

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Сумський державний університет

Факультет електроніки та інформаційних технологій

(повна назва інституту/факультету)

Кафедра комп'ютеризованих систем управління

(повна назва кафедри)

«До захисту допущено»

Завідувач кафедри

Петро ЛЕОНТЬЄВ

(підпис)

(Ім'я та ПРІЗВИЩЕ)

4 грудня 2024 р.

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА

на здобуття освітнього ступеня магістр

(бакалавр / магістр)

зі спеціальності 176 «Мікро- та наносистемна техніка»,

(код та назва)

Освітньо-професійної програми «Нанотехнології та біомедичні системи»

на тему: «Чисельне моделювання дифракційно-черенковського випромінювання в напівнескінченному діелектрику, що екрановано дифракційною решіткою»

Здобувача (ки) групи ФЕ.м-31

(шифр групи)

Будка Дмитрія Романовича

(прізвище, ім'я, по батькові)

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

(підпис)

Дмитрій БУДКО

(Ім'я та ПРІЗВИЩЕ здобувача)

Керівник доцент кафедри КСУ, к.ф.-м.н., доцент Анатолій РУБАН

(посада, науковий ступінь, вчене звання Ім'я та ПРІЗВИЩЕ)

(підпис)

Суми – 2024

Сумський державний університет

(назва вузу)

Факультет Електроніки та інформаційних технологій

Кафедра комп'ютеризованих систем управління

Спеціальність 176 – «Мікро та наносистемна техніка»

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедрою комп'ютеризованих систем управління

Петро ЛЕОНТЬЄВ

« 04 » грудня 2024 р.

ЗАВДАННЯ

НА МАГІСТЕРСЬКУ РОБОТУ СТУДЕНТОВІ

Будку Дмитрію Романовичу

(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема проекту (роботи) «Чисельне моделювання дифракційно-черенковського випромінювання в напівнескінченному діелектрику, що екрановано дифракційною решіткою»

затверджена наказом по університету від «08» листопада 2024р. № 1156-VI

2. Термін здачі студентом закінченого проекту (роботи) 04.12.2024р.

3. Вхідні дані до проекту (роботи) параметри електродинамічної системи напівнескінченний діелектрик - дифракційна решітка, розрахункова програма на мові програмування Pascal;

4. Зміст розрахунково-пояснювальної записки (перелік питань, що їх належить розробити) Черенковське та дифракційне випромінювання в електроніці надзвичайно високих частот, чисельне моделювання процесів збудження дифракційно - черенковського випромінювання на металодіелектричних структурах, моделювання збудження дифракційно-черенковського випромінювання в напівнескінченному діелектрику, що екрановано дифракційною решіткою.

5. Перелік графічного матеріалу (з точним зазначення обов'язкових креслень) Випромінювання Вавилова-Черенкова, Модель коливного диполя з ефектом Сміта-Парселла; Схеми електродинамічних систем, що досліджуються; Модель збудження дифракційно - черенковського випромінювання; Досліджувальна модель дифракційно-черенковського випромінювання в напівнескінченному діелектричному середовищі; Досліджувальна модель дифракційно-черенковського випромінювання з комбінованим напівнескінченим діелектричним середовищем; Схема моделі дифракційно-черенковського випромінювання з діелектричною пластиною; Схема площини змінної і контур інтегрування S ; Напрямок руху променів гармонік дифракційно-черенковського випромінювання в системі діелектричний хвилевід; Графіки дослідження залежностей потужності гармонік випромінювання від відносної швидкості електромагнітної хвилі у хвилеводі в зонах за різними умовами.

6. Дата видачі завдання _____ 18.09.2024 р. _____

Керівник _____
(підпис)

Завдання прийняв до виконання _____
(підпис)

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

Пор. №	Назва етапів дипломного проекту (роботи)	Термін виконання етапів проекту (роботи)	Примітка
1	Вивчення методів дослідження черенковського та дифракційного випромінювання	23.09 - 30.09	виконано
2	Опрацювання літератури	1.10 - 05.10	виконано
3	Розгляд сучасних досягнень в дослідженнях дифракційно-черенковського випромінювання	06.10 - 08.10	виконано
4	Чисельне моделювання моделі дифракційно-черенковського випромінювання напівнескінечний діелектрик - дифракційна решітка	08.10 - 16.10	виконано
5	Аналіз результатів дослідження та формування висновків	18.10 - 20.10	виконано
6	Оформлення кваліфікаційної роботи магістра	25.10 - 02.11	виконано

Студент-дипломник _____
(підпис)

Керівник проекту _____
(підпис)

АНОТАЦІЯ

Записка: 61 сторінка, 18 рисунків, 4 таблиці, 31 використане джерело.

Обґрунтування актуальності теми роботи: дифракційно-черенковське випромінювання є ключовим явищем для розвитку НВЧ-електроніки, зокрема для створення високоефективних джерел випромінювання та сенсорів для телекомунікацій, радіолокації і квантових технологій. Використання новітніх матеріалів, таких як метаматеріали та наноструктури, дозволяє підвищити ефективність і мініатюризацію пристроїв. Чисельне моделювання процесів збудження цього випромінювання в складних електродинамічних структурах є важливим кроком для удосконалення НВЧ-технологій.

Об'єкт дослідження: процеси збудження і поширення дифракційно-черенковського випромінювання в електродинамічній системі " напівнескінечний діелектрик — дифракційна решітка".

Мета роботи: розробка чисельних моделей і аналіз характеристик дифракційно-черенковського випромінювання для підвищення ефективності НВЧ-пристроїв і оптимізації їх параметрів.

Методи дослідження: чисельний аналіз рівнянь Максвелла із застосуванням програмного моделювання, експериментальне дослідження електродинамічних систем із дифракційними решітками, аналіз отриманих характеристик випромінювання.

Результати: чисельне моделювання виявило, що використання напівнескінечних діелектриків разом із дифракційними решітками дозволяє досягти високої ефективності та стабільності дифракційно-черенковського випромінювання. Розроблені моделі показали, що поєднання цих елементів оптимізує параметри НВЧ-пристроїв, що робить їх придатними для застосувань у таких галузях, як телекомунікації, радіолокація та квантові технології.

Ключові слова: ЗОНА БРІЛЮЕНА, ДИФРАКЦІЙНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ, ЧЕРЕНКОВСЬКЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ, ДИФРАКЦІЙНО-ЧЕРЕНКОВСЬКЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ, НАПІВНЕСКІНЕЧНИЙ ДІЕЛЕКТРИК, ДИФРАКЦІЙНА РЕШІТКА.

ЗМІСТ

ВСТУП.....	6
РОЗДІЛ 1. ЧЕРЕНКОВСЬКЕ ТА ДИФРАКЦІЙНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ В ЕЛЕКТРОНІЦІ НАДЗВИЧАЙНО ВИСОКИХ ЧАСТОТ.....	7
1.1. Поняття про теорію коливного диполя, дифракційного та черенковського випромінювань.....	7
1.2. Сучасні результати досліджень черенковського та дифракційного випромінювань.....	13
1.3. Використання дифракційного та черенковського випромінювань в електроніці надзвичайно високих частот.....	15
1.4. Теоретичні методи дослідження випромінювань.....	18
1.5. Метод експериментального моделювання випромінювань.....	21
РОЗДІЛ 2. ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ ЗБУДЖЕННЯ ДИФРАКЦІЙНО-ЧЕРЕНКОВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА МЕТАЛОДІЕЛЕКТРИЧНИХ СТРУКТУРАХ.....	24
2.1 Загальний підхід до вирішення задач про збудження дифракційно-черенковського випромінювання на металодіелектричних структурах.....	24
2.2. Експериментальна модель з діелектричною пластиною.....	29
РОЗДІЛ 3. МОДЕЛЮВАННЯ ЗБУДЖЕННЯ ДИФРАКЦІЙНО-ЧЕРЕНКОВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В НАПІВНЕСКІНЕЧНОМУ ДІЕЛЕКТРИКУ, ЩО ЕКРАНОВАНО ДИФРАКЦІЙНОЮ РЕШТКОЮ.....	38
3.1. Постановка задачі та результати досліджень.....	38
3.2. Аналіз отриманих результатів.....	55
ВИСНОВКИ.....	57
СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ.....	58

ВСТУП

Сучасні технології, що використовують хвилі надвисоких частот (НВЧ), швидко розвиваються і мають широкий спектр застосувань у системах зв'язку, сенсорах та оптичних пристроях. Одним із перспективних напрямків є дослідження дифракційно-черенковського випромінювання, яке виникає в електродинамічних системах та має великий потенціал для використання в НВЧ приладах. Це явище є критично важливим для технологій, де необхідне точне управління електромагнітними хвилями, зокрема в пристроях дифракційної електроніки.

Особливу увагу заслуговує дослідження дифракційно-черенковського випромінювання в напівнескінечних діелектричних середовищах, екранованих дифракційними решітками. Класичне черенковське випромінювання виникає, коли заряджена частинка рухається зі швидкістю, більшою за фазову швидкість світла в середовищі. У випадку діелектричних середовищ, з додатковим екрануванням дифракційними решітками, це явище набуває нових характеристик, що значно змінює поведінку електромагнітних хвиль і відкриває нові можливості для оптимізації НВЧ приладів.

Основною метою цієї роботи є чисельне моделювання дифракційно-черенковського випромінювання в системі «напівнескінечний діелектрик — дифракційна решітка». З використанням чисельних методів та експериментальних підходів досліджується характер і властивості цього випромінювання в системах, що включають діелектричну пластину або напівнескінечний діелектрик, екрановані дифракційною решіткою.

Ці дослідження допомагають краще зрозуміти процеси взаємодії електромагнітних хвиль з матеріалами, що піддаються дифракції, і мають важливе значення для проектування та оптимізації НВЧ приладів. Водночас результати роботи надають практичні рекомендації щодо застосування металодіелектричних систем у пристроях дифракційної електроніки, зокрема для розробки нових сенсорних технологій, систем зв'язку та оптичних приладів, заснованих на ефектах дифракції та черенковського випромінювання.

РОЗДІЛ 1

ЧЕРЕНКОВСЬКЕ ТА ДИФРАКЦІЙНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ В ЕЛЕКТРОНІЦІ НАДЗВИЧАЙНО ВИСОКИХ ЧАСТОТ

1.1. Поняття про теорію коливного диполя, дифракційного та черенковського випромінювань

Ефект Черенкова-Вавилова — це випромінювання, що виникає, коли заряджена частинка рухається у середовищі зі швидкістю, яка перевищує фазову швидкість світла в цьому середовищі. Це явище, досліджене завдяки роботам С. І. Вавилова та П. А. Черенкова, стало ключовим у розумінні взаємодії заряджених частинок з речовиною.

Експерименти, проведені Черенковим, виявили низку характерних властивостей випромінювання:

- Світіння спостерігається у всіх без винятку чистих та прозорих рідинах, причому його інтенсивність майже не залежить від хімічного складу навколишнього середовища.
- Випромінювання характеризується поляризованістю, причому електричний вектор здебільшого спрямований уздовж траєкторії первинного пучка частинок. На відміну від явища люмінесценції, цей процес не втрачає своєї інтенсивності під впливом температурних змін чи наявності сторонніх домішок.

На основі проведених досліджень Вавилов дійшов висновку, що описане явище не є люмінесценцією рідини. Натомість, світіння спричиняється швидкими електронами, які рухаються в середовищі. Такі електрони утворюються внаслідок дії гамма-променів через ефект Комптона. Додаткові дослідження підтвердили, що випромінювання Черенкова-Вавилова є характерним не лише для рідин, але й для твердих тіл, що розширює його наукове й технологічне значення.

Цей феномен має надзвичайно важливе місце в сучасній науці та техніці. Наприклад, випромінювання активно застосовується у фізиці високих енергій для детекції елементарних частинок, де воно допомагає визначати властивості заряджених частинок з високою точністю. У медичній сфері ефект Черенкова-Вавилова знаходить застосування в радіотерапії, де виступає важливим індикатором розподілу доз опромінення, забезпечуючи точність і ефективність лікування.

Таким чином, вивчення явища Черенкова-Вавилова стало фундаментом для розвитку численних наукових і технологічних напрямів. Воно забезпечило дослідникам інструменти для детального аналізу взаємодії випромінювання з речовиною, що відкрило нові можливості для експериментальних і прикладних досліджень.

Умови виникнення випромінювання Черенкова-Вавилова та його спрямованість можуть бути пояснені через використання принципу Гюйгенса-Френеля. Відповідно до цього принципу, кожна точка траєкторії руху зарядженої частинки (наприклад, точки А, В, С, D на рис. 1.1) розглядається як джерело вторинних хвиль, що виникають у момент проходження частинки через цю точку. Цей підхід дозволяє наочно пояснити природу ефекту та його просторові характеристики[1-4].

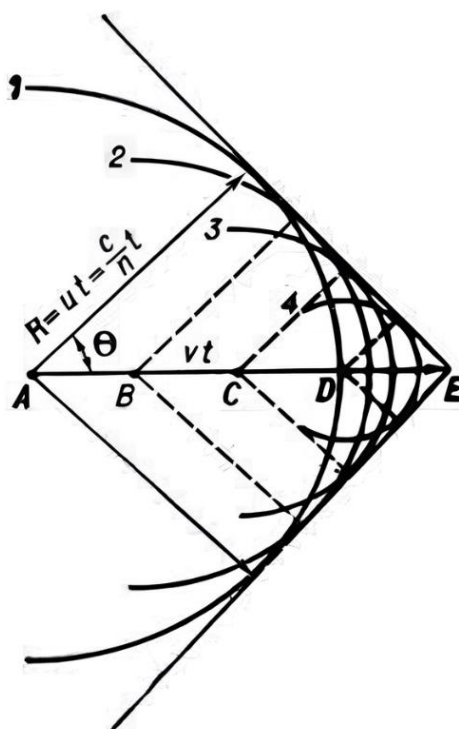


Рис. 1.1 - Випромінювання Вавилова-Черенкова

Ці вторинні хвилі накладаються одна на одну, формуючи фронт випромінювання, який залежить від швидкості руху зарядженої частинки та параметрів середовища. Саме перевищення фазової швидкості світла в середовищі створює умови для конструктивної інтерференції хвиль у певному напрямку, що і пояснює чітку спрямованість випромінювання. Цей підхід дозволяє не лише зрозуміти природу ефекту, але й точно визначити кут Черенкова, за яким випромінювання поширюється в просторі.

У оптично ізотропному середовищі парціальні хвилі мають сферичну форму, оскільки поширюються в усіх напрямках із однаковою швидкістю: $u = \frac{c}{n}$, де c — це швидкість світла у вакуумі, а n — показник заломлення середовища. Припустимо, що частинка, рухаючись із швидкістю u , в момент спостереження перебуває в точці E . За час t , що минув до моменту спостереження, вона

знаходилася в точці А, відстань до якої дорівнює vt .

Хвилі, випущені із точки А, до моменту спостереження утворюють сферу радіусом $R = ut$. На схемі (рис. 1.1) ця сфера зображена як коло 1. Аналогічно, хвилі, випущені із наступних точок траєкторії, таких як В, С і D, утворюють сфери, які поступово стають меншого радіусу: вони зображені колами 2, 3 і 4 відповідно.

Згідно з принципом Гюйгенса, кожна парціальна хвиля є джерелом нових хвиль, і в результаті їх інтерференції хвилі взаємно гасять одна одну в усіх напрямках, за винятком області, де вони утворюють спільну огинаючу. Ця огинаюча хвиль є хвильовою поверхнею, яка визначає напрямок поширення світла в середовищі[5].

Одним із найпомітніших радіаційних ефектів є дифракційне випромінювання. Воно виникає в результаті взаємодії електронного потоку, що рухається у вакуумі поблизу металевих нерівностей, із власним електромагнітним полем. Цей процес розсіювання створює специфічне випромінювання, яке можна детально досліджувати і використовувати.

Цей ефект вирізняється тим, що дозволяє змінювати характеристики випромінювання, коригуючи параметри електродинамічної системи або налаштування самого джерела випромінювання. Така гнучкість у налаштуванні відкриває широкі перспективи для використання дифракційного випромінювання в найрізноманітніших технічних і наукових дослідженнях, від розробки нових приладів до експериментів у фундаментальній фізиці [6].

Теорія коливного диполя

Початкові уявлення про ефект Сміта-Парселла базувалися на підході, відомому як теорія коливного диполя. У цьому контексті особливо цікаві дослідження, які з використанням цього методу визначили окремі характеристики випромінювання Сміта-Парселла та надали експериментальні дані для їх підтвердження.

