані до крайового навантаження пропорційно до половини довжини хвилі в системі.

Наукова новизна отриманих результатів полягає в розвитку теорії, математичних моделей і методів розрахунку електродинамічних характеристик коаксіально-щілинних випромінювачів та їхніх багатопараметричних систем, а також у виявленні нових фізичних особливостей і закономірностей у формуванні електромагнітного поля такими структурами.

Уперше методи розв'язання інтегральних рівнянь (метод моментів, метод Гальоркіна, метод наведених магніторушійних сил) застосовано для розв'язання задачі збудження та випромінювання електромагнітних хвиль поодинокими поперечними кільцевими і дуговими щілинами та їхніми системами, що прорізані у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії з довільним кінцевим навантаженням. Здійснено дослідження та багатопараметричний аналіз цих випромінювачів. Встановлено фізичні залежності, які пов'язують коефіцієнти випромінювання та відбиття, провідності щілин, амплітудно-фазові розподіли поля на випромінювальній апертурі та діаграми спрямованості цих коаксіально-щілинних структур із розмірами щілинних елементів, радіусами провідників фідера й діелектричними характеристиками його зовнішнього та внутрішнього середовищ, відстанями та положеннями щілин у системі, параметрами кінцевого навантаження лінії у широкому діапазоні довжин хвиль.

Визначено, що діапазон довжин хвиль за рівнем половинної потужності коефіцієнта випромінювання дугової щілини у нескінченній коаксіальній лінії досягає Δλ/λ_{pe3} = 50% ÷ 60%, залежно від довжини щілини.

Уперше встановлено: якщо резонансна довжина хвилі дугової щілини довжини $l = \pi a_2$ ($a_2 -$ радіус зовнішнього провідника коаксіальної лінії) перебуває у багатомодовому діапазоні довжин хвиль фідера ($\lambda_{pe3} < \lambda_{H11}$), що відбувається у разі відношення радіусів коаксіальної лінії меншому, ніж удвічі ($a_2/a_1 < 2$), це призводить до зниження коефіцієнта випромінювання та спотворення форми залежності коефіцієнта випромінювання від довжини хвилі. З метою уникнення цього ефекту отримано наближені вирази, що пов'язують радіуси коаксіальної лінії з довжиною випромінювача.

З'ясовано, що характер випромінювання поодинокої кільцевої щілини в зовнішньому провіднику нескінченної коаксіальної лінії є нерезонансним, тому рівень коефіцієнта випромінювання не може досягати 0,5 за будь-яких умов. Показано, що вузька кільцева щілина в екрані коаксіальної лінії здатна ефективно випромінювати на будь-якій довжині хвилі, а її коефіцієнт випромінювання обмежується лише параметрами фідера та середовищ.

Уперше виявлено, що за умов випромінювання у матеріальне середовище з високими діелектричними проникностями ($\varepsilon^e > \varepsilon^i$) діаграма спрямованості системи щілин має частотонезалежну головну пелюстку, форма та напрямок якої є постійними. Встановлено, що в окремих випадках під час розрахунків енергетичних характеристик коаксіально-щілинної системи, яка

випромінює у зовнішнє середовище з великими втратами (tg $\delta \ge 0.8$), можна знехтувати взаємними зв'язками між випромінювачами, розташованими на відстанях більших, ніж чверть довжини хвилі, що істотно скорочує час розрахунків.

Уперше реалізовано спосіб керування характеристиками коаксіальнощілинної антенної решітки шляхом створення системи дугових щілин із нерегулярними довжинами випромінювачів, яка має коефіцієнт випромінювання більший, ніж 0,95, у широкому діапазоні робочих довжин хвиль ($\Delta\lambda/\lambda_{cep} = 44\%$), постійний або спадний до країв амплітудний розподіл поля та рівень бічних пелюсток діаграми спрямованості, що не перевищує 0,15.

Виявлено, що у напівнескінченній коаксіальній лінії відносний діапазон робочих довжин хвиль поодинокої дугової щілини за рівнем коефіцієнта випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2 \ge 0.9$ може досягати $\Delta\lambda/\lambda_{pe3} = 42$ %. Надмініатюрна відносно довжини хвилі кільцева щілина (l = 3,77 мм) зберігає високий коефіцієнт випромінювання ($|\Gamma_{\Sigma}|^2 \ge 0.9$) для довжин хвиль від 130 до 300 мм, коли відстань від щілини до торцевої стінки (D_{sh}) відповідає умові $D_{sh}/\lambda_{\varepsilon} < 0,1$.

Достовірність отриманих результатів підтверджується проведеними експериментальними дослідженнями та граничними переходами до відомих раніше розв'язків.

Практична значимість отриманих результатів полягає у наведених нижче висновках.

1. моделі коаксіально-шілинних Побудовані математичні випромінювальних структур та створені обчислювальні програми, які дають змогу провести багатопараметричний аналіз фізичних властивостей полів у таких структурах, а також виявлені закономірності частотно-просторових і частотно-енергетичних характеристик цих полів є основою для створення випромінювальних пристроїв iз якісно новими електродинамічними характеристиками.

2. Результати дисертаційної роботи можуть бути застосовані під час створення новітніх або покращення наявних систем бездротового зв'язку, в тому числі у важкодоступних місцях, а також систем виявлення, діагностичного та медичного обладнання, зокрема опромінювачів для внутрішньотканинної гіпертермії.

Ключові слова: електромагнітне поле, крайова задача електродинаміки, амплітуда, фаза, діаграма спрямованості, коаксіальна лінія, дугова щілина, кільцева щілина, щілинна решітка, коефіцієнт відбиття, коефіцієнт випромінювання.

ABSTRACT

Medvedev M. V. Excitation and radiation of electromagnetic waves by a system of slots cut in the external conductor of a coaxial line. - Manuscript.

Thesis for candidate's degree in Physics and Mathematics by specialty 01.04.03 - Radio Physics. – V. N. Karazin Kharkiv National University of the Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2021.

The dissertation is devoted to solving the current problem of radiophysics, which is to develop the theory of magnetic type radiators and their multielement systems located in the outer conductor of the coaxial line and creation based on integral equations of mathematical models for their multiparameter study and analysis.

The object of research is the physical processes of excitation, radiation, and scattering of the electromagnetic fields created by slot radiators located in the outer conductor of the coaxial line.

The subject of research is multiparametric dependences of electrodynamic (frequency-energy, frequency-space) characteristics of electromagnetic fields on geometric and electrophysical parameters of the coaxial line, of systems of transverse circumferential or arc slots, and being excited electrodynamic volumes.

The number of edge problems of electrodynamics concerning excitation and radiation of electromagnetic waves by single and by systems of narrow transverse circumferential or arc slots cut in the outer conductor of the coaxial line have been solved by induced magneto motive forces method, Galiorkin method, and method of moments. The problems have been solved on condition of geometric parameters of feeder and radiators, those of end load of the coaxial line, as well as the electrophysical characteristics of the inner and outer spaces of the structure, being arbitrary.

According to the results of analytical and numerical studies, it is determined that the transverse component of the electric field in the transverse arc slot of the outer conductor of the coaxial cable has a symmetrical shape and can be represented with three spatial harmonics, an accuracy of at least 5% using trigonometric functions. The expressions determining the waveband of admissible half-wave approximation of the slot field are obtained. It is substantiated that the field along the circumferential slot is constant if it is excited by the main wave in the coaxial line. The possibility of creating a broadband ($\Delta\lambda/\lambda_{mid} = 20\% \div 40\%$) slot radiator with a high radiation coefficient (greater than 0.9) in the form of a slot in the shield of the semi-infinite coaxial line is shown. It is found that, in contrast to the arc slot, which has a resonance character of energy characteristics, the frequency dependences of the energy coefficients, in the case of the circumferential slot, are nonresonant and remain unchanged over a wide waveband. Approximate expressions, the working wavelength of the arc slot to be determined, are obtained.

The systems of transverse circumferential slots in the coaxial line shield are studied, and it is proved that these systems are broadband. Their frequency characteristics depend mainly on the parameters of the array and feeder but do not depend on the length of the slot, in contrast to the arc slot systems, where waveband is directly related to the lengths of the slots. It is found that using a coaxial line with certain parameters and the required type and size of radiating elements, it is possible to design a radiating system with necessary properties for practical application, including material media with losses. To realize a constant amplitude distribution of the field along the arc slot array, it is necessary to use a working wavelength different from the resonant one of a single radiator, which gives a possibility to obtain an acceptable antenna pattern. It is shown that the absence of the limiting wavelength for the *T*-wave in a coaxial line allows reaching high radiation coefficients of the coaxial-slot system in the case of waves shorter than the resonant one in the region of the two-beam pattern. The interaction between slot elements in the system is investigated too, and the necessity of taking into account the interaction when calculating coaxial-slot systems based on an infinite coaxial line or a line with end load is demonstrated. It is established that in a case, being of great importance for practice, when the dielectric constant of the outer medium is greater than the

permittivity of the inner one, the array of slot radiators forms a frequencyindependent radiation pattern main lobe whose position and shape do not change in a wide waveband. The creation of geometrically inhomogeneous slot systems based on a coaxial line (different lengths of radiators, non-equidistant location of radiators, etc.) can significantly reduce the reflection coefficient and increase the efficiency of the antenna, allows also to change the operating frequency band of the antenna system keeping on its dimensional characteristics, and to form necessary phase and amplitude distributions of the field along the coaxial-slot antenna in a wide range of wavelengths.

The electrodynamic characteristics of slot radiator systems in a loaded coaxial line have been investigated, and it is accentuated that the complex end load with arbitrary parameters being placed in a coaxial feeder gives an additional opportunity to control the characteristics of a coaxial-slot antenna. The end load permits to reduce the reflection coefficient of the slot system to the level of 0.1 of the field level, reduce the dimensions of the radiating system, improve the accordance of the coaxial slot system with the outer dielectric medium with high permittivity and loss. The most simple and the most effective end load is a metal reflective wall of a coaxial cable end. By changing the distance from the last slot radiator to the end wall, it is possible to control the phase of the reflected wave similar to the case of controlled loading when there are not very strict requirements for the mass and size parameters of the system. The disadvantage of this end load is the inability to absorb part of the wave, so it can negatively affect the total reflection coefficient of the coaxial-slot system. This disadvantage is eliminated by the general choice of the slot system parameters and the feeder, taking into account the parameters of the outer medium. It is shown that the installation of a perfectly reflecting end load in a coaxial feeder (semi-infinite coaxial line) allows the radiation coefficient of a single slot radiator to achieve a level close to unity. The high radiation coefficient is maintained over a wide waveband of the slot radiator of a semi-infinite coaxial line and grows significantly in comparison with the infinite

one. Controlling the operating bandwidth is possible by changing the distance to the end load in proportion to the half of the wavelength in the system.

The scientific novelty of obtained results is the development of theory, mathematical models, and methods of calculating the electrodynamic characteristics of coaxial-slot radiators and their multiparameter systems, as well as identifying new physical features and dependences during the formation of electromagnetic fields.

For the first time, methods of solving integral equations (method of moments, Galiorkin method, induced magnetomotive forces method) have been used to solve the problem of excitation and radiation of electromagnetic waves by single transverse circumferential and arc slots and their systems, cut in the outer conductor of coaxial line with an arbitrary end load. The research and multiparameter analysis of these structures have been conducted. Physical laws connecting the coefficients of radiation and reflection, slot conductivity, amplitude-phase distributions of the field of the radiating aperture, and radiation patterns of these coaxial-slot structures with the sizes of slot elements, radii of feeder conductors, dielectric characteristics of inner and outer volumes, the positions of the slots in the system, and the parameters of the end-load of the line in a wide range of wavelengths are determined.

It is shown that the range of wavelengths at the half power level of the arc slot radiation coefficient in the infinite coaxial line reaches $\Delta\lambda/\lambda_{res} = 50\% \div 60\%$, depending on the slot length.

It is established for the first time that if the resonant wavelength of the arc slot of length $l = \pi a_2$ (a_2 is the radius of the outer conductor of the coaxial cable) is in the multimode range of feeder wavelengths ($\lambda_{res} < \lambda_{H11}$), which occurs when the radii of the coaxial line ($a_2/a_1 < 2$), this leads to decreasing of the radiation coefficient and distortion of the dependence curve of the radiation coefficient on the wavelength. To avoid this effect, approximate relations connecting the radii of the coaxial line to the length of the radiator have been obtained.

Also, it is established that the nature of the radiation of a single circumferential slot in the outer conductor of an infinite coaxial line is nonresonant,

so the level of the radiation coefficient cannot reach 0.5 on any conditions. It is shown that a narrow circumferential slot in the shield of a coaxial line is able to radiate efficiently at any wavelength, and its radiation coefficient is limited only by the parameters of the feeder and media.

First, it has been found that in the case of radiation in a material medium with high dielectric constants ($\varepsilon^e > \varepsilon^i$), the radiation pattern of the slot array has a frequency-independent main lobe whose shape and direction are constant. It is established that in certain cases of calculating the energy characteristics of the coaxial-slot system radiating into the medium with a large loss (tg $\delta \ge 0.8$), it is possible to neglect the interaction between the radiators located at distances greater than a quarter wavelength which significantly decreases the calculation time.

For the first time, a method of controlling the characteristics of a coaxial-slot antenna array is realized: the forming a system of arc slots with nonregular radiator lengths, whose radiation coefficient is more than 0.95 in a wide range of operating wavelengths ($\Delta\lambda/\lambda_{mid} = 44\%$), amplitude distribution, being constant or decreasing to both ends of the array, and the level of the side lobes of pattern does not exceed 0.15.

It has been found that in a semi-infinite coaxial line, the range of working wavelengths of a single arc slot above the level of the radiation coefficient $|\Gamma_{\Sigma}|^2 \ge 0.9$ can achieve 42%. Supertiny circumferential slot (l = 3.77 mm) in relation to the wavelength keeps a high radiation coefficient ($|\Gamma_{\Sigma}|^2 \ge 0.9$) for wavelengths from 130 mm up to 300 mm when the distance from the slot to the end wall (D_{sh}) satisfies condition $D_{sh}/\lambda_{\varepsilon} < 0.1$.

The reliability of the results obtained is proved by experimental studies and by the known results of other authors.

The practical significance of the results is as follows:

1. Mathematical models of coaxial-slot radiating structures and computing programs that allow a multiparametric analysis of physical properties of fields in structures of this kind, as well as identified patterns of frequency-spatial and frequency-energy characteristics of these fields are the basis for creating radiating devices of high-quality new electrodynamic characteristics. 2. The results of the dissertation can be applied in the creation of new or improving current wireless communication systems, including those in hard-toreach places, detection systems, diagnostic and medical equipment, in particular, such as irradiators for interstitial hyperthermia.

Keywords: electromagnetic field, edge problem of electrodynamics, amplitude, phase, radiation pattern, coaxial line, arc slot, circumferential slot, slot array, reflection coefficient, radiation coefficient.

Список публікацій здобувача:

Наукові праці, в яких опубліковано основні наукові результати дисертації:

1. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., **Medvedev N. V.** A Slot Radiator in a Coaxial Line. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2011. Vol. 70, № 5. P. 395–411. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v70.i5.20 ; Катрич В. А., Лященко В. А., **Медведев Н. В.** Щелевой излучатель в коаксиальной линии. *Радіофізика та електроніка*. 2010. Т. 15, № 1. С. 7–16.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики дугової щілини, прорізаної у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні наукової статті.)

2. Катрич В. А., Лященко В. А., Медведев Н. В. Коаксиальнощелевой излучателью *Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб.* 2010. Вип. 163. С. 183–190.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики кільцевої щілини, прорізаної у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні наукової статті.)

3. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., **Medvedev N. V.** Radiation from a Slot Array in Coaxial Line Screen. *Radio Physics and Radio Astronomy*. 2012. Vol. 3, № 4. P. 325–335. DOI: 10.1615/RadioPhysicsRadioAstronomy.v3.i4.60 ; Катрич В. А., Лященко В. А., **Медведев Н. В.** Излучение из системы щелей в

экране коаксиальной линии. *Радиофизика и радиоастрономия*. Харьков, 2012. Т. 17, № 2. С. 146–156.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики систем кільцевих та дугових щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні наукової статті.)

4. **Медведев Н. В.** Излучение в материальную среду системы щелей в экране коаксиальной линии. *Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка».* 2012. № 1038, Вип. 21. С. 11–16.

5. Катрич В. А., Лященко В. А., Медведев Н. В. Многоэлементные системы щелевых излучателей в экране полубесконечной коаксиальной линии. *Радиофизика и радиоастрономия*. Харьков, 2013. Т. 18, № 4. С. 309–322.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики поодиноких та систем кільцевих та дугових щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику напівнескінченної коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні наукової статті.)

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

6. Катрич В. А., Лященко В. А., Медведев Н. В. Многоэлементные системы коаксиально-щелевых излучателей. *СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии: материалы 21-й Междунар. Крым. конф. КрыМиКо'11.* Севастополь, 2011. С. 545–546.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики систем кільцевих та дугових щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.)

7. Катрич В. А., Лященко В. А., **Медведев Н. В.** Щелевой излучатель в полубесконечной коаксиальной линии. *СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии: материалы 22-й Междунар. Крым. конф. КрыМиКо'12.* Севастополь, 2012. С. 495–496.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики поодиноких кільцевих та дугових щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику напівнескінченної коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.)

8. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., **Medvedev N. V.** Radiation from the transverse slot cut in a coaxial line in the lossy material medium. *UWBUSIS'6: Proceedings of 6th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals*, Sept. 2012, Sevastopol, 2012. P. 78–80. DOI: <u>https://doi.org/10.1109/UWBUSIS.2012.6379738</u>.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики кільцевих та дугових щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, яка розміщена у матеріальному середовищі, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.) 9. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., **Medvedev N. V.** The Frequency-Energy and Spatial Characteristics of the Coaxial-Slot Array. *ICATT'13: Proc. on 9th Int. Conference on Antenna Theory and Techniques.* 2013, Odessa, 2013. P. 148–150. DOI: <u>https://doi.org/10.1109/ICATT.2013.6650707</u>.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що електродинамічні характеристики систем описують дугових шілин, v зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, прорізаних розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.)

10. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., **Medvedev N. V.** The Influence of Interconnection Between the Radiators on the Energy and Directional Characteristics of Coaxial-Slot Antenna. *UWBUSIS'7: Proceedings of 7th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 2014.* Kharkiv, 2014. P. 71–74.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що електродинамічні характеристики описують систем дугових щілин, прорізаних зовнішньому провіднику коаксіальної розробка V лінії, комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.)

11. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., **Medvedev N. V.** Energy Characteristics of the Slot System in the Screen of Coaxial Line With Controlled Termination. *ICATT'15: Proc. on 10th Int. Conference on Antenna Theory and Techniques.* 2015, Kharkiv, 2015. P. 216–218. DOI: https://doi.org/10.1109/ICATT.2015.7136834.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики поодиноких та систем

кільцевих та дугових щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії з довільним кінцевим навантаженням, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.)

12. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., **Medvedev N. V.** Electrodynamic Characteristics of Multielement Coaxial-Slot Antenna. *UWBUSIS'8: Proceedings of 8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 2016.* Odessa, 2016. P. 221–224. DOI: https://doi.org/10.1109/UWBUSIS.2016.7724194.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що електродинамічні характеристики систем описують дугових щілин, прорізаних V зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.)

13. Katrich V. A, Lyashchenko V. A., **Medvedev N. V.** Coaxial-Slot Antenna Array With Different Lengths of Radiators. *UkrMiCo'2016: Proceedings of 1th International Conference RadioElectronics and InfoCommunications, 2016.* Kyiv, 2016. P. 1–4. DOI: <u>https://doi.org/10.1109/UkrMiCo.2016.7739607</u>.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики систем дугових щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.)

14. Katrich V. A., **Medvedev N. V.** Homogeneous and Inhomogeneous Array of Circumferential Slots in the Coaxial Line Shield. *UKRCON-2019: IEEE*

2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering, 2019. Lviv, 2019. P. 172–176. DOI: https://doi.org/10.1109/UKRCON.2019.8879926.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики систем дугових щілин, зовнішньому провіднику коаксіальної прорізаних v лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.)

Наукові праці, які додатково відображають наукові результати дисертації:

15. Катрич В. А., Лященко В. А., **Медведев Н. В.** Влияние оконечной нагрузки на энергетические характеристики систем щелей в экране коаксиальной линии. *Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб.* 2015. Вип. 183. С. 97–104.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики поодиноких та систем кільцевих та дугових щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії з довільним кінцевим навантаженням, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні наукової статті.)

16. Катрич В. А., Лященко В. А., **Медведев Н. В.** Многоэлементные системы дуговых щелей в экране коаксиальной линии. *Радиофизика и радиоастрономия*. Харьков, 2016. Т. 21, № 4. С. 298–310.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики систем дугових щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні наукової статті.)

17. Катрич В. А., Лященко В. А., **Медведев Н. В.** Многоэлементные системы кольцевых щелей в экране коаксиальной линии. *Радиофизика и радиоастрономия*. Харьков, 2017. Т. 22, № 3. С. 222–230.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики систем кільцевих щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні наукової статті.)

18. Lyashchenko V. A., **Medvedev N. V.**, Olefir A. V. Electromagnetic Near-Field of Circumferential Slot Cut in Coaxial Line Shield. *ICATT'17: Proceedings on 11th International Conference on Antenna Theory and Techniques,* 2017. Kyiv, 2017. P. 96–99. DOI: <u>https://doi.org/10.1109/ICATT.2017.7972593</u>.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують ближні поля кільцевої щілини, прорізаної у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.)

19. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., **Medvedev N. V.**, Olefir A. V. Electromagnetic Near-Field of Arc Slot, Cut in Coaxial Line Shield. *DIPED'2017: Proc. of 22nd Int. Seminar/Workshop Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory*, 25-28 September 2017. Dnipro, 2017. P. 157–161. DOI: <u>https://doi.org/10.1109/DIPED.2017.8100586</u>

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують ближні поля дугової щілини, прорізаної у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.)

20. Lyashchenko V., Yatsuk L., **Medvedev N.** Mathematical Model of Transverse Circumferential Slots in Coaxial Line Shield With Nonhomogeneous Dielectric Interior. *UWBUSIS'9: Proceedings of 9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 2018.* Odessa, 2018. P. 366–371. DOI: <u>http://dx.doi.org/10.1109/UWBUSIS.2018.8520068.</u>

(Особистий внесок здобувача: участь у отриманні математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики дугової щілини, прорізаної у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії над діелектричною вставкою, написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.)

3MICT

ВСТУП	. 25
РОЗДІЛ 1. АНАЛІЗ СТАНУ ТА МЕТОДИ РОЗВ'ЯЗАННЯ ЗАДАЧІ	
ВИПРОМІНЮВАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ ЩІЛИННИМИ	
СИСТЕМАМИ У ЦИЛІНДРИЧНИХ ПОВЕРХНЯХ	. 35
1.1. Переваги та недоліки щілинних випромінювачів	35
1.2. Щілини в криволінійних поверхнях	. 38
1.3. Методи дослідження щілинних випромінювачів в екрані	
коаксіальної лінії	. 40
Висновки до розділу 1	. 51
РОЗДІЛ 2. ЗБУДЖЕННЯ ТА ВИПРОМІНЮВАННЯ	
ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ ПООДИНОКОЮ ПОПЕРЕЧНОЮ	
ЩІЛИНОЮ, ПРОРІЗАНОЮ У ЗОВНІШНЬОМУ ПРОВІДНИКУ	
КОАКСІАЛЬНОЇ ЛІНІЇ	. 53
2.1. Постановка задачі та її розв'язання	. 53
2.2. Функції розподілу електричного поля на поверхні щілин	. 61
2.3. Результати числових досліджень та їх аналіз	. 69
2.3.1. Вплив параметрів коаксіальної лінії і дугової щілини на її	60
електродинамічні характеристики	. 69
2.3.2. Вплив параметрів коаксіальної лінії і кільцевої щілини на її електродинамічні характеристики	78
2.3.3. Випромінювання поодинокої поперечної щілини в матеріальн	Ie
середовище	. 84
2.4. Достовірність отриманих результатів	. 92
Висновки до розділу 2	. 93
РОЗДІЛ 3. ЗБУДЖЕННЯ ТА ВИПРОМІНЮВАННЯ	
ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ СИСТЕМАМИ ЩІЛИН, ПРОРІЗАНИХ У	y
ЗОВНІШНЬОМУ ПРОВІДНИКУ КОАКСІАЛЬНОЇ ЛІНІЇ	. 96
3.1. Постановка задачі та її розв'язання	. 97
3.2. Енергетичні характеристики систем поперечних щілин в екрані коаксіальної лінії	105
3.3. Взаємодія між випромінювальними елементами	113

3.4. Просторові характеристики систем поперечних щілин в екрані коаксіальної лінії
3.5. Достовірність отриманих результатів 134
Висновки до розділу 3 137
РОЗДІЛ 4. ЗБУДЖЕННЯ ТА ВИПРОМІНЮВАННЯ
ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ ПООДИНОКИМИ ЩІЛИНАМИ ТА
СИСТЕМАМИ ЩІЛИН, ПРОРІЗАНИХ У ЗОВНІШНЬОМУ ПРОВІДНИКУ
КОАКСІАЛЬНОЇ ЛІНІЇ З КІНЦЕВИМ НАВАНТАЖЕННЯМ 140
4.1. Постановка задачі та її розв'язання140
4.2. Вплив параметрів кінцевого навантаження на характеристики щілинної системи у коаксіальній лінії150
4.3. Розсіяння електромагнітних хвиль системами дугових та кільцевих щілин в екрані напівнескінченної коаксіальної лінії
4.4. Дослідження взаємодії між щілинними випромінювачами у екрані напівнескінченної коаксіальної лінії172
4.5. Достовірність отриманих результатів 179
Висновки до розділу 4180
ВИСНОВКИ
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ189
ДОДАТОК А

ВСТУП

Обгрунтування вибору теми дослідження.

Для розв'язання багатьох прикладних задач радіофізики й електроніки в галузі створення сучасних радіоелектронних систем і радіотехнічних комплексів, основними складовими елементами яких є приймальнопередавальні антенні системи та пристрої антенно-фідерного тракту, широке застосування мають саме хвилеводно-щілинні структури. Це, зокрема, антени невиступаючого типу на аерокосмічних апаратах, антени радіометрів, навігаційних систем, систем аерокосмічного та наземного зв'язку, сучасних НВЧ-пристроїв та обладнання, антени радіолокаційних систем, систем керування, виявлення, зв'язку та інших пристроїв, систем і комплексів різного призначення для різних сфер і галузей застосування й умов їхнього базування.

Різноманіття форм щілинних елементів, розташування їх у різного типу хвилеводних трактах, і можливість використання особливостей режимів їхнього збудження є основою для розв'язання задач зі створення ефективних випромінювальних пристроїв і систем з необхідними масогабаритними, технічними та електродинамічними характеристиками. Такі пристрої є базовими елементами для створення сучасних НВЧ-систем і поліпшення робочих характеристик існуючих радіоелектронних систем і пристроїв, оскільки забезпечують функціональну ефективність високу їхнього практичного застосування. Освоєння НВЧ діапазону хвиль пов'язане також із перспективністю застосування випромінювальних різної пристроїв конфігурації широкосмугових i високоефективних основі на випромінювальних систем на базі щілинних структур, які дозволяють використовувати нові функціональні особливості таких елементів і вузлів.

Коаксіально-щілинні антени у вигляді систем щілин у зовнішніх провідниках коаксіальних ліній – так звані випромінювальні кабелі – широко застосовуються в найрізноманітніших радіоелектронних і радіотехнічних

системах та комплексах. Використовуються антени подібного типу В стільниковому зв'язку, системах забезпечення мобільному. зв'язки V важкодоступних місцях, у радарних установках, охоронних системах тощо [1-55]. Особливе місце займають дослідження, проведені за допомогою випромінювальних кабелів у медицині та біології [56-102]. В останні роки спостерігається бурхливий розвиток засобів рухомого зв'язку, радіозв'язку призначення в місцях, ЩО певну специфіку: спеціального мають метрополітенах, транспортних тунелях, підземних торгівельних центрах тощо [3-26]. Швидко розвиваються корпоративні мережі, в тому числі на територіях промислових і спеціальних комплексів, що являють собою сильно екрановані споруди виробничого, службового й іншого призначення. У всіх вказаних випадках ефективними антенами є випромінювальні кабелі, оскільки вони досить просто забезпечують збудження великої кількості випромінювачів, малі габарити, порівняно низьку вартість та не мають частин, що виступають. Різноманіття галузей використання випромінювальних кабелів, різні вимоги, висуваються параметрів і електродинамічних характеристик шо ДО випромінювальних систем, ставлять перед розробниками антенних систем задачі з вивчення електромагнітних полів у всіх зонах спостереження таких випромінювачів. Випромінювання у ближній зоні щілин, прорізаних в екранах надмініатюрних кабелів, використовується в діагностичній терапії, у лікувальній гіпертермії – локальному внутрішньому нагріванні тканин або органів людини [56-102]. Найважливішою вимогою при цьому є забезпечення високого і стабільного коефіцієнта випромінювання у матеріальне середовище із втратами за умов малої кількості щілинних випромінювачів. Для стільникового та іншого бездротового зв'язку в тунелях, у метрополітені й інших підземних спорудах із використанням випромінювального кабелю також необхідно знати розподіл електромагнітного поля на відстанях, менших робочої довжини хвилі, тобто в області ближнього поля [3-26]. При цьому важливо мати рівномірний розподіл поля вздовж коаксіально-щілинного фідеру на опромінюваних ділянках з великою протяжністю. Поля у дальній зоні, що створюються коаксіально-щілинними системами застосовують, наприклад, у радарних установках, у низькоорбітальних мобільних комплексах, наприклад, LEO-MSAT, охоронних системах тощо [27-40].

Незважаючи на велику кількість робіт, присвячених випромінювальним коаксіальним кабелям, у літературі відсутні вичерпні дослідження електродинамічних характеристик коаксіально-щілинних антен та способів керування їхніми характеристиками. Задача про випромінювання електромагнітних хвиль системою щілин в екрані коаксіальної лінії є багатопараметричною, і багато питань, які пов'язані з особливостями розрахунку характеристик випромінюваних електромагнітних полів та практичною реалізацією антенних решіток з різними вимогами до їхніх електродинамічних параметрів i характеристик, перспективних ДЛЯ застосування у радіоелектронних пристроях і системах різного призначення не наведено в літературі.

Тому актуальною є задача розвитку теорії, створення математичних i методів розрахунку електродинамічних моделей структур різних базі коаксіальної лінії багатопараметричному її конфігурацій на y формулюванні, а також дослідження цих структур у широких діапазонах зміни геометричних та електрофізичних параметрів з метою виявлення фізичних закономірностей формування випромінюваного електромагнітного поля коаксіально-щілинними структурами, що становить основу для вироблення технічної розробки, рекомендацій 3 проєктування та реалізації функціональними конкурентоспроможних новими за можливостями випромінювальних елементів, структур, пристроїв і систем НВЧ діапазону хвиль та розширенню їхньої елементної бази.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами і темами.

Дисертаційні дослідження проводились відповідно до таких фундаментальних науково-дослідних робіт Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна: «Збудження, розсіяння та формування електромагнітних полів магнітними та електричними випромінювальними структурами у матеріальному середовищі» (номер державної реєстрації 2008 0108U001643. р.–2010 р.), «Електродинаміка систем лінійних випромінювачів: вібраторів з розподіленим імпедансом і вузьких щілин» (номер державної реєстрації 011U002465, 2011 р.–2013 р.), «Формування дифракційних полів у складних електродинамічних об'ємах з ідеально провідними й імпедансними границями за допомогою метало-діелектричних включень та отворів зв'язку» (номер державної реєстрації 0114U002584, 2014 p.-2016 p.). «Електродинамічні характеристики багатофункціональних випромінюючих структур: випромінювання, розсіяння, дифракція, імпедансні покриття, крайові ефекти» (номер державної реєстрації 0117U004848, 2017 р.-2019 р.), в яких автор був виконавцем і його науковий внесок відображено в дисертації.

Мета і завдання дослідження.

Метою дисертаційної роботи є виявлення фізичних закономірностей збудження та випромінювання електромагнітних полів поодинокими кільцевими та дуговими щілинами та системами цих щілин, розташованих у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії на основі створених фізикоматематичних моделей цих процесів, розвинення методів і створення алгоритмів, придатних для проведення багатопараметричних розрахунків електродинамічних характеристик таких випромінювальних коаксіальнощілинних структур за умов довільної кількості випромінювальних щілинних елементів і їх геометричних і електрофізичних параметрів.

Для досягнення поставленої мети необхідно розв'язати такі задачі:

• розробити математичні моделі, розвинути методи розрахунку та дослідити електродинамічні характеристики поодинокої дугової поперечної

щілини, прорізаної у зовнішньому провіднику нескінченної коаксіальної лінії у багатопараметричній постановці задачі;

 розробити математичні моделі, розвинути методи розрахунку та дослідити електродинамічні характеристики поодинокої кільцевої поперечної щілини, прорізаної у зовнішньому провіднику нескінченної коаксіальної лінії у багатопараметричній постановці задачі;

• розробити математичні моделі, розвинути методи розрахунку та дослідити електродинамічні характеристики систем поперечних дугових і кільцевих щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику нескінченної коаксіальної лінії у багатопараметричній постановці задачі;

• розробити математичні моделі, розвинути методи розрахунку та дослідити електродинамічні характеристики поодиноких дугових і кільцевих поперечних щілин і їх систем, прорізаних у зовнішньому провіднику навантаженої коаксіальної лінії у багатопараметричній постановці задачі.

Об'єкт дослідження.

Об'єктом дослідження в дисертаційній роботі є фізичні процеси збудження, випромінювання та розсіювання електромагнітних полів, що створюються щілинними випромінювачами, розташованими у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії.

Предмет дослідження.

Предметом дослідження є багатопараметричні залежності електродинамічних характеристик (частотно-енергетичних, частотнопросторових) електромагнітних полів від геометричних і електрофізичних параметрів коаксіальної лінії, систем поперечних кільцевих або дугових щілин та збуджуваних електродинамічних об'ємів.

Методи дослідження.

Для розв'язання поставлених завдань у роботі використано такі методи: наведених магніторушійних сил (використано для побудови метод математичної моделі коаксіально-щілинних систем і визначення їхніх характеристик), метод Гальоркіна (використано для визначення дотичної складової поля у щілинному випромінювачі), метод функції Гріна (використано для отримання власних і взаємних зовнішніх провідностей щілинних випромінювачів на поверхні провідного циліндра), метод власних (використано для отримання власних і взаємних внутрішніх ХВИЛЬ провідностей щілинних випромінювачів в екрані коаксіальної лінії), методи теорії функцій комплексної змінної (використані для визначення амплітуднофазових розподілів, активних і реактивних складових провідностей), методи обчислювальної математики та програмування (використані для обчислення сум рядів, інтегралів при числовому моделюванні та розрахунках).

Наукова новизна отриманих результатів.

Наукова новизна одержаних результатів полягає в розвитку теорії, i методів математичних молелей розрахунку електродинамічних характеристик коаксіально-щілинних випромінювачів довільної довжини й багатопараметричних систем таких випромінювачів, а також у виявленні нових фізичних особливостей i закономірностей y формуванні електромагнітного поля такими структурами.

Уперше методи розв'язання інтегральних рівнянь (метод моментів, метод Гальоркіна, метод наведених магніторушійних сил) застосовано для розв'язання задачі збудження та випромінювання електромагнітних хвиль поодинокою та системами поперечних кільцевих і дугових щілин, прорізаних в екрані коаксіальної лінії з довільним кінцевим навантаженням і проведено дослідження та багатопараметричний аналіз цих випромінювачів. Встановлено фізичні залежності, які пов'язують коефіцієнти випромінювання та відбиття, провідності щілин, амплітудно-фазові розподіли поля на випромінювальній апертурі та діаграми спрямованості цих коаксіальнощілинних структур із розмірами щілинних елементів, радіусами провідників фідеру та діелектричними характеристиками його зовнішнього та внутрішнього середовища, відстанями та положеннями щілин у системі, параметрами кінцевого навантаження лінії у широкому діапазоні довжин хвиль.

Встановлено, що діапазон довжин хвиль за рівнем половинної потужності коефіцієнта випромінювання дугової щілини у нескінченній коаксіальній лінії досягає $\Delta\lambda/\lambda_{pe3} = 50\% \div 60\%$, в залежності від довжини щілини.

Уперше встановлено, що якщо резонансна довжина хвилі дугової щілини довжини $l = \pi a_2 (a_2 - padiyc зовнішнього провідника коаксіальної лінії)$ $знаходиться у багатомодовому діапазоні довжин хвиль фідеру (<math>\lambda_{pe3} < \lambda_{H11}$), що має місце при відношенні радіусів коаксіальної лінії меншому ніж у двічі ($a_2/a_1 < 2$), це призводить до зниження коефіцієнта випромінювання та спотворення форми залежності коефіцієнту випромінювання від довжини хвилі. Для уникнення цього ефекту отримано наближені вирази, що пов'язують радіуси коаксіальної лінії із довжиною випромінювача.

Встановлено, що характер випромінювання поодинокої кільцевої щілини в зовнішньому провіднику нескінченної коаксіальної лінії є нерезонансним, тому рівень коефіцієнта випромінювання не може досягати значення 0,5 за будь-яких умов. Показано, що вузька кільцева щілина у екрані коаксіальної лінії здатна ефективно випромінювати на будь-якій довжині хвилі, а її коефіцієнт випромінювання обмежується лише параметрами фідеру та діелектриків, що заповнюють внутрішній і зовнішній об'єми коаксіальної лінії.

Уперше виявлено, що за умов випромінювання у матеріальне середовище з високими діелектричними проникностями ($\varepsilon^e > \varepsilon^i$) діаграма спрямованості систем щілин має частотнонезалежну головну пелюстку, форма та напрямок якої є постійними. Встановлено, що в окремих випадках при розрахунках енергетичних характеристик коаксіально-щілинної системи, яка випромінює у зовнішнє середовище з великими втратами (tg $\delta \ge 0.8$), можна

знехтувати взаємними зв'язками між випромінювачами, які розташовані на відстанях більших за чверть довжини хвилі, що істотно скорочує час розрахунків.

Уперше реалізовано спосіб поліпшення характеристик коаксіальнощілинної антенної решітки шляхом створення системи дугових щілин з нерегулярними довжинами випромінювачів при забезпеченні коефіцієнта випромінювання більшого за 0,95 у широкому діапазоні робочих довжин хвиль ($\Delta\lambda/\lambda_{cep} = 44\%$), постійного або спадного до країв амплітудного розподілу поля та рівня бічних пелюсток діаграми спрямованості, що не перевищує значення 0,15.

Виявлено, що у напівнескінченній коаксіальній лінії діапазон робочих довжин хвиль поодинокої дугової щілини за рівнем коефіцієнту випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2 \ge 0.9$ може досягати $\Delta\lambda/\lambda_{pe3} = 42\%$. Надмініатюрна по відношенню до довжини хвилі кільцева щілина (l = 3,77 мм) зберігає високий коефіцієнт випромінювання ($|\Gamma_{\Sigma}|^2 \ge 0.9$) для довжин хвиль від 130 мм до 300 мм коли відстань від щілини до торцевої стінки (D_{sh}) задовольняє умові $D_{sh}/\lambda_{\varepsilon} < 0,1$.

Практичне значення отриманих результатів.

1. Побудовані математичні моделі коаксіально-щілинних випромінювальних структур та створені обчислювальні програми, які дозволяють провести багатопараметричний аналіз фізичних властивостей полів у таких структурах, а також виявлені закономірності частотно-просторових і частотно-енергетичних характеристик цих полів, є основою для створення випромінювальних пристроїв із якісно новими електродинамічними характеристиками.

2. Результати дисертаційної роботи можуть бути застосовані при створенні новітніх або покращення існуючих систем бездротового зв'язку, у тому числі у важкодоступних місцях, систем виявлення, діагностичного та

медичного обладнання, зокрема, в якості опромінювачів для внутрішньотканинної гіпертермії.

Особистий внесок здобувача.

У роботах [114, 115, 130, 131] автору належить отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики поодинокої дугової та кільцевої щілини, прорізаної в зовнішньому провіднику коаксіальної розробка комп'ютерної лінії, програми для числового розв'язання задачі, проведення розрахунків та отримання числових результатів, участь в аналізі отриманих даних і написанні наукових робіт

У роботах [116, 117, 120, 121, 122, 124, 125, 126, 128, 129, 132, 133] автору належить отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики систем кільцевих і дугових щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, у тому числі за умов випромінювання у матеріальне зовнішнє середовище, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, проведення розрахунків та отримання числових результатів, участь в аналізі отриманих даних і написанні наукових робіт.

У роботах [118, 119, 123, 127] автору належить отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики поодиноких і систем кільцевих і дугових щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику напівнескінченної коаксіальної лінії та лінії з довільним кінцевим навантаженням, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь в аналізі отриманих даних і написанні наукових робіт.

Апробація матеріалів дисертації.

Наукові результати, отримані в дисертаційній роботі, доповідалися, обговорювалися та публікувалися на наступних 12 міжнародних та

українських конференціях симпозіумах: Міжнародній Кримській i конференції «СВЧ-техніка i телекомунікаційні технології» (XXI, КриМіКо'2011, Севастополь, Україна, 2011 р.; ХХІІ, КриМіКо'2012, Севастополь, 2012 p.); International Conference on «Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals» (6th, UWBUSIS'12, Sevastopol, Ukraine, 2012: 7th. UWBUSIS'14, Kharkiv, 2014; 8th, UWBUSIS'16, Odessa. 2016: 9th. UWBUSIS'18, Odessa, 2018); «International Conference on Antenna Theory and Technicques» (9th, ICATT'13, Odessa, 2013; 10th, ICATT'15, Kharkiv, 2015; 11th, ICATT'17, Kyiv, 2017); International Conference «RadioElectronics and UkrMiCo'2016, InfoCommunications», Kyiv, 2016: 22nd International Seminar/Workshop «Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory», DIPED'2017, Dnipro, 2017; 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering, UKRCON'19, Lviv, 2019.

Публікації.

Результати дисертаційної роботи опубліковано у 20 друкованих наукових працях, з них 8 статей у вітчизняних і зарубіжних спеціалізованих наукових виданнях (1 стаття, що входить до наукометричної бази даних Scopus), 3 з яких додатково відображають наукові результати дисертації, і у 12 матеріалах та тезах доповідей на міжнародних конференціях. Усі опубліковані наукові роботи відповідають темі дисертаційної роботи.

Обсяг і структура дисертації.

Дисертація складається зі вступу, 4 розділів, висновків, списку використаних джерел та додатку. Загальний обсяг дисертації становить 220 сторінок, з яких 161 сторінка основного тексту. Список використаної літератури на 24 сторінках включає в себе 192 найменування. Всього в дисертації 79 рисунків, 5 таблиць.

РОЗДІЛ 1.

АНАЛІЗ СТАНУ ТА МЕТОДИ РОЗВ'ЯЗАННЯ ЗАДАЧІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ ЩІЛИННИМИ СИСТЕМАМИ У ЦИЛІНДРИЧНИХ ПОВЕРХНЯХ

Вивченням щілинних випромінювачів, прорізаних в стінці коаксіальної лінії дослідники займаються достатньо давно [3-113] і наявність новітніх робіт, присвячених цим структурам вказує на стійкий інтерес у сучасних вчених і розробників до таких випромінювальних систем, перспективність їхнього використання та розвитку. Проте у відомих роботах найчастіше приділяється увага конструюванню конкретних антен та випромінювальних пристроїв, що не дає можливості отримати повну картину електродинамічних процесів, що протікають у коаксіально-щілинних структурах, не наводяться багатопараметричні дослідження й аналіз способів керування їхніми характеристиками. Методи, які здебільшого використовуються в цих роботах, дозволяють визначити характеристики випромінювача лише для початково заданих фіксованих параметрів, що так само не дає знань про загальні фізичні закономірності, а, отже, не дає можливості вибрати найкращі (оптимальні для будь-якого окремо взятого випадку) значення параметрів фідера і щілини.

1.1. Переваги та недоліки щілинних випромінювачів

Щілинні антени широко застосовуються в антенній техніці. Щілини прорізаються в різних каналізуючих системах: в стінках хвилеводів, в коаксіальних лініях, в смужкових системах, резонаторах, поверхнях некоординатної форми.

Щілинні антени використовуються на аерокосмічних апаратах як антени невиступаючого типу, як антен НВЧ, радіометрів та систем по дослідженню геофізичних характеристик Землі, атмосфери, іоносфери, систем аерокосмічного та наземної зв'язку, систем керування рухом об'єктів тощо. Такі антени застосовуються в навігаційних системах, системах радіолокації й упізнавання аерокосмічних і корабельних об'єктів і радіолокаційних станцій, багатоканальних телевізійних антенних систем. Щілинні антени широко використовуються у радіолокаційних станціях тактичної авіації, в ракетних радіолокаційних системах, в сучасних бортових радіолокаційних системах літаків-винищувачів, в голівках самонаведення ракет, в системах активного, напівактивного і пасивного наведення ракет [134-147].

Дослідженням випромінювання електромагнітних хвиль через отвори різної форми, прорізані в стінках хвилеводів різного поперечного перерізу, плоскому нескінченному ідеально провідному екрані, криволінійних поверхнях вчені займаються вже багато років [148-182].

Це багаторічна увага до щілинних випромінювачів, підтверджена великою кількістю статей і публікацій, ілюструє і доводить ефективність використання таких випромінювачів в якості антен, пристроїв антеннофідерного тракту, датчиків, елементів дифракційних решіток, складових частин різних пасивних систем та інших пристроїв радіотехнічних комплексів різного призначення.

Хвилеводно-щілинні антени, що отримуються шляхом прорізання щілин в екрануючій поверхні хвилеводу, є одним з видів лінійних антен і забезпечують звуження діаграми спрямованості в площині, що проходить через вісь хвилеводу.

Відзначимо основні переваги хвилеводно-щілинних антен: простота і механічна міцність конструкції, технологічність, мала вага і габарити, можливість збудження великої кількості щілин, порівняно простий пристрій живлення, створення в апертурі антени різних амплітудно-фазових розподілів, отримання полів з обертовою поляризацією, відсутність виступаючих частин, низька вартість, можливість побудови на різних лініях передач. Зважаючи на відсутність частин, що виступають, випромінювальна поверхня хвилеводно-щілинної антени може бути поєднана з зовнішніми обводами корпусу
літального апарату, не вносячи при цьому додаткового аеродинамічного опору (бортова антена). У таких антенах можуть бути реалізовані оптимальні діаграми спрямованості, так як розподіл поля в розкриві може вибиратися в широких межах за рахунок зміни зв'язку випромінювачів із хвилеводом. Крім того, такі антени прості в експлуатації.

Недоліком хвилеводно-щілинних антен є обмеженість діапазонних властивостей. При зміні частоти в нескануючій хвилеводно-щілинній антені відбувається відхилення головної пелюстки в просторі від заданого положення, що супроводжується зміною ширини діаграми спрямованості і рівня бічних пелюсток, а також узгодження антен з живильним фідером.

Переваги щілинних випромінювачів дозволяють створити високонадійне, в тому числі малогабаритне сучасне радіоелектронне обладнання. Щілинні антени є одним з найбільш поширених класів сучасних антен, області використання і частотний робочий діапазон яких надзвичайно широкі (від десятків мегагерців до сотень гігагерців).

В сучасних радіотехнічних комплексах аерокосмічного і мобільного базування, в наземних аеродромних системах, в системах моноімпульсної локації широко застосовуються хвилеводно-щілинні антени та пристрої НВЧ і ВВЧ діапазонів на основі щілинних випромінювачів, довжини яких кінцеві, але не тільки більші, а значно більші за робочу довжину хвилі. Такі антени мають малу ширину головної пелюстки діаграми спрямованості по куту місця, надзвичайно низький профіль, велику пропускну спроможність, досить широкосмугові і прості у виготовленні.

У хвилеводно-щілинних антенах можливе керування робочою смугою частот шляхом застосування відповідних ліній передач, комбінуванням поодиноких прямокутних щілин, введенням в антену додаткових елементів (наприклад, вібраторів або діелектриків), а також формою щілин.

