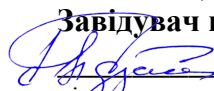


МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Харківський національний університет
імені В. Н. Каразіна
Факультет радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем
Кафедра фізики НВЧ

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедру

 Сергій ПОГАРСЬКИЙ
підпис ініціали, прізвище
“ ” 20__ року

Кваліфікаційна робота магістра з радіофізики та електроніки

на тему: ПОШИРЕННЯ ХВИЛЬ ТИПУ E_{0p} У КРУГЛИХ ХВИЛЕВОДАХ З
ПЕРІОДИЧНИМИ АЗИМУТАЛЬНИМИ ЩІЛИНАМИ

Виконав: студент II курсу магістратури, групи РР-64
спеціальності 105 Прикладна фізика та наноматеріали,
освітньо-професійна програма «Радіофізика і електроніка»



Валерій СУКАЧ

Керівник

професор, доктор ф.-м. наук

 Сергій ПОГАРСЬКИЙ

2024 рік

ЗМІСТ

	Стор.
Анотація	3
Abstract	4
Вступ	5
1 Проблема дослідження електродинамічних структур типу круглий хвилевід із періодичними послідовностями азимутальних щілин	8
1.1 Галузі застосування в сучасній техніці	8
1.2 Теоретичні методи розрахунку параметрів структури з періодичними послідовностями азимутальних неоднорідностей	11
2 Задача поширення власних хвиль E_{0p} -типу в круглих хвилеводах із періодичними аксіальними щілинами	20
2.1 Гранична задача для ключової структури	21
2.2 Наближений розв'язок граничної задачі для випадку вузької щілини	24
2.3 Математичне моделювання розсіювання аксіально-симетричних хвиль на одиночній аксіальній щілині обмеженої та напівнескінченної періодичної послідовності аксіальних щілин	26
2.3.1 Моделювання поверхневих струмів на внутрішній поверхні хвилеводу та діаграм спрямованості	29
Висновки	36
Перелік використаних джерел	37
Додаток	40

Анотація

Кваліфікаційна робота містить 47 стор, 18 рисунків, 26 джерел.

Мета роботи: теоретичне дослідження електродинамічних властивостей періодичних аксіально-симметричних щілин у круглому хвилеводі.

Збудовано математичну модель електродинамічного об'єкта, який моделює властивості реальних каналізуючих систем і функціональних елементів у НВЧ і КВЧ діапазонах і який використовує у своєму складі періодичні субструктури, яка спирається на принцип так званої зсувної симетрії. Ця модель базується на математичному об'єкті у вигляді операторного рівняння другого порядку. Ключовою задачею є задача дифракції однієї з аксіально-симметричних хвиль на поодинокій аксіальній щілині.

Цей метод був застосований до аксіально-симметричних структур у вигляді напівнескінченної системи періодичних аксіальних щілин у круглому хвилеводі. Алгоритм надає можливість з високою мірою точності одержувати коефіцієнти відбиття та проходження поодинокій вузької щілини та коефіцієнтів відбиття напівнескінченній системі вузьких щілин. Алгоритм характеризується високою ефективністю, компактний і тому перспективний для використання у вигляді блоку у системах автоматизованого проектування.

Ключові слова: періодична структура, азимутальна щілина, круглий хвилевід, коефіцієнт відбиття

Abstract

The submitted thesis consists of 47 pages, 18 figures, 26 references.

The task of thesis is theoretical and experimental investigations of the electrodynamic properties of axial-symmetrical slots in circular waveguide.

The mathematical model of electrodynamic object, which describes properties of real transmitting systems and functional elements in ultra high frequency and super high frequency bands and which consists of a periodical substructure, based on the idea of so called translation symmetry. This model bases on mathematical objects such as operator equation of the second kind. The key-problem is the diffraction problem of one of axial-symmetry wave by single axial slot.

This method has been applied to the axial-symmetrical structures, such as semi-infinite sequence of periodical axial slots in circular waveguides. The algorithm allows to investigate with high degree the reflection and transmission coefficients of narrow slots. Algorithm is effective, compact and so it may be used as block in computer aided design systems.

Key words: periodical structure, azimuth slot, circular waveguide, reflection coefficient

ВСТУП

Створення радіотехнічних систем багатоцільового призначення - одне з основних завдань розробників сучасних комплексів і різних виробів. Підвищення ефективності роботи бортових або наземних радіотехнічних систем змушує розробників використовувати апаратуру та пристрої, що дають змогу розв'язувати багатофункціональні завдання. Розширення функціональних можливостей систем пов'язане насамперед із підвищенням їхньої інформаційної ємності.

У зв'язку з цим найважливіші напрямки розвитку сучасних радіотехнічних систем різного застосування передбачають використання широкосмугових і надширокосмугових сигналів, сигналів кругової та еліптичної поляризації, сигналів, рознесених за частотою, у часі та у просторі; розподіл сигналів за каналами та їхня комутація; забезпечення неспотвореного приймання сигналу, його передання та оброблення. Крім того, особливо в системах аерокосмічного базування, зростають вимоги до електромагнітної сумісності пристроїв, їх мініатюризації та вагових характеристик.

У технічному плані ці завдання - завдання частотної, поляризаційної, часової, просторової, потужностної селекції та комутації сигналів - у багатьох випадках розв'язуються з застосуванням пристроїв НВЧ, в основі яких лежать фізичні явища залежності частотних та енергетичних характеристик отворів зв'язку електродинамічних об'ємів від виду, складності геометрії та структури заповнення порожнини отворів зв'язку та об'ємів, які зв'язують їхні об'єми.

Електродинамічні структури, що являють собою хвилепровідні тракти різного поперечного перерізу з періодичними послідовностями щілинних неоднорідностей, приховують у собі великі потенційні можливості для створення функціональних елементів з високим рівнем електричних характеристик. Так, шляхом зміною розмірів, орієнтації та положення щілин

можна домогтися, наприклад, високої спрямованості елемента зв'язку на заданій частоті, разом з тим, наявність взаємного зв'язку робить принципово неможливим досягнення ідеальної спрямованості.

Задачі дифракції електромагнітних хвиль на щілинних структурах можна віднести до класичних задач теорії дифракції хвиль. Перші роботи з дифракції хвиль на таких структурах [1,2] належать до періоду створення основ методів строгої теорії дифракції.

Щілинні неоднорідності належать до класу хвилеводних неоднорідностей, які широко використовують у хвилеводній техніці як неvistупаючі антени, узгоджувальні пристрої та перетворювачі типів хвиль, вузли в техніці ліній дальнього зв'язку. Особливий інтерес для практичних застосувань становлять електродинамічні системи, що мають у своєму складі субструктури з періодичним розташуванням щілин. Такий інтерес зумовлений наявністю низки фізичних ефектів, притаманних таким системам, а саме: наявністю в частотних характеристиках зон прозорості та замикання, наявністю поляризаційних ефектів та деякі інші.

У зв'язку з цим цілями магістерської роботи були:

- дослідження загальних властивостей періодичних структур та огляд методів побудови математичних моделей аксіально-симетричних періодичних, напівнескінченних періодичних і обмежених періодичних структур;

- вивчення методів побудови математичних моделей для аксіально-симетричних структур з урахуванням поведінки електромагнітного поля поблизу ребер структури;

- розв'язання в наближенні вузьких щілин задачі поширення хвиль E_{0p} -типу в круглому хвилеводі з одиночною та періодичними аксіальними щілинами;

- числове моделювання параметрів круглого хвилеводу з одиночною та періодичними аксіальними щілинами;

- аналіз характеристик поля випромінювання такої щілинної структури.

1 ПРОБЛЕМА ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНИХ СТРУКТУР ТИПУ КРУГЛИЙ ХВИЛЕВІД ІЗ ПЕРІОДИЧНИМИ ПОСЛІДОВНОСТЯМИ АЗИМУТАЛЬНИХ ЩІЛИН

Аксіально-симетричні електродинамічні структури взагалі відіграють важливу роль у створенні бази функціональних елементів НВЧ та КВЧ діапазонів. На аксіально-симетричні структури спирається низка перспективних напрямів антенної техніки та електроніки великих потужностей, які потребують глибокого вивчення хвиль у цих структурах і побудови структур із заданими властивостями.

Електродинамічні структури з послідовностями однотипних елементів можуть бути віднесені до класу багатоелементних і, як наслідок, до багатомодових у частині спектра власних коливань.

Усю сукупність функціональних елементів, що використовують принцип періодичності, можна поділити на три основні групи. До першої групи відносять строго періодичні нескінченні структури, до другої - напівнескінченні структури, і, нарешті, до третьої групи можна віднести електродинамічні об'єкти, в яких використовуються відрізки періодичних структур (або періодичні субструктури). Підхід до аналізу кожного з типів структур різний, як і різний використовуваний математичний апарат. Різні й сфери застосування такого роду електродинамічних об'єктів.

1.1 Галузі застосування в сучасній техніці

Аксіально-симетричні електродинамічні структури в загальному випадку з груповими послідовностями неоднорідностей (наприклад, діафрагмами, щілинами тощо) знаходять широке застосування в техніці НВЧ та КВЧ діапазонів завдяки цінним електродинамічним і технічним властивостям. Насамперед, це пов'язано з трьома основними властивостями: 1) будучи однорідними за азимутном, такі структури дають змогу передавати

без спотворень довільний поляризаційний стан електромагнітного поля; 2) структури мають властивість гібридності азимутально-неоднорідних типів хвиль; 3) для структур із періодичним розташуванням неоднорідностей характерною є наявність періодичних зон замикання і прозорості.

Як показує практика [1], групові послідовності неоднорідностей з підібраними параметрами (наприклад, щілин) дають змогу підвищити рівень електродинамічних характеристик, наприклад, знизити рівень КСХН хвилеведучого тракту.

Серед усіх галузей застосування круглих хвилеводів з послідовностями азимутальних щілин можна виділити кілька основних напрямків.

Антенна техніка. Значне місце в групі функціональних пристроїв і елементів посідають гібридні хвилевідні структури з випромінювачами у вигляді вузьких щілин, прорізаних у стінках хвилеводів. Велику роль хвилеводно-щілинні структури відіграють у створенні випромінювачів електромагнітного поля у вільний простір. Це можуть бути самостійні випромінювачі [2,3], опромінювачі лінзових і дзеркальних антен [4,5], елементи антенних решіток [6,7]. Основними сферами застосування антенних систем різного призначення є аерокосмічна техніка, системи радіомовлення та мобільного зв'язку.

Для розширення функціональних можливостей хвилеводно-щілинних структур у ділянку щілин можуть вводитися керуючі елементи, які за певних умов можуть моделюватися діелектричними вставками. Діпазонні, енергетичні та спрямовані властивості щілин можна змінювати шляхом введення в них шаруватого діелектрика. Управління електродинамічними характеристиками щілин може здійснюватися зміною дисперсійних властивостей хвилеводів, у яких вони прорізани. Це досягається тим, що в хвилеводи вводять сповільнювальні структури, такі, наприклад, як гребінка, шаруватий діелектрик або магнітодіелектрик. Властивості щілин можуть змінюватися під дією розташованих поблизу них вібраторів, що розсіюють. Присутність вібраторів поблизу щілин може бути вимушеною (у разі

вібраторно-щілинних комплексованих решіток) або цілеспрямованою [8]. У будь-якому разі між щілиною і вібратором існує взаємний зв'язок, який треба або зменшувати, або використовувати бажаним чином.

Комбінації щілин (обмежені послідовності) дають змогу одержувати розподіл потужності та її спрямоване відгалуження, випромінювання полів із лінійною та обертовою поляризацією, формування заданої діаграми спрямованості антени. Усі ці функції за необхідності можна поєднати з функціями вузькосмугового фільтра.