Відповідно до цієї теорії, електрон e^- і його віртуальне відображення e^+ , що рухаються з постійною швидкістю $v_e = \beta_e \cdot c$ поблизу поверхні металевої

дифракційної решітки, утворюють диполь, момент якого змінюється з часом (рис. 1.2). Це змінне дипольне випромінювання є основою пояснення ефекту Сміта-Парселла[7].

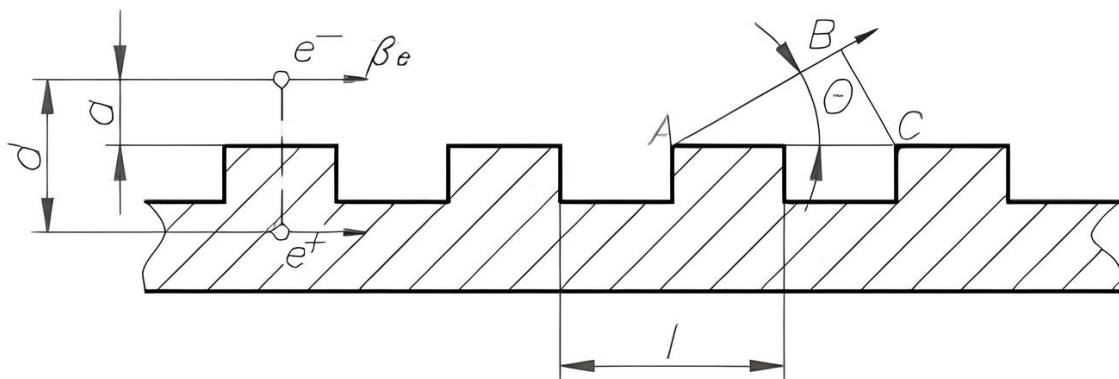


Рис. 1.2 – Модель коливного диполя з ефектом Сміта-Парселла

Когерентне випромінювання виникає через періодичні зміни дипольного моменту $p = ed$, що з'являється під час руху електрона поблизу поверхні дифракційної решітки. Важливість цього ефекту значно збільшується, коли електрон рухається ближче до решітки. При наближенні до моделі коливного диполя вважається, що відстань до решітки a набагато менша за період решітки l ($a \ll l$). Умови когерентного випромінювання можна чітко визначити за допомогою побудови Гюйгенса (рис. 1.2), де лінія BC відповідає фронту всіх випромінюваних хвиль. Когерентність випромінювання досягається, коли різниця часу t_1 проходження електронів через один період l і часом t_2 поширення хвилі на відрізок АВ є кратною періоду коливань T з довжиною хвилі λ .

$$t_1 - t_2 = nT, \text{ де } t_1 = \frac{l}{\beta_e c};$$

$$t_2 = \left(\frac{l}{c}\right) \cdot \cos \theta;$$

Якщо $T = \frac{\lambda}{c}$, то довжина хвилі випромінювання: $\lambda = \left(\frac{l}{n}\right) \cdot \left(\frac{1}{\beta_e - \cos \theta}\right), n = 1, 2, 3 \dots$

Випромінювання електронів, що рухаються поблизу металевої дифракційної решітки, залежить від періоду цієї структури. Для заданої швидкості електронів $\beta_e = \frac{v_e}{c}$, випромінювання на довжині хвилі λ спостерігається лише під певним кутом θ [5].

Незважаючи на значні експериментальні досягнення, зокрема у виявленні та аналізі змін характеристик випромінювання Сміта-Парселла в оптичному діапазоні, фізична інтерпретація результатів на основі теорії коливного диполя мала істотні недоліки. Помилки цієї моделі особливо проявилися при спробах застосувати ефект Сміта-Парселла в технологіях міліметрових і субміліметрових хвиль

Основною проблемою стало значне зниження інтенсивності випромінювання зі збільшенням довжини хвилі. Крім того, реалізація ефекту під кутом $\theta = 90$ що є критично важливим для багатьох застосувань, виявилася майже неможливою. Ці обмеження значно ускладнили розвиток дифракційної електроніки, де характеристики випромінювання Сміта-Парселла мають ключове значення. Для подолання цих труднощів було необхідно розробити нову теорію дифракційного випромінювання, що враховує наближення заданого струму. Окрім того, слід було врахувати зворотний вплив поля дифракційної решітки на рух електронного потоку, що раніше ігнорувалося в спрощених моделях [8-9].

1.2. Сучасні результати досліджень черенковського та дифракційного випромінювань

Випромінювання Вавилова-Черенкова стало основою для створення численних експериментальних методик, що широко застосовуються в фізиці ядерного синтезу для виявлення заряджених частинок і вивчення їхніх властивостей. Зокрема, Черенковські лічильники є важливим інструментом у фізиці високих енергій, оскільки дозволяють з високою точністю визначати швидкість і енергію частинок.

Також випромінювання Черенкова, яке спостерігається в земній атмосфері, це дає унікальну можливість для дослідження космічних променів. Це дозволяє краще зрозуміти природу високоенергетичних явищ у Всесвіті. Проте це явище можна спостерігати в лише за умов, коли частинка рухається з постійною швидкістю в радіаторі необмеженої довжини. У реальних умовах, при проходженні частинкою меж радіатора, виникає додаткове перехідне випромінювання, що накладається на ефект Черенкова.

Дифракційне випромінювання належить до класу радіаційних ефектів, які виникають під час розсіювання електромагнітного поля електронного потоку на металевих неоднорідностях. Це випромінювання утворює об'ємні хвилі, що поширюються у вільному просторі. Його унікальна особливість полягає в тому, що через зміни параметрів джерела чи електродинамічної системи можна точніше налаштувати інтенсивність, спрямованість, поляризацію та інші характеристики хвиль. Завдяки цим властивостям дифракційне випромінювання має величезний потенціал для застосування в сучасних наукових і технічних розробках, зокрема для створення інноваційних електронних пристроїв.

Останні дослідження цього явища дали низку важливих результатів. Наприклад, вивчено механізми збудження дифракційного, черенковського та їхньої гібридної форми випромінювань під дією електронного потоку, що рухається поблизу металевої решітки з діелектричною підкладкою. Проведено аналіз можливостей підвищення інтенсивності дифракційного випромінювання

шляхом оптимізації параметрів дифракційних решіток. Також, було розроблено методи «холодного» моделювання процесів генерації цих хвиль, що відкриває перспективи створення ефективних джерел електромагнітного випромінювання.

Для визначення тонкої структури дифракційного випромінювання було детально досліджено електронно-хвильовий механізм його збудження. Цей механізм базується на взаємодії потоку електронів із електромагнітним полем, що дифрагує на решітці. На основі цих досліджень були запропоновані й реалізовані безконтактні методи вимірювання динамічних параметрів електронних потоків у системах із відкритою електродинамічною структурою. Результатом стали високоточні аналізатори, які дозволяють досліджувати дифракційне випромінювання та електронні потоки в міліметровому діапазоні хвиль [10,11].

1.3. Використання дифракційного та черенковського випромінювань в електроніці надзвичайно високих частот

Черенковське випромінювання стало важливим інструментом для створення джерел електромагнітного випромінювання, здатних працювати в НВЧ-діапазоні. Це явище використовується для генерації потужних електромагнітних хвиль, що мають широкий спектр застосувань у різних технологіях:

Телекомунікаційні системи: Високочастотне черенковське випромінювання використовується для створення стабільних джерел НВЧ- хвиль, які можуть передавати інформацію на великі відстані з мінімальними втратами. Завдяки можливості метаматеріалів змінювати властивості випромінювання, такі джерела стали більш компактними та ефективними. Це дозволяє використовувати їх у супутникових системах зв'язку та бездротових мережах, де необхідна висока потужність передачі і точність сигналу [12,13].

Радіолокаційні технології: Черенковське випромінювання допомагає підвищити точність і дальність радарних систем, дозволяючи їм виявляти об'єкти на великих відстанях із високою роздільною здатністю. Зокрема, використання черенковських генераторів у радіолокаційних системах на основі НВЧ дозволяє значно покращити продуктивність військових та цивільних радарів, що забезпечує ефективне спостереження і виявлення рухомих об'єктів, таких як літаки та супутники [14,15].

Медичні діагностичні прилади: В медицині черенковське випромінювання використовується для створення високоточних діагностичних систем, таких як ПЕТ-сканери (позитронно-емісійна томографія), які можуть візуалізувати біологічні процеси всередині організму на молекулярному рівні. Це випромінювання допомагає отримати деталізовані зображення з високою роздільною здатністю, що є критично важливим для ранньої діагностики захворювань, таких як рак [16,17].

Використання дифракційного випромінювання

Дифракційне випромінювання також широко застосовується в НВЧ-електроніці, особливо для створення вузькоспектральних джерел випромінювання. Це дозволяє використовувати його для вирішення складних задач у наукових дослідженнях, системах зв'язку та радіолокації.

Одним із основних застосувань дифракційного випромінювання є вільно-електронні лазери, які генерують потужні електромагнітні хвилі у діапазоні НВЧ. ВЕЛ використовуються в наукових дослідженнях для проведення експериментів на межі квантової фізики, вивчення властивостей матеріалів та дослідження мікроскопічних об'єктів на атомному рівні. Ці лазери також корисні в промисловості для обробки матеріалів та створення високоточних мікроскопічних структур.

Дифракційне випромінювання дозволяє створювати компактні та високоефективні джерела випромінювання для мікрохвильових систем. Такі системи використовуються в радіолокаційних технологіях, де важлива точність і стабільність сигналу. Використання дифракційних ґраток дозволяє підвищити продуктивність систем НВЧ, що сприяє розвитку авіаційних, космічних та військових технологій.

Використання дифракційного випромінювання на нанорівні дозволяє створювати високоточні сенсори та джерела випромінювання для квантових комп'ютерів, де точність і стабільність сигналу є критично важливими. Це відкриває нові можливості для розвитку квантових технологій, які є перспективним напрямком у майбутньому розвитку електроніки та інформатики [18].

Інтеграція нових матеріалів та технологій

Сучасні досягнення у використанні черенковського та дифракційного випромінювань у НВЧ-електроніці демонструють значний прорив завдяки інтеграції новітніх матеріалів і технологій. Однією з головних причин цього

прогресу є використання метаматеріалів та наноструктур, які суттєво змінюють традиційні уявлення про процеси генерації та керування НВЧ-випромінюванням.

Роль інноваційних матеріалів

Метаматеріали: матеріали з унікальними електромагнітними властивостями, такими як негативний показник заломлення та можливість маніпулювання фазою хвилі, дають змогу створювати пристрої із покращеною спрямованістю випромінювання. Це дозволяє реалізувати високоточні налаштування характеристик хвиль у реальному часі, що відкриває нові можливості для адаптивних систем НВЧ.

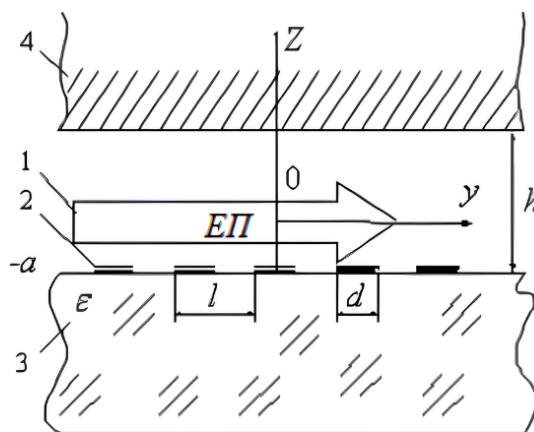
Наноструктури: структури, що значно зменшують розміри пристроїв, одночасно підвищуючи їхню енергоефективність. Наноструктури також дозволяють створювати високоточні резонансні елементи, що оптимізують процес генерації НВЧ-хвиль та забезпечують більшу стабільність роботи пристроїв навіть у складних умовах [19].

Подальші дослідження в області черенковського та дифракційного випромінювань спрямовані на вдосконалення керованості, стабільності та адаптивності НВЧ-генераторів. Особлива увага приділяється інтеграції з іншими високотехнологічними платформами, такими як квантові системи та фотоніка, що може кардинально змінити підходи до створення нових пристроїв.

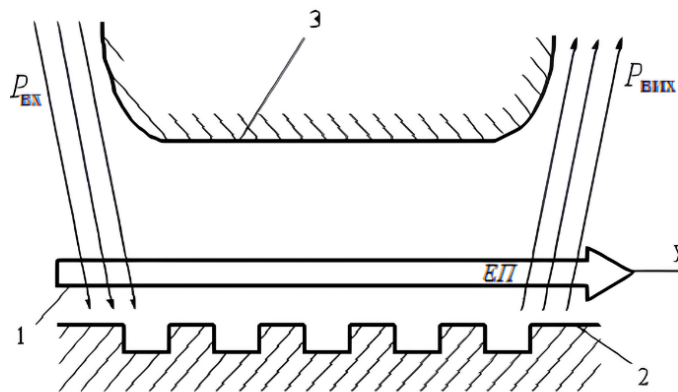
Таким чином, черенковське та дифракційне випромінювання стали основою для інноваційного розвитку НВЧ-електроніки, а їх поєднання з новітніми матеріалами і технологіями створює передумови для радикальної трансформації галузі. Відкриття нових фізичних ефектів і оптимізація вже відомих явищ дозволяють вирішувати задачі, які раніше вважалися недосяжними.

1.4. Теоретичні методи дослідження випромінювань

Для чисельного дослідження енергетичних характеристик дифракційно-Черенківського випромінювання в металодіелектричних структурах були використані рівняння, наведені на рис. 1.3 (а, б). Ці рівняння базуються на наближеному описі заданого струму, що дає змогу врахувати основні параметри та ефекти, які впливають на процеси дифракції та генерацію Черенковського випромінювання.



а



б

Рис. 1.3 – Схеми електродинамічних систем, що досліджуються:

- а) металодіелектрична структура з металодіелектричним каналом;
- б) підсилювач об'ємних хвиль.

Метод базується на розв'язуванні рівнянь Максвелла в рамках моделі із заданим джерелом, яке описується як щільність заряду або конвекційний струм. Точність відображення реального джерела в такій теоретичній моделі визначає достовірність характеристик збудженого випромінювання, що отримуються в наближенні заданого струму.

Наприклад, при аналізі дифракції власного електромагнітного поля електронного пучка на дифракційній решітці з відбивальним екраном (рис. 1.3 а), поле як усередині каналу, так і поза ним може бути визначене з точністю до невідомих коефіцієнтів Фур'є. Для цього на поверхні екрана встановлюються граничні умови Леонтовича, які дозволяють пов'язати невідомі коефіцієнти та сформулювати систему функціональних рівнянь для одного з них. У підсумку ця система перетворюється на нескінченну систему алгебраїчних рівнянь [20].

При спільному розв'язанні рівнянь руху та електромагнітного поля виникає система нелінійних нестационарних рівнянь, які можна аналізувати лише у деяких граничних випадках. У малосигнальному наближенні задача стає самоузгодженою: вихідну систему нелінійних диференціальних рівнянь у часткових похідних можна лінеаризувати, отримуючи лінійну систему рівнянь. Розв'язання крайової задачі в цьому випадку дозволяє визначити умови збудження коливань.

У межах цього підходу розглядається модель взаємодії електронного пучка з електромагнітним полем періодичної структури відкритого хвилеводу (рис. 1.3 б). Періодична сповільнююча система представлена нескінченною структурою типу «гребінка», розташованою паралельно металевому екрану. Електронний пучок, що має кінцеву товщину, знаходиться в просторі між «гребінкою» та екраном, рухаючись у площині xy [21].

Для спрощення задачі припускається, що електрони рухаються вздовж осі y , що фізично відповідає наявності нескінченно великого постійного магнітного поля, спрямованого вздовж траєкторії руху електронів. Електричне поле \vec{E} , швидкість пучка \vec{V} , а також щільність заряду ρ розкладаються на постійні та малі гармонійно змінні компоненти, які залежать від часу. В пучку постійна щільність заряду ρ_0 вважається компенсованою зовнішніми джерелами, тому кулонівська складова

поля $E_0 = 0$ дорівнює нулю.

