

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Сумський державний університет

Факультет електроніки та інформаційних технологій

(повна назва інституту/факультету)

Кафедра комп'ютеризованих систем управління

(повна назва кафедри)

«До захисту допущено»

Завідувач кафедри

_____ **Петро ЛЕОНТЬЄВ**

(підпис) (Ім'я та ПРІЗВИЩЕ)

_____ 2024р.

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА

на здобуття освітнього ступеня бакалавр

(бакалавр / магістр)

зі спеціальності 153 «Мікро- та наносистемна техніка»,

(код та назва)

освітньо-професійної програми «Нанотехнології та біомедичні системи»

(освітньо-професійної / освітньо-наукової)

(назва програми)

на тему "Моделювання дифракційно-черенковського випромінювання в електродинамічній системі діелектрична пластина – дифракційна решітка"

Здобувача групи ФЕ-01 Сороки Артура Віталійовича

(шифр групи)

(прізвище, ім'я, по батькові)

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

Артур СОРОКА

_____ (підпис)

(Ім'я та ПРІЗВИЩЕ здобувача)

Керівник доцент, к.ф.-м.н., доцент, Рубан А.І.

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

_____ (підпис)

Консультант¹⁾ _____

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

_____ (підпис)

Суми – 2024

Сумський державний університет

(назва вузу)

Факультет електроніки та інформаційних технологій
Кафедра комп'ютеризованих систем управління
Спеціальність 153 – «Мікро- та наносистемна техніка»

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедрою комп'ютеризованих систем управління

П.В. Леонтєв

«04» червня 2024 р.

ЗАВДАННЯ НА БАКАЛАВРСЬКУ РОБОТУ СТУДЕНТОВІ

Сороці Артуру Віталійовичу

(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема проекту (роботи) "Моделювання дифракційно-черенковського випромінювання в електродинамічній системі діелектрична пластина – дифракційна решітка"

затверджена наказом по університету від «27» березня 2024 р. № 0302-VI

2. Термін здачі студентом закінченого проекту (роботи) «31» травня 2024 р.

3. Вхідні дані до проекту (роботи) параметри електродинамічної системи, розрахункова програма MathCad

4. Зміст розрахунково-пояснювальної записки (перелік питань, що їх належить розробити) методи дослідження черенковського та дифракційного випромінювань, сучасні досягнення у вивченні дифракційного та черенковського випромінювання, моделювання дифракційно-черенковського випромінювання в електродинамічній системі діелектрична пластина – дифракційна решітка, аналіз отриманих результатів

5. Перелік графічного матеріалу (з точним зазначення обов'язкових креслень) Презентація в PowerPoint (10 слайдів)

6. Дата видачі завдання «06» травня 2024 р.

Керівник

_____ (підпис)

Завдання прийняв до виконання

_____ (підпис)

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

Пор. №	Назва етапів дипломного проекту (роботи)	Термін виконання етапів проекту (роботи)	Примітка
1	Вивчення методів дослідження черенковського та дифракційного випромінювання	10.05.2024	виконано
2	Розгляд сучасних досягнень в дослідженнях дифракційно-черенковського випромінювання	14.05.2024	виконано
3	Опрацювання літератури	18.05.2024	виконано
4	Чисельне моделювання режимів дифракційно-черенковського випромінювання в електродинамічній системі діелектрична пластина – дифракційна решітка	22.05.2024	виконано
5	Аналіз результатів дослідження	28.05.2024	виконано
6	Оформлення кваліфікаційної роботи	31.05.2024	виконано

Студент-дипломник

(підпис)

Керівник проекту

(підпис)

АНОТАЦІЯ

Записка: 47 сторінок., 26 рисунків, 3 таблиці, 35 використаних джерел.

Обґрунтування актуальності теми роботи – Дифракційна електроніка постійно розвивається, в свою чергу прилади НВЧ діапазону потребують увесь час удосконалення за можливості застосування в них нових компонентів.

Об'єкт дослідження — дифракційно-черенковське випромінювання в електродинамічній системі діелектрична пластина – дифракційна решітка.

Мета роботи — дослідження дифракційно-черенковського випромінювання в металодіелектричній системі діелектрична пластина – дифракційна решітка.

Методи дослідження — методи чисельного аналізу та експериментального моделювання.

Результати — Результати моделювання дифракційно-черенковського випромінювання в електродинамічній системі діелектрична пластина – дифракційна решітка вказують на ефективність використання діелектричних пластин(призм) прямокутного розрізу, що за врахування своєї форми є найбільш технологічними у виготовленні та гарно компонуються з відбивними та стрічковими діелектричними решітками, що є складовими приладів НВЧ.

Ключові слова — зона Брілюена, дифракційне випромінювання, черенковське випромінювання.

ЗМІСТ

ВСТУП.....	5
РОЗДІЛ 1 МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ЧЕРЕНКОВСЬКОГО ТА ДИФРАКЦІЙНОГО ВИПРОМІНЮВАНЬ.....	6
1.1 Поняття про теорію миготливого диполя, дифракційного та черенковського випромінювань.....	6
1.2. Теоретичні методи дослідження.....	9
1.3. Експериментальний метод.....	11
РОЗДІЛ 2 СУЧАСНІ ДОСЯГНЕННЯ У ВИВЧЕННІ ДИФРАКЦІЙНОГО ТА ЧЕРЕНКОВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ	15
2.1. Модель з напівнескінченим діелектриком	15
2.2. Модель з діелектричною пластиною	19
РОЗДІЛ 3 МОДЕЛЮВАННЯ ДИФРАКЦІЙНО-ЧЕРЕНКОВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНІЙ СИСТЕМІ ДІЕЛЕКТРИЧНА ПЛАСТИНА – ДИФРАКЦІЙНА РЕШТКА.....	26
3.1. Постановка задачі та результати досліджень.....	26
3.2. Аналіз отриманих результатів	40
ВИСНОВКИ.....	42
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	43

ВСТУП

В сьогоднішні стрімко розвивається застосування хвиль надвисоких частот(НВЧ) у сучасних технологіях зв'язку, сенсоричі, та оптичних системах. Одним з таких напрямків є дослідження дифракційно-черенковського випромінювання в електродинамічних системах, що є складовою приладів НВЧ.

В цій роботі досліджено поняття дифракційного та черенковського випромінювань. За допомогою чисельного методу дослідження та методу експериментального моделювання дифракційно-черенковського випромінювання розглянуто сучасні моделі з діелектричною пластиною та з напівнескінченим діелектриком.

Обрана тема сприяє розумінню та моделюванню процесів, що виникають в електродинамічній системі діелектрична пластина – дифракційна решітка, коли електромагнітна хвиля проходить через діелектричну пластину, що є важливою складовою при проектуванні приладів НВЧ. В свою чергу результати дослідження надають практичні рекомендації відносно застосування металодіелектричних систем в пристроях дифракційної електроніки.

РОЗДІЛ 1 МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ЧЕРЕНКОВСЬКОГО ТА ДИФРАКЦІЙНОГО ВИПРОМІНЮВАНЬ

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

Черенковським випромінюванням можна назвати випромінювання світла видимого діапазону зарядженою частинкою, що буде рухатися в певному просторі, при чому її швидкість має бути більшою ніж фазова швидкість поширення світла у цьому самому середовищі. При застосуванні цього ефекту було встановлено, що воно не має температурного та домішкового загасань, при цьому це випромінювання має поляризаційний характер та за напрямком руху перинного пучка в ньому спрямовується вектор електричного поля. Також було помічено, що не зважаючи на хімічний склад, у повністю прозорих рідин буде спостерігатися процес випромінювання світла, яскравість якого не буде сильно змінюватись.

При опрацюванні набутих даних, Вавілов зробив висновок, що утворення світіння, яке спостерігається при цьому ефекті, не є наслідком люмінесценції, а утворюється в наслідок дуже швидкого руху електронів в цьому середовищі. Це твердження стало фундаментальним, як і те, що цей ефект можна спостерігати навіть у твердих тілах.

Використовуючи принцип Гюйгенса-Френеля можна пояснити як направленість цього випромінювання так і фактори, необхідні для його утворення. Для початку, при розгляді траєкторії руху зарядженої частинки, розіб'ємо її на точки, при чому кожна з яких буде прийнята як джерело нової хвилі, що буде виникати в той момент часу, коли електричний заряд буде проходити крізь неї [1-4]. На рисунку 1.1 зображено схематичне представлення цієї ситуації для 5 таких точок:

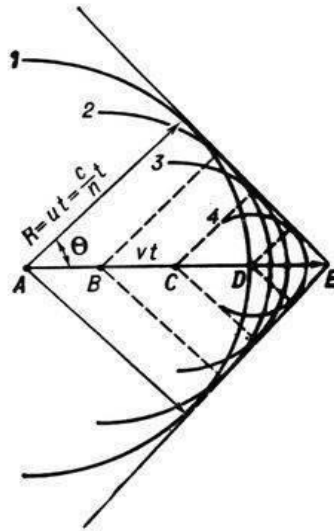


Рисунок 1.1 Ефект Вавілова-Черенкова

Таку сферичну форму парціальних хвиль можна пояснити тим, що розглянуте середовище є оптично ізотропним. Через це швидкість частинки рівна: $u = \frac{c}{n}$ (тут n – показник заломлення). Приймаючи за нульову точку відліку точку А, та позначивши швидкість частинки як - u , час прольоту як - t , відстань між точками А та Е – vt , отримаємо вираз для радіуса R сфери, що отримана в наслідок поширення хвилі з нульової точки до точки спостереження: $R=ut$.

Якщо фактичним моментом місцезнаходження нашої зарядженої частинки розглядати точку Е, то можна побачити, що тільки взаємна огинача хвиля з множини хвиль, що випромінюються з точок А-Д є наявною, в той час як інші є взаємозагасаючими, що пояснюється саме принципом Гюйгенса, причому ця хвиля також є відповідною хвильовій поверхні світла, що випромінюється [5].

Варто зазначити, що лише в ідеальних випадках, коли за розглянуте середовище буде прийматися радіатор, що має необмежену довжину, та за умови, що розглянута заряджена частинка буде мати сталу швидкість, то тільки тоді можна отримати чистий прояв ефекту Вавілова-Черенкова. В випадку, якщо ця частинка буде рухатися через поверхню радіатора можна буде спостерігати процес перехідного випромінювання [5,6].

Одним з дуже важливих радіаційних ефектів можна вважати дифракційне випромінювання. Дифракційне випромінювання - це явище, коли електронний потік, що рухається у вакуумі поруч з металевою нерівністю, розсіює своє власне поле, що призводить до виникнення радіаційних ефектів. Для зміни характеристик такого випромінювання можна просто змінювати певні параметри самої електродинамічної системи та/або джерела випромінювання, що в свою чергу дає великий обсяг можливих застосувань цього ефекту в багатьох технічних чи наукових роботах [7].

Теорія миготливого диполя може бути пояснена наступним чином: розглядаючи електрон що має сталу швидкість рівну швидкості свого відображення можуть утворити диполь під час руху на невеликій відстані від металевої дифракційної решітки (рис. 1.2). При цьому у новоутвореного диполя буде спостерігатися змінний дипольний момент [8].

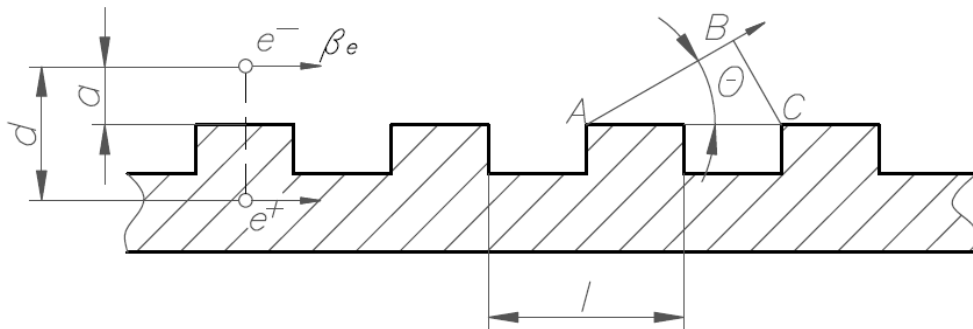


Рисунок 1.2 Модель миготливого диполя

Де t_1 - час прольоту електронів, l - період, t_2 -час розповсюдження хвилі, T - період коливань, λ -довжина хвилі

Через зміни дипольного моменту спостерігається збудження впорядкованого випромінювання, підсилюючись по мірі наближення електрона до дифракційної

ґратки ($p = ed$). При цьому прийнято вважати, що відстань a є меншою періода ґратки l ($a \ll l$) [8].

Якщо на лінії фронту розповсюдження хвиль ВС час прольоту електронів одного періоду буде відмінним з часом розповсюдження хвилі на відріжку АВ та кратна періоду коливань довжини хвилі остання запишеться в такий спосіб:

$$\lambda = \left(\frac{l}{n}\right) \cdot \left(\frac{1}{\beta_e} - \cos \theta\right), n=1, 2, 3, \dots,$$

$$\text{де } t_1 - t_2 = nT; t_1 = \frac{l}{\beta_e} c; t_2 = \left(\frac{l}{c}\right) \cdot \cos \theta; T = \frac{\lambda}{c}.$$

Аналізуючи цей матеріал маємо, що при русі електронів на малій відстані від металодифракційної ґратки їх випромінювання буде видимим лише під обмеженим кутом θ при сталій швидкості їх руху $\beta_e = \frac{v_e}{c}$ та буде залежати від періоду цієї структури [5].

