

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

Факультет магістерської та
аспірантської підготовки
Кафедра загальної та теоретичної фізики

Магістерська кваліфікаційна робота

на тему: «МОНІТОРИНГ ШКІДЛИВИХ ДОМІШОК ТА УБЕЗПЕЧЕННЯ
ДОВКІЛЛЯ ЗА ДОПОМОГОЮ НЕЛІНІЙНОЇ ХВИЛЬОВОЇ ДИНАМІКИ»

Виконала студентка 2 курсу групи МТЗ- 64
спеціальності 8.04010503 «Технології
захисту навколишнього середовища»
Калмикова Ольга Олександрівна

Керівник д. ф-м. н., професор
Герасимов Олег Іванович

Рецензент к.ф.-м.н. доц.
Худинцев Миколай Миколайович

Одеса 2018

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ
ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

Факультет Магістерської та аспірантської підготовки
Кафедра Загальної та теоретичної фізики
Рівень вищої освіти магістр
Спеціальність 183. "Технології захисту навколишнього середовища"

(шифр і назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри загальної та
теоретичної фізики

Герасимов О. І.

“ 2 ” 11 20 17 року

З А В Д А Н Н Я
МАГІСТЕРСЬКУ КВАЛІФІКАЦІЙНУ РОБОТУ СТУДЕНТУ

Калмикова Ольга Олександрівна

(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи Моніторинг шкідливих домішок та забезпечення довкілля
за допомогою нелінійної хвильової
динаміки керівник роботи Герасимов
О. І. професор, доктор фіз.-мат. наук.,

(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)

затверджені наказом вищого навчального закладу від “02” 11 20 17 року
№ 321с

2. Строк подання студентом роботи 01.02.18

3. Зміст розрахунково-пояснювальної записки (перелік питань, які потрібно розробити) -визначити розсіювання хвиль в стиснутих гранульованих ланцюгах - дослідити розповсюдження електромагнітних хвиль крізь неоднорідне середовище
— - розглянути розсіяння фотонних променів 5. Перелік графічного матеріалу (з точним зазначенням обов'язкових креслень)

Рисунок 1.1 - Схема однорідного гранульованого ланцюга з (а) однією домішкою та (б) дві сусідні домішки (тобто подвійна домішка). Падаюча хвиля I характеризується,

відображеною хвилею R , а також пройденою хвилею T .

Рисунок 1.2 – Графік залежності коефіцієнта відбиття R від відношення мас (m_1/m_2).
Перший доданок ряду – червона лінія, другий доданок – синя.

Рисунок 1.3 - Коефіцієнти відображення (ліворуч) і проходження (праворуч) для розсіювання плоскої хвилі в ланцюжку з домішками в залежності від хвильового числа k і відносини радіуса α .

Рисунок 1.4 - Коефіцієнт відображення $|R_{(ii)}|^2$ для подвійної домішки. Червоні пунктирні криві вказують точки, в яких коефіцієнт відбиття рівно 0. Резонансне хвильове число k_r визначається рівнянням (1.14). Синя пунктирна лінія висвітлює критичну величину α_c ; система має резонанс Рамзауера-Таунсенда (РТ) при хвильовому числі $k = \pm k_r$ для $\alpha > \alpha_c$.

Рисунок 3.1 - (а) тривимірне зображення осесиметричної конічної частки; (б) розподілення інтенсивності поблизу частки в площинах ZX (ліва панель) і XY (права панель). Радіус основи аксікона дорівнює $0,5 \lambda_0$, висота $1,0 \lambda_0$, випромінювання падає на верхнє дно.

Рисунок 3.2 - (а) тривимірне зображення модельної частки у вигляді рівнобедреного трикутника; (б) розподілення інтенсивності в площинах ZX (зліва) і XY (праворуч).

Рисунок 3.3 - Моделювання формування ФНП в режимі "відбиття" на 3Dдіелектричний кубоїд.

Рисунок 3.4 - Параметри фотонних потоків з різних мікрочастинок на основі аксікона.

6. Дата видачі завдання 02.11.17

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№ з/п	Назва етапів дипломної роботи	Термін виконання етапів роботи	Оцінка виконання етапу	
			у %	за 4-х бальною шкалою
1	Розсіювання хвиль домішками в попередньо стиснутих гранульованих ланцюгах	02-30.11.17		
2	Поширення електромагнітних хвиль крізь стратифіковане неоднорідне анізотропне середовище	05-22.12.17		
3	Рубіжна атестація	25-29.12.17		
4	Розсіяння фотоних променів від діелектричних мезомасштабних об'єктів із детермінованою геометрією	08-26.01.18		
5	Здача на кафедру	01.02.18		
6	Рецензування	12-13.02.18		
	Інтегральна оцінка виконання етапів календарного плану (як середня по етапам)			

Студент _____

(підпис)

_____ (прізвище та ініціали)

Керівник роботи _____

(підпис)

_____ (прізвище та ініціали)

АНОТАЦІЯ

« Моніторинг шкідливих домішок та забезпечення довкілля за допомогою нелінійної хвильової динаміки»

Проблема дослідження розсіювання хвиль у неоднорідному середовищі, яка моделює моніторинг довкілля збуреного шкідливими домішками є актуальною та потребує нових технологічних рішень, щодо захисту навколишнього середовища.

Метою дослідження є теоретичний розгляд розсіювання хвиль для дослідження численних структурних і матеріальних неоднорідностей в нелінійної хвильової динаміці. Це включає в себе роль дефектів (у тому числі в експериментальних установках); розсіювання від меж розділу між двома різними типами частинок; і поширення хвиль в декорованих та / або кінцевих ланцюгах, ланцюжки двоатомних та трьохатомних одиниць і квазіперіодичні та випадкові зміни; і багато іншого.

Робота містить:

Сторінок – 38

Рисунків – 8

Таблиць – 1

Літературних посилань – 19

Ключові слова: гранульовані кристали, розсіювання лінійних хвиль, розсіяння фотонних променів, коефіцієнти відбиття та проходження.

SUMMARY

«Monitoring of Harmful Impurities and Environmental Protection by Means of Nonlinear Wave Dynamics»

The problem of scattering waves in a heterogeneous environment that simulates the monitoring of the environment polluted by harmful impurities is relevant and requires new technological solutions to protect the environment.

The purpose of the study is theoretical consideration of scattering waves for the investigation of numerous structural and material heterogeneities on nonlinear wave dynamics. This includes the role of defects (including in experimental settings); the scattering from interfaces between two different

types of particles; and wave propagation in decorated and/or tapered chains, chains of diatomic and triatomic units, and quasiperiodic and random configurations; and much more.

The work includes:

Pages – 38

Figures – 8

Tables – 1

Literary references – 19

Keywords: granular crystals, scattering of linear waves, scattering of photon beams, reflection and passing coefficients.

ЗМІСТ

ВСТУП	7
РОЗДІЛ 1. РОЗСІЮВАННЯ ХВИЛЬ ДОМІШКАМИ В ПОПЕРЕДНЬО СТИСНУТИХ ГРАНУЛЬОВАНИХ ЛАНЦЮГАХ.....	8
1.1 Збурені гранульовані кристали	8
1.2 Розсіювання лінійних хвиль та домішок.....	10
РОЗДІЛ 2. ПОШИРЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ КРІЗЬ	19
СТРАТИФІКОВАНЕ НЕОДНОРІДНЕ АНІЗОТРОПНЕ СЕРЕДОВИЩЕ	19
2.1 Рівняння для електромагнітних хвиль, що поширюються через анізотропні шаруваті середовища.....	19
2.2 Ефект Фарадея в неоднорідних анізотропних середовищах.....	23
РОЗДІЛ 3. РОЗСІЯННЯ ФОТОНІХ ПРОМЕНІВ ВІД ДІЕЛЕКТРИЧНИХ МЕЗОМАСШТАБНИХ ОБ'ЄКТІВ ІЗ ДЕТЕРМІНОВАНОЮ ГЕОМЕТРІЄЮ.....	27
3.1 Кубічні частинки	30
3.2 Розсіяння у тривимірному просторі.....	31
3.3 Розсіяння циліндричних хвиль	34
ВИСНОВКИ	38

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ..... 40

ВСТУП

Зацікавленість мезомасштабними діелектричними об'єктами, ефективні розміри яких порівнянні з довжиною хвилі падаючого випромінювання, обумовлені їх унікальною здатністю модифікувати просторову структуру падаючої хвилі певним чином і створити сильно локалізований інтенсивний оптичний потік («фотонний потік») з субволновим просторовим дозволом. Проте глибоке розуміння фотонного потоку необхідно для повного використання потенційних характеристик нано- і мікродіелектричних мезомасштабних об'єктів в якості дифракційних компонентів на різних хвильових діапазонах.

Проблема дослідження розсіювання хвиль у неоднорідному середовищі, яка моделює моніторинг довкілля збуреного шкідливими домішками є актуальною та потребує нових технологічних рішень, щодо захисту навколишнього середовища.

