

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний університет «Запорізька політехніка»

Факультет інформаційної безпеки та електронних комунікацій
(повне найменування факультету)

Кафедра інформаційної безпеки та наноелектроніки
(повне найменування кафедри)

Пояснювальна записка

до дипломного проєкту (роботи)

магістр

(ступінь вищої освіти)

на тему Поляризованість ланцюжку біметалевих наночастинок на діелектричній підкладці

(назва теми)

Виконав(ла): студент(ка) ІІ курсу,
групи БК-313м
Спеціальності 176 Мікро- та
наносистемна техніка

(код і найменування спеціальності)

Освітня програма (спеціалізація)
Мікро- та наноелектронні прилади і
пристрої

МЕЛЬНИК Д.Д.

(ПРИЗВИЩЕ та ініціали)

Керівник РЕВА В.І.

(ПРИЗВИЩЕ та ініціали)

Рецензент КУРБАЦЬКИЙ В.П.

(ПРИЗВИЩЕ та ініціали)

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний університет «Запорізька політехніка»

Факультет інформаційної безпеки та електронних комунікацій

Кафедра інформаційної безпеки та наноелектроніки

Ступінь вищої освіти магістр

Спеціальність 176 Мікро- та наносистемна техніка

(код і найменування)

Освітня програма (спеціалізація) Мікро- та наноелектронні прилади і пристрої

(назва освітньої програми (спеціалізації))

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри ІБтаН

Андрій КОРОТУН

«___» _____ 2024 року

ЗАВДАННЯ
НА ДИПЛОМНИЙ ПРОЄКТ (РОБОТУ) СТУДЕНТА(КИ)

МЕЛЬНИКА Дмитра Дмитровича

(ПРИЗВИЩЕ, ім'я, по батькові)

1. Тема проєкту (роботи) Поляризованість ланцюжку біметалевих наночастинок на діелектричній підкладці

The polarizability of a chain of bimetallic nanoparticles on a dielectric substrate

керівник проєкту (роботи) к.ф.-м.н., РЕВА Віталій Ігорович,

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

затверджені наказом закладу вищої освіти від «05» грудня 2024 року №507

2. Строк подання студентом проєкту (роботи) 10.12.2024

3. Вихідні дані до проєкту (роботи) моно- і біметалеві сферичні частинки, параметри частинок і оточуючого середовища

4. Зміст розрахунково-пояснювальної записки (перелік питань, які потрібно розробити)

Поляризованість ланцюжків моно- і біметалевих частинок, релаксація електронів у біметалевих частинках

5. Перелік графічного матеріалу (з точним зазначенням обов'язкових креслень, кількість слайдів, плакатів)

Презентація доповіді (в MS PowerPoint), 9 слайдів.

6. Консультанти розділів проекту (роботи)

Розділ	ПРИЗВИЩЕ, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	прийняв виконане завдання
1 – 2	РЕВА В.І., доцент кафедри ІБтаН	02.09.2024	05.12.2024
Нормоконтроль	КОРОЛЬКОВ Р. Ю., доцент кафедри ІБтаН		09.12.2024

7. Дата видачі завдання «02» вересня 2024 року.

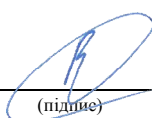
КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№ з/п	Назва етапів дипломного проекту (роботи)	Строк виконання етапів проекту (роботи)	Примітка
1.	Збір та аналіз інформації про оптичні властивості ланцюжків металевих наночастинок	02.09.24 – 16.09.24	виконано
2.	Систематизація літературних даних	17.09.24 – 23.09.24	виконано
3.	Складання і затвердження наукового завдання	24.09.24 – 29.09.24	виконано
4.	Формування та уточнення наукового завдання	30.09.24 – 05.10.24	виконано
5.	Одержання частотних залежностей поляризованості сферичних моно- і біметалевих наночастинок	06.10.24 – 15.10.24	виконано
6.	Складання процедури розрахунку	16.10.24 – 31.10.24	виконано
7.	Одержання чисельних розрахунків та їх аналіз	01.11.24 – 13.11.24	виконано
8.	Оформлення графічної частини	14.11.24 – 19.11.24	виконано
9.	Оформлення ПЗ	20.11.24 – 30.11.24	виконано

Студент(ка)

_____ Дмитро МЕЛЬНИК
(підпис) (Ім'я ПРИЗВИЩЕ)

Керівник проекту (роботи)

 _____ Віталій РЕВА
(підпис) (Ім'я ПРИЗВИЩЕ)

АНОТАЦІЯ

Пояснювальна записка до магістерської роботи: 51 с., 1 табл., 15 рис., 40 джерел.

ДИЕЛЕКТРИЧНА ФУНКЦІЯ, ЕФЕКТИВНА ШВИДКІСТЬ РЕЛАКСАЦІЇ, ЛАНЦЮЖОК ЧАСТИНОК, МОНО- І БІМЕТАЛЕВІ НАНОЧАСТИНКИ, ПОЛЯРИЗОВАНІСТЬ

Мета роботи: дослідження частотних залежностей поляризованості ланцюжків моно- і біметалевих наночастинок.

Об'єкт та предмет дослідження: об'єктом дослідження є ланцюжки сферичних металевих наночастинок; предметом дослідження є їх оптичні властивості.

Методи дослідження: розрахунково-аналітичний.

Результати: результатом дослідження є аналітичні вирази для поляризованості ланцюжків металевих частинок та ефективного часу релаксації електронів у біметалевих частинках.

Рекомендації щодо впровадження: робота носить фундаментальний характер, проте деякі її результати можуть бути використані при проектуванні оптичних хвильоводів на ланцюжках металевих частинок.

Практична цінність: досліджено вплив розмірів і морфології наночастинок на оптичні характеристики ланцюжків, створених із них.

ABSTRACT

Explanatory note to the master's thesis: 51 p., 1 table, 15 figure, 40 sources.

DIELECTRIC FUNCTION, EFFECTIVE RELAXATION RATE, PARTICLE CHAINS, MONO- AND BIMETALLIC NANOPARTICLES, POLARIZABILITY

The purpose of the work: study of the frequency dependences of the polarizability of chains of mono- and bimetallic nanoparticles.

Object and subject of research: the object of the research is chains of spherical metal nanoparticles; the subject of the research is their optical properties.

Research methods: computational and analytical.

Results: the result of the research is analytical expressions for the polarizability of chains of metal particles and the effective relaxation rate of electrons in bimetallic particles.

Recommendations for implementation: the work is of a fundamental nature, however, some of its results can be used in the design of optical waves of gadflies on chains of metal particles.

Practical value: the influence of the size and morphology of nanoparticles on the optical characteristics of chains created from them was investigated.

ЗМІСТ

	С.
Вступ.	7
1 Ланцюжкові хвилеводи.	8
1.1 Синтез ланцюжків металевих наночастинок.	8
1.1.1 Моделі опису утворення структур.	8
1.1.2 Закономірності формування ланцюжків.	14
1.1.3 Мінімізація дефектів.	19
1.2 Застосування ланцюжків різних частинок в якості хвилеводів.	22
1.2.1 Властивості сферичних металевих наночастинок в ланцюжках.	22
1.2.2 Передавальні властивості хвилеводів.	30
2 Поляризованість ланцюжка сферичних біметалевих наночастинок.	36
2.1 Постановка задачі.	36
2.2 Результати розрахунків та їх обговорення.	42
Висновки.	46
Перелік джерел посилання.	47

ВСТУП

Хвилеводи – це структури, які спрямовують електромагнітні хвилі (EMX) або сигнали з однієї точки в іншу, виконуючи роль «дрота» для хвиль різної довжини, запобігаючи їхньому розсіюванню та втраті потужності. Принцип роботи хвилеводів наступний: хвилі поширюються всередині хвилеводів завдяки багаторазовому повному відбиттю від стінок, що створює певний режим хвилі (моду). Структурно хвилеводи реалізуються як у двовимірній (2D), так і в тривимірній (3D) геометрії. Відомими прикладами є оптичні хвилеводи зі зв'язаним резонатором (CROWs) і субхвильові ґратки. Їх використовують на практиці як фільтри майже будь-якої частоти, лінії затримки, з'єднувачі, поляризатори та, найважливіше, для передачі інформації. Найбільш популярним прикладом останнього є оптоволокно, що дозволяє передачу інформації на порядок вищій швидкості, порівняно зі звичайними дротами.

Менш відомими є ланцюжкові хвилеводи на наночастинках, які можна віднести до одновимірних (1D) структур [1]. На відміну від звичайних, в них використовують ланцюжок металевих наночастинок для спрямування світла чи інших електромагнітних хвиль в наномасштабі [2]. При цьому, відстань між наночастинками відповідає довжині хвилі світла. Принцип роботи таких хвилеводів наступний: у металевих наночастинках утворюються локалізовані плазмони, що дозволяють концентрувати і спрямовувати EMX [3]. Їх дослідження є актуальним через розвиток технологій та тенденцію до мінімізації структур, з одночасним підвищенням їх ефективності, та потенційне використання у квантових комп'ютерах. Із цією метою, розглядаються їх характеристики, формування, різницю параметрів хвилеводів при використанні наночастинок різної форми. Окрім цього, детально досліджуються поляризованість ланцюжків сферичних моно- та біметалевих наночастинок та її залежність від розмірних характеристик частинок та періоду такого хвилеводу.

1 ЛАНЦЮЖКОВІ ХВИЛЕВОДИ

1.1 Синтез ланцюжків металевих наночастинок

Розглянемо більш новий метод отримання ланцюжків – електростатичний спосіб функціоналізації діелектричної підкладки, що описується в роботі [4]. Для початку визначимо умови, за яких спостерігається вибіркове осадження металевих сферичних наночастинок у впорядковані структури на електростатично функціоналізовану діелектричну підкладку, забезпечену наношаблоном. Крім цього, визначимо залежність ступеня дефектності синтезованих у таких умовах ланцюжкових структур від параметрів системи.

Сам спосіб заснований на використанні металевих наношаблонів, розташованих на зворотному боці підкладки, на які подається електричний потенціал. Сферичні частинки, в даному випадку – срібла, розміром близько 5-10 нм утворюються в колоїдному розчині і надалі осідають на пряму лінію (шаблон), утворений поперечним зрізом шаруватої структури, що складається з тонкого шару металу між двома кварцовими підкладками (зріз також покривається тонким шаром кварцу). При цьому міжчастинкова відстань може контролюватися електростатичними силами і полімерним адсорбційним шаром частинок. Далі розглянемо деякі моделі для його опису.

1.1.1 Моделі для опису утворення ланцюжкових наноструктур

Метод броунівської динаміки дає змогу відтворити природні умови структуроутворення з використанням реалістичних потенціалів міжчастинкової взаємодії в довільних дисперсних системах [5]. Розрахунок руху частинок проводиться в комірці, у якій у початковий момент часу випадково-рівномірно розподіляються N однакових наночастинок. Сторона комірки, в середньому, може

на 2-3 порядки перевищувати розмір частинки. Стінки комірки є пружними і дзеркально відбиваючими. На кожному кроці ітерації для кожної частинки розв'язуються такі рівняння руху, з урахуванням рівнодіючої сил:

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{r}_n}{dt} = \mathbf{v}_n \\ M \frac{d\mathbf{v}_n}{dt} = \mathbf{F}_n - \mathbf{F}_f - \mathbf{F}_{fp} + \mathbf{F}_c + \mathbf{F}_p + \mathbf{F}_d \end{cases} \quad (1.1)$$

де \mathbf{r}_n – координата частинки; \mathbf{v}_n – швидкість частинки; M – маса частинки; \mathbf{F}_n – рівнодійна потенційних сил, що діють на n -ту частинку (Ван-дер-Ваальсова та пружна взаємодія, а також сила тяжіння); \mathbf{F}_c – стохастична гідродинамічна сила; \mathbf{F}_f – сила в'язкого тертя; \mathbf{F}_{fp} – сила дотичного міжчастинкового тертя; \mathbf{F}_p – сила взаємодії з нанощаблоном; \mathbf{F}_d – сила диполь-дипольної взаємодії між частинками. Для розв'язання рівнянь руху використовують метод предиктор-коректор Нордсіка-Гіра п'ятого порядку.

Одним із провідних чинників, що визначають положення частинок у регулярній структурі, є дисперсійні сили притягання Ван-дер-Ваальса. Для їхнього опису скористаємося наближенням теорії Гамакера і де-Бура, згідно з якою енергія притягання двох сферичних частинок однакового радіуса b з однакового матеріалу описується таким виразом:

$$U_v = -\frac{A}{6} \left[\frac{2b^2}{l_{nm}^2 + 4bl_{nm}} + \frac{2b^2}{(l_{nm} + 2b)^2} + \frac{l_{nm}^2 + 4bl_{nm}}{(l_{nm} + 2b)^2} \right], \quad (1.2)$$

де $l_{nm} = r_{nm} - 2b$ – міжчастинковий проміжок, що дорівнює сумі товщин адсорбційних шарів (деформованих у ділянці контакту); r_{nm} – відстань між центрами частинок; $A = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Дж – ефективна постійна Гамакера для взаємодії двох срібних наночастинок у воді.

Якщо вважати підкладку сферою нескінченного радіуса, отримаємо вираз, що описує взаємодію Ван-дер-Ваальса для частинки з діелектричною підкладкою:

$$U_v = -\frac{A^* b}{6 l_{nm}} \left[1 + \frac{l_{nm}}{2b + l_{nm}} + \frac{l_{nm}}{b} \ln \frac{l_{nm}}{2b + l_{nm}} \right], \quad (1.3)$$

де l_{nm} – зазор між частинкою і підкладкою $A^* = 0,24 \cdot 10^{-19}$ Дж – ефективна постійна Гамакера для взаємодії срібної наночастинки з кварцовою підкладкою [5].