Для розв'язання електродинамічної задачі використовується метод часткових областей. Поле в кожній із областей визначається на основі рівнянь Максвелла та відповідних граничних умов. Дотримуючись умов безперервності компонент поля на межах між областями, формулюється самоузгоджена система рівнянь. Ця система дозволяє отримати дисперсійне рівняння, яке описує власні режими системи «гребінка – пучок – екран» [22].

1.5. Метод експериментального моделювання випромінювань

Ефективним підходом до вирішення задач електродинаміки та електроніки є метод експериментального моделювання. У галузі електроніки так зване «холодне» моделювання, тобто без використання електронного потоку, дозволяє імітувати «гарячі» прилади, що працюють із потоком електронів. Це забезпечує можливість вивчення фізичних процесів збудження коливань та оптимізації параметрів електродинамічних систем.

Такий підхід також застосовується для аналізу збудження дифракційного і Черенковського випромінювань, які виникають унаслідок взаємодії електронної хвилі струму просторового заряду. Замість використання монохроматичного електронного потоку, у дослідженнях використовують одномодовий планарний діелектричний хвилевід, розташований поблизу стрічкової чи іншої форми дифракційної решітки, нанесеної на поверхню діелектричного середовища.

Перетворення електромагнітного поля діелектричного хвилеводу у об'ємні хвилі, що еквівалентні дифракційному та Черенковському випромінюванням, здійснюється шляхом розв'язання задач у наближенні заданого поля. Для Черенковського випромінювання модель передбачає канал трансформації хвиль діелектричного хвилеводу в об'ємні хвилі через порушення повного внутрішнього відбиття. Це можливо за умови, що діелектрична проникність хвилеводу ϵ_B менша або дорівнює проникності середовища ϵ_B , а фазова швидкість хвилі відповідає умовам збудження Черенковського випромінювання [23].

Дифракційне випромінювання описується як витікання хвиль з планарного хвилеводу в середовище, що складається з комбінації вакууму й діелектрика. Параметри хвилеводу, решітки та середовища налаштовуються для моделювання різних сценаріїв збудження дифракційно-черенковського випромінювання.

У теоретичній моделі приймається, що уздовж планарного діелектричного хвилеводу (рис. 1.4, область 2), розташованого на відстані $z = -a$ від стрічкової решітки (рис. 1.4, область 4), поширюється двовимірний поперечно-магнітний хвиля із компонентами поля $E_{0x} = 0$, $H_{0y} = 0$, $H_{0z} = 0$

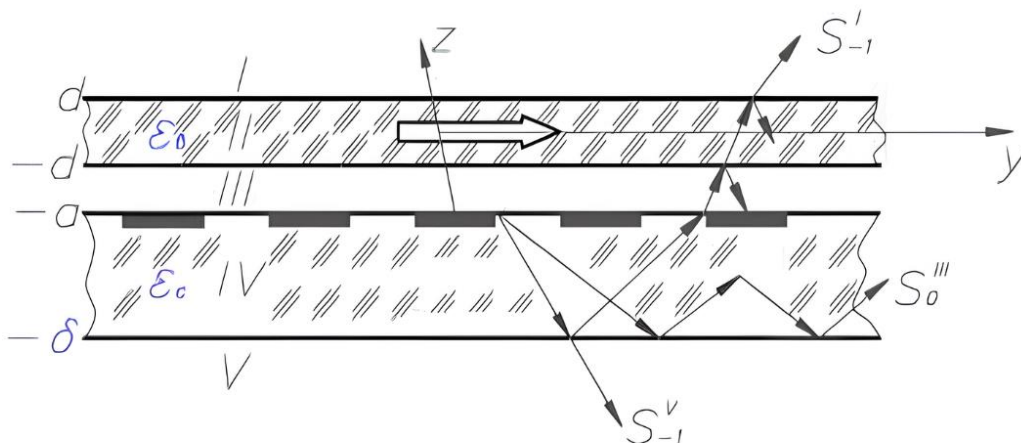


Рис 1.4 – Модель збудження дифракційно - черенковського випромінювання

Фазова швидкість v_B у діелектричному хвилеводі залежить від діелектричної проникності матеріалу хвилеводу, його поперечних розмірів та властивостей середовища. Для спрощення аналізу вводять поняття ефективної діелектричної проникності ϵ_B^* , яка визначається формулою:

$$\epsilon_B^* = \frac{c^2}{v_B^2}$$

Тоді, $\beta_B^* = \frac{v_B}{c} = \frac{1}{\epsilon_B^*}$.

З аналізу полів у різних областях діелектричного хвилеводу випливає, що перетворення хвилеводу у випромінювання можливе лише за певних фазових швидкостей:

$$\frac{\chi c}{|n| + \chi} \leq v_B \leq \frac{\chi c}{|n| - \chi}, z > -a (\text{вакум}),$$

$$\frac{\chi c}{|n| + \chi \sqrt{\epsilon_c}} \leq v_B \leq \frac{\chi c}{|n| - \chi \sqrt{\epsilon_c}}, -\delta < z < -a (\text{діелектрик}),$$

при цьому випромінювання направлено під кутами:

$$\gamma_{n1} = \arccos\left(\sqrt{\varepsilon_{\tilde{a}}^*} + \frac{n}{\chi}\right),$$

$$\gamma_{n2} = \arccos\frac{\sqrt{\varepsilon_{\tilde{a}}^*} + \frac{n}{\chi}}{\sqrt{\varepsilon_{\tilde{n}}}} \quad (1.1)$$

Таким чином, проведений теоретичний аналіз забезпечує основу для експериментального моделювання радіаційних ефектів, що виникають під час випромінювання електронного потоку поблизу періодичної структури. Таке моделювання є ключовим інструментом у дослідженні характеристик пристроїв дифракційної електроніки, сприяючи їх оптимізації та вдосконаленню.

Результати дослідження свідчать, що збудження об'ємних хвиль за допомогою діелектричного хвилеводу, подібно до процесів з електронним пучком, дозволяє реалізувати різні режими випромінювання. Вибір конкретного режиму випромінювання визначається властивостями діелектричного середовища, передусім його діелектричною проникністю [24].

Ці результати відкривають нові можливості для розвитку пристроїв дифракційної електроніки та розширення їх функціональності.

РОЗДІЛ 2

**ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ ЗБУДЖЕННЯ
ДИФРАКЦІЙНО- ЧЕРЕНКОВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА
МЕТАЛОДІЕЛЕКТРИЧНИХ СТРУКТУРАХ**

2.1 Загальний підхід до вирішення задач про збудження дифракційно-черенковського випромінювання на металодіелектричних структурах

Експериментальна модель з напівнескінечним діелектриком

Для дослідження напівнескінечного діелектричного середовища з діелектричною проникністю $\epsilon = 2.05$ використовувалась фторопластова призма з трикутним перерізом. Її розміри становлять $70 \times 70 \times 100$ мм, а товщина складає 40 мм (рис. 2.1).

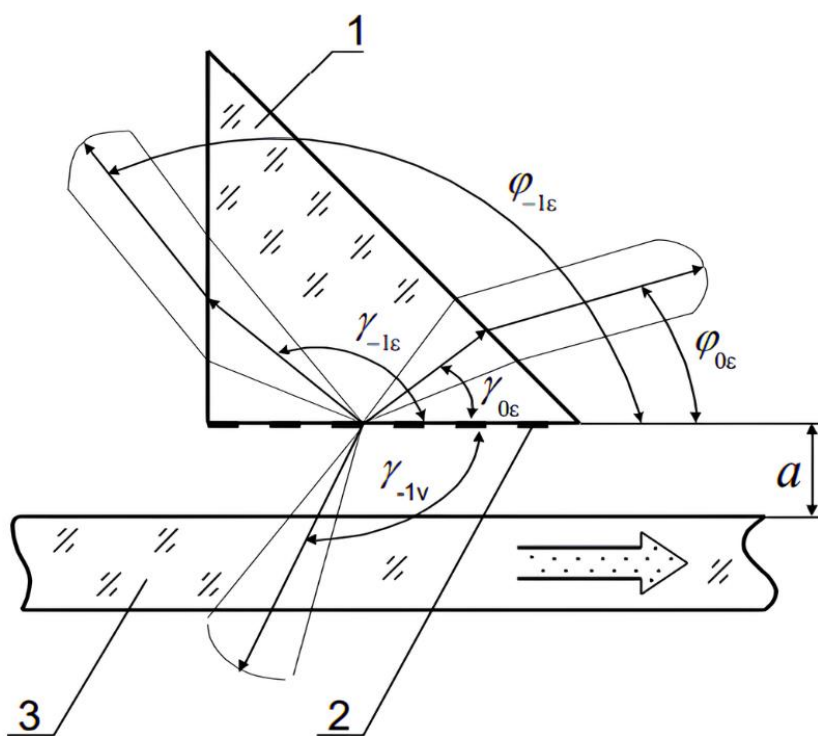


Рис.2.1 – Досліджувальна модель дифракційно-черенковського випромінювання в напівнескінечному діелектричному середовищі ($\epsilon = 2.05$): 1 - діелектрична призма, 2 - дифракційна решітка, 3 - діелектричний хвилевід 70×40

На бічній поверхні призми була розташована стрічкова дифракційна решітка (2) з періодом l та коефіцієнтом заповнення u . Збудження призми здійснювалося за допомогою планарного діелектричного хвилеводу (3), який забезпечував спрямоване випромінювання та формування необхідних умов для взаємодії хвиль із дифракційною решіткою [25].

Параметри електродинамічних систем металодіелектричної структури, що досліджувалася, а також інтервали значень β_v , для яких реалізуються відповідні зони Бріллюена, наведені в таблиці 2.1.

Таблиця 2.1. – Параметри електродинамічних систем, що досліджуються для металодіелектричних структур при $\varepsilon = 2.05$.

u		+0.5	+0.3	-0.5	-0.85
зона 1_0	l (мм)	2.0	2.0	2.0	2.0
	d (мм)	0.7	0.8	1.3	1.65
	β_g	0.95-0.7			
зона $4_{0,-1}$	l (мм)	2.7	2.7	2.7	2.7
	d (мм)	0.9	1.09	1.8	2.2
	β_g	0.95-0.782			
зона $4_{0,-1}^{-1}$	l (мм)	4.4	4.4	4.4	4.4
	d (мм)	1.47	1.77	2.93	3.62
	β_g	0.95-0.70			

Згідно з таблицею, зони 1_0 , $4_{0,-1}$ і $4_{0,-1}^{-1}$ можуть бути реалізовані в одному інтервалі фазової швидкості хвилеводу: $\beta_v = 0.95 - 0.7$.

Однією з важливих характеристик дифракційно-черенковського випромінювання є спрямованість діаграм випромінювання, що надає змогу аналізувати фізичні явища, які відбуваються у досліджуваній металодіелектричній структурі.

Наприклад, у межах зони Бріллюена 1_0 спостерігається однопелюсткова форма діаграми спрямованості, що відповідає максимуму інтенсивності Черенковського випромінювання.

Проте, за умов появи гармонік із $n = -1$, які поширюються як у вакуум, так і в діелектрик, інтенсивність знижується. Це пояснюється перерозподілом енергії, що надходить у хвилевід, між гармоніками. У таких ситуаціях діаграми спрямованості стають багатопелюстковими. Ця зміна обумовлена появою гармоніки $n = -1$, яка випромінюється в діелектричне середовище, та відбиттям хвиль рупором, що фіксує інтенсивність випромінювання у вакуумі.

Порівняння чисельного моделювання з експериментальними результатами свідчить про високу точність запропонованих теоретичних підходів, що дозволяють кількісно вивчати взаємодію просторових гармонік дифракційно-черенковського випромінювання. Експериментальна структура, розроблена для вивчення цього явища, включає діелектричний матеріал із проникністю $\varepsilon = 10$. Її модель наведено на рис. 2.2.

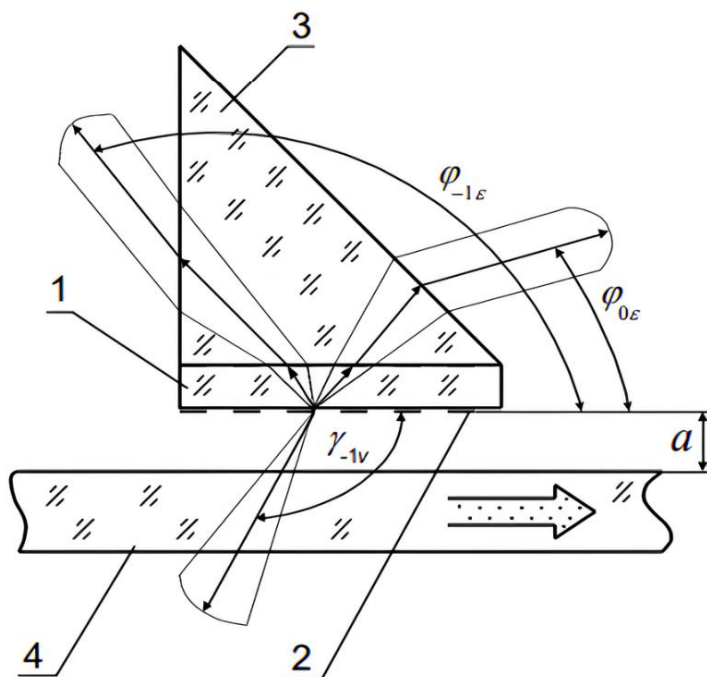


Рис. 2.2. – Досліджувальна модель дифракційно-черенковського випромінювання з комбінованим напівнескінечним діелектричним середовищем ($\varepsilon = 10$): 1 - полікорова призма, 2 - дифракційна решітка, 3 - трикутна фторопластова призма, 4 - планарний діелектричний хвилевід.

У якості діелектрика використовується полікорова пластина (1), що має $\varepsilon = 10$, розміри 60×48 мм та товщину 1 мм. На її поверхню нанесена дифракційна стрічкова решітка (2). Для зручного проведення експерименту конструкцію розміщено на бічній грані трикутної фторопластової призми (3). Збудження структури відбувалося через планарний діелектричний хвилевід (4).

Основні характеристики системи для різних зон Бріллюена наведено в таблиці 2.2.

Таблиця 2.2 – Параметри електродинамічних систем, що досліджуються для металодіелектричних структур при $\varepsilon = 10$.

U		0				
	l (мм)	0.8				
зона 1_0	d (мм)	0.4				
	β_g	0.95÷0.70				
U		+0.5	+0.3	-0.3	-0.5	-0.85
	l (мм)	2.8	2.8	2.8	2.8	2.8
зона $4_{0,-1}$	d (мм)	0.93	1.13	1.67	1.87	2.3
	β_g	0.95÷0.70				
	l (мм)	2.8	2.8	2.8	2.8	2.8
зона $4_{0,-1}^{-1}$	d (мм)	0.93	1.13	1.67	1.87	2.3
	β_g	0.754÷0.705				
	l (мм)	5.2	5.2	5.2	5.2	5.2
зона $4_{+1,0,-1,-2}^{-1}$	d (мм)	1.733	2.096	3.104	3.466	4.282
	β_g (мм)	0.89÷0.86				

2.2. Експериментальна модель з діелектричною пластиною

У процесі вивчення розсіювання плоскої хвилі на діелектричному матеріалі з втратами робиться припущення, що розміри паралелепіпеда значно перевищують довжину хвилі. Для аналітичного розв'язання цієї задачі застосовується метод Віннера-Хопфа, який є ефективним для об'єктів із поперечним перерізом у формі видовженого прямокутника, де одна зі сторін значно більша за довжину хвилі.

На рис. 2.3 представлено схему паралелепіпеда та основні геометричні параметри задачі. Аналіз проводиться для двовимірної задачі розсіювання плоскої Е-хвилі, яка падає на поверхню паралелепіпеда, виготовленого з діелектрика із великими втратами, під кутом θ до осі x . Ширина паралелепіпеда дорівнює $2a$, товщина становить $2b$. Часовий перебіг хвилі задається множителем $e^{i\omega t}$ [19, 21, 25].

