

А.В. КОРОТУН^{1,2}

¹ Національний університет “Запорізька політехніка”
(Вул. Університетська, 64, Запоріжжя 69011; e-mail: andko@zr.edu.ua)

² Інститут металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України
(Бульвар Академіка Вернадського, 36, Київ 03142)

ОПТИЧНИЙ ВІДГУК МЕТАЛЕВИХ НАНОЧАСТИНОК ТОРОЇДАЛЬНОЇ ФОРМИ

УДК 539

У роботі досліджено оптичні властивості металевих наночастинок тороїдальної форми, що містяться в діелектричному середовищі. Для отримання частотних залежностей перерізів поглинання й розсіяння, а також діагональних компонент тензорів поляризованості й підсилення електричних полів, використано підхід еквівалентного сплюсненого сфероїда. Аналізуються чисельні результати для відповідних частотних залежностей. Встановлено факт аномально великого розщеплення максимумів перерізів поглинання й розсіяння, що виділяє тороїдальні частинки з усього класу аксіально-симетричних наночастинок. У бездисипативному наближенні визначено розмірні залежності поперечної та поздовжньої частот поверхневого плазмонного резонансу. Вивчено вплив тороїдальної форми й матеріалу наночастинок, а також матеріалу навколишнього середовища на їхній оптичний відгук.

Ключові слова: тороїдальна металева наночастинка, переріз поглинання, тензор поляризованості, діелектричний тензор, підхід еквівалентного сфероїда, поверхневий плазмонний резонанс.

1. Вступ

Електронні й оптичні властивості наночастинок становлять значний інтерес з точки зору практичного застосування [1–6]. Нові методи нанофабрикації й використання шаблонів дозволяють створювати металеві наноструктури зі складними формами й унікальними властивостями [7–13]. Оптичні властивості металевих наноструктур визначаються їхніми плазмонними резонансами, які можуть суттєво залежати від їхньої форми, складу й властивостей діелектричного середовища [1–

3, 5, 14–16]. Для деяких наночастинок, таких як нанооболонки [17–19] і нанострижні [20, 21], плазмонний відгук можна налаштувати від ближньої ультрафіолетової до середньої інфрачервоної області спектра. Така налаштовуваність використовувалася в багатьох важливих застосуваннях, таких як хімічне й біологічне зондування [22–25], оптична маніпуляція наночастинок [26], плазмонні хвилеводи [27, 28], метаматеріали [29] й біомедичні застосування [23].

Металеві нанорозмірні кільця й тороїди є цікавими плазмонними геометріями з широкими можливостями налаштування і значним потенціалом. Вони можуть бути платформами для хімічного й біологічного зондування, а також при використанні магнітних ефектів на оптичних частотах [30–35]. Оптичні властивості нанокільця й тороїдальних наночастинок були розраховані і за допомогою методу граничних елементів [36, 37],

Цитування: Коротун А.В. Оптичний відгук металевих наночастинок тороїдальної форми. *Укр. фіз. журн.* **71**, № 7, 611 (2026).

© Видавець ВД “Академперіодика” НАН України, 2026. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2026. Т. 71, № 7

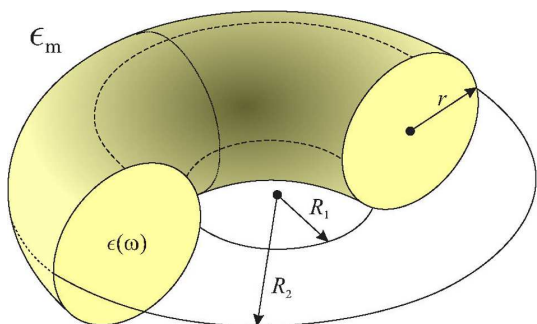


Рис. 1. Геометрія задачі

діадично-тензорного підходу Гріна [38, 39] і методу скінченних різниць у часовій області [40].

У роботі [41] були досліджені плазмонні й оптичні властивості металевих нанорозмірних торіодів за допомогою моделі плазмонної гібридизації [42, 43] і показано, що плазмонні резонанси в наноторіоді виникають внаслідок гібридизації примітивних плазмонних мод, які можна описати як торіодальні гармоніки. Однак цей підхід є математично громіздким і не дає змогу отримати вирази для деяких оптичних характеристик (наприклад, вирази для діагональних компонент тензора поляризованості й тензора посилення поля). У цьому аспекті підхід еквівалентного сфероїда, запропонований у роботі [44] і розроблений у серії статей [21, 45–49], є простішим і зручнішим для вивчення оптичних властивостей металевих наноструктур різної форми. Тому вищезазначений підхід використано в цій роботі для вивчення спектральних характеристик торіодальних наночастинок.

2. Математична модель

2.1. Перерізи поглинання та розсіяння і тензор поляризованості

Нехай торіодальна металева наночастинка з радіусом отвору R_1 , радіусом зовнішнього кола R_2 і радіусом “трубки” тора r міститься в середовищі з діелектричною проникністю ϵ_m (рис. 1). Вихідними співвідношеннями для аналізу будуть формули для перерізів поглинання (abs) і розсіяння (sca):

$$C_{\text{abs}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_m} \text{Im} \left(\frac{2}{3} \alpha_{\perp} + \frac{1}{3} \alpha_{\parallel} \right), \quad (1)$$

$$C_{\text{sca}} = \frac{1}{6\pi} \left(\frac{\omega}{c} \right)^4 \epsilon_m^2 \left(\frac{2}{3} |\alpha_{\perp}|^2 + \frac{1}{3} |\alpha_{\parallel}|^2 \right), \quad (2)$$

612

де ω та c – частота й швидкість електромагнітної хвилі відповідно, а $\alpha_{\perp(\parallel)}(\hbar\omega)$ – діагональні компоненти тензора поляризованості для торіодальної наночастинок, які визначаються за допомогою підходу еквівалентного сплющеного сфероїда. Сенс цього підходу полягає в тому, що оптичні характеристики торіодальної наночастинок (зокрема, поперечна й поздовжня складові поляризованості) збігатимуться з характеристиками еквівалентного сплющеного сфероїда. У цьому випадку аспектне відношення еквівалентного сплющеного сфероїда (ефективне аспектне відношення) стає пов’язаним з аспектним відношенням торіода, і це співвідношення буде отримано нижче. Зазначене співвідношення, у свою чергу, впливає з умови рівності відношень відповідних осевих моментів інерції торіода й еквівалентного сплющеного сфероїда.