Застосувавши ефект Сміта-Парселла в техніці, яка використовує хвилі субміліметрового діапазону виникали проблеми, пов'язані з різким зниженням інтенсивності випромінювання за умови зміни величини довжини хвилі у більшу сторону. Також однією з проблем стало унеможливлення використання цього ефекту в випадках, коли кут $\theta = 90^\circ$. Все це було обумовлено неточністю фізичної інтерпретації дослідів в наближенні миготливого диполя, тому з часом було прийнято до уваги такий фактор, як зворотну впливу поля дифракційної ґратки на рух електронного потоку, разом з цим було розроблено теорію дифракційного випромінювання в наближенні заданого струму [9].

1.2. Теоретичні методи дослідження

За допомогою наближень заданого струму (рис.1.3) для металодіелектричних структур застосовувалися чисельні методи аналізу енергетичних характеристик заданої структури.

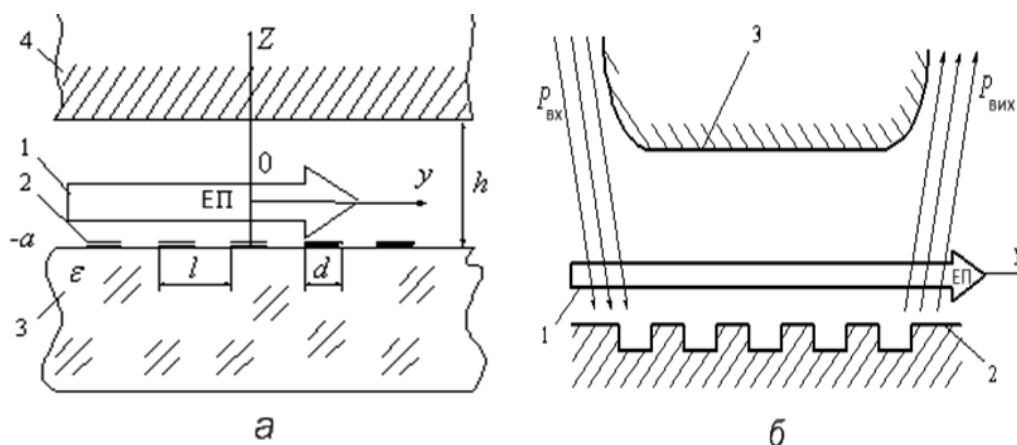


Рисунок 1.3 Схеми електродинамічних структур:

а) тип металодіелектричного каналу; б) підсилювач на об'ємних хвилях;

Зміст цього методу полягає в вирішенні рівнянь Максвелла, при чому для отримання кращих результатів з обчислення характеристик випромінювання доцільно застосовувати модель існуючого джерела.

За схемою, зображеною на рис 1.3 а визначення електромагнітного поля каналу є можливим в випадку, якщо взяти до уваги явище дифракції цього електромагнітного поля електронного потоку на дифракційній решітці та за врахування наявності відбивного екрану. В такому випадку обравши певний період ґратки за допомогою граничних умов Леонтовича на екрані треба знайти зв'язок невідомих коефіцієнтів та скласти систему рівнянь відносно невідомого коефіцієнту Фур'є, яке при обрахуванні буде зводитися до нескінченної системи алгебраїчних рівнянь, яке буде вирішуватися саме чисельними методами [10,11].

Методом вирішення узгодженої задачі при малосигнальних наближеннях вхідну систему диференційних рівнянь можна перевести в лінійну, після чого за допомогою крайової задачі знаходяться умови збудження коливань.

На рисунку 1.3 б зображено модель взаємодії поля відкритого хвилевода з електронним пучком. В якості сповільнюючої системи тут нескінченна гребінчаста структура що має паралельно відносно себе металевий екран. В цій системі пучок пересувається поміж ними [12].

Розглянемо випадок, коли рух електронів згідно рисунку 1.3 б буде спрямований по напрямку осі y , що у фізичному плані є відповідним сталому магнітному полю, що поширюється в напрямку руху електронів, при чому це поле буде мати необмежений розмір. Швидкість руху \vec{V} розглянутого пучка електронів разом з електричним полем \vec{E} та густиною ρ його заряду варто розглядати як суму величин, при чому деякі з них є залежними від часу. В цьому випадку густина заряду ρ_0 є скомпенсованою за рахунок зовнішніх джерел, тому кулонівська частина поля буде рівна нулю $E_0 = 0$.

Згідно методу інтервалів для наявних рівнянь Максвела проводиться розв'язок електродинамічної задачі, при чому варто враховувати граничні умови. Оскільки на обох кінцях обраних областей має зберігатися безперервність можна отримати систему рівнянь, за допомогою яких можна визначити дисперсійне рівняння котре буде описувати режими роботи системи [13,14].

1.3. Експериментальний метод

Експериментальне моделювання є частовживаним методом, що знайшов гарне застосування для вирішення певного типу задач з електродинаміки чи електроніки, що дає змогу в деяких випадках модернізувати деякі складові електродинамічної системи та в той же час більш точно дізнатися про процес збудження коливань в них.

Один з аспектів методу - моделювання процесу виникнення руху електронів у просторовому заряді за допомогою електронної хвиль через дифракційне чи черенковське випромінювання. Тут на розглянутий діелектрик будь-якого типу сітки поблизу моделюють монохромний струмінь електронів в вигляді одномодового хвилевода, що не пропускає струм [13,15].

В плані теорії процес зміни електромагнітного поля такого діелектрика в форму не плоских хвиль, які є тотожними до ефекту Черенкова чи дифракційній радіації може бути створений за рахунок вирішення задачі в наближенні цього поля хвилеводу, який є діелектриком. Говорячи за відповідну ефекту Черенкова модель,

то нею є канал зміни хвиль хвилевода у неплоскі, що пов'язано з порушенням внутрішнього віддзеркалення діелектричного хвилевода.

Такий процес стає можливим за умов, коли фазова швидкість хвилі всередині хвилевода є достатньою для початку ефекту Черенкова, та в той же час, якщо величина діелектричної проникності ϵ_B не буде наближатися до відповідної проникності розглянутого середовища ϵ_C . В свою чергу для дифракційного випромінювання модель є дифракційними каналами утворених хвиль, що поширюються з хвилевода до середовища вакуум з діелектриком в один момент.

Таким чином змінюючи параметри кожного елементу можна відтворити велику кількість ситуацій при яких буде відбуватися збудження дифракційно-черенковського випромінювання [13-15].

В процесі теоретичного моделювання збудження такого випромінювання зазвичай вважають, що існує деяка поперечно-магнітна хвиля, що поширюється у двох вимірах по вісі Oy та має певну фазову швидкість v_B , яка розміщена в напрямку планарного діелектричного хвилеводу (рис. 1.4, ділянка 2). При цьому цей хвилевод є віддаленим від дифракційної ґратки на величину $z = -a$ (рис. 1.4, ділянка 4). Відповідні їй характеристики поля: $E_{0x} = 0, H_{0y} = 0, H_{0z} = 0$.

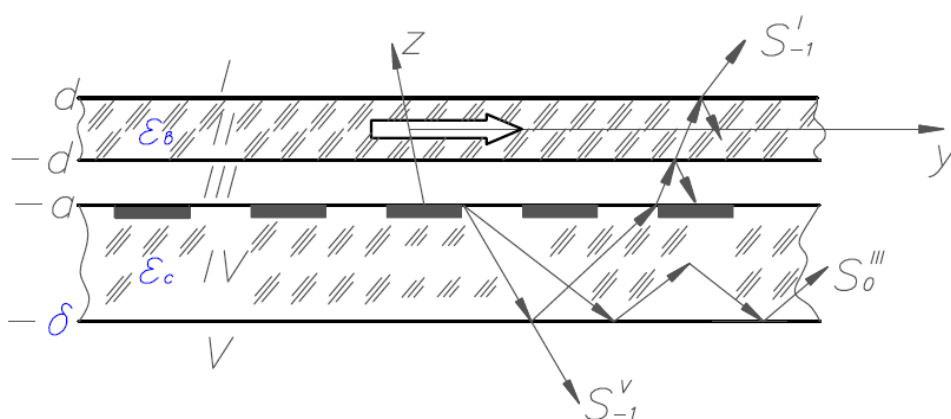


Рисунок 1.4 Змодельоване теоретичне представлення початкових умов для дифракційно-черенковського випромінювання

Для подальшого розв'язку необхідно враховувати ще й ефективну діелектричну проникність розглянутого хвилевода ε_B^* , яка рівна $\varepsilon_B^* = \frac{c^2}{v_b^2}$. Звідси отримаємо наступний вираз: $\beta_g^* = \frac{v_g}{c} = \frac{1}{\varepsilon_n^*}$, за розгляду формул, передбачених для окремих інтервалів розглянутого хвилевода (рис. 1.4) можна дійти висновку, що ця зміна у випромінювання може бути досягнута лише за таких фазових швидкостей:

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

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

Звідси отримаємо формули для визначення кута випромінювання [17]:

$$\gamma_{n1} = \arccos\left(\sqrt{\varepsilon_B^*} + \frac{n}{\chi}\right)$$

$$\gamma_{n2} = \arccos \frac{\sqrt{\varepsilon_B^* + \frac{n}{\chi}}}{\sqrt{\varepsilon_c}} \quad (1.1)$$

Згідно з отриманих даних теоретичного опрацювання можна дійти висновку, що цей метод аналізу є прямою дорогою до розгляду експериментального моделювання радіаційних ефектів випромінювання руху великої кількості електронів, що просувається недалеко від поверхні періодичної структури. Процес такого моделювання може бути застосовано для вивчення особливостей певних пристроїв дифракційної електроніки.

За результати аналізу можна визначити, що можливо отримати різні режими, в яких можливе випромінювання в процесі збудження об'ємних хвиль діелектричним хвилеводом. За допомогою діаграм Брілюена при зміні діелектричної проникності розглянутого середовища можна здійснити повний їх аналіз [17,18].

РОЗДІЛ 2 СУЧАСНІ ДОСЯГНЕННЯ У ВИВЧЕННІ ДИФРАКЦІЙНОГО ТА ЧЕРЕНКОВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

2.1. Модель з напівнескінченим діелектриком

За модель напівнескінченного діелектричного середовища з проникністю $\varepsilon = 2.05$ була взята призма, яка утворена з матеріалу під назвою фторопласт (1) трикутного зрізу розмірами $70 \times 70 \times 100$ мм та фактичним значенням товщини, що рівне 40 мм (рис. 2.1).

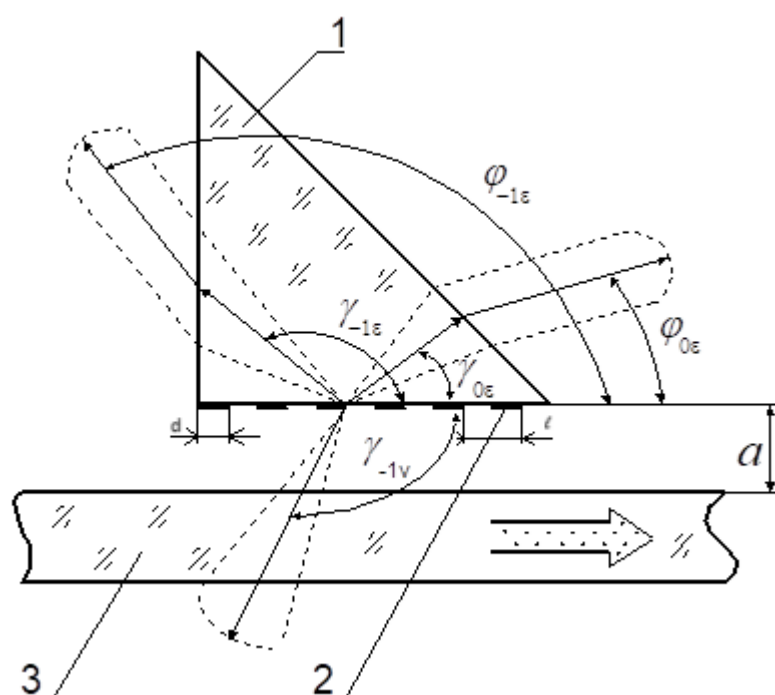


Рисунок 2.1 Експериментальна модель дифракційно-черенковського випромінювання: 1 – діелектрична призма, 2 – стрічкова дифракційна ґратка, 3 – діелектричний хвилевод

В такій моделі стрічкова дифракційна ґратка 2 знаходиться саме на бічній стороні призми, маючи при цьому період l та певний коефіцієнт наповненості u .

призма була піддана впливу зовнішнього джерела електромагнітної енергії, а саме діелектричним хвилеводом 3 [19].

Згідно даних таблиці 2.1, в якій зазначені як характеристики електродинамічних систем розглянутої металодіелектричної структури, значення $\beta_{\text{ХВ}}$, яким присвоєно Брілюєнові зони [19, 20].

Таблиця 2.1 Властивості електродинамічних систем за умови $\varepsilon = 2.05$

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

Згідно таблиці існує декілька зон, наприклад 1_0 , $4_{0,-1}$ та $4_{0,-1}^{-1}$, що можуть бути створені при однаковому проміжку значень фазової швидкості хвилевода: $\beta_{\text{ХВ}} = 0.95 - 0.7$.

Говорячи про графіки напрямленості випромінювання, то вони є важливою складовою дифракційно-черенковського випромінювання, через те, що з їх допомогою можна досконально проаналізувати процеси, що відбуваються в

системі. Розглядаючи зону Брілюена 1_0 , слід описати наявну діаграму як пелюсткового типу, що вказує на сторону поширення черенковського випромінювання найбільшого значення інтенсивності. Коли з рівня $n = -1$ утворяться гармоніки спаде інтенсивність черенковської радіації, що в свою чергу буде пояснено процесом перерозподілу потужності, що спрямоване до діелектрика. Через це, як і по причині віддзеркалень від рупора спостерігатиметься зміна типу діаграм з наявної 1 пелюстки у більшу кількість.

