

ПОГЛИНАННЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ МАЛИМИ МЕТАЛЕВИМИ ЧАСТИНКАМИ ЕЛІПСОЇДАЛЬНОЇ ФОРМИ

М. І. Григорчук¹, П. М. Томчук²

¹*Інститут теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України,
вул. Метрологічна, 14-б, Київ, 03143, Україна,*

²*Інститут фізики НАН України,
пр. Науки, 4б, Київ, 03028, Україна*

(Отримано 21 липня 2004 р.)

Досліджено магнетне поглинання світла малими металевими частинками еліпсоїдальної форми в ділянці частот, що як перевищують, так і менші від характерної частоти вільного пробігу електрона між стінками частинки. При цьому як граничні умови обрано дифузійне відбиття електрона від внутрішньої поверхні частинки. Коли товщина скін-шару велика порівняно з характерними розмірами частинки, отримано аналітичні вирази, що дають змогу визначити залежність енергії, яка поглинається частинкою, від її форми й орієнтації щодо напрямку падаючого випромінювання. Уперше докладно проаналізовано низькочастотний випадок. Для частинок форми сплющеного й витягнутого еліпсоїдів обернення показано, при яких вихідних їхніх розмірах і поляризаціях падаючої хвилі магнетне поглинання переважає порівняно з електричним.

Ключові слова: малі металеві частинки, поглинання електромагнетних хвиль, кінетичне рівняння.

PACS number(s): 63.22.Kr, 63.22.+m, 71.38.-k, 73.22.-f

I. ВСТУП

Вивчення малих металевих частинок (ММЧ), крім чисто наукового інтересу, має вагоме значення в деяких додатках. Наприклад, наносячи на тверду поверхню фарби, що мають такі частинки, можна істотно впливати на поглинання чи відбиття електромагнетних (ЕМ) хвиль у визначеному діапазоні частот. У космосі ММЧ можуть утворювати шари заповненої плазми, які становитимуть певну загрозу для літальних апаратів. Знаючи особливості поглинання випромінювання такими частинками, можна лазерним опроміненням керувати їхньою поведінкою.

Електромагнетні властивості ММЧ суттєво відрізняються від властивостей металів [1,2]. Критерієм малости частинки є порівняння її розмірів із довжиною падаючої ЕМ хвилі λ . Якщо характерні розміри частинки l стають порівняними чи навіть меншими від λ , у транспортних, оптичних і термодинамічних властивостях частинок спостерігається ряд особливостей, які прийнято відносити до прояву розмірних ефектів [3].

Дуже важливими є співвідношення між l і товщиною скін-шару δ , а також між l і довжиною вільного пробігу електрона Λ . Як правило, розглядають частинки з $l \ll \delta \ll \lambda$. При цьому можливі варіанти як з $l \gg \Lambda$, так і з $l \ll \Lambda$. В останньому випадку помітне різке зменшення в енергообміні між електронами і ґраткою, яке приводить, при підведенні до ММЧ потужності, до розриву між температурою ґратки й електронною температурою [4]. Електрони, набуваючи великої енергії, стають гарячими, і з цим пов'язана низка цікавих явищ, які відзначали, наприклад, у [5].

Яскравою рисою ММЧ є сильна залежність поглинання в ГЧ-діапазоні від поляризації хвилі й форми

частинки [6–9]. Виявилось, що при одному й тому ж потоці потужність, що поглинається частинками, рівними за об'ємом, але відмінними за формою, може відрізнитись на кілька порядків. Це послужило поштовхом до розвитку теорії не тільки для сферичних [10–13], але окремо і для циліндричних [6, 14] частинок еліпсоїдальної [15] й інших форм [3]. Найповніше досліджено модель сферичної частинки [1], однак інформативнішою для вивчення форми ММЧ на їхні оптичні властивості виявилася модель еліпсоїдальної частинки. Така форма зручна насамперед тим, що дає змогу простим шляхом (змінюючи співвідношення між півсями кривизни еліпсоїда) моделювати досить широкий клас, який відображає більшість із відомих реальних форм часточок (від диско- до антеподібних). З іншого боку, зміна співвідношення між півсями кривизни дуже впливає на фактори деполяризації, зумовлені падаючою ЕМ-хвилею, які задають внутрішні (локальні) поля всередині частинки й тим самим впливають на розсіювання електронів й оптичне поглинання.

Оптичні властивості ММЧ досліджують уже протягом тривалого часу, і відповідні результати досить повно відбиті в монографіях [1, 16–18]. Однак що стосується несферичних частинок, особливо при $l \ll \Lambda$, було порівняно мало спроб обчислити енергію падаючого випромінювання, яка поглинається частинкою. Для циліндричних частинок скінченної довжини зовсім недавно [14] розраховано переріз магнетного поглинання. У [15] отримано загальні вирази для електричного й магнетного поглинання еліпсоїдальною частинкою. При цьому докладніше розглянуто електричне поглинання, а магнетне — схематично й неповно. Зокрема, не досліджувалось низькочастотне поглинання (коли $\omega < \omega_H$, де ω_H — частота коливан-

ня електрона між стінками, яку надалі називатимемо пролітною частотою). Однак у цій ділянці частот магнетне поглинання, як далі буде показано, уже для частинок із радіусом 50 \AA зрівнюється з електричним і далі зростає зі збільшенням радіуса частинки. Це зростання можна значно збільшити шляхом деформації частинки до сплюсненої чи витягнутої форми.

Метою нашої статті є докладний розгляд магнетного поглинання ММЧ еліпсоїдальної форми при її довільній орієнтації відносно напрямку поширення падаючої хвилі на частотах як більших, так і менших від характерної частоти вільного пробігу електрона між стінками частинки.

Ми не будемо тут урахувувати впливу ансамблю ММЧ на окремо взяту частинку — ефект важливий сам по собі [19], здатний змінити величину внутрішнього поля в ММЧ у кілька разів, однак він усе-таки поступається порівняно з впливом самої форми частинки [15].

Далі праця побудована так. У наступній частині описано модель і вихідні принципи проблеми. У третій — записано основну формулу для енергії, що поглинається ММЧ. Четверта й п'ята — присвячені розглядові, відповідно, низько- й височастотної межі задачі. Нарешті, у шостій частині подано основні результати й висновки, отримані в роботі.

II. МОДЕЛЬ ТА ВИХІДНІ ПРИНЦИПИ

Описуючи взаємодію випромінювання зі сферичною частинкою в межах класичної електродинаміки, зазвичай, використовують теорію Мі [18]. Однак вона застосовна лише для частинок з $l \gg \Lambda$. Тому будемо виходити з кінетичної теорії електронів, що не накладає якихось обмежень на розміри частинки.

