

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
Факультет електроніки та інформаційних технологій  
КАФЕДРА НАНОЕЛЕКТРОНІКИ ТА МОДИФІКАЦІЇ ПОВЕРХНІ

## МАГІСТЕРСЬКА РОБОТА

Зі спеціальності 153 – «мікро та наносистемна техніка»

на тему:

«Дослідження взаємодії гармонік дифракційно-черенковського випромінювання у багатозв'язних квазіоптичних системах з періодичними неоднорідностями»

Студент гр. ФЕ.м-01

Батіщев А.С.

Науковий керівник

доцент, канд. фіз.-мат. наук

Рубан А.І

Суми – 2021р

## ЗМІСТ

|  |           |
|--|-----------|
| <b>ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ.....</b>  | <b>5</b>  |
| <b>ВСТУП.....</b>  | <b>6</b>  |
| <b>РОЗДІЛ 1 СТАН ПРОБЛЕМАТИКИ ТА МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ<br/>НВЧ .....</b>  | <b>8</b>  |
| 1.1 Черенковське випромінювання та дифракційне випромінювання в<br>електроніці надвисоких частот .....   | 8         |
| 1.2 Пристрої та прилади дифракційної електроніки .....   | 10        |
| 1.4 Теоретичні методи досліджень дифракційно-черенковського<br>випромінювання .....  | 15        |
| 1.5 Методи для експериментального моделювання ДХ/ЕП.....   | 16        |
| 1.6 Дослідження діаграм Бріллюена .....  | 19        |
| 1.7 Експериментальні системи та методика вимірювання дифракційно-<br>черенковського випромінювання .....   | 23        |
| <b>РОЗДІЛ 2 АНАЛІЗ ГАРМОНІК ДИФРАКЦІЙНО-ЧЕРЕНКОВСЬКОГО<br/>ВИПРОМІНЮВАННЯ У БАГАТОЗВ'ЯЗНИХ КВАЗІОПТИЧНИХ<br/>СИСТЕМАХ З ПЕРІОДИЧНИМИ НЕОДНОРІДНОСТЯМИ.....</b> | <b>27</b> |
| 2.1 Чисельний аналіз взаємодії гармонік дифракційно-черенковського<br>випромінювання .....   | 27        |
| 2.2. Вибір і обґрунтування режимів експериментального моделювання...   | 36        |
| <b>РОЗДІЛ 3 РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО<br/>МОДЕЛЮВАННЯ.....</b>   | <b>41</b> |
| 3.1. Модель з напівнескінченим діелектриком .....  | 41        |
| 3.2 Модель метало-діелектричної структури з комбінованим<br>напівбезкінчним діелектричним середовищем .....  | 48        |
| 3.3 Модель з діелектричною пластиною .....   | 56        |

|   |           |
|---|-----------|
| <b>РОЗДІЛ 4. ОХОРОНА ПРАЦІ ТА ТЕХНІКА БЕЗПЕКИ .....</b> | <b>77</b> |
| <b>ВИСНОВКИ .....</b>                                   | <b>79</b> |
| <b>СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ .....</b>                          | <b>80</b> |

## РЕФЕРАТ

Доповідь представлена на 84 сторінках, що містить 28 малюнків, 3 таблиці та список літератури з 45 джерел.

**Об'єкт дослідження** магістерської роботи: це гармоніки дифракційно-черенковського випромінювання у багатозв'язних квазіоптичних системах з періодичними неоднорідностями

**Мета роботи:** ознайомлення та вивчення електродинамічних властивостей гармонік дифракційно-черенковського випромінювання для певних моделей МДС

Робота нараховує 4 розділи:

- в 1-му розділі відображено поточну проблематику стану черенковського та дифракційного випромінювання, окреслено теоретичні способи дослідження ДЧВ, представлені методи для експериментального моделювання ДЧВ, також для конкретних значень проводиться аналіз діаграм Бріллюена;
- в 2-му розділі описуються обґрунтування режимів експериментального моделювання та чисельний аналіз взаємодії гармонік дифракційно-черенковського випромінювання
- в 3-му розділі проводиться експериментальне моделювання а саме для: моделі з напівнескінченим діелектриком, моделі метало-діелектричної структури з комбінованим напівнескінченим діелектричним середовищем, моделі з діелектричною пластиною
- в 4-му розділі описана техніка безпеки під час роботи.

## ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

- ГДВ - генератор дифракційного випромінювання
- ДХ - діелектричний хвилевід
- ДВ - дифракційне випромінювання
- ДС - діаграма спрямованості
- ДП - діелектрична призма
- ДР(ДГ) - дифракційна решітка (дифракційна ґратка )
- ДЧВ - дифракційно- черенковське випромінювання
- ЕВП – електро-вакуумний прилад
- НВЧ (КВЧ) –надзвичайно (край) висока частота
- КСХ - коефіцієнт стоячої хвилі
- КП - коефіцієнт передачі
- ЛП - лінії передачі
- ЛБХ - лампа біжучої хвилі
- ЛВЕ - лазер на вільних електронах
- БКС - багатозв'язні квазіоптичні системи
- ПХПЗ - повільна хвиля просторового заряду
- МСХ - міліметрові і субміліметрових хвилі
- ПЦХ - повільна циклотронна хвиля
- МДК – метало-діелектричний канал
- МДС – метало-діелектрична структура
- СВ - спрямований відгалужувач
- ВХ - відкритий хвилевід
- ВР - відкритий резонатор
- ПГДВ - пролітний генератор дифракційного випромінювання
- ЧВ - черенковське випромінювання
- ЕП - електронний потік
- ЕДС – електродинамічна система

## ВСТУП

В даний час стрімко розвивається розвиток діапазону надвисоких частот (НВЧ), який включає міліметрові хвилі, які поширено використовуються в експериментальній фізиці, астрономії, дослідженнях природних ресурсів, радіолокації, радіозв'язку та біології.

Одні з основних систем НВЧ є джерела електромагнітних коливань. Нині, окрім твердотільних генераторів і НВЧ підсилювачів, використовуються електровакуумні прилади, котрі побудовані на різних фізичних принципах.

Моделюючи класичні інструменти, були створені лазери бігучої хвилі, клістри, магнетрони та інші прилади. Також, за допомогою розвитку радіаційних технологій були винайдені лазери на вільних електронах, генератори черенковського та дифракційного випромінювання.

Такі пристрої пропонують більш високі значення ефективності, вихідної потужності та стабільності частоти в мікрохвильовому діапазоні, ніж звичайні пристрої.

З погляду використання таких пристроїв у мікрохвильовому обладнанні та радіосистемах, ГДВ є ефективнішим і працює при значно нижчій напрузі прискорення, ніж відповідні пристрої. Комплекс досліджень у цій галузі призвів до розвитку нового наукового напрямку, що називається «дифракційна електроніка».

Особливо дослідженим на даний час є генератор дифракційного випромінювання (ГДВ), електродинамічна система (ЕДС) якого генерується відкритим резонатором (ВР), де на одному із дзеркал нанесена відбивна дифракційна решітка (ДР).

Існує декілька методів для майбутнього прогресу дифракційної електроніки, а саме: збільшення ефективності перетворення енергії електронного потоку (ЕП) в енергію випромінювання для покращення ЕДС

Останнім часом, чимала зацікавленість приділяється до збудження черенковсько-дифракційного та випромінювання (ДЧВ) нерелятивістськими ЕП.

Вищеназвані структури мають обширний спектр функцій, як щодо створення нових джерел модуляції вібрації, так і щодо створення основи елементів для радіосистем.

Понині аналітичними, чисельними та експериментальними методами опановано основні просторові гармоніки (черенковського випромінювання) та енергетичні властивості мінус першої дифракційної просторової гармоніки випромінювання

Наразі для таких структур ще відсутнє повне вивчення механізмів взаємодії просторових гармонік, що додає труднощів до аналізу режимів роботи збудження МДС. Такі конструкції, як метало-діелектричний канал (МДК), недостатньо вивчені.

Відсутність теорії та недостатній об'єм експериментальних досліджень ускладнюють практичну реалізацію, але дають велику можливість для внесення наукової новизни під час вивчення та вдосконалення цього напрямку

## РОЗДІЛ 1

### СТАН ПРОБЛЕМАТИКИ ТА МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ НВЧ

В останні роки велика увага зосереджена на вивченні дифракційно-черенковського випромінювання. Саме ці структури можуть мати колосальний спектр функціональних можливостей, адже завдяки ним створюватимуться нові модифікації приладів НВЧ

У цій роботі буде розглянуто та проаналізовано збудження черенковського та дифракційного випромінювання, що використовуються в електронних приладах НВЧ діапазону хвиль

Сформульовано розв'язування завдання, а саме дослідження взаємодії гармонік дифракційно-черенковського випромінювання у багатозв'язних квазіоптичних системах з періодичними неоднорідностями та наведено експериментальні установки для дослідження характеристик електродинамічної системи

#### **1.1 Черенковське випромінювання та дифракційне випромінювання в електроніці надвисоких частот**

Наразі найбільш поширене, в мікрохвильовій електроніці, застосовується випромінювання Черенкова (ЧВ), дифракційне, індуковане та перехідне.

Оскільки індуковане та перехідне випромінювання використовуються в релятивістській електроніці та діагностиці електронного поля (поток), то буде розглянуто основні результати дослідження дифракційно-черенковського випромінювання

Черенковське випромінювання виникає, коли заряджена частинка (а саме: електрон) летить у середовищі зі швидкістю  $V_e$ , вищою за швидкість світла в даному середовищі.

Фазову швидкість світла в безкінечному середовищі, що має діелектричну проникність  $\epsilon$  та магнітну відносну проникність  $\mu$  можна визначити за допомогою залежності:  $V_\phi = c/\mu\epsilon$ .



ЕВ створює певний конус з кутом розкриву  $\gamma$ , котре знаходиться за допомогою формули  $\cos\gamma = V_{\phi}/V_e$ .

$\cos\gamma$  постійно менше 1, то ЧВ відбувається лише при  $V_{\phi} < V_e$ , швидкість електрона повинна бути більше за фазову швидкість.

Сповільнюючі схеми черенковських генераторів надвисоких частот на базі діелектричних структур, котрі були запропоновані, не одержали прогресу, в той час, як вакуумні діелектрики, котрі мають масштабне значення і невеликі втрати на високих частотах.

Таким чином, експериментально досліджено ефекти накопичення електричного заряду на поверхні ізотропного діелектрика під час збудження ЧВ міліметрового діапазону. Ступінь обмеження визначається впливами тривалості імпульсів ЕП, котрі знаходяться в каналі метал-діелектрик. Тому, ці досліді дають практичне значення стосовно впровадження дифракційних та черенковських генераторів та на метало-діелектричній структурі.

В випадку де, неоднорідності розташовуються періодично, маємо інтенсивність і когерентність дифракційного випромінювання, котрі суттєво зростають. Оскільки для нульової просторової гармоніки дифракційного випромінювання умови і кут випромінювання співпадають з вищеописаними вимогами черенковського випромінювання, то маємо, що ЧВ -це нульова гармоніка дифракційного випромінювання.

Гінзбург Віталій Лазарович і Франк Ілля Михайлович відмітили можливості використання дифракційного випромінювання для генерування ЕХ. Потім дослідили електронно-хвильовий механізм збудження дифракційного випромінювання, за допомогою релятивістського електронного потоку, що має взаємодію дифракції на решітці ЕП, котрий одержав назву ефекта Сміта-Парселла.

Основною метою цього ефекту є те, що при пропусканні релятивістського електронного пучка, котрий сфокусований електростатичним і магнітним полями, біля оптичної відбивної плоскої дифракційної решітки з деяким періодом,

з'являється випромінювання, котре потім поширюється під різноманітними кутами.

Під час появи випромінювання Смітта - Парсела, зворотний позитивний зв'язок виконується за допомогою безпосередньо-окремими хвилями дифракційної решітки.

Такий ефект сповна відповідає фізичним положенням появи дифракційного випромінювання на періодичних неоднорідностях, що розташовані в просторі, за допомогою перетворення власного поля в недиференційовані плоскі хвилі випромінювання.

Для дифракційного випромінювання великого розповсюдження здобула концепція заданого струму. Ці досягнення спричинені розвитком вирішення завдань дифракції, за допомогою нових інноваційних методів. Вирішення завдань на випромінювання плоского монохроматичного необмеженого електронного потоку, що переміщається над безмежними ґратками, має перспективу здобути підрахунки, котрі суттєво різняться від підрахунків положення для миготливого диполя.

Інтенсивність ДВ лишається сталою зі зменшенням  $\lambda$ , за умови якщо густина струму в ЕП зростає еквівалентно  $\lambda^{-1}$ . Внаслідок цього, прикладне застосування дифракційного випромінювання дає інноваційні умови для розвитку в НВЧ діапазоні.

## **1.2 Пристрої та прилади дифракційної електроніки**

За основу принципу дії приладів дифракційної електроніки взято ефект випромінювання когерентних частинок густини заряду електронів, що генерують хвилю конвекційного струму, котра розповсюджується поблизу дифракційної решітки зі сталою фазовою швидкістю.

Саме ці згустки генеруються в потоці електронів, що взаємодіє з полем повільної дифракційної просторової гармоніки, при дифракції ЕМХ на певній періодичній структурі.

Для пристроїв з напівсферичним або сферо-циліндричним відкритим резонатором, теоретично і експериментально вивчені різні режими збудження дифракційного випромінювання в відкритих резонаторах. А саме, пролітний режим генератора дифракційного випромінювання характеризується постійним збудженням коливань електронного потоку, що рухається біля дифракційної решітки, котра розташована на одному з дзеркал відкритого резонатора.

Зв'язок відкритого резонатора в даних приладах розроблений або через дифрагмоване поле на краях дзеркал, шляхом послідовного розташування резонаторів уздовж осі електронного потоку, або через дифрагмоване поле на стрічкових ґратках, шляхом паралельного включення відкритого резонатора до осі електричного потоку.

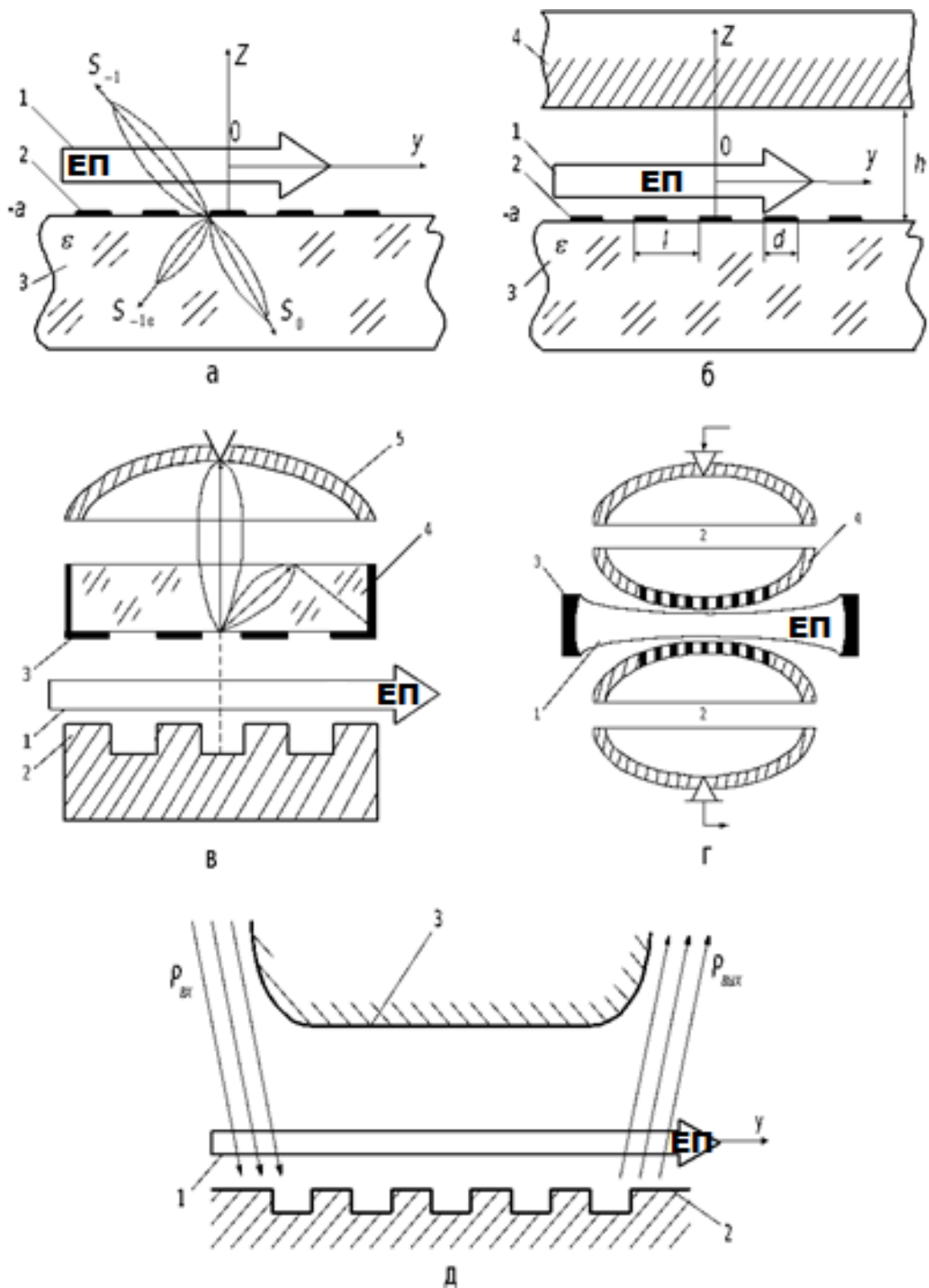
Головні енергетичні властивості простих метало-діелектричних структур основної гармоніки випромінювання достатньо досліджені як з аналітичного боку, так і за допомогою чисельних методів. За допомогою експериментального моделювання високоякісно проаналізовані взаємодії мінус першої і черенковської дифракційних гармонік.

Сформовано припущення щодо можливості створення приладів типу лампа зворотної хвилі і лампа біжучої хвилі у відкритому резонаторі, а саме на основі ВХ, що викликано просторовими гармоніками дифракційного випромінювання.

Спільним для цих пристроїв є присутність відкритої електродинамічної системи з періодичними неоднорідностями, котра виконана у вигляді відбивних металевих дифракційних решіток, або стрічкових дифракційних решіток, що нанесені на шар діелектрика, або з композицій решіток.

Наскільки ми знаємо, що оптимізація нових приладів та пристроїв електроніки, за допомогою створення макетів з електричного потоку потребує великих праце- та коштовитрат, тому на цій стадії дослідження необхідним є опанування мінімальних теоретичних макетів для подальшого експериментального проектування розвитку співдії просторових гармонік ДВ, за допомогою рекомбінації електронного потоку планарним ДХ.

Схеми досліджуваних в роботі пристроїв та приладів: метало-діелектричної структури типу діелектричний шар - стрічкова дифракційна решітка і МДК (малюнок 1.1б) показано на малюнку 1.1



Малюнок 1.1 - Модель електродинамічних систем:

- а) метало-діелектрична структура типу діелектричний шар - стрічкова дифракційна решітка;
- б) метало-діелектрична структура типу МДК;
- в) ДЧГ;
- г) генератор дифракційного випромінювання на пов'язаних відкритих резонаторах;
- д) підсилювач на об'ємних хвилях

Загальною ознакою для розглянутих електродинамічних систем є наявність монохроматичного електронного потоку 1, котрий рухається поблизу стрічкової дифракційної решітки 2, що розташована у площині  $Z = -1$  на поверхні діелектричного шару 3.

При русі електричного потоку вздовж метало-діелектрична структура збуджується спектр просторових гармонік дифракційного випромінювання, котрі випромінюються в діелектрик та вакуум з відмінною щільністю енергії  $S_n$ .

Як показано для довгохвильового наближення, то щільність енергії просторової гармоніки дифракційного випромінювання, що випромінюється в вакуум, можна збільшити за допомогою встановлення відбиваючого екрану 4 (малюнок 1.1б), котрий в сполученні з системою діелектричний шар - стрічкова дифракційна решітка, формує найпростіший тип багатозв'язної метало-діелектрична структура.

На основі цих систем можуть бути збудовані різні прилади і пристрої міліметровому діапазоні хвиль з широкими функціональними перспективами..

Дифракційно-черенковський генератор збудований на базі генератора дифракційного випромінювання, де застосовується режими одночасного збудження дифракційного випромінювання і черенковського випромінювання.

Електронний потік 1 потрапляє в метало-діелектричний канал, котрий сформований металевою періодичною структурою 2 і стрічковою дифракційною решіткою 3, що нанесена на бокову частину діелектричної призми 4.

У процесі прольоту електронів в метало-діелектричному каналі одночасно з'являється дифракційне і черенковське випромінювання, котрі відповідно збуджують відкритий резонатор генератора дифракційного випромінювання та модулюють електронний потік по щільності заряду. Енергію з приладу можна вивести, як за допомогою дзеркала 5, так і за допомогою діелектричної призми 4.

Такий пристрій можна досліджувати як багатозв'язну систему, котра умовно формується з трьох частин: *метало-діелектричний канал - діелектрична призма - відкритий резонатор.*

Також до типу багатозв'язної системи можна зарахувати різновид виконання генератору дифракційного випромінювання на зв'язаних відкритих резонаторах при паралельному вмиканні до осі електронного потоку 1 (малюнок 1.1г), де відкрита ЕДС виконана у сукупності двох зв'язаних сферичних резонаторів 2 через стрічкові дифракційні решітки.

В цьому випадку, застосовується пучок електронів, котрий сформований гарматою 3 і прилеглими дзеркалами параболічної форми 4, де знаходяться стрічкові дифракційні решітки. В той час, коли струм пучка перевищує деяке пускове значення, в приладі пробуджуються електромагнітні коливання. Тому такий прилад може бути використаний як підсилювач потужності та помножувач частоти.

Багатозв'язна ЕДС таких ГДВ характеризується також присутністю 3-х відносних положень: каналу, утвореного дифракційною решіткою, і 2-х відкритих резонаторів. Під час нанесення дзеркал на діелектрик, властивості системи також будуть окреслюватися появою певних спектрів гармонік.

На основі розгляду дифракційних пристроїв, показаних на малюнку 1.1в, спільним є: існування каналу для прольоту електронного потоку, та існування певного зв'язку між електромагнітними полями, створюваними приладами.

На малюнку 1.1д показана модель підсилювача на об'ємних хвилях. На вхід відкритого хвилеводу, котрий сформовано за допомогою двох дзеркал, що

розташовані паралельно (2 - плоске, на котре покрито періодичною структурою; верхнє дзеркало 3 – має циліндричну конструкцію або ж плоску форму, в поперечному розрізі), надходить об'ємна хвиля вхідного сигналу. Певна частина хвилі направляється в відкритий хвелевод після відбиття, інша ж частина збуджує певний діапазон просторових гармонік випромінювання.

#### **1.4 Теоретичні методи досліджень дифракційно-черенковського випромінювання**

Як показано на малюнках 1.1а,б, використовувались коефіцієнти, отримані під час наближенні заданого струму за допомогою чисельного аналізу енергетичних характеристик дифракційно-черенковського випромінювання в метало-діелектричній структурі. Такий метод заснований на розв'язанні рівнянь Максвелла при наближенні до джерела.

Чим більш достовірно теоретична модель описує фактичне джерело в приладі, тим надійніші дані маємо під час наближення заданого струму характеристики випромінювання.

Визначити коефіцієнти Фур'є в  $i$  поза каналом можна розглядаючи дифракцію власного ЕМП в електронному потоці на дифракційній решітці також враховуючи відбивання екрану (малюнок 1.1б)

При одночасному розв'язуванні рівнянь руху  $i$  поля одержують систему нелінійних нестационарних рівнянь, провести розбір яких можливо лише в певних випадках. Якщо розв'язати задачу в малосигнальному наближенні, то можна знайти  $i$  отримати вихідну систему нелінійних диференціальних рівнянь у частинних похідних

У межах наведеного вище підходу буде проаналізовано модель взаємодії ЕП з площею періодичної структури відкритого хвелеводу (малюнок 1.1д). Система періодичного сповільнення демонструється безкінечною конструкцією типу «гребінець», де розташований металевий екран, котрий паралельний до площині.

Електрони переміщуються в одному напрямку, тобто по осі  $y$  (малюнок 1.1д), ця гіпотеза відповідає безкінечно великому постійному магнітному полю, яке фізично спрямоване вздовж траєкторії електрона. Електричне поле  $E$  виражається як сума постійних та змінних величин, які гармонійно пов'язані зі швидкістю світла  $V$  і щільністю заряду  $\rho$ , що залежать від часу. Постійна щільність заряду електронів  $\rho_0$  компенсується зовнішніми джерелами так, тому кулонівська частина поля дорівнює нулю  $E_0=0$ .

Частина рішення електродинамічної задачі здійснюється за допомогою методу часткових областей. Поле кожної частини визначається за системою рівнянь Максвелла та певних граничних умов. Враховуючи вимоги до безперервності складових поля на певних границях областей, отримуємо систему саморегулюючих рівнянь, котра дозволяє охарактеризувати дисперсійне рівняння, що описує окремі режими «гребінець» –пучок– екран.

### **1.5 Методи для експериментального моделювання ДХ/ЕП**

Найбільш результативним методом рішення задач дифракційної електроніки є спосіб експериментального моделювання, де випромінювання ЕХ струму просторового заряду ЕП відтворюється випромінюванням поверхневої хвилі планарного ДХ, що знаходиться біля ДР.

Використовуючи цей метод в електродинамічних системах генератора дифракційного випромінювання, вдалося вивчити основні властивості дифракційного випромінювання в електродинамічній системі

Таблиця 1.1 показує основні співвідношення між рухом електронного пучка (модель з ЕП) вздовж дифракційної решітки і поверхневої хвилі ДХ

Кореляційні співвідношення (1.1) - (1.4) визначають умови збудження для хвиль дифракційного хвилеводу і електронного потоку відповідно. Вважаючи, що фазова швидкість діелектричного хвилеводу дорівнює швидкості електронів, то за такої умови ці співвідношення є рівними



Фазова швидкість хвилі  $V_\phi$  визначається за допомогою діелектричної проникності матеріалу ДХ та поперечними розмірами, то ефективна діелектрична проникність хвилеводу повинна бути  $\varepsilon_e = c^2/v_e^2$ , тоді  $\beta_B = 1/\sqrt{\varepsilon_B}$ .

Отже, відношення кутів випромінювання (1.3) та (1.4) узгоджуються з припущеннями щодо ідентифікації фазової швидкості дифракційного випромінювання і швидкості електронного потоку. Для таких параметрів як  $k$ ,  $\beta_e(\beta_e)$  та  $\varepsilon$  в вільному просторі пробуджуються тільки певні негативні просторові гармоніки  $n = -1, -2, -3 \dots$ , щодо діелектричного середовища, то гармоніки з  $n = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$ .