Метою дослідження є теоретичний розгляд розсіювання хвиль для дослідження численних структурних і матеріальних неоднорідностей в нелінійної хвильової динаміці. Це включає в себе роль дефектів (у тому числі в експериментальних установках); розсіювання від меж розділу між двома різними типами частинок; і поширення хвиль в декорованих та / або конічних ланцюгах, ланцюжки двоатомних та трьохатомних одиниць і квазіперіодичні та випадкові зміни; і багато іншого.

РОЗДІЛ 1. РОЗСІЮВАННЯ ХВИЛЬ ДОМІШКАМИ В ПОПЕРЕДНЬО СТИСНУТИХ ГРАНУЛЬОВАНИХ ЛАНЦЮГАХ

Гранульовані кристали були використані для дослідження численних структурних і матеріальних неоднорідностей в нелінійній хвильовій динаміці. Це включає в себе роль дефектів (у тому числі в експериментальних установках); розсіювання від меж розділу між двома різними типами частинок; і поширення хвиль в декорованих та / або кінцевих ланцюгах, ланцюжки двоатомних та трьохатомних одиниць і квазіперіодичні та випадкові зміни, і багато іншого. Можна моделювати сильно стиснуті гранульовані ланцюги як тип решітки Фермі-Паста-Улама (ФПУ), а гранульовані ланцюги використовувалися при дослідженнях таких явищ, як рівномірний розподіл.

Вивчення неупорядкованих гранульованих кристалів також стає все більш популярним. Важливими темами в таких дослідженнях були транспортні властивості хвильових пучків та одиночних хвиль і взаємодія між безладом (особливо в контексті локалізації Андерсона), дискретністю та нелінійністю. Ці теми також мають відношення до широкого кола інших нелінійних моделей решітки.

1.1 Збуренні гранульовані кристали

Можна описати 1D-кристал $2N + 1$ сферичних частинок як ланцюжок нелінійно зв'язаних осциляторів з герцзіанськими взаємодіями між кожною парою частинок [1]. Таким чином, система моделюється з використанням наступних рівнянь руху:

$$u_{n+1}^2 - A_n u_n^2 - u_{n+1}^2 - u_n^2 = A_{n+1} u_{n+1}^2 - u_n^2 - u_{n+1}^2 - u_n^2 \quad (1.1)$$

де m_n - маса n -ї частки, u_n - зміщення n -ї частки (де $n \in \{-N; -N + 1; \dots; N\}$), виміряне з її положення рівноваги, параметр парної взаємодії A_n залежить від геометрії і пружності частинок в n -х і $(n-1)$ -х положеннях [1],

$$A_n = \frac{F_0}{m_n} \quad (1.2)$$

- зміна зсуву між центрами сусідніх частинок через статичне навантаження F_0 , а дужка $[\cdot]_+$ визначається як

$$[x]_+ = \begin{cases} x, & \text{if } x \geq 0 \\ 0, & \text{if } x < 0 \end{cases} \quad (1.3)$$

Розглянемо ланцюг, який спочатку стискається двома пластинами, розташованими на кордонах. Це дає наступні граничні умови:

$$u_{-N} = 0, \quad u_N = 0 \quad (1.4)$$

$$\dot{u}_r = 0 \quad (1.5)$$

Сфокусуємося на ситуації, коли ланцюжок періодично управляється з одного боку, а інша сторона знаходиться в стані спокою. Тобто $\psi_r(t) = 0$ і $\psi_l(t) = d \sin(2\pi ft)$, де d і f відповідно - амплітуда і частота зовнішнього руху.

Нас цікавлять ланцюжки, які є однорідними, за винятком декількох частинок (тобто домішок) в обсязі. Розглянемо два випадки: (I) одну домішку та (II) подвійну домішку (в якій домішки є суміжними

Залежно від відносних величин Δ_n і $|u_n - u_{n+1}|$, ефективна нелінійність в рівнянні (1.1) може бути сильною або слабкою. Зокрема, для достатньо сильного статичного попереднього зсуву або достатньо малої амплітуди коливань в кристалі $\Delta_n \gg |u_{n-1} - u_n|$, тому нелінійність дуже слабка. Якщо цілком ігнорувати нелінійність, то ми маємо гармонійну взаємодію між частинками, тому динаміку можна описати рівнянням

$$m_n \ddot{u}_n + B_n u_{n-1} - B_{n+1} u_{n+1} = B_n u_n, \quad (1.7)$$

що відповідає рівнянню (1.1), лінеаризоване щодо стану рівноваги.

Внаслідок цього,

$$B_n \approx A_n \left[1 - \frac{3}{2} \frac{v_n^2}{v_0^2} \right] \approx A_n \left[1 - \frac{3}{2} \frac{A_n^2 F_0^4}{v_0^2} \right]. \quad (1.8)$$

Можна виразити рішення рівняння (1.7) в термінах повного набору власних функцій вигляду $u_n = v_n e^{i\omega t}$, де ω – власна частота. Загальновідомо, що без домішок, тобто для повністю однорідного кристала з $m_n = m$ та $B_n = B$, що $v_n = e^{ikn}$, то є одна акустична гілка рішень з власною частотою

$$\omega = \sqrt{\frac{2B}{m} [1 - \cos(k)]}. \quad (1.9)$$

де m – це маса, k – хвильове число, а α . Коли домішки m вносяться в ланцюг господарів, можуть виникати локалізовані або резонансні лінійні режими (залежно від характеристик домішок [2]). Для легких домішок (тобто $\alpha < 1$) очікуються локалізовані моди, частоти яких перевищують верхню межу Ω лінійного спектра. Для важких домішок (тобто, $\alpha > 1$), навпаки, очікуються режими домішки з частотами в лінійному спектрі, і, таким чином, очікуються резонансні моди з розширеними лінійними власними модами.

Нас цікавить вивчення процесів розсіювання між плоскою хвилею $e^{i(kn-\omega t)}$ і як одиночними домішками, так і подвійними домішками в лінійному режимі. На рис.1.1 показані схеми для ланцюгів з поодинокими і подвійними домішками. Ми розглядаємо домішкову частку як збурення частки-господаря: домішкова частка має радіус $r_2 = \alpha r_1$, де r_1 – радіус частинки-господаря в ланцюжку. Ми фокусуємося на $\alpha \in (0, 2]$. Значення параметра α визначає масу домішки і значення коефіцієнтів взаємодії A_n між сусідніми частинками. Для подвійних домішок розглядається тільки «симетричний» випадок, коли обидві домішки є одним і тим же типом частки (і, отже, мають однаковий радіус).

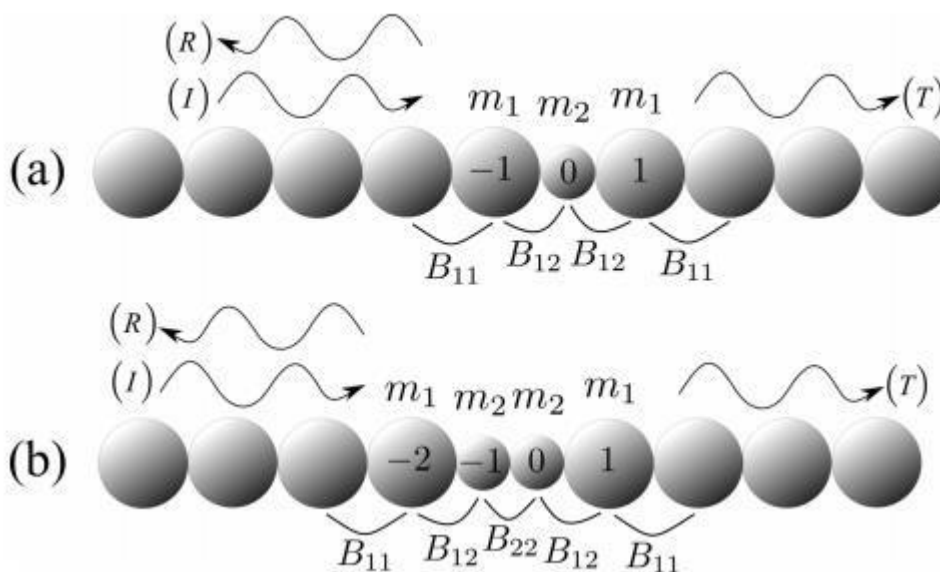


Рисунок 1.1 - Схема однорідного гранульованого ланцюга з (а) однією домішкою та (б) дві сусідні домішки (тобто подвійна домішка). Падаюча хвиля I характеризується, відображеною хвилею R , а також пройденою хвилею T .

