

УДК 538.9, 537.86

Павлище Н.І.¹, Яцун Є.С.²

¹ асп. НУ «Запорізька політехніка»

² студ. гр. БКЗ-313м НУ «Запорізька політехніка»

ДИПОЛЬНА ПОЛЯРИЗОВАНІСТЬ ТРИКУТНОЇ РІВНОБІЧНОЇ МЕТАЛЕВОЇ НАНОПРИЗМИ

Однією з найбільш перспективних галузей нанотехнології є наноплазмоніка, що досліджує взаємодію світла з нанорозмірними металевими структурами. Серед численних наноструктур трикутні металеві нанопризми привертають значну увагу завдяки своїм унікальним оптичним властивостям через їхню здатність до локалізації та підсилення електромагнітного поля поблизу поверхні, що робить їх ідеальними для застосування в сенсориці та при розробці новітніх нанофотонних і оптоелектронних пристроїв. Проте, в науково-технічній літературі обмаль робіт, в яких описуються оптичні властивості таких наноструктур. Тому питання про дослідження оптичних характеристик трикутних металевих нанопризм є актуальною задачею.

Нехай металева наночастинка, що має форму рівнобічної трикутної призми, знаходиться в діелектричному середовищі з проникністю ϵ_m (рис. 1).

Оптичні властивості такого наноб'єкту описуватимемо в рамках підходу еквівалентного сплюсненого сфероїда [1], сутність якого полягає у наступному: замість дослідження оптичних властивостей наночастинки, форма якої є низькосиметричною, можна досліджувати відповідні властивості еквівалентного йому сплюсненого сфероїда, причому аспектне відношення еквівалентного сфероїда (ефективне аспектне відношення) пов'язане з аспектним відношенням об'єкту досліджуваної форми деяким співвідношенням. Це співвідношення впливає з умови рівності відношень

відповідних моментів інерції досліджуваного об'єкту й еквівалентного йому сфероїда.

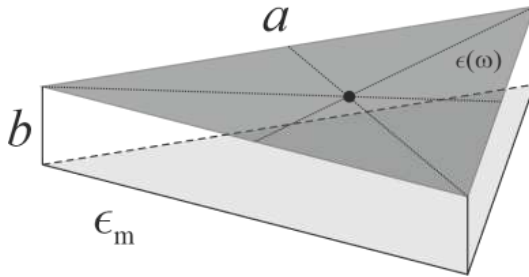


Рисунок 1 – Геометрія задачі

Згідно описаного вище підходу, вирази для діагональних елементів тензора поляризованості нанопризми такі самі, як і для сплюсненого сфероїда

$$\alpha_{\perp(l)} = V \frac{\epsilon_{\perp(l)}(\omega) - \epsilon_m}{\epsilon_m + \epsilon_{\perp(l)}(\omega) - \epsilon_m}, \quad (1)$$

де V – об'єм призми, рівний

$$V = \sqrt{5}a^2b/4, \quad (2)$$

a і b – сторона і товщина призми; діагональні елементи діелектричного тензора в моделі Друде мають вигляд

$$\epsilon_{\perp(l)}(\omega) = \epsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma_{\text{eff}}^{\perp(l)})}, \quad (3)$$

ϵ_{∞} – внесок міжзонних переходів у діелектричну проникність;

ω_p – плазмова частота, а діагональні компоненти тензора ефективної швидкості релаксації

$$\gamma_{\text{eff}}^{\perp(l)} = \gamma_{\text{bulk}} + \gamma_s^{\perp(l)} + \gamma_{\text{rad}}^{\perp(l)}, \quad (4)$$

У формулі (4) швидкість об'ємної релаксації $\gamma_{\text{bulk}} = \text{const}$ для конкретного матеріалу, а швидкості поверхневої релаксації і радіаційного загасання

$$\gamma_s^{\perp(\parallel)} = \mathcal{S}_{\perp(\parallel)} \frac{v_F}{l_{\perp(\parallel)}}; \quad (5)$$

$$\gamma_{\text{rad}}^{\perp(\parallel)} = \mathcal{B}_{\perp(\parallel)} \frac{v_F}{l_{\perp(\parallel)}}, \quad (6)$$

де v_F – фермівська швидкість електронів; $l_{\perp(\parallel)}$ – довжина вільного пробігу електронів у поперечному або поздовжньому напрямках,

$$l_{\perp} = b, \quad l_{\parallel} = 2a/\sqrt{5}, \quad (7)$$

а

$$\mathcal{S}_{\perp(\parallel)} = \frac{9}{16} \frac{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}}{m + \frac{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}}{l_{\perp(\parallel)}} (1 - m)} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \mathcal{F}_{\perp(\parallel)}(\text{eff}); \quad (8)$$

$$\mathcal{B}_{\perp(\parallel)} = \frac{9V}{128\pi} \frac{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}}{\sqrt{m \left[\infty + \left(\frac{1}{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}} - 1 \right) m \right]}} \left(\frac{\omega_p}{c} \right)^3 \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \mathcal{F}_{\perp(\parallel)}(\text{eff}). \quad (9)$$

У формулах (8) і (9) розмірно-залежних функції $\mathcal{F}_{\perp(\parallel)}(\text{eff})$ мають вигляд

