

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 кафедри

_____ **С.О. Погарський**
підпис ініціали, прізвище

“ ____ ” _____ 20 ____ року

Кваліфікаційна робота магістра

на тему: **МОДЕЛЮВАННЯ ТА ОПТИМІЗАЦІЯ РЕЗОНАТОРНИХ
КАМЕР НВЧ**

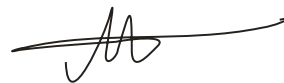
Виконав: студентка II курсу магістратури, групи РР-64
спеціальності 105 Прикладна фізика та наноматеріали,
освітньо-професійна програма «Радіофізика і електроніка»



Валерія ВАЩЕНКО

Керівник
кандидат фіз.-мат. наук,
доцент

Дмитро МАЙБОРОДА



2023 рік

ЗМІСТ	стр.
Abstract.....	3
Анотація	4
ВСТУП.....	5
1 ПРИНЦИПИ ПОБУДОВИ І РОБОТИ РЕЗОНАТОРНИХ КАМЕР НАДВИСОКИХ ЧАСТОТ	9
1.1 Одномодові резонансні системи	9
1.2 Багатомодові резонансні системи.....	11
1.3 Типи коливань резонаторів, структури електромагнітних полів.....	12
2 ОБЧИСЛЮВАЛЬНІ МЕТОДИ ДЛЯ МОДЕЛЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ РЕЗОНАТОРНИХ КАМЕР НАДВИСОКИХ ЧАСТОТ..	17
2.1 Метод скінченних елементів.....	18
2.2 Метод скінченних різниць у часовій області	22
2.3 Метод матриці ліній передачі.....	24
3 МОДЕЛЮВАННЯ ТА ОПТИМІЗАЦІ РЕЗОНАТОРНИХ КАМЕР НАДВИСОКИХ ЧАСТОТ.....	31
3.1 Моделювання резонаторної камери надвисоких частот.....	31
3.2 Моделювання резонаторної камери надвисоких частот з додатковими металічними і діелектричними елементами.....	34
ВИСНОВКИ	40
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ ЛІТЕРАТУРИ.....	41

Abstract

Simulation and optimization of microwave resonator chambers

The thesis consists of 44 pages, 24 figs., 31 references.

Keywords: MICROWAVE RESONATOR, FINITE DIFFERENCE METHOD, MICROWAVE RESONATOR SIMULATION, MODES.

The paper provides an overview of the problems of using microwave heating, modeling resonant microwave chambers. Both multimode and single-mode resonance systems are considered in detail. Attention is paid to numerical methods that are more adapted to microwave heating problems, namely to the method of finite differences.

Resonance chambers with additional metal and dielectric elements are modeled. Structures of electric fields for different types of modes, dependence of reflection coefficients at variation of dielectric permittivity are obtained. The geometric dimensions of the resonance chamber were optimized.

Анотація

Моделювання та оптимізація резонаторних камер НВЧ

Кваліфікаційна робота містить 44 стор, 24 рисунка, 31 джерело.

Ключові слова: РЕЗОНАТОР НВЧ, МЕТОД СКІНЧЕННИХ РІЗНИЦЬ, МОДЕЛЮВАННЯ РЕЗОНАТОРА НВЧ, ТИПИ КОЛИВАНЬ.

В роботі здійснено огляд проблематики використання мікрохвильового нагріву, моделювання резонансних камер НВЧ. Детально розглянуті як багатомодові так і одномодові резонансні системи. Приділено увагу до числових методів які більш адаптовані для задач мікрохвильового нагріву, а саме до методу скінченних різниць.

Змодельовані резонансні камери з додатковими металічними і діелектричними елементами. Отримані структури електричних полів для різних типів коливань, залежності коефіцієнтів відбиття при варіації діелектричних проникностей. Проведена оптимізація геометричних розмірів резонансної камери.

ВСТУП

Мікрохвилі з їх здатністю швидко нагрівати діелектричні матеріали зазвичай використовуються як джерело тепла. Випромінювання, частоти якого коливаються від 300 МГц до 300 ГГц з довжиною хвилі від кількох мм до 30 см називаються мікрохвилями та теплові ефекти, які виникають у цьому діапазоні частот, будемо називатися мікрохвильовим нагріванням. При мікрохвильовій обробці енергія подається електромагнітним полем безпосередньо до матеріалу. Це призводить до швидкого нагрівання по всій товщині матеріалу зі зниженими температурними градієнтами.

Об'ємне нагрівання також може скоротити час обробки та заощадити енергію. Мікрохвильове поле та діелектричні характеристики матеріалу визначають його здатність нагріватися мікрохвильовою енергією. У харчовій промисловості мікрохвильові печі використовуються для нагрівання, сушіння, розморожування, загартування, стерилізації тощо. Кількість застосувань з використанням мікрохвильового випромінювання як джерела теплової енергії зросла в недавньому минулому, головним чином за рахунок двох основних переваг перед звичайними методами нагрівання: швидкості нагрівання та можливості практично рівномірного нагрівання матеріалів.

Розбивання гірських порід за допомогою мікрохвиль вважається перспективним для розбивання гірських порід у тунелях і шахтах проектів завдяки потенційній екологічності та ефективності. У результаті дослідження на руйнування каміння за допомогою мікрохвильової печі стало гарячою темою за останні 30 років і є чудовим важливістю як в академічній, так і в промисловій сферах [1-3].

Застосування електромагнітного випромінювання у вигляді мікрохвиль привернув увагу наукової спільноти в останні роки. Мікрохвилі використовуються як альтернативне джерело енергії для хімічного синтезу (мікрохвильова хімія) було доведено, що вони забезпечують явні переваги перед звичайними методами нагрівання, часу реакції, виходу та

селективності. Так наприклад, в роботах [4-6] досліджується вплив мікрохвиль на дистиляцію і розділення на фракції, обмін ентальпії які відбуваються в одному хімічному процесі.

В роботі [7] Було вивчено вплив мікрохвильової обробки на вивільнення залізної руди з оолітової залізної руди з високим вмістом фосфору. Також досліджено вплив мікрохвильової потужності, часу витримки та розміру зерна на вивільнення залізної руди. Мікророзриви та тріщини зразків були охарактеризовані до та після мікрохвильової обробки. Досліджено швидкість нагріву високофосфористого оолітового залізняку. Кристалічність гематиту характеризували до та після попередньої мікрохвильової обробки. Результати показали, що після мікрохвильової обробки між пустими породами (фторопатит і шамозит) і гематитом утворилися міжзернові тріщини, що призвело до покращеного виділення залізної руди та значного зниження енергії подрібнення.

Високопотужна мікрохвильова сушка є однією з найпривабливіших технологій для сушіння діелектричних матеріалів, таких як сільськогосподарська продукція та деревина. У процесі сушіння вологість цілі матеріал часто необхідно зменшити до певної бажаної кількості, а розподіл вологи, що залишився, має бути якомога більш однорідним [8, 9].

Також застосовують мікрохвильову енергію для прискорення врожаю та сушіння деревини [10, 11]. Хіггінс і Спунер в роботі [12] досліджували люцерну, яка була опромінена мікрохвилями протягом 7, 8, 9 або 10 хвилин у мікрохвильовій печі, порівняно зі звичайною сушкою на сонці та конвекційною сушкою люцерни, вони не виявили відмінностей у сирому протеїні, засвоюваності сухої речовини. Висушена в мікрохвильовій печі люцерна, оброблена протягом 7 хвилин, має значно більш низькі значення кислотно-миючих волокон, ніж при всіх інших способах сушки.

Аду і Оттен в роботі [13] досліджували кінетику мікрохвильового сушіння білої квасолі. Вони дослідили, що мікрохвильове сушіння є процесом з падаючою швидкістю. Коли постійна потужність була поглинена,

температура насіння швидко збільшувалася до максимального значення на початкових етапах сушіння та почало поступово зменшуватися на останніх стадіях сушіння. Для підтримки постійної температури сушіння, потужність мікрохвильового випромінювання доводилося поступово збільшувати зі збільшенням вологості, вміст зерен зменшився через сушіння.

Сушену деревину, горіхи та фрукти зазвичай обробляють хімічною фумігацією для боротьби з пліснявою та шкідників при зберіганні та перед відправкою на внутрішній та міжнародний ринки. Тому що хімічні фуміганти, такі як бромистий метил, більше не доступні, тому існує підвищений інтерес до розробки нехімічних методів боротьби із шкідниками і пліснявою. Нельсон в роботі [14] показав, що мікрохвилі можуть вбивати комах у зерні; однак однією з проблем мікрохвильової боротьби з комахами є диференційоване нагрівання. Нельсон [14] показує, що диференційне нагрівання залежить від частоти НВЧ. Раніше було показано, що мікрохвильове нагрівання вологих матеріалів, таких як тіло комах, викликає дуже швидко хвилю тепла і водяної пари [15]. Інтенсивність цієї хвилі безпосередньо пов'язана з інтенсивністю мікрохвильових полів [16], тому використання дуже інтенсивних мікрохвильових полів можуть призвести до розриву внутрішніх органів комах через місцеві вибухи пару.

Піроліз за допомогою мікрохвильової печі дає більше газу і менше вуглецевого (коксу) залишку, що продемонструвати ефективність мікрохвильової енергії [17]. Коефіцієнт конверсії в мікрохвильовій печі при допоміжному піролізі завжди вище, ніж при звичайному нагріванні за будь-якої температури. У більшості досліджень поведінки піролізу розглядалися лігноцелюлозні матеріали, які складаються із суміші геміцелюлози, целюлози, лігніну та невеликих кількостей інших органічних речовин та з'єднань. У той час як целюлоза та геміцелюлози утворюють в основному леткі продукти в процесі піролізу за рахунок термічного розщеплення цукрових ланок лігнін в основному утворює вугілля, так як він не легко розщеплюється на фрагменти з нижчою молекулярною масою [17].

Відмінності між мікрохвильовим нагріванням та звичайним нагріванням здаються зменшуватися з підвищенням температури, що вказує на більш високу ефективність НВЧ нагрівання при нижчих температурах [17].

Видобуток біопалива полегшується, коли для термічного розкладання використовується мікрохвильова енергія для полегшення екстракції різних органічних полімерів та ферментації цукрів [18]. Потім ці цукри можна ферментувати та переганяти для отримання паливних спиртів. Деревна рослинна сировина зазвичай піддається екстракції біопалива за допомогою мікрохвильової печі; однак інші матеріали такі як відходи харчової промисловості, сільського господарства та рибальства, також можуть бути оброблені за допомогою цих методів.

Таким чином в останні роки спостерігається бурхливий розвиток у багатьох сферах мікрохвильової техніки. Цей вид обробки можна використовувати за більшості термічних обробок. В багатьох з розглянутих досліджень перевага мікрохвильової обробки харчових продуктів над звичайними методами нагрівання були підтверджені як з точки зору якості продуктів харчування (наприклад, найкраща структура, найкраща текстура, менші втрати ваги, кращі параметри кольору) та харчова цінність (наприклад, вища утримання вітамінів та біологічно активних сполук).

Використання мікрохвиль у харчовій промисловості дозволяє для отримання більш високої ефективності екстракції ефірних олій із високими антиоксидантними властивостями. Мікрохвильова обробка також широко використовується при утилізації відходів для відновлення цінних з'єднань з відходів харчової промисловості. Ця технологія виявляється економічнішою, екологічно безпечною за рахунок скорочення вмісту органічних розчинників у декілька разів.

Метою кваліфікаційної роботи є дослідження впливу додаткових металічних елементів всередині резонаторної камери, навантаження неоднорідним діелектричним заповненням складної форми на електродинамічні характеристики резонатора.

1. ПРИНЦИПИ ПОБУДОВИ І РОБОТИ РЕЗОНАТОРНИХ КАМЕР НАДВИСОКИХ ЧАСТОТ

1.1 Одномодові резонансні системи

Одномодовий резонатор, як випливає з назви, призначений для роботи в режим одного резонансу. Розміри резонатора вибираються такими, щоб резонансна частота цього режиму збігалася з частотою джерела НВЧ. Розподіл поля всередині резонансної камери часто можна визначити аналітично, тому резонатор можна легко спроектувати для забезпечення бажаних характеристик нагріву. Два типи резонаторів показані на рисунках 1.1 і 1.2. Ці типи резонаторів мають навантаження типу ниток, таких як текстильні волокна, циліндричні керамічні зразки або рідини, що течуть в трубах малого діаметра. Для таких типів застосувань ідеально підходять конструкції одномодового резонатора.