За рахунок співставлення отриманих значень між експериментом та методом чисельного аналізу можна спостерігати правильність моделей, що в свою чергу дає можливість вільно їх застосовувати у дослідженні великої кількості можливих процесів одночасної дії просторових гармонік дифракційно-черенковського випромінювання [19-21]. Приклад металодіелектричної структури, що має значення $\varepsilon = 10$ зображена на рис. 2.2.

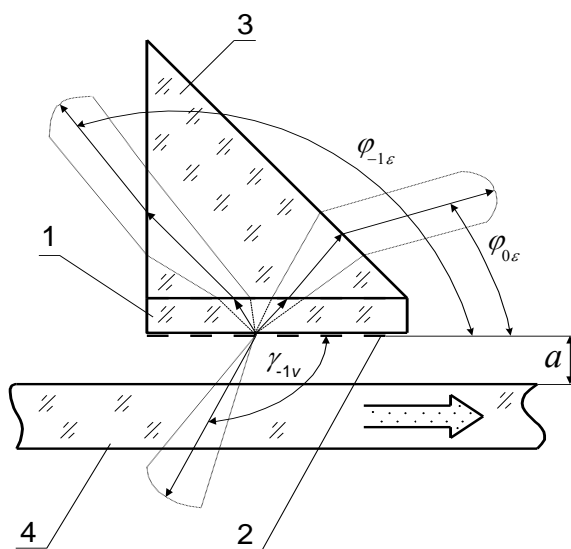


Рисунок 2.2 Модель дифракційно-черенковського випромінювання яка має комбіновану напівнескінченного діелектричного середовища з $\varepsilon = 10$:

1 – полікорова призма, 2 – дифракційна ґратка стрічкового типу, 3 – трикутна призма з фторопласту, 4 – діелектричний хвилевід

В цій моделі як діелектричне середовище поставлено полікорну пластину 60×48 мм та товщиною 1 мм, на поверхні якої нанесено стрічкову дифракційну ґратку. Для полегшення визначення випромінювання металодіелектрична структура розміщалаь зазвичай на бічній стінці призми з фторопласту. Відповідні характеристики зон Брілюена такої системи зазначено у таблиці 2.2 [19].

Таблиця 2.2 Характеристики електродинамічних систем металодіелектричної структури при $\varepsilon = 10$

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

2.2. Модель з діелектричною пластиною

Для розгляду розсіювання плоскої хвилі діелектричним паралелепіпедом за врахування втрат слід прийняти, що за величиною довжина хвилі буде меншою за діелектрик. Враховуючи, що розглянуте тіло має перпендикулярне зрізом прямокутної форми, довша сторона у якого більша за довжину хвилі є метод Вінера-Хопфа, що гарно себе зарекомендував.

Таку ситуацію змодельовано на рис.2.3, де досліджують розсіювання двовимірної плоскої хвилі (E-хвилі) з великими втратами під заданим кутом θ відповідно до вісі x . розміри паралелепіпеда відповідно в товщину - $2b$ в довжину - $2a$. Часові зміни опишемо фактором $e^{i\omega t}$ [19-23].

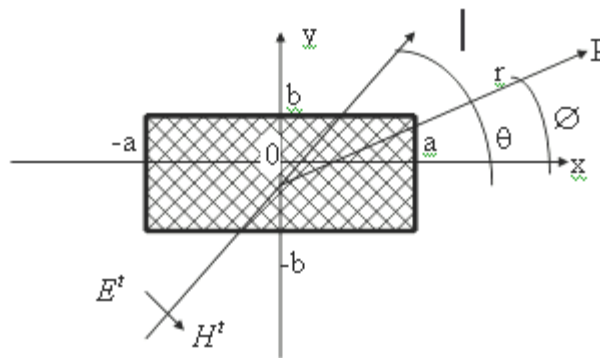


Рисунок 2.3 Схематична модель дифракційно-черенковського випромінювання з діелектричною пластиною

Таким чином повне електромагнітне поле (t), розсіяна хвиля (S) та падаюча хвиля (i) між собою пов'язані такою формулою:

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

Для вирішення змодельованої ситуації падаюча плоска хвиля задана такими формулами:

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

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

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

де ε_0, μ_0 – діелектрична й магнітна проникності у середовищі вакуум.

Тоді рівняння Максвела, враховуючи сталу площину поляризації :

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + K_j^2 \right) E_x^S(x, y) &= 0, (j = 0.1), \\ H_x^S &= \frac{-1}{i\omega\mu_0} * \frac{\partial E_z^S}{\partial y}, H_y^S = \frac{-1}{i\omega\mu_0} * \frac{\partial E_z^S}{\partial x}, \\ E_x^S &= E_y^S = E_z^S = 0, \\ K_1 &= K_0 \sqrt{\varepsilon_S}, \varepsilon_S = \frac{(\varepsilon - \frac{i\sigma}{\omega})}{\varepsilon_0}. \end{aligned} \right\} \quad (2.3)$$

У цій системі наявний індекс $j=0$ є складовою хвильового рівняння вакууму, в свою чергу $j=1$ – до відповідного середовища зі втратами. Діелектрична проникність - ε , питома електрична провідність - σ , комплексна відносна діелектрична проникність - ε_S .

Також проведення розрахунків (2.3) можливе за врахування певних граничних умов:

- а) зовнішні умови випромінювання при $r \rightarrow \infty$;
- б) безперервність E_z^S при $|y|=b$;
- в) безперервність E_z^S, H_y^S при $|x|=a, |y|=b$;
- г) безперервність H_x^S при $|y|=b$;
- д) гранична точка при $|x|=a, |y|=b$.

Щоб розв'язати задачу доцільно застосувати перетворення Фур'є та його протилежне явище, які мають такий запис:

$$\left. \begin{aligned} f(\zeta) &= F[f(x)] = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{i\zeta x} dx, \\ f(x) &= F^{-1}[f(\zeta)] = \frac{1}{2\pi} \int_C f(\zeta)e^{-i\zeta x} d\zeta. \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

Тут контур інтегрування C у зворотному перетворенні представляє собою контур інтегрування з нескінченними межами загальної області D' . Ця область може бути отримана на підставі припущення, що в вакуумі є незначні втрати. Область D обумовлена існуванням полюса $\zeta = \zeta_0$, що супроводжує падаючу хвилю (рис. 2.4) [23].

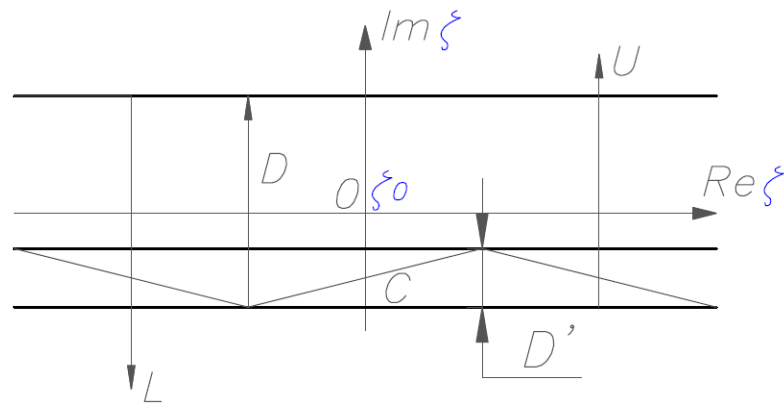


Рисунок 2.4 Представлення площини комплексної змінної ζ та контуру інтегрування C

Розпишемо розсіяну хвилю як суму трьох електромагнітних хвиль :

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

Нехай кожна з цих хвиль при $|y| \leq b$ відповідає умовам:

$$\left. \begin{aligned} (E_0^{S(+)}, H_0^{S(+)}) &= (E^S, H^S)L(x-a) - (E^I, H^I)L(a-x), \\ (E_1^S, H_1^S) &= (E^t, H^t)L(x-a)L(a+x), \\ (E_0^{S(-)}, H_0^{S(-)}) &= (E^S, H^S)L(-a-x) + (E^I, H^I)L(-a-x). \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

де: $L(x)$ - сходиноква функція:

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

Використання індексів для кожної електромагнітної хвилі з формул (2.6) такий, індекс нуль використовується для рівняння у вакуумі, один в свою чергу для середовища, яке має втрати. Наявність знаків «+»/«-» символізує про те, що тільки за умов $x > a$ / $x < -a$ відповідно поле існує. Враховуючи це стають зрозумілими аналітичні властивості елементів Фур'є для кожної з електромагнітних хвиль та в свою чергу це дає можливість виконати розглянуте дослідження [23].

Тоді для елементів Фур'є при прямому перетворенні в хвильовому рівнянні (2.3) за умови $|y| \geq b$:

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

Вирішення цих рівнянь за умови виконання граничних умов для (2.3), можна записати так:

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

$(y \geq b, y \leq -b).$

В цих формулах компоненти Фур'є розсіяної хвилі при $|y| = b$. i є невідомими функціями. Точка $\zeta = \zeta_\theta$ є полюсом, утвореною від падаючої хвилі:

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

$$\left. \begin{aligned} U_0^+(\zeta_0, \mp b) &= ie^{\mp iK_0 b \sin \theta - i\zeta_0 a}, \\ U_0^-(\zeta_0, \mp b) &= -U_0^+(-\zeta_0, \mp b), \\ U_1(\zeta_0, \mp b) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

Знак «+» функції U_0^\pm свідчить, що функція є регулярною у верхній площині, «-» в свою чергу – у нижній(область L), що буде використовуватись в подальших підрахунках.

Дивлячись з іншої сторони за умови $|y| \leq b$ існує розрив у середовищі. Наслідком прямого перетворення Фур'є у рівнянні (2.3) воно перетворюється у таку систему:

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

Вимушені складові правої частини рівняння можна вивести з (2.6) та умови безперервності падаючої хвилі (E_z^t) при $|x| = a$. В свою чергу з рівнянь (3) H_y^t є похідною функції $\partial E_z^t/\partial x$, що є помноженою на сталий коефіцієнт, тому припустимо:

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

За цих умов можна виконати граничні умови для третього рівняння з (2.3). В зазначених співвідношеннях $\partial f(\alpha)/\partial x$ означає, що в похідній $\partial f(x)/\partial x$ реалізується граничний перехід $x \rightarrow a$. Розклавши хвилю на складові при $|x| = a$ до наступного ряду можна легко визначити рішення для (2.12):

$$\left. \begin{aligned} \partial E_Z^t(\pm a, y)/\partial x &= \sum_n (-1)^n [\alpha_{1cn}^{(\pm)} \cos b_{cn} y + \alpha_{Sn1}^{(\pm)} \sin b_{cn} y], \\ E_Z^t(\pm a, y) &= \sum_n (-1)^n [\alpha_{2cn}^{(\pm)} \cos b_{cn} y + \alpha_{2Sn}^{(\pm)} \sin b_{cn} y; \end{aligned} \right\} \quad (2.14)$$

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

Відповідно співвідношення (2.14) будуть перетворюватися у спеціальний спосіб в ряд Фур'є, тобто будуть визначені як розташування в системі ортогональних функцій, що будуть рівні при $|y| = b$. У фізичному плані вони є власними коливаннями плоскопаралельного хвилеводу.

$$\left. \begin{aligned} E_{Z0}^{S(\pm)}(\zeta, y) &= e^{\pm i\zeta a} \left[\frac{U_{0C}^{(\pm)}(\zeta)}{2(\zeta - \zeta_\theta)} \cdot \frac{\cos k_0 y}{\cos k_0 b} + \frac{U_{0S}^{(\pm)}(\zeta)}{2(\zeta - \zeta_\theta)} \cdot \frac{\sin k_0 y}{\sin k_0 b} \right] \mp e^{\pm i\zeta a} \times \\ &\times \sum_n (-1)^n \left[\frac{\alpha_{1cn}^{(\pm)} - i\zeta \alpha_{2cn}^{(\pm)}}{\zeta^2 - k_{0cn}^2} \cos b_{cn} y + \frac{\alpha_{1Sn}^{(\pm)} - i\zeta \alpha_{2Sn}^{(\pm)}}{\zeta^2 - k_{0Sn}^2} \sin b_{Sn} y \right] \\ E_{Z1}^S(\zeta, y) &= \left[\frac{U_{1C}(\zeta)}{2(\zeta - \zeta_\theta)} \cdot \frac{\cos k_1 y}{\cos k_1 b} + \frac{U_{1S}(\zeta)}{2(\zeta - \zeta_\theta)} \cdot \frac{\sin k_1 y}{\sin k_1 b} \right] + \\ &+ e^{i\zeta a} \sum (-1)^n \left[\frac{\alpha_{1cn}^{(\pm)} - i\zeta \alpha_{2cn}^{(\pm)}}{\zeta^2 - k_{1cn}^2} \cos b_{cn} y + \frac{\alpha_{1Sn}^{(\pm)} - i\zeta \alpha_{2cn}^{(\pm)}}{\zeta^2 - k_{1Sn}^2} \sin b_{Sn} y \right] - \\ &- e^{-i\zeta a} \sum_n (-1)^n \left[\frac{\alpha_{1Sn}^{(-)} - i\zeta \alpha_{2Sn}^{(-)}}{\zeta^2 - k_{1Sn}^2} \sin b_{Sn} y \right]. \end{aligned} \right\} \quad (2.16)$$

Часткові рішення і є елементами рядів. Окрім цього невідомі функції з індексами C, S , за врахування парності для рівняння (2.10) для $j=0,1$:

$$\left. \begin{aligned} U_{jC}(\varsigma) &= U_j(\varsigma, b) + U_j(\varsigma, -b), \\ U_{jS}(\varsigma) &= U_j(\varsigma, b)/U_j(\varsigma, -b). \end{aligned} \right\} \quad (2.17)$$

За виконання умов $j=0,1$ та $q=c$:

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

РОЗДІЛ 3 МОДЕЛЮВАННЯ ДИФРАКЦІЙНО-ЧЕРЕНКОВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНІЙ СИСТЕМІ ДІЕЛЕКТРИЧНА ПЛАСТИНА – ДИФРАКЦІЙНА РЕШІТКА

3.1. Постановка задачі та результати досліджень

Опрацьовуючи вхідні дані здійснено дослідження дифракційно-черенковського випромінювання на величину його кутів за заданими розрахунковими даними, які зазначені в таблиці 3.1. Досліджувана електродинамічна система збуджувалась за допомогою планарного діелектричного хвилеводу.