Таким чином, вирази для діагональних компонентів поляризованості торіодальної металеві наночастинок матимуть такий вигляд:

$$\alpha_{\perp(\parallel)}(\hbar\omega) = V \frac{\epsilon^{\perp(\parallel)}(\hbar\omega) - \epsilon_m}{\epsilon_m + \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}(\epsilon^{\perp(\parallel)}(\hbar\omega) - \epsilon_m)}, \quad (3)$$

де V – об’єм торіодальної наночастинок; $\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}$ – коефіцієнти деполіаризації, які виражаються через ефективне аспектне відношення таким чином:

$$\mathcal{L}_{\parallel} = \frac{\varrho_{\text{eff}}^2}{(\varrho_{\text{eff}}^2 + 1)^{\frac{3}{2}}} \left(\sqrt{\varrho_{\text{eff}}^2 - 1} + \arctg \frac{1}{\sqrt{\varrho_{\text{eff}}^2 - 1}} - \frac{\pi}{2} \right),$$

$$\mathcal{L}_{\perp} = \frac{1}{2} (1 - \mathcal{L}_{\parallel}), \quad (4)$$

а діагональні компоненти діелектричного тензора дорівнюють

$$\epsilon^{\perp(\parallel)}(\hbar\omega) = \epsilon^{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)})}. \quad (5)$$

У формулі (5), ω_p – це плазмова частота, ϵ^{∞} – внесок міжзонних переходів у діелектричну проникність металу, а $\gamma_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)}$ – діагональні компоненти тензора ефективної швидкості релаксації, які будуть визначені нижче.

2.2. Ефективне аспектне відношення

Осьові моменти інерції еквівалентного сплющеного сфероїда дорівнюють

$$I_x^{\text{sph}} = \frac{m_1}{5} (a^2 + b^2), \quad I_z^{\text{sph}} = \frac{2}{5} m_1 a^2, \quad (6)$$

де m_1 – маса сфероїда, а a і b – його велика й мала півосі відповідно. У свою чергу, осьові моменти інерції тороїда дорівнюють

$$I_x^{\text{tor}} = \frac{2m_2}{\pi} \left(R_2^2 + (R_2 - 2r)^2 \right), \quad (7)$$

$$I_z^{\text{tor}} = m_2 \left(\frac{3}{4} r^2 + R_2^2 \right), \quad (8)$$

де m_2 – маса тороїда.

Як зазначено вище, взаємозв'язок між еквівалентним аспектним відношенням

$$\varrho_{\text{eff}} = \frac{a}{b} \quad (9)$$

і аспектним відношенням

$$\varrho = \frac{R_2}{2r} \quad (10)$$

можна знайти з умови:

$$\frac{I_x^{\text{sph}}}{I_z^{\text{sph}}} = \frac{I_x^{\text{tor}}}{I_z^{\text{tor}}}. \quad (11)$$

Оскільки

$$\frac{I_x^{\text{sph}}}{I_z^{\text{sph}}} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2\varrho_{\text{eff}}^2} \quad (12)$$

та

$$\frac{I_x^{\text{tor}}}{I_z^{\text{tor}}} = \frac{2}{\pi} \frac{2\varrho^2 - 2\varrho + 1}{\frac{3}{16} + \varrho^2}, \quad (13)$$

тоді, підставляючи вирази (12) і (13) у формулу (11), отримуємо

$$\varrho_{\text{eff}} = \left(\frac{4}{\pi} \frac{2\varrho^2 - 2\varrho + 1}{\varrho^2 + \frac{3}{16}} - 1 \right)^{-1}. \quad (14)$$

2.3. Ефективна швидкість релаксації та поверхневі плазмонні резонанси

Процеси релаксації в тороїдальній наночастиці визначаються трьома механізмами: об'ємним і поверхневим розсіянням електронів та радіаційним загасанням. Отже, співвідношення для ефективних швидкостей поперечної та поздовжньої релаксації матимуть такий вигляд:

$$\gamma_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)} = \gamma_{\text{bulk}} + \gamma_{\text{s}}^{\perp(\parallel)} + \gamma_{\text{rad}}^{\perp(\parallel)}, \quad (15)$$

де швидкість об'ємної релаксації $\gamma_{\text{bulk}} = \text{const}$ для конкретного металу, а швидкість поверхневої релаксації та швидкість радіаційного загасання визначаються співвідношеннями [49]

$$\gamma_{\text{s}}^{\perp(\parallel)} = \mathcal{A}_{\perp(\parallel)} \frac{v_{\text{F}}}{\ell_{\perp(\parallel)}}, \quad (16)$$

$$\gamma_{\text{rad}}^{\perp(\parallel)} = \mathcal{B}_{\perp(\parallel)} \frac{v_{\text{F}}}{\ell_{\perp(\parallel)}}. \quad (17)$$