Для вирішення завдання розсіювання в лінійному режимі, то зручно використовувати комплексні величини, а не реальні. Запишемо [3]:

$$\square e^{i(kn \square t)} \square \text{Re} \square_{i(kn \square t)}, \text{ if } n \square 0 \text{ } u_n \square \square T e^{i(kn \square t)}, \text{ if } n \square 0,$$

(1.10) \square

який представляє собою падаючу плоску хвилю, що випромінює відбиті та ті що пройшли хвилі через взаємодію з домішкою. Таким чином, ми визначаємо коефіцієнт проходження $|T|^2$ і коефіцієнт відбиття $|R|^2$. Зауважимо, що $|R|^2 + |T|^2$ не обов'язково рівне 1, так як обидва $|T|^2$ і $|R|^2$ засновані на нормі зміщення, яка не є збереженою величиною або рівняння (1.1) або (1.7). Інтуїтивно, $|T|^2$ і $|R|^2$ все ще є «додатковими» величинами, так як зменшення одного супроводжується збільшенням іншого (і навпаки). Щоб мати $|R|^2 + |T|^2 = 1$ для всіх значень параметрів, необхідно буде визначити $|R|^2$ і $|T|^2$ по щільності енергії. Загальна енергія зберігається динамікою, хоча її набагато складніше виміряти експериментально, ніж інші величини (наприклад, швидкість). З огляду на рівняння (1.10), швидкість дорівнює $u_{\square n} \square \square u_n$. Тому, якщо ми визначимо $|T|^2$ і $|R|^2$ в термінах $u_{\square n}$, а не u_n , ми отримали б ті ж результати, оскільки $u_{\square n}$ і u_n відрізняються лише постійним фактором $-\omega$.

Ми замінюємо анзац (1.10) на рівняння (1.7) поблизу домішок і проводимо прямий розрахунок, щоб отримати наступну лінійну систему рівнянь для T і R :

$$\square \square_{(i),(ii)} \square_{(i),(ii)} \square T_{(i),(ii)} \square \square \epsilon_{(i),(ii)} \square \square \square_{(i),(ii)} \square \square \square \square \square_{(i),(ii)} \square \square \square, \quad (1.11)$$

$$\square \square_{(i),(ii)} \square_{(i),(ii)} \square \square \square \square R_{(i),(ii)} \square \square \square$$

де індекси (i) та (ii), відповідно, позначають ланцюги з одно- та двократними домішками.

Для одного домішкового ланцюга параметри у рівнянні (1.11) є

$$\begin{aligned} & \bar{B}_{12}(2 - e^{ik}), \\ & \bar{B}_{12}e^{ik}, \\ & \bar{B}_{12}e^{2ik}, \\ & \bar{B}_{12}, \epsilon_{(i)} \bar{B}_{11}e^{2ik} \bar{B}_{11} \bar{B}_{12} \\ & e^{ik}, \\ & \bar{B}_{11}e^{2ik} \bar{B}_{11} \bar{B}_{12} e^{ik}, 2B^{11}m^2 \bar{1} \end{aligned}$$

$\cos(k)$. Вирішення рівняння (1.11) дає коефіцієнти

$$\text{де } \bar{m}_1$$

відбиття та проходження:

$$\begin{aligned} & 2 \bar{B}_{11} \bar{B}_{11} \bar{B}_{12} m_2 \bar{2B}_{11} \bar{B}_{12} \bar{B}_{11} m_2 \bar{B}_{12} m_1 e \\ & R_{(i)} \bar{B}_{11} m_2 e^{ik} \bar{B}_{11} \bar{B}_{12} \bar{B}_{11} m_2 \bar{B}_{12} m_1 e^{3ik} \bar{B}_{11} \bar{2B}_{11} m_2 \bar{2B}_{11} m_2 \\ & \bar{B}_{11} \bar{B}_{12} m_1 e^{2ik} 2, \\ & T_{(i)} \bar{B}_{11} m_2 \bar{B}_{11} \bar{B}_{12} \bar{B}_{11} m_2 \bar{B}_{12} m_1 e^{2ik} (1 - \bar{B}_{11} \bar{B}_{12}) \bar{2B}_{11} m_2 \bar{2B}_{12} m_1 \\ & \bar{B}_{12} m_2 e^{ik} 2. \end{aligned} \tag{1.12}$$

За допомогою програми MatLab коефіцієнт відбиття вирахували від співвідношення (m_1/m_2) та розклали в ряд. На основі цього був побудований графік (рис. 1.2)

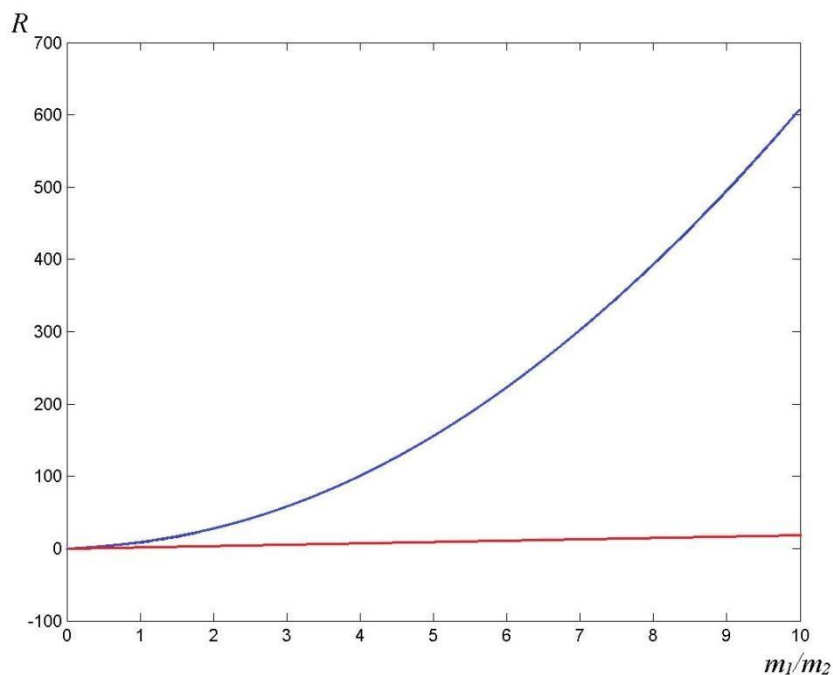


Рисунок 1.2 – Графік залежності коефіцієнта відбиття R від відношення мас (m_1/m_2). Перший доданок ряду – червона лінія, другий доданок – синя.

Для подвійного домішкового ланцюга ми виконуємо ту саму процедуру та використовуємо параметри

$$\epsilon_{(ii)} = B_{12} \frac{1}{e_{ik}} B_{22},$$

$$\epsilon_{(ii)} = B_{22} e_{ik},$$

$$\epsilon_{(ii)} = B_{22} e_{ik},$$

$$\epsilon_{(ii)} = B_{22}, \quad \epsilon_{(ii)} = B_{12} e_{2ik} \frac{1}{B_{12}} B_{22}$$

$$\frac{1}{e_{ik}},$$

$$\epsilon_{2ik} = B_{12} B_{22} \frac{1}{e_{ik}}$$

$$\epsilon_{(ii)} = B_{12} e_{ik}$$

в рівнянні (1.11). Зауважимо, що Ω має точно такий ж вираз, як і раніше.

Отримуємо

$$\begin{aligned}
 R_{(ii)2} &= 4 |B_{12}|^2 |B_{12}|^2 m_1^2 e^{B_{ik22}} m_1^2 \Omega^2 2B_{1111} m_2 B_{12} \\
 &= 2 |B_{1122} m_2 \cos m_2 k| \Omega^2 2B_{12112} m m_1^2 e^{B_{ik} 2} |B_{11}|^2 m_2^2 |B_{2212} m m_1| \Omega^2 2B_{1111} m m_2^2 \cos \\
 &= 2 |B_{k11}|^2 m \sin^2 \cos^2 k k^2 e^{2ik^2}, \\
 T_{(ii)2} &= |B_{12}|^2 |B_{12}|^2 2B_{11} m_2^2 2B_{11} m_2 \cos B_{12} k |B_{12}|^2 2B_{11} m_2^2 |B_{11}|^2 e^{ik} e^{2ik} |B_{12}|^2 2B_{22} m_1^2 2B_{11} m_2^2 \\
 &= 2 |B_{11} m_2 \cos k| \Omega^2 m_1^2 e^{ik}
 \end{aligned}
 \tag{1.13}$$

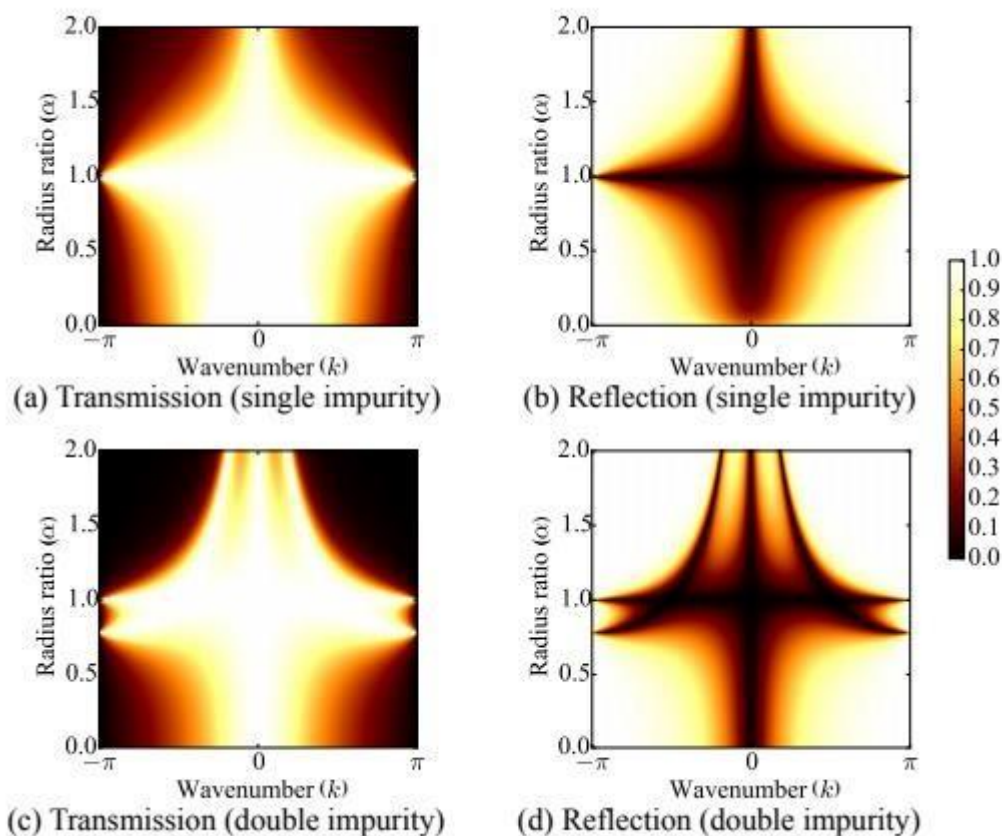


Рисунок 1.3 - Коефіцієнти відбиття (ліворуч) і проходження

(праворуч) для розсіювання плоскої хвилі в ланцюжку з домішками в залежності від хвильового числа k і відносини радіуса α .