Таблиця 3.1 – Вхідні дані для дослідження

Зона Брілюена	β	Хвилевід	a, b
Фторопласт ($\varepsilon = 2.05$)			
Зона 1_0	$0.78 < \beta < 0.81$	Хвилевід №1	$a=1,2$ мм; $b=54,1$ мм $a=4,0$ мм; $b=53,9$ мм $a=16,1$ мм; $b=53,9$ мм
Зона $4_{0,-1}^{-1}$	$0.78 < \beta < 0.81$	Хвилевід №1	$a=1,2$ мм; $b=54,1$ мм $a=4,0$ мм; $b=53,9$ мм $a=16,1$ мм; $b=53,9$ мм
Зона 3_{-1}	$0.595 < \beta < 0.61$	Хвилевід №2	$a=1,2$ мм; $b=54,1$ мм $a=4,0$ мм; $b=53,9$ мм $a=16,1$ мм; $b=53,9$ мм
Зона $4_{0,-1,-2}^{-1}$	$0.595 < \beta < 0.61$	Хвилевід №2	$a=1,2$ мм; $b=54,1$ мм $a=4,0$ мм; $b=53,9$ мм $a=16,1$ мм; $b=53,9$ мм

Полікор($\epsilon=10$)			
Зона 1_0	$0.78 < \beta < 0.81$	Хвилевід №1	$a=1,0$ мм; $b=48$ мм
Зона $4_{0,-1,-2}^{-1}$	$0.78 < \beta < 0.81$	Хвилевід №1	$a=1,0$ мм; $b=48$ мм
Зона $4_{1,0,-1,-2}^{-1}$	$0.78 < \beta < 0.81$	Хвилевід №1	$a=1,0$ мм; $b=48$ мм

Для реалізації режимів моделювання випромінювання, що впливають з аналізу діаграм Брілюена, використовувалися різноманітні діелектричні хвилеводи, основні параметри яких наведені в табл.3.2.

За допомогою середовища MathCad виконується дослідження значень кутів гармонік дифракційно-черенковського випромінювання. Схема змодельованого випадку зображена на рисунку 3.1:

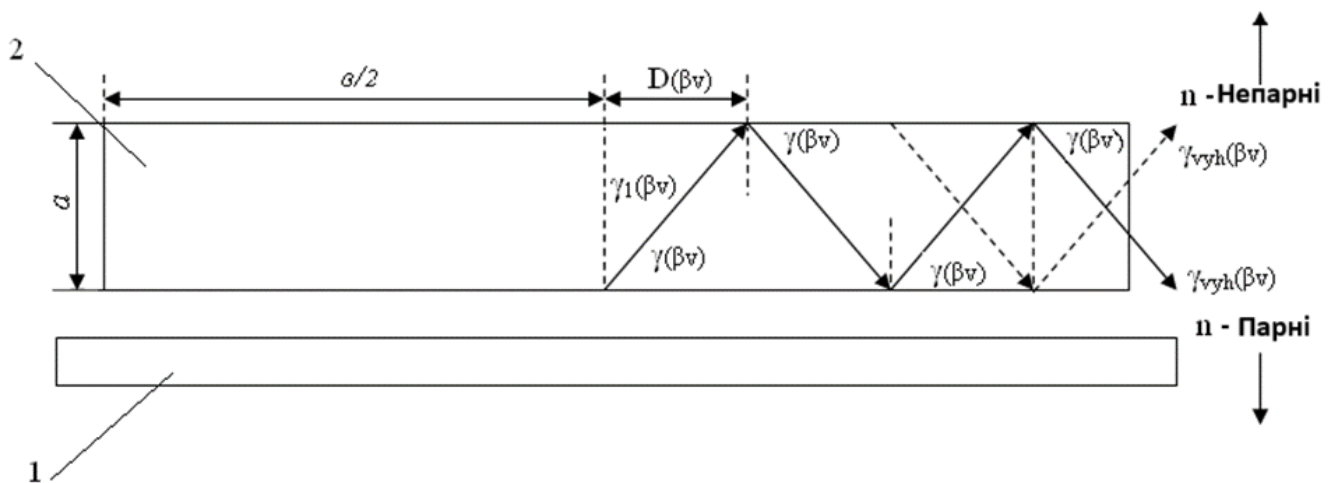


Рисунок 3.1 Напрямок руху променів гармонік дифракційно-черенковського випромінювання в системі діелектричний хвилевід (1) – діелектричне середовище (2)

На рисунку $\gamma(\beta_v)$ – кут перетину хвилею діелектрика, $\gamma_{vyh}(\beta_v)$ – відповідний вихідний кут, $\gamma_1(\beta_v)$ – суміжний кут до попереднього, (a, b) – значення розмірів призми. Результуючі графіки для відповідного моделювання гармонік випромінювання для діелектричної призми з полікору зображені на рисунках 3.2-3.7, для фторопластових на рисунках 3.8-3.17 відповідно.

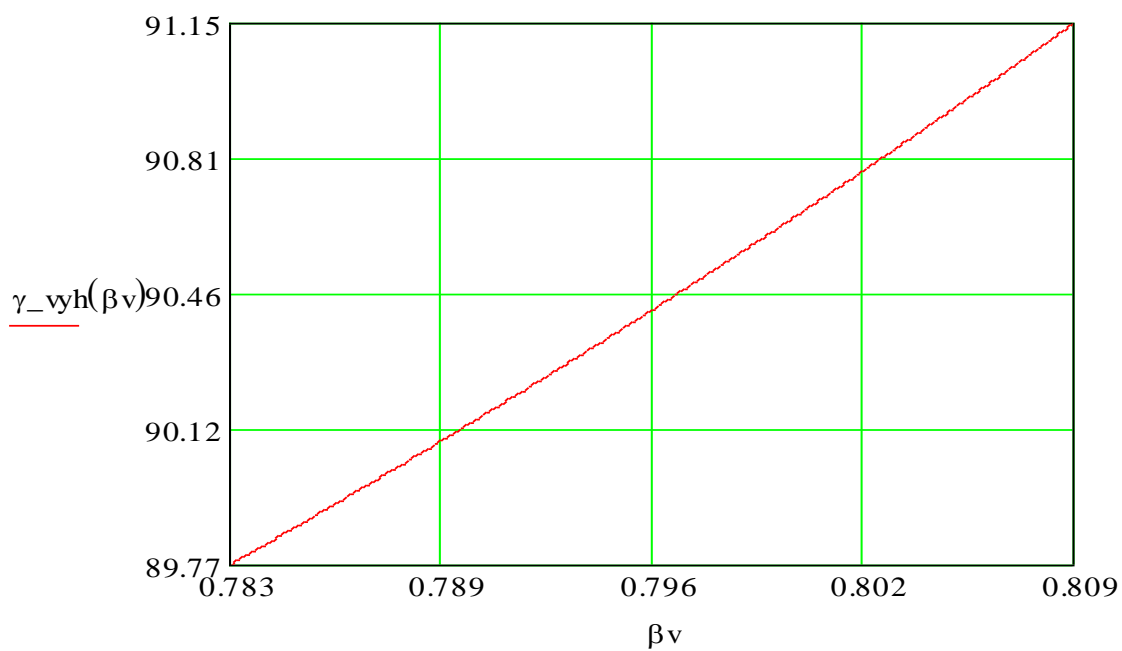


Рисунок 3.2 Залежність вихідного кута випромінювання -1 гармоніки в середовище діелектрика від швидкості хвилі зони $4_{0,-1,-2}^{-1}$ за умови, що $\epsilon=10$

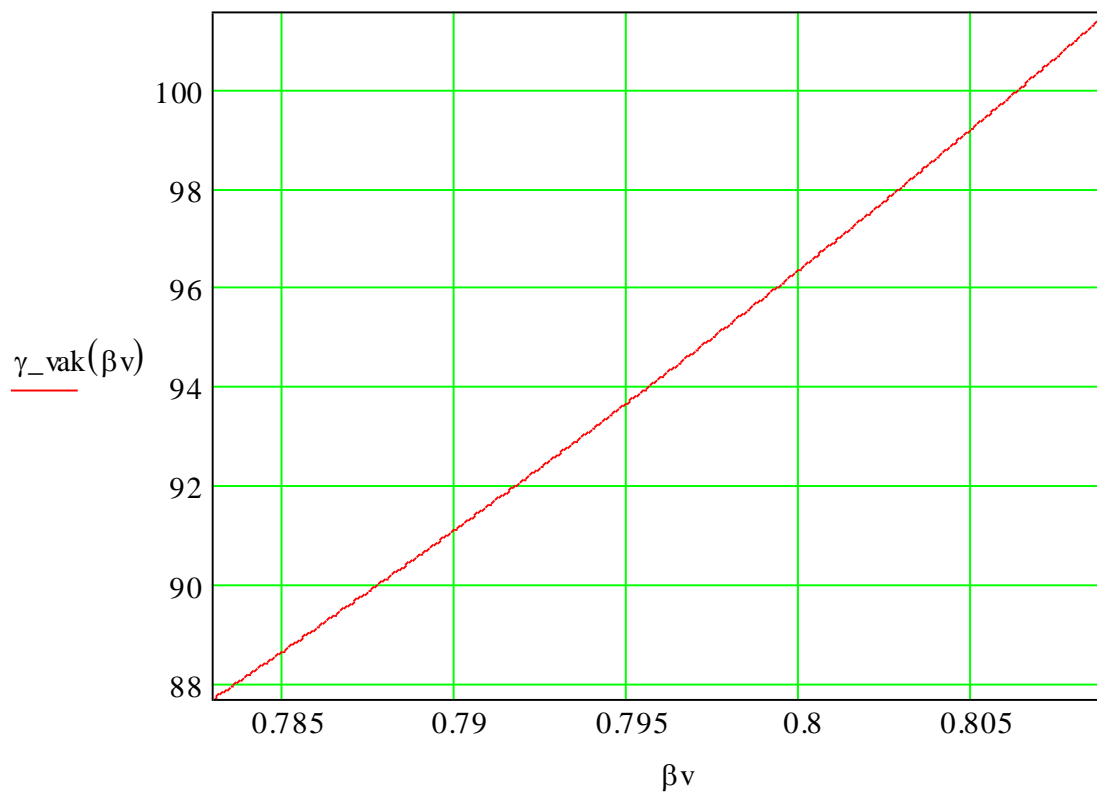


Рисунок 3.3 Залежність вихідного кута випромінювання -1 гармоніки в середовище вакууму від швидкості хвилі зони $4_{0,-1,-2}^{-1}$ за умови, що $\epsilon=10$

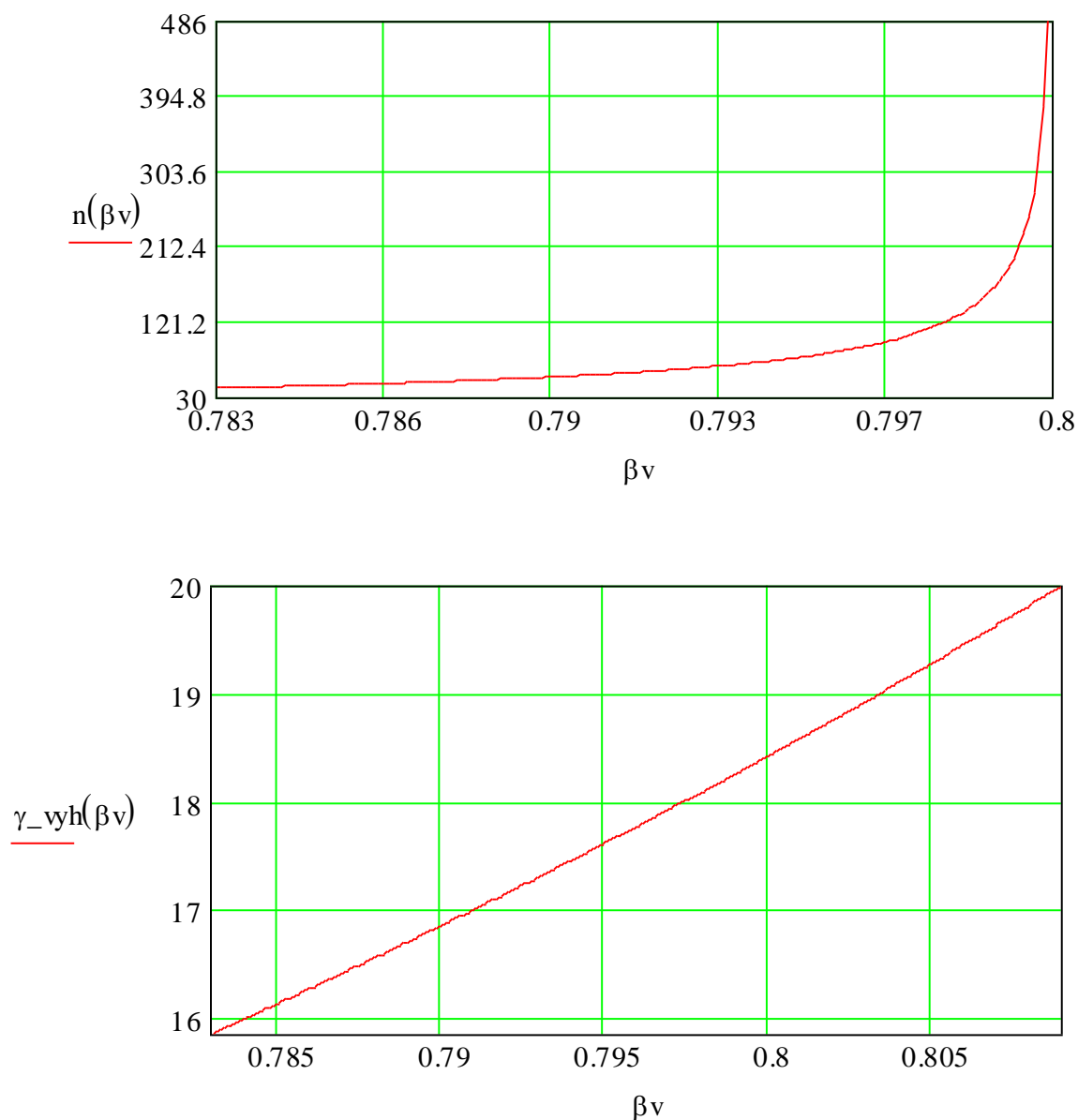


Рисунок 3.4 Залежність кількості перевідбиття гармоніки випромінювання в діелектричній призмі та кута випромінювання -2 гармоніки до середовища діелектрика відносно швидкості хвилі в зоні $4_{0,-1,-2}^{-1}$ за умови, що $\epsilon=10$