Нехай на мегалеву частинку еліпсоїдальної форми падає ЕМ-хвиля

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{H}_0 \end{pmatrix} e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)}. \quad (1)$$

Тут \mathbf{E} і \mathbf{H} — електрична й магнетна її компоненти, ω і \mathbf{k} — частота і хвильовий вектор хвилі, \mathbf{r} і t — опису-

ють просторову координату й час. Покладемо $l \ll \lambda$. Це дає змогу розглядати частинку як таку, що перебуває в просторово однорідних, але змінних у часі \mathbf{E} і \mathbf{H} -полях. Електрична компонента ЕМ-хвилі всередині ММЧ уздовж j -го напрямку (у головних осях еліпсоїда) задає локальне електричне поле [20]

$$E_{\text{in}}^j = \frac{E_0^j}{1 + L_j[\varepsilon(\omega) - 1]}, \quad (2)$$

де L_j — відповідний фактор деполяризації, і $\varepsilon(\omega)$ — діелектрична проникність матеріалу частинки. Магнетна компонента ЕМ-хвилі зумовлює вихрове електричне поле E_{ed} . Оскільки фактор деполяризації, що може змінюватись залежно від форми частинки в межах від 0 до 1, стоїть співмножником при діелектричній сприйнятливості (величині досить великій для металів в ГЧ-діапазоні частот), то може виявитися, що частинки однакового об'єму, але відмінні за формою, залежно від частоти світла, поглинають в одиницю часу енергію, яка відрізняється на порядки.

Якщо товщина скін-шару $\delta_H \gg l$, то \mathbf{H}_0 можна розглядати також як однорідне постійне поле і записати для \mathbf{E}_{ed} рівняння Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{E}_{\text{ed}} = i \frac{\omega}{c} \mathbf{H}_0, \quad \text{div } \mathbf{E}_{\text{ed}} = 0 \quad (3)$$

з граничною умовою на поверхні ММЧ

$$\mathbf{E}_{\text{ed}} \mathbf{n}_s = 0, \quad (4)$$

де \mathbf{n}_s — нормаль до поверхні еліпсоїда S . Тоді внесок вихрових струмів у поглинання буде максимальним. Поле E_{ed} з урахуванням того, що права частина (3) при $\delta_H \gg l$ є сталою, можна записати як лінійну функцію координат

$$(E_{\text{ed}})_j = \sum \alpha_{jk} x_k, \quad (x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z). \quad (5)$$

Матриці α_{jk} легко визначаються з рівнянь (3) і умови (4):

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_{xy} = -i \frac{\omega}{c} \frac{R_x^2}{R_x^2 + R_y^2} H_z, \quad \alpha_{yx} = i \frac{\omega}{c} \frac{R_y^2}{R_y^2 + R_z^2} H_z \\ \alpha_{xz} = i \frac{\omega}{c} \frac{R_x^2}{R_x^2 + R_z^2} H_y, \quad \alpha_{zx} = -i \frac{\omega}{c} \frac{R_z^2}{R_z^2 + R_x^2} H_y \\ \alpha_{zy} = i \frac{\omega}{c} \frac{R_z^2}{R_z^2 + R_y^2} H_x, \quad \alpha_{yz} = -i \frac{\omega}{c} \frac{R_y^2}{R_y^2 + R_z^2} H_x \end{array} \right. , \quad (6)$$

де R_x, R_y, R_z — півосі еліпсоїда уздовж x, y, z -осей. Тут і далі в позначеннях компонент зовнішнього магнетного поля для зручності ми опускаємо індекс 0. Тоді остаточно, наприклад, для x -компоненти вихрового поля маємо:

$$E_{ed}^x = i\frac{\omega}{c} \left(\frac{zH_y}{R_z^2 + R_x^2} - \frac{yH_z}{R_x^2 + R_y^2} \right) R_x^2, \quad (7)$$

Інші дві компоненти поля можна легко одержати шляхом циклічної перестановки індексів у (7).

Виначивши поле \mathbf{E}_{ed} , при відомій залежності струму від координат $\mathbf{j}_m(\mathbf{r})$ можна знайти відповідно до

$$W = \frac{1}{2} \Re \int_V d\mathbf{r} \mathbf{j}_m(\mathbf{r}) \mathbf{E}_{ed}^*(\mathbf{r}) \quad (8)$$

величину потужності, що поглинається.

Для частинок з розмірами $l \gg \Lambda$ струми зв'язані з полем співвідношенням $\mathbf{j}_m = \sigma \mathbf{E}_{ed}$, з $\sigma = \omega \varepsilon'' / 4\pi$, ε'' — уявна частина діелектричної проникності. У цьому випадку домінує об'ємне розсіювання електронів і, як легко показати, використовуючи (7) для ММЧ, які мають форму еліпсоїда обертання,

$$W = V \frac{\varepsilon'' \omega^3}{80\pi c^2} R_{\perp}^2 \left[\mathbf{H}_{\parallel}^2 + \frac{2R_{\parallel}^2}{R_{\parallel}^2 + R_{\perp}^2} \mathbf{H}_{\perp}^2 \right], \quad (9)$$

де V — об'єм частинки,

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{\parallel}^2 &= \mathbf{H}_z^2, & \mathbf{H}_{\perp}^2 &= \mathbf{H}_x^2 + \mathbf{H}_y^2, \\ R_x &= R_y = R_{\perp}, & R_z &= R_{\parallel}. \end{aligned} \quad (10)$$

Формула (9) узагальнює відомий вираз [20] для енергії магнетного поглинання сферичною частинкою

$$W_m = \frac{V}{80\pi} \omega \varepsilon'' \left(\frac{\omega R}{c} \right)^2 |\mathbf{H}_0|^2, \quad (11)$$

у якому для металу

$$\varepsilon'' = \frac{\nu}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\nu^2 + \omega^2}, \quad (12)$$

де ν — частота зіткнень, ω_p — плазмова частота.

Якщо для оцінок узяти $\omega_p \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$, $\nu \approx 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $R = 300 \text{ \AA}$, $\omega(\text{CO}_2) \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$, які дають $\varepsilon' \approx -600$, $\varepsilon'' \approx 30$, то, як продемонстровано в [15], магнетне поглинання буде удвічі перевищувати відпо-

відне, зумовлене електричним полем. Для частинки з радіусом 75 \AA воно вже на порядок менше. Однак, ця оцінка, як ми побачимо далі, може істотно змінитися на інших частотах.