На рис. 1.3 показано коефіцієнти відбиття та проходження як функції k і α . Спостерігається на малюнках (b) та (d), що існує чорна область безбарвних режимів, яка може переходити або до однієї домішки, або до подвійної домішки майже без змін. Для одиничних домішок коефіцієнт відбиття $|R|^2$ зникає лише тоді, коли $\alpha = 1$ або $k = 0$. Натомість для подвійної домішки $|R|^2$ зникає не тільки тоді, коли $\alpha = 1$ і $k = 0$, але також, коли $k = \pm k_r \neq 0$, для α більше, ніж деяке критичне значення α_c . При цих резонансних значеннях хвиля може бути повністю проходити крізь домішки (тобто, не відбувається розсіювання), і вона відчуває лише фазовий зсув. Таким чином, гранульовані кристали дають аналог відомого ефекту Рамзауера-Таунсенда (РТ), який у своїй традиційній формі полягає у наявності гострого мінімуму в перерізі розсіювання електронів при низьких енергіях для розсіювання рідкими газами (наприклад, Хе, Кг і Аг). Далі використовується термін «РТ-резонанс» для опису резонансу при $k = \pm k_r$. У даному випадку можна явним чином написати k_r з точки зору фізичних параметрів системи як

$$k_r = \arccos \left[\frac{B_{11} - B_{12} B_{22} m_1 m_2}{2 B_{11} B_{22} m_1 m_2} \right], \quad (1.14)$$

де

$$B_{11} = B_{12} B_{22} m_1 m_2 + 2 B_{11} B_{22} m_1 m_2 + B_{11}^2 m_{12} + 2 m_1 m_2 + 2 m_{22}.$$

¹ $2 B_{11} m_2 + B_{11} m_2 + B_{12} m_1 + 2 m_2 + B_{11} m_2 + B_{12} m_1$

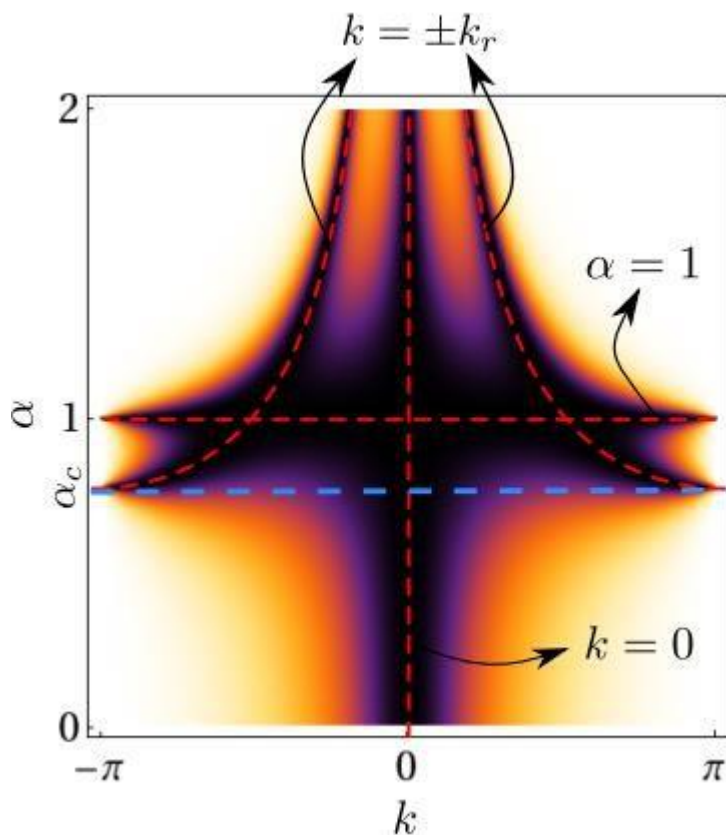


Рисунок 1.4 - Коефіцієнт відбиття $|R_{(ii)}|^2$ для подвійної домішки. Червоні пунктирні криві вказують точки, в яких коефіцієнт відбиття рівно 0.

Резонансне хвильове число k_r визначається рівнянням (1.14). Синя пунктирна лінія висвітлює критичну величину α_c ; система має резонанс Рамзауера-Таунсенда (РТ) при хвильовому числі $k = \pm k_r$ для $\alpha > \alpha_c$.

На рис. 1.4 показано k_r та інші відповідні значення коефіцієнта відбиття для подвійної домішки за параметром α . Щоб забезпечити $k_r \in R$, потрібно $\phi \in [-1, 1]$. З точки зору α , це впливає з того, що крива резонансного хвильового числа k_r існує, коли $\alpha_c \leq \alpha < \infty$. Цікава особливість k_r полягає в тому, що її можна настроїти як функцію α до будь-якого значення в інтервалі $[0, \pi]$. Зокрема, ми знаходимо, що $k_r = \pi$ при $\alpha = \alpha_c$ і k_r

$\rightarrow 0$ як $\alpha \rightarrow \infty$. Отже, частоту резонансу РТ можна налаштувати на будьяке значення в смузі передачі $[0, \Omega]$ гранульованого ланцюга господаря [4].

РОЗДІЛ 2. ПОШИРЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ КРІЗЬ СТРАТИФІКОВАНЕ НЕОДНОРІДНЕ АНІЗОТРОПНЕ СЕРЕДОВИЩЕ

Досліджено розповсюдження електромагнітних хвиль через середовище, що складається з двох діелектричних напівпросторів з пластиною посередині [5]. Напівпростори є ізотропними з їх діелектричною проникністю залежно від координати z . Пластина анізотропна, а компоненти її тензора діелектричної проникності також залежні. Вперше встановлено достатні умови, що дозволяють перетворити систему рівнянь Максвелла на два незалежні рівняння. Для довільної залежності діелектричної проникності, отримані коефіцієнти відбиття та коефіцієнти пропускання пластини, цей результат є узагальненням формул Френеля. Було розглянуто як визначені, так і випадкові залежності діелектричної проникності на z -координаті, і задані умови повної прозорості пластини. Для статистично неоднорідної пластини формулюються умови його повної непрозоритності. Вивчається ефект Фарадея в такому середовищі. Показано вплив неоднорідності середовища на часове обертання площини поляризації поширеної хвилі.

2.1. Рівняння для електромагнітних хвиль, що поширюються через анізотропні шаруваті середовища

Система рівнянь Максвелла, що описує поширення електромагнітної хвилі через анізотропне шарувате середовище, виглядає наступним чином:

$$\begin{aligned}
 & \frac{d^2 E_x}{dz^2} - k_0^2 \epsilon_{xx} E_x - \epsilon_{xy} \frac{d^2 E_y}{dz^2} - \epsilon_{xz} \frac{d^2 E_z}{dz^2} = 0 \\
 & \frac{d^2 E_y}{dz^2} - k_0^2 \epsilon_{yy} E_y - \epsilon_{yx} \frac{d^2 E_x}{dz^2} - \epsilon_{yz} \frac{d^2 E_z}{dz^2} = 0 \\
 & \epsilon_{zx} \frac{d^2 E_x}{dz^2} + \epsilon_{zy} \frac{d^2 E_y}{dz^2} + \epsilon_{zz} \frac{d^2 E_z}{dz^2} = 0
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

Тут E_i — компоненти електричного поля $i = x, y, z$ і ϵ_{ik} — компонентами тензора діелектричної проникності. Виключаючи E_z з системи рівнянь (2.1), отримаємо

$$\begin{aligned}
 & \frac{d^2 E_x}{dz^2} - k^2 \epsilon_{xx} E_x - \epsilon_{xy} \frac{d^2 E_y}{dz^2} = 0 \\
 & \frac{d^2 E_y}{dz^2} - k^2 \epsilon_{yy} E_y - \epsilon_{yx} \frac{d^2 E_x}{dz^2} = 0
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