У формулах (17) і (18) v_{F} – це швидкість Фермі електрона, $\ell_{\perp(\parallel)}$ – ефективні довжини вільного пробігу електронів у поперечному (\perp) й поздовжньому (\parallel) напрямках,

$$\ell_{\perp} = \ell_{\parallel} = 2r, \quad (18)$$

а залежні від розміру й частоти функції $\mathcal{A}_{\perp(\parallel)}$ і $\mathcal{B}_{\perp(\parallel)}$ мають вигляд

$$\mathcal{A}_{\perp(\parallel)} = \frac{9}{16} \frac{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}}{\epsilon_{\text{m}} + \mathcal{L}_{\perp(\parallel)} (1 - \epsilon_{\text{m}})} \left(\frac{\omega_{\text{p}}}{\omega} \right)^2 \mathcal{F}_{\perp(\parallel)}(\varrho_{\text{eff}}), \quad (19)$$

$$\mathcal{B}_{\perp(\parallel)} = \frac{9V}{128\pi} \frac{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}}{\sqrt{\epsilon_{\text{m}} \left[\epsilon^{\infty} + \left(\frac{1}{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}} - 1 \right) \epsilon_{\text{m}} \right]}} \times \left(\frac{\omega_{\text{p}}}{c} \right)^3 \left(\frac{\omega_{\text{p}}}{\omega} \right)^2 \mathcal{F}_{\perp(\parallel)}(\varrho_{\text{eff}}), \quad (20)$$

де

$$V = 2\pi^2 r^2 (R_2 - r) \quad (21)$$

– це об'єм тороїда, а розмірні множники для сплющеного сфероїда дорівнюють

$$\mathcal{F}_{\perp}(\varrho_{\text{eff}}) = \frac{\varrho_{\text{eff}} (2\varrho_{\text{eff}}^2 - 3) \sqrt{\varrho_{\text{eff}}^2 - 1}}{2(\varrho_{\text{eff}}^2 - 1)^{\frac{3}{2}}} + \frac{(4\varrho_{\text{eff}}^2 - 3) \ln \left(\varrho_{\text{eff}} + \sqrt{\varrho_{\text{eff}}^2 - 1} \right)}{2(\varrho_{\text{eff}}^2 - 1)^{\frac{3}{2}}}, \quad (22)$$

$$\mathcal{F}_{\parallel}(\varrho_{\text{eff}}) = \frac{\varrho_{\text{eff}} (2\varrho_{\text{eff}}^2 - 1) \sqrt{\varrho_{\text{eff}}^2 - 1}}{(\varrho_{\text{eff}}^2 - 1)^{\frac{3}{2}}} - \frac{\ln \left(\varrho_{\text{eff}} + \sqrt{\varrho_{\text{eff}}^2 - 1} \right)}{(\varrho_{\text{eff}}^2 - 1)^{\frac{3}{2}}}. \quad (23)$$

Як відомо, умовою збудження поверхневих плазмонних резонансів є рівність нулю дійсної частини знаменника виразу (3). Враховуючи формулу

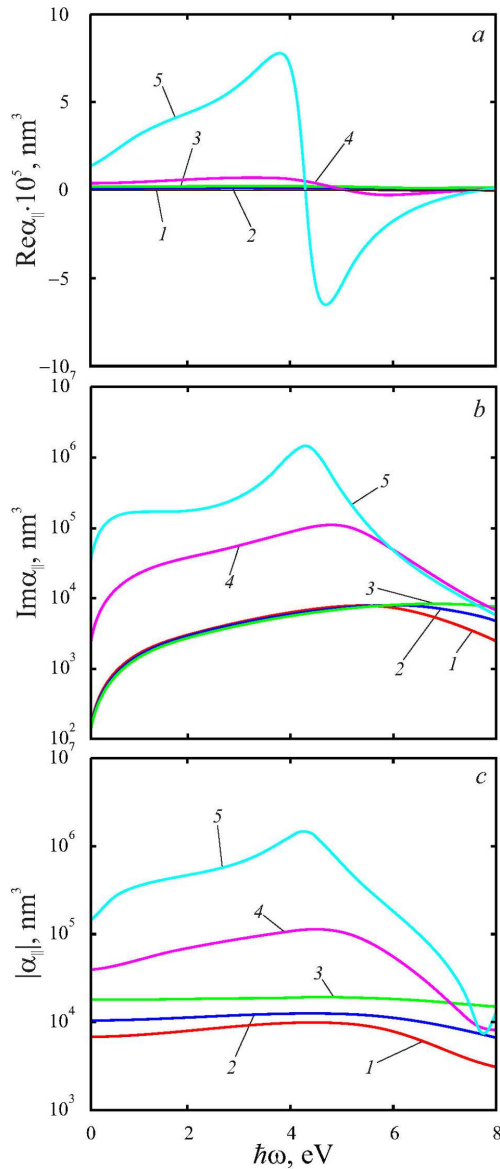


Рис. 2. Частотні залежності дійсної (а) та уявної (б) частин, а також модуля (с) поздовжньої складової тензора поляризованості тороїдальної наночастинки срібла в тефлоні: $r = 5$ нм, $R_2 = 40$ нм (1); $r = 5$ нм, $R_2 = 60$ нм (2); $r = 5$ нм, $R_2 = 100$ нм (3); $r = 10$ нм, $R_2 = 60$ нм (4); $r = 20$ нм, $R_2 = 60$ нм (5)

(5) у бездисипативному наближенні ($\gamma_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)} \rightarrow 0$), розмірні залежності поперечної та поздовжньої резонансних частот мають вигляд

$$\omega_{sp}^{\perp(\parallel)}(\varrho_{\text{eff}}) = \frac{\omega_p}{\sqrt{\epsilon^\infty + \frac{1 - \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}}{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}} \epsilon_m}} \quad (24)$$

У свою чергу, діагональні компоненти тензора підсилення електричного поля визначаються співвідношеннями

$$\mathcal{G}_{\perp(\parallel)} = \times \frac{\epsilon_1^{\perp(\parallel)2} + \epsilon_2^{\perp(\parallel)2}}{\left[\mathcal{L}_{\perp(\parallel)} (\epsilon_1^{\perp(\parallel)} - \epsilon_m) + \epsilon_m \right]^2 + \left[\mathcal{L}_{\perp(\parallel)2}^{\perp(\parallel)} \right]^2} \quad (25)$$

Далі для отримання числових результатів будуть використані вирази (1)–(3), (24) і (25) з урахуванням формул (4), (5), та (14)–(23).