Гармонійне випромінювання нульової фази ( $n=0$ ) просторової гармоніки відбувається за таких же умов, що й ЧВ електронного потоку, котре рухається біля не екранованого діелектрика, за швидкості електронів  $\varepsilon\beta_e^2 > 1$  та кутом випромінювання  $\cos\gamma_{0\varepsilon} = 1/\beta_e(\sqrt{\varepsilon})$ . Саме це називається черенковським випромінюванням, а ґратки потрібно враховувати як екрануючий фактор, котрий впливає на коефіцієнт зв'язку електронним потоком або дифракційною хвилею з діелектричним середовищем.

Щільність енергії черенковської гармоніки для довго-хвильового наближення ( $k \leq 0.5$ ) визначається співвідношеннями (1.5) і (1.6), котрі співпадають з точністю до позначень  $\varepsilon_B \rightarrow 1/\beta_e^2$ ,  $i\hbar p_A \rightarrow 2\pi\rho_0$ , а планарний діелектричний хвилевід є еквівалентним електронного потоку з щільністю заряду  $\rho_0 = \frac{2\pi}{\lambda^2} A \sqrt{\varepsilon_B(\varepsilon_B - 1)}$ , що перебуває з швидкістю  $V_e = V_e$ .

Під час порушення об'ємних хвиль дифракційного хвилеводу, можливо отримати різні режими випромінювання, котрі можна аналізувати за допомогою побудови діаграм Бріллюена для заданих значень.

Таблиця 1.1 - Сформульовані вирази, для моделей з електронним потоком і дифракційним хвилеводом

| Модель з дифракційним хвилеводом  | Модель з електронним потоком  |
|---|---|
| Умови випромінювання ЕМХ  |   |
| $\frac{k}{ n  + k} \leq \beta_B \leq \frac{k}{ n  - k'};$ $z > -a \text{ (вакуум) (1.1)}$ $\frac{k}{ n  + k\sqrt{\varepsilon}} \leq \beta_B \leq \frac{k}{ n  - k\sqrt{\varepsilon'}};$ $-\delta < z < -a \text{ (діелектрик)}$ <p>Де <math>\beta_B = v_B/c</math> – відносна швидкість хвилі в хвилеводі</p> | $\frac{k}{ n  + k} \leq \beta_e \leq \frac{k}{ n  - k'};$ $z > -a \text{ (вакуум) (1.2)}$ $\frac{k}{ n  + k\sqrt{\varepsilon}} \leq \beta_e \leq \frac{k}{ n  - k\sqrt{\varepsilon'}};$ $z < -a \text{ (діелектрик)}$ <p>де <math>\beta_e = v_e/c</math> – відносна швидкість електронів,</p> |
| (k=I/λ; ε - відносна діелектрична проникність середовища, n- порядковий номер просторової гармоніки, що випромінюється; I- період решітки; λ - довжина хвилі випромінювання).   |   |
| Кути випромінювання для моделей ЕП/ДХ   |   |
| $\gamma_{nv} = \arccos\left(\sqrt{\varepsilon_B} + \frac{n}{k}\right);$ $\gamma_{nv} = -\arccos\left(\frac{\sqrt{\varepsilon_B} + \frac{n}{k}}{\sqrt{\varepsilon}}\right); \quad (1.3)$   | $\gamma_{nv} = \arccos\left(\frac{1}{\beta_B} + \frac{n}{k}\right);$ $\gamma_{nv} = \arccos\left(\frac{\frac{1}{\beta_e} + \frac{n}{k}}{\sqrt{\varepsilon}}\right); \quad (1.4)$  |
| де ε <sub>B</sub> – ефективна діелектрична проникність  |   |
| Густина енергії дифракційного випромінювання основної гармоніки   |   |
| $S_0 = S_e \frac{\varepsilon^2(\varepsilon_B - 1) + (\varepsilon - \varepsilon_B)}{\varepsilon^2(\varepsilon_B - 1) + (\varepsilon - \varepsilon_B) \left[1 - (1 + \sqrt{\varepsilon}) \sqrt{1 - \frac{1}{\varepsilon_B}} \Phi_G\right]^2} \quad (1.5)$   | $S_0 = S_e \frac{\varepsilon^2 \theta^2 + \theta_{0\varepsilon}^2}{\varepsilon^2 \theta^2 + \theta_{0\varepsilon}^2 \left[1 - (1 + \sqrt{\varepsilon}) \theta \Phi_G\right]^2} \quad (1.6)$   |
| де S <sub>e</sub> – щільність енергії черенковського випромінювання без решітки;  |   |
| $\theta = \sqrt{1 - \beta^2}; \quad \theta_{n\varepsilon} = \beta \sqrt{\varepsilon - \left[\left(\frac{k}{\beta} + n\right)k^{-1}\right]^2};$  |   |
| $\Phi_G = \frac{(u - 1) \left(3 - \frac{2k}{\beta} - \left(\frac{k}{\beta} - 1\right) \ln \frac{1 + u}{2}\right)}{1 - u + 2u \left(\frac{k}{\beta}\right) - (1 + u) \left(\frac{k}{\beta} - 1\right) \ln \frac{1 + u}{2}}$  |   |
| u = cos(πd/I) - коефіцієнт заповнення решітки,  |   |
| d – ширина стрічок решітки  |   |
| $\beta = \beta_B = \beta_e$   |   |

## 1.6 Дослідження діаграм Бріллюена

Реалізація збудження об'ємних та поверхневих хвиль, досить легко визначаються за допомогою діаграмами Бріллюена (малюнок 1.2, 1.3). Діаграми збудовані в координатних осях  $k$  і  $\eta = k/\beta_e$ .

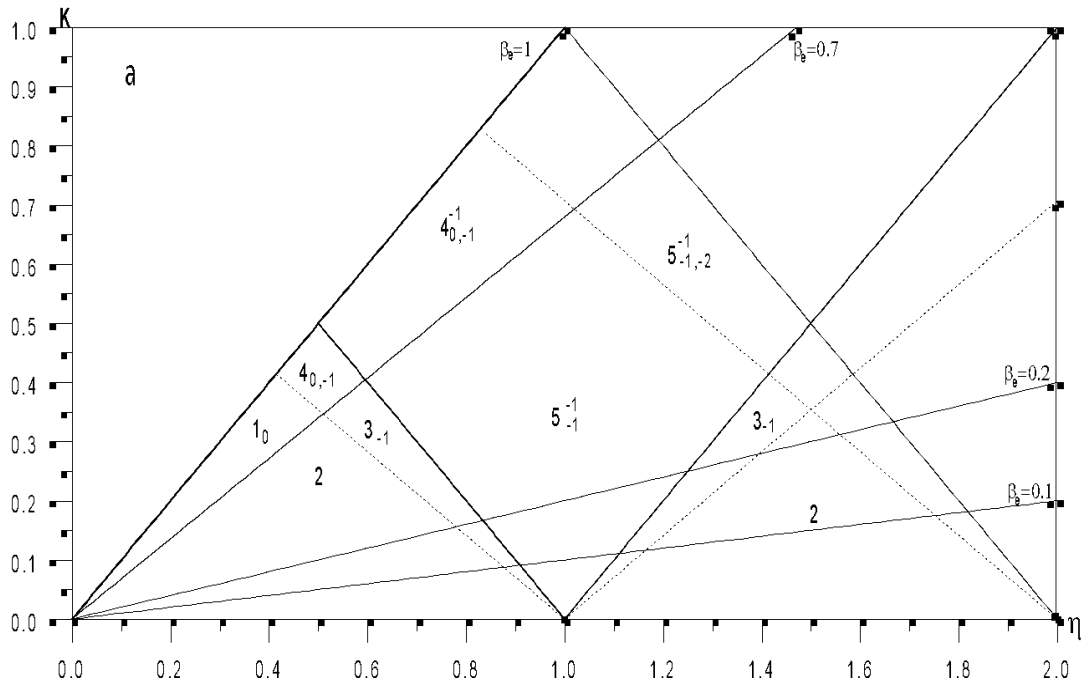
Діаграма має декілька дискретних областей, котрі позначаються цифрами  $1_0-5_s^m$ , та визначають щонайбільше характерні випадки збудження ЕП ЕМХ:

- 1 - діапазон черенковського випромінювання;
- 2 - зона поверхневих хвиль;
- 3 - діапазон ДВ виключно в діелектричне середовище;
- 4 - зона дифракційного та черенковського випромінювання;
- 5 - діапазон ДВ в зону діелектрика та у невимушений простір.

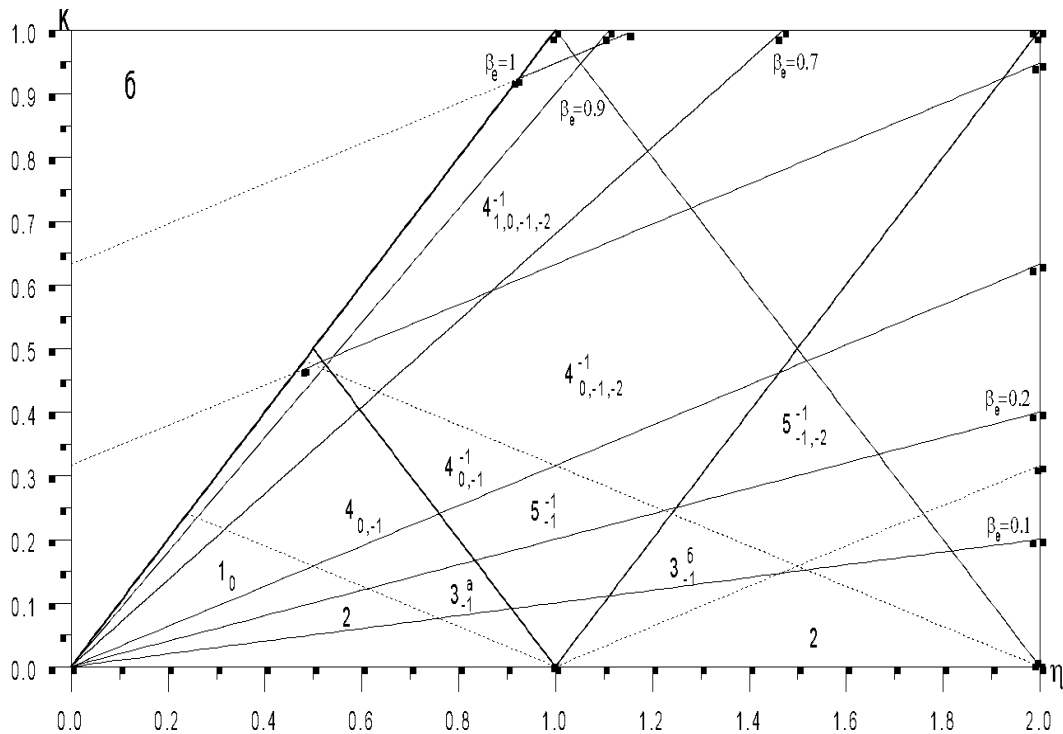
Індекси знизу  $S=0, \pm 1, \pm 2 \dots$  позначають номери просторових гармонік, що поширюється в діелектрик, а індекси зверху  $m=-1, -2 \dots$  позначають номери просторових гармонік, що випромінюються в вакуум.

Візьмемо за приклад область  $4_0^{-1, -1, -2}$  - це означає, що параметри  $k, \beta, \varepsilon$ , котрі потрапляють в дану область, маємо, що у вільний простір поширюється лише мінус перша гармоніка, в той час, як в діелектрику пробуджуються 3 головні гармоніки, що мають індекси  $n=-1, -2, -3 \dots$ .

Проаналізувавши діаграми, можна зробити висновок, що при значеннях  $\beta_e$  і  $k$  можна втілити різноманітні варіанти збудження дифракційно-черенковського випромінювання.



Малюнок 1.2а - Графік діаграми Бріллюена при збудженні дифракційно-черенковського випромінювання монохроматичною хвилею, з просторовим зарядом  $\epsilon=2.05$

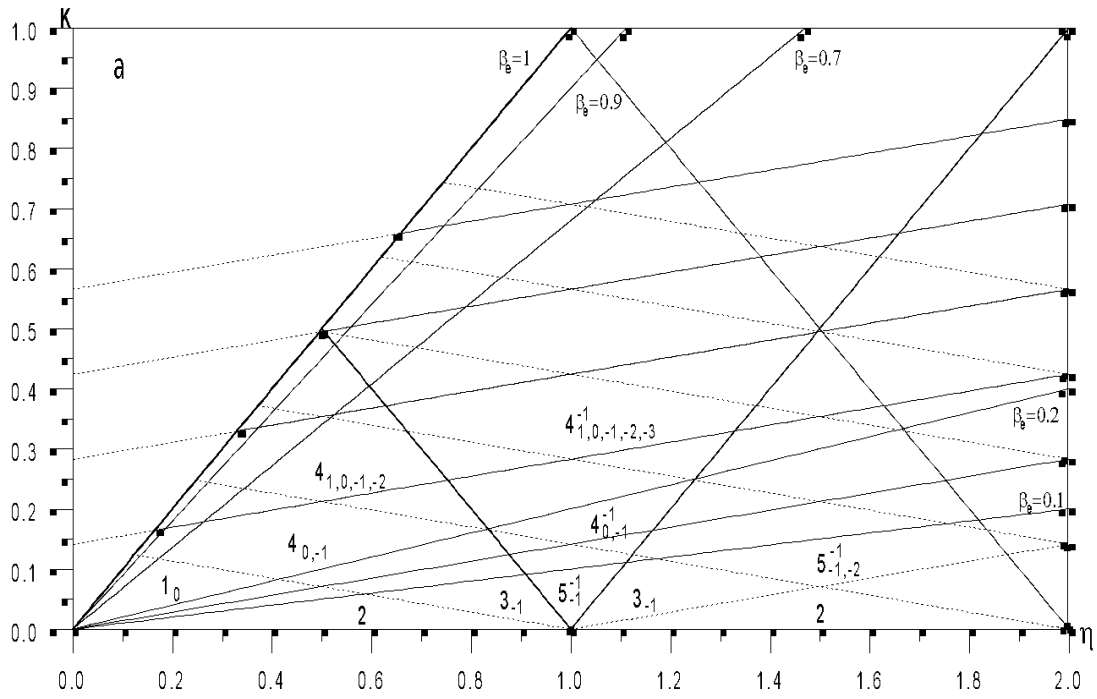


Малюнок 1.2 б – Графік діаграми Бріллюена при збудженні дифракційно-черенковського випромінювання монохроматичною хвилею, з просторовим зарядом  $\epsilon=10$

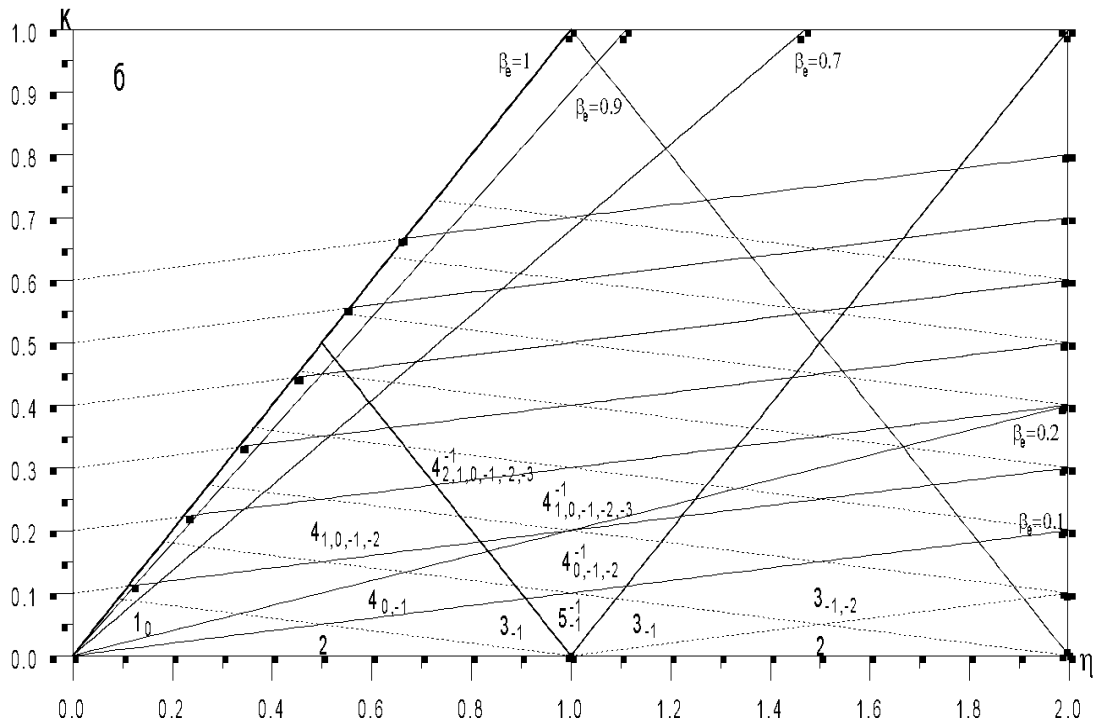
Можемо бачити, що в інтервалі  $\beta_e = 0.06 \div 0.2$  існує збудження лише негативних ДГ, як в вакуум так і в діелектрик. Втілення режимів випромінювання черенковського випромінювання можливе тільки в зонах релятивістських швидкостей ( $\beta_e > 0.2$ ), також для режимів моделювання збудження об'ємних хвиль, бо за відносною швидкості хвилі типових ДХ НВЧ діапазону хвиль знаходиться в інтервалі  $\beta_e = 0.7 \div 0.9$ .

Під час збільшення  $\varepsilon$ , чисельність зон Бріллюена зростає також, а діапазони інтервалів за параметрами  $\beta_e$  і  $k$  - звужуються.

Для нерелятивістських електронних потоків (при  $\varepsilon=50$  та  $\varepsilon=100$  (малюнок 1.3)) існує можливість реалізації як режимів черенковського випромінювання, так і режимів дифракційно-черенковського випромінювання (а саме зони  $1_0, 4_{0,-1}, 4_0^{-1}$ ). Під час цього виникає випромінювання на дифракційних гармоніках позитивного типу, де черенковське випромінювання завжди має направленість під гострим кутом (зони  $4_{0,1,-1,-2}, 4_0^{-1}$ ).



Малюнок 1.3а - Графік діаграми Бріллюена при збудженні дифракційно-черенковського випромінювання монохроматичної, з просторовим зарядом  $\epsilon=50$



Малюнок 1.3б - Графік діаграми Бріллюена при збудженні дифракційно-черенковського випромінювання монохроматичної хвилею, з просторовим зарядом  $\epsilon=100$

Проте, втілення діапазону для низьковольтних електронних потоків ( $\beta_e < 0.1$ ) неможливе, бо знаходяться вище ліній  $\beta_e = 0.1$ .

Під час збільшення діелектричної проникності при певних значеннях  $\beta_e$  появляються нові зони Бріллюена, й збільшується чисельність дифракційних гармонік.

Після певного аналізу зон Бріллюена в діапазоні модифікації  $\varepsilon$  необхідно, щоб для активації режимів дифракційно-черенковського випромінювання в дослідженні з нерелятивістським електронним потоком ліпшими були показники  $\varepsilon > 10$ , та для режимів моделювання збудження об'ємних хвиль  $\varepsilon \leq 10$ .

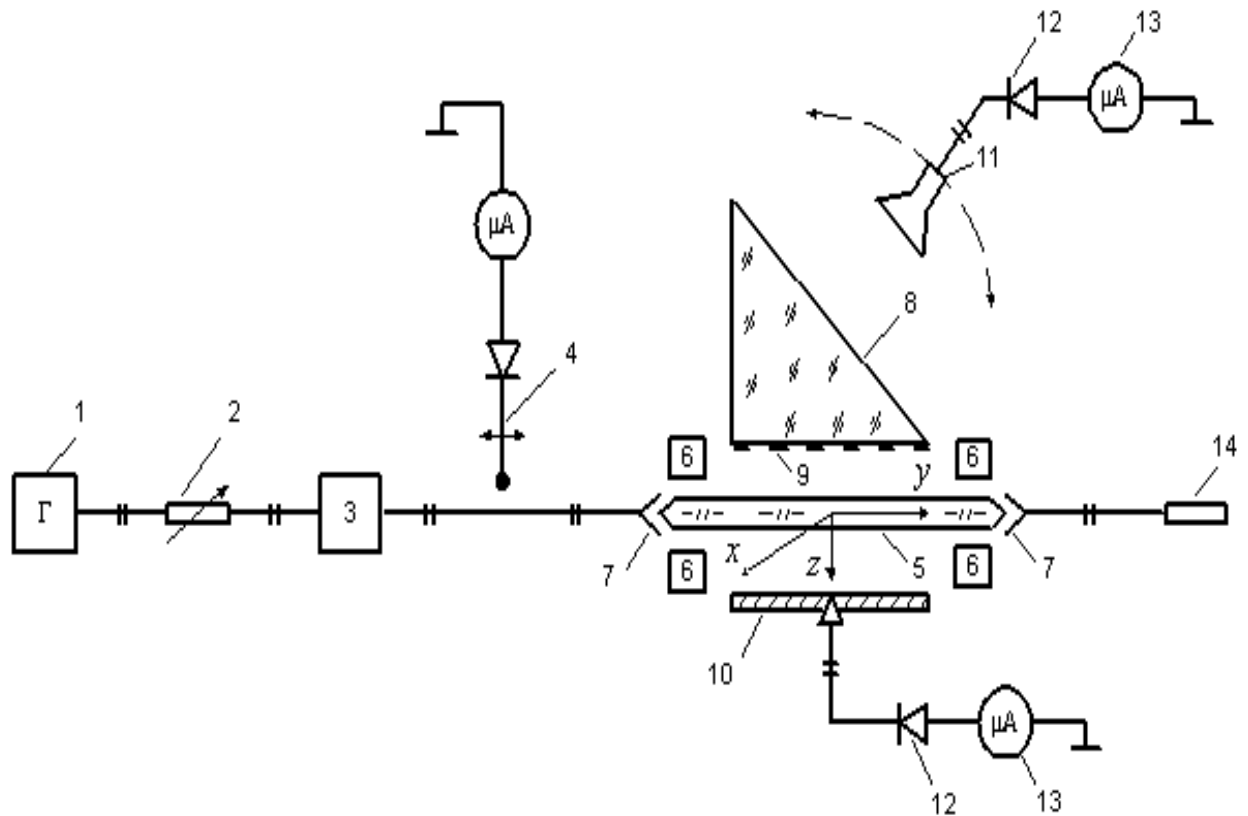
Чисельний підрахунок енергетичних характеристик дифракційно-черенковського випромінювання необхідно знаходити для значень  $\varepsilon > 50$ , котрі відповідають реальним перспективам збудження випромінювання нерелятивістським електронним потоком, та для значень  $\varepsilon < 10$ , котрі дають право розробити режим емпіричної моделі просторових гармонік ДВ на наявних діелектриках, що мають малі втрати в діапазоні міліметрових хвиль

### **1.7 Експериментальні системи та методика вимірювання дифракційно-черенковського випромінювання**

Всі методики вимірювань вихідних характеристик приладів дифракційної електроніки і електромагнітних властивостей мають певні ознаки для кожного об'єкта, що потрібно мати на увазі при розробці нових вимірювальних пристроїв. Для дослідження енергетичних властивостей просторових гармонік випромінювання в метало-діелектричній структурі використовується схема наведена на малюнку 1.4.

НВЧ-генератор 1 збуджує високочастотний сигнал, котрий проходить через розв'язуючий атенуатор 2, хвилемір 3, вимірювальну зону 4 та збуджує ДХ 5. Діелектричний хвилевод має на вході та виході вбудовані поглиначі 6 для зменшення розсіювання паразитного поля. В дифракційному хвилеводі осі

розташовуються паралельно поверхням досліджуваної ЕДС. Загалом елементами системи є комбінація діелектричного середовища 8, нанесеного на нього дифракційної решітки 9 та певного екрану 10.

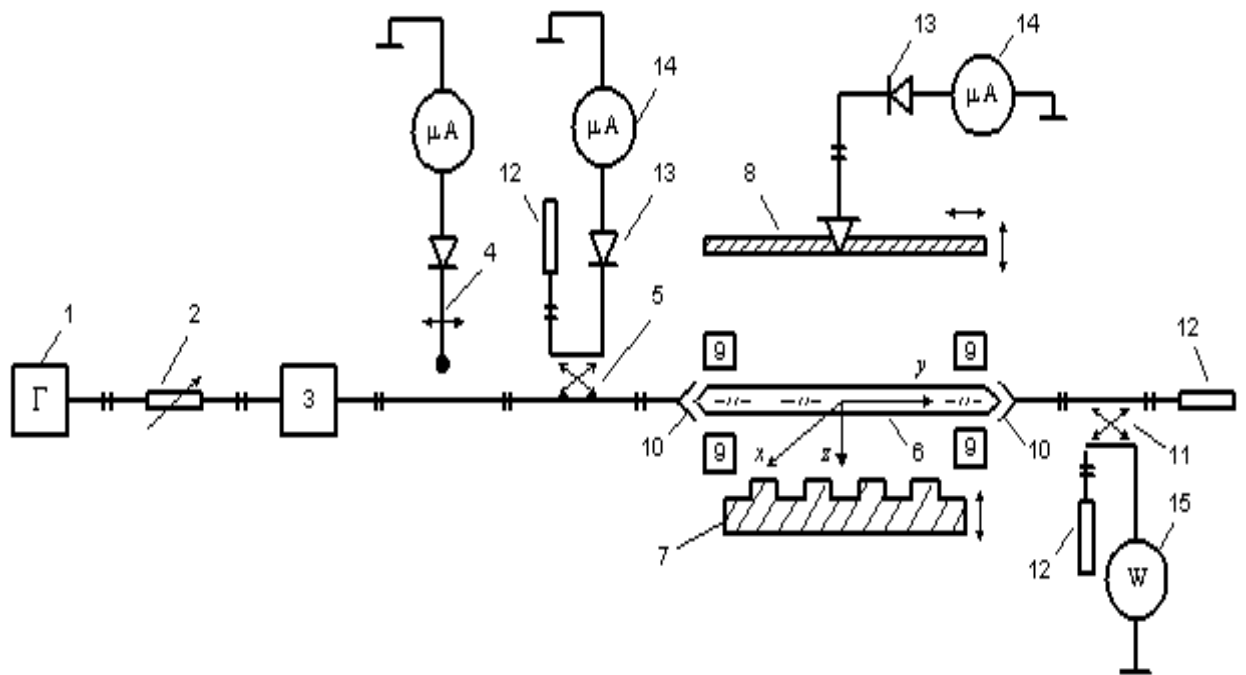


Малюнок 1.4 Модель пристрою для дослідження енергетичних особливостей просторових гармонік випромінювання в метало-діелектричну структуру

Модель для експериментальної установки дослідження характеристик ЕДС підсилювача, що заснована на ефекті Смітта-Парсела зображена на рисунку 1.5

Генератор надвисоких коливань (1) подає високо-частотний сигнал, котрий працює в діапазоні частот  $f=25\div 37$  ГГц, за допомогою розв'язуючого атенюатору (2), хвилеміра (3), вимірювальну лінію (4), спрямований розгалужувач (5), діелектричний хвилевід (6), що знаходиться між плоско-паралельними дзеркалами ВХ, котрий створено за допомогою відбивних дифракційних ґраток (7) і екрану (8).