де $k^2 = k_0^2 \epsilon_{zz}$. Отже, поширення електромагнітної хвилі через шарувате анізотропне середовище описується системою

двох рівнянь другого порядку. Вирішення цієї системи значно спрощується, якщо її можна звести до двох незалежних рівнянь. Для отримання умов такої редукції помножити друге рівняння системи (2.2) на константу Q , підсумувати її з першою, помножити на коефіцієнт E_x і

коефіцієнт E_y нарівні з Q_z , що дає рівняння для отримання Q_z . В результаті ми досягаємо

$$\frac{d_2 E_{2z}}{dz} - \frac{2}{z} E_{2z} - Q_z E_{2z} = 0 \quad (2.4) k$$

де

$$E_{2z} = E_x + Q_z E_y$$

$$\frac{d_2 E_{2z}}{dz} = \frac{d_2}{dz} (E_x + Q_z E_y) = \frac{d_2 E_x}{dz} + \frac{d_2 Q_z}{dz} E_y + Q_z \frac{d_2 E_y}{dz}$$

$$= \frac{\sigma_{xx} - \sigma_{yy}}{2} E_x + \sqrt{\frac{(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2}{4} + \sigma_{yx}^2} E_y + Q_z \frac{d_2 E_y}{dz}$$

та

$$Q_z = \frac{\sigma_{xx} - \sigma_{yy}}{2\sigma_{yx}} \sqrt{\frac{(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2}{4} + \sigma_{yx}^2} \quad (2.6)$$

Для того щоб значення Q_z були постійними, досить, щоб такі комбінації компонент ξ -тензорів були постійними:

$$\frac{\sigma_{yy} - \sigma_{xx}}{\sigma_{yx}} = Q_z, \quad \frac{\sigma_{yx}}{\sigma_{yx}} = Q_z \quad (2.7)$$

Далі будемо вважати, що виконані умови (2.7) і система рівнянь (2.2) може бути представлена у вигляді (2.4). Розглянемо деякі важливі окремі випадки. Нехай діагональні компоненти σ_{xx} і σ_{yy} ξ -тензор рівні. Потім $Q_z = 0$, з чого випливає

$$\frac{d_2 E_{2z}}{dz} - \frac{2}{z} E_{2z} = 0 \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned}
 E_x &= Q_{xx} E_x - Q_{xy} E_y, & E_y &= E_{yx} E_x - E_{yy} E_y \\
 Q_{xx} &= Q_{xx} & Q_{xy} &= Q_{xy} \\
 D_x &= \epsilon_{xx} E_x - \epsilon_{xy} E_y, & D_y &= \epsilon_{yx} E_x - \epsilon_{yy} E_y
 \end{aligned} \tag{2.12}$$

2.2. Ефект Фарадея в неоднорідних анізотропних середовищах

Для початку розглянемо електромагнітні хвилі, що поширюються через необмежені неоднорідні анізотропні середовища. Через всю цю ділянку ми припускаємо, що електромагнітне поле в середовищі описується рівняннями (2.4), тобто компоненти тензора ξ задовольняють умовам (2.7). Точне рішення рівнянь (2.4) можна отримати для досить широкого класу $\epsilon_{\alpha\beta}(z)$ функцій [6]. Не будемо зупинятися на цих рішеннях і задовольняємося результатами, отриманими з використанням підходу ВКБ. Такий вибір віддасть перевагу той факт, що малими значеннями z , тобто коли можна припустити $\epsilon_{\alpha\beta}(z) \approx \epsilon_{\alpha\beta}(0)$, виходить $E_{\alpha} \approx e^{ikz} \epsilon_{\alpha\beta}(0) E_{\beta}$ з формул для полів, отриманих методом ВКБ. При великих значеннях z підхід ВКБ є асимптотично точним. Таким чином, для малих і великих значень z метод ВКБ дає правильні результати. Ми очікуємо, що і для проміжних значень z поля, отримані методом ВКБ, є хорошим наближенням. Розглянемо спочатку ефект Фарадея в необмеженому середовищі. Відомо [7], що цей ефект характеризується співвідношенням D_y / D_x , що описує обертання площини поляризації хвилі, що розповсюджується в анізотропному середовищі:

$$\begin{aligned}
 D_y &= \epsilon_{yx} E_x - \epsilon_{yy} E_y \\
 D_x &= \epsilon_{xx} E_x - \epsilon_{xy} E_y
 \end{aligned} \tag{2.13}$$

E_0 що розраховується в наближенні ВКБ, отримаємо

$$E_0 = \sqrt{\frac{2}{\epsilon_0}} e^{iS_0}, S_0 = \int_0^z \sqrt{\epsilon_0} dz \quad (2.14)$$

□

і формула (2.13) перетворюється на

$$\begin{aligned} D_y &= \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0}} \left(\epsilon_{yx} Q_{yy} + \epsilon_{yy} Q_{yx} \right) e^{iS_0} \\ D_x &= \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0}} \left(\epsilon_{xx} Q_{xx} + \epsilon_{xy} Q_{xy} \right) e^{iS_0} \end{aligned} \quad (2.15)$$

За допомогою виразу (2.15) досліджуємо обертання площини поляризації хвилі, що розповсюджується в гіротропному середовищі. Середою називається гіротропною, якщо вектор електричної індукції пов'язаний з вектором електричного поля співвідношенням [7]

$$D = \epsilon E + i g \times E \quad (2.16)$$

де g - вектор гірації, ϵ і g повільно мінливі функції z . Будемо вважати, що вектор лежить в площині xz , тобто має тільки компоненти g_x і g_z . Припустимо також, що g вектор малий в тому сенсі, що $|g| \ll \epsilon$ значеннями можна знехтувати. Використовуючи (2.5) і (2.6) і трохи g , одержимо

$$\overline{D_x} = \tan^2 \theta \sqrt{\epsilon_0} k_0 \sqrt{\epsilon_0} g_z e^{iS_0} dz \quad (2.17)$$

□

$$D = 0$$

Оскільки g_x і g_z не залежить від z , ця формула перетворюється в добре відомий вислів для повороту площини поляризації поля в гіротропному однорідному середовищі. Тепер нехай неоднорідна середовище буде складатися з неоднорідною анізотропної пластини з неоднорідним півпростором на кожній зі сторін. Тоді обертання площини поляризації для відбитого і минулого полів відповідно

$$D_{xy} = R_{yx} = 0 \quad Q_{Rxx} = Q_{Ryy} = 0 \quad R_{Rxx} = R_{Ryy} \quad (2.18)$$

$$Q_{Rxx} = Q_{Ryy} = 0 \quad R_{Rxx} = R_{Ryy}$$

та

$$\frac{D_{xy} + T_{xy}}{Q_{Rxx} + T_{xx}} = \frac{D_{xy} - T_{xy}}{Q_{Rxx} - T_{xx}} \quad (2.19)$$

Якщо неоднорідна плита - гіротропна, слід розглянути два випадки: абсолютно прозора плита та непрозора плита. Результати представлені

компонентами ϵ_{ik} тензора, вираженими в термінах g векторів, використовуючи рівняння (2.16). Для прозорої пластини, не обтяжуючи громіздкими елементарними розрахунками, ми отримуємо:

$$D_y = \frac{R_2 - R_1 e^{2iS_a} \sin \theta}{R_2 + R_1 e^{2iS_a} \sin \theta} \quad (2.20)$$

$$D_x = R_1 \frac{1 - R_2 e^{2iS_a} \cos \theta}{1 + R_2 e^{2iS_a} \cos \theta} + R_2 \frac{1 - R_1 e^{4iS_a} \sin \theta}{1 + R_1 e^{4iS_a} \sin \theta}$$

$$D_y = \frac{1 - R_1 R_2 e^{2iS_a} \tan \theta}{1 + R_1 R_2 e^{2iS_a} \tan \theta} \quad (2.21)$$

$$S_a \approx k_0 \int_{0a}^{\sqrt{\dots}} dz \text{ і } k_0 \int_{0z}^{\sqrt{\dots}} dz. \text{ Аналіз і спрощення формул (2.20) і}$$

(2.21) аналогічно як і в [5]. Умови прозорості обох хвиль наступні:

$$S_a \approx a \approx q_0, \quad a \approx a \approx q_0, \quad S_a \approx a \approx q_0, \quad a \approx a \approx q_0 \quad (2.22)$$