Технологічні процеси в промисловості. Появі нових галузей застосування потужної НВЧ електроніки сприяє низка специфічних властивостей електромагнітних коливань цього діапазону частот, що дають змогу створити нездійсненні раніше технологічні процеси або значно їх поліпшити. До них належать, наприклад: створення надчистої плазми з широким інтервалом температур; можливість серійного виготовлення простих за конструкцією та зручних в експлуатації потужних генераторів НВЧ енергії, за допомогою яких можна здійснювати полімеризацію та зміцнення різноманітних виробів та матеріалів, зокрема шин і лакофарбових покриттів, зміцнення металів, стабілізацію параметрів напівпровідників тощо; дедалі ширше застосування одержують нагрів та сушіння за допомогою НВЧ різноманітних матеріалів, зокрема приготування їжі, пастеризація молока та інших матеріалів, т.п. [9-12].

Техніка міліметрових хвиль. Фотоніка. Новими галузями застосування хвильоводно-щілинних електродинамічних структур на основі циліндричних систем є фотоніка і техніка міліметрових і субміліметрових хвиль. Такі структури знаходять застосування як відгалужувачі, дільники потужності, поляризатори, фільтри. Необхідно вказати, що, з огляду на специфіку діапазонів хвиль, до функціональних елементів висуваються особливі вимоги щодо точності виготовлення.

1.2 Теоретичні методи розрахунку параметрів структури з періодичними послідовностями азимутальних неоднорідностей

Строго періодичні структури.

Періодичні структури становлять істотну частину елементної бази сучасної мікроелектроніки. Під строго періодичними електродинамічними структурами розумітимемо такі, у яких усі елементи виявляються строго ідентичними і розташовані еквідистантно. Широке використання таких структур пов'язане насамперед із двома найважливішими особливостями: 1) фазова швидкість поширення хвиль у таких структурах істотно менша за фазову швидкість у середовищі, 2) на дисперсійних характеристиках таких об'єктів є смуги пропускання і смуги запірання. Ці властивості й зумовлюють області використання періодичних електродинамічних структур в одно- і багатомодових базових елементах НВЧ пристроїв.

Властивості періодичної структури істотно залежать від співвідношення між періодом структури L і довжиною хвилі λ . Зазвичай виділяють *довгохвильову область*, коли на довжині хвилі вкладається кілька або багато періодів структури, тобто $L/\lambda \ll 1$; *короткохвильову область*, коли на періоді структури вкладається багато хвиль, тобто $L/\lambda \gg 1$, і, нарешті, *резонансну область*, коли період структури можна порівняти з довжиною хвилі, тобто $L/\lambda \sim 1$. Зрозуміло, було б бажано мати якусь загальну теорію, яка єдиним чином описувала б явища у всіх трьох перерахованих ситуаціях і давала б змогу використовувати єдиний і доволі простий математичний апарат дослідження, придатний за будь-якого співвідношення періоду структури та довжини хвилі. До теперішнього часу відомі два підходи до суворого розв'язання завдань подібного роду. Це метод Вінера - Хопфа - Фока [13] і метод задачі Рімана - Гільберта [14]. Маючи достатню спільність, ці підходи для свого застосування вимагають досить складних обчислень, які зазвичай неможливі без використання сучасних ЕОМ.

Водночас для практики часто цілком достатньо дослідження граничних випадків, якщо при цьому отримують доступний для огляду і реалізований апарат у вигляді простих аналітичних виразів, зручних апроксимацій тощо. Одним із таких підходів є використання наближених граничних умов, що мають у загальному випадку анізотропні властивості [15]. Якщо E_τ і H_τ , суть тангенціальні компоненти повного поля на деякій (реальній або уявній) поверхні S розділу двох середовищ (або областей), то можна ввести поняття *імпедансу поверхні S* як відношення H_τ і E_τ ,

$$E_\tau = \check{W}H_\tau. \quad (1.1)$$

Тут величина \check{W} в загальному випадку являє собою деякий інтегро-диференціальний оператор. Для анізотропного границі \check{W} є тензор, а для границі з добре провідного матеріалу $\check{W} \equiv W = const$, і граничні умови (1.1) переходять у добре відомі *граничні умови Щукіна-Леонтовича*. Якщо поверхня тіла описується координатами $x-$ і $y-$, то умови (1.1) записуються у звичному вигляді

$$E_x = \varpi H_y, \quad E_y = -\varpi H_x, \quad (1.2)$$

де $\varpi = const$.

Використання граничних умов (1.2) дало змогу отримати низку найважливіших фундаментальних результатів математичної теорії дифракції. Починаючи з робіт Г. А. Грінберга та В. А. Фока [13] і Г. Д. Малюжинця [16], граничні умови Щукіна-Леонтовича міцно ввійшли в арсенал теорії дифракції та поширення хвиль різної природи. Введення імпедансних граничних умов (1.2) на межі розділу двох середовищ 1 і 2 (рис. 1.1) дає змогу обмежитися розглядом поля в ділянці 1, де розташоване джерело. При цьому поле на S повинне задовольняти умовам (1.2) і процесами, що відбуваються в середовищі 1, можна не цікавитися. Тим самим досягається суттєве спрощення вихідної задачі дифракції.

Для «непрозорої» періодичної поверхні S (рис. 1.2) також можна ввести еквівалентні *імпедансні граничні умови*, але вони вже матимуть анізотропний

характер і описуватимуться співвідношеннями (1.2). Такі поверхні іноді називають *гофрованими*. Середовище 2 може мати кінцеву (але великою) провідністю σ , або його провідність дорівнює нескінченності. Радіуси кривизни R поверхні S на рис. 1.1 і середній радіус кривизни R_{cp} поверхні S на рис. 1.2 мають бути великі порівняно з довжиною хвилі: $R/\lambda \sim R_{cp}/\lambda \gg 1$.

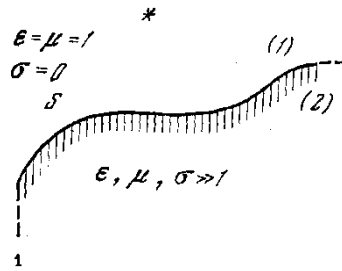


Рис. 1.1 Схематичне зображення межі S розділу середовищ 1 і 2; середовище 2 має високу провідність

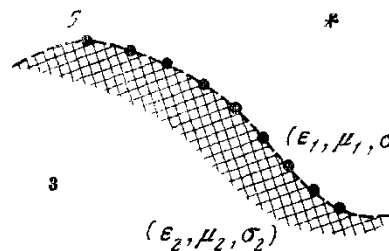


Рис. 1.2 Непрозора періодична поверхня

Особливу складність становлять задачі з прозорими елементами на межі, оскільки поля по обидва боки від структури пов'язані.

Найповніше досліджено *довгохвильову ситуацію*, коли $L/\lambda \ll 1$. Однією з перших використаних моделей була модель *анізотропно провідної поверхні* [17], що має ідеальну провідність в одному з напрямів і нульову - у перпендикулярному до цього напрямку.

Умови анізотропно провідної поверхні є найпростішими граничними умовами. Вони не враховують ні періоду структури, ні особливостей внутрішньої структури системи. У багатьох практично важливих випадках це наближення виявляється недостатнім. Надалі було запропоновано *метод усереднення полів за періодом* структури [17]. Цей метод дав змогу істотно уточнити одержувані розв'язки завдяки врахуванню внутрішньої структури електродинамічного об'єкта. Однак у всіх роботах, що використовують цей

метод, реальну періодичну структуру моделювали або решіткою з нескінченно тонких стрічок у вільному просторі, або решіткою з дуже тонких порівняно з періодом круглих провідників. Цілком зрозуміло, що подібна ідеалізація також не дає змоги з достатньою строгістю підійти до розрахунку реального хвилеводу. Фізично зрозуміло, що форма і відносні розміри реальних провідників, що утворюють хвилевід, можуть істотно впливати на його електродинамічні характеристики.

Істотний внесок у розвиток теорії періодичних систем було зроблено Л. А. Вайнштейном у 1957 р. Було отримано граничні умови для решітки у вільному просторі. Припускалося, що решітка має малий період і утворена з паралельних провідників круглого профілю зі скінченними розмірами [18].

Найважчим для аналізу є резонансний випадок, коли період структури порівнянний з довжиною хвилі, тобто $L/\lambda \sim 1$. Однак, саме ця ситуація й становить найбільший практичний інтерес. Причин цьому кілька. Насамперед, резонансні умови є цікавим об'єктом наукового вивчення за тими можливостями, які вони надають у розпорядження дослідника й інженера. Найчастіше вивчення саме критичних, зокрема резонансних, ситуацій призводить до найцікавіших фізичних наслідків і аналогій. Так, на підставі отриманих даних про поведінку амплітуд і фаз на порозі виникнення нових власних хвиль дано пояснення *аномалій Вуда на дифракційних решітках* - одній із найчудовіших властивостей періодичних структур.

Найефективнішим апаратом вивчення резонансного випадку є, мабуть, *метод задачі Рімана - Гільберта* [14] і методи типу *методу Галеркіна* [19]). У принципі обидва ці підходи дають змогу з необхідною точністю провести розрахунок картини дифракційного явища на періодичній структурі. Однак щоразу завдання зводиться до розв'язання *нескінченної системи лінійних алгебраїчних рівнянь* і вимагає, як правило, залучення сучасних ЕОМ. Водночас у досить широкій резонансній області можна виділити вузьку область «точного» резонансу, коли між стрічками, що утворюють «ножову»

стрічкову структуру на відстані $2a$, укладається майже ціле число напівхвиль:

$$2ka = \pi q + 2\pi L, \quad q = 1, 2, \dots \quad |L| \ll 1. \quad (1.3)$$

У цьому разі в комірках структури можуть існувати добротні коливання. Це явище може бути описано в термінах *імпедансних граничних умов резонансного типу*.

Між *еквівалентними граничними умовами Вайнштейна-Сивова* та *імпедансними граничними умовами резонансного типу* існує глибокий логічний зв'язок. Обидва типи граничних умов пов'язують електромагнітні процеси по обидва боки від деякої межі. Причому в умовах Вайнштейна-Сивова цей зв'язок здійснюється безпосередньо - через оператор відношення полів по обидва боки від періодичної структури, а в резонансних умовах - опосередковано - через комплексний характер імпедансу. Пов'язаний із «висвічуванням» енергії добротних коливань із осередків структури.

Напівнескінченні періодичні структури.

У низці випадків для багатоелементних НВЧ-пристроїв хорошими фізичними моделями можуть слугувати багатошарові системи екранів - перешкод. При цьому застосування операторного методу може спиратися на розв'язання ключової задачі щодо відшукування взаємодії електромагнітної хвилі з межею відповідної напівнескінченної «періодичної» структури. Такого роду напівнескінченна структура адекватна реальній ситуації, наприклад, під час дослідження задачі про стик регулярного і діафрагмованого хвилеводів. Під дискретними напівнескінченними «періодичними» структурами будемо розуміти послідовність однакових неоднорідностей (перешкод), які відстоять від сусідніх на однаковій відстані L вздовж позитивної піввісі OZ декартової системи координат. Якби така структура простягалася вздовж усієї вісі від $-\infty$ до $+\infty$, то вона являла б собою періодичну структуру з періодом L , і характер її симетрії визначався б інваріантністю відносно просторового зсуву вздовж вісі OZ на відстань

кратну L . Розглянута тут дискретна напівнескінченна структура не є в строгому розумінні періодичною, проте вона має інший специфічний вид симетрії - вона переходить у себе під час просторового зсуву уздовж вісі OZ на відстань L і відкидання одного (крайнього ліворуч) елемента структури. Такого роду симетрія може бути ефективно використана під час побудови розв'язання задач дифракції електромагнітних хвиль на напівнескінченній системі дискретних перешкод.