Для запобігання швидкому об'єднанню частинок в агрегати в колоїдах ще до початку утворення частинок дисперсної фази в міжчастинкове середовище вводять (стосовно гідрозолів) водорозчинний полімер. У цьому випадку кожна частинка, що утворюється, виявляється оточеною адсорбційним шаром, товщина якого може становити $l_n, l_m = 1 \div 3$ нм. При зіткненнях частинок цей шар послаблює Ван-дер-Ваальсове притягання і перешкоджає спонтанній коагуляції частинок. Для опису пружних взаємодій наночастинок [6] використовується новий підхід, що ґрунтується на розв'язанні задачі про деформацію двох куль, відомої як контактна задача Герца.

Енергія пружного відштовхування двох сферичних частинок однакового радіуса b , що контактують, з адсорбційними шарами, які деформуються в зоні контакту, може бути описана виразом:

$$U_e = \frac{4}{15} (l_n + l_m - l_{nm})^{\frac{5}{2}} \left[\frac{(b + l_n)(b + l_m)}{(b + l_n) + (b + l_m)} \right]^{\frac{1}{2}} \left(\frac{E_e}{1 - \sigma_p^2} \right), \quad (1.4)$$

де l_n, l_m – товщина недеформованих адсорбційних шарів n -ї та m -ї частинок; l_{nm} – міжчастинковий проміжок з урахуванням деформації адсорбційних шарів; E_e – ефективний модуль пружності полімерних адсорбційних шарів (приймається

однаковим для обох частинок); σ_p – коефіцієнт Пуассона (характерні значення $\sigma_p = 0,15$).

Енергія пружної взаємодії сфери радіусом b і підкладки задається таким виразом:

$$U_e = \frac{4}{15} (l_n + l_m - l_{nm})^2 [l_m + b]^{\frac{1}{2}} \left(\frac{E_e}{1 - \sigma_p^2} \right), \quad (1.5)$$

Урахування дисипативних сил принципово важливе при спонтанному впорядкуванні дисперсних систем. Взагалі, якщо дисипативні сили в системі відсутні, сама коагуляція частинок унеможлиблюється через пружне (квазіпружне) відбиття одна від одної. Сила в'язкого тертя, що є основним чинником дисипації кінетичної енергії, для сферичних частинок радіуса b визначається формулою Стокса:

$$\mathbf{F}_f = -6\pi\eta(b + l_{nm})\mathbf{v}, \quad (1.6)$$

де η – динамічна в'язкість середовища; \mathbf{v} – швидкість руху частинки.

Взаємодія частинок із навколишнім середовищем із флуктуюючого густиною призводить до випадкової зміни траєкторії їхнього руху, що має компенсувати дію сили тертя і зберігати рухливість частинок дисперсної фази. Для реалізації броунівського руху вважаємо, що випадкова сила $\mathbf{F}_c(t)$ має гауссовий розподіл і є δ -корельованим випадковим процесом [6]. Протягом кроку за часом Δt частинка постійно піддається дії випадкової гідродинамічної сили. Перед кожним кроком інтегрування величина проєкцій випадкової сили $\mathbf{F}_{c,n}$ ($n = x, y, z$) на осі координат обирається з гаусового розподілу з нульовим середнім значенням і відхиленням:

$$\langle \mathbf{F}_{e,n}^2 \rangle = \frac{12\pi\eta b k_B T}{\Delta t}, \quad (1.7)$$

де k_B – стала Больцмана.

Важливу роль у спонтанному впорядкуванні колоїдів можуть відігравати сили дотичного тертя, що виникають під час поперечного відносного зміщення частинок у ланцюжку (та їхнього ковзання поверхнею одна відносно одної) [6]. Такі зсуви виникають, зокрема, під час деформації агрегату під час його взаємодії з підкладкою або під час переміщення частинок у процесі впорядкування агрегату. Напрямок сили дотичного тертя протилежний проекції вектора швидкості відносного руху частинок на площину зіткнення їхніх адсорбційних шарів. Величина сили дотичного міжчастинкового тертя \mathbf{F}_{fp} визначається добутком ефективного коефіцієнта тертя μ на величину сили пружної взаємодії \mathbf{F}_e :

$$\mathbf{F}_{fp} = -\mu |\mathbf{F}_e| \mathbf{q}_{nm}, \quad (1.8)$$

де \mathbf{q}_{nm} – нормований вектор проекції вектора швидкості відносного руху частинок на площину зіткнення адсорбційних шарів частинок:

$$\mathbf{q}_{nm} = \frac{(\mathbf{v}_m - \mathbf{v}_n) - \mathbf{u}_{nm} ((\mathbf{v}_m - \mathbf{v}_n) \mathbf{u}_{nm})}{\left| (\mathbf{v}_m - \mathbf{v}_n) - \mathbf{u}_{nm} ((\mathbf{v}_m - \mathbf{v}_n) \mathbf{u}_{nm}) \right|}, \quad (1.9)$$

де $\mathbf{u}_{nm} = \mathbf{r}_{nm} / |\mathbf{r}_{nm}|$.

Для розрахунку сили взаємодії тонкої зарядженої металевої нитки (розташованої зі зворотного боку підкладки) з металевою наночастинкою сферичної форми скористаємося методом електричних зображень. Для цього розіб'ємо нитку на елементарні заряди:

$$(q_e)_m = f(x_m) \Lambda dx, \quad (1.10)$$

де Λ – лінійна густина заряду на нитці; dx – довжина нескінченно малого елемента нитки (приймається на порядок меншою від радіусу частинки); $f(x)$ – функція поздовжнього розподілу заряду; x_m – координата елементарного заряду на нитці (у нашому випадку нитка розташована вздовж осі X).

Функція $f(x)$ представляється поліномом 6-го ступеня і вводиться для того, щоб наночастинки розташовувалися в ланцюжку еквідистантно, а не концентрувалися біля центру нитки. На практиці цей підхід реалізується, наприклад, шляхом використання підкладки (або шаблону) змінної товщини. Для визначеності вважатимемо, що на нитці міститься негативний заряд. Потрібно врахувати, що елементарний заряд на нитці взаємодіє не тільки з тим електричним зображенням, яке він індукує на сферичній частинці, а й з іншими зображеннями, які наводяться іншими елементарними зарядами (рис. 1.1). Сумарна сила електростатичної взаємодії з шаблоном у цьому випадку описується виразом

$$\mathbf{F}_p \sum_{m=1}^{N_q} \sum_{n=1}^{N_q} \frac{1}{4\pi\epsilon_m\epsilon_0} \frac{(q_e)_n (q_e)_m}{|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_n|^2}, \quad (1.11)$$

де N_q – число елементарних зарядів на нитці; $|\mathbf{r}_m|$ – відстань від центру сфери до елементарного заряду на нитці; $|\mathbf{r}_n| = b^2 / |\mathbf{r}_m|$ – відстань від центру сфери до наведеного заряду; $(q_e)_n = -b(q_e)_m / |\mathbf{r}_m|$ – заряд, наведений на частинці; ϵ_m – діелектрична проникність навколишнього середовища.

Загалом металева частинка є електронейтральною, тому під час взаємодії із зарядженою ниткою у сфері відбувається перерозподіл зарядів. Заряди, наведені на сфері, розташовуються на дузі (рис. 1.1), а компенсуючий позитивний заряд буде знаходитися в центрі частинки. Для спрощення розрахунку взаємодії

системи диполів із зарядами елементів нитки таку систему диполів можна замінити одним еквівалентним дипольним моментом.

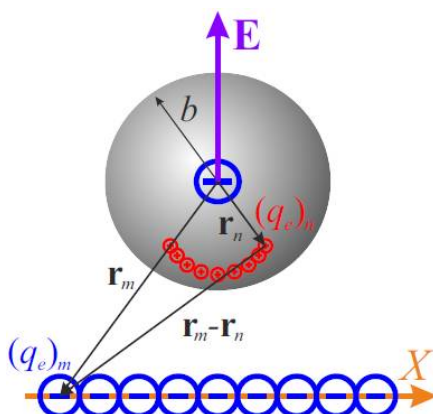


Рисунок 1.1 – Схема розподілу наведених зарядів зображення в металевій сферичній частинці

Нехай нитка створює в ділянці розташування частинки неоднорідне поле з напруженістю \mathbf{E} . Замінімо всі елементи нитки одним зарядом, який створює в ділянці частинки ту саму напруженість. Для дипольного моменту сфери маємо вираз $\mathbf{d} = 4\pi\epsilon_m\epsilon_0 b^3 \mathbf{E}$, а енергія диполь-дипольної взаємодії n -ї та m -ї частинки описується виразом:

$$U_d = \frac{1}{4\pi\epsilon_m\epsilon_0} \frac{(\mathbf{d}_n \mathbf{d}_m) - 3(\mathbf{d}_n \mathbf{u}_{nm})(\mathbf{d}_m \mathbf{u}_{nm})}{|\mathbf{r}_{nm}|^3}. \quad (1.12)$$

1.1.2 Закономірності формування ланцюжків

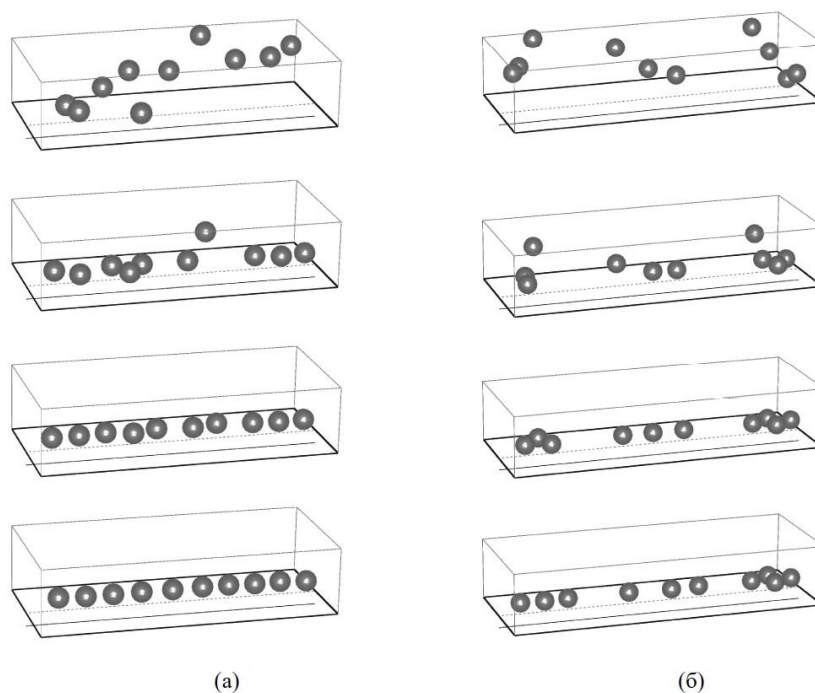
Для самоорганізації наночастинок у періодичну структуру в колоїдній системі необхідно створити відповідні фізико-хімічні умови. Насамперед, оптимально підібраними мають бути такі параметри:

1. Тип матеріалу частинок і функція їх розподілу за розмірами;

2. Властивості адсорбційного шару частинок (товщина і тип полімеру);

3. Властивості міжчастинкового середовища (температура, в'язкість, концентрація іонів, кількість розчиненого полімеру).

Дискретний підхід до оцінки сили електростатичної взаємодії частинок із функціоналізованою підкладкою показав, що за певної товщини полімерного адсорбційного шару частинок та величини лінійної густини заряду відбувається формування вузької, достатньо впорядкованої доріжки з наночастинок (рис. 1.2, а). Основні параметри системи було обрано так: радіуси частинок $b = 8$ нм, товщина адсорбційного шар $l = l_n = 2$ нм, лінійна густина заряду на електроді $\Lambda = 3 \cdot 10^{-9} \frac{\text{Кл}}{\text{м}}$, товщина підкладки $H = 30$ нм. На рис. 1.2 пунктирною лінією зображено проекцію нитки на зовнішню площину підкладки.



(а) – формування ідеального ланцюжка; (б) – формування дефектної структури.