де q_0 і q_0 цілі числа, які взагалі не збігаються. Розчини, що визначають товщину пластини та відповідні частоти, при яких пластинка прозора для відбитої хвилі, не співпадає з тими, що відносяться до переданої хвилі. Проте при невеликій гіротропії ($g \ll \epsilon$) і досить вузькому імпульсі падаючої хвилі [5], пластинка може бути прозорою для обох хвиль. Гіротропія призводить до частотного зсуву, який можна визначити за рівняннями (2.22), для якої цілі $c = q_0 = q$ повинна бути поставлена. Якщо гіротропія мала (критерій наведено вище), то рівняння (2.22) можна вирішити за допомогою методу конвергенції, що дає зсув частоти

$$(2.23) \quad \frac{k_{a_0} g \int_z dz}{\sqrt{\dots}} \approx k_0 g \int_0^a dz \approx a g \int_0^a dz \approx 2 \int_0^a dz$$

$$da \quad \int_0^a v_g \int_z dz$$

Тут $\frac{1}{v_g} \approx \frac{d}{k \int_z dz}$. Зауважимо, що для однорідних пластин перший елемент в (2.23) відсутній. Для полів E_{R0} і E_{T0} у нас є

$$E_{R0} \approx R_{tr} e \int_z dz \quad (2.24)$$

$$E_{\text{тн}} \approx T_{\text{rre}}$$

3

$$k \frac{d\alpha}{da} = \frac{g_a \alpha g_0}{d\alpha/da}$$

І, нарешті, обертання площини поляризації відбитих і пропущених полів є відповідно

$$(2.25) \quad \frac{D_x}{D_y} = \frac{z}{dz} \tan \left[\frac{D_x}{D_y} \right] \approx \frac{D_x}{D_y} \tan \left[\frac{D_x}{D_y} \right] \approx \frac{D_x}{D_y} \tan \left[\frac{D_x}{D_y} \right]$$

$$\frac{D_x}{D_y} \approx \frac{D_x}{D_y} \tan \left[\frac{D_x}{D_y} \right] \approx \frac{D_x}{D_y} \tan \left[\frac{D_x}{D_y} \right]$$

Можна бачити, що тут, як і в разі однорідної пластини[4], обертання площини поляризації має як просторові, так і тимчасові компоненти. Ми не будемо зупинятися на ситуації, коли $\frac{D_x}{D_y} \approx \frac{D_x}{D_y}$, оскільки для цього випадку рівняння (2.9), (2.10) мають ту ж структуру, що і рівняння (2.4), що дозволяє провести аналогічний аналіз.

РОЗДІЛ 3. РОЗСІЯННЯ ФОТОНІХ ПРОМЕНІВ ВІД ДІЕЛЕКТРИЧНИХ МЕЗОМАСШТАБНИХ ОБ'ЄКТІВ ІЗ ДЕТЕРМІНОВАНОЮ ГЕОМЕТРІЄЮ

Ефекти так званого «фотонного променя» [8, 9] не можуть бути передбачені на основі геометричної оптики або теорії скалярної дифракції,

і важливо вивчити поширення електромагнітних хвиль через такі елементи з використанням рівнянь Максвелла.

Численні моделі кінцево-різносних часових областей (КРЧО) показали, що коли циліндри [8] або сфери [9] висвітлені плоскою хвилею, вузькі світлові пучки виникають в ближньому полі поверхні частинок з тінювого боку. Ці просторово локалізовані світлові структури зазвичай мають довжину хвилі меншу повної ширини половинних максимумів (ПШПМ) (і нижче, ніж класична дифракційна межа), останні на відстанях від декількох довжин хвиль лазера і мають набагато більшу інтенсивність, ніж падаюча [9]. В роботі [8] вони були названі «фотонні нанопроміні» (ФНП). Примітно, що, незважаючи на свою назву, «фотонний» нанометричний зразок світла не пов'язаний з квантовою природою випромінювання.

Фотонні промені являють собою особливий тип електромагнітних (ЕМ) пучків, які фокусуються в області ближнього поля діелектричної частки, де розсіювання призводить до утворення зникаючих полів. В роботі [8] було згадано, що «фотонний нанопромінь ... може поширюватися на відстані, що перевищує довжину хвилі λ , після того, як вона виходить з поверхні тіні на основі освітлюється без втрат діелектричного мікроциліндра або мікросфери» діаметром більше 2λ [10]. Можна відзначити, що характерною особливістю фотонного променя є те, що пучок звуження може бути менше класичної дифракційної межі, але в загальному випадку поперечний розмір фотонного променя може бути або менше, або більше дифракційної межі. Однак слід зазначити, що фотонний промінь утворюється в просторовій області, де значну роль відіграють ефекти розсіювання ближнього поля (зникаючі поля). Як правило, ця область ближнього поля розташована на відстанях, що не перевищують

декількох діаметрів частинок, і характеризується помітним внеском радіальної складової оптичного поля. У свою чергу, ця умова накладає обмеження на діапазон розмірів діелектричних частинок, тому воно повинно бути близько декількох довжин хвиль і навіть дорівнює довжині хвилі випромінювання, тобто мають розміри мезомасштабних. Таким чином, конкретне значення довжини падаючої хвилі не є критичним, якщо дотримані умови мезомасштабності.

Дослідження вкладу як полів які поширюються, так і зникаючих полів в морфологію фотонних променів, строгий кутовий спектральний аналіз розсіяного поля встановили наступні обставини. Для частинок з розмірами порядку довжини хвилі випромінювання згідно з наближенням геометричної оптики і суворої електромагнітної теорії є менш точною через вклад затухаючого поля, який не враховується в геометричній оптиці. Хоча деякі дослідники [8] підтвердили, що фотонні промені не включають в себе незаплановані поля, це все ще необхідно ретельно вивчити для сферичних завдань, пов'язаних з повним 3D-аналізом. На основі спектрального аналізу фотонних променів також був зроблений висновок в роботі [11], що зникаюче поле лише вносить невеликий внесок в структуру фотонних променів, що обумовлено головним чином конкретним розподілом фаз.

Як правило, класичний фотонний промінь можна розглядати як пучок, який слабо розходить, що тягнеться далеко від поверхні генеруючої сфери (циліндра, диска). Умови отримання висококонцентрованого фотонного променя полягають в компромісі між коефіцієнтом контрастності показника заломлення і співвідношення довжини хвилі діелектричної частки до довжини хвилі.

Розсіювання електромагнітних хвиль на нано- і мікроциліндричних і сферичних частинках з використанням різних чисельних методів було предметом інтенсивних досліджень у всьому світі.

Можливість отримання ФНП також була продемонстрована за допомогою діелектричних еліптичних частинок [12], багат шарових гетерогенних мікросферичних частинок з градієнтом радіального заломлення і «усічених» еліпсоїдів. Вивчено основні характеристики ФНП (поперечні і повздовжні розміри, розподіл інтенсивності), утворені в околиці гетерогенних діелектричних мікросфер і мікроциліндрів, освітлених лазерним випромінюванням.

До сих пір основна частина теоретичних досліджень присвячена світловим потокам, що виникають з мікрочастинок з високим ступенем просторової симетрії, таких як сфери, сфероїди, циліндри, диски через їхню унікальну здатність виробляти екстремальну просторову локалізацію поля.

3.1 Кубічні частинки

Нещодавно [13] було показано утворення "терапроменів" (аналог фотонного нанопроменя в оптичному діапазоні) при плоскому розсіюванні ТГц-хвилі в міліметричній кубічній діелектричній структурі. Чисельно вивчено діелектричні кубоїди різної просторової форми, що працюють на частотах ТГц, що утворюють терапромені поблизу їхніх зовнішніх поверхонь.

Фізичний принцип утворення ЕМ-променів в цьому випадку полягає в наступному: коли плоска хвиля, що падає на кубічну частку, проникає в діелектричний матеріал, випромінювання поширюється поблизу кубоподібного краю з більшою фазовою швидкістю, ніж в його центрі;

фазовий набіг, що виникає між різними областями падаючої хвилі, викликає деформацію фронту хвилі. При певному параметрі розміру кубічної частки хвильовий фронт набуває позитивну кривизну (випромінювання прагне поширитися від кубоподібного краю до його центру), що відповідає умові фокусування випромінювання.

Змінюючи показник заломлення n тривимірних кубоїдів, експериментально було показано, що при $n = 1.41$, фокус переміщується зсередини назовні частинки, утворюючи квазісиметричний терапромінь з високою піковою інтенсивністю $B_m = I / I_0 \approx 10$, де I_0 - інтенсивність падаючої хвилі. Більш того, здатність таких діелектричних кубоїдів посилити збурення зворотного розсіювання була виявлена, коли золоті сфери різних розмірів вводяться в межах області терапроменів і переміщуються вздовж і поперек.

Пропонована структура на основі кубоїда може бути використана на мікрохвилях [13], а також як масштабована модель може бути передана безпосередньо в оптичні і нанооптичні смуги, спрощуючи процес виготовлення в порівнянні з сферичними діелектричними частинками і може знайти застосування в нових пристроях.

Основна можливість утворення терапроменів при взаємодії з часткою у вигляді осесиметричною піраміди (аксікона) і трикутної смуги вперше показана в роботі [14]. Зв'язок між геометрією (формою) і матеріалом розсіювача діелектричних частинок і його результуючим розподілом поля може бути дуже складним.