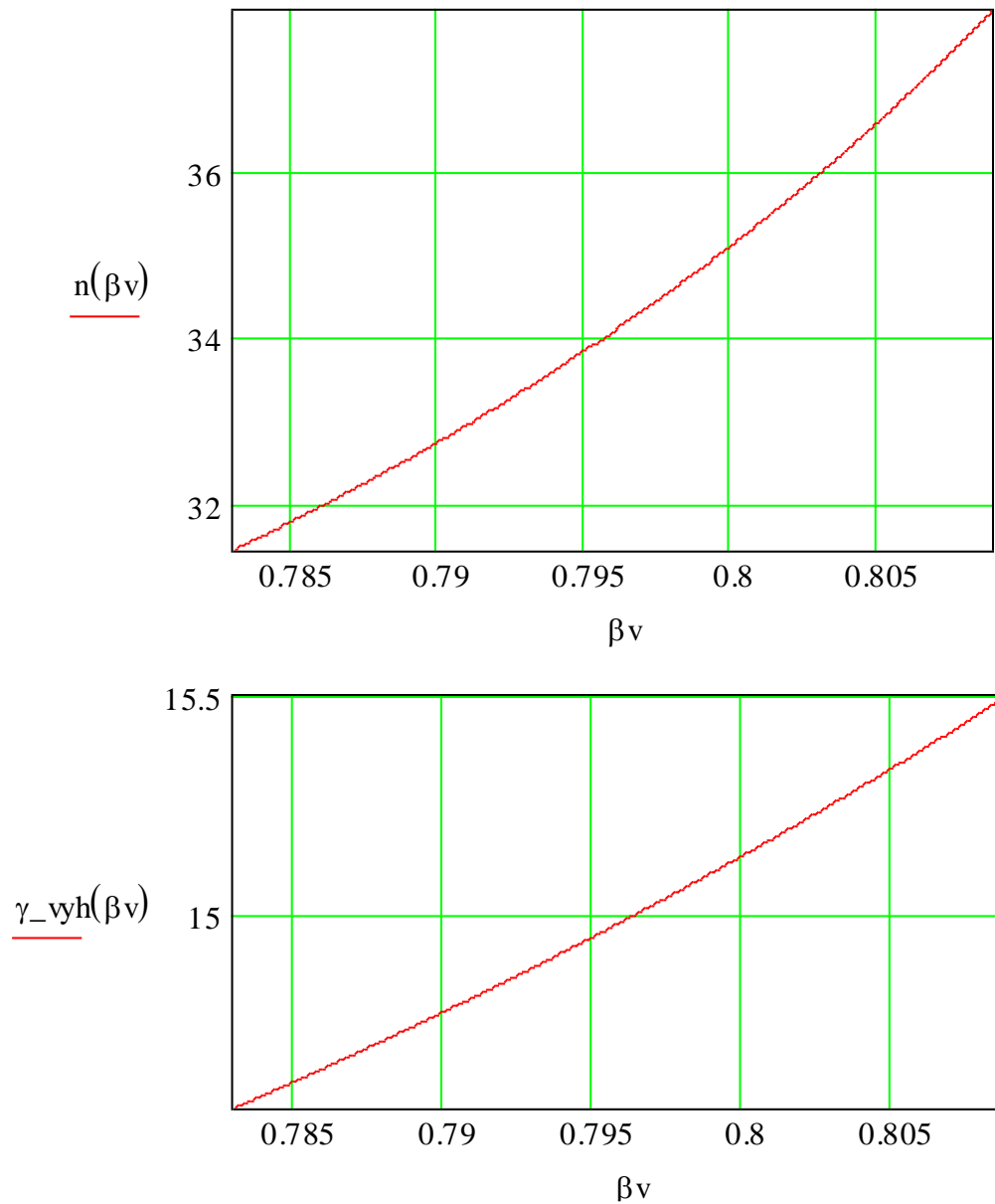


Рисунок 3.5 Залежність кількості перевідбиття гармоніки випромінювання в діелектричній призмі та кута випромінювання +1 гармоніки до середовища діелектрика відносно швидкості хвилі в зоні $4_{1,0,-1,-2}^{-1}$ за умови, що $\varepsilon=10$

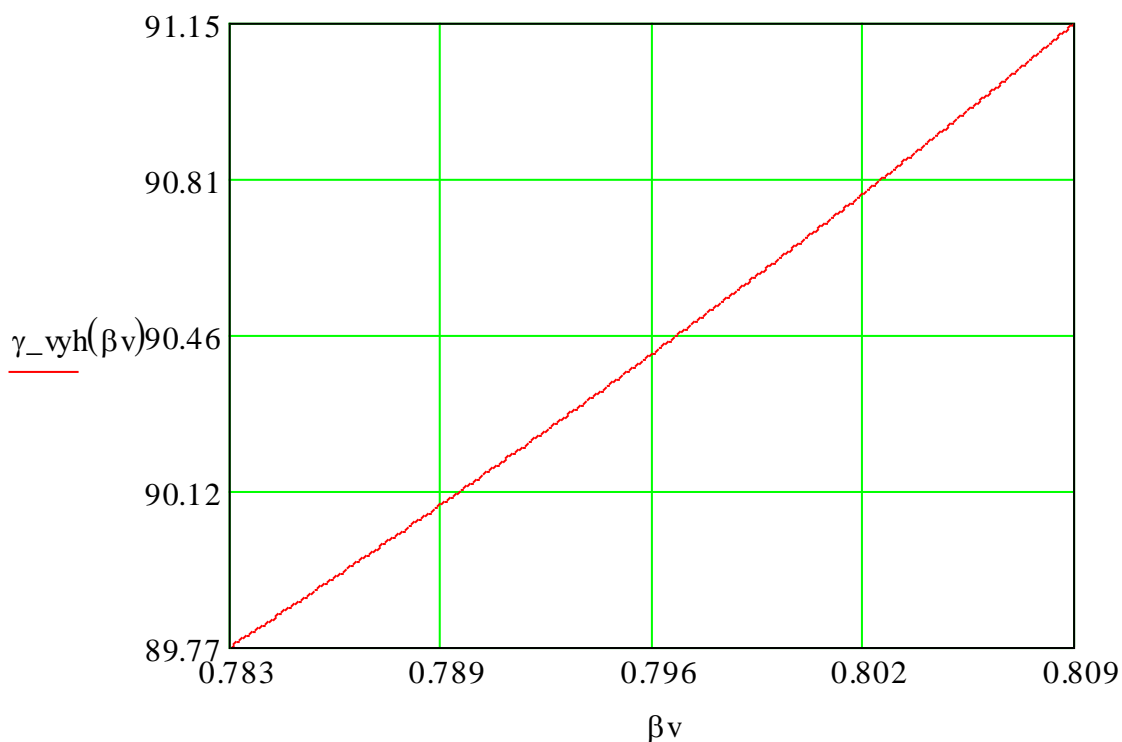


Рисунок 3.6 Залежність вихідного кута випромінювання -1 гармоніки в середовище діелектрика від швидкості хвилі зони $4_{1,0,-1,-2}^{-1}$ за умови, що $\epsilon=10$

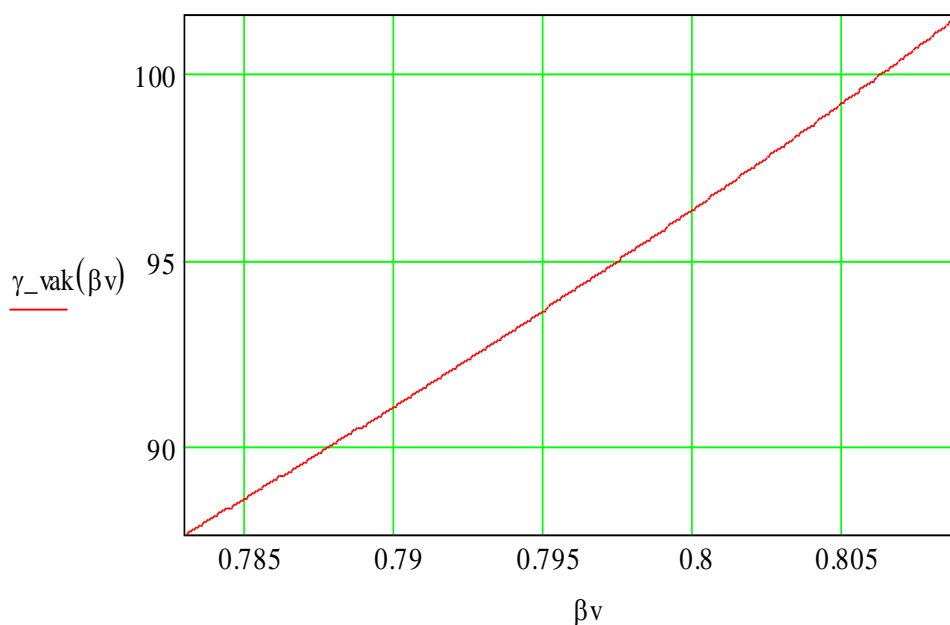


Рисунок 3.7 Залежність вихідного кута випромінювання -1 гармоніки в середовище вакууму від швидкості хвилі зони $4_{1,0,-1,-2}^{-1}$ за умови, що $\epsilon=10$

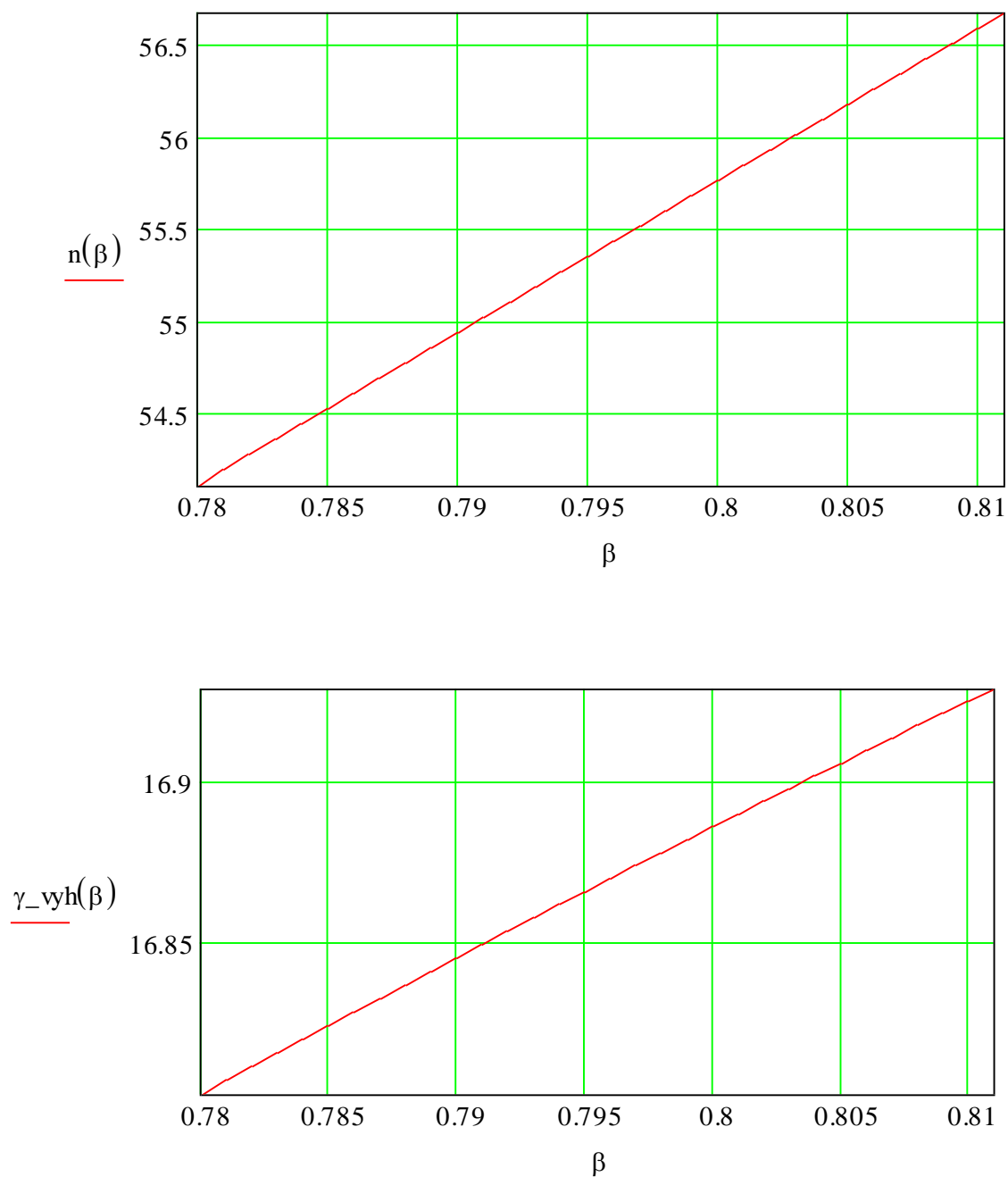


Рисунок 3.8 Залежність кількості перевідбиття гармоніки випромінювання в діелектричній призмі та кута випромінювання θ гармоніки до середовища діелектрика відносно швидкості хвилі в зоні l_0 за умови, що $\epsilon=10$