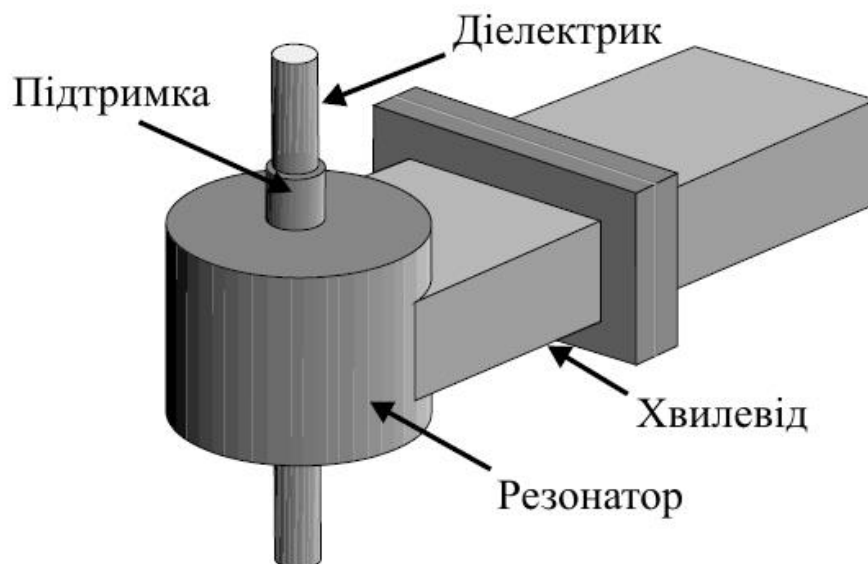


Рисунок 1.1 – Одномодовий резонатор з типом коливання TM_{010} .

Хоча розподіл полів можна розрахувати аналітично, все ж таки існують певні параметри, які важко визначити таким чином. Можливо, завантаження

викличе збудження деяких мод вищого типу, і в цьому випадку картина поля буде відхилятися від домінуючого режиму. У більшості випадків це буде небажано, і потрібно щось зробити для придушення цих додаткових режимів. Резонатори зазвичай пов'язані з хвильоводною системою через отвір, як показано на рисунку 1.2, розмір якого визначає узгодження імпедансу між джерелом та резонатором і, отже, потужність, яку можна передати. Для аналізу такого ефекту можна використати різні чисельні методи.

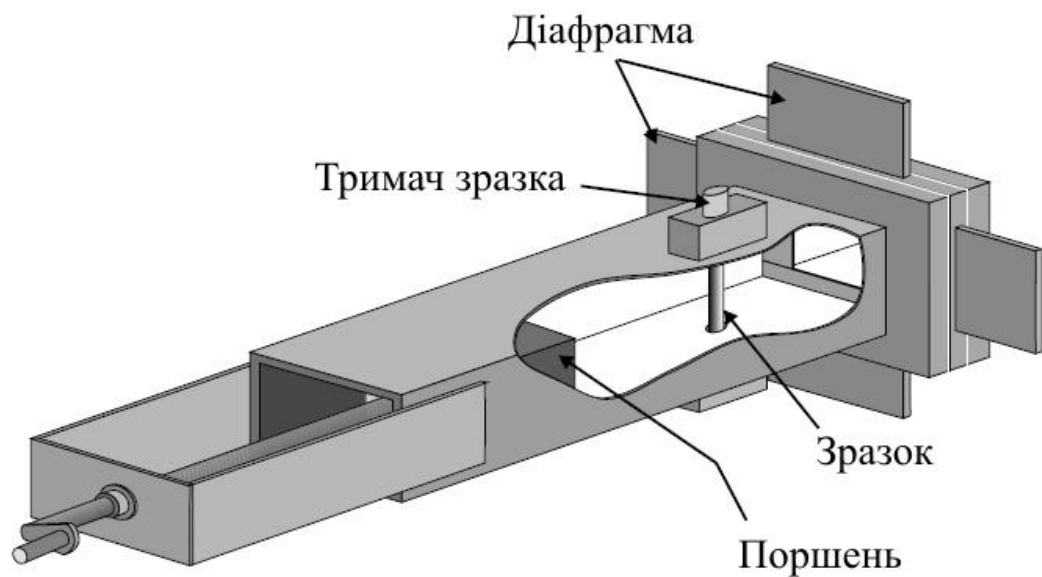


Рисунок 1.2 – Зв'язок резонатора з хвильоводом.

Конструкція порожнин резонатора така, що режими вищих типів коливань, наприклад TM_{020} , в резонаторі розрахованому працювати на коливанні типу TM_{010} , виникають на частотах, значно більших ніж робоча частота. Це означає, що резонансні частоти добре розділені, якщо тільки резонансна порожнина не дуже навантажена. Таким чином, картина поля не змінюватиметься сильно при зміні частоти. Однак величина поля всередині резонатора, ймовірно, значно змінюватиметься в залежності від частоти, особливо коли добротність резонатора висока. Це означає, що необхідно розрахувати реакцію системи на діапазон різних частот. Рішення у часовій області зі збудженням гаусовим імпульсом дозволяє зробити це за

допомогою одного розрахунку, тоді як рішення у частотній області вимагатиме кількох обчислень, по одному на кожній частоті.

1.2 Багатомодові резонансні системи

Багатомодовий резонатор, зображений рисунку 1.3, це металевий корпус, зазвичай прямокутної форми, здатний підтримувати велику кількість резонансних мод. Збудження резонансної порожнини забезпечується, завдяки з'єднанню із джерелом мікрохвильової енергії. Багатомодові резонатори здатні сприймати широкий діапазон навантажень різної геометрії та властивості матеріалу. Ця гнучкість зробила їх дуже популярними при використанні в промисловості. До цього типу резонансних камер відноситься стандартна домашня мікрохвильова піч.

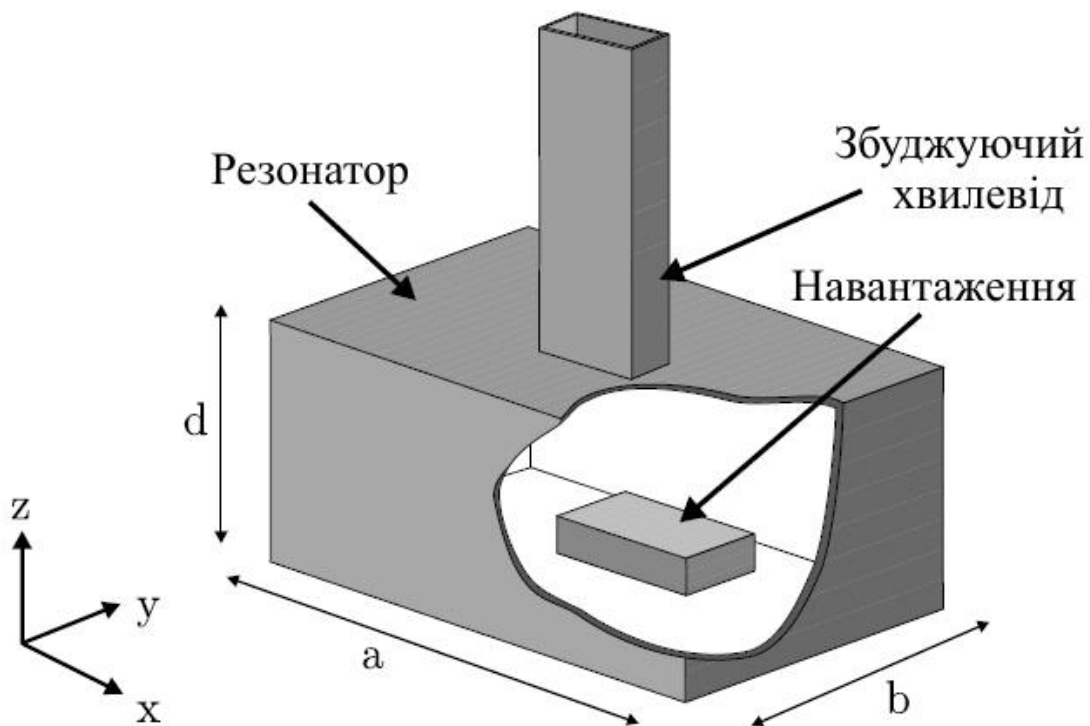


Рисунок 1.3 – Багатомодовий резонатор.

Багатомодові резонатори отримали свою назву через свою здатність підтримувати велику кількість резонансних мод, близьких до робочої частоти, вони разом забезпечують деяку ступінь рівномірності нагріву всередині резонаторної камери. Однак велика кількість можливих типів коливань робить цей тип резонатора складним для аналізу. Аналіз нагріву діелектриків всередині багатомодової системи досить не проста задача, проте ідей було висунуто чимало для пояснення поведінки розподілу електромагнітного поля всередині резонатора.

Зазвичай вони ґрунтуються на концепції резонансної моди резонатора для обліку розподілу поля всередині резонатора, проте присутні інші ефекти, які можуть суттєво змінити розподіл потужності у навантаженні.

1.3 Типи коливань резонатора

Часто робляться спроби описати ефекти нагріву за допомогою різних резонансних явищ. Для порожнього резонатора моди чітко визначені, і якщо геометрія резонансної камери прямокутна чи циліндрична, їх розрахунок стає тривіальним. Для резонансної камери прямокутної форми коливання підпорядковуються співвідношенню,

$$\left(\frac{l\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2 = \left(\frac{\omega_{lmn}}{c}\right)^2, \quad (1.1)$$

де l , m і n - цілі числа, що відповідають числу напівхвиль квазі синусоїдального поля вздовж осей x , y та z відповідно, а ω_{lmn} - резонансна частота коливання, c – швидкість світла. Оскільки більшість обчислювальних методів зазвичай припускають, що стінки порожнини є ідеальними провідниками, добротність резонатора буде дуже високою. Єдине навантаження на порожню резонансну камеру відбувається через систему

живлення. Це означає, що для збудження резонансу частота джерела мікрохвиль має збігатися з резонансною частотою камери. В таблиці 1.1 приведені дані розрахунків резонансних частот для перших шести типів коливань. При частоті джерела збудження 2,45 ГГц, поле в резонаторі буде надходити з діафрагми хвилеводу.

При збільшенні частоти розрахунки показують, що резонанс буде спостерігатися на частоті 2,4602 ГГц та 2,4695 ГГц. Варто зазначити, що відсоткова зміна частоти між режимом 3,1,3 та режимом 0,3,3 становить лише 0,37 %, проте структура полів на цих частотах дуже різна.

Таблиця 1.1 Резонансні коливання багатомодового резонатора з розмірами $a=300\text{мм}$, $b=280\text{мм}$, $d=240\text{ мм}$.

Частота, ГГц	l	n	m
2.4012	3	0	3
2.4186	4	1	2
2.4459	2	4	1
2.4602	3	1	3
2.4695	0	3	3
2.4808	0	4	2

Це могло б свідчити про те, що розподіл поля в порожньому чи злегка навантаженому багатомодовому резонаторі буде надзвичайно чутливим до невеликих змін частоти. Крім того, оскільки резонансні частоти залежать від розмірів, навіть незначна зміна розміру резонатора буде зміщувати положення резонансних частот і, як наслідок, призводити до великих змін картин електромагнітного поля. Така чутливість системи повинна враховуватись при моделюванні багатомодових резонаторів.

При розгляді резонансної камери вище передбачалося, що вона не має навантаження, що призводить до дуже високих значень добротності $-Q$. На практиці, оскільки ми досліджуємо явища мікрохвильового нагріву, резонатори будуть заповнені діелектриками із втратами [19]. Коли кераміка нагрівається це навантаження може бути дуже незначним, тоді як харчові матеріали, які мають набагато вищу коефіцієнт втрат можуть зменшувати добротність резонансної камери на декілька порядків.