Припустімо, що електродинамічні характеристики одиночного екрана-перешкоди, який є повторюваним елементом напівнескінченної послідовності, відомі. Тобто відомі оператори відбиття і проходження поля, що падає на такий екран. Тоді цієї інформації і вже згаданої симетрії напівнескінченної структури достатньо, як буде показано нижче, для побудови розв'язання задачі про взаємодію електромагнітного поля з усією напівнескінченною структурою. Отже, вихідним моментом є проблема отримання операторів відбиття і проходження для одиночної перешкоди, тобто розв'язання відповідної крайової задачі.

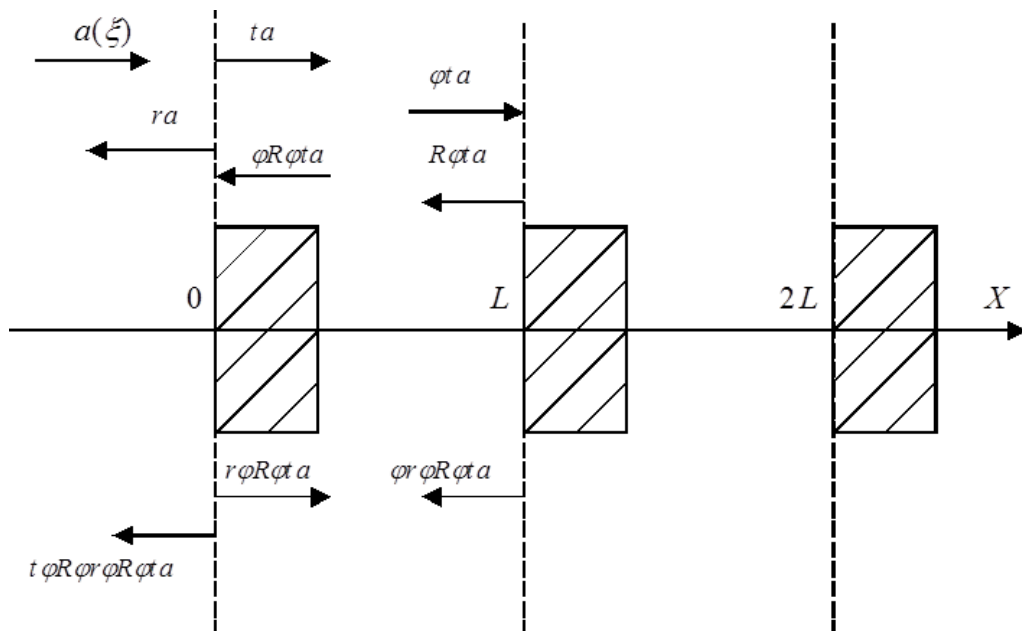


Рис. 1.3 Схема напівнескінченної періодичної структури

Дотримуючись ідей роботи [20], можна побудувати алгоритм знаходження розсіяного поля від напівнескінченної системи ідентичних об'єктів. Будемо припускати, що окремо взятий «елементарний» об'єкт структури характеризується операторами відбиття \hat{r} і проходження \hat{t} . Завдання полягає в побудові сумарного оператора розсіювання всієї структури \hat{R} . Пропонований підхід побудови сумарного оператора розсіювання \hat{R} певною мірою використовує «динамічні» характеристики хвильового процесу. Хвильовий пучок, що падає на структуру, на шляху свого поширення, зустрічаючись із першим об'єктом, частково відбивається від нього і частково поширюється в напрямку до іншого об'єкта. На другому об'єкті картина виявляється аналогічною. Відбите від другого об'єкта поле, поширюючись у зворотному напрямку, зустрічає перший об'єкт і частково проходить у вільний простір, частково відбивається в бік другого об'єкта тощо. Такий хвильовий процес виявляється загасаючим, оскільки амплітуда хвиль, що перевідбиваються в просторі між об'єктами, після кожного акту взаємодії зменшується. Повне поле, таким чином, виявляється сумою багаторазово перевідбитих хвиль. У кінцевому підсумку може бути отримано операторне рівняння другого роду:

$$\hat{R} = \hat{r} + \hat{t} [I - \hat{\phi} \hat{R} \hat{\phi} \hat{r}]^{-1} \hat{\phi} \hat{R} \hat{\phi} \hat{t}, \quad (1.4)$$

де \hat{R} оператор, який перетворює, у загальному випадку, функцію спектральної густини поля, що падає, на відповідну спектральну густину поля, відбитого від усієї напівнескінченної структури, при цьому \hat{r} та \hat{t} є операторами відбиття та проходження, відповідно, одиночної перешкоди, а оператор $\hat{\phi}$, що має діагональний вигляд, визначає зміну поля, що відбувається в процесі розповсюдження в просторі між двома межами віддзеркалень, I - одиничний оператор. Слід зазначити одну особливість такого хвильового процесу, що в разі $L \leq \lambda$ лише основна гармоніка ($n=0$) матиме суттєвий внесок у розсіяному полі, а амплітуди вищих гармонік зменшуватимуться під час віддалення від умовної межі віддзеркалення і

ними можна знехтувати. За цієї умови замість операторів $\hat{R}, \hat{r}, \hat{t}, \hat{\phi}$ можна використовувати лише коефіцієнти відбиття R, r і проходження t основної хвилі, а також фазовий множник ϕ .

Для розв'язання рівняння (1.4) з успіхом може бути використано метод Ньютона [21]. Представивши рівняння (1.4) у вигляді $f(\hat{R})=0$, де $f(\hat{R}) = \hat{R} - \hat{r} - \hat{t}(I - \hat{\phi}\hat{R}\hat{\phi}\hat{r})^{-1}\hat{\phi}\hat{R}\hat{\phi}\hat{t}$, і, утворюючи відповідно до процедури методу Ньютона наближення до розв'язання, легко одержати низку наближень, які сходяться, до розв'язання у вигляді

$$\hat{R}_{n+1} = \hat{R}_n - \left\{ \left[f'(\hat{R}_n) \right]^{-1} f(\hat{R}_n) \right\}. \quad (1.5)$$

Дослідження напівнескінченних періодичних структур становить безсумнівний інтерес принаймні з двох причин. Перша з них полягає в тому, що напівнескінченні структури можуть мати самостійне значення. На їхній основі зручно вивчати принципові теоретичні аспекти ефектів і явищ, характерні для таких об'єктів. Крім того, розв'язки, отримані для напівнескінченних структур, можуть слугувати наближеними розв'язками для систем, що складаються з великої кількості ідентичних перешкод, особливо для структур із дисипативними втратами різного роду. І друга причина полягає в тому, що розв'язок для напівнескінченної структури, своєю чергою, є ключовим завданням для дослідження структур зі скінченним числом перешкод.

Обмежені періодичні структури.

Підхід до побудови розв'язку для структур зі скінченним числом елементів виявляється дещо іншим порівняно з напівнескінченною періодичною структурою. Це пояснюється тим, що у випадку структури зі скінченним числом елементів потрібне вивчення питань про механізм трансформації хвилі, що падає, у власну хвилю «періодичної» частини структури, про характер взаємодії збудженої власної хвилі з межею структура-вільний простір, вивчення питань про власний режим «періодичної» частини структури.

Побудова шуканих операторів відбиття і проходження скінченної структури можлива з використанням отриманого оператора відбиття відповідної напівнескінченної періодичної структури [20].

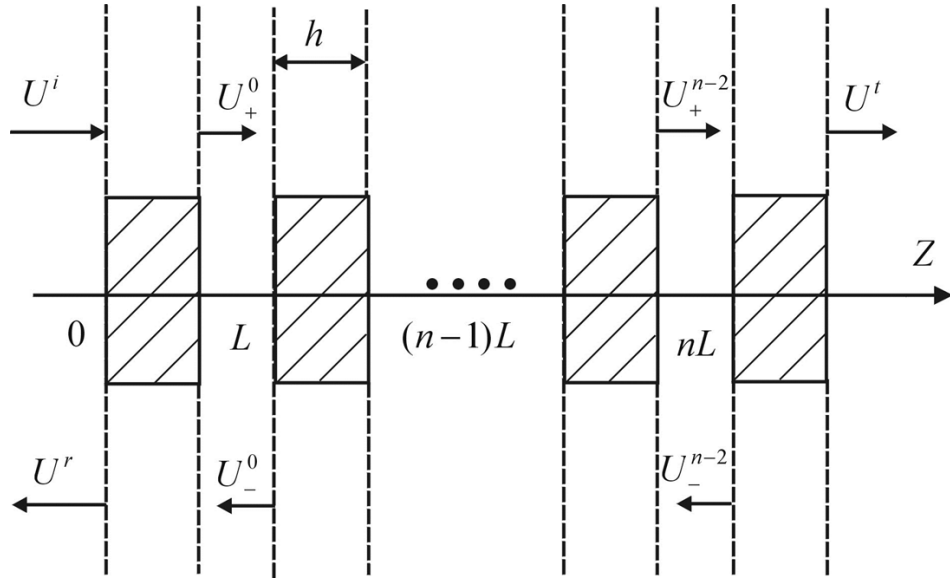


Рис. 1.4 Схема обмеженої періодичної структури

2 ЗАДАЧА ПОШИРЕННЯ ВЛАСНИХ ХВИЛЬ E_{0p} - ТИПУ В КРУГЛИХ ХВИЛЕВОДАХ ІЗ ПЕРІОДИЧНИМИ АКСІАЛЬНИМИ ЩІЛИНАМИ

Інтерес до аксіально-симетричних структур зумовлений як унікальністю їхніх фізичних властивостей, так і низкою важливих практичних застосувань. Так, під час проектування різного роду функціональних пристроїв НВЧ і КВЧ діапазонів (наприклад, неvistупаючих антенних систем, перетворювачів хвиль, елементів систем дальнього зв'язку) виникає необхідність дослідження питання про трансформацію хвильоводних хвиль або випромінювання у вільний простір на ділянці хвильоводу з поперечними (відносно напрямку поширення хвильоводних хвиль) щілинами. У загальному випадку дифраговані поля в цій ситуації мають континуальний просторовий спектр, однак, наближений розв'язок задачі за використання деяких спрощень вдається побудувати, використовуючи матричні, а не інтегральні оператори розсіювання.

Припущенням, що спрощує, є припущення про нехтувану малість взаємного впливу щілин у хвильоводі, зумовленого полем випромінювання щілин у вільний простір. У такому наближенні поле, випромінене з будь-якої щілини у вільний простір, не спричиняє змін комплексних амплітуд хвильоводних хвиль на ділянках хвильоводу з іншими щілинами. Похибка такого наближеного розв'язання буде тим меншою, чим вужчі щілини і чим більший період їх розміщення порівняно з довжиною хвилі. Модельна за своєю суттю електродинамічна задача становить інтерес не тільки в методичному плані, а й представляє інтерес для хвильоводних і антенних застосувань. Крім того, розв'язок для випадку вузької щілини дає змогу провести порівняння з відомими з літератури експериментальними даними, а також з розв'язками, отриманими за допомогою евристичних методів, і визначити межі їхньої застосовності.

Дотримуючись ідей роботи [20], можна побудувати алгоритм знаходження розсіяного поля від напівнескінченної системи ідентичних об'єктів. Будемо припускати, що окремо взятий «елементарний» об'єкт структури характеризується операторами відбиття r і проходження t . Задача полягає в побудові сумарного оператора розсіювання всієї структури R .

Ключовою задачею у цьому разі є задача про дифракцію хвильоводної хвилі на аксіальній щілині в стінці круглого хвильоводу, а ключовим елементом структури є з'єднання двох співвісних круглих хвильоводів (рис. 2.1).