2.4. Результати розрахунку і їхнє обговорення

Розрахунки дійсних і уявних частин і модулів діагональних компонент тензора поляризованості, а також перерізів поглинання й розсіяння були виконані для тороїдальних наночастинок різних розмірів, виготовлених з різних металів і розташованих у різних діелектричних середовищах. Були порівняні діагональні компоненти тензора підсилення електричного поля для тороїдальних, дискових і сфероїдальних наночастинок. Дані, необхідні для розрахунків, наведено в табл. 1 і 2.

Частотні залежності дійсної та уявної частин, а також модулі поздовжньої та поперечної складових тензора поляризованості представлені на рис. 2 і 3. Зазначимо, що, як і у випадку наночастинок інших форм [21, 46–49], функції $\text{Re } \alpha_{\perp(\parallel)}(\hbar\omega)$

Таблиця 1. Параметри металів [21, 48]

Метал	Параметр			
	r_s/a_0	m^*/m_e	ϵ^∞	$\gamma_{\text{bulk}}, 10^{13} \text{ c}^{-1}$
Pd	4,00	0,37	2,52	13,9
Pt	3,27	0,54	4,42	10,52
Ag	3,02	0,96	3,70	2,50
Au	3,01	0,99	9,84	3,45
Cu	2,11	1,49	12,03	3,70

Таблиця 2. Діелектрична проникність середовищ [21, 48]

Матриця	Повітря	CaF ₂	Тефлон	Al ₂ O ₃	TiO ₂
ϵ_m	1,00	1,54	2,30	3,13	4,00

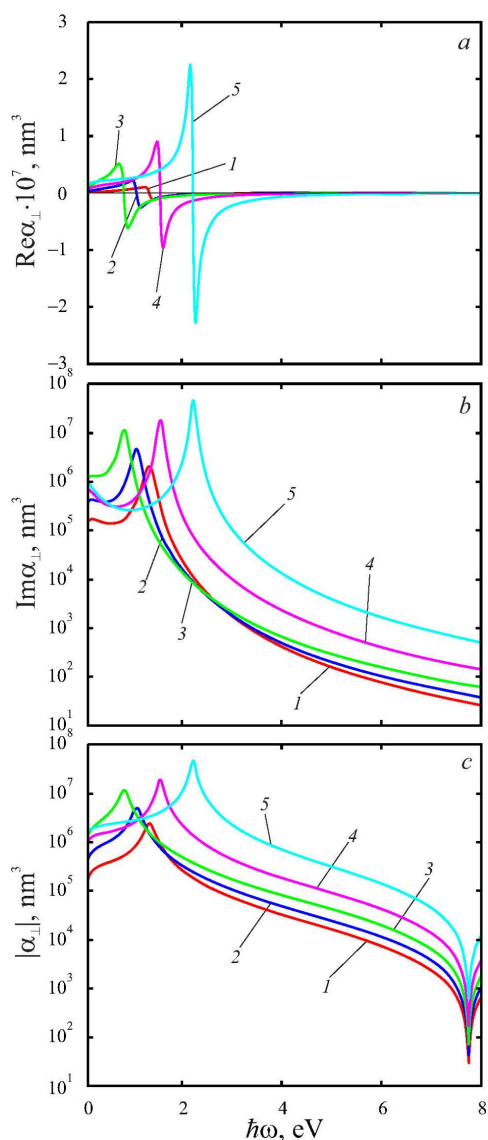


Рис. 3. Частотні залежності дійсної (а) та уявної (б) частин, а також модуля (с) поперечної складової тензора поляризованості тороїдальної наночастинок срібла в тефлоні для тих самих параметрів, що й на рис. 2

для тороїдальних частинок є знакозмінною функцією, тоді як $\text{Im } \alpha_{\perp(\parallel)}(\hbar\omega) > 0$. Крім того, значення $\max\{\text{Im } \alpha_{\parallel}\}$ розташовані в ультрафіолетовій області спектра, тоді як значення $\max\{\text{Im } \alpha_{\perp}\}$ розташовані в ближній інфрачервоній та видимій областях. Амплітуди максимумів уявної частини поперечної складової значно перевищують аналогічні значення для поздовжньої складової. Більше

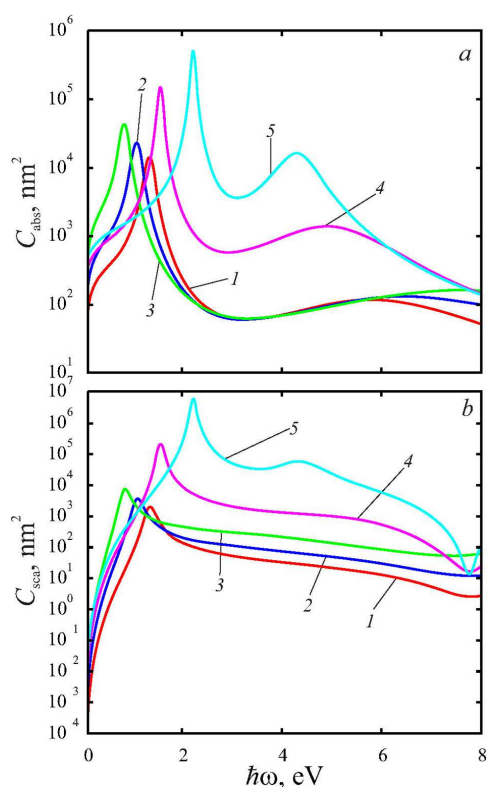


Рис. 4. Частотні залежності перерізів поглинання (а) і перерізу розсіяння (б) тороїдальної наночастинок срібла в тефлоні для тих самих параметрів, що й на рис. 2