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{\perp}(\text{eff}) &= \frac{1}{2} \left(\frac{2}{\text{eff}} - 1 \right)^{\frac{3}{2}} \times \\ &\times \left\{ \text{eff} \left(2 \frac{2}{\text{eff}} - 3 \right) \sqrt{\frac{2}{\text{eff}} - 1} + \left(4 \frac{2}{\text{eff}} - 3 \right) \ln \left(\text{eff} + \sqrt{\frac{2}{\text{eff}} - 1} \right) \right\}; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\mathcal{F}_{\parallel}(\text{eff}) = \left(\frac{2}{\text{eff}} - 1 \right)^{\frac{3}{2}} \left\{ \text{eff} \left(2 \frac{2}{\text{eff}} - 1 \right) \sqrt{\frac{2}{\text{eff}} - 1} - \ln \left(\text{eff} + \sqrt{\frac{2}{\text{eff}} - 1} \right) \right\}, \quad (11)$$

а фактори деполяризації

$$\mathcal{L}_{\parallel} = \frac{\frac{2}{\text{eff}}}{\left(\frac{2}{\text{eff}} + 1 \right)^2} \left(\sqrt{\frac{2}{\text{eff}} - 1} + \arctg \frac{1}{\sqrt{\frac{2}{\text{eff}} - 1}} - \frac{\pi}{2} \right), \quad \mathcal{L}_{\perp} = \frac{1}{2} (1 - \mathcal{L}_{\parallel}). \quad (12)$$

У вирази (10) – (12) входить ефективне аспектне відношення ϵ_{eff} , формула для якого має вигляд

$$\epsilon_{\text{eff}} = 2 / \sqrt{\epsilon^2 + 4}, \quad (13)$$

де аспектне відношення для призми

$$= a/b. \quad (14)$$

Розрахунки проводилися для трикутних нанопризм Au різних розмірів, які знаходяться в середовищі з $\epsilon_m = 2,3$.

На рис. 2 наведено частотні залежності дійсної й уявної частин поздовжньої компоненти тензора поляризованості. Відзначимо, що для трикутних нанопризм, як і у випадку наноструктур інших форм $\text{Re} \alpha_{\parallel}(\omega)$ є знакозмінною функцією частоти, тоді як $\text{Im} \alpha_{\parallel}(\omega) > 0$ у всьому розглянутому частотному інтервалі. Максимуми кривих $\text{Im} \alpha_{\parallel}(\omega)$ відповідають частотам поздовжнього поверхневого плазмонного резонансу.

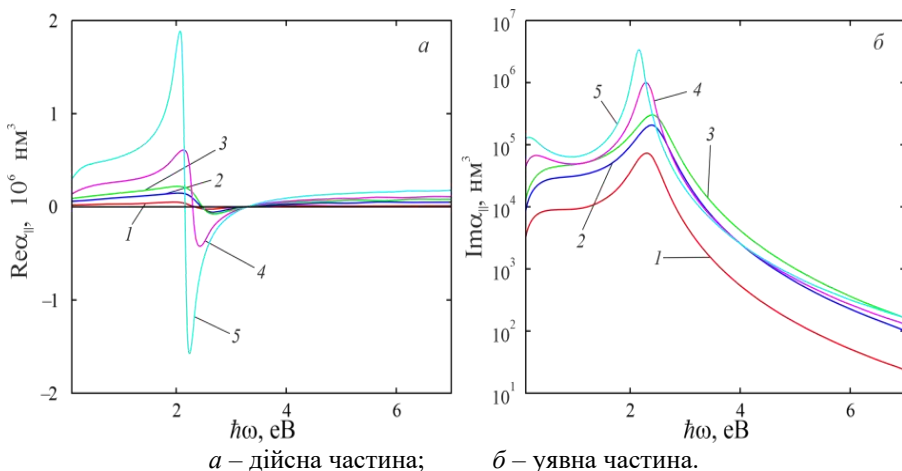


Рисунок 2 – Частотні залежності поздовжньої компоненти поляризованості для нанопризм із розмірами 1 – $a = 40$, $b = 10$ нм; 2 – $a = 80$ нм, $b = 10$ нм; 3 – $a = 100$ нм, $b = 10$ нм; 4 – $a = 80$ нм, $b = 20$ нм; 5 – $a = 80$ нм, $b = 30$ нм.

Зі збільшенням бічної сторони нанопризми (при постійній висоті) має місце невеликий «синій» зсув $\max \{ \text{Im} \alpha_{\parallel} \}$ (криві у послідовності $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$),

в той час як зі збільшенням висоти (при постійній бічній стороні) максимуми зсуваються в бік менших частот (криві у послідовності $2 \rightarrow 4 \rightarrow 5$). Такі зсуви максимумів супроводжуються збільшенням їх амплітуди. Оскільки зі збільшенням бічної сторони та зменшенням висоти збільшується аспектне відношення, то можна вважати, що збільшення аспектного відношення призводить до «синього» зсуву $\max \{ \text{Im} \alpha_{\parallel} \}$.

Встановлено, що зі збільшенням аспектного відношення має місце синій зсув максимумів уявних частин повздовжньої компоненти тензора поляризованості, які відповідають повздовжнім поверхневим плазмовим резонансам.

Розрахунки показали, що для наночастинок досліджуваної форми частоти повздовжніх та поперечних ППР близькі.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Korotun A.V., Pavlyshche N.I. // Functional Materials. – 2022. – V. 29. – No. 4. – P. 567–575.