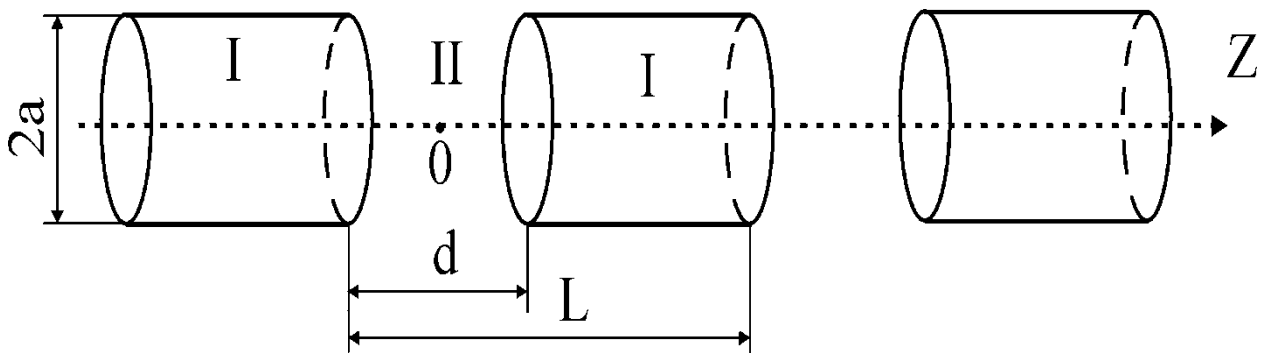


Рис. 2.1 Зовнішній вигляд структури

2.1 Гранична задача для ключової структури

Будемо розглядати електродинамічну структуру, зображену на рис. 2.1. Нехай із лівого напівнескінченного хвильоводу на щілину набігає одна із симетричних хвиль електричного типу E_{0p} ($p = 1, 2, \dots$) одиничної амплітуди. Задача полягає в знаходженні розсіяного щілиною поля, тобто відбитого назад і такого, що пройшло в правий хвильовід, а також випроміненого через щілину в навколишній простір.

Уведемо циліндричну систему координат, де d - ширина щілини, $2a$ - діаметр хвильоводу, залежність від часу оберемо у вигляді $\exp(-j\omega t)$, яку в

подальших викладеннях будемо опускати. Зауважимо, що задача має аксіальну симетрію.

Повне поле $U(r, z)$, яке утворюється в результаті дифракції повинно задовольняти таким умовам:

1. Рівнянню Гельмгольца в областях регулярності хвилеводу.
2. Умовам безперервності разом зі своєю нормальною похідною $\partial U(r, z)/\partial z$ під час переходу через межу розділу регулярних ділянок хвилеводу.
3. Граничним умовам на металі: $\partial U/\partial n = 0$, у тому числі й на торцевій поверхні щілини (\vec{n} - нормаль до поверхні металу).

Крім того, для єдиності розв'язку необхідне виконання ще двох умов:

- 1*. Умові випромінювання у формі принципу граничного поглинання.
- 2*. Умові скінченності енергії в скінченному обсязі простору:

$$\int (|U|^2 + |\text{grad}U|^2) dv < \infty.$$

Ця умова вимагає, щоб при наближенні до ребра поле зменшувалося не гірше, ніж $\rho^{-1/2}$, де ρ - відстань до ребра. У розглянутому випадку кут розкриття ребра $\phi = 3\pi/2$ і, як випливає з відомих робіт [8] $H_\phi \sim \rho^{-1/3}$, $\partial(rH_\phi)/\partial r$, і $\partial H_\phi/\partial z \sim \rho^{-2/3}$ при $\rho \rightarrow 0$.

Крім того, відомий факт [11], що у випадку середовища з поглинанням ($k = k' + ik''$) вище згадані умови забезпечують єдиність розв'язку початкової електродинамічної задачі. Далі розглядатимемо всі одержувані розв'язки як границі, отримані за $k'' \rightarrow 0$.

Необхідно зазначити, що хвилі E_{0p} -типу мають лише поздовжню поверхневу компоненту електричного струму (у наших позначеннях $j_z = f(z)$).

Будемо шукати поля в часткових областях у вигляді розкладень в інтегралі Фур'є за власними функціями круглого хвилеводу. Єдина відмінна від нуля компонента магнітного поля H_ϕ може бути представлена у вигляді:

$$H_{\varphi}^{(1,2)}(r, z) = \begin{cases} \frac{ikh}{a} \int_{-\infty}^{\infty} F(\beta) J_1(hr/a) \exp(i\beta z/a) d\beta; & r \leq a, \\ \frac{ikh}{a} \int_{-\infty}^{\infty} F(\beta) \frac{J_0(h)}{H_0^{(1)}(h)} H_1^{(1)}(hr/a) \exp(i\beta z/a) d\beta; & r \geq a. \end{cases} \quad (2.1)$$

У виразі (2.1) прийнято такі позначення: $J_0(x)$, $J_1(x)$ - функції Бесселя I-го роду; $H_0^{(1)}(x)$, $H_1^{(1)}(x)$ - функції Бесселя III-го роду; $\beta_n = \sqrt{\xi^2 - \mu_n^2}$ - позадвжняя постійна поширення вздовж осі z n -ої хвилі; $\xi = ka$; $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$; μ_n n - корінь - корінь функції Бесселя $J_0(x)$; $h = \sqrt{\xi^2 - \beta^2}$ - поперечне хвильове число. Причому у виразі для поперечної постійної поширення обрано ту гілку кореня, для якої $\text{Im} h > 0$ при $|\beta| \rightarrow \infty$ уздовж дійсної вісі.

У поданні (2.1) функція задовольняє хвильовому рівнянню та забезпечує безперервність електричного поля у всьому просторі.

Обернення в нуль тангенціальної складової повного електричного поля на поверхні хвилеводів та відсутність струмів на щілині призводить до системи парних інтегральних рівнянь:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{X_n(\beta)}{h^2 J_0(h) H_0^{(1)}(h)} \exp(i\beta z/a) d\beta = -\frac{i\pi a^3}{2\mu_n} J_1(\mu_n) \exp(i\beta_n z/a), \quad |z| < d/2, \quad (2.2)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} X_n(\beta) \exp(i\beta z/a) d\beta = 0, \quad |z| > d/2. \quad (2.3)$$

Рівняння (2.2) та (2.3) записані з урахуванням виразу для вронскіана для функцій Бесселя у вигляді $J_0(x)H_1^{(1)}(x) - J_1(x)H_0^{(1)}(x) = 2/\pi ix$ та введеного позначення $X_n(\beta) = F_n(\beta)h^2 J_0(h)H_0^{(1)}(h)$.

Таким чином, задача зводиться до знаходження функції $X_n(\beta)$, яка з точністю до постійного множника є перетворенням Фур'є тангенціальної складової вектора електричного поля E_z на щілини:

$$E_z^{(1)} \Big|_{\rho=a} = \frac{1}{a^3} \int_{-\infty}^{\infty} X_n(\beta) \exp(i\beta z/a) d\beta. \quad (2.4)$$

Розв'язання системи рівнянь (2.2)-(2.3) може бути проведено різними методами [13].

2.2 Наближений розв'язок граничної задачі для випадку вузької щілини

Система рівнянь у вигляді (2.2)-(2.3) дає змогу знаходити розв'язок граничної задачі для довільних параметрів структури (зокрема, для будь-якого розміру ширини щілини). Найцікавішим з точки зору практичних застосувань є випадок вузьких (порівняно з довжиною хвилі) щілин. Обмежимося розглядом цього випадку. Розв'язання проведемо методом моментів [13].

Відомо, що електричне поле E_z має кореневу особливість на краю щілини, тому доцільно як функції, що апроксимують це поле, вибрати функції типу $T_n(z) \left[1 - \left(\frac{2z}{d} \right)^2 \right]^{-1/2}$, де $T_n(z)$ - поліноми Чебишева I-го роду.

Уведемо параметр вузькості щілини $\zeta = \frac{d}{2a}$ і здійснимо заміну змінних

у рівняння (2.2)-(2.3) $t = \frac{2z}{d}$:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{X_n(\beta)}{h^2 J_0(h) H_0^{(1)}(h)} \exp(i\beta \zeta t) d\beta + \frac{i\pi a^3}{2\mu_n} J_1(\mu_n) \exp(i\beta_n \zeta t) = 0; \quad |t| \leq 1,$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} X_n(\beta) \exp(i\beta \zeta t) d\beta = 0; \quad |t| \geq 1. \quad (2.5)$$

Таким чином, функція E_z може бути представлена у вигляді:

$$f(t) = E_z(t) = \frac{1}{a^3} \int_{-\infty}^{\infty} X_n(\beta) \exp(i\beta\zeta t) d\beta = \begin{cases} T_n \frac{1}{\sqrt{1-t^2}}; & |t| < 1, \\ 0 & |t| > 1 \end{cases}. \quad (2.6)$$

Оскільки шукана функція $X_n(\beta)$ є Фур'є-перетворенням від функції $E_z(t) = f(t)$, а як відомо [14], перетворення Фур'є від поліномів Чебишева можна подати у вигляді рядів функцій Бесселя та їхніх похідних до N порядку, то шукану функцію $X_n(\beta)$ можна подати у вигляді розкладання в ряд за функціями Бесселя з невизначеними коефіцієнтами у вигляді:

$$X_n(\beta) = \frac{\zeta a^3}{2\pi} \int_{-1}^1 \frac{T_N(t)}{\sqrt{1-t^2}} \exp(i\beta\zeta t) dt = \frac{\zeta a^3}{2} \sum_{k=0}^N M_k J_k(\beta_n \zeta). \quad (2.7)$$

Підставляючи вираз (2.7) у (2.5) і враховуючи чинники повноти та лінійної незалежності системи базисних функцій на інтервалі $[-1,1]$, отримаємо систему лінійних алгебраїчних рівнянь I роду для визначення коефіцієнтів M_k :

$$\frac{\zeta a^3}{2} \sum_{k=0}^N M_k \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_k(\beta\zeta) J_m(\beta\zeta)}{h^2 J_0(h) H_0^{(1)}(h)} d\beta + \frac{i\pi a^3}{2\mu_n} J_1(\mu_n) J_m(\beta_n \zeta) = 0; \quad (m = 0, 1, \dots, N). \quad (2.8)$$

У розглянутому випадку вузької щілини під час обчислення $X_n(\beta)$ можна обмежитися першими двома членами ряду, тобто наближенням заданого поля. Як показано в роботах [16,17], для характеристик поля в дальній зоні, зокрема матриці розсіювання, метод «заданого поля» дає правильні результати аж до другого наближення за параметром вузькості щілини, що пов'язано зі стаціонарною залежністю поля в дальній зоні від розподілу поля на щілині.

Знайдені в такий спосіб функції $X_n(\beta)$ дають змогу визначити елементи матриці розсіювання за струмом у вигляді:

$$R_{np} = \frac{i\pi\mu_n}{J_1(\mu_n)} \frac{\mu_p}{\beta_p} X_n(-\beta_n),$$

$$T_{np} = \delta_{np} + \frac{i\pi\mu_n}{J_1(\mu_n)} \frac{\mu_p}{\beta_p} X_n(\beta_n), \quad n, p \leq m, \quad (2.9)$$

де δ_{np} - символ Кронекера. Ці матриці дають у загальному вигляді матричні оператори відбиття і проходження одиночної щілини, відповідно. У разі одномодового режиму оператори будуть являти собою лише коефіцієнти відбиття і проходження.