Малюнок 1.5 - Модель пристрою для дослідження характеристик ЕДС підсилювача, котра заснована на ефекті Смітта-Парсела

На початку та кінці дифракційного хвилеводу розташовані поглиначі 9 для мінімізації залежності дифузного паразитного поля від приладу узгодження 10. Щоб отримати режим біжучої хвилі (досягнення мінімального коефіцієнта відображення в лінії передачі), частина ДХ з'єднується з навантаженням 12.

Щоб отримати певні електродинамічні властивості відкритого хвилеводу, то необхідно знати важливі характеристики, як коефіцієнт стоячої хвилі, коефіцієнт передачі відкритого хвилеводу і амплітудні розподіли полів по осях хвилеводу.

Частоту в тракці визначають хвилеміром 3, та коефіцієнт стоячої хвилі визначають за допомогою вимірювальної лінії 4. Сигнал, котрий приходить до відкритого хвилеводу, значення контролюються через спрямований відгалужувач 5 за допомогою детектору 13, та приходить на реєструючий пристрій 14.

Контролювання за потужністю реалізується через спрямований відгалужувач 11 за допомогою вимірника потужності 15 й приладом індикації.

Для визначення амплітудних розподілів поля вздовж осей хвилеводу застосовується плоске дзеркало 8, в центрі якого існує зонд. Сигнал з зонда

трансформується детектором 13 та потрапляє в реєструючий пристрій 14. Дзеркало, що має відбивну ґратку, і плоске дзеркало розташовані на спеціальних регулювальних пристроях, котрі дають змогу їм переміщуватися по осях хуз з точністю  $\pm 0.1$  мм.

## РОЗДІЛ 2

### АНАЛІЗ ГАРМОНІК ДИФРАКЦІЙНО-ЧЕРЕНКОВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ У БАГАТОЗВ'ЯЗНИХ КВАЗІОПТИЧНИХ СИСТЕМАХ З ПЕРІОДИЧНИМИ НЕОДНОРІДНОСТЯМИ

В даний час енергетичні властивості випромінювання в метало-діелектричну структуру типу діелектричний шар – стрічкова дифракційна ґратка вже достатньо опановано як аналітично так і чисельно. Але недостача теоретичних підрахунків та експериментальних робіт на тему впливу дифракційних гармонік випромінювання на черенківську гармоніку обтяжують практичну розробку та застосування саме таких метало-діелектричних структур.

У цій частині роботи наведені кількісні та експериментальні підрахунки міри впливу певних просторових гармонік ДВ в метало-діелектричній структурі, це дозволяє отримати рекомендації, практичні навички щодо покращення параметрів дифракційних гармонік для індивідуальних режимів збудження системи.

#### 2.1 Чисельний аналіз взаємодії гармонік дифракційно-черенковського випромінювання

В цьому розділі роботи було зроблено порівняльний аналіз енергетичних характеристик дифракційного випромінювання та черенковського випромінювання параметрів  $k$  і  $\beta_e$  для  $\varepsilon=10$  та  $\varepsilon=100$  також зроблений чисельний розгляд впливу коефіцієнта заповнення решітки  $U$  на густину енергії випромінювання за певними значеннями параметрів  $k$ ,  $\beta_e$  та  $\varepsilon$ .

За допомогою чисельного аналізу енергетичних складових випромінювання можна отримати кількісну характеристику ступеня впливу найвищих гармонік випромінювання, і покращити параметри ДР для певних режимів збудження метало-діелектричної структури.

В роботі указані вирази для щільності енергії дифракційно- черенковського випромінювання, котрі використовувались при чисельному аналізі.

Кожна просторова гармоніка обчислюється за допомогою рівняння, де енергія випромінювання у вільний простір  $S_n$  і діелектричне середовище  $S_{n\varepsilon}$ :

$$S_n = \frac{c}{8\pi} |A_n|^2;$$

$$S_{n\varepsilon} = \frac{c}{8\pi\sqrt{\varepsilon}} |B_n|^2 \quad (2.1),$$

де

$$A_n = \frac{\theta_{n\varepsilon} X_n}{(\theta_{n\varepsilon} + \varepsilon\theta_n) \tau_n} + \delta_0^n \beta_e F \left( \frac{2\theta_{0\varepsilon}}{\theta_{0\varepsilon} + \varepsilon\theta_0} - 1 \right) \exp(-p|a|);$$

$$B_n = \frac{\varepsilon\theta_n X_n}{(\theta_{n\varepsilon} + \varepsilon\theta_n) \tau_n} - \delta_0^n 2\beta_e F \frac{\theta_{0\varepsilon}}{\theta_{0\varepsilon} + \varepsilon\theta_0} \exp(-p|a|);$$

$$\theta_n = \beta_e \sqrt{1 - \left( \frac{1}{\beta_e} + \frac{n}{k} \right)^2};$$

$$\delta_0^n = \begin{cases} 1; & n = m; \\ 0; & n \neq m; \end{cases}$$

$$F = 2\pi\rho_0;$$

$$p = k\theta = \frac{2\pi}{\lambda\beta_e} \theta.$$

$a$  = прицільний параметр

Вираз  $X_n$  знаходиться після рішення системи лінійних алгебраїчних рівнянь, котрі отримані за допомогою метода Рімана-Гільберта, а саме при рішенні граничної електро-динамічної задачі Фур'є-амплітуд дифрагмованого поля  $A_n$  і  $B_n$ :

$$\sum_n X_n \left[ \frac{|n|}{n} \chi_n (V_m^n R_\sigma - V_m^n R_m) - \delta_m^n R_\sigma \right] = i\alpha (V_m^n R_\sigma - V_m^n R_m)$$

$$m=0; \pm 1; \pm 2 \dots,$$

$$n=0; \pm 1; \pm 2 \dots,$$

коефіцієнти рівнянь (2.2):

$$R_\sigma = \frac{\pi}{2\sin\pi\eta} P_{\eta-1}(u); \quad R_m = \frac{1}{2} P_m(u);$$

$$V_\sigma^n = \frac{\pi}{2\sin\pi\eta} \frac{n-1}{\eta+n} [P_{\eta-n} P_{n+1} - P_{\eta-2} P_n];$$

$$V_m^n \begin{cases} \frac{1}{2} \sum_{p=0}^{n+1} \mu_{n+1-p}(u) P_{p-m-1}(u), & n \geq 0 \\ -\frac{1}{2} \sum_{p=0}^{-n-1} \mu_{n-1-p}(u) P_{p+m+1}(u), & n < -1 \\ \frac{1}{2} [P_m(u) - P_{m+1}(u)], & n = -1 \end{cases}$$

$$\mu_0(u) = 1; \mu_1(u) = -u;$$

$$\mu_n = P_n(u) - 2uP_{n-1}(u) + P_{n-2}(u), \quad n \geq 2$$

$$\alpha = 2i\theta F Q_0 \exp(-p|a|)$$

$$\chi_n = 1 + i \frac{|n|}{n} \frac{\theta_n Q_n}{\beta_e \left(\frac{1}{\beta_e} + \frac{n}{k}\right)};$$

$$Q_n = \frac{\theta_{n\varepsilon}(1+\sqrt{\varepsilon})}{\theta_{n\varepsilon} + \varepsilon \theta_n}.$$

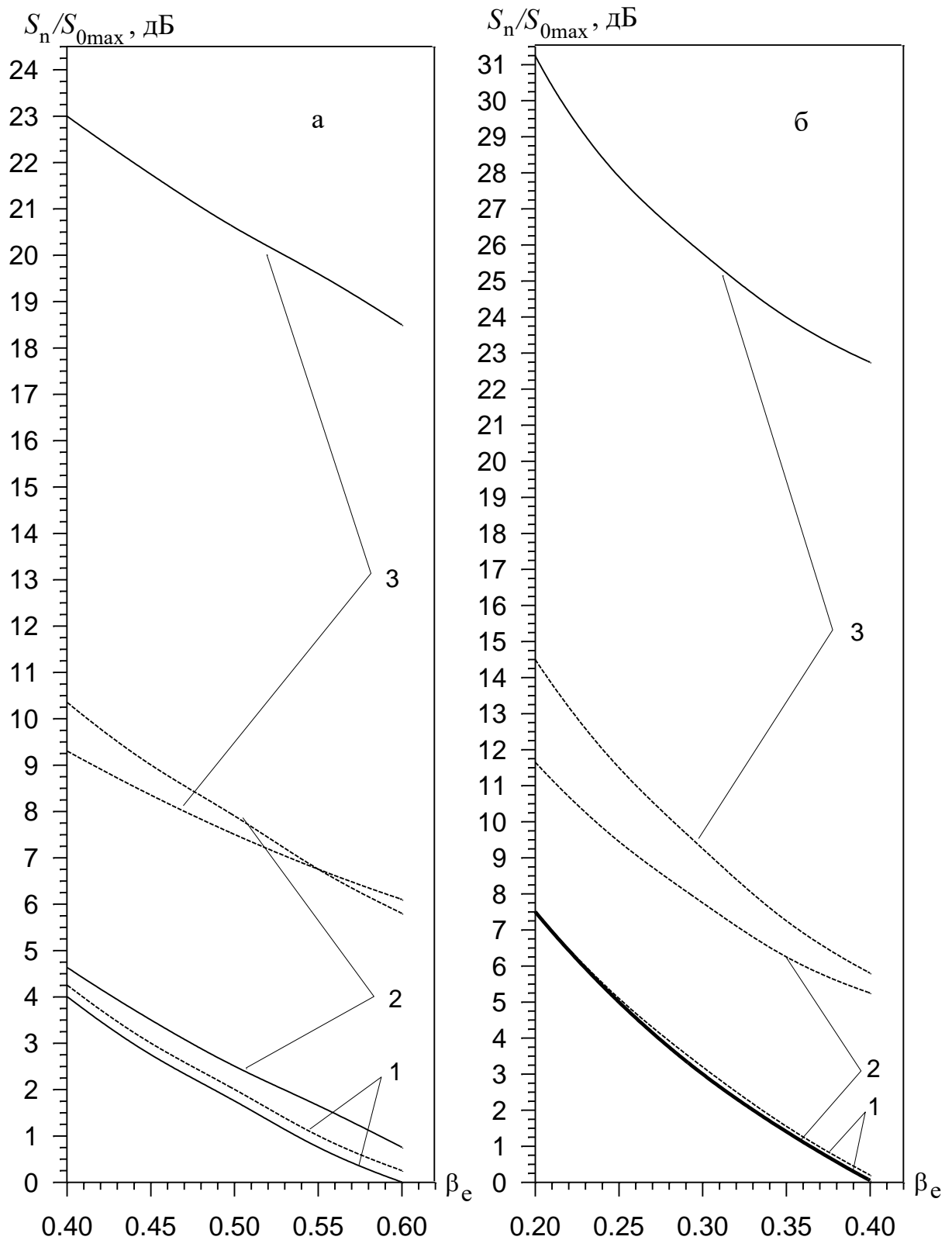
$P_n(u)$ - поліном Лагранжа

В роботі наданий чисельний аналіз для проміжку значень діелектричної проникності  $\varepsilon = 50 \div 100$ , селекція обґрунтована за допомогою аналізу діаграм Бріллюена.

Малюнок 2.1 (а) показує залежність потужності відносної гармоніки випромінювання параметра  $\beta_e$  для зон Бріллюена  $1_0$  та  $4_{0,-1}$ , при параметрі  $\varepsilon=50$  та 2-х значень параметра  $u$ , широким стрічкам решітки:  $u=-0.3$  та вузьким стрічкам решітки:  $u=0.5$ .

Саме для цих залежностей побудовані графіки в логарифмічному масштабі ( $|10 \times \lg(S_n/S_{0max})|$ ), це дозволить характеризувати в дБ рівень потужності випромінюваних гармонік ( $S_n$ ), до крайнього значення основної гармоніки ( $S_{0max}$ ).

Згідно до графіку, то максимум по потужності знаходиться для нульової гармоніки в зоні  $1_0$ , де найвищі гармоніки при певних значеннях  $k$  і  $\beta_e$  не збуджуються.



Малюнок 2.1 Залежність відносної швидкості електронів від відносної інтенсивності випромінювання для зон Бріллюена  $1_0$  та  $4_{0,-1}$  при а)  $\epsilon=50$ , б)  $\epsilon=100$ ;  $a/\lambda=0.01$ ,  $u=-0.3$ : 1-  $S_{0\epsilon}(1_0)$ ; 2 -  $S_{0\epsilon}(4_{0,-1})$ ; 3-  $S_{-1\epsilon}(4_{0,-1})$

Гармоніка з індексом  $n=-1$ , випромінювана в діелектрик (зона  $4_{0,-1}$ ), спричинює невелике зменшення для рівня основної гармоніки, котре спричинене її незначною інтенсивністю (невідповідність в рівнях гармонік з  $n=0$ ,  $n=-1$  близько 20 дБ).

Але втім, що зміна в області широких стрічок решітки ( $u=-0.3$ ) може суттєво мати вплив на рекомбінацію потужності випромінювання: а саме збільшувати рівень гармоніки і зменшувати потужність нульової гармоніки  $n=1$  (пунктирні лінії 2, 3 на малюнок 2.1). Також це явище можна спостерігати лише при присутності вищої гармоніки, але в зоні  $1_0$ , вони відсутні, та певна відмінність параметра  $u$  несуттєвий має вплив на інтенсивність випромінювання.

При посиленні діелектричної проникності ( $\varepsilon=100$ , малюнок 2.1 б) практично не змінюється характер залежності по  $\beta_e$ , а переважно ослаблюється інтенсивність випромінювання: гармоніки  $n=0$  з - на 3 дБ, а гармоніки з  $n=-1$  - на 7 дБ.

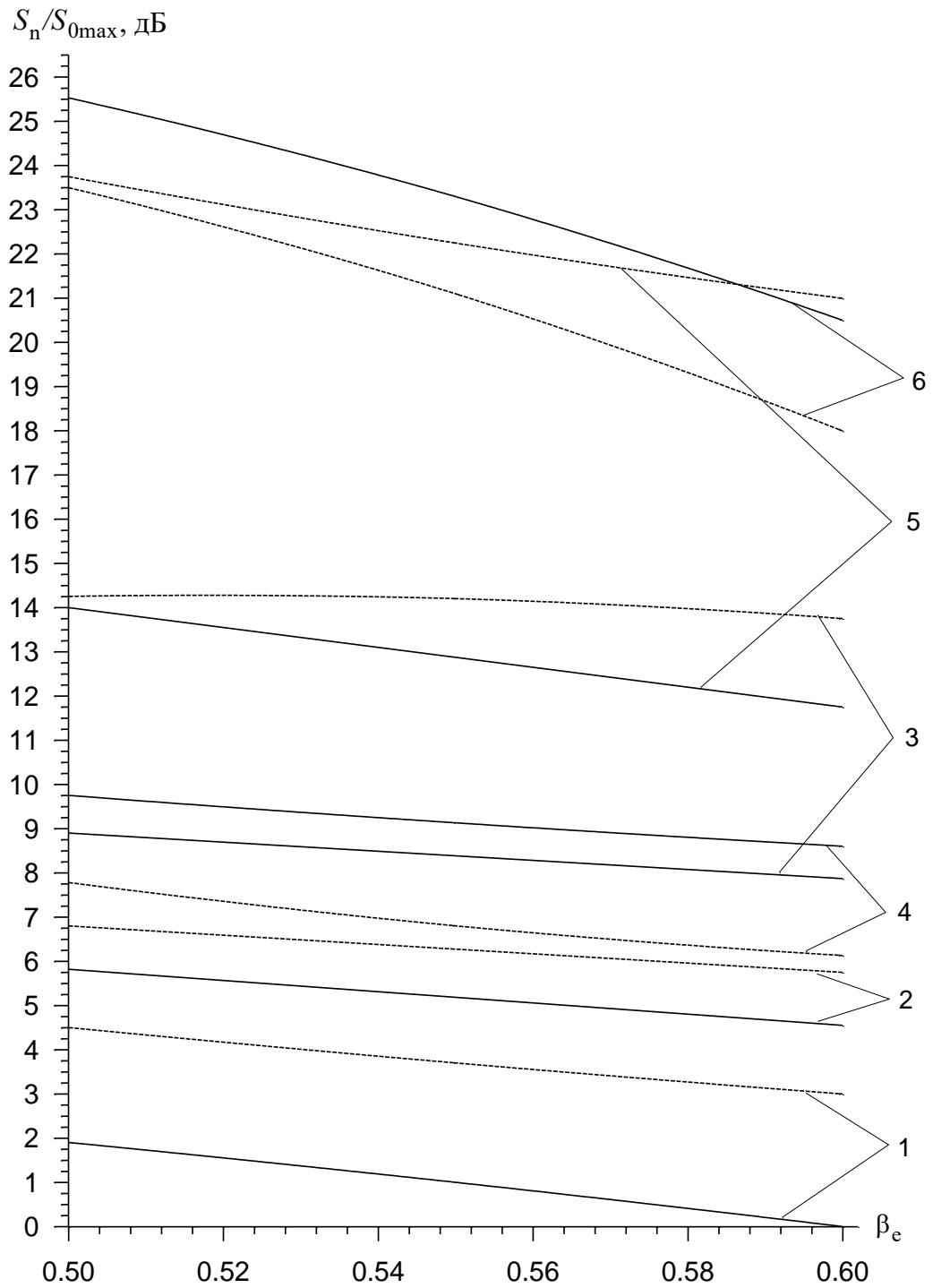
Але становище суттєво суттєво має відмінності при зміні випромінювання в зонах Бріллюена з позитивними індексами гармоніки, котрі за властивостями тотожні нульовій гармоніці.

Малюнок 2.2 ілюструє енергетичні властивості для семи-пелюсткової діаграми спрямованості випромінювання за 2-х певних значень коефіцієнта заповнення решітки ( $u=-0.3$  і  $u=0.3$ ).

Графіки показують, що нульова та випромінювальна в діелектрик - позитивна і негативна гармоніки – мають один і той самий порядок (зміна  $S_n/S_{0max} \approx 2 \div 10$  дБ). Наймінімальніша інтенсивність припадає до гармоніки, що випромінюється в вакуум (графік б, малюнок 2.2). При змінах в діапазоні широких стрічок решітки ( $u=-0.3$ ) збільшується потужність випромінювання мінус перших гармонік і ослаблюється інтенсивність решти гармонік.

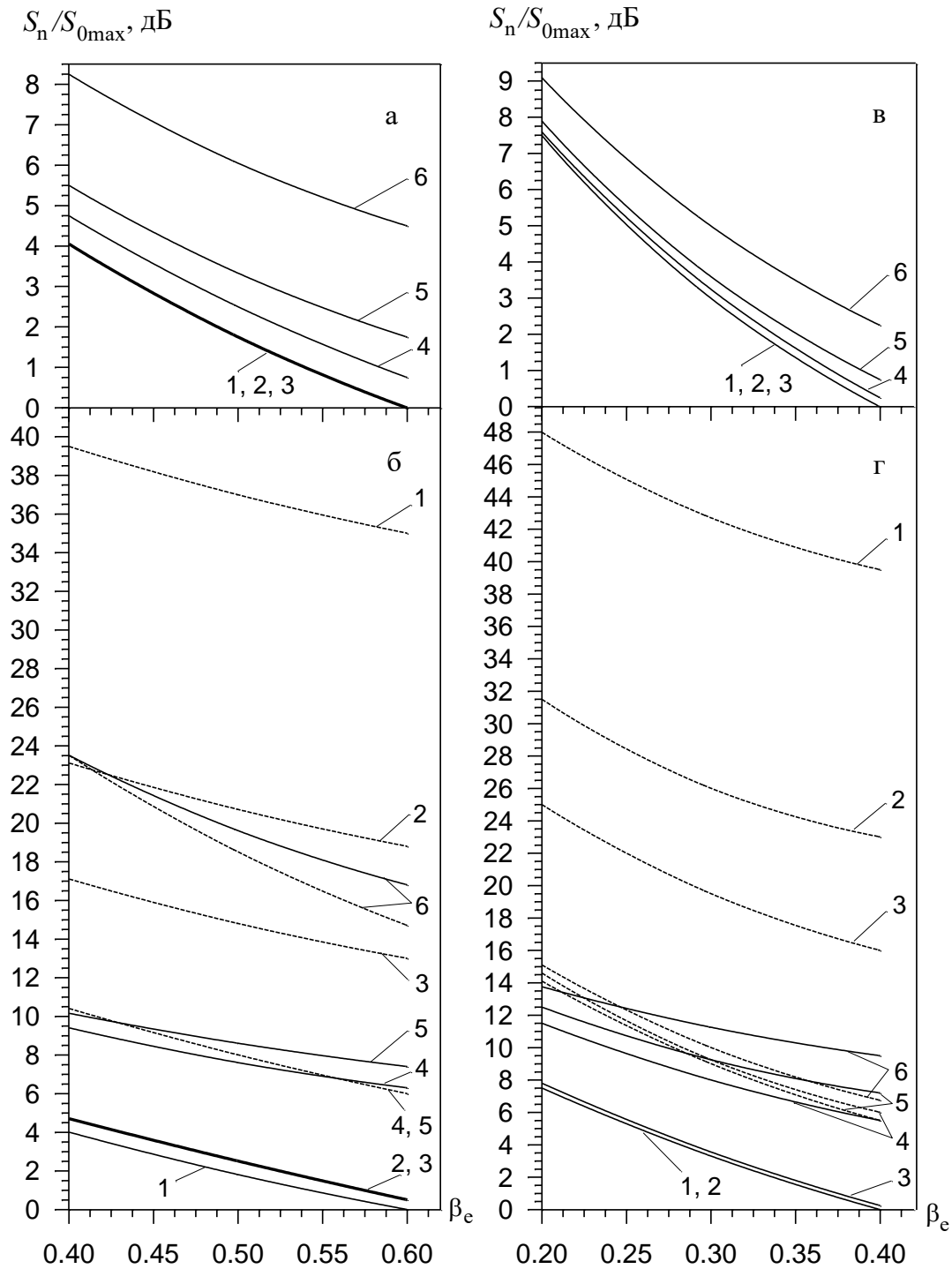
Адже при переході в області широких стрічок решітки ( $u=-0.3$ ) значно збільшується потужність випромінювання мінус перших гармонік і ослаблюється інтенсивність решти гармонік.

Такий ефект більш за все спостерігається для гармонік, що мають індекс  $n=2$  (потужність випромінювання послабляється на  $5 \div 9$  дБ). Підсилення кількості гармонік не змінює загальну тенденцію основних енергетичних залежностей від параметра  $\beta_e$ .





Малюнок 2.2 - Залежність відносної швидкості електронів від інтенсивності гармоніки випромінювання для зони Брілюена  $4_{1,2,0,-1,-2,-3}^{-1}$  ( $k=0.4$ ) при  $\varepsilon=50$ ,  $a/\lambda=0.01$ ,  $u=0.3$ ,  $u=-0.3$ : 1 -  $S_{0\varepsilon}$ ; 2 -  $S_{1\varepsilon}$ ; 3 -  $S_{2\varepsilon}$ ; 4 -  $S_{-1\varepsilon}$ , 5 -  $S_{-2\varepsilon}$ , 6 -  $S_{-1\nu}$ ,



Малюнок 2.3 – Вплив інтенсивності гармоніки випромінювання на коефіцієнт заповнення решітки, (а)  $-k=0.08$ , (в)  $-k=0.04$ ) і  $4_{0,-1}$  (б)  $-k=0.16$ , (г)  $-k=0.1$ )

при а, б)  $\varepsilon=50$ ; в, г)  $\varepsilon=100$ ,  $a/\lambda=0.01$ ,  $S_{0\varepsilon}$ ,  $S_{-1\varepsilon}$ ; 1-  $u=0.85$ ; 2-  $u=0.5$ ; 3-  $u=0.3$ ; 4-  $u=-0.3$ ; 5-  $u=-0.5$ ; 6-  $u=-0.85$

Після проведення дослідів, можемо спостерігати на велику залежність інтенсивності гармоніки випромінювання від параметра  $u$ .

З огляду на це, важливим є питання визначення точних інтервалів значень  $u$ , з точки зору збільшення або послаблення відокремлених об'єднань гармонік випромінювання.

Згідно до малюнку 2.3а,б маємо певні енергетичні параметри випромінювання для діапазону  $1_0$  та  $4_{0,-1}$  при  $\varepsilon = 50$  та 6-ти характеристиках коефіцієнта  $u$ .

Як показано на графіку, то для зони (малюнок. 2.3а) зміна коефіцієнта заповнення майже не позначається на інтенсивності випромінювання в діапазоні  $u=0.85\div 0.3$ .

Але з певним перетворенням в області широких стрічок решітки, втрати випромінювання збільшуються та зможуть бути приблизно 4 децибелі ( $u=-0.85$ ).

Крім того, масивніший вплив величини коефіцієнта заповнення решітки буде набувати при наявності 2-х гармонік випромінювання (наприклад, зона  $4_{0,-1}$ ).

Згідно з попереднім випадком, то невелика модифікація потужності випромінювання в області вузьких стрічок решітки прослідковується для нульової гармоніки, але під час переходу в область широких стрічок, енергія випромінювання може послаблюватись на 2 (два) порядки (графік 6, малюнок. 2.3б) з паралельним підвищенням енергії гармоніки з  $n= -1$ , майже наближено на аналогічну величину.

У наслідок цього, маємо, що нульова і мінус перші гармоніки будуть рівними за потужністю. Водночас найвигідніші значення коефіцієнта заповнення для мінус першої гармоніки, потрапляють до діапазону  $u = -0.3\div -0.5$ .

Підсилення діелектричної проникності знижує міру діяння параметра  $u$  на потужність випромінювання для нульової гармоніки.