У навантаженому резонаторі є набагато більше мод вони вже не є різкими резонансами, а мають широку частотну характеристику, якісно показано рисунку 1.4. Крім того, резонансні частоти не можуть бути легко розраховані використовуючи рівняння (1.1). Якщо порожнина навантажена діелектриком з довільною формою, то потрібен чисельний метод для розрахунку резонансних частот та структур електромагнітного поля для різних типів коливань.

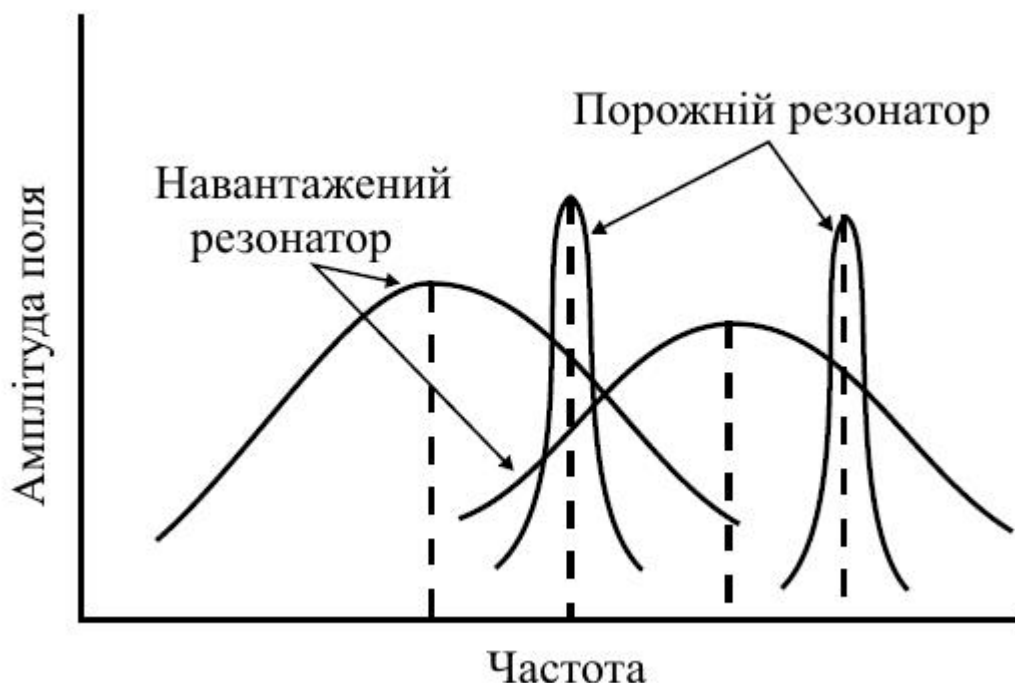


Рисунок 1.4 – Частотна характеристика резонатора.

Звичайною практикою при проектуванні багатомодових резонаторних камер є проектування резонатора який має найбільшу кількість коливань, коли він порожній. Стверджується, що при завантаженні резонатора велика кількість коливань буде перекриватись для забезпечення однорідності. Однак цей підхід є надто спрощеним. Наприклад, перегрів краю часто викликаний коливаннями, електричне поле яких паралельно краям навантаження, та дає високоефективну передачу енергії навантаженню [20]. Отже, один або два коливання можуть домінувати при передачі енергії в навантаження. Крім того, наведений вище аргумент не враховує спосіб збудження резонатора. Хоча резонатор може бути здатний підтримувати велику кількість коливань, далеко не факт, що всі вони будуть збуджуватися. Головну ролі грає яким чином резонатор буде збуджуватись.

Велика кількість коливань які присутні, у навантаженому багатомодовому резонаторі, дозволяє йому об'єднувати потужність у дуже широкому діапазоні навантажень. Навантаження сильно відрізняються за формою, розмірами та діелектричними властивостями, саме ця гнучкість робить багатомодові резонатори такими універсальними. Однак ціною цієї універсальності є нерівномірність нагріву, ця нерівномірність проявляється у локальному перегріві.

Явище локалізованого нагріву або гарячих точок у багатомодових резонаторах добре відоме всім, хто користувався побутовою мікрохвильовою піччю. У харчовій промисловості нерівномірність нагріву може призвести до опіків, або розмноження бактерій які залишаються, якщо райони не досягли достатньої температури для їхнього знищення. У непродовольчих товарах при застосуванні нерівномірного нагрівання результати можуть бути вкрай згубними. Матеріали такі як кераміка, часто мають коефіцієнт втрат, який експоненційно збільшується з температурою. Таким чином, нерівномірне нагрівання може призвести до температурного розбігу, що веде до руйнування зразка який нагрівається.

Тому рівномірне нагрівання це дуже складна задача, тоді як у певних ситуаціях нерівномірне чи вибіркове нагрівання вкрай бажане, наприклад, сушіння тканих матеріалів, де потрібно щоб енергія була спрямована в райони з високою вологістю. В роботі [21] пояснюються причини нерівномірності нагріву, ефекти коли вони відбуваються, але не дається інформація про наслідки. Крім того, для навантаження, що має складну геометрію або області з різними властивостями матеріалу, вказані загальні ефекти, які можна спостерігати при нагріванні в резонансній камері.

Ретельна розробка резонаторів має важливе значення, якщо потрібно уникнути локального перегріву, описаного вище для багатомодових резонаторів або для досягнення гарного імпедансу в одномодових системах. Однак проектування багатьох резонансних систем має емпіричний підхід, що часто або повністю покладається на експериментальний досвід проектувальників, метод проб і помилок та створення дорогих прототипів. Причина такого підходу полягає в тому, що багатомодові резонатори, як відомо, складні для аналізу.

2. ОБЧИСЛЮВАЛЬНІ МЕТОДИ ДЛЯ МОДЕЛЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ РЕЗОНАТОРНИХ КАМЕР НАДВИСОКИХ ЧАСТОТ

Поява потужних обчислювальних інструментів призвела до швидкого розвитку числових методів розв'язання складних задач. Оскільки наявність комп'ютерів набула більш широкого поширення, як і діапазон застосувань, у яких використовуються ці методи. Одна з основних причини чому такі структури достатньо не вивчалися, це те що можна зробити дуже мало припущень, які зменшили б масштаб задачі до керованого рівня. Хоча задачі з хвилеводами можуть вирішуватись у двох вимірах і давати гарні результати, багатомодові резонатори вимагають повного аналізу тривимірних рішень векторного поля.

Розглянемо, наприклад, випадок прямокутного блоку, що нагрівається в багатомодовому резонаторі. Часто щільність потужності зосереджена в кутах блоку, двовимірна модель, що складається з вертикального зрізу через центр блоку, не зможе свідчити про це, демонструючи необхідність дослідження тривимірних моделей.

Повні тривимірні моделі надзвичайно складні при обчислюванні, особливо коли більшість резонаторів мають принаймні дві-три довжини хвилі вільного простору у кожному вимірі. Якщо припустити, що робоче значення дорівнює, скажімо, 10 точок сітки на довжину хвилі, то вийде 27000 точок сітки та враховуючи, що в кожній сітці є три компоненти поля ми маємо 81 000 невідомих величин при використанні чисельного методу, заснованого на методі сіток.

Коли в резонаторі розміщений діелектрик, довжина хвилі всередині діелектрика буде значно коротшою, що вимагає більш тонкої дискретизації, тобто збільшення числа невідомих. Якщо використовується метод, що вимагає однорідної сітки, тоді кількість змінних може дуже скоро стати некерованою. У минулому кількість невідомих перевищувала обчислювальні ресурси більшості комп'ютерів.

Численні моделі є надзвичайно корисним інструментом для вивчення ефектів нагріву в мікрохвильових резонаторах. Здатність аналізувати вплив невеликих змін геометрії або діелектричних властивості дають уявлення про чутливість системи до різних параметрів. Хоча це може означати повторення вирішення конкретної задачі, це набагато краще ніж проводити низку експериментів. Щоб подивитися як впливає розмір резонатора на нагрівання, наприклад, можуть бути використані потужності обчислювальної машини, тоді як для експериментатора може знадобитися дослідити експериментально новий резонатор, що витратно як фінансово, а також довго.

Визначивши власні вектори кожної моди, необхідно обчислити ступінь їхнього збудження джерелом мікрохвиль. Розрахунок власних значень і векторів дуже великої системи є нетривіальною задачею [22]. Ситуацію можна трохи полегшити, якщо розраховувати лише вищі власні значення [23], що, робить цей метод непривабливим.

Інший можливий спосіб визначення чутливості системи до частоти – це виконати розрахунок у часовій області. Збуджу систему методом Гаусового імпульсу, який давно зарекомендував себе в розрахунках FDTD і TLM [24], можливий одночасний розрахунок структур електромагнітного поля на кількох частотах.

2.1 Метод скінченних елементів

Метод скінченних елементів – потужний інструмент розв'язання рівнянь у часткових похідних над областями неправильної форми [25]. Область розв'язку розділена на ряд підобластей або елементів, кожен із яких має просту геометрію залежна змінна потім представляється усередині цього елемента простою функцією. Будується еквівалентна дискретизована модель для кожного елемента і збираються внески з усіх елементів системи. Тому загальний розв'язок наближений шляхом підсумовування простих функцій. Використання елементів, що мають різні форми і розміри дозволяють точно

моделювати границі неправильної форми. Кожен елемент розглядається індивідуально, тому неоднорідні регіони можна розділяти, кожному елементу присвоюються матеріальні властивості і передбачається що вони однорідні всередині елемента.

Загальним підходом до дискретизації було використання стандартних скінченних елементів з функціями розширення на основі вузлів. Було виявлено, що вони добре працюють для скалярних полів і, отже, були адаптовані до векторних полів, просто замінивши один ступінь свободи в кожному вузлі на три [26]. Ці звичайні елементи, однак, страждають від ряду недоліків:

нормальна безперервність зберігається, навіть якщо поле має бути уривчастим, наприклад як на межі двох матеріалів із різними властивостями, суттєву граничну умову $\vec{n} \times \vec{E} = 0$ важко реалізувати,

коли границя не паралельна до однієї з осей координат і не має опуклих кутів,

виникають проблеми за наявності гострих металевих кутів, наприклад які виникають навколо хвилеводу, який під'єднується до резонатора.

Суворе дотримання нормальної безперервності не дозволяє знайти розв'язок для вектора $\vec{H}$, коли μ є неоднорідним і для вектора $\vec{E}$, коли ϵ^* неоднорідним. Для більшості систем мікрохвильового нагрівання μ константа, і це дозволяє знайти вектор $\vec{H}$ [25].

Тоді необхідно продиференціювати розв'язок, щоб отримати вектор $\vec{E}$, оскільки ступінь густини потужності, визначається виразом

$$p = \frac{1}{2} \sigma_e |\vec{E}|^2. \quad (2.1)$$

Проте процес диференціювання може зробити додаткові помилки і тому небажаний. Проте краще знайти $\vec{E}$ безпосередньо, оскільки ϵ^* майже

напевно буде неоднорідним. Якщо потрібно використовувати вузлові елементи, на діелектричних границях розділу потрібна спеціальна обробка. Припускають, що нормальна компонента можна використовувати дві змінні поля на межах розділу діелектриків. Вони пов'язані співвідношенням безперервності $\epsilon_1^* \vec{E}_1^n = \epsilon_2^* \vec{E}_2^n$ де індекси 1 і 2 відносяться до величин по обидва боки від границі, як показано рисунку 2.1. Коли нормаль не лежить за жодною з координат осі необхідно обертати місцеву для вузла систему координат. Цей метод має очевидний недолік: нормаль визначається багаторазово по кутах і він не може враховувати границі більш ніж між двома різними діелектриками. Незадовільна продуктивність елементів, що використовують функції розширення на основі вузлів у багатьох електромагнітних задачах, спонукала до пошуку альтернативного представлення поля всередині елемента.

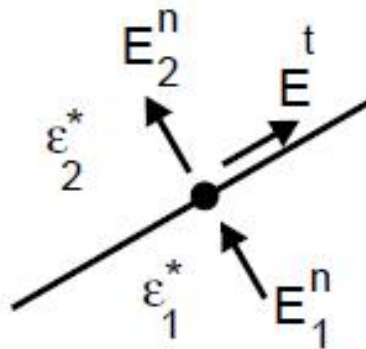


Рисунок 2.1 – Граничні умови на розділі двох середовищ.