того, збільшення аспектного відношення (криві в послідовностях $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ і $5 \rightarrow 4 \rightarrow 2$) приводить до “синього” зсуву $\max\{\text{Im } \alpha_{\parallel}\}$ і “червоного” зсуву $\max\{\text{Im } \alpha_{\perp}\}$, а отже, до збільшення розщеплення частоти поверхневого плазмонного резонансу. Слід зазначити, що з усіх типів наночастинок з аксіальною симетрією, оптичні (плазмонні) властивості яких досліджувалися в наших попередніх роботах (циліндр, сфероциліндр, диск, біконус і біпіраміда [21, 46–49]), розщеплення резонансних частот є найбільшим для тороїдальних частинок. Це пов’язано з впливом розмірного фактора, а саме з поведінкою факторів деполаризації зі збільшенням аспектного відношення ($\mathcal{L}_{\perp} \rightarrow 0$, $\mathcal{L}_{\parallel} \rightarrow 1$). Таким чином, для найбільшого аспектного відношення в розглянутих випадках (криві 3 на рис. 2, б та 3, б) розщеплення резонансних частот становить $\Delta\omega_{sp} = \omega_{sp}^{\parallel} - \omega_{sp}^{\perp} > 5$ eV.

Описана поведінка частотних залежностей поздовжньої та поперечної поляризованостей коре-

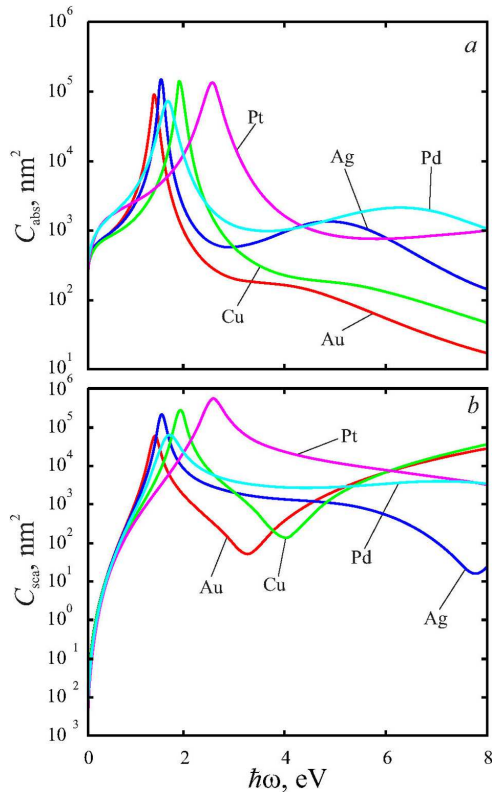


Рис. 5. Частотні залежності перерізу поглинання (а) та перерізу розсіяння (b) тороїдальних наночастинок різних металів у тefлоні ($r = 10$ нм, $R_2 = 60$ нм)

лює з поведінкою відповідних кривих для перерізів поглинання та розсіяння (рис. 4). Максимуми зазначених кривих також розташовані в різних спектральних діапазонах, а амплітуди максимумів, що відповідають поперечним поверхневим плазмонним резонансам, значно перевищують амплітуди максимумів, що відповідають поздовжнім резонансам, аж до повного зникнення останніх на залежностях $C_{sca}(\hbar\omega)$.

Частотні залежності перерізів поглинання та розсіяння тороїдальних наночастинок різних металів показано на рис. 5. Зазначимо, що поведінка других максимумів перерізів поглинання та розсіяння (на частоті ω_{sp}^{\parallel}) для наночастинок інших металів аналогічна випадку срібних тороїдальних наночастинок. У свою чергу, $\max\{C_{abs}\}$ і $\max\{C_{sca}\}$ на частоті ω_{sp}^{\perp} для частинок досліджуваних металів розташовані в ближній інфрачервоній та видимій частинах спектра, що суттєво відрізняється від випадків інших наночастинок, які мають осьо-

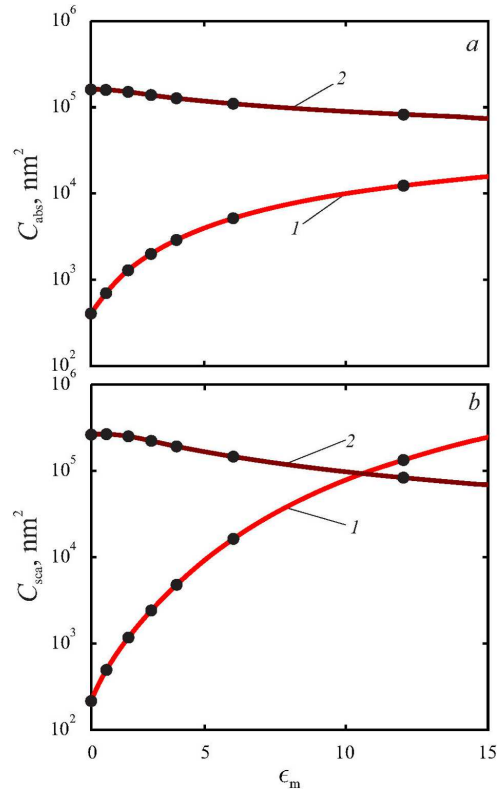


Рис. 6. Залежності перерізу поглинання (а) та перерізу розсіяння (b) тороїдальних наночастинок Ag ($r = 10$ нм, $R_2 = 60$ нм) на частотах поперечного (1) та поздовжнього (2) поверхневого плазмонного резонансів від діелектричної проникності середовища. Точки відповідають діелектричним проникностям діелектриків, наведеним у табл. 2

ву симетрію. Причиною такого зсуву максимумів також є вплив розмірного фактора, а саме, малості фактора деполаризації \mathcal{L}_{\perp} , що викликає значний “червоний” зсув ω_{sp}^{\perp} для тороїдальних наночастинок розглянутого складу.

