

УДК 535.2, 535.8

Модель лазерного пінцета

Зімовець І.О., к.т.н., доц. Чадюк В.О.

Вступ.

Переважна більшість досліджень, пов'язаних з лазерним пінцетом, стосується взаємодії лазерного випромінювання з діелектричними частинками. Ці дослідження започаткував у 1970 р. американський фізик Артур Ашкін [1]. У 1994 р. уперше однопроменевим лазерним пінцетом була захоплена у просторову оптичну пастку металічна (золота) частинка [2]. До того (у 1991 р.) вдавалося здійснити захоплення металічної частинки лише у межах поверхні клітинної мембрани [3]. Це дослідження показало, що наночастинка золота може служити наносенсором сили, яка утримує частинку у мембранній речовині за намагання відірвати частинку від мембрани, а також сили тертя у разі переміщення частинки вздовж поверхні мембрани. Ці сили дають інформацію про зміни мембранної речовини клітини, пов'язані з онкозахворюванням. Оптичні та електронні властивості колоїдних наночастинок золота та срібла, матеріалів, найбільш цікавих для багатьох застосувань, залежать від їх розміру, форми, покриття та середовища.

Золоті наночастинки використовують в електроніці для з'єднання електронних компонент на чіпах, в медицині для руйнування онкоклітин та діагностики захворювань, в хімії як сенсори енергії хімічних зв'язків.

Срібні наночастинки використовують в антимікробних покриттях (наприклад, клавіатур) та в медичних пов'язках, оскільки мають бактерицидні властивості, а також в хімічних сенсорах, фотоелектричних перетворювачах.

Побудова моделі та її аналіз.

Принциповою відмінністю взаємодії діелектричної та металічної частинок з електричним полем оптичної пастки, створеної у перетяжці лазерного пучка, є те, що у металі узгоджені коливання електронів збуджуються полем у приповерхневому шарі товщиною приблизно у довжину хвилі випромінювання λ і ці коливання мають найбільшу амплітуду на частоті поверхневого плазмового резонансу $\omega_p = \sqrt{4\pi N e^2 / m_e}$, де N – концентрація електронів, e – заряд електрона, m_e – його маса, причому зі збільшенням розміру частинки зростає довжина хвилі, на якій виникає поверхневий плазмовий резонанс (табл. 1) [1]. У

наночастинках спостеріг-гається локалізований поверхневий плазмовий резонанс (ЛППР), особливістю якого є те, що на частоті резонансу різко зростає амплітуда електричного поля як ближнього, так і дальнього поля дифракції. Еванесцентне ближнє поле зникає вже на відстані менше λ , що зумовлює високу роздільну здатність приладів, які використовують це поле для спостереження та вимірювання нанооб'єктів.

Таблиця 1. Залежність спектрального максимуму ЛППР від радіусу частинки Au

Радіус частинки a , нм	Спектральний максимум ЛППР λ_{\max} , нм
5	515
10	524
15	526
20	530
25	535
30	540
40	553
50	572

Розгляньмо умови рівноваги металічної наночастинки радіусом $a \ll \lambda$ біля перетяжки лазерного пучка потужністю P з гауссовим розподілом інтенсивності в поперечному перерізі

$$I = I_0 \left[\frac{w_0}{w(z)} \right]^2 \exp \left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w^2(z)} \right], \quad (1)$$

де I_0 – інтенсивність в центрі перетяжки, де $x = y = z = 0$; w_0 – радіус перетяжки; $w(z)$ – радіус пучка на

відстані z від перетяжки (Рис. 1). На частинку діють розсіювальна сила (тиск світла) F_{sc} , поглинальна сила F_{abs} , градієнтна сила F_{∇} , сила тяжіння F_g , сила Архімеда F_{Ar} (у рідині) і сила Стокса F_{St} (у рідині). Рівновага сил настає за умови

$$F_{sc} + F_{abs} + F_{\nabla} + F_g + F_{Ar} + F_{St} = 0. \quad (2)$$

Розсіювальна сила може бути подана як [3]

$$F_{sc} = \frac{8\pi^3 \alpha_{pol}^2 n_0^2 S}{3c\lambda^4}, \quad (3)$$

де α_{pol} – поляризованість металу,

$$\alpha_{pol} = \frac{12\pi a^3 (\hat{n}^2 - n_0^2)}{3(\hat{n}^2 + 2n_0^2)}, \quad (4)$$

S – вектор Пойнтинга. У формулі (4) \hat{n} – комплексний показник заломлення металу, причому

$$\hat{n} = n + i \frac{n\alpha\lambda}{4\pi}, \quad (5)$$

де n – дійсна частина показника заломлення, α – експоненціальний коефіцієнт поглинання [5];

$$\hat{n}^2 = n^2 \left(1 - \frac{\alpha^2 \lambda^2}{16\pi^2} \right) + i \frac{n^2 \alpha \lambda}{2\pi}. \quad (6)$$

Поглинольна сила [3]

$$F_{abs} = \frac{2\pi n_0^2 S}{c} \text{Im}(\alpha_{pol}), \quad (7)$$

де $\text{Im}(\alpha_{pol})$ – уявна частина поляризованості.

