

PACS numbers: 42.25.-p, 42.65.-k, 73.20.Mf, 73.21.Ac, 73.22.Lp, 78.55.Mb, 78.67.Bf

## Поверхневі моди малих частинок (МЧ) та матричних дисперсних систем (МДС) на їх основі

Л. Г. Гречко, О. Ю. Грищук, Л. Ю. Куницька

*Інститут хімії поверхні ім. О. О. Чуйка НАН України  
вул. Генерала Наумова, 17,  
03164 Київ, Україна*

Вивчено електродинамічний відгук систем малих частинок (МЧ) на зовнішнє електричне поле  $E_0$ . Одержано аналітичні вирази для поляризованості двох МЧ з урахуванням мультипольної взаємодії між ними та однієї двошарової МЧ. Розраховано частоти поверхневих мод для двошарової металевої кульової частинки та для випадку двох кульових частинок з різними радіусами  $R_1$  і  $R_2$ , які розміщені на відстані  $d$  (між центрами) одна від одної. Для матричних дисперсних систем (МДС) з кульовими включеннями в наближенні Максвелл-Гарнетта знайдено частотну залежність ефективної діелектричної проникності МДС для різних видів залежності діелектричної функції включень. Знайдено частоти поверхневих плазмонів (ПП) для випадку МДС з кульовими включеннями. Всі розрахунки виконано в електростатичному наближенні.

Electrodynamic response of small-particles (SP) system to external electric field  $E_0$  is investigated. Analytical expressions for polarizability of two SP with regard for multipole interaction between them and one two-layered particle are obtained. Frequencies of surface modes are calculated for two-layered metal spherical particle as well as for two different spherical particles with radii  $R_1$  and  $R_2$ , which are at a distance of  $d$  apart (from centre to centre). For matrix disperse systems (MDS) with spherical inclusions, frequency dependence of effective dielectric permeability of MDS is found within the Maxwell-Garnett approach. It has been made for different dependences of inclusions' dielectric function. Frequencies of surface plasmons are found for the case of MDS with spherical inclusions. All calculations are carried out within the scope of the electrostatic approximation.

Исучен електродинамічний відгук систем малих частинок (МЧ) на зовнішнє електричне поле  $E_0$ . Отримано аналітичні вирази для поляризованості двох МЧ з урахуванням мультипольного взаємодіяння між ними і двошарової МЧ. Розраховано частоти поверхневих мод для двошарової металевої кульової частинки і для випадку двох кульових частинок з різними радіусами  $R_1$  і  $R_2$ , які розміщені на відстані  $d$  (між центрами) одна від одної. Для матричних дисперсних систем (МДС) з кульовими включеннями в наближенні Максвелл-Гарнетта знайдено частотну залежність ефективної діелектричної проникності МДС для різних видів залежності діелектричної функції включень. Знайдено частоти поверхневих плазмонів (ПП) для випадку МДС з кульовими включеннями. Всі розрахунки виконано в електростатичному наближенні.

ческих частиц с различными радиусами  $R_1$  и  $R_2$ , находящихся на расстоянии  $d$  (между центрами) друг от друга. Для матричных дисперсных систем (МДС) со сферическими включениями в приближении Максвелл-Гарнетта найдена частотная зависимость эффективной диэлектрической проницаемости МДС для разных видов зависимости диэлектрической функции включений. Найдены частоты поверхностных плазмонов (ПП) для случая МДС со сферическими включениями. Все расчеты проведены в электростатическом приближении.

**Ключові слова:** наночастишки, електродинамічний відгук, поляризованість, діелектрична проникність, поверхневі моди.

*(Отримано 10 березня 2008 р.)*

## 1. ВСТУП

Вивчення процесів взаємодії електромагнетного випромінення (ЕМВ) з системами малих частинок (наночастинок) в першу чергу стимулюється можливістю дослідження структури таких систем за допомогою оптичної спектроскопії поглинання та розсіяння. Крім того, ансамблі малих частинок (МЧ) мають оптичні властивості, які відрізняються від властивостей як поодиноких МЧ, так і масивних зразків [1, 2].