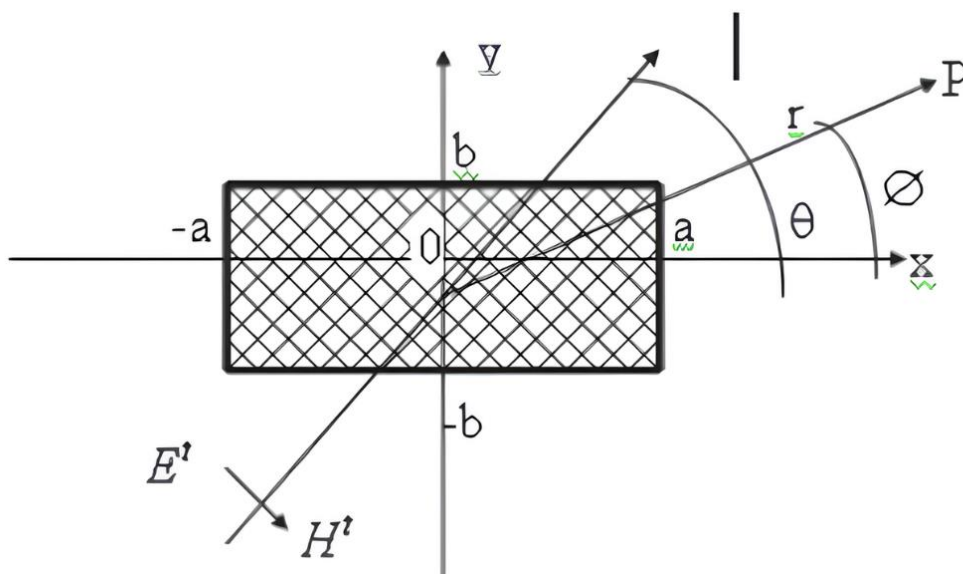


Рис. 2.3 – Схема моделі дифракційно-черенковського випромінювання з діелектричною пластиною

Розглянемо основні рівняння, що описують процес розсіювання хвиль. Повне електромагнітне поле, розсіяна хвиля та падаюча хвиля пов'язані між собою через рівняння:

$$(E^t, H^t) = (E^s, H^s) + (E^i, H^i) \quad (2.1)$$

Вважаємо, що падаюча плоска хвиля в цій задачі може бути задана:

$$E^i = i_x e^{-iK_0 r}, H^i = \frac{K_0 E^i}{(\omega \mu_0)},$$

$$K_0 = k_0 (\cos \theta, \sin \theta, 0), k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0},$$

$$r = (x, y, 0). \quad (2.2)$$

де ε_0 – це діелектрична проникність, а μ_0 – магнітна проникність у вакуумі.

Зважаючи на будову розсіювального тіла, а площина поляризації залишається незмінною, це дозволяє записати рівняння Максвелла для електричного поля в даній задачі у вигляді:

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + K_j^2 \right) E_x^S(x, y) = 0, (j = 0, 1), \\ H_x^S = \frac{-1}{i\omega\mu_0} \cdot \frac{\partial E_z^S}{\partial y}, H_y^S = \frac{1}{i\omega\mu_0} \cdot \frac{\partial E_z^S}{\partial x}, \\ E_x^S = E_y^S = E_z^S = 0, \\ K_1 = K_0 \sqrt{\varepsilon_s}, \varepsilon_s = \frac{(\varepsilon - i\sigma)}{\varepsilon_0} \end{array} \right. \quad (2.3)$$

У цьому випадку індекс $i = 0$ відноситься до хвильового рівняння в вакуумі, $a \cdot i = 1$ – до хвильового рівняння в середовищі з втратами. Параметри ε і σ позначають діелектричну проникність та питому електричну провідність середовища відповідно. Комплексна відносна діелектрична проникність позначається як ε_s , і вона враховує втрати в матеріалі через провідність.

Для вирішення рівнянь (2.3) необхідно врахувати граничні умови для електричного та магнітного полів на межах розсіювального тіла та навколишнього середовища.

Ці граничні умови зазвичай включають:

- умови випромінювання зовні при $r \rightarrow \infty$;
- безперервність E_z^S , при $|y| = b$;
- безперервність E_z^S, H_y^S при $|x| = a, |y| = b$;
- безперервність H_x^S при $|y| = b$;
- умови кінцевої точки при $|x| = a, |y| = b$.

При вирішенні задачі розсіювання хвиль, для отримання розв'язку використовуються перетворення Фур'є та зворотне перетворення Фур'є. Це дозволяє перейти від просторових координат до хвильових чисел, що спрощує аналіз хвильових процесів у складних середовищах:

$$\begin{cases} f(\zeta) = F[f(x)] = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{i\zeta x} dx, \\ f(x) = F^{-1}[f(\zeta)] = \frac{1}{2\pi} \int_c f(\zeta) e^{-i\zeta x} d\zeta \end{cases} \quad (2.4)$$

Контур C розташовується в загальній області D' , що визначається з урахуванням припущення про незначні втрати у вакуумі. Враховуючи ці втрати, контур інтегрування вибирається таким чином, щоб він оминав полюса функції, що інтегрується.

Окремо існує область D , яка обумовлена наявністю полюса $\zeta = \zeta_0$, що відповідає взаємодії з падаючою хвилею (рис. 2.4). Цей полюс описує специфічну частину розв'язку задачі, що включає резонансні ефекти та взаємодію хвиль з середовищем, що дозволяє врахувати поглинання та розсіювання енергії в середовищі.

Завдяки цьому методу можна детально дослідити внесок кожного компонента хвилі в загальний розв'язок задачі, що дозволяє отримати точні результати для характеристик розсіювання хвиль у заданій системі.

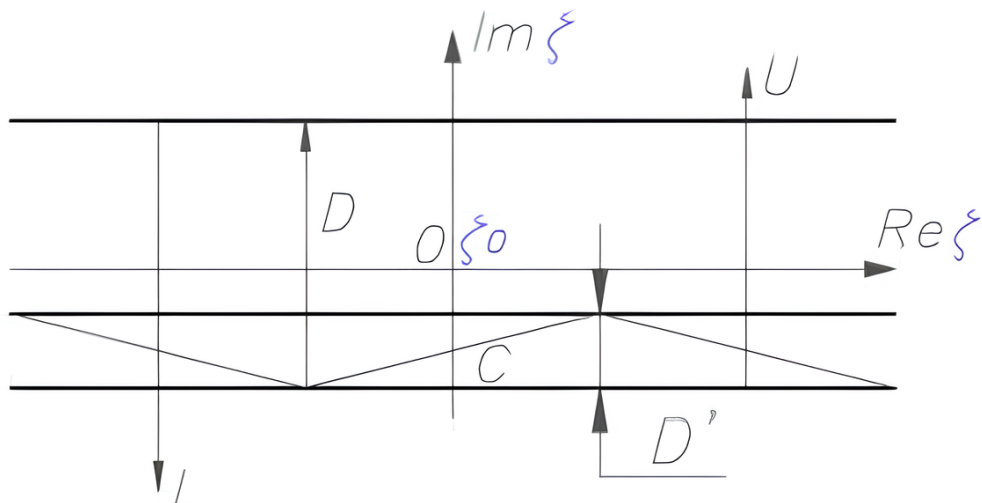


Рис. 2.4 – Схема площини змінної ζ і контур інтегрування C

Для подальшого дослідження процесу розсіювання можна розкласти розсіяне електромагнітне поле на три складові хвилі. Це дозволяє краще зрозуміти взаємодію між хвилею та середовищем, а також визначити їхній внесок у загальний розв'язок задачі:

$$(E^S, H^S) = (E_0^{S+t}, H_0^{S(+)}) + (E_1^S, H_1^S) + (E_0^{S(-)}, H_0^{S(-)}) \quad (2.5)$$

Для розгляду кожної електромагнітної хвилі, яка діє в межах області $|y| \leq b$, ми припускаємо, що вона задовольняє певному рівнянню, яке описує її поведінку в цьому інтервалі:

$$\begin{cases} (E_0^{S(+)}, H_0^{S(+)}) = (E^S, H^S)L(x-a) - (E^i, H^i)L(a-x), \\ (E_1^S, H_1^S) = (E^t, H^t)L(a-x)L(A+x), \\ (E_0^{S(-)}, H_0^{S(-)}) = (E^S, H^S)L(-a-x) + (E^i, H^i)L(-a-x), \end{cases} \quad (2.6)$$

де $L(x)$ - це ступінчаста функція:

$$L(x) = \begin{cases} 1, & (x > 0) \\ 0, & (x < 0) \end{cases} \quad (2.7)$$

Для зручності розуміння, давайте розглянемо пояснення індексів, що супроводжують кожну з електромагнітних хвиль. Індекс «0» вказує на хвильове рівняння для вакууму, а індекс «1» позначає хвильове рівняння для середовища з втратами. Таким чином, ці індекси відповідають значенням $i = 0$ та $i = 1$ у рівняннях (2.6). Це розрізнення дозволяє точно визначити, в якому середовищі розповсюджується хвиля.

Також, верхній знак (+) позначає, що хвиля поширюється в області $x > a$, тоді як знак (-) вказує на область $x < -a$. Це важливо для розуміння аналітичних властивостей хвильових компонентів у кожній з цих областей. Використання таких позначень дозволяє точно відобразити поведінку хвиль в різних областях простору.

Щоб знайти Фур'є-компоненти розсіяної хвилі, треба застосувати пряме перетворення Фур'є до хвильового рівняння (2.3). У випадку, коли $|y| \geq b$, рівняння приймає вигляд:

$$\begin{cases} \left(\frac{d^2}{dy^2 + k_0^2} \right) E_x^S(\zeta, y) = 0, \\ k_0^2 = K_0^2 - \zeta^2, (\zeta \in D) \end{cases} \quad (2.8)$$

Розв'язок рівняння, який задовольняє граничним умовам для рівнянь 1 і 2 (2.3), можна записати у вигляді:

$$\begin{cases} E_x^S(\zeta, y) = [U_0^+(\zeta \pm b)e^{i\zeta a} + U_1(\zeta \pm b) + U_0^-(\zeta, \pm b)e^{-i\zeta a}] e^{\mp \frac{ik_0(y \mp b)}{\zeta - \zeta_0}}, \\ (y \geq b, y \leq -b) \end{cases} \quad (2.9)$$

Невідомі функції, які це впливають з наведених нижче формул, є Фур'є-компонентами розсіяної хвилі при $|y|=b$. Ці компоненти визначають поведінку хвилі на межі області розсіювання.

Крім того, точка $\zeta = \zeta_\theta$ являє собою полюс, пов'язаний із падаючою хвилею:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{U_0^+(\zeta \pm b)e^{i\zeta a}}{(\zeta - \zeta_\theta)} = F \left[E_x^{S(+)}(x, \pm b) \right], \\ \frac{U_1(\zeta \pm b)}{(\zeta - \zeta_\theta)} = F \left[E_{z1}^S(x, \pm b) \right], \\ \frac{U_0^-(\zeta \pm b)e^{-i\zeta a}}{(\zeta - \zeta_\theta)} = F \left[E_z^{S(-)}(x, \pm b) \right], \\ \zeta_\theta = K_0 \cos \theta \end{array} \right. \quad (2.10)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} U_0^+(\zeta_\theta \pm b) = i e^{\mp i K_0 b \sin \theta - i \zeta_\theta a}, \\ U_0^-(\zeta_\theta \mp b) = -U_0^+(-\zeta_\theta \pm b), \\ U_1(\zeta_\theta \pm b) = 0. \end{array} \right. \quad (2.11)$$

Знак праворуч у функції U_0^\pm вказує на те, що в разі знака «+» функція є регулярною у верхній півплощині (області U), а при знаку «-» — регулярною в нижній півплощині (області L). Цей спосіб позначення буде використовуватися надалі для зручності в аналізі.

Крім того, при $|y| \leq b$ існує розрив у середовищі. Після застосування прямого перетворення Фур'є до хвильового рівняння (2.3) воно перетворюється в систему диференціальних рівнянь різного порядку. Знак праворуч у функції U_0^\pm позначає область регулярності цієї функції. Для знака «+» функція регулярна у верхній півплощині (область U), тоді як для знака «-» вона регулярна у нижній півплощині (область L).

З іншого боку, у випадку $|y| \leq b$ в середовищі спостерігається розрив, що впливає на поведінку хвильового процесу. Після застосування прямого

перетворення Фур'є до хвильового рівняння (2.3) воно зводиться до системи диференціальних рівнянь різного порядку:

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{d^2}{dy^2+k} \right) E_{z0}^{S(\pm)}(\zeta, y) = \pm \left(\frac{\partial}{\partial x-i\zeta} \right) E_z^t(x, y) e^{i\zeta x} \Big|_{x=\pm a \pm 0} \\ \left(\frac{d^2}{dy^2+k_1^2} \right) E_{z1}^{S(\pm)}(\zeta, y) = - \left(\frac{\partial}{\partial x-i\zeta} \right) E_z^t(x, y) e^{i\zeta x} \Big|_{x=a-0} + \left(\frac{\partial}{\partial x-i\zeta} \right) E_z^t(x, y) \times \\ \quad \times e^{i\zeta x} \Big|_{x=a-0} \\ E_1^2 = K_1 - \zeta^2. \end{array} \right. \quad (2.12)$$

Зумовлені доданки у правих частинах рівнянь можна визначити, враховуючи той факт, що величини, описані у співвідношеннях (2.6), а також падаюча хвиля E_z^t , залишаються неперервними при $x = a$.

Як впливає з рівнянь, H_y^t є похідною $\frac{\partial E_z^t}{\partial x}$ за координатою x , помноженою на постійний коефіцієнт. Це можна записати як:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_z^t(\pm a \pm 0, y)}{\partial x} = \frac{\partial E_z^t(\pm a \mp 0, y)}{\partial x} = \frac{\partial E_z^t(\pm a, y)}{\partial x} \\ E_z^t(\pm a \pm 0, y) = E_z^t(\pm a \mp 0, y) = E_z^t(\pm a, y) \end{array} \right. \quad (2.13)$$

Можна забезпечити виконання граничної умови для третього рівняння (2.3).

У цих співвідношеннях символ похідної $\frac{\partial f(\alpha)}{\partial x}$ означає, що в похідній $\frac{\partial f(x)}{\partial x}$ виконано граничний перехід при $x \rightarrow \alpha$. Таким чином, розкладаючи хвилю на торцевій площині (при $|x| = \alpha$) у наступний ряд, можна легко отримати спеціальні розв'язки рівнянь (2.12):

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_z^t(\pm a, y)}{\partial x} = \sum_n (-1)^n \left[\alpha_{1cn}^{(\pm)} \cos b_{cn} y + \alpha_{sn1}^{(\pm)} \sin b_{cn} y \right], \\ E_z^t(\pm a, y) = \sum_n (-1)^n \left[\alpha_{2cn}^{(\pm)} \cos b_{cn} y + \alpha_{2sn}^{(\pm)} \sin b_{cn} y \right] \end{array} \right. \quad (2.14)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} b_{cn} = \left(\frac{n-1}{2}\right) \frac{\pi}{b} \\ b_{cn} = \left(\frac{n\pi}{b}\right), (n = 1, 2, 3 \dots) \end{array} \right. \quad (2.15)$$

Співвідношення (2.14) можна представити у вигляді розкладання в ряд Фур'є. Це означає поділ функції на суму простих хвиль, які є ортогональними одна до одної і дорівнюють нулю при $|y| = B$. У фізичному сенсі, ці хвилі — це власні коливання хвилеводу з плоскими стінками.