При значеннях  $\varepsilon=100$  в діапазоні зміни  $u = -0.85 \div 0.85$  (малюнок 2.3в,г) інтенсивність нульовий гармоніки для зони  $1_0$  послабляється на 2 дБ, а для зони  $4_{0,-1}$ ) послабляється приблизно на 6 децибел

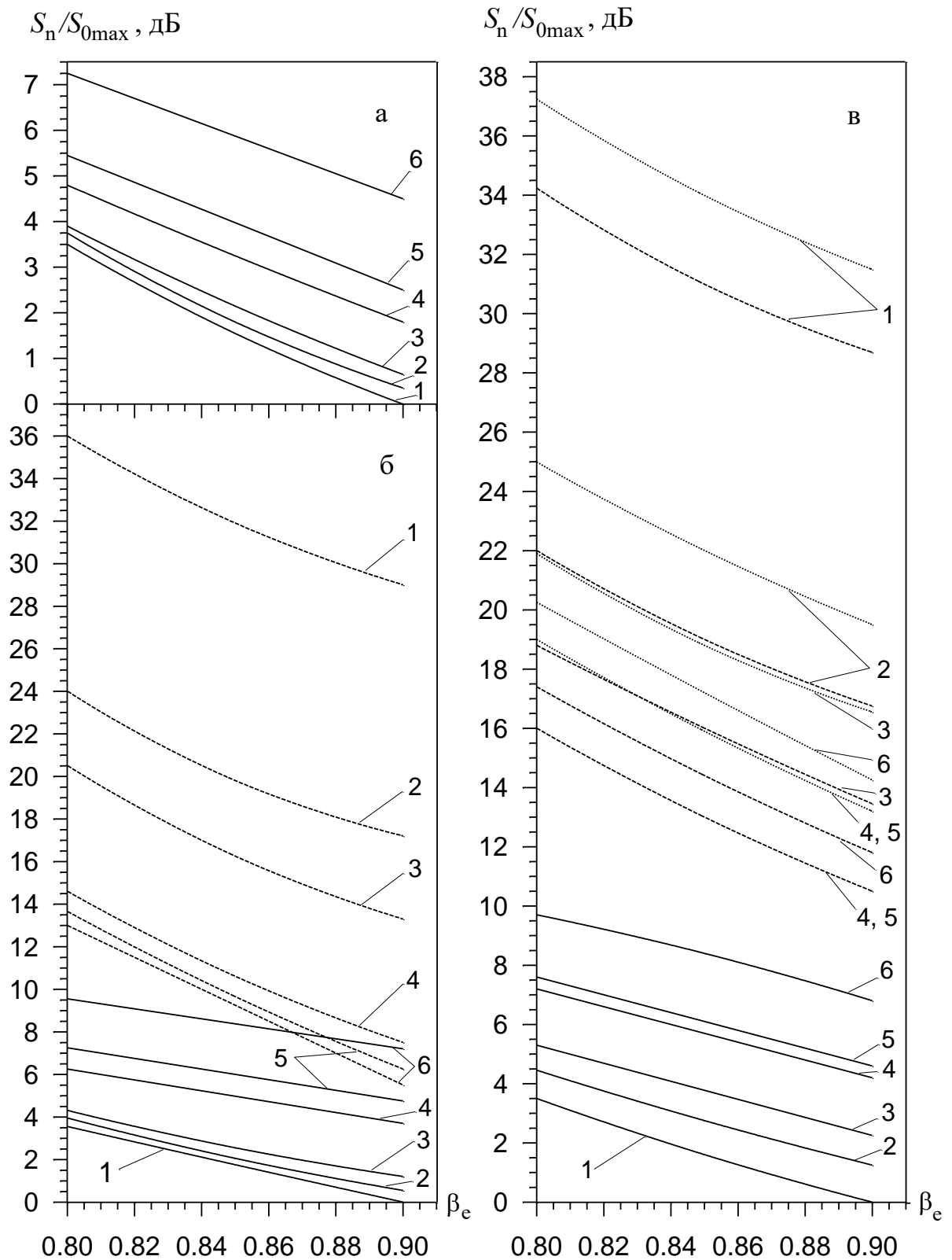
Проте, спільними властивостями поведінки енергетичних характеристик від  $u$  залишається, й в діапазонах широких стрічок решітки потужність інтенсивності гармоніки з  $n = 0, -1$  відносна, а в області вузьких стрічок починається перевага основної гармоніки.

## 2.2. Вибір і обґрунтування режимів експериментального моделювання

Як знаємо, з раніше-опрацьованого матеріалу, що для режиму експериментального моделювання дифракційно-черенковського випромінювання раціональним є інтервал для значень  $\varepsilon = 2-10$ , котрий дає право будувати моделі на основі ДХ, котрі мають фазову швидкість хвилі в межах  $\beta_v = 0.7-0.9$ , це на практиці відповідає існуючим діелектричним матеріалам, котрі мають малі втрати типу фторопласт або полікор.

За допомогою дослідження діаграм Бріллюена, а саме значень  $\varepsilon = 2$ , впливає, що найпростіше реалізованими з точки зору технологій виготовлення дифракційної ґратки та правдивість очікуваного результату є зони  $1_0, 4_{0,-1}, 4_{0,-1}^{-1}$

Саме ці зони є характерними стосовно реалізації ключових режимів випромінювання в метало-діелектричну структуру: а саме випромінювання в діелектрик під гострим кутом ( $1_0$ ), випромінювання в діелектрик під гострими та тупими кутами ( $4_{0,-1}$ ), і теж режиму випромінювання у вакуум для  $4_{0,-1}^{-1}$ .



Малюнок 2.4 Залежність швидкості електронів від відносної інтенсивності гармоніки випромінювання у зонах Бріллюена:  $1_0$  ( а)-  $\kappa = 0.3$ ),  $4_{0,-1}$  ( б)-  $\kappa = 0.415$  ),  $4_{0,-1}^{-1}$  ( в)-  $\kappa = 0.677$ ) при  $\varepsilon = 2.05$ ,  $a / \lambda = 0.3$ ,  $S_{0\varepsilon}$ ,  $S_{-1\varepsilon}$ : 1-  $u=0.85$ ; 2-  $u=0.5$ ; 3-  $u=0.3$ ; 4-  $u=-0.3$ ; 5-  $u=-0.5$ ; 6-  $u=-0.85$

Згідно з малюнком 2.4, то показано залежності відносної інтенсивності гармоніки випромінювання певних зон Бріллюена за відмінних значень параметра  $u$ .

З графіку можна спостерігати, що поведінка характеристик під час зміни параметра  $\beta_e$  залишається незмінним, як і під час великих значень діелектричної проникності  $\varepsilon$ .

Проаналізувавши енергетичну шкалу, то характеристики формально можна поділити на дві групи:

1) випромінювання високої інтенсивності (до такого типу можна віднести: нульову гармоніку, інтенсивність випромінювання якої змінюється в межах  $S_n/S_{0max} \approx 1-6$  дБ)

2) випромінювання слабкої інтенсивності (а саме: мінус першої гармоніки, параметри інтенсивності яких належать до меж  $S_n/S_{0max} \approx 13-24$  децибел).

В діапазоні значень для  $\varepsilon = 50 - 100$  зміна коефіцієнту заповнення вбік негативних значень призводить до збільшення гармоніки з індексом  $n = -1$ .

З переходом до значень  $\varepsilon = 10$  моделювання гармонік випромінювання в зонах Бріллюена починає бути складніше, оскільки за допомогою підвищення кількості та скорочення інтервалів зміни параметра  $\beta_e$ , де можливе втілення даних режимів.

Малюнки 2.5а, б, вказують на те, що зони  $1_0$  та  $4_{0,-1}$  можуть бути втілені в діапазоні  $\beta_e = 0.82-0.87$ , а для їхньої реалізації зони  $4_{0,-1}^{-1}$  потрібно перенести в інтервал значень  $\beta_e = 0.74 - 0.79$ .

Проте, спільні логічні підпорядкованості енергетичних характеристик дифракційно-черенковського випромінювання від параметрів  $\beta_e, u, k$  зберігаються.

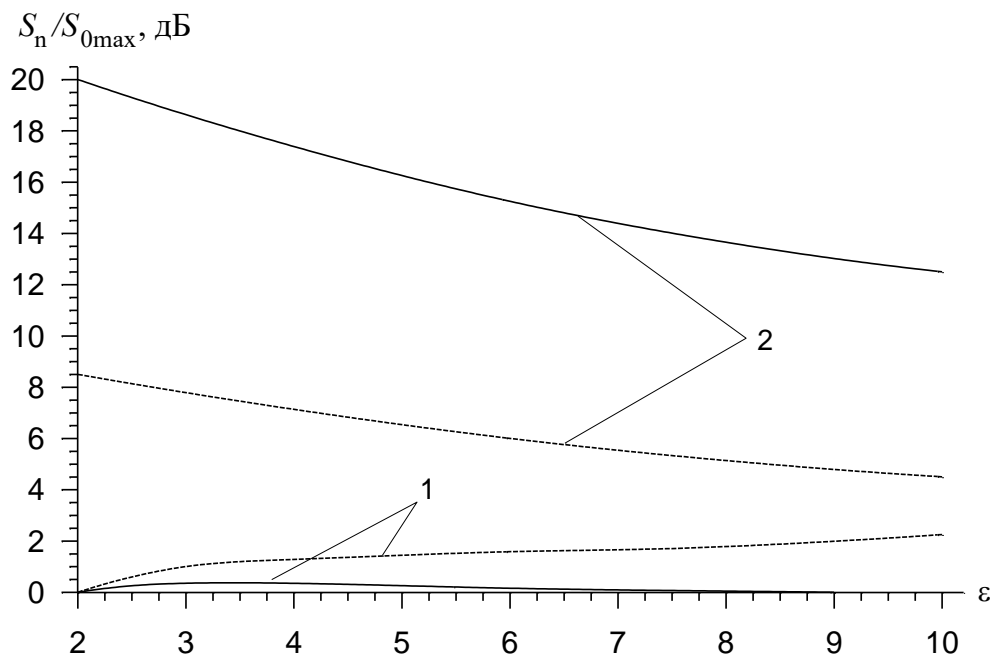
Крім того, слід зауважити, що побудова моделей зі значенням  $\varepsilon = 10$  дає змогу до переходу в зони Бріллюена з позитивними індексами гармоніки випромінювання.

Залежність відносної інтенсивності випромінювання від  $\varepsilon$ , що наведена на малюнку 2.5 для зони  $4_{0,-1}$  при двох значеннях  $u$ , привертає увагу, оскільки отримана з висновків чисельного рахунку та експериментального моделювання при  $\varepsilon = 2$  і  $\varepsilon = 10$  на весь діапазон зміни діелектричної проникності

Аналізуючи графіки можемо бачити, що зміна інтенсивності випромінювання згідно до параметрів системи може мати до 2 – 7 децибел.

В той же час, в області вузьких стрічок ґратки ( $u = 0.5$ ) параметр  $\varepsilon$  несуттєво має вплив на рівень нульової гармоніки, а зміна по інтенсивності гармоніки з  $n = -1$  складає 7 децибел. В діапазоні широких стрічок решітки інтенсивність гармоніки є одного порядку.

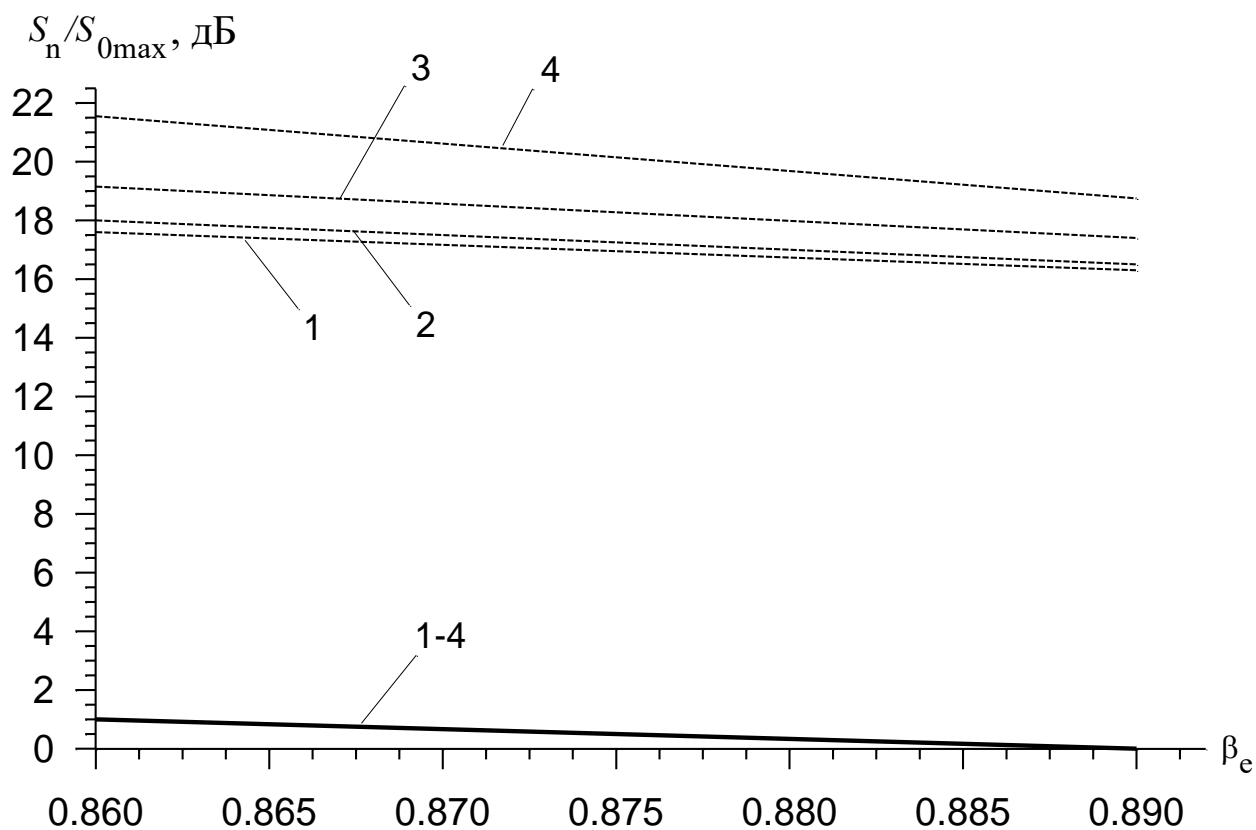
Через те що, при експериментальному моделюванні поступова зміна  $\beta_e$  отримується шляхом модифікації довжини хвилі за рахунок дисперсійних характеристик хвилеводу, то незначним є відхилення параметра  $k$  від значень, що маємо в обчисленнях.



Малюнок 2.5 Залежність діелектричної проникності від відносної інтенсивності гармоніки випромінювання за параметрами:  $\beta_e = 0.87$ ;  $\kappa = 0.45$ ;  $a / \lambda = 0.3$ ;  $u = 0.5$ ;  $u = -0.3$   $S_{0\varepsilon}(4_{0,-1})$ ,  $2 S_{-1\varepsilon}(4_{0,-1})$ ,

З метою оцінки похибки вимірів енергетичних характеристик випромінювання при моделюванні на малюнку 2.6 наведено залежності відносної інтенсивності двох гармонік від  $\beta_e$  при різноманітних значеннях параметра  $k$ , що лежать у межах зони  $4_{0,-1}$  для  $\varepsilon = 2.05$

Встановлено, що зміна параметра  $k$  практично не впливає на інтенсивність нульової гармоніки, а інтенсивність гармоніки з  $n = -1$  змінюється в межах 4 дБ, що стосовно загального рівня основної гармоніки складає приблизно 2%.



Малюнок 2.6- Вплив параметра  $k$  на інтенсивність гармонік випромінювання в зоні  $4_{0,-1}$  при  $\varepsilon = 2.05$ ;  $a/\lambda = 0.299$ ;  $u = 0.5$ ;

$$S_{0\varepsilon}, S_{-1\varepsilon}(4_{0,-1}), 1- k = 0.396; 2- k = 0.403; 3- k = 0.432; 4- k = 0.45$$

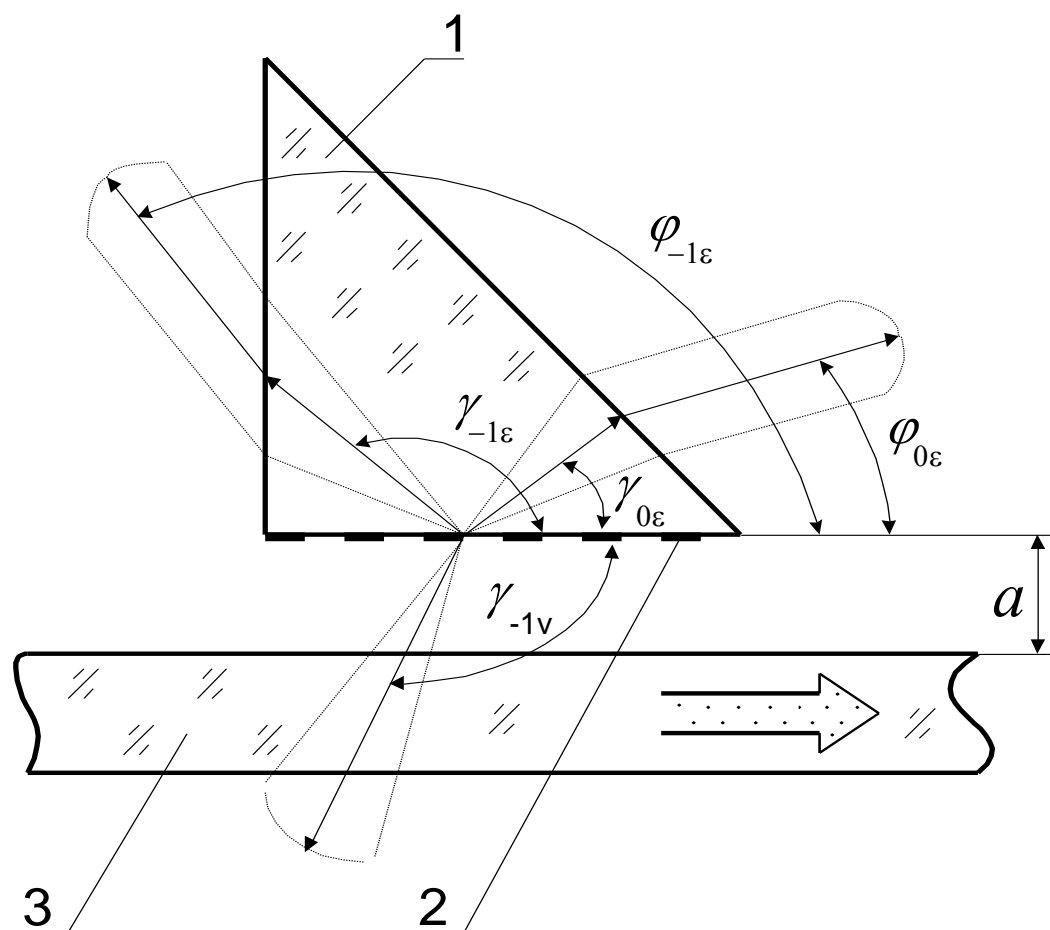
На основі проведеного вище чисельного аналізу були вибрано параметри експериментальних моделей досліджуваних МДС типу діелектричний шар – стрічкова ДГ для значень  $\varepsilon = 2-10$



## РОЗДІЛ 3 РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО МОДЕЛЮВАННЯ

### 3.1. Модель з напівнескінченим діелектриком

Як прототип напівнескінченного діелектричного середовища, що має діелектричну проникність  $\varepsilon = 2.05$  застосовувалась призма з фторопласту (1) трикутного перерізу  $70 \times 70 \times 100$  мм та товщиною 40 мм (малюнок 3.1).



Малюнок 3.1- Експериментальна модель дифракційно-черенковського випромінювання з напівнескінченим діелектричним середовищем 2.05 ( $\varepsilon = 2.05$ ): 1- діелектрична призма; 2- стрічкова дифракційна решітка (ґратка); 3- дифракційний хвилевід

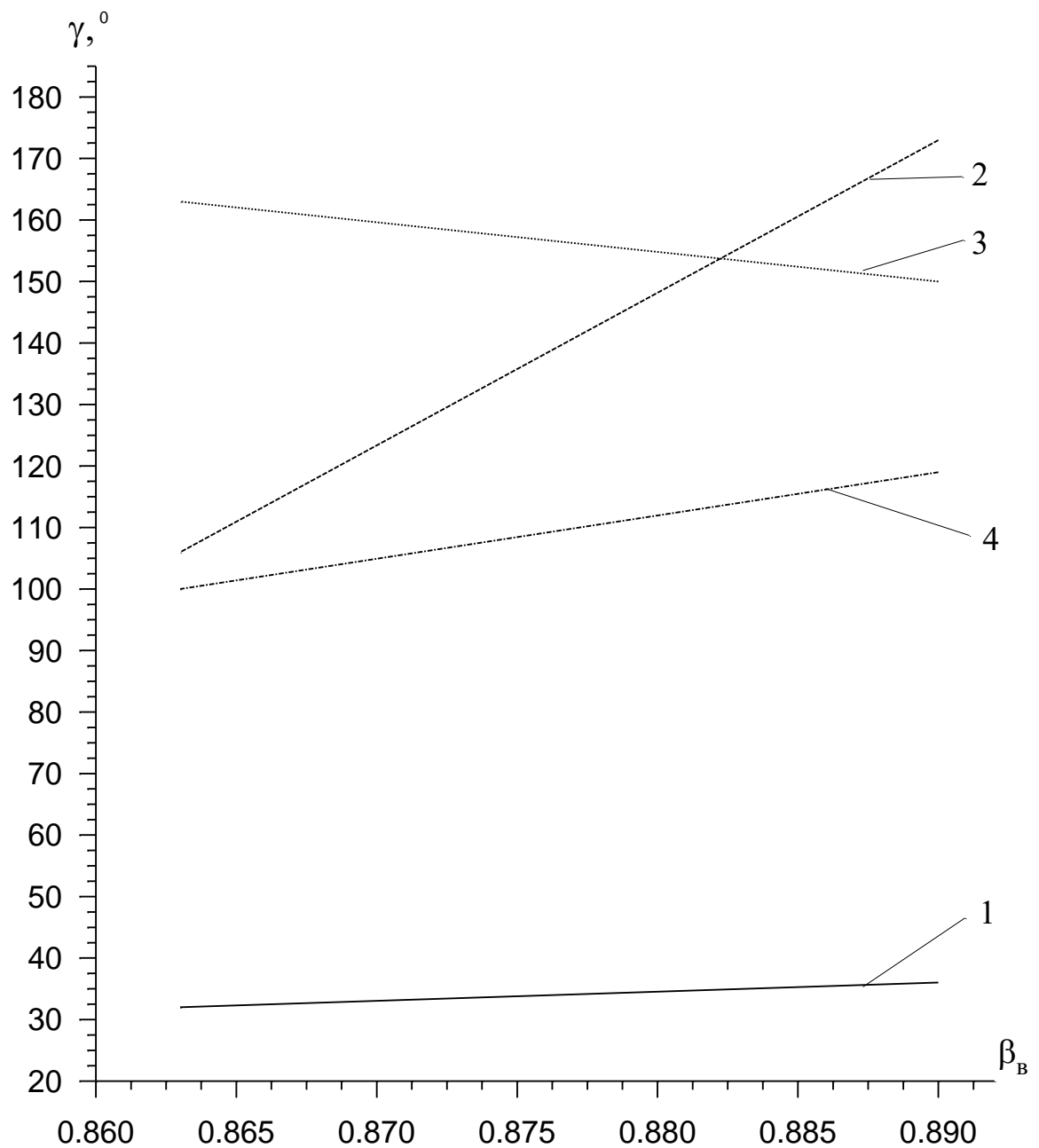
Бічна сторона призми має розміри 70×40 мм, та на ній розміщується стрічкова дифракційна ґратка (2) з періодом  $l$  й коефіцієнтом заповнення  $u$ . Призма збуджувалася за допомогою дифракційного хвилеводу (3).

Параметри ЕДС досліджуваної метало-діелектричної структури в інтервалах значень для відносної швидкості хвилі в хвилеводі  $\beta_B$ , де втілюються належні зони Бріллюена, наведено в таблиці 3.1.

| $u$                  |           | +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  |
|                      | $\beta_B$ | 0,7-0,95   |      |      |       |
| Зона $4_{0,-1}$      | $l$ , мм  | 2,7        | 2,7  | 2,7  | 2,7   |
|                      | $d$ , мм  | 0,9        | 1,09 | 1,8  | 2,2   |
|                      | $\beta_B$ | 0,782-0,95 |      |      |       |
| 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  |
|                      | $\beta_B$ | 0,7-0,95   |      |      |       |

Таблиця 3.1- Параметри ЕДС досліджуваної метало-діелектричної структури при діелектричній проникності  $\varepsilon = 2.05$

Можемо спостерігати, що значення зон  $1_0$ ,  $4_{0,-1}$ ,  $4_{0,-1}^{-1}$  можуть бути отримані в діапазоні значень фазової швидкості хвилеводу:  $\beta_B = 0.95-0.7$ .