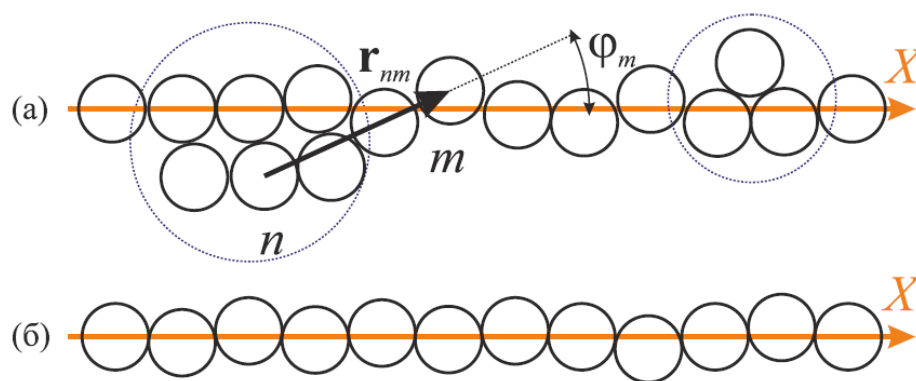
Рисунок 1.2 – Етапи формування ланцюжкової структури на електростатично функціоналізованій діелектричній підкладці

Для опису ступеня дефектності одноріжкового ланцюжка вводять параметр, який визначають за аналогією з роботою [4] таким виразом:

$$\zeta = 1 - \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N \sum_{m \neq n}^N \frac{p \cos^2 \varphi_m}{2}; \quad 0 \leq \zeta \leq 1, \quad (1.13)$$

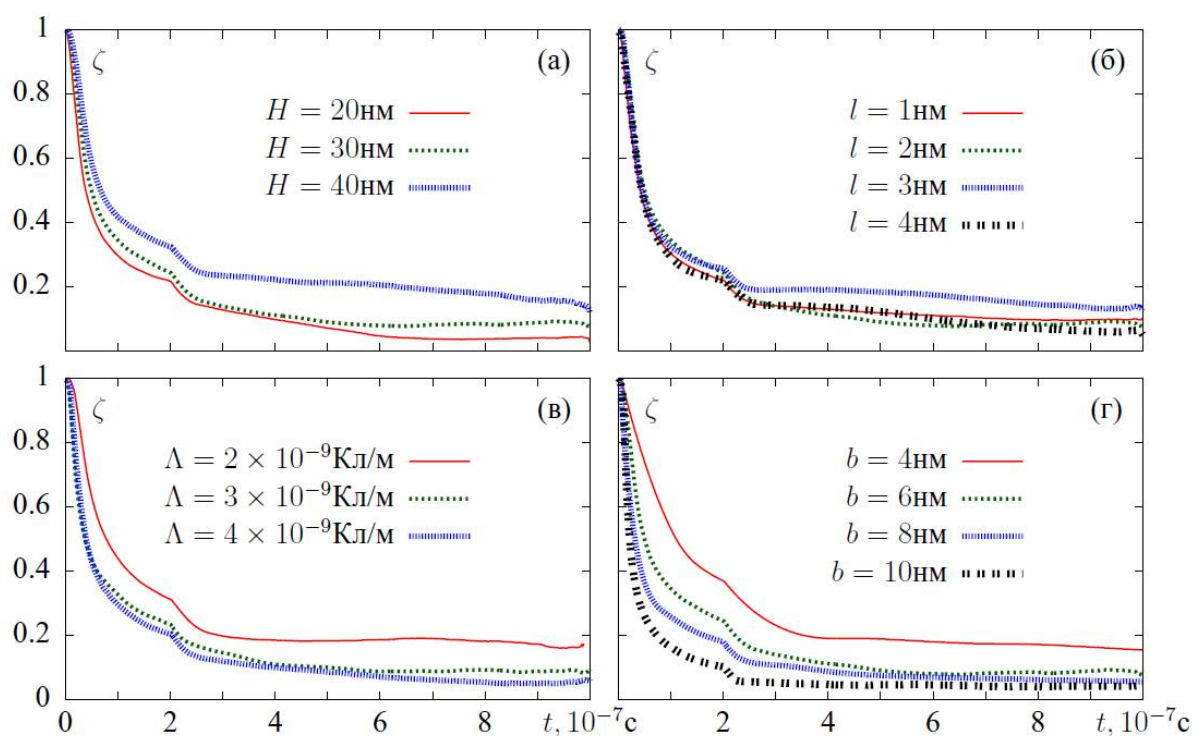
де N – кількість частинок, які входять до ланцюжка, що формується над шаблоном, і розташовуються від нього на відстані $|\mathbf{r}_{nm}|$, що не перевищує суми радіусів сусідніх частинок (включно з товщиною їхніх адсорбційних шарів); $p = 1$ для частинок, що контактують (з огляду на контакт через адсорбційні шари), і $p = 0$, якщо частинки не торкаються одна одної адсорбційними шарами; φ_m – кут між позитивним напрямком осі X , уздовж якої розташовано наношаблон, і радіус-вектором \mathbf{r}_{nm} , який з'єднує n -ту і m -ту частинку (рис. 1.3, а). Ступінь дефектності дорівнює нулю для впорядкованого ланцюжка з еквідистантним розташуванням частинок (без урахування внеску крайових частинок) за умови, коли центри частинок розташовуються вздовж осі X .

На рис. 1.4. представлено залежності ступеня дефектності ланцюжка від товщини підкладки, лінійної густини заряду на електроді, радіуса частинок і товщини їхнього адсорбційного шару. Показано, що ланцюжки з більшим розміром частинок упорядковуються більш ефективно. Встановлено, що кінетика впорядкування слабо залежить від товщини адсорбційного шару, однак у разі підвищення лінійної густини заряду та зменшення товщини підкладки ступінь дефектності зменшується. При цьому існує ймовірність формування дефектних структур (рис. 1.2, б). На рис. 1.3, а наведено характерні типи дефектів, що утворюються в процесі осадження частинок на підкладку. Потрібно зазначити, що в описаних умовах ступінь дефектності одноріжкового ланцюжка, що формується, не дорівнює нулю, тому що центри частинок через хаотичний тепловий рух не розташовуються на одній прямій, а лягають на слабо виражену зигзагоподібну лінію (рис. 1.3, б). Таким чином, синтезовані ланцюжки є неодномірними, а двовимірними структурами.



- (а) – характерні типи дефектів у ланцюжку та визначення ступеня його дефектності;
 (б) – зигзагоподібна структура, що формується внаслідок хаотичного теплового руху частинок.

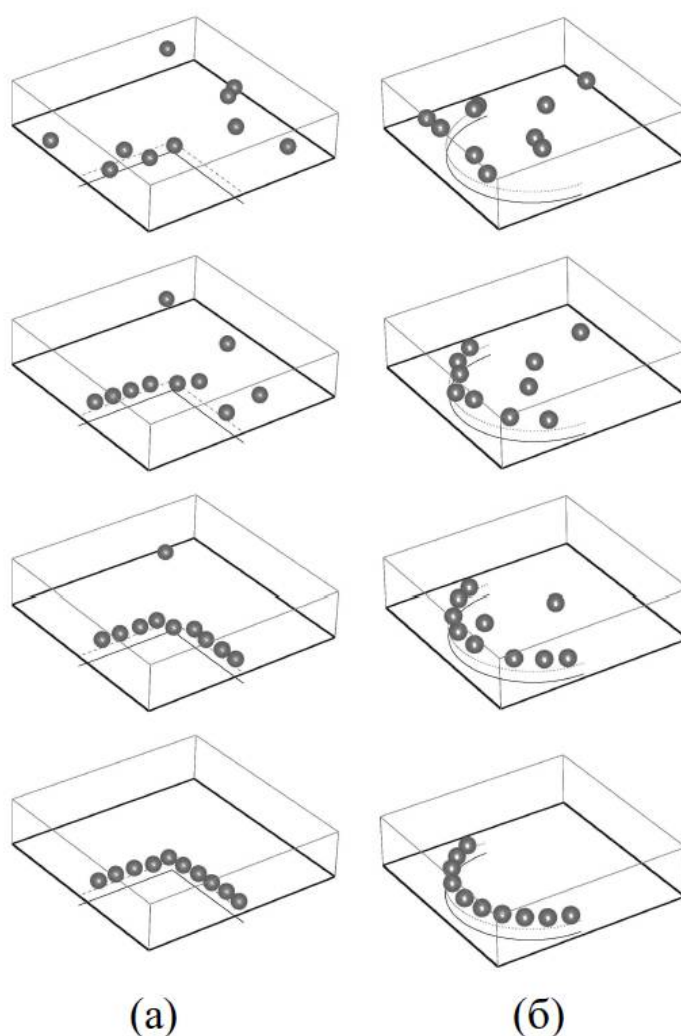
Рисунок 1.3 – Схема формування зигзагоподібного ланцюжку наночастинок



- (а) – за різних товщин підкладки H ; (б) – за різних товщин адсорбційного шару l ;
 (в) – за різних лінійних густин заряду на наношаблоні Λ ;
 (г) – за різних радіусів частинок b .

Рисунок 1.4 – Залежності ступеня дефектності ланцюжка частинок від часу в процесі його формування за різних значень параметрів системи

Крім цього, показано можливість використання різних конфігурацій наношаблонів для одержання описаним вище методом складніших угруповань наночастинок, зокрема, дугоподібних ланцюжків і ланцюжків у вигляді куточків (рис. 1.5).



а) ланцюжок у вигляді куточка; б) дугоподібний ланцюжок.

Рисунок 1.5 – Етапи формування ланцюжкових структур різної конфігурації на електростатично функціоналізованій підкладці

1.1.3 Мінімізація дефектів

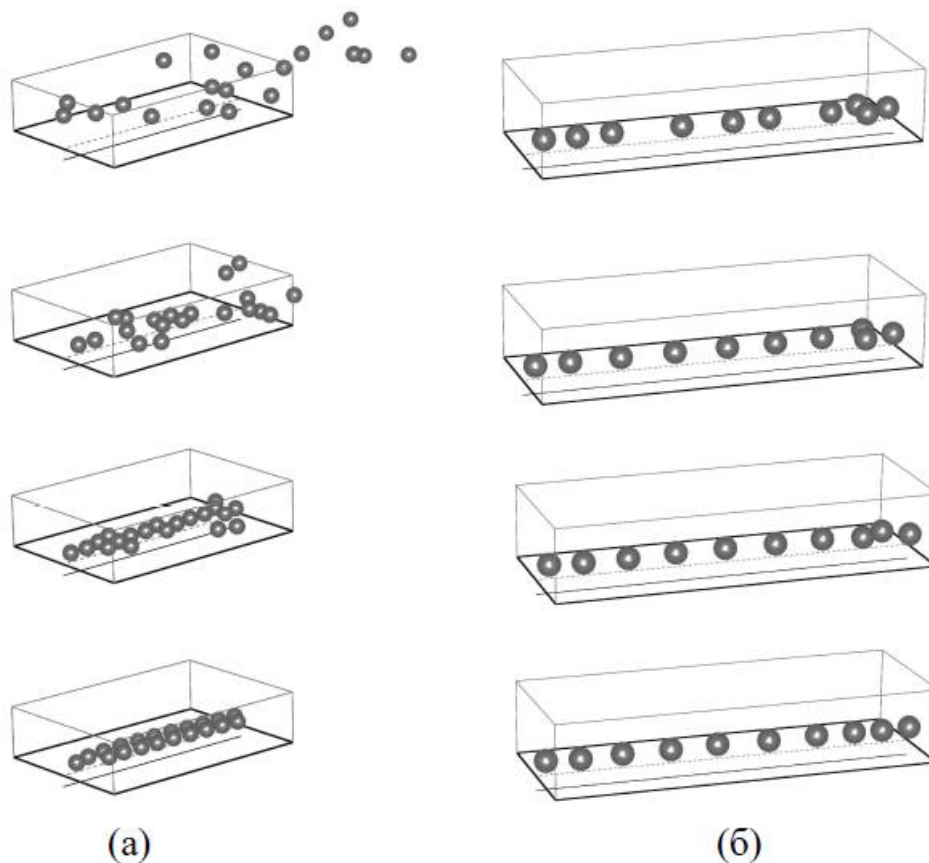
Для зменшення ступеня дефектності синтезованих ланцюжків проаналізовано кілька методів.

По-перше, процес осадження частинок здійснюється в конвективному потоці, направленому вздовж шаблону, рухом об'єму гідрозолу відносно підкладки зі швидкістю близько 0,1 м/с. Це сприяє видаленню з ланцюжка зайвих частинок. Проте, у цьому випадку найбільш стійкою та достатньо впорядкованою структурою, що формується на підкладці, є вже двовимірний дводоріжковий (або навіть багатодоріжковий) ланцюжок наночастинок, один із прикладів якого наведено на рис. 1.6, *а*. Такі типи ланцюжків потребують додаткового дослідження їхніх трансмісійних і дисперсійних властивостей та їхнього порівняння з аналогічними властивостями ідеального одnodоріжкового ланцюжка.

По-друге, для зниження дефектності ланцюжка було проаналізовано метод заряджання частинок ультрафіолетовим випромінюванням під дією електронного фотоефекту (рис. 1.6, *б*). У цих умовах поява додаткового електростатичного відштовхування позитивно заряджених частинок сприяє збільшенню їхньої рухливості в процесі вибіркового осадження на підкладку, руйнуванню дефектів і впорядкуванню ланцюжка загалом. Крім того, заряджання частинок сприяє і збільшенню сили їхнього тяжіння до шаблону з негативним потенціалом. У середньому, величина заряду на частинках становить величину порядку $1,6 \cdot 10^{-18}$ Кл. Проте, такий метод усунення дефектів призводить і до збільшення міжчастинкового проміжку (що, своєю чергою, впливає на оптичні та трансмісійні властивості ланцюжка).

По-третє, проаналізовано можливість впливу на частинки ланцюжка механічними коливаннями з частотою 20 МГц, що збуджуються в кварцовій підкладці за рахунок п'єзоелектричного ефекту. За таких умов змінна сила

перпендикулярна спрямована підкладці сприяє періодичному короткочасному періодичному відриву частинок від підкладки і надалі – до більш упорядкованого розташування над шаблоном за рахунок дії випадкової сили.