Розгляньмо протилежний випадок, коли $l \ll \Lambda$. У цьому разі поглинання потужності хвилі відбувається тільки за рахунок зіткнень електронів з внутрішньою поверхнею частинки. Прийнято говорити [12], що тут домінує поверхневе розсіювання електронів. Розрахунок струму тепер необхідно проводити на підставі мікроскопічного підходу, відповідно до якого

$$\mathbf{j}_m(\mathbf{r}) = 2e_e \left(\frac{m}{2\pi\hbar} \right)^3 \int \int \int \mathbf{v}(\mathbf{r}) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d^3(v), \quad (13)$$

де $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ — функція розподілу електронів за координатами \mathbf{r} і швидкостями \mathbf{v} , e_e і m — заряд і маса електрона. Інтегруємо за всіма можливими швидкостями. Поле \mathbf{E}_{ed} викликає відхилення від рівноважного фермівського розподілу електронів. Тому повну функцію розподілу $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ шукають у вигляді суми рівноважної $f_0(\varepsilon)$ (залежної тільки від кінетичної енергії електрона ε) і нерівноважної добавки $f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v})$, яку в лінійному наближенні по зовнішньому полю визначають із кінетичного рівняння [21]

$$\begin{aligned} (\nu - i\omega) f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}) + \mathbf{v} \frac{\partial f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v})}{\partial \mathbf{r}} \\ + e_e (\mathbf{E}_{in} + \mathbf{E}_{ed}) \mathbf{v} \frac{\partial f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v})}{\partial \varepsilon} = 0 \end{aligned} \quad (14)$$

з граничними умовами

$$f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v})|_s = 0, \quad v_n < 0, \quad (15)$$

при дифузійному відбитті електронів від внутрішніх стінок частинки, де v_n — складова швидкості електрона, нормальна до поверхні S . Інтеграл зіткнень у (14) зображений у наближенні часів релаксації ($\tau = 1/\nu$).

Якщо перейти до деформованих координат і швидкостей за правилом

$$x_j \Rightarrow \frac{R_j}{R} x'_j, \quad v_j \Rightarrow \frac{R_j}{R} v'_j, \quad R = (R_1 R_2 R_3)^{1/3} \quad (16)$$

і розв'язувати диференційне рівняння в частинних похідних (14) методом характеристик [22], то для функції $f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ можна знайти розв'язок у вигляді

$$f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = -e_e \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \left[\mathbf{v} \mathbf{E}_{in} + \sum_{i,j=1}^3 \alpha_{ij} v_i \left(\frac{x'_j R_j}{R} + v_j \frac{\partial}{\partial (\nu - i\omega)} \right) \right] \left(\frac{1 - e^{-(\nu - i\omega)t'}}{\nu - i\omega} \right). \quad (17)$$

Параметр t' , який дорівнює

$$t' = \frac{1}{v'^2} \left[\mathbf{r}' \mathbf{v}' - \sqrt{(R^2 - r'^2)v'^2 + (\mathbf{r}' \mathbf{v}')^2} \right], \quad (18)$$

характеризує положення електрона уздовж траєкторії $\mathbf{r}' = \mathbf{v}' t' + \mathbf{R}$. Радіус-вектор \mathbf{R} задає координати електрона на поверхні, з якої починається його траєкторія (при $t' = 0$). Нагадаємо, що після деформації (16) еліпсоїдальна форма частинки стає сферичною (з радіусом R).

III. ЕНЕРГІЯ, ЩО ПОГЛИНАЄТЬСЯ

З використанням (7), (8), (13) і (17), після інтегрування за координатами, йдучи за [15], енергію магнетного поля, що поглинається частинкою, загально можна записати так:

$$W = \frac{\pi}{2} e_e^2 \left(\frac{mR}{2\pi\hbar} \right)^3 \Re \left[\frac{1}{\bar{\nu}} \int d^3v \delta(\varepsilon - \mu) \left(\psi_1(v') \sum_{i,j=1}^3 |\alpha_{ij}|^2 R_j^2 v_i^2 + 2\psi_2(v') R^2 \sum_{i,j=1}^3 |\alpha_{ij} + \alpha_{ji}|^2 \frac{v_i^2 v_j^2}{v'^2} \right) \right], \quad (19)$$

де $\bar{\nu} = \nu - i\omega$, і ми врахували, що $\partial f_0 / \partial \varepsilon \approx -\delta(\varepsilon - \mu)$, μ — енергія Фермі. Якщо позначити через $q = \bar{\nu} \cdot 2R/v'$, то інші позначення в (19) є:

$$\psi_1(v') = \frac{8}{15} - \frac{1}{q} + \frac{4}{q^3} - \frac{24}{q^5} + \frac{8}{q^3} \left(1 + \frac{3}{q} + \frac{3}{q^2} \right) e^{-q}, \quad (20)$$

$$\psi_2(v') = \frac{2}{5} - \frac{1}{q} + \frac{8}{3q^2} - \frac{6}{q^3} + \frac{32}{q^5} - \frac{2}{q^2} \left(1 + \frac{5}{q} + \frac{16}{q^2} + \frac{16}{q^3} \right) e^{-q} - \frac{3}{4} \psi_1(v'). \quad (21)$$

Для ММЧ сферичної форми останній доданок у (19), внаслідок косиметричності матриці α_{ij} , зникає. Вираз (19) визначає магнетне поглинання частинки в загальному вигляді і описує як процеси розсіювання електронів, що відбувається в об'ємі (при зіткненні з фононами, домішковими центрами, дефектами ґратки і т.п.), так і поверхневі процеси. Для кожного з них з (19) можна окремо одержати прості аналітичні

вирази. Конкретні механізми розсіювання закладені в параметрах q і $\nu - i\omega$. Так, наприклад, якщо вважати $|q| \gg 1$, тоді $\psi_1 \approx 8/15$, $\psi_2 \approx 0$, і неважко переконатися, що магнетне поглинання визначиться виразом, який точно збігається зі знайденою формулою (9) для об'ємного розсіювання. Якщо ж параметр $|q| \ll 1$, то вирішальну роль у поглинанні енергії відіграє розсіювання електрона на поверхні ММЧ. Зупинімося на ньому докладніше. Дослідження зручно розділити на розгляд низько- ($\omega \ll \omega_{\text{H}}$) і високочастотного ($\omega \gg \omega_{\text{H}}$) поглинання, де $\omega = v_{\text{F}}/2R$ — пролітна частота, v_{F} — швидкість електрона на поверхні Фермі.