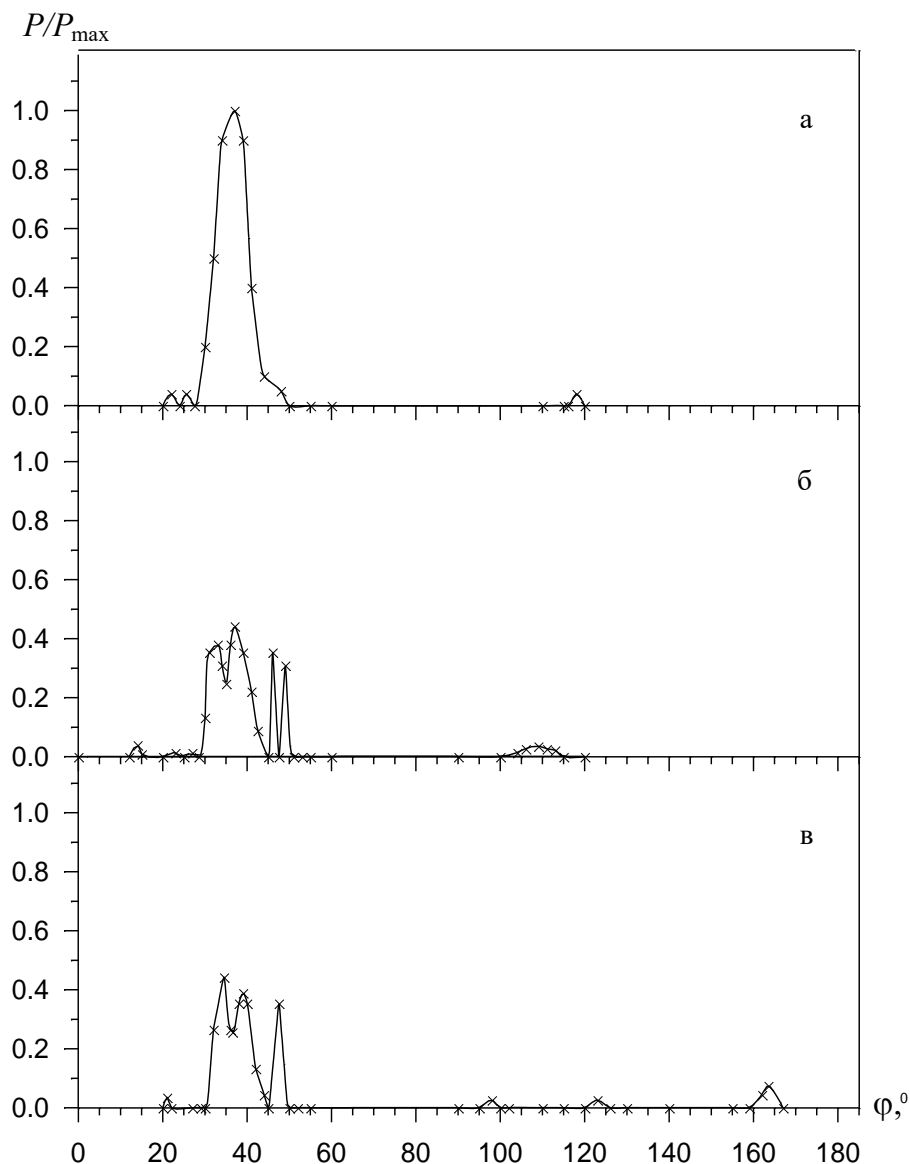


Малюнок 3.2 Розрахункові значення кутів дифракційно-черенковського випромінювання при параметрах:  $\varepsilon = 2.05$ : 1- $\varphi_{0\varepsilon}(1_0)$ ,  $\varphi_{0\varepsilon}(4_{0,-1})$ ,  $\varphi_{0\varepsilon}(4_{0,-1}^{-1})$ ; 2-  $\varphi_{-1\varepsilon}(4_{0,-1})$ ; 3-  $\varphi_{-1\varepsilon}(4_{0,-1}^{-1})$ , 4- $\gamma_{lv}(4_{0,-1}^{-1})$

З малюнку 3.2 можемо бачити, розрахункові значення кутів дифракційно-черенковського випромінювання у розглянутих зонах з врахуванням кутів заломлення на певних гранях трикутної заданої призми (малюнок 3.1). Оцінивши отриманий графік, бачимо, що кути випромінювання в діелектриках розташовані в межах значень  $\varphi_{n\varepsilon} = 30-160^\circ$ , це дає змогу перевірити значення інтенсивності

гармоніки випромінювання на встановленому діапазоні виміру. Щоб ідентифікувати, що гармоніки з  $n = -1$  випромінюються в вакуум, необхідно мати механізм додаткової рупорної антени, котрий може бути в нерухомому стані.

До основних параметрів дифракційно-черенковського випромінювання можна віднести діаграми спрямованості випромінювання, котрі дають змогу високоякісно аналізувати фізичні процеси, котрі здійснюються в досліджуваній метало-діелектричній структурі.

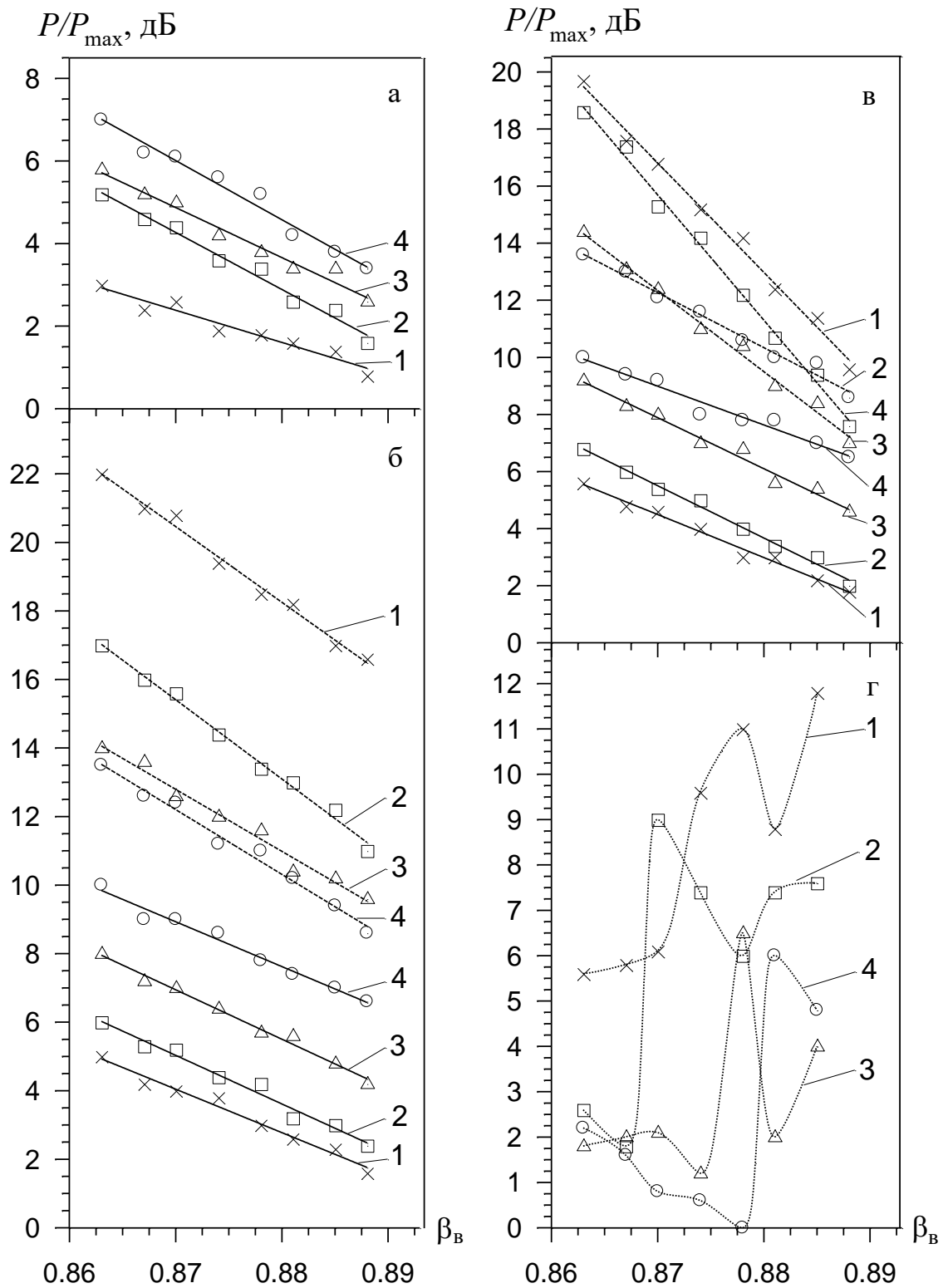


Малюнок 3.3 Діаграми спрямованості випромінювання в діелектрик при параметрах  $\epsilon = 2.05$ ,  $\beta_g = 0.862$  и  $u = -0.3$  для зон Бріллюена: а)  $1_0$ , б)  $4_{0,-1}$ , в)  $4_{0,-1}^{-1}$

На малюнку 3.3 а, б, в показано у відносних одиницях значення потужності ( $P/P_{\max}$ ) діаграми спрямованості випромінювання, це прослідковується за допомогою діелектричної призми під кутами  $\varphi_{0\varepsilon}$  і  $\varphi_{-1\varepsilon}$  (малюнок 3.1) при сталих значеннях  $\beta_{\text{в}}$  і  $u$ . Однопелюсткова діаграма спрямованості ЧВ знаходиться в зоні Бріллюена  $1_0$ , що має максимальну інтенсивність, це ми зможемо бачити малюнку 3.3а

Виникнення гармоніки з  $n = -1$ , які випромінюються у діелектрик та вакуум, їх інтенсивність ЧВ значно ослабляється. Така поведінка спричинена певним перерозподілом потужності, що надходить у дифракційний хвилевід. Під час цього, діаграми випромінювання набувають стану багатопелюсткових, як за допомогою появи гармоніки  $n = -1$ , так і за допомогою віддзеркалення від рупора, котрий реєструє рівень випромінювання у вакуум.

Особливо яскраво вплив вищих дифракційних гармонік на основну можемо прослідкувати в ході дослідження залежності потужності випромінювання для різних значенням коефіцієнтів заповнення дифракційної решітки.



Малюнок 3.4 Залежність фазової швидкості хвилі від потужності

випромінювання при заданих параметрах  $\varepsilon = 2.05$  в зонах а)  $1_0$  б)  $-4_{0,-1}$ ; в)  $-4_0$ ;

г)  $4_{0,-1}^{-1}$ :  $P_{0\varepsilon}$ ,  $P_{-1\varepsilon}$ ,  $P_{-1\nu}$ ;

При: 1-  $u = 0.5$ , 2-  $u = 0.3$ , 3-  $u = -0.5$ , 4-  $u = 0.85$ .

На малюнку 3.4 відображаються відносні значення потужності випромінювання від відносної швидкості хвилі в хвилеводі ( $\beta_v$ ) при різних змінних значеннях  $u$ .

На графіках показано, те що для зони Бріллюена  $1_0$  зміна параметра заповнення в діапазоні  $u = 0.5 - 0.85$  знижує потужність ЧВ орієнтовно на 4 децибелі.

За появи гармоніки  $n = -1$  в області широких стрічок ґратки ( $u = -0.85$ ) сумарні (малюнок 3.4б), а в області вузьких стрічок ґратки ( $u = 0.5$ ) нульова гармоніка приблизно на децибел переважає за гармоніку з  $n = -1$ .

Поява гармоніки, що випромінюється у вакуум, незначно змінює перерозподіл потужності в досліджуваній системі в зв'язку з її малою інтенсивністю (малюнок 3.4 в). Зміна потужності гармоніки, випромінюваної у вакуум ( $P_{-1v}$ ), від параметра  $u$  показана на малюнок 3.4г.

Оскільки у даному випадку контроль потужності вівся додатковим рупором, то нормування за  $P_{\max}$  здійснювалося щодо максимального рівня  $P_{-1v \max}$ .

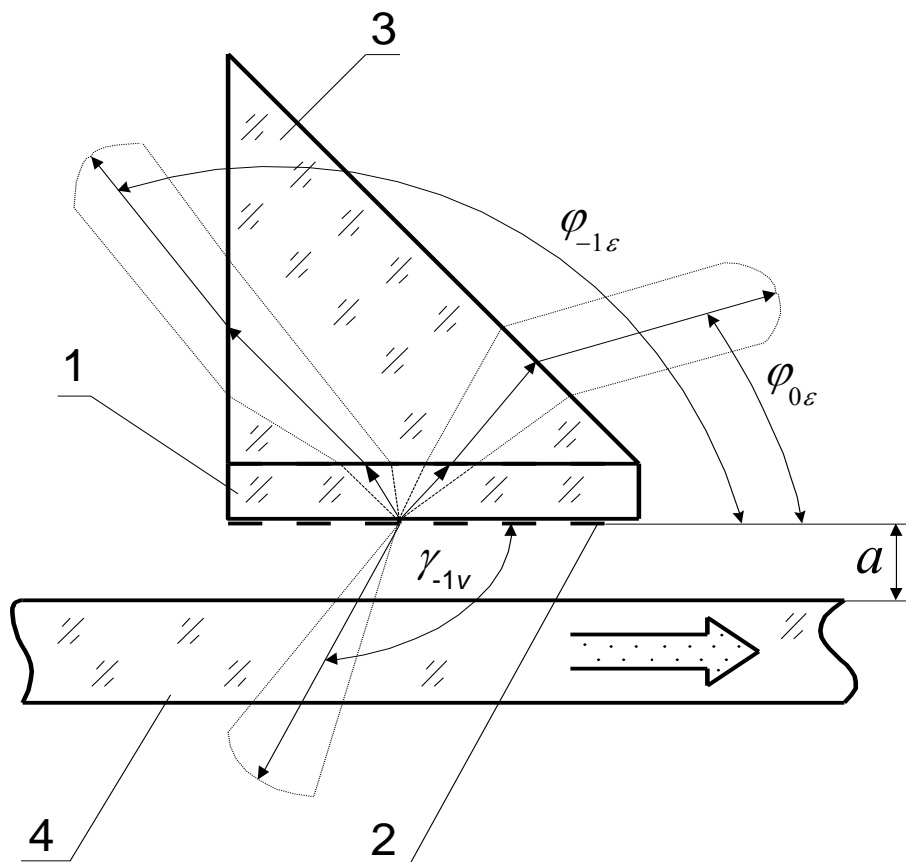
Із графіків видно, що максимальну інтенсивність гармоніка, випромінювана у вакуум, має, як і при чисельному аналізі, для негативних значень  $u$ . Нелінійність наведених характеристик обумовлена відбиттям від приймального рупора при зміні кута випромінювання від параметра  $\beta_v$

Порівнюючи отримані результати при проведенні експериментального моделювання (малюнок 3.4) та чисельного аналізу (малюнок 2.4), маємо, що  $\varepsilon = 2.05$  вказує на вірогідність збудованих протитипів та дає можливість застосування під час чисельного дослідження співдії просторових гармонік дифракційно-черенковського випромінювання.

### 3.2 Модель метало-діелектричної структури з комбінованим напівбезкінечним діелектричним середовищем

Для експериментальної моделі дифракційно-черенковського випромінювання із комбінованим напівнескінченим діелектричним середовищем в структурі використовується пластина з полікору (1), що має переріз  $60 \times 48$  мм та товщиною 1мм. Поверхня призми має стрічкові дифракційну решітку (2).

Щоб зручніше фіксувати випромінювання у вільному просторі, то структуру закріплювали на бічній поверхні призми з фторопласту (3).



Малюнок 3.5 Експериментальна модель ДЧВ із комбінованим напівнескінченим діелектричним середовищем ( $\varepsilon= 10$ ): 1- призма з полікору; 2- стрічкова дифракційна ґратка; 3- трикутна призма з фторопласту; 4- ДХ



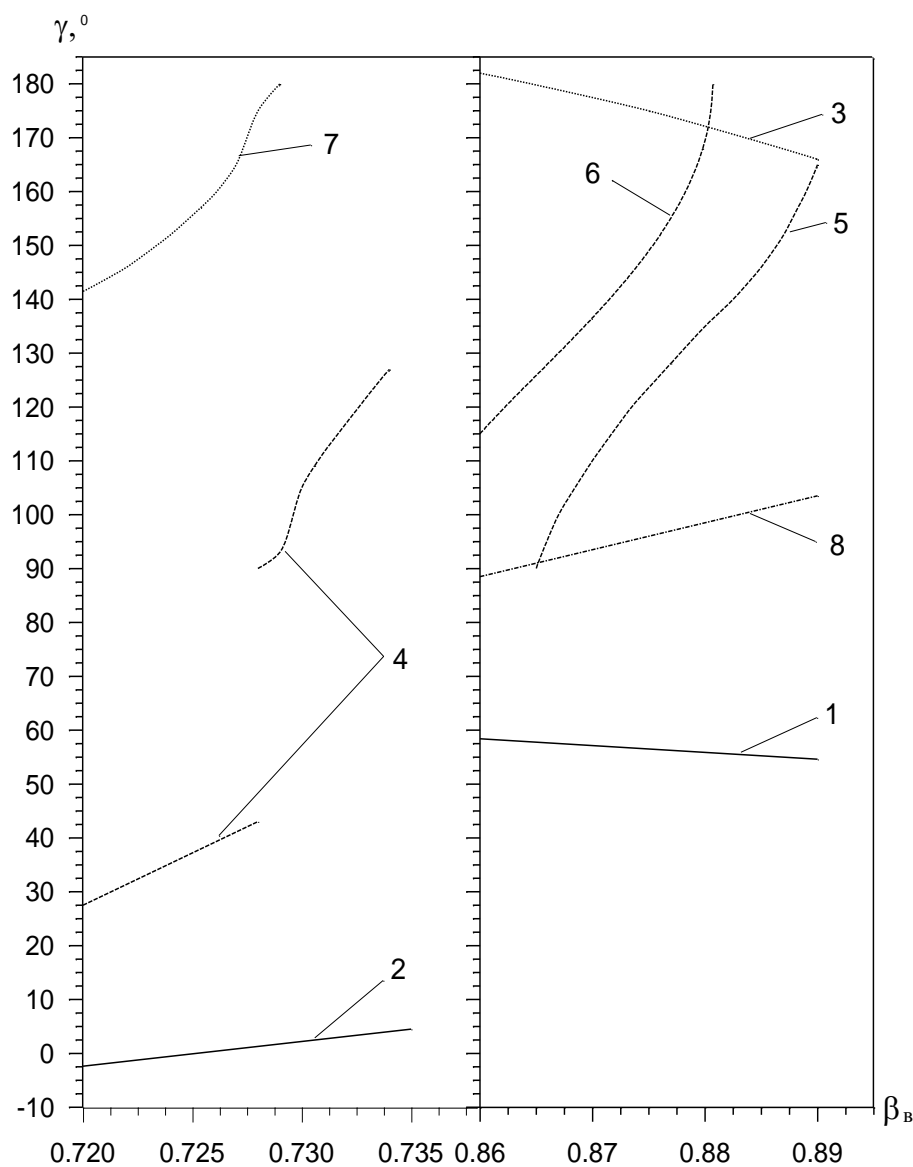
ЕДС збуджувалася за допомогою планарного діелектричного хвилеводу (4), котрий мав параметри для різних зон Бріллюена, що надані в таблиці 3.2.

|                            |           |             |       |       |       |       |
|----------------------------|-----------|-------------|-------|-------|-------|-------|
| $u$                        |           | 0           |       |       |       |       |
| Зона $1_0$                 | $l$ , мм  | 0,8         |       |       |       |       |
|                            | $d$ , мм  | 0,4         |       |       |       |       |
|                            | $\beta_g$ | 0,7-0,95    |       |       |       |       |
| $u$                        |           | +0.5        | +0.3  | -0.3  | -0.5  | -0.85 |
| Зона $4_{0,-1}$            | $l$ , мм  | 2,8         | 2,8   | 2,8   | 2,8   | 2,8   |
|                            | $d$ , мм  | 0,93        | 1,13  | 1,67  | 1,87  | 2,3   |
|                            | $\beta_g$ | 0,7-0,95    |       |       |       |       |
| Зона $4_{0,-1}^{-1}$       | $l$ , мм  | 2,8         | 2,8   | 2,8   | 2,8   | 2,8   |
|                            | $d$ , мм  | 0,93        | 1,13  | 1,67  | 1,87  | 2,3   |
|                            | $\beta_g$ | 0,705-0,754 |       |       |       |       |
| Зона $4_{+1,0,-1,-2}^{-1}$ | $l$ , мм  | 5,2         | 5,2   | 5,2   | 5,2   | 5,2   |
|                            | $d$ , мм  | 1,733       | 2,096 | 3,104 | 3,466 | 4,282 |
|                            | $\beta_g$ | 0,86-0,89   |       |       |       |       |

Таблиця 3.2- Параметри ЕДС метало-діелектричної структури за параметру діелектричної проникності  $\varepsilon = 10$

Із таблиці видно, що на відміну від метало-діелектричної структури з  $\varepsilon = 2.05$ , у цьому випадку режими випромінювання для зон із вищими гармоніками реалізуються в більш вузьких інтервалах значень  $\beta_g$ , що необхідно враховувати під час постановки експерименту та аналізу результатів досліджень.

На малюнку 3.6 надано розрахункові значення кутів дифракційно-черенковського випромінювання, для зазначених у таблиці 3.2 зон Бріллюена з урахуванням заломлення на відповідних гранях прямокутної і трикутної призм (малюнок 3.5).



Малюнок 3.6 - Розрахункові значення кутів дифракційно-черенковського випромінювання при  $\varepsilon = 10$ , 1-  $\varphi_{0\varepsilon}(1_0)$ ,  $\varphi_{0\varepsilon}(4_{0,-1})$ ,  $\varphi_{0\varepsilon}(4_{+1,0,-1,-2}^{-1})$ ; 2-  $\varphi_{0\varepsilon}(4_{0,-1}^{-1})$ ; 3-  $\varphi_{-1\varepsilon}(4_{0,-1})$ ; 4-  $\varphi_{-1\varepsilon}(4_{0,-1}^{-1})$ ; 5-  $\varphi_{-1\varepsilon}(4_{+1,0,-1,-2}^{-1})$ ; 6-  $\varphi_{-2\varepsilon}(4_{+1,0,-1,-2}^{-1})$ ; 7-  $\gamma_{1\nu}(4_{0,-1})$ ; 8-  $\gamma_{1\nu}(4_{+1,0,-1,-2}^{-1})$

Згідно з графіків ми можемо бачити, що спостереження зон Бріллюена  $1_0$ ,  $4_{0,-1}$  і  $4_{+1,0,-1,-2}^{-1}$  допустиме в діапазоні значень відносних швидкістей хвилі в хвилеводі  $\beta_B = 0.86 \div 0.89$ , а зони  $4_{0,-1}^{-1}$  - в інтервалі значень  $\beta_B = 0.72 \div 0.735$ .

При цьому зміна кутів випромінюваних гармонік у більшості випадків має одноманітний характер для всіх інтервалів значень  $\beta_B$  (криві 1, 2, 3, 5, 6, малюнок 3.6). Виключенням є мінус перша гармоніка, що випромінюється в діелектрик, для зони  $4_{0,-1}^{-1}$  (крива 4, малюнок 3.6).

У цьому випадку за рахунок відбиття на гранях прямокутної та трикутної діелектричних призм при значенні параметра  $\beta_B = 0.728$  спостерігається стрибок кута випромінювання з  $40.25^\circ$  до  $90^\circ$ .

Слід також зазначити, що фіксація гармоніки з  $n = -1$ , котра випромінюється у вакуум, для зони  $4_{0,-1}^{-1}$  можлива лише в інтервалі значень  $\beta_B = 0.72-0.73$  (крива 7, малюнок 3.6). Фіксація позитивної гармоніки неможлива через її повне внутрішнє відбиття у прямокутній призмі з полікору.

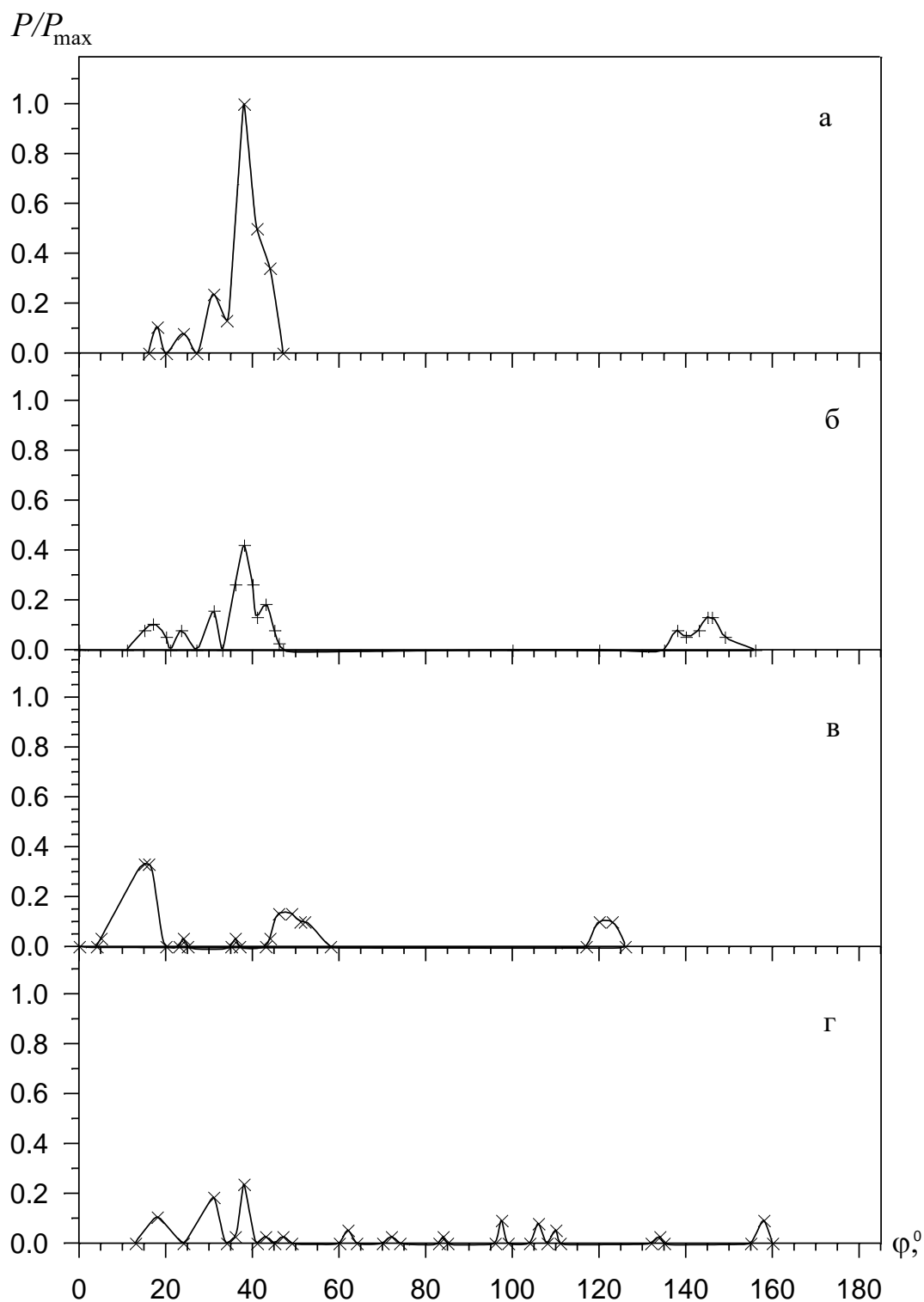
На схемі 3.7 надано діаграми спрямованості випромінювання для досліджуваних зон Бріллюена

Із графіків видно, що при значеннях  $u = -0.3$   $u = -0.3$  в зоні  $1_0$  спостерігається, як і у випадку з  $\varepsilon = 2.05$ , однопелюсткова діаграма (малюнок 3.7а). Однак у порівнянні з  $\varepsilon = 2.05$  наявність переходу випромінювання через межу двох діелектриків з різноманітними  $\varepsilon$  (полікор – фторопласт) призводить до посилення паразитних пелюсток у діаграмі випромінювання.