2.3 Математичне моделювання розсіювання аксіально-симетричних хвиль на одиночній аксіальній щілині, напівнескінченній періодичній послідовності та обмеженої послідовності аксіальних щілин

Використовуючи отримані вирази для коефіцієнтів відбиття і проходження за струмом для поодинокій щілини, було здійснено моделювання цих функціональних залежностей у широкому частотному діапазоні та в діапазоні значень параметра вузькості щілини $\zeta = 0,01 \dots 0,2$ під час поширення у хвилеводі хвилі E_{01} . Відповідні функціональні залежності подано на рис. 2.3, 2.4. Слід зазначити одну загальну особливість, властиву всім частотним залежностям енергетичних характеристик. Ця особливість полягає у специфічній нерегулярній поведінці поблизу критичних частот збудження власних мод круглого хвилеводу ($\mu_n; n = 1, 2, \dots$). Порівняння цих результатів із чисельними значеннями, відомими з літературних джерел, показує істотніший вплив кільцевої щілини на процес поширення хвиль типу E_{0n} порівняно з хвилями типу H_{0n} .

Будь-яка хвиля E_{0n} , що набігає на щілинне зчленування з частотою, близькою до однієї з критичних частот хвиль E_{0m} вищого індексу $m > n$, проходить у другий хвилевід, практично не випромінюючись і не трансформуючись в інші моди. За частоти, що наближається до власної критичної, хвиля E_{0n} майже повністю відбивається назад, лише трохи проходячи в другий хвилевід, трансформуючись в інші хвилі та випромінюючись зі щілини.

Очевидно, що величина, випромінюваної зі щілини енергії, визначає ступінь впливу другого хвилеводу на значення коефіцієнтів відбиття хвиль.

Знайдені значення коефіцієнтів відбиття і проходження одиночної вузької щілини можуть бути обрані як початкове наближення під час розрахунку сумарного коефіцієнта відбиття напівбезкінечної послідовності вузьких кільцевих щілин у круглому хвилеводі - розв'язок рівняння (1.4). Це рівняння належить до класу нелінійних рівнянь другого роду. Кращим методом розв'язання такого роду рівнянь є метод Ньютона, особливо в тих випадках, коли нульове початкове наближення розташоване далеко від кореня або поблизу від тих значень, де функція $f(R) = R - r - t[I - \phi R \phi r]^{-1} \phi R \phi t$ зазнає різких зламів. Відомі й деякі процедури, що дають змогу знаходити достатньо оптимальне початкове наближення для ітераційної процедури методу Ньютона. Разом з тим, достатні умови збіжності ітераційного процесу методу Ньютона є досить жорсткими. Так у нормі простору l_n^∞ вони записуються у вигляді:

$$2D \left\| [f'(R^{(0)})]^{-1} \right\|^2 \|f(R^{(0)})\| \leq 1 \text{ при } D \geq \max_{1 \leq i \leq n} \sum_{j=1}^n \sum_{s=1}^n \left| \frac{\partial^2 f_i(R)}{\partial R_j \partial R_s} \right|, R \in X \subseteq l_n^\infty.$$

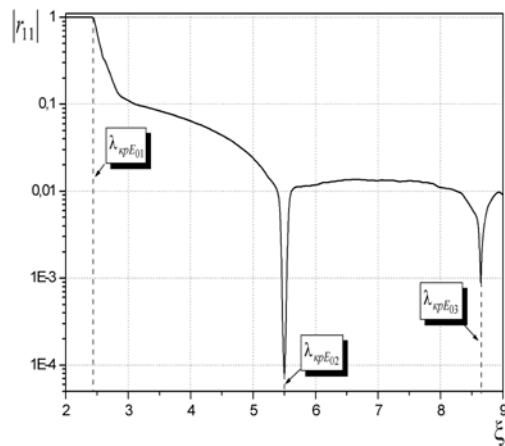


Рис. 2.3. Залежність $|r_{11}|$ одиночної щілини від частотного параметра ξ .

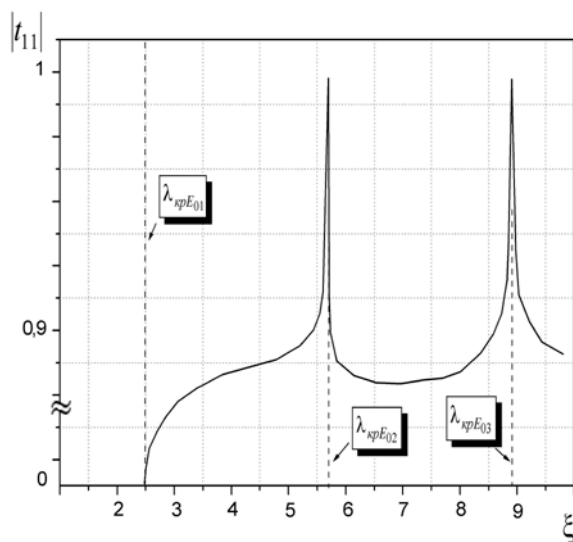


Рис. 2.4. Залежність $|t_{11}|$ одиночної щілини від частотного параметра ξ .

Припускаючи, що функція $f(R)$ є речовозначною, а опукла і замкнута область X містить усі наближення ітераційного процесу, обчислювальну процедуру знаходження початкового наближення можна організувати за схемою:

$$R^{(k+1)} = R^{(k)} - [f'(R^{(k)})]^{-1} \varepsilon^{(k)}, \quad k = 0, 1, \dots \quad (2.10)$$

$$\text{де } \varepsilon^{(k)} = (\varepsilon_1^{(k)}, \varepsilon_2^{(k)}, \dots, \varepsilon_n^{(k)}); |\varepsilon_i^{(k)}| = \min \left\{ |f(R^{(k)})|, 1 / \left(2D \left\| [f'(R^{(k)})]^{-1} \right\|^2 \right) \right\};$$

$\text{sign } \varepsilon_i^{(k)} = \text{sign } f_i(R^{(k)})$, n - розмірність матриць, які апроксимують оператор R .

2.3.1 Моделювання поверхневих струмів на внутрішній поверхні хвилеводу та діаграм спрямованості

Відомо, що основною хвилею круглого хвилеводу є хвиля H_{11} . Для обраних розмірів хвилеводу (внутрішній діаметр $2a=29$ мм) критична частота типу H_{11} дорівнює 6.07 ГГц ($\lambda_{кр} = 4.94$ см), а перша аксіально-симетрична хвиля E_{01} має критичну 7.937 ГГц ($\lambda_{кр} = 3.78$ см).

Якщо розглядати досить широкий діапазон частот (починаючи з критичної частоти основного типу), то можна простежити динаміку взаємодії щілини і падаючої хвилі.

На рис. 2.5 наведено структуру густини струмів на внутрішній поверхні хвилеводу на частоті $F = 6.5$ ГГц, виконану в рамках методу кольорової шкали. Кольорова шкала в А/м наведена з боку. Хвилевід розрізаний за діаметром.

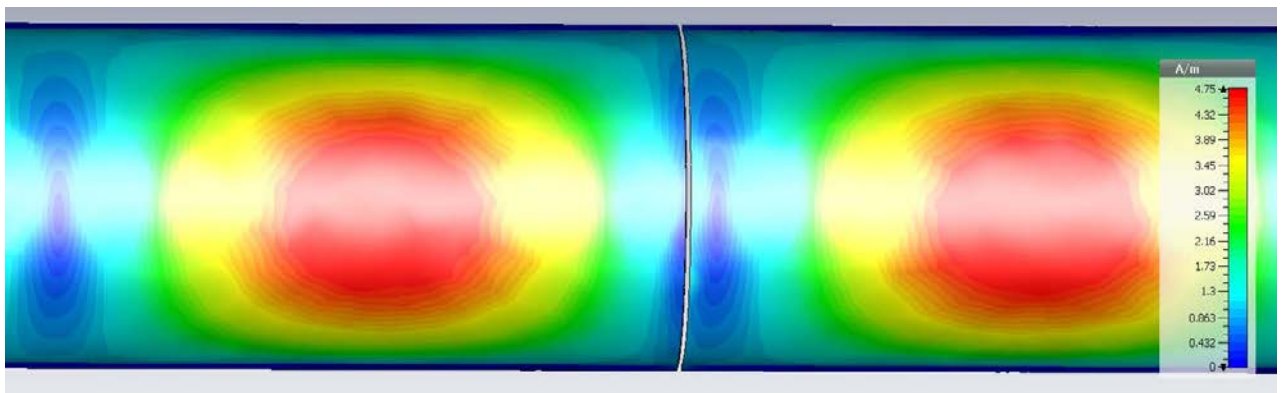


Рис. 2.5 Структура густини струмів хвилі H_{11} на внутрішній поверхні хвилеводу на частоті $F = 6.5$ ГГц

Аналіз наведеного зображення показує, що вузька щілина (параметр вузькості щілини $\zeta = 0.017$) практично не впливає на хвилю типу H_{11} , що поширюється. Не фіксується і помітного збудження апертури щілини. Помітна лише невелика деформація структури розподілу струмів.

Якщо на одиночну щілину набігає хвиля E_{01} , а частота $F = 8.5$ ГГц знаходиться поблизу від критичної частоти, то спостерігається інший механізм взаємодії. Більша частина падаючої хвилі відбивається в бік джерела, дуже невелика частина проходить у другий хвилевід, і значна частина випромінюється зі щілини. Така картина продемонстрована на рис. 2.6.

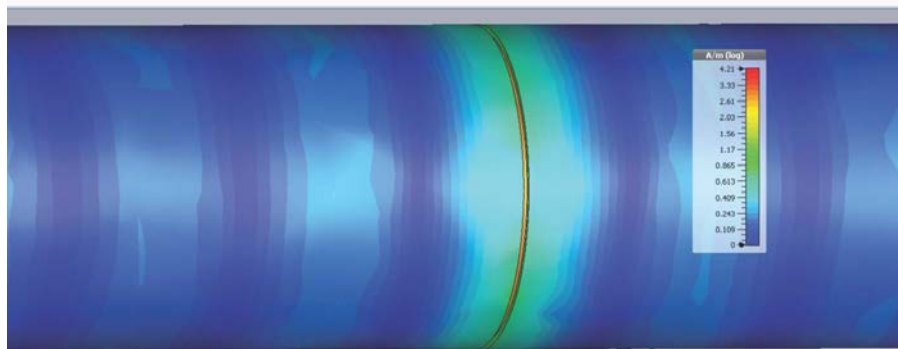


Рис. 2.6 Структура густини струмів хвилі E_{01} на внутрішній поверхні хвилеводу на частоті $F = 8.5$ ГГц

Випромінювання зі щілини демонструє рис. 2.7. Напруженість поля на щілині становить приблизно 3100 А/м.

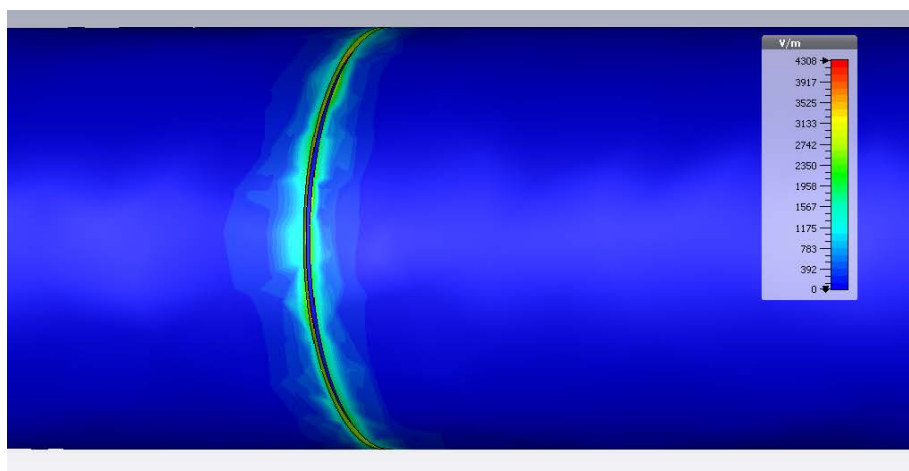


Рис. 2.7 Електричне поле хвилі E_{01} на щілині на частоті $F = 8.5$ ГГц

Аналіз цього зображення показує, що розподіл електричного поля на щілині є вкрай нерівномірним. Порушена також симетрія розподілу електричного поля на щілині.