IV. НИЗЬКОЧАСТОТНЕ ПОГЛИНАННЯ

Як не важко переконатися, у цьому випадку

$$\Re \left[\frac{1}{\bar{\nu}} \psi_1(v) \right] \approx \frac{1}{3} \frac{R}{v'}, \quad \Re \left[\frac{1}{\bar{\nu}} \psi_2(v) \right] \approx \frac{1}{36} \frac{R}{v'} \quad (22)$$

і (19) можна переписати у вигляді

$$W_{\text{LF}} = \frac{\pi e_e^2 m^2 R^4}{6(2\pi\hbar)^3} \int \frac{d^3v}{v'} \delta(v^2 - v_{\text{F}}^2) \left[\sum_{i,j=1}^3 |\alpha_{ij}|^2 R_j^2 v_i^2 + \frac{R^2}{6} \sum_{i,j=1}^3 |\alpha_{ij} + \alpha_{ji}|^2 \frac{v_i^2 v_j^2}{v'^2} \right]. \quad (23)$$

Для частинки у формі еліпсоїда обертання суми в (23) на підставі (6) стають:

$$\sum_{i,j=1}^3 |\alpha_{ij}|^2 R_j^2 v_i^2 = \left(\frac{\omega}{c} R_{\perp} \right)^2 \left\{ \mathbf{H}_{\parallel}^2 \frac{v_{\perp}^2}{4} + \frac{R_{\parallel}^4}{(R_{\parallel}^2 + R_{\perp}^2)^2} \left[\mathbf{H}_{\perp}^2 v_{\parallel}^2 + \left(\frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}} \right)^2 (\mathbf{H}_x^2 v_x^2 + \mathbf{H}_y^2 v_y^2) \right] \right\}, \quad (24)$$

$$\sum_{i,j=1}^3 |\alpha_{ij} + \alpha_{ji}|^2 v_i^2 v_j^2 = 2 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{|R_{\parallel}^2 - R_{\perp}^2|^2}{(R_{\parallel}^2 + R_{\perp}^2)^2} v_{\parallel}^2 (\mathbf{H}_x^2 v_x^2 + \mathbf{H}_y^2 v_y^2), \quad (25)$$

де варто мати на увазі, що $v_x^2 + v_y^2 = v_{\perp}^2$ і \mathbf{H}_{\parallel} , \mathbf{H}_{\perp} — компоненти магнетного поля відповідно уздовж і впоперек осі обертання еліпсоїда.

З урахуванням (24),(25), інтеграли за швидкостями легко обчислити, і ми остаточно одержуємо:

$$W_{\text{LF}} = \frac{3}{64} V \frac{ne_e^2}{mv_{\text{F}}} \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 R_{\perp}^3 \left[\rho_{\text{L}}(e) \mathbf{H}_{\parallel}^2 + \eta_{\text{L}}^{\text{M}}(e) \left(\frac{R_{\parallel}^2}{R_{\parallel}^2 + R_{\perp}^2}\right)^2 \mathbf{H}_{\perp}^2 \right], \quad (26)$$

де

$$n = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{mv_{\text{F}}}{2\pi\hbar}\right)^3, \quad v_{\text{F}} = \sqrt{\frac{2\mu}{m}}, \quad (27)$$

$$\rho_{\text{L}}(e) = \begin{cases} \frac{1}{2e^2} \sqrt{1-e^2} + \frac{1}{e} \left(1 - \frac{1}{2e^2}\right) \arcsin e, & R_{\perp} < R_{\parallel}, \\ -\frac{1}{2e^2} \sqrt{1+e^2} + \frac{1}{e} \left(1 + \frac{1}{2e^2}\right) \ln(e + \sqrt{1+e^2}), & R_{\perp} > R_{\parallel}, \end{cases} \quad (28)$$

$$\eta_{\text{L}}^{\text{M}}(e) = \begin{cases} -\left(2 + \frac{1}{e^2}\right) \sqrt{1-e^2} + \frac{1}{e} \left(4 + \frac{1}{e^2} - \frac{8}{3}e^2\right) \arcsin e, & R_{\perp} < R_{\parallel}, \\ \left(-2 + \frac{1}{e^2}\right) \sqrt{1+e^2} + \frac{1}{e} \left(4 - \frac{1}{e^2} + \frac{8}{3}e^2\right) \ln(e + \sqrt{1+e^2}), & R_{\perp} > R_{\parallel} \end{cases} \quad (29)$$

— функції, залежні від ексцентриситетів еліпсоїда, які для розглянутих тут витягнутого ($R_{\perp} < R_{\parallel}$) чи сплюсненого еліпсоїдів ($R_{\perp} > R_{\parallel}$) є

$$e^2 = \begin{cases} 1 - R_{\perp}^2/R_{\parallel}^2, & R_{\perp} < R_{\parallel} \\ R_{\perp}^2/R_{\parallel}^2 - 1, & R_{\perp} > R_{\parallel}. \end{cases} \quad (30)$$

Верхній індекс М у (29) указує на те, що ця функція виникає тільки для магнетних полів. У граничних випадках згадані функції ведуть себе так:

$$\rho_{\text{L}}(e) = \begin{cases} \frac{R_{\parallel}}{R_{\perp}} \left(\ln\left(2\frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}}\right) - \frac{1}{2}\right), & R_{\perp} \gg R_{\parallel}, \\ \frac{2}{3}, & R_{\perp} = R_{\parallel}, \\ \frac{\pi}{4}, & R_{\perp} \ll R_{\parallel}, \end{cases} \quad (31)$$

$$\eta_{\text{L}}^{\text{M}}(e) = \begin{cases} \frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}} \left(\frac{8}{3} \ln\left(2\frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}}\right) - 2\right), & R_{\perp} \gg R_{\parallel}, \\ \frac{8}{3}, & R_{\perp} = R_{\parallel}, \\ \pi \left(1 + \frac{1}{6}\right), & R_{\perp} \ll R_{\parallel}, \end{cases}$$

Це дає змогу переписати вирази для потужності, що поглинається, (26) для сплюсненого й витягнутого еліпсоїдів відповідно у вигляді:

$$W_{\text{LF}} \approx \frac{3}{64} V \frac{ne_e^2}{mv_{\text{F}}} \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 R_{\parallel}^3 \left[\ln\left(2\frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}}\right) - \frac{1}{2} \right] \times \left[\left(\frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}}\right)^2 \mathbf{H}_{\parallel}^2 + 4\mathbf{H}_{\perp}^2 \right], \quad R_{\perp} \gg R_{\parallel}, \quad (32)$$

$$W_{\text{LF}} \approx \frac{3\pi}{4 \cdot 64} V \frac{ne_e^2}{mv_F} \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 R_{\perp}^3 \left[\mathbf{H}_{\parallel}^2 + 5\mathbf{H}_{\perp}^2 \right],$$

$$R_{\perp} \ll R_{\parallel}. \quad (33)$$

З оцінок (33), зокрема, випливає, що для ММЧ у вигляді сильно витягнутого еліпсоїда магнетне поглинання при напрямку магнетного поля, перпендикулярного до осі обертання, за інших рівних умов у п'ять разів перевищує відповідне, що виникає, при його орієнтації уздовж цієї осі.