Градієнтна сила [3]

$$\mathbf{F}_v = \frac{|\alpha_{pol}|}{2} \nabla I, \quad (8)$$

де

$$\nabla I = \frac{\partial I}{\partial x} + \frac{\partial I}{\partial y} + \frac{\partial I}{\partial z}, \quad (9)$$

і сила тяжіння

$$\mathbf{F}_g = \frac{4}{3} \pi a^3 \rho \mathbf{g}, \quad (10)$$

де ρ – густина частинки, \mathbf{g} – прискорення вільного падіння.

У рідині з густиною ρ_0 та в'язкістю η діятимуть ще сили Архімеда та Стокса

$$\mathbf{F}_{Ar} = \frac{4}{3} \pi a^3 \rho_0 \mathbf{g}, \quad (11)$$

$$\mathbf{F}_{St} = 6\pi a \eta \mathbf{v}, \quad (12)$$

де \mathbf{v} – швидкість частинки.

Напрямок дії розсіювальної сили \mathbf{F}_{sc} та поглинальної сили \mathbf{F}_{abs} задається вектором Пойнтинга \mathbf{S} у точці розміщення наночастинки. Якщо мікрооб'єктів з числовою апертурою NA фокусує лазерне випромінювання у середовищі з показником заломлення n_0 , то у поздовжньому центральному перерізі перетяжки лазерного пучка вектор Пойнтинга \mathbf{S} у точці з координатами (y_s, z_s) є дотичним до гіперболи, яка проходить через цю точку, і описується рівнянням

$$\frac{y^2}{a^2} - \frac{z^2}{b^2} = 1, \quad (13)$$

а асимптота до цієї гіперболи – рівнянням

$$\frac{y}{a} - \frac{z}{b} = 1, \quad (14)$$

де $a = w_0$, $a/b = \tan \theta$, причому $\theta = \arcsin(NA/n_0)$. Об'єднуючи ці співвідношення, отримаємо

$$y(z) = \sqrt{w_0^2 + z^2 \frac{(NA/n_0)^2}{1 - (NA/n_0)^2}}, \quad (15)$$

де враховано, що $\tan \arcsin x = x/\sqrt{1-x^2}$. Отже, знаходячи похідну dy/dz від функції $y(z)$ в точці (x_s, y_s) , отримаємо кут нахилу вектора Пойнтинга \mathbf{S} до осі Z :

$$\begin{aligned} \theta_s &= \arctan \left[\frac{dy}{dz} \Big|_{(z=z_s)} \right] = \\ &= \arctan \frac{qz_s}{\sqrt{w_0^2 + qz_s^2}}, \end{aligned} \quad (16)$$

де

$$q = \frac{(NA/n_0)^2}{1 - (NA/n_0)^2}. \quad (17)$$

Рівняння (2), (3), (7), (8), (10)–(12) задають математичну модель взаємодії випромінювання лазерного пінцета з металічною наночастинкою та умову її захоплення перетяжкою лазерного пучка.

Висновки

Розглянуто модель лазерного пінцета для випадку його взаємодії з металічною наночастинкою.

Сформульована умова захоплення наночастинки перетяжкою лазерного пучка.

Література

1. .
<http://www.sigmaaldrich.com/technical-documents/articles/materials-science/nanomaterials/gold-nanoparticles.html>.
2. Ashkin A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure / A. Ashkin. – Phys. Rev. Letters, 1970, vol. 24, № 4. – P. 156–159.
3. Svoboda K. Optical trapping of metallic Rayleigh particles / K. Svoboda, S. M. Block. – Optics Letters, 1994, vol. 19, № 13. – P. 930–932.
4. Edidin M. Lateral movements of membrane glycoproteins restricted by dynamic cytoplasmic barriers / M. Edidin, S. C. Kuo, M. P. Sheetz. – Science, 1991, vol. 254, November 29. – P. 1379–1381.
5. Борн М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука, 1973. – 720 с.