Щілинні випромінювачі складної (X-, A-, C-, Н-подібної) форми мають ряд переваг на відміну від прямокутних щілин. А саме, формування вузької діаграми спрямованості, малий рівень бічних пелюсток, збільшення робочої смуги частот, забезпечення малого взаємного зв'язку між окремими випромінювачами у випадку багатоелементних випромінювальних систем. [159-161, 164, 169-174, 176-178].

Особливістю хвилеводно-щілинних антен є також можливість заповнення їх діелектриком (повне або часткове). Це призводить до суттєвого зменшення електричного розміру випромінювача і хвилеводного тракту, зміни частото-енергетичних характеристик і діаграми спрямованості випромінювача. Застосування діелектричних вставок в порожнині щілини дозволяє зменшити її резонансну довжину до $0,1\lambda$, не погіршуючи, в порівнянні з порожніми щілинами, їх узгодження з фідером і ефективності випромінювання на резонансній частоті [160, 161].

Головним недоліком таких щілин є складність виготовлення і складність чисельного розрахунку характеристик і параметрів випромінювання.

1.2. Щілини в криволінійних поверхнях

Хвилеводно-щілинні антени можна реалізувати, прорізаючи належним чином отвори - щілини в металевій поверхні хвилеводів, резонаторів, металевих замкнених поверхнях, збуджуваних зсередини первинними джерелами - сторонніми струмами. До прорізання отворів поле назовні такої поверхні відсутнє, адже поле первинних джерел зовні повністю компенсується полем електричних струмів, індукованих джерелами на внутрішній стороні металевої поверхні. Прорізання отвору змінює розподіл цих індукованих струмів і порушує, таким чином, зазначену компенсацію. Для отримання значного випромінювання необхідно прорізати отвори так, щоб сильно спотворити розподіл струмів на внутрішній поверхні. У разі щілин це матиме місце, якщо вони перетинають струми під кутами, рівними або близькими до 90°. Вузька щілина, прорізана уздовж струмів, не змінить їх розподілу і, отже, не порушить екранування, тобто не спричинить випромінювання назовні. У антенній техніці використовуються як однощілинні, так і багатощілинні системи [134, 136, 147, 152].

При розробці опуклих антен доводиться розглядати питання компонування антени, способи сканування, систему обробки сигналу, систему керування променем, здійснювати контроль роботи тощо. Це призводить до необхідності неодноразового проведення розрахунку основних електродинамічних характеристик різних варіантів антен. При цьому доцільно користуватися простими наближеними як методами визначення характеристик щілини, так і більш складними методами, які забезпечують більшу точність розрахунків. При наближених дослідженнях характеристик опуклих антен використовується єдиний метод, що дозволяє послідовно врахувати дифракційні явища на опуклих провідних поверхнях, вплив форми решітки, дискретність розміщення випромінювачів і комутаційні помилки фазування. Однією з причин, що не дозволяє використовувати існуючу просту теорію і методи розрахунку, є дифракційні явища на опуклій поверхні з розміщеними на ній випромінювачами. Ці дифракційні явища істотно проявляються в антенах, утворених системою випромінювачів як на провідній поверхні, наприклад, щілин, так і на геометричній поверхні при розмірах поперечного перерізу випромінювачів порядку половини довжини хвилі.

Для аналізу і синтезу опуклих антен попередньо визначається діаграма спрямованості випромінювача в системі з урахуванням явищ дифракції. Для цього спочатку знаходять векторні функції Гріна для даної крайової задачі. При цьому функція Гріна - поле випромінювання елементарного джерела на поверхні - представляється у вигляді подвійних рядів по спеціальним функціям, які повільно сходяться.

1.3. Методи дослідження щілинних випромінювачів в екрані коаксіальної лінії

Щілинні випромінювачі і решітки щілин в екрані коаксіальної лінії постійно вивчаються внаслідок їх широкого практичного застосування [3-102]. І хоча для цього застосовувалося багато теоретичних методів, залишається інтерес до теоретичного дослідження розподілу поля у щілинному випромінювачі та системі випромінювачів в коаксіальній лінії.

При дослідженні випромінювальних щілин використовуються числові та числово-аналітичні методи. Наприклад, метод інтегральних рівнянь, метод моментів, метод Гальоркіна, метод наведених магніторушійних сил, метод кінцевих різниць, метод ітерацій. Існують також варіаційні та аналітичні методи: метод малого параметру, асимптотичний метод усереднення. Найбільшу наочність для аналізу і розрахунку характеристик щілинних випромінювачів, а особливо системи щілин, мають аналітичні методи.

Аналітичний метод [134, 183] полягає в загальному аналітичному розв'язанні інтегрального рівняння, яке одержано з умови безперервності тангенціальної складової магнітного поля на поверхні щілини:

$$\vec{H}_{\tau}^{0} = \vec{H}_{\tau}^{e} \left(\vec{e}^{s} \right) - \vec{H}_{\tau}^{i} \left(\vec{e}^{s} \right), \tag{1.1}$$

методом розкладання функції розподілу магнітного струму в вузькій щілині, яка розташована в нескінченному ідеально провідному екрані при довільному її збудженні в ряд за ступенями малого параметру α:

$$J(s) = J_0(s) + \alpha J_1(s) + a^2 J_2(s) + \dots,$$
(1.2)

де J(s) - струм в щілині, *s* - поздовжня координата, пов'язана зі щілиною довжиною *l* і шириною *d*,

$$\alpha = 1/2\ln(kd/4). \tag{1.3}$$

Однак, як завжди, при розв'язанні задач теорії коливань цим методом, виходять різні вирази для струму у випадку налаштованої щілини $(l = n\lambda/2)$, n = 1, 2, 3,..., коли частота стороннього поля мало відрізняється від власної частоти щілини і неналаштованої щілини $(l \neq n\lambda/2)$, коли ця умова не виконується. Розв'язок для налаштованих щілин описується нульовим наближенням та дає синусоїдальний розподіл поля вздовж щілини. У випадку ненастроєних щілин нульове наближення тотожно дорівнює нулю, а амплітуда першого наближення при $l = n\lambda/2$ обертається на нескінченність. Це явно обмежує можливості практичного використання такого аналітичного розв'язку.

Варіаційний метод полягає в знаходженні варіаційно-стійкої форми розв'язку для постійної поширення, тобто розв'язку, який є відносно стійким при варіаціях поля поблизу його точного значення [183].

Характерною особливістю варіаційно-стійкого розв'язку є те, що він може бути представлений у вигляді відношення двох коефіцієнтів, кожен з яких пропорційний квадрату пробного (шуканого) поля; таким чином, амплітуда пробного поля не впливає на розв'язок.

Звичайна схема побудови варіацйно-стійкого рішення полягає в конструюванні різних форм розв'язку і подальшого випробування їх на стійкість.

Варіаційний метод використовується при дослідженні структур у вигляді хвилеводу зі щілиною, паралельною його осі. Задається розподіл тангенціального електричного поля в щілині і знаходиться варіаційно-стійкий розв'язок, так, що варіація першого порядку в передбачуваному розподілі поля в щілині веде до варіації другого порядку в постійній поширення.

Постійна поширення багатьох реальних структур хвилі, що біжить може бути знайдена методом поперечного резонансу. Вперше цей метод був використаний при розрахунку антени хвилі, що біжить і вперше розглянуті структури з круговим поперечним перетином.

Метод поперечного резонансу ґрунтується на представленні поперечного перетину структури хвилі, що біжить у вигляді еквівалентної лінії передачі. З умови рівності нулю суми імпедансів (або провідностей) в довільному перетині цієї лінії передачі, що відповідають двом протилежним напрямками спостереження вздовж лінії (умова резонансу), визначається постійна поширення у просторі і, отже, постійна поширення досліджуваної структури хвилі, що біжить. Дослідження показують, що метод дає достатньо точні результати при уповільненнях *c*/*v* > 0,3.

В роботі [45] пропонується використання операційного методу з рішенням двох ключових завдань - завдання дифракції *Т*-хвилі на поодинокій азимутальній щілині, і завдання визначення коефіцієнта (оператора) відбиття напівнескінченної системи періодичних щілин.

Спочатку визначаються оператори відбиття і проходження щілини, які потім використовуються для знаходження оператора відбиття від напівнескінченної структури.

Розглядаються чотири області (коаксіальна лінія до та після щілини, простір під щілиною і поза межами коаксіальної лінії). Поле в усіх областях представляється у вигляді ряду Фур'є. Константи вибираються з умов нормування. Зшиваючи поля на кордонах, отримують систему рівнянь для відсутніх нормувальних констант. Далі числовим способом отримують енергетичні параметри щілини.

В роботі [34] характеристики системи тонких періодичних щілин вивчаються за допомогою методу перетворення Фур'є і узгодження мод. Проводяться числові розрахунки і ставиться експеримент.

Задача розв'язується для періодичної решітки з Q щілин. Ширина кожної щілини d, кутовий розмір щілин 2α , відстань між щілинами T (рис. 1.1). Розглядаються три області: простір усередині коаксіального хвилеводу, зовнішній простір і об'єм між стінками щілини. Таким чином, враховується кінцева товщина зовнішнього провідного циліндра коаксіального хвилеводу. Далі електричний і магнітний векторні потенціали для кожної області виражаються у вигляді сум нескінченних рядів.

Розкладання в ряд виконуються за власними функціями для кожного з об'ємів. Для внутрішнього простору коаксіального хвилеводу це циліндричні функції Бесселя і Неймана *m*-го порядку (*m* = 0, 1, 2,...). Для зовнішнього - циліндрична функція Ханкеля *m*-го порядку. Для простору всередині щілини

використовуються функції Бесселя і Неймана дробового порядку.

Коефіцієнти розкладання знаходяться з використанням умови безперервності тангенціальних компонент магнітного поля на кордонах розділів областей: щілина - внутрішній об'єм коаксіального фідеру і щілина зовнішній простір. Далі з отриманих рівнянь числовим способом визначають значення параметрів поля, випромінюваного даною системою щілин.

Метод розв'язання задачі, що використовується у цій роботі, можна віднести до тих, які дозволяють знайти розв'язок задачі із необхідною точністю.

Недоліками цієї роботи є повна відсутність досліджень та аналізу впливу на електродинамічні характеристики розглянутої структури геометричних та електрофізичних параметрів фідеру та щілин. Розв'язок надано лише для еквідистантної періодичної однорідної щілинної структури в коаксіальній лінії, що випромінює у повітряне середовище. Результати роботи не дають вичерпного розуміння фізичних процесів, що мають місце у цій системі, та способів керування її електродинамічними характеристиками.



Рис. 1.1 Модель коаксіально-щілинної системи, що розглядається у роботі [34]

В роботі [65] розглядається решітка з декількох коаксіальних хвилеводів, у зовнішній оболонці яких прорізано по одній кільцевій щілині.

Ця система передбачається для використання в медицині для локального мікрохвильового нагріву ракових пухлин. Задачею є підвищення температури пухлини до 42 - 45 градусів Цельсія без перегріву розташованих поблизу органів і тканин.



Рис. 1.2 Структура коаксіально-щілинної антени (а) та решітка багатощілинних опромінювачів (б), що розглядаються у роботі [65]

Антеною є відрізок коаксіального хвилеводу з прорізаною в ньому кільцевою щілиною, кінець якого накоротко замкнутий (рис. 1.2 а). У зв'язку з тим, що антена має бути розміщена в організмі людини, діаметр зовнішньої оболонки коаксіального хвилеводу вибирається якомога меншим - 0,86 мм. Для безпеки і збереження конструкція антени вона розміщується в пластиковому катетері. Також в медичних цілях можливо використання антени з декількома кільцевими щілинами (рис. 1.2 б). Робоча частота антени – 430 МГц, ширина щілини – 1 мм, відстань від щілини до торцевої стінки – 20 мм, діелектрична проникність катетера - 2,1, для оточуючих органів і тканин розглядається діелектрична проникність $\varepsilon = \varepsilon' + j\varepsilon'' = 53 - 59 j$.

Обчислення потужності, випромінюваної такою антеною, проходить в

кілька етапів. Потужність пропорційна квадрату величини електричного поля, яке може бути отримано за допомогою струмового розподілу в щілини.

Струмовий розподіл обчислюється за допомогою методу моментів. Розподіл струму апроксимується сумою ряду за власними функціями з невідомими амплітудними коефіцієнтами. При використанні граничної умови - безперервності тангенціальної компоненти електричного поля - отримують матричну систему лінійних рівнянь для визначення невідомих коефіцієнтів струмового розподілу $[Z_{nm}][I_n] = [V_m]$, де $[Z_{nm}]$ - узагальнений імпеданс, $[V_m]$ - узагальнений елемент напруги. У зовнішньому просторі для розрахунку електромагнітного поля використовується функція Гріна, яка обчислюється у вигляді інтеграла Зоммерфельда з використанням спеціальної функції Гріна і функції Ханкеля другого роду нульового порядку.

Для чисельних розрахунків в більшості випадків використовується FDTD-метод. Він полягає в тому, що простір розбивається на граничні елементарні осередки, що утворюють сітку, час так само розбивається на проміжки. Вихідна система рівнянь (рівняння Максвелла) розв'язується числовими методами. Недоліком методу є те, що він не дозволяє побачити фізичні закономірності, адже працює для окремих випадків - для конкретного завдання з фіксованими параметрами і величинами. Щоб знайти розв'язувати завдання спочатку. Цей метод є сенс використовувати для перевірки конкретного отриманого результату.

Великий інтерес представляє робота [41], що є патентом на винахід. У ній пропонується до розгляду двовимірна коаксіально-щілинна решітка, яка працює на частоті 12 ГГц і використовується в супутниковому мовленні та зв'язку. Вона повинна служити заміною для параболічних дзеркальних антен, які незручні в зв'язку з великими розмірами, складністю в установці, налаштуванні і виготовленні, а, отже, дорогі для використання в господарських цілях. Запропонована антена з електродинамічної точки зору аналогічна параболічній. Її перевагами є досить проста установка на стінах будівель та інших пласких поверхнях, зручність в налаштуванні, порівняно низька вартість виготовлення, а, отже, доступність для користувача. В роботі запропоновані кілька конструкцій даної антени.

Перший, основний і одночасно найпростіший вид антени наведено на рис. 1.3 а. Пари щілин 2*a* і 2*b*, прорізані в екрані коаксіальної лінії під кутом $\pm \theta$ щодо поздовжньої осі, на відстані P_c одна від одної та утворюють лінійну антенну решітку. Відстань між парами - *P*.

На рис. 1.3 б зображена блок - схема двовимірної антенної решітки, що складається з паралельно розташованих відрізків коаксіальних ліній 1, з прорізаними в них похилими щілинними випромінювачами 2*a* і 2*b*, а також перетворювач 10, що дозволяє передати сигнал з антени на приймальний пристрій по лінії 11.

Кожна з цих антен може виступати в ролі опромінювача для дзеркала виконаного у формі параболічного циліндра (рис. 1.3 в).

Також в роботі розглядаються інші модифікації коаксіально-щілинних решіток (рис. 1.3 г, д, е).

Принцип фазованих антенних решіток дозволяє отримати бажане відхилення головної пелюстки діаграми спрямованості за рахунок створення в розкриві антени лінійного фазового розподілу. За рахунок нахилу щілин створюється необхідна поляризація хвилі, за рахунок довжини антени необхідна ширина головної пелюстки. Таким чином антена повністю піддається опису згідно з теорією фазованих антенних решіток.

Проте, в даному патенті не наводиться жодних даних, де йшла б мова про параметри випромінювача. Не наведено жодних розрахункових або експериментальних залежностей характеристик щілин при різних комбінаціях їх параметрів.



Рис. 1.3 Лінійна антенна решітка (а), пласка антенна решітка (б), коаксіальнощілинні антени з циліндричними відбивачами (в), модифікації коаксіальнощілинних систем (г, д), триаксіально-щілинна антена (е), що запропоновані у роботі [41]

Особливої уваги заслуговують роботи [186, 187]. У них розв'язується зовнішня задача для поперечної щілини, прорізаної в стінці круглого хвилеводу - знаходження її зовнішньої провідності.

Результати, наведені в цих статтях, не можна використовувати у випадку поперечної щілини в екрані коаксіальної лінії, адже вони отримані при фіксації відношення ширини і довжини щілини, використанні тільки однієї просторової гармоніки поля на щілині, і в діапазоні довжин хвиль, характерному для круглого хвилеводу. Але загальний підхід і алгоритм розв'язання задачі не будуть принципово відрізнятися, адже розв'язки у зовнішній області для коаксіальної лінії і для круглого хвилеводу співпадають.

В роботі [42] розглядається коаксіальна лінія з прорізаними в ній щілинами, яка може використовуватися як розподілена антена для зв'язку всередині приміщень.



Рис. 1.4 Фрагмент періодичної коаксіально-щілинної системи, яка досліджується у роботі [42]

Коли кількість щілин велика, що зустрічається досить часто, розрахунок за допомогою повного хвильового аналізу стає тривалим і вимагає великих обчислювальних потужностей електронно-обчислювальних машин.

У статті використовується аналіз, який базується на Блохівській теорії збурень. Щілини розглядаються як неоднорідності у хвилеводному тракті і, описуються відповідним базисом з ортогональних поліномів для визначення амплітуд в широкому діапазоні.

Властивості збудження такої системи описані детально в рамках збудження Блохівських хвиль. У підсумку, коефіцієнт відбиття розраховується зі зв'язку між коаксіальною лінією без щілин і лінією зі щілинами.

По суті розглядається нескінченна система щілинних випромінювачів, що прорізані в екрані коаксіальної лінії. Щілинний випромінювач, представлений на рис. 1.4, є фрагментом лінії, який періодично повторюється. Виходячи з міркувань періодичності, розраховується коефіцієнт відбиття всієї системи, а потім і поодинокого випромінювача окремо.

У роботі не наведено залежності, що пов'язують характеристики поодинокого випромінювача з параметрами фідера і щілини.

Сучасні роботи (2019-2021 р.) з дослідження, проектування та використання коаксіально-щілинних систем v більшості присвячені опромінювачів для локальної мікрохвильової створенню абляції та мікрохвильового нагріву пухлин та уражених ділянок тканин людського організму, датчиків контролю стану людини, датчиків присутності у охоронних системах, антенних решіток у сучасних системах зв'язку та передачі даних (наприклад МІМО-структури) [103-113]. Переважна більшість цих задач розв'язується за допомогою сучасних комп'ютерних програм числового тривимірного моделювання електромагнітного поля сітковими методами, наприклад кінцевих різниць або кінцевих елементів, із подальшим експериментальним дослідженням. Якісні розрахунки електродинамічних структур методами числового моделювання займають дуже тривалий час, що унеможливлює проведення вичерпних ускладнює, a подекуди дуже багатопараметричних досліджень у широкому діапазоні частот, встановлення фізичних залежностей електродинамічних характеристик випромінювальних структур від довільних значень їх геометричних та електрофізичних параметрів та збуджуваних електродинамічних об'ємів.

Суть методу наведених магніторушійних сил, запропонованого у [134],

полягає у розв'язанні рівняння безперервності тангенціальної складової магнітного поля на поверхні щілини (1.1) шляхом його зведення до інтегрального рівняння відносно невідомого розподілу електричного поля на поверхні випромінювальної апертури з подальшим зведенням до системи лінійних алгебраїчних рівнянь.

Для розв'язання (1.1) застосовується метод Гальоркіна. Поле в щілині представляється у вигляді ряду

$$\vec{e}^{s} = \sum_{n=1}^{M} V_{n} \vec{e}_{n} ,$$
 (1.4)

за заданими на поверхні щілини *s* лінійно-незалежними вектор-функціями, що задовольняють на контурі щілини крайовим умовам (власні функції отвору); *V_p* - невідомі комплексні амплітуди.

Підставивши ряд (1.2) у (1.1), після деяких перетворень отримують систему алгебраїчних рівнянь відносно невідомих комплексних амплітуд V_p:

$$\sum_{p=1}^{M} V_p Y_{pq} = F_q, \qquad p, q = 1, 2, 3, \dots M, \qquad (1.5)$$

де $Y_{pq} = Y_{pq}^i + Y_{pq}^e$ – власні та взаємні часткові провідності гармонік функції розподілу:

$$Y_{pq}^{i} = -\int_{s} \left[\vec{E}_{q} \vec{H}_{\tau}^{i} \left\{ \vec{E}_{p} \right\} \right] d\vec{s},$$

$$Y_{pq}^{e} = \int_{s} \left[\vec{E}_{q} \vec{H}_{\tau}^{e} \left\{ \vec{E}_{p} \right\} \right] d\vec{s}.$$
(1.6)

Верхні індекси *i* і *e* відносяться відповідно до внутрішньої і зовнішньої областей.

$$F_q = \iint_{s} \left[\vec{E}_q \vec{H}_{\tau}^0 \right] d\vec{s} \quad - \tag{1.7}$$

магніторушійна сила; $d\vec{s} = \vec{n}ds$; \vec{n} – вектор одиничної довжини, нормальний до поверхні щілини *s*, спрямована всередину області v^e .

Таким чином, для розв'язання системи (1.5) необхідно визначити в явному вигляді внутрішні і зовнішні часткові провідності (1.6), а також магніторушійну силу (1.7).

Після отримання відповідних виразів виконуються числові розрахунки та отримуються основні параметри випромінювальної структури.

Цей метод розв'язання задач збудження та випромінювання електромагнітних хвиль щілинними системами був широко апробований у великій кількості робіт [114-134, 147-154, 172-174] та добре зарекомендовав себе, тож неодмінно заслуговує уваги.

Порівнюючи основні методи розв'язання розсіювання задач хвилеводних хвиль щілинними неоднорідностями можна дійти висновку, що найбільш загальним та ефективним методом розв'язання векторних задач щілинних випромінювачів є метод наведених магніторушійних сил у сукупності з методом Гальоркіна. Вони надають можливість проведення досліджень багатоелементних комплексних структур довільними 3 параметрами випромінювача.

Висновки до розділу 1

1. Антенні системи та пристрої на базі випромінювальних щілинних елементів є одними з найбільш поширених та перспективних видів сучасних технічних рішень НВЧ діапазонів. Однак зростаючі потреби практики призводять до подальшого ускладнення технічних рішень у виконанні випромінювальних щілинних структур. Це обумовлює потребу в удосконаленні та розвитку існуючих та створення нових математичних моделей, методів та алгоритмів, що дозволятимуть підвищити точність розрахунків, зменшити тривалість та якісно поліпшити процес досліджень багатопараметричних НВЧ-систем та пристроїв.

2. З аналітичного огляду науково-технічної літератури й критичного аналізу сучасних методів розв'язання задачі розсіювання хвилеводних хвиль

щілинними неоднорідностями витікає, що числово-аналітичні методи мають превагу над методами числового моделювання. Розв'язання задач збудження та випромінювання електромагнітних хвиль щілинними випромінювачами вимагає використання спеціальних методів обчислювальної математики і на відміну від числово-аналітичних методів, комп'ютерне моделювання можливо тільки за допомогою сучасних комп'ютерів, дослідження мають істотно більшу тривалість та потребують великих обчислювальних потужностей.

3. У даний час розв'язок задач збудження та випромінювання електромагнітних хвиль системами щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії не мають повного завершеного характеру. Зокрема, слабко вивчені важливі для практики питання визначення просторових розподілів векторів напруженості електричного та магнітного поля в залежності від розмірів фідеру, випромінювачів та геометричних особливостей щілинних систем, питання узгодження щілинних систем та коаксіальної лінії, питання керування та оптимізації електродинамічних характеристик коаксіально-щілинних систем тощо. Таким чином, тема дисертаційної роботи актуальна й важлива для багатьох практичних застосувань.

У зв'язку з викладеним очевидна актуальність і практична потреба розвитку теорії розсіювання хвилеводних хвиль щілинними неоднорідностями та, зокрема, дослідження фізичних закономірностей формування електричних і магнітних полів щілинними системами у коаксіальній лінії.

РОЗДІЛ 2.

ЗБУДЖЕННЯ ТА ВИПРОМІНЮВАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ ПООДИНОКОЮ ПОПЕРЕЧНОЮ ЩІЛИНОЮ, ПРОРІЗАНОЮ У ЗОВНІШНЬОМУ ПРОВІДНИКУ КОАКСІАЛЬНОЇ ЛІНІЇ

2.1. Постановка задачі та її розв'язання

Основним конструктивним елементом будь-якої фазованої антенної решітки є поодинокий випромінювач, адже електродинамічні характеристики антени в цілому в значній мірі залежать від відповідних характеристик її окремого елемента. Також поодинокий випромінювач на практиці може виступати в ролі самостійної антени. Наприклад, подібна антена може використовуватися як датчик в різних вимірювальних приладах і детекторних секціях, мініатюрний локальний опромінювач в медичних і біологічних дослідженнях тощо.

Таким чином, для створення методики, методів розрахунку і дослідження лінійної, двовимірної або просторової фазованої антенної решітки, що складається з системи щілинних випромінювачів, необхідно спочатку вивчити частотно-енергетичні та просторові характеристики поодинокого щілинного елемента в багатоелементній випромінювальній системі.

В даному випадку такою випромінювальною структурою є система щілинних випромінювачів, розташованих в екрані коаксіальної лінії. Задача керування електродинамічними характеристиками такої системи щілин є багатопараметричною і залежить від орієнтації, розташування та геометричних розмірів щілинних елементів, геометричних розмірів фідеру і електродинамічних характеристик об'ємів всередині і поза його межами. Тому, перш ніж розглядати решітку щілинних елементів в коаксіальній лінії, слід розв'язати граничну задачу збудження і випромінювання поодинокої щілини. В даному розділі розв'язано задачу про визначення електродинамічних характеристик випромінювачів, виконаних у вигляді поперечних кільцевої і дугової щілин, прорізаних в екрані нескінченної коаксіальної лінії. Основою виступає розв'язування інтегрального рівняння щодо визначення функцій розподілу еквівалентного магнітного струму $j^m(u, v)$ в щілинах або функції розподілу електричного поля E(u, v) на поверхні кожної зі щілин.

Задача визначення електродинамічних характеристик щілинних випромінювальних структур в ряді випадків може бути розв'язана на основі застосування методу наведених магніторушійних сил. Цей метод широко апробований в задачах по визначенню електродинамічних і енергетичних характеристик щілинних систем, розташованих в стінках прямокутного хвилеводу або резонатора, і докладно описаний у [134, 149, 150, 152, 179, 183].



Рис. 2.1 Геометрія системи

Розглянемо поодинокі поперечні щілини – дугову (рис. 2.1 а) і кільцеву (рис. 2.1 б) довжиною $l \le L$ і шириною d, які розташовані в екрані коаксіальної лінії з радіусами внутрішнього і зовнішнього провідників a_1 і a_2 відповідно ($L = 2\pi a_2$ – довжина кола зовнішнього провідника коаксіальної лінії). Внутрішній та зовнішній простори коаксіальної лінії заповнені в загальному випадку неідеальними діелектриками ε^i і ε^e відповідно. Коаксіальна лінія вважається нескінченно довгою, її екран – нескінченно тонким і ідеально провідним, щілина - електрично вузькою -d < l, $d << \lambda$ (λ – довжина хвилі у вільному просторі).

Припустимо, що джерела електромагнітного поля знаходяться всередині фідера (область v^i). Щілина, яка збуджується цими джерелами, випромінює електромагнітні хвилі у зовнішній простір v^e і всередину хвилеводного тракту v^i , змінюючи поле в коаксіальної лінії. Для визначення дотичної складової електричного вектора \vec{E} на поверхні щілини скористаємося умовою безперервності магнітних складових поля на поверхні щілини, яку запишемо у вигляді

$$\vec{H}_{\tau}^{e}\{\vec{E}\} - \vec{H}_{\tau}^{i}\{\vec{E}\} = \vec{H}_{\tau}^{0}, \qquad (2.1)$$

де $\vec{H}_{\tau}^{e}\{\vec{E}\}, \vec{H}_{\tau}^{i}\{\vec{E}\}$ – поля, збуджені щілиною в зовнішній і внутрішній областях по відношенню до фідера; \vec{H}_{τ}^{0} - поле джерел; \vec{E} - шукане значення дотичної складової електричного поля в щілині.

Для розв'язання (2.1) застосуємо метод Гальоркіна, тобто поле в щілині представимо у вигляді ряду

$$\vec{E} = \sum_{p=1}^{M} V_p \vec{E}_p ,$$
 (2.2)

де \vec{E}_p - задані на поверхні щілини *s* лінійно-незалежні вектор-функції, що задовольняють на контурі щілини крайовим умовам (власні функції отвору); V_p - невідомі комплексні амплітуди.

Підставляючи ряд (2.2) у (2.1), після деяких перетворень отримаємо систему алгебраїчних рівнянь щодо V_p:

$$\sum_{p=1}^{M} V_p Y_{pq} = F_q, \qquad p, q = 1, 2, 3, \dots M, \qquad (2.3)$$

де $Y_{pq} = Y_{pq}^i + Y_{pq}^e$ – власні при p = q і взаємні при $p \neq q$ часткові провідності p-ї та q-ї гармоніки функції розподілу,

$$Y_{pq}^{i} = -\int_{s} \left[\vec{E}_{q} \vec{H}_{\tau}^{i} \left\{ \vec{E}_{p} \right\} \right] d\vec{s}, \quad Y_{pq}^{e} = \int_{s} \left[\vec{E}_{q} \vec{H}_{\tau}^{e} \left\{ \vec{E}_{p} \right\} \right] d\vec{s}.$$
(2.4)

Верхні індекси *i* і *e* відносяться відповідно до внутрішньої і зовнішньої областей.

$$F_q = \int_{s} \left[\vec{E}_q \vec{H}_{\tau}^0 \right] d\vec{s} \quad - \tag{2.5}$$

магніторушійна сила; $d\vec{s} = \vec{n}ds$; \vec{n} – одинична нормаль до поверхні щілини *s*, спрямована всередину області v^e .

Таким чином, для розв'язання системи рівнянь (2.3) необхідно визначити в явному вигляді внутрішні і зовнішні часткові провідності (2.4), а також магніторушійну силу (2.5).

Введемо криволінійну систему координат (*u*, *v*) на поверхні щілини, як показано на рис. 2.1.

Задача розв'язується за умови збудження щілинного випромінювача основною хвилею в коаксіальній лінії — *Т*-хвилею. Внаслідок малої ширини щілини передбачається, що електричне поле в щілині направлено поперек неї і не залежить від координати *z*. Тоді внаслідок симетрії структури основної хвилі — *Т*-хвилі — в коаксіальній лінії поле уздовж дугової щілини буде симетричним відносно її середини:

$$\vec{E}_p = \vec{z}^0 \frac{1}{d} \cos\left(\frac{p\pi}{l}u\right), \qquad p = 1, 3, 5, \dots N,$$
 (2.6 a)

а поле уздовж кільцевої щілини можна вважати постійним (p = 0):

$$\vec{E}_0 = \vec{z}^0 \frac{1}{d},$$
 (2.6 б)

де u – координата уздовж щілини; \vec{z}^0 – орт.

Для знаходження часткових внутрішніх провідностей необхідно визначити поле \vec{H}^i , збуджуване в коаксіальній лінії *p*-ю гармонікою поля в щілині одиничної амплітуди. Представимо \vec{H}^i у вигляді розкладання по ортонормованим векторним функціям коаксіальної лінії з урахуванням основної хвилі типу *T* і вищих хвиль *E*- та *H*-типів (в тому числі тих, що згасають) [184, 185]:

$$\vec{H}^{i} = h_{e}\vec{H}_{e} + \sum_{h}h_{gh}\vec{H}_{gh} + \sum_{e}h_{ge}\vec{H}_{ge}, \qquad (2.7)$$

де \vec{H}_{e} , \vec{H}_{gh} , \vec{H}_{ge} – відомі ортонормовані векторні функції; h_{e} , h_{gh} , h_{ge} – невідомі коефіцієнти, що підлягають визначенню.

Перший доданок у виразі (2.7) – поле основної хвилі *Т*-типу, для якої маємо:

$$\vec{H}_{e} = \frac{1}{\sqrt{2\pi \ln(a_{2}/a_{1})}} \frac{1}{r} \vec{\phi}^{0}.$$
(2.8)

Другий та третій доданок у виразі (2.7) описують внесок в поле, збуджене щілиною в коаксіальній лінії, хвиль *E*- та *H*-типів. Відповідно до теорії збудження хвилеводів, розвиненої у роботах [184, 185], \vec{H}_{gh} - градієнтні власні функції, \vec{H}_{ge} - поперечні вихрові функції, які можна представити в такий спосіб:

$$\vec{H}_{gh} = \frac{1}{\chi_h} \nabla_\perp \psi_h, \quad \vec{H}_{ge} = \frac{1}{\chi_e} \Big[\vec{z}^0 \nabla_\perp \psi_e \Big], \quad (2.9)$$

де ψ_h и ψ_e – відповідно магнітні й електричні поперечні функції:

$$\begin{split} \psi_{e} &= C_{e} Z_{em} \left(\chi_{e} r \right)_{\sin(m\phi)}^{\cos(m\phi)}; \qquad \psi_{h} = C_{h} Z_{hm} \left(\chi_{h} r \right)_{\sin(m\phi)}^{\cos(m\phi)}, \quad (2.10) \\ Z_{em} &= \frac{J_{m} \left(\chi_{e} r \right)}{J_{m} \left(\chi_{e} a_{1} \right)} - \frac{N_{m} \left(\chi_{e} r \right)}{N_{m} \left(\chi_{e} a_{1} \right)}; \qquad Z_{hm} = \frac{J_{m} \left(\chi_{h} r \right)}{J'_{m} \left(\chi_{h} a_{1} \right)} - \frac{N_{m} \left(\chi_{h} r \right)}{N'_{m} \left(\chi_{h} a_{1} \right)}; \\ C_{e} &= \sqrt{\frac{2}{\pi (1 + \delta_{0m})}} \frac{1}{\sqrt{a_{2}^{2} Z_{em}^{\prime \prime 2} \left(\chi_{e} a_{2} \right) - a_{1}^{2} Z_{em}^{\prime \prime 2} \left(\chi_{e} a_{1} \right)}}; \\ C_{h} &= \sqrt{\frac{2}{\pi (1 + \delta_{0m})}} \frac{1}{\sqrt{\left(a_{2}^{2} - m^{2} / \chi_{h}^{2}\right) Z_{hm}^{2} \left(\chi_{h} a_{2} \right) - \left(a_{1}^{2} - m^{2} / \chi_{h}^{2}\right) Z_{hm}^{2} \left(\chi_{h} a_{1} \right)}; \end{split}$$

 $\delta_{0m} = \begin{cases} 1 & m = 0, \\ 0 & m \neq 0; \end{cases} J_m, J'_m - функція Бесселя першого роду$ *m*-го порядку і її

похідна; N_m , N'_m – функція Неймана і її похідна; χ_e , χ_h – критичні хвильові числа *E*- та *H*-типів хвиль відповідно.

Невідомі коефіцієнти h_e , h_{gh} та h_{ge} знаходимо з хвилеводних рівнянь згідно роботі [185]:

$$h_b'' + \gamma_{h,e}^2 h_b = -F_b \tag{2.12}$$

де індекс *b* приймає значення: *e*, *gh*, *ge*. *F*_b визначається наступним чином: для *T*-хвилі $F_e = -j\omega\varepsilon \oint \vec{E}_p \left[\vec{H}_e \vec{n}\right] dL$; для *H*-хвиль $F_{gh} = \frac{\gamma_h^2}{j\omega\mu} \oint \vec{E}_p \left[\vec{H}_{gh} \vec{n}\right] dL$; для *E*-хвиль $F_{ge} = -j\omega\varepsilon \oint \vec{E}_p \left[\vec{H}_{ge} \vec{n}\right] dL$; $\gamma_{h,e} = \sqrt{k^2 - \chi_{h,e}^2}$ – постійна поширення хвиль *H*- і *E*-типів в коаксіальній лінії; $k = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon^i}$.

Визначивши поле, збуджене щілиною в коаксіальній лінії, що представляється формулою (2.7) з урахуванням (2.8) - (2.12) і відповідно до виразу (2.4), отримаємо внутрішню власну при p = q і взаємну між гармоніками при $p \neq q$ провідність поперечної дугової щілини у вигляді:

$$Y_{pq}^{i} = 4j \frac{(-1)^{\frac{p+q}{2}}}{pq} \frac{\sqrt{\epsilon^{i}}}{kd\rho_{0}} \left(\frac{l}{\pi a_{2}}\right)^{2} \left\{\frac{1}{2\pi \ln(a_{2}/a_{1})} \left(1 - e^{-jkd/2} \frac{\sin(kd/2)}{kd/2}\right) + \frac{1}{2\pi \ln(a_{2}/a_{1})} \left(1 - e^{-jkd/2} \frac{\sin(kd/2)}{kd/2}\right) + \frac{1}{2\pi \ln(a_{2}/a_{1})} \left(1 - \left(\frac{ml}{p\pi a_{2}}\right)^{2}\right) \left(1 - \left(\frac{ml}{q\pi a_{2}}\right)^{2}\right) \left(1 - e^{-j\gamma_{hmn}d/2} \frac{\sin(\gamma_{hmn}d/2)}{\gamma_{hmn}d/2}\right) + \frac{1}{2\pi \ln(a_{2}/a_{1})} \left(1 - e^{-j\gamma_{hmn}d/2} \frac{\sin(\gamma_{emn}d/2)}{\gamma_{hmn}d/2}\right) + \frac{1}{2\pi \ln(a_{2}/a_{1})} \left(1 - \left(\frac{ml}{p\pi a_{2}}\right)^{2}\right) \left(1 - \left(\frac{ml}{q\pi a_{2}}\right)^{2}\right) \left(1 - e^{-j\gamma_{emn}d/2} \frac{\sin(\gamma_{emn}d/2)}{\gamma_{emn}d/2}\right) \right) + \frac{1}{2\pi \ln(a_{2}/a_{1})} \left(1 - e^{-j\gamma_{emn}d/2} \frac{\sin(\gamma_{emn}d/2)}{\gamma_{emn}d/2}\right) + \frac{1}{2\pi \ln(a_{2}/a_{1})} \left(1 - e^{-j\gamma_{emn}d/2} \frac{\sin(\gamma_{emn}d/2)}{\gamma_{emn}d/2}\right) + \frac{1}{2\pi \ln(a_{2}/a_{1})} \left(1 - e^{-j\gamma_{emn}d/2} \frac{\sin(\gamma_{emn}d/2)}{\gamma_{emn}d/2}\right) \right) + \frac{1}{2\pi \ln(a_{2}/a_{1})} \left(1 - \left(\frac{ml}{p\pi a_{2}}\right)^{2}\right) \left(1 - \left(\frac{ml}{q\pi a_{2}}\right)^{2}\right) \left(1 - e^{-j\gamma_{emn}d/2} \frac{\sin(\gamma_{emn}d/2)}{\gamma_{emn}d/2}\right) \right) + \frac{1}{2\pi \ln(a_{2}/a_{1})} \left(1 - \left(\frac{ml}{p\pi a_{2}}\right)^{2}\right) \left(1 - \left(\frac{ml}{q\pi a_{2}}\right)^{2}\right) \left(1 - \left(\frac{ml}{q\pi a_{2}}\right)^{2}\right) \left(1 - e^{-j\gamma_{emn}d/2} \frac{\sin(\gamma_{emn}d/2)}{\gamma_{emn}d/2}\right) \right) \right)$$

Аналогічним способом визначаємо власну внутрішню провідність поперечної кільцевої щілини у вигляді:

$$Y^{i} = -4 j \pi^{2} \frac{\sqrt{\epsilon^{i}}}{kd \rho_{0}} \left[\frac{1}{2\pi \ln(a_{2}/a_{1})} \left(1 - \frac{e^{-jkd/2} \sin(kd/2)}{kd/2} \right) + \sum_{m,n} \left(\frac{ka_{2}C_{emn}Z'_{emn}(\chi_{emn}a_{2})}{\gamma_{emn}} \right)^{2} \left(1 - \frac{e^{-j\gamma_{emn}d/2} \sin(\gamma_{emn}d/2)}{\gamma_{emn}d/2} \right) \right].$$
(2.13 6)

Знайдемо зовнішні провідності поперечних дугової і кільцевої щілин в екрані коаксіальної лінії.

Якщо в виразі (2.4) для зовнішньої провідності записати напруженість магнітного поля за допомогою тензорної функції Гріна, то провідність щілини з розподілом (2.3) можна записати у вигляді білінійного функціоналу [186]:

$$Y^{e} = \iint_{S} \vec{n} \times \vec{E}(\rho) \Gamma(\rho, \rho') \vec{n} \times \vec{E}(\rho') ds ds'.$$
(2.14)

Для поперечної щілини, прорізаної в екрані коаксіальної лінії, і з урахуванням обраної системи координат маємо:

$$Y^{e} = \iint_{S} E(\phi, z) \Gamma_{\phi\phi'}(a_{2}, \phi, z, a_{2}, \phi', z') E(\phi', z') ds ds'. (2.15)$$
Вираз для

скалярної складової тензорної функції Гріна має вигляд [186]:

$$\Gamma_{\phi\phi'} = \frac{j}{\omega\mu\pi^3 a_2^2} \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m \cos m(\phi - \phi') \int_0^{\infty} \left[\frac{k^2}{\chi |H_m(\chi a_2)|^2} - \frac{m^2(\chi^2 - k^2)}{\chi^3 a_2^2 |H'_m(\chi a_2)|^2} \right] \frac{e^{-\sqrt{\chi^2 - k^2}|z - z'|}}{\sqrt{\chi^2 - k^2}} d\chi, \quad (2.16)$$

де $H_m(\chi a_2)$ та $H'_m(\chi a_2) - функція Ханкеля та її похідна.$

Після підстановки (2.6), (2.16) у (2.15), інтегрування по z, z', φ , φ' і заміни змінної інтегрування на $\alpha = \chi/k$, отримаємо зовнішні провідності відповідно для дугової і кільцевої щілин [186, 187], що прорізані в екрані коаксіальної лінії у вигляді:

$$Y_{pq}^{e} = \frac{8j}{\pi^{3}} \frac{(-1)^{\frac{p+q}{2}}}{pq} \frac{\sqrt{\epsilon^{e}}}{(kd)^{2} \rho_{0}} \left(\frac{l}{\pi a_{2}}\right)^{2} \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_{m} \frac{\cos^{2}\left(\frac{ml}{2a_{2}}\right)}{\left(1 - \left(\frac{ml}{p\pi a_{2}}\right)^{2}\right) \left(1 - \left(\frac{ml}{q\pi a_{2}}\right)^{2}\right)} \times$$

$$\times \int_{0}^{\infty} \left(\frac{1}{(\alpha^{2} - 1)|H_{m}(ka_{2}\alpha)|^{2}} - \frac{m^{2}}{(ka_{2}\alpha|H_{m}'(ka_{2}\alpha)|)^{2}}\right) \left(\frac{1 - e^{-\sqrt{\alpha^{2} - 1kd}}}{\sqrt{\alpha^{2} - 1}} - kd\right) \frac{d\alpha}{\alpha},$$
(2.17 a)

$$Y^{e} = \frac{8j}{\pi} \frac{\sqrt{\epsilon^{e}}}{\rho_{0} \left(kd\right)^{2}} \int_{0}^{\infty} \frac{kd\sqrt{\alpha^{2} - 1} - 1 + e^{-kd\sqrt{\alpha^{2} - 1}}}{\left|H_{0}(ka_{2}\alpha)\right|^{2} \alpha \left(\alpha^{2} - 1\right)\sqrt{\alpha^{2} - 1}} d\alpha, \qquad (2.17 \text{ }6)$$

де $k = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon^e}$; $\rho_0 = 120\pi OM$; $\varepsilon_m = \begin{cases} 1 & m = 0, \\ 0 & m \neq 0. \end{cases}$

Надалі зручно виділити активну g і реактивну b компоненти (дійсну та уявну частини) провідностей. Тоді відповідні провідності можна записати так: Y = g + jb, $Y^i = g^i + jb^i$, $Y^e = g^e + jb^e$, а $g = g^i + g^e$ та $b = b^i + b^e$ в силу $Y = Y^i + Y^e$ (тут індекси за гармоніками опущені).

Магніторушійну силу F_q визначаємо в припущенні, що на щілинний випромінювач в коаксіальній лінії падає хвиля типу T одиничної потужності. Зауважимо, що використовувана методика дозволяє провести розрахунок збудження щілинного випромінювача хвилею будь-якого типу, що розповсюджується в коаксіальної лінії.

Підставивши поле основний хвилі \vec{H}_{τ}^{0} в вираз (2.5), для дугової щілини отримуємо F_{q} у вигляді

$$F_q = 2j \sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon^i}}{\pi \rho_0 \ln\left(a_2/a_1\right)}} \frac{l}{q\pi a_2} \frac{\sin\left(kd/2\right)}{kd/2} \sin\left(\frac{q\pi}{2}\right).$$
(2.18 a)

У випадку кільцевої щілини магніторушійна сила має вигляд:

$$F_q = 2j \sqrt{\frac{\pi\sqrt{\epsilon^i}}{\rho_0 \ln(a_2/a_1)}} \frac{\sin(kd/2)}{kd/2}.$$
(2.18 б)

Визначивши магніторушійну силу, внутрішню і зовнішню провідності поперечної щілини, отримаємо коефіцієнт V_p з (2.3). Вирази для коефіцієнтів відбиття $|\Gamma_1|$, випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2$ та проходження $|\Gamma_{12}|$ з урахуванням розподілу електричного поля в щілині (2.2) і за умови збудження її будь-яким типом хвилі, що розповсюджується у фідері, мають вигляд:

$$\Gamma_{1} = -\frac{1}{4} \sum_{p}^{M} V_{p} F_{p} , \qquad (2.19)$$

61

$$\left|\Gamma_{\Sigma}\right|^{2} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \sum_{p}^{M} \sum_{q}^{M} V_{p} V_{q}^{*} Y_{pq}^{e}, \qquad (2.20)$$

$$\Gamma_{12} = 1 - \frac{1}{4} \sum_{p}^{M} V_{p} F_{p}^{*}.$$
(2.21)

Слід зазначити, що у випадку одномодового режиму в коаксіальній лінії і при використанні напівхвильової апроксимації поля на поверхні щілини вирази (2.19) - (2.21) можна спростити і записати у вигляді:

$$\left|\Gamma_{1}\right| = \frac{g^{i}}{\left|Y\right|},\tag{2.22}$$

$$|\Gamma_{\Sigma}|^{2} = \frac{2g^{i}g^{e}}{|Y|^{2}},$$
 (2.23)

$$\left|\Gamma_{12}\right| = \left|\frac{Y - g^{i}}{Y}\right|.$$
(2.24)

Таким чином, отримавши аналітичні вирази для визначення амплітуд полів на поверхні щілин і їх енергетичних коефіцієнтів, подальше розв'язування задачі виконується числовими методами на електронній обчислювальній машині з подальшим аналізом отриманих розрахункових результатів.

2.2. Функції розподілу електричного поля на поверхні щілин

Перш ніж розраховувати характеристики щілинних випромінювачів, необхідно дослідити амплітуди просторових гармонік поля на їх поверхні з метою визначення збіжності ряду (2.2) і з'ясувати їх необхідну кількість для правильного описання поля в щілини.

Згідно з методом Гальоркіна [183], поле уздовж щілини в загальному випадку описується набором власних функцій отвору. У разі збудження поперечної щілини в коаксіальній лінії хвилею основного типу розподіл поля вздовж неї може мати виключно симетричний вигляд внаслідок центральної симетрії структури поля *T*-хвилі в коаксіальній лінії.

Таким чином, у випадку прорізання кільцевої (рис. 2.1 б) щілини в коаксіальній лінії, розподіл поля вздовж неї буде постійним за умови її збудження основною хвилею в коаксіальній лінії (2.6 б), і описуватися рядом просторових гармонік у випадку її збудження хвилями вищих типів.

У свою чергу поле уздовж поперечної дугової (рис. 2.1 а) щілини при виборі системи координат, як показано на рис. 2.1 а, матиме більш складний вигляд, і буде описуватися рядом симетричних відносно середини щілини власних функцій (2.6 а) при її збудженні основною хвилею в коаксіальній лінії.