На рис. 2.8 представлено діаграму спрямованості випромінювання поодинокій щілині на частоті $F = 8.5$ ГГц для хвилі E_{01} (поширення хвилі відбувається вдовж вісі OZ).

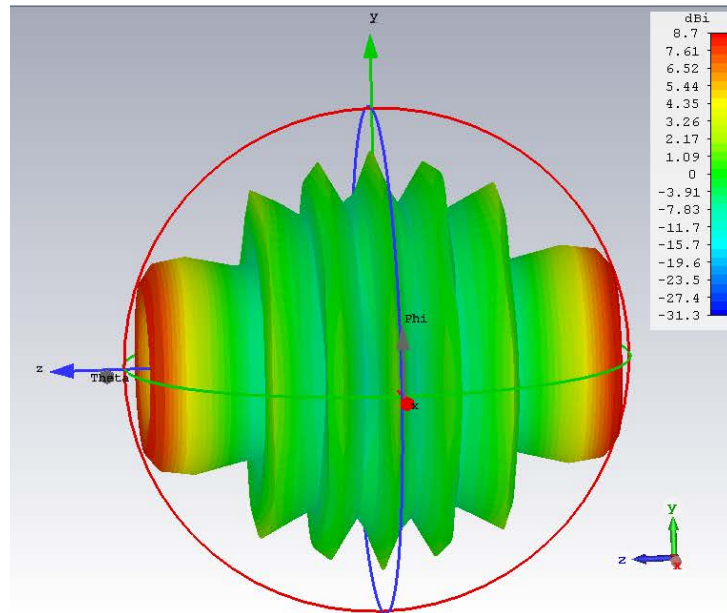


Рис. 2.8 Діаграма спрямованості випромінювання однієї щілини на E_{01} хвилі на частоті $F = 8.5$ ГГц

Як можна бачити, максимуми випромінювання зміщені по відношенню центра щілини. Діаграма практично симетрична. У максимумі величина випроміненої потужності становить 8.7 dBi (за класифікацією IEEE).

Збільшення кількості щілин і перехід до їхнього періодичного розташування призводить до необхідності розв'язання питання про взаємний вплив щілин за вільним простором. Однак, якщо період розташування щілин L буде порівняним або буде великим порівняно з довжиною хвилі λ , то взаємним впливом щілин за вільним простором можна знехтувати.

Як приклад розглянемо електродинамічну структуру, що являє собою відрізок круглого хвилеводу з трьома еквідистантно розташованими

аксіально-симетричними щілинами. Передбачається, що у хвилеводі одночасно поширюються дві хвилі H_{11} і E_{01} . Ширина щілини $d = 0.5$ мм, відстань між щілинами $L = 3.7$ см, середня довжина хвилі діапазону $\lambda = 3.5$ см (тобто виконується необхідна умова відсутності взаємного впливу щілин за вільним простором).

На рис. 2.9 представлено розподіл поверхневих струмів на стінках хвилеводу (хвилевід розсічений уздовж поздовжньої осі) на H_{11} типі на частоті $F = 6.5$ ГГц. Хвиля на щілинні неоднорідності набігає справа.

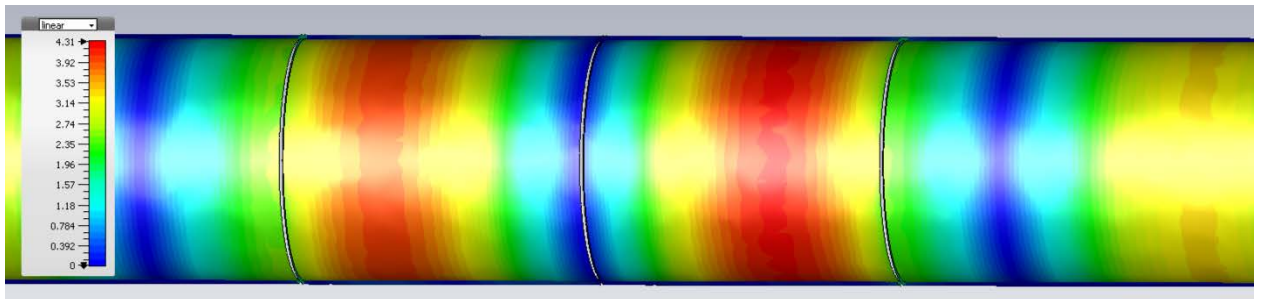


Рис. 2.9 Розподіл щільності струмів на стінках хвилеводу на частоті $F = 6.5$ ГГц хвилі H_{11} типу

З рисунка очевидно, що хвиля проходить у ту частину хвилеводу, де відсутні щілинні неоднорідності. Однак у просторі між щілинними неоднорідностями ідентифікується збільшення щільності струмів, що свідчить про виникнення локального резонансу.

Якщо подивитися на розподіл електричного поля на самих щілинах із зовнішнього боку хвилеводу (рис. 2.10), то можна ідентифікувати активне збудження крайніх щілин, водночас центральна щілина збуджується істотно менше.

У разі збільшення частоти до значення $F = 8.5$ ГГц (з'являється можливість для поширення хвилі E_{01} типу) картина розподілу щільності поверхневих струмів змінюється принциповим чином. Хвилі також набігають на неоднорідності справа.

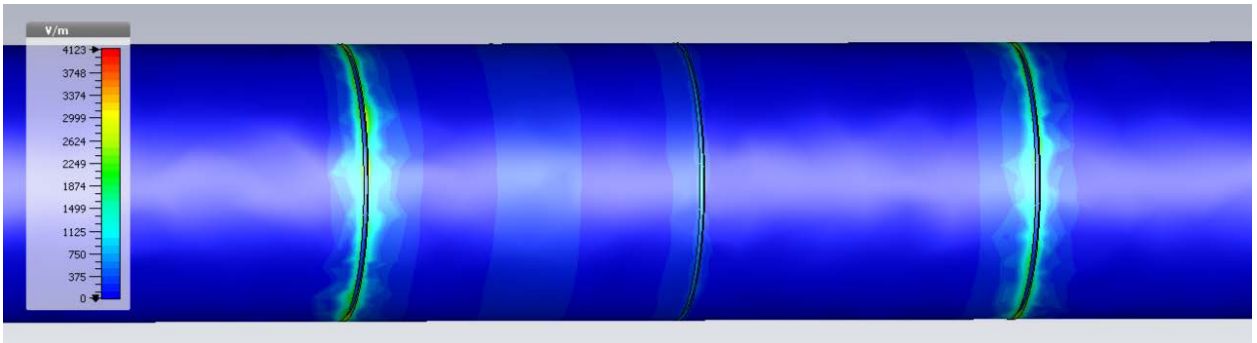


Рис. 2.10 Розподіл електричного поля на щілинах з зовнішньої сторони хвилеводу на частоті $F = 6.5$ ГГц хвилі H_{11} типу

Картина розподілу щільності поверхневих струмів представлена на рис. 2.11.

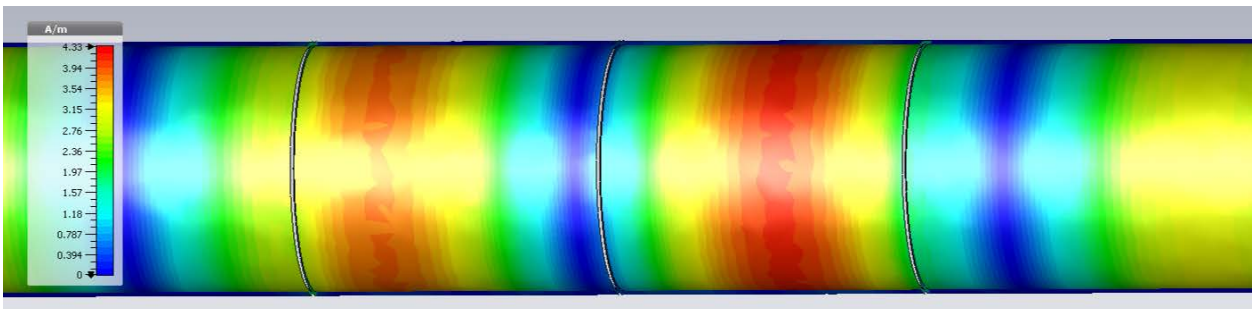


Рис. 2.11 Розподіл щільності струмів на внутрішньої поверхні хвилеводу на частоті $F = 8.5$ ГГц

З аналізу розподілу ми бачимо, що досить гострий резонанс спостерігається тільки між першою і другою неоднорідностями. В інтервалі між другою і третьою неоднорідностями спостерігається сплеск амплітуди, проте його величина істотно менша порівняно з першим інтервалом.

Це свідчить про те, що після першої неоднорідності в частину, що залишилася, проходить менша величина потужності хвилі, що поширюється, а помітна частина потужності випромінюється через першу щілину.

Підтвердженням цього факту є діаграми спрямованості, представлені на рис. 2.12 і 2.13.

На рис. 2.12 представлено діаграму спрямованості на частоті $F = 6.5$ ГГц (у хвилеводі поширюється тільки хвиля H_{11} типу).

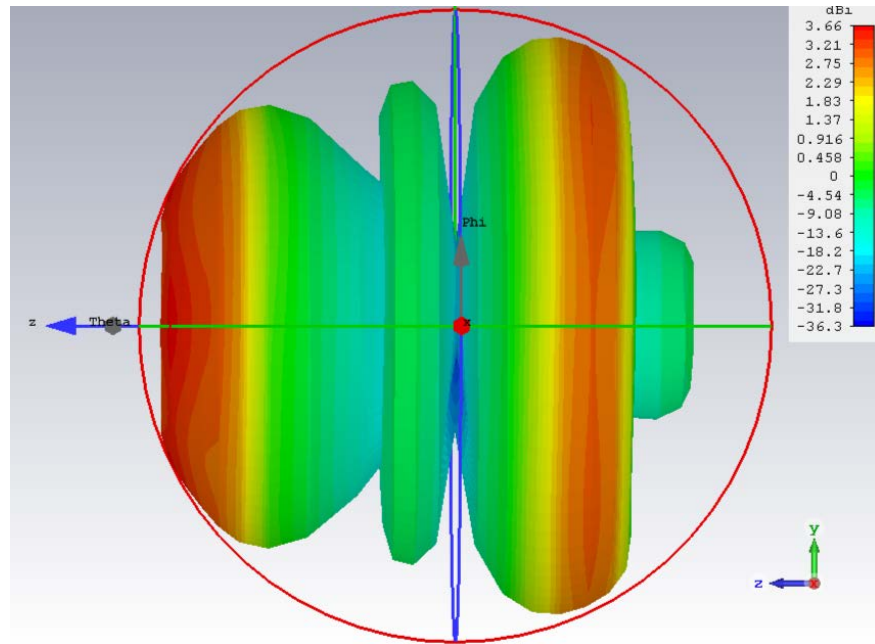


Рис. 2.12 Діаграма спрямованості на частоті $F = 6.5$ ГГц

З діаграми випливає, що максимальне випромінювання ідентифікується з першої та третьої щілини, а центральна щілина випромінює дуже слабо. Діаграма на рис. 2.13 демонструє на частоті $F = 8.5$ ГГц максимальне випромінювання з першої щілини, величина випромінювання з другої щілини виявляється меншою порівняно з першою, а випромінювання з третьої щілини істотно меншим, якщо порівнювати з випромінюванням першої та другої.