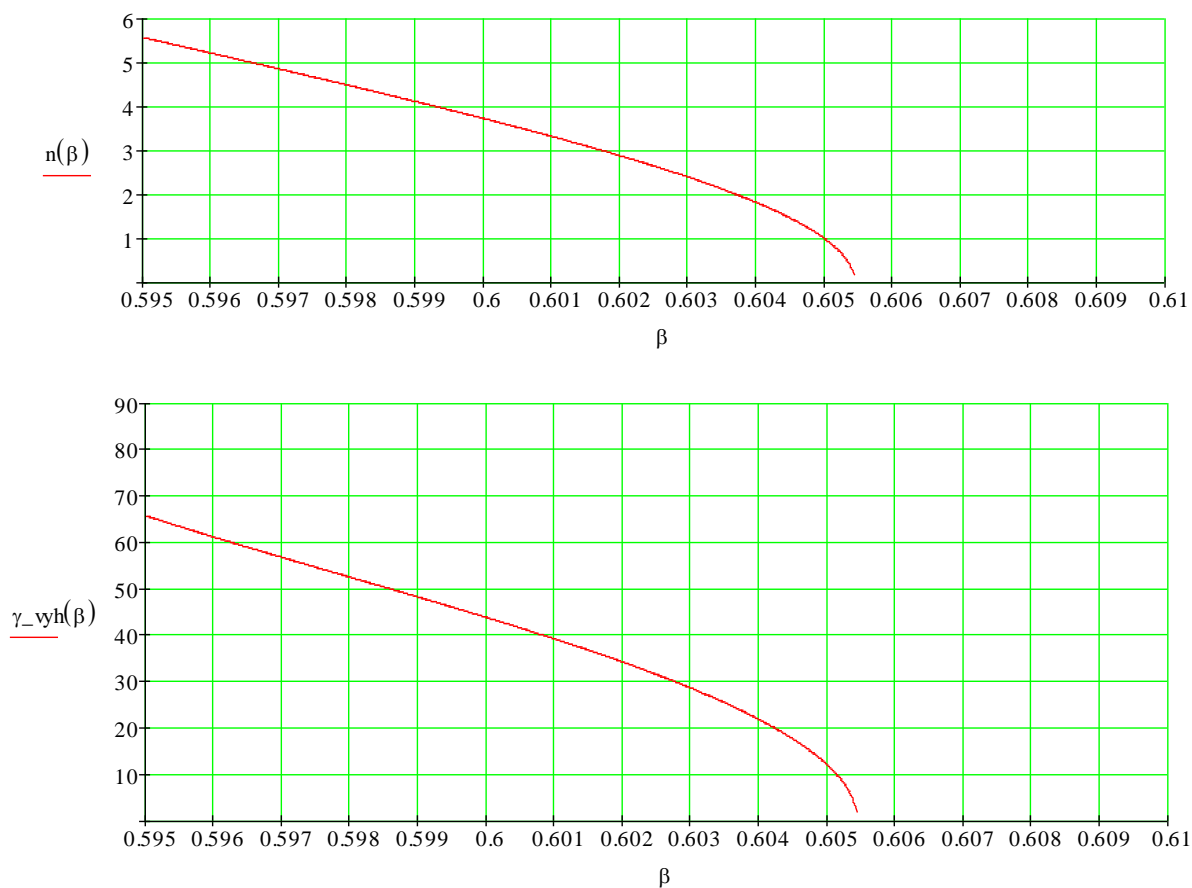


Рисунок 3.9 Залежність кількості перевідбиття гармоніки випромінювання в діелектричній призмі ($a=4$ мм, $b=53.9$ мм) та кута випромінювання -1 гармоніки до середовища діелектрика відносно швидкості хвилі в зоні 3_{-1} за умови, що $\epsilon=2,05$

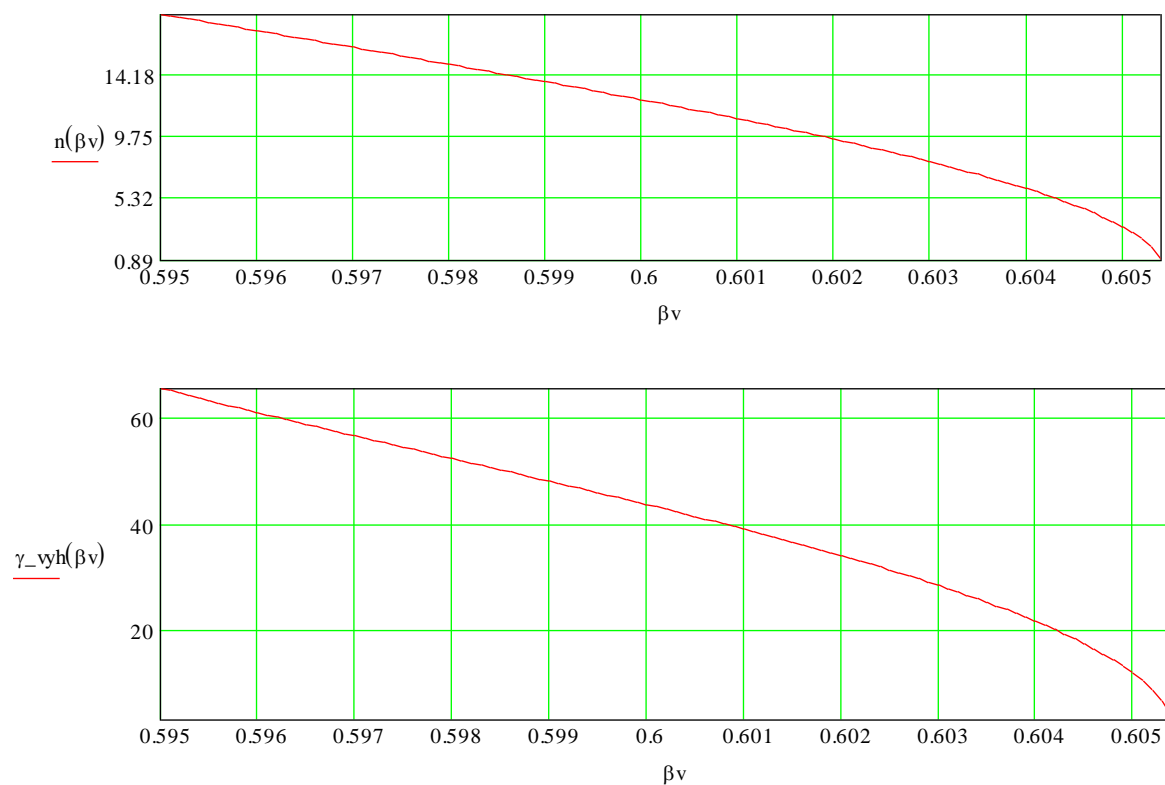


Рисунок 3.10 Залежність кількості перевідбиття гармоніки випромінювання в діелектричній призмі ($a=1.2$ мм, $b=54.1$ мм) та кута випромінювання -1 гармоніки до середовища діелектрика відносно швидкості хвилі в зоні Z_{-1} за умови, що $\varepsilon=2,05$

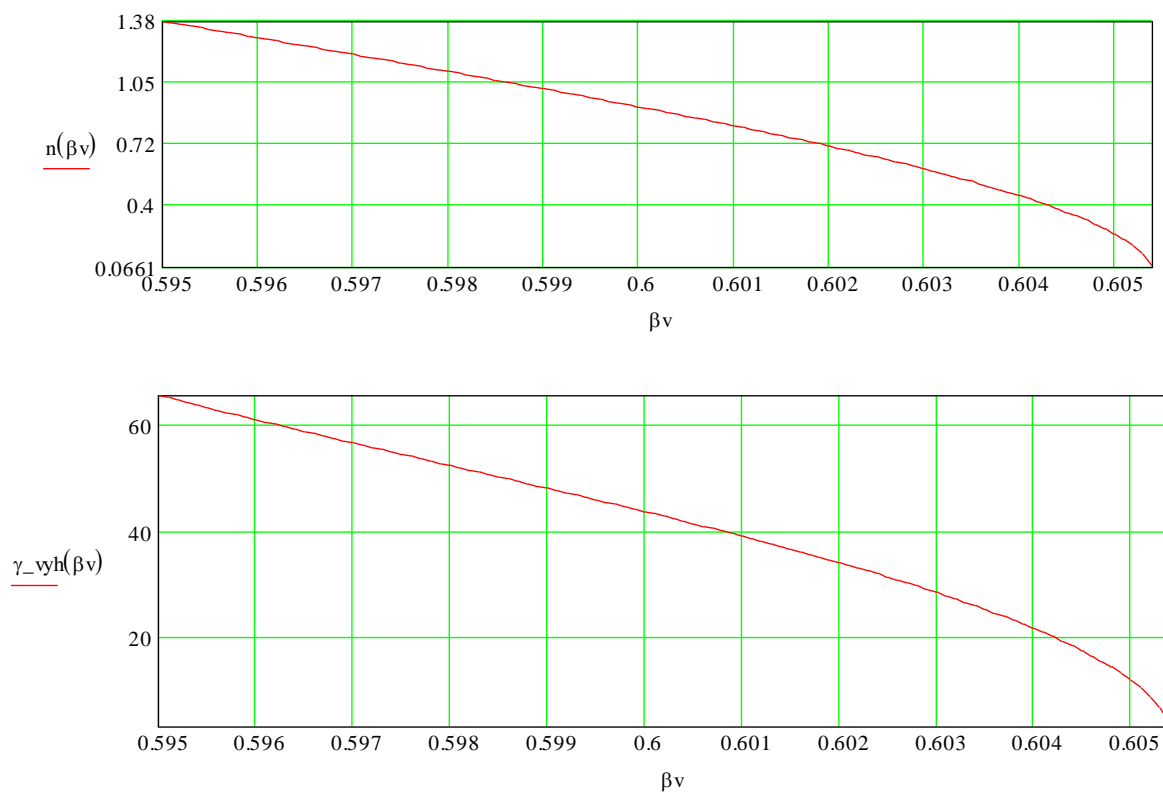


Рисунок 3.11 Залежність кількості перевідбиття гармоніки випромінювання в діелектричній призмі ($a=16.1$ мм, $b=53.9$ мм) та кута випромінювання -1 гармоніки до середовища діелектрика відносно швидкості хвилі в зоні Z_{-1} за умови, що $\varepsilon=2,05$

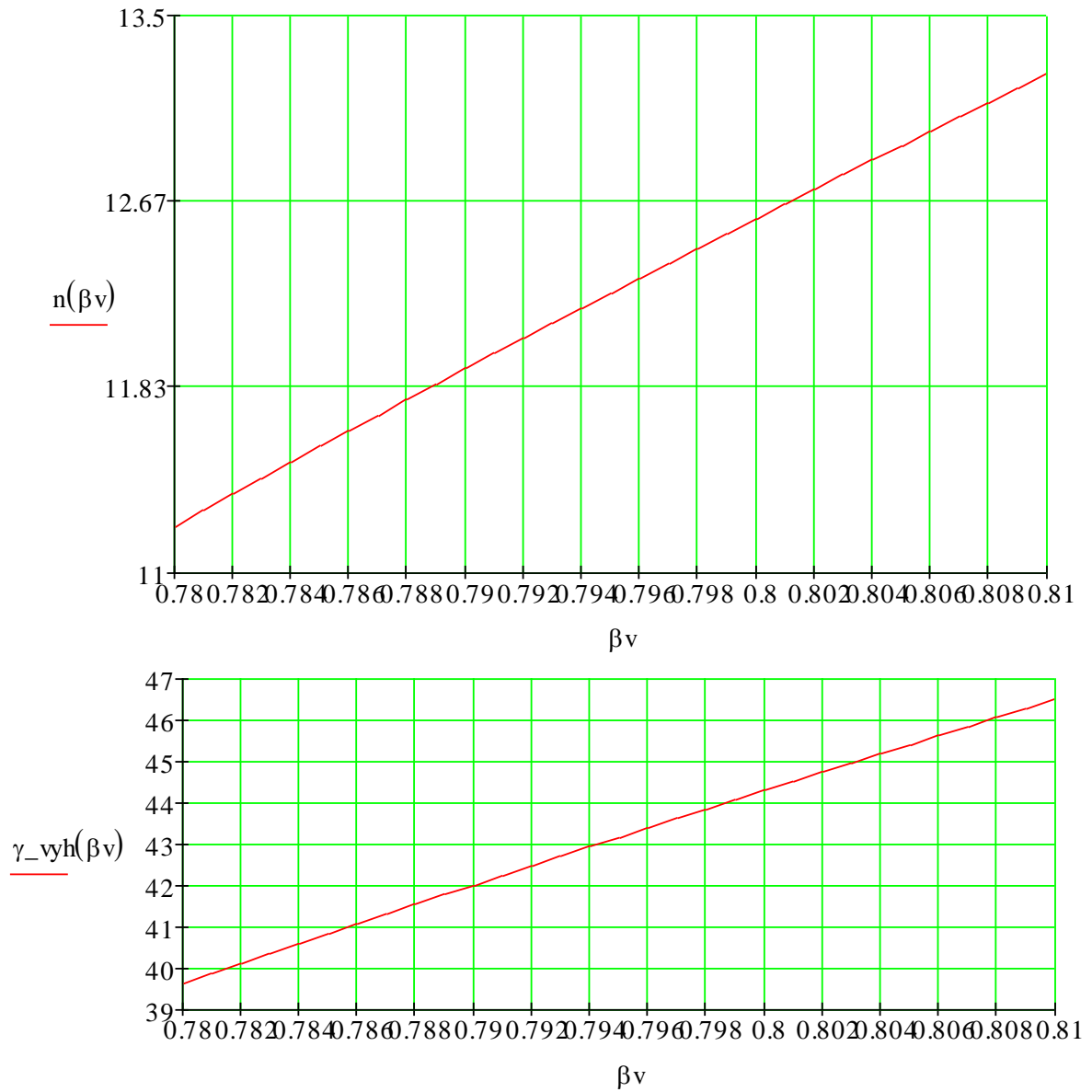


Рисунок 3.12 Залежність кількості перевідбиття гармоніки випромінювання в діелектричній призмі ($a=1.1$ мм, $b=54.1$ мм) та кута випромінювання θ гармоніки до середовища діелектрика відносно швидкості хвилі в зоні 1_0 за умови, що $\epsilon=2,05$