Такий підхід дозволяє скоротити кількість використовуваних просторових гармонік для опису поля уздовж дугової щілини в два рази - до непарних номерів (p = 1, 3, 5...), а вздовж кільцевої – до однієї гармоніки (еквівалентно p = 0) таким чином спростивши деякі математичні перетворення і істотно скоротивши кількість числових операцій, що виконуються комп'ютером для розрахунку електродинамічних характеристик розглянутих випромінювачів.

З метою визначення необхідної для апроксимації функції розподілу електричного поля кількості гармонік M на поверхні дугової щілини проведемо діапазонні дослідження амплітуд відповідних власних функцій отвору. Для прикладу розглянемо модель антени, представлену в [34], з геометричними параметрами щілини l = 0,5L і d = 3 мм і фідеру $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм. Діелектричні постійні ε^i і ε^e вважаємо рівними одиниці.

Розрахуємо амплітуди гармонік поля в дуговій щілині V_p (p = 1, 3, 5...) з системи рівнянь (2.3), порядок якої M змінюється, тобто з урахуванням однієї гармоніки в функції розподілу поля (2.2), потім трьох гармонік (p = 1, 3 і 5), і, нарешті, коефіцієнти V_p визначимо із системи (2.3) з урахуванням десяти перших непарних гармонік. Підкреслимо, що для розрахунку V_p визначалися власні і взаємні (за гармоніками) внутрішні та зовнішні провідності. При визначенні внутрішніх провідностей враховувалася як основна хвиля *T*-типу, так і хвилі вищих *E*- і *H*-типів, в тому числі і ті, що не поширюються. Внесок останніх в реактивні складові провідності на два порядки більший за величиною, ніж значення парціальної провідності, обумовленої хвилею основного типу. Тому при розрахунку *Y*^{*i*} враховувалося не менше 200 вищих мод в коаксіальній лінії.

Результати розрахунку перших шести (p = 1, 3, 5, 7, 9, 11) амплітуд просторових гармонік поля на дуговій щілині з l = 0,5L і d = 3 мм, розташованій в коаксіальній лінії з параметрами $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\varepsilon^i = \varepsilon^e = 1$, наведені на рис. 2.2. Розрахунок був проведений з використанням M = 10 перших непарних просторових гармонік. Амплітуди гармонік з номерами p = 13, 15, 17, 19 не наведено на рис. 2.2 через їхню малість.



Рис. 2.2 Амплітуди перших шести гармонік функції розподілу поля на дуговій щілині (l = 0,5L, d = 3 мм, $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\varepsilon^i = \varepsilon^e = 1$)

Видно, що переважний вплив на формування поля в щілині має амплітуда першої гармоніки. Її максимальне значення для даного випромінювача спостерігається при $\lambda = 78$ мм і в даній точці амплітуда третьої гармоніки складає 6,6%, п'ятої – 3,4%, сьомої – 2,4%, дев'ятої - 2%, одинадцятої – 1,3% від першої по абсолютній величині (табл. 2.1). У короткохвильовому діапазоні спостерігаються резонансні максимуми амплітуд вищих гармонік, які можна порівняти з величиною амплітуди першої гармоніки, при довжинах хвиль, які відповідають співвідношенню $\lambda_{max, p} \approx 2l/p$.

Критична довжина хвилі ($\lambda_{H11} \approx \pi(a_1 + a_2)$) моди H_{11} в даній коаксіальної лінії дорівнює $\lambda_{H11} = 44$ мм (злам на кривій p = 1). Таким чином, резонансні довжини хвиль вищих гармонік (p > 1) менші від критичної довжини хвилі моди H_{11} ($\lambda_{max,p} < \lambda_{H11}$), отже у випадку багатомодового режиму вносять істотний внесок в розподіл поля на щілини. У свою чергу в одномодовому режимі спостерігається істотне переважання впливу першої просторової гармоніки в описі поля на поверхні щілини.

Таким чином, можна стверджувати, що в одномодовому режимі для описання поля на щілини достатньо використовувати напівхвильову апроксимацію функції розподілу поля в щілині. Значення амплітуд гармонік і деякі їх співвідношення представлені в табл. 2.1. Амплітуди гармонік p = 13, 15, 17 і 19 не представлені в табл. 2.1 через їхню малість ($|V_{13-19}| < 0,01|V_1|$).

Таблиця 2.1

р	1	3	5	7	9	11
$\lambda_{max, p}$, MM	78	26	15,5	11,3	8,3	6,8
2 <i>l</i> / <i>p</i>	75,4	25	15,1	10,8	8,4	6,9
$V_{max, p}, \mathbf{B}$	18,3	4,4	2	1,2	0,7	0,65
$V_p(\lambda_{max,1}), \mathbf{B}$	18,3	1,2	0,63	0,44	0,37	0,23
$V_p(\lambda_{max,1}) / V_{max,1}, \%$	100	6,6	3,4	2,4	2	1,3
$V_p(\lambda_{max,3}), \mathbf{B}$	3,15	4,4	0,56	0,33	0,26	0,18
$V_p(\lambda_{max,3})/V_{max,3}, \%$	72	100	12,7	7,5	6	4,1

Амплітуди гармонік поля на поверхні дугової щілини

В даному випадку при використанні десяти перших непарних гармонік поля на поверхні дугової щілини нормований розподіл поля вздовж щілинного випромінювача матиме вигляд, зображений на рис. 2.3. Нормований розподіл поля, в резонансному максимумі першої гармоніки (λ_{max,1} = 78 мм) представлено на рис. 2.3 а, максимумі третьої гармоніки (λ_{max,3} = 26 мм) –

рис. 2.3 б (криві 1). Криві 2 на рис. 2.3 а і 2.3 б нанесені для ілюстрації впливу відповідних гармонік при зазначених довжинах хвиль і відповідають нормованим функціям (2.6 а) з номерами *p* = 1 й *p* = 3.



Рис. 2.3 Розподіл амплітуди електричного поля на поверхні дугової щілини

З порівняння кривих 1 і 2 на рис. 2.3 а очевидно переважання першої гармоніки в описі поля в розкриві випромінювача і слабо відчутний вплив вищих гармонік поля (p > 1). Це говорить про те, що в одномодовому режимі для опису поля в розкриві щілинного випромінювача досить обмежитися однією просторовою гармонікою (напівхвильова апроксимація). У свою чергу з рис. 2.3 б видно, що ключову роль при $\lambda = 26$ мм грає гармоніка з номером p = 3, однак істотний внесок вносять і гармоніки з номерами $p \neq 3$. Таким чином, в короткохвильовому діапазоні (багатомодовий режим) необхідно враховувати відповідну кількість власних функцій для апроксимації функції розподілу електричного поля на поверхні щілини (рис. 2.2).

Таке співвідношення між гармоніками поля на поверхні дугової щілини зберігається і у випадку зміни її геометричних розмірів. На рис. 2.4 представлені результати розрахунку залежностей амплітуд просторових гармонік (p = 1, 3, 5) від довжини хвилі λ в дугових щілинах з розмірами l = 0,3L, l = 0,5L, l = 0,8L, прорізаних у коаксіальній лінії з радіусами $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм. Суцільні криві 1, 2, 3 відображають поведінку амплітуд перших (p = 1) гармонік в щілинах з l/L = 0,3; 0,5; 0,8 відповідно. Пунктирними кривими 4, 5, 6 позначені амплітуди третіх (p = 3) гармонік для тих же розмірів щілин. З графіків випливає, що в межах робочої смуги довжин хвиль, тобто там, де $|V_1|$ не нижче значення 0,707 $|V_1|_{max}$, амплітуди третіх гармонік складають не більше 7% від перших, $|V_5| \le 0,03|V_1|$ (крива 7), а амплітуди сьомих – менші за 0,01 $|V_1|$. У короткохвильовій області спостерігаються резонансні збільшення амплітуд всіх вищих гармонік ($\lambda = 15...40$ мм), тобто навіть при істотному збільшенні довжини щілини резонанси вищих гармонік знаходяться в області багатомодового режиму коаксіальної лінії і не вносять істотний внесок в одномодовому режимі роботи випромінювача. Амплітуди сьомої, дев'ятої, одинадцятої та інших гармонік на графіку не представлені через їхню малість.



Рис. 2.4 Амплітуди просторових гармонік в залежності від довжини хвилі, параметром є довжина щілини l = 0,3L; 0,5L; 0.8L (d = 3 мм, $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\varepsilon^i = \varepsilon^e = 1$)

Кінцевою метою дослідження характеристик щілинних випромінювачів, розташованих в коаксіальних лініях є розв'язання задачі по визначенню електродинамічних, перш за все енергетичних, характеристик таких випромінювальних систем, які є інтегральною характеристикою щодо амплітудно-фазового розподілу на поверхні щілинних випромінювачів. Розглянемо вплив кількості використовуваних гармонік поля в щілині на енергетичні характеристики дугової щілини. На рис. 2.5 а і б відповідно представлені залежності коефіцієнтів випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2$ і відбиття $|\Gamma_1|$ від довжини хвилі для даної системи. Криві 1, 2, 3 і 4 відображають зазначені показники, розраховані при використанні однієї, трьох, шести і десяти гармонік поля на поверхні дугової щілини відповідно.



Рис. 2.5 Залежності енергетичних коефіцієнтів від довжини хвилі, отримані при різних кількостях просторових гармонік поля на щілині (l = 0,5L, d = 3 мм, $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\varepsilon^i = \varepsilon^e = 1$)

Видно, що при збільшенні кількості апроксимуючих просторових гармонік резонансна довжина хвилі зсувається на 4,5% в область більш довгих хвиль і збільшується абсолютна величина енергетичних коефіцієнтів в максимумі - для $|\Gamma_{\Sigma}|^2$ близько 3%, для $|\Gamma_1|$ - 6%. Також дещо розширюється робоча смуга довжин хвиль випромінювача по рівню половинної потужності - з 44% до 48%. Слід зазначити, що вплив вищих гармонік проявляється в неробочий області випромінювача в околиці $\lambda = 26$ мм, де зазнає резонанс третя гармоніка (p = 3), а також, що час розрахунку відповідних показників в зазначеному діапазоні у випадку однієї гармоніки скорочується більш ніж в 80 разів у порівнянні з розрахунком при врахуванні перших десяти гармонік.

Приблизне значення критичної довжини хвилі моди H_{11} можна визначити відповідно до виразу $\lambda_{H11} \approx \pi(a_1+a_2)$ [185]. При цьому значення довжин хвиль, при яких спостерігаються максимуми вищих гармонік поля, відповідають виразу $\lambda_p \approx 2l/p$. Таким чином, область застосовності напівхвильової апроксимації в одномодовому режимі справедлива при довжинах хвиль більших, ніж найбільше значення з λ_{H11} і 1,8 λ_3 (коефіцієнт 1,8 вводиться виходячи з розрахункових даних). Також, порівнюючи наближені величини λ_{H11} і λ_3 , після деяких перетворень отримуємо співвідношення між параметрами системи щілина-фідер, що встановлює межі застосовності напівхвильової апроксимації:

$$\frac{a_1}{a_2} \ge 2.4 \frac{l}{L} - 1. \tag{2.25}$$

Необхідно відзначити два окремих випадки, що випливають з виразу (2.25). Напівхвильова апроксимація в одномодовому режимі можлива при будь-якій довжині хвилі λ для щілини з відносною довжиною l/L < 5/12 і при $\lambda > 1,2l$ для щілини з l/L > 5/6 при будь-яких значеннях a_1 і a_2 .

Таким чином, розрахунки показали, що для різних довжин *l* поперечних дугових щілинних випромінювачів в екрані коаксіальних ліній електричне поле на їх поверхнях може бути представлено сумою невеликої кількості власних функцій. Поле в щілині може бути апроксимовано напівхвильовою функцією з похибкою до 10% в межах одномодового режиму роботи коаксіальної лінії. Використання напівхвильової апроксимації дозволяє не тільки істотно скоротити час розрахунку параметрів, але і дає можливість усвідомити фізичну інтерпретацію отриманих результатів.

На підставі отриманих результатів подальші розрахунки в даному розділі проводилися з використанням перших трьох просторових гармонік поля на поверхні дугової щілини.

2.3. Результати числових досліджень та їх аналіз

З метою з'ясування електродинамічних законів випромінювання дугової і кільцевої щілини, розташованих в екрані коаксіальної лінії, за наведеними вище формулами розраховувалися параметри цих щілин, в широкому діапазоні варіювання параметрів всієї щілинно-фідерної системи. Дослідження проводилися на базі коаксіальних ліній з різними значеннями радіусів (внутрішнього a_1 і зовнішнього a_2) і з різними відношеннями a_2/a_1 , при різних відносних проникностях діелектриків, розташованих усередині коаксіального кабелю ε^i та назовні нього - ε^e , причому в загальному випадку діелектрики вважалися не ідеальними, а мали певний рівень діелектричних втрат tg δ. Довжина щілини l і її ширина d варіювалися так, що відношення l/Lбули рівними 0,3...1 (L - периметр екрану), а відношення d/l < 0,2; $d/\lambda < 0,1$.

Дослідження щілинного випромінювача проводилися у широкій смузі довжин хвиль, причому як у режимі поширення лише хвилі типу *T*, так й при виникненні у лінії передачі вищих типів *E*- та *H*- хвиль.

2.3.1. Вплив параметрів коаксіальної лінії і дугової щілини на її електродинамічні характеристики

У ряді робіт [4, 22, 26, 34, 39, 70, 83, 99] розглядаються дугові щілинні випромінювачі, розташовані в екранах коаксіальних ліній, з фіксованими довжинами l = 0,5L, що мають різне застосування - від супутникового зв'язку до медичних досліджень. При цьому відомо, що при зміні довжини щілини, прорізаної в стінці прямокутного хвилеводу, можна керувати робочою довжиною хвилі і шириною смуги довжин хвиль даної системи [150, 151, 153, 154, 177]. Однак у вивченій літературі питання керування діапазонними характеристиками щілинного випромінювача в екрані коаксіальної лінії не представлено в належному обсязі. У більшості робіт довжина дугової щілини фіксується і не розглядаються ні довші, ні коротші випромінювачі, і,

відповідно, не присутні висновки про можливості керування характеристиками системи шляхом зміни цього параметру. До того ж дослідження проводяться за допомогою пакетів програмного моделювання електродинамічних систем, які не дозволяють зрозуміти фізичні основи отриманих результатів, пояснити та спрогнозувати фізичні процеси, що мають місце у даній системі, та надати відповідні рекомендації стосовно причин та наслідків ефектів, що спостерігаються при зміненні даного параметру.

Дослідимо поведінку енергетичних характеристик дугової щілини, розташованої в екрані коаксіальної лінії (рис. 2.1, а), на прикладі антенної системи, яка представлена в [34]. Варіюватимемо геометричні розміри щілинного випромінювача з метою дослідження можливостей керування його енергетичними характеристиками за допомогою цих параметрів.

На рис. 2.6 представлені залежності коефіцієнтів випромінювання рис. 2.6 а і відбиття рис. 2.6 б від робочої довжини хвилі дугової щілини з l/L = 0,3; 0,5; 0,8 (криві 1, 2, 3 відповідно), d = 3 мм. Коаксіальна лінія мала розміри: $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм. Зі збільшенням довжини щілини змінюються як величини коефіцієнтів випромінювання та відбиття, так і резонансні значення довжин хвиль λ_{max} (з $|\Gamma_{\Sigma}|^2_{max}$), а також діапазон довжин хвиль, в межах якого коефіцієнт випромінювання залишається не нижче 0,5 від $|\Gamma_{\Sigma}|^2_{max}$. При зміні l/L відношення l/λ_{max} залишається близьким до величини 0,5.

Це пояснюється поведінкою провідностей даного щілинного випромінювача. Згідно (2.23), [134] і в припущенні напівхвильової апроксимації поля на поверхні випромінювача можна сказати, що максимум випромінювання поодинокої щілини повинен знаходитися в точці, де виконуються умови рівності активних компонент внутрішньої і зовнішньої провідностей ($g^i = g^e$) і рівності нулю повної реактивної компоненти провідності щілинного випромінювача ($b = b^i + b^e = 0$). При цьому щілина повинна випромінювати половину падаючої на неї потужності - $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = 0.5$ [134].



Рис. 2.6 Залежності коефіцієнтів випромінювання (а) та відбиття (б) від довжини хвилі. Криві 1, 2 та 3 відповідають l = 0,3L, 0,5L та 0.8L (d = 3 мм, $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\varepsilon^i = \varepsilon^e = 1$)

З ростом довжини щілини зростає довжина хвилі, при якій реактивна частина її повної провідності дорівнює нулю, отже, зростає і резонансна довжина хвилі щілинного випромінювача ($\lambda_{max1} = 49$ мм – $\lambda_{max3} = 118$ мм). Також зближуються значення активних компонент внутрішньої і зовнішньої провідностей, що призводить до збільшення абсолютної величини коефіцієнта випромінювання в резонансі ($|\Gamma_{\Sigma}|^2 = 0,2 \div 0,46$, рис. 2.6 а, криві 1 і 3 відповідно). Вищі гармоніки, внесок яких так само присутній в даних розрахунках (p = 3 і p = 5), також впливають на величину і положення резонансних значень енергетичних коефіцієнтів, проте цей вплив виражається в незначних поправках до наближення напівхвильової апроксимації.

Зазначимо, що залежності коефіцієнтів проходження $|\Gamma_{12}|$ (2.21) від довжини хвилі були отримані в усіх наведених дослідженнях з метою перевірки балансу потужності $|\Gamma_1|^2 + |\Gamma_{\Sigma}|^2 + |\Gamma_{12}|^2 = 1$. Суворе виконання цієї умови у всіх наведених у дисертаційній роботі випадках свідчить про правильність розрахованих даних. Відхилення сумарної потужності у менший бік від одиниці припустимо лише в багатомодовому режимі, де частина потужності переходить до вищих типів хвиль, що поширюються. У цьому випадку наведені залежності коефіцієнтів відбиття описують лише основну хвилю в коаксіальній лінії. Тут і далі залежності коефіцієнтів проходження |Г₁₂| від довжини хвилі не наводяться через їхню малу практичну значимість.

Вплив ширини дугової щілини на її енергетичні характеристики ілюструється кривими $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ на рис. 2.7. При цьому відношення d/l були не більші за 0,2, а відношення ширини щілини до довжини хвилі в рамках робочої смуги довжин хвиль залишалися меншими за 0,1.



Рис. 2.7 Залежності коефіцієнта випромінювання дугової щілини від довжини хвилі. Крива 1 відповідає d = 1,5 мм; 2 - d = 3 мм; 3 - d = 5 мм; 4 - d = 8 мм $(l = 0,5L, a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\varepsilon^i = \varepsilon^e = 1)$

З рис. 2.7 видно, що зі збільшенням ширини щілини з 3 до 8 мм робоча смуга довжин хвиль зросла за рівнем половинної потужності з 46% до 74%. На залежностях, наведених на рис. 2.6 і 2.7, робочий діапазон довжин хвиль включає як одномодовий, так і багатомодовий режими. Довжина хвилі, при якій виникає хвиля вищого типу H_{11} , відповідала значенням λ в точці перегину в залежностях $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$. Наприклад, для l/L = 0,5 на кривих рис. 2.6 критична довжина хвилі H_{11} була рівною 44 мм. При $\lambda <$ 44 мм видно зміну форми кривої $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$, тобто на параметри щілини у багатомодовому режимі істотний вплив мають просторові гармоніки з номерами 3, 5, 7..., адже їх амплітуди можуть бути порівнянними з амплітудою першої гармоніки.
Практичне застосування коаксіально-щілинних систем тісно пов'язане з масогабаритними параметрами антен на їх основі. Таким чином, важливо дослідити електродинамічні характеристики при зміні розмірів провідників коаксіальної лінії, які можуть варіюватися від часток міліметра як, наприклад, у випадку використання надмініатюрних кабелів в медицині [56-102], і до сантиметрів у випадку антен охоронних систем і систем зв'язку [1-55]. У свою чергу зміна відповідних параметрів фідера істотно впливає на характеристики роботи щілинного випромінювача. Отже, можливості керування електродинамічними властивостями щілини в екрані коаксіальної лінії шляхом варіювання співвідношення радіусів внутрішнього і зовнішнього провідників так само повинні бути досліджені.

На рис. 2.8 наведено залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$, $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ для дугової щілини з l = 0,5L, d = 3 мм, прорізаної в зовнішньому провіднику коаксіальної лінії з зовнішнім радіусом $a_2 = 12$ мм. Параметром на рис. 2.8 є значення внутрішнього радіусу фідера a_1 , яке дорівнювало 1 мм, 2,5 мм, 6 мм, 8 мм і 10 мм (криві 1 - 5 відповідно).



Рис. 2.8 Залежності коефіцієнтів випромінювання (а) та відбиття (б) від довжини хвилі. Криві 1-5 відповідають $a_1 = 1$ мм, 2,5 мм, 6 мм, 8 мм і 10 мм $(l = 0,5L, d = 3 \text{ мм}, a_2 = 12 \text{ мм}, \varepsilon^i = \varepsilon^e = 1)$

Зі збільшенням a_1 від 1 до 8 мм коефіцієнти випромінювання і відбиття збільшувалися, резонансна довжина хвилі зменшувалася, а відношення l/λ_{max} збільшувалася від значення 0,49 до 0,56. При великих значеннях a_1 ($a_2/a_1 < 1,5$) спостерігалося зростання коефіцієнта відбиття вище значення 0,5, зменшення коефіцієнта випромінювання і сильне спотворення форми кривих $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$. Пояснюється це тим, що зі збільшенням a_1 зростає критична довжина хвилі найближчої вищої моди H_{11} і робоча область довжин хвиль для щілини, що випромінює, стає багатомодовою. Найбільш сильне спотворення кривих буде у випадку, коли λ_{H11} виявляється близьким або рівним λ_{max} .

Подібні зміни резонансних значень довжин хвиль і величин $|\Gamma_{\Sigma}|^2_{max}$, а також спотворення форми кривих спостерігалися і в випадках, коли дугові щілини прорізалися в коаксіальних лініях з іншими значеннями a_2 і a_1 . Узагальнені результати, які випливають з розрахунків енергетичних параметрів щілинних випромінювачів, наведені в табл. 2.2.

Таблиця 2.2

Резонансна довжина щілинних випромінювачів в коаксіальних лініях різних розмірів

<i>а</i> 2, ММ	12			20,65				0,6				
<i>а</i> 1, мм	8	6	2,5	1	15	10	8	3	0,4	0,3	0,2	0,1
a_2/a_1	1,5	2	4,8	12	1,38	2,065	2,58	6,88	1,5	2	3	6
$\lambda_{max},$ MM	67	71	76	77	116	124	126	132	3,32	3,53	3,73	3,8
l/λ_{max}	0,56	0,53	0,5	0,49	0,56	0,52	0,51	0,49	0,567	0,534	0,505	0,496

З ростом a_2 робочий діапазон довжин хвиль, в якому щілина випромінює не менше 20% від падаючої у фідері потужності, зсувається в довгохвильову область. Для всіх розглянутих щілин з l/L = 0,5, прорізаних в різних коаксіальних лініях, величина l/λ_{max} змінювалася від 0,49 до 0,56. Причому при $a_2/a_1 > 2$ електрична довжина щілини була близькою до величини 0,5. При зміні співвідношення між довжиною щілини і периметром екрану коаксіальної лінії ($l/L = 0,3 \div 0,9$) резонансні значення l/λ_{max} змінювались не більш ніж на 6% у порівнянні з величиною 0,5 (табл. 2.3).

Аналогічно виразу (2.25) можна сформулювати досить жорстку оціночну умову, при якій критична довжина хвилі вищої моди буде розташовуватися далеко від робочої смуги дугової щілини: $\lambda_{H11} \leq (\lambda_1 + \lambda_3)/2$. Після деяких перетворень отримаємо:

$$\frac{a_1}{a_2} \le \frac{8}{3} \frac{l}{L} - 1. \tag{2.26}$$

Таблиця 2.3

Залежність електричної довжини випромінювача від його розмірів

<i>a</i> ₁ = 2,5 мм, <i>a</i> ₂ = 12 мм, <i>L</i> = 75,398 мм								
l/L	0,3	0,5	0,7	0,9				
l/λ_{max}	0,47	0,5	0,51	0,51				

Для закономірностей i особливостей з'ясування основних випромінювання з дугової щілини в екранах коаксіальних ліній різних розмірів розглянемо параметри щілини з напівхвильовим законом розподілу електричного поля в ній. В цьому випадку щілинний випромінювач можна представити у вигляді неоднорідності, пов'язаної з внутрішньою областю фідера внутрішньою провідністю $Y_{11}^i = g^i + jb^i$, а з зовнішньою областю – зовнішньою провідністю $Y_{11}^e = g^e + jb^e$, де g^i і g^e - активні внутрішні і зовнішні провідності відповідно, а bⁱ і b^e - реактивні. Як було зазначено раніше, при напівхвильовому розподілі електричного поля в щілині максимальний коефіцієнт випромінювання буде дорівнювати $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = 0,5$ і коефіцієнт відбиття $|\Gamma_1| = 0.5$ у випадку, якщо активні провідності будуть рівними між собою $(g^i = g^e)$, а сума внутрішніх і зовнішніх реактивних провідностей при деякій довжині λ_{рез} дорівнює нулю. Якщо щілинний випромінювач характеризується співвідношенням $g^i < g^e$, то коефіцієнти випромінювання і відбиття будуть менші за величину 0,5; якщо $g^i > g^e$, тоді $|\Gamma_{\Sigma}|^2 < 0,5$, а коефіцієнт відбиття може стати значно більшим за 0,5.

Розглянемо залежності внутрішніх $Y_{11}^i = g^i + jb^i$ і зовнішніх $Y_{11}^e = g^e + jb^e$ провідностей від робочої довжини хвилі для дугових щілин, енергетичні коефіцієнти яких представлені на рис. 2.8 при різних значеннях a_1 .

На рис. 2.9 представлені активні і реактивні, внутрішні (суцільні криві) і зовнішні (пунктирні криві) провідності в діапазоні довжин хвиль для щілин з l/L = 0,5, прорізаних в коаксіальної лінії з радіусом зовнішнього провідника $a_2 = 12$ мм і зміні значення радіуса внутрішнього провідника $a_1 = 1 \div 10$ мм.



Рис. 2.9 Залежності активних (а) та реактивних (б) провідностей від довжини хвилі. Криві 1 відповідають $a_1 = 1$ мм; $2 - a_1 = 2,5$ мм; $3 - a_1 = 6$ мм; $4 - a_1 = 8$ мм; $5 - a_1 = 10$ мм

При збільшенні внутрішнього радіусу коаксіальної лінії спостерігається зрушення значення λ_{H11} в довгохвильову область і змінюється крутизна залежностей провідності від робочої довжини хвилі. При поширенні в лінії хвилі *T*-типу активна внутрішня провідність залишається постійною при зміні довжини хвилі (випадок одномодового режиму), а провідності, обумовлені вищими типами, що поширюються, сильно залежать від робочої довжини хвилі λ (випадок багатомодового режиму). Для щілини в коаксіальної лінії з $a_1 = 2,5$ мм і $a_2 = 12$ мм в діапазоні довжин хвиль від 40 до 200 мм

зберігається співвідношення $g^i < g^e$ і, отже, коефіцієнт відбиття не перевищує величини 0,5 (рис. 2.8 б).

При збільшенні a_1 співвідношення між активними провідностями порушується $(g^i > g^e)$ і коефіцієнт відбиття, наприклад, при $a_1 = 10$ мм, виявляється більшим за величину 0,5. Саме цей факт був відзначений при аналізі залежностей, наведених на рис. 2.8. На рис. 2.9 б представлено реактивні провідності. При зміні a_1 в межах від 1 до 8 мм значення λ_{pe3} , при якому повна реактивна провідність $(b^i + b^e)$ дорівнює нулю, зсувається в короткохвильову область. Наприклад, для $a_1 = 2,5$ мм величина λ_{pe3} виявляється рівною 73 мм, а при $a_1 = 8$ мм – $\lambda_{pe3} = 66$ мм. Максимальний коефіцієнт випромінювання з щілини при $a_1 = 2,5$ мм згідно залежностям рис. 2.9 а спостерігався при $\lambda_{max} = 76$ мм. Близькі значення λ_{pe3} і λ_{max} підтверджують можливість використання напівхвильової апроксимації поля в дуговій щілині, прорізаної в екрані коаксіальної лінії.

Всі наведені вище розрахунки параметрів щілин були виконані за умови $\varepsilon^i = 1$, $\varepsilon^e = 1$. Однак область всередині коаксіальної лінії найчастіше заповнюється діелектриком з відносною діелектричною проникністю $\varepsilon^i > 1$.

Для дослідження впливу діелектричної проникності внутрішнього простору коаксіальної лінії ε^i на характеристики дугової щілини на рис. 2.10 наведені залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ для щілини з l = 0,5L, d = 3 мм в коаксіальній лінії з $a_1 = 2,5$ мм і $a_2 = 12$ мм при зміні ε^i від 1 до 8. Діелектрик, що заповнює внутрішній простір коаксіальної лінії вважався ідеальним ($tg \ \delta = 0$).

Довжина хвилі, на якій спостерігається максимальне значення коефіцієнту випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = 0,33$ при $\varepsilon^i = 1$ дорівнює 76 мм, а при $\varepsilon^i = 8$ – $\lambda_{max} = 146$ мм, $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = 0,48$. Коефіцієнт випромінювання при зростанні відносної діелектричної проникності збільшувався до значення 0,5 ($\varepsilon^i = 5$), а при подальшому зростанні $\varepsilon^i - |\Gamma_{\Sigma}|^2_{max}$ зменшувався, а коефіцієнт відбиття приймав значення вище за 0,5. Слід зазначити, що при збільшенні ε^i зростає і критична довжина хвилі $\lambda_{\kappa p}$ вищої моди в коаксіальній лінії H_{11} пропорційно величині $\sqrt{\varepsilon^i}$ і таким чином межа області одномодового режиму зсувається в бік більш довгих хвиль. На кривих енергетичних коефіцієнтів виникнення вищого мода в коаксіальній лінії проявляється як злам при відповідних значеннях критичних довжин хвиль ($\lambda_{H11} = 44 \div 126$ мм при $\varepsilon^i = 1 \div 8$ відповідно).



Рис. 2.10 Залежності коефіцієнтів випромінювання (а) та відбиття (б) від довжини хвилі. Криві 1 відповідають $\varepsilon^i = 1$; $2 - \varepsilon^i = 2$; $3 - \varepsilon^i = 4$; $4 - \varepsilon^i = 5$; $5 - \varepsilon^i = 8$ (l = 0,5L, d = 3 мм, $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\varepsilon^e = 1$)

Таким чином, збільшення діелектричної проникності середовища у внутрішній області коаксіальної лінії призводить, перш за все, до збільшення критичних довжин хвиль вищих типів, зміни величин коефіцієнтів випромінювання та відбиття дугової щілини і суттєвого зрушення λ_{max} в довгохвильову область діапазону.

2.3.2. Вплив параметрів коаксіальної лінії і кільцевої щілини на її електродинамічні характеристики

Кільцева щілина в екрані коаксіальної лінії має фіксовану довжину l = L і в певному сенсі є граничним випадком дугової. Як зазначено раніше,

розподіл поля вздовж кільцевої щілини за умови її збудження основною хвилею в коаксіальній лінії буде постійним (2.6 б). При цьому у зв'язку з відсутністю у кільцевої щілини металевих торців вона не має резонансної довжини і, як буде показано далі, не має резонансних властивостей. Ця принципова відмінність кільцевої щілини в ряді випадків визначає області застосування кільцевих щілин, діапазонні переваги і способи керування характеристиками такого випромінювача.

На рис. 2.11 наведені залежності від довжини хвилі коефіцієнтів випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ і відбиття $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ поодинокої кільцевої щілини в екрані коаксіальної лінії з $a_2 = 12$ мм, $a_1 = 2,5$ мм, $\varepsilon^i = \varepsilon^e = 1$ (суцільні криві) і аналогічні залежності для щілини в фідері з $a_2 = 0,6$ мм, $a_1 = 0,2$ мм, $\varepsilon^i = \varepsilon^e = 1$ (пунктирні криві). Параметром є ширина щілини, яка в першому випадку змінюється від 1 до 8 мм, у другому від 0,01 до 0,6 мм.



Рис. 2.11 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) та $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) для щілин у коаксіальних лініях з $a_2 = 12$ мм (суцільні криві) та з $a_2 = 0,6$ мм (пунктирні криві), d – параметр

Видно, що зі збільшенням *d* спостерігається значна зміна $|\Gamma_{\Sigma}|^2$ для щілин у коаксіальному фідері з $a_2 = 12$ мм. Зауважимо, що у випадку дугової щілини вплив її ширини на енергетичні коефіцієнти виражається не так сильно як у випадку кільцевої (рис. 2.7). Також слід зазначити, що випромінювання

кільцевої щілини на відміну від дугової, не носить резонансний характер. Це пов'язано з тим, що повна реактивність кільцевої щілини не дорівнює нулю $(b \neq 0)$, а, отже, відповідно до формул (2.22) і (2.23), криві $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ та $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ не матимуть характерного виразного максимуму. При цьому діапазонні властивості кільцевої щілини значно ширші, ніж у дугової в силу мало змінюваного характеру енергетичних кривих. У свою чергу збільшення ширини кільцевої щілини призводить до додаткового збільшення діапазону її роботи аналогічно випадку на рис. 2.7.

Розглянемо вплив відношення радіусів провідників коаксіального фідера на характеристики кільцевої щілини. Для цього на рис. 2.12 представлені залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ для кільцевої щілини шириною 1 мм, прорізаної в зовнішньому провіднику коаксіальної лінії з $a_2 = 12$ мм, але з радіусом a_1 . Величина a_1 , як і у випадку рис. 2.8, варіювалася від 1 до 10 мм, при цьому відношення a_2/a_1 змінювалося від 1,2 до 12. Величини є^{*i*} і є^{*e*} залишалися рівними одиниці. Коефіцієнт випромінювання з щілини для даного розміру a_2 ні при яких значеннях a_2/a_1 не досягає величини 0,5. При зміні відношення a_2/a_1 від 1,2 до 12 з ростом довжини хвилі коефіцієнт випромінювання може як збільшуватися, так і зменшуватися (рис. 2.12 а). Коефіцієнт відбиття при $a_2/a_1 \le 1,5$ в діапазоні від 30 до 300 мм залишається більшим за 0,5, в довгохвильовій частині досягає величини 0,8 і більше (рис. 2.12 б).

Як було показано вище, застосування коаксіальних ліній дозволяє розв'язати задачі мініатюризації широкосмугових хвилеводних трактів та випромінювальних структур на їх основі і використовувати їх в різних областях, зокрема, в медицині та біології. Тому на рис. 2.13 представлені енергетичні характеристики кільцевої щілини, прорізаної в екрані коаксіальної лінії з зовнішнім радіусом рівним 0,6 мм.



Рис. 2.12 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) та $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) для кільцевих щілин в коаксіальній лінії з $a_2 = 12$ мм. Параметр – a_1 (d = 1 мм, $\varepsilon^i = \varepsilon^e = 1$)



Рис. 2.13 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) та $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) для кільцевих щілин в коаксіальній лінії з $a_2 = 0,6$ мм. Параметр $-a_1 (d = 0.05 \text{ мм}, \varepsilon^i = \varepsilon^e = 1)$

На рис. 2.13 представлені залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) та $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) для кільцевої щілини шириною d = 0,05 мм, прорізаної в екрані лінії з $a_2 = 0,6$ мм, величини внутрішнього радіусу змінювалися від 0,05 до 0,5 мм ($\varepsilon^i = \varepsilon^e = 1$), тобто $a_2/a_1 = 1,2 \div 12$.

Видно, що залежності коефіцієнтів випромінювання і відбиття від довжини хвилі на рис. 2.12 і 2.13 відрізняються один від одного, не дивлячись на те, що відношення радіусів коаксіальної лінії a_2/a_1 вибиралися однаковими в обох випадках. Перш за все, значно зріс коефіцієнт відбиття, невеликим виявився і коефіцієнт проходження. Це пов'язано зі збільшенням відношення g^i/g^e для мініатюрного кабелю з $a_2 = 0,6$ мм, що, як згадувалося раніше, призводить до розбалансування провідностей і істотного зростання коефіцієнт відбиття щілинного випромінювача у всьому досліджуваному діапазоні довжин хвиль.

Вплив величини радіуса зовнішнього провідника a_2 представлено на рис. 2.14, на якому наведені залежності від довжини хвилі енергетичних коефіцієнтів кільцевих щілин, прорізаних в різних коаксіальних лініях, але з однаковим співвідношенням $a_2/a_1 = 3$ і $d/L \approx 0,1$. Параметри коаксіальних фідерів дещо відрізняються від тих, що використовуються на практиці і були підібрані таким чином, щоб підкреслити вплив саме величини зовнішнього радіусу фідера на енергетичні коефіцієнти щілини. Видно, що в області довжин хвиль від 40 до 1500 мм щілина в коаксіальної лінії з $a_2 = 21$ мм має найвищий коефіцієнт випромінювання ($|\Gamma_{\Sigma}|^2 \approx 0,37$) і найнижчий коефіцієнт відбиття з усіх розглянутих випадків. Це пояснюється поліпшенням узгодження даної випромінювальної системи із зовнішнім простором при збільшенні зовнішнього радіусу фідера a_2 .



Рис. 2.14 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) та $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) для кільцевих щілин в коаксіальних лініях з фіксованими відношеннями $a_2/a_1 = 3$ та $d/L \approx 0,1$ (криві 1 – $a_2 = 0,6$ мм, $a_1 = 0,2$ мм, d = 0,3 мм; 2 – $a_2 = 12$ мм, $a_1 = 4$ мм, d = 7 мм; 3 – $a_2 = 21$ мм, $a_1 = 7$ мм, d = 13 мм). Параметр – величина a_2

Далі розглянемо вплив діелектричної проникності ε^i на енергетичні характеристики кільцевої щілини в екрані коаксіальної лінії. Заповнення надмініатюрного фідеру з $a_2 = 0,6$ мм діелектриком з $\varepsilon^i > 1$ призводить до суттєвого зменшення коефіцієнту випромінювання (рис. 2.15 а, б - пунктирні криві). З ростом довжини хвилі $|\Gamma_{\Sigma}|^2$ зменшується, а значення $|\Gamma_1|$ в смузі довжин хвиль від 30 до 300 мм залишається не меншим за величину 0,7, у довгохвильовій області $|\Gamma_1| > 0,8$.



Рис. 2.15 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) та $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) для кільцевих щілин в коаксіальних лініях з $a_2 = 12$ мм (суцільні криві) та з $a_2 = 0,6$ мм (пунктирні криві). ε^i – параметр

Також на рис. 2.15 суцільними кривими представлені енергетичні характеристики кільцевої щілини в коаксіальній лінії з $a_2 = 12$ мм, $a_1 = 2,5$ мм, $\varepsilon^e = 1$, d = 1 мм при різних значеннях ε^i у фідері. Характер залежностей $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$, $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ змінюється у порівнянні з аналогічними кривими для щілини на коаксіальної лінії з $a_2 = 0,6$ мм, а саме з ростом довжини хвилі коефіцієнт випромінювання зростає. Але, як і у випадку з кільцевою щілиною в коаксіальній лінії з $a_2 = 0,6$ мм, при прорізанні щілини в екрані фідера з $a_2 = 12$ мм зі збільшенням діелектричної проникності ε^i коефіцієнт випромінювання зменшується. Слід зазначити, що на рис. 2.15 є такі значення

довжин хвиль, при яких виникає хвиля вищого типу - E_{01} , тобто при $\lambda < \lambda_{E01}$ ($\lambda_{E01} = 68$ мм при $\varepsilon^i = 12$) режим в коаксіальної лінії буде багатомодовим. Формула балансу $|\Gamma_{\Sigma}|^2 + |\Gamma_1|^2 + |\Gamma_{12}|^2 = 1$ в цій частині діапазону не справедлива через те, що в цьому режимі необхідно враховувати перетворення *T*- хвилі в хвилю типу E_{01} .

2.3.3. Випромінювання поодинокої поперечної щілини в матеріальне середовище

У ряді випадків коаксіально-щілинні елементи і системи випромінюють в середовища відмінні від повітря. Наприклад, в охоронних системах подібні датчики можуть розташовуватися під земним і сніжним покривом, в системах зв'язку в підземних спорудах навколишнім середовищем можуть виступати різні ґрунти, гірські породи, в медицині - безпосередньо органи і тканини людського організму тощо. Питання застосування коаксіально-щілинних випромінювачів у різних навколишніх середовищах вимагають розв'язання поставленої задачі в умовах заповнення зовнішнього простору в загальному випадку неідеальним діелектриком із втратами.

У таких широких умовах варіювання характеристик навколишніх середовищ виникає питання про узгодження щілинного елемента з середовищем, що оточує його, і впливу високих значень діелектричної проникності ($\varepsilon^e = 1 \div 55$) та втрат у матеріальному навколишньому середовищі на енергетичні характеристики щілинного випромінювача. Математично введення втрат виражається появою уявної компоненти $\varepsilon^{e''}$ діелектричної проникності зовнішнього діелектрика, а в подальшому - в її відношенні до дійсної компоненти $\varepsilon^{e'}$: $\varepsilon^e = \varepsilon^{e'} - j\varepsilon^{e''} = \varepsilon^{e'}(1 - j tg \delta)$, где $tg \delta = \varepsilon^{e''/\varepsilon^{e'}}$. Таким чином, параметр $tg \delta$ – тангенс кута діелектричних втрат, відображає величину діелектричних втрат у речовині, що оточує коаксіально-щілинний випромінювач. Також під цим параметром можна розуміти і урахування впливу провідності зовнішнього середовища σ , присутність якої також

математично проявляється в уявній складовій діелектричної проникності $\varepsilon^{e''}$. Надалі штрих в позначенні дійсної компоненти діелектричної проникності $\varepsilon^{e'}$ опустимо і будемо позначати її ε^{e} .

Для ілюстрації впливу зовнішнього середовища на характеристики поодинокої дугової щілини в коаксіальній лінії на рис. 2.16 представлено залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ та $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ для випадків, коли змінювалася відносна діелектрична проникність зовнішнього простору ε^e .



Рис. 2.16 Залежності коефіцієнтів випромінювання (а) та відбиття (б) від довжини хвилі. Параметр – ε^e . Криві 1 відповідають $\varepsilon^e = 2$; 2 – $\varepsilon^e = 4$; 3 – $\varepsilon^e = 6$; 4 – $\varepsilon^e = 8$ у коаксіальній лінії з $a_2 = 12$ мм. Крива 5 – $\varepsilon^e = 55$ у фідері з $a_2 = 0,6$ мм

Криві 1–4 відповідають випромінюванню з поодинокої дугової щілини довжини l/L = 0,5 в коаксіальній лінії з $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\varepsilon^i = 1$ в діелектричне середовище з проникностями, рівними 2, 4, 6, 8. Залежності, що позначені кривими 5, відносяться до випадку використання щілинних випромінювачів у медицині. Для цього випадку енергетичні коефіцієнти були розраховані для щілини з розмірами l/L = 0,8, прорізаної у екрані фідера з параметрами $a_1 = 0,2$ мм, $a_2 = 0,6$ мм та $\varepsilon^i = 2$. Щілина випромінювала в середовище з високою діелектричною проникністю $\varepsilon^e = 55$. Діелектрик, що заповнює зовнішній простір коаксіальної лінії, вважається ідеальним ($tg \delta = 0$). З аналізу залежностей, наведених на рис. 2.16, випливає, що при збільшенні ε^e відбувається зменшення коефіцієнтів випромінювання та відбиття, якщо виконуються умови $\varepsilon^e > \varepsilon^i$ та $g^i < g^e$, а також збільшення робочої смуги довжин хвиль щілинного випромінювача.

Аналіз отриманих результатів показав, що можна отримати наближене значення робочої довжини хвилі поодинокої дугової щілини, розташованої в екрані коаксіальної лінії, якщо ввести поняття усередненої діелектричної проникності $\varepsilon_{cep} = (\varepsilon^i + \varepsilon^e)/2$. У цьому випадку можна визначити величину λ_{max} із точністю не гірше ніж 15% для довільних ε^e та ε^i за наближеною формулою $\lambda_{\max,\varepsilon_{cp}} = \sqrt{\varepsilon_{cep}} \lambda_{\max,\varepsilon^{i,e}=1}$. Якщо $\varepsilon^i = 1$, $\varepsilon^e > 1$, тоді знайдене приблизне значення $\lambda_{\max,\varepsilon_{cp}}$ буде меншим, якщо $\varepsilon^e = 1$, а $\varepsilon^i > 1$, то $\lambda_{\max,\varepsilon_{cp}}$ буде більшим ніж результати точного розрахунку (табл. 2.4).

Таблиця 2.4

Порівняння точних і приблизних величин резонансних довжин хвиль при різних ε^i , ε^e ($a_1 = 8$ мм, $a_2 = 20,65$ мм, l/L = 0,5)

ϵ^i	3	1	1	4
ϵ^{e}	1	3	8	4
λ_{max} , MM	159	187,6	295,4	240
$\sqrt{\epsilon_{cep}}$	1,41	1,41	2,12	2
$\lambda_{\max \epsilon_{cep}}$, MM	171,5	171,5	258,5	243
δ, %	+7,9	-8,6	-13	< 1

Під час розрахунків показників дугової щілини, що випромінює в матеріальне середовище, крім високих значень діелектричної проникності ε^e слід розглядати і вплив втрат *tg* δ у цьому середовищі.

Криві на рис. 2.17, які ілюструють залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) та $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) відносяться до випадку поодинокої дугової щілини з довжиною l = 0,5L й шириною d = 3 мм, прорізаної в коаксіальній лінії з $a_2 = 12$ мм, $a_1 = 2,5$ мм,

 $\varepsilon^i = 2$. Величина ε^e мала значення 4, 10, 20, 55. Криві 1, 2 та 3 відповідають різним значенням $tg \ \delta = 0; 0,1; 0,8.$



Рис. 2.17 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) та $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) для дугової щілини (l = 0,5L, d = 3 мм, $a_2 = 12$ мм, $a_1 = 2,5$ мм, $\varepsilon^i = 2$). Криві 1-3 відповідають $tg \ \delta = 0; 0,1; 0,8$

Аналіз залежностей на рис. 2.17 показує, що для різних значень є^{*e*} при збільшенні *tg* б коефіцієнти випромінювання і відбиття зменшуються (~ 50%), робоча смуга довжин хвиль, в межах якої $|\Gamma_{\Sigma}|^2 \ge 0.5 |\Gamma_{\Sigma}|^2_{\text{max}}$, істотно збільшується в силу зменшення $|\Gamma_{\Sigma}|^2_{\text{max}}$.

Таким чином, зміна діелектричної проникності зовнішнього простору впливає на величину резонансної довжини хвилі, а також на ширину робочої смуги довжин хвиль дугової щілини. При варіюванні діелектричної проникності внутрішнього заповнення фідера ε^i можливо узгодити щілинний випромінювач з різноманітними зовнішніми середовищами з різними діелектричними проникностями ε^e і забезпечити високий коефіцієнт випромінювання поодинокої дугової щілини. У свою чергу високий рівень діелектричних втрат зменшує абсолютні значення енергетичних коефіцієнтів при різних значеннях ε^e , не змінюючи при цьому резонансну довжину хвилі випромінювача. Розглянемо особливості випромінювання поодинокої кільцевої щілини, прорізаної в екрані коаксіальної лінії, в матеріальне середовище з різними значеннями діелектричної проникності.

На рис. 2.18 пунктирними кривими представлені енергетичні характеристики вузької кільцевої щілини з d = 0,05 мм, прорізаної в екрані коаксіальної лінії з $a_2 = 0,6$ мм, $a_1 = 0,2$ мм, а суцільними – щілини з d = 1 мм у фідері з $a_2 = 12$ мм, $a_1 = 2,5$ мм.