У загальному випадку на характеристики спектрів поглинання (висоту, ширину та положення піків) МЧ впливає багато факторів. Основні з них, які розглядаються в класичній (не квантовій) теорії, зручно об'єднати в дві групи, які відповідають двом типам взаємодії в системі МЧ. Ці взаємодії в порядку зменшення їх інтенсивності і, відповідно, їх впливу на оптичні спектри поглинання [3–10] такими системами є:

— по-перше, взаємодія МЧ із зовнішнім електромагнетним полем обумовлена лише характеристиками самих МЧ — їх формою, розміром, структурою (наявність оболонок, додаткових шарів і т.д.) і властивостями матеріалу, з якого вони виготовлені;

— по-друге, для матричних дисперсних систем (МДС) характерною є міжчастинкова взаємодія, яка обумовлена характером просторового розподілу МЧ (щільний або розріджений розподіл, для МЧ несферичної форми має значення також характер їх просторової орієнтації: впорядкована вона чи хаотична, а також характер розподілу їх за розмірами (моно- або полідисперсний розподіл)).

Мета роботи — в електростатичнім наближенні дослідити електродинамічний відгук кульових МЧ та МДС на їх основі на зовнішнє електричне поле  $E_0 \cos \omega t$ , визначити поляризованість та частоти поверхневих мод (ПМ) в двошаровій біметалевій кульовій МЧ, розрахувати спектр ПМ в системі двох кульових МЧ різного радіуса та знайти частоти ПМ в МДС з кульовими включеннями при різних законах частотної залежності діелектричної проникності МЧ у

відповідних МДС.

## 2. ПОВЕРХНЕВІ ПЛАЗМОНИ В ДВОШАРОВІЙ МАЛІЙ КУЛЬОВІЙ ЧАСТИНЦІ

Розглянемо в електростатичнім наближенні взаємодії зовнішнього ЕМВ з двошаровою (біметалевою) кульовою МЧ (рис. 1), зовнішній діаметер якої значно менший за довжину хвилі ЕМВ. Розрахуємо частотний спектр ПП в такій частинці та проведемо аналізу залежності частот ПП від параметрів МЧ.

Поляризованість такої МЧ є [2]:

$$\alpha = 4\pi r_2^3 \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_0)(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2) + f(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(\varepsilon_0 + 2\varepsilon_2)}{(\varepsilon_2 + 2\varepsilon_0)(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2) + 2f(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(\varepsilon_2 - \varepsilon_0)}; \quad f = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^3. \quad (1)$$

Спектр ПП в такій МЧ знаходиться з умови, коли знаменник в (1) дорівнює нулеві [2]:

$$D(\omega) = (\varepsilon_2 + 2\varepsilon_0)(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2) + 2f(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(\varepsilon_2 - \varepsilon_0) = 0 \quad (2)$$

за умови відсутності затухань у діелектричних функціях  $\varepsilon_1(\omega)$ ,  $\varepsilon_2(\omega)$  і  $\varepsilon_0(\omega)$ . Розглянемо випадок, коли ядро частинки ( $\varepsilon_1$ ) є метал, оболонка ( $\varepsilon_2$ ) — метал, а зовнішнє середовище ( $\varepsilon_0$ ) — діелектрик, причому частотні залежності  $\varepsilon_1(\omega)$  і  $\varepsilon_2(\omega)$  мають вигляд залежностей Друде [1, 2], а  $\varepsilon_0(\omega) = \text{const}$ :

$$\varepsilon_1(\omega) = \varepsilon_{1\infty} - \frac{\omega_{p1}^2}{\omega(\omega + i\nu_1)}, \quad \varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_{2\infty} - \frac{\omega_{p2}^2}{\omega(\omega + i\nu_2)},$$

де  $\varepsilon_1(\omega)$ ,  $\varepsilon_2(\omega)$  — діелектричні функції кулі та оболонки;  $\omega_{p1}$ ,  $\nu_1$  та  $\omega_{p2}$ ,