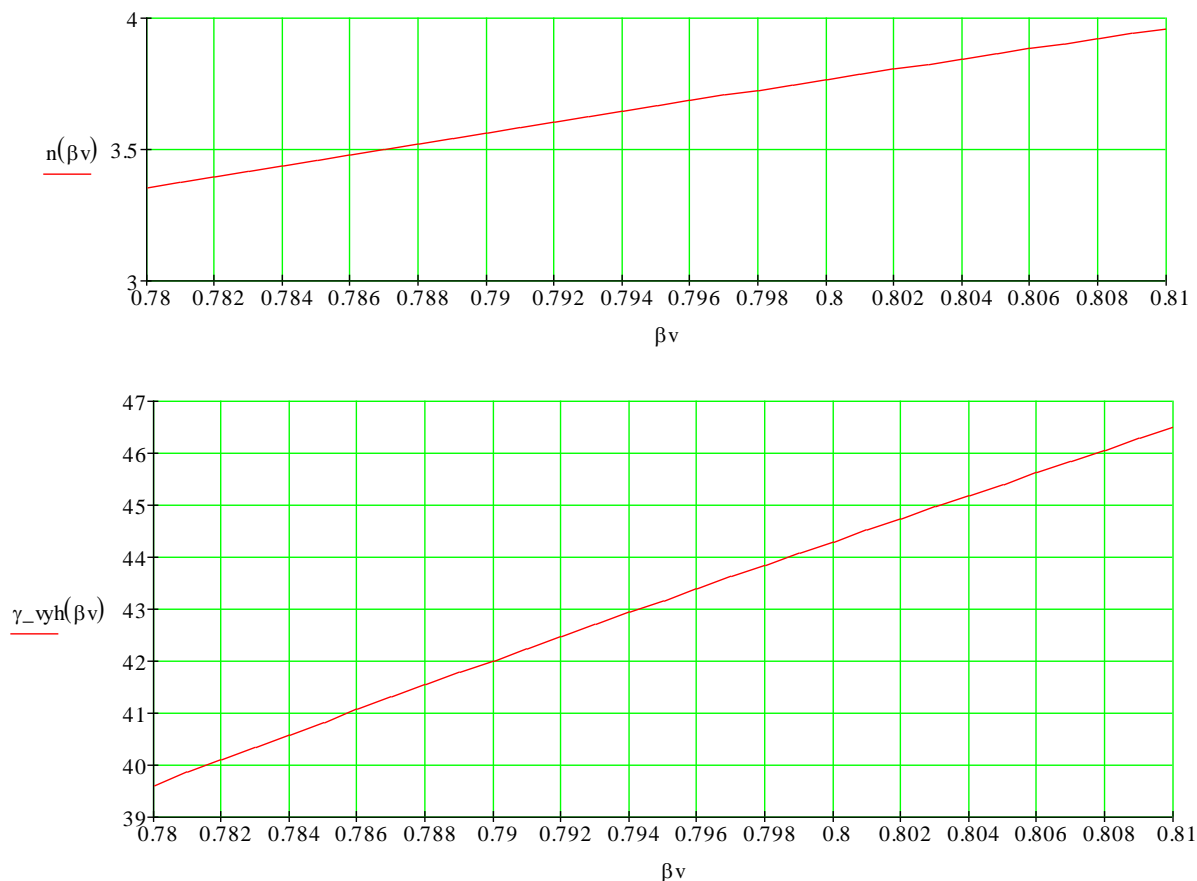


Рисунок 3.13 Залежність кількості перевідбиття гармоніки випромінювання в діелектричній призмі ($a=4$ мм, $b=53.9$ мм) та кута випромінювання θ гармоніки до середовища діелектрика відносно швидкості хвилі в зоні 1_0 за умови, що $\varepsilon=2,05$



Рисунок 3.14 Залежність вихідного кута випромінювання -1 гармоніки в середовище діелектрика від швидкості хвилі зони 5_{-1}^{-1} за умови, що $\varepsilon=2,05$

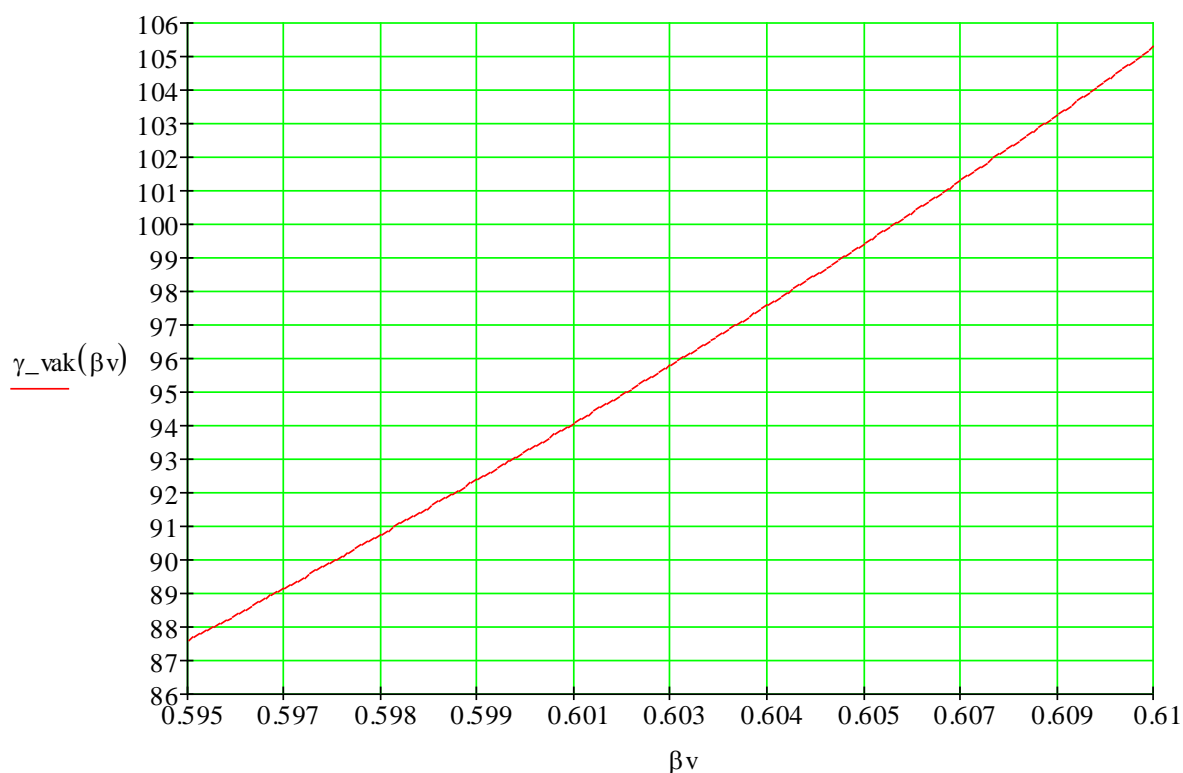


Рисунок 3.15 Залежність вихідного кута випромінювання -1 гармоніки в середовище вакууму від швидкості хвилі зони 5_{-1}^{-1} за умови, що $\varepsilon=2,05$

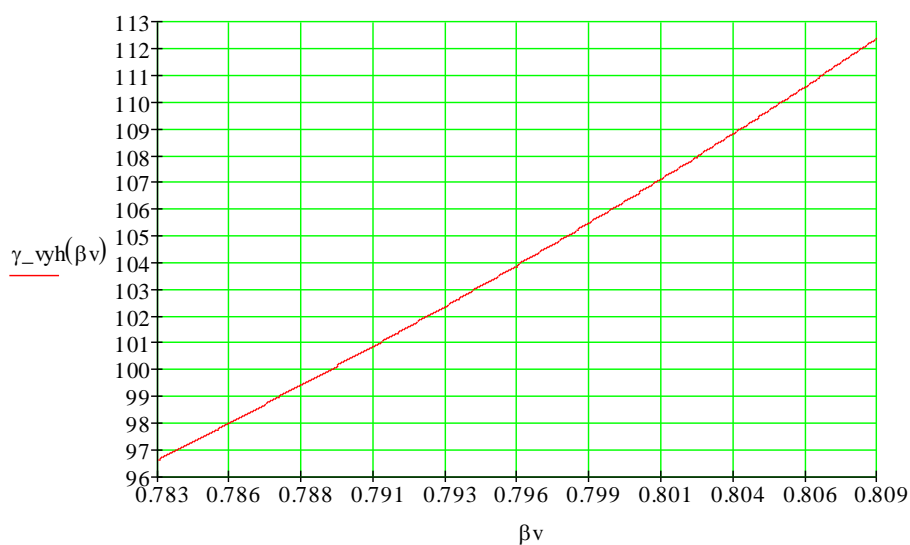


Рисунок 3.16 Залежність вихідного кута випромінювання -1 гармоніки в середовище діелектрику від швидкості хвилі зони $4_{1,0,-1,-2}^{-1}$ за умови, що $\varepsilon=2,05$

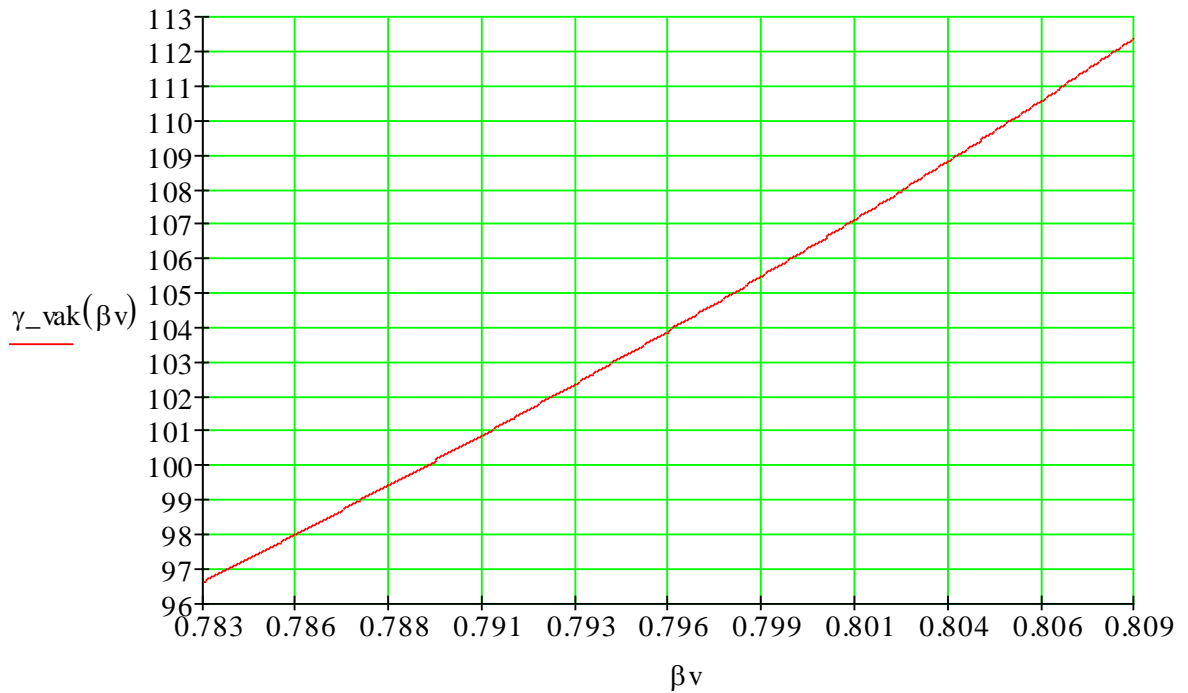


Рисунок 3.17 Залежність вихідного кута випромінювання -1 гармоніки в середовище вакууму від швидкості хвилі зони $4_{1,0,-1,-2}^{-1}$ за умови, що $\epsilon=2,05$

3.2. Аналіз отриманих результатів

Результати моделювання дифракційно-черенковського випромінювання в електродинамічній системі діелектрична пластина – дифракційна решітка вказують на ефективність використання діелектричних пластин (призм) прямокутного розрізу, що за врахування своєї форми є найбільш технологічними у виготовленні та гарно компонується з відбивними та стрічковими діелектричними решітками, що є складовими приладів НВЧ.

Всі можливі варіанти цього випромінювання показані на моделі, представлений на рисунку 3.18.