Такі елементи існують і зазвичай називаються векторними елементами або елементами ребер, оскільки ступені свободи пов'язані з циркуляцією поля по краях елемента, а не з вузлами.

Крайові елементи відрізняються від вузлових елементів тим, що ступені свободи пов'язані з краями елемента, а не з вузлами, наслідком чого є те, що вони накладають лише тангенціальну неперервність на межі елемента, залишаючи нормальний компонент вільним для стрибка. Це дозволяє

крайовим елементам моделювати $\vec{E}$ або $\vec{H}$, коли обидві ε^* і μ розривні по всьому домену. У гострих кутах нормальна складова поля явно не прописана. Ця додаткова свобода дозволяє крайовим елементам правильно моделювати поведінку навколо кута. Для тетраедричних елементів першого порядку базисна функція, пов'язана з ребром, що має вершини i та j задається як:

$$w_{i,j} = \lambda_i \nabla \lambda_j - \lambda_j \nabla \lambda_i, \quad (2.2)$$

де i - барицентрична функція, пов'язана з вузлом i , як показано на рисунку 2.2. У той час як інтерполяційна функція тепер лінійна вздовж кожного ребра, а також в тілі елемента, вона подвоїлась за рахунок кількості ступенів вільності. Крім того, лінійні крайові елементи наближують завиток до елементів Уітні. Це можна побачити, переписавши дві базисні функції для ребра i, j як:

$$\begin{aligned} w_{i,j}^a &= w_{i,j} - w_{j,i} = \lambda_i \nabla \lambda_j - \lambda_j \nabla \lambda_i, \\ w_{i,j}^b &= w_{i,j} + w_{j,i} = \lambda_i \nabla \lambda_j + \lambda_j \nabla \lambda_i = \nabla(\lambda_i, \lambda_j). \end{aligned} \quad (2.3)$$

$w_{i,j}^a$ ідентичні базисній функції елемента Уітні, тоді як $w_{i,j}^b$ має завиток, який дорівнює нулю.

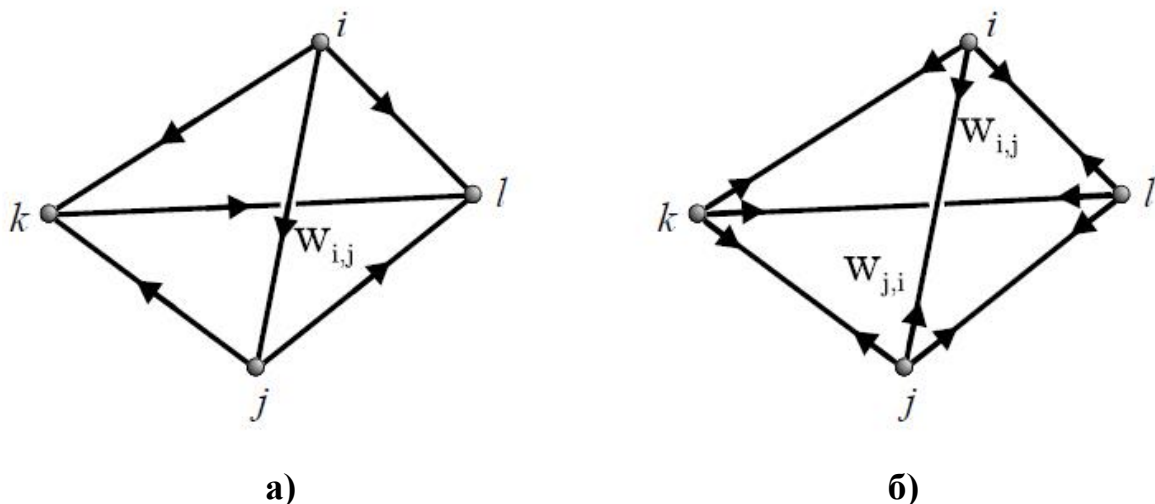


Рисунок 2.2 – Ступені свободи для елементів: а) Уітні, б) лінійні крайові.

Лінійні крайові елементи вважаються більш точними, ніж Елементи Уїтні, і мають локальну похибку наближення $O(h^2)$ порівняно з $O(h)$ для елементів Уїтні.

2.2 Метод скінченних різниць у часовій області

Метод скінченних різниць у часовій області, як правило, використовується лише тоді, коли досліджується перехідна поведінка, інакше поля вважаються гармонічними за часом, тому використовується підхід частотної області. Розвиток методів швидкого ітераційного розв'язку, таких як метод попередньо обумовленого спряженого градієнта, зробив підхід до частотної області ще більш привабливим для багатьох задач [24]. Однак багатомодові резонатори, які мають багато резонансів, часто мають систему дуже погано обумовлених рівнянь у частотній області. Тому бажано перейти в часову область, щоб обійти проблеми, пов'язані з вирішенням систем дуже погано обумовлених рівнянь.

Метод скінченних різниць добре підходить для розв'язків у часовій області. Коли застосовуючи його до рівнянь Максвелла, можна застосувати два підходи: вирішити хвильове рівняння в часовій області для однієї змінної поля, в даному випадку це буде $\vec{E}$, використовуйте схему «стрибків», яка по черзі обчислює $\vec{E}$ і $\vec{H}$ з рівнянь. Цей метод є скінченно-елементним еквівалентом схеми Йі з кінцевими відмінностями [27].

Використання скінченних різниць дозволяє моделювати електричне поле при наявності неоднорідностей. Слід зазначити, що в літературі є кілька методів, які використовують схему часової області з скінченними різницями, однак, жоден метод спеціально для задач з нагріванням не розглядався.

Чан та ін. [28] запропонує схему скінченних різниць, яка використовує функції інтерполяції елементів Уїтні, цей метод має більші обмеження на сітки, ніж метод кінцевих елементів. Монк [29] аналізує метод часової області,

заснований на гексаедрах, який потім пов'язаний з схемою скінченної різниці $\bar{Y}_i$, однак, це чисто теоретичний аналіз, а не практичне застосування де діелектрики не розглядаються.

Формулювання, що використовується для розрахунків, засноване на застосуванні формули Гальоркіна з процедурою порівняння хвильового рівняння з попереднім множенням на вагову функцію $\psi \in H$ та інтегрування за об'ємом Ω дає:

$$\int_{\Omega} \{ \psi \cdot \nabla \times \nabla \times E \} d\Omega + \mu_0 \int_{\Omega} \sigma_e \psi \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} d\Omega + \varepsilon_0 \mu_0 \int_{\Omega} \varepsilon' \psi \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} d\Omega = - \int_{\Omega} \psi \cdot \frac{\partial \vec{J}_s}{\partial t} d\Omega \quad (2.4)$$

Використовуючи векторну тотожність Гріна та теорему про дивергенцію, отримуємо:

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} (\nabla \times \psi) \cdot (\nabla \times \vec{E}) d\Omega + \mu_0 \int_{\Omega} \sigma_e \psi \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} d\Omega + \varepsilon_0 \mu_0 \int_{\Omega} \varepsilon' \psi \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} d\Omega + \int_{\Omega} \psi \cdot \frac{\partial \vec{J}_s}{\partial t} d\Omega = \\ = \iint_{\Gamma} \psi \cdot (\vec{n} \times \nabla \times \vec{E}) d\Gamma = -\mu_0 \iint_{\Gamma} \psi \cdot (\vec{n} \times \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}) d\Gamma \end{aligned} \quad (2.5)$$

Оскільки $\vec{H}$, і $\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ безперервні, інтеграл по поверхні у правій частині рівняння (2.5) скоротиться по усім межелементним границям. Система дискретизується так само як і раніше, із заміною полів та ваговою функцією відповідно до,

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^N \vec{w}_i e_i, \quad \psi = \sum_{i=1}^N \vec{w}_i. \quad (2.6)$$

Це призводить до матричного рівняння

$$[S]\vec{e} + [T_\sigma]\frac{\partial^2 \vec{e}}{\partial t} + [T_\epsilon]\frac{\partial^2 \vec{e}}{\partial t^2} = \vec{b} , \quad (2.7)$$

де матриці елементів визначаються формулою

$$[S]_{i,j}^e = \int_{\Omega_e} (\nabla \times \vec{w}_i) \cdot (\nabla \times \vec{w}_j) d\Omega_e , \quad (2.8)$$

$$[T]_{i,j}^e = \sigma_e \mu_0 \int_{\Omega_e} (\vec{w}_i \cdot \vec{w}_j) d\Omega_e , \quad (2.9)$$

$$[T_\epsilon]_{i,j}^e = \epsilon_0 \epsilon' \mu_0 \int_{\Omega_e} (\vec{w}_i \cdot \vec{w}_j) d\Omega_e . \quad (2.10)$$

Нарешті, вектор $\vec{b}$ у рівнянні (2.7) це вектор, який представляє собою поверхневий інтеграл рівняння (2.5) та умову густини струму джерела. Насправді поверхневий інтеграл обчислюється лише там, де потрібна поглинаюча гранична умова. Для вирішення рівнянь (2.7) необхідно розділити похідні за часом. Лі використовує θ -метод при використанні методу скінченних елементів у часовій області щоб знайти резонанси резонатора без втрат. Цей метод створює систему, яка є умовно стійкою, що змушує вибирати дуже малий крок за часом, щоб отримати збіжність.

2.3. Метод матриці ліній передачі

Історично цей метод ґрунтується на методі Гюйгенса – Френеля. Принцип, якого свідчить, що кожна точка хвильового фронту вважається ізотропним, сферичним, вторинним джерелом, а енергія ізотропно розподіляється у всіх напрямках, як показано на рисунку. 2.3.

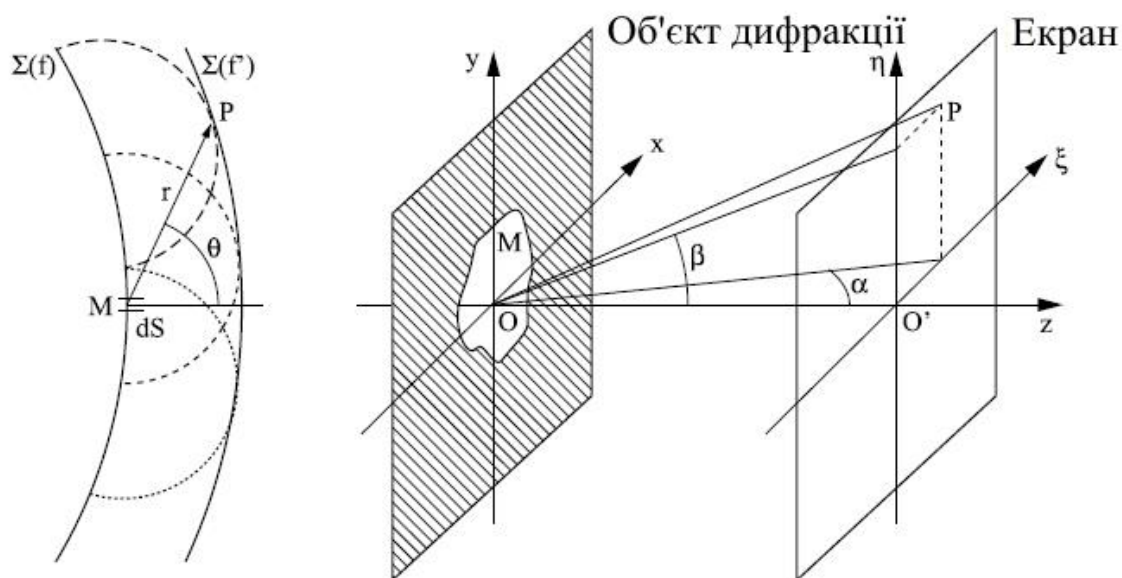


Рисунок 2.3 – Принцип Гюйгенса.

Метод 2D матриці ліній передачі був сформульований [30] році на основі принципів які наведені нижче. Простір моделюється за допомогою декартової матриці з точок або вузлів які розділені проміжком Δl , де Δt являє собою час, необхідний імпульсу для розповсюдження від одного вузла до іншого рисунок 2.4.