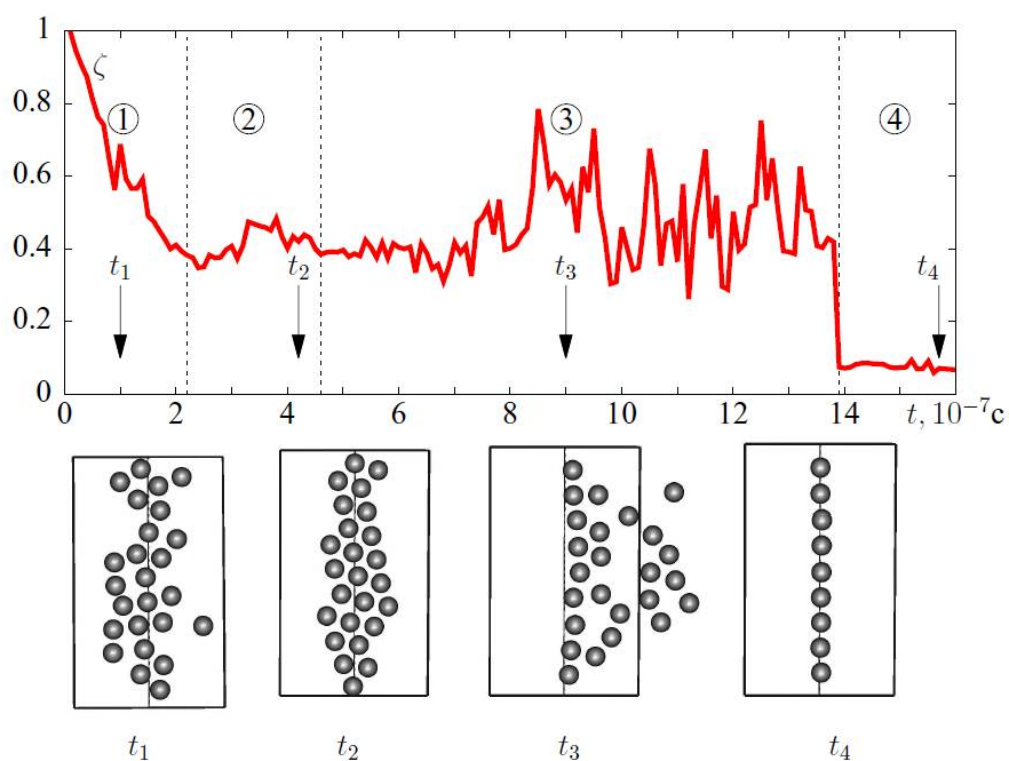


- (а) – формування багатодоріжкового ланцюжка в конвективному потоці;
 (б) – зменшення ступеня дефектності шляхом заряджання наночастинок УФ випромінюванням.

Рисунок 1.6 – Можливі методи зменшення дефектності синтезованих ланцюжкових структур

Крім того, комбінуючи цей спосіб впливу на частинки зі створенням конвективного потоку рідини, спрямованого перпендикулярно до шаблону в площині підкладки, можна усувати дефекти ланцюжка в разі надлишкової кількості частинок, які осідають поблизу наношаблону. Відрив від підкладки слабо пов'язаних із нею частинок (за межами шаблону) дає змогу за допомогою конвективного потоку видаляти зайві частинки, що створюють дефекти. У таких

умовах спостерігається зменшення ступеня дефектності синтезованого ланцюжка (рис. 1.7). На рис. 1.7 етап 3 відповідає поступовому видаленню за межі підкладки зайвих частинок з області, розташованої безпосередньо над шаблоном. Сильні осциляції залежності в цій ділянці зумовлені випадковим характером рівнодіючої сил і випадковими деформаціями підкладки, що формується. Заключний етап 4 описує процес формування ланцюжка від моменту видалення з нього зайвих частинок до моменту його стабілізації.



1) осадження частинок на підкладку; 2) формування стійкої дефектної структури на підкладці; 3) усунення дефектів під дією механічних коливань підкладки у вертикальному напрямі та конвективного потоку, спрямованого перпендикулярно до шаблону в площині підкладки; 4) формування стійкого одноріжкового ланцюжка з низьким ступенем дефектності.

Рисунок 1.7 – Залежність ступеня дефектності ланцюжка частинок від часу в процесі його формування на різних етапах

1.2 Застосування ланцюжків різних частинок в якості хвилеводів

Розглянемо використання ланцюжків наночастинок в якості хвилеводів, а точніше їх спектри екстинкції, трансмісійні властивості оптичних плазмонних хвилеводів (ОПХ), отриманих методом електростатичної функціоналізації підкладки. Порівняємо короткі хвилеводи з різною геометрією частинок, а також розглянемо одночасно спектральні та трансмісійні властивості ОПХ в межах однієї моделі.

1.2.1 Властивості сферичних металевих наночастинок в ланцюжках

Значна частина теоретичних робіт з оптики ОПХ ґрунтується на дипольному наближенні, тому воно надалі і буде використовуватися [7–23]. Це наближення є найпростішою моделлю, здатною при цьому якісно описувати багато фізичних ефектів, що мають місце в ОПХ. Зазначимо, що дипольне наближення стає непридатним для занадто малих міжчастинкових відстаней. Критерій застосовності дипольного наближення залежить від поляризації хвиль. Можна стверджувати, що в разі поперечної поляризації дипольне наближення залишається адекватним для вельми малих міжчастинкових відстаней (наприклад, воно все ще може бути застосовано для відношення міжцентрової відстані до діаметра сферичних частинок, що дорівнює $\frac{h}{2b} \approx 1,2$). Для поздовжньої ж поляризації дипольне наближення стає непридатним уже за $\frac{h}{2b} \approx 1,4$. У цьому разі слід враховувати мультипольні коливання [24]. У цій роботі розрахунки виконано для таких параметрів ОПХ, які гарантують застосовність дипольного наближення з достатньою точністю.

Розглянемо N однакових наночастинок, центри яких розташовані в точках \mathbf{r}_n , де $n=1, \dots, N$. Дипольні моменти \mathbf{d}_n , наведені на наночастинках, які осцилюють із частотою ω , пов'язані між собою та із зовнішнім збуджувальним монохроматичним полем $\mathbf{E}_{\text{inc}}(r)$ (часову залежність $e^{-i\omega t}$ далі в усіх виразах опущено) рівнянням зв'язаних диполів [7]:

$$\mathbf{d}_n = \alpha_n \left[\mathbf{E}_n + \sum_{m \neq n}^N G_{nm} \mathbf{d}_m \right]. \quad (1.14)$$

Тут α_n – поляризованість n -ної наночастинок; $\mathbf{E}_n = \mathbf{E}_{\text{inc}}(\mathbf{r}_n)$ – зовнішнє поле в точці \mathbf{r}_n ; G_{nm} – тензор міжчастинкової взаємодії (функція Гріна для електричного поля у вільному просторі). Функція Гріна G_{nm} показує електричне поле в точці \mathbf{r}_n , створене точковим диполем, розташованим у точці \mathbf{r}_m . Якщо $\mathbf{r}_{nm} = \mathbf{r}_n - \mathbf{r}_m$ є трансляційний вектор між двома частинками з індексами n і m , то можна написати:

$$G_{nm} = k^3 \left[A(kr_{nm}) \mathbf{I} + B(kr_{nm}) \frac{\mathbf{r}_{nm} \otimes \mathbf{r}_{nm}}{r_{nm}^2} \right], \quad (1.15)$$

де \mathbf{I} – одиничний тензор; символ \otimes означає тензорний добуток, а функції $A(x)$ і $B(x)$ задаються такими формулами:

$$\begin{aligned} A(x) &= (x^{-1} + ix^{-2} - x^{-3})e^{ix}, \\ B(x) &= (-x^{-1} + 3ix^{-2} + 3x^{-3})e^{ix}. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Поляризованість наночастинок сферичної форми досить точно описується виразом:

$$\alpha_n = \left(\frac{1}{\alpha_{LL}} - \frac{2ik^3}{3} \right)^{-1}, \quad (1.17)$$

де α_{LL} – квазістатична поляризованість; $k = |k| = \sqrt{\epsilon_m} \frac{\omega}{c}$ – хвильове число в навколишньому середовищі та $\frac{2ik^3}{3}$ – перша ненульова випромінювальна поправка до уявної частини зворотної квазістатичної поляризованості (врахування цієї поправки важливе для забезпечення збереження енергії в системі [25]). Квазістатична поляризованість задається формулою:

$$\alpha_{LL} = b^3 \frac{\epsilon - \epsilon_m}{\epsilon - 2\epsilon_m}, \quad (1.18)$$

де b – радіус сфери; ϵ і ϵ_m – діелектричні проникності матеріалу частинки і навколишнього середовища, відповідно. При цьому $\epsilon(\omega)$ є комплексною величиною, а ϵ_m дійсною.

Одним із найважливіших чинників, реалізація якого обіцяє кардинальне просування в поліпшенні хвилеводних властивостей ланцюжків із плазмонних наночастинок, є заміна в ланцюжках частинок сферичної форми на сфероїдальні частинки [18,26,27]. Тому, крім ланцюжків зі сферичних частинок, розглядатимемо ланцюжки, що складаються з витягнутих і сплюснених сфероїдів із більшою і малою півосями a і b відповідно. У цьому разі співвідношення півосей і ексцентриситет кожного сфероїда визначаються такими виразами:

- для витягнутого сфероїда

$$\xi = \frac{b}{a} \leq 1, e = \sqrt{1 - \xi^2},$$

- для сплюсненого сфероїда

$$\xi = \frac{b}{a} \geq 1, e = \sqrt{\xi^2 - 1}. \quad (1.19)$$

Тензор поляризованості n -ного наносфероїда може бути записаний у вигляді:

$$\alpha_n = \alpha_{\perp} \mathbf{I} + (\alpha_{\square} + \alpha_{\perp}) \mathbf{u}_n \otimes \mathbf{u}_n, \quad (1.20)$$

де \mathbf{I} – одиничний тензор; α_{\perp} і α_{\square} – головні значення тензора α_n для поляризацій, спрямованих ортогонально і колінеарно осі симетрії сфероїда; \mathbf{u}_n – одиничний вектор, колінеарний до осі симетрії сфероїда.

Першої ненульової поправки на випромінювання до уявної частини зворотної квазістатичної поляризованості (див. формулу (1.17)) може бути недостатньо для адекватного опису поляризованості несферичних наночастинок. У цьому разі необхідно використовувати динамічні поправки другого порядку $O(k^2)$ [28], внесок яких є суттєвим при описі оптичних властивостей сфероїдальних наночастинок. Таким чином, головні значення тензора поляризованості визначатимуться такими виразами:

$$\frac{1}{\alpha_{\square,\perp}} = \frac{3\xi^p}{b^3} \left(L_{\square,\perp} + \frac{1}{\Gamma-1} \right) - \frac{k^2}{b} \beta_{\square,\perp} - \frac{2ik^3}{3}, \quad (1.21)$$

де $p=1$ для витягнутих сфероїдів, $p=2$ для сплюснутих сфероїдів, $v_{\square,\perp}$ – статичні деполіризаційні фактори, $\frac{k^2}{b} \beta_{\square,\perp}$ – динамічні поправки другого порядку (за k) до зворотної поляризованості [28].

Статичні деполіризуючі фактори визначаються такими виразами у випадку витягнутих сфероїдів:

$$L_{\square} = g^2(e) \left[\frac{1}{2e} \ln \frac{1+e}{1-e} - 1 \right], \quad L_{\perp} = \frac{1-L_{\square}}{2}, \quad (1.22)$$

сплюснених сфероїдів:

$$L_{\square} = \frac{g(e)}{2e^2} \left[\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg}(g(e)) \right] - \frac{g^2(e)}{2}, \quad L_{\square} = 1 - 2L_{\perp}. \quad (1.23)$$

Тут

$$g(e) = \sqrt{\frac{1}{e^2} - 1} = \frac{\xi}{\sqrt{1 - \xi^2}}. \quad (1.24)$$

Як для витягнутих, так і для сплюснених сфероїдів має місце рівність $L_{\square} + 2L_{\perp} = 1$. Нагадаємо, що в разі сферичних частинок $L_{\square} = L_{\perp} = 1/3$. Відповідно до роботи [28], динамічні поправки другого порядку визначаються наступним чином:

$$\beta_{\square} = \frac{3}{4} f(x) \begin{cases} \xi \left(\frac{1+e^2}{1-e^2} L_{\square} + 1 \right) & \text{(ВИТЯГНУТІ)} \\ (1-2e^2)L_{\square} + 1 & \text{(СПЛЮСНЕНІ)} \end{cases} \quad (1.25)$$

та

$$\beta_{\perp} = -\frac{\beta_{\square}}{2} + \frac{3\xi}{2e} \begin{cases} \frac{1}{2} \ln \frac{1+e}{1-e} & \text{(ВИТЯГНУТІ)} \\ \arcsin(e) & \text{(СПЛЮСНЕНІ)} \end{cases} \quad (1.26)$$

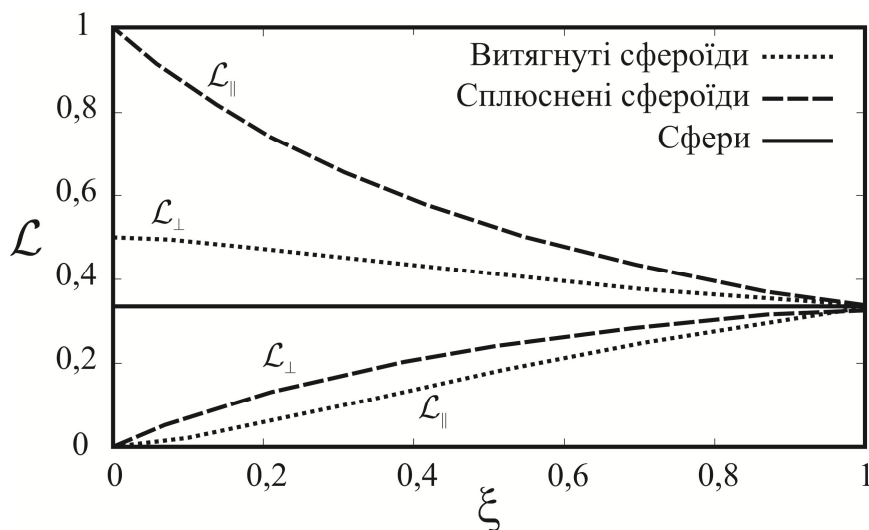


Рисунок 1.8 – Фактори деполаризації ν , що відповідають поляризації електричного поля, спрямованій ортогонально (\perp) і колінеарно (\parallel) осям симетрії

сфероїдів, а також для сфер $\left(L_{\perp} = L_{\parallel} = \frac{1}{3} \right)$

Проаналізуємо формули (1.22) і (1.23). На рис. 1.8 зображено залежність факторів деполаризації $L_{\perp(\parallel)}$ від співвідношення півосей сфероїдів ξ . Видно, що в разі поляризації, направленої вздовж більшої осі як витягнутих, так і сплюснутих сфероїдів, значення $L_{\perp(\parallel)}$ істотно менші за відповідні значення деполаризуючого фактора для сферичних наночастинок $\left(L_{\perp(\parallel)} = \frac{1}{3} \right)$, особливо за малих значень ξ .