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{z0}^{S(\pm)}(\zeta, y) = e^{\pm i\zeta a} \left[\frac{U_{0c}^{(\pm)}(\zeta)}{2(\zeta - \zeta_\theta)} \cdot \frac{\cos k_0 y}{\cos k_0 b} + \frac{U_{0s}^{(\pm)}(\zeta)}{2(\zeta - \zeta_\theta)} \cdot \frac{\sin k_0 y}{\cos k_0 b} \right] \mp e^{\pm i\zeta a} \times \\ \times \sum_n (-1)^n \left[\frac{\alpha_{1cn}^{(\pm)} - i\zeta \alpha_{2cn}^{(\pm)}}{\zeta^2 - k_{0cn}^2} \cos b_{cn} y + \frac{\alpha_{1sn}^{(\pm)} - i\zeta \alpha_{2sn}^{(\pm)}}{\zeta^2 - k_{0sn}^2} \sin b_{sn} y \right] \\ E_{z1}^S(\zeta, y) = \left[\frac{U_{1c}(\zeta)}{2(\zeta - \zeta_\theta)} \cdot \frac{\cos k_1 y}{\cos k_1 b} + \frac{U_{1s}(\zeta)}{2(\zeta - \zeta_\theta)} \cdot \frac{\sin k_1 y}{\sin k_1 b} \right] + e^{i\zeta a} + \\ + \sum (-1)^n \left[\frac{\alpha_{1cn}^{(\pm)} - i\zeta \alpha_{2cn}^{(\pm)}}{\zeta^2 - k_{1cn}^2} \cos b_{cn} y + \frac{\alpha_{1sn}^{(\pm)} - i\zeta \alpha_{2cn}^{(\pm)}}{\zeta^2 - k_{1sn}^2} \sin b_{sn} y \right] - \\ - e^{-i\zeta a} \sum_n (-1)^n \left[\frac{\alpha_{1sn}^{(-)} - i\zeta \alpha_{2sn}^{(-)}}{\zeta^2 - k_{1sn}^2} \sin b_{sn} y \right]. \end{array} \right. \quad (2.16)$$

Члени рядів у цьому випадку є окремими рішеннями. Невідомі функції, позначені нижніми індексами c та s , згідно з властивостями парності, визначеними у співвідношеннях (2.10), набувають таких виразів (де $j = 0, 1$):

$$\left\{ \begin{array}{l} U_{jc}(\zeta) = U_j(\zeta, b) + U_j(\zeta, -b), \\ U_{js}(\zeta) = \frac{U_j(\zeta, b)}{U_j(\zeta, -b)} \end{array} \right. \quad (2.17)$$

Виконуються наступні співвідношення ($j = 0, 1, q = c$):

$$k_{jpn}^2 = k_j^2 - b_{qn}^2 \quad (2.18)$$

Отже, проведені дослідження підтверджують коректність побудованої фізичної моделі та дозволяють сформулювати рекомендації щодо використання металодіелектричних структур у пристроях дифракційної електроніки.

РОЗДІЛ 3

МОДЕЛЮВАННЯ ЗБУДЖЕННЯ ДИФРАКЦІЙНО-ЧЕРЕНКОВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В НАПІВНЕСКІНЕЧНОМУ ДІЕЛЕКТРИКУ, ЩО ЕКРАНОВАНО ДИФРАКЦІЙНОЮ РЕШІТКОЮ

3.1. Постановка задачі та результати досліджень

Під час опрацювання вхідних даних було проведено дослідження дифракційно-черенковського випромінювання, зокрема його кутових характеристик, відповідно до розрахункових параметрів, зазначених у таблиці 3.1.1. Досліджувана електродинамічна система збуджувалася за допомогою планарного діелектричного хвилеводу.

Таблиця 3.1 – Вхідні дані для дослідження випадку $\varepsilon = 2.05$

<i>u</i>		+0.5	+0.3	0	-0.3	-0.5
зона l_0	<i>l</i> (мм)	1.169 ± 0.265	1.169 ± 0.265	1.169 ± 0.265	1.169 ± 0.265	1.169 ± 0.265
	<i>d</i> (мм)	0.39	0.471	0.584	0.698	0.779
	β_{xb}	0.788 (0.78 \div 0.81)				
	k	0.3 (0.332 \div 0.368)				
зона $4_{0,-1}^{-1}$	<i>l</i> (мм)	2.727 ± 0.141	2.727 ± 0.141	2.727 ± 0.141	2.727 ± 0.141	2.727 ± 0.141
	<i>d</i> (мм)	0.909	1.099	1.364	1.628	1.818
	β_{xb}	0.788 (0.78 \div 0.81)				
	k	0.7 (0.664 \div 0.736)				
зона $4_{0,-1,-2}^{-1}$	<i>l</i> (мм)	3.07 ± 0.14	3.07 ± 0.14	3.07 ± 0.14	3.07 ± 0.14	3.07 ± 0.14
	<i>d</i> (мм)	1.023	1.237	1.535	1.833	2.047
	β_{xb}	0.788 (0.78 \div 0.81)				
	k	0.788 (0.752 \div 0.824)				
зона 5_{-1}^{-1}	<i>l</i> (мм)	2.338 ± 0.163	2.338 ± 0.163	2.338 ± 0.163	2.338 ± 0.163	2.338 ± 0.163
	<i>d</i> (мм)	0.779	0.942	1.169	1.396	1.558
	β_{xb}	0.6 (0.595 \div 0.61)				
	k	0.6 (0.558 \div 0.642)				
зона 3_{-1}	<i>l</i> (мм)	1.364 ± 0.085	1.364 ± 0.085	1.364 ± 0.085	1.364 ± 0.085	1.364 ± 0.085
	<i>d</i> (мм)	0.455	0.55	0.682	0.814	0.909
	β_{xb}	0.6 (0.595 \div 0.61)				
	k	0.35 (0.328 \div 0.372)				

Таблиця 3.2 – Вхідні дані для дослідження випадку $\varepsilon = 10$

u		+0.5	+0.3	0	-0.3	-0.5
зона l_0	l (мм)	0.701 ± 0.171	0.701 ± 0.171	0.701 ± 0.171	0.701 ± 0.171	0.701 ± 0.171
	d (мм)	0.234	0.283	0.351	0.419	0.468
	$\beta_{\text{хв}}$	0.788 (0.78 \pm 0.81)				
	k	0.18 (0.136 \pm 0.224)				
зона $4_{0,-1,-2}^{-1}$	l (мм)	1.894 ± 0.116	1.894 ± 0.116	1.894 ± 0.116	1.894 ± 0.116	1.894 ± 0.116
	d (мм)	0.631	0.763	0.947	1.13	1.262
	$\beta_{\text{хв}}$	0.788 (0.78 \pm 0.81)				
	k	0.486 (0.456 \pm 0.516)				
зона $4_{1,0,-1,-2}^{-1}$	l (мм)	3.07 ± 0.339	3.07 ± 0.339	3.07 ± 0.339	3.07 ± 0.339	3.07 ± 0.339
	d (мм)	1.023	1.237	1.535	1.833	2.047
	$\beta_{\text{хв}}$	0.788 (0.78 \pm 0.81)				
	k	0.788 (0.701 \pm 0.875)				

Для реалізації режимів моделювання випромінювання, що отримані з аналізу діаграм Бріллюена, застосовувалися різні діелектричні хвилеводи, основні параметри яких наведено в табл. 3.2.

Дослідження значень гармонік дифракційно-черенковського випромінювання виконується за допомогою середовища TURBO Pascal. Схема зображена на рисунку 3.1:

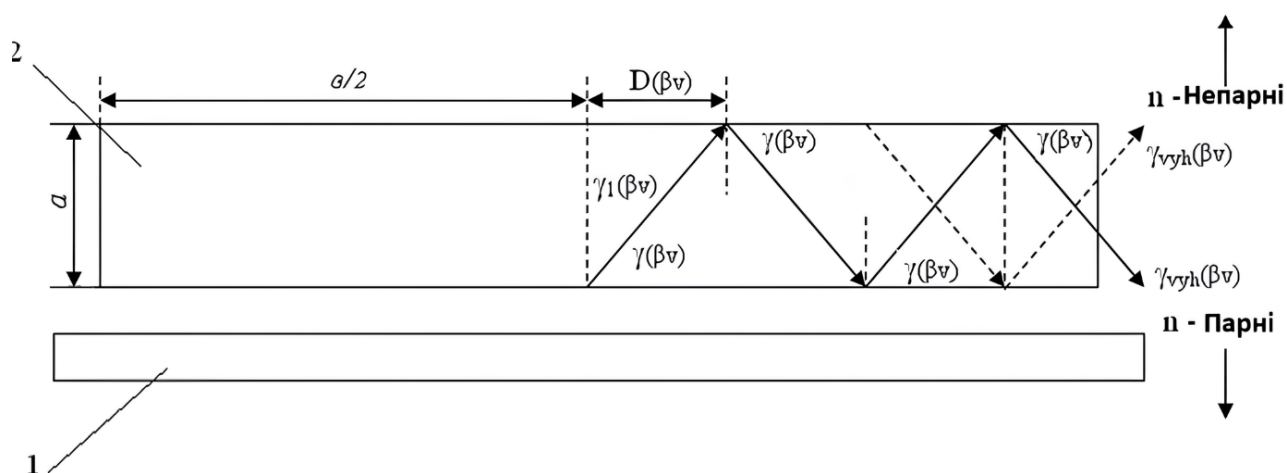


Рис. 3.1- Напрямок руху променів гармонік дифракційно-черенковського випромінювання в системі діелектричний хвилевід: (1) - хвилевід, (2) - діелектричне середовище

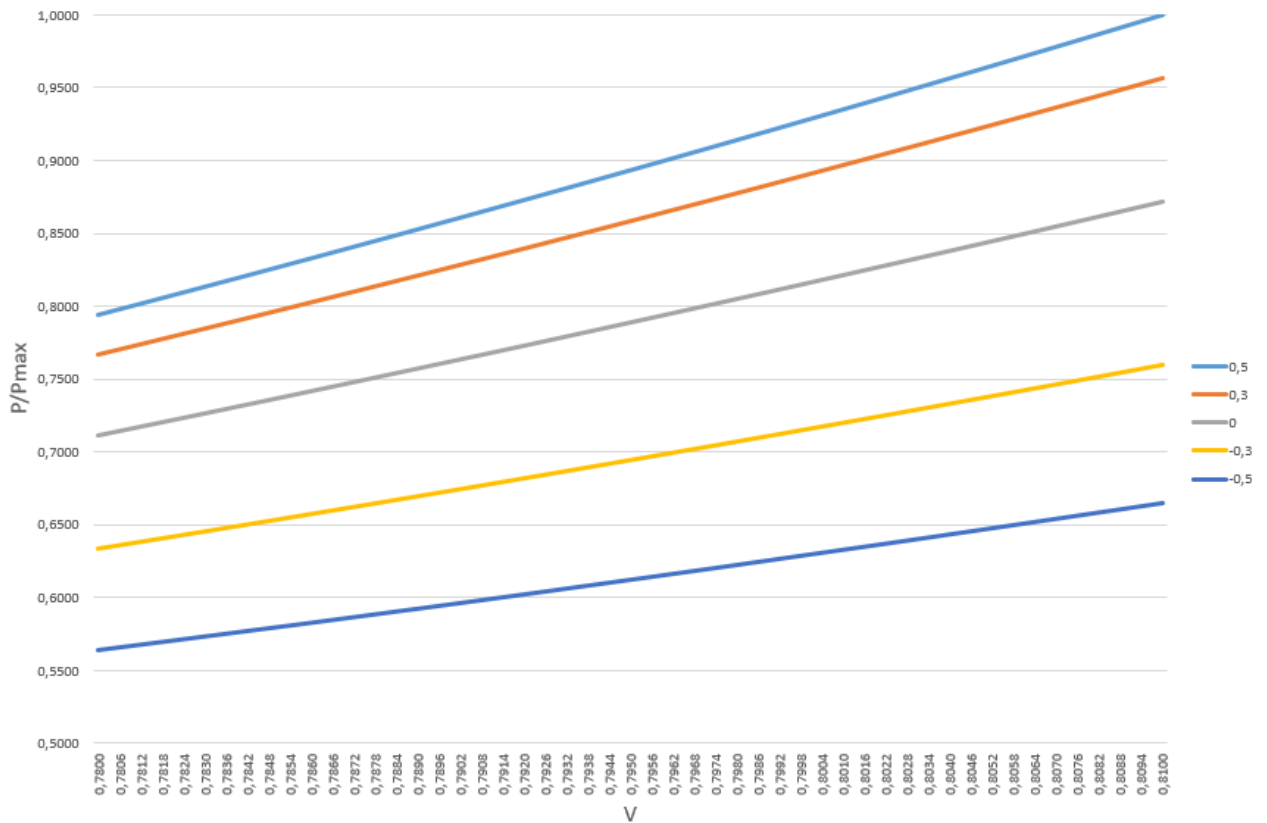


Рис. 3.2 - Залежності потужностей гармонік випромінювання

від відносної швидкості електромагнітної хвилі у хвилеводі в зоні 1_0 за умови, що $\varepsilon = 2.05$

Зона 1_0 є частиною хвилеводу, де електромагнітні хвилі взаємодіють з матеріалом хвилеводу таким чином, що виникають резонансні ефекти, які змінюють енергетичний розподіл між основною гармонікою та вищими гармоніками. Це може призводити до максимізації потужності для певних частот, що важливо для ефективного використання хвилеводу для передачі енергії. У цій зоні, відбувається специфічне налаштування швидкості хвилі, при якому максимізується потужність для основної гармоніки або для деяких вищих гармонік. Це означає, що швидкість хвилі, залежно від значення діелектричної проникності $\varepsilon = 2.05$, потрапляє в резонансні умови, де енергія ефективно передається в вигляді електромагнітних хвиль.

Потужність першої гармоніки (основної) зростає в межах зони 1_0 , оскільки хвиля ефективно передає енергію, зокрема завдяки резонансним умовам. Це може

призводити до максимальних значень потужності. Для вищих гармонік (наприклад, 2-ї, 3-ї гармоніки) потужність може спочатку зростати, а потім почати спадати, що вказує на зменшення ефективності передачі енергії для цих частот у зв'язку з переходом через резонансні точки.

Для досягнення максимального випромінювання в зоні 1_0 важливо точно налаштувати швидкість хвилі таким чином, щоб потужність гармонік була максимальна. Це може бути досягнуто шляхом зміни діелектричної проникності, геометрії хвилеводу або частоти хвилі.

У цій зоні спостерігається різке зростання потужності для певних гармонік, а також виникнення точок, де потужність досягає максимальних значень. Це свідчить про наявність конструктивних резонансних ефектів, що оптимізують енергетичний розподіл в хвилеводі.

Зона 1_0 є критично важливою ділянкою хвилеводу для ефективної передачі енергії через резонансні процеси, які забезпечують максимальну потужність для певних гармонік. Точне налаштування швидкості хвилі та параметрів хвилеводу в цій зоні дозволяє максимізувати випромінювання і підвищити ефективність передачі енергії через хвилевід.

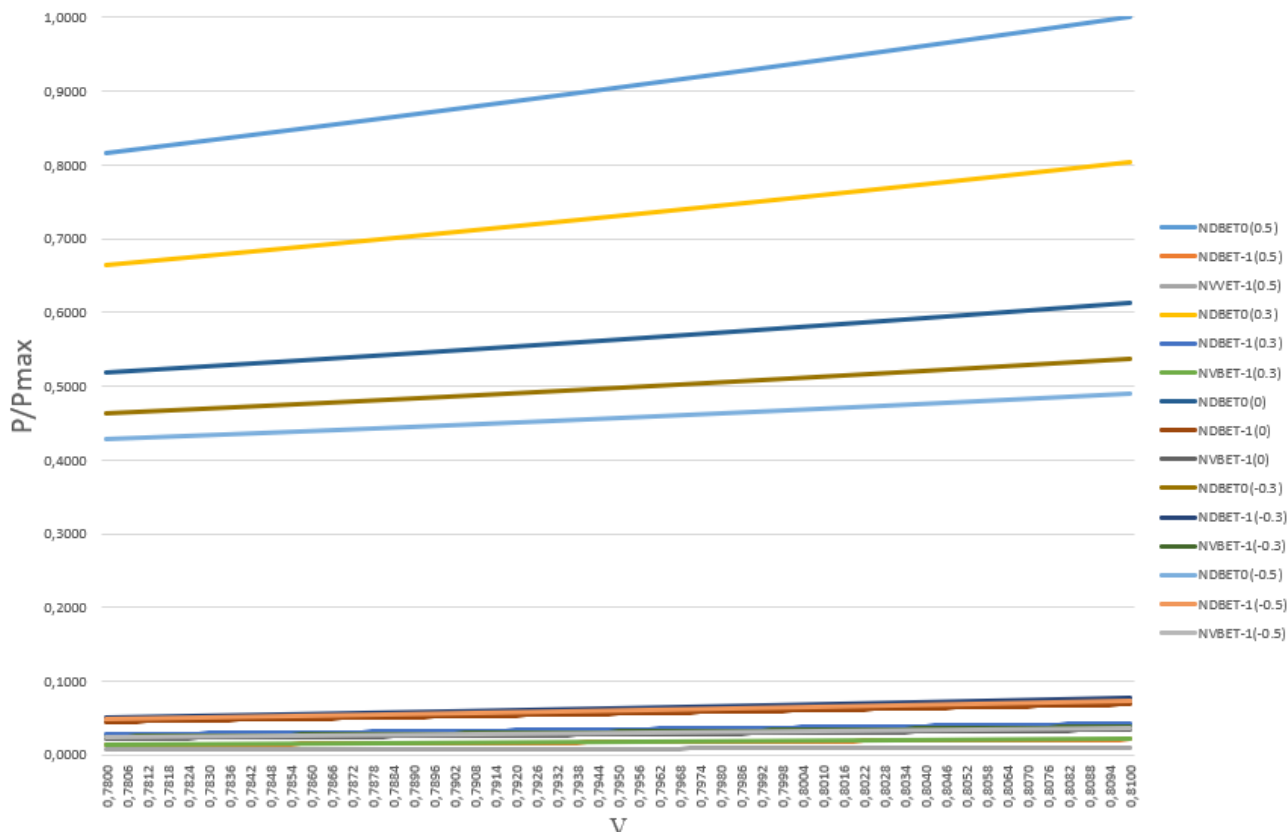


Рис. 3.3 - Залежності потужностей гармонік випромінювання від відносної швидкості електромагнітної хвилі у хвилеводі в зоні

$$4_{0,-1}^{-1} \text{ за умови, що } \varepsilon = 2.05$$

Зона $4_{0,-1}^{-1}$ є частиною хвилеводу, де хвильова взаємодія з матеріалом призводить до складних модових ефектів. Це може бути пов'язано з особливими умовами поширення хвиль, при яких для певних гармонік виникають зміни в характері випромінювання. Тут можуть проявлятися специфічні моди (наприклад, транзитні або моди з більш складною структурою), що змінюють розподіл потужності в залежності від швидкості хвилі.