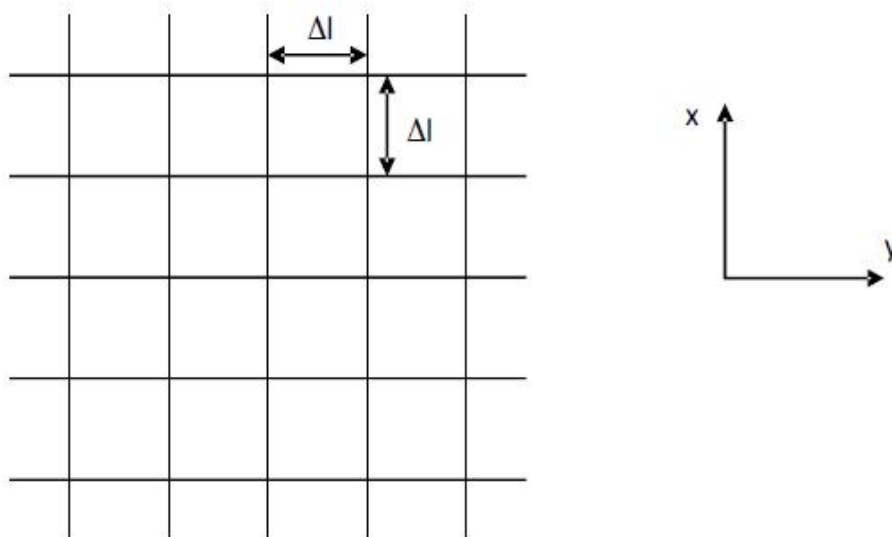


Рисунок 2.4 – Декартова матриця.

Джонс [30,31] застосував цей метод для вирішення задач електродинаміки і створенні вторинних джерел, включаючи лінії електропередачі, які з'єднанні послідовно або паралельно. Паралельний вузол при 2D моделюванні є паралельним з'єднанням двох відрізків ліній передачі завдовжки Δl . Якщо до будь-якої гілки цього паралельного вузла (рис. 2.5), що поширюється до вузла А, прикласти імпульс Дірака $V_0 = 1\text{ V}$, отримаємо:

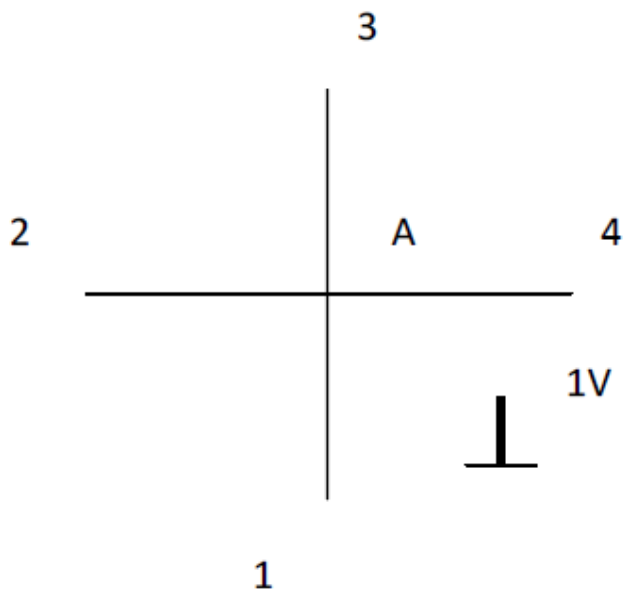


Рисунок 2.5 – Представлення паралельного вузла з імпульсом Дірака.

Якщо кожна гілка вузла має однаковий характеристичний опір Z_c , то імпеданс, «видимий» падаючим імпульсом, дорівнюватиме $Z_c/3$ і буде відбитий з коефіцієнтом:

$$\Gamma = (1/3 - 1) / (1/3 + 1) = -1/2 \quad (2.11)$$

Напруги, що передаються в інші гілки, дорівнюють:

$$V = V_0(1 + \Gamma) = 1/2$$

Звідси отримуємо новий розподіл енергії по кожній гілці лінії передачі рисунок 2.6.

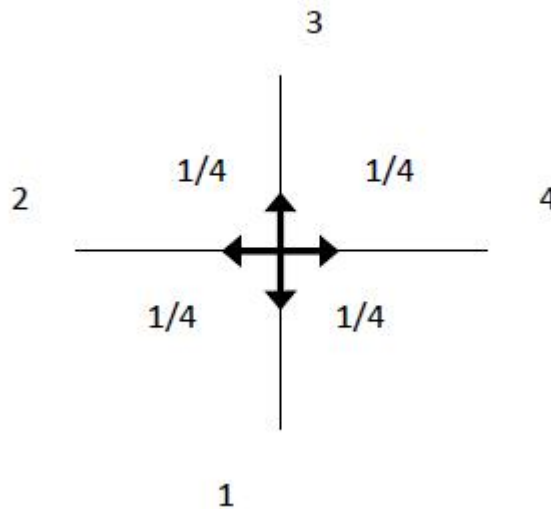


Рисунок 2.6 – Вузол є вторинним джерелом по принципу Гюйгенса.

Таким чином, моделювання поширення засноване на існуючій аналогії між рівняннями, виведеними з законів кіл Кірхгофа, які представляють собою напруги та струми гілки вузла мережі та рівняння Максвелла, що зв'язують компоненти електричного та магнітного поля. Принцип методу матриці ліній передачі полягає у збудженні одного чи кількох імпульсів напруги (чи струму) Дірака у цій точці структури (тобто точці збудження), а потім поширює його на наступний вузол. Звідти він буде розділений на різні гілки вузла на основі матриці $[S]$, яка називається матрицею розсіювання. Матриця $[S]$ визначається з еквівалентного електричного вузла кола. У кожний момент часу він служить сполучною ланкою між імпульсами що надходять у вузол (падаючі імпульси) і поширюються (відбиті імпульси), засновані на наступному співвідношенні:

$$[V]_{\text{відб}} = [S] \cdot [V]_{\text{над}} \quad (2.12)$$

Кожен із імпульсів, створених таким чином у чотирьох напрямках, буде поширюватися до сусідніх вузлів за час $\Delta t = \Delta l/c$. Рисунок 2.7 показує процес для перших ітерацій. У вибраній точці виводу послідовність

імпульсів, що представляє тимчасовий відгук системи, дорівнює отриманий. Очевидно, що просте перетворення Фур'є дозволяє отримати результати в частотній області.

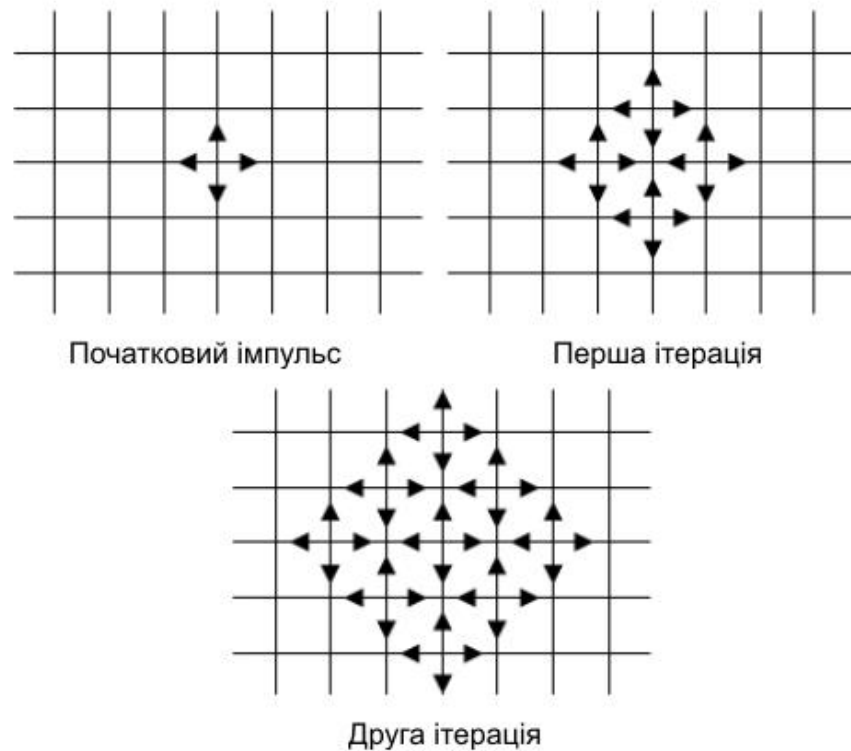


Рисунок 2.7. – Принцип Гюйгенса у лінії передачі.

Еквівалентна схема відповідає цьому паралельному з'єднанню рисунок 2.8.

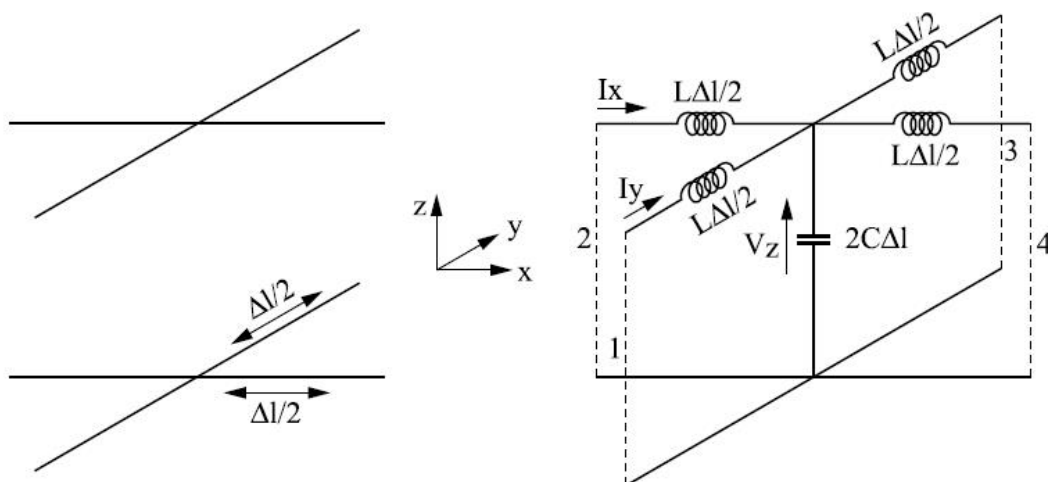


Рисунок 2.8 – Еквівалентне електричне коло при паралельному з'єднанні.

Для подальшого дослідження вважатимемо, що характеристичний повний опір ліній передачі дорівнює 1 ($Z_0 = 1$). З рисунка 2.8 видно що зміна напруги V_z у напрямку Ox , з використанням формули Тейлора, обмеженої першим порядком, виражається таким чином:

$$\Delta V = \Delta I \cdot \frac{\partial V_z}{\partial x} \quad (2.13)$$

Якщо I_x є струмом у напрямку Ox , ми можемо вважати:

$$\Delta V_z = -2L \cdot \frac{\Delta I}{2} \frac{\partial I_x}{\partial t} . \quad (2.14)$$

Також отримуємо:

$$\frac{\partial V_z}{\partial x} = -L \cdot \frac{\partial I_x}{\partial t} \quad (2.15)$$

Використання ідентичних припущень у напрямку Oy дає нам:

$$\frac{\partial V_z}{\partial y} = -L \cdot \frac{\partial I_y}{\partial t} \quad (2.16)$$

Закон збереження у вузлах дозволяє записати:

$$\frac{\partial I_x}{\partial x} + \frac{\partial I_y}{\partial y} = -2C \frac{\partial V_z}{\partial t} \quad (2.17)$$

Отже, з цих трьох рівнянь, що зв'язують струми і напруги в цьому вузлі, ми бачимо, що:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial V_z}{\partial x} = -L \frac{\partial I_x}{\partial t} \\ \frac{\partial V_z}{\partial y} = -L \frac{\partial I_y}{\partial t} \\ \frac{\partial I_x}{\partial x} + \frac{\partial I_y}{\partial y} = -2C \frac{\partial V_z}{\partial t} \end{array} \right. \quad (2.18)$$

де L і C - індуктивність і ємність на одиницю довжини лінії передачі. З цих рівнянь можна вивести наступну залежність:

$$\frac{\partial V_z}{\partial x^2} + \frac{\partial V_z}{\partial y^2} = 2LC \frac{\partial^2 V_z}{\partial t^2} \quad (2.19)$$

Рівняння поширення електромагнітних хвиль у середовищі з діелектричною проникністю ε і магнітною проникністю μ визначаються виразом:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} \quad (2.20)$$

При порівнянні рівнянь (2.19) та (2.20) видно, що рівняння (2.13) дозволяє моделювати поширення хвиль у середовищі швидкість поширення якого дорівнює:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}} = \frac{1}{\sqrt{2LC}} \quad (2.21)$$

Ці еквіваленти компонент поля визначаються наступним чином:

$$\begin{aligned} TM : V_z = E_z, I_x = -H_y, I_y = H_x, 2C = \varepsilon, L = \mu \\ TE : V_z = H_z, I_x = E_y, I_y = -E_x, 2C = \mu, L = \varepsilon \end{aligned}$$

3. МОДЕЛЮВАННЯ ТА ОПТИМІЗАЦІЯ РЕЗОНАТОРНИК КАМЕР НАДВИСОКИХ ЧАСТОТ

3.1. Моделювання резонаторної камери надвисоких частот

При моделюванні резонаторів які підтримують багато типів коливань виникає багато труднощів які обумовлені способом їх збудження. Моделювання резонаторної камери відбувалось за допомогою пакета САПР Ansys HFSS 17.0, в режимі власних типів коливань, хвильового порту.