Це означає, що в ланцюжках, які складаються з сильно сплюснених або сильно витягнутих сфероїдів, деполаризуюче електричне поле, що наводиться на наночастинок, буде слабким, а тому, ЕМХ поширюватиметься з більшою ефективністю, ніж у разі ОПХ зі сферичних наночастинок. Ця особливість є однією з найважливіших передумов для вивчення оптичних властивостей ОПХ, що складаються зі сфероїдальних наночастинок.

Використаємо дві різні моделі, щоб описати частотну залежність діелектричної проникності. Перша – модель бере до уваги експериментальні дані

для τ [29], а друга – формула Друде, яка є загальновизнаним стандартом опису діелектричної проникності металів у плазмоніці.

Як відомо, внаслідок прояву квантових розмірних ефектів кінцевого розміру [30-33], діелектрична проникність наночастинок відрізняється від табличних значень, отриманих зазвичай для макроскопічних зразків. Крім цього, необхідно враховувати внесок вільних електронів, а також міжзонні переходи і додаткові резонанси, наявні, вочевидь, у мікрохвильовій ділянці спектру та такі, що стосуються збудження фононів у кристалічній ґратці металу. У цій ситуації для врахування розмірних ефектів можна скористатися методом, запропонованим у роботі [34], а саме записати:

$$\tau = \tau_{tab} + \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma(b)\omega}, \quad (1.27)$$

де τ_{tab} – експериментальні значення діелектричної проникності металу; ω_p – плазмова частота; γ – друдевська константа релаксації електронів для макроскінченного зразку.

Проте для дослідження дисперсійних властивостей коротких ОПХ буде використано формулу Друде, що є досить точним для випадків видимого та ІЧ діапазонів частот. У цьому випадку комплексна діелектрична проникність наночастинок τ може бути описана таким виразом:

$$\tau = \tau_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (1.28)$$

де τ_0 – внесок міжзонних переходів в діелектричну функцію.

Для розрахунку спектра екстинкції ОПХ візьмемо зовнішнє поле у вигляді плоскої хвилі $\mathbf{E}_n = \mathbf{A} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_n}$, де \mathbf{A} – векторна амплітуда плоскої хвилі. Переріз екстинкції для ОПХ задається формулою [35]:

$$\sigma_e = \frac{4\pi k}{|\mathbf{A}|^2} \operatorname{Im} \sum_{n=1}^N \mathbf{d}_n \mathbf{E}^*(\mathbf{r}_n), \quad (1.29)$$

при цьому перерізи екстинкції, розсіювання і поглинання пов'язані співвідношенням $\sigma_e = \sigma_s + \sigma_a$. З огляду на незначний внесок в екстинкцію розсіювання в досліджуваних нами ланцюжкових структурах спектри екстинкції можна вважати спектрами плазмонного поглинання в досліджуваному діапазоні довжин хвиль. У свою чергу ефективність екстинкції

$$Q_e = \frac{\sigma_e}{N\pi b^2} \quad (1.30)$$

є безрозмірною характеристикою, що визначає смугу плазмонного поглинання ланцюжкових структур із наночастиноками сферичної форми.

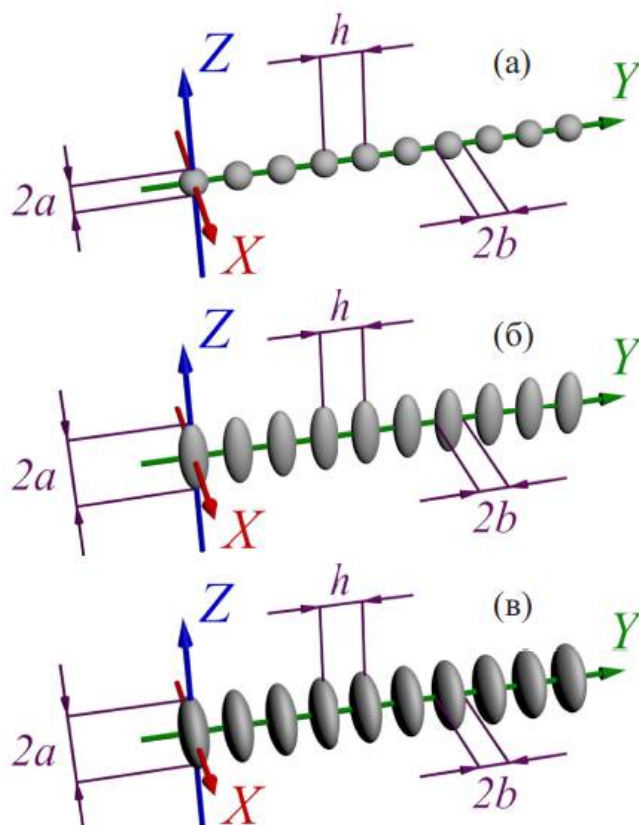
Електромагнітна взаємодія наночастинок описується рівнянням зв'язаних диполів (1.14), у якому всі фізичні величини є функціями частоти ω . Проте, для опису поширення хвильових пакетів уздовж ОПХ потрібне Фур'є-перетворення розв'язків, що залежать від частоти, у функції часу. Для будь-якої функції частоти $f(\omega)$ маємо:

$$f(t) = \int f(\omega) e^{i\omega t} \frac{d\omega}{2\pi}. \quad (1.31)$$

Таким чином, видається можливим отримання дипольного моменту від часу залежності $d = d(t)$ для відомих $d(\omega)$, отриманих під час розв'язання рівняння зв'язаних диполів (1.14).

1.2.2 Передавальні властивості хвилеводів

Розглянемо плазмонні ланцюжки, що складаються зі сплюснених і витягнутих сфероїдів (включно з окремим випадком сфер) з різними співвідношеннями півосей $\xi = b/a$, де b і a – це мала і велика півосі. У разі витягнутих сфероїдів їхні осі симетрії (великі осі) орієнтовані перпендикулярно до ланцюжка вздовж осі Z (див. рис. 1.9). У разі сплюснених сфероїдів осі симетрії (малі осі) орієнтовані паралельно до ланцюжка вздовж осі Y . Довжина малих півосей сфероїдів (радіус у разі сфер) приймається рівною $b = 8$ нм. Довжина великих півосей варіюється від $a = 8$ нм (у разі сфер) до $a = 20$ нм. Останній випадок відповідає сфероїдам зі співвідношенням півосей $\xi = b/a = 0,4$. З огляду на те, що слабке розупорядкування не чинить істотного впливу на оптичні властивості нанохвилеводів [36-38], розглядатимемо лише впорядковані еквідистантні ланцюжки. При цьому міжцентрову відстань між сусідніми наночастинками в ланцюжку в більшості випадків приймають такою, що дорівнює $h = 24$ нм. Проте, в одному з випадків h змінюється в межах від 24 нм до 32 нм для ілюстрації впливу електромагнітної взаємодії між наночастинками на дисперсійні співвідношення. Число наночастинок у ланцюжку здебільшого приймається рівним $N = 10$.



(а) – сфер; (б) – витягнутих сфероїдів; (в) – сплюснених сфероїдів.

Рисунок 1.9 – Схематичне зображення коротких прямолінійних ОПХ, що складаються з $N = 10$ частинок (a – велика піввісь; b – мала піввісь; h – міжцентрова відстань)

На рис. 1.10 зображено дисперсійні співвідношення, а також групові швидкості, які визначаються тут як $v_g \frac{\partial \text{Re}(\Omega)}{\partial q}$, для ланцюжків зі сферичних наночастинок ($a = b = 8$ нм) з різними значеннями міжцентрової відстані h . Зазначимо, що це визначення групової швидкості має місце лише за досить малих значень $-\text{Im}(\Omega)$. На цьому ж рисунку зображено неперервні дисперсійні криві для нескінченних ланцюжків. Зазначимо, що в цьому методі обчислюються дійсні дисперсійні співвідношення для ідеального (без урахування омічних втрат) металу, тобто за умови рівності нулю швидкості релаксації γ у формулі Друде (1.28). Проте, нещодавно було виявлено, що такий підхід не завжди точний при

урахуванні реалістичних втрат [39]. З рис. 1.10 видно, що дискретні та неперервні дисперсійні співвідношення перебувають у якісній згоді з найбільш вираженою відмінністю поблизу світлової лінії $\text{Re}(\Omega) = qc$. Ця розбіжність є очевидною з огляду на те, що поблизу до світлової лінії існування хвильових пакетів зумовлюється конструктивною інтерференцією хвиль, відбитих великою кількістю наночастинок. У відносно коротких ланцюжках, розглянутих тут, цей ефект відсутній.

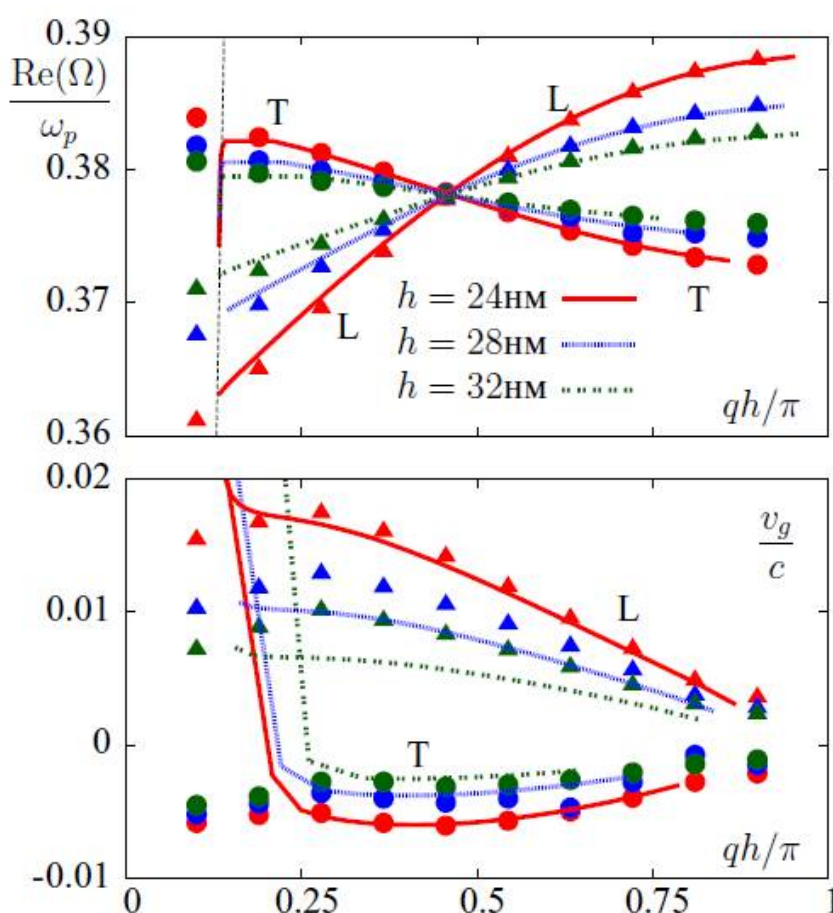


Рисунок 1.10 – Дисперсійні співвідношення (зверху) і групові швидкості (знизу) для ланцюжка з $N = 10$ сферичних наночастинок радіусу 8 нм для поперечної (Т, кола) і поздовжньої (L, трикутники) поляризації. Крапками представлені дискретні дисперсійні криві для кінцевих ланцюжків. Лініями подано відповідні криві для нескінченних ланцюжків. Розрахунки виконано для різних значень міжцентрової відстані h

Уявні частини власних частот для ланцюжка сферичних наночастинок зображено на рис. 1.11. Величина $-\text{Im}(\Omega_k)$ характеризує ступінь загасання хвилеводних мод, зумовлену омичними та радіаційними втратами. Внесок радіаційних втрат у загальне загасання може бути визначено шляхом обчислення $-\text{Im}(\Omega_k)$ для ідеального (не поглинаючого) металу, тобто за $\gamma = 0$. Видно, що радіаційні втрати переважають для хвилеводних мод з відносно малими значеннями хвильових чисел, близьких до світлової лінії. На такі моди істотно впливає трансляційна інваріантність ланцюжка. Моді з великими значеннями хвильових векторів, навпаки, поширюються практично без радіаційних втрат. Такі моді аналогічні хвилеводним модам нескінченного ланцюжка. Порівнюючи дані для $\gamma = 0$ і $\gamma = \frac{\omega_p}{526,3}$, можна дійти висновку, що омичні втрати домінують для всіх мод з $m_k > 2$.

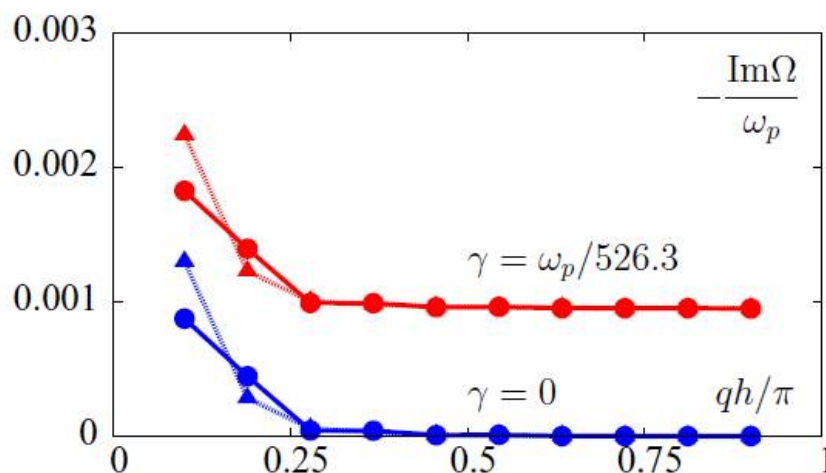


Рисунок 1.11 – Уявні частини натуральних частот для ланцюжків із тими самими параметрами, що й на рисунку 1.10 (але за умови $h = 24$ нм) як функція хвильового числа q для поперечної (Т, круги) та поздовжньої (L, трикутники) поляризації

Дані на рис. 1.10 знаходяться у якісній згоді з результатами, представленими в роботі [26]: групові швидкості ЕМХ у ланцюжках сферичних наночастинок малі порівняно зі швидкістю світла у вакуумі, що робить такі

хвилеводи незастосовними на практиці. Крім цього, в роботі [26] було також показано, що групові швидкості ЕМХ можуть бути істотно збільшені в ланцюжках сфероїдальних наночастинок, великі півосі яких орієнтовані перпендикулярно ланцюжку, а малі півосі паралельні осі ланцюжка, при цьому співвідношення $\frac{h}{b} = \text{const}$.