Поява гармоніки з  $n = -1$ , випромінюваної в діелектрик (малюнок 3.7б), зменшує потужність головного пелюстка більш ніж у два рази, не змінюючи загальний вид діаграми випромінювання.

З переходом у зону  $4_{0,-1}^{-1}$  (малюнок 3.7в), крім двох пелюсток, що відповідають нульовій і мінус першим гармонікам у діелектрику, з'являються

паразитні випромінювання значної потужності, викликані відбиттями від рупора, фіксуємого мінус першу гармоніку у вакуум.



Малюнок 3.7 - Діаграми спрямованості випромінювання в діелектрик при  $\varepsilon=10$  і  $u=-0.3$  для зон Бріллюена: а)  $1_0$  ( $\beta_B=0.884$ ), б)  $4_{0,-1}$  ( $\beta_B=0.884$ ), в)  $4_{0,-1}^{-1}$  ( $\beta_B=0.723$ ), г)  $4_{1,0,-1,-2}^{-1}$  ( $\beta_B=0.723$ )

Зміна загального вигляду діаграм і зсув головної пелюстки гармоніки з  $n = -1$  у діелектрику в область гострих кутів випромінювання обумовлене переходом до інших значень  $\beta_B$  і можливістю стрибка кута випромінювання за рахунок відбиття на гранях прямокутної та трикутної призми (криві 4, малюнок 3.6).

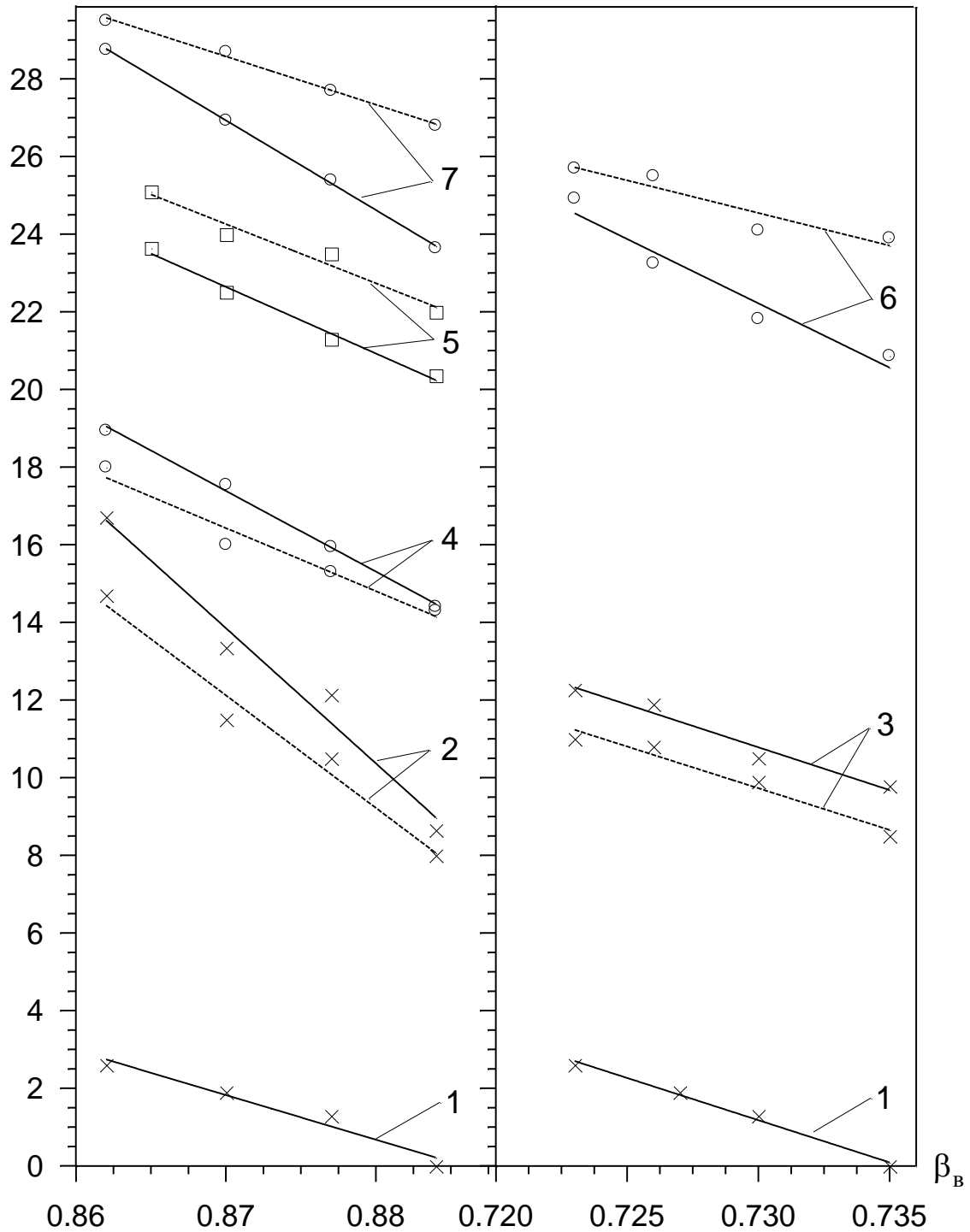
Поява додаткових гармонік з  $n = +1, -2$  (малюнок 3.7г) приводить до багатопелюстковості діаграми в області існування нульової гармоніки і до появи додаткового випромінювання за рахунок мультимодовості діелектричної пластини та інтерференції збуджуваних у ній вищих типів хвиль. Кількісну зміну потужності випромінювання від параметра  $\beta_B$  для різноманітних зон Бріллюена показано на малюнку 3.8 та 3.9.

Із графіків (малюнок 3.8) видно, що збільшення кількості гармонік у системі з  $\varepsilon = 10$  приводить до більш значного зменшення інтенсивності черенковського випромінювання, ніж при  $\varepsilon = 2.05$ . Зокрема, для режимів  $4_{0,-1}$ ,  $4_{0,-1}^{-1}$ ,  $4_{1,0,-1}^{-1}$  значення  $P_{0\varepsilon}$  зменшуються на 10-20 дБ, тоді як при  $\varepsilon = 2.05$  загасання черенковської гармоніки складало 5 дБ.

Низькі значення інтенсивності випромінювання спостерігаються і для гармоніки  $P_{-1\varepsilon}$ . Водночас перехід із області широких стрічок ДГ в область вузьких стрічок уявляє менш істотно впливає на енергетичні характеристики випромінювання не тільки в зоні  $1_0$  (графіки не нанесені через їх суміщення), але і в режимах збудження вищих гармонік випромінювання (перепад потужності не перевищує 2 децибел).

Наведені на малюнку 3.9 характеристики демонструють поведінку гармоніки, що випромінюваної у вакуум. Оскільки реєстрація випромінювання із системи проводилась різноманітними індикаторами, то нормування потужності у даному випадку проводилося на  $P_{\max}$  досліджуваної гармоніки.

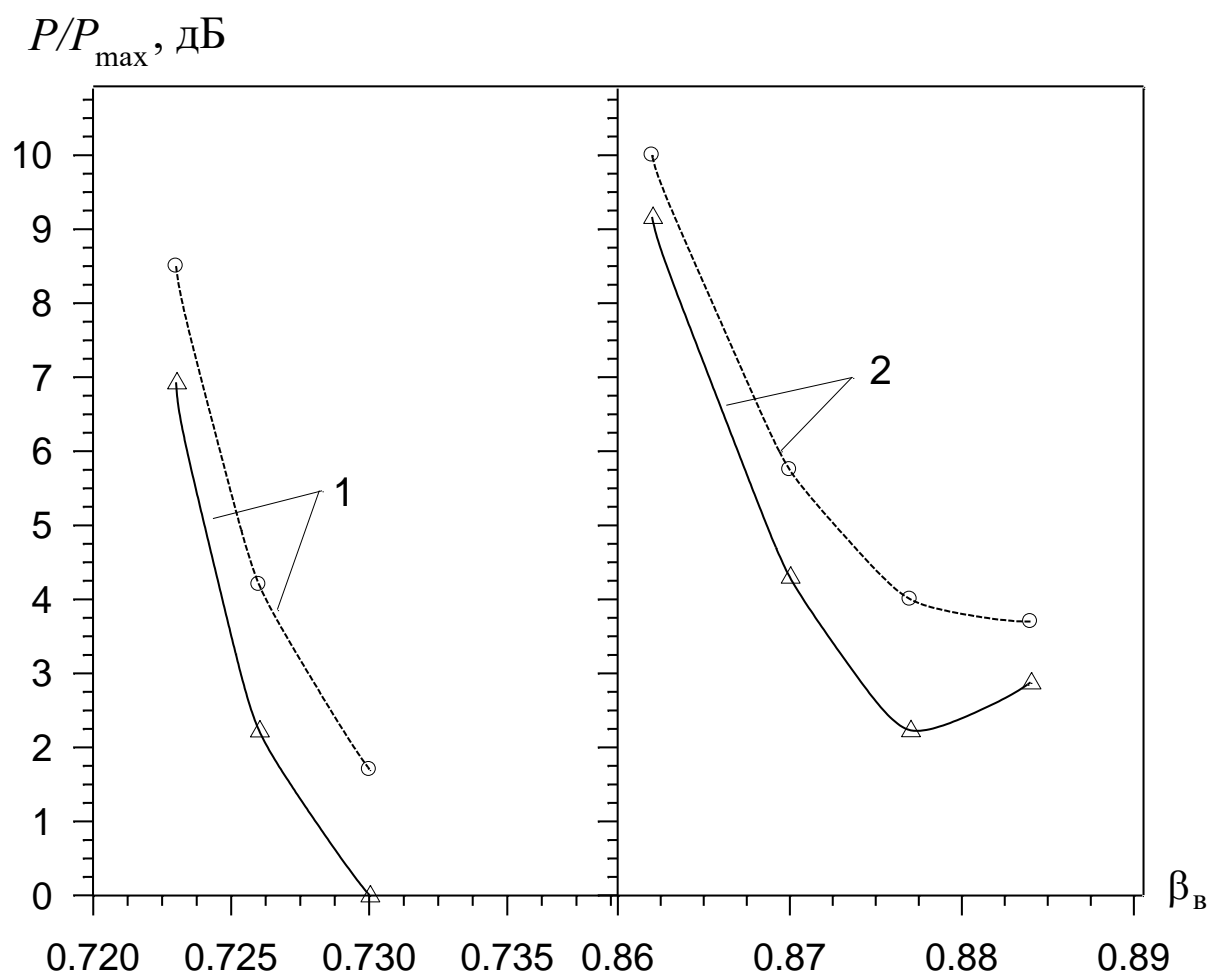
$P/P_{\max}$ , дБ



Малюнок 3.8 - Залежності потужності гармонік випромінювання в діелектрику від відносної фазової швидкості хвилі при  $\varepsilon = 10$ ,  $u = -0.3$ ,  $u = +0.3$ . 1-  $P_{0\varepsilon}(1_0)$ , 2-  $P_{0\varepsilon}(4_{0,-1})$ , 3-  $P_{0\varepsilon}(4_{0,-1}^{-1})$ , 4-  $P_{0\varepsilon}(4_{1,0,-1}^{-1})$ , 5-  $P_{-1\varepsilon}(4_{0,-1})$ , 6-  $P_{-1\varepsilon}(4_{0,-1}^{-1})$ , 7-  $P_{-1\varepsilon}(4_{1,0,-1}^{-1})$

Більш плавна зміна залежностей у порівнянні з  $\varepsilon = 2.05$  (малюнок 3.4г) пояснюється меншим впливом на величину кута випромінювання параметра  $\beta_B$ , а відповідно, і зниженням ступеня впливу відбиттів від рупора на характеристики випромінювання. Як і для вище досліджуваних гармонік вплив параметра  $u$  на інтенсивність випромінювання виявляється в меншій мірі, ніж при  $\varepsilon = 2.05$ .

Слід зазначити, що аналогічна поведінка енергетичних характеристик спостерігалася і при чисельному аналізі досліджуваних систем в інтервалі значень  $\varepsilon = 50-100$



Малюнок 3.9 - Залежності потужності гармонік випромінювання у вакуумі від відносної фазової швидкості хвилі при  $\varepsilon = 10$ ,  $u = -0.3$ ,  $u = 0.3$  [18]: 1  $P_{-1v}(4_{0,-1}^{-1})$ , 2  $P_{-1v}(4_{1,0,-1}^{-1})$

Таким чином, під час переходу до великих значень  $\varepsilon$  спостерігається ріст ступеня впливу вищих гармонік випромінювання на основну і зменшення залежності енергетичних характеристик від коефіцієнта заповнення дифракційної ґратки.

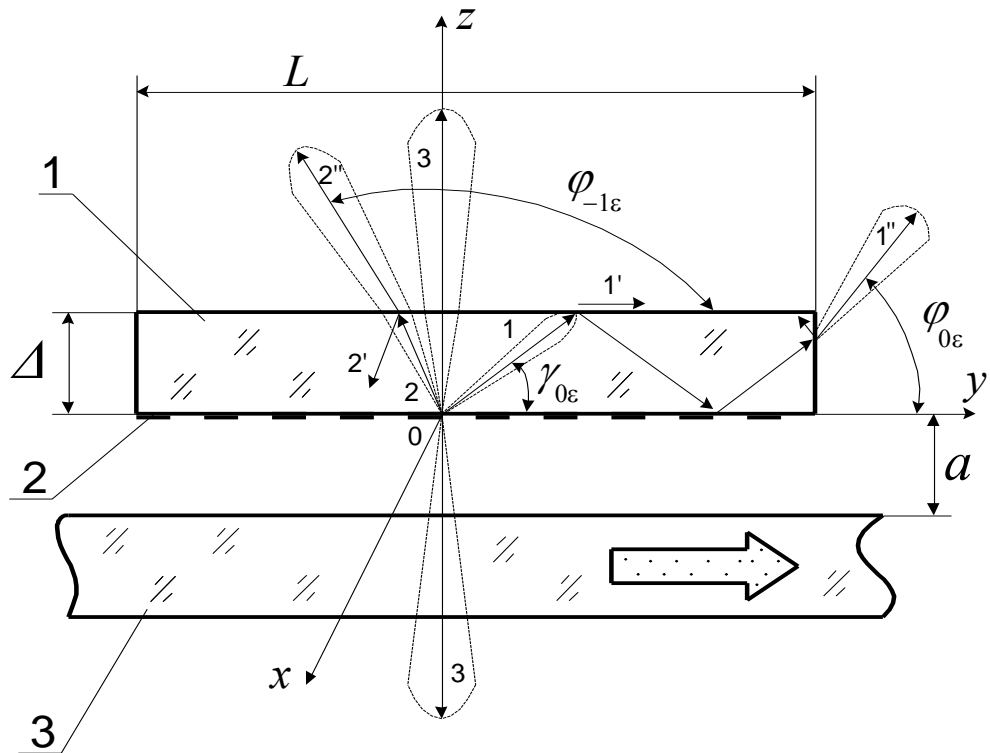
### 3.3 Модель з діелектричною пластиною

Зараз у приладах дифракційної електроніки використовується метало-діелектрична структура скінчених розмірів, що розташовуються або над періодичною структурою, що формує поверхневу хвилю – черенковський генератор типу лампа зворотньої хвилі, або в об'ємі відкритого резонатора над дзеркалом із дифракційною ґраткою – черенковсько-дифракційний генератор.

У першому випадку використовується черенковський режим збудження метало-діелектричної структури, а в другому випадку – дифракційно-черенковський з випромінюванням гармонік у вакуум та діелектрик. У найпростішому варіанті доцільно використовувати діелектричні пластини (призми) прямокутного перерізу, котрі за своєю формою виготовлення є більш технологічні та добре сполучаються з відбивальними і стрічковими дифракційним ґратками, котрі є складовими частинами приладів дифракційної електроніки.

На малюнку 3.10 схематично показана модель досліджуваної МДС. Як діелектричне середовище використовувалися призми прямокутного перерізу 1 довжиною  $L$ , шириною  $D$  та товщиною  $\Delta$ , на бічній поверхні яких наносилися стрічкові ДГ 2 з відповідними параметрами.





Малюнок 3.10 Експериментальна модель ДЧВ з діелектричною пластиною:  
1– призма прямокутного перерізу; 2– дифракційна ґратка; 3– ДХ

Уздовж дифракційної ґратки на відстані  $a$  розташовувався планарний хвилевід 3, що вмикається у вимірювальну схему установки, котра дає право аналізувати випромінювання з призми в площині  $yoz$  та робити зондування амплітудних розподілів полів на поверхні призми по осях  $ox$ ,  $oy$ .

Розміри призм вибиралися згідно з вимогами щодо мінімальних спотворень полів відкритого резонатору при внесенні в них метало-діелектричних структур: характерні розміри призм  $L$  і  $D$  – порівнянні з апертурами дзеркал  $A_3 \approx 10\lambda$  відкритого резонатора. Товщина призм змінювалася в межах  $\Delta \approx \lambda/4 - 3\lambda$ . Використовувалися призми із фторопласта з  $\varepsilon = 2.05$  та полікора з  $\varepsilon = 10$ .

Шляхом використання концепції парціальних хвиль у показано, що обмеження розмірів діелектрика за товщиною призводить до повного внутрішнього відбиття черенковського випромінювання від меж пластини (промені типу 1, 1' малюнок 3.10).

Основна енергія цього випромінювання у вигляді швидких хвиль поширюється у діелектричній призмі за напрямком осі у руху електронного потоку (в експериментальній моделі – поверхневої хвилі дифракційного хвилеводу).

Частина поля, проникаючи в навколишній простір, збуджує уздовж меж призми повільну поверхневу хвилю (промінь 1', малюнок 3.10). На гранях призми, паралельних площині  $xOz$ , пучок електромагнітного випромінювання заломлюється і випромінюється у вільний простір (промінь 1").

Для просторових гармонік дифракційного випромінювання ( $n \geq 1$ ) закон повного внутрішнього відбиття не виконується, тому дифракційне випромінювання частково проходить через діелектричний шар і поширюється у вільному просторі (промені 2, 2' і 2" на малюнку 3.10).

У випадку нормального випромінювання енергія дифракційного випромінювання цілком виходить у вільний простір (промені 3 на малюнку 3.10). Для черенковської та мінус першої дифракційних гармонік випромінювання показано, що скінчена товщина діелектрика переважно змінює амплітуду і фазу збуджуваного електромагнітного поля, впливаючи на енергетичні характеристики випромінювання.

Однак концепція парціальних хвиль, заснована на використанні геометричної оптики, та не враховує мультимодовості метало-діелектричної структури, що може виникати за рахунок скінченої товщини призми. На прикладі плоского діелектричного хвилеводу (ПДВ) показано, що поняттям парціальних хвиль можна користуватися, якщо характерні розміри об'єкта значно більші ніж довжина хвилі.

Проведені дослідження амплітудних розподілів полів на поверхні МДС та порівняльний аналіз такого об'єкта з властивостями плоского діелектричного хвилеводу показали, що на рівні опису фізичних явищ він може бути поданий у вигляді плоского діелектричного хвилеводу подвоєної товщини. Підставою до

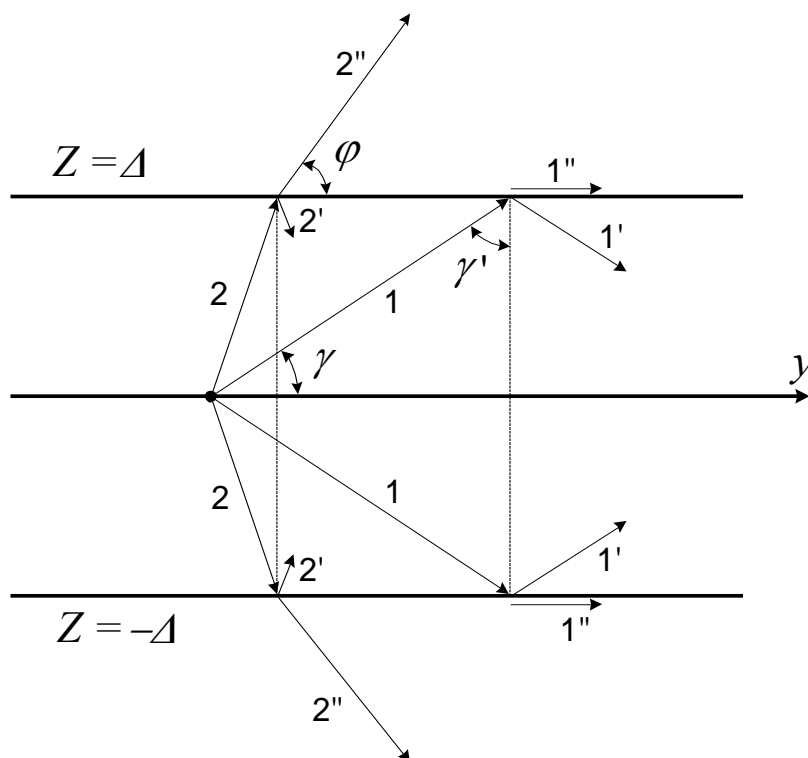
побудови такої моделі є ті чинники, які впливають із наведених нижче результатів досліджень і властивостей плоского діелектричного хвилеводу.

Властивості прямокутного хвилеводу за значної відмінності поперечних розмірів (у нашому випадку  $D$  – більше  $10\lambda$ , а  $\Delta$  порівняно з  $\lambda$ ) близькі до властивостей плоского хвилеводу з товщиною, рівною величині меншого розміру прямокутника.

Окремим випадком плоского хвилеводу є діелектрична пластина, що лежить на провідній площині (у нашому випадку стрічкової дифракційної решітки), такий хвилевід буде поводитися так само, як і плоский хвилевід без металу, але з подвоєною товщиною пластини  $2\Delta$ .

Формування поля в плоскому діелектричному хвилеводі аналогічне формуванню поля в метало-діелектричній структурі скінченої товщини.

Результат амплітудного розподілу поля у поперечному напрямку при  $D \approx 10\lambda$  не залежить від товщини призми.



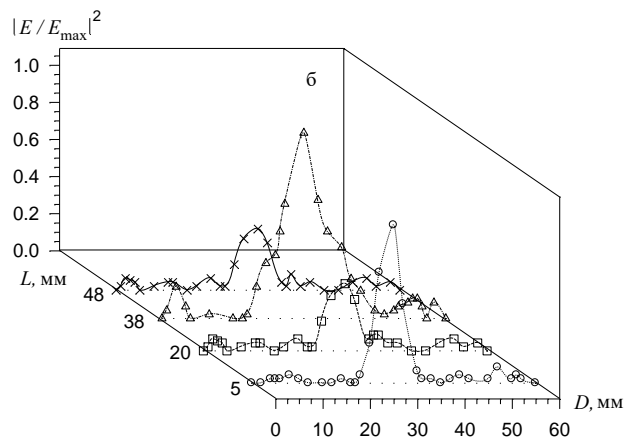
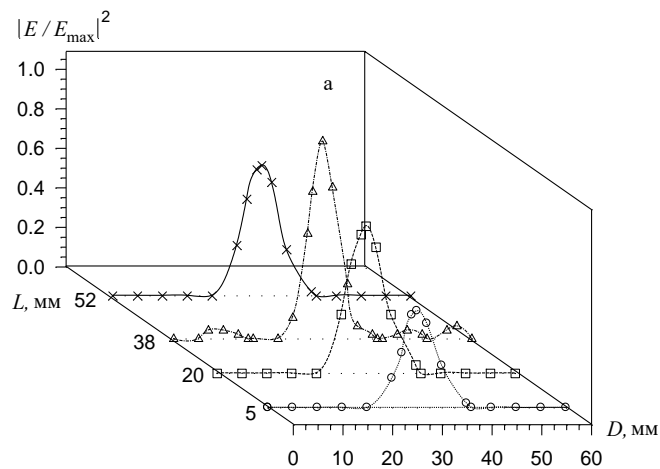
Малюнок 3.11 Формування поля в діелектричній пластині

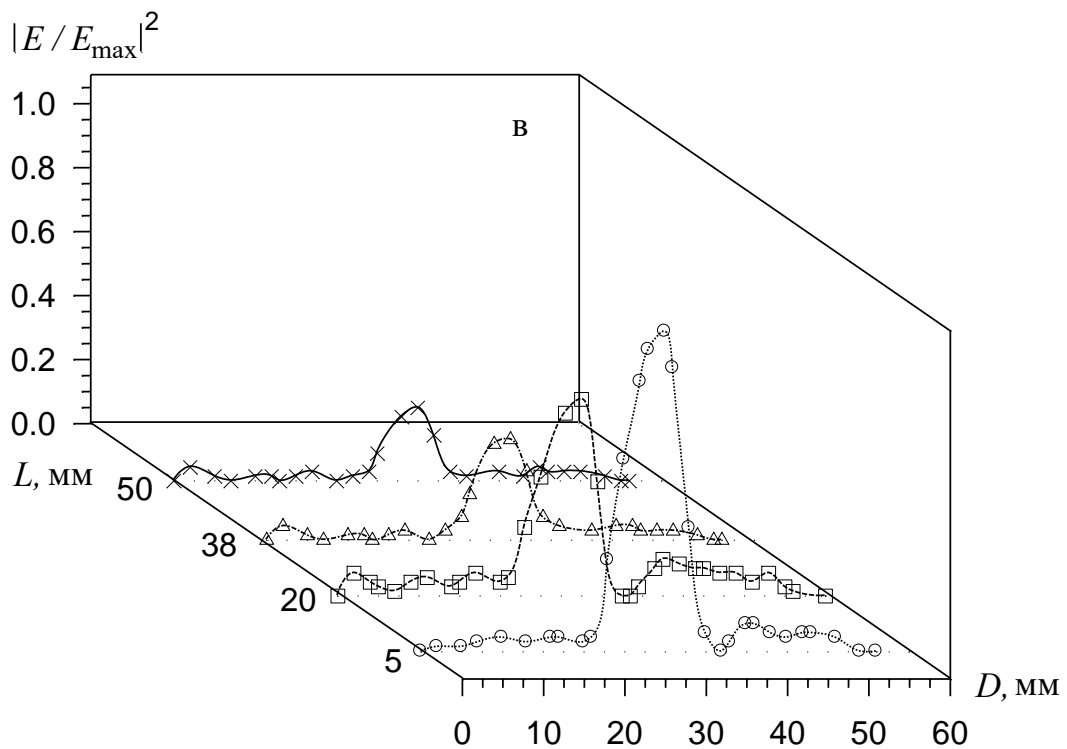
На малюнку 3.11 наведено променеву картину формування поля в плоскому хвилеводі товщиною  $2\Delta$ .

Промені типу 1, які цілком відбиваються від меж  $x=+\Delta$ , дають початок об'ємним хвилям у діелектрику  $i$  – поверхневим уздовж його межі.