При попередньому розрахунку за формулою (1.1) для дослідження була вибрана модель прямокутного резонатора з розмірами: $a = 310\text{мм}$, $b = 280\text{мм}$, $d = 250\text{мм}$. Так як для нагрівання зазвичай використовуються побутові магнетрони з робочою частотою $f = 2450 \pm 50\text{MHz}$ доцільно роглянути робочий діапазон для резонаторної камери саме в цьому діапазоні. Збудження відбувалось за рахунок відрізка прямокутного хвильоводу з розмірами $72 \times 34\text{мм}$. На рисунку 3.1 представлено модель резонатора із збуджувачем а також резонансні частоти для перших дев'яти типів коливань.

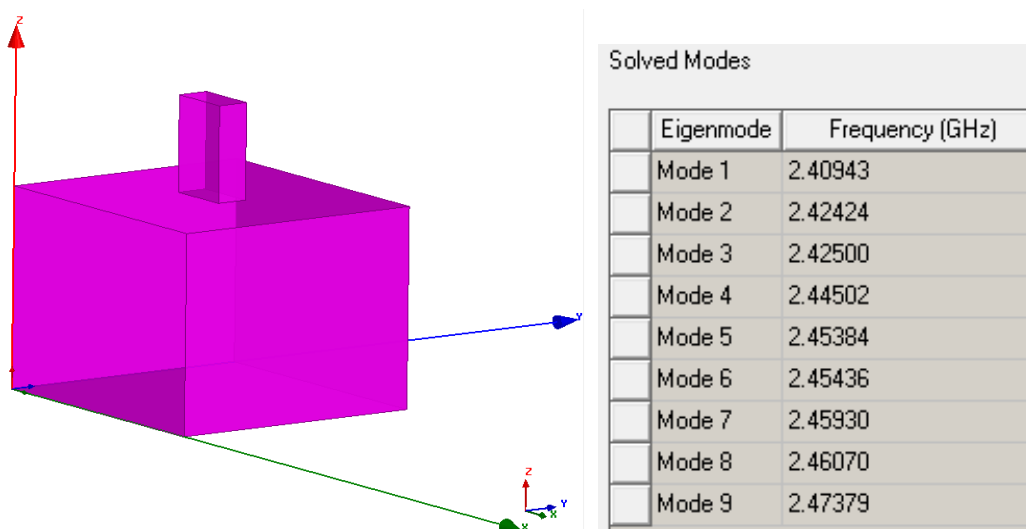


Рисунок 3.1 – Модель резонатора зі збуджувачем у площині ХУ, резонансні частоти.

Як видно з рисунка 3.1 вибрані розміри резонансної камери забезпечують як роботу в потрібному діапазоні частот, так і відсутність вироджених типів коливань. Відсутність вироджених типів коливань не бажаний ефект при нагріванні, але і не критичний. Однак, якщо подивитися на структуру електричного поля в резонаторній камері на частоті 2.44502 ГГц яка представлена на рисунку 3.2 що відповідає типу коливання H_{104} можна побачити достатньо низьку амплітуду цього коливання. Тому не доцільно розміщувати збуджувач в площині XY.

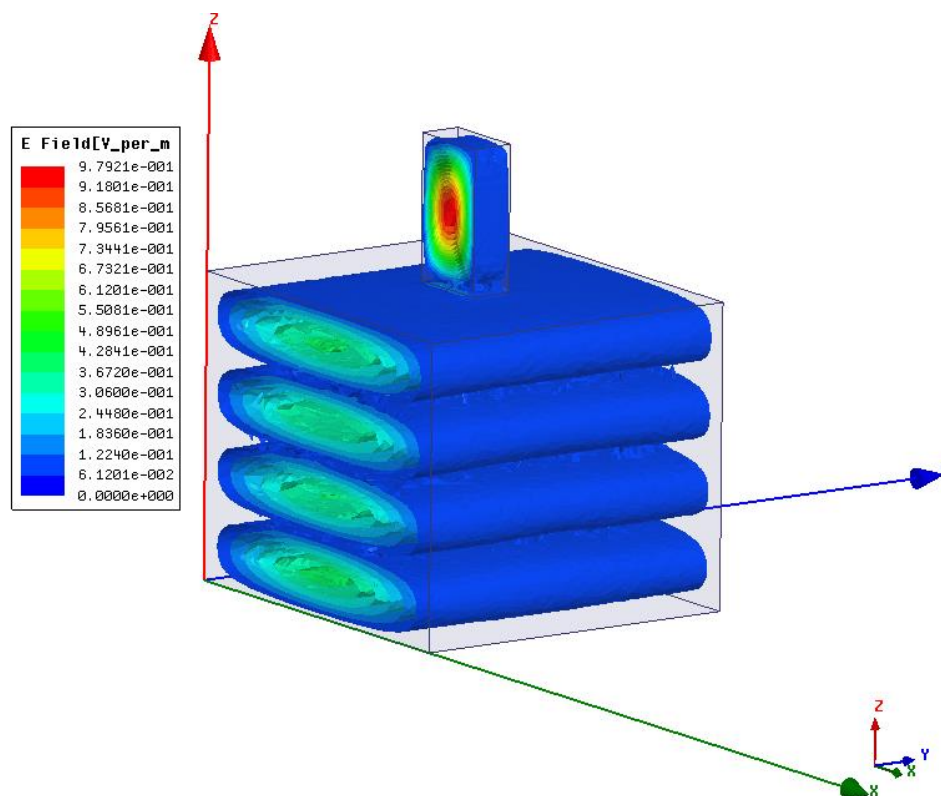


Рисунок 3.2 – Структура електричного поля на частоті 2.44502 ГГц.

На рисунку 3.3 представлені резонансна камера зі збуджувачем в площині ZY, а також її резонансні частоти. Резонансна камера має аналогічні розміри з камерою приведеною на рисунку 3.1. Як видно з рисунка 3.3 зміна площини збудження незначно вплинула на резонансні частоти камери. Також можемо бачити, що вироджених типів коливань не спостерігається.

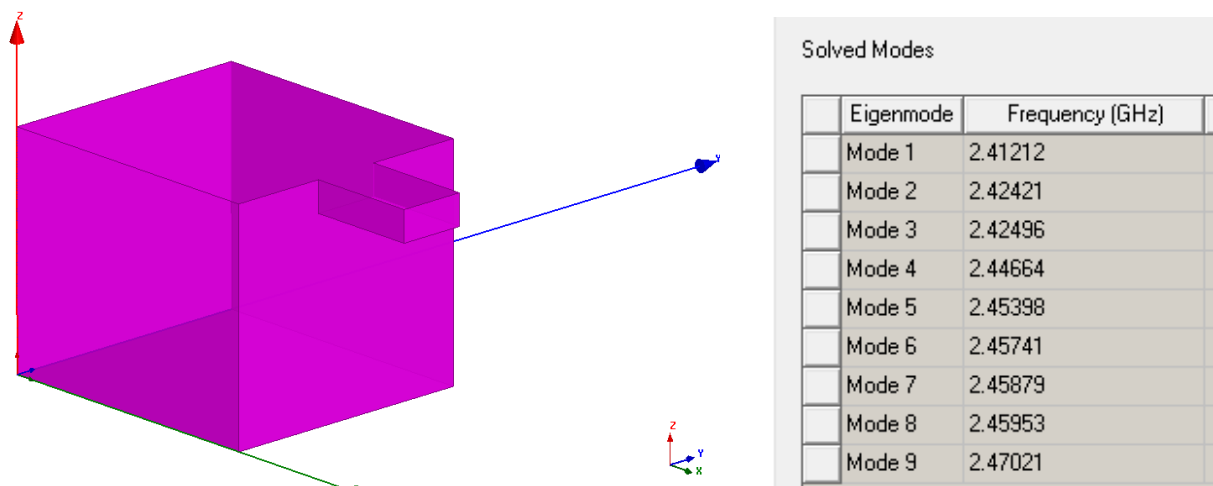


Рисунок 3.3 – Модель резонатора зі збуджувачем у площині ZY, резонансні частоти.

Структура електричного поля резонаторної камери відповідає типу коливання H_{104} на частоті 2.45741 ГГц зі збуджувачем у площині ZY показана на рисунку 3.4. Як видно з рисунка, амплітуда електричного поля зросла на три порядки.

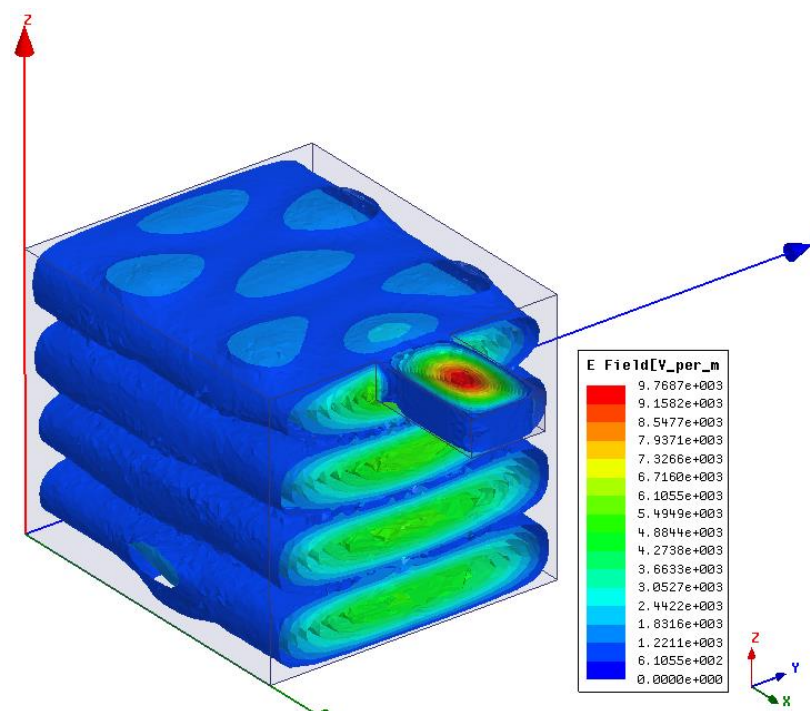


Рисунок 3.4 – Структура електричного поля на частоті 2.45741 ГГц.

3.2 Моделювання резонаторної камери надвисоких частот з додатковими металічними і діелектричними елементами

Одним із головних питань при дослідженні резонансних камер які використовуються для нагрівання є питання навантаження, а саме: форми навантаження, відносної діелектричної та магнітної проникності, тангенса кута втрат, розміщення навантаження всередині камери.

В якості навантаження резонаторної камери був вибраний об'єкт який складався з металевого елемента у вигляді тору з розмірами: $r_1 = 8\text{мм}$ малий радіус, $r_2 = 28\text{мм}$, великий радіус, який надітий на діелектричну підставку (рисунок 3.5) з розмірами: $d_1 = 60\text{мм}$ діаметр основи, $d_2 = 40\text{мм}$ діаметр посадочного місця, $h = 60\text{мм}$ загальна висота підставки, $h_1 = 20\text{мм}$ висота посадочного місця.