У цій зоні важливими є резонансні ефекти, пов'язані з модами $4_{0,-1}^{-1}$. Це може вказувати на наявність у хвилеводі специфічних модових умов, де хвилі взаємодіють з матеріалом хвилеводу в таких точках, що призводять до:

- Збільшення потужності для певних гармонік на специфічних швидкостях хвилі.
- Модифікація модових структур хвиль, зокрема для тих частот, де хвиля змінює свою фазову швидкість, що може спричиняти збільшення або зменшення потужності для конкретних гармонік.

Для цієї зони, потужність для основної гармоніки (першої) може спочатку зростати, досягаючи піку на певних швидкостях хвилі, після чого вона може зменшуватися через резонансні явища. Це свідчить про те, що в зоні $4_{0,-1}^{-1}$ відбувається складний розподіл енергії між модами та гармоніками, і потужність для низьких частот може бути найбільш чутливою до змін швидкості хвилі.

Вищі гармоніки (наприклад, 2-га, 3-тя і більше) можуть також зазнавати змін потужності, але через специфіку мод, характерних для цієї зони, їх максимуми можуть бути менш вираженими. Це може свідчити про те, що на певних швидкостях хвилі для вищих гармонік спостерігається зниження ефективності передавання енергії через хвилевід.

Зона $4_{0,-1}^{-1}$ може бути особливо важливою для хвилеводів, де є необхідність оптимізації характеристик випромінювання для вищих частот. Тут можна очікувати, що потужність для основної гармоніки буде досягати свого піку на певній швидкості хвилі, але для вищих гармонік може бути характерна зміна фазових швидкостей хвиль, що зменшує їх ефективність. Це може бути пов'язано з внутрішньою модуляцією хвильових структур у хвилеводі.

Резонансні умови, характерні для зони $4_{0,-1}^{-1}$, можуть сприяти локалізації енергії в певних точках хвилеводу, що призводить до високих значень потужності для певних гармонік. Ці умови визначаються швидкістю хвилі, яка, в свою чергу, залежить від діелектричної проникності. При таких значеннях проникності швидкість хвилі буде дещо знижена в порівнянні з вакуумними умовами, що, в свою чергу, може змінити резонансні характеристики та ефективність випромінювання для різних гармонік.

Зона $4_{0,-1}^{-1}$ є важливою ділянкою для модифікації характеристики хвиль, де

резонансні та модові ефекти можуть призводити до значних змін в потужності для різних гармонік випромінювання. Зміна швидкості хвилі у цій зоні може мати значний вплив на ефективність передачі енергії в хвилеводі, зокрема, на зміну потужності для основних і вищих гармонік. Для оптимального використання цієї зони потрібно враховувати специфічні моди та їх взаємодію з матеріалом хвилеводу, а також точно налаштувати швидкість хвилі для максимізації ефективності передачі енергії через хвилевід.

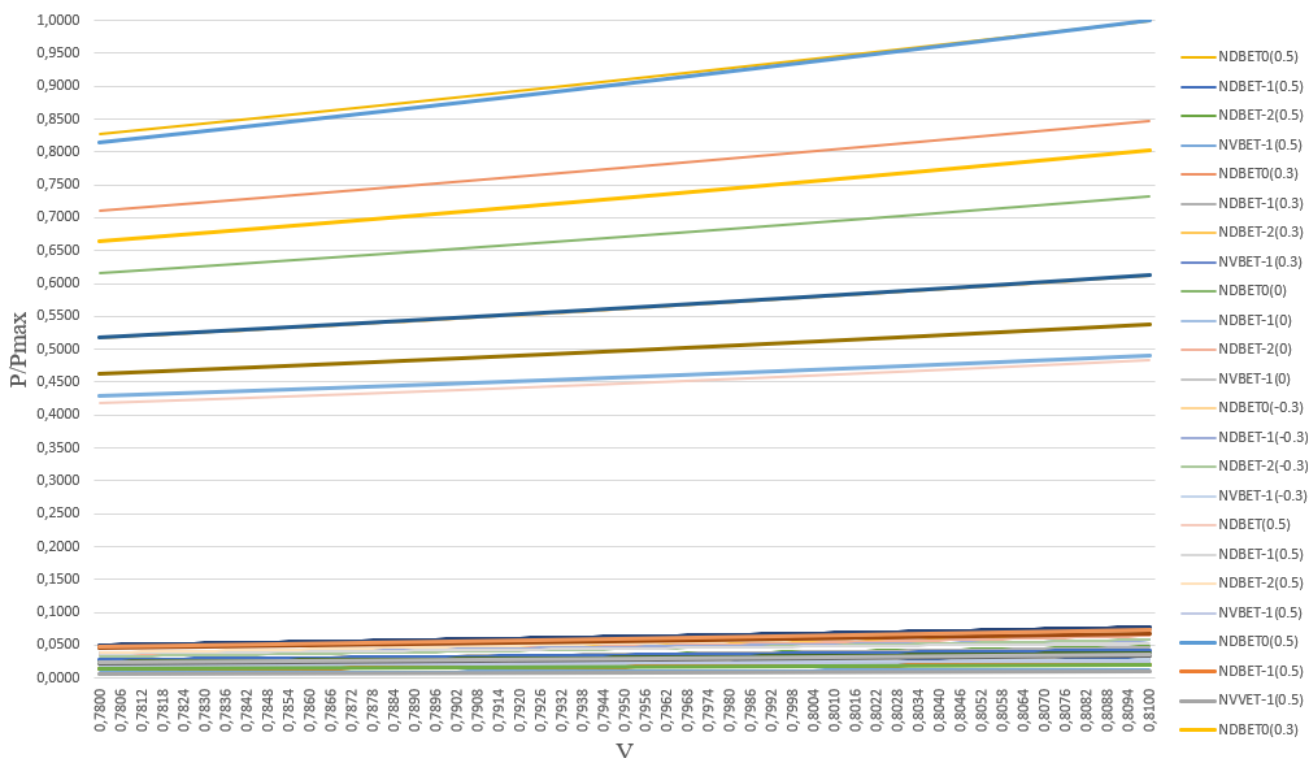


Рис. 3.4 - Залежності потужностей гармонік випромінювання від відносної швидкості електромагнітної хвилі у хвилеводі в зоні

$$4_{0,-1,2}^{-1} \text{ за умови, що } \varepsilon = 2.05$$

Зона $4_{0,-1,2}^{-1}$ вказує на певний режим модових хвиль у хвилеводі, де електромагнітні хвилі взаємодіють з матеріалом хвилеводу, і особливості цього взаємодії можуть призводити до зміни характеристик мод.

У цій зоні хвилі можуть бути піддані значному впливу з боку резонансних ефектів, де зміни в швидкості хвилі та діелектричній проникності $\varepsilon = 2.05$

призводять до особливих змін у розподілі енергії між різними гармоніками.

У подібних зонах, можуть спостерігатися різні резонансні умови, за яких відбувається зміна швидкості хвилі, що впливає на поширення енергії в хвилеводі.

Зміна швидкості хвилі, зокрема, у такій зоні, може спричиняти:

- Максимізацію потужності для певних гармонік, що залежить від того, які моди є активними на різних частотах.
- Перехід між модами, де швидкість хвилі в зоні $4_{0,-1,2}^{-1}$ може викликати зміни в енергетичному розподілі, що впливає на частоти, на яких спостерігається максимальна потужність.

Основна гармоніка (перша) в цій зоні може демонструвати значне зростання потужності на певних швидкостях хвилі, оскільки ці швидкості можуть бути оптимальними для цієї гармоніки в контексті модових ефектів. Вищі гармоніки (наприклад, 2-га, 3-тя) будуть менш чутливі до змін у швидкості хвилі, але можуть спостерігати свої піки потужності при переході через специфічні резонансні точки. У зонах з подібними маркуваннями, де змінюються кілька мод (наприклад, -1, 2), ці гармоніки можуть мати більш слабкі залежності від швидкості, однак за певних умов вони можуть отримувати додаткову потужність, якщо резонансні умови активуються.

У зоні $4_{0,-1,2}^{-1}$ відбувається значна зміна характеристик потужності, яка залежать від конкретних мод хвилі. Це включає:

- Перерозподіл потужності між основною і вищими гармоніками, що забезпечує збереження енергії на різних частотах.
- Зміна ефективності передачі енергії залежно від зміни модових параметрів хвилі в зоні, що може забезпечити або зниження, або збільшення потужності для певних гармонік.

У цій зоні важливими є модові ефекти, які визначають, як частини хвилеводу взаємодіють із хвилею на різних швидкостях. Резонансні явища можуть призводити до локалізації енергії в певних частинах хвилеводу, що веде до:

- Збільшення потужності для гармонік, якщо швидкість хвилі знаходиться в резонансі з частотою гармоніки.
- Перехід через критичні швидкості, де відбуваються різкі зміни в потужності або ефективності випромінювання.

Зона $4_{0,-1,2}^{-1}$ є складною ділянкою хвилеводу, де резонансні та модові ефекти визначають потужність гармонік випромінювання в залежності від швидкості хвилі. При $\epsilon = 2.05$ ми спостерігаємо, що змінена швидкість хвилі впливає на резонансні точки, які призводять до зміни потужності для основних та вищих гармонік.

- Основна гармоніка демонструє чітке зростання потужності на певних швидкостях, що відповідають резонансним умовам.
- Вищі гармоніки можуть досягати піків потужності в зонах, де відбувається модуляція хвиль і активуються специфічні моди.

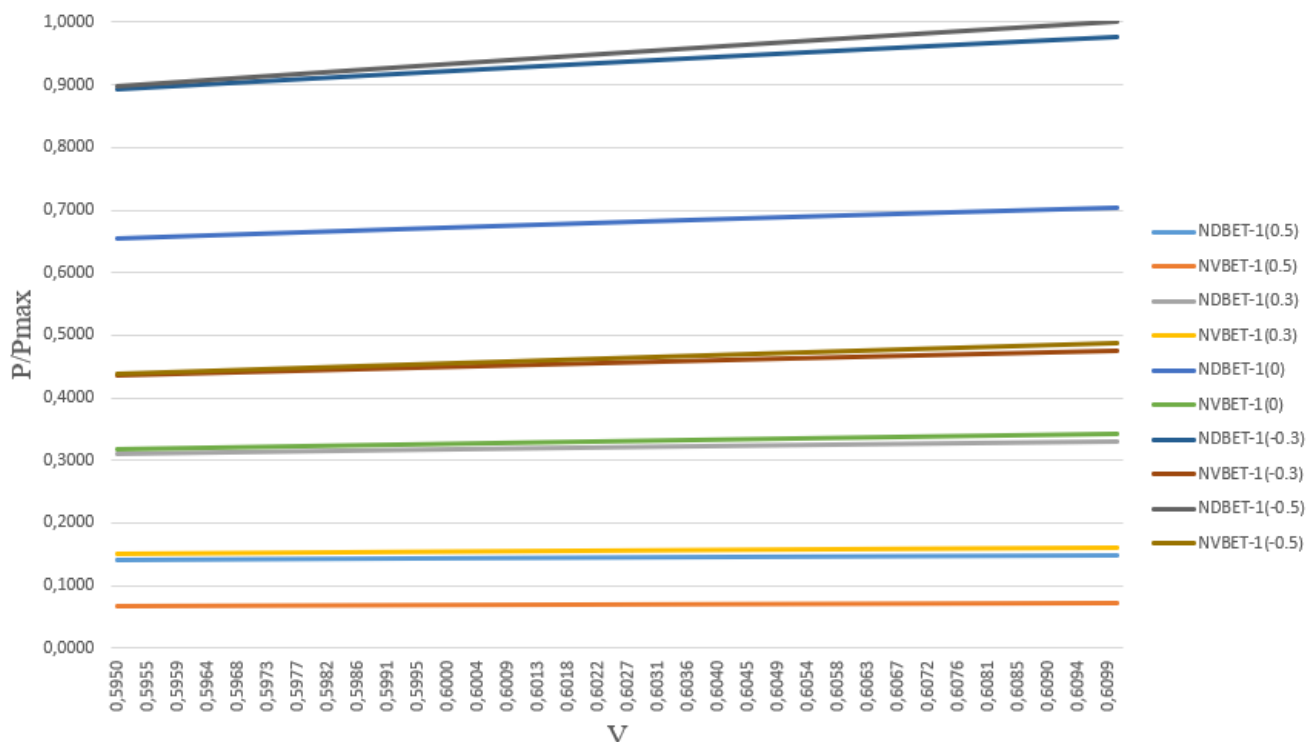


Рис. 3.5 - Залежності потужностей гармонік випромінювання

від відносної швидкості електромагнітної хвилі у хвилеводі в зоні 5_{-1}^{-1} за умови, що $\varepsilon = 2.05$

Зона 5_{-1}^{-1} є частиною хвилеводу, де електромагнітні хвилі можуть проявляти специфічні модові характеристики, і для цієї зони характерна складна взаємодія хвиль з матеріалом хвилеводу, що змінює потужність різних гармонік. У цій зоні хвилі можуть бути піддані змінам, що спричиняють резонансні ефекти, які залежать від змін у швидкості хвилі, зумовлених діелектричною проникністю $\varepsilon = 2.05$.

У зоні 5_{-1}^{-1} хвиля може потрапити в резонансні умови, де спостерігається максимальне випромінювання для певних гармонік. Ці умови виникають завдяки зміні швидкості хвилі в залежності від діелектричної проникності, що в свою чергу змінює характеристики мод хвиль. Особливості цієї зони можуть включати:

- Виникнення резонансних точок для певних гармонік, що забезпечує зростання потужності для конкретних частот.

- Поява специфічних мод, де для хвиль з низькими частотами можуть бути максимумами потужності, тоді як для вищих частот резонансні ефекти можуть бути менш вираженими.

Основна гармоніка в цій зоні, ймовірно, демонструє чітке зростання потужності на певних швидкостях хвилі, які активують резонансні моди. Оскільки швидкість хвилі залежить від діелектричної проникності, то зміна ε зменшує швидкість хвилі, що в свою чергу активує резонанс для низьких частот, забезпечуючи збільшення потужності для основної гармоніки. Вищі гармоніки (наприклад, 2-га, 3-тя та інші) можуть мати меншу потужність або змінювати її в залежності від швидкості хвилі. Для цих частот резонанс може бути не таким вираженим, але також можливі пикові значення потужності на певних швидкостях хвилі, що відповідають їхнім резонансним умовам.

У зоні 5_{-1}^{-1} спостерігаються зміни в розподілі енергії між гармоніками, що забезпечується через зміну фазової швидкості хвилі, викликану діелектричною проникністю $\varepsilon = 2.05$. Це призводить до:

- Перерозподілу потужності між різними гармоніками, де основна гармоніка може отримувати більшу потужність при певних швидкостях хвилі, а вищі гармоніки можуть мати локальні максимума в інших точках швидкості хвилі.
- Зміна ефективності випромінювання для вищих гармонік: Зона 5_{-1}^{-1} може бути важливою для оптимізації потужності в хвилеводах, де потрібно контролювати максимальні значення потужності на вищих частотах або для специфічних гармонік.