Рис. 2.18 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) та $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) для кільцевих щілин в коаксіальних лініях з $a_2 = 12$ мм (суцільні криві) та з $a_2 = 0,6$ мм (пунктирні криві). ε^e – параметр

Діелектрична проникність внутрішнього діелектрика була обрана $\varepsilon^i = 2$ (тефлон) як найбільш уживаного при виготовленні коаксіального кабелю. При випромінюванні кільцевої щілини діелектричне середовище, 3 В спостерігається істотне зменшення коефіцієнту відбиття зі збільшенням значення є^е (для кільцевих щілин на обох фідерах). Залежності коефіцієнтів випромінювання від довжини хвилі (рис. 2.18 а) з ростом ε^e різні для щілин в екранах коаксіальних ліній з $a_2 = 12$ мм і $a_2 = 0,6$ мм. Наприклад, найбільш придатним для використання в медицині та біології виявляється щілинний випромінювач у фідері з $a_2 = 0.6$ мм, адже при випромінюванні в середовище з великими значеннями ε^e (наприклад, при $\varepsilon^e = 55$) саме у випадку цього фідеру коефіцієнт випромінювання щілини виявляється більшим за 0,2 - 0,4 в смузі довжин хвиль від 60 до 400 мм, а коефіцієнт відбиття не більше 0,3 (по полю), тобто від щілини відбивається не більше 10% падаючої на неї потужності (рис. 2.18 б).

При наявності в зовнішньому діелектрику певного рівня діелектричних втрат енергетичні коефіцієнти поодинокої кільцевої щілини дещо збільшуються. На рис. 2.19 і 2.20 наведені залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ для кільцевої щілини з d = 3 мм в коаксіальному фідері з $a_2 = 12$ мм, $a_1 = 2,5$ мм, $\varepsilon^i = 2$ (рис. 2.19 а, б) і щілини з d = 0,3 мм в надмініатюрному фідері з $a_2 = 0,6$ мм, $a_1 = 0,1$ мм, $\varepsilon^i = 2$ (рис. 2.20 а, б) відповідно. Тут параметри середовища змінювалися так само, як і у випадку, наведеному на рис. 2.17.

Порівнюючи залежності енергетичних коефіцієнтів від довжини хвилі для дугової і кільцевої щілин при зміні tg б бачимо, що вони істотно відрізняються одна від одної. У разі кільцевої щілини з ростом є^{*e*} коефіцієнти $|\Gamma_{\Sigma}|^2$ і $|\Gamma_1|$ зменшуються, але при збільшенні втрат коефіцієнт випромінювання зростає, а коефіцієнт відбиття зменшується. Така різна поведінка характеристик дугової і кільцевої щілини зі збільшенням втрат в діелектрику пояснюється за допомогою дослідження провідностей цих випромінювачів.

На рис. 2.21 і 2.22 наведені залежності активних внутрішніх і зовнішніх провідностей $g^{i\ e} = f(\lambda)$ - суцільні криві і реактивних провідностей $b = f(\lambda)$ ($b = b^i + b^e$) - пунктирні криві для дугової і кільцевої щілин відповідно для $\varepsilon^i = 2$, $\varepsilon^e = 10$ і $tg \ \delta = 0, 0, 1, 0, 8$ (криві 1, 2 і 3). Енергетичні характеристики цих випромінювачів були розглянуті на рис. 2.17 і рис. 2.19 відповідно.

Як вже зазначалося, для дугової щілини довжини *l* при деякій довжині хвилі λ_{pes} сума $b^i + b^e$ перетворюється на нуль (рис. 2.21) і залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ набувають резонансний характер (рис. 2.17). Резонансні значення λ змінюються зі збільшенням ε^e і зсуваються в довгохвильову область.



Рис. 2.19 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) та $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) для кільцевої щілини в коаксіальній лінії з $a_2 = 12$ мм. Криві 1-3 відповідають $tg \ \delta = 0; 0,1; 0,8$



Рис. 2.20 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) та $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) для кільцевої щілини в коаксіальній лінії з $a_2 = 0,6$ мм. Криві 1-3 відповідають $tg \ \delta = 0; 0,1; 0,8$



Рис. 2.21 Залежності g^i , g^e , $b = f(\lambda)$, для дугової щілини. Криві 1-3 відповідають $tg \ \delta = 0; 0,1; 0,8$

Максимальні значення коефіцієнтів випромінювання та відбиття залежать також і від співвідношення між активними складовими g^i і g^e . Як видно з залежностей, наведених на рис.2.21, рівність активних провідностей не досягається і, отже, $|\Gamma_{\Sigma}|^2 < 0.5$. Зі збільшенням ε^e і tg δ збільшується g^e і різниця між g^e і g^i зростає, що призводить до зменшення $|\Gamma_{\Sigma}|^2$.

Для кільцевої щілини (рис. 2.22) при зростанні ε^e і tg б активна зовнішня провідність збільшується, але реактивна *b* зменшується, що у підсумку призводить до таких співвідношень між внутрішніми і зовнішніми провідностями, при яких коефіцієнт випромінювання збільшується (або практично не змінюється), а коефіцієнт відбиття зменшується.



Рис. 2.22 Залежності g^i , g^e , b = f (λ), для кільцевої щілини. Криві 1-3 відповідають $tg \ \delta = 0; 0, 1; 0, 8$

Слід зазначити, що для кільцевої щілини в екрані надмініатюрної коаксіальної лінії при $\varepsilon^e = 4$ (рис. 2.20, крива 3) настають умови, близькі до балансу внутрішніх і зовнішніх провідностей ($b \approx 0$, $g^i \approx g^e$), що обумовлює максимальний коефіцієнт випромінювання в досліджуваній смузі довжин хвиль, який додатково збільшується за рахунок високого значення $tg \delta y$ зовнішній області ($|\Gamma_{\Sigma}|^2 \approx 0.5$). Це співвідношення порушується як при високих значеннях ε^e , так і при $\varepsilon^e = 1$. В останньому випадку $g^i >> g^e$, отже, коефіцієнт відбиття досягає значення більшого за 0,7, $|\Gamma_{\Sigma}|^2 < 0.35$.

2.4. Достовірність отриманих результатів

Для перевірки достовірності отриманих результатів досліджень, які представлені в даному розділі, деякі розрахункові характеристики були співставленні з відомими характеристиками коаксіально-щілинних випромінювачів, наведеними в літературних джерелах. Також було виконано порівняння характеристик з чисельними результатами, отриманими за допомогою програмних пакетів моделювання електродинамічних структур.

Слід зазначити, що в літературних джерелах наводиться вкрай мало інформації про дослідження електродинамічних характеристик щілинних випромінювачів в екрані коаксіальної лінії.

Наприклад в роботі [34] представлені розрахунки енергетичних характеристик коаксіально-щілинної антени з різною кількістю випромінювачів. Параметри досліджуваної системи були наступними: $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $a_3 = 15$ мм, l = 0,5L, d = 3 мм, $\varepsilon^i = 2,08$, $\varepsilon^e = 1$. При моделюванні даної системи враховувалася товщина зовнішнього провідника коаксіальної лінії, яка дорівнювала $t = a_3 - a_2 = 3$ мм.

Для порівняння з результатами цієї роботи було проведено розрахунок характеристик аналогічного випромінювача за умови напівхвильової апроксимації поля на поверхні щілини і нескінченно тонкого екрану коаксіальної лінії. Слід зазначити, що згідно роботі [188] вплив товщини стінки фідера можна врахувати використовуючи еквівалентну ширину щілинного випромінювача відповідно до виразу

$$d_{_{3KB}} = d \frac{8}{\pi e} e^{-\frac{\pi t}{2d}}.$$
 (2.27)

На рис. 2.23 представлені коефіцієнти випромінювання дугової щілини, прорізаної в екрані коаксіальної лінії, наведені в роботі [34] (крива 1), отримані методом наведених магніторушійних сил без урахування товщини екрану фідеру (крива 2) і отримані методом наведених магніторушійних сил з використанням еквівалентної ширини щілини відповідно до виразу (2.27) (крива 3).



Рис. 2.23 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ для дугової щілини в коаксіальній лінії ($a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $a_3 = 15$ мм, l = 0,5L, d = 3 мм, $\varepsilon^i = 2,08$, $\varepsilon^e = 1$)

З рис. 2.23 видно, що резонансні довжини хвиль досліджуваних дугових щілин відрізняються не більше ніж на 6%, найбільша відмінність максимальних значень коефіцієнтів випромінювання становить 9%. Істотна відмінність смуги роботи випромінювача ~ 20% пояснюється нехтуванням товщини стінки фідера при розрахунках коефіцієнта випромінювання. Також слід зазначити, що при використанні декількох просторових гармонік поля на поверхні щілини дещо збільшуються резонансна довжина хвилі, максимальне значення коефіцієнта випромінювання і діапазон роботи щілинного випромінювача як було показано на рис. 2.5.

Таким чином, порівняння отриманих результатів з даними, відомими в літературних джерелах, і даними, отриманими за допомогою пакетів числового моделювання, підтверджує адекватність та достовірність проведених досліджень.

Висновки до розділу 2

1. Розв'язано електродинамічну задачу збудження та випромінювання електромагнітних хвиль поперечними дуговими і кільцевими координатними

щілинами, прорізаними в екрані коаксіальної лінії передачі, в якій поширюється хвиля основного *T*-типу, з урахування впливу вищих типів.

2. В результаті проведених досліджень показано, що електричне поле в поперечній дуговій щілині, прорізаній у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, з похибкою меншою ніж 5%, може бути представлено трьома непарними просторовими гармоніками. Отримано вирази для визначення діапазону довжин хвиль, при якому можлива напівхвильова апроксимація поля в щілині.

3. Вивчено залежності енергетичних характеристик дугової щілини від її розмірів. При збільшенні довжини щілини (по відношенню до периметру зовнішнього провідника) її резонансна довжина *l* залишається близькою до величини 0,5λ, а робоча смуга частот значно збільшується.

4. Досліджено вплив параметрів коаксіальних ліній на енергетичні коефіцієнти щілинного випромінювача. Показано, що відношення її зовнішнього радіуса до внутрішнього не повинно бути меншим ніж удвічі, отримано наближені вирази для вибору відношення радіусів для ефективного випромінювання електромагнітних хвиль дуговою щілиною. Показано, що змінюючи діелектричні проникності діелектриків всередині і назовні коаксіальної лінії, можна керувати величинами коефіцієнтів випромінювання та відбиття, резонансною довжиною хвилі і робочою смугою частот дугової щілини. При довільних значеннях діелектричної проникності досить просто визначити робочу довжину хвилі випромінювача за допомогою представлених наближених формул за допомогою усередненої діелектричної проникності.

5. Дослідження кільцевої щілини показали, що на відміну від дугової, вона не може випромінювати 50% падаючої на неї потужності адже має нерезонансний характер випромінювання. При цьому діапазон роботи кільцевої щілини значно перевищує діапазон роботи дугової.

6. Коефіцієнт відбиття кільцевих щілин при певному співвідношенні між радіусами провідників коаксіальної лінії може досягати значень, близьких до одиниці, а коефіцієнт проходження бути нижчим за один відсоток. При правильному виборі співвідношення між розмірами *a*₂ і *a*₁ можливе створення

малогабаритного широкосмугового випромінювача з необхідними для практики енергетичними характеристиками: високим коефіцієнтом випромінювання і низьким коефіцієнтом відбиття.

7. Вплив параметрів навколишнього середовища на енергетичні характеристики поодиноких дугових щілин, прорізаних в екрані коаксіальної лінії, проявляється в зміщенні резонансної довжини хвилі в область більш довгих хвиль при підвищенні значення ε^e . Збільшення tg δ матеріального середовища, в свою чергу, призводить до суттєвого зменшення максимальних значень енергетичних коефіцієнтів в робочій смузі довжин хвиль. При цьому смуга робочих довжин хвиль збільшується. У випадку поодинокої кільцевої щілини збільшення tg δ призводить до зниження коефіцієнта відбиття при підвищенні коефіцієнта випромінювання.

8. При певному виборі величин діелектричних проникностей середовищ всередині та назовні коаксіальної лінії можливі такі співвідношення між внутрішніми та зовнішніми провідностями щілинних випромінювачів, які дозволяють отримати максимально досяжний коефіцієнт випромінювання досліджуваної коаксіально-щілинної структури.

Результати досліджень даного розділу наведено в публікаціях здобувача: [114, 115, 117, 124]

РОЗДІЛ З.

ЗБУДЖЕННЯ ТА ВИПРОМІНЮВАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ СИСТЕМАМИ ЩІЛИН, ПРОРІЗАНИХ У ЗОВНІШНЬОМУ ПРОВІДНИКУ КОАКСІАЛЬНОЇ ЛІНІЇ

Незважаючи на значне число робіт по дослідженню щілинних систем на коаксіальному кабелі [1-102] з використанням різних чисельних методів багато питань, пов'язаних з дослідженням просторово-частотних і енергетичних характеристик цих структур, недостатньо вивчені і представлені в літературних джерелах.

Подібні системи використовуються в якості засобів зв'язку, які встановлюються на підземному і наземному транспорті, при роботі в тунелях, шахтах, метро і так далі. У медицині, біології також застосовують антенні системи у вигляді щілин в екранах надмініатюрних коаксіальних кабелів (діаметр кабелю близько 1 мм). Подібні антени випромінюють в реальні середовища з великими значеннями діелектричної проникності і рівнями втрат.

Застосування безпосередньо числових методів і існуючих пакетів обчислювальних програм для дослідження характеристик багатоелементних багатопараметричних електродинамічних систем у багатьох випадках мають обмежені можливості і не забезпечують фізичну інтерпретацію отриманих результатів, особливо для дослідження багаторезонансних структур з довільними геометричними і електрофізичними параметрами.

Розв'язання задачі проектування пристроїв з необхідними конструктивними і електродинамічними характеристиками багато в чому залежить від досконалості математичного апарату, що дозволяє описати і теоретично дослідити хвильові процеси, що вивчаються.

В даному розділі розв'язана багатопараметрична задача збудження і випромінювання систем поперечних щілин, розташованих у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії. Дослідження проводяться в широкому діапазоні зміни параметрів з метою з'ясування їх впливу на енергетичні характеристики щілинних систем, визначення оптимальних конструкцій і областей застосування таких антен.

3.1. Постановка задачі та її розв'язання

У даному розділі методом наведених магніторушійних сил [134] досліджуються характеристики систем з N вузьких ($d < \lambda$, d < l) поперечних щілин різної по відношенню до зовнішнього периметру коаксіальної лінії Lдовжини l_r і ширини d_r (рис. 3.1). Випромінювачі прорізаються на різних відстанях один від одного D_{rs} (r та s – номери щілин) в нескінченно тонких і ідеально провідних екранах коаксіальних ліній з різними значеннями радіусів внутрішніх і зовнішніх провідників a_1 і a_2 . Область всередині фідера (v^i) заповнена діелектриком без втрат з діелектричної проникністю ε^i . Простір поза межами фідеру (v^e) заповнений неідеальним діелектриком із значенням проникності ε^e і тангенсом кута втрат tg δ . При такому підході розглядається задача в загальній її постановці, що дозволяє досліджувати однорідні і неоднорідні, еквідистантні та нееквідистантні багатоелементні коаксіальнощілинні антени.



Рис. 3.1 Геометрія системи

Розглянемо збудження системи поперечних щілин довжини $l \le L$. Джерела поля знаходяться всередині фідера. Щілини, збуджувані цими джерелами, випромінюють електромагнітні хвилі у зовнішній простір і змінюють поле в коаксіальній лінії. Для знаходження дотичної складової електричного вектору \vec{E} в щілинах скористаємося умовою безперервності магнітних складових поля на поверхні щілин:

$$\vec{H}_{\tau}^{e}\{\vec{E}\} - \vec{H}_{\tau}^{i}\{\vec{E}\} = \vec{H}_{\tau}^{0}, \qquad (3.1)$$

де $\vec{H}_{\tau}^{e}\{\vec{E}\}, \vec{H}_{\tau}^{i}\{\vec{E}\}$ - поля, збуджувані щілинами в області v^{e} і v^{i} відповідно; \vec{H}_{τ}^{0} - поле джерел; \vec{E} - шукане значення дотичної складової електричного поля в розкриві багатощілинної антени.

Для вирішення рівняння (3.1) застосуємо метод Гальоркіна, тобто поле на поверхні системи щілин представимо у вигляді ряду:

$$\vec{E} = \sum_{s=1}^{N} \sum_{p=1}^{M} V_{pr} \vec{E}_{qs}$$
(3.2)

де \vec{E}_{qs} - задані на поверхнях щілин лінійно-незалежні вектор-функції, що задовольняють на контурі щілини крайовим умовам (власні функції отвору); V_{pr} - невідомі комплексні амплітуди; r, s - номер щілини; p, q - номери власних функцій отвору.

Після деяких перетворень з (3.1) отримаємо систему алгебраїчних рівнянь відносно V_{pr}:

$$\sum_{r=1}^{N} \sum_{p=1}^{M} V_{pr} Y_{pq,rs} = F_{qs}, \quad s = 1, 2, 3, \dots N, \quad q = 1, 2, 3, \dots M , \quad (3.3)$$

де N - кількість щілин, M - кількість апроксимуючих вектор-функцій; $Y_{pq,rs} = Y_{pq,rs}^e + Y_{pq,rs}^i$ - власні при p = q, r = s, взаємні за гармоніками при $p \neq q$, r = s і взаємні між щілинами при $r \neq s$ часткові провідності p-ї та q-ї гармонік функції розподілу на r-й та s-й щілинах,

$$Y_{pq,rs}^{i} = -\int_{s} \left[\vec{E}_{qs} \vec{H}_{\tau}^{i} \left\{ \vec{E}_{pr} \right\} \right] d\vec{s}, \qquad Y_{pq,rs}^{e} = \int_{s} \left[\vec{E}_{qs} \vec{H}_{\tau}^{e} \left\{ \vec{E}_{pr} \right\} \right] d\vec{s}., \qquad (3.4)$$

$$F_{qs} = \int [\vec{E}_{qs} \vec{H}_{\tau}^{0}] d\vec{s} , \qquad (3.5)$$

магніторушійна сила; $d\vec{s} = \vec{n}ds$; \vec{n} - одинична нормаль до поверхні щілини *s*, спрямована всередину області v^e .

Для вирішення системи рівнянь (3.3) необхідно визначити в явному вигляді внутрішні $Y_{pq,rs}^{i}$ і зовнішні $Y_{pq,rs}^{e}$ часткові провідності, а також магніторушійні сили F_{qs} .

У такій постановці задачі система щілин може збуджуватися будь-яким типом хвилі (у тому числі і вищим), який поширюється в коаксіальній лінії. Якщо система збуджується основною хвилею (*T*-типу), тоді розподіл поля вздовж кільцевої щілини буде постійним, а в дуговій - симетричним відносно середини щілини внаслідок центральної симетрії структури поля хвилі *T*-типу. При цьому, як було показано в попередньому розділі, для опису поля на поверхні дугової щілини в одномодовому режимі роботи коаксіальної лінії досить обмежитися однією вектор-функцією (M = 1). Таким чином, вираз для вектор-функції, що описує електричне поле в дуговій щілини набуває вигляду:

$$\vec{E}_s = \vec{z}^0 \frac{1}{d_s} \cos\left(\pi \frac{u}{l_s}\right),\tag{3.6 a}$$

а для кільцевої –

$$\vec{E}_{s} = \vec{z}^{0} \frac{1}{d_{s}},$$
 (3.6 б)

тут \vec{z}^0 - одиничний орт, *u* - криволінійна координата, спрямована уздовж щілини з початком координат в її середині. При такому виборі власних функцій коефіцієнт *V_s* у (3.2) та (3.3) набуває сенсу амплітуди напруги на щілині (тут і далі індекси за гармоніками поля на щілині *p* і *q* опущені).

Для знаходження часткових внутрішніх провідностей необхідно визначити поля \vec{H}^i , збуджувані в фідері щілинами з розподілом поля E_s . Представимо \vec{H}^i у вигляді розкладання по ортонормованим векторним функціям коаксіальної лінії з урахуванням основної хвилі типу T і вищих хвиль E і H-типу (у тому числі і тих, що згасають) [184, 185]:

$$\vec{H}^{i} = h_{e}\vec{H}_{e} + \sum_{e}h_{ge}\vec{H}_{ge} + \sum_{h}h_{gh}\vec{H}_{gh},, \qquad (3.7)$$

100

де $\vec{H}_{e}, \vec{H}_{gh}, \vec{H}_{ge}$ – відомі ортонормовані векторні функції; h_{e}, h_{gh}, h_{ge} – невідомі коефіцієнти, що підлягають визначенню.

Перший доданок у виразі (3.7) є полем основної хвилі. Друга і третя складові враховують внесок в поле, збуджене щілиною в коаксіальної лінії, хвиль *E*- і *H*- типів. Відповідно до теорії збудження хвилеводів, розвиненої у роботі [184], \vec{H}_{gh} - градієнтні власні функції, \vec{H}_{ge} - поперечні вихрові функції, які можна представити в такий спосіб:

$$\vec{H}_{gh} = \frac{1}{\chi_h} \nabla_\perp \psi_h, \quad \vec{H}_{ge} = \frac{1}{\chi_e} \Big[\vec{z}^0 \nabla_\perp \psi_e \Big], \quad (3.8)$$

де ψ_h и ψ_e – відповідно магнітні та електричні поперечні функції:

$$\begin{split} \psi_{e} &= C_{e} Z_{em} \left(\chi_{e} r \right)_{\sin m \phi}^{\cos m \phi}; \quad \psi_{h} = C_{h} Z_{hm} \left(\chi_{h} r \right)_{\sin m \phi}^{\cos m \phi}; \quad (3.9) \\ Z_{em} \left(\chi_{e} r \right) &= \frac{J_{m} \left(\chi_{e} r \right)}{J_{m} \left(\chi_{e} a_{1} \right)} - \frac{N_{m} \left(\chi_{e} r \right)}{N_{m} \left(\chi_{e} a_{1} \right)}; \quad Z_{hm} \left(\chi_{h} r \right) = \frac{J_{m} \left(\chi_{h} r \right)}{J'_{m} \left(\chi_{h} a_{1} \right)} - \frac{N_{m} \left(\chi_{h} r \right)}{N'_{m} \left(\chi_{h} a_{1} \right)}; \\ C_{e} &= \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi \left(1 + \delta_{0m} \right)} \sqrt{\left(a_{2} Z'_{em} \left(\chi_{e} a_{2} \right) \right)^{2} - \left(a_{1} Z'_{em} \left(\chi_{e} a_{1} \right) \right)^{2}}}; \\ C_{h} &= \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi \left(1 + \delta_{0m} \right)} \sqrt{\left(a_{2}^{2} - \frac{m^{2}}{\chi_{h}^{2}} \right) Z_{hm}^{2} \left(\chi_{h} a_{2} \right) - \left(a_{1}^{2} - \frac{m^{2}}{\chi_{h}^{2}} \right) Z_{hm}^{2} \left(\chi_{h} a_{1} \right)}; \end{split}$$

 $\delta_{0m} = \begin{cases} 1 & m = 0 \\ 0 & m \neq 0 \end{cases}$; $J_m, J'_m - функція$ Бесселя і її похідна; $N_m, N'_m - функція$

Неймана і її похідна; χ_e, χ_h - критичні хвильові числа *E*- і *H*- типів хвиль відповідно, a_1 і a_2 - внутрішній і зовнішній радіуси коаксіальної лінії.

Невідомі коефіцієнти h_e , h_{gh} і h_{ge} знаходимо з хвилеводних рівнянь:

$$h_b'' + \gamma_{h,e}^2 h_b = -f_b, \qquad (3.11)$$

де індекс *b* набуває значення *e*, *ge*, *gh*. Права частина *f_b* визначається наступним чином: для *T*- хвилі $f_e = -j\omega\varepsilon \oint \vec{E}_p \begin{bmatrix} \vec{H}_e \vec{n} \end{bmatrix} dL$; для *H*- хвиль $f_{gh} = \frac{\gamma_n^2}{j\omega\mu} \oint \vec{E}_p \begin{bmatrix} \vec{H}_{gh} \vec{n} \end{bmatrix} dL$; для *E*- хвиль $f_{ge} = -j\omega\varepsilon \oint \vec{E}_p \begin{bmatrix} \vec{H}_{ge} \vec{n} \end{bmatrix} dL$; $\gamma_{h,e} = \sqrt{k^{i2} - \chi_{h,e}^2}$ - постійна поширення хвиль *H*- і *E*- типів у коаксіальній лінії; $k^i = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon^i}$; λ - довжина хвилі в середовищі, відносна діелектрична проникність якої дорівнює одиниці, *j* - уявна одиниця. Відзначимо, що, на відміну від дугової, кільцева щілина з постійним розподілом електричного поля в ній не буде збуджувати в коаксіальної лінії хвилі *H*- типу.

Визначивши поле, збуджене щілиною в коаксіальній лінії (3.7), з урахуванням (3.8) - (3.11) і відповідно до виразу (3.4), для кільцевих щілин отримаємо:

власну внутрішню провідність поодинокого випромінювача

$$Y_{ss}^{i} = -\frac{4j\pi^{2}\sqrt{\varepsilon^{i}}}{k^{i}d_{s}\rho_{0}} \left[\frac{1}{2\pi \ln \frac{a_{2}}{a_{1}}} \left(1 - \frac{\sin \frac{k^{i}d_{s}}{2}}{\frac{k^{i}d_{s}}{2}} e^{-j\frac{k^{i}d_{s}}{2}} \right) + \sum_{e} \left(\frac{k^{i}a_{2}C_{e}Z_{e0}'(\chi_{e}a_{2})}{\gamma_{e}} \right)^{2} \left(1 - \frac{\sin \frac{\gamma_{e}d_{s}}{2}}{\frac{\gamma_{e}d_{s}}{2}} e^{-j\frac{\gamma_{e}d_{s}}{2}} \right) \right]$$
(3.12)

взаємну внутрішню провідність між випромінювачами

$$Y_{rs}^{i} = \frac{2\pi^{2}\sqrt{\varepsilon^{i}}}{\rho_{0}} \left[\frac{1}{2\pi\ln\frac{a_{2}}{a_{1}}} \frac{\sin\frac{k^{i}d_{r}}{2}}{\frac{k^{i}d_{r}}{2}} \frac{\sin\frac{k^{i}d_{s}}{2}}{\frac{k^{i}d_{s}}{2}} e^{-jk^{i}D_{rs}} + \sum_{e} \frac{k^{i}}{\gamma_{e}} \left(a_{2}C_{e}Z_{e0}'(\chi_{e}a_{2})\right)^{2} \frac{\sin\frac{\gamma_{e}d_{r}}{2}}{\frac{\gamma_{e}d_{r}}{2}} \frac{\sin\frac{\gamma_{e}d_{s}}{2}}{\frac{\gamma_{e}d_{s}}{2}} e^{-j\gamma_{e}D_{rs}} \right].$$
(3.13)

Зовнішня власна і взаємна провідність поодинокої кільцевої щілини визначається за допомогою функції Гріна зовнішньої області кругового циліндру з радіусом *a*₂ [187]. У припущенні постійного розподілу поля на поверхні щілини вираз для власної зовнішньої провідності *Y*^{*e*}_{*ss*} має вигляд:

$$Y_{ss}^{e} = \frac{8j\sqrt{\epsilon^{e}}}{\pi\rho_{0}\left(k^{e}d_{s}\right)^{2}} \int_{0}^{\infty} \frac{k^{e}d_{s}\sqrt{\alpha^{2}-1} - 1 + e^{-k^{e}d_{s}\sqrt{\alpha^{2}-1}}}{\left|H_{0}(k^{e}a_{2}\alpha)\right|^{2}\alpha(\alpha^{2}-1)\sqrt{\alpha^{2}-1}} d\alpha, \qquad (3.14)$$

а для взаємної зовнішньої провідності між щілинами –

$$Y_{rs}^{e} = \frac{4j\sqrt{\varepsilon^{e}}}{\pi\rho_{0}} \int_{0}^{\infty} \frac{e^{-k^{e}D_{rs}\sqrt{\alpha^{2}-1}}}{\left|H_{0}(k^{e}a_{2}\alpha)\right|^{2}\alpha\sqrt{\alpha^{2}-1}} d\alpha, \qquad (3.15)$$

де $k^e = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon^e}$; $\rho_0 = 120\pi$ Ом; $H_0 - ф$ ункція Ханкеля нульового порядку.

Виконавши аналогічні розрахунки для системи дугових щілин, отримаємо відповідні провідності:

внутрішню власну провідність дугової щілини -

$$Y_{ss}^{i} = -\frac{16j\sqrt{\varepsilon^{i}}}{k^{i}d_{s}\rho_{0}} \left(\frac{l_{s}}{L}\right)^{2} \left\{ \frac{1}{2\pi \ln \frac{a_{2}}{a_{1}}} \left(1 - \frac{\sin \frac{k^{i}d_{s}}{2}}{\frac{k^{i}d_{s}}{2}} e^{-j\frac{k^{i}d_{s}}{2}} \right) + \sum_{e} \left(\frac{\cos \left(\pi m \frac{l_{s}}{L}\right)}{1 - \left(2m \frac{l_{s}}{L}\right)^{2}} \right)^{2} \left(\frac{k^{i}}{\gamma_{e}} a_{2}C_{e}Z_{e}'(\chi_{e}a_{2}) \right)^{2} \left(1 - \frac{\sin \frac{\gamma_{e}d_{s}}{2}}{\frac{\gamma_{e}d_{s}}{2}} e^{-j\frac{\gamma_{e}d_{s}}{2}} \right) + (3.16)$$

$$+ \sum_{h} \left(\frac{\cos \left(\pi m \frac{l_{s}}{L}\right)}{1 - \left(2m \frac{l_{s}}{L}\right)^{2}} \right)^{2} \left(m \frac{C_{h}Z_{h}(\chi_{h}a_{2})}{\chi_{h}} \right)^{2} \left(1 - \frac{\sin \frac{\gamma_{h}d_{s}}{2}}{\frac{\gamma_{h}d_{s}}{2}} e^{-j\frac{\gamma_{h}d_{s}}{2}} \right) \right\};$$

внутрішню взаємну провідність між двома дуговими щілинами -

$$\begin{split} Y_{rs}^{i} &= -\frac{8\sqrt{\epsilon^{i}}}{\rho_{0}} \frac{l_{r}l_{s}}{L^{2}} \Biggl\{ \frac{1}{2\pi \ln \frac{a_{2}}{a_{1}}} \frac{\sin \frac{k^{i}d_{r}}{2}}{\frac{k^{i}d_{r}}{2}} \cdot \frac{\sin \frac{k^{i}d_{s}}{2}}{\frac{k^{i}d_{s}}{2}} e^{-jk^{i}D_{rs}} + \\ &+ \sum_{e} \frac{k^{i}}{\gamma_{e}} \left(a_{2}C_{e}Z_{e0}'\left(\chi_{e}a_{2}\right) \right)^{2} \frac{\cos \left(\pi m \frac{l_{r}}{L}\right)}{1 - \left(2m \frac{l_{r}}{L}\right)^{2}} \cdot \frac{\cos \left(\pi m \frac{l_{s}}{L}\right)}{1 - \left(2m \frac{l_{s}}{L}\right)^{2}} \cdot \frac{\sin \frac{\gamma_{e}d_{r}}{2}}{\frac{\gamma_{e}d_{r}}{2}} \cdot \frac{\sin \frac{\gamma_{e}d_{s}}{2}}{\frac{\gamma_{e}d_{s}}{2}} e^{-j\gamma_{e}D_{rs}} + \\ &+ \sum_{h} \frac{\gamma_{h}}{k^{i}} \left(m \frac{C_{h}Z_{h0}(\chi_{h}a_{2})}{\chi_{h}}\right)^{2} \frac{\cos \left(\pi m \frac{l_{r}}{L}\right)}{1 - \left(2m \frac{l_{r}}{L}\right)^{2}} \cdot \frac{\cos \left(\pi m \frac{l_{s}}{L}\right)}{1 - \left(2m \frac{l_{s}}{L}\right)^{2}} \cdot \frac{\sin \frac{\gamma_{h}d_{r}}{2}}{1 - \left(2m \frac{l_{s}}{L}\right)^{2}} \cdot \frac{\sin \frac{\gamma_{h}d_{s}}{2}}{\frac{\gamma_{h}d_{r}}{2}} e^{-j\gamma_{h}D_{rs}} \Biggr\}; \end{split}$$

зовнішню власну провідність дугової щілини -

$$Y_{ss}^{e} = \frac{32j\sqrt{\varepsilon^{e}}}{\pi^{3}\rho_{0}} \left(\frac{l_{s}}{L}\right)^{2} \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_{m} \left(\frac{\cos\left(\pi m \frac{l_{s}}{L}\right)}{1 - \left(2m \frac{l_{s}}{L}\right)^{2}}\right)^{2} \times$$

$$\times \int_{0}^{\infty} \left(\frac{1}{\left|H_{m}(k^{e}a_{2}\alpha)\right|^{2}} - \frac{m^{2}(\alpha^{2} - 1)}{(k^{e}a_{2}\alpha)^{2}\left|H_{m}'(k^{e}a_{2}\alpha)\right|^{2}}\right) \frac{k^{e}d_{s}\sqrt{\alpha^{2} - 1} - 1 + e^{-k^{e}d_{s}\sqrt{\alpha^{2} - 1}}}{(k^{e}d_{s}\alpha^{2} - 1)\sqrt{\alpha^{2} - 1}} d\alpha;$$
(3.18)

$$\left(\left|1^{m}\left(1^{m}\left(1^{m}\left(1^{m}\left(1^{m}\left(1^{m}\left(1^{m}\left(1^{m}\left(1^{m}\left(1^{m}\left(1^{m}\left(1^{m}\left(1^{m}\right)\right)\right)\right)\right)\right)\right)\right)\right)\right)\right)\right)\right)$$

зовнішню взаємну провідність між двома дуговими щілинами -

$$Y_{rs}^{e} = \frac{16j\sqrt{\epsilon^{e}}}{\pi^{3}\rho_{0}} \frac{l_{r}l_{s}}{L^{2}} \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_{m} \frac{\cos\left(\pi m \frac{l_{r}}{L}\right)}{1 - \left(2m \frac{l_{r}}{L}\right)^{2}} \cdot \frac{\cos\left(\pi m \frac{l_{s}}{L}\right)}{1 - \left(2m \frac{l_{s}}{L}\right)^{2}} \times \left(\frac{1}{1 - \left(2m \frac{l_{s}}{L}\right)^{2}}\right) \times \left(\frac{1}{1 - \left(2m \frac{l_{s}}{L}\right)^{2}}\right) = \frac{m^{2}(\alpha^{2} - 1)}{(k^{e}a_{2}\alpha)^{2} |H_{m}'(k^{e}a_{2}\alpha)|^{2}} = \frac{m^{2}(\alpha^{2} - 1)}{\alpha\sqrt{\alpha^{2} - 1}} d\alpha.$$
(3.19)

Магніторушійну силу *F*_r визначаємо в припущенні, що в коаксіальній лінії поширюється хвиля типу *T* одиничної потужності.

Підставивши поле основної хвилі H^0_{τ} у вираз (3.5), для випадку кільцевих щілин отримуємо F_r у вигляді:

104

$$F_{r} = 2j \sqrt{\frac{\pi \sqrt{\epsilon^{i}}}{\rho_{0} \ln(a_{2}/a_{1})}} \frac{\sin \frac{k^{i} d_{r}}{2}}{\frac{k^{i} d_{r}}{2}} e^{-jk^{i} z_{r}}, \qquad (3.20)$$

а для дугових відповідно:

$$F_{r} = 4j \sqrt{\frac{\sqrt{\epsilon^{i}}}{\pi \rho_{0} \ln(a_{2}/a_{1})}} \frac{l_{r}}{L} \frac{\sin \frac{k^{i} d_{r}}{2}}{\frac{k^{i} d_{r}}{2}} e^{-jk^{i} z_{r}}.$$
(3.21)

Визначивши магніторушійні сили, внутрішні і зовнішні власні і взаємні провідності щілин, обчислимо коефіцієнти V_s з (3.3). Вирази для коефіцієнтів відбиття $|\Gamma_1|$ і випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2$ решітки щілин з урахуванням розподілу електричного поля (3.2) і за умови збудження системи будь-яким типом хвилі, що розповсюджується в фідері, мають вигляд [134]:

$$\Gamma_1 = -\frac{1}{4} \sum_{s=1}^N V_s F_s , \qquad (3.22)$$

$$\left|\Gamma_{\Sigma}\right|^{2} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \sum_{r=1}^{N} \sum_{s=1}^{N} V_{r} V_{s}^{*} Y_{rs}^{e}.$$
(3.23)

$$\Gamma_{12} = 1 - \frac{1}{4} \sum_{s}^{N} V_{s} F_{s}^{*}.$$
(3.24)

Коефіцієнти V_s у своїй сукупності по суті представляють собою дискретний амплітудно-фазовий розподіл поля вздовж щілинної решітки. Визначивши амплітудний $|V_s|$ і фазовий $\psi = arg(V_s)$ розподіли поля уздовж апертури, знаходимо діаграму спрямованості системи випромінювачів в площині *E* відповідно до виразу:

$$F(\theta) = \frac{\sum_{s=1}^{N} V_s e^{jkz_s \sin(\theta)}}{\max\left(\sum_{s=1}^{N} V_s e^{jkz_s \sin(\theta)}\right)}$$
(3.25)

де θ - зенітний кут, який відлічується від нормалі до антени, *z_s* - координата середини *s*-тої щілини.

Отримані вирази (3.12)-(3.25) дозволяють провести розрахунки внутрішніх і зовнішніх власних і взаємних провідностей, амплітудно-фазових розподілів, енергетичних коефіцієнтів і діаграм спрямованості систем кільцевих і дугових щілин, розташованих в екрані коаксіальної лінії.

3.2. Енергетичні характеристики систем поперечних щілин в екрані коаксіальної лінії

При проведенні детальних досліджень характеристик систем щілинних випромінювачів параметри фідера і щілин варіювалися в широких межах:

- розміри радіуса зовнішнього провідника вибиралися від $a_2 \approx 0,6\,$ мм до $a_2 \approx 20\,$ мм;

- відносні діелектричні проникності зовнішнього середовища ε^е змінювалися від 1 (повітряне середовище) до 55 (еквівалент біологічних середовищ), *tg* δ змінювався в межах 0 ÷ 1;

- проникність внутрішнього діелектрика ε^{i} вибиралася рівною 1 ÷ 10;

- досліджуваний діапазон довжин хвиль – λ ~ 30 ÷ 1000 мм.

Така широка область зміни параметрів дає можливість проведення багатопараметричного розрахунку і аналізу характеристик коаксіальнощілинних структур з метою визначення частотно-енергетичних властивостей антен цього типу і розробки рекомендацій для створення систем з необхідними електродинамічними властивостями.

Дослідимо поведінку енергетичних характеристик коаксіальнощілинних систем, що складаються з різної кількості *N* дугових щілин, розташованих в екрані коаксіальної лінії (рис. 3.1 а).

На рис. 3.2 наведені залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda) - (a)$ та $|\Gamma_1| = f(\lambda) - (b)$ для систем з N = 2 (пунктирні), 5 (штрихові) й 10 (суцільні криві) дугових щілин в екрані фідеру з $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\varepsilon^i = 2$, $\varepsilon^e = 1$, l = 0,5L, d = 3 мм, $D_z = 40$ мм (D_z – відстані між щілинами у еквідистантній системі). З порівняння кривих на рис. 3.2 а видно, що з ростом кількості випромінювачів

значно збільшується робоча смуга довжин хвиль системи за рівнем $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = 0,5$ з 20% при N = 2 до 50% при N = 10. При цьому середня довжина хвилі залишається незмінною $\lambda_{cep} = 87$ мм.



Рис. 3.2 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) та $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) для систем дугових щілин з $a_2 = 12$ мм, $a_1 = 2,5$ мм, l = 0,5L, d = 3 мм, $D_z = 40$ мм, $\varepsilon^i = 2$, $\varepsilon^e = 1$

Однак в околицях довжин хвиль $\lambda = 56$ мм і $\lambda = 112$ мм спостерігається зростання коефіцієнта відбиття $|\Gamma_1|$ як видно на рис.3.2 б. Ці максимуми обумовлені синфазним додаванням хвиль, відбитих від щілин і їх розташування підпорядковується наближеною формулою $\lambda_n \approx 2D_z \sqrt{\epsilon^i}/n$, n - натуральне число. Таким чином робоча смуга довжин хвиль цієї системи дугових щілин по допустимому рівню відбиття $|\Gamma_1| < 0,33$ знижується до 44%. При цьому діапазон робочих довжин хвиль знаходиться в межах $\lambda \approx 64 \div 100$ мм, а середнє значення довжини хвилі $\lambda_{cep} = 82$ мм. Як було показано в розділі 2, робоча смуга і середня довжина хвилі поодинокої дугової щілини збільшується зі збільшенням її довжини. На рис. 3.3 наведені залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda) - (a)$ і $|\Gamma_1| = f(\lambda) - (b)$ для систем з N = 5 і N = 10 дугових щілин в екрані фідеру з $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\varepsilon^i = 2$, $\varepsilon^e = 1$, d = 3 мм. У порівнянні з попереднім випадком довжина дугової щілини була збільшена до l = 0,8L, а також збільшилася відстань між щілинними випромінювачами - $D_z = 70$ мм.



Рис. 3.3 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ та $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ для системи дугових щілин з $a_2 = 12$ мм, $a_1 = 2,5$ мм, l = 0,8L, d = 3 мм, $D_z = 70$ мм, $\varepsilon^i = 2$, $\varepsilon^e = 1$

На рис. 3.3 а видно, що за рахунок збільшення довжини випромінювача істотно розширився діапазон роботи системи за рівнем $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = 0,5$ ($\lambda = 70 \div 186$ мм). При цьому максимуми коефіцієнта відбиття зміщується в

бік довших хвиль за рахунок збільшення відстані між випромінювачами D_z . Таким чином, в околиці довжини хвилі $\lambda = 98$ мм формується максимум коефіцієнта відбиття (рис. 3.3 б) і відповідний мінімум коефіцієнта випромінювання (рис. 3.3 а). Це призводить до того, що дана система дугових цілин здатна працювати в двох діапазонах ($|\Gamma_{\Sigma}|^2 > 0.5$) з центральними довжинами хвиль $\lambda_{cep} = 80$ мм і 145 мм і ширинами 33% і 57% відповідно. Прийнявши до уваги високий рівень відбиття системи (рис. 3.3 б), слід істотно скоротити другу смугу довжин хвиль до 18% ($|\Gamma_1| < 0.3$) і $\lambda_{cep} = 160$ мм. Якщо враховувати тільки другий діапазон, то можна сказати, що з порівняння залежностей на рис. 3.2 і рис. 3.3 випливає, що при збільшенні довжини цілини з l = 0.5L до l = 0.8L середня довжина хвилі зсувається на 77% (від $\lambda_{cep} = 82$ мм до 145 мм) при збільшенні робочого діапазону довжин хвиль за рівнем ($|\Gamma_{\Sigma}|^2 > 0.5$) на 30%.

У ряді випадків коаксіально-щілинні антени використовуються в середовищах відмінних від повітряного таких як ґрунти, гірські породи, сніговий покрив та інше. Такі середовища характеризуються певними значеннями діелектричної проникності і рівнями втрат. Вивчимо систему дугових щілин, що випромінює в матеріальне середовище, відмінне від повітря.

На рис. 3.4 (а, б) наведені енергетичні коефіцієнти для систем з N = 4дугових щілин з l = 0,5L і d = 3 мм, прорізаних в екрані нескінченної коаксіальної лінії з $a_2 = 12$ мм, $a_1 = 2,5$ мм на відстані $D_z = 40$ мм одна від одної. У розрахунках прийнято, що відносні діелектричні проникності діелектриків, що заповнюють внутрішній і зовнішній простір, дорівнюють $\varepsilon^i = 2$ і $\varepsilon^e = 10$ відповідно.

При збільшенні тангенса кута втрат (tg $\delta = 0$, 0,1, 0,8) зовнішнього діелектрика (криві 1 - 3) спостерігається значне зменшення коефіцієнтів випромінювання та відбиття (до 55%) в робочій області довжин хвиль і, відповідно, смуга робочих довжин хвиль системи за рівнем $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = 0.5 |\Gamma_{\Sigma}|^2_{max}$ збільшується в 2 рази.


Рис. 3.4 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) и $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) для системи з N = 4 дугових щілин з l = 0,5L у фідері з $a_2 = 12$ мм. Криві 1-3 відповідають tg $\delta = 0; 0,1; 0,8$



Рис. 3.5 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) та $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) для системи дугових щілин з $a_2 = 0,6$ мм, $a_1 = 0,2$ мм, l = 0,8L, $D_z = 20$ мм, $\varepsilon^e = 55$. Параметр — кількість щілин N = 2,5 і 10 (пунктирні, штрихові та суцільні криві відповідно)

В області біомедичних досліджень використовуються фідери малих геометричних і електричних розмірів. На рис. 3.5 а, б наведено залежності від довжини хвилі енергетичних коефіцієнтів системи з N = 2, 5 і 10 (пунктирні, штрихові і суцільні криві відповідно) дугових щілин з d = 0,3 мм і l = 0,8L, прорізаних в екрані надмініатюрний фідера з $a_1 = 0,2$ мм, $a_2 = 0,6$ мм, на відстані $D_z = 20$ мм одна від одної. Система розміщена в середовищі з $\varepsilon^e = 55$. У робочій смузі довжин хвиль (47,5%, $\lambda_{cep} = 40$ мм) коефіцієнт відбиття $|\Gamma_1| < 0,2$, а коефіцієнт випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2$ не менший за 0,5 (N = 5, 10).

Розглянемо систему кільцевих щілин, прорізаних в екрані надмініатюрного фідера з аналогічними параметрами. На рис. 3.6 представлені залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ - а, $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ - б для системи з N = 2, 5, 10 кільцевих щілин з d = 0,3 мм, розташованих в екрані фідера з $a_1 = 0,2$ мм, $a_2 = 0,6$ мм, на відстані $D_z = 75$ мм одна від одної. Проникність діелектрика, що заповнює зовнішнє середовище $\varepsilon^e = 55$. Дослідження проведені в діапазоні λ від 100 мм до1000 мм.

Характеристики поодинокої дугової і кільцевої щілин істотно відрізняються одна від одної. Дугова щілина є резонансною (повна провідність у вигляді суми внутрішніх і зовнішніх є дійсною величиною для деякої довжини хвилі), тобто вона випромінює в деякій смузі частот. Кільцева щілина - нерезонансна, тобто може випромінювати в скільки завгодно широкій смузі довжин хвиль, але при цьому може мати неприпустимо великий коефіцієнт відбиття (наприклад, більше 0,8), як було показано у попередньому розділі. З цього випливає, що система дугових щілин також випромінює в деякій смузі частот, що залежить від розмірів щілини. Підтвердженням цього є залежності на рис. 3.2-3.5. Система кільцевих щілин, енергетичні коефіцієнти для якої представлені на рис. 3.6, випромінює в смузі довжин хвиль від 230 мм до 800 мм не менше за $0.5|\Gamma_{\Sigma}|^2_{max}$.

Характерною особливістю результатів, наведених на рис. 3.5 для системи дугових і на рис. 3.6 для системи кільцевих щілин є істотна нерівномірність кривих $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ в смузі довжин хвиль. Сильна

нерівномірність енергетичних коефіцієнтів антен, наведених на рис. 3.5 і 3.6, різних за своїми смуговим властивостями дугових і кільцевих щілин обумовлена тим, що обидві антени випромінювали в середовище, заповнене діелектриком з великим значенням діелектричної проникності ($\varepsilon^e = 55$). Однак, незважаючи на нерівномірність кривих, в більшій частині представленого діапазону коефіцієнт випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2 > 0,5|\Gamma_{\Sigma}|^2_{max}$ при коефіцієнті відбиття $|\Gamma_1| < 0,5$.



Рис. 3.6 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ та $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ для системи кільцевих щілин з $a_2 = 0,6$ мм, $a_1 = 0,2$ мм, $D_z = 75$ мм, $\varepsilon^e = 55$. Параметр – кількість щілин N = 2, 5 і 10 (пунктирні, штрихові та суцільні криві відповідно)

Зі збільшенням є^е зростає власна зовнішня активна провідність, зменшується період осциляцій зовнішньої взаємної провідності в порівнянні з періодом зміни внутрішньої взаємної провідності і, отже, вплив зовнішніх провідностей виявляється значно сильнішим за вплив внутрішніх як при розрахунку амплітуд V_s з системи рівнянь (3.3), так і при визначенні частотноенергетичних залежностей. Для підтвердження цього факту на рис. 3.7 наведені активні компоненти взаємних провідностей між найближчими випромінювачами $g_{12}^{i,e}$ ($Y_{12}^{i,e} = g_{12}^{i,e} + jb_{12}^{i,e}$).