На рис. 1.12 зображено дисперсійні співвідношення та групові швидкості для ланцюжків із витягнутих і сплюснених сфероїдів. Видно, що групові швидкості поширення ЕМХ у ланцюжках зі сфероїдів з $\xi = 0,4$ значно більші відповідних групових швидкостей для ланцюжків сферичних наночастинок. Зокрема, у випадку сплюснених сфероїдів маємо $|v_g| \approx 0,10$ с для поздовжньої поляризації та $|v_g| \approx 0,09$ с для поперечної поляризації. Ці значення на порядок перевищують відповідні групові швидкості в ланцюжках сферичних частинок, проте при цьому вони на порядок менші за швидкість світла. Таким чином, у подібних ланцюжках режим поширення ЕМХ із великими значеннями групових швидкостей є недосяжним. Для цього потрібне подальше зменшення співвідношення півосей ξ . Проте, це призводить до збільшення радіаційних втрат (які мають місце в кінцевих ланцюжках, але відсутні в нескінченних). Залежність радіаційних втрат (що характеризуються уявними частинами власних частот) від співвідношення півосей представлено на рис. 1.13. Видно, що радіаційні втрати перших трьох мод із найменшими значеннями хвильових векторів сильно залежать від співвідношення півосей. Уже за $\xi = 0,4$ радіаційні втрати стають істотними і подальше зменшення ξ є недоцільним для коротких ланцюжків. Крім цього, потрібно зазначити, що радіаційні втрати, як правило, менші для сплюснених сфероїдів, у порівнянні звитягнутими сфероїдами.

Для рис. 1.12 та 1.13 розрахунки виконано за міжцентрової відстані $h = 24$ нм і довжині малої півосі $b = 8$ нм. При цьому варіювалася довжина більшої півосі a , а відповідно до неї і співвідношення півосей $\xi = b/a$.

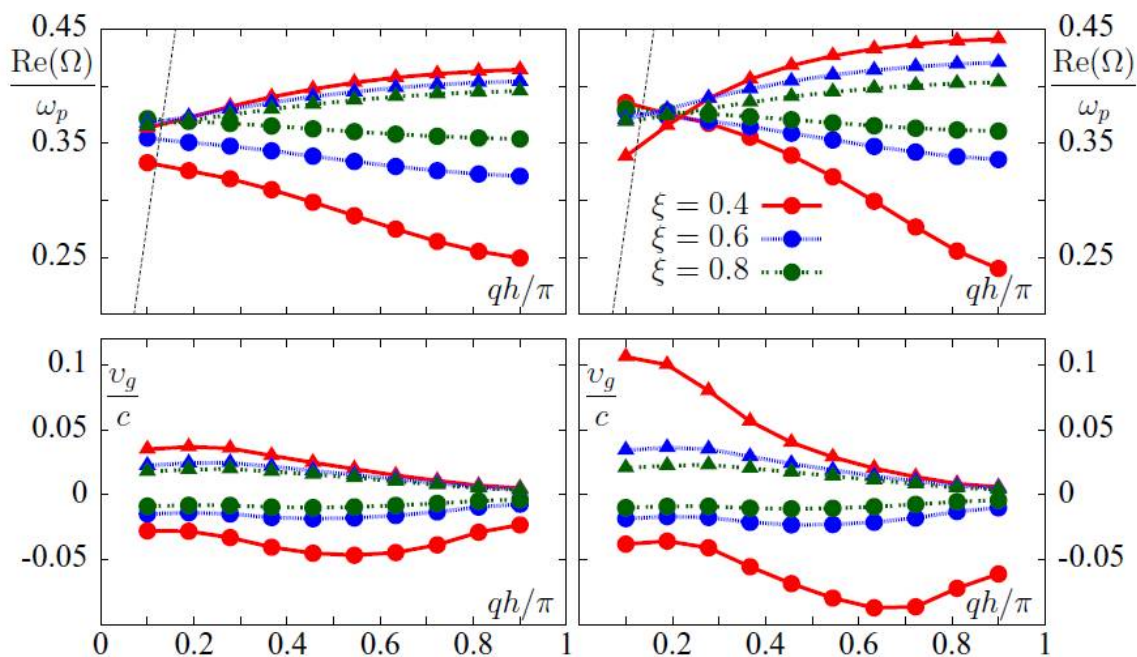


Рисунок 1.12 – Дисперсійні співвідношення (зверху) і групові швидкості (знизу) для ланцюжків, які складаються з $N = 10$ витягнутих (ліворуч) і сплюснених (праворуч) сфероїдів для поперечної (круги) і поздовжньої (трикутники) поляризації

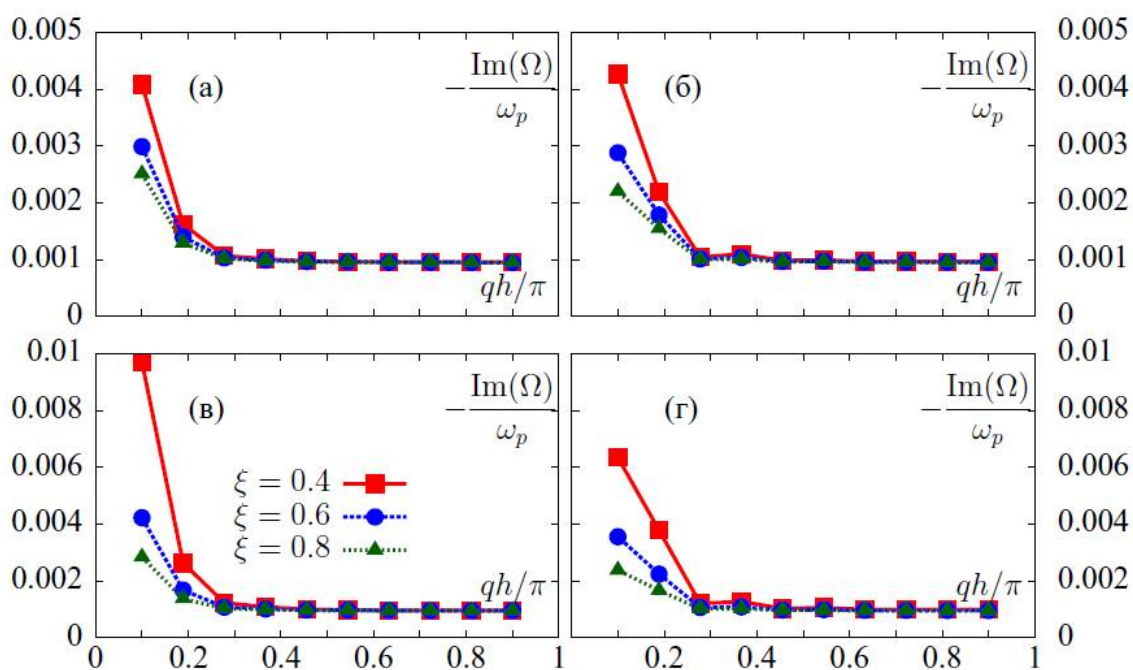


Рисунок 1.13 – Уявні частини власних частот для ланцюжків з $N=10$ витягнутих (зверху) і сплюснених (знизу) сфероїдів для поздовжньої (зліва) і поперечної (праворуч) поляризації

2 ПОЛЯРИЗОВНІСТЬ ЛАНЦЮЖКА СФЕРИЧНИХ БІМЕТАЛЕВИХ НАНОЧАСТИНОК

2.1 Постановка задачі

Розглянемо ланцюжок сферичних біметалевих наночастинок, який знаходиться на діелектричній підкладці з проникністю τ_d в оточуючому середовищі з проникністю τ_m . Поперечна компонента тензора поляризованості такого ланцюжку визначається співвідношенням

$$\alpha_{\text{chain}}^{\perp} = \frac{\alpha_{@}(\omega)}{1 - \frac{\alpha_{@}(\omega)}{d^3 \tau_m} \left(S_{\perp}^d + \frac{\tau_d - \tau_m}{\tau_d + \tau_m} S_{\perp}^i \right)}, \quad (2.1)$$

де d – відстань між частинками в ланцюжку, поляризованість окремої біметалевої наночастинок

$$\alpha_{@}(\omega) = V \frac{\tau_{@}(\omega) - \tau_m}{\tau_{@}(\omega) + 2\tau_m}, \quad (2.2)$$

V – об'єм наночастинок, а діелектрична функція поодинокі біметалевої частинки

$$\tau_{@}(\omega) = \tau_s \frac{1 + 2\beta_c \delta_{@}}{1 - \beta_c \delta_{@}}, \quad (2.3)$$

причому β_c – об'ємний вміст матеріалу ядра в частинці, а

$$\delta_{@} = \frac{\tau_c - \tau_s}{\tau_c - 2\tau_s}. \quad (2.4)$$

У формулі (2.1) ланцюжкові суми описують взаємодію між частинками в ланцюжку та взаємодію з диполями зображення, причому

$$S_{\perp}^d = 4\zeta(3), \quad (2.5)$$

де

$$\zeta(s) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^s} \quad (2.6)$$

– дзета-функція Рімана; $\zeta(3) = 1,202$ – стала Апері;

$$S_{\perp}^i = \frac{\pi d}{z_0} \sum_{m=1}^{\infty} m \left\{ K_1 \left(4\pi \frac{z_0 m}{d} \right) - \frac{\pi d}{z_0} m^3 K_2 \left(4\pi \frac{z_0}{a_l} m \right) \right\}, \quad (2.7)$$

де $K_1(x)$ і $K_2(x)$ функції Макдональда першого і другого порядків; z_0 – відстань до зображень від поверхні підкладки.

В моделі Друде вирази для діелектричних функцій матеріалів ядра й оболонки мають вигляд

$$\tau_c(\omega) = \tau_c^{\infty} - \frac{\omega_{p,c}^2}{\omega \left(\omega + \frac{i}{\tau_{\text{eff}}^c} \right)}; \quad (2.8)$$

$$\tau_s(\omega) = \tau_s^{\infty} - \frac{\omega_{p,s}^2}{\omega \left(\omega + \frac{i}{\tau_{\text{eff}}^s} \right)}; \quad (2.9)$$

де $\omega_{p,c}$ і $\omega_{p,s}$ – частоти об'ємних плазмонів матеріалів ядра й оболонки; τ_c^∞ і τ_s^∞ – відповідні внески міжзонних переходів у діелектричні функції, а зворотний ефективний час релаксації

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}^{c(s)}} = \frac{1}{\tau_{\text{bulk}}^{c(s)}} + \frac{1}{\tau_s^{c(s)}} + \frac{1}{\tau_{\text{rad}}^{c(s)}} \quad (2.10)$$

У формулі (2.10) $\tau_{\text{bulk}}^{c(s)} = \text{const}$, а часи поверхневої релаксації та радіаційного загасання визначаються співвідношеннями

$$\frac{1}{\tau_s^{c(s)}} = \frac{\text{Re}\sigma_{c(s)}(\omega)}{\tau_0(\tau^\infty + 2\tau_m)}; \quad (2.11)$$

$$\frac{1}{\tau_{\text{rad}}^{c(s)}} = \frac{V_{c(s)}}{18\pi\tau_0} \left(\frac{\omega_{p,c(s)}}{c} \right)^3 \frac{\text{Re}\sigma_{c(s)}(\omega)}{\sqrt{\tau_m(2\tau_m + \tau^\infty)}}, \quad (2.12)$$

де об'єми ядра й оболонки.

$$V_c = \frac{4}{3}\pi R_c^3; \quad V_s = V - V_c. \quad (2.13)$$

R_c – радіус ядра.

Надалі, користуючись підходом П.М. Томчука [40], розробленим для монометалевих сферичних і сфероїдальних наночастинок, знайдемо частотну залежність дійсної частини провідності для сферичної біметалевої наночастинок.

При обчисленні будемо відштовхуватися від загального співвідношення

$$\operatorname{Re}\sigma(\omega) = \frac{2e}{V} \left(\frac{m}{2\pi\hbar} \right)^3 \operatorname{Re} \int d^3\mathbf{r} \int d^3\mathbf{v} \cdot \mathbf{v} \left[-e\nu \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \frac{1 - e^{-(\nu - i\omega)t'(\mathbf{r}, \mathbf{v})}}{\nu - i\omega} \right], \quad (2.14)$$

де

$$\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = -\delta(\varepsilon - \varepsilon_F),$$

f_0 – рівноважна функція розподілу; ε_F – енергія Фермі; $t'(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ – характеристика рівняння Больцмана, яка залежить від місця знаходження електрона та від поверхні, на якій він розсіюється.

У зв'язку з цим можливо три випадки:

1. Електрон знаходиться в ядрі, а, отже, розсіюється на його поверхні.