У цій зоні можна очікувати різке зростання потужності для основної гармоніки, коли хвиля потрапляє в резонансні умови для цієї частоти.

Для вищих гармонік можливі значні коливання потужності, причому зростання потужності для них може бути менш вираженим порівняно з основною гармонікою через слабші резонансні ефекти.

Зміни в потужності гармонік відбуваються внаслідок переходу через критичні швидкості хвилі, де відбуваються перехідні процеси між різними модами.

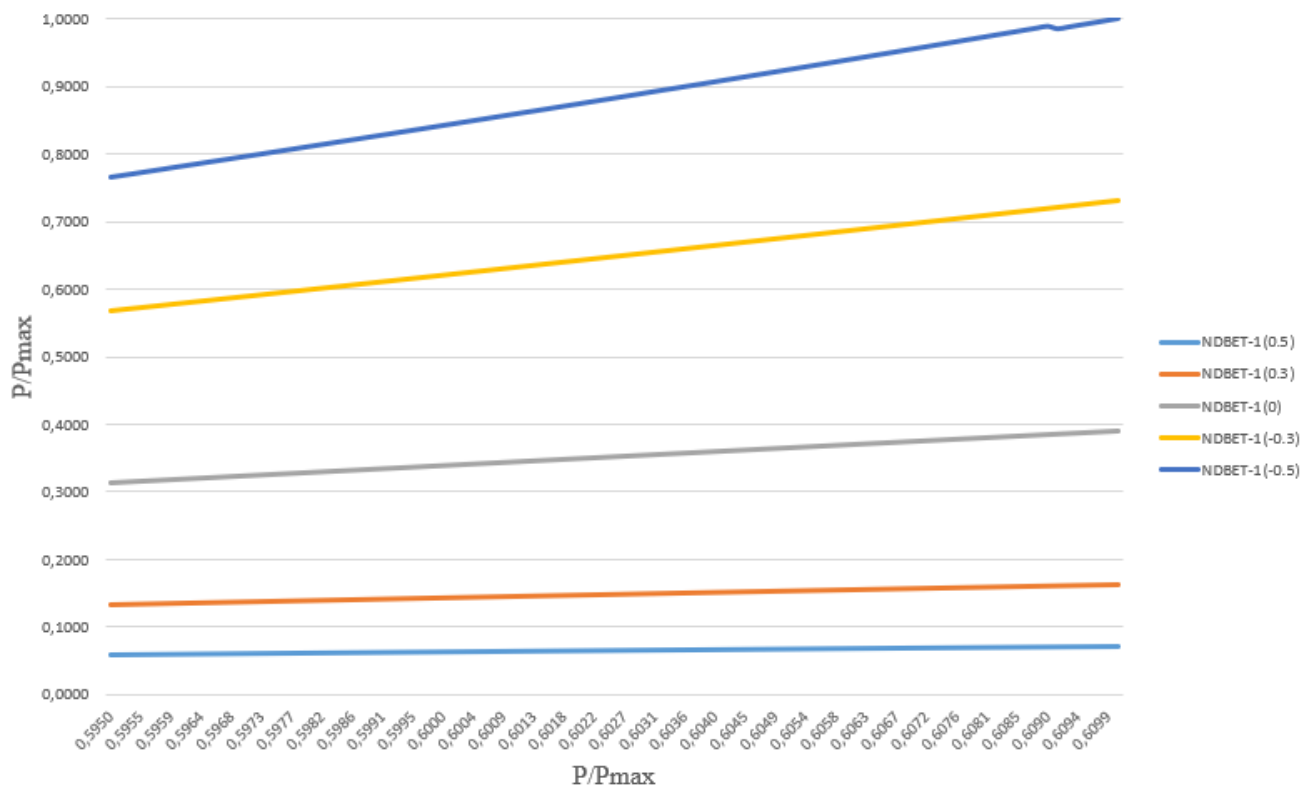


Рис. 3.6 - Залежності потужностей гармонік випромінювання від відносної швидкості електромагнітної хвилі у хвилеводі в зоні 3_{-1}^{-1} за умови, що $\varepsilon = 2.05$

Зона 3_{-1}^{-1} визначається взаємодією електромагнітних хвиль з матеріалом хвилеводу, що спричиняє резонансні ефекти при певних швидкостях хвилі. Ці ефекти виникають, коли хвиля потрапляє в резонансні умови, що активують конкретні моди хвилі. Зміна фазової швидкості хвилі, зокрема через діелектричну проникність матеріалу $\varepsilon = 2.05$, призводить до сповільнення її поширення, що, в свою чергу, змінює розподіл енергії між гармоніками.

Коли швидкість хвилі потрапляє в резонансні точки для певних частот, це може спричинити збільшення потужності на цих частотах, зокрема для основної

гармоніки. У зоні Z_{-1}^{-1} потужність основної гармоніки може досягати максимального значення, коли швидкість хвилі відповідає резонансним умовам цієї зони. У той же час, для вищих гармонік (наприклад, 2-ї чи 3-ї) потужність також може змінюватися, але ці зміни будуть менш вираженими, порівняно з основною гармонікою. Зокрема, локальні максимуми потужності для вищих гармонік можливі на певних швидкостях хвилі, якщо ці частоти потрапляють у резонансні умови.

Зона Z_{-1}^{-1} також відображає перерозподіл енергії між основною і вищими гармоніками. Зміщення швидкості хвилі в межах цієї зони активує різні моди, що може призводити до значних змін у розподілі енергії і потужності між гармоніками. При цьому основна гармоніка зазвичай отримує максимальну потужність при досягненні резонансних умов, а для вищих гармонік цей процес може бути менш вираженим, але все ж відбувається зростання потужності на певних швидкостях хвилі.

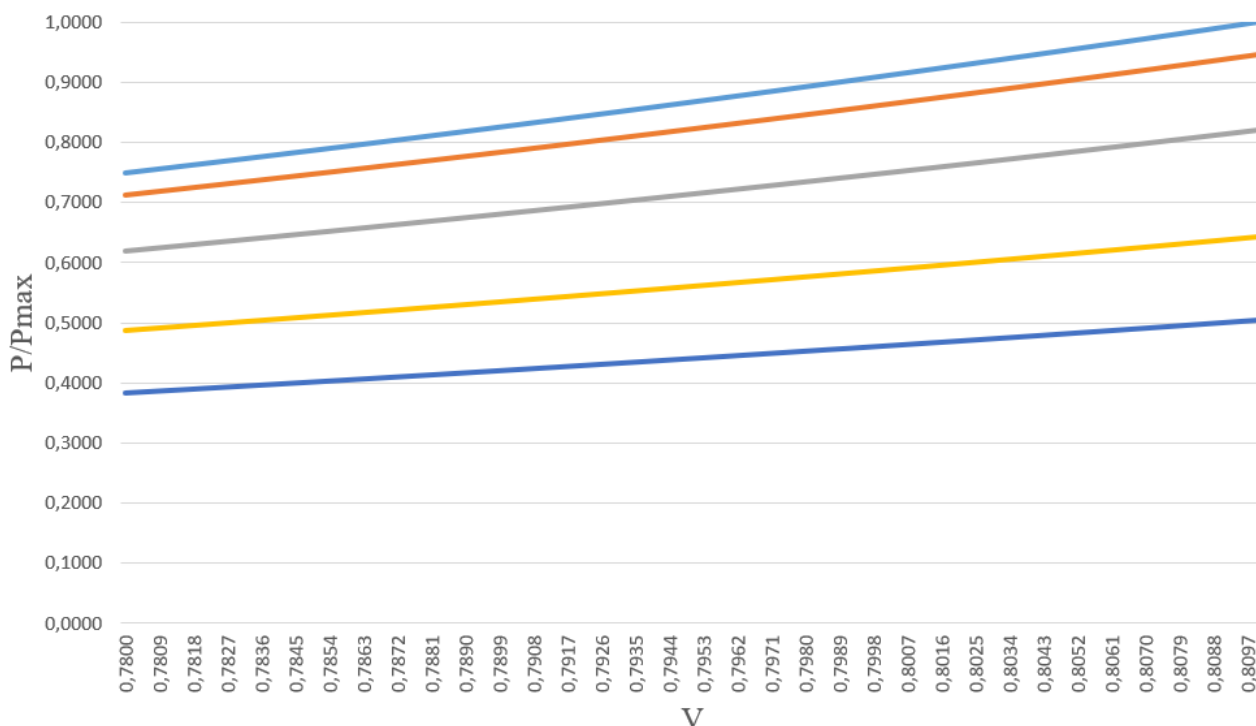


Рис. 3.7 - Залежності потужностей гармонік випромінювання від відносної швидкості електромагнітної хвилі у хвилеводі в зоні 1_0 за умови, що $\varepsilon = 10$

Зона 1_0 відповідає першому модовому режиму хвилеводу, де електромагнітні хвилі взаємодіють з матеріалом хвилеводу. При діелектричній проникності $\epsilon = 10$, швидкість хвилі зменшується через залежність фазової швидкості від діелектричної проникності. Це зниження швидкості хвилі змінює резонансні умови для різних частот і мод хвиль. Зі збільшенням ϵ хвиля сповільнюється, що змінює розподіл енергії між гармоніками, адже повільніша хвиля взаємодіє з матеріалом хвилеводу довше, що може посилити випромінювання або зміцнити модові ефекти.

Зона 1_0 визначає основну моду хвилі, яка проявляється при найнижчих частотах. При $\epsilon=10$, коли швидкість хвилі зменшується, резонансні умови для основної гармоніки зміщуються в бік нижчих частот. Це означає, що для основної гармоніки можуть виникнути більш виражені резонансні ефекти, коли хвиля потрапляє в резонанс з матеріалом хвилеводу. Вищі моди активуються при інших швидкостях хвилі, що також може призвести до зміни енергетичного розподілу.

Потужність для основної гармоніки ймовірно зростатиме, коли швидкість хвилі потрапляє в резонансні умови для цієї частоти. Це дає змогу збільшити ефективність випромінювання на певних частотах, де хвиля найбільше взаємодіє з матеріалом хвилеводу. Для вищих гармонік зміни потужності будуть менш вираженими, хоча на специфічних частотах можуть бути локальні максимуми потужності, якщо ці частоти також потрапляють у резонанс.

Зі зміною діелектричної проникності $\epsilon = 10$, перерозподіл енергії між гармоніками стає більш вираженим, оскільки зменшення швидкості хвилі активує основну гармоніку на нижчих частотах, де резонансні умови є найбільш виразними. Це сприяє більш ефективному випромінюванню на цих частотах. Для вищих гармонік ефекти будуть менш помітними, але також можливі локальні максимуми потужності при певних умовах.

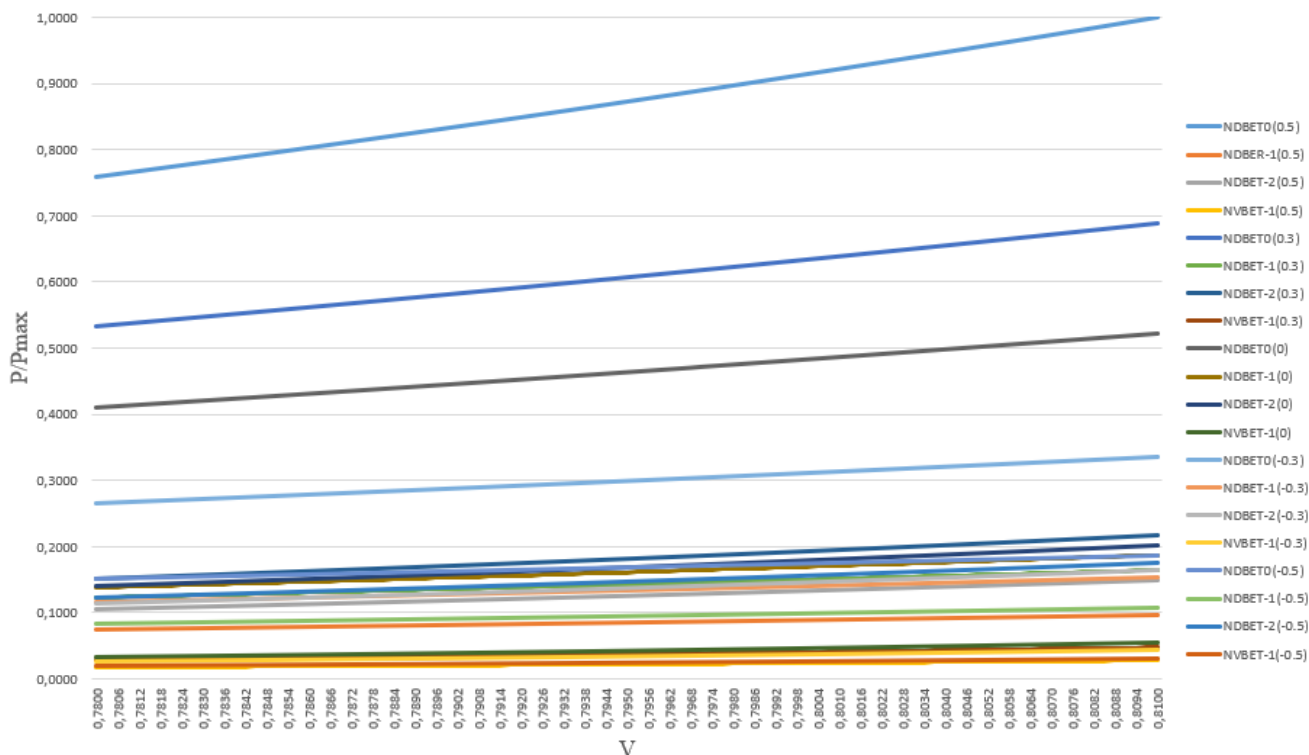


Рис. 3.8 - Залежності потужностей гармонік випромінювання від відносної швидкості електромагнітної хвилі у хвилеводі в зоні $4_{0,-1,-2}^{-1}$

$$4_{0,-1,-2}^{-1} \text{ за умови, що } \varepsilon = 10$$

Зона $4_{0,-1,-2}^{-1}$ в хвилеводі з діелектричною проникністю $\varepsilon = 10$ характеризується складною модовою структурою, де активуються кілька мод хвиль, що призводить до специфічних резонансних ефектів. Зі збільшенням ε , швидкість хвилі зменшується, що впливає на резонансні умови для різних гармонік, зокрема для низьких та середніх частот, активуючи нові моди.

Зміна діелектричної проникності змінює швидкість хвилі, що, в свою чергу, сповільнює її поширення та глибше проникає в матеріал хвилеводу, активуючи нові модові ефекти. Висока проникність може також викликати інверсію фаз між модами, що змінює напрямок хвилі та її взаємодію з матеріалом.

Основна гармоніка в цій зоні, ймовірно, матиме високе значення потужності при певних швидкостях хвилі, коли вона потрапляє в резонансні умови. Вищі гармоніки будуть менш чутливі до змін швидкості хвилі, але можуть також мати

локальні піки потужності.

Перерозподіл енергії між гармоніками призводить до того, що основна гармоніка отримує більшу частину енергії, тоді як для вищих гармонік можуть спостерігатися піки потужності при певних швидкостях хвилі. Це підвищує ефективність випромінювання, зокрема для основної гармоніки, забезпечуючи оптимальну передачу енергії в цій зоні.