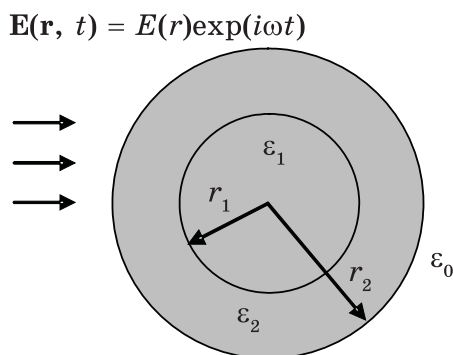
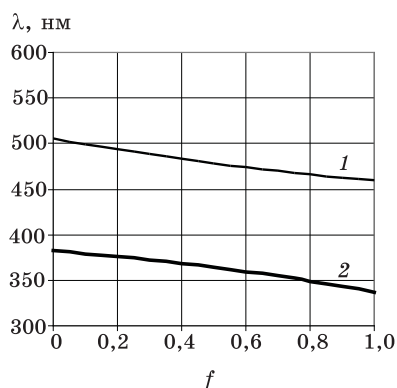


Рис. 1. Двошарова біметалева куля у зовнішнім електричнім полі.



**Рис. 2.** Залежність довжин хвиль поверхневих плазмонів від фактора  $f$ : 1 — для ПП  $\omega_{s1}$ ; 2 — для ПП  $\omega_{s2}$ .

$\nu_2$  — відповідно плазмові частоти і електронне згасання для ядра та оболонки.

Підставивши вирази для  $\varepsilon_1(\omega)$  і  $\varepsilon_2(\omega)$  в (2) при  $\nu_1 \rightarrow 0$  і  $\nu_2 \rightarrow 0$ , одержимо квадратне (по відношенню до  $\omega^2$ ) рівняння для знаходження частот ПП  $\omega_{s1}$  та  $\omega_{s2}$  в даній задачі:

$$(\omega^2 - \omega_{20}^2)[\omega^2 - (\omega_{12}^2 + 2\omega_{21}^2)] + 2f[\omega^2\alpha_{12} + (\omega_{21}^2 - \omega_{12}^2)](\alpha_{20}\omega^2 - \omega_{20}^2) = 0. \quad (3)$$

Тут  $\omega_{20}^2 = \frac{\omega_{p2}^2}{\varepsilon_{2\infty} + 2\varepsilon_0}$  — частота ПП на межі 2–0;  $\omega_{12}^2 = \frac{\omega_{p1}^2}{\varepsilon_{1\infty} + 2\varepsilon_{2\infty}}$  — частота ПП на межі 1–2;  $\omega_{21}^2 = \frac{2\omega_{p2}^2}{\varepsilon_{1\infty} + 2\varepsilon_{2\infty}}$  — частота ПП порожнини в металі оболонки на межі 1–2 [2];  $\alpha_{12} = \frac{\varepsilon_{1\infty} - \varepsilon_{2\infty}}{\varepsilon_{1\infty} + 2\varepsilon_{2\infty}}$ ;  $\alpha_{20} = \frac{\varepsilon_{2\infty} - \varepsilon_0}{\varepsilon_{2\infty} + 2\varepsilon_0}$ . При

$f \rightarrow 0$  вирази для частот ПП мають вигляд:

$$\omega_{s1}^2 \rightarrow \omega_{20}^2, \quad \omega_{s2}^2 \rightarrow \tilde{\omega}_{12}^2, \quad \tilde{\omega}_{12}^2 = \sqrt{\omega_{12}^2 + 2\tilde{\omega}_{21}^2}. \quad (4)$$

Виходячи з рівняння (4), проведемо аналіз спектру ПП для випадку, коли ядром є срібло, оболонкою — золото, а оточуючим середовищем — вода. Для чисельних розрахунків використаємо [2, 7] такі значення:  $\varepsilon_0 = 1,77$ ,  $\varepsilon_{1\infty} = 4,5$ ,  $\omega_{p1} = 1,46 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ,  $\nu_{p1} = 0,24 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ ,  $\varepsilon_{2\infty} = 10$ ,  $\omega_{p2} = 1,37 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ ,  $\nu_{p2} = 0,33 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ .

Результати розрахунків показано на рис. 2, де наведено залежність довжин хвиль поверхневих плазмонів  $\lambda_{s1} = \frac{2\pi c}{\omega_{s1}}$ ,  $\lambda_{s2} = \frac{2\pi c}{\omega_{s2}}$  від

фактора  $f$ .