Маючи загальні вирази (23) для магнетного поглинання ММЧ еліпсоїдальної форми, за аналогією з електричним поглинанням, не важко записати поглинання у випадку низькочастотного розсіювання через компоненти тензора оптичної провідності, зумовленої в цьому випадку магнетною складовою ЕМ-хвилі (ми будемо далі позначати її індексом М):

$$W_{\text{LF}} = \frac{V}{2} \left[\sigma_{\text{M},\parallel}^{\text{LF}} \mathbf{H}_{\parallel}^2 + \sigma_{\text{M},\perp}^{\text{LF}} \mathbf{H}_{\perp}^2 \right], \quad (34)$$

де

$$\sigma_{\text{M},\parallel}^{\text{LF}} = \frac{3}{32} \frac{ne_e^2}{mv_F} \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 R_{\perp}^3 \rho_{\text{L}}(e),$$

$$\sigma_{\text{M},\perp}^{\text{LF}} = \frac{3}{32} \frac{ne_e^2}{mv_F} \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 R_{\perp}^3 \left(\frac{R_{\parallel}^2}{R_{\parallel}^2 + R_{\perp}^2} \right)^2 \eta_{\text{L}}^{\text{M}}(e) \quad (35)$$

— його поздовжня й поперечна складова відповідно. Для сферичної частинки ($R_{\parallel} = R_{\perp} \equiv R$) величина

$$\sigma_{\text{M}}^{\text{LF}} = \frac{1}{16} \frac{ne_e^2}{mv_F} \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 R^3 \quad (36)$$

стає скалярною величиною. Для несферичних частинок $\sigma_{\text{M}}^{\text{LF}}$ є тензорною величиною, яка істотно залежить від форми частинки. На рис. 1 (крива 1) проілюстровано залежність відношення провідностей уздовж взаємно перпендикулярних напрямків від форми еліпсоїда, що задається відношенням довжин його півосей R_{\perp}/R_{\parallel} . Залежність побудована відповідно до формул (35). За рисунком можна простежити, як змінюється провідність сплюсненої ММЧ порівняно з частинкою витягнутої форми.

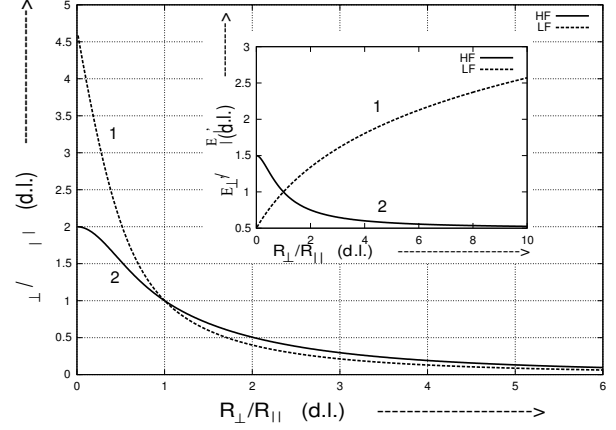


Рис. 1. Залежність співвідношення оптичної провідності, зумовленої магнетною складовою ЕМ-хвилі уздовж і впоперек осі обертання еліпсоїда, від відношення півосей ММЧ еліпсоїдальної форми для низьких ($\omega \ll \omega_{\text{H}}$ — крива 1) і високих ($\omega \gg \omega_{\text{H}}$ — крива 2) частот. На вставці показано ті ж залежності для провідності, зумовленої електричною складовою ЕМ-хвилі [15].

V. ВИСОКОЧАСТОТНЕ ПОГЛИНАННЯ

Будемо вважати, що тут також $\omega \gg \nu$. Тоді

$$\Re \left[\frac{1}{\nu} \psi_1(\nu) \right] \approx \frac{\nu'}{2R\omega^2}, \quad \Re \left[\frac{1}{\nu} \psi_2(\nu) \right] \approx \frac{\nu'}{8R\omega^2} \quad (37)$$

і (19) можна переписати так:

$$W_{\text{HF}} = \frac{\pi e_e^2 m^3 R^2}{4(2\pi\hbar)^3 \omega^2} \int d\mathbf{v} \delta(\varepsilon - \mu) \quad (38)$$

$$\times \left[\sum_{i,j=1}^3 |\alpha_{ij}|^2 R_j^2 v_i^2 \nu' + \frac{R^2}{2} \sum_{i,j=1}^3 |\alpha_{ij} + \alpha_{ji}|^2 \frac{v_i^2 v_j^2}{\nu'} \right].$$

Після інтегрування за \mathbf{v} з урахуванням (24) і (25) одержуємо для енергії магнетного поглинання частинкою у високочастотному випадку вираз

$$W_{\text{HF}} = \frac{9}{128} V \frac{ne_e^2}{mc^2} \nu_F R_{\perp} \quad (39)$$

$$\times \left[\rho_{\text{H}}(e) \mathbf{H}_{\parallel}^2 + \eta_{\text{H}}^{\text{M}}(e) \left(\frac{R_{\parallel}^2}{R_{\parallel}^2 + R_{\perp}^2} \right)^2 \mathbf{H}_{\perp}^2 \right].$$

Тут залежними від ексцентриситетів еліпсоїда функціями є:

$$\rho_H(e) = \begin{cases} \frac{1}{8e^2}(1+2e^2)\sqrt{1-e^2} - \frac{1}{8e^3}(1-4e^2)\arcsin e, & R_\perp < R_\parallel, \\ -\frac{1}{8e^2}(1-2e^2)\sqrt{1+e^2} + \frac{1}{8e^3}(1+4e^2)\ln(e + \sqrt{1+e^2}), & R_\perp > R_\parallel, \end{cases} \quad (40)$$

$$\eta_H^M(e) = \begin{cases} -\frac{1}{4e^2}(1-8e^2+4e^4)\sqrt{1-e^2} + \frac{1}{4e^3}(1+2e^2)\arcsin e, & R_\perp < R_\parallel, \\ \frac{1}{4e^2}(1+8e^2+4e^4)\sqrt{1+e^2} - \frac{1}{4e^3}(1-2e^2)\ln(e + \sqrt{1+e^2}), & R_\perp > R_\parallel. \end{cases} \quad (41)$$

У граничних випадках вони поводяться так:

$$\rho_L(e) = \begin{cases} \frac{1}{4}\frac{R_\perp}{R_\parallel}, & R_\perp \gg R_\parallel, \\ \frac{2}{3}, & R_\perp = R_\parallel, \\ \frac{3}{16}\pi, & R_\perp \ll R_\parallel, \end{cases} \quad (42)$$

$$\eta_L^M(e) = \begin{cases} \left(\frac{R_\perp}{R_\parallel}\right)^3, & R_\perp \gg R_\parallel, \\ \frac{8}{3}, & R_\perp = R_\parallel \equiv R, \\ \frac{\pi}{4}\left(1 + \frac{1}{2}\right), & R_\perp \ll R_\parallel. \end{cases}$$