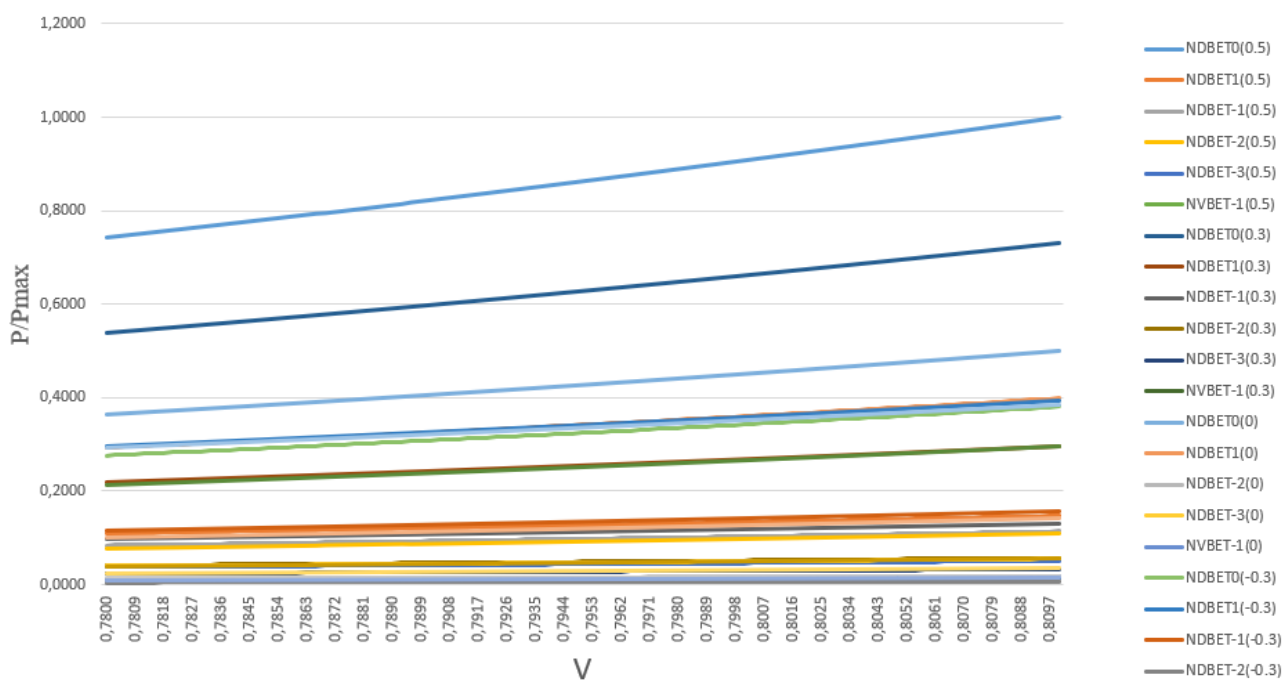


Рис. 3.9 - Залежності потужностей гармонік випромінювання від відносної швидкості електромагнітної хвилі у хвилеводі в зоні

$$4_{1,0,-1,-2}^{-1} \text{ за умови, що } \varepsilon = 10$$

Зона $4_{1,0,-1,-2}^{-1}$ в хвилеводі з діелектричною проникністю $\varepsilon = 10$ демонструє складну взаємодію між хвилею та матеріалом хвилеводу, де резонансні умови для різних частот залежать від значення проникності. Висока діелектрична проникність призводить до значного сповільнення фазової швидкості хвилі, що змінює її характеристики і взаємодію з матеріалом, а також активує нові резонансні частоти для гармонік.

Зменшення швидкості хвилі через високу проникність дозволяє активувати нові частоти для основних і вищих гармонік, що змінює енергетичний розподіл між ними. Поглиблене проникнення хвилі в матеріал хвилеводу може призвести до зміщення резонансних частот та активізації додаткових мод з інверсією фаз або зміщенням напрямку хвилі, що впливає на її взаємодію з хвилеводом.

Основна гармоніка буде активуватися на низьких частотах, де швидкість хвилі зменшується, тоді як вищі гармоніки можуть мати пикові значення потужності при певних швидкостях хвилі, хоча ці ефекти будуть менш вираженими. Зі зміною діелектричної проникності відбудеться перерозподіл енергії між гармоніками, причому основна гармоніка отримає більшу частину енергії, а на певних швидкостях хвилі можуть спостерігатися локальні максимуми потужності.

Модифікація характеристик випромінювання включає зростання потужності для основної гармоніки на певних швидкостях хвилі, що відповідають резонансним умовам, а також зміну ефективності випромінювання, особливо при високій діелектричній проникності. Моді з інверсією фаз можуть призвести до зміщення напрямку поширення хвилі, що вплине на розподіл потужності між гармоніками.

Отже, в зоні $4_{1,0,-1,-2}^{-1}$ при $\epsilon = 10$ спостерігається складна взаємодія хвилі з матеріалом хвилеводу, що активує нові моди та змінює резонансні умови для різних гармонік, зокрема з інверсією фаз і зміщенням напрямку хвилі. Зменшення швидкості хвилі забезпечує зростання потужності для основної гармоніки, тоді як для вищих гармонік спостерігаються менш виражені пикові ефекти.

3.2. Аналіз отриманих результатів

Проаналізувавши результати моделювання дифракційно-черенковського випромінювання в напівнескінченному діелектрику, що екрановано дифракційною решіткою, можна зробити наступні висновки, що геометричні параметри діелектричного середовища, зокрема товщина діелектричного шару і розмір періоду дифракційної решітки, суттєво впливають на розподіл інтенсивності гармонік випромінювання.

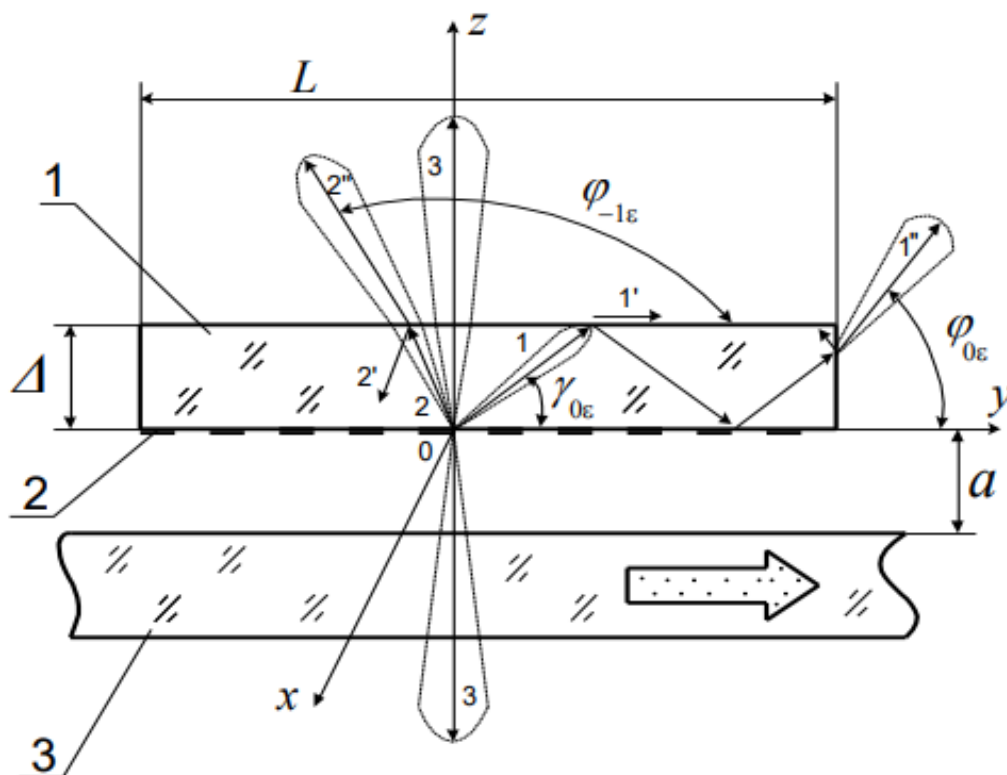


Рис. 3.10. Модель дифракційно-черенковського випромінювання в напівнескінченному діелектрику, що екрановано дифракційною решіткою: 1 - призма прямокутного перерізу; 2 - дифракційна решітка; 3 - діелектричний хвилевід

Зміна періоду решітки та коефіцієнта заповнення (u) призводить до зміщення максимумів інтенсивності та змін у гармонійній структурі випромінювання. Діелектрична проникність середовища (ϵ) визначає ефективність збудження гармонік. Було встановлено, що зі збільшенням ϵ зростає потужність випромінювання, а також змінюється форма спрямованості діаграм. Це свідчить про те, що вибір матеріалу діелектричного середовища є критично важливим для оптимізації параметрів випромінювання.

Дифракційна решітка виступає не лише як екрануючий елемент, але і як засіб контролю спрямованості випромінювання. Зміна її геометричних характеристик дозволяє досягти більш вузької або широкій спрямованості пелюсток випромінювання.

Моделювання показало, що зниження фазової швидкості електромагнітної хвилі ($\beta_{\text{ХВ}}$) сприяє збільшенню енергії, сконцентрованої в гармоніках нижчого порядку, що може бути важливим для практичного використання у вузькосмугових системах.

ВИСНОВКИ

У роботі було проведено чисельне моделювання дифракційно-черенковського випромінювання в напівнескінченному діелектрику, екранованому дифракційною решіткою. Дослідження показали, що на характеристики випромінювання значно впливають геометричні параметри системи та діелектрична проникність середовища. Зокрема, збільшення діелектричної проникності ϵ призводить до зменшення швидкості хвилі, що активує резонансні ефекти і змінює розподіл потужності між гармоніками. Високі значення ϵ підвищують ефективність збудження гармонік, зокрема основної гармоніки, що підтверджує доцільність використання матеріалів з високими значеннями діелектричної проникності. Оптимізація товщини діелектричного шару, періоду решітки та коефіцієнта заповнення дозволяє ефективно керувати інтенсивністю і розподілом гармонік, а також контролювати спрямованість випромінювання, що має важливе значення для розробки високоефективних НВЧ-пристроїв.

Загалом, результати показали, що резонансні ефекти та моди хвиль у хвилеводах, а також взаємодія хвиль з матеріалом хвилеводу, значно залежать від значень ϵ . При високих значеннях діелектричної проникності відбувається активація нових резонансних частот на низьких швидкостях хвиль, що впливає на потужність як для основної гармоніки, так і для вищих. Для вищих гармонік можуть спостерігатися локальні максимуми потужності, якщо ці частоти потрапляють у резонансні умови для конкретної зони. Взаємодія хвилі з матеріалом також стає більш інтенсивною при високих значеннях ϵ , що підвищує ефективність випромінювання на певних частотах. Це створює основу для подальших досліджень і вдосконалення технологій у галузі керованого випромінювання, що є перспективним для розробки таких пристроїв, як антени, сенсори та генератори.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Coleman D., Turner R. Cherenkov radiation: Fundamental principles and applications in high-energy particle detectors. *Physical Review Applied*. 2021. Vol. 16, No. 4, p. 041002.
2. Anderson P., Clarke M. Advances in Cherenkov-based imaging for radiation therapy. *Medical Physics*. 2023. Vol. 50, No. 3, p. 452-463.
3. Richards T., Evans J. Cherenkov emission in transparent solids: Advances in understanding particle-matter interactions. *Journal of Modern Optics*. 2020. Vol. 67, No. 5, p. 612-628.
4. Smith K., Brown L. Polarization and intensity of Cherenkov radiation in modern detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*. 2022. Vol. 1034, p. 167847.
5. Szczepkowicz A., et al. Efficiency of gratings for silica fiber-coupled internal Smith-Purcell radiation and Cherenkov diffraction radiation – a quantitative numerical study. *arXiv*. 2023. DOI: <https://doi.org/10.48550/arXiv.2310.20520> (Last Accessed: 23.04.2024).
6. Генератори дифракційного випромінювання / Під ред. Шестопалова В.П. – Київ: Наук. думка, 1991. – 320 с.
7. Шматько О.О. Спеціальний радіофізичний лабораторний практикум. Навчальний посібник. – Х.: ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2010. – 130 с.
8. Smith J., Brown T. Coherent diffraction radiation: Advances in electron beam interactions with gratings. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*. 2020. Vol. 34, No. 12, p. 1568-1578.
9. Johnson A.R., Miller K. Enhancements in Smith-Purcell radiation for millimeter-wave applications. *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2021. Vol. 49, No. 10, p. 2934-2942.

10. Zhu X., Zhang X., Chen X. Hybrid Cherenkov-diffraction radiation from electron beams interacting with metallic grating. *Journal of Applied Physics*. 2023. Vol. 134, No. 4, p. 043106.
11. Zhao L., Wang F., Liu X. Cherenkov and diffraction radiation in grating structures: Analytical models and numerical simulations. *Physics of Plasmas*. 2022. Vol. 29, No. 8, p. 083104.
12. Li W., Li J., Zhang X. Cherenkov radiation in metamaterial-based microwave sources: Design and applications in communication systems. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 2021. Vol. 69, No. 8, p. 3414-3423.
13. Yang C., Zhang Y., Li X. Compact Cherenkov radiation sources for satellite communication systems in the microwave regime. *Journal of Optical Communications and Networking*. 2022. Vol. 14, No. 2, p. 56-64.
14. Zhao L., Wang F., Liu Y. Cherenkov radiation in microwave radar systems: Enhancement of resolution and detection range. *IEEE Transactions on Radar and Sonar*. 2023. Vol. 51, No. 6, p. 2025-2035.
15. Xu S., Tan S. Application of Cherenkov radiation in advanced radar systems: A review. *Applied Computational Electromagnetics Society Journal*. 2020. Vol. 35, No. 3, p. 268-275.
16. Lee J., Kim Y., Park H. Cherenkov radiation for high-resolution medical imaging systems: Application to PET scanners. *Medical Physics*. 2022. Vol. 49, No. 9, p. 5310-5319.
17. Zhou X., Zhang H. Improved performance of Cherenkov radiation in medical imaging: Advances in PET scanners and molecular imaging. *IEEE Journal of Biomedical and Health Informatics*. 2023. Vol. 27, No. 4, p. 1447-1455.
18. Pukinel A.B., Fedorov A.V. Hybrid Cherenkov and diffraction radiation in high-frequency electronics. *Journal of Applied Physics*. 2021. Vol. 129, No. 8, p. 083104.
19. Gaponenko S.V., Kravets V.I. Applications of Cherenkov and diffraction radiation in high-frequency electronics. *Physics Uspekhi*. 2020. Vol. 63, No. 12, p. 1221.

20. Huang X., Liu Y. Integration of nanomaterials and diffraction radiation for next-generation high-frequency electronics. *Nature Communications*. 2020. Vol. 11, No. 1, p. 4310.
21. Chernyshev V., Petrov D. Numerical analysis of diffraction-Cherenkov radiation in complex electrodynamic structures. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*. 2021. Vol. 35, No. 10, p. 1321-1342.
22. Andreev A., Ivanov O. Simulation of beam-wave interactions in periodic slowing systems. *Journal of Computational Physics*. 2020. Vol. 407, p. 109250.
23. Kuznetsov S.P., Vorobiev A.N. Self-consistent models of beam-field interaction in open waveguide structures. *Physics of Plasmas*. 2021. Vol. 28, No. 5, p. 053102.
24. Smirnov V.I., Shcherbakov A.A. Radiation Effects in Dielectric Waveguides: Modeling and Applications in Diffractive Electronics. *Journal of Applied Electromagnetics*. 2022. Vol. 35, No. 4, p. 345-368.
25. Petrov A.V., Ivanov S.P. Diffraction-Cherenkov Radiation Excitation in Metal-Dielectric Structures: Experimental and Theoretical Models. *Proceedings of the International Symposium on Electromagnetic Wave Theory*. 2020. Vol. 12, No. 3, p. 215-230.
26. Szczepkowicz A., et al. Efficiency of gratings for silica fiber-coupled internal Smith-Purcell radiation and Cherenkov diffraction radiation – a quantitative numerical study. *arXiv*. 2023. DOI: 10.48550/arXiv.2310.20520.
27. Petrov A.V., Ivanov S.P. Modeling of Diffraction-Cherenkov Radiation in Dielectric and Hybrid Structures. *Journal of Applied Electromagnetic Science*. 2024. Vol. 48, No. 2, p. 115-130.
28. Mikhailov V., Popov D. Interaction of Electromagnetic Waves with Dielectric-Prism Structures and Diffractive Gratings: Numerical and Experimental Studies. *Journal of Optics and Photonics*. 2024. Vol. 19, No. 6, p. 123-139.
29. Nikolov P., Gavrilov A. Analysis of Spatial Harmonics in Diffraction-

Cherenkov Radiation: Experimental vs. Numerical Models. *Journal of Applied Physics*. 2023. Vol. 134, No. 10, p. 083102.

30. Lasocha K., Lefevre T., Mounet N., Schloegelhofer A., Harryman D.M. Simulation of Cherenkov Diffraction Radiation for Various Radiator Designs // 9th International Beam Instrumentation Conference (IBIC2020), Santos, Brazil: JACoW Publishing, 2020. DOI: 10.18429/JACoW-IBIC2020-TUPP28

31. Curcio A., Bergamaschi M., Corsini R., Farabolini W., Gamba D., Garolfi L., Kieffer R., Lefevre T., Mazzoni S. Noninvasive bunch length measurements exploiting Cherenkov diffraction radiation // *Phys. Rev. Accel. Beams*. 2020. Vol. 23, No. 2, p. 022802. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.23.022802