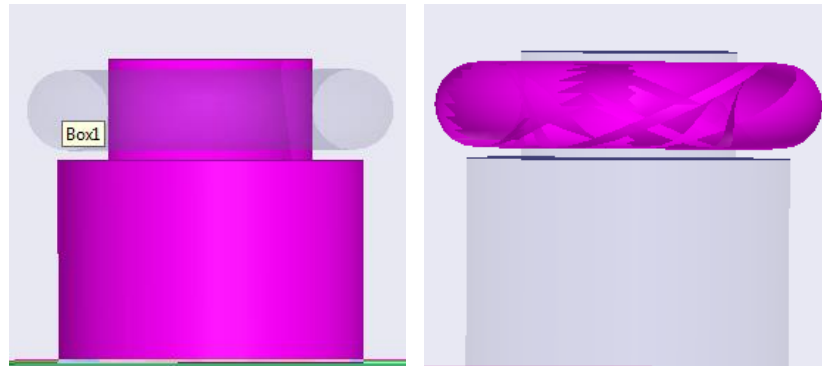


Рисунок 3.5 – Заповнення резонатора у вигляді металевого тору і діелектричної підставки циліндричної форми.

Для більш реалістичного моделювання діелектрична підставка була вибрана з поліаміду яка має $\varepsilon = 4,3$ з $\text{tg}\delta = 0,004$, металевий тор виконаний з латуні $\sigma = 15 \times 10^6 \text{См} / \text{м}$. Навантаження розміщено всередині резонаторної камери в довільному порядку як показано на рисунку 3.6.

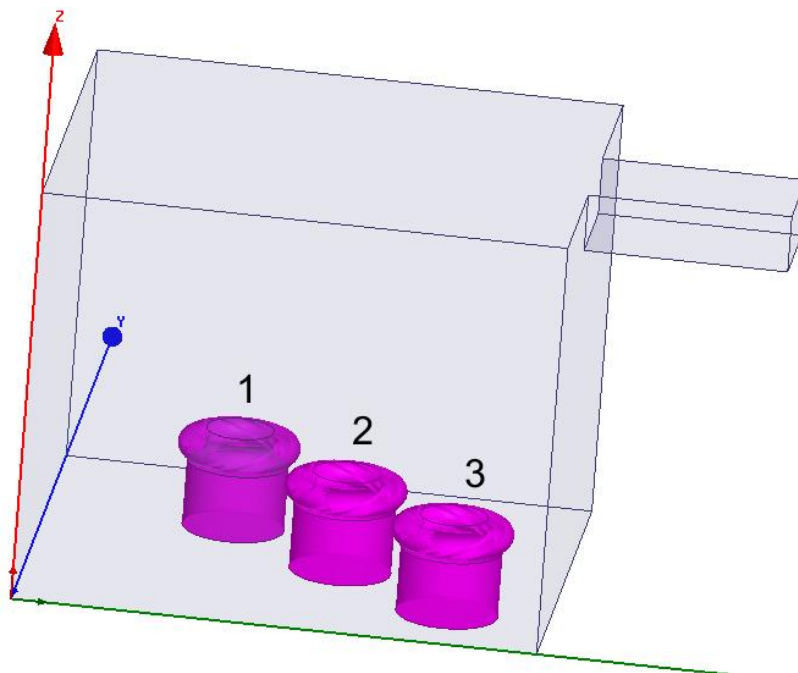


Рисунок 3.6 – Розміщення навантаження всередині резонансної камери, три об'єкта.

Одним із важливих параметрів при моделюванні резонаторних камер є коефіцієнт відбиття. На рисунку 3.7 приведені залежності модуля коефіцієнта відбиття $|S_{11}|$ від частоти для різної кількості об'єктів всередині резонансної камери.

Як видно із рисунка об'єм заповнення резонатора сильно впливає на коефіцієнт відбиття. Крива 1 має резонансний характер і містить зони практично повного відбиття $|S_{11}| = 0,95 - 0,99$ в діапазоні частот $f = 2,46 - 2,5$ ГГц, а також спостерігаються мінімуми $|S_{11}| = 0,12$ на частоті $f = 2,403$ ГГц. Крива 2 має різаний характер, де рівень коефіцієнта відбиття не менше 0,6 у всьому досліджуваному діапазоні частот. При збільшенні об'єму заповнення резонатора крива 3, можемо спостерігати зменшення рівня $|S_{11}|$ до значення 0,07 на частоті $f = 2,45$ ГГц.

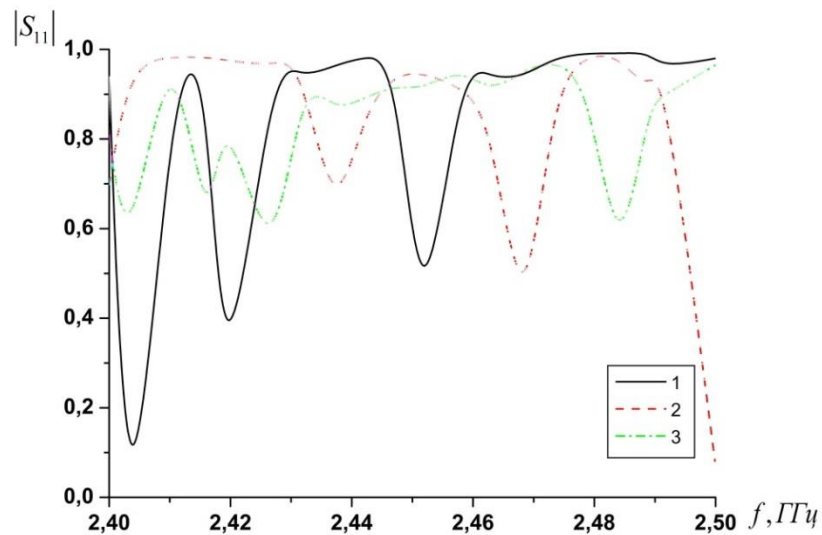


Рисунок 3.7 – Залежності модуля коефіцієнта відбиття $|S_{11}|$ від частоти для різної кількості об'єктів, $\varepsilon_r = 4,3$, $\text{tg}\delta = 0,004$.

Подальше розміщення і збільшення кількості об'єктів в резонаторі до шести (збільшення об'єму заповнення резонатора) представлено на рисунку 3.8.

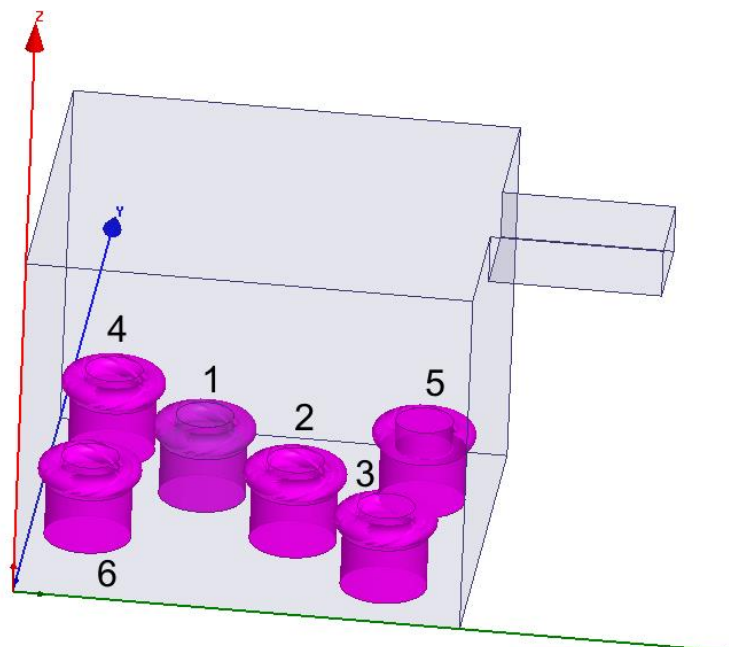


Рисунок 3.8 – Розміщення навантаження всередині резонансної камери, шість об'єктів.

При збільшенні об'єктів в резонаторі суттєво змінюється залежність $|S_{11}|$ від частоти, це можна спостерігати на рисунку 3.9. Обидві криві носять резонансний характер, рівень $|S_{11}|$ не опускається нижче значення 0,33.

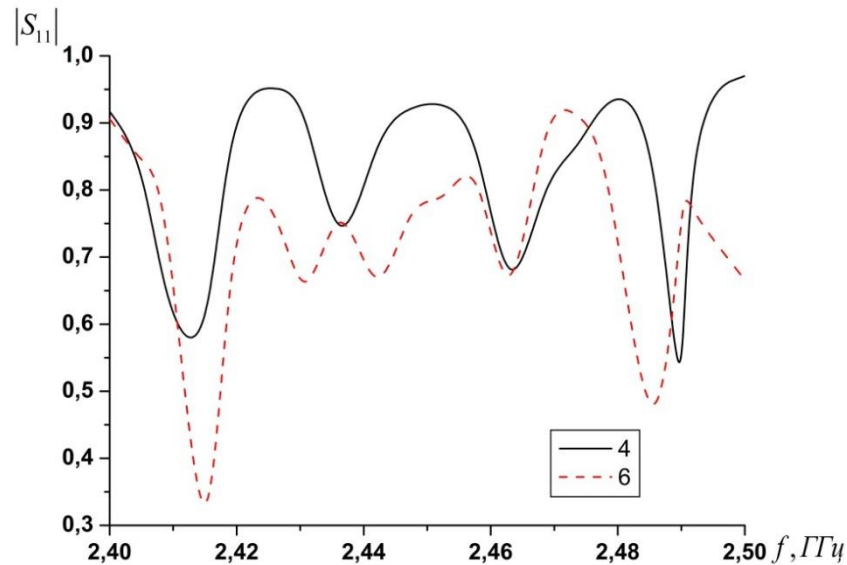


Рисунок 3.9 – Залежності модуля коефіцієнта відбиття $|S_{11}|$ від частоти для чотирьох та шести об'єктів, $\varepsilon = 4,3$ з $tg\delta = 0,004$.

На рисунку 3.10 представлені залежності модуля коефіцієнта відбиття $|S_{11}|$ при варіації діелектричної проникності ε_r . З рисунка можемо спостерігати, що рівень $|S_{11}|$ значно знизився для кривої 1 і має діапазон значень від 0,72 до 0,21 в робочому частотному діапазоні. Крива 2 лежить в діапазоні значень $|S_{11}|$ від 0,95 до 0,5 на залежність впливає дуже низьке значення $tg\delta = 0,0019$. Крива 3 лежить в діапазоні значень $|S_{11}|$ від 0,72 до 0,12. Таким чином можна побачити, що оптимальною діелектричною підставкою з точки зору дешевизни і залежностей $|S_{11}|$ є склотекстоліт.

Однак, слід зазначити, що діелектрична підставка яка виконана з кераміки має трішки нижчий $|S_{11}|$, але не є оптимальним варіантом при порівнянні дешевизни.

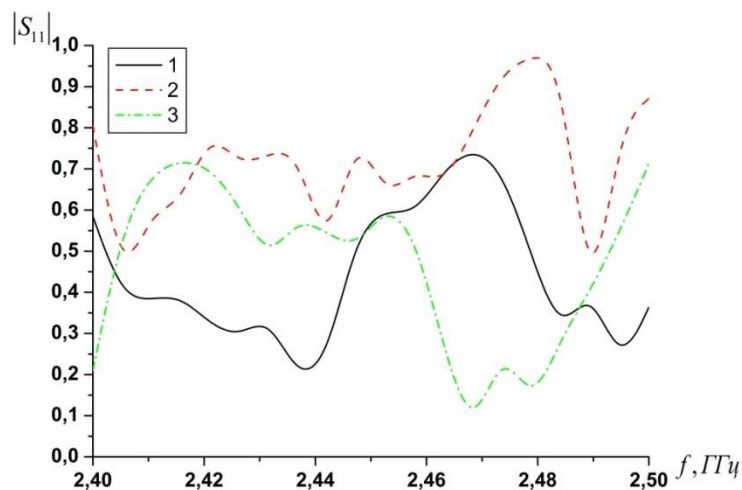


Рисунок 3.10 – Залежності модуля коефіцієнта відбиття $|S_{11}|$ від ε_r для шести об'єктів всередині. Криві: 1) $\varepsilon_r = 4,4$, $tg\delta = 0,02$ - склотекстоліт, 2) $\varepsilon_r = 6,15$, $tg\delta = 0,0019$ - duroid 6006, 3) $\varepsilon_r = 9,4$, $tg\delta = 0,006$ - кераміка.