Це дає змогу визначити енергію, яка поглинається ММЧ, що має форму диска, сфери чи витягнутого еліпсоїда, для яких, відповідно, обчислюємо:

$$W_{\text{HF}} \approx \frac{9}{128}V\frac{ne_e^2v_F}{mc^2}R_\parallel \left[\left(\frac{R_\perp}{2R_\parallel}\right)^2 \mathbf{H}_\parallel^2 + \mathbf{H}_\perp^2 \right], \quad R_\perp \gg R_\parallel, \quad (43)$$

$$W_{\text{HF}} \approx \frac{3}{64}V\frac{ne_e^2v_F}{mc^2}R\mathbf{H}_0^2, \quad R_\perp = R_\parallel \equiv R. \quad (44)$$

$$W_{\text{HF}} \approx \frac{27\pi}{8 \cdot 128}V\frac{ne_e^2v_F}{m}R_\perp \left[\frac{1}{2}\mathbf{H}_\parallel^2 + \mathbf{H}_\perp^2 \right], \quad R_\perp \ll R_\parallel. \quad (45)$$

Аналогічно до попереднього випадку, з останньої

формули знаходимо, зокрема, що магнетне поглинання ММЧ, які мають форму дуже витягнутого еліпсоїда, при орієнтації їх осей обертання перпендикулярно до зовнішнього магнетного поля удвічі перевищує відповідне поглинання за умови їх розташування уздовж поля.

Якщо, за аналогією з (34), виразити енергію, що поглинається, через компоненти тензора оптичної провідності, зумовленої магнетним полем, то для високочастотного випадку одержимо:

$$\sigma_{M,\parallel}^{\text{HF}} = \frac{9}{64}\frac{ne_e^2}{mc^2}v_F R_\perp \rho_H(e),$$

$$\sigma_{M,\parallel}^{\text{HF}} = \frac{9}{64}\frac{ne_e^2}{mc^2}v_F R_\perp \left(\frac{R_\parallel^2}{R_\parallel^2 + R_\perp^2} \right)^2 \eta_H^M(e). \quad (46)$$

Крива 2 на рис. 1 ілюструє залежність відношення компонент тензора високочастотної провідності уздовж взаємно перпендикулярних напрямків від відношення довжини півосей еліпсоїда. Залежність побудована відповідно до формул (46), (47). Порівнюючи цей результат з отриманим вище для низькочастотного випадку (крива 1), бачимо, що для сплюснених частинок в інтервалі $1 < R_\perp/R_\parallel < 6$ високочастотна поперечна провідність незначно перевищує низькочастотну. Для частинок витягнутої форми, навпаки, низькочастотна поперечна провідність стає помітно більшою. Для сферичної частинки низько- і високочастотна провідності збігаються. На вставці показано аналогічні залежності для оптичної провідності, зумовленої електричною компонентою ЕМ-хвилі [15].

Використовуючи результати роботи [15] для електричного поглинання W_E і вирази (26) для магнетного поглинання, можна порівняти їх відносний внесок також і в низькочастотному випадку. При цьому необхідно вибрати одну з можливих поляризацій. Поляризацію, при якій вектор електричної хвилі спрямовано уздовж довгої осі еліпсоїда ($\mathbf{E}_\parallel \mathbf{E}_\parallel$, $\mathbf{E}_\perp = 0$) і, відповідно, вектор магнетної хвилі $\mathbf{H} = \mathbf{H}_\perp$, $\mathbf{H}_\parallel = 0$ будемо називати ЕЛ-МТ-поляризацією. Якщо ж спрямувати вектор електричної хвилі уздовж короткої осі еліпсоїда ($\mathbf{E}_\perp \mathbf{E}_\perp$, $\mathbf{E}_\parallel = 0$), то для вектора магнетної хвилі

існують уже два можливі напрямки: уздовж довгої ($\mathbf{H} = \mathbf{H}_{\parallel}$, $\mathbf{H}_{\perp} = 0$) або уздовж короткої ($\mathbf{H} = \mathbf{H}_{\perp}$, $\mathbf{H}_{\parallel} = 0$) осей еліпсоїда. Першу з цих можливостей назвемо ЕТ–МЛ-поляризацією, тоді як другу – ЕТ–МТ-поляризацією. Для поляризацій ЕЛ–МТ і ЕТ–МЛ відношення енергії, що поглинається, у низькочастотному випадку задається співвідношенням:

$$\left. \frac{W_{\text{LF}}^{\text{M}}}{W_{\text{LF}}^{\text{E}}} \right|_{\substack{\text{EL-MT} \\ \text{ET-ML}}} = \frac{1}{12} \left(\frac{\omega}{c} R_{\perp} \right)^2 \quad (47)$$

$$\times \frac{\rho_{\perp}(e) \mathbf{H}_{\parallel}^2 + [1 + (R_{\perp}/R_{\parallel})^2]^{-2} \eta_{\perp}^{\text{M}}(e) \mathbf{H}_{\perp}^2}{\frac{\eta_{\perp}^{\text{E}}(e)}{L_{\parallel}(e, \omega)} \mathbf{E}_{\parallel}^2 + \frac{\rho_{\perp}(e)}{L_{\perp}(e, \omega)} \mathbf{E}_{\perp}^2}$$

і для ЕТ–МТ-поляризації –

$$\left. \frac{W_{\text{LF}}^{\text{M}}}{W_{\text{LF}}^{\text{E}}} \right|_{\text{ET-MT}} = \frac{1}{12} \left(\frac{\omega}{c} R_{\perp} \right)^2 \frac{\eta_{\perp}^{\text{M}}(e) L_{\perp}(e, \omega) \mathbf{H}_{\perp}^2}{\rho_{\perp}(e) [1 + (R_{\perp}/R_{\parallel})^2]^2 \mathbf{E}_{\perp}^2}, \quad (48)$$

де для електричного поля

$$\eta_{\perp}^{\text{E}}(e) = \begin{cases} -\frac{1}{e^2} \sqrt{1 - e^2} + \frac{1}{e^3} \arcsin e, & R_{\perp} < R_{\parallel} \\ \frac{1}{e^2} \sqrt{1 + e^2} + \frac{1}{e^3} \ln \left(e + \sqrt{1 + e^2} \right), & R_{\perp} > R_{\parallel} \end{cases}, \quad (49)$$

а внутрішнє електричне поле виражається через зовнішнє поле за допомогою фактора

$$L_{\parallel, \perp}(e, \omega) = 1 + L_{\parallel, \perp}(e) [\varepsilon'(\omega) - 1]^2 + [L_{\parallel, \perp}(e) \varepsilon''(\omega)]^2, \quad (50)$$

$$L_{\perp}(e) = \frac{1}{2} (1 - L_{\parallel}(e)), \quad (51)$$

$$L_{\parallel}(e) = \begin{cases} \frac{1 - e^2}{2e^3} \left(\ln \frac{1 + e}{1 - e} - 2e \right), & R_{\perp} < R_{\parallel} \\ \frac{1 + e^2}{e^3} (e - \arctg e), & R_{\perp} > R_{\parallel} \end{cases},$$

інші позначення відповідають уведенню раніше.