Частоти  $\omega_{s1}$  і  $\omega_{s2}$  знаходяться чисельно з рівняння (4) і пов'язані з частотами  $\tilde{\omega}_{s1}$  і  $\tilde{\omega}_{s2}$ . Подібні задачі можуть бути розв'язані для інших комбінацій металів в двошаровій частинці. Слід зазначити, що з розв'язку рівняння (4) слідує наявність двох частот ПП  $\omega_{s1}$  і  $\omega_{s2}$ , але в багатьох випадках [6, 8] може спостерігатись лише одна лінія. Це зумовлено тим, що на відповідній лінії з частот  $\omega_{s1}$  і  $\omega_{s2}$  відповідна їй сила осцилятора має малу величину [5].

### 3. ПОВЕРХНЕВІ МОДИ ДВОХ МЕТАЛЕВИХ ЧАСТИНОК У ЗОВНІШНІМ ЕЛЕКТРИЧНІМ ПОЛІ

Знайдемо відгук на зовнішнє (змінне з часом) електричне поле двох кульових МЧ, які знаходяться на відстані  $d$  одна від одної (рис. 3) з довжиною хвилі  $\lambda_0$  значно більшою за розмір частинок і  $d$ .

З врахуванням лише дипольної взаємодії між частинками, тензор поляризованості  $i$ -ої частинки можна представити у вигляді [5, 9]:

$$\alpha_{im_1}^m = 4\pi a_{i1} \frac{1 + (-1)^m \eta_m a_{i\bar{1}}}{1 - \eta_m^2 \frac{a_{11} a_{21}}{d^6}} \delta_m^{m'}, \quad \delta_m^{m'} = \begin{cases} 1, & m = m' \\ 0, & m \neq m' \end{cases}, \quad (5)$$

де  $i = 1, 2$ , а  $\bar{i} = 1$ , якщо  $i = 2$ ;  $\bar{i} = 2$ , якщо  $i = 1$ ;  $\varepsilon_0$  — діелектрична проникність оточуючого середовища, а

$$a_i = \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_0}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_0} R_i^3; \quad \eta_m = \begin{cases} 1 & (m = \perp), \\ 2 & (m = \parallel). \end{cases} \quad (6)$$

Позначення « $\perp$ » та « $\parallel$ » означають: « $\perp$ » — зовнішнє поле  $\mathbf{E}_0$  спрямо-

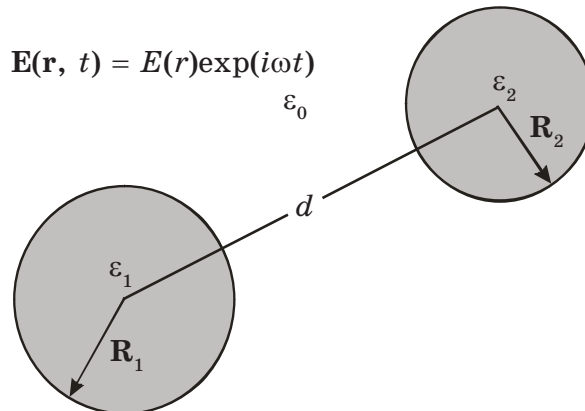


Рис. 3. Дві малі кульові частинки в зовнішнім електричному полі.

вано перпендикулярно прямій, яка з'єднує центри куль; «||» — паралельно цій прямій.

Умова для знаходження частот ПП (рівність нулеві знаменника в (5)) для цієї задачі приводить до наступного рівняння:

$$\eta_m^2 \frac{R_1^3 R_2^3}{d^6} \left( \frac{\varepsilon_{1\infty} - \varepsilon_0}{\varepsilon_{1\infty} + 2\varepsilon_0} \right) \left( \frac{\varepsilon_{2\infty} - \varepsilon_0}{\varepsilon_{2\infty} + 2\varepsilon_0} \right) \left( \frac{\omega^2 - \omega_{\varepsilon_1}^2}{\omega^2 - \omega_{f1}^2} \right) \left( \frac{\omega^2 - \omega_{\varepsilon_2}^2}{\omega^2 - \omega_{f2}^2} \right) = 1. \quad (7)$$

Діелектричні проникності (ДП) металевих куль було обрано у вигляді (3) (за Друде), де  $\varepsilon_1(\omega)$  — ДП першої кулі,  $\varepsilon_2(\omega)$  — ДП другої кулі.