Такий процес корелюється із збудженням черенковського випромінювання через бічну грань призми з дифракційною ґраткою, розташованою уздовж осі  $y$  (малюнок 3.10).

Промені типу 2, які відчувають лише часткове відбиття, відповідальні за формування хвиль у діелектрику, що загасають уздовж осі  $y$  через випромінювання в навколишній простір. Очевидна кореляція даного процесу з дифракційним випромінюванням у МДС на позитивних гармоніках. Напрямок поширення променів негативних гармонік – протилежний (малюнок 3.10 – промені 2).





Малюнок 3.12 Амплітудні розподіли поверхневих полів по осі  $x$  в метало-діелектричній структурі при параметрах:  $\varepsilon=2.05$ : а)  $\Delta \approx \lambda/4$ ; б)  $\Delta \approx \lambda$ ; в)  $\Delta \approx 3\lambda$

На малюнку 3.12 наведено результати досліджень амплітудного розподілу полів по осі  $x$  для МДС різної товщини за частотою діелектричного хвилеводу  $f=70$  ГГц. Параметри дифракційної ґратки забезпечували режим збудження дифракційно-черенковського випромінювання.

Із графіків видно, що поле по осі  $x$  має одну варіацію з максимальним значенням уздовж  $y$  для усіх  $\Delta$ . Максимум, що спостерігається, обумовлений специфікою формування діаграми спрямованості випромінювання системою дифракційна ґратка – дифракційний хвилевод і не визначає залежність електромагнітного поля хвиль, що поширюються уздовж осі  $y$ , від координати  $x$ .

В метало-діелектричній структурі, як і в плоскому діелектричному хвилеводі, поширюються хвилі типу  $E_{m0}$  і  $H_{m0}$  ( $m=0, 1, 2, \dots$ ). При цьому, корені характеристичних рівнянь, що визначають умови поширення хвиль, можуть бути як дійсними, так і комплексними.

В області існування дійсних коренів у плоского діелектричного хвилеводу присутні поверхневі хвилі, збуджувані променями 1 (малюнок 3.11). Під час переходу в область комплексних коренів з'являються об'ємні хвилі (промені 2, малюнок 3.11). Число повільних хвиль тим більше, чим вище частота.

Умови, за яких з'являються нові хвилі, що поширюються у діелектричному хвилеводі, визначаються критичними частотами ( $f_{кр}$ ) або критичними довжинами хвиль ( $\lambda_{кр}$ ):

$$\lambda_{кр}^{(m)} = \frac{4\Delta}{m} \sqrt{\varepsilon\mu - 1}$$

$$f_{кр}^{(m)} = \frac{cm}{4\Delta\sqrt{\varepsilon\mu - 1}} \quad (3.1)$$

Для основних  $E_{00}$  і  $H_{00}$  хвиль  $f_{кр}=0$ , а  $\lambda_{кр}\rightarrow\infty$ .

Щоб вони були єдиними, необхідне виконання співвідношення

$$\frac{2\Delta}{\lambda} < \frac{2\Delta}{\lambda_{кр}^{(1)}} = \frac{1}{2\sqrt{\varepsilon\mu - 1}} \quad (3.2)$$

Виходячи з рівняння (3.2), для досліджуваних в експерименті МДС, товщина пластини при  $\varepsilon = 2.05$  повинна забезпечити умову  $\Delta < \lambda/4$ , а при  $\varepsilon = 10$ , повинна задовольняти умову  $\Delta < \lambda/12$ .

У міліметровому діапазоні хвиль реалізація першого варіанта МДС не становить великих труднощів. Однак під час використання полікора ( $\varepsilon = 10$ ) реалізація одномодової системи стає проблематичною.

Для мультимодової системи близько критичної частоти основна частка енергії поширюється уздовж поверхні призми. З ростом товщини призми та віддаленням від критичної частоти основна частка енергії поширюється всередині діелектрика.

На критичних частотах фазова швидкість хвиль дорівнює швидкості світла у навколишньому середовищі. На дуже високих частотах фазова швидкість основної та вищих типів хвиль наближається до значення  $v_{\phi} \approx c/\sqrt{\epsilon}$ .

Оскільки в системі (малюнок 3.10) збудження МДС здійснюється планарним діелектричним хвилеводом, то розглянута вище фізична модель є не повною за рахунок присутності зв'язку між планарним діелектричного хвилеводу та метало-діелектричної структури.

У першому наближенні таку систему можна розглядати у вигляді двох зв'язаних ліній передачі, кожна з яких має лише одну хвилю, що поширюється у позитивному або негативному напрямку:

- пряма хвиля – фазова швидкість і потік енергії збігаються за напрямком,
- зворотна хвиля – фазова та групова швидкості спрямовані в різні боки.

Для таких ліній передачі замість хвильових чисел  $h_1$  і  $h_2$  з'являються хвильові числа:

$$h_+ = \frac{h_1+h_2}{2} + \sqrt{\left(\frac{h_1+h_2}{2}\right)^2 + \eta h_1 h_2} \quad (3.3)$$

$$h_- = \frac{h_1+h_2}{2} - \sqrt{\left(\frac{h_1+h_2}{2}\right)^2 + \eta h_1 h_2}$$

$$\text{Де } h_1(\omega) = h_0 + \frac{\omega - \omega_0}{V_1}; h_2(\omega) = h_0 + \frac{\omega - \omega_0}{V_2};$$

$\eta$ - мала постійна;

$V_1$  і  $V_2$  – групові швидкості на частоті  $\omega_0$ .

Хвильові числа  $h_+$  та  $h_-$  залежно від режимів збудження системи можуть бути як дійсними, так і уявними.

При позитивних або негативних значеннях групових швидкостей  $V_1$  і  $V_2$  (хвилі одного типу) корені для рівняння (3.3) дійсні. Якщо ж зв'язок здійснюється

між прямою та зворотною хвилями, то корені (3.3) в околі частоти  $\omega_0$  комплексні, що свідчить про виникнення комплексних загасаючих хвиль.

У режимі синхронізації енергія, надана прямій хвилі, перекачується в зворотну хвилю. При слабкому зв'язку ця циркуляція енергії відбувається на більшій довжині лінії. Поширення стає неможливим, і лінія передачі перетворюється у своєрідний резонатор.

Аналогічні процеси відбуваються у відбивному генераторі дифракційного випромінювання, що є резонансною системою особливого роду – активною та нелінійною. Носіями прямої та зворотної хвиль в генераторі дифракційного випромінювання з відбивачем електронів є відповідно прямий та відбитий пучки електронів, що рухаються уздовж дифракційної ґратки, розташованої в об'ємі відкритого резонатору. Резонансна взаємодія хвиль для такого приладу виявляється в зменшенні рівня вихідної потужності та ефектах затягування частоти, які описані в додатку. Дана аналогія дозволяє припустити, що такі ефекти можуть спостерігатися і в дифракційно-черенковських генераторах з МДС.

Розрахункові значення критичних довжин хвиль плоского діелектричного хвилеводу відповідно без екрана і з екраном у вигляді дифракційних ґраток при трьох значеннях  $\Delta$ , використовуваних в експерименті призми з фторопласта ( $\epsilon=2.05$ ). Для основних хвиль  $E_{00}$  і  $H_{00}$ , як було зазначено вище,  $\lambda_{кр} \rightarrow \infty$ .

Нанесення дифракційної ґратки на бічну грань призми приводить до зростання кількості вищих типів хвиль у досліджуваній системі за рахунок збільшення її ефективної товщини. При цьому для досліджуваного діапазону частот  $f=70-74$  ГГц збудження призми можливо поблизу критичних довжин хвиль, що може істотно впливати на характеристики випромінювання за рахунок концентрації полів біля поверхні МДС та посилення зв'язку з діелектричним хвилеводом.

Присутність зворотних хвиль в МДС може бути обумовлено як збудженням негативних дифракційних гармонік у діелектрику, так і відбиттям від торців



призми черенковської гармоніки випромінювання. Як зазначалося вище, при синхронізмі прямої та зворотної поверхневих хвиль, система метало-діелектрична система-діелектричний хвилевід може ставати резонансною.

Наочна ілюстрація хвильових властивостей метало-діелектричних систем може бути одержана шляхом дослідження амплітудних розподілів поверхневих полів уздовж осі  $y$ .

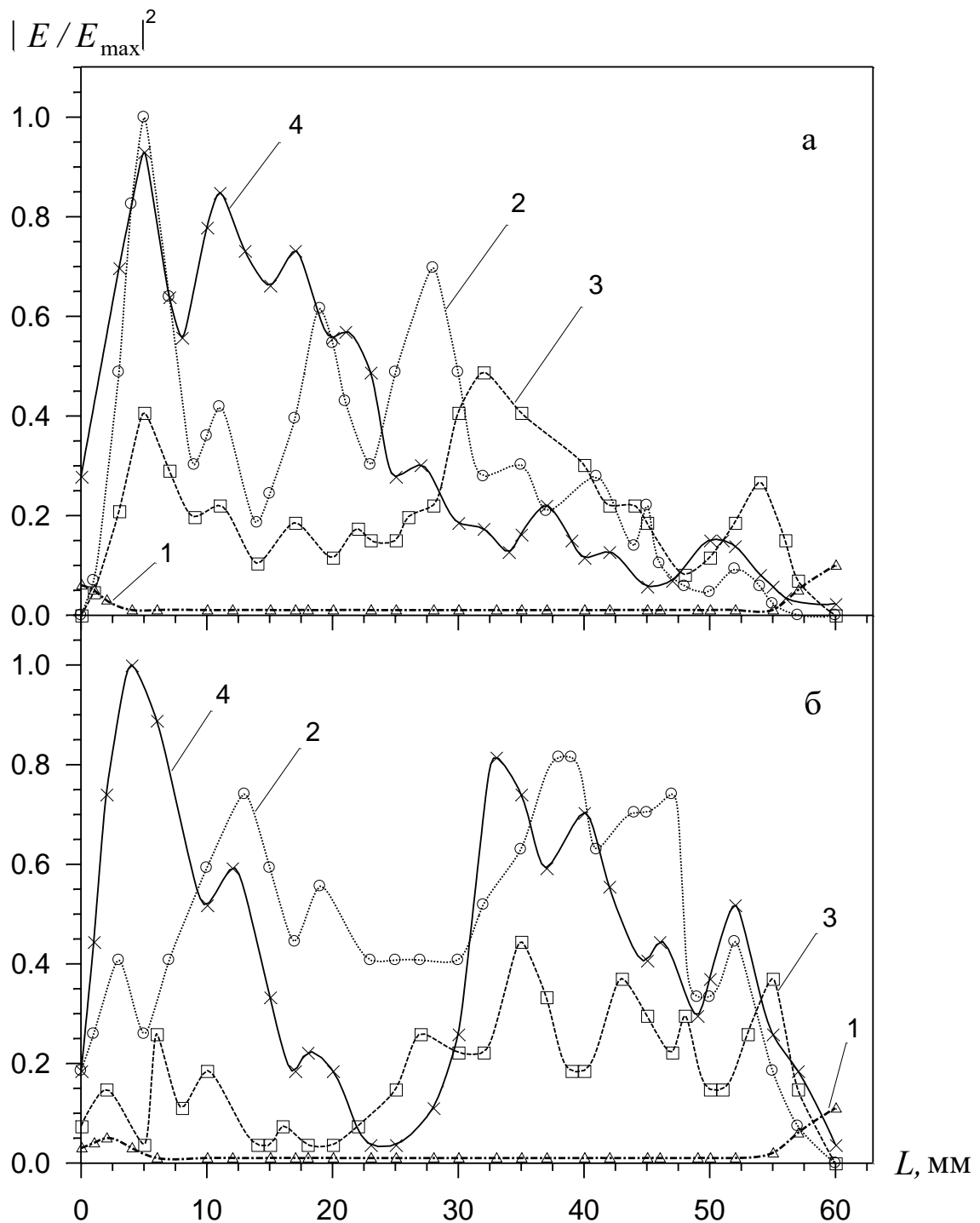
В експерименті використовувалися призми із фторопласту з розмірами  $L \times D = 60 \times 60$  мм при зазначених у таблицях значеннях товщини.

Призма з полікору ( $\epsilon = 10$ ) мала розміри  $L \times D \times \Delta = 60 \times 60$  мм  $\times$  1 мм. Збудження призм здійснювалося через планарний діелектричний хвилевід, як за наявності дифракційної ґратки, так і без ґратки, що дозволяло реалізувати черенковський та дифракційно-черенковський режими випромінювання.

Дифракційно-черенковський режим випромінювання був реалізований шляхом нанесення на бічну грань діелектричної призми ґратки з параметрами:  $l = 3.6$  мм,  $d = 2.6$  мм,  $u = -0.64$ .

Така МДС забезпечувала збудження випромінювання для  $\beta_v = 0.0887 \div 0.895$  в зоні Бріллюена  $4_{0,-1,-2}^{-1}$ . При цьому на частоті  $f = 74$  ГГц гармоніки з  $n = -1$  випромінювались по нормалі ( $\gamma_{-1} \approx 90^\circ$ ) відносно площини дифракційної ґратки, а гармоніка з  $n = -2$  збуджувалася в режимі повного внутрішнього відбиття ( $\gamma_{-2} \approx 142^\circ$ ).

Результати вимірювання амплітудних розподілів поверхневих полів у МДС з  $\epsilon = 2.05$  наведено на малюнку 3.13.



Малюнок 3.13 Амплітудні розподіли поверхневих полів по осі  $y$  в МДС за параметрів  $\varepsilon=2.05$ : а)-  $f=70$  ГГц, б)-  $f=74$  ГГц; 1- режим черенковського випромінювання; 2, 3, 4- режими дифракційного випромінювання: 2-  $\Delta \approx \lambda/4$ ; 3-  $\Delta \approx \lambda$ ; 4-  $\Delta \approx 3\lambda$

У режимі черенковського збудження системи поля слабо проникають за межі діелектричної призми (графіки 1 на малюнку 3.13), і практично вся енергія хвиль

зосереджена усередині діелектрика за рахунок ефекту повного внутрішнього відбиття від його бічних граней та загасання полів за експоненціальним законом на поверхні призми.

У режимі дифракційно-черенковського збудження МДС ситуація змінюється за рахунок появи гармонік з індексами  $n = -1$ , які або цілком виходять за межі діелектрика при кутах випромінювання  $\gamma = 90^\circ$ , або зазнають заломлення при кутах  $\gamma > 90^\circ$ , на межі діелектрик–повітря і частково виходять у навколишній простір.

За рахунок цього амплітуда поля на поверхні діелектрика, у порівнянні з режимом черенковського випромінювання істотно зростає. Зміна частоти відновлення дифракційного хвилеводу і параметра  $\Delta$  приводить до зміни кількості хвиль, збуджуваних в діелектричній призмі, що істотно впливає на розподіл поверхневих полів.

Так, на частоті  $f = 70$  ГГц ( $\lambda \approx 4.3$  – малюнок 3.13а) для призм з  $\Delta \leq \lambda$  збуджуються хвилі з індексами  $m = 0, 1, 2$  далекі від значень  $\lambda_{кр}$  (графіки 2, 3).

Для призм з  $\Delta \approx 3\lambda$  критичні частоти хвиль з індексом  $m = 11$  близькі до частоти ДХ, і амплітуда поверхневого поля зростає (малюнок 3.13) за рахунок перерозподілу енергії хвиль по перерізу призми (основна енергія хвиль з  $m = 11$  зосереджується на поверхні призми).

Загальний вигляд залежностей розподілу полів свідчить про загасання поверхневої хвилі МДС уздовж осі  $y$ , що обумовлено випромінюванням дифракційних гармонік у навколишній простір. При випромінюванні дифракційних гармонік за нормаллю ( $f = 74$  ГГц) можливість збудження системи в області критичних частот МДС зростає, що може посилювати амплітуду поверхневих полів на межах призми для хвиль з індексами  $m = 3$  ( $\Delta \approx \lambda$ ) та  $m = 12$  ( $\Delta \approx 3\lambda$ ).

Це приводить до посилення зв'язку в системі МДС–ДХ і прояву резонансних ефектів в амплітудних розподілах полів при синхронізації прямої та зворотної

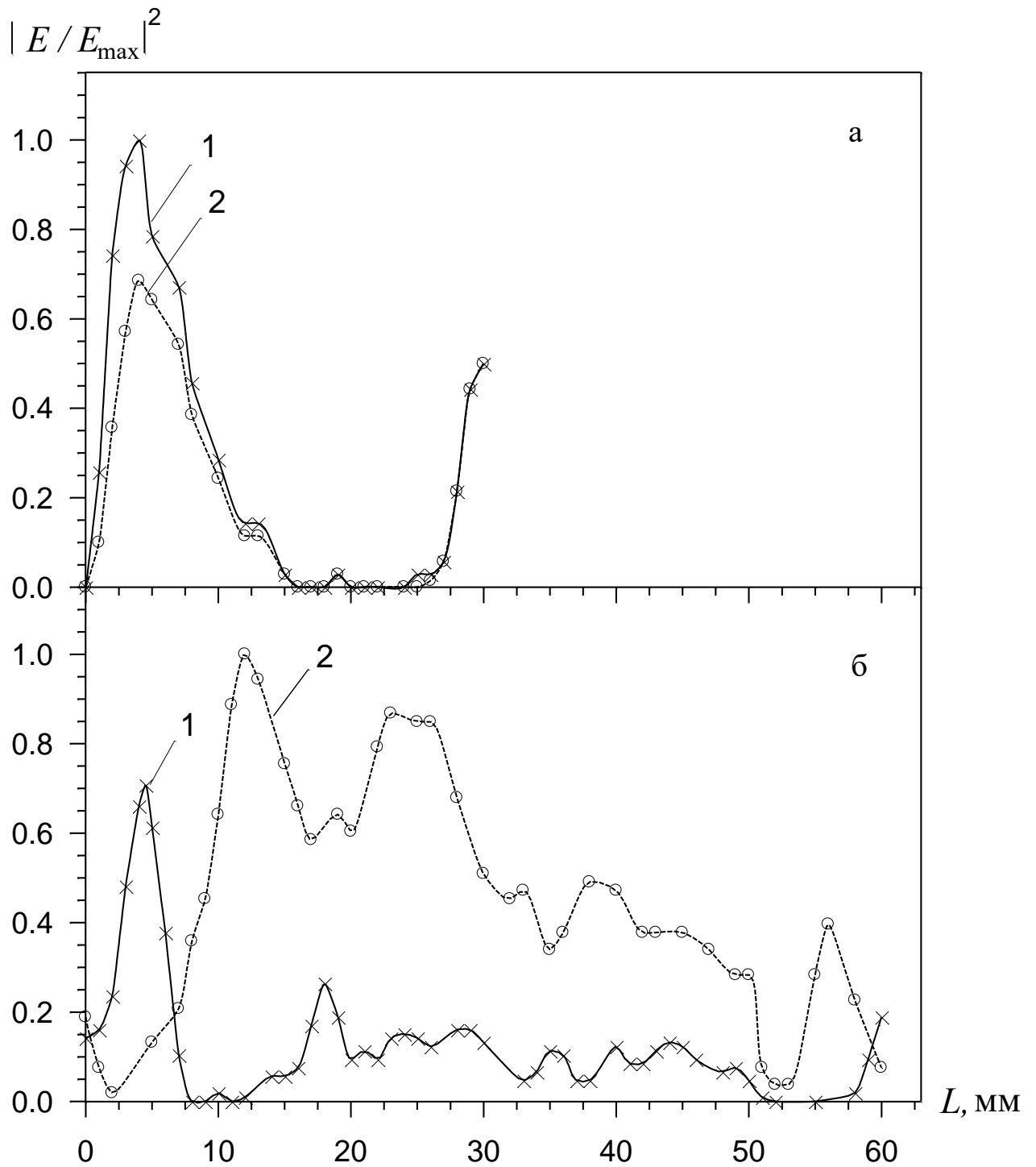
хвиль, що поширюються вздовж призми і діелектричного хвилеводу (малюнок 3.13, графіки 3, 4). При переході до  $\Delta \approx \lambda/4$  в МДС збуджуються хвилі з  $m=0,1$ , далекі від критичних частот, що зменшує резонансні властивості системи (малюнок 3.13, графік 2).

Для перевірки достовірності розглянутої фізичної моделі системи МДС–ДХ було проведено аналогічні дослідження для призми із полікору на частоті  $f=74$  ГГц.

У черенковському режимі збудження МДС досліджувалася призма з розмірами  $L \times D \times \Delta = 30 \times 18 \times 1$  мм, на бічну поверхню якої методом напилювання наносилася стрічкова дифракційна ґратка з параметрами  $l=0.8$  мм і  $d=0.4$  мм, що забезпечують збудження випромінювання в зоні  $1_0$ .

Наведені на малюнку 3.14а графіки демонструють амплітудні розподіли полів для призми без дифракційної ґратки (графік 1) та для призми з дифракційною ґраткою (графік 2). Із графіків випливає підтвердження екрануючої ролі ґратки у випадку збудження черенковської гармоніки випромінювання.

Максимальні значення поля в області торців метало-діелектричної структури обумовлено концентрацією енергії при відбитті від екранів. Аналогічно поведуться поля в режимі черенковського випромінювання і при великих розмірах призми:  $L \times D \times \Delta = 60 \times 60 \times 1$  мм (малюнок 3.14б, графік 1).



Малюнок 3.14 Амплітудні розподіли поверхні по осі  $y$  в метало-діелектричній структурі за параметрів  $\varepsilon = 10$ :

а) черенковский режим збудження метало-діелектричної структури (1- без дифракційної ґратки, 2- з появою дифракційної ґратки);

б) черенковский режим збудження метало-діелектричної структури - 1, дифракційний режим в збудження метало-діелектричної структури - 2

Характерною для черенковського режиму випромінювання є мала амплітуда поля вздовж осі  $y$ , обумовлена концентрацією основної частини енергії всередині діелектрика.

У дифракційно-черенковському режимі збудження МДС використовувалася призма, на бічну поверхню якої наносилася стрічкова дифракційна ґратка з параметрами  $l=3.6\text{мм}$ ,  $d=2.6\text{мм}$ ,  $u=-0.64$ .

Поява гармонік з  $n=-1$  приводить до збільшення амплітуди поверхневого поля стосовно черенковського режиму збудження МДС (малюнок 3.14б).

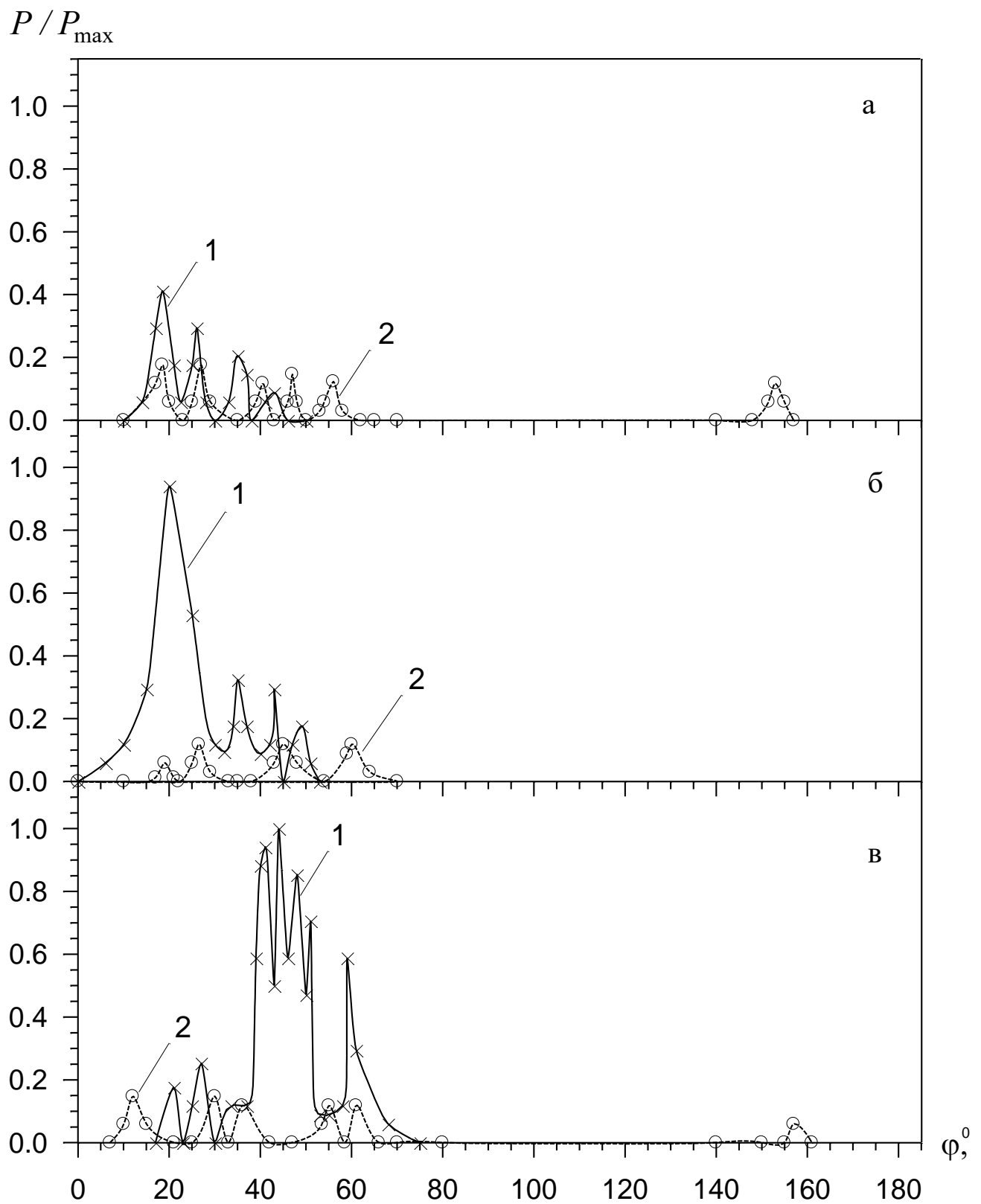
Із графіка видно, що в системі відсутні резонансні ефекти, а поле загасає вздовж осі  $y$  за рахунок випромінювання із системи.

Оцінки  $\lambda_{кр}$  за співвідношеннями (3.1) показують, що призма із полікору з  $\Delta=1\text{мм}$  за своїми електродинамічними властивостями ідентична призмі із фторопласту з  $\Delta=3\text{мм}$ .

Відмінність в амплітудних розподілах полів цих призм пояснюється великою розбіжністю в розмірах фазових швидкостей хвиль для полікору та фторопласту, а отже неможливістю виникнення резонансу в системі МДС–ДХ на поверхневих хвилях.