На рис. 2 показано залежності $W_{\text{LF}}^{\text{M}}/W_{\text{LF}}^{\text{E}}$ для двох поляризацій (ЕЛ–МТ і ЕТ–МЛ) зі зміною форми еліпсоїда на частоті $\omega = 4 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$. Видно, що коли для частинок сферичної форми з радіусом 50 \AA внесок у поглинання електричної й магнетної компонентів приблизно однаковий, то для частинок з $R = 75 \text{ \AA}$ внесок магнетної складової вже удвічі більший. Для високих частот (наприклад, при $\omega = 2 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$

[15]) таке зростання стає можливим (незалежно від поляризації) тільки для частинок з радіусом 300 \AA . Хід $W_{\text{LF}}^{\text{M}}/W_{\text{LF}}^{\text{E}}$ зі зміною співвідношення R_{\perp}/R_{\parallel} для цього випадку позначено на рис. 2 хрестиками. Для ЕТ–МЛ-поляризації він точно повторює хід залежності для частинок з $R = 75 \text{ \AA}$. Зі зміною форми частинки від сферичної до антенподібної магнетне поглинання зменшується в поляризаціях (ЕЛ–МТ і ЕТ–МЛ), однак при зміні її до дископодібної форми магнетне поглинання зростає для ЕЛ–МТ-поляризації і спадає – для ЕТ–МЛ-поляризації. Відзначимо, що найбільшого значення відношення $W_{\text{LF}}^{\text{M}}/W_{\text{LF}}^{\text{E}}$ досягає в ЕЛ–МТ-поляризації для частинок сплюсненої форми при $R_{\perp}/R_{\parallel} \approx 4$ (незалежно від радіуса частинки до її деформації). Тоді як для ЕТ–МЛ-поляризації, $W_{\text{LF}}^{\text{M}}/W_{\text{LF}}^{\text{E}}$ досягає максимального значення для частинки витягнутої форми, що лише не набагато перевищує відповідне значення для сферичної частинки.

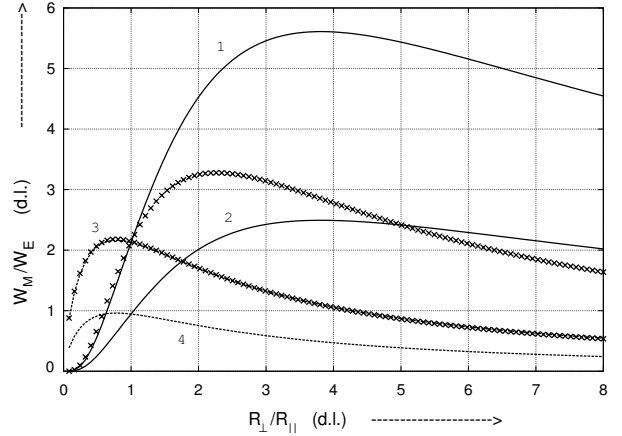


Рис. 2. Залежність відношення енергії магнетного й електричного полів, що поглинаються, від відношення півосей ММЧ у формі еліпсоїда обертання у випадку $\omega \ll \omega_{\text{H}}$ для двох поляризацій падаючої хвилі: ЕЛ–МТ (криві 1,2) і ЕТ–МЛ (криві 3,4). Частинкам із радіусами 75 \AA відповідають криві 1,3, і 50 \AA – криві 2, 4. Хрестиками позначено результати для частинки з радіусом $R = 300 \text{ \AA}$ на частотах $\omega \gg \omega_{\text{H}}$.

На рис. 3 зображені ті ж залежності для ЕТ–МТ-поляризації ЕМ-хвилі. При збігові співвідношення для енергії, що поглинається, для сферичної частинки зі зміною її форми спостерігаємо явище, зворотне до описаного вище для ЕЛ–МТ-поляризації: магнетне поглинання зростає порівняно з електричним для ММЧ витягнутої форми і спадає – для сплюснених частинок. При цьому зростання $W_{\text{LF}}^{\text{M}}/W_{\text{LF}}^{\text{E}}$ досягає максимуму для частинок витягнутої форми (незалежно від початкового радіуса частинки) при співвідношенні радіусів $R_{\perp}/R_{\parallel} \approx 0.25$. Зі зменшенням цього відношення виявляємо спад магнетного поглинання порівняно до внеску електричного поглинання.

Таким чином, з обчислень, проілюстрованих вище на рис. 2, 3, бачимо, що коли магнетне поглинання у сферичній частинці, наприклад, удвічі перевищує

електричне, то при деформації такої частинки у чотири рази (однаково до сплюсненого чи витягнутого вигляду) можна домогтися для певних поляризацій збільшення магнетного поглинання більш ніж у п'ять разів.

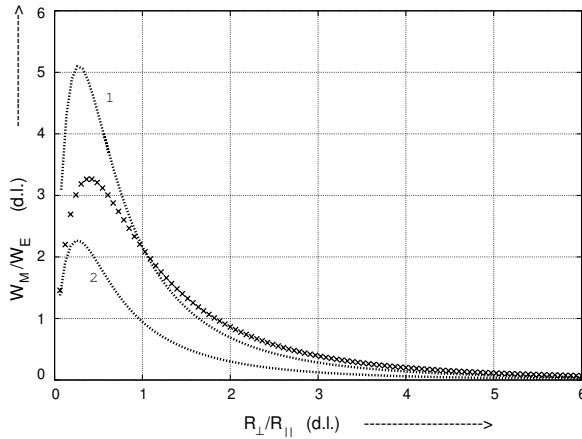


Рис. 3. Залежність відношення енергії магнетного до електричного поля, що поглинаються, від відношення півосей ММЧ, які мають форму еліпсоїда обертання при $\omega \ll \omega_n$ й орієнтації електричного поля уздовж короткої осі еліпсоїда та МТ-поляризації магнетного вектора. Частинкам із радіусам 75 \AA відповідає крива 1 і 50 \AA — крива 2. Хрестиками позначено результати для частинки з радіусом $R = 300 \text{ \AA}$ на частотах $\omega \gg \omega_n$ для тієї ж поляризації електричного і магнетного векторів.