Відзначимо, що при одержанні (7)  $\nu_1, \nu_2$  було спрямовано до нуля. Крім того, в (7) введенні позначення:

$$\omega_{fi}^2 = \frac{\omega_{pi}^2}{\varepsilon_{i\infty} + 2\varepsilon_0}, \quad \omega_{ei}^2 = \frac{\omega_{pi}^2}{\varepsilon_{i\infty} - \varepsilon_0}, \quad i = 1, 2. \quad (8)$$

З урахуванням цих зауважень з рівняння (7) було розраховано частоти ПП для даної задачі:

$$2(\omega_m^\pm)^2 = \bar{\omega}_{f1}^2 + \bar{\omega}_{f2}^2 \pm \left[ (\bar{\omega}_{f1}^2 - \bar{\omega}_{f2}^2)^2 + 4\bar{\omega}_{f1}^2 \bar{\omega}_{f2}^2 \frac{(1 - \alpha_1)(1 - \alpha_2)A_m^2}{(1 - \alpha_1 A_m^2)(1 - \alpha_2 A_m^2)} \right]^{1/2}, \quad (9)$$

де

$$\bar{\omega}_{f1}^2 = \omega_{f1}^2 \frac{1 - \alpha_2 A_m^2}{1 - \alpha_{12} A_m^2}, \quad \bar{\omega}_{f2}^2 = \omega_{f2}^2 \frac{1 - \alpha_1 A_m^2}{1 - \alpha_{12} A_m^2}, \quad A_m^2 = \eta_m^2 \frac{R_1^3 R_2^3}{d^6};$$

$$\alpha_i = \frac{\varepsilon_{i\infty} - \varepsilon_0}{\varepsilon_{i\infty} + 2\varepsilon_0}, \quad i = 1, 2; \quad \alpha_{12} = \alpha_1 \alpha_2.$$

Вираз (9) є основною формулою для розрахунку частот ПП в системі двох металевих кульових частинок, що знаходяться у зовнішнім електричному полі на відстані  $d$ . Вираз (9) передбачає існування чотирьох значень резонансних частот ПП. Дійсно, при кожному фіксованому значенні  $m(\perp, \parallel)$  маємо дві частоти ПП:  $\omega_m^+$  і  $\omega_m^-$ , які відповідають різним знакам  $\pm$  перед квадратним коренем в (9). Якщо розщеплення частоти ПП окремої кулі ( $\omega_s \approx \omega_p / \sqrt{3}$ ) по  $m$  зумовлене орієнтацією зовнішнього поля  $\mathbf{E}_0$ , то розщеплення на дві складові  $\pm$  зумовлене дипольною взаємодією МЧ між собою.

В реальних системах необхідно враховувати електронні затухання ( $\nu_1, \nu_2$ ) та експериментальні частотні залежності  $\varepsilon_1(\omega)$  та  $\varepsilon_2(\omega)$ . Це потребує значних чисельних розрахунків і буде представлено в наступних публікаціях.

#### 4. ЕФЕКТИВНА ДІЕЛЕКТРИЧНА ПРОНИКНІСТЬ ТА ПОВЕРХНЕВІ ЗБУДЖЕННЯ В МАТРИЧНИХ ДИСПЕРСНИХ СИСТЕМАХ З КУЛЬОВИМИ ВКЛЮЧЕННЯМИ В НАБЛИЖЕННЯХ МАКСВЕЛЛ-ГАРНЕТА

Для розрахунку процесів взаємодії ЕМВ з МДС використаємо метод ефективної діелектричної проникності (ДП) [2, 7]. Суть цього методу полягає у тому, що неоднорідна немагнетна МДС замінюється однорідним середовищем з деякою ефективною ДП  $\tilde{\epsilon}$ , величина якої залежить від ДП включень та матриці, концентрації включень та їх форми. Коректний розрахунок величини  $\tilde{\epsilon}$  є дуже складною теоретичною задачею, причому знаходження її істотно залежить від структури і складу МДС. Відомі на сьогодні методи визначення  $\tilde{\epsilon}$  гетерогенних систем детально висвітлено в [1, 2, 7].