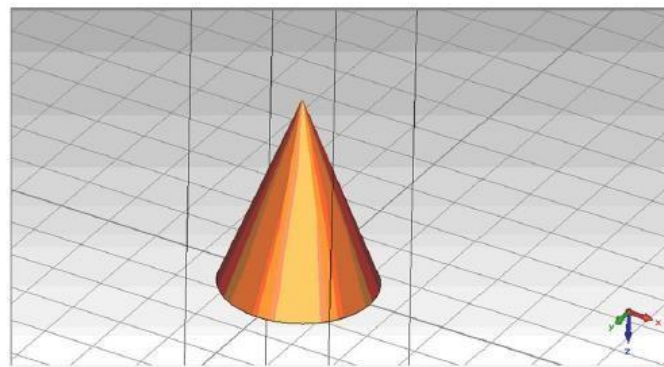
3.2 Розсіяння у тривимірному просторі

Приклади чисельного моделювання КРЧО формування терапроменів з осесиметричних конусів, пірамід, стрижнів з трикутним профілем

обговорюються в роботі [14]. Показано, що при виборі форми частинок параметри і форма ЕМ-променя можуть бути скориговані. Як приклад порівняння параметрів променя, що створюються двома діелектричними частинками різної форми, показано в табл. 3.1. Профілі інтенсивності поблизу конічної частки показані на рис. 3.1, а для частки у вигляді трикутника з базовими розмірами $1 \times 0,707 \times 0,707 \lambda_0$ і висота $0,5 \lambda_0$ показані на рис. 3.2.

Таблиця 3.1 - Терапромені з діелектричних часток різних просторових форм.

Параметр/	ПШПМ _x , ПШПМ _y , довжина променя,			V, λ_{3_0} S, λ_{2_0}	
форма частинок	λ_0	λ_0	λ_0		
Конічна частка	0.49	0.45	1.37	0.26	0.785
Трикутний бар'єр	0.33	0.6	1.9	0.25	0.499

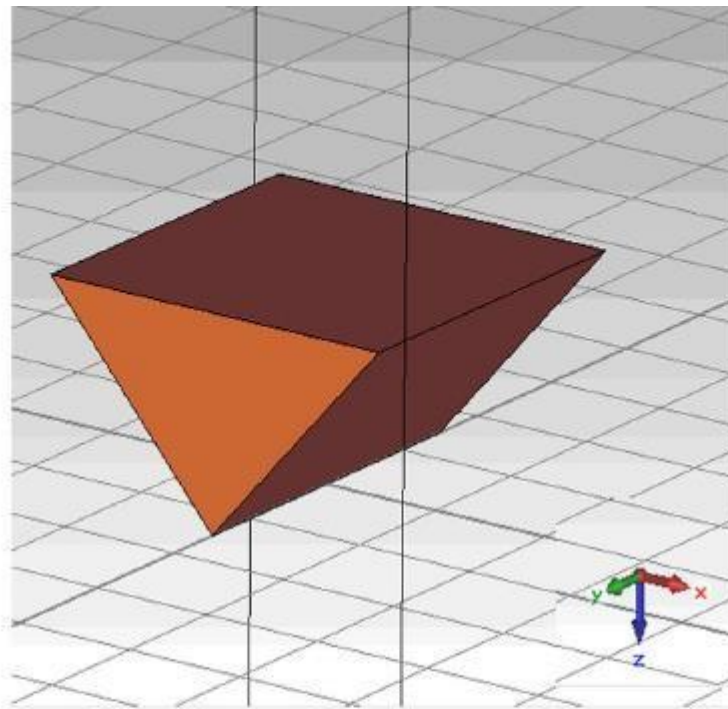


(a)

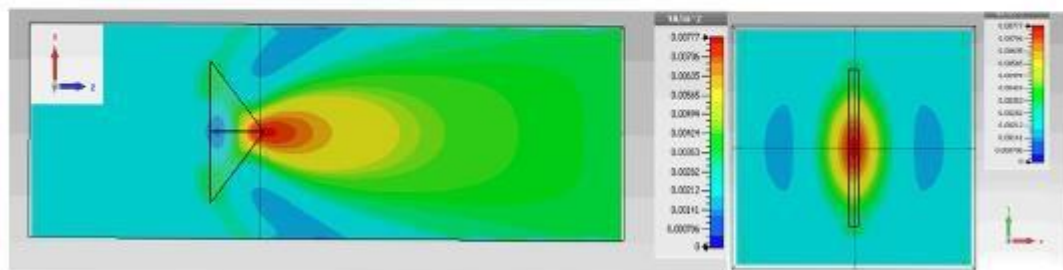


(b)

Рисунок 3.1 - (а) тривимірне зображення осесиметричної конічної частки; (b) розподілення інтенсивності поблизу частки в площинах ZX (ліва панель) і XY (права панель). Радіус основи аксікона дорівнює $0,5 \lambda_0$, висота $1,0 \lambda_0$, випромінювання падає на верхнє дно.



(a)



(b)

Рисунок 3.2 - (а) тривимірне зображення модельної частки у вигляді рівнобедреного трикутника; (b) розподілення інтенсивності в площинах ZX (зліва) і XY (праворуч).

Локалізований ЕМ-терапромінь може бути отриманий також під час складного процесу, що включає відбиття і рефракцію відбитих плоских хвиль у частинки, розташовані на підкладці, що відбиває, як було вперше повідомлено в роботі [14]. На рис. 3.3 моделювання формування ФНП (вид зверху) в режимі «відбиття» 3D-діелектричним кубоїдом з розмірами $\lambda_0 \times \lambda_0 \times 0,33 \lambda_0$, освітлена вертикально (E_y) плоскополяризована хвиля з частотою 0,1 ТГц ($\lambda_0 = 3$ мм) показані [15].

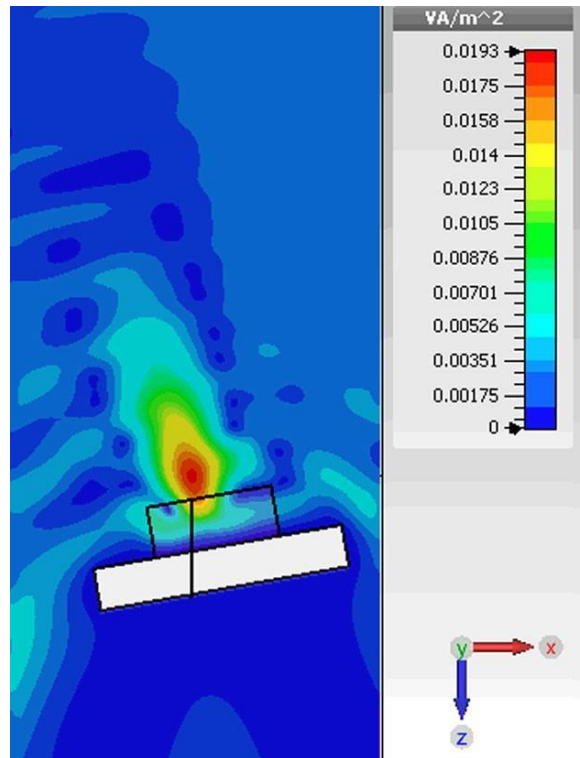


Рисунок 3.3 - Моделювання формування ФНП в режимі "відбиття" на 3D діелектричний кубоїд.

Частка занурювалася в вакуум ($n_0 = 1$) на металеву підкладку (алюміній) з розмірами $2\lambda_0 \times 2\lambda_0 \times 0,33 \lambda_0$. Показник заломлення діелектричного матеріалу становив 1,46. Кут між падаючим хвильовим фронтом і нормаллю до підкладки становив 10 градусів. Напрямок падіння випромінювання було зверху вниз. Показана принципова можливість управління струменями і регулювання параметрів струменя, включаючи тривимірну форму і положення в просторі, шляхом вибору співвідношення розмірів генеруючої частки і кута повороту щодо напрямлення падаючого хвильового фронту.

3.3 Розсіяння циліндричних хвиль

На оптичних частотах перспективною ідеєю є використання конічного фокусування поряд з ефектом ФНП для створення інтенсивної локалізованої оптичної структури в екстремальному ступені. Фокусування випромінювання, наприклад, з лінійним аксіконом, зазвичай є круговим конусом, орієнтованим вздовж напрямку падіння випромінювання, добре відома в оптичних системах візуалізації. Оптичний промінь, що проходить через аксікон, набуває фазовий зсув, лінійно зростаючий від осі пучка до його периферії. Це призводить до утворення численних локальних вогнищ, розподілених по шляхах, що виникли з кожної кільцевої області світлового пучка. Загальна довжина системи фокусів залежить від кута вершини аксікона. Як добре відомо з теорії пучка Бесселя, такі промені теоретично поширюються на нескінченній відстані без спотворень і викликали значний інтерес, оскільки їх поперечним перерізом мають гострий центральний пік. Ефективна ширина центрального піку може бути надзвичайно вузькою (приблизно $3\lambda/4$) на великих відстанях.

Цікаво відзначити, що сферичні аберації в напівсферичних лінзах також можуть індукувати бessel-подібні пучки [16]. Bessel-подібна природа фотонних променів була підкреслена також в роботі [17]. Було відзначено, що осесиметрична фокусуєча система в поєднанні з геометричними сферичними абераціями призводить до пучку типу Бесселя, що утворює подовжений фокусний об'єм, що виходить зі сфери. Також була згадана роль непараксіальних вкладів і що фотонні промені є результатом плоскої хвилі, що складається тільки з нульові поперечної просторової частоти.

Також, використовуючи пряме фазове відбиття в площині датчика, було відзначено в [18] повна еволюція фази хвильового фронту вздовж осі z є результатом двох вкладів, що виникають через заломлення борту і фазового зсуву Гуї в фотонних нанотрубках (фаза Гуї [19] спирається на

додатковий фазовий внесок в поширюється фазу kz (k є хвильовим вектором і z - відстанню), коли промінь проходить крізь його фокус).