З рис. 3.7 видно, що зі збільшенням ε^e від 1 до 55 зростає зовнішня взаємна активна провідність (криві 1 і 2), а також зменшується період її осциляцій в порівнянні з періодом зміни внутрішньої взаємної провідності (крива 5). Отже, зовнішні взаємні провідності мають значно більший вплив, ніж внутрішні, як при розрахунку амплітуд V_s з системи рівнянь (3.26), так і при визначенні частотно-енергетичних залежностей.



Рис. 3.7 Внутрішні і зовнішні активні взаємні провідності для системи з N = 5кільцевих щілин (крива $1 - g^{e_{12}}$ для $tg \delta = 0$, $\varepsilon^{e} = 1$; криві 2, 3 та $4 - g^{e_{12}}$ для $\varepsilon^{e} = 55$, $tg \delta = 0$, 0,1 та 0,8 відповідно; крива $5 - g^{i_{12}}$)

Залежності на рис. 3.8 (а, б) ілюструють вплив втрат в діелектрику, що заповнює зовнішній простір, на енергетичні характеристики системи з N = 5 кільцевих щілин в коаксіальному фідері з $a_2 = 0,6$ мм. Видно, що при збільшенні тангенса кута втрат від 0 до 0,8 осциляції значно згладжуються, як і у випадку з системою дугових щілин. Як буде показано далі фізично це

пов'язано з ослабленням взаємних зв'язків між щілинними випромінювачами у зовнішньому просторі. Слід зазначити, що в разі використання системи кільцевих щілин високий рівень випромінювання зберігається.



Рис. 3.8 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) та $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) для системи з N = 5 кільцевих щілин (d = 0,3 мм, $a_1 = 0,2$ мм, $a_2 = 0,6$ мм, $D_z = 75$ мм, $\varepsilon^i = 2, \varepsilon^e = 55$), розміщеної у середовищі з втратами: $tg \ \delta = 0$ (точкові), 0,1 (пунктирні), 0,8 (суцільні криві).

3.3. Взаємодія між випромінювальними елементами

Для дослідження впливу взаємних зв'язків між щілинними випромінювачами в коаксіально-щілинній системі були проведені розрахунки енергетичних характеристик даних систем у випадках, які враховують та не враховують взаємодію і порівняння отриманих даних. Результати дослідження впливу взаємних зв'язків між випромінювачами представлені у вигляді порівняльної характеристики в даному підрозділі.

Взаємодія між щілинними елементами в рамках методу наведених магніторушійних сил виражена у вигляді наявних між випромінювачами взаємних провідностей. Тобто зовнішня взаємодія виражається зовнішньою взаємною провідністю Y_{rs}^{e} при $r \neq s$, а внутрішня — внутрішньою взаємною провідністю Y_{rs}^{i} при $r \neq s$. Нехтуючи взаємодією між випромінювачами, вважається, що $Y_{rs}^{e} = 0$, а $Y_{rs}^{i} = 0$ за винятком доданка, що відповідає за взаємну провідність по основній хвилі коаксіальної лінії - *T*-хвилі. Метод наведених магніторушійних сил не дозволяє нехтувати взаємодією між випромінювачами випромінювачами по основній хвилі, що розповсюджується в фідері.

Далі розглянемо кілька прикладів порівняльних характеристик енергетичних коефіцієнтів коаксіально-щілинної антени, розрахованих з урахуванням і без урахування взаємодії між випромінювальними елементами.

На рис. 3.9 наведено залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ для систем з трьох дугових щілин з довжинами 0,5*L* (рис. 3.9, а) і 0,8*L* (рис. 3.9, б) відповідно. Щілини прорізалися в нескінченній коаксіальній лінії з розмірами $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм.



Рис. 3.9 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (криві 1, 1') та $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (криві 2, 2') для систем з N = 3 дугових щілин ($a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\varepsilon^i = 2$, $\varepsilon^e = 1$). Параметри системи: $D_z = 40$ мм, l = 0,5L (a) та $D_z = 65$ мм для l = 0,8L (б)

Відстані між випромінювачами дорівнювали $D_z = 40$ мм для l = 0,5L і $D_z = 65$ мм для l = 0,8L. Криві 1 і 2 на рис. 3.9 відповідають розрахункам з урахуванням всіх видів взаємодій між щілинами. Криві 1' і 2' розраховувалися в припущенні, що взаємний зв'язок відсутній. Тут і далі в цьому підрозділі залежності, позначені номерами зі штрихом, відповідають розрахункам без урахування взаємодій в системі. Порівнюючи залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$, позначені цифрами 1 і 1', а також $|\Gamma_1| = f(\lambda) - 2$ і 2', бачимо, що взаємний зв'язок суттєво впливає на енергетичні коефіцієнти. Особливо яскраво це виражено у випадку довгих щілин.

Для пояснення отриманих результатів на рис. 3.10 представлені власні і взаємні внутрішні ($Y_{rs}^{i} = g_{rs}^{i} + j b_{rs}^{i}$) і зовнішні ($Y_{rs}^{e} = g_{rs}^{e} + j b_{rs}^{e}$) провідності між випромінювачами для системи дугових щілин l = 0,8L, енергетичні характеристики якої представлені на рис. 3.9 б (криві 1 і 2), g^{i} , g^{e} - активні, b^{i} , b^{e} - реактивні компоненти відповідних провідностей.



Рис. 3.10 Залежності власних та взаємних активних g^i , $g^e = f(\lambda)$ (a) та реактивних b^i , $b^e = f(\lambda)$ (б) провідностей системи дугових щілин до рис. 3.9 б

Дослідження показали, що в одномодовому режимі взаємодія між щілинними випромінювачами по внутрішньому простору обумовлена переважно хвилею основного типу. Другим і третім доданками в виразі (3.17), що відповідають за взаємну провідність за вищими *E*- і *H*-хвилями, можна знехтувати. Таким чином, внутрішня взаємодія між щілинами обумовлюється тільки хвилею основного типу, якою нехтувати не можна. Отже, надалі йтиметься про вплив зовнішніх взаємних зв'язків.

З рис. 3.10 видно, що власні та взаємні зовнішні провідності порівнянні за величиною. Отже, впливом зовнішніх взаємних провідностей при вивченні характеристик коаксіально-щілинних антенних решіток не слід нехтувати.

Далі розглянемо вплив взаємних зв'язків в решітці кільцевих щілин. На рис. 3.11 наведені енергетичні коефіцієнти системи кільцевих щілин (N = 5, d = 0,3 мм) в екрані нескінченної коаксіальної лінії з розмірами $a_1 = 0,2$ мм, а $a_2 = 0,6$ мм. Такі надмініатюрні фідери як правило використовуються в біомедичних дослідженнях та поміщаються в середовище з високими діелектричними проникностями ε^e . Результати, наведені на рис. 3.11, відповідають випромінюванню щілинної системи в зовнішнє середовище з $\varepsilon^e = 55$, внутрішній простір коаксіальної лінії був заповнений діелектриком з $\varepsilon^i = 2$. Відстань між щілинами була рівною $D_z = 40$ мм. Залежності 1 і 2 істотно відрізняються від відповідних залежностей 1' і 2'. Тут вплив зовнішньої взаємодії на характеристики антени значно сильніший, ніж в попередніх випадках (рис. 3.9 а і б). Це пов'язано з тим, що області всередині і поза межами коаксіальної лінії заповнені діелектриками, які істотно відрізняються значеннями діелектричної проникності.

Для випадку, представленого на рис. 3.11 (криві 1 і 2), на рис. 3.12 наведені власні (рис. 3.12, а) і взаємні (рис. 3.12, б, в) провідності щілинних випромінювачів з відповідними номерами. Видно, що зовнішні взаємні провідності можна порівняти за величиною з власними провідностями, а період осциляцій зовнішніх провідностей значно менший, ніж період зміни внутрішніх. Амплітуди осциляцій зовнішніх взаємних провідностей маже не змінюються у діапазоні довжин хвиль λ і збільшенням відстані між щілинами D_z . Це викликає значні осциляції в залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (рис. 3.11, криві 1 і 2 відповідно).



Рис. 3.11 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (криві 1, 1') та $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (криві 2, 2') для N = 5кільцевих щілин (d = 0,3 мм, $D_z = 40$ мм, $a_1 = 0,2$ мм, $a_2 = 0,6$ мм, $\varepsilon^e = 55$, $\varepsilon^i = 2$)



Рис. 3.12 Залежності власних (а) та взаємних (б, в) провідностей g^i , g^e , b^i , $b^e = f(\lambda)$ в системі кільцевих щілин (рис. 3.11)

Таким чином, при розрахунках коефіцієнтів випромінювання та відбиття коаксіально-щілинних антен необхідно враховувати зовнішні взаємні зв'язки між випромінювачами.

Значний вплив взаємодії між випромінювачами на характеристики антени спостерігається в випадках решіток з невеликою кількістю випромінювачів. Також суттєва відмінність розрахунків, виконаних з урахуванням і без урахування взаємних провідностей, спостерігається у випадках випромінювання в матеріальні середовища з великими значеннями діелектричної проникності. При таких умовах спостерігається значна нерівномірність залежностей коефіцієнтів випромінювання і відбиття від робочої довжини хвилі.

3.4. Просторові характеристики систем поперечних щілин в екрані коаксіальної лінії

При розробці будь-якої антенної системи необхідно враховувати не тільки енергетичні, а й просторові характеристики її випромінювання. Таким чином, на коефіцієнти випромінювання і відбиття, а також на діаграму спрямованості накладаються певні вимоги, а саме: коефіцієнт випромінювання повинен бути досить високим (більшим за 0,8), а коефіцієнт відбиття - мінімально можливим. При цьому діаграма спрямованості повинна мати певну ширину за рівнем 0,707 Етах і малий рівень бічних пелюсток. Виконання цих вимог дозволяє створити антени з прийнятними коефіцієнтами спрямованої дії і коефіцієнтами підсилення. Тому в цьому підрозділі досліджуються не тільки коефіцієнти випромінювання і відбиття, а й амплітудні і фазові розподіли в розкриві антени і діаграми спрямованості.

Для ілюстрації спрямованих властивостей систем дугових щілин розглянемо характеристики антен з параметрами коаксіальних ліній $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм і $a_1 = 8$ мм, $a_2 = 20,65$ мм; відносні діелектричні проникності діелектриків, що заповнюють внутрішні і зовнішні об'єми коаксіальної лінії, були рівними: $\varepsilon^i = 1,23, 2$; $\varepsilon^e = 1, 2$. Розміри дугових щілин змінювалися від l = 0,3L до l = 0,8L. Кількість щілин була рівною N= 10, 20, 30.

На рис. 3.13 представлені залежності коефіцієнтів випромінювання (крива 1) і відбиття (крива 2) для коаксіально-щілинної антени, виконаної на фідері з $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм. Довжини дугових щілин були однаковими і рівними l = 0,5L = 37,7 мм. Ширина щілин дорівнювала d = 3 мм. Відстані між щілинами - $D_z = 40$ мм. Діелектричні проникності: $\varepsilon^i = 2$, $\varepsilon^e = 1$. Всі розрахунки енергетичних коефіцієнтів були проведені з урахуванням взаємних зв'язків за внутрішнім і зовнішнім просторами. На графіках залежностей $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ виділимо області з коефіцієнтом випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2 \ge 0,8$, $|\Gamma_1| \le 0,2$ і розрахуємо амплітудні і фазові розподіли (АФР) для довжин хвиль $\lambda = 65, 72,$ 80 мм (криві 1, 2 і 3 на рис. 3.13, б, в відповідно). За отриманими АФР були розраховані діаграми спрямованості (рис. 3.13, г). При $\lambda = 65$ мм діаграма спрямованості орієнтована під кутом $\theta = 15^{\circ}$, тобто, максимум діаграми розташований досить близько до напрямку нормалі до розкриву антени.

Рівень першої бічної пелюстки $\xi_{6iv} = 0,22$, що трохи перевищує величину $\xi_0 = 0,21$, характерну для лінійної решітки з постійним АФР. При $\lambda = 80$ мм амплітудний розподіл поля різко спадає до кінця антени, і діаграма спрямованості розширюється, запливають нулі і зростають рівні бічних пелюсток. Це пов'язано з тим, що резонансна довжина хвилі окремого випромінювача $\lambda_1 = 88$ мм в цьому випадку зближується з довжиною хвилі, на якій розраховувалася діаграма спрямованості. Відомо, що резонансні дугові щілини мають високий коефіцієнт випромінювання, що і призводить до сильного зменшенням амплітуди поля уздовж щілинної решітки (рис. 3.13, б, крива 3). Звідси випливає, що у випадку багатоелементної коаксіальнощілинної антени не слід застосовувати резонансні щілини. Відзначимо ще одну особливість залежностей, наведених на рис. 3.13. При довжині хвилі $\lambda_{\rm kp} = 64 \, \rm MM$ спостерігається стрибкоподібне зменшення коефіцієнту випромінювання. Це пов'язано з виникненням в коаксіальної лінії хвилі типу *H*₁₁.



Рис. 3.13 Енергетичні характеристики (а), амплітудні (б) і фазові (в) розподіли і діаграми спрямованості (г) для щілинної антени, виконаної на фідері з $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм (l = 0,5L = 37,7 мм, d = 3 мм, $D_z = 40$ мм, $\varepsilon^i = 2, \varepsilon^e = 1$)

Таким чином, при $\lambda < \lambda_{kp}$ коаксіальна лінія переходить в багатомодовий режим. В роботі передбачалося збудження щілин хвилею типу *T* і не досліджувалися явища перетворення хвилі типу *T* в хвилі типу *H*, результати розрахунків коефіцієнту відбиття в області $\lambda < \lambda_{kp}$ відносяться лише до основної хвилі. Також відзначимо, що при довжині хвилі $\lambda = 56$ мм спостерігається ефект нормалі - різке зростання коефіцієнта відбиття при проходженні головної пелюстки антенної решітки положення нормалі до апертури антени. При довжинах хвиль $\lambda > 97$ мм настає заборонений режим для решітки випромінювачів, при якому головна пелюстка діаграми не формується. При цих довжинах хвиль згідно з наближеним виразом

$$\sin\left(\theta\right) = \frac{2\pi n + \psi_0}{k^e D_z},\tag{3.26}$$

де n - ціле число, яке відповідає номеру пелюстки, ψ_0 - початкова фаза випромінюваної хвилі, немає такого номера пелюстки n, при якому кут θ знаходиться в області реальних кутів.

Таким чином, шляхом нескладних математичних перетворень і за умови, що $\varepsilon^e < \varepsilon^i$ можна отримати приблизний вираз для меж області довжин хвиль, при яких одночасно можна досягти високого коефіцієнта випромінювання системи щілин і однопроменевого режиму роботи решітки:

$$D_z \sqrt{\varepsilon^i} < \lambda < D_z \left(\sqrt{\varepsilon^i} + \sqrt{\varepsilon^e} \right). \tag{3.27}$$

Для випадку на рис. 3.13 це діапазон 57 мм < λ < 97 мм. Вираз (3.27)

також можна перетворити на $\frac{1}{\sqrt{\epsilon^i} + \sqrt{\epsilon^e}} < \frac{D_z}{\lambda} < \frac{1}{\sqrt{\epsilon^i}}$, що для даного випадку

означає 0,41 < $D_z/\lambda < 0,7$. Або $\frac{1}{1+\sqrt{\epsilon^e/\epsilon^i}} < \frac{D_z}{\lambda_g} < 1$, 0,59 < $D_z/\lambda_g < 1$. Слід

зазначити, що при використанні дугових щілин високий коефіцієнт випромінювання буде забезпечуватися попаданням резонансної довжини хвилі поодинокої щілини (в даному випадку це $\lambda_1 = 88$ мм) в цей інтервал довжин хвиль. Враховуючи, що довжина щілини близька до половини довжини хвилі, дослідження у попередньому розділі щодо усередненої діелектричної проникності (табл. 2.4) та (3.27), отримаємо приблизну формулу для співвідношення між довжиною щілин та відстанями між ними:

$$\sqrt{\varepsilon^{i}}/2\sqrt{\varepsilon_{cep}} < l/D_{z} < \left(\sqrt{\varepsilon^{i}} + \sqrt{\varepsilon^{e}}\right)/2\sqrt{\varepsilon_{cep}}$$
 (3.28)

Керування середньою робочою довжиною хвилі в коаксіальнощілинній антені можливо за допомогою зміни довжини випромінювача. Для цього були розраховані електродинамічні характеристики системи дугових щілин з параметрами рівними: l = 60 мм, d = 3 мм, $D_z = 55$ мм, $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм. На рис. 3.14 а представлені залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (криві 1-3) і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (криві 1'-3') для решіток, що складаються з N = 10, 20 і 30 щілин відповідно. На рис. 3.14, б зображені діаграми спрямованості при $\lambda = 90$ мм, 100 мм, 110 мм (криві 1-3 відповідно) для випадку N = 20. Діапазон довжин хвиль з $|\Gamma_{\Sigma}|^2 \ge 0.8$, $|\Gamma_1| \le 0.25$ змістився в довгохвильову область, причому з ростом кількості випромінювачів зростає коефіцієнт випромінювання в короткохвильовій його частини при практично незмінному коефіцієнті відбиття. Розширення діаграми спрямованості при $\lambda = 110 \text{ Mm}$ супроводжується відхиленням максимуму діаграми спрямованості від напрямку нормалі і сильно спадним (з деякими осциляціями) несиметричним амплітудним розподілом, а також досить складним фазовим розподілом в антенній решітці. Підкреслимо, що характер зміни амплітуди і фази поля в розкриві в значній мірі обумовлений взаємодією між випромінювачами в багатоелементній антені.



Рис. 3.14 Енергетичні характеристики (а) і діаграми спрямованості (б) для системи з l = 60 мм, d = 3 мм, $D_z = 55$ мм, $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\varepsilon^i = 2$, $\varepsilon^e = 1$. Криві 1-3 відповідають N = 10, 20 і 30 (а) та $\lambda = 90$ мм, 100 мм, 110 мм (б).

Взаємодія між щілинами також може привести до руйнування спрямованих характеристик антенної решітки. На рис. 3.15 представлені залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (криві 1 і 1') і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (криві 2 і 2'), амплітудні і фазові розподіли, а також діаграми спрямованості, розраховані з урахуванням всіх

видів взаємодії (криві 1-3) і без урахування зовнішніх взаємних зв'язків між випромінювачами (криві 1'-3'). Номери 1-3 на рис. 3.15, б, в, г відповідають довжинам хвиль $\lambda = 100$, 130 і 150 мм. Параметри систем були наступними: l = 60 мм, d = 3 мм, $D_z = 65$ мм. При $\lambda = 100$ мм діаграма спрямованості мала звичайну форму з дещо збільшеними рівнями бічних пелюсток. Але при збільшенні довжини хвилі до $\lambda = 130$ мм форма діаграми спрямованості погіршувалася і в підсумку вона виявилася непридатною для практичного використання: $\xi_{6i4} \ge 0.5$, ширина діаграми спрямованості за рівнем 0,707 збільшилася в кілька разів у порівнянні з шириною, яка визначається за наближеною формулою $\Delta \theta \approx \lambda/ND_z$. При подальшому збільшенні довжини хвилі до $\lambda = 150$ мм форма діаграми спрямованості дещо покращується як видно на рис. 3.15 г.



Рис. 3.15 Енергетичні характеристики (а), амплітудні (б) і фазові (в) розподіли і діаграми спрямованості (г) для системи дугових щілин з l = 60 мм, $D_z = 65$ мм, N = 20, d = 3 мм, $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\varepsilon^i = 2$, $\varepsilon^e = 1$

У свою чергу електродинамічні характеристики, розраховані без врахування взаємного зв'язку між випромінювачами по зовнішньому простору, істотно відрізняються від аналогічних характеристик, розрахованих з урахуванням взаємного зв'язку. Особливо істотно відрізняється форма діаграми спрямованості при $\lambda = 130$ мм (криві 2 і 2'). Амплітудні розподіли, розраховані без урахування зовнішнього взаємного зв'язку, залишаються сильно спадними, але більш гладкими і не мають осциляцій (рис. 3.15 б).

Підкреслимо, що щілинна система в коаксіальній лінії збуджувалась основною хвилею одиничної потужності.

Розглянемо решітку дугових щілин, які розташовані у фідері з $a_1 = 8$ мм, $a_2 = 20,65$ мм. Використання такого фідера дозволяє зменшити погонне згасання в кабелі в 1,7 рази в порівнянні із згасанням у фідері з $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм і, отже, підвищити коефіцієнт підсилення антени. Збільшення діаметру дає можливість змінювати довжини дугових щілин у більш широких межах і, отже, керувати діапазоном робочих довжин хвиль антенної решітки.

На рис. 3.16–3.18 представлено характеристики щілинних решіток, що розташовані в екрані коаксіального фідера з $a_1 = 8$ мм, $a_2 = 20,65$ мм. Внутрішній об'єм фідера повністю заповнено діелектриком з $\varepsilon^i = 1,23$, зовнішній – $\varepsilon^e = 1$. Ширина щілин дорівнювала d = 6 мм. Вони розташовувалися на відстані $D_z = 80$ мм одна від одної. Кількість випромінювачів у розглянутих решітках дорівнювала N = 20.

На рис. 3.16 а представлено залежності коефіцієнтів випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2$ (крива 1), відбиття $|\Gamma_1|$ (крива 2) і проходження $|\Gamma_{12}|$ (крива 3) від довжини хвилі для решітки однакових щілин з l = 65 мм = 0,5L. Амплітудні й фазові розподіли й діаграми спрямованості решітки для довжин хвиль $\lambda = 130, 140, 150$ і 160 мм (криві 1-4) представлено на рис. 3.16 б, в і г. Відзначимо, що різке зниження коефіцієнту випромінювання при довжині хвилі $\lambda = 97$ мм (рис. 3.16 а, крива 1) відповідає виникненню в коаксіальній лінії хвилі H_{11} . 3 рис. 3.16 а видно, що діапазон довжин хвиль, при якому

125



Рис. 3.16 Енергетичні характеристики (а), амплітудні (б) і фазові (в) розподіли та діаграми спрямованості (г) щілинної системи в коаксіальній лінії з $a_1 = 8$ мм, $a_2 = 20,65$ мм, $\varepsilon^i = 1,23$, $\varepsilon^e = 1$, l = 65 мм = 0,5*L*, d = 6 мм, $D_z = 80$ мм, N = 20

У діапазоні – $\lambda = 130 \div 170$ мм амплітудні розподіли носять спадний характер, як видно з рис. 3.16 б. Тут і далі фазові розподіли було відновлено для кращої наочності й видно, що вони відрізняються від лінійних (рис. 3.16 в, криві 1-4). Така поведінка амплітудних і фазових розподілів у щілинній решітці приводить до істотних спотворень просторових характеристик спрямованості антени, як і у випадку, представленому на рис. 3.15. На рис. 3.16 г представлено діаграми спрямованості цієї системи для зазначених довжин хвиль. Видно, що при $\lambda = 130, 150, i 160$ мм (криві 1, 3, 4) рівні бічних

пелюсток діаграм спрямованості неприпустимо великі, а при $\lambda = 140$ мм (крива 2) відбувається «руйнування» діаграми спрямованості антенної решітки аналогічно випадку, який представлено на рис. 3.15 г (крива 2). Такі зміни форми діаграми спрямованості обумовлені сильною взаємодією між випромінювачами в щілинній решітці, яка приводить до відповідних спотворень в АФР антени.

Слід підкреслити, що сильно спадний амплітудний розподіл формується при наближенні довжини хвилі в системі до резонансного значення довжини хвилі поодинокого випромінювача.

Таким чином, при досить високому коефіцієнті випромінювання в такій щілинній системі маємо непридатні для практичного використання просторові характеристики решітки. Для поліпшення спрямованих властивостей антени пропонується керувати амплітудно-фазовим розподілом шляхом зміни довжин щілин, тобто використовувати неоднорідну решітку з різними довжинами випромінювачів. Для теоретичної перевірки вірності цієї пропозиції на рис. 3.17 представлено характеристики щілинної решітки, у якій довжини випромінювачів збільшуються уздовж системи від короткої (*l*₁ = 0,3*L*) до довгої (*l*₂₀ = 0,75*L*): *l*₁₋₂₀ = 39 мм; 45,5 мм; 45,5 мм; 52 мм; 52 мм; 58,5 мм; 58,5 мм; 65 мм; 65 мм; 65 мм; 65 мм; 71,5 мм; 71,5 мм; 78 мм; 78 мм; 84,5 мм; 84,5 мм; 91 мм; 91 мм; 97,5 мм. При такому виборі довжин випромінювачів діапазон довжин хвиль, при якому $|\Gamma_{\Sigma}|^2 \ge 0.9$ зростає до 45% (рис. 3.17 а, крива 1). При цьому коефіцієнт відбиття $|\Gamma_1|$ не перевищує значення 0,2, а у більшій частині діапазону навіть менше ніж 0,1 (рис. 2.55 а, крива 2). Коефіцієнт проходження $|\Gamma_{12}|$ у зазначеному діапазоні не перевищує значення 0,1 (рис. 3.17 а, крива 3). Криві 1-4 на рис. 3.17 б, в і г так само, як і в попередньому випадку відповідають довжинам хвиль $\lambda = 130, 140, 150$ і 160 мм. Видно, що в зазначеному діапазоні довжин хвиль амплітудні розподіли спадають до країв антени (рис. 3.17 б). При цьому, з ростом довжини хвилі вони стають більш рівномірними. Також з рис. 3.17 в видно, що фазові спотворення з ростом довжини хвилі зменшуються і фазові розподіли стають близькими до лінійних. Як наслідок такої поведінки розподілу поля у розкриві антени, діаграми спрямованості цієї системи мають чітко сформовану головну пелюстку і рівень бічних пелюсток ξ < 0,15 (рис. 3.17 г, криві 2-4).



Рис. 3.17 Енергетичні характеристики (а), амплітудні (б) і фазові (в) розподіли й діаграми спрямованості (г) для неоднорідної щілинної антени з $l = 0, 3L \div 0, 75L$ $(a_1 = 8 \text{ мм}, a_2 = 20,65 \text{ мм}, \varepsilon^i = 1,23, \varepsilon^e = 1, d = 6 \text{ мм}, D_z = 80 \text{ мм}, N = 20)$

Для протяжних кабелів, що випромінюють, які містять велику кількість випромінювачів, у ряді задач важливо забезпечити рівномірний амплітудний розподіл поля уздовж щілинної системи. Очевидно, що можливість рівномірного збудження великої кількості щілинних випромінювачів здійснюється у випадку порівняно низьких коефіцієнтів збудження окремих щілинних елементів. Отже, антенна решітка не повинна працювати в резонансній області окремих випромінювачів, тобто в цьому випадку в якості випромінювачів доцільно використовувати короткі щілини.

Розглянемо решітку з N = 20 коротких щілин у коаксіальній лінії з малою нерегулярністю їх довжин. На рис. 3.18 а представлені залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2$, $|\Gamma_1|$, $|\Gamma_{12}| = f(\lambda)$ (криві 1-3) для решітки з відносними довжинами щілин, що міняються від l/L = 0,3 до l/L = 0,35: 39 мм;39 мм; 40 мм; 40 мм; 41 мм; 41 мм; 42 мм; 42 мм; 43 мм; 43 мм; 44 мм; 44 мм; 45 мм; 45



Рис. 3.18 Енергетичні характеристики (а), амплітудні (б) і фазові (в) розподіли й діаграми спрямованості (г) для неоднорідної щілинної антени з $l = 0,3L\div0,35L$ $(a_1 = 8 \text{ мм}, a_2 = 20,65 \text{ мм}, \varepsilon^i = 1,23, \varepsilon^e = 1, d = 6 \text{ мм}, D_z = 80 \text{ мм}, N = 20)$

З рис. 3.18 а видно, що резонансні довжини окремих випромінювачів знаходяться в околиці $\lambda = 100$ мм. Зі збільшенням довжини хвилі знижується коефіцієнт випромінювання (крива 1) і зростає коефіцієнт проходження (крива 3) при незмінно низькому коефіцієнті відбиття (крива 2). У свою чергу амплітуди поля в кожній щілині знижуються. При цьому форма амплітудного розподілу уздовж антенної системи зберігається близькою до постійної. Таким чином, за допомогою вибору довжин випромінювачів можливо створити щілинні системи з більшою кількістю щілин, які випромінюють, і амплітудним розподілом уздовж антени близьким до постійного.

Важливим для практики, як було зазначено раніше, є розгляд електродинамічних характеристик коаксіально-щілинних антен при різних діелектричних проникностей діелектриків, значеннях вілносних шо заповнюють зовнішній об'єм коаксіальної ліній. Для прикладу на рис. 3.19 представлені результати досліджень багатоелементних антен з наступними параметрами: l = 37,7 мм, d = 3 мм, $N = 20, D_z = 40$ мм, $\varepsilon^i = 1,23, \varepsilon^e = 2$. Розміри радіусів коаксіальної лінії дорівнюють $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм. На рис. 3.19 а представлені залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (крива 1) і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (крива 2). При довжині хвилі $\lambda = 89$ мм спостерігається різке зростання коефіцієнта відбиття і сильне зменшення коефіцієнта випромінювання. Такі зміни в залежностях $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ у випадках $\varepsilon^e = 1$, результати яких представлені на рис. 3.13, відповідали синфазному додаванню хвиль, відбитих від усіх щілин ($\lambda \approx 2D_{z}\sqrt{\varepsilon^{i}}$). Таким чином, діапазон роботи даної антенної решітки за коефіцієнтом випромінювання ділиться на два діапазони шириною 47% і 42% і центральними довжинами хвиль 70 мм і 114 мм відповідно. При цьому, виразом $\lambda \approx D_z \left(\sqrt{\varepsilon^i} + \sqrt{\varepsilon^e} \right) / n$ В наближеним інтервалі згідно 3 50,5 мм $< \lambda < 101$ мм решітка працює в двопроменевому режимі, а в інтервалі $\lambda > 101$ мм - в однопроменевому, як видно на рис. 3.19 б, в. Це пояснюється виникненням променю з номером n = 0 у зв'язку з тим, що $\varepsilon^{i}/\varepsilon^{e} < 1$ відповідно до виразу (3.26).



Рис. 3.19 Енергетичні характеристики (а), амплітудні (б, в) розподіли і діаграми спрямованості (г, д) для решітки, що випромінює в середовище з $\varepsilon^e = 2$ ($\varepsilon^i = 1,23, l = 37,7$ мм, d = 3 мм, $N = 20, D_z = 40$ мм, $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм)

Також з рис. 3.19 б (криві 1-4 відповідають довжинам хвиль $\lambda = 60, 70, 80$ і 90 мм) видно, що в двопроменевому режимі (50,5 мм < λ < 101 мм) один промінь змінює положення максимального випромінювання при зміні λ , а максимум другого променю орієнтований строго під кутом $sin(\theta) = \sqrt{\epsilon^i / \epsilon^e}$

(3.26) і є частотно незалежним. При переході в однопроменевий режим ($\lambda > 101$ мм) цей промінь зберігає властивість незалежності від частоти (рис. 3.19 в) і орієнтований під кутом $sin(\theta) = \sqrt{\epsilon^i / \epsilon^e}$ (криві 1-3 відповідають довжинам хвиль $\lambda = 120, 125$ і 130 мм). Амплітудні розподіли для цих випадків представлені на рис. 3.19, г і д відповідно.

Далі розглянемо енергетичні коефіцієнти, амплітудно-фазові розподіли і діаграми спрямованості системи кільцевих щілин в екранах коаксіальних ліній. Слід зазначити, що подібні антени всеспрямовані в площині H(z = const). Деякі результати розрахунку характеристик систем кільцевих щілин представлені на рис. 3.20.



Рис. 3.20 Енергетичні характеристики (а), амплітудний (б) і фазовий (в) розподіли і діаграми спрямованості (г) для решітки кільцевих щілин N = 20, d = 3 мм, $D_z = 40$ мм, $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\varepsilon^e = 1$, $\varepsilon^i = 1,23$

Криві 1-3 відповідають залежностям, розрахованим з урахуванням взаємних зв'язків між випромінювачами, 1'-3' - без урахування зовнішньої взаємодії. Кількість щілин дорівнювала N = 20, d = 3 мм, $D_z = 40$ мм. Діаграми спрямованості і АФР були розраховані для $\lambda = 70$ мм, 80 мм, 85 мм (номери 1-3 відповідно).

Видно, що в цьому випадку взаємний зв'язок слабко впливає на спрямовані властивості системи, але коефіцієнти випромінювання і відбиття істотно різняться у випадках з урахуванням і без урахування зовнішнього взаємного зв'язку між випромінювачами, особливо в короткохвильовій частині діапазону довжин хвиль. Амплітудні розподіли в розкриві антени виявляються спадними, але швидкість спадання амплітуди поля уздовж системи значно менша, ніж в разі дугових щілин. Це пов'язано з тим, що кільцеві щілини на відміну від дугових нерезонансні та мають нижчі амплітудні коефіцієнти. Це призводить до слабкого спадання амплітудного розподілу уздовж щілинної системи, що в свою чергу веде до збереження форми діаграми спрямованості решітки кільцевих щілин в більш широкій смузі довжин хвиль.

Поодинока кільцева щілина має невисокий коефіцієнт випромінювання, проте його величина зберігається в досить широкій смузі довжин хвиль. Таким чином, керування робочою смугою решітки кільцевих здійснювати вибором щілин доцільно відповідної відстані між На рис. 3.21 випромінювачами. представлені порівняльні результати розрахунку енергетичних характеристик, амплітудно-фазових розподілів і діаграм спрямованості для решіток кільцевих щілин з N = 20, d = 6 мм, $D_7 = 80$ мм, розташованих в екрані фідера з $a_1 = 8$ мм, $a_2 = 20,65$ мм. Параметром є внутрішня діелектрична проникність, яка дорівнювала $\varepsilon^i = 2$ (рис. 3.21, а - криві 1 і 2, б, г, е) і $\varepsilon^{i} = 1,23$ (рис. 3.21, а – криві 3 і 4, в, д, ж).

Видно, що з ростом D_z робочий діапазон щілинної системи істотно зсувається в довгохвильову область у порівнянні з рис. 3.20.







Рис. 3.21 Енергетичні характеристики (а), амплітудний (б, в) і фазовий (г, д) розподіли і діаграми спрямованості (е, ж) для решіток кільцевих щілин

Також видно, що при зменшенні є^{*i*} зменшуються довжини хвиль, де спостерігаються максимуми коефіцієнту відбиття, що призводить до зміщення робочої смуги антени в бік коротких хвиль (рис. 3.21, а). Таким чином, в першому випадку номери 1-3 на рис. 3.21, б, г, е відповідають довжинам хвиль $\lambda = 120$ мм, 130 мм, 140 мм, у другому - рис. 3.21, в, д, ж – $\lambda = 100$ мм, 110 мм, 120 мм. При цьому дещо знижуються мінімальні значення коефіцієнта відбиття $|\Gamma_1| = 0.25 \div 0.16$ (криві 2 і 4) й істотно знижуються максимальні значення коефіцієнта випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = 0.91 \div 0.73$ (криві 1 і 3). Як було показано на рис. 3.14 коефіцієнт випромінювання системи можна підвищити збільшенням кількості випромінювачів. При цьому амплітудні розподіли в обох випадках мають несиметричний спадний характер (рис. 3.21 б, в), що призводить до зростання бічних пелюсток діаграми спрямованості (рис. 3.21, е, ж).

3.5. Достовірність отриманих результатів

З метою підтвердження достовірності та ефективності розробленої математичної моделі для дослідження енергетичних характеристик коаксіально-щілинних багатоелементних антен був проведений порівняльний аналіз представлених результатів досліджень з уже наявними даними в літературних джерелах.

У роботі [34] представлені результати розрахунку та вимірювання характеристик коаксіально-щілинної антени. Слід зазначити, що, ймовірно, це єдина робота, в якій наводяться діапазонні залежності електродинамічних характеристик коаксіально-щілинної системи. Розрахувавши характеристики системи з такими ж параметрами, проведемо порівняння отриманих результатів з аналогічними, наведеними в роботі [34]. Криві, що ілюструють коефіцієнти випромінювання, розраховані за допомогою методу наведених магніторушійних сил (крива 1) і представлені в роботі [34] (крива 2) наведені на рис. 3.22. Видно гарний збіг отриманих результатів та наведених в [34] експериментальних даних. Слід зазначити, що в макеті антени [34] товщина зовнішнього провідника коаксіальної лінії дорівнювала 3 мм. В даному розділі товщина екрана вважається нескінченно малою, тому при розрахунку $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ для цього випадку була введена еквівалентна ширина щілини, яка враховує товщину екрану коаксіальної лінії відповідно до виразу (2.27) попереднього розділу. Це дозволило порівняти результати (рис. 3.22).



Рис. 3.22 Порівняльна характеристика залежностей $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$, отриманих за допомогою методу наведених магніторушійних сил (крива 1) та експериментальних даних, наведених у роботі [34] (крива 2)

Також для перевірки достовірності використовуваної методики і підтвердження правильності розрахунків просторових характеристик спрямованості був сконструйований ряд макетів коаксіально-щілинних антен. З їх допомогою були проведені вимірювання діаграм спрямованості та проведено порівняння експериментальних даних з розрахунковими результатами.

На рис. 3.23 представлені результати порівняння розрахункових і виміряних діаграм спрямованості для решітки з N = 8 кільцевих щілин, шириною d = 2 мм, розташованих на відстані $D_z = 72$ мм одна від одної на частоті 2,2 ГГц (а) і 2,3 ГГц (б). Параметри системи були наступними: $a_1 = 0,6$ мм, $a_2 = 3,55$ мм, $a_3 = 5$ мм, $\varepsilon^i = 2,3$, $\varepsilon^e = 1$; відстань до торцевої стінки у фідері дорівнювала $D_{sh} = 62$ мм.



Рис.3.23 Розраховані (пунктирні криві) і виміряні (суцільні криві) діаграми спрямованості систем поперечних щілин в екрані коаксіальної лінії

На рис. 3.24 представлені результати порівняння розрахункових і виміряних діаграм спрямованості для решітки з N = 4 кільцевих щілин, шириною d = 2 мм, розташованих на відстані $D_z = 72$ мм одна від одної на частоті 2,2 ГГц (а) і 2,3 ГГц (б). Параметри системи були наступними: $a_1 = 0,5$ мм, $a_2 = 2,4$ мм, $a_3 = 2,5$ мм, $\varepsilon^i = 2$, $\varepsilon^e = 1$; відстань до торцевої стінки в фідері дорівнювала $D_{sh} = 68$ мм.



Рис.3.24 Розраховані (пунктирні криві) і виміряні (суцільні криві) діаграми спрямованості систем поперечних щілин в екрані коаксіальної лінії

3 рис. 3.23 і 3.24 видно гарний збіг експериментальних результатів з спрямованості коаксіально-щілинних розрахунковими даними діаграм решіток. У всіх представлених випадках розраховані та виміряні напрямки головних максимумів випромінювання збігаються, ширина головної пелюстки діаграми спрямованості за рівнем 0,707*E*_{max} збігається на рис. 3.23 (a) і 3.24 (a) і відрізняється на величину не більшу за 15% на рис. 3.23 (б) і 3.24 (б). З особливостей проведення причини експериментальних досліджень, фіксування відносно низького рівня випромінювання, в тому числі і бічного, було можливим тільки при наявності великих похибок. З цим пов'язано поганий збіг бічних пелюсток діаграм спрямованості та її нульових значень, як видно з рис. 3.23 і 3.24.

Висновки до розділу 3

1. Розв'язано електродинамічну задачу збудження та випромінювання електромагнітних хвиль системами поперечних дугових і кільцевих щілин, прорізаних в екрані коаксіальної лінії передачі, в якій поширюється хвиля основного *T*-типу, з урахування впливу вищих типів.

2. Проведені дослідження залежностей енергетичних коефіцієнтів антени у вигляді системи дугових і кільцевих щілин, прорізаних в екрані коаксіальних ліній, показали, що подібні системи є малогабаритними і широкосмуговими випромінювальними структурами. При цьому, частотний діапазон роботи систем кільцевих щілин значно ширший за діапазон роботи аналогічної системи дугових щілин. Це пов'язано з нерезонансною поведінкою електродинамічних характеристик поодинокої кільцевої щілини, на відміну від резонансного характеру випромінювання коодинокої дугової щілини.

3. Застосування того чи іншого фідеру, а також вибір кільцевих або дугових щілин певної довжини по відношенню до периметру коаксіальної лінії, дозволяють регулювати як середню робочу довжину хвилі, так і діапазон довжин хвиль, необхідний в кожному конкретному випадку використання подібних антен.

4. Діапазон робочих довжин хвиль системи поперечних кільцевих щілин перш за все обумовлюється особливостями решітки, а саме – відстанями між щілинами, діелектричними проникностями діелектриків, що заповнюють внутрішнє та зовнішнє середовище коаксіальної лінії. Діапазон робочих довжин хвиль системи дугових щілин у решітці з малою кількістю елементів визначається резонансною довжиною хвилі окремого випромінювача. Робочу довжину хвилі для багатоелементних систем дугових щілин у екрані коаксіальної лінії слід брати відмінною від резонансної поодинокого випромінювача, що дає можливість вирівняти амплітудний розподіл уздовж системи та отримати прийнятний вигляд діаграми спрямованості антени.

5. Відсутність граничної довжини хвилі для *Т*-хвилі у коаксіальній лінії дозволяє отримати високі коефіцієнти випромінювання коаксіально-щілинної системи у випадках хвиль, коротших від резонансної – в області двопроменевого режиму.

6. При розрахунках енергетичних характеристик, амплітудно-фазового розподілу та просторових характеристик коаксіально-щілинної антени необхідно враховувати взаємодію між щілинними випромінювачами як у внутрішньому, так і у зовнішньому просторах фідера. Знехтувати взаємодією між випромінювачами можна лише в окремих випадках за умов випромінювання електромагнітних хвиль у середовище, що має високі втрати.

7. При певному виборі величин діелектричних проникностей внутрішнього та зовнішнього середовища коаксіальної лінії можливі такі співвідношення між внутрішніми та зовнішніми провідностями щілинних випромінювачів, які дозволяють отримати найбільший коефіцієнт випромінювання досліджуваної коаксіально-щілинний структури. Збільшення втрат у навколишньому середовищі призводить до суттєвого зменшення осциляцій частотно-енергетичних кривих за рахунок ослаблення взаємних зв'язків між щілинами по зовнішньому простору, а, отже, і до збільшення робочого діапазону довжин хвиль антенної решітки. За умови $\varepsilon^e > \varepsilon^i$ решітка щілинних випромінювачів формує частотонезалежний промінь, положення та форма якого майже не змінюється у широкій смузі довжин хвиль.

8. Створення геометрично-неоднорідних щілинних систем (різні довжини випромінювачів, нееквідистантність розташування випромінювачів тощо) на базі коаксіальної лінії дозволяє істотно зменшити коефіцієнт відбиття та підвищити рівень випромінювання антени, дозволяє керувати робочою смугою довжин хвиль антенної системи при збереженні масогабаритних параметрів, дозволяє вплинути та надати необхідної форми амплітудно-фазовому розподілу поля уздовж коаксіально-щілинної антени у широкому діапазоні довжин хвиль.

Результати досліджень даного розділу наведено в публікаціях здобувача: [116, 117, 120, 121, 122, 125, 126, 128, 129, 133]

РОЗДІЛ 4.

ЗБУДЖЕННЯ ТА ВИПРОМІНЮВАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ ПООДИНОКИМИ ЩІЛИНАМИ ТА СИСТЕМАМИ ЩІЛИН, ПРОРІЗАНИХ У ЗОВНІШНЬОМУ ПРОВІДНИКУ КОАКСІАЛЬНОЇ ЛІНІЇ З КІНЦЕВИМ НАВАНТАЖЕННЯМ

Коаксіально-щілинні антени широко застосовуються в різних областях науки і техніки, адже вони є малогабаритними системами, які зручно розміщуються на рухомих об'єктах, в підземних спорудах різного призначення. Щілини, прорізані в екранах надмініатюрних коаксіальних ліній, використовують в біомедичній практиці і при розробці діагностичної апаратури. У літературі часто описується застосування коаксіально-щілинних випромінювачів в лікувальній гіпертермії - локальному внутрішньому нагріві тканин і органів людини [56-102]. Для подібних біомедичних систем енергетичні й масогабаритні параметри мають вкрай важливе значення, тож опромінювачі, безперечно, мають бути скінченними, та їх коефіцієнти випромінювання відіграють важливішу роль ніж діаграми спрямованості.

У цьому розділі розглядаються системи з довільного числа поперечних щілин в екрані коаксіальної лінії з довільним кінцевим комплексним навантаженням. Для створення коаксіально-щілинної антени з заданими енергетичними характеристиками пропонується варіювати коефіцієнт відбиття від навантаження, наприклад, з метою зменшення відбиття від коаксіально-щілинної системи до рівня близько 1% по потужності при заданому коефіцієнті випромінювання.

4.1. Постановка задачі та її розв'язання

Методом наведених магніторушійних сил [134] дослідимо електродинамічні характеристики систем з N вузьких ($d < \lambda, d < l$) поперечних щілин різної по відношенню до зовнішнього периметру L коаксіальної лінії

довжини l і ширини d (рис. 4.1). Випромінювачі прорізаються на різних відстанях D_z один від одного в нескінченно тонких і ідеально провідних екранах коаксіальної лінії з різними значеннями радіусів внутрішніх і зовнішніх провідників a_1 і a_2 відповідно. На торці коаксіальної лінії розташовується кінцеве навантаження з керованим коефіцієнтом відбиття $\Gamma_{T,E,H}$ на відстані D_{sh} від середини найближчого до неї щілинного випромінювача. Область всередині фідера (v^i) заповнена діелектриком без втрат з діелектричною проникністю ε^i . Простір поза межами фідеру (v^e) в загальному випадку заповнений неідеальним діелектриком з відносною діелектричною проникністю ε^e і тангенсом кута втрат $tg \delta \ge 0$.

Розглянемо збудження системи поперечних щілин довжини $l \le L$, розташованих на циліндричній поверхні. Джерела поля знаходяться всередині фідера. Щілини, збуджувані цими джерелами, випромінюють електромагнітні хвилі у зовнішній простір і змінюють поле в коаксіальній лінії. Для знаходження дотичної складової електричного вектора \vec{E} в щілинах скористаємося умовою безперервності магнітних складових поля на поверхні щілин:

$$\vec{H}_{\tau}^{e}\{\vec{E}\} - \vec{H}_{\tau}^{i}\{\vec{E}\} = \vec{H}_{\tau}^{0}, \qquad (4.1)$$



Рис. 4.1 Геометрія системи

де $\vec{H}_{\tau}^{e}\{\vec{E}\}, \vec{H}_{\tau}^{i}\{\vec{E}\}$ – поля, збуджувані щілинами в просторах v^{e} і v^{i} відповідно; \vec{H}_{τ}^{0} – поле джерел; \vec{E} – шукане значення дотичної складової електричного поля в розкриві багатощілинної антени.

Для розв'язання рівняння (4.1) застосуємо метод Гальоркіна, тобто поле на поверхні системи щілин представимо у вигляді ряду:

$$\vec{E} = \sum_{s=1}^{N} \sum_{p=1}^{M} V_{ps} \vec{E}_{ps} , \qquad (4.2)$$

де \vec{E}_{ps} – задані на поверхнях щілин лінійно-незалежні вектор-функції, що задовольняють на контурі щілини крайовим умовам (власні функції отвору); V_{ps} – невідомі комплексні амплітуди; *s* – номер щілини; *p* – номер власної функції отвору.