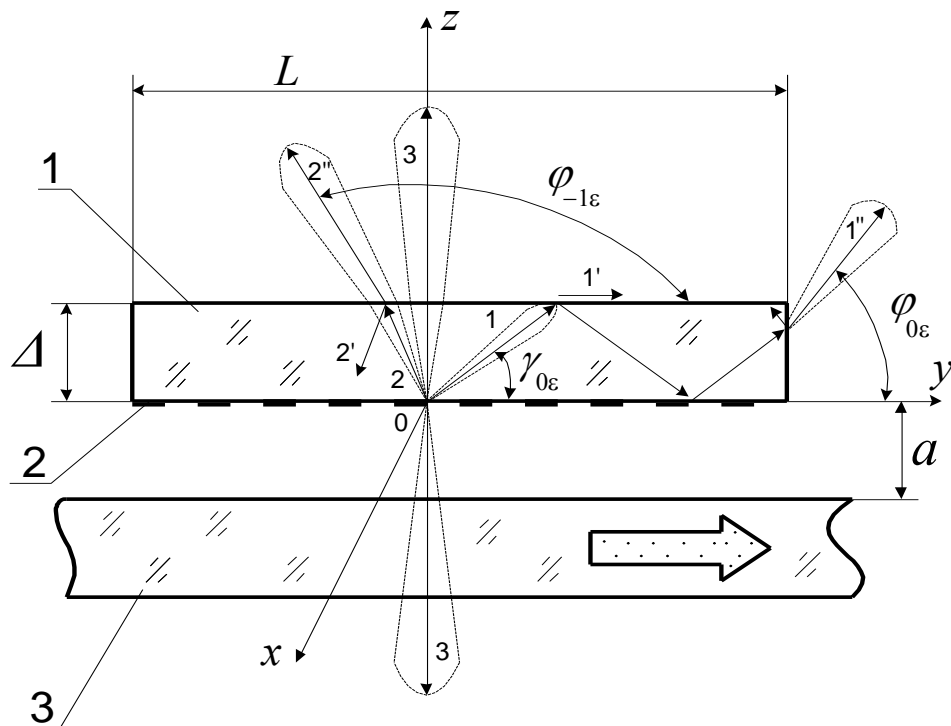


Рисунок 3.18. модель дифракційно-черенковського випромінювання з діелектричною пластиною: 1- призма прямокутного перерізу; 2- дифракційна решітка; 3- діелектричний хвилевід

За допомогою обмеження розмірів розглянутого діелектрика за параметром його товщини на виході отримують повне внутрішнє відображення черенковського випромінювання відносно меж розглянутої пластини. Розглядаючи експериментальну модель, основна енергія випромінювання прямує в напрямку вісі у поверхневої хвилі діелектричного хвилеводу в вигляді швидких хвиль.

За розгляду променю $1'$ на відповідному рисунку 3.18 відповідна частина поля збуджує повільну поверхневу хвилю вздовж меж призми в наслідок поширення у довколишнє середовище. Промінь $1''$ відповідає за заломлення та поширення пучку електромагнітного випромінювання у вільне середовище на гранях досліджуваної призми, які є паралельними до вісі xOz . Для просторових гармонік дифракційного випромінювання ($n \geq -1$) закон повного внутрішнього випромінювання не виконується, тому це випромінювання частково проходить через діелектричний шар та випромінюється у вільний простір (промені $2, 2', 2''$). У випадку нормального випромінювання енергія, що виділяється при дифракційному випромінюванні повністю поширюється у вільний простір (промінь 3).

ВИСНОВКИ

В ході виконання дипломної роботи було опрацьовано літературу за темами дифракційного випромінювання, ефекту Вавілова-Черенкова, теоретичних та практичних методів їх дослідження. В результаті опрацювання цієї літератури було описано методи чисельного аналізу та експериментального моделювання. Результати чисельного моделювання дифракційно-черенковського випромінювання в електродинамічній системі діелектрична пластина – дифракційна решітка вказують на ефективність використання діелектричних пластин(призм) прямокутного розрізу, що за врахування своєї форми є найбільш технологічними у виготовленні та гарно компонується з відбивними та стрічковими діелектричними решітками, що є складовими приладів НВЧ. Отримані результати досліджень вказують на правильність створеної фізичної моделі та дозволяють надати практичні рекомендації відносно застосування металодіелектричних систем в пристроях дифракційної електроніки.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Усиков А.Я. Сучасні досягнення радіофізики та електроніки. –Київ: Наук. думка, 1981.– 64 с.
2. Електроніка та радіофізика міліметрових та субміліметрових радіохвиль / А.Я. Усиков, Э.А. Канер, І.Д. Трутень та ін. –Київ: Наук. думка, 1986.– 368 с.
3. В.П. Шестопалов. Дифракційна електроніка.– Харків: Вид-во ХДУ, 1976.– 232с.
4. Фізичні основи міліметрової та субміліметрової техніки. Т.1. Відкриті структури / Під. ред. Шестопалова В.П. – Київ: Наук. думка, 1985.– 216 с.
5. Efficiency of gratings for silica fiber-coupled internal Smith-Purcell radiation and Cherenkov diffraction radiation – a quantitative numerical study / A. Szczepkowicz et al. arXiv. DOI: <https://doi.org/10.48550/arXiv.2310.20520> (Last Accessed: 23.04.2024).
6. Nonlocality induced Cherenkov threshold / Н. Hu et al. Laser & Photonics Reviews. 2020. Vol. 14, Issue 10. 2000149. URL: <https://dr.ntu.edu.sg/handle/10356/154599> (Last Accessed: 23.04.2024).
7. Генератори дифракційного випромінювання / Під ред. Шестопалова В.П.– Київ: Наук. думка, 1991.– 320 с.
8. Шматько О.О. Спеціальний радіофізичний лабораторний практикум. Навчальний посібник. – Х.: ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2010. - 130 с.
9. Генератор дифракційного випромінювання хвиль міліметрового та субміліметрового діапазонів / И.М. Балаклицкий, Б.К. Скринник та ін.– Укр. фіз. журн., 1969.– Т.14, № 4.– С. 539–552.
10. Воробйов Г.С., Нестеренко А.В., Пушкарьов К.А., Цвик А.І. Дослідження можливості підвищення ефективності взаємодії електронів з НВЧ полями в резонансних приборах О-типу // Сучасні проблеми прикладної фізики: Зб. наук. праць / Під ред. проф. В.В. Куліша.– Київ: УМК ВО, 1992.– С. 101–117.
11. Воробйов Г.С., Макеєв О.С., Пушкарьов К.А., Цвик А.І. Застосування металодіелектричних періодичних структур в електроніці КНЧ // Вісник Сумського державного університету, 1996.– № 1(5).– С. 17–22.

12. Пушкарьов К.О. Дослідження дифракційно-черенковського випромінювання електронного потоку у відкритих метало-діелектричних структурах: Автореф. дис... канд. фіз.-мат. наук: 01.04.04, 01.04.01.– Суми: СумДУ, 1997.– 23 с.
13. Воробйов Г.С., Макеєв О.С., Пушкарьов К.А., Цвик А.І. Моделювання трансформації поверхневих хвиль електронного потоку в об'ємні хвилі на металодіелектричних електродинамічних структурах // Вісник Сумського державного університету, 1996.– № 2(6).– С.28–32.
14. Цвик А.І., Пушкарьов К.А., Мірошников А.Э. / Збудження дифракційно-черенковського випромінювання в метало-діелектричному каналі // Вісник Сумського державного університету, 1997.– № 1(7).– С. 59-65.
15. Trokhimchuck P. P. Modelling of the direct laser-induced optical breakdown in solid. Прикладні питання математичного моделювання. 2020. Т. 3, № 2.1. С. 269-279. URL: <https://journals.kntu.kherson.ua/index.php/ppmm/article/view/338> (Last Accessed: 22.04.2024).
16. Characterisation of Cherenkov Diffraction Radiation Using Electro-Optical Methods / A. Schlögelhofer et al. IBIC2023: 12th International Beam Instrumentation Conference, Saskatoon, Canada, 10-14 September 2023 / eds. : V. R. W. Schaa et al. Geneva (Switzerland) : JACoW Publishing. P. 226-229. DOI: <https://doi.org/10.18429/JACoW-IBIC2023-TUP022> (Last Accessed: 22.04.2024).
17. Trokhimchuck P. To Question About Nature and Modelling the Optical-Induced Cherenkov Radiation. Фізика та освітні технології. 2022. № 2. С. 44-53. DOI: <https://doi.org/10.32782/pet-2022-2-7> (Last Accessed: 22.04.2024).
18. Нерубенко В.В., Цвик А.І. Дослідження генератора дифракційного випромінювання в міліметровому діапазоні довжин хвиль // Радіотехніка.– Харків: Вид. Харк. ун-ту, 1971.– Вип. 19.– С. 107–113.
19. Шматько А.А., Третьяков О.А., Шестопапов В.П. Нестационарна нелінійна теорія генераторів, заснованих на ефекті дифракційного Випромінювання // ДАН УРСР, 1976.– Сер. А, № 1.– С. 69–72.

20. Бакай А.С., Лукін К.А., Шестопапов В.П. Нелінійна нестационарна теорія генератора дифракційного випромінювання // ДАН УРСР, 1978.– Сер. А, № 4.– С. 335–338.
21. Пушкаръов К.А., Рубан А.І., Воробйов О.К. Хвильове моделювання гармонік дифракційного випромінювання на метало-діелектричних структурах // Науково-технічна конференція викладачів, співробітників, аспірантів та студентів.– Суми: СумДУ, 1998.– С. 80–82.
22. Рубан А.І., Харченко В.В. Хвильова модель генератора дифракційного випромінювання на зв'язаних відкритих резонаторах // Науково-технічна конференція викладачів, співробітників, аспірантів та студентів.– Суми: СумДУ, 1998.– С. 77–79.
23. Белявий О. Р. Моделювання дифракційно-черенковського випромінювання в метало-діелектричних структурах : робота на здобуття кваліфікаційного ступеня магістра : спец. 153 – мікро- та наносистемна техніка / наук. кер. А. І. Рубан. Суми: СумДУ, 2020. 109 с.
24. Balakirev V. A. Markov P. I., Onishchenko I. N. Spatio-temporal structure of Cherenkov radiation excited by a laser pulse in an ionic dielectric waveguide. Problems of Atomic Science and Technology. Series Plasma Electronics and New Methods of Acceleration. 2021. № 4. P. 74-77. DOI: <https://doi.org/10.46813/2021-134-074> (Last Accessed: 22.04.2024).
25. Balakirev V. A., Onishchenko I. N. Cherenkov radiation of a laser pulse in ion dielectrics. Problems of Atomic Science and Technology. Series Plasma Electronics and New Methods of Acceleration. 2019. № 4. P. 39-47. URL: <http://dspace.nbu.gov.ua/handle/123456789/195164> (Last Accessed: 22.04.2024).
26. Broadband Enhancement of Cherenkov Radiation Using Dispersionless Plasmons / H. Hu et al. Advanced Science. 2022. Vol. 9, Issue 26. P. 2200538. DOI: <https://doi.org/10.1002/advs.202200538> (Last Accessed: 23.04.2024).
27. Chen Y., Zhao J. Investigation of terahertz radiations in both time and frequency domains via the Cherenkov model. Results in Physics. 2019. Vol. 15. 102577. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2019.102577> (Last Accessed: 23.04.2024).

28. Cherenkov Diffraction Radiation Emissions from Single Electrons and Positrons on a Fused Silica Radiator / S. R. Estevez et al. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2023. Vol. 1052. 168287. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2023.168287> (Last Accessed: 23.04.2024).
29. Designer Surface Plasmons Enable Terahertz Cherenkov Radiation / J. Zhang et al. Progress In Electromagnetics Research. 2020. Vol. 169. P. 25- 32. DOI: [10.2528/PIER20102708](https://doi.org/10.2528/PIER20102708) (Last Accessed: 22.04.2024).
30. Directing Cherenkov photons with spatial nonlocality / H. Hu et al. Nanophotonics. 2020. Vol. 9, Issue 10. P. 3435-3442. DOI: <https://doi.org/10.1515/nanoph-2020-0135> (Last Accessed: 22.04.2024).
31. One Dimensional Beam Position Monitor Prototype Using Incoherent Cherenkov Diffraction Radiation / A. Clapp et al. IBIC2023: 12th International Beam Instrumentation Conference, Saskatoon, Canada, 10-14 September 2023 / eds. : V. R. W. Schaa et al. Geneva (Switzerland) : JACoW Publishing. P. 94-98. DOI: <https://doi.org/10.18429/JACoW-IBIC2023-MOP032> (Last Accessed: 22.04.2024).
32. Pakuza C. Wendt M. Cherenkov diffraction radiation dielectric button characterization via a slab-line. Journal of Physics: Conference Series : 14th International Particle Accelerator Conference. 2024. Vol. 2687. 072010. DOI: [10.1088/1742-6596/2687/7/072010](https://doi.org/10.1088/1742-6596/2687/7/072010) (Last Accessed: 23.04.2024).
33. Superradiant Cherenkov-wakefield radiation as THz source for FEL facilities / K. Floettmann et al. Journal of Synchrotron Radiation. 2021. Vol. 28, Part 1. P. 18-27. DOI: <https://doi.org/10.1107/S1600577520014058> (Last Accessed: 22.04.2024).
34. Tchakounte F. M., Tchepemen N., Nana L. Delayed feedback control on wave dynamics in a nonlinear optical cavity with third-order chromatic dispersion. Results in Physics. 2023. Vol. 52. 106762. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2023.106762> (Last Accessed: 23.04.2024).
35. Trokhimchuk P. Main Problems of Modeling Laser-Induced Breakdown of Matter. Фізика та освітні технології. 2022. № 1. С. 101–106. DOI: <https://doi.org/10.32782/pet-2022-1-13> (Last Accessed: 22.04.2024).