Очевидно, що батьківська частка для утворення ФНП в цьому випадку не повинна бути сферою, а аксіконом [14]. За аналогією з геометричною оптикою можна очікувати, що ФНП, що виник з конічної частки мікронного розміру (мікроаксікон), буде мати набагато більшу просторову довжину, ніж довжина від сфери.

Розрахунки КРЧО показали високу чутливість параметрів ФНП (довжина L , ширина w , інтенсивність B_m) і кут вершини мікроконуса також. При чисельних симуляція було змінено кут вершини на зміну параметра висоти конуса h при збереженні діаметра підстави конуса $D = 6\lambda$. Результати цих симуляцій на оптичних частотах для частинок мікроконусів, підданих впливу оптичної хвилі з $\lambda = 0,532$ мкм, підсумовані на рис. 3.4.

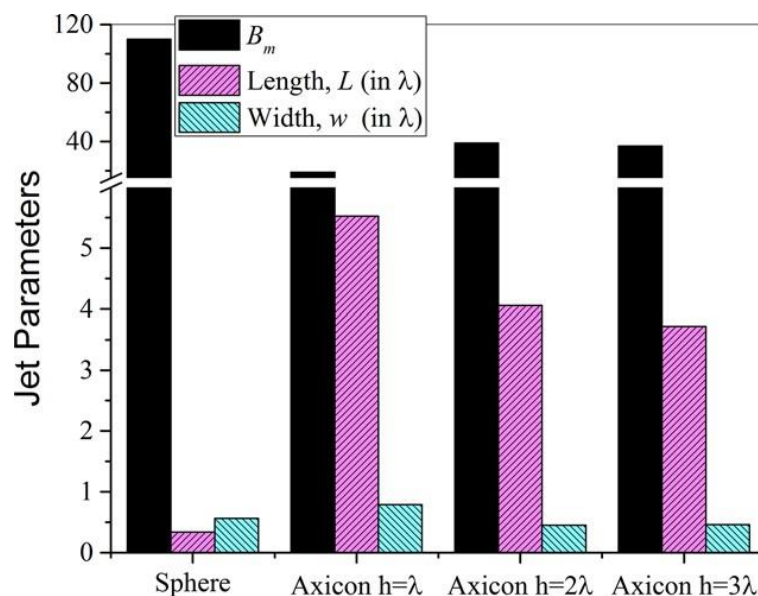


Рисунок 3.4 - Параметри фотонних потоків з різних мікрочастинок на основі аксікона.

Крім того, ситуація з однорідною сферою з радіусом $a_0 = D/2$ також

розглядається. Як було зазначено вище, характер розсіювання електромагнітного випромінювання на частинці має на увазі використання безрозмірного параметра розміру, який будується як відношення еквівалентного радіуса розсіювача до довжини ЕМ-хвилі. Тому, поки це співвідношення зберігається, а показник заломлення частинок залишається незмінним, ми вільні у виборі частинок будь-яких бажаних розмірів, освітлених випромінюванням в будь-якому бажаному діапазоні довжин хвиль. Вибір конуса $d = 3$ мкм, освітленого довжиною хвилі 532 мкм, довільний. Однак цей випадок наочно ілюструє формування фотонних променів в класичному діапазоні довжин хвиль мезомасштабною ($d \sim \lambda$) діелектричною часткою.

Як і очікувалося, однорідна сфера займає абсолютне лідируюче положення серед всіх розглянутих частинок щодо інтенсивності пікового променя. Промінь, створюваний такою сферою, має надзвичайно високу інтенсивність, $B_m = 110$ і компактними розмірами у всіх напрямках. Частинки конічного типу створюють промені з близькими значеннями інтенсивності, $B_m \approx 40$, з майже однаковою шириною хвилі, $w \approx 0,45\lambda$, але помітно збільшеною довжиною (в порівнянні з однорідною сферою). Для найтоншого аксікона, використовуваного в симуляції, $h = \lambda$, фотонний промінь досягає рекордної довжини $L \approx 5,5\lambda$. Однак зарядом для цього екстремального подовження є зменшення інтенсивності піку променя, $B_m \approx 19$, а також майже дворазове збільшення ширини променя, $w \approx 0,79\lambda$. Аналіз показує, що подальше зменшення висоти аксікона до значень менш ніж довжина хвилі не приводить до зростання довжини променя, а лише руйнує просторову локалізацію променя.

ВИСНОВКИ

Ключовими параметрами ФНП є інтенсивність променів, поперечні і поздовжні розміри. На сьогоднішній день отримані експериментальні і теоретичні дані про характеристики ФНП для сферичних і еліпсоїдальних частинок. З точки зору крайньої просторової локалізації поля основною перевагою сфери або еліпсоїда є його здатність до ультра-різкого фокусування вхідної хвилі.

Основна частина теоретичних досліджень, присвячених нанопромням, була в основному зосереджена на разі діелектричних частинок у вигляді циліндра або сфери. Але деякі з практичних застосувань стимулювали розробку нових методів для створення ФНП з бажаними параметрами.

Було показано, що фотонний промінь може бути утворений несферичними і несиметричними діелектричними мезомасштабними частками як при передачі, так і в режимі відбиття. Це дозволяє краще зрозуміти властивості у інформаційному фотонному вихідному каналі і можливі стратегії для підгонки таких променів. Також, з точки зору контролю довжини фотонного променя частки конічного типу мають відмінні перспективи застосування.

Декілька потенціальних застосувань ФНП: У конструкції оптичних хвилеводів з низькою втратою; У технологіях, які використовують комбінаційне розсіювання; Для розвитку фотонної схематехніки в задачах діагностики (наприклад, флуоресценції); Для виявлення, калібрування та параметризації дефектів та домішок (їх параметрів та конфігурацій); Для конструкцій оптичних фотоприладів – аналогів електронної схематехніки;

Оптична пастка; Для конструкцій дисків для зберігання інформації з ультрависокої щільністю; Для багато фокусного (у паралельних хвилеводах) виявлення збуджених станів атомів, молекул, молекулярних, наноконкомплексів, а також структурованих у мезомасштабі об'єктів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. V. F. Nesterenko. Dynamics of Heterogeneous Materials. Springer-Verlag, New York, NY, 2001.
2. G. Theocharis, M. Kavousanakis, P. G. Kevrekidis, C. Daraio, M. A. Porter, and I. G. Kevrekidis. Localized breathing modes in granular crystals with defects. *Phys. Rev. E*, 80:066601, 2009.
3. A. E. Miroshnichenko, S. Flach, and Yu. S. Kivshar. Fano resonances in nanoscale structures. *Rev. Mod. Phys.*, 82:2257-2298, 2010.
4. Gerasymov O. I. Meso-scaled photonics meet ecological monitoring of harmful impurities / O. I. Gerasymov, A. YA. Spivak, M. M. Khudyntsev, O. O. Kalmykova, O.V. Popkova // Матеріали конференції VI Всеукраїнського з'їзду екологів, 21-22 вересня 2017 р. - ВНТУ, 2017.
5. Bass, F. and L. Resnick, "Spatial and temporal rotation of the polarization plane of electromagnetic waves reflected from and transmitted through a gyrotropic plate," *J. of Electromagn. Waves and Appl.*, Vol. 17, 1131–1137, 2003.
6. Brekhovskikh, L. M., *Waves in Layered Media*, Academia, New York, 1980; Tsang, L., J. A. Kong, and R. T. Shin, *Theory of Microwave Remote Sensing*, Wiley-Interscience, New York, 1985.
7. Landau, L. D. and E. M. Lifshits, *Electrodynamics of Continuous Media*, Pergamon Press, Oxford, 1984.
8. Z. Chen, A. Taflove, and V. Backman, *Opt. Express* 12, 1214–1220 (2004).

9. X. Li, Z. Chen, A. Taflove, and V. Backman, *Opt. Express* **13**, 526–533 (2005).
10. S. Lecler, Y. Takakura, and P. Meyrueis, *Opt. Lett.* **30**, 2641–2643 (2005).
11. A. V. Itagi and W. A. Challener, *J. Opt. Soc. Am. A* **22**, 2847–2858 (2005).
12. T. Jalalia and D. Erni, *J. Mod. Opt.* **61**, 1069–1076 (2014).
13. V. Pacheco-Pena, M. Beruete, I. V. Minin, and O. V. Minin, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 084102 (2014).
14. I. V. Minin and O. V. Minin, *Vestn. NGU. Ser. Technol.* **4**, 59–70 (2014) 15.
I. V. Minin, O. V. Minin, V. Pacheco-Pena, and M. Beruete, *Opt. Lett.* **40**, 2329–2332 (2015).
16. R. M. Herman and T. A. Wiggins, *J. Opt. Soc. Am. A* **8**, 932–942 (1991).
17. A. Devilez, Ph.D. thesis, (Aix-Marseille University, France 2010).
18. P. Bon et al., *Opt. Lett.* **37**, 3531–3534 (2014).
19. L. G. Gouy, *C. R. Acad. Sci. Paris* **110**, 1251 (1890).