Після математичних перетворень із (4.1) одержимо систему алгебраїчних рівнянь відносно *V*_{ps}:

$$\sum_{s=1}^{N} \sum_{p=1}^{M} V_{ps} Y_{pq,rs} = F_{qr}, r = 1, 2, 3...N, q = 1, 2, 3...M,$$
(4.3)

де N – кількість щілин, M – кількість апроксимуючих вектор-функцій; $Y_{pq,rs} = Y_{pq,rs}^{e} + Y_{pq,rs}^{i}$ – власні при p = q, r = s; взаємні за гармоніками при $p \neq q$, r= s і взаємні між щілинами при $r \neq s$ часткові провідності p-ї і q-ї гармонік функції розподілу на r-й і s-й щілинах,

$$Y_{pq,rs}^{i} = -\int_{s} \left[\vec{E}_{qs} \vec{H}_{\tau}^{i} \left\{ \vec{E}_{pr} \right\} \right] d\vec{s}, \qquad Y_{pq,rs}^{e} = \int_{s} \left[\vec{E}_{qs} \vec{H}_{\tau}^{e} \left\{ \vec{E}_{pr} \right\} \right] d\vec{s}.$$
(4.4)

$$F_{qr} = \int [\vec{E}_{qr} \vec{H}_{\tau}^{0}] d\vec{s} , \ F_{qr} = F_{_{HeCK}} + F^{-}$$
(4.5)

магніторушійна сила, обумовлена джерелами, що збуджують коаксіальну лінію, і хвилею, відбитою від довільного навантаження; $d\vec{s} = \vec{n}ds$; $\vec{n} -$ одинична нормаль до поверхні щілини *s*, спрямована усередину простору v^e .

Таким чином, для розв'язання системи (4.3) необхідно визначити в явному вигляді внутрішні $Y_{pq,rs}^i$ й зовнішні $Y_{pq,rs}^e$ часткові провідності, а також магніторушійні сили F_{qr} .

У такій постановці задачі можливе збудження системи щілин будьяким типом хвилі (у тому числі й вищим), який розповсюджується в коаксіальній лінії. Якщо система збуджується основною хвилею (*T*-типу), тоді, як показано у розділі 2, розподіл поля уздовж кільцевої щілини буде постійним, а в дуговій – симетричним відносно середини щілини внаслідок центральної симетрії структури поля хвилі *T*-типу, тобто для опису поля у виразі (4.2) досить обмежитися однією вектор-функцією як для кільцевої, так і для дугової щілини відповідно:

$$\vec{E}_{s} = \vec{z}^{0} \frac{1}{d}, \qquad \vec{E}_{s} = \vec{z}^{0} \frac{1}{d} \cos\left(\pi \frac{u}{l}\right).$$
 (4.6)

Тут \vec{z}^0 – одиничний орт, u – криволінійна координата, спрямована уздовж щілини з початком координат у її середині. При такому виборі власних функцій коефіцієнт V_s в (4.2) і (4.3) набуває сенсу амплітуди напруги на щілині (тут і далі індекси по гармоніках p і q опущені).

Для знаходження часткових внутрішніх провідностей необхідно визначити поля \vec{H}^i , збуджувані у фідері щілинами з розподілом поля E_s . Представимо \vec{H}^i у вигляді розкладання по ортонормованим векторним функціям коаксіальної лінії з урахуванням основної хвилі типу T і вищих хвиль E- і H-типів (у тому числі й тих, що згасають) [184, 185]:

$$\vec{H}^{i} = h_{e}\vec{H}_{e} + \sum_{e}h_{ge}\vec{H}_{ge} + \sum_{h}h_{gh}\vec{H}_{gh}, \qquad (4.7)$$

де $\vec{H}_{e}, \vec{H}_{gh}, \vec{H}_{ge}$ – відомі ортонормовані векторні функції; h_{e}, h_{gh}, h_{ge} – невідомі коефіцієнти, що підлягають визначенню.

Перший доданок у виразі (4.7) є полем основної хвилі. Другий і третій доданки враховують внесок у поле, збуджене щілиною в коаксіальній лінії, хвиль *E*- і *H*-типів. Згідно з теорією збудження хвилеводів, розвинутою в

роботі [184], \vec{H}_{gh} – градієнтні власні функції, \vec{H}_{ge} – поперечні вихрові функції, які можна представити в такий спосіб:

$$\vec{H}_{gh} = \frac{1}{\chi_h} \nabla_\perp \psi_h, \qquad \vec{H}_{ge} = \frac{1}{\chi_e} \Big[\vec{z}^0 \nabla_\perp \psi_e \Big], \qquad (4.8)$$

де ψ_h й ψ_e – відповідно магнітні та електричні поперечні функції:

$$\begin{split} \Psi_{e} &= C_{e}Z_{em}(\chi_{e}r) \frac{\cos m\phi}{\sin m\phi}; \quad \Psi_{h} = C_{h}Z_{hm}(\chi_{h}r) \frac{\cos m\phi}{\sin m\phi}; \quad (4.9) \\ Z_{em}(\chi_{e}r) &= \frac{J_{m}(\chi_{e}r)}{J_{m}(\chi_{e}a_{1})} - \frac{N_{m}(\chi_{e}r)}{N_{m}(\chi_{e}a_{1})}; \\ Z_{hm}(\chi_{h}r) &= \frac{J_{m}(\chi_{h}r)}{J'_{m}(\chi_{h}a_{1})} - \frac{N_{m}(\chi_{h}r)}{N'_{m}(\chi_{h}a_{1})}; \\ C_{e} &= \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi(1+\delta_{0m})}\sqrt{\left(a_{2}Z'_{em}(\chi_{e}a_{2})\right)^{2} - \left(a_{1}Z'_{em}(\chi_{e}a_{1})\right)^{2}}}; \\ C_{h} &= \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi(1+\delta_{0m})}\sqrt{\left(a_{2}^{2} - \frac{m^{2}}{\chi_{h}^{2}}\right)}Z_{hm}^{2}(\chi_{h}a_{2}) - \left(a_{1}^{2} - \frac{m^{2}}{\chi_{h}^{2}}\right)}Z_{hm}^{2}(\chi_{h}a_{1})}; \end{split}$$
(4.10)
$$\delta_{0m} &= \begin{cases} 1 & m = 0 \\ 0 & m \neq 0 \end{cases}; \quad J_{m}, J'_{m} - \phi$$
ункція Бесселя та її похідна; $N_{m}, N'_{m} - \phi$

функція Неймана та її похідна; χ_e, χ_h – критичні хвильові числа *E*- і *H*-типів хвиль відповідно.

Невідомі коефіцієнти h_e , h_{gh} й h_{ge} знаходимо з хвилеводних рівнянь:

$$h_b'' + \gamma_{h,e}^2 h_b = -f_b, \qquad (4.11)$$

де індекс *b* набуває значення *e*, *ge*, *gh*. Права частина *f*_b визначається у такий спосіб: для *T*-хвилі $f_e = -j\omega\varepsilon \oint \vec{E}_p \begin{bmatrix} \vec{H}_e \vec{n} \end{bmatrix} dL;$ для *H*-хвиль $f_{gh} = \frac{\gamma_n^2}{j\omega\mu} \oint \vec{E}_p \begin{bmatrix} \vec{H}_{gh} \vec{n} \end{bmatrix} dL;$ для *E*-хвиль $f_{ge} = -j\omega\varepsilon \oint \vec{E}_p \begin{bmatrix} \vec{H}_{ge} \vec{n} \end{bmatrix} dL;$ $\gamma_{h,e} = \sqrt{k^{i2} - \chi_{h,e}^2}$ – постійна розповсюдження хвиль *H*- і *E*-типів у коаксіальній лінії; $k^i = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon^i}; \lambda$ – довжина хвилі в середовищі, відносна діелектрична
проникність якого дорівнює одиниці, *j* – уявна одиниця. Відзначимо, що, на відміну від дугової, кільцева щілина з постійним розподілом електричного поля в ній не буде збуджувати в коаксіальній лінії хвилі *H*-типу.

Розглянемо щілини в екрані коаксіальної лінії з довільним навантаженням на її торці. У цьому випадку провідність щілинного випромінювача буде обумовлена падаючою хвилею і хвилею, відбитою від довільного навантаження, тобто:

$$Y_{n/\delta}^{i} = Y_{\mu e c \kappa}^{i} + Y^{-}, \qquad (4.12)$$

де *Y*_{неск} – провідність щілини в нескінченній коаксіальній лінії, *Y*⁻ – додаткова провідність, обумовлена відбитою хвилею.

Визначивши поле, збуджене щілиною в коаксіальній лінії (4.7) з урахуванням (4.8) – (4.11) і відповідно до виразу (4.4), для кільцевих щілин, розташованих у нескінченній коаксіальній лінії, одержимо:

власну внутрішню провідність поодинокого випромінювача

$$Y_{ss}^{i} = -\frac{4j\pi^{2}\sqrt{\epsilon_{omH}^{i}}}{k^{i}d_{s}\rho_{0}} \left[\frac{1}{2\pi \ln\frac{a_{2}}{a_{1}}} \left(1 - \frac{\sin\frac{k^{i}d_{s}}{2}}{\frac{k^{i}d_{s}}{2}} e^{-j\frac{k^{i}d_{s}}{2}} \right) + \sum_{e} \left(\frac{k^{i}a_{2}C_{e}Z_{e0}'(\chi_{e}a_{2})}{\gamma_{e}} \right)^{2} \left(1 - \frac{\sin\frac{\gamma_{e}d_{s}}{2}}{\frac{\gamma_{e}d_{s}}{2}} e^{-j\frac{\gamma_{e}d_{s}}{2}} \right) \right]; \quad (4.13)$$

взаємну внутрішню провідність між випромінювачами

$$Y_{rs}^{i} = \frac{2\pi^{2}\sqrt{\varepsilon_{om\mu}^{i}}}{\rho_{0}} \left[\frac{1}{2\pi\ln\frac{a_{2}}{a_{1}}} \frac{\sin\frac{k^{i}d_{r}}{2}}{\frac{k^{i}d_{r}}{2}} \frac{\sin\frac{k^{i}d_{s}}{2}}{\frac{k^{i}d_{s}}{2}} e^{-jk^{i}D_{rs}} + \sum_{e} \frac{k^{i}}{\gamma_{e}} \left(a_{2}C_{e}Z_{e0}'(\chi_{e}a_{2})\right)^{2} \frac{\sin\frac{\gamma_{e}d_{r}}{2}}{\frac{\gamma_{e}d_{r}}{2}} \frac{\sin\frac{\gamma_{e}d_{s}}{2}}{\frac{\gamma_{e}d_{s}}{2}} e^{-j\gamma_{e}D_{rs}} \right].$$
(4.14)

Згідно з методикою, запропонованою у [187], можна отримати вираз для власної зовнішньої провідності поодинокої кільцевої щілини Y_{ss}^{e} , прорізаної в циліндрі з радіусом a_2 . У припущенні постійного розподілу поля на поверхні щілини власну зовнішню провідність Y_{ss}^{e} одержимо у вигляді:

$$Y_{ss}^{e} = \frac{8j\sqrt{\epsilon_{om\mu}^{e}}}{\pi\rho_{0}\left(k^{e}d_{s}\right)^{2}} \int_{0}^{\infty} \frac{k^{e}d_{s}\sqrt{\alpha^{2}-1} - 1 + e^{-k^{e}d_{s}\sqrt{\alpha^{2}-1}}}{\left|H_{0}(k^{e}a_{2}\alpha)\right|^{2}\alpha(\alpha^{2}-1)\sqrt{\alpha^{2}-1}} d\alpha, \qquad (4.15)$$

а для взаємної зовнішньої провідності між щілинами –

$$Y_{rs}^{e} = \frac{4j\sqrt{\varepsilon_{omH}^{e}}}{\pi\rho_{0}} \int_{0}^{\infty} \frac{e^{-k^{e}D_{rs}\sqrt{\alpha^{2}-1}}}{\left|H_{0}(k^{e}a_{2}\alpha)\right|^{2}\alpha\sqrt{\alpha^{2}-1}} d\alpha, \qquad (4.16)$$

де $k^e = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_{omn}^e}$; $\rho_0 = 120\pi \text{ OM}$; $H_0(k^e a_2 \alpha) - \phi$ ункція Ханкеля нульового

порядку.

Виконавши аналогічні математичні перетворення для системи дугових щілин, одержимо відповідні провідності:

внутрішню власну провідність дугової щілини –

$$Y_{ss}^{i} = -\frac{16j\sqrt{\varepsilon_{omu}^{i}}}{k^{i}d_{s}\rho_{0}} \left(\frac{l_{s}}{L}\right)^{2} \left\{ \frac{1}{2\pi \ln \frac{a_{2}}{a_{1}}} \left(1 - \frac{\sin \frac{k^{i}d_{s}}{2}}{\frac{k^{i}d_{s}}{2}}e^{-j\frac{k^{i}d_{s}}{2}}\right) + \sum_{e} \left(\frac{\cos\left(\pi m \frac{l_{s}}{L}\right)}{1 - \left(2m \frac{l_{s}}{L}\right)^{2}}\right)^{2} \left(\frac{k^{i}}{\gamma_{e}}a_{2}C_{e}Z_{e}'(\chi_{e}a_{2})\right)^{2} \left(1 - \frac{\sin \frac{\gamma_{e}d_{s}}{2}}{\frac{\gamma_{e}d_{s}}{2}}e^{-j\frac{\gamma_{e}d_{s}}{2}}\right) + (4.17)$$

$$+\sum_{h} \left(\frac{\cos\left(\pi m \frac{l_{s}}{L}\right)}{1 - \left(2m \frac{l_{s}}{L}\right)^{2}}\right)^{2} \left(m \frac{C_{h}Z_{h}(\chi_{h}a_{2})}{\chi_{h}}\right)^{2} \left(1 - \frac{\sin \frac{\gamma_{h}d_{s}}{2}}{\frac{\gamma_{h}d_{s}}{2}}e^{-j\frac{\gamma_{h}d_{s}}{2}}\right) \right\};$$

внутрішню взаємну провідність між дуговими щілинами –

$$\begin{split} Y_{rs}^{i} &= -\frac{8\sqrt{\varepsilon_{om\mu}^{i}}}{\rho_{0}} \frac{l_{r}l_{s}}{L^{2}} \Biggl\{ \frac{1}{2\pi \ln \frac{a_{s}}{a_{1}}} \frac{\sin \frac{k^{i}d_{r}}{2}}{\frac{k^{i}d_{r}}{2}} \cdot \frac{\sin \frac{k^{i}d_{s}}{2}}{\frac{k^{i}d_{s}}{2}} e^{-jk^{i}D_{rs}} + \\ &+ \sum_{e} \frac{k^{i}}{\gamma_{e}} \left(a_{2}C_{e}Z_{e0}'\left(\chi_{e}a_{2}\right)\right)^{2} \frac{\cos\left(\pi m \frac{l_{r}}{L}\right)}{1 - \left(2m \frac{l_{r}}{L}\right)^{2}} \cdot \frac{\cos\left(\pi m \frac{l_{s}}{L}\right)}{1 - \left(2m \frac{l_{s}}{L}\right)^{2}} \cdot \frac{\sin \frac{\gamma_{e}d_{r}}{2}}{\frac{\gamma_{e}d_{r}}{2}} \cdot \frac{\sin \frac{\gamma_{e}d_{s}}{2}}{\frac{\gamma_{e}d_{s}}{2}} e^{-j\gamma_{e}D_{rs}} + \\ &+ \sum_{h} \frac{\gamma_{h}}{k^{i}} \left(m \frac{C_{h}Z_{h0}(\chi_{h}a_{2})}{\chi_{h}}\right)^{2} \frac{\cos\left(\pi m \frac{l_{r}}{L}\right)}{1 - \left(2m \frac{l_{r}}{L}\right)^{2}} \cdot \frac{\cos\left(\pi m \frac{l_{s}}{L}\right)}{1 - \left(2m \frac{l_{s}}{L}\right)^{2}} \cdot \frac{\sin \frac{\gamma_{h}d_{r}}{2}}{\frac{\gamma_{h}d_{r}}{2}} \cdot \frac{\sin \frac{\gamma_{h}d_{s}}{2}}{\frac{\gamma_{h}d_{s}}{2}} e^{-j\gamma_{h}D_{rs}} \Biggr\}; \end{split}$$

зовнішню власну провідність дугової щілини –

$$Y_{ss}^{e} = \frac{32j\sqrt{\varepsilon_{om\mu}^{e}}}{\pi^{3}\rho_{0}} \left(\frac{l_{s}}{L}\right)^{2} \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_{m} \left(\frac{\cos\left(\pi m \frac{l_{s}}{L}\right)}{1 - \left(2m \frac{l_{s}}{L}\right)^{2}}\right)^{2} \times (4.19)$$

$$\times \int_{0}^{\infty} \left(\frac{1}{\left|H_{m}(k^{e}a_{2}\alpha)\right|^{2}} - \frac{m^{2}(\alpha^{2}-1)}{(k^{e}a_{2}\alpha)^{2}\left|H_{m}'(k^{e}a_{2}\alpha)\right|^{2}}\right) \frac{k^{e}d_{s}\sqrt{\alpha^{2}-1} - 1 + e^{-k^{e}d_{s}\sqrt{\alpha^{2}-1}}}{(k^{e}d_{s}\alpha)^{2}\alpha(\alpha^{2}-1)\sqrt{\alpha^{2}-1}} d\alpha;$$

зовнішню взаємну провідність між дуговими щілинами –

$$Y_{rs}^{e} = \frac{16j\sqrt{\varepsilon_{om\mu}^{e}}}{\pi^{3}\rho_{0}} \frac{l_{r}l_{s}}{L^{2}} \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_{m} \frac{\cos\left(\pi m \frac{l_{r}}{L}\right)}{1 - \left(2m \frac{l_{r}}{L}\right)^{2}} \cdot \frac{\cos\left(\pi m \frac{l_{s}}{L}\right)}{1 - \left(2m \frac{l_{s}}{L}\right)^{2}} \times (4.20) \times \int_{0}^{\infty} \left(\frac{1}{\left|H_{m}(k^{e}a_{2}\alpha)\right|^{2}} - \frac{m^{2}(\alpha^{2} - 1)}{(k^{e}a_{2}\alpha)^{2}\left|H_{m}'(k^{e}a_{2}\alpha)\right|^{2}}\right) \frac{e^{-k^{e}D_{rs}\sqrt{\alpha^{2} - 1}}}{\alpha\sqrt{\alpha^{2} - 1}} d\alpha.$$

Магніторушійну силу *F*_r визначаємо для нескінченної коаксіальної лінії в припущенні, що в коаксіальній лінії розповсюджується хвиля типу *T* одиничної потужності.

Підставивши поле основної хвилі H^0_{τ} у вираз (4.5), у випадку кільцевих щілин у нескінченній коаксіальній лінії одержуємо F_r у вигляді:

148

$$F_{r} = 2j \sqrt{\frac{\pi \sqrt{\varepsilon_{om\mu}^{i}}}{\rho_{0} \ln(a_{2}/a_{1})}} \frac{\sin \frac{k^{i} d_{r}}{2}}{\frac{k^{i} d_{r}}{2}} e^{-jk^{i} z_{r}}, \qquad (4.21)$$

а для дугових відповідно:

$$F_{r} = 4j \sqrt{\frac{\sqrt{\epsilon_{omH}^{i}}}{\pi \rho_{0} \ln(a_{2}/a_{1})}} \frac{l_{r}}{L} \frac{\sin \frac{k^{i} d_{r}}{2}}{\frac{k^{i} d_{r}}{2}} e^{-jk^{i} z_{r}}.$$
(4.22)

Якщо у випадку навантаженої коаксіальної лінії припустити, що торцева стінка перебуває на довільній відстані від щілини D_{sh} , тоді одержуємо додаткову провідність Y_{ss}^- для кільцевого випромінювача у вигляді:

$$Y_{ss}^{-} = \Gamma_{T} \frac{\omega \varepsilon}{k} \frac{\pi}{\ln \frac{a_{2}}{a_{1}}} \left(\frac{\sin \frac{kd}{2}}{\frac{kd}{2}} \right)^{2} e^{-2jkz_{sh}} -$$

$$-j\omega \varepsilon (2\pi a_{2})^{2} \sum_{e} \Gamma_{e} \frac{C_{e}^{2}}{\gamma_{e}} \left(Z_{e}^{\prime}(a_{2}\chi_{e}) \right)^{2} \left(\frac{\sin \frac{\gamma_{e}d}{2}}{\frac{\gamma_{e}d}{2}} \right)^{2} e^{-2j\gamma_{e}z_{sh}}$$

$$(4.23)$$

для дугового випромінювача:

$$Y_{ss}^{-} = \Gamma_{T} \frac{\sqrt{\varepsilon^{i}}}{\rho_{0}} \frac{\pi}{\ln \frac{a_{2}}{a_{1}}} \left(\frac{\sin \frac{kd}{2}}{\frac{kd}{2}} \right)^{2} e^{-2jkz_{sh}} + \frac{jl^{2}}{\omega\mu\pi^{2}a_{2}^{2}} \times \\ \times \sum_{h} \Gamma_{h} \left(\frac{m\gamma_{h}C_{h}Z_{h}(a_{2}\chi_{h})}{\chi_{h}} \right)^{2} \left(\frac{\cos\left(\frac{ml}{2a_{2}}\right)}{1 - \left(\frac{ml}{\pi a_{2}}\right)^{2}} \right)^{2} \left(\frac{\sin\frac{\gamma_{h}d}{2}}{\frac{\gamma_{h}d}{2}} \right)^{2} e^{-2j\gamma_{h}z_{sh}} + , \quad (4.24)$$
$$+ \frac{j\omega\varepsilon l^{2}}{\pi^{2}} \sum_{e} \Gamma_{e} \frac{\left(C_{e}Z_{e}'(a_{2}\chi_{e})\right)^{2}}{\gamma_{e}} \left(\frac{\cos\left(\frac{ml}{2a_{2}}\right)}{1 - \left(\frac{ml}{\pi a_{2}}\right)^{2}} \right)^{2} \left(\frac{\sin\frac{\gamma_{e}d}{2}}{\frac{\gamma_{e}d}{2}} \right)^{2} e^{-2j\gamma_{e}z_{sh}}$$

де Γ_T – коефіцієнт відбиття за основною хвилею, Γ_e й Γ_h – коефіцієнти відбиття за вищими хвилями *E*- і *H*- типів відповідно.

З отриманих співвідношень (4.3), (4.4) можна одержати додаткові провідності щілинних систем при їх розташуванні в нескінченному і напівнескінченному коаксіальних хвилеводах, поклавши $\Gamma_{T,e,h}$ рівними 0 і -1 відповідно.

У випадку розташування торцевої стінки на значній відстані від щілини, тобто в припущенні, що випромінювача досягає тільки відбита хвиля основного типу, що розповсюджується, вираз для власної активної провідності щілини в напівнескінченній коаксіальній лінії можна представити у вигляді

$$[g_{ss}^{i}]_{n/\delta} = g_{ss}^{i} + g_{ss}^{-} = g_{ss}^{i} 2\cos^{2}(k^{i}D_{sh,s}) = \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon^{i}}}{\rho_{0}\ln\frac{a_{2}}{a_{1}}} \left(\frac{\sin\frac{k^{i}d}{2}}{\frac{k^{i}d}{2}}\right)^{2} \cos^{2}(k^{i}D_{sh,s}), (4.25)$$

для реактивної провідності –

$$[b_{ss}^{i}]_{n/\delta} = b_{ss}^{i} - b_{ss}^{-} = b_{ss}^{i} - \frac{\pi\sqrt{\varepsilon^{i}}}{\rho_{0}\ln\frac{a_{2}}{a_{1}}} \left(\frac{\sin\frac{k^{i}d}{2}}{\frac{k^{i}d}{2}}\right)^{2} \sin(2k^{i}D_{sh,s}).$$
(4.26)

Взаємні провідності (активна й реактивна) між щілинами в напівнескінченній коаксіальній лінії по основній хвилі мають наступний вигляд:

$$[g_{rs}^{i}]_{n/\delta} = g_{rs}^{i} 2\cos(k^{i}D_{sh,s})e^{-jk^{i}D_{sh,s}}, \qquad (4.27)$$

$$[b_{rs}^{i}]_{n/\delta} = b_{rs}^{i} 2\cos(k^{i}D_{sh,s})e^{-jk^{i}D_{sh,s}}.$$
(4.28)

Магніторушійну силу для щілини в навантаженому фідері одержуємо у вигляді:

$$[F_r]_{\infty} + [F_r]^{-} = F_{r\infty} (1 + \Gamma_T e^{-j2k' D_{sh,r}}).$$
(4.29)

Вирази для коефіцієнтів відбиття $|\Gamma_1|$ й випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2$ решітки щілин у довільно навантаженій коаксіальній лінії за умови збудження системи будь-яким типом хвилі, що поширюється у фідері, мають вигляд:

$$\Gamma_1 = -\Gamma_T - \frac{1}{4} \sum_{s=1}^M V_s F_s , \qquad (4.30)$$

$$\left|\Gamma_{\Sigma}\right|^{2} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \sum_{r=1}^{M} \sum_{s=1}^{M} V_{r} V_{s}^{*} Y_{rs}^{e}.$$
(4.31)

4.2. Вплив параметрів кінцевого навантаження на характеристики щілинної системи у коаксіальній лінії

Розглянемо можливості налаштування та керування характеристиками коаксіально-щілинних системи за допомогою керованого комплексного кінцевого навантаження в коаксіальному фідері. Для ілюстрації впливу кінцевого навантаження розглянемо надмініатюрні коаксіально-щілинні системи біомедичного використання.

Результати досліджень енергетичних характеристик коаксіальнощілинної системи з довільною кількістю випромінювачів *N*, прорізаних в екрані надмініатюрної коаксіальної лінії з $a_1 = 0,2$ мм, $a_2 = 0,6$ мм, яка випромінює в середовище з величиною відносної діелектричної проникності $\varepsilon^e = 43,03$ ($\varepsilon^i = 2$) і значенням тангенса кута діелектричних втрат $tg \ \delta = 0 \div 0,8$, що відповідають параметрам довільних матеріальних, у тому числі біологічних, середовищ, представлені на рис. 4.2 - 4.7.

При дослідженні характеристик коаксіально-щілинних систем зручно представити коефіцієнт відбиття від кінцевого навантаження у вигляді – $\dot{\Gamma} = R \cdot e^{j(\psi + \pi)}$, де *j* - уявна одиниця, *R* - абсолютна величина, ψ - фаза коефіцієнта відбиття, π - зсув фази, що відповідає кінцевому навантаженню у випадку ідеальної торцевої стінки. Для спрямованого нагріву тканин під час внутрішньотканинної медичної гіпертермії, коаксіально-щілинна антена виконується у вигляді невеликої кількості дугових щілин. Розглянемо коефіцієнти випромінювання і відбиття системи з N = 3 дугових щілин при різних коефіцієнтах відбиття R (рис. 4.2-4.3).

На рис. 4.2 представлені залежності коефіцієнтів випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2$ і відбиття $|\Gamma_1|$ системи з трьох дугових щілин від фази кінцевого навантаження ψ при різних величинах модуля її коефіцієнта відбиття *R*. Довжина щілин була близькою до периметру коаксіальної лінії *L* (*l* = 0,98*L*), ширина – *d* = 0,3 мм. Розрахунки проводилися при довжині хвилі $\lambda = 43$ мм (щілини залишалися електрично вузькими – *d* < *l*, *d* << λ). Випромінювачі прорізалися на відстані $D_z = 10$ мм один від одного. Довільне навантаження розташовувалося на відстані $D_{sh} = 10,5$ мм від найближчої щілини. Зовнішній діелектрик є ідеальним (*tg* $\delta = 0$). Криві 1-6 на рис. 4.2 відповідають коефіцієнтам відбиття *R* = 0; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8 і 1. При цьому крива 1 (*R* = 0) відповідає випадку узгодженому навантаженню (нескінченна коаксіальна лінія).



Рис. 4.2 Залежності від фази кінцевого навантаження коефіцієнтів випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\psi)$ (а) та відбиття $|\Gamma_1| = f(\psi)$ (б) системи з N = 3 дугових щілин. Криві 1-6 відповідають R = 0; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8 та 1

З аналізу рис. 4.2 а видно, що найбільший коефіцієнт випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = 0,96$ досягається у випадку напівнескінченної коаксіальної лінії при

R = 1, $\psi = 0$ (крива 6), проте коефіцієнт відбиття в даному випадку дорівнює $|\Gamma_1| = 0,21$ (рис. 1 б). Зауважимо, що зміна $|\Gamma_1|$ при збільшенні R не носить монотонного характеру, і видно, що при розміщенні в даній коаксіальній лінії навантаження з R = 0,4, $\psi = 7^{\circ}$ вдається зменшити коефіцієнт відбиття до рівня $|\Gamma_1| = 0,01$, але при цьому знижується і випромінювання з системи щілин - $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = 0,69$ (рис. 4.2, криві 3).

Підібравши параметри кінцевого навантаження, проаналізуємо частотні властивості отриманої системи дугових щілин в екрані коаксіальної лінії. При цьому параметри кінцевої навантаження в зазначеному діапазоні довжин хвиль умовно вважаємо постійними.

На рис. 4.3 представлені залежності від довжини хвилі енергетичних коефіцієнтів даної коаксіально-щілинної системи для випадків нескінченної (криві 1), навантаженої (криві 2) і напівнескінченної (криві 3) коаксіальної лінії. Видно, що в порівнянні з випадками нескінченної і напівнескінченної коаксіальних ліній налаштування за допомогою зазначеного кінцевого навантаження дозволяє різко знизити відбиття в коаксіально-щілинній решітці в діапазоні довжин хвиль близько 13% в околиці $\lambda = 43$ мм (криві 2).



Рис. 4.3 Залежності від довжини хвилі коефіцієнтів випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) та відбиття $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) системи з N = 3 дугових щілин для випадків нескінченної (крива 1), з навантаженням R = 0,4, $\psi = 7^{\circ}$ (крива 2) та напівнескінченної (крива 3) коаксіальної лінії

Розглянемо характеристики системи кільцевих щілин, розташованих в екрані надмініатюрного коаксіального фідеру, які випромінюють в матеріальне середовище (рис. 4.4 - 4.7).

На рис. 4.4 представлені залежності енергетичних характеристик $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\psi)$ і $|\Gamma_1| = f(\psi)$ системи, що складається з N = 2 кільцевих щілин, розташованих в екрані коаксіальної лінії, від фази кінцевого навантаження ψ при різних значеннях модулів коефіцієнта відбиття R = 0, 0, 2, 0, 4, 0, 6, 0, 8, 1 (криві 1-6 відповідно). Ширина кожної щілини дорівнювала d = 0, 3 мм. Відстані між щілинними елементами $D_z = 7$ мм, а до кінцевого навантаження $-D_{sh} = 6,5$ мм. Довжина хвилі у вільному просторі дорівнювала $\lambda = 98$ мм. Діелектрики всередині і поза фідером вважалися ідеальними, тобто $tg \delta = 0$.



Рис. 4.4 Залежності коефіцієнтів випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\psi)$ (а) та відбиття $|\Gamma_1| = f(\psi)$ (б) системи N = 2 кільцевих щілин від фази кінцевого навантаження в коаксіальній лінії. Криві 1-6 відповідають R = 0; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8 та 1

З порівняння кривих 1-6 видно, що мінімальний коефіцієнт відбиття даної системи кільцевих щілин досягається тільки в разі розташування в коаксіальній лінії ідеально відбивальної торцевої стінки – R = 1, $\psi = 0$ (рис. 4.4 б, крива 6). Зауважимо, що стрибок фази на ідеально відбивній стінці, рівний π , врахований в коефіцієнті відбиття $\dot{\Gamma}$. З ростом величини коефіцієнта відбиття від кінцевої навантаження R коефіцієнт випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2$ зростає, а відбиття $|\Gamma_1|$ - убуває монотонно. З цього випливає, що для даної системи щілин розміщення в коаксіальної лінії кінцевого навантаження з *R* відмінним від одиниці недоцільно.

Також слід зазначити, що на рис. 4.4 б в околиці значення фази $\psi = 75^{\circ}$ криві 1-6 перетинаються. Таким чином, можна стверджувати, що в разі забезпечення такої фази кінцевого навантаження в даному коаксіальному фідері коефіцієнт відбиття щілинної системи $|\Gamma_1|$ стає слабо чутливим до зміни величини *R*. При цьому, змінюючи *R*, зберігаємо можливість керування коефіцієнтом випромінювання щілинної решітки $|\Gamma_{\Sigma}|^2$ (0,43 ÷ 0,82).

З аналізу залежностей, представлених на рис. 4.4, випливає, що для забезпечення найменшого коефіцієнта відбиття даної системи кільцевих щілин слід вибирати кінцеве навантаження у вигляді ідеально відбивальної торцевої стінки в коаксіальній лінії при λ = 98 мм (рис. 4.4, криві 6).

діапазонні Розглянемо залежності енергетичних характеристик досліджуваної системи кільцевих щілин навколо обраної довжини хвилі $\lambda = 98$ мм, а також вплив втрат у зовнішньому середовищі на її енергетичні представлені характеристики. Ha рис. 4.5 залежності енергетичних характеристик $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ даної системи кільцевих щілин в екрані напівнескінченної коаксіальної лінії (R = 1, $\psi = 0$) при різних рівнях втрат в навколишньому просторі tg δ. Тангенс кута діелектричних втрат зовнішнього діелектрика приймав значення 0, 0,1, 0,5 і 0,8 - криві 2-5 відповідно. Криві 1 і відповідають випадку розташування цієї системи в нескінченній 1' коаксіальній лінії (узгоджене кінцеве навантаження R = 0).

З порівняння кривих 1, 1' і 2, 2' видно, що розміщення в коаксіальній лінії ідеально відбивальної торцевої стінки дозволяє істотно поліпшити характеристики випромінювальної щілинної системи від $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = 0,43$, $|\Gamma_1| = 0,46$ у випадку розташування випромінювачів в нескінченному фідері до $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = 0,99$ $|\Gamma_1| = 0,02$ у разі використання щілин в напівнескінченній коаксіальній лінії. Також видно, що при збільшенні величини втрат в навколишньому середовищі від $tg \ \delta = 0$ до $tg \ \delta = 0,8$ коефіцієнт відбиття $|\Gamma_1|$ в околиці довжини хвилі $\lambda = 98$ мм збільшується до 0,51, а випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2$ - зменшується до 0,74, що погіршує її ефективність у випадку застосування для лікувальної гіпертермії.



Рис. 4.5 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (криві 1-5) і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (криві 1'-5') для системи з двох кільцевих щілин в екрані коаксіальної лінії. Криві 2 – 5 відповідають tg $\delta = 0, 0, 1, 0, 5$ і 0,8 у навантаженій лінії.

Проведені дослідження показують, що керуванням параметрами кінцевого навантаження можна поліпшити узгодження системи кільцевих щілин з навколишнім простором у випадку випромінювання в матеріальне середовище з високими значеннями діелектричної проникності і втрат. Приклад такого керування показаний на рис. 4.6. Слід звернути увагу на те, що еквівалентом зміни фази комплексного кінцевого навантаження ψ можна вважати еквівалентну зміну відстані D_{sh} від нього до ближньої щілини.

На рис. 4.6 наведені залежності від довжини хвилі енергетичних характеристик даної системи з двох кільцевих щілин, розташованих в екрані коаксіальної лінії з ідеально відбивальною стінкою, у випадку розміщення всієї системи в середовищі з величиною діелектричних втрат $tg \delta = 0,5$. Криві 1 і 1' були представлені раніше (рис. 4.5, криві 4 і 4' відповідно). При їх розрахунку відстань до торцевої стінки в коаксіальної лінії дорівнювала $D_{sh} = 6,5$ мм. У свою чергу, залежності 2 і 2 'були отримані для цієї системи за умови розташування ідеально відбивального навантаження ($R = 1, \psi = 0$) на відстані $D_{sh} = 34$ мм від ближньої до неї щілини ($D_z = 5,5$ мм).



Рис. 4.6 Залежності від довжини хвилі коефіцієнта випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) та відбиття $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) системи з двох кільцевих щілин при різних положеннях D_{sh} ідеально відбивної стінки в коаксіальної лінії

З порівняння кривих 1, 1' і 2, 2' видно, що шляхом оптимального вибору відстані до ідеально відбивального навантаження можна істотно знизити відбиття від щілинної системи, що випромінює в середовище з високим значенням діелектричних втрат, - з $|\Gamma_1| = 0,4$ до $|\Gamma_1| = 0,02$ в околиці довжини хвилі $\lambda = 98$ мм, при відповідному зростанні коефіцієнта випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2$. $D_{sh} = 34 \text{ MM}$ істотно збільшує Відстань габаритні характеристики випромінювальної системи. Зміна відстані D_{sh} в сторону зменшення також призводить до поліпшення енергетичних характеристик системи в порівнянні з випадком випромінювання в середовище без втрат (криві 1 і 1). Так, при розрахунку енергетичних характеристик з $D_{sh} = 4$ мм (рис. 4.6, криві 3 і 3') коефіцієнт відбиття знижується до значення $|\Gamma_1| = 0,24$, що становить менше 6% за потужністю ($D_z = 5,5$ мм). При такому виборі відстані істотно зменшуються габаритні характеристики випромінювальної системи, що є важливим критерієм при застосуванні її в задачах медичної гіпертермії.

Подібний ефект може бути досягнений шляхом розташування у коаксіальній лінії кінцевого навантаження з відповідним фазовим зсувом у.

Слід звернути увагу на те, що в розглянутих випадках при значних відстанях $D_z = 7$ мм, $D_{sh} = 6,5$ мм і довжині хвилі $\lambda = 98$ мм ($\varepsilon^i = 2, \varepsilon^e = 43,03$) випромінювачі розташовані електрично близько один до одного. Це обумовлює високий рівень взаємодії між ними. При розрахунку показників зазначеної системи кільцевих щілин ця взаємодія була врахована у взаємних провідностях між щілинами по внутрішньому і зовнішньому просторам фідеру. Результати розрахунків цих провідностей (Y = g + jb) в залежності від довжини хвилі наведені далі.

На рис. 4.7 представлені залежності від довжини хвилі внутрішніх і зовнішніх, власних і взаємних провідностей систем кільцевих щілин, енергетичні характеристики яких приведені на рис. 4.5. Номерами 1 і 1' позначені власні внутрішні, 2 і 2' - власні зовнішні, 3 і 3' - взаємні внутрішні і 4 і 4' - взаємні зовнішні провідності щілинних випромінювачів. Суцільні криві позначають активні ($g^{i,e}$), а пунктирні - реактивні ($b^{i,e}$) компоненти відповідних провідностей. Провідності на рис. 4.7 а відповідають коаксіально-щілинній системі з енергетичними характеристиками, представленими кривими 2, 2' на рис. 4.5, а на рис. 4.7 б - кривими 4, 4' відповідно.



Рис. 4.7. Залежності власних і взаємних провідностей системи з двох кільцевих щілин від довжини хвилі при величинах втрат у зовнішньому середовищі, рівних $tg \delta = 0$ (a) і $tg \delta = 0.5$ (б)

З порівняння кривих 1, 1' і 3, 3', а також 2, 2' й 4, 4' на рис. 4.7 видно, що в представленому діапазоні довжин хвиль взаємні провідності щілинних елементів за величиною є порівнянними і навіть перевершують власні провідності випромінювачів. Це пов'язано з електрично близьким розташуванням щілин однієї відносно одної, тобто з аналізу залежностей на рис. 4.7 випливає, що взаємні провідності між щілинними елементами вносять істотний внесок у формування амплітудно-фазового розподілу поля уздовж щілинної решітки, а значить і її енергетичних та просторових характеристик. Отже, взаємодія між випромінювачами грає ключову роль, і нехтувати нею не можна.

Таблиця 4.1

Дугові щілини. ε ^е = 43,03					Кільцеві щілини. $N = 2, \varepsilon^e = 43,03$				
Параметри	R	ψ, °	$ \Gamma_1 $	$ \Gamma_{\Sigma} ^2$	Параметри	R	ψ, °	$ \Gamma_1 $	$ \Gamma_{\Sigma} ^2$
$D_{-} = 10 \text{ MM}$	0	-	0,1	0,6	<i>D</i> ₋ = 10 мм	0	-	0,12	0,38
$D_{z} = 18 \text{ MM},$ $D_{sh} = 18 \text{ MM},$ $\lambda = 43 \text{ MM}, N = 3$	0,5	180	0,02	0,72	$D_{sh} = 15,5$ MM, $\lambda = 43$ MM	0,2	338	0,01	0,4
	0,7	180	0,1	0,8		0,3	0	0,08	0,43
	1	0	0,21	0,96		1	0	0,54	0,71
$D_z = 10$ мм,	0	-	0,14	0,45	$D_z = 50$ мм,	0	-	0,5	0,3
$D_{sh} = 12,5$ мм,	0,3	15	0,08	0,48	$D_{sh} = 16,5$ мм,	0,8	355	0,06	0,7
λ = 48 мм, $N = 3$	1	0	0,44	0,8	λ = 145 мм	1	0	0,24	0,94
	0	-	0,08	0,42	$D_z = 10$ мм,	0	-	0,54	0,47
$D_z = 10$ мм, $D_{sh} = 19$ мм, $\lambda = 43$ мм, $N = 2$	0,3	345	0,09	0,49	$D_{sh}=9,5$ мм, $\lambda=120$ мм	1	0	0,2	0,96
					$D_z = 7$ MM,	0	-	0,47	0,42
	1	0	0,46	0,78	$D_{sh} = 6,5$ мм, $\lambda = 98$ мм	1	0	0,02	0,99

Вплив параметрів кінцевого навантаження на енергетичні характеристики коаксіально-щілинних систем

Також з порівняння відповідних кривих на рис. 4.7 а і рис. 4.7 б видно, що зі збільшенням tg б в зовнішньому діелектрику знижуються зовнішні взаємні провідності між випромінювачами і зростає зовнішня активна складова власної провідності щілин. Таким чином, з ростом tg δ від 0 до 0,5 слабшає взаємодія між елементами по зовнішньому простору і зростає власна провідність кожної щілини. Це істотно змінює амплітудно-фазовий розподіл в системі, що проявляється в зростанні коефіцієнта відбиття $|\Gamma_1|$ і падінні коефіцієнта випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2$.

Результати проведених досліджень про вплив параметрів кінцевого навантаження на енергетичні характеристики коаксіально-щілинних систем для різних випадків розташування випромінювачів і навантаження $\dot{\Gamma} = R \cdot e^{j(\psi + \pi)}$ в фідері представлені в таблиці 4.1.

4.3. Розсіяння електромагнітних хвиль системами дугових та кільцевих щілин в екрані напівнескінченної коаксіальної лінії

Виходячи з результатів розділу 4.2. найпростішим та ефективним кінцевим навантаженням для коаксіально-щілинної системи є ідеально відбивальна металева стінка – напівнескінченна коаксіальна лінія.

При проведенні детальних досліджень характеристик систем щілинних випромінювачів у напівнескінченному фідері параметри коаксіальної лінії й щілин варіювалися у широких межах:

- радіуси зовнішнього провідника вибиралися від $a_2 \approx 0,6$ мм до $-a_2 \approx 20$ мм, при цьому величини a_1 вибиралися з умови $a_2/a_1 > 2$;

- відносні діелектричні проникності зовнішнього середовища ε^{*e*} змінювалися від 1 (повітряне середовище) до 55 (еквівалент біологічних середовищ);

- проникність внутрішнього діелектрика ε^{*i*} вибиралася рівною 2 як найбільш застосовуваного на практиці;

- досліджуваний діапазон довжин хвиль - $\lambda \sim 30 \div 1000$ мм.

Така широка область зміни параметрів дає можливість проведення розрахунку й багатопараметричного аналізу характеристик коаксіальнощілинних структур з метою визначення частото-енергетичних властивостей антен цього типу та створення систем з необхідними електродинамічними властивостями.

В першу чергу слід встановити вплив торцевої стінки в коаксіальній лінії на характеристики випромінювання поодинокого щілинного випромінювача.

На рис. 4.8 представлені залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (криві 1 - 3) і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (криві 1' - 3') для дугової щілини довжиною l = 0,5L і шириною d = 3 мм, прорізаної в екрані фідера з $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\varepsilon^i = 2$ й $\varepsilon^e = 1$. Видно, що коефіцієнт випромінювання щілини в напівнескінченній лінії зростає, коефіцієнт відбиття істотно зменшується (криві 2, 2' та 3, 3') у порівнянні з відповідними параметрами щілини в нескінченній коаксіальній лінії (криві 1, 1'). Відстань D_{sh} до торцевої стінки вибиралася рівною $\lambda_e/2$ та λ_{ε} (λ_{ε} – довжина хвилі в коаксіальній лінії). При збільшенні D_{sh} від $\lambda_e/2$ (криві 2 й 2') до λ_{ε} (криві 3 й 3') трохи звужується робоча смуга довжин хвиль λ (від 19,3% до 17%) за рівнем $|\Gamma_{\Sigma}|^2 \ge 0,9$ при незмінних довжинах хвиль (88 мм) зі значеннями максимального коефіцієнту випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2_{max}$. (На всіх наведених нижче рисунках, що ілюструють енергетичні характеристики, криві 1 й 1' відповідають залежностям $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ для випадку прорізання щілини в екрані нескінченної коаксіальної лінії).



Рис. 4.8. Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ для дугової щілини з l = 0,5L(d = 3 мм, $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\varepsilon^i = 2, \varepsilon^e = 1$). Параметр – D_{sh}

Аналогічні характеристики для щілини з l = 0.8L представлені на рис. 4.9. При $D_{sh} = \lambda_{\epsilon}/2$ (криві 2 й 2') діапазон довжин хвиль, у межах якого $|\Gamma_{\Sigma}|^2 \ge 0.9$, склав 42% і зменшився до 30% при $D_{sh} = \lambda_{\epsilon}$ (криві 3 й 3'). При порівнянні результатів залежностей рис. 4.8 та 4.9 видно, що зі збільшенням довжини щілини, як і у випадку випромінювання зі щілини у нескінченному хвилеводі, збільшилася як смуга довжин хвиль, так і робоча довжина хвилі, при якій спостерігається $|\Gamma_{\Sigma}|^2_{max}$.



Рис. 4.9 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ для дугової щілини з l = 0,8L (d = 3 мм, $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\varepsilon^i = 2, \varepsilon^e = 1$). Параметр – D_{sh}

Така поведінка енергетичних коефіцієнтів щілинного випромінювача в напівнескінченній лінії обумовлена співвідношеннями між його внутрішніми й зовнішніми провідностями. Відомо, що поперечна щілина, розташована в напівнескінченному прямокутному хвилеводі, здатна випромінювати всю падаючу на неї потужність й, звісно, мати нульовий коефіцієнт відбиття у випадку, якщо сумарна реактивна провідність ($b = b^e + b^i_{heck} - b^-$) дорівнює нулю, а активні провідності g^e й g^i (зовнішня й внутрішня) рівні між собою.

На рис. 4.10 й 4.11 представлені залежності $g^i = f(\lambda)$ (криві 1, 2 й 3), $g^e = f(\lambda)$ і $b = f(\lambda)$ (криві 1', 2' й 3') для двох випадків поперечних щілин у напівнескінченній коаксіальній лінії, енергетичні коефіцієнти для яких відповідно наведені на рис. 4.8 і рис. 4.9. (Залежності, позначені цифрами 1 і 1', відповідають g^i і *b* щілині у нескінченній коаксіальній лінії).



Рис. 4.10 Залежності g^i , $g^e = f(\lambda)$ і $b = f(\lambda)$ для щілини з l = 0,5L (до рис. 4.8)



Рис. 4.11 Залежності g^i , $g^e = f(\lambda)$ і $b = f(\lambda)$ для щілини з l = 0,8L (до рис. 4.9)

Криві 2, 2' та 3, 3' відносяться до випадків різних D_{sh} : 2, 2' – $D_{sh} = \lambda_e/2$; 3, 3' – $D_{sh} = \lambda_e$. Залежності $g^i = f(\lambda)$ і $b = f(\lambda)$ для щілин у напівнескінченній коаксіальній лінії мають осцилюючий характер, тобто в діапазоні довжин хвиль можливі значення λ з рівними або близькими величинами g^i та g^e і для одержання $|\Gamma_{\Sigma}|^2$, що наближається до одиниці, потрібна рівність нулю повної реактивної провідності.