Залежності перерізів поглинання та розсіяння від діелектричної проникності діелектричного середовища, що оточує тороїдальну наночастинку срібла, розраховані для частот поперечного й поздовжнього поверхневого плазмонного резонансу, показано на рис. 6. Загальна тенденція полягає в тому, що значення C_{abs} та C_{sca} зменшуються на частоті ω_{sp}^{\perp} і зростають на частоті ω_{sp}^{\parallel} зі збільшенням діелектричної проникності. Однак, для діелектричних проникностей діелектриків, що використовуються на практиці, маємо $C_{abs(sca)}(\omega_{sp}^{\perp}) > C_{abs(sca)}(\omega_{sp}^{\parallel})$. Слід також

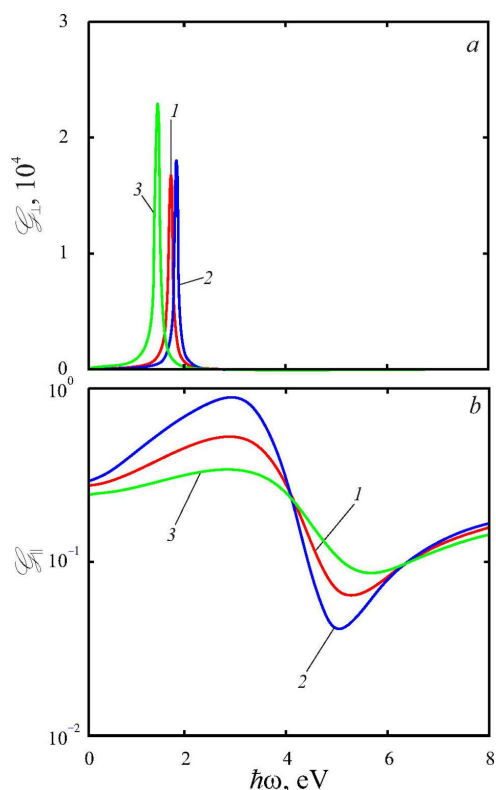


Рис. 7. Порівняння частотних залежностей поперечної (а) та поздовжньої (б) складових тензора підсилення електричного поля для наночастинок Ag у тефлоні, які мають різну форму: (1) сплюснений сфероїд, (2) диск, (3) тороїд з однаковими поздовжніми й поперечними розмірами ($a_l = 10$ нм, $b_t = 60$ нм)

зазначити, що вказані результати підтверджують факт сильної залежності оптичної чутливості наночастинок різної форми від властивостей навколишнього діелектрика.

Криві частотних залежностей діагональних компонент тензора підсилення електричного поля для тороїдальних, дискових і сфероїдальних наночастинок з однаковими поздовжніми (висота диска, подвоєна мала піввісь сплющеного сфероїда й радіус трубки тороїда) й поперечними (діаметр основи диска, подвоєна велика піввісь сфероїда та зовнішній радіус тороїда) розмірами представлені на рис. 7. Зазначимо, що $\mathcal{G}_\perp \gg \mathcal{G}_\parallel$ і $\mathcal{G}_\parallel < 1$ для всіх розглянутих форм наночастинок. Крім того, амплітуда максимуму поперечної компоненти тензора підсилення зростає зі зміною форми наночастинок в ряду в ряду сплюснений сфероїд \rightarrow диск \rightarrow тороїд, а саме значення $\max\{\mathcal{G}_\perp\}$

для тороїдальної наночастинок досягається на частотах, менших, ніж для диска й сплюсненого сфероїда.

3. Висновки

У роботі отримано вирази для частотних залежностей діагональних компонент тензора поляризованості й тензора підсилення поля, а також перерізів поглинання й розсіяння в рамках підходу еквівалентного сфероїда. Показано, що максимуми уявної частини поздовжньої поляризованості розташовані в ближній ультрафіолетовій області спектра, тоді як максимуми уявної частини поперечної поляризованості розташовані в ближній інфрачервоній та видимій областях. Таким чином, тороїдальні наночастинок характеризуються аномально великим розщепленням плазмонного резонансу, що дає їм змогу займати особливе положення серед інших осесиметричних частинок.

Показано, що максимуми перерізів поглинання та розсіяння на частотах поздовжнього поверхневого плазмонного резонансу мають значно меншу амплітуду, ніж максимуми, що відповідають поперечному резонансу. Унаслідок цього ці максимуми не проявляються на деяких кривих перерізу розсіяння.

Встановлено, що малий коефіцієнт поперечної деполіризації викликає зміщення відповідних максимумів перерізів поглинання та розсіяння тороїдальних наночастинок різних плазмонних металів у ближню інфрачервону й видиму області спектра порівняно з частинками інших форм.

Зменшення та збільшення перерізів поглинання та розсіяння на частотах поперечного/поздовжнього поверхневого плазмонного резонансу зі збільшенням діелектричної проникності навколишнього діелектрика підтверджує факт чутливості оптичних відгуків тороїдальних наночастинок до змін властивостей матриці.

Результати розрахунків поперечної та поздовжньої складових тензора підсилення електричного поля для нанорозмірних тороїдів, дисків і сплюснених сфероїдів з однаковими поперечними й поздовжніми розмірами вказують на відсутність підсилення поля в поздовжньому напрямку для частинок розглянутих форм і наявність значного підсилення в поперечному напрямку, яке зростає зі зміною форми в ряду сплюснений сфероїд \rightarrow диск \rightarrow тороїд.