Найбільш відомим і обґрунтованим наближенням для розрахунку  $\tilde{\epsilon}$  МДС з кульовими включеннями є співвідношення Максвелл-Гарнетта [2, 7], яке має місце при ступенях заповнення  $f = V_0/V < 0,1$ , ( $V_0$  — об'єм, зайнятий включеннями,  $V$  — загальний об'єм системи). При одержанні цього співвідношення припускається, що ДП матриці залишається незмінною при збільшенні  $f$ . Але при  $f > 0,1$  це наближення вже дає результати, які погано узгоджуються з експериментом [7]. Це, переважно, зумовлено тим, що відстань між включеннями МДС зменшується і стає суттєвою прямою мультипольною взаємодією між ними, яка може сильно змінити характер частотних залежностей спектрів розсіяння та поглинання ЕМВ подібними МДС. З'ясуванню цих змін з врахуванням розподілу включень за розмірами, їх структури та прямої мультипольної взаємодії між ними присвячено [7, 9].

При взаємодії ЕМВ з МДС із структурно-неоднорідними включеннями з'являється складна структура спектрів поглинання ЕМВ поблизу частот поверхневих мод включень, — число частот зростає як за рахунок багаточисловості включень, так і мультипольної взаємодії між ними.

Ефективна діелектрична проникність  $\tilde{\epsilon}$  МДС із кульовими включеннями в модель ефективної ДП в першому наближенні є функцією ДП включень  $\epsilon_i(\omega)$ , ДП матриці  $\epsilon_0(\omega)$  і відповідно ступеня заповнення  $f = (4/3)\pi a^3 n$  ( $a$  — радіус включень,  $n$  — їх концентрація). В наближенні Максвелл-Гарнетта  $\tilde{\epsilon}$  знаходиться зі співвідношення [7]:

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_0 \left[ 1 + 3f \frac{\epsilon_i - \epsilon_0}{\epsilon_i + 2\epsilon_0 - f(\epsilon_i - \epsilon_0)} \right]. \quad (13)$$

Надалі будемо вважати, що ДП матриці  $\epsilon_0$  є сталою, яка не залежить від частоти  $\omega$ . Залежність  $\epsilon_i(\omega)$  для різних речовин включень має різний вигляд [2]. Зробимо наступне зауваження відносно формули (13), яку одержано в наближенні, коли зовнішнє поле  $\mathbf{E}_0$  по-

**ТАБЛИЦЯ 1.** Частотні залежності  $\tilde{\epsilon}(\omega)$  для МДС з кульковими включеннями різної природи.

№	Залежність $\epsilon(\omega)$	Залежність $\tilde{\epsilon}(\omega)$	Значення параметрів
1	$\epsilon_i(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + i\omega\tilde{\tau}}$ Дебайова	$\tilde{\epsilon}(\omega) = \tilde{\epsilon}_\infty + \frac{\tilde{\epsilon}_s - \tilde{\epsilon}_\infty}{1 + i\omega\tilde{\tau}}$ Дебайова	$\tilde{\epsilon}_s = \epsilon_0 + 3f\epsilon_0 \frac{\epsilon_s - \epsilon_0}{\epsilon_s + 2\epsilon_0 - f(\epsilon_s - \epsilon_0)}$ $\tilde{\tau} = \tau \frac{(1-f)\epsilon_\infty + (2+f)\epsilon_0}{(1-f)\epsilon_s + (2+f)\epsilon_0}$ $\tilde{\epsilon}_\infty = \epsilon_0 + 3f\epsilon_0 \frac{\epsilon_\infty - \epsilon_0}{\epsilon_\infty + 2\epsilon_0 - f(\epsilon_\infty - \epsilon_0)}$
2	$\epsilon_1(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\nu}$ Льоренцова	$\tilde{\epsilon} = \tilde{\epsilon}_\infty + \frac{\tilde{\omega}_p^2}{\tilde{\omega}_0^2 - \omega^2 - i\omega\tilde{\nu}}$ Льоренцова	$\tilde{\epsilon}_p = \sqrt{f} \frac{3\epsilon_0}{(1-f)\epsilon_s + (2+f)\epsilon_0} \epsilon_p$ $\tilde{\omega}_0^2 = \omega_0^2 + \frac{(1-f)}{(1-f)\epsilon_\infty + (2+f)\epsilon_0} \omega_p^2$ $\tilde{\nu} = \nu$ $\tilde{\epsilon}_\infty = \epsilon_0 + 3f\epsilon_0 \frac{\epsilon_\infty - \epsilon_0}{\epsilon_\infty + 2\epsilon_0 - f(\epsilon_\infty - \epsilon_0)}$
3	$\epsilon_i(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\nu}$ за Друде	$\tilde{\epsilon} = \tilde{\epsilon}_\infty + \frac{\omega_p^2}{\tilde{\omega}_0^2 - \omega^2 - i\omega\tilde{\nu}}$ Льоренцова	$\tilde{\omega}_p = \sqrt{f} \frac{3\epsilon_0}{(1-f)\epsilon_\infty + (2+f)\epsilon_0} \omega_p$ $\tilde{\omega}_0 = \left[ \frac{(1-f)}{(1-f)\epsilon_\infty + (2+f)\epsilon_0} \right]^{1/2} \omega_p$ $\tilde{\epsilon}_\infty = \epsilon_0 \frac{(2-f)\epsilon_\infty + (1+f)\epsilon_0}{(1-f)\epsilon_\infty + (2+f)\epsilon_0}$
4	$\epsilon_i = \epsilon_\infty - \frac{i}{\omega\tau_0}$ $\tau_0 = \frac{\epsilon_0}{\sigma}, \sigma = \frac{\omega_p^2 \epsilon_0}{\nu}$ за Друде при $\omega \rightarrow 0$	$\tilde{\epsilon}(\omega) = \tilde{\epsilon}_\infty + \frac{\tilde{\epsilon}_0 - \tilde{\epsilon}_\infty}{1 + i\omega\tilde{\tau}}$ Дебайова	$\tilde{\epsilon}_0 = \epsilon_0 \frac{1+2f}{1-f}$ $\tilde{\tau} = \tau_0 \frac{(1-f)\epsilon_\infty + (2+f)\epsilon_0}{1-f}$