В цьому випадку рівняння характеристики

$$t'(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = t_1 = \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{v} \sqrt{(\mathbf{r} \cdot \mathbf{v})^2 + (R_c^2 - r^2)v^2}}{v^2}, \quad (2.15)$$

і взагалі цей випадок нічим не відрізняється від випадку сферичної металевої наночастинки, і тому згідно [40] можна записати

$$\operatorname{Re}\sigma_c(\omega) = \frac{3}{4} \tau_0 \omega_{p,c}^2 \operatorname{Re} \frac{\Psi_c(q_{F,c})}{v_c}, \quad (2.16)$$

де

$$\Psi_c(q_{F,c}) = \frac{4}{3} - \frac{2}{q_{F,c}} + \frac{4}{q_{F,c}^3} - \frac{4}{q_{F,c}^2} \left(1 + \frac{1}{q_{F,c}} \right) e^{-q_{F,c}}, \quad (2.17)$$

$$q_{F,c} = \frac{2R_c}{v_{F,c}} \tilde{v}_c; \quad \tilde{v}_c = v_c - i\omega; \quad v_c = \frac{v_{F,c}}{2R_c}. \quad (2.18)$$

2. Електрон знаходиться в оболонці і розсіюється на межі поділу ядра й оболонки.

Обчислюючи інтеграл (2.13) з урахуванням рівняння характеристики

$$t'(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = t_2 = \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{v} - \sqrt{(\mathbf{r} \cdot \mathbf{v})^2 + (R_c^2 - r^2)v^2}}{v^2}, \quad (2.19)$$

Отримаємо

$$\begin{aligned} \Psi_s^{(1)}(q_{F,s}) = & \pi \left[p - \frac{2}{q_{F,s}} \left(1 - e^{-\frac{1}{2}pq_{F,s}} \right) \right] + \frac{\pi}{4} \left[\frac{1}{3} \left(p^{\frac{3}{2}}(p+2)^{\frac{3}{2}} - p^3 \right) - 3p^{\frac{3}{2}}(p+2)^{\frac{3}{2}} + \right. \\ & \left. + 2p^2(p+2) + p(p+2)^2 + \frac{4p(p+2)}{q_{F,s}} \left(e^{-\frac{1}{2}pq_{F,s}} - e^{-\frac{1}{2}q_{F,s}\sqrt{p(p+2)}} \right) \right] - \\ & - \frac{2}{q_{F,s}} \left[e^{-\frac{1}{2}pq_{F,s}} \left(\left(p + \frac{2}{q_{F,s}} \right)^2 + \frac{4}{q_{F,s}^2} \right) - e^{-\frac{1}{2}q_{F,s}\sqrt{p(p+2)}} \left(\left(\sqrt{p(p+2)} + \frac{2}{q_{F,s}} \right)^2 + \frac{4}{q_{F,s}^2} \right) \right] - \\ & - p^2(p+2)^2 \left[\frac{1}{p} e^{-\frac{1}{2}pq_{F,s}} - \frac{1}{\sqrt{p(p+2)}} e^{-\frac{1}{2}q_{F,s}\sqrt{p(p+2)}} + \right. \\ & \left. + \frac{q_{F,s}}{2} \left(Ei\left(-\frac{1}{2}pq_{F,s}\right) - Ei\left(-\frac{1}{2}q_{F,s}\sqrt{p(p+2)}\right) \right) \right], \end{aligned} \quad (2.20)$$

де $p = \frac{R - R_c}{R}$; $Ei(x)$ – інтегральна показникова функція.

3. Електрон знаходиться в оболонці і розсіюється на межі поділу частинки й оточуючого середовища.

Обчислюючи інтеграл (2.14) з урахуванням рівняння характеристики

$$t'(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = t_3 = \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{v} + \sqrt{(\mathbf{r} \cdot \mathbf{v})^2 + (R^2 - r^2)v^2}}{v^2}, \quad (2.21)$$

отримаємо вираз

$$\begin{aligned} \Psi_s^{(2)}(q_{F,s}) &= \frac{\pi}{4} \frac{p}{1+p} \left[4 - \frac{1}{3} \frac{p^2}{(1+p)^2} \right] - \frac{2\pi}{q_{F,s}(1+p)} \left(1 - e^{-\frac{1}{2}pq_{F,s}} \right) + \frac{\pi}{2q_{F,s}(1+p)} \times \\ &\times \left[\frac{8}{q_{F,s}^2(1+p)^2} - e^{-\frac{1}{2}pq_{F,s}} \left(\frac{p^2}{(1+p)^2} + \frac{4p}{q_{F,s}(1+p)^2} + \frac{8}{q_{F,s}^2(1+p)^2} \right) \right] + \\ &+ \frac{\pi}{2} \frac{p(p+2)}{(1+p)^2} \left[\frac{\sqrt{p(p+2)}}{1+p} - \frac{1}{1+p} - \frac{2}{q_{F,s}(1+p)} \left(e^{-\frac{1}{2}pq_{F,s}} - e^{-\frac{1}{2}q_{F,s}\sqrt{p(p+2)}} \right) \right] - \\ &- \frac{\pi}{4} \frac{p^2(p+2)^2}{(1+p)^4} \left[\frac{1+p}{\sqrt{p(p+2)}} - \frac{1+p}{p} \right] - \frac{\pi}{4} \frac{p^2(p+2)^2}{(1+p)^4} \times \\ &\times \left[\frac{1+p}{p} e^{-\frac{1}{2}pq_{F,s}} - \frac{1+p}{\sqrt{p(p+2)}} e^{-\frac{1}{2}q_{F,s}\sqrt{p(p+2)}} + \frac{1}{2}q_{F,s}(1+p) \times \right. \\ &\times \left. \left(Ei\left(-\frac{1}{2}pq_{F,s}\right) - Ei\left(-\frac{1}{2}q_{F,s}\sqrt{p(p+2)}\right) \right) \right] + \frac{5\pi}{12} \frac{p^{\frac{3}{2}}(p+2)^{\frac{3}{2}}}{(1+p)^3} + \\ &+ \frac{2\pi}{q_{F,s}} \frac{p(p+2)}{(1+p)^3} \left(e^{-\frac{1}{2}pq_{F,s}} + e^{-\frac{1}{2}q_{F,s}\sqrt{p(p+2)}} \right). \end{aligned} \quad (2.22)$$

У виразах (2.20) і (2.22)

$$q_{F,s} = \frac{2(R - R_c)}{v_{F,s}} \tilde{v}_c; \quad \tilde{v}_s = v_s - i\omega; \quad v_s = \frac{v_{F,s}}{2(R - R_c)}. \quad (2.23)$$

Таким чином, за аналогією з (2.16), матимемо

$$\operatorname{Re}\sigma_s(\omega) = \frac{3}{4} T_0 \omega_{p,s}^2 \operatorname{Re} \left\{ \frac{\psi_s(q_{F,s})}{\tilde{v}_s} \right\}, \quad (2.24)$$

де

$$\psi_s(q_{F,s}) = \psi_s^{(1)}(q_{F,s}) + \psi_s^{(2)}(q_{F,s}). \quad (2.25)$$

2.2 Результати розрахунків та їх обговорення

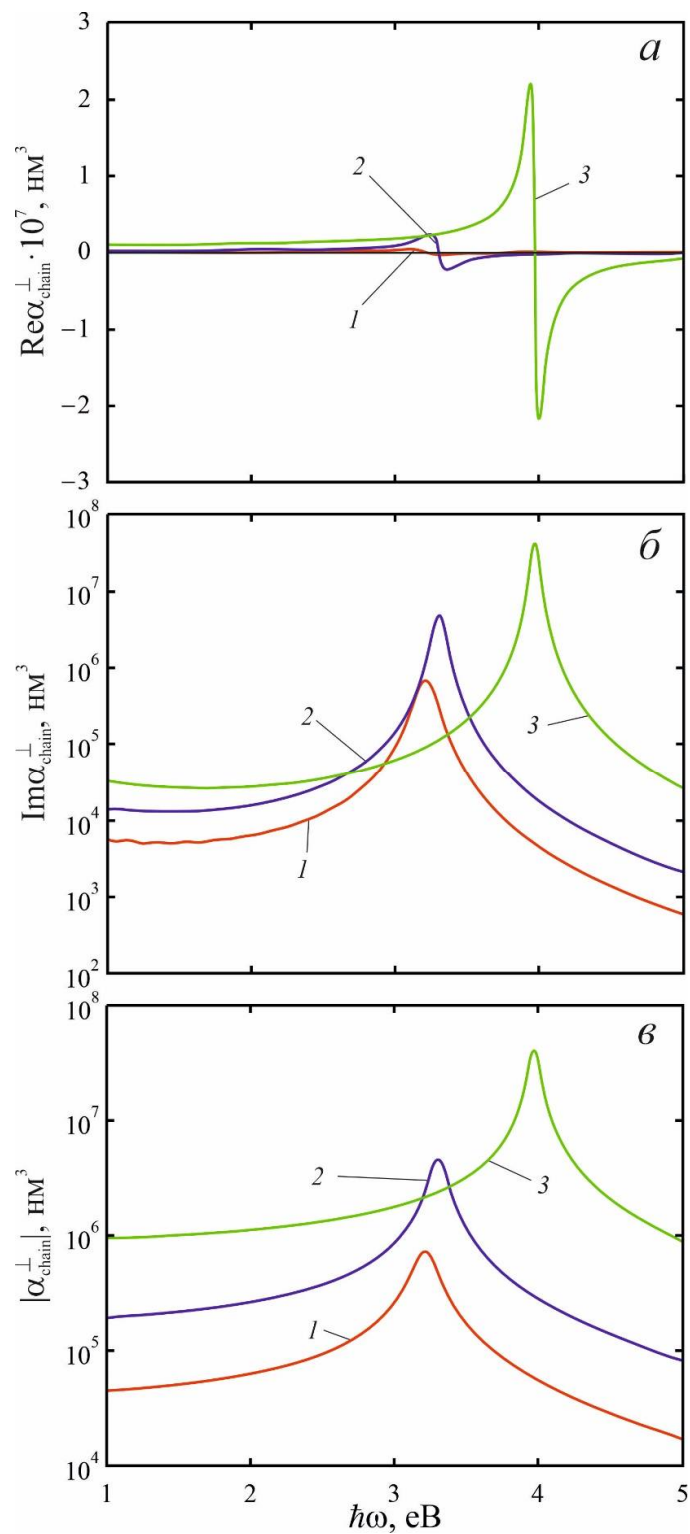
Розрахунки проводилися для ланцюжків сферичних монометалевих (Ag) і біметалевих (Ag/Au) наночастинок різного радіусу. Параметри матеріалів, необхідні для розрахунку, наведено в табл. 2.1. Крім того, вважаємо, що ланцюжки наночастинок розташовано на кварцовій підкладці ($T_d = 2,25$), а оточуючим середовищем є повітря ($T_m = 1$).

Таблиця 2.1 – Параметри металів

Метал	Параметр			
	r_s / a_0	T^∞	m^* / m_e	$\tau_{\text{bulk}}, \text{фс}$
Au	3,01	9,84	0,99	29
Ag	3,02	3,70	0,96	40

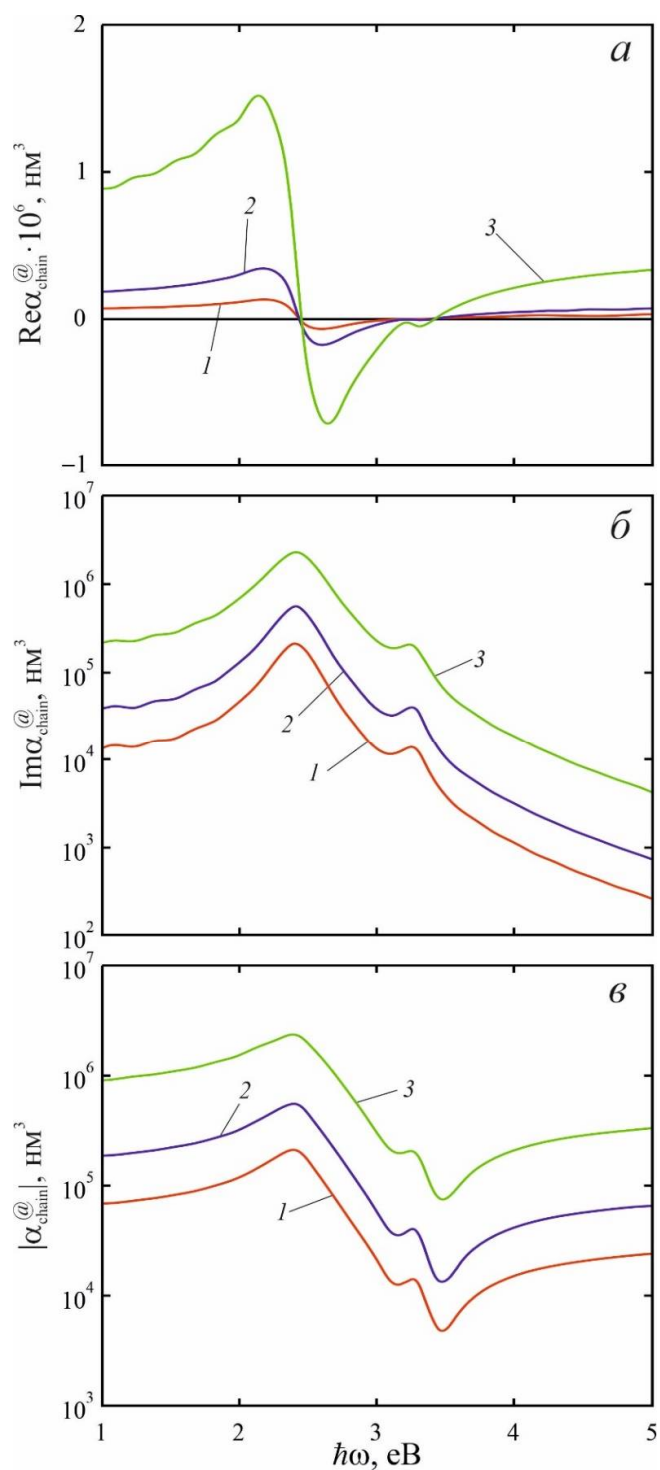
На рис. 2.1 і 2.2 наведено частотні залежності дійсної й уявної частин, а також модуля поперечної компоненти тензора ланцюжкової поляризованості для ланцюжків монометалевих (Ag) і біметалевих (Ag/Au) наночастинок. Спільним для обох випадків є те, що функція $\operatorname{Re}\alpha_{\text{chain}}^\perp(\omega)$ є знакозмінною функцією, а