VI. ВИСНОВКИ

Для ММЧ еліпсоїдальної форми, розміри яких набагато менші від довжини падаючої ЕМ-хвилі і товщини скін-шару, обчислено енергію магнетного поглинання в ділянці частот як більших, так і менших від характерної частоти вільного пробігу електрона між

стінками частинки. Розглянуто також випадки, коли довжина вільного пробігу електрона може бути як більшою, так і меншою від розміру частинки. Вважалося, що електрони дифузійно відбиваються від внутрішньої поверхні частинки.

В умовах домінування об'ємного чи поверхневого розсіювання електронів отримано аналітичні вирази, які дають змогу визначити залежність енергії, що поглинається частинкою, від її форми й орієнтації стосовно напрямку падаючого випромінювання. Показано, що для несферичних частинок оптична провідність, зумовлена магнетною складовою ЕМ-хвилі, на відміну від класичного випадку Друде, стає тензорною величиною. Для частинок, що мають форму еліпсоїда обертання, знайдено компоненти цього тензора й досліджено їхню залежність при відхиленні від сферичної форми. Отримано прості аналітичні вирази для енергії, що поглинається сильно витягнутими чи сплюсненими частинками.

Виявлено особливість низькосиметричних ММЧ, яка полягає в тому, що магнетне поглинання може бути як більшим, так і меншим від електричного, залежно від форми частинки та її орієнтації стосовно напрямку падаючого випромінювання ЕМ-хвилі. Показано, зокрема, що вже для сферичних частинок із радіусом 50 \AA на частотах, менших від частоти пробігу електрона між стінками, магнетне поглинання в трьох різних поляризаціях зрівнюється за величиною з електричним поглинанням і при наступному зростанні радіуса частинки починає його перевищувати. Установлено, що при відхиленні форми частинки від сферичної в бік її сплюснутості можна одержати зростання магнетного поглинання, якщо спрямувати \mathbf{E}_0 уздовж довгої осі еліпсоїда. Якщо ж \mathbf{E}_0 спрямувати уздовж короткої осі, то значного зростання магнетного поглинання (порівняно зі сферичною частинкою) можна досягти для частинок витягнутої форми в МТ-поляризації та невеликого в МЛ-поляризації. При таких поляризаціях для сплюснених частинок домінуючим є електричне поглинання.

- | | |
|---|--|
| <p>[1] К. Борен, Д. Хафмен, <i>Поглощение и рассеяние малыми частицами</i> (Мир, Москва, 1986).</p> <p>[2] И. М. Лифшиц, М. Я. Азбель, М.И. Каганов, <i>Электронная теория металлов</i> (Наука, Москва, 1971).</p> <p>[3] D. M. Wood, N. W. Ashcroft, <i>Phys. Rev. B</i> 25, 6255 (1982).</p> <p>[4] П. М. Томчук, <i>Металлофиз. нов. технол.</i> 25, 1233 (2003).</p> <p>[5] А. А. Бендицкий, Л. В. Видута, В. И. Конев, С. М. Пименов, А. М. Прохоров, П. М. Томчук <i>и др.</i>, <i>Поверхность</i> 10, 48 (1988).</p> <p>[6] R. Ruppin, H. Yaton, <i>Phys. Status Solidi (b)</i> 74, 647 (1976).</p> <p>[7] R. Ruppin, <i>Phys. Rev. B</i> 19, 1318 (1979).</p> <p>[8] A. J. Glick, E. D. Yorke, <i>Phys. Rev. B</i> 18, 2490 (1978).</p> <p>[9] H. J. Trodahl, <i>Phys. Rev. B</i> 19, 1316 (1979).</p> <p>[10] D. B. Tanner, <i>Phys. Rev. B</i> 30, 1042 (1984).</p> | <p>[11] A. Kawabata, R. Kubo, <i>J. Phys. Soc. Jpn</i> 21, 1765 (1966).</p> <p>[12] Э. А. Манькин, П. П. Полуэктов, Ю. Г. Рубежный, <i>Журн. эксп. теор. физ.</i> 70, 2117 (1976).</p> <p>[13] А. Г. Лесскис, В. Е. Пастернак, А. А. Юшканов, <i>Журн. эксп. теор. физ.</i> 83, 310 (1982).</p> <p>[14] Э. В. Завитаев, А. А. Юшканов, Ю. И. Яламов, <i>Журн. эксп. теор. физ.</i> 124, 1112 (2003).</p> <p>[15] П. М. Томчук, Б. М. Томчук, <i>Журн. эксп. теор. физ.</i> 112, 661 (1997).</p> <p>[16] Г. ван де Хюлст, <i>Рассеяние света малыми частицами</i> (Иностранная литература, Москва, 1961).</p> <p>[17] Ю. И. Петров, <i>Физика малых частиц</i> (Наука, Москва, 1982).</p> <p>[18] М. Борн, Э. Вольф, <i>Основы оптики</i> (Наука, Москва, 1973).</p> <p>[19] C. Pecharronan, J. E. Iglesias, <i>Phys. Rev. B</i> 49, 7137</p> |
|---|--|

- (1994).
- [20] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред* (Наука, Москва, 1982)
- [21] В. П. Силин, А. А. Рухадзе, *Электромагнитные свойства плазмы и плазменноподобных сред* (Госатомиздат, Москва, 1961).
- [22] Р. Курант, *Уравнения в частных производных* (Мир, Москва, 1964).

IRRADIATION ABSORPTION BY SMALL METALLIC PARTICLES OF ELLIPSOIDAL FORM

N. I. Grigorchuk¹, P. M. Tomchuk²

¹*Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, National Academy of Sciences of Ukraine,
14-b, Metrologichna St., Kyiv, UA-03143, Ukraine,
e-mail: ngrigor@bitp.kiev.ua*

²*Institute for Physics, National Academy of Science of Ukraine,
46, Nauka Ave., Kyiv, UA-03028, Ukraine*

In this work, the magnetic light absorption by small metallic particles of the ellipsoidal form in frequencies range both exceeding and smaller than the frequency of free run of an electron between the walls of a particle is studied. The diffuse reflection of an electron from an intrinsic surface of a particle was chosen as boundary conditions. For the case, when the skin-depth is great comparing to the typical sizes of a particle, the analytical expressions for the energy absorbed by a particle due to its form and orientation with respect to the direction of an incident radiation are obtained. For the first time the low-frequency case is analyzed in detail. For particles of the form of ellipsoids of revolution both the flattened out and extended it has been shown, at what initial sizes and polarizations of an incident wave the magnetic absorption becomes predominant in comparison with the electrical one.