ляризує лише включення (поляризація матриці незмінна з ДП рівною  $\epsilon_0$ ) і при розрахунку  $\tilde{\epsilon}$  враховується лише дипольний момент включень, наведений зовнішнім полем. Це означає, що формула (13) має місце при малих концентраціях включень ( $f < 0,1$ ).

Проаналізуємо трансформацію  $\epsilon_i(\omega) \Rightarrow \tilde{\epsilon}(\omega)$  згідно (13) для найбільш типових залежностей  $\epsilon_i(\omega)$  [2, 7]. Результати аналізу трансформації  $\epsilon_i(\omega) \Rightarrow \tilde{\epsilon}(\omega)$  наведено в таблиці 1.

З розгляду табл. 1 слідує, що якщо поглинання ЕМВ відбувається зв'язаними зарядами (випадки 1, 2), то трансформація (13) не змінює тип залежності  $\epsilon_i(\omega)$  — змінюються лише параметри цієї залежності. Для вільних зарядів (випадки 3, 4) картина змінюється: у



випадку (4) виникає Дебайова частотна залежність  $\epsilon$  (релаксація Максвелла–Вагнера [2]), у випадку (3) — резонансне поглинання ЕМВ на частоті поверхневої моди  $\tilde{\omega}_0$  (поверхневий плазмон кульового провідного включення) [7].

З таблиці 1 також слідує, що частота ПП в МДС з кульовими металевими включеннями є:

$$\tilde{\omega}_0 = \left[ \frac{1-f}{(1-f)\epsilon_\infty + (2+f)\epsilon_0} \right]^{1/2} \omega_p, \quad (14)$$

а відповідна «сила осцилятора» (в одиницях  $\omega_p^2$ ):

$$F = f \left[ \frac{3\epsilon_0}{(1-f)\epsilon_\infty + (2+f)\epsilon_0} \right]^2 \omega_p^2. \quad (15)$$

Якщо в (14) покласти  $f=0$ , то одержимо частоту ПП для окремого металевого включення [2]:

$$\tilde{\omega}_0 \equiv \omega_s = \frac{\omega_p}{\sqrt{\epsilon_\infty + 2\epsilon_0}}. \quad (16)$$

У випадку МДС з кульовими включеннями, для яких має місце Льюренців закон частотної залежності  $\tilde{\epsilon}(\omega)$  МДС також теж Льюренців закон дисперсії, але з перенормованими значеннями параметрів залежності  $\tilde{\epsilon}(\omega)$ . Крім того, слід звернути увагу на той факт, що частота ПП  $\tilde{\omega}_0$  (формула (14)), яка знайдена за умови відсутності прямої взаємодії між включеннями, — суттєво залежить від параметру  $f$ . Це зумовлено поляризацією включень зовнішнім полем  $E_0$ , яка змінює величину вектора індукції середовища МДС, а з ним і величину діелектричних проникностей  $\epsilon_0, \epsilon_i$  на  $\tilde{\epsilon}$ .