В подальшому була проведена оптимізація по двом параметрам резонаторної камери з шістьма об'єктами всередині з наступними параметрами: $\sigma = 15 \times 10^6 \text{ См / м}$, $\varepsilon_r = 4,4$, $tg\delta = 0,02$ - склотекстоліт. На рисунку 3.11 представлені залежності $|S_{11}|$ від частоти при варіації параметра d - висоти резонатора.

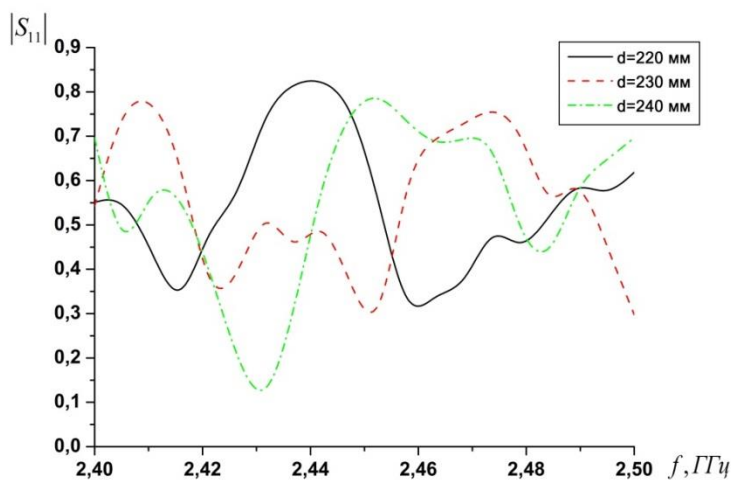


Рисунок 3.11 – Залежності модуля коефіцієнта відбиття $|S_{11}|$ від частоти при варіації висоти резонатора.

Як видно з кривих вони носять коливальний характер, зменшення висоти резонатору суттєво впливає на рівень $|S_{11}|$. Таким чином можна зробити припущення, що навантажений резонатор має найкращі параметри при $d = 250\text{мм}$ (рисунок 3.10 крива 1).

Залежності коефіцієнта відбиття $|S_{11}|$ від частоти при варіації параметра b - ширини резонатора представлені на рисунку 3.12. З представлених залежностей видно, що незначна зміна ширини резонатора на 10мм, досить суттєво впливає на $|S_{11}|$. Це насамперед обумовлено зміною спектру типів коливань резонатора.

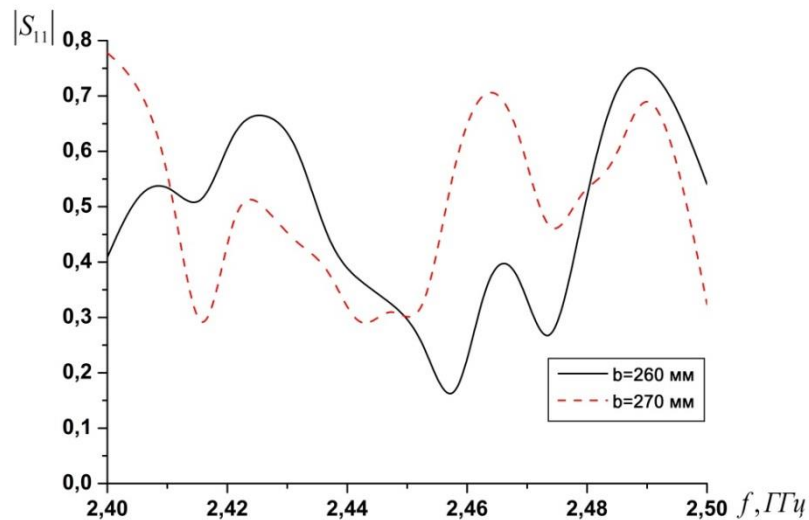


Рисунок 3.12 – Залежності модуля коефіцієнта відбиття $|S_{11}|$ від частоти при варіації ширини резонатора.

ВИСНОВКИ

У кваліфікаційній роботі проведено моделювання та оптимізацію резонансної камери НВЧ з додатковими металічними та діелектричними елементами які використовувались у якості навантаження.

Отримані результати підтверджують наступні висновки:

1. Вибір точки збудження для резонансної камери НВЧ є достатньо складним процесом, оскільки потрібно врахувати всі типи коливань які можуть збуджуватися.
2. Спектральний склад типів коливань залежить від вибору точки збудження і може бути різним.
3. Розташування і заповнення навантаження резонаторної камери суттєво впливає на нагрівання. Коефіцієнт відбиття може варіюватися в широкому діапазоні.
4. Суттєву роль відіграє як діелектрична проникність матеріалу, так і тангенс кута діелектричних втрат. Так матеріали, які мають більший тангенс кута діелектричних втрат краще нагріваються.
5. Оптимізація показала, що зміна розмірів резонатора на 3 % призводить до зміни $|S_{11}|$ в достатньо широкому діапазоні значень.
6. Якщо навантаження резонаторної камери містить металічні елементи, для стабільної роботи джерела мікрохвиль потрібно додаткове охолодження.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ ЛІТЕРАТУРИ

1. Sun T. (2022). Microwave heating and fracturing of granite: Insights from infrared thermal imaging / T. Sun, Z. Ma // Journal of Thermal Stresses, 1-10. Journal of Thermal Stresses. – 2022. –Vol. 45, № 9. – P. 762-771.
2. Zheng Y. A method to derive the dielectric loss factor of minerals from microwave heating rate tests / Y. Zheng, T. Sun // Measurement. – 2021. – Vol.171. – P.108788.
3. Ma Z. Thermal stresses and temperature distribution of granite under microwave treatment / Z. Ma, Y. Zheng, T. Sun, J. Li // IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. – 2021. – P.1-13.
4. Damm M.G. Translating high-temperature microwave chemistry to scalable continuous flow processes / M.G. Damm, C. O. Kappe // Organic Process Research & Development. – 2010. –Vol.14, № 1. – P. 215-224.
5. Leonelli C.M. Microwave and ultrasonic processing: Now a realistic option for industry / C.M. Leonelli // Chemical Engineering and Processing. – 2010. –Vol.49. – P. 885–900.
6. Strauss C.R. On Scale Up of Organic Reactions in Closed Vessel Microwave Systems / C.R. Strauss // Organic Process Research & Development. – 2009. – Vol.13, № 5. – P. 915-923.
7. Mamdouh O. Microwave assisted liberation of high phosphorus oolitic iron ore / O. Mamdouh, F. Timo, A-K Nagui, [et.al] // Journal of Minerals and Materials Characterization and Engineering. – 2014. – Vol.2, №5. – P.414-427.
8. Shen L. Continuous microwave drying of germinated brown rice: Effects of drying conditions on fissure and color, and modeling of moisture content and stress inside kernel / L. Shen, L. Wang, C. Zheng, [et.al] // Drying Technology. – 2021. – Vol.39, №5 – P. 414-427.
9. Nirmaan A. Comparison of microwave drying and oven-drying techniques for moisture determination of three paddy / A. Nirmaan, B. R. Prasantha, B.

- Peiris // Chemical and Biological Technologies in Agriculture. – 2020. – Vol.7, №1 – P.1–7.
10. Manickavasagan A. (2006) Non-Uniformity of surface temperatures of grain after microwave treatment in an industrial microwave dryer / A. Manickavasagan, D. S. Jayas, N. D. White // Drying Technology. – 2006. – Vol.24, №12 – P.1559–1567.
 11. Setiady D.(2009) Porosity, color, texture, and microscopic structure of russet potatoes dried using microwave vacuum, heated air, and freeze drying / D. Setiady, J. Tang, F. Younce, [et.al] // Engineering in Agriculture. – 2009. – Vol.25. – P.719-724.
 12. Higgins T R. Microwave drying of alfalfa compared to field-and oven-drying: Effects on forage quality / T. R. Higgins, A. E. Spooner // Animal Feed Science and Technology. – 1986. – Vol.16, №1-2 – P. 1-6.
 13. Adu B. Microwave heating and mass transfer characteristics of white beans / B. Adu, L. Otten //Journal of Agricultural Engineering Research. – 1996. – Vol.64, №1 – P.71 -78 .
 14. Nelson S. O. (1996) Review and assessment of radio-frequency and microwaveenergy for stored-grain insect control / S. O.Nelson // Transactions of the ASAE. – 1996. – Vol.39. – P.1475-1484.
 15. Brodie G. Simultaneous heat and moisture diffusion during microwave heating of moist wood / G. Brodie // Applied Engineering in Agriculture. – 2007. – Vol.23, №2 – P.179-187.
 16. Brodie G. Innovative wood drying: Applying microwave and solar technologies to wood drying /G. Brodie // VDM Verlag: Saarbruecken, Germany, 2008. – 120 p.
 17. Fernandez Y. Microwave heating applied to pyrolysis / Y. Fernandez, A. Arenillas, J. A. Menendez // In: Grundas S editor. Advances in Induction and Microwave Heating of Mineral and Organic Materials. Rijeka, Croatia: InTech., 2011. – 723-752p.

18. Tsubaki S. Application of microwave technology for utilization of recalcitrant biomass / S. Tsubaki, J-I. Azuma // In: Grundas S editor. Advances in Induction and Microwave Heating of Mineral and Organic Materials. Rijeka, Croatia: InTech., 2011. – 697-722 p.
19. Collin R. Field Theory of Guided Waves : 2nd Edition / R. Collin // IEEE Press, New York, USA., 1991. – 864 p.
20. Abdelsamie M. Effects of packaging shape with sharp edges on electromagnetic energy distribution: a possible mechanism for non-thermal effects of microwaves / M. Abdelsamie, R. A. Rahman, M. Shuhaimi // Environmental Science. – 1993. – Vol.14, №1 – P.14–19.
21. Risman, P. (1993). Microwave Oven Loads for Power Measurements. Microwave World 14 (1), 14–19.
22. Parlett B. The Symmetric Eigenvalue Problem / B. Parlett // Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, USA., 1980. – 416 p.
23. Lee, J. & Mittra, R. (1992). A note on the application of edge-elements for modeling three-dimensional inhomogeneously-filled cavities / J. Lee, R. Mittra // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1992. – Vol.40, №9 – P.1767–1773.
24. Paulsen K. Conjugate Direction Methods for Helmholtz Problems with Complex-Valued Wavenumbers / K. Paulsen, D. Lynch, W. Liu // Int. Journ. Numerical Methods in Engineering. – 1992. – Vol.35, №3 – P.601–622.
25. Jia X. Simulation of microwave field and power distribution in a cavity by a three-dimensional finite element method / X. Jia, P. Jolly // Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy. – 1992. – Vol.27, №1 – P.11–22.
26. Silvester, P. & Ferrari, R. (1994). Finite Elements for Electrical Engineers / P. Silvester, R. Ferrari // Cambridge University Press, Cambridge, U.K., 1994. – 494 p.

27. Ambrosiano J. Electromagnetics via the Taylor-Galerkin finite element method on unstructured grids / J. Ambrosiano, S. Brandon, R. Löhner // Journal of Computational Physics. – 1994. – Vol.110, №2 – P.310–319.
28. Chan C.(1994). A finite-difference time-domain method using Whitney elements / C. Chan, H. Sangani, K. Yee, J. Elson, // Microwave and Optical Technology Letters . – 1994. – Vol.7, №14 – P.673–676.
29. Monk, P. (1992). A finite element method for approximating the time harmonic Maxwell equations / P. Monk // Numerische Mathematik. – 1992. – Vol.63. – P.243–261.
30. Johnes P. B. Numerical solution of 2-dimensional scattering problems using a transmission-line matrix / P. B. Johnes, R.L. Beurle // Proc. IEE . – 1971. – Vol.118, №9 – P.1203-1208.
31. Sague P. Numerical Analysis in Electromagnetics: The TLM Method / P. Sague // John Wiley & Sons, Inc., USA , 2012. – 172 p.