Як видно із залежностей, наведених на рис. 4.10 та 4.11, реактивна провідність обертається на нуль у випадку щілини в нескінченному фідері тільки при одній, так званій, резонансній довжині хвилі, а для дугової щілини в напівнескінченній коаксіальній лінії маємо кілька точок, в яких *b* стає нульовою, причому, з ростом відстані D_{sh} зростає крутизна кривих $b = f(\lambda)$. Отже, зростає крутизна кривих на рис. 4.8 й 4.9 і зменшується робоча смуга довжин хвиль залежностей $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$, при яких $|\Gamma_{\Sigma}|^2 \ge 0.9$. Слід зазначити, що на рис. 4.10 ні при яких λ не одержуємо рівності $g^i = g^e$, і, отже, відсутнє повне випромінювання зі щілини, тобто $|\Gamma_{\Sigma}|^2 \ne 1$ та $|\Gamma_1| \ne 0$. Для випромінювача з l = 0.8L така ситуація можлива (рис. 4.9 та 4.11).

Розглянемо енергетичні коефіцієнти поодиноких кільцевих щілин, прорізаних у напівнескінченній коаксіальній лінії.

На рис. 4.12 та 4.13 представлені залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ для кільцевих випромінювачів у фідерах з наступними параметрами: 1) $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\varepsilon^i = \varepsilon^e = 1$ (рис. 4.12); 2) $a_1 = 0,1$ мм, $a_2 = 0,6$ мм, $\varepsilon^i = 2$ й $\varepsilon^e = 10$ (рис. 4.13). Слід підкреслити, що енергетичні характеристики кільцевої щілини у нескінченній та у напівнескінченній коаксіальній лінії істотно відрізняються від аналогічних характеристик дугової щілини як видом залежностей, так і діапазонними властивостями. Кільцева щілина може бути узгоджена ($|\Gamma_{\Sigma}|^2 \ge 0,9$ і $|\Gamma_1|^2 < 0,1$) при деяких відстанях $D_{sh}/\lambda_{\varepsilon} < 0,2$ (крива 2 - $D_{sh} = 50$ мм, крива 3 - $D_{sh} = 100$ мм) і мати діапазон довжин хвиль, рівний $\Delta\lambda/\lambda = 40 \div 60\%$ (рис. 4.12).



Рис. 4.12 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ для кільцевої щілини ($a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\varepsilon^i = \varepsilon^e = 1, d = 3$ мм). Параметр – D_{sh}



Рис. 4.13 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ для кільцевої щілини ($a_1 = 0,1$ мм, $a_2 = 0,6$ мм, $\varepsilon^i = 2$, $\varepsilon^e = 10$, d = 0,3 мм). Параметр – D_{sh}

Змінюючи D_{sh} , варіюючи параметри фідера й діелектричних середовищ у ньому, можливе створення декількох областей довжин хвиль λ , у яких зберігаються параметри $|\Gamma_{\Sigma}|^2 \ge 0.9$ і $|\Gamma_1|^2 < 0.1$. На рис. 4.13 представлені коефіцієнти випромінювання при $D_{sh} = 10$ мм, 100 мм, 200 мм (криві 2, 3 й 4 відповідно). При малих D_{sh} кільцева щілина виявляється узгодженою в діапазоні довжин хвиль від 130 мм до 300 мм, $D_{sh}/\lambda_{\varepsilon} < 0.1$. При збільшенні D_{sh} з'являється кілька областей з $|\Gamma_{\Sigma}|^2 \ge 0.9$, але при цьому щілина випромінює у досить вузьких областях λ ($\Delta\lambda/\lambda = 3 \div 14\%$).

Для пояснення результатів, наведених на рис. 4.12 та 4.13, на рис. 4.14 та 4.15 представлені залежності провідностей кільцевих випромінювачів $g^i, g^e = f(\lambda)$ і $b = f(\lambda)$ для щілин, прорізаних у різних коаксіальних лініях. (Нумерація кривих на рис. 4.14 та 4.15 відповідає нумерації залежностей, представлених на рис. 4.12 та 4.13). Насамперед, слід відзначити, що кільцева цілина у нескінченній коаксіальній лінії не є резонансною, тобто ні при яких довжинах хвиль реактивна провідність щілини не обертається на нуль (криві 1' на рис. 4.14). При прорізанні щілини у напівнескінченній лінії резонанс можливий (крива 3' на рис. 4.14, b = 0). Тоді за умови, що $g^i \approx g^e$, одержимо $|\Gamma_{\Sigma}|^2 \rightarrow 1, a |\Gamma_1| \rightarrow 0.$



Рис. 4.14 Залежності g^i , $g^e = f(\lambda)$ і $b = f(\lambda)$ для кільцевої щілини (до рис. 4.12)



Рис. 4.15 Залежності g^i , $g^e = f(\lambda)$ і $b = f(\lambda)$ для кільцевої щілини (до рис. 4.13). Криві 1, 1' та 2, 2' відповідають випадкам $D_{sh} = 10$ та 200 мм

При малих відстанях до торцевої стінки $D_{sh}/\lambda < 0,2 \ b \neq 0$, осциляції кривих $g^i = f(\lambda)$ відсутні, а значення активних внутрішніх і зовнішніх провідностей досить близькі за величинами в широкій смузі довжин хвиль, тому коефіцієнт випромінювання виявляється більше 0,8 у діапазоні від 130 мм до 300 мм, $D_{sh}/\lambda < 0,1$ (рис. 4.13). При збільшенні D_{sh} ($D_{sh} = 100, 200$ мм) залежність $g^i = f(\lambda)$ осцилююча, тому можливі кілька довжин хвиль із рівними активними провідностями ($g^i = g^e$), і при цьому $b \ll g^i, g^e$ (рис. 4.15). У цьому випадку спостерігаємо декілька досить вузьких робочих смуг довжин хвиль у залежностях $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (рис. 4.13).



Рис. 4.16 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (a) і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) для кільцевої щілини $(a_1 = 0, 1 \text{ мм}, a_2 = 0, 6 \text{ мм})$. Криві 1 - 5 (а) і 1' - 5' (б) відповідають випадкам $\varepsilon^e = 1$, 4, 10, 20 й 55.

Як було зазначено вище, при використанні коаксіально-щілинних антен у біології та медицині розглядається випромінювання в середовища з великими значеннями діелектричних проникностей (до $\varepsilon^e = 55$).

На рис. 4.16 а, б представлені результати розрахунків коефіцієнтів випромінювання та відбиття поодинокої щілини в екрані напівнескінченної коаксіальної лінії за умови різних значень ε^e ($\varepsilon^e = 1$, 4, 10, 20, 55). Як було показано раніше на прикладі щілини у нескінченному фідері, так і у випадку використання щілини у напівнескінченній коаксіальній лінії зі збільшенням значення ε^e ($\varepsilon^i = \text{const}$) від 1 до 10 спостерігається зростання | Γ_{Σ} |² і зменшення

 $|\Gamma_1|$, а потім при збільшенні ε^e відзначається падіння коефіцієнта випромінювання з ростом коефіцієнта відбиття. Таким чином, існують такі величини діелектричних проникностей ε^e , які забезпечують близькі за величиною внутрішні та зовнішні провідності щілинного випромінювача, а, отже, максимальний коефіцієнт випромінювання й мінімальний коефіцієнт відбиття, тобто, відбувається узгодження за допомогою щілини процесу випромінювання з одного середовища в інше.

Розглянувши процеси випромінювання з поодинокої щілини в напівнескінченній коаксіальній лінії, перейдемо до дослідження коефіцієнтів розсіювання системою щілинних випромінювачів в екрані напівнескінченного фідера. По формулах, наведених у розділі 4.1. з урахуванням взаємного зв'язку між випромінювачами були проведені розрахунки коефіцієнтів випромінювання й відбиття системи, що складається з *N*-ї кількості щілин, у випадках еквідистантного та нееквідистантного їх розташування.

На рис. 4.17 наведені залежності коефіцієнтів випромінювання системи з трьох дугових щілин при відстанях до торцевої стінки $D_{sh} = \lambda_{\epsilon}/2$ й λ_{ϵ} (криві 2 та 3 відповідно). Залежність, позначена цифрою 1, відповідає випадку розташування щілин у нескінченному фідері. Бачимо істотну зміну форми кривої $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ і розширення області довжин хвиль із $|\Gamma_{\Sigma}|^2 > 0,8$ у порівнянні з випадком щілин у нескінченному фідері.

На рис. 4.18 наведені результати розрахунків коефіцієнтів випромінювання в залежності від довжини хвилі для різної кількості випромінювачів: N = 1, 3, 5, 10 (криві 1, 2, 3, 4 відповідно). При збільшенні кількості випромінювачів виникають осциляції, обумовлені, насамперед, взаємними зв'язками між щілинами. Глибокі провали в залежностях $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ і, відповідно, максимуми в $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ з'являються при таких значеннях λ , при яких відбувається синфазне додавання хвиль, відбитих від різних щілин. Вид кривих $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ можна істотно змінити, якщо використати нееквідистантні антенні решітки.



Рис. 4.17 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ для системи з N = 3 дугових щілин, прорізаних на двох відстанях від торцевої стінки D_{sh} та у нескінченному фідері $(a_1 = 2,5 \text{ мм}, a_2 = 12 \text{ мм}, d = 3 \text{ мм}, l = 37,7 \text{ мм}, D_z = 40 \text{ мм}, \varepsilon^i = 2, \varepsilon^e = 1)$



Рис. 4.18 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ для систем з N = 1; 3; 5; 10 (криві 1-4 відповідно) дугових щілин, прорізаних на відстані $D_{sh} = \lambda_{\varepsilon}/2$ від торцевої стінки $(a_1 = 2,5 \text{ мм}, a_2 = 12 \text{ мм}, d = 3 \text{ мм}, l = 37,7 \text{ мм}, D_z = 40 \text{ мм}, \varepsilon^i = 2, \varepsilon^e = 1)$

На рис. 4.19 представлені залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$, які відповідають випадкам еквідистантного розташування щілин (крива 1, $D_z = 62$ мм), а також нерівномірній відстані між випромінювачами (криві 2 й 3) з різними ступенями нееквідистантності. Бачимо, що змінюючи певним чином відстань між щілинами, можна змістити довжину хвилі λ з мінімальним значенням $|\Gamma_{\Sigma}|^2$ (точка *M*, крива 1), а потім значно збільшити коефіцієнт випромінювання. Крива 3 відповідає залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$, у якої $|\Gamma_{\Sigma}|^2_{\text{мах}} > 0,5$ у смузі довжин хвиль $\Delta\lambda/\lambda = 70\%$. Відзначимо, що точка *M* відповідає довжині хвилі в коаксіальній лінії λ_{ε} , рівній відстані між щілинами D_z .



Рис. 4.19 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ для системи з N = 5 дугових щілин, нееквідистантно розташованих в екрані коаксіальної лінії ($a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, d = 3 мм, l = 37,7 мм, $\varepsilon^i = 2$, $\varepsilon^e = 1$)



Рис. 4.20 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ для системи з N = 5 кільцевих щілин розташованих на різних відстанях D_{sh} від торцевої стінки ($a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, d = 3 мм, $D_z = 100$ мм, $\varepsilon^i = 2$, $\varepsilon^e = 4$)

На рис. 4.20 представлені залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ системи з N = 5кільцевих випромінювачів у напівнескінченній коаксіальній лінії з параметрами $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\varepsilon^i = 2$, $\varepsilon^e = 4$. Відстань між щілинами дорівнювала $D_z = 100$ мм, ширина щілини – d = 3 мм, відстань до торцевої стінки змінювалася – $D_{sh} = 25$ мм, 50 мм та 100 мм – криві 1, 2 та 3 відповідно. Порівнюючи залежності, представлені на рис. 4.19 та 4.20, бачимо, що смуга довжин хвиль, у межах якої коефіцієнт випромінювання залишається не менший за значення 0,5, у випадку системи кільцевих щілин значно ширша, ніж для антени, що складається з дугових випромінювачів. Змінюючи відстань до торцевої стінки (рис. 4.20), змінюємо довжину хвилі, при якій $|\Gamma_{\Sigma}|^2 \rightarrow 0$, а $|\Gamma_1| \rightarrow 1$.

На рис. 4.21 представлено енергетичні характеристики (а), амплітудні (б) і фазові (в) розподіли й діаграми спрямованості (г) решіток кільцевих щілин з параметрами N = 10, d = 3 мм, $D_z = 40$ мм у нескінченній та напівнескінченній коаксіальних лініях з $a_2 = 12$ мм, $a_1 = 2,5$ мм, $\varepsilon^i = 2$, $\varepsilon^e = 1$. Криві 1 і 3 являють собою залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ для випадків розташування решітки випромінювачів у нескінченній і напівнескінченній коаксіальних лініях відповідно, крива 2 – залежність $|\Gamma_1| = f(\lambda)$. З рис. 4.21 а видно, що робоча смуга решітки щілин у нескінченній коаксіальній лінії за рівнем $|\Gamma_{\Sigma}|^2 > 0,8$ дорівнює 13% (крива 1) при центральній довжині хвилі $\lambda = 90$ мм.



Рис. 4.21 Енергетичні характеристики (а), амплітудні (б) і фазові (в) розподіли й діаграми спрямованості (г) для решітки кільцевих щілин

На рис. 4.21 б, в представлені амплітудно-фазові розподіли поля в решітці для трьох довжин хвиль: $\lambda = 56,5$ мм – крива 1, $\lambda = 70$ мм – крива 2 і $\lambda = 85$ мм – крива 3. Видно, що при довжині хвилі $\lambda = 56,5$ мм як амплітудний, так і фазовий розподіл (криві 1) близькі до постійних (з несуттєвими відхиленнями). Тобто в цьому випадку решітка працює в резонансному режимі, що обумовлює нормальне, відносно апертури, положення головної пелюстки діаграми спрямованості (рис. 4.21 б, в, крива 1) і зростання | Γ_1 | – «ефект нормалі» (рис. 4.21 а, крива 2).

Також з рис. 4.21 б видно, що при збільшенні довжини хвилі амплітудний розподіл у решітці змінюється від практично постійного до спадного (криві 1 – 3). Фазовий розподіл у свою чергу має нахил, а надалі суттєво спотворюється, як видно з рис. 4.21 в (криві 1 – 3). Ці ефекти обумовлені посиленням впливу взаємному зв'язку між щілинними випромінювачами в решітці зі зростанням довжини хвилі ($D_z/\lambda = 0,7 \div 0,47$).

На рис. 4.21 г представлено діаграми спрямованості решітки для тих самих довжин хвиль. Зі зміною довжини хвилі відбувається сканування головною пелюсткою діаграми спрямованості, однак амплітудний розподіл, що сильно спадає у розкриві решітки, (рис. 4.21 б) приводить до запливання нулів і збільшення рівня бічних пелюсток діаграми спрямованості. Так само є відмінність у визначенні напрямку (до 13%) і ширини головної пелюстки діаграми спрямованості (до 25%) у порівнянні з відповідними характеристиками, розрахованими за наближеними формулами.

Криві 4 на рис. 4.21 б, в і г ілюструють відповідні характеристики резонансної ($\lambda = 56,5$ мм) решітки кільцевих щілин, на базі напівнескінченної коаксіальної лінії з відстанню від середини крайньої щілини до торцевої стінки $D_{sh} = 28$ мм. Залежність $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ для цього випадку представлена на рис. 4.21 а, крива 3.

3 рис. 4.21 а видно, що $|\Gamma_{\Sigma}|^2$ суттєво зростає як у робочій області довжин хвиль, так і при резонансі – $\lambda = 56,5$ мм (крива 3). Таким чином, правильним вибором відстані D_{sh} вдається збільшити коефіцієнти збудження щілинних елементів, не змінюючи форму амплітудно-фазового розподілу (рис. 4.21 б, в, криві 4), що обумовлює збереження форми діаграми спрямованості щілинної решітки (рис. 4.21 г, крива 4). Також вдається суттєво компенсувати «ефект нормалі» (|Г_Σ|² ≈ 0,82, рис. 4.21 а, крива 3).

4.4. Дослідження взаємодії між щілинними випромінювачами у екрані напівнескінченної коаксіальної лінії

У даному підрозділі досліджується взаємодія між випромінювальними щілинами в екрані напівнескінченної коаксіальної лінії. При проведенні детальних досліджень характеристик систем щілинних випромінювачів параметри фідера та щілин варіювалися в широких межах. Були проведені розрахунки коефіцієнтів випромінювання й відбиття системи, що складається з *N*-ї кількості щілин, розташованої як у нескінченній, так і у напівнескінченній коаксіальній лінії, з урахуванням та без урахування взаємних зв'язків між випромінювачами. Номери кривих, що мають штрих, відносяться до випадку розрахунку характеристик без урахування взаємодії між випромінювачами, криві з номерами без штриха – з урахуванням усіх взаємних зв'язків.

Залежності коефіцієнтів випромінювання $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ від довжини хвилі системи кільцевих щілин у напівнескінченній коаксіальній лінії (криві 2 і 2') і їх порівняння з розрахунками, виконаними для системи випромінювачів у нескінченній лінії (криві 1 і 1'), наведені на рис. 4.22. Коефіцієнт випромінювання системи щілин у напівнескінченній лінії збільшився, значна нерівномірність залежностей $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ збереглася, але провали стали дещо менші, ніж у випадках подібних залежностей системи щілин у нескінченній лінії. Пунктирними лініями позначені криві $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$, розраховані без урахування взаємного зв'язку між щілинами (криві 1' та 2').



Рис. 4.22 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ для системи з N = 5 кільцевих щілин, у нескінченній (криві 1, 1') та напівнескінченній ($D_{sh} = 10$ мм, криві 2, 2') коаксіальній лінії ($a_1 = 0,2$ мм, $a_2 = 0,6$ мм, d = 0,3 мм, $D_z = 40$ мм, $\varepsilon^i = 2, \varepsilon^e = 55$)

На рис. 4.23 представлені залежності коефіцієнтів випромінювання від робочої довжини хвилі системи з трьох дугових щілин при різних відстанях до торцевої стінки $D_{sh} = 31,1$ мм і 62,2 мм, криві 2 і 3 відповідно. Залежність, позначена цифрою 1, відповідає випадку розташування щілин у нескінченному фідері. Із розташуванням в лінії кінцевого навантаження відбувається істотна зміна форми кривих $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ і розширення діапазону довжин хвиль із $|\Gamma_{\Sigma}|^2 > 0,8$ у порівнянні з випадком системи щілин у нескінченному фідері.



Рис. 4.23 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ для N = 3 дугових щілин у напівнескінченній (криві 2, 2', 3, 3') та у нескінченній (криві 1, 1') коаксіальній лінії ($a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, d = 3 мм, l = 0,5L = 37,7 мм, $D_z = 40$ мм, $\varepsilon^i = 2$, $\varepsilon^e = 1$) (до рис. 4.17)

Видно, що залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$, розраховані без урахування зовнішніх взаємних зв'язків - криві 2' і 3', мають той самий характер уздовж діапазону, але кількісно відрізняються від відповідних залежностей 2 та 3.

На рис. 4.24 представлені залежності, розраховані з урахуванням (суцільна крива 1) і без урахування (пунктирна крива 1') взаємного зв'язку між випромінювачами антенної решітки, що складається з десяти дугових щілин. У залежностях, розрахованих без урахування взаємодії, глибина осциляцій менша, але нерівномірність зберігається. Криві 1 і 1' виявляються близькими одна до одної в середині робочого діапазону довжин хвиль і суттєво відмінними на краях робочого діапазону.



Рис. 4.24 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ для системи з N = 10 дугових щілин, розраховані з урахуванням (крива 1) та без урахування (крива 1') взаємодій між випромінювачами ($a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, d = 3 мм, l = -0,5L = 37,7 мм, $D_z = 40$ мм, $\varepsilon^i = 2$, $\varepsilon^e = 1$)

На рис. 4.25 представлені власні і взаємні (внутрішні й зовнішні, активні й реактивні) провідності системи, енергетичні характеристики якої наведені на рис. 4.24 (крива 1). Зі збільшенням довжини хвилі зовнішні взаємні провідності змінюються дуже слабко. При зростанні відстані між випромінювачами ($g_{12}^e \rightarrow g_{110}^e$) значення провідностей зменшуються несуттєво, тобто вони залишаються одного порядку із власними провідностями і, отже, внесок зовнішніх взаємних зв'язків в енергетичні коефіцієнти антенної системи є значним.



Рис. 4.25 (а-д) Залежності від довжини хвилі активних та реактивних компонент внутрішніх та зовнішніх, власних (а) та взаємних (б-з) провідностей для системи з N = 10 дугових щілин (до рис. 4.24)



Рис. 4.25 (е-з) Залежності від довжини хвилі активних та реактивних компонент внутрішніх та зовнішніх, власних (а) та взаємних (б-з) провідностей для системи з N = 10 дугових щілин (до рис. 4.24)

На рис. 4.26 представлені залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ системи, що складається з п'яти кільцевих щілин у напівнескінченній коаксіальній лінії з параметрами $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\varepsilon^i = 2$, у випадку $\varepsilon^e = 4$. Відстань між щілинами була рівною $D_z = 100$ мм, а $D_{sh} = 50$ мм. Крива, що позначена цифрою 2, відповідає розрахункам, виконаним з урахуванням взаємного зв'язку між випромінювачами, крива 3 – у припущенні відсутності взаємодії між щілинами. Як і у всіх попередніх випадках, спостерігається істотна відмінність кривих 2 і 3.



Рис. 4.26 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ для системи з N = 5 кільцевих щілин, прорізаних у нескінченній коаксіальній лінії (крива 1) та у напівнескінченній коаксіальній лінії з $D_{sh} = 50$ мм (криві 2 та 3). Параметри системи наступні: $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, d = 3 мм, $D_z = 100$ мм, $\varepsilon^i = 2$, $\varepsilon^e = 4$

На підтвердження важливості урахування взаємодії між випромінювачами на рис. 4.27 наведені власні та взаємні провідності системи, що відповідають випадку, наведеному на рис. 4.26 (крива 2). Залежність $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$, яка позначена цифрою 1 на рис. 4.26, відповідає залежності коефіцієнта випромінювання від довжини хвилі системи щілин в екрані нескінченного фідера і розрахована з урахуванням взаємного зв'язку між випромінювачами.

Таким чином, проведені дослідження енергетичних коефіцієнтів системи щілинних випромінювачів, прорізаних в екрані навантаженої коаксіальної лінії, показують, що при розрахунках коефіцієнтів випромінювання і відбиття даних систем необхідно враховувати зовнішні взаємні зв'язки між випромінювачами.



Рис. 4.27 Залежності від довжини хвилі активних та реактивних компонент внутрішніх та зовнішніх, власних (а) та взаємних (б-д) провідностей для системи кільцевих щілин, розташованих у напівнескінченній коаксіальній лінії з $D_{sh} = 50$ мм, $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, d = 3 мм, $D_z = 100$ мм, $\varepsilon^i = 2$, $\varepsilon^e = 4$

4.5. Достовірність отриманих результатів

Правильність і достовірність математичних моделей, а також одержаних при їх використанні чисельних характеристик, повинні підтверджуватися експериментальною перевіркою. На рис. 4.28 наведені експериментальні залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) (суцільні криві) для поодинокої кільцевої щілини в напівнескінченному фідері. Також на цьому рисунку пунктирні лінії відповідають залежностям, розрахованим теоретично згідно з матеріалами розділу.



Рис. 4.28 Залежності $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) і $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) для поодинокої кільцевої щілини у напівнескінченній коаксіальній лінії з $D_{sh} = 4,9$ мм, $a_1 = 1$ мм, $a_2 = 3,55$ мм, $a_3 = 5$ мм, d = 2 мм, $\varepsilon^i = 2,3$, $\varepsilon^e = 1$

Порівнюючи результати теорії та експерименту, бачимо гарний якісний збіг. Характер кривих співпадає у дуже широкій смузі довжин хвиль. Причиною кількісної розбіжності є недостатнє узгодження експериментального макета з генераторами в широкій смузі частот – не вдалося одержати КСХ у тракті коаксіальної лінії без щілин меншим, ніж 1,5. Крім того при побудові математичної моделі вважали, що товщина стінок екрана дорівнює нулю.

Висновки до розділу 4

1. Розв'язано крайову задачу електродинаміки про збудження і випромінювання електромагнітних хвиль поодинокими кільцевими та дуговими щілинами та їхніми системами, прорізаними у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії з довільним кінцевим навантаженням.

2. Розміщення комплексного кінцевого навантаження із заданими параметрами в коаксіальному фідері з системами поперечних дугових і кільцевих щілин забезпечує додаткову можливість керування характеристиками коаксіально-щілинної антени. У ряді випадків кінцеве навантаження дозволяє знизити коефіцієнт відбиття щілинної системи до рівня 0,1 по полю, зменшити габарити випромінювальної системи, поліпшити узгодження коаксіально-щілинної системи із зовнішнім середовищем у вигляді діелектрика з високими значеннями діелектричної проникності і втрат.

3. Найпростішим і ефективним кінцевим навантаженням є металева відбивальна торцева стінка у коаксіальному фідері. Змінюючи відстань від останнього щілинного випромінювача до торцевої стінки можливо керувати фазою відбитої хвилі, аналогічно випадку керованого навантаження, у випадку нестрогих вимог до масогабаритних характеристик системи. Недоліком такого кінцевого навантаження є неможливість поглинути частину хвилі, що негативно позначиться на загальному коефіцієнті відбиття коаксіально-щілинної системи. Цей недолік усувається оптимальним
сукупним вибором параметрів щілинної системи і фідеру, з урахування характеристик зовнішнього середовища.

4. Встановлення ідеально відбивального кінцевого навантаження у коаксіальному фідері (напівнескінченна коаксіальна лінія) дозволяє досягнути коефіцієнту випромінювання поодинокого щілинного випромінювача на рівні, близькому до одиниці, що неможливо у випадку узгодженого навантаження (нескінченної коаксіальної лінії). Робочий діапазон довжин хвиль щілинного випромінювача у напівнескінченній коаксіальній лінії збільшується у порівнянні з нескінченною та керування шириною робочої смуги можливе за рахунок зміни відстані до кінцевого навантаження пропорційно до половини довжини хвилі в системі.

5. Коефіцієнт випромінювання багатощілинних систем у напівнескінченній коаксіальній лінії зростає у порівнянні з системами у нескінченному фідері при відповідному зниженні коефіцієнту відбиття. Розташування ідеально відбивального кінцевого навантаження у коаксіальній лінії на різних відстанях від щілинної решітки дозволяє регулювати ширину робочої смуги довжин хвиль коаксіально-щілинної антени за коефіцієнтом випромінювання та покращити вибірковість частотної характеристики при збереженні високого коефіцієнту випромінювання.

6. Сильний вплив взаємодії між випромінювальними щілинами спостерігається у випадках решіток з невеликою кількістю випромінювачів. Також істотна відмінність розрахунків, виконаних з урахуванням і без урахування взаємовпливу, спостерігається у випадках випромінювання в матеріальні середовища з великими значеннями діелектричних проникностей. За цих умов спостерігається значна нерівномірність залежностей коефіцієнтів випромінювання і відбиття від робочої довжини хвилі. При нехтуванні взаємодією між випромінювачами у зовнішньому просторі нерівномірність зникає, що не відповідає реальним характеристикам антенної системи. Цей вплив обумовлений тим, що величини взаємних зовнішніх провідностей порівнянні з власними провідностями щілинних випромінювачів у і слабко згасають при збільшенні відстані між випромінювачами.

Результати досліджень даного розділу наведено в публікаціях здобувача: [118, 119, 123, 127]

ВИСНОВКИ

Дисертаційна робота присвячена розв'язанню актуальної задачі радіофізики, яка полягає у розвитку теорії випромінювачів магнітного типу та їх багатоелементних систем, розташованих у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, побудові на основі інтегральних рівнянь математичних моделей для їхнього багатопараметричного дослідження й аналізу. У дисертації проведено дослідження електродинамічних характеристик структур: поодинока поперечна дугова щілина, поодинока наступних поперечна кільцева щілина, системи поперечних дугових щілин і системи поперечних кільцевих щілин, що прорізані у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії з довільним кінцевим навантаженням. Розв'язання краєвих задач електродинаміки таких структур і визначення фізичних закономірностей збудження та випромінювання електромагнітних хвиль даними структурами складають основу для розвитку та розширенню елементної бази сучасних випромінювальних пристроїв.

1. Уперше із застосуванням методу наведених магніторушійних сил розв'язано задачу та проведено дослідження щілинних структур, прорізаних в екрані коаксіальної лінії. Визначено та проаналізовано частотно-енергетичні та частотно-просторові характеристики цих випромінювальних структур. інтерпретацію Досліджено Надано фізичну отриманих результатів. багатопараметричні випромінювальні коаксіально-щілинні структури з довільними властивостями внутрішнього та зовнішнього простору, з будьякою кількістю випромінювачів, геометричними параметрами фідера, кожної окремої щілини, і, так само, всієї системи випромінювачів в цілому з урахуванням внутрішньої та зовнішньої взаємодії між випромінювальними елементами. Розроблено рекомендації щодо конструктивного виконання випромінювальних пристроїв на базі коаксіально-щілинних систем 3 необхідними електродинамічними характеристиками для потреб практики.

Достовірність отриманих результатів обґрунтована застосуванням широко апробованих на практиці методів розв'язання краєвих задач електродинаміки, узгодженням отриманих у роботі розрахункових результатів з відомими в науковій літературі дослідженнями окремих випадків таких структур і результатами власних експериментів автора.

2. Уперше показано, що розподіл електричного поля в поодинокій поперечній дуговій щілині, яка прорізана у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, має симетричний вигляд і з точністю не гірше 5% може бути представлений трьома непарними просторовими гармоніками. Отримано вирази для визначення діапазону довжин хвиль, при якому можлива напівхвильова апроксимація поля в щілині. Визначено, що зовнішній радіус повинен перевищувати внутрішній не менше ніж удвічі, та отримано вирази для вибору співвідношення радіусів, при якому відбувається ефективне випромінювання електромагнітних хвиль дуговою щілиною. Встановлено, що при збільшенні довжини щілини її резонансна довжина залишається близькою до величини 0,5λ, а робоча смуга частот розширюється. Показано, що змінюючи діелектричні проникності діелектриків всередині та зовні коаксіальної лінії, можна керувати величинами коефіцієнтів випромінювання та відбиття, резонансною довжиною хвилі та робочою смугою частот дугової Запропоновано робочої шілини. спосіб визначення довжини хвилі випромінювача наближених формул, за допомогою використовуючи усереднену діелектричну проникність при довільних значеннях діелектричних проникностей внутрішнього та зовнішнього об'ємів фідеру.

Уперше показано, що випромінювання кільцевої щілини має нерезонансний характер та її коефіцієнт випромінювання за будь-яких умов є меншим за 0,5. Діапазон довжин хвиль, де характеристики кільцевої щілини залишаються незмінними, значно перевищує діапазон дугової. Коефіцієнт відбиття кільцевої щілини при певному співвідношенні між радіусами провідників коаксіальної лінії може досягати значень, близьких до одиниці, а коефіцієнт проходження бути нижчим за один відсоток. Доведено, що підбором параметрів фідера малогабаритний можливо створити надширокосмуговий випромінювач з високим коефіцієнтом випромінювання та низьким коефіцієнтом відбиття, який може бути застосований для випромінювання у матеріальне середовище, у тому числі – у біологічні об'єкти. Показано, що при певному виборі величин діелектричних проникностей внутрішнього об'єму та зовнішнього простору коаксіальної лінії можливі такі співвідношення між внутрішніми та зовнішніми щілинних випромінювачів, які провідностями дозволяють отримати найбільший коефіцієнт випромінювання досліджуваної коаксіально-щілинної структури.

3. Уперше визначено, що діапазон довжин хвиль, де коефіцієнт випромінювання зберігається на високому рівні у систем кільцевих щілин значно ширший за діапазон аналогічної системи дугових щілин. Це пояснюється нерезонансним характером випромінювання поодинокої кільцевої щілини, на відміну від резонансного характеру випромінювання поодинокої дугової щілини. Доведено можливість створення малогабаритних і широкосмугових випромінювальних структур у вигляді системи дугових або кільцевих щілин, прорізаних в екрані коаксіальних ліній. Показано, що вибір фідеру та типу випромінювачів (кільцеві або дугові щілини певної довжини по відношенню до периметру зовнішнього провідника коаксіальної лінії), дозволяє регулювати як середню робочу довжину хвилі, так і діапазон довжин хвиль.

Уперше встановлено, що діапазонні властивості системи поперечних кільцевих щілин перш за все обумовлюються особливостями решітки, а саме відстанями між щілинами, діелектричними проникностями діелектриків, що заповнюють внутрішнє та зовнішнє середовище коаксіальної лінії. Діапазон роботи системи дугових щілин у решітці з малою кількістю елементів визначається резонансною довжиною хвилі окремого випромінювача. Робочу довжину хвилі для багатоелементних систем дугових щілин в екрані коаксіальної лінії слід обирати відмінною від резонансної довжини хвилі поодинокого випромінювача, що дає можливість оптимізувати амплітудний розподіл уздовж системи й отримати прийнятну для практики діаграму спрямованості антени.

Уперше показано можливість отримання високих коефіцієнтів випромінювання багатоелементної коаксіально-щілинної системи у випадках хвиль, коротших від резонансної – в області двопроменевого режиму роботи щілинної системи.

Доведено, що під час розрахунку енергетичних характеристик, амплітудно-фазового розподілу та просторових характеристик коаксіальнощілинної антени необхідно враховувати взаємодію між щілинними випромінювачами як у внутрішньому так і у зовнішньому просторах фідеру. Встановлено, що знехтувати зовнішньою взаємодією між випромінювачами можливо лише в окремих випадках за умов випромінювання електромагнітних хвиль у середовище, що має високі втрати. Значний вплив взаємодії між випромінювальними щілинами спостерігається у випадках решіток з невеликою кількістю випромінювачів, а також у випадках випромінювання в середовища з великими значеннями діелектричних проникностей.

Уперше показано, ЩО змінюючи діелектричні проникності діелектриків, які заповнюють внутрішній об'єм і зовнішній простір фідеру, можливе досягнення балансу між внутрішніми та зовнішніми провідностями системи щілинних випромінювачів, що дозволяє отримати найбільший коефіцієнт випромінювання. Збільшення втрат (tg б) у навколишньому середовищі призводить до суттєвого зменшення осциляцій частотноенергетичних кривих за рахунок ослаблення взаємних зв'язків між щілинами по зовнішньому простору, а, отже, і до збільшення робочого діапазону довжин антенної решітки. За умови, коли діелектрична проникність ХВИЛЬ зовнішнього простору перевищує діелектричну проникність внутрішнього простору коаксіальної лінії, діаграма спрямованості решітки щілинних випромінювачів формує частотнонезалежну пелюстку, положення та форма якої є постійною широкій смузі частот, а напрямок залежить лише від відношення діелектричних проникностей.

Уперше запропоновано створення геометрично-неоднорідних щілинних систем (різні довжини випромінювачів, нееквідистантність розташування випромінювачів тощо) на базі коаксіальної лінії, що дозволяє істотно зменшити коефіцієнт відбиття, підвищити коефіцієнт корисної дії антени, розширити робочий діапазон довжин хвиль антенної системи при збереженні її масогабаритних параметрів, дозволяє вплинути та надати необхідної форми амплітудно-фазовому розподілу поля вздовж системи щілин для отримання необхідної діаграми спрямованості антени.

4 досліджено навантаження Уперше вплив кінцевого на електродинамічні характеристики щілинної системи в коаксіальній лінії та показано, що розміщення комплексного кінцевого навантаження із заданими параметрами в коаксіальному фідері з системами поперечних дугових або кільцевих щілин дає додаткову можливість керування характеристиками коаксіально-щілинної антени. Встановлено, що підбір величини та фази коефіцієнту відбиття кінцевого навантаження дозволяє знизити коефіцієнт відбиття щілинної системи до рівня 0,1 по полю, зменшити габарити випромінювальної системи, поліпшити узгодження коаксіально-щілинної системи із зовнішнім середовищем з високим значенням діелектричної проникності і рівнем втрат у ньому.

Доведено, що ефективним кінцевим навантаженням є металева відбивальна торцева стінка у коаксіальному фідері. Змінюючи відстань від останнього щілинного випромінювача до торцевої стінки, можна керувати фазою відбитої хвилі, аналогічно випадку керованого навантаження, якщо до масогабаритних характеристик випромінювальної системи не висуваються жорсткі вимоги під час конструювання та експлуатації. Недоліком такого кінцевого навантаження є неможливість поглинути частину хвилі, що може призводити до збільшення загального коефіцієнту відбиття коаксіальнощілинної системи. Цей недолік усувається відповідним сукупним вибором параметрів щілинної системи та фідеру, з урахуванням характеристик зовнішнього середовища.

Уперше визначено, що ідеально відбивне кінцеве навантаження у коаксіальному фідері (напівнескінченна коаксіальна лінія) дозволяє досягнути близького до одиниці коефіцієнту випромінювання поодинокого щілинного коефіцієнт випромінювання Високий випромінювача. зберігається y широкому діапазоні довжин хвиль щілинного випромінювача y напівнескінченній коаксіальній лінії та істотно збільшується у порівнянні з нескінченною. Керування шириною робочої смуги можливе за рахунок зміни відстані до кінцевого навантаження пропорційно до половини довжини хвилі в системі.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. RFS (Radio Frequency Systems). URL : http://www.rfsworld.com (date of application: 15.05.2021).

2. Radiating Cables. URL : http:// www.eupen.com (date of application: 05.05.2021).

3. Брейтбарт А. Я. Радиосвязь с передвижными установками в подземных туннелях посредством излучающих кабелей. Зарубежная радиоэлектроника. 1976. № 1. С. 110–130.

4. Hang H. G., Lehan K. Leaky coaxial cable systems for high-speed trains in tunnels. *39th International Wire and Cable Symposium*. Atlanta, 1989. P. 286–294.

5. Wait J. R., Hill D. A. Propagation along a braided coaxial cable in a circular tunnel. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 1975. Vol. MTT-23, № 5. P. 401–405.

URL : https://www.academia.edu/41050725/Propagation_Along_a_Braided_Coaxi al_Cable_in_a_Circular_Tunnel (date of application: 13.05.2021).

6. Wu Y., G. Zheng G., Saleem A, Zhang Y. P. An experimental study of MIMO performance using leaky coaxial cables in a tunnel. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*. 2017. Vol. 16. P. 1663–1666. DOI: https://doi.org/10.1109/LAWP.2017.2662209.

7. Комплекс управления подземным транспортом UVS-K : техническое описание. *Mining Prozess & System Automation GmbH*. Zwickau, 2010. 61 с. URL : http://www.mti-spb.com/lib/UVS-K.pdf.

8. Єлізаренко А. О. Впровадження дводіапазонних мереж технологічного радіозв'язку в тунелях залізниць. *Інформаційно-керуючі* системи на залізничному транспорті. 2014. № 4. С. 42–47.

9. Єлізаренко А. О., Єлізаренко І. О. Особливості впровадження сучасних цифрових радіотехнологій на мережах зв'язку залізниць. Інформаційно-керуючі системи на залізничному транспорті. 2018. № 1. C. 10–16.

10. Молоковський І. О., Турупалов В. В., Шебанова Л. О. Застосування випромінюючого кабелю у технологічних мережах промислових підприємств. Збірник наукових праць Донецького інституту залізничного транспорту. Донецьк, 2011. Вип. 27. С. 50–56.

11. Молоковский И. А. Исследование особенностей проектирования систем связи с использованием излучающего кабеля. Збірник наукових праць Донецького інституту залізничного транспорту. Донецьк, 2013. Вип. 36. С. 90–96.

12. Мишустин Б. А, Слёзкин В. Г., Редькина Е. А. Коаксиальноколлинеарная антенна со щелевой последовательной схемой питания. *СВЧ техника и телекоммуникационные технологии: материалы 14-ой Междунар. Крымской микроволновой конф. КрыМиКо.* Севастополь, 13–17 сент. 2004 г. Севастополь, 2004. С. 352–353.

13. Мишустин Б. А., Слёзкин В. Г., Редькина Е. А. Коаксиальноколлинеарные печатные антенны с последовательными разветвлениями в схеме питания. *СВЧ техника и телекоммуникационные технологии: материалы 16-ой Междунар. Крымской микроволновой конф. КрыМиКо.* Севастополь, 11–15 сент. 2006 г. Севастополь, 2006. С. 347–348.

14. Прудиус I. Н., Проць Р. В., Сторож В. Е. Засіб охорони периметру на випромінюючих кабелях. *Науково-технічний журнал «Захист інформації»*. 2006. № 2. С. 67-74. DOI: http://dx.doi.org/10.18372/2410-7840.8.4952.

15. Горелов Г. В., Моторина Е. Г., Подворный П. В., Карпов А. В. Качество IP-телефонии по радиолинии с использованием излучающего кабеля. *Автоматика, связь, информатика*. 2005. № 7. С. 15–16.

16. Телекоммуникационные технологии на железнодорожном транспорте / Г. В. Горелов, В. А. Кудряшов, В. В. Шмытинский и др.; под ред. Г. В. Горелова. Москва : УМК МПС России, 1999. 576 с.

17. The European Union's National Pre-Accession Assistance Programme for Turkey 2006 Technical Assistance For The Installation Of The Signalization And Electrification Systems Of The Railway Line Between Irmak- Karabük-Zonguldak. Analysis Of Environmental Impact. 2009. 111 p. URL : https://www.yumpu.com/en/document/read/6244997/technical-assistance-for-theinstallation-of-the-signalization-and. (date of application: 13.05.2021).

18. Лысак А.Б., Патронов К.С., Свирский В.М. Система внутрисудовой беспроводной связи на основе использования излучающего кабеля. *Радиотехника, электроника и связь («РЭИС-2013») : сб. трудов конф.* Омск. 2013. С. 227–231.

19. Горелов Г. В., Роенков Д. Н., Юркин Ю. В. Системы связи с подвижными объектами : учеб. пособие / под ред. Г. В. Горелова. Москва : ФГБОУ, 2014. 335 с.

20. Маковеева М. М., Шинаков Ю. С. Системы связи с подвижными объектами : учеб. пособие для вузов. Москва : Радио и связь, 2002. 440 с.

21. Sesena-Osorio J., Aragon-Zavala A., Zaldivar-Huerta I. E., Castanon G. Indoor Propagation Modeling for Radiating Cable Systems in the Frequency Range of 900-2500MHz. *Progress In Electromagnetics Research B*. 2013. Vol. 47. P. 241–262. http://dx.doi.org/10.2528/PIERB12102314.

22. Suzuki F. Thin Leaky Coaxial Cable LCX-5D for 2.4 GHz Wireless LAN. *Fujikura Technical Review*. 2013. P. 90–93. URL : https://www.fujikura.co.jp/eng/rd/gihou/backnumber/pages/__icsFiles/afield file/2013/05/23/42e_24.pdf (date of application: 20.04.2021).

23. Samuel P. Morgan Prediction Of Indoor Wireless Coverage By Leaky Coaxial Cable Using Ray Tracing. *IEEE Transactions on Vehicular Technology*. 1999. Vol. 48, № 6. P. 2005–2014. DOI : https://doi.org/10.1109/25.806793.

24. Miyashita H., Makino S. On Feeding Slot Susceptance of the Electromagnetically Coupled Coaxial Dipole Antenna. *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*. 2002. Vol. 4. P. 570–573 DOI: https://doi.org/10.1109/APS.2002.1017049.

25. Delogne P., Deryck L. Underground Use of a Coaxial Cable with Leaky Sections. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 1980. Vol. 28, № 6.

P. 875–883.DOI: https://doi.org/10.1109/TAP.1980.1142426.

26. Han Y. F., Yung K. N., Xie Z. M., Chen R. S. Analysis and design of a coaxial slot antenna for mobile telecommunications. *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*. 1999. Vol. 4. P. 2424–2426. DOI: https://doi.org/10.1109/APS.1999.789299.

27. Blaunshtein N., Dank Z., Zilbershtein M. Wave Pattern Of A Buried Leaky Coaxial Cable In A Guiding Radar System. *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*. Atlanta, 1998. P. 1714–1717. DOI: https://doi.org/10.1109/APS.1998.690892.

28. Shu L., Wag J., Shi H., Zengrui L. Research On The Radiation Characteristics Of The Leaky Coaxial Cables. *6th International Symposium on Antennas, Propagation and EM Theory*. Beijing, China. 2003. P. 242–245. DOI: https://doi.org/10.1109/ISAPE.2003.1276673.

29. Kim S. T., G. H. Yun G. H., Park H. K. Numerical analysis of the propagation characteristics of multiage multislot coaxial cable using moment method. *IEEE Transactions Microwave Theory and Techniques*. 1998. Vol. 46. P. 269–279. URL : https://fdocuments.in/document/numerical-analysis-of-the-propagation-characteristics-of-multiangle-multislot.html (date of application: 14.04.2021).

30. Addamo G., Orta R., Tascone R., Virone G., Peverini O. A. Design of uniformly radiating slotted coaxial cables. *International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications*. 2007. P. 484–487. DOI: https://doi.org/10.1109/ICEAA.2007.4387342.

31. Guan Q., Chen Ch., Song B. A Study of Designing Circular Polarization for Leaky Coaxial Cable at 900MHz. *Progress In Electromagnetics Research Letters*. 2018. Vol. 76. P. 39–46. URL : https://www.jpier.org/PIERL/pier176/07.18030306.pdf (date of application: 13.04.2021).

32. Judasz J., Ecklund W. I., Balsley B. B. The coaxial collinear antenna: current distribution from the Cylindrical antenna equation. *IEEE Transactions on*

Antennas and Propagation. 1987. Vol. AP-35. P. 327–329. DOI: https://doi:10.1109/TAP.1987.1144095.

33. Judasz T. J., Balsley B. B. Improved Theoretical and Experimental Models for the Coaxial Colinear Antenna. *IEEE Transactions On Antennas And Propagation*. 1989. Vol. 37, № 3. P. 289–296. DOI: https://doi.org/10.1109/8.18724.

34. Kim D. H., Eom H. J. Radiation of a Leaky Coaxial Cable With Narrow Transverse Slots. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2007. Vol. 55, № 1. P. 107–110. DOI: http://dx.doi.org/10.1109/TAP.2006.888414.

35. Higashino T., Okada M.. A wireless sensing technique based on channel estimation in leaky coaxial cable antenna system. *XXXIth URSI General Assembly and Scientific Symposium (URSI GASS)*. 2014. 4 p. DOI: https://doi.org/10.1109/URSIGASS.2014.6929350.

36. Myron D. F. Slotted Coaxial Arrays Provide Lightweight, Economical Antenna Alternatives to Panel Arrays. *ERI Technical Series*. 2006. Vol. 6. P. 26–28. URL : https://www.eriinc.com/wp-content/uploads/2016/08/slotted-coaxial-wp.pdf (date of application: 12.05.2021).

37. Iigusa K., Yamamoto S., Tanaka M. A Slot-Array Antenna On A Coaxial Cylinder. *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*. Atlanta, 1998. P. 1434–1437. DOI: https://doi.org/10.1109/APS.1998.690776.

38. Iigusa K., Ohira T., Tanaka M. Coaxial Cylinder Antenna Composed with Square Bracket Shaped Slots. *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*. Boston, 2001. P. 704–707. DOI: https://doi.org/10.1109/APS.2001.960193.

39. Han Y. F., Yung K. N., Xie Z. M., Chen R. S. A Coaxial Multi-Slot Antenna Used for LEO-MSAT. *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*. 1999. Vol. 4. P. 2420–2423. DOI: https://doi.org/10.1109/APS.1999.789298.

40. Inomata K., Yamaguchi Y., Yamada H., Tsujita W., Shikai M., Sumi K.

Accuracy of 2-Dimensional Object Location Estimation Using Leaky Coaxial Cables. IEEE Transactions Antennas Propagation. 2011. Vol. 59, № 6. P. 2396–2403. DOI: https://doi.org/10.1109/TAP.2011.2143661.

41. Koichi Wada. Traveling-wave feeder type coaxial slot antenna: United States Patent, № US5546096A. 13 Aug. 1996. 24 p. URL : https://patents.google.com/patent/US5546096A/en (date of application: 12.04.2021).

42. Addamo G., Orta R., Tascone R. Bloch Wave Analysis of Long Leaky Coaxial Cable. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2008. Vol. 6. DOI: https://doi.org/10.1109/TAP.2008.923346.

43. Kiang J-Fu. Radiation Properties of Circumferential Slots on a Coaxial Cable. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 1997. Vol. 45, № 1. P. 102–107. DOI: https://doi.org/10.1109/22.552038.