Результати, що наведені у табл. 1, можуть бути використані при дослідженні поглинання ЕМВ в МДС з кульовими включеннями різної природи. Так, коефіцієнт поглинання  $D(\omega)$  ЕМВ в МДС з діелектричною функцією  $\tilde{\epsilon}(\omega)$  визначається за формулою (2):

$$D(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\text{Im}\tilde{\epsilon}(\omega)},$$

де  $\omega$  — оригінал частинок ЕМВ з табл. 1,  $c$  — швидкість світла у вакуумі.

Для конкретної МДС з відомим законом частотної дисперсії  $\epsilon_i(\omega)$  легко знайти частотну залежність  $D(\omega)$ .

В інфрачервоному, видимому та ультрафіолетовому діапазонах залежності  $D(\omega)$  вимірюються для конкретних систем експериментально [7]. Це дає змогу порівняти експериментальні результати з наведеними-

ми вище теоретичними розрахунками.

## 5. ВИСНОВКИ

При наявності структури (шаруватості) в МЧ або міжчастинкової взаємодії, відбувається розщеплення одночастинкового резонансу ПП. Величина цього розщеплення пропорційна значенню відповідного параметру розв'язку для конкретної задачі. Так, у випадку двошарової МЧ таким параметром є  $f$  — відношення об'ємів ядра кулі до її повного об'єму, а у випадку двох частинок — відстань між їх центрами  $d$ . Для двошарової біметалевої кулі спостерігаються дві частоти ПП: частота ПП на межі куля в оболонці—оточуюче середовище та гібридна частота  $\omega_{12}$  на межі ядро—оболонка. Для випадку двох частинок внаслідок взаємодії МЧ між собою відбувається розщеплення частоти ПП окремої МЧ на чотири частоти. Величина кожної з цих частот залежить від напрямку зовнішнього поля  $E_0$  по відношенню до прямої, яка з'єднує центри куль, та від взаємодії МЧ між собою. У цьому випадку виникає чотири частоти, однак, не всі вони є оптично активними [5]. Для випадку  $R_1 = R_2$  частот ПП дві. У випадку МДС з кульовими металевими частинками частоти ПП в такій системі залежать від ступеня заповнення  $f$ , із збільшенням якого частота ПП зменшується. Це має місце лише при малих значеннях  $f < 0,1$ . При значних концентраціях включень  $f > 0,1$  потрібно враховувати мультипольну взаємодію між включеннями [9].

## ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. U. Kreibig and M. Vollmer, *Springer Series in Material Science*, Vol. 25 (1995).
2. К. Борен, Д. Хафмен, *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (Москва: Мир: 1986).
3. Л. Г. Гречко, П. П. Горбик, Ю. С. Гончарук, Л. Ю. Куницька, *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології*, 5, № 1: 1 (2007).
4. S. Link and M. A. El-Sayed, *J. Phys. Chem. B*, **103**: 8410 (1999).
5. L. G. Grechko, V. V. Gozhenko, and K. W. Whites, *Phys. Rev. B*, **68**: 125422 (2003).
6. S. L. Westcott, J. B. Jackson, C. Radloff, and N. J. Halas, *Phys. Rev. B*, **66**: 155431 (2002).
7. Є. Ф. Венгер, А. В. Гончаренко, *Оптика малих частинок і дисперсних середовищ* (Київ: Наукова думка: 1999).
8. Jian Zhu, *Physica E*, **27**: 296 (2005).
9. L. Grechko, V. Pustovit, and V. Boiko, *Радиофизика и радиоастрономия*, 3, № 2: 245 (1998).
10. A. Govorov and H. Richardson, *Nanotoday*, 2, No. 1: 30 (2007).