Описані вище особливості процесів формування поверхневих полів для МДС значною мірою впливають на енергетичні характеристики випромінювання.

Особливості зміни енергетичних характеристик в черенковському режимі збудження призм із фторопласта подано на малюнку 3.15 у вигляді діаграм спрямованості випромінювання для значень  $2\Delta$



Малюнок 3.15 Діаграми спрямованості черенківського режиму випромінювання ( $f=74$  ГГц): а) -  $2\Delta/\lambda \approx 0.3$ ; б) -  $2\Delta/\lambda \approx 0.74$ ; в) -  $2\Delta/\lambda \approx 3$ .

1- метало-діелектрична структура без екранів, 2- МДС з екранованими торцями

Для призм із розмірами  $2\Delta \leq \lambda$  можливе збудження тільки хвиль з індексами  $m=0,1$  подалі від критичних частот.

При цьому основна частина енергії черенковського випромінювання зосереджується всередині діелектрика і випромінюється через торці призм з мінімальними змінами основної пелюстки діаграми спрямованості випромінювання (малюнок 3.15а,б).

Збільшення товщини призми до значень  $2\Delta \approx 3\lambda$  приводить до мультимодовості системи і появи хвиль поблизу  $\lambda_{кр}$ .

За рахунок цього посилюється зв'язок поверхневих хвиль МДС і ДХ, що виявляється у вигляді додаткових резонансів в основній пелюстці діаграми спрямованості випромінювання (малюнок 3.15 в).

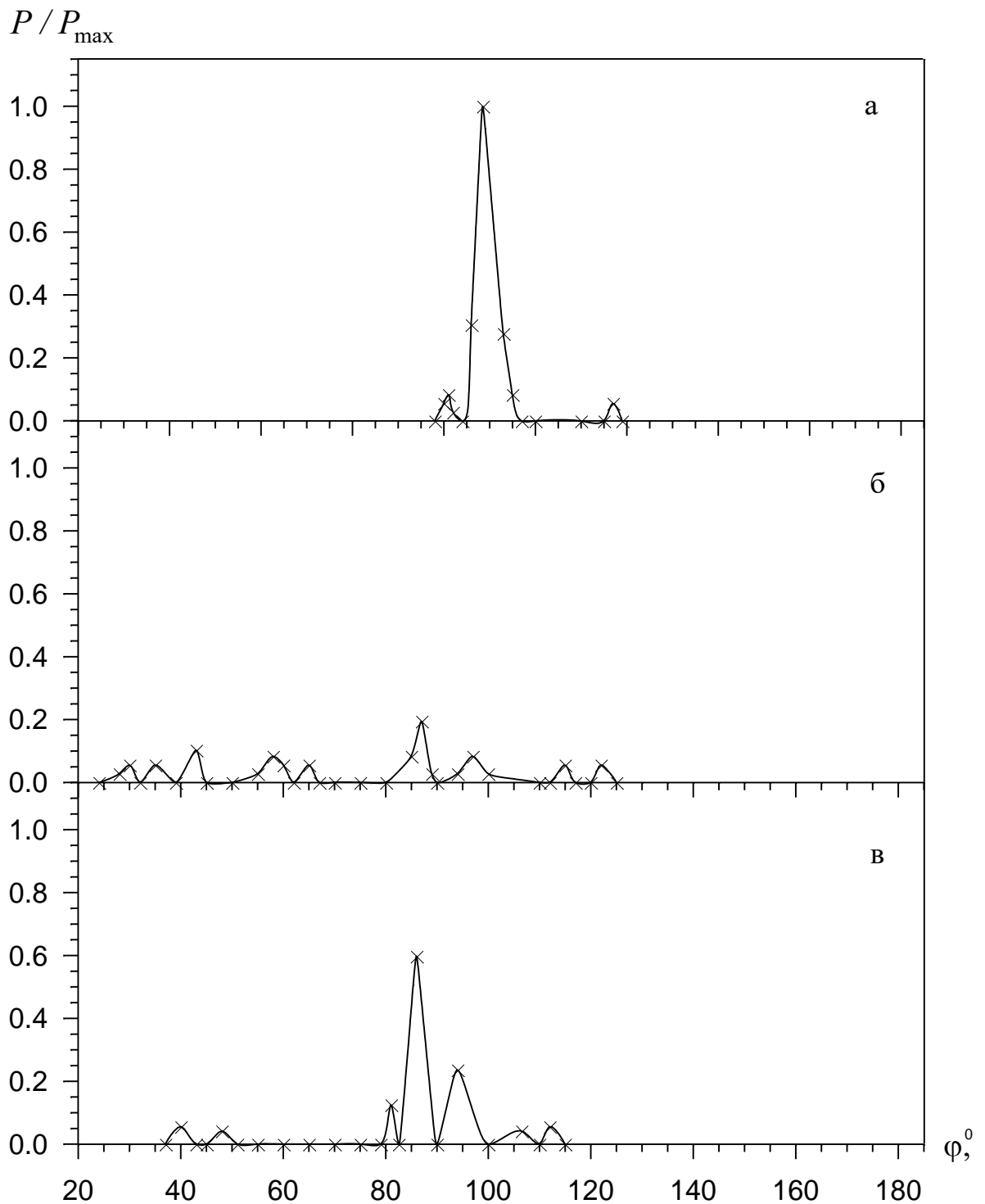
В усіх випадках у діаграмах спостерігаються бокові пелюстки випромінювання, обумовлені частковим відбиттям електромагнітної енергії в діелектрик при виході її з торцевої грані призми. Нанесення екранів на торці призм призводить до істотного зменшення інтенсивності випромінювання в навколишній простір та накопичення енергії в досліджуваній системі (малюнок 3.15 – графіки 2). При цьому, за рахунок утворення уздовж осі  $ou$  зворотної хвилі випромінювання може спостерігатися і в області тупих кутів ( $\varphi \approx 150^\circ$ ).

При переході до дифракційно-черенковського режиму випромінювання використовувалися призми з екранованими торцями. Це дозволяє зменшити фон черенковського випромінювання.

На малюнку 3.16 подано діаграми спрямованості дифракційно-черенковського режиму випромінювання по нормаллю ( $f=74$  ГГц). Із діаграм видно, що мінімальні перекидання основної пелюстки спостерігаються в області  $\Delta/\lambda \approx 0.3$ , де в МДС збуджуються хвилі з індексами  $m=0, 1$  подалі від



критичних частот. При цьому основна частина енергії черенковського випромінювання зосереджена в обсязі діелектрика, а дифракційне випромінювання з мінімальним загасанням енергії виходить у навколишній простір.



Малюнок 3.16 Діаграми спрямованості дифракційно- черенковського режиму випромінювання ( $f=74$  ГГц): а)-  $\Delta/\lambda \approx 0.3$ ; б)-  $\Delta/\lambda \approx 0.74$ ; в)-  $\Delta/\lambda \approx 3$

З появою додаткових типів хвиль, близьких до критичних частот, можливе поглинання енергії дифракційного випромінювання у системі МДС–ДХ, обумовлене її резонансними властивостями (малюнок 3.16 б).

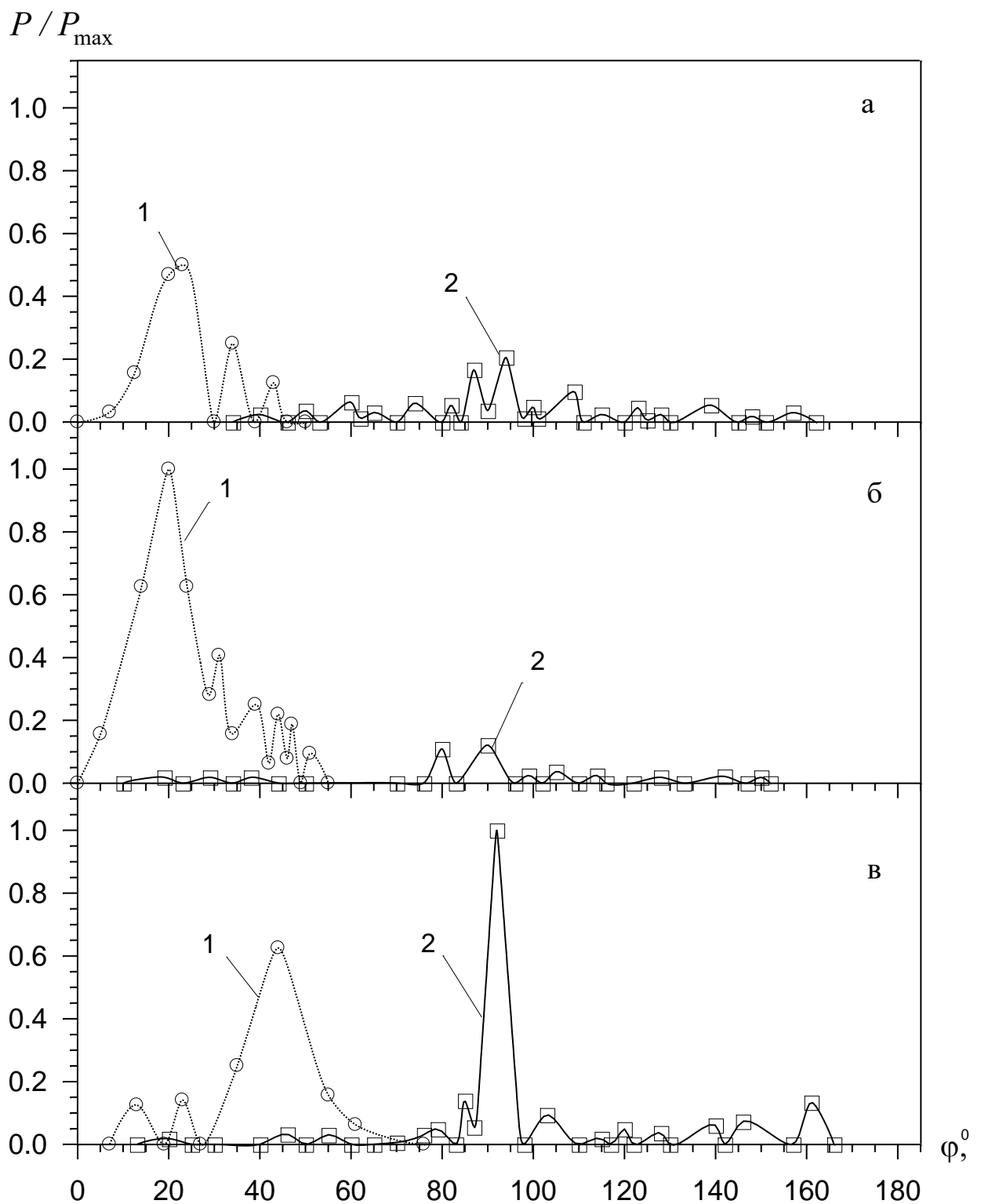
Із збільшенням товщини призми частка енергії поверхневих хвиль на її бічних гранях зменшується, і потужність ДВ зростає (малюнок 3.16 в).

При зміні частоти відновлення дифракційного хвилеводу (параметра  $\beta_B$ ) співвідношення між  $\lambda$  і  $\lambda_{кр}$  змінюються, що й позначається на діаграмах спрямованості черенковського та дифракційно-черенковського режимів випромінювання.

На малюнку 3.17 подано діаграми спрямованості черенковського випромінювання (пунктирні лінії) і дифракційно-черенковського випромінювання (суцільні лінії).

Із діаграм видно, що для призм з  $\Delta \approx 3\lambda$  зсув за частотою в область  $f \neq f_{кр}$  приводить до відсутності перекидування основного пелюстка випромінювання. Це явище обумовлене зменшенням впливу вищих типів хвиль на зв'язок із планарним діелектричним хвилеводом.

У дифракційно-черенковському режимі випромінювання зміна за частотою на декілька ГГц призводить до відхилення кутів  $\gamma$  від нормалі та появи відбиття на межі діелектрик–повітря. При цьому діаграми спрямованості випромінювання стають багатопелюстковими навіть при товщині діелектричної призми  $\Delta \approx \lambda/4$  (малюнок 3.17 а).



Малюнок 3.17 Діаграми спрямованості черенковського (пунктир) та дифракційно-черенковського (суцільні лінії) режимів випромінювання ( $f=70$  ГГц): а)-  $\Delta/\lambda \approx 0.27$ ; б)-  $\Delta/\lambda \approx 0.7$ ; в)-  $\Delta/\lambda \approx 2.7$

В області  $\Delta \approx \lambda$  потужність випромінювання – мінімальна. Однак для призм великої товщини ( $\Delta \approx 3\lambda$ ) з'являється можливість реалізації резонансного випромінювання, потужність якого в 5–6 разів перевищує потужність дифракційних гармонік випромінювання в призмах меншого перерізу (малюнок 3.17 в).

Таким чином, проведені дослідження вказують на коректність побудованої фізичної моделі та дозволяють дати рекомендації щодо застосування метало-діелектричної структури у приладах дифракційної електроніки.

## РОЗДІЛ 4. ОХОРОНА ПРАЦІ ТА ТЕХНІКА БЕЗПЕКИ

Класифікація небезпечних і шкідливих виробничих факторів:

- недоступність або дефіцит природного світла, відсутність нормованого освітлення робочого місця.
- завищений рівень шуму на робочому місці;
- повітря в робочій зоні почасти має велику запиленість та задимленість
- повітря наповнене шкідливими речовинами, негативними бактеріями, позитивними йонами та пилом;
- збільшена або зменшена температура площина обладнання, матеріалів та атмосфера в зоні роботи;
- загрозовий рівень напруги в електричному циклі приладів, коротке замикання фаз, що спричинює різку зміну температури тіла, а саме це спричинює нагрівання тканин до отримання опіків / повне ураження органів людини ;
- недостатня вологість (сухе повітря) / утворення залишкової вологості та недостатня рухливість повітря має негативний вплив на організм людини;
- навантаження на очі: великий об'єм інформації, котра оброблюється інженером, призводить до втрат зору;
- на дисплеї монітора з'являються певні статистичні заряди, котрі вимушують елементи пилу вдаватися до руху та осідати на приладах та предметах, найчастіше це являється особа-оператор;
- одноманітність роботи, що веде за собою нервово-психічні та емоційні перенавантаження;
- небезпека виникнення пожежі;

Безперервний сталий вплив електро-магнітного випромінювання й передусім надвисоких частот, призводить до постійних функціональних модифікацій у центральній нервовій системі й також серцево-судинній системі.

Під час знаходження людини під прямими променями електро-магнітного випромінювання, організм поглинає ці випромінювання, що в подальшому має тяжкі наслідки

Надвисокі частоти, а понад усе сантиметрового (см) та міліметрового (мм) діапазонів, збуджують певні видозміни у крові, з'являється помутніння кришталика ока, знижується якість нюху, випадання волосся, ламкість нігтів.

Норми ЕМВ для надвисоких частот, та сантиметрових (см) й міліметрових (мм) діапазонів хвиль описані стандартом ГОСТ 12.1.006-84 ССБТ: «Електро-магнітні поля радіочастот. Припустимі рівні на робочих місцях праці та вимоги до проведення контролю» встановлено прийняті рівні впливу для електро-магнітних частот випромінювання.

## ВИСНОВКИ

У літературному огляді частини роботи описано провідні етапи розвитку досліджень приладів діапазону надвисоких частот, описаний принцип дії. Надано аргументовані факти про необхідність виконання дослідів електро-магнітної взаємодії просторових гармонік дифракційного випромінювання в МДС.

Шляхом чисельного аналізу та експериментального моделювання просторових гармонік дифракційно-черенковського випромінювання у метало-діелектричних структурах з напівнескінченим діелектричним середовищем досліджено, що максимальну інтенсивність випромінювання нульова, тобто черенковська, гармоніка має в зоні Бріллюена  $1_0$ .

З появою мінус перших гармонік випромінювання їх взаємодія з основною істотно залежить від коефіцієнта заповнення дифракційної решітки.

Із збільшенням кількості гармонік випромінювання, включаючи позитивні, потужність черенковського випромінювання падає і стає одного порядку з першими ( $n=-1,+1$ ) гармоніками на всьому інтервалі зміни коефіцієнта заповнення ґратки.

Для експериментальної моделі з  $\varepsilon = 2.05$  отримано якісний і кількісний збіг результатів теорії та експерименту при взаємодії трьох перших просторових гармонік випромінювання, що вказують на тотожність моделей заданого струму і заданого поля дифракційного хвилеводу для напівнескінченного діелектричного середовища.

Встановлено, що на енергетичні характеристики черенковського та дифракційного випромінювання істотно впливають товщина і діелектрична проникність МДС. Ці параметри визначають кількість і типи хвиль, що поширюються в системі. При збудженні МДС в області критичних довжин хвиль виявлено резонансні поглинання енергії дифракційних гармонік, які вказують на доцільність використання в пристроях дифракційної електроніки діелектричних призм товщиною  $\Delta \gg \lambda$ .

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. «Вакуумна НВЧ електроніка: Збірник оглядів». - Нижній Новгород: Інститут прикладної фізики РАН, 2002. - 160 с.
2. K. Ta Phuoc, S. Corde, C. Thaury, V. Malka, A. Tafzi, JP Goddet, RC Shah, S. Sebban та A. Rousse, «Всеоптичне джерело гамма-променів Комптона», «Nature Photonics 6», 308, 2012р
3. Quan, X., Kang, X., Yinghua, R., & Jun, T. «Конструкція розгалужувача потужності 3 дБ на основі хвилеводів із сполученим резонатором.» «Міжнародний журнал світлової та електронної оптики», 156-158. /2011р
4. А.В. Гапонова-Грехова. - Горький, «Релятивістська високочастотна електроніка» 1979.- 248с.
5. Аніщенко С. В., Баришевський В.Г, Гуринович А.А. «Часова залежність інтенсивності параметричного квазічеренківського випромінювання, що створюється релятивістськими частинками, що проходять крізь електромагнітні (фотонні) кристали», Нанофотон. 6 (1), (2012).
6. Аніщенко С.В., Баришевський В.Г., «Параметричне (квазі-Черенковське) кооперативне випромінювання, вироблене згустками електронів у природних або фотонних кристалах», Липень 2015 року
7. Баришевський В.Г, Гуринович А.А. «Квазічеренковське випромінювання від релятивістських частинок, що проходить через фотонний кристал» //НДІ ядерних проблем БДУ, 22.07.2021 р, Мінськ, Білорусь
8. Баришевський В.Г, Гуринович А.А., «Спонтанне та індукційне параметричне випромінювання та випромінювання Сміта-Перселла від електронів, що рухаються у фотонному кристалі, побудованому з металевих ниток», Nuclear Instrum і Методи 252В 92 (2006).
9. Баришевський В.Г, Феранчук І.Д, Ульянєнков А.П., «Параметричне рентгенівське випромінювання в кристалах: теорія, експеримент та застосування», Серія: трактати Спрингера в сучасній фізиці, вип. 213, 2005.



- 10.Баришевський В.Г., Є.А. Гурневич. «Теорія динамічної дифракції хвилі у фотонних кристалах, побудованих з елементів анізотропного розсіювання, Journal of Nanophotonics 6» n.1, 061713 (2012)
- 11.Баришевський В.Г., Гурневич Є.А. «Черенковське та параметричне (квазічеренківське) випромінювання від релятивістських заряджених частинок, що рухаються в кристалах, утворених металевими проводами» 19 вересня 2016 року
12. Білоусов Є. В., Завертанний В. В., Нестеренко А. В. «Діодна електронна гармата з щілинним L-катодом. Радіофізика та електроніка», 11(2), 275-280. (2006).
- 13.Братман В.Л., Глявін М., Ю., Калинов Ю.В. К., Літвак А. Г., Лучинін А. Г., Савілов А. В., Запєвалов В. Є. «Terahertz Gyrotrons at IAP RAS: Status and New Designs». Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (2010).
14. В.Г. Баришевський, «Високоенергетична ядерна оптика поляризованих частинок», World Scientific Publishing, Сінгапур, 2012.
- 15.В.Г. Баришевський, Є.А. Гурневич. «Теорія динамічної дифракції хвиль у фотонних кристалах, побудованих з елементів анізотропного розсіювання», «Журнал нанофотоніки 6 n.1», (2012р).
- 16.Вайнштейн Л. А. «Відкриті резонатори і відкриті хвилеводи» / Вайнштейн Л. А. - М.: Сов. радіо, 1966. - 475 с.
- 17.Вайнштейн Л. А. «Теорія дифракції. Електроніка НВЧ» / Л. А Вайнштейн. - М.: Радио и связь, 1995. - 600 с.
- 18.Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. «Лекції по надвисокочастотній електроніці». - М.: Сов. радіо, 1973. - 400 с.
- 19.Воробйов Г., Шульга Ю., Журбенко В. «Квазіоптичні системи на основі періодичних структур» «Електромагнітні хвилі» (2011).
- 20.Воробйов Г.С. Макєєв О.С., Пушкарьов К.А., Цвик О.І. «Застосування метало-діелектричні періодичні структури в електроніці КВЧ» // Вісник Сумського державного університету, 1996.- №1 (5). - С. 17-22.

21. Воробйов Г.С., Рубан А.І., Кривець А.С., Шматько О.О. «Теоретичний аналіз умов збудження коливань в підсилювачі з розподіленим взаємодією на ефекті Сміта-Парселла» // Вісник Сумського державного університету, 1999.- №1 (12) .- С. 28-33.
22. Воробйов Г.С., Рубан А.І., Шматько О.О. «Дослідження електродинамічної системи підсилювача НВЧ на ефекті Сміта-Парселла» // Матеріали 8-ї Міжнародної Кримської конференції "НВЧ - техніка та телекомунікаційні технології" .- Т.1, 1998.- С. 214-216.
23. Воробйов Г.С., Цвик О.І., Макєєв О.С. «Про можливість створення електровакуумного підсилювача НВЧ-діапазону на об'ємних хвилях» // Науково-технічна конференція "Техніка і фізика електронних систем і пристроїв" .- Ч.2.- Суми: СумДУ, 1995.- С.223.
24. Г. С. Воробйов, А. С. Кривець, М. В. Петровський. «Моделювання черенковського і дифракційного випромінювання на періодичних метало-діелектричних структурах (огляд)» / Вісник Сумського державного університету. - 2003. - № 10 (56) .- С. 110-130. - (Серія «Фізика, математика, механіка»).
25. Геннадій В., Шульга Ю. та Журбенко В. «Квазіоптичні системи на основі періодичних структур» 21 червня 2011 р.
26. Григор'єв А.Д. «Електродинаміка і техніка НВЧ». - М.: Вища школа, 1990. - 335 с.
27. Джеллі Дж. «Черенковського випромінювання і його застосування». – М. Вид. іноз. літ., 1960.- 334 с.
28. Є.І. Смирнова, І. Мاستовський, М. А. Шапіро, Р.Й. Темкін, Л. М. Ер-лі та Р. Л. Едвардс, Виготовлення та холодне випробування фотоннозонних резонаторів і прискорювальних структур, Фіз. Rev. Special Topics: Accelerators and Beams8, 091302 (2005).[32]
29. І.М. Балаклицький, Б.К. Скринник, О.А. Третьяков «Генератор дифракційного випромінювання хвиль міліметрового і субміліметрового діапазонів» / ін Укр. фіз. журн., 1969.- Т.14, № 4.- С. 539-552.

30. К. Та Фуок, С. Корде, Ч. Торі, В. Малка, А. Тафзі, Дж. Р. Goddet, R. C. Shah, S. Sebban and A. Rousse, «All-optical Compton gamma-ray source, Nature Photonics 6», 308 (2012)
31. Кілін С. Я, Могилевцев Д. С., «Методи квантової оптики структурованих колекторів», Мінськ, Білоруська наука, 2007.
32. Милованов О.С. «Техніка надвисоких частот» / О.С. Милованов, Н.П. Собенін. - М.: Атомиздат. - 1980. - 464 с.
33. Покровський А. Л. Аналітичні та чисельні дослідження метало-фотонних кристалів із дрютяною сіткою // Фіз. Rev. 69B, 195108 (2004).
34. Рубан А.І. «Електромагнітні взаємодії просторово гармонік черенковського та дифракційного випромінювання в електродінамічних системах пристроїв надвисоких частот»: автореф. дис. на здобуття наук, ступенів к.ф - м.н: спец. 01.04.01 «Фізика приладів, елементів і систем» / А.І. Рубан. - Суми.- 1999.
35. Рубан А.І., Харченко В.В. «Хвильова модель генератора дифракційного випромінювання на пов'язаних відкритих резонаторах» // Науково-технічна конференція викладачів, співробітників, аспірантів і студентів.- Суми: СумДУ, 1998.- С. 77-79.
36. С. В. Аніщенко, В. Г. Барішевський, А.А. Гуринович, «Часова залежність інтенсивності параметричного квазічеренківського випромінювання, що створюється релятивістськими частинками, що проходять крізь електромагнітні (фотонні) кристали» (2012р).
37. С. Я. Кілін, Д. С. Могилевцев, Методи квантової оптики структурованих колекторів, Мінськ: Білоруська наука, 2007.
38. Синіцин Н. І., Захарченко Ю. Ф., Гуляєв Ю. В. «Новий клас високопотужної низьковольтної багатопроменевої ЛБВ, яка складається з ланцюгів з кількома резонаторами з поперечно-розширеним типом взаємодії для бортових радіолокаційних і комунікаційних систем коротких міліметрових хвиль. «Вісник радіоелектроніки, 50(10), 46-51. (2009).
39. Соловей Д.В., Сахарук В.Н., Новицький А.М. 19-а Міжнародна Кримська конференція «СВЧ-обладнання та телекомунікаційні технології CriMiCo»

- 2009 14-18 вересня, Севастопольський національний університет, Севастополь, Україна. 234 Електромагнітні хвилі (2009).
40. Усіков А.Я. «Сучасні досягнення радіофізики і електроніки». - К: Наукова думка, 1981. - 64 с.
41. Федерічі Дж. та Меллер Л. «Огляд терагерцового та субтерагерцового бездротового зв'язку». Журнал прикладної фізики [107], 107-1063. (2010).
42. Цвик О.І., Воробйов Г.С., Максимов П.П., Рубан А. І. «Хвилі просторового заряду в відбивних ГДВ» // Науково-технічна конференція "Техніка і фізика електронних систем і пристроїв" .- Ч .1.- Суми: СумДУ, 1995.- С. 30-31.
43. Шестопалов В.П. «Дифракційна електроніка». - Харків: Вид-во ХДУ, 1976. - 232 с.
44. Шестопалова В.П «Генератори дифракційного випромінювання» /. - К: Наукова думка, 1991. - 320 с.
45. Яковенко, В.М. «Вакуумні апарати міліметрових хвиль», Севастополь, Вебер, (2007).