$\text{Im}\alpha_{\text{chain}}^{\perp}(\omega) > 0$ у всьому досліджуваному частотному інтервалі. Проте, розраховані частотні залежності мають і суттєві відмінності. Так, криві $\text{Im}\alpha_{\text{chain}}^{\perp}(\omega)$ для ланцюжків сферичних монометалевих частинок мають один максимум, що відповідає частоті ланцюжкового плазмонного резонансу. Треба відзначити, що зі збільшенням розміру частинок в ланцюжку має місце «синій» зсув максимуму, відсутній для поодиноких монометалевих наночастинок. Цей факт, наразі, можна пояснити проявом колективних ефектів в ланцюжку частинок. На відміну від попереднього випадку, для ланцюжку біметалевих наночастинок, криві $\text{Im}\alpha_{\text{chain}}^{\perp}(\omega)$ мають два максимуми, що відповідають двом ланцюжковим плазмонним резонансам, причому положення цих резонансів не залежить від радіусу частинок ланцюжка, тобто, розмірна залежність частоти ланцюжкового резонансу відсутня. Також треба зазначити, що ω_{res} для ланцюжків Ag близькі до ω_{sp} - частот ППР для поодиноких сферичних наночастинок Ag, а ω_{res} для ланцюжків частинок Ag/Au, навпаки, до ω_{sp} – частот ППР наночастинок Ag.



a – дійсна частина; $б$ – уявна частина; $в$ – модуль;
 $1 - R = 15$ нм; $2 - R = 25$ нм; $3 - R = 50$ нм.

Рисунок 2.1 – Частотні залежності поперечної компоненти поляризованості ланцюжка сферичних наночастинок Ag



a – дійсна частина; *б* – уявна частина; *в* – модуль;

1 – $R=15$ нм, $t=5$ нм; 2 – $R=25$ нм, $t=5$ нм; 3 – $R=50$ нм, $t=5$ нм.

Рисунок 2.2 – Частотні залежності поперечної компоненти поляризованості ланцюжка сферичних наночастинок Ag/Au

ВИСНОВКИ

Одержано частотні залежності дійсної, уявної частин та модуля поперечної компоненти поляризованості для ланцюжків моно- і біметалевих сферичних наночастинок на діелектричній підкладці, а також розмірно-частотні залежності ефективного часу релаксації електронів в біметалевій частинці в рамках кінетичної теорії.

Розрахунки було виконано для ланцюжків сферичних монометалевих (Ag) і біметалевих (Ag/Au) наночастинок різного радіусу.

Показано, що в обох розглянутих випадках дійсна частина ланцюжкової поляризованості є знакозмінною функцією частоти, тоді як уявна частина завжди додатна у всьому розглянутому інтервалі частот.

Встановлено, що зі збільшенням розміру частинок в ланцюжку монометалевих частинок має місце «синій» зсув максимуму уявної частини поляризованості, відсутній для поодиноких наночастинок. Це пояснюється проявом колективних ефектів в ланцюжку наночастинок.

Продемонстровано, що на відміну від випадку ланцюжку монометалевих частинок, для ланцюжку біметалевих наночастинок, криві уявної частини поляризованості мають два максимуми, що відповідають двом ланцюжковим плазмонним резонансам, причому положення цих резонансів не залежить від радіусу частинок ланцюжка, тобто, розмірна залежність частоти ланцюжкового резонансу відсутня.

Доведено, що резонансні частоти для ланцюжків срібних частинок близькі до частот ППР для поодиноких сферичних наночастинок Ag, а резонансні частоти для ланцюжків частинок Ag/Au, навпаки, до частот ППР наночастинок Ag/Au.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Maier S. A., Kik P. G., Atwater H. A. Optical pulse propagation in metal nanoparticle chain waveguides. *Physical review B*. 2003. Vol. 67, no. 20. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.67.205402>.
2. Cheng T., Rangan C., Sipe J. E. Metallic nanoparticles on waveguide structures: effects on waveguide mode properties and the promise of sensing applications. *Journal of the optical society of america B*. 2013. Vol. 30, no. 3. P. 743. URL: <https://doi.org/10.1364/josab.30.000743>.
3. Compaijen P. J., Malyshev V. A., Knoester J. Surface-mediated light transmission in metal nanoparticle chains. *Physical review B*. 2013. Vol. 87, no. 20. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.87.205437>.
4. Defects of colloidal crystals / S. V. Karpov et al. *Colloid journal*. 2009. Vol. 71, no. 3. P. 329–339. URL: <https://doi.org/10.1134/s1061933x09030065>.
5. Karpov S. V., Ershov A. E. General principles in formation of monolayer colloidal crystals using the moving meniscus method. *Colloid journal*. 2011. Vol. 73, no. 6. P. 788–800. URL: <https://doi.org/10.1134/s1061933x1106007x>.
6. General principles of the crystallization of nanostructured disperse systems / S. V. Karpov et al. *Colloid journal*. 2009. Vol. 71, no. 3. P. 313–328. URL: <https://doi.org/10.1134/s1061933x09030053>.
7. Markel V. A. Coupled-dipole approach to scattering of light from a one-dimensional periodic dipole structure. *Journal of modern optics*. 1993. Vol. 40, no. 11. P. 2281–2291. URL: <https://doi.org/10.1080/09500349314552291>.
8. Zou S., Janel N., Schatz G. C. Silver nanoparticle array structures that produce remarkably narrow plasmon lineshapes. *The journal of chemical physics*. 2004. Vol. 120, no. 23. P. 10871–10875. URL: <https://doi.org/10.1063/1.1760740>.
9. Zou S., Schatz G. C. Theoretical studies of plasmon resonances in one-dimensional nanoparticle chains: narrow lineshapes with tunable widths.

Nanotechnology. 2006. Vol. 17, no. 11. P. 2813–2820. URL: <https://doi.org/10.1088/0957-4484/17/11/014>.

10. High-quality optical modes in low-dimensional arrays of nanoparticles: application to random lasers / A. L. Burin et al. *Journal of the optical society of america B*. 2004. Vol. 21, no. 1. P. 121. URL: <https://doi.org/10.1364/josab.21.000121>.

11. Simovski C. R., Viitanen A. J., Tretyakov S. A. Resonator mode in chains of silver spheres and its possible application. *Physical review E*. 2005. Vol. 72, no. 6. URL: <https://doi.org/10.1103/physreve.72.066606>.

12. Weber W. H., Ford G. W. Propagation of optical excitations by dipolar interactions in metal nanoparticle chains. *Physical review B*. 2004. Vol. 70, no. 12. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.70.125429>.

13. Brongersma M. L., Hartman J. W., Atwater H. A. Electromagnetic energy transfer and switching in nanoparticle chain arrays below the diffraction limit. *Physical review B*. 2000. Vol. 62, no. 24. P. R16356–R16359. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.62.r16356>.

14. Zou S., Schatz G. C. Narrow plasmonic/photonic extinction and scattering line shapes for one and two dimensional silver nanoparticle arrays. *The journal of chemical physics*. 2004. Vol. 121, no. 24. P. 12606. URL: <https://doi.org/10.1063/1.1826036>.

15. Citrin D. S. Plasmon polaritons in finite-length metal–nanoparticle chains: the role of chain length unravelled. *Nano letters*. 2005. Vol. 5, no. 5. P. 985–989. URL: <https://doi.org/10.1021/nl050513+>.

16. Citrin D. S. Plasmon-polariton transport in metal-nanoparticle chains embedded in a gain medium. *Optics letters*. 2006. Vol. 31, no. 1. P. 98. URL: <https://doi.org/10.1364/ol.31.000098>.

17. Zou S., Schatz G. C. Metal nanoparticle array waveguides: proposed structures for subwavelength devices. *Physical review B*. 2006. Vol. 74, no. 12. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.74.125111>.

18. Alù A., Engheta N. Theory of linear chains of metamaterial/plasmonic particles as subdiffraction optical nanotransmission lines. *Physical review B*. 2006. Vol. 74, no. 20. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.74.205436>.
19. Koenderink A. F., Polman A. Complex response and polariton-like dispersion splitting in periodic metal nanoparticle chains. *Physical review B*. 2006. Vol. 74, no. 3. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.74.033402>.
20. Fung K. H., Chan C. T. Plasmonic modes in periodic metal nanoparticle chains: a direct dynamic eigenmode analysis. *Optics letters*. 2007. Vol. 32, no. 8. P. 973. URL: <https://doi.org/10.1364/ol.32.000973>.
21. Fung K. H., Chan C. T. Analytical study of the plasmonic modes of a metal nanoparticle circular array. *Physical review B*. 2008. Vol. 77, no. 20. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.77.205423>.
22. Citrin D. S., Wang Y., Zhou Z. Far-field optical coupling to semi-infinite metal-nanoparticle chains. *Journal of the optical society of america B*. 2008. Vol. 25, no. 6. P. 937. URL: <https://doi.org/10.1364/josab.25.000937>.
23. Yu Feng-qi, Zhang Chun-ping, Zhang Guang-yin. Transmission spectrum of a system composed of one-dimensional chains of small metallic spheres. *Physical review B*. 1990. Vol. 42, no. 17. P. 11003–11007. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.42.11003>.
24. Zhao L., Kelly K. L., Schatz G. C. The extinction spectra of silver nanoparticle arrays: influence of array structure on plasmon resonance wavelength and width†. *The journal of physical chemistry B*. 2003. Vol. 107, no. 30. P. 7343–7350. URL: <https://doi.org/10.1021/jp034235j>.
25. Draine B. T. The discrete-dipole approximation and its application to interstellar graphite grains. *The astrophysical journal*. 1988. Vol. 333. P. 848. URL: <https://doi.org/10.1086/166795>.
26. Govyadinov A. A., Markel V. A. From slow to superluminal propagation: dispersive properties of surface plasmon polaritons in linear chains of metallic nanospheroids. *Physical review B*. 2008. Vol. 78, no. 3. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.78.035403>.

27. Park S. Y., Stroud D. Surface-plasmon dispersion relations in chains of metallic nanoparticles: an exact quasistatic calculation. *Physical review B*. 2004. Vol. 69, no. 12. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.69.125418>.
28. Moroz A. Depolarization field of spheroidal particles. *Journal of the optical society of america B*. 2009. Vol. 26, no. 3. P. 517. URL: <https://doi.org/10.1364/josab.26.000517>.
29. Johnson P. B., Christy R. W. Optical constants of the noble metals. *Physical review B*. 1972. Vol. 6, no. 12. P. 4370–4379. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.6.4370>.
30. Hache F., Ricard D., Flytzanis C. Optical nonlinearities of small metal particles: surface-mediated resonance and quantum size effects. *Journal of the optical society of america B*. 1986. Vol. 3, no. 12. P. 1647. URL: <https://doi.org/10.1364/josab.3.001647>.
31. Rautian S. G. Nonlinear saturation spectroscopy of the degenerate electron gas in spherical metallic particles. *Journal of experimental and theoretical physics*. 1997. Vol. 85, no. 3. P. 451–461. URL: <https://doi.org/10.1134/1.558330>.
32. Quantum size effect in two-photon excited luminescence from silver nanoparticles / V. P. Drachev et al. *Physical review B*. 2004. Vol. 69, no. 3. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.69.035318>.
33. Panasyuk G. Y., Schotland J. C., Markel V. A. Quantum theory of the electromagnetic response of metal nanofilms. *Physical review B*. 2011. Vol. 84, no. 15. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.84.155460>.
34. Small-particle composites. I. Linear optical properties / V. A. Markel et al. *Physical review B*. 1996. Vol. 53, no. 5. P. 2425–2436. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.53.2425>.
35. Huffman D. R., Bohren C. F., Clothiaux E. E. Absorption and scattering of light by small particles. Wiley & Sons, Incorporated, John, 2021. 700 p.
36. Markel V. A., Sarychev A. K. Propagation of surface plasmons in ordered and disordered chains of metal nanospheres. *Physical review B*. 2007. Vol. 75, no. 8. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.75.085426>.

37. Van Orden D., Fainman Y., Lomakin V. Optical waves on nanoparticle chains coupled with surfaces. *Optics letters*. 2009. Vol. 34, no. 4. P. 422. URL: <https://doi.org/10.1364/ol.34.000422>.

38. Auguie B., Barnes W. L. Diffractive coupling in gold nanoparticle arrays and the effect of disorder. *Optics letters*. 2009. Vol. 34, no. 4. P. 401. URL: <https://doi.org/10.1364/ol.34.000401>.

39. Udagedara I. B., Rukhlenko I. D., Premaratne M. Complex- ω approach versus complex- k approach in description of gain-assisted surface plasmon-polariton propagation along linear chains of metallic nanospheres. *Physical review B*. 2011. T. 83, № 11. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevb.83.115451> (дата звернення: 20.01.2025).

40. Tomchuk P. M., Butenko D. V. Dependences of dipole plasmon resonance damping constants on the shape of metallic nanoparticles. *Ukrainian journal of physics*. 2015. Vol. 60, no. 10. P. 1042–1048. URL: <https://doi.org/10.15407/ujpe60.10.1042>.