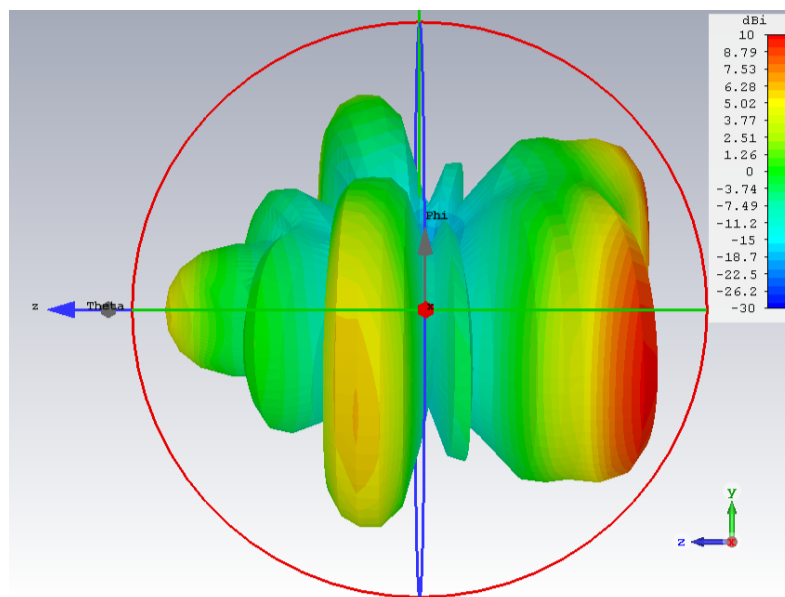


Рис. 2.13 Діаграма спрямованості на частоті $F = 8.5$ ГГц

Під час переходу від структур зі скінченним числом щілин до структур із напівнескінченними послідовностями щілин можна спостерігати суттєві зміни в амплітудно-частотних характеристиках, а саме появу так званих смуг прозорості та запирання.

На рис. 2.14 представлено типову функціональну залежність величини $|R|$ заданого типу хвилі від співвідношення параметрів L/λ , де L - період проходження щілин у системі.

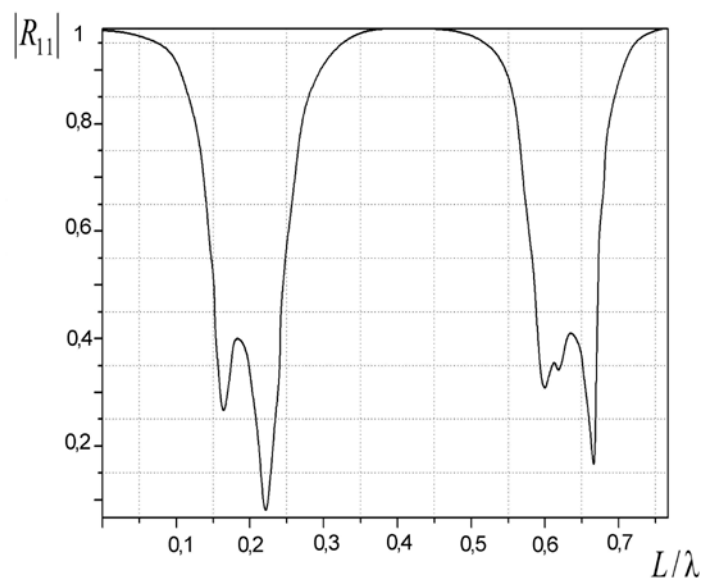


Рис. 2.14 Залежність $|R_{11}|$ від відносного частотного параметра L/λ

Як випливає з вигляду залежності, вона має коливальний характер, близький до періодичного зі значенням періоду, близьким до 0,5. Причому зони прозорості виявляються дещо ширшими за зони запирання. Деякі осциляції у функціональній залежності можуть бути пояснені використанням наближенням для ключового елемента, деякою недосконалістю обчислювальної процедури та помилками округлень, що накопичуються.

ВИСНОВКИ

У кваліфікаційній роботі досліджено електродинамічну структуру, що являє собою стик гладкого і секціонованого хвилеводів.

З використанням операторного методу знайдено розв'язок задачі дифракції аксіально-симетричних хвиль типу на напівнескінченній послідовності аксіально-симетричних щілин.

У стргій постановці знайдено розв'язок ключової задачі дифракції - хвиль на одиночній аксіально-симетричній щілині.

Здійснено аналіз характеристик розсіяного електромагнітного поля такою напівнескінченною структурою.

Основними особливостями отриманих теоретичних результатів є:

- використання своєрідної симетрії напівнескінченних структур;
- використання операторного методу як одного з варіантів методу напівобернення оператора граничної задачі;
- використання концепції власних хвиль аналогічної нескінченної періодичної структури для аналізу характеристик розсіяного напівнескінченною структурою поля.
- наявність в амплітудно-частотних характеристиках структур періодичних зон прозорості та запирання;
- можливість керування величинами загасання в зонах запирання і шириною самих зон запирання шляхом зміни геометричних параметрів і діелектричних констант самої структури.

Сукупність характерних особливостей скінченних періодичних структур дозволяє прогнозувати створення частотно-селективних пристроїв з високим рівнем характеристик.

Перелік використаних джерел

1. Grodnev I.I., Isaenko Yu.M., Malin V.V. Long-distance wave guides. – N-Y: McMillan, 1972. – 534 p.
2. Weight, D. Electromagnetic radiation from cylindrical systems. Springer, 1963. – 340 p.
3. Найденко В.І., Дубровка Ф.Ф. Аксиально-симетричні періодичні структури та резонатори. – Київ: Вища школа, 1985. – 224 с.
4. Litvinenko L.N., Soshnikov V.I. Theory of Non-Homogeneous Lines and Their Application in Radio Engineering. Springer, 1964. 535 p.
5. Litvinenko O.N., Soshnikov V.I. Schwingungssysteme aus Abschnitten heterogener Linien. – Nachrichten aus der Radiotechnik, 1972. – 144 S.
6. Shestopalov V.P. Die Riemann-Hilbert-Methode in der Theorie der Beugung und Ausbreitung elektromagnetischer Wellen. – Verlag der Staatlichen Universität Charkiw, 1971. – 239 S.
7. Mikhalevsky V.S. Elements of the Theory of Microwave Deceleration Systems. – Rostov University Press, 1964. – 231 p.
8. Meixner J. The behavior of electromagnetic fields at edges. – IEEE Trans., AP – 20, 1972. – No. 4. – P.442-446.
9. Nikolsky, V.V. Variational Methods for Internal Problems of Electrodynamics. Science, 1967. 345 pp.
10. Свешников А.Г. Принцип граничного поглинання для хвильоводів. – ДАН України, 1951. – 29. - № 3. – С. 345-347.
11. Свешников А.Г. До обґрунтування методу розрахунку нерегулярних хвильоводів. – Журнал вич. матем. і матем. фіз., 1963. – 3. - № 1. – С 170-1789.
12. Levin M.L. On the theory of slot antennas in a circular waveguide. – ZhTF, 1951. – 21. – No. 7. – pp. 772–783.
13. Лапта С.І., Сологуб В.Г. Вплив вузької поперечної щілини в круглому хвильоводі на поширення хвилі E_{0p} -типу. Тези доповідей

- Української республіканської науково-технічної конференції «Основні напрямки у розвитку радіоелектроніки, обчислювальної техніки та зв'язку», Київ, 1973. – Вип.3. – С.30.
- 14.Pierce J. Die Wanderwellenlampe. Springer, 1952. – S. 201.
- 15.Feld, Y.N. Fundamentals of Slot Antenna Theory. London, 1948, pp. 150–153.
- 16.Katarovich L.V., Akilov G.P. Functional Analysis in Normed Spaces. – Journal of Applied Mathematics, 1959. – 511 p.
- 17.Nefedov E.I., Fialkovsky A.T. Asymptotic theory of electromagnetic wave diffraction on finite structures. Science, 1972. 634 p.
- 18.Brillouin L. Journal of Applied Physics, 1948. – 19. – No 11. – P.1023-1041.
19. Вимірювання в електротехніці. Довідник під ред. Б.А.Доброхотова.- К: Наукова думка, 1965.- Т.1.- 288 с.
- 20.Reference book on waveguide technology elements / Edited by A.L. Feldstein. Applied Physics, 1963. 369 p.
- 21.Bondarenko I.K., Deineha G.A., Magrachev Z.V. Automation of measurements of microwave path parameters. – Applied Physics, 1969. – 303 p.
22. Tisher F. Measurement techniques at ultra-high frequencies. –State Publishing House of Physics and Mathematics Literature, 1963. – 367 p.
- 23.C.A.W. Vale , P. Meyer. A design procedure for co-existing multi-mode waveguide bandstop filters. Digest of IEEE Trans. Microwave and Techn, 2000. – MTT-22. - P. 345-348.
- 24.A.I. Khalil, M.B. Steer. A generalized scattering matrix method using the method of moments for electromagnetic analysis of multilayered structures in waveguide. IEEE Trans. Microwave and Techn, 1999. – MTT-47. - P. 2151-2157.
- 25.Donglin Su, Jun-Seok Park, Yongxi Qian, B. Houshmand, Tatsuo Itoh.

- Waveguide bandpass filter analysis and design using multimode parallel FDTD diakoptics. *IEEE Trans. Microwave and Techn*, 1999. – MTT-47. P. 867-876.
- 26.A.B. Yakovlev, S. Ortiz, M. Ozkar, A. Mortazawi and M.B. Steer. A waveguide-based aperture-coupled patch amplifier array-full-wave system analysis and experimental validation. *IEEE Trans. Microwave and Techn*, 2000. – MTT-48. – P. 2692-2699.