44. Kiang J.-Fu. Analysis of Linear Coaxial Antennas. *IEEE Transactions* on Antennas and Propagation. 1998. Vol. 46, № 5. P. 636–642. URL : http://cc.ee.ntu.edu.tw/~jfkiang/selected_publications/tap_1998_5.pdf (date of application: 15.04.2021).

45. Погарский С. А., Чумаченко В. А. Дифракция *Т*-волны коаксиального волновода на периодической системе азимутальных щелей. *Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна.* Серія «Радіофізика та електроніка». 2002. № 544, вип. 1. С. 117–120.

46. Aihara K. Ultra-high-bandweight heat-resistant leaky coaxial cable. *International Wire and Cable Symposium*. Atlanta, 1992. P. 732–738.

47. Wang J. H., Mei K. K. Theory and Analysis of Leaky Coaxial Cables With Periodic Slots. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2002. Vol. 49, № 12. P. 1723–1732. DOI: http://dx.doi.org/10.1109/8.982452.

48. Wait J. R. Electromagnetic theory of the loosely braided coaxial cable. *IEEE Transactions. Microwave Theory Techniques.* 1976. Vol. MTT-24, № 9. P. 547–533. DOI: https://doi.org/10.1109/TMTT.1976.1128907.

49. Wang J. H. Theory and design of Coaxial-Optical cables. IEEE

Transactions. Microwave Theory Techniques. 2005. Vol. 40. P. 1721–1725.

50. Мишустин Б. А., Редькина Е. А., Слезкин В. Г. Коаксиальноколлинеарные антенны повышенной технологичности. *СВЧ техника и телекоммуникационные технологии: материалы 15-ой Междунар. Крымской микроволновой конф. КрыМиКо.* Севастополь, 12–16 сент. 2005 г. Севастополь, 2005. С. 406–407.

51. De Langhe P., Blomme K., Martens L., De Zuner D. Accurate theoretical modeling for dielectric measurements with a coaxial slot antenna. *Proceedings of IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium.* Ann Arbor, MI, USA. 1993. P. 554–557. DOI: https://doi.org/10.1109/APS.1993.385285.

52. Прудиус И. Н., Сторож В. Г. Радиоволновое охранное устройство на излучающем кабеле. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*. 2010. № 1. С. 10–13.

53. Belanger-Garnier V., Gorgutsa S., Ung B., Blais-Roberge M., Viens J., Gosselin B., Larochelle S., Messaddeq Y. Novel Multi-material Fibers for Wireless Communication Textile Devices. *Loughborough Antennas and Propagation Conference* (*LAPC*). 10–11 Nov. 2014. P. 368–371. DOI: https://doi.org/10.1109/LAPC.2014.6996399.

54. Wang Y., Fan D. Accurate Global Solutions of EM Boundary-Value Problems for Coaxial Radiators. *IEEE Transactions On Antennas And Propagation*. 1994. Vol. 42, № 5. P. 767–770. DOI: https://doi.org/10.1109/8.299583.

55. Думин А. Н., Катрич В. А., Колчигин Н. Н., Пивненко С. Н., Третьяков О. А. Дифракция нестационарной ТЕМ-волны на открытом конце коаксиального волновода. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2000. Т. 5, № 1. С. 55–66.

56. Habash R. W. Y., Rajeev B., Krewski D., Hafid T. A. Thermal Therapy, Part III: Ablation Techniques. *Critical Reviews in Biomedical Engineering*. 2007. Vol. 35 (1–2). P. 37–121. DOI: https://doi.org/10.1615/critrevbiomedeng.v35.i1-2.20. 57. Surita M., Anupma M. Development and Analysis of Coaxial Slot Antenna in Comparision with Coaxial Dipole Antenna for Interstitial Microwave Ablation. *Proceedings of the 6th international conference on Communications and Information Technology, and Proceedings of the 3rd World conference on Education and Educational Technologies.* 2012. March. P. 192–196. URL : https://www.researchgate.net/publication/262294503_Development_and_analysis_ of_coaxial_slot_antenna_in_comparision_with_coaxial_dipole_antenna_for_inters titial_microwave_ablation (date of application: 02.03.2021).

58. Faridi P., Bossmann S. H., Prakash P. Simulation-based design and characterization of a microwave applicator for MR-guided hyperthermia experimental studies in small animals. *Biomed Phys Eng Express*. 2019. Vol. 6, № 1. P. 1–30. DOI: https://doi.org/10.1088/2057-1976/ab36dd.

59. Shido M., Nakamura T., Serita T., Hironobu Matsuo H., Kando M. High-pressure Low-power Microwave Discharge using Annular Slot Antenna at the top of the Coaxial Tube. *IEEJ Transactions on Fundamentals and Materials*. 2005. Vol. 125(6). P. 495–500. DOI: http://dx.doi.org/10.1541/ieejfms.125.495.

60. Pauli M., Kayser T., Wiesbeck W., Komarov V. Impedance Matching of a Coaxial Antenna for Microwave In-situ Processing of Polluted Soils. *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*. 2011. Vol. 45 (2). P. 70–78. DOI: http://dx.doi.org/10.1080/08327823.2011.11689800.

61. Shah S. A., Zhao N., Ren A., Zhang Zh., Yang X., Yang J., Zhao W. Posture Recognition to Prevent Bedsores for Multiple Patients Using Leaking Coaxial Cable. *IEEE Access.* 2016. Vol. 4. P. 8065–8072. DOI: https://doi.org/10.1109/ACCESS.2016.2628048.

62. Keangin P., Rattanadecho P., Wessapan T. An analysis of heat transfer in liver tissue during microwave ablation using single and double slot antenna. *Int Commun Heat Mass Transf.* 2011. Vol. 38. P. 757–766. DOI: https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2011.03.027.

63. Wust P., Hildebrandt B., Sreenivasa G., Rau B., Gellermann J., Riess H., R. Felix, Schlag P. M. Hyperthermia in combined treatment of cancer. *Lancet* *Oncol.* 2002. Vol. 3. P. 487–497. DOI: https://doi.org/10.1016/s1470-2045(02)00818-5.

64. Michiyama T., Asanuma K., Kuwano S. Numerical Simulation of Heating Characteristics in a New Microwave Coaxial-Slot Antenna for Cancer Therapy. *International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications*. Sydney, Australia, 2010. P. 390–393. DOI: https://doi.org/10.1109/ICEAA.2010.5653095.

65. Hamada A. Analysis of interstitial hyperthermia antennas. *IEEE Transactions. Microwave Theory Techniques*. 2007. Vol. MTT-24. P. 1624–1627.

66. Saito K., Hayashi Y., Yoshimura H., Ito K. Heating Characteristics of Array Applicator Composed of Two Coaxial-Slot Antennas for Microwave Coagulation Therapy. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 2000. Vol. 48, № 11. P. 1800–1806. DOI: https://doi.org/10.1109/22.883857.

67. Ito K., Saito K., Taniguchi T., Okabe S., Yoshimura H. Minimally Invasive Thermal Therapy For Cancer Treatment By Using Thin Coaxial Antennas. *Conference Proceedings of the 23rd Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society*. Istanbul, Turkey, 2001. Vol. 4. DOI: http://dx.doi.org/10.1109/IEMBS.2001.1019534.

68. Saito K., Hayashi Y., Yoshimura H., Ito K. Numerical Analysis of Thin Coaxial Antennas for Microwave Coagulation Therapy. *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*. Orlando, USA. 1999. DOI: https://doi.org/10.1109/APS.1999.789479.

69. Saito K., Miyata K., Yoshimura H., Ito K. Practical study of a coaxialslot antenna with simple matching circuit for interstitial heating. *Proceedings of ISAP'04*. Sendai, Japan, 2004. P. 797–800. DOI: https://doi.org/10.34385/proc.12.3D3-4.

70. Saito K., Kikuchi S., Takahashi M., Ito K. Numerical Calculation Of Temperature Distribution Around A Coaxial-Slot Antenna Aiming At Treatment Of Brain Tumor. *Proceedings Of ISAP2005*. Seoul, Korea. 2005. P. 479–482. DOI: https://doi.org/10.34385/proc.33.2D2-1.

71. Saito K., Kikuchi S., Hiroe A., Takahashi M., Ito K. Numerical Calculations of Heating Patterns around a Coaxial-Slot Antenna for Microwave Hyperthermia - Aiming at Treatment of Brain Tumor and Bile Duct Carcinoma. Conf Proc IEEE Eng Med Biol Soc. 2005. P. 478–481. DOI: https://doi.org/10.1109/iembs.2005.1616451.

72. Ito K., Hamaia L., Saito K., Yoshimura H. Dielectric-loaded coaxial-slot antenna for interstitial microwave hyperthermia: Longitudinal control of heating patterns. *International Journal of Hyperthermia*. 2000. Vol. 16 (3). P. 219–229. DOI: https://doi.org/10.1080/026567300285240.

73. Aoyagi Y., Saito K., Horita H., Ito K., Tanaka H., Tatsuno S., Miida K., Shimizu S., Kanehira Ch. Microwave Interstitial Hyperthermia with Ablation Concept Based on the Heating and Clinical Results of Five Cases. *Thermal Medicine*. 2008. Vol. 24 (3). P. 101–111. DOI: https://doi.org/10.3191/thermalmed.24.101.

74. Linari M., Gentili G. B. Minimally Invasive Microwave Interstial Applicator With An Integrated Temperature Sensor. *Biodevices : Proceedings of the First International Conference on Biomedical Electronics and Devices*. Funchal, Madeira, Portugal. Vol. 2. P. 113–118. URL : https://www.scitepress.org/Papers/2008/10528/10528.pdf (date of application: 03.05.2021).

75. Morega M., Morega A. M., Diaz I. M., Săndoiu A. M. Percutaneous Microwaves Hyperthermia Study by Numerical Simulation. *International Conference and Exposition on Electrical and Power Engineering (EPE 2014)*. Iasi, Romania, 2014. P. 498–503. DOI: https://doi.org/10.1109/ICEPE.2014.6969958.

76. O'Rourke A., Huemmerich D., Prakash P., Converse M., Mahvi D.,
Webster J. Current status of liver tumor ablation devices. *Expert Rev Med Devices*.
2007. Vol. 4 (4). P. 523–537. DOI: https://doi.org/10.1586/17434440.4.4.523.

77. Ibitoye A. Z., Orotoye T., Nwoye E. O., Aweda M. A. Analysis of efficiency of different antennas for microwave ablation using simulation and experimental methods. *Egyptian Journal of Basic and Applied Sciences*. 2018.

Vol. 5(1). P. 24–30. DOI: https://doi.org/10.1016/j.ejbas.2018.01.005.

78. Morega M., Neagu M., Morega Al. Bidirectional coupling of electromagnetic and thermal processes in radiofrequency hyperthermia. *11th International Conference on Optimization of Electrical and Electronic Equipment*. 2008. DOI: https://doi.org/10.1109/OPTIM.2008.4602375.

79. Fernando M., Busawon K., Elsdon M., Smith D. Fundamental Issues in Antenna design for Microwave Medical Imaging Applications. *7th International Symposium on Communication Systems, Networks & Digital Signal Processing* (*CSNDSP 2010*). Newcastle Upon Tyne, UK, 2010. P. 795–800. DOI: https://doi.org/10.1109/CSNDSP16145.2010.5580323.

80. Park S., Seo I., Lee G., Lim Y. Antennas for Hyperthermia Therapy. *WSEAS International Conference on Computer Engineering and Applications*. Gold Coast, Australia, 2007. P. 356–359. URL : https://www.researchgate.net/publication/254383252_Antennas_for_Hyperthermia _Therapy (date of application: 16.04.2021).

81. Ito K. Antenna Technology for Medical Applications. *Int. Symposium on Antennas and Propagation (ISAP 2006)*. 2006. P. 1–4. URL : http://aps.ei.tuat.ac.jp/isapx/2006/pdf/2D2a-1.pdf (date of application: 20.04.2021).

82. Saito K., Ito K., Aoyagi Y., Horita H. Heating Performances Of Array Applicator For Interstitial Microwave Hyperthermia: Numerical Simulation And Clinical Trial. *Proceeding of 2004 URSI EMTS*. Pisa, Italy. 2004. Vol. 2. P. 1221–1223.

83. Saito K., Kawamura T., Takahashi M., Ito K. Generation of Controllable Heating Patterns by Two Types of Thin Microwave Antennas for Interstitial Microwave Thermal Therapy. *IEICE Transactions on Electronics* E96. 2008. P. 1178–1183. DOI: https://doi.org/10.34385/proc.35.2D02-4.

84. Sagnard F. Analytical Modeling of Insulated Dipole Applicators for Interstitial Hyperthermia:a Review. *Radioengineering*. 2007. Vol. 16, №2. P. 20-27. URL : https://www.researchgate.net/publication/26511734_Analytical_Modeling_ of_Insulated_Dipole_Applicators_for_Interstitial_Hyperthermia_a_Review (date of application: 16.04.2021).

85. A Floating Sleeve Antenna Yields Localized Hepatic Microwave Ablation / D. Yang, J. Bertram, M. Converse, A. O'Rourke, J. Webster, S. Hagness, J. Will, D. Mahvi. *IEEE Transactions On Biomedical Engineering*. 2006. Vol. 53, № 3. P. 533–537. DOI: https://doi.org/10.1109/tbme.2005.869794.

86. Yang D. Measurements, Antenna Design And Advanced Computer Modeling For Microwave Tissue Ablation : A dissertation submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy (Electrical Engineering) at the University Of Wisconsin-Madison. 2005. 259 p. URL : https://dl.acm.org/doi/book/10.5555/1195375 (date of application: 22.03.2021).

87. Nakata T., Yoshitake H., Wakino K., Lin Y-D., Kitazawa T. An Analysis of Coaxial Line Slot antenna for Hyperthermia Treatment by Spectral Domain Approach. *Progress In Electromagnetics Research Symposium*. Cambridge, USA, 2006. P. 31–34.

88. Chiu H. M., Mohan A. S., Guy D., Thomas S. P., Ross D. L. A Novel Array Antenna Based Catheter For Microwave Cardiac Ablation. *International Symposium on Antennas and Propagation Proceedings (ISAP2000)*. Fukuoka, Japan, 2000. DOI: https://doi.org/10.34385/proc.9.1D2-3.

89. Tungjitkusolmun S. Finite Element Modeling Of Radio-Frequency Cardiac And Hepatic Ablation : A dissertation submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy (Electrical Engineering). University Of Wisconsin. Madison. 2000. 204 p.

90. Nantivatana P., Tungjitkusolmun S., Phasukkit P., Sangworasilp M. 3D Finite Element Analysis for Non-Asymmetry Structure Antenna for Microwave Ablation Therapy. *The 3rd Int. Symposium on Biomedical Engineering (IPCBEE* 2011). 2011. P. 42–47. URL : http://www.ipcbee.com/vol11/39-ICBET2011-T044.pdf (date of application: 22.03.2021).

91. Buakaew Ch., Tungjitkusolmun S. Finite Element Analysis Of Microwave Coagulation Therapy Of Unwanted Tissue For The Treatment Of Noring And Obstructive Sleep Apnea. *The 3rd International Symposium on Biomedical*

Engineering (ISBME 2008). 2008. P. 447–450.

92. Herschmann R., Buchel O. Radiation characteristics of a coaxial waveguide with eccentric inner conductor for application in hyperthermia and microwave reflex therapy. *Adv Radio Sci.* 2007. Vol. 5. P. 189–195. DOI: https://doi.org/10.5194/ars-5-189-2007.

93. Rubio M., Hernande A., Salas L., Navarro E., Avila-Navarro E. Coaxial Slot Antenna Design for Microwave Hyperthermia using Finite-Difference Time Domain and Element Method. *The Open Nanomedicine Journal*. 2011. Vol. 3. P. 2–9. DOI: 10.2174/1875933501103010002.

94. Bertram J., Yang D., Converse M., Webster J., Mahvi D. Antenna design for microwave hepatic ablation using an axisymmetric electromagnetic model. *BioMedical Engineering OnLine*. 2006. Vol. 5, № 15. P. 1–9. DOI:10.1186/1475-925X-5-15.

95. Brace Ch., Laeseke P., van der Weide D., Lee F. Microwave Ablation With a Triaxial Antenna: Results in ex vivo Bovine Liver. *IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques*. 2005. Vol. 53, № 1. P. 215–220. DOI: https://doi.org/10.1109/tmtt.2004.839308.

96. Takahashi H., Suda T., Motoyama H., Uzuka T., Takahashi S., Morita K., Kakinuma K., Tanaka R. Radiofrequency Interstitial Hyperthermia Of Malignant Brain Tumors: Development Of Heating System. Экспериментальная онкология. 2000. Вып. 22. С. 186–190. URL : https://exponcology.com.ua/wp/wp-content/uploads/magazine/132.pdf?upload (date of application: 22.03.2021).

97. Prakash P., Deng G., Converse M., Webster J., Mahvi D., Ferris M. Design optimization of a robust sleeve antenna for hepatic microwave ablation. *Phys Med Biol.* 2008. Vol. 53, № 4. P. 1057–1069. DOI: https://doi.org/10.1088/0031-9155/53/4/016.

98. Park S., Lim Y. Antenna Design for Catheter-Based Tissue Heating. 3rd international Conference on Computational Electromagnetics and Its Applications
Proceedings. Beijing, China, 2004. P. 189–192. DOI:

https://doi.org/10.1109/ICCEA.2004.1459323.

99. Gas P. Optimization of multi-slot coaxial antennas for microwavethermotherapy based on the S11-parameter analysis. *Biocybernetics and BiomedicalEngineering*.2017.Vol. 37.P. 78–93.DOI: http://dx.doi.org/10.1016/j.bbe.2016.10.001.

100. Gas P. Transient temperature distribution inside human brain during interstitial microwave hyperthermia. *Przegląd Elektrotechniczny*. 2013. T. 89(3). P. 274–276.

101. Gas P., Czosnowski J. Calculation Of The Coaxial-Slot AntennaCharacteristics Used For The Interstitial Microwave Hyperthermia Treatment.PrzeglądElektrotechniczny.2014.T. 90(3).P. 176–178.DOI: 10.12915/pe.2014.03.39.

102. Gas P. Multi–Frequency Analysis For Interstitial Microwave Hyperthermia Using Multi–Slot Coaxial Antenna. *Journal of Electrical Engineering*. 2015. Vol. 66, № 1. P. 26–33. DOI: http://dx.doi.org/10.1515/jee-2015-0004.

103. Xu H., Xie R., Han H., Zhang Z., Zhang J., Liu L., Wang B., Li L. LCX-Based Intrusion-Detection Sensor Using a Broadband Noise Signal. *IEEE Access.* 2019. Vol. 7. P. 161928-161936. DOI: 10.1109/ACCESS.2019.2951576.

104. Siddiqui Z., Sonkki M., Tuhkala M., Myllymäki S. Leaky Coaxial Cable with Enhanced Radiation Performance for Indoor Communication Systems. *16th International Symposium on Wireless Communication Systems (ISWCS).* 2019. P. 724-727. DOI: 10.1109/ISWCS.2019.8877317.

105. Shirai K., Higashino T., Okada M. An Experimental Investigation of the MUSIC-based Wireless Position Location using LCX antenna at 5GHz band. *19th International Symposium on Communications and Information Technologies (ISCIT).* 2019. P. 118-121. DOI: 10.1109/ISCIT.2019.8905190.

106. Shabeeb Ahamed K. P., Ram T. S., Arunachalam K. Design and development of a miniaturized coaxial probe for intracavitary application of hyperthermia at 434 MHz. URSI Asia-Pacific Radio Science Conference (AP-

RASC). 2019. P. 1-4, DOI: 10.23919/URSIAP-RASC.2019.8738458.

107. Mohtashami Y., Behdad N., Hagness S. C. Ex Vivo Performance of a Flexible Microwave Ablation Antenna. *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*. 2021. Vol. 68, №. 5. P. 1680-1689. DOI: 10.1109/TBME.2020.3033986.

108. Khan M. S., Rose G., Schweizer B., Brensing A. EM-Thermal Co-Simulation of Microwave Ablation Applicator in Liver Tissue Phantom with Bowtie-Slot Surface Antenna. *14th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*. 2020. P. 1-3. doi: 10.23919/EuCAP48036.2020.9135739.

109. Siddiqui Z., Sonkki M., Tuhkala M., Myllymäki S. Periodically Slotted Coupled Mode Leaky Coaxial Cable With Enhanced Radiation Performance. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2020. Vol. 68, № 11. P. 7595-7600. DOI: 10.1109/TAP.2020.2990478.

110. Wang Z., Kiourti A., Lee R. A Proximity Sensor for the Steering Wheel
Based on Leaky Coaxial Cable. *IEEE Sensors Journal*. 2020. Vol. 20, № 24.
P. 14799-14808. DOI: 10.1109/JSEN.2020.3009598.

111. Ali Kamal A., Hanan Karam Y., Tammam E., Ibrahim A. A., Said A. M., Yassin M. M., Galal A. I. On Study of Interstitial Two Slots Antenna with floating sleeve for Microwave Hepatic Tumor Ablation. *International Conference on Innovative Trends in Communication and Computer Engineering (ITCE)*. 2020. P. 326-329. DOI: 10.1109/ITCE48509.2020.9047781.

112. Zhang K., Zhang F., Zheng G., Saleem A. GBSB Model for MIMOChannel Using Leaky Coaxial Cables in Tunnel. *IEEE Access*. 2019. Vol. 7.P. 67646-67655. DOI: 10.1109/ACCESS.2019.2918704.

113. Phasukkit P., Wongketsada T. Triple Coaxial-Half-Slot Antenna Scheme With Deep Learning-Based Temperature Prediction for Hepatic Microwave Ablation: Finite Element Analysis and In Vitro Experiment. *IEEE Access*. 2021. Vol. 9. P. 79572-79587. DOI: 10.1109/ACCESS.2021.3083088.

114. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., Medvedev N. V. A Slot Radiator in a Coaxial Line. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2011. Vol. 70, № 5.

P. 395–411. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v70.i5.20; Катрич В. А.,
Лященко В. А., Медведев Н. В. Щелевой излучатель в коаксиальной линии. *Радіофізика та електроніка*. 2010. Т. 15, № 1. С. 7–16.

115. Катрич В. А., Лященко В. А., Медведев Н. В. Коаксиальнощелевой излучателью *Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб.* 2010. Вип. 163. С. 183–190.

116. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., Medvedev N. V. Radiation from a Slot Array in Coaxial Line Screen. *Radio Physics and Radio Astronomy*. 2012. Vol. 3, № 4. P. 325–335. DOI: 10.1615/RadioPhysicsRadioAstronomy.v3.i4.60; Катрич В. А., Лященко В. А., Медведев Н. В. Излучение из системы щелей в экране коаксиальной линии. *Радиофизика и радиоастрономия*. Харьков, 2012. Т. 17, № 2. С. 146–156.

117. Медведев Н. В. Излучение в материальную среду системы щелей в экране коаксиальной линии. *Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна*. *Серія «Радіофізика та електроніка»*. 2012. № 1038. Вип. 21. С. 11–16.

118. Катрич В. А., Лященко В. А., Медведев Н. В. Многоэлементные системы щелевых излучателей в экране полубесконечной коаксиальной линии. *Радиофизика и радиоастрономия*. Харьков, 2013. Т. 18, № 4. С. 309–322.

119. Катрич В. А., Лященко В. А., Медведев Н. В. Влияние оконечной нагрузки на энергетические характеристики систем щелей в экране коаксиальной линии. *Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб.* 2015. Вип. 183. С. 97–104.

120. Катрич В. А., Лященко В. А., Медведев Н. В. Многоэлементные системы дуговых щелей в экране коаксиальной линии. *Радиофизика и радиоастрономия*. Харьков, 2016. Т. 21, № 4. С. 298–310.

121. Катрич В. А., Лященко В. А., Медведев Н. В. Многоэлементные системы кольцевых щелей в экране коаксиальной линии. *Радиофизика и радиоастрономия*. Харьков, 2017. Т. 22, № 3. С. 222–230.

122. Катрич В. А., Лященко В. А., Медведев Н. В. Многоэлементные

системы коаксиально-щелевых излучателей. *СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии: материалы 21-й Междунар. Крым. конф. КрыМиКо* '11. Севастополь, 2011. С. 545–546.

123. Катрич В. А., Лященко В. А., Медведев Н. В. Щелевой излучатель в полубесконечной коаксиальной линии. *СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии: материалы 22-й Междунар. Крым. конф. КрыМиКо'12.* Севастополь, 2012. С. 495–496.

124. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., Medvedev N. V. Radiation from the transverse slot cut in a coaxial line in the lossy material medium. *UWBUSIS'6: Proceedings of 6th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals*, Sept. 2012, Sevastopol, 2012. P. 78–80. DOI: https://doi.org/10.1109/UWBUSIS.2012.6379738.

125. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., Medvedev N. V. The Frequency-Energy and Spatial Characteristics of the Coaxial-Slot Array. *ICATT'13: Proc. on 9th Int. Conference on Antenna Theory and Techniques.* 2013, Odessa, 2013. P. 148–150. DOI: https://doi.org/10.1109/ICATT.2013.6650707.

126. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., Medvedev N. V. The Influence of Interconnection Between the Radiators on the Energy and Directional Characteristics of Coaxial-Slot Antenna. *UWBUSIS'7: Proceedings of 7th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 2014.* Kharkiv, 2014. P. 71–74.

127. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., Medvedev N. V. Energy Characteristics of the Slot System in the Screen of Coaxial Line With Controlled Termination. *ICATT'15: Proc. on 10th Int. Conference on Antenna Theory and Techniques.* 2015, Kharkiv, 2015. P. 216–218. DOI: https://doi.org/10.1109/ICATT.2015.7136834.

128. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., Medvedev N. V. Electrodynamic Characteristics of Multielement Coaxial-Slot Antenna. *UWBUSIS'8: Proceedings of 8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 2016.* Odessa, 2016. P. 221–224. DOI: https://doi.org/10.1109/UWBUSIS.2016.7724194.

129. Katrich V. A, Lyashchenko V. A., Medvedev N. V. Coaxial-Slot Antenna Array With Different Lengths of Radiators. *UkrMiCo'2016: Proceedings of 1th International Conference RadioElectronics and InfoCommunications, 2016.* Kyiv, 2016. P. 1–4. DOI: https://doi.org/10.1109/UkrMiCo.2016.7739607.

130. Lyashchenko V. A., Medvedev N. V., Olefir A. V. Electromagnetic Near-Field of Circumferential Slot Cut in Coaxial Line Shield. *ICATT'17: Proceedings on 11th International Conference on Antenna Theory and Techniques,* 2017. Kyiv, 2017. P. 96–99. DOI: https://doi.org/10.1109/ICATT.2017.7972593.

131. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., Medvedev N. V., Olefir A. V. Electromagnetic Near-Field of Arc Slot, Cut in Coaxial Line Shield. *DIPED'2017: Proc. of 22nd Int. Seminar/Workshop Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory*, 25-28 September 2017. Dnipro, 2017. P. 157–161. DOI: https://doi.org/10.1109/DIPED.2017.8100586.

132. Lyashchenko V., Yatsuk L., Medvedev N. Mathematical Model of Transverse Circumferential Slots in Coaxial Line Shield With Nonhomogeneous Dielectric Interior. *UWBUSIS'9: Proceedings of 9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 2018.* Odessa, 2018. P. 366–371. DOI: http://dx.doi.org/10.1109/UWBUSIS.2018.8520068.

133. Katrich V. A., Medvedev N. V. Homogeneous and Inhomogeneous Array of Circumferential Slots in the Coaxial Line Shield. *UKRCON-2019: IEEE* 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering, 2019. Lviv, 2019. P. 172–176. DOI: https://doi.org/10.1109/UKRCON.2019.8879926.

134. Фельд Я. Н., Бененсон С. Л. Антенно-фидерные устройства. Ч. 2. Москва : Изд. ВВИА им. Н. Е. Жуковского, 1959. 551 с.

135. Шубарин Ю. В. Антенны сверхвысоких частот. Харьков : Изд-во, ХГУ, 1960. 284 с.

136. Фельд Я. Н. Основы теории щелевых антенн. Москва : Сов. радио, 1948. 160 с.

137. Проблемы антенной техники / под ред. Л. Д.Бахраха,

Д. И. Воскресенского. Москва : Радио и связь, 1989. 368 с.

138. Воскресенский Д. И., Грановская Р. А., Гостюхин В. Л., Филиппов В. С Антенны и устройства СВЧ. Расчет и проектирование антенных решеток и их излучающих элементов / под ред. Д. И. Воскресенского. Москва : Сов. радио, 1972. 318 с.

139. Воскресенский Д. И., Грановская Р. А., Давыдова Н. С., Земцов Т. П. Антенны и устройства СВЧ / под ред. Д. И. Воскресенского. Москва: Радио и связь, 1981. 432 с.

140. Чаплин А. Ф. Анализ и синтез антенных решеток. Львов : Вища школа, 1987. 179 с.

141. Вендик О. Г., Парнес М. Д. Антенны с электрическим сканированием / под ред. Л. Д. Бахраха. Москва : Сайнс-Пресс, 2002. 232 с.

142. Уолтер К. Антенны бегущей волны. Москва : Энергия, 1970. 448 с.

143. COST telecommunications Action 231. Digital mobile radio towards future generation systems. Final report. Directorate-General Telecommunications, Information society, Information Market, and Exploitation of Research. Luxembourg : OPOCE. 1999. 474 p.

144. Antennas For Portable Devices / Zhi Ning Chen. England, Chichester : John Wiley & Sons, 2007. 290 p.

145. Eom H. J. Electromagnetic Wave Theory for Boundary-Value Problems. An Advanced Course on Analytical Methods. Springer, 2004. 314 p.

146. Воскресенский Д. И., Пономарёв Я. И. Многочастотные сканирующие антенные решетки. *Изв. вузов. Радиоэлектроника*. 1981. Т. 24, № 2. С. 4–15.

147. Бердник С. Л., Катрич В. А., Нестеренко М. В., Пенкин Ю. М. Формирование электромагнитных полей комбинированными вибраторнощелевыми структурами : монография. Харьков : Харьков. нац. ун-т имени В. Н. Каразина, 2018. 335 с.

148. Лященко В. А., Булгаков А. А. Распределение поля и энергетические характеристики волноводно-щелевых излучателей : Препринт

№ 50. Харьков : ИРЭ, 1975. 57 с.

149. Лященко В. А. Щели на круглом волноводе. *Изв. вузов. Радиоэлектроника.* 1971. Т. 14, № 10. С. 1123–1129.

150. Булгаков А. А., Лященко В. А. Излучение из узкой продольной щели на прямоугольном волноводе. *Радиотехника и электроника*. 1976. Т. 21, вып. 9. С. 1981–1984.

151. Katrich V. A. On Calculation of Radiation Field from Complex-Shaped Slot in Rectangular Waveguide. *Telecommunication and Radio Engineering*. 1999. Vol. 53, № 4–5. P. 83–87.

152. Катрич В. А. Вопросы приближенной теории волноводнощелевых излучателей и отверстий связи : дис. канд. физ.-мат. наук : 01.04.03. Харьков, 1980. 193 с.

153. Жиронкина А. В. Рассеяние электромагнитных волн на щелевых и вибраторно-щелевых неоднородностях в волноводах : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.03. Харьков, 1985. 206 с.

154. Яцук Л. П. Рассеяние волноводных волн на щелевых и вибраторнощелевых неоднородностях : дис. ... д-ра физ.-мат. наук : 01.04.03. Харьков, 1997. 330 с.

155. Stegen R. J., Reed R. H. Arrays of Closely-Spaced Nonresonant Slots. *IRE Transactions-Antennas And Propagation*. 1954. Vol. 2(3). P. 109–113. DOI: http://dx.doi.org/10.1109/T-AP.1954.27982.

156. Lee J.-I., Cho U.-H., Cho Y.-K. Analysis for a dielectrically filled parallel-plate waveguide with finite number of periodic slots in its upper wall as a leaky-wave antenna. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 1999. Vol. AP-47, № 4. P. 701–706. DOI: https://doi.org/10.1109/8.768810.

157. Bitter Ch. R., Hafer T. D. Probe loop for transverse edge waveguide slot radiator: United States Patent № US4303923A. 10 Aug. 1979. 3 p. URL : https://patents.google.com/patent/US4303923 (date of application: 03.04.2021).

158. Лященко В. А. Излучение из системы близко расположенных щелей. Харьков, 1985. 28 с. Деп. в Укр. ИНИТИ 29.04.1985. № 853.

159. Блинова Н. К., Жиронкина А. В., Яцук Л. П. Поляризационные свойства и энергетические параметры системы Х-образных щелей в прямоугольном волноводе с произвольной нагрузкой на конце. *Радиотехника*. 1998. Вып. 107. С. 72–83.

160. Блинова Н. К., Яцук Л. П., Селютин А. В. Поляризационные и энергетические характеристики Х-образных щелей в волноводе с комплексной нагрузкой и диэлектрическими вставками. *Вісник Харків. нац. ун-ту імені* В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2011. № 966. Вип. 18. С. 77–81.

161. Яцук Л. П., Пенкин Д. Ю. Дифракция волны типа *H*₁₀ на поперечной щели в широкой стенке прямоугольного волновода с локальным диэлектрическим включением. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2010. Т. 15, № 4. С. 434–441.

162. Satellite Communications in the New Space Era: A Survey and Future Challenges / O. Kodheli, E. Lagunas, N. Maturo, S. K. Sharma, B. Shankar, J. Fabian, M. Montoya, J. Carlos, M. Duncan, D. Spano, S. Chatzinotas, S. Kisseleff, J. Querol, L. Lei, T. X. Vu, G. Goussetis. *IEEE Communications Surveys* & *Tutorials*. 2020. P. 1–45. DOI: https://doi.org/10.1109/COMST.2020.3028247.

163. Касьянов А. О. Модификация антенной части радионавигационного комплекса автоматизированной системы управления движения судов. *Изв. вузов. Электроника*. 2003. Т. 46, № 10. С. 37–46.

164. Яцук Л. П., Блинова Н. К. Диапазонные свойства продольной сдвоенной щели в широкой стенке прямоугольного волновода. *Радиотехника*. 2001. № 6. С. 24–28.

165. Jan C. G., Hsu P., Wu R. B. Variational analysis of inclined slots in the narrow wall of a rectangular waveguide. *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*. 1994. Vol. AP-42, № 10. P. 1455–1458. DOI: http://dx.doi.org/10.1109/8.320755.

166. Jan C. G., Hsu P., Wu R. B. Moment method analysis of sidewall

inclined slots in rectangular waveguides. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 1991. Vol. AP-39, № 1. P. 68–73. DOI: https://doi.org/10.1109/8.64437.

167. Guglielmi M., Jackson D. R. Broadside radiation from periodic leakywave antenna. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 1993. Vol. 41. P. 31–37. DOI: https://doi.org/10.1109/8.210112.

168. Яцук Л. П., Катрич В. О., Жиронкіна А. В. Розрахунок одномірної хвилеводно-щілинної антенної решітки кругової та еліптичної поляризації з урахуванням взаємного впливу випромінювачів. *Вісник Харків. держ. ун-ту.* Серія «Радіофізика». 1973. № 92. С. 32–36.

169. Яцук Л. П., Катрич В. А. Учет конечной толщины стенки волновода при расчете параметров крестообразной щели. *Вестник Харьков. гос. ун-та.* Серия «Радиофизика и электроника». 1975. №. 130. С. 52–56.

170. Shin D. H., Eom H. J. Radiation From Narrow Circumferential Slots on a Conducting Circular Cylinder. *IEEE Transactions On Antennas And Propagation*. 2005. Vol. 53, № 6. P. 2081–2088. DOI: https://doi.org/10.1109/TAP.2005.848503.

171. Park J. K., Eom H. J. Radiation from Multiple Circumferential Slots on a Conducting Circular Cylinder. *IEEE Transactions On Antennas And Propagation*. 1999. Vol. 47, № 2. P. 287–292. DOI: https://doi.org/10.1109/8.761068.

172. Лященко В. А., Завдовьева И. Г. Энергетические параметры и направленные свойства щелевых излучателей в многомодовом волноводе. Применения радиоволн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Харьков, 1990. С. 138–145.

173. Лященко В. А. Излучение из продольной щели в стенке многомодового волновода. *Радиотехника и электроника*. 1986. Т. 31, вып. 11. С. 2280–2283.

174. Лященко В. А. Параметры щелевого излучателя на П-волноводе. Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1971. Т. 14, № 1. С. 49–55.

175. Блинова Н. К. Рассеяние электромагнитных волн на системах щелей в волноводах с произвольными нагрузками : дис. ... канд. физ.-мат.

наук : 01.04.03. Харьков, 2004. 155 с.

176. Яцук Л. П., Жиронкина А. В., Катрич В. А. Произвольно расположенное щелевое отверстие связи в полубесконечном волноводе. Электродинамика и радиофизическое приборостроение. Днепропетровск, 1985. С. 22–23.

177. Жакин А. И., Катрич В. А., Лященко В. А. Криволинейная щель в стенке прямоугольного волновода. *Вісн. Дніпропетр. ун-ту*. Фізика. Радіоелектроніка. 1999. № 5. С. 167–178.

178. Катрич В. А. К расчёту поля излучения из щели произвольной формы в прямоугольном волноводе. *Вісн. Харків. ун-ту*. Серія «Радіофізика та електроніка». 1999. № 427. С. 209–212.

179. Катрич В. А., Лященко В. А., Белогуров Е. Ю., Бердник С. Л. Поперечные щели в стенках прямоугольного волновода. *Вісн. Харків. нац. унту.* Серія «Радіофізика та електроніка». 2004. № 622. С. 82–88.

180. Катрич В. А., Нестеренко М. В., Бердник С. Л. Метод наведенных магнитодвижущих сил для системы продольных щелей в стенке волноводов. *Вісн. Харків. нац. ун-ту.* Серія «Радіофізика та електроніка». 2004. № 622. С. 95–101.

181. Катрич В. А., Ляховский А. Ф., Пенкин Ю. М., Шевырёв А. С. Радиолокационная антенна на основе секционированной волноводно-щелевой решётки. *Современная радиолокация : тез. докл. Междунар. научн.-техн. конф.* Киев,1994. С. 55–56.

182. Велиев Э. И, Носич А. И., Шестопалов В. П. Распространение электромагнитных волн в круговом волноводе с продольной щелью. *Радиотехника и электроника*. 1977. Т. 22, вып. 3. С. 466–473.

183. Катрич В. А., Лященко В. А., Нестеренко М. В., Яцук Л. П.,Бердник С. Л.Теорияволноводно-щелевыхизлучающихструктур : монография.Харьков : ХНУ имени В. Н. Каразина, 2014. 400 с.

184. Кисунько Г. В. Электродинамика полых систем. Ленинград : ВКАС, 1949. 426 с. 185. Коган Н. Л., Машковцев Б. М., Цибизов К. Н. Сложные волноводные системы. Ленинград : Судпромгиз. 1963. 356 с.

186. Панченко Б. А. Собственные и взаимные проводимости поперечных щелей на цилиндре. *Радиотехника*. 1967. Т. 22, № 11. С. 61–66.

187. Панченко Б. А. Проводимость кольцевых щелей на цилиндре. *Изв. вузов. Радиоэлектроника.* 1967. № 3. С. 300–304.

188. Гарб Х. Л., Левинсон И. Б., Фридберг П. Ш. Учет толщины стенки
в щелевых задачах электродинамики. *Радиотехника и электроника*. 1968.
Т. 13, № 12. С. 2152–2161.

189. Ватсон Г. Н. Теория бесселевых функций. Ч. 1. Москва : Иностр. лит., 1949. 788 с.

190. Пенкин Ю. М., Катрич В. А. Возбуждение электромагнитных волн в объемах с координатными границами. Харьков : Факт, 2003. 231 с.

191. Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р., Смирнов В. П. Справочник по элементам волноводной техники. Москва : Сов. радио, 1967. 651 с.

192. Бронштейн И. Н., Семендяев К. А. Справочник по математике для инженеров и учащихся ВТУЗОВ. 2-изд. Москва ; Ленинград : Гостехиздат, 1948. 556 с.

ДОДАТОК А

Наукові праці, в яких опубліковано основні наукові результати дисертації:

 Katrich V. A., Lyashchenko V. A., Medvedev N. V. A Slot Radiator in a Coaxial Line. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2011. Vol. 70, № 5.
 P. 395–411. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v70.i5.20 ; Катрич В. А., Лященко В. А., Медведев Н. В. Щелевой излучатель в коаксиальной линии. *Радіофізика та електроніка*. 2010. Т. 15, № 1. С. 7–16.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики дугової щілини, прорізаної у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні наукової статті.)

2. Катрич В. А., Лященко В. А., Медведев Н. В. Коаксиальнощелевой излучателью *Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб.* 2010. Вип. 163. С. 183–190.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики кільцевої щілини, прорізаної у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні наукової статті.)

3. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., **Medvedev N. V.** Radiation from a Slot Array in Coaxial Line Screen. *Radio Physics and Radio Astronomy*. 2012. Vol. 3, № 4. P. 325–335. DOI: 10.1615/RadioPhysicsRadioAstronomy.v3.i4.60 ; Катрич В. А., Лященко В. А., **Медведев Н. В.** Излучение из системы щелей в

экране коаксиальной линии. *Радиофизика и радиоастрономия*. Харьков, 2012. Т. 17, № 2. С. 146–156.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики систем кільцевих та дугових щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні наукової статті.)

4. **Медведев Н. В.** Излучение в материальную среду системы щелей в экране коаксиальной линии. *Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка».* 2012. № 1038, Вип. 21. С. 11–16.

5. Катрич В. А., Лященко В. А., Медведев Н. В. Многоэлементные системы щелевых излучателей в экране полубесконечной коаксиальной линии. *Радиофизика и радиоастрономия*. Харьков, 2013. Т. 18, № 4. С. 309–322.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики поодиноких та систем кільцевих та дугових щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику напівнескінченної коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні наукової статті.)

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

6. Катрич В. А., Лященко В. А., Медведев Н. В. Многоэлементные системы коаксиально-щелевых излучателей. *СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии: материалы 21-й Междунар. Крым. конф. КрыМиКо'11.* Севастополь, 2011. С. 545–546.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики систем кільцевих та дугових щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.)

7. Катрич В. А., Лященко В. А., **Медведев Н. В.** Щелевой излучатель в полубесконечной коаксиальной линии. *СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии: материалы 22-й Междунар. Крым. конф. КрыМиКо'12.* Севастополь, 2012. С. 495–496.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики поодиноких кільцевих та дугових щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику напівнескінченної коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.)

8. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., **Medvedev N. V.** Radiation from the transverse slot cut in a coaxial line in the lossy material medium. *UWBUSIS'6: Proceedings of 6th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals*, Sept. 2012, Sevastopol, 2012. P. 78–80. DOI: <u>https://doi.org/10.1109/UWBUSIS.2012.6379738</u>.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики кільцевих та дугових щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, яка розміщена у матеріальному середовищі, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.) 9. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., **Medvedev N. V.** The Frequency-Energy and Spatial Characteristics of the Coaxial-Slot Array. *ICATT'13: Proc. on 9th Int. Conference on Antenna Theory and Techniques.* 2013, Odessa, 2013. P. 148–150. DOI: <u>https://doi.org/10.1109/ICATT.2013.6650707</u>.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що електродинамічні характеристики систем описують дугових шілин, v зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, прорізаних розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.)

10. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., **Medvedev N. V.** The Influence of Interconnection Between the Radiators on the Energy and Directional Characteristics of Coaxial-Slot Antenna. *UWBUSIS'7: Proceedings of 7th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 2014.* Kharkiv, 2014. P. 71–74.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що електродинамічні характеристики описують систем дугових щілин, прорізаних зовнішньому провіднику коаксіальної розробка V лінії, комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.)

11. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., **Medvedev N. V.** Energy Characteristics of the Slot System in the Screen of Coaxial Line With Controlled Termination. *ICATT'15: Proc. on 10th Int. Conference on Antenna Theory and Techniques.* 2015, Kharkiv, 2015. P. 216–218. DOI: https://doi.org/10.1109/ICATT.2015.7136834.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики поодиноких та систем
кільцевих та дугових щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії з довільним кінцевим навантаженням, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.)

12. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., **Medvedev N. V.** Electrodynamic Characteristics of Multielement Coaxial-Slot Antenna. *UWBUSIS'8: Proceedings of 8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 2016.* Odessa, 2016. P. 221–224. DOI: https://doi.org/10.1109/UWBUSIS.2016.7724194.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що електродинамічні характеристики систем описують дугових щілин, прорізаних V зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.)

13. Katrich V. A, Lyashchenko V. A., **Medvedev N. V.** Coaxial-Slot Antenna Array With Different Lengths of Radiators. *UkrMiCo'2016: Proceedings of 1th International Conference RadioElectronics and InfoCommunications, 2016.* Kyiv, 2016. P. 1–4. DOI: <u>https://doi.org/10.1109/UkrMiCo.2016.7739607</u>.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що електродинамічні характеристики описують систем дугових щілин, зовнішньому провіднику коаксіальної розробка прорізаних v лінії, комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.)

14. Katrich V. A., **Medvedev N. V.** Homogeneous and Inhomogeneous Array of Circumferential Slots in the Coaxial Line Shield. *UKRCON-2019: IEEE*

2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering, 2019. Lviv, 2019. P. 172–176. DOI: https://doi.org/10.1109/UKRCON.2019.8879926.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики систем дугових щілин, зовнішньому провіднику коаксіальної прорізаних v лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.)

Наукові праці, які додатково відображають наукові результати дисертації:

15. Катрич В. А., Лященко В. А., **Медведев Н. В.** Влияние оконечной нагрузки на энергетические характеристики систем щелей в экране коаксиальной линии. *Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб.* 2015. Вип. 183. С. 97–104.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики поодиноких та систем кільцевих та дугових щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії з довільним кінцевим навантаженням, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні наукової статті.)

16. Катрич В. А., Лященко В. А., **Медведев Н. В.** Многоэлементные системы дуговых щелей в экране коаксиальной линии. *Радиофизика и радиоастрономия*. Харьков, 2016. Т. 21, № 4. С. 298–310.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики систем дугових щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні наукової статті.)

17. Катрич В. А., Лященко В. А., **Медведев Н. В.** Многоэлементные системы кольцевых щелей в экране коаксиальной линии. *Радиофизика и радиоастрономия*. Харьков, 2017. Т. 22, № 3. С. 222–230.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики систем кільцевих щілин, прорізаних у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні наукової статті.)

18. Lyashchenko V. A., **Medvedev N. V.**, Olefir A. V. Electromagnetic Near-Field of Circumferential Slot Cut in Coaxial Line Shield. *ICATT'17: Proceedings on 11th International Conference on Antenna Theory and Techniques,* 2017. Kyiv, 2017. P. 96–99. DOI: <u>https://doi.org/10.1109/ICATT.2017.7972593</u>.

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують ближні поля кільцевої щілини, прорізаної у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.)

19. Katrich V. A., Lyashchenko V. A., **Medvedev N. V.**, Olefir A. V. Electromagnetic Near-Field of Arc Slot, Cut in Coaxial Line Shield. *DIPED'2017: Proc. of 22nd Int. Seminar/Workshop Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory*, 25-28 September 2017. Dnipro, 2017. P. 157–161. DOI: <u>https://doi.org/10.1109/DIPED.2017.8100586</u>

(Особистий внесок здобувача: отримання математичних виразів, що описують ближні поля дугової щілини, прорізаної у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, розробка комп'ютерної програми для числового розв'язання задачі, виконання розрахунків та отримання числових результатів, участь у аналізі отриманих даних та написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.)

20. Lyashchenko V., Yatsuk L., **Medvedev N.** Mathematical Model of Transverse Circumferential Slots in Coaxial Line Shield With Nonhomogeneous Dielectric Interior. *UWBUSIS'9: Proceedings of 9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 2018.* Odessa, 2018. P. 366–371. DOI: <u>http://dx.doi.org/10.1109/UWBUSIS.2018.8520068.</u>

(Особистий внесок здобувача: участь у отриманні математичних виразів, що описують електродинамічні характеристики дугової щілини, прорізаної у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії над діелектричною вставкою, написанні тез доповіді, участь у роботі конференції, виступ із доповіддю.)