1. P.K. Jain, K.S. Lee, I.H. El-Sayed, M.A. El-Sayed. Calculated absorption and scattering properties of gold nanoparticles of different size, shape, and composition: Applications in biological imaging and biomedicine. *J. Phys. Chem. B* **110**, 7238 (2006).
2. S.A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (Springer, 2007).
3. M.L. Dmytruk, S.Z. Malynych. Surface plasmon resonances and their manifestation in the optical properties of nanostructures of noble metals. *Ukr. J. Phys.* **9**, 3 (2014/2019).
4. M. Sukharev, A. Nitzan. Optics of exciton-plasmon nanomaterials. *J. Phys.: Condens. Matter.* **29**, 443003 (2017).
5. A.O. Коваль, А.В. Коротун, Ю.А. Куницький, В.А. Татаренко, І.М. Тітов. *Електродинаміка плазмонних ефектів у наноматеріалах* (Наукова думка, 2021).
6. U. Ulusoy. A review of particle shape effects on material properties for various engineering applications: From macro to nanoscale. *Minerals* **13**, 91 (2023).
7. J.C. Garno, C.D. Zangmeister, J.D. Batteas. Directed electroless growth of metal nanostructures on patterned self-assembled monolayers. *Langmuir* **23**, 7874 (2007).
8. S.B. Ulapane, N.J.B. Kamathewatta, H.M. Ashberry, C.L. Berrie. Controlled electroless deposition of noble metals on silicon substrates using self-assembled monolayers as molecular resists to generate nanopatterned surfaces for electronics and plasmonics. *ACS Appl. Nano Mater.* **2**, 7114 (2019).
9. Q. Huo, J.G. Worden. Monofunctional gold nanoparticles: Synthesis and applications. *J. Nanopart. Res.* **9**, 1013 (2007).
10. K. Mahato, S. Nagpal, M.A. Shah, A. Srivastava, P.K. Maurya, S. Roy, A. Jaiswal, R. Singh, P. Chandra. Gold nanoparticle surface engineering strategies and their applications in biomedicine and diagnostics. *Biotech.* **9**, 57 (2019).
11. P. Kumar, C. Verma. *Surface-Functionalized Nanomaterials: Environmental, Energy Storage, Energy Conversion Applications* (De Gruyter, 2025).
12. S. Bidault, F.J.G. de Abajo, A. Polman. Plasmon-based nanolenses assembled on a well-defined DNA template. *J. Am. Chem. Soc.* **130**, 2750 (2008).
13. Y. Yang, Y. Jeon, Z. Dong *et al.* Nanofabrication for nanophotonics. *ACS Nano* **19**, 12491 (2025).
14. K.L. Kelly, E. Coronado, L.L. Zhao, G.C. Schatz. The optical properties of metal nanoparticles: The influence of size, shape, and dielectric environment. *J. Phys. Chem. B* **107**, 668 (2003).
15. N.J. Halas. Playing with plasmons: Tuning the optical resonant properties of metallic nanoshells. *MRS Bulletin* **30**, 362 (2005).
16. M.P. Mcoyi, K.T. Mpofo, M. Sekhwama, P. Mthunzi-Kufa. Developments in localized surface plasmon resonance. *Plasmonics* **20**, 5481 (2025).
17. V.V. Kulish, P.M. Tomchuk. Optical properties of metal nanotubes and metal nanoshells. *Surf. Sci.* **602**, 1045 (2008).
18. R.D. Averitt, D. Sarkar, N.J. Halas. Plasmon resonance shifts of Au-coated Au₂S nanoshells: Insight into multi-component nanoparticle growth. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4217 (1997).
19. A.V. Korotun, A.A. Koval', I.N. Titov. Optical absorption of a composite based on bilayer metal–dielectric spherical nanoparticles. *J. Appl. Spectrosc.* **87**, 240 (2020).
20. S. Link, M.B. Mohamed, M.A. El-Sayed. Simulation of the optical absorption spectra of gold nanorods as a function of their aspect ratio and the effect of the medium dielectric constant. *J. Phys. Chem. B* **103**, 3073 (1999).
21. A.V. Korotun, Ya.V. Karandas, V.I. Reva. Analytical theory of plasmon effects in rod-like metal nanoparticles. The equivalent-spheroid model. *Ukr. J. Phys.* **67**, 849 (2023).
22. S. Lal, S. Link, N.J. Halas. Nano-optics from sensing to waveguiding. *Nature Photon* **1**, 641 (2007).
23. S.M.N.S. Kumari, X.T. Suryabai. Sensing the future – frontiers in biosensors: Exploring classifications, principles, and recent advances. *ACS Omega* **9**, 48918 (2024).
24. P. Zijlstra, M. Orrit, A.F. Koenderink. *Metal Nanoparticles for Microscopy and Spectroscopy* (Springer, 2024).
25. N. Kyvelos, N.A. Mortensen, X. Zheng, C. Tserkezis. Self-similar plasmonic nanolenses: Mesoscopic ensemble averaging and chiral light–matter interactions. *J. Phys. Chem. C* **129**, 3635 (2025).
26. R.P.M. Höller, I.J. Jahn, D. Cialla-May, M. Chanana. Biomacromolecular-assembled nanoclusters: Key aspects for robust colloidal SERS sensing. *ACS Appl. Mater. Interfaces* **12**, 57302 (2020).
27. S.A. Maier, H.A. Atwater. Plasmonics: Localization and guiding of electromagnetic energy in metal/dielectric structures. *J. Appl. Phys.* **98**, 011101 (2005).
28. A.G. Bracamonte. *Development of Advanced Nano-Optics for Miniaturized Optical Set-Ups and Instrumentation* (CRC Press, 2025).
29. A. Ahmadivand, B. Gerislioglu. Photonic and Plasmonic Metasensors. *Laser and Photonics Reviews* **16**, 2100328 (2021).
30. J. Aizpurua, P. Hanarp, D.S. Sutherland, M. Kall, G.W. Bryant, F.J. Garcia de Abajo. Optical properties of gold nanorings. *Phys. Rev. Lett.* **90**, 057401 (2003).
31. S.I. Bozhevolnyi, V.S. Volkov, E. Devaux, J.-Y. Laluet, T.W. Ebbesen. Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators. *Nature* **440**, 508 (2006).
32. E.M. Larsson, J. Alegret, M. Kall, D.S. Sutherland. Sensing characteristics of NIR localized surface plasmon resonances in gold nanorings for application as ultrasensitive biosensors. *Nano Lett.* **7**, 1256 (2007).
33. M. Wang, H. Cai, Z. Su, Z. Yang, G. Ding, F. Zang. Narrow-Gap-Integrated ring Arrays (GRA) as ultrahigh field-enhancement optical resonators. *Adv. Funct. Mater.* **35**, 2417739 (2025).
34. C. Liu, S. Gu, M. Sun, Y. Zhang, J. Han. Theoretical investigation of terahertz spoof surface-plasmon-polariton devices based on ring resonators. *Photonics* **12**, 70 (2025).