Додаток

Текст комп'ютерної програми для розрахунку сумарного коефіцієнта відбиття напівнескінченної послідовності аксіально-симетричних щілин

```
//програма рішення операторного уравнения

#include<stdio.h>
#include<math.h>
#include<complex.h>
#include<stdlib.h>
#include<conio.h>

typedef complex arr[100]; //описание типа для создания 2-х мерных динамических массивов

void matr(const char *str,int k ,complex c[][100]);
//чтение матрицы из файла
void print(int w,complex rr[][100]);
// печать матрицы
void sub(int k,complex M1[][100],complex M2[][100],complex M3[][100]);
// вычитание 2-х матриц (M1 - M2 ,результат в M3)
void sum(int k,complex M1[][100],complex M2[][100],complex M3[][100]);
// сложение 2-х матриц ( M1 + M2 ,результат в M3)
void mult(int k,complex M1[][100],complex M2[][100],complex M3[][100]);
// умножение 2-х матриц (M1 * M2 ,результат в M3)
double norma(int k,complex M1[][100]);
// нахождение энергетической нормы матрицы M1 (Евклидова норма)
// корень из суммы квадратов модулей всех элементов
void al_dop(int k,int q,int w,complex M1[][100],complex M2[][100]);
//входная матрица M1 , а M2 матрица алгебр. дополнения
complex det(int k,complex M[][100]);
// вычисляет определитель к.м.(комплексное число) с пом.
// метода Гауса , с выбором главного элемента.
void turn_m(int p,complex M1[][100],complex M2[][100]);
// ф-ция обращения матрицы
void predv_pr(int k,complex M1[][100],complex M2[][100]);
// переприсвоение матриц :M2 присвоить значение M1
void diag_m(int k,complex dd,complex M[][100]);
// функция получения диагональной матрицы
void AA(int k,complex f_f[][100],complex r_r[][100],complex R_0[][100],
        complex I_I[][100],complex A_A[][100]);
//функция вычисления A
void BB(int k,complex t_t[][100],complex A_A[][100],complex f_f[][100],
        complex B_B[][100]);
//функция вычисления B
void F_R0(int k,complex t_t[][100],complex r_r[][100],complex R_0[][100],
        complex B_B[][100],complex f_f[][100],complex F1[][100]);
//функция вычисления F(R0)
void dF_R0(int k,complex I_I[][100],complex A_A[][100],complex t_t[][100],
        complex r_r[][100],complex R_0[][100],
        complex B_B[][100],complex f_f[][100],complex F1[][100]);
```

```

//функция вычисления dF(R0)
void prn_f(const char *str ,int k ,complex *M[][100]);
//функция записи в файл
//-----
void matr(const char *str,int k,complex c[][100])//чтение матрицы из файла
{
    //файл содержит компл. числа в виде (re,im)
    int i,j,t;
    double g;
    float *m;
    m= new float [10000];
    FILE *fp;
    char ch;
    //---
    if ((fp=fopen(str, "rt"))==NULL)
    { cout<<"Ошибка открытия файла "<<str<<":\n";
      cout<<"исправьте ошибку и запустите программу еще раз\n";
      getch();
      exit(1);
    }
    i=0;
    while(!feof(fp))
    {
        ch=getc(fp);
        if (ch=='(')
            { i++;
              fscanf(fp,"%e%*c%e",&m[i],&m[i++]);
            }
    }
    fclose(fp);
    if (i==0)
    { cout<<"Неверный формат данных в файле "<<str<<" , или файл пуст:\n";
      cout<<"исправьте ошибку и запустите программу еще раз\n";
      getch();
      exit(1);
    }

    if (modf(sqrt(i/2),&g)!=0)
    { cout<<"Неверный формат данных в файле "<<str<<" , матрица не квадратная:\n";
      cout<<"исправьте ошибку и запустите программу еще раз\n";
      getch();
      exit(1);
    }
    if (k!=sqrt(i/2))
    { cout<<"Неверный формат данных в файле "<<str<<" , несовпадение размеров\n";
      cout<<" матриц : исправьте ошибку и запустите программу еще раз\n";
      getch();
      exit(1);
    }
    t=1;
    for (i=1;i<=k;i++)
        for (j=1;j<=k;j++)
            { c[i][j]=complex(double(m[t]),double(m[t++]));
    }
}

```

```

        t++;
    }
delete []m;
}

//-----
void print(int w,complex rr[][100])
{ int i,j;          // печать матрицы
  cout<<"MATRIX R:\n\n";
  for (i=1;i<=w;i++)
    for(j=1;j<=w;j++)
      { cout<<rr[i][j]<<" ";
        if(j==w) cout<<"\n";
      }
  cout<<"\n";
}
//-----
void sub(int k,complex M1[][100],complex M2[][100],complex M3[][100])
{ // вычитание 2-х матриц (M1 - M2 ,результат в M3)
  int i,j;
  for(i=1;i<=k;i++)
    for(j=1;j<=k;j++) M3[i][j]=M1[i][j]-M2[i][j];
}
//-----
void sum(int k,complex M1[][100],complex M2[][100],complex M3[][100])
{ // сложение 2-х матриц ( M1 + M2 ,результат в M3)
  int i,j;
  for(i=1;i<=k;i++)
    for(j=1;j<=k;j++) M3[i][j]=M1[i][j]+M2[i][j];
}
//-----
void mult(int k,complex M1[][100],complex M2[][100],complex M3[][100])
{ // умножение 2-х матриц (M1 * M2 ,результат в M3)
  int i,j,n;
  complex s;
  arr *L=new arr[100];
  for(i=1;i<=k;i++)
    for(j=1;j<=k;j++)
      { s=complex(0,0);
        for (n=1;n<=k;n++) s=s+M1[i][n]*M2[n][j];
        L[i][j]=s;
      }
  for(i=1;i<=k;i++)
    for(j=1;j<=k;j++) M3[i][j]=L[i][j];
  delete []L;
}
//-----
double norma(int k,complex M1[][100])
{ // нахождение энергетической нормы матрицы M1(Евклидова норма)
  // корень из суммы квадратов модулей всех элементов
  int i,j;
  double s,l;

```

```

s=0;
for(i=1;i<=k;i++)
  for(j=1;j<=k;j++)
    { l=sqrt(norm(M1[i][j]));
      s=s+l*I;
    }
return sqrt(s);
}
//-----
void al_dop(int k,int q,int w,complex M1[][100],complex M2[][100])
{ //входная матрица M1 , а M2 матрица алгебр. дополнения
  int i,j,z,v; // q номер строки , w номер столбца.
  z=1;
  v=0;
  for(i=1;i<=k;i++)
  {
    if (i==q) continue;//переход к следующей итерации цикла по i
    for(j=1;j<=k;j++)
      { if (j==w) continue;//переход к следующей итерации цикла по j
        if (v==(k-1)) {z++; v=0;}
        v++;
        M2[z][v]=M1[i][j];
      }
  }
}
//-----
complex det(int k,complex M22[][100])
{ // вычисляет определитель к.м.(комплексное число) с пом.
  int i,j,q,c; // метода Гауса , с выбором главного элемента.
  complex s,max,w;
  arr *M=new arr[100];
  //-----
  if(k==1) s=M22[1][1];
  else
  {
    for(i=1;i<=k;i++) //блок переприсвоения матриц
      for(j=1;j<=k;j++) M[i][j]=M22[i][j];
    //-----
    for(i=1;i<=k;i++) //блок определения нулевой строки
      for(j=1;j<=k;j++)
        if (sqrt(norm(M[i][j]))!=0) break;
        else if(j==k) {cout<<1; return complex(0,0);}
    //-----
    for(j=1;j<=k;j++) //блок определения нулевого столбца
      for(i=1;i<=k;i++)
        if (sqrt(norm(M[i][j]))!=0) break;
        else if(i==k){cout<<2; return complex(0,0);}
    //-----
    w=complex(1,0); //переменная учитывает знак перед определителем
    for (j=1;j<k;j++) // при перестановке в нем строк
      { max=complex(0,0);
        for (c=j;c<=k;c++)

```

```

    if (sqrt(norm(M[c][j]))>sqrt(norm(max)))
        { max=M[c][j];
          q=c;//номер строки
        }
    if(sqrt(norm(max))==0) return complex(0,0);
    if (q!=j) //блок перестановки строк
        {if(fmod(double(q-j),2)!=0) w=w*complex(-1,0);
          for(c=j;c<=k;c++)
              { s=M[j][c];
                M[j][c]=M[q][c];
                M[q][c]=s;
              }
        }
    for (i=j+1;i<=k;i++)
        { max=M[i][j]/M[j][j];
          for(c=j;c<=k;c++) M[i][c]=M[i][c]-max*M[j][c];
        }
    }
    s=w*complex(1,0);
    for(i=1;i<=k;i++)
        { if(sqrt(norm(M[i][i]))==0) return complex(0,0);
          s=s*M[i][i];
        }
    }
delete []M;
return s;
}
//-----
void turn_m(int p,complex M1[][100],complex M2[][100])
{ // ф-ция обращения матрицы
  int i,j;
  complex c,s,h;
  arr *A=new arr[100];
  if (p==1) M2[1][1]=1/M1[1][1];
  else
  {
    s=det(p,M1);
    if(sqrt(norm(s))==0)
      { cout<<"Неверный формат данных:\n";
        cout<<"невозможно получить обратную матрицу\n";
        cout<<"(определитель стоящий в знаменателе зануляется) ,\n";
        cout<<"исправьте ошибку и запустите программу еще раз\n";
        getch();
        exit(1);
      }
    }
  for (i=1;i<=p;i++)
    for(j=1;j<=p;j++)
      { c=complex(1,0);
        if(fmod(double(i+j),2)!=0) c=complex(-1,0);
        al_dop(p,i,j,M1,A);
        h=det(p-1,A);
        M2[i][j]=c*h/s;
      }
}

```

```

    }
}
delete []A;
}
//-----
void predv_pr(int k,complex M1[][100],complex M2[][100])
{ // переприсвоение матриц :M2 присвоить значение M1
int i,j;
for(i=1;i<=k;i++)
for(j=1;j<=k;j++) M2[i][j]=M1[i][j];
}
//-----
void diag_m(int k,complex dd,complex M[][100])
{ // функция получения единичной матрицы
int i;
for(i=1;i<=k;i++) M[i][i]=dd;
}
//-----
void AA(int k,complex f_f[][100],complex r_r[][100],complex R_0[][100],
complex I_I[][100],complex A_A[][100])
{ //функция вычисления A //f_f матрица f
arr *s=new arr[100]; //r_r матрица r
mult(k,f_f,R_0,s); //R_0 матрица R0
mult(k,s,f_f,s);
mult(k,s,r_r,s); //I_I матрица I
sub(k,I_I,s,A_A); //A_A возвратная матрица для A
delete []s;
}
//-----
void BB(int k,complex t_t[][100],complex A_A[][100],complex f_f[][100],
complex B_B[][100])
{ //функция вычисления B //t_t матрица t
arr *s=new arr[100]; //A_A матрица A
turn_m(k,A_A,s); //f_f матрица f
mult(k,t_t,s,B_B);
mult(k,B_B,f_f,B_B); //B_B возвратная матрица для B
delete []s;
}
//-----
void F_R0(int k,complex t_t[][100],complex r_r[][100],complex R_0[][100],
complex B_B[][100],complex f_f[][100],complex F1[][100])
{ //функция вычисления F(R0) //t_t матрица t
//r_r матрица r
arr *s=new arr[100]; //R_0 матрица R0
mult(k,B_B,R_0,s); //B_B матрица B
mult(k,s,f_f,s); //f_f матрица f
mult(k,s,t_t,s); //F1 возвратная матрица для F
sub(k,R_0,r_r,F1);
sub(k,F1,s,F1);
delete []s;
}
//-----

```

```

void dF_R0(int k,complex I_I[][100],complex A_A[][100],complex t_t[][100],
          complex r_r[][100],complex R_0[][100],complex B_B[][100],
          complex f_f[][100],complex F1[][100])
{ //функция вычисления dF(R0) //r_r матрица r
  arr *s=new arr[100];
  arr *g=new arr[100];
  arr *L=new arr[100]; //R_0 матрица R0
  mult(k,t_t,A_A,s);
  mult(k,s,f_f,s); //B_B матрица B
  mult(k,s,f_f,s); //f_f матрица f
  mult(k,s,r_r,s); //A_A матрица A
  mult(k,s,f_f,s); //t_t матрица t
  mult(k,s,R_0,s); //r_r матрица r
  mult(k,s,f_f,s); //I_I матрица I
  mult(k,s,t_t,s); //F1 возвратная матрица для F
  mult(k,B_B,f_f,g);
  mult(k,g,t_t,g);
  sub(k,I_I,g,L);
  sub(k,L,s,L);
  turn_m(k,L,F1);
  delete []s,g,L;
}
//-----
void prn_f(const char *str ,int k ,complex M[][100])
{ //функция записи в файл
  FILE *fp;
  int i,j;
  double z,y;
  //---
  if ((fp=fopen(str,"w+b"))==NULL)
  { cout<<"Ошибка открытия файла "<<str<<":\n";
    cout<<"исправьте ошибку и запустите программу еще раз\n";
    getch();
    exit(1);
  }
  for(i=1;i<=k;i++)
  for(j=1;j<=k;j++)
  { z=real(M[i][j]);
    y=imag(M[i][j]);
    fputs(" ",fp);
    fprintf(fp,"%e",z);
    fputs(" ",fp);
    fprintf(fp,"%e",y);
    fputs(")",fp);
    if (j==k) fputs("\n",fp);
  }
  fclose(fp);
}
//-----
void main() // основной блок программы
{const char file1[]={ "r.txt"},
  file2[]={ "t.txt"},

```