35. X. Luo, R. Tan, Q. Li, J. Chen, Y. Xie, J. Peng, M. Zeng, M. Jiang, C. Wu, Y. He. High-sensitivity long-range surface plasmon resonance sensing assisted by gold nanoring cavity arrays and nanocavity coupling. *Phys. Chem. Chem. Phys.* **25**, 9273 (2023).
36. F.J. Garcia de Abajo, J. Aizpurua. Numerical simulation of electron energy loss near inhomogeneous dielectrics. *Phys. Rev. B* **56**, 15873 (1997).
37. J. Aizpurua, L. Blanco, P. Hanarp, D.S. Sutherland, M. Kall, G.W. Bryant, F.J.G. de Abajo. Light scattering in gold nanorings. *Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **89**, 11 (2004).
38. A. Mary, A. Dereux, T.L. Ferrell. Localized surface plasmons on a torus in the nonretarded approximation. *Phys. Rev. B* **72**, 155426 (2005).
39. A. Mary, D.M. Koller, A. Hohenau, J.R. Krenn, A. Bouhelier, A. Dereux. Optical absorption of torus-shaped metal nanoparticles in the visible range. *Phys. Rev. B* **76**, 245422 (2007).
40. F. Hao, P. Nordlander, M.T. Burnett, S.A. Maier. Enhanced tunability and linewidth sharpening of plasmon resonances in hybridized metallic ring/disk nanocavities. *Phys. Rev. B* **76**, 245417 (2007).
41. C.M. Dutta, T.A. Ali, D.W. Brandl, T.-H. Park, P. Nordlander. Plasmonic properties of a metallic torus. *J. Chem. Phys.* **129**, 419 (2003).
42. E. Prodan, C. Radloff, N.J. Halas, P. Nordlander. A hybridization model for the plasmon response of complex nanostructures. *Science* **302**, 419 (2003).
43. E. Prodan, P. Nordlander. Plasmon hybridization in spherical nanoparticles. *J. Chem. Phys.* **120**, 5444 (2004).
44. D. Constantin. Why the aspect ratio? Shape equivalence for the extinction spectra of gold nanoparticles. *Eur. Phys. J. E* **38**, 116 (2015).
45. A.V. Korotun, N.I. Pavlyshche. Optical absorption of a composite with randomly distributed metallic inclusions of various shapes. *Funct. Mat.* **29**, 567 (2022).
46. A.V. Korotun. Plasmonic phenomena in biconical and bipyramidal metal nanoparticles. *Ukr. J. Phys.* **68**, 695 (2023).
47. A.V. Korotun. More on the size effects on the spectral figure of merit and enhancement of the local fields in the neighborhood of biconical and bipyramidal metallic nanoparticles. *Low Temp. Phys.* **51**, 133 (2025).
48. N.I. Pavlyshche, A.V. Korotun, V.P. Kurbatsky, V.I. Reva. Plasmon phenomena in metal-dielectric nanodiscs. An equivalent-spheroid approach. *Ukr. J. Phys.* **70**, 263 (2025).
49. N.I. Pavlyshche, A.V. Korotun, V.P. Kurbatsky, R.Yu. Korolkov. Plasmon phenomena in metal-dielectric nanodiscs. An equivalent-spheroid approach. *Funct. Mater.* **32**, 108 (2025).

Одержано 17.12.25.

Переклад українською О. Войтенка

A. V. Korotun

OPTICAL RESPONSE OF METALLIC NANOPARTICLES OF TOROIDAL SHAPE

The optical properties of toroidal-shaped metallic nanoparticles in a dielectric medium are investigated in the work. The equivalent oblate spheroid approach has been used to obtain the frequency dependences of the absorption and scattering cross-sections, as well as the diagonal components of the polarizability tensor and electric field enhancement tensor. The numerical results for the corresponding frequency dependencies are analyzed. The fact of the anomalously large splitting of the absorption and scattering cross-section maxima, which distinguishes toroidal particles from the whole class of the axisymmetric nanoparticles, has been established. The size dependences of the transverse and longitudinal frequencies of surface plasmonic resonance have been determined in the dissipation-free approximation. The influence of the toroidal shape and material of the nanoparticles as well as the material of the surrounding medium on their optical response is studied.

Keywords: toroidal metallic nanoparticle, absorption cross-section, polarizability tensor, dielectric tensor, equivalent spheroid approach, surface plasmonic resonance.