Ю.А.Еремин[1], В.В.Лопушенко[2]

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ НА КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ ПОЛЯ МАГНИТОПЛАЗМОННЫХ НАНОЧАСТИЦ*

Введение

Явление поверхностного плазмонного резонанса (ПР) заключается в способности металлических частиц из благородных металлов концентрировать и удерживать значительную электромагнитную энергию в сверхмалых объемах, намного превосходящих Рэлеевский предел. Кроме того, большая часть этой энергии удерживается вблизи поверхности с экспоненциальным убыванием на порядки в направлении нормали к поверхности на субнанометровом расстоянии [1]. Изучающая это явление наноплазмоника в настоящее время становится одним из драйверов технического прогресса во многих областях: метаповерхности, нанобиосенсоры, биметаллические частицы для улавливания и трансформации солнечной энергии, магнитоплазмонные наночастицы для выявления, диагностики и лечения онкологических образований - лишь немногие примеры ее применения.

Достижения магнитоплазмоники композитных наноструктур широко используются во многих биомедицинских приложениях [2]. В настоящее время стало возможным синтезировать наноматериалы с заданными физико-химическими свойствами, четко определенными размерами, формой и составом [3]. Особое внимание уделяется наноструктурам типа ядро-оболочка magnetit@Au, которые проявляют как плазмонные свойства в оптическом диапазоне, так и магнитные свойства в стационарном магнитном поле. Такие структуры применяются в оптических сенсорах, электрохимических ДНК-биосенсорах, для визуализации и диагностики опухолей и фототермической терапии онкологических образований [4]. Возможность управления оптическими свойствами подобных гибридных наночастиц в широком спектральном диапазоне за счет регулируемых размеров ядра и оболочки делает эти структуры важным объектом исследований в наномедицине [5].

---

[1] Факультет ВМК МГУ имени М.В.Ломоносова, e-mail: eremin@cs.msu.ru
[2] Факультет ВМК МГУ имени М.В.Ломоносова, e-mail: lopushnk@cs.msu.ru
* Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-21-00110, https://rscf.ru/project/22-21-00110/

Следует отметить ряд преимуществ гибридных наночастиц. Прежде всего это высокий показатель преломления ядра и возможность их дешевого и быстрого синтеза [4]. Золотая оболочка надежно защищает магнетит от коррозии в агрессивной среде, обеспечивая биосовместимую платформу для визуализации и лечения опухолей. Манипулируя размерами ядра и толщиной оболочки, можно смещать положение плазмонного резонанса в пленке из ультрафиолетового в ближний инфракрасный диапазон, где глубина проникновения электромагнитных волн максимальна из-за прозрачности человеческих тканей [5]. Благодаря магнитному сердечнику наночастицы magnetit@Au могут быть доставлены в заранее заданное место в организме и сконцентрированы там посредством наложения внешнего магнитного поля, что существенно облегчает диагностику и лечение, а также снижает степень вредного воздействия излучения на здоровые клетки [6].

Быстрый прогресс синтеза магнитоплазмонных наноструктур обусловливает их непрерывную миниатюризацию [7]. Уже сейчас синтезируются частицы со средним размером 15–25 нм, включая толщину золотой оболочки, составляющую 2–5 нм [8]. Однако, уменьшение толщины золотой оболочки до нескольких нанометров приводит к тому, что электронные взаимодействия в благородных металлах приходится учитывать гораздо строже. Дело в том, что когда характерный размер металлической оболочки становится сравнимым с длиной волны Ферми электронов (~5нм), возникает пространственная дисперсия металла. В этом случае нарушаются обычные локальные соотношения между электрическим полем и смещением, входящие в систему уравнений Максвелла. Как следствие, возникает квантовый эффект пространственной дисперсии (ПД) [9]. Для изучения подобных эффектов можно использовать чисто квантовый подход, основанный на решении уравнения Шредингера для облака электронов в металле, без учета спина электрона [10]. Однако такой подход становится обременительным в вычислительном отношении для частиц размером более десятка нанометров и для металлов с высокой плотностью свободных носителей заряда таких, как благородные металлы (Au, Ag, Pt) [11].

В настоящее время при анализе влияния ПД на оптические характеристики плазмонных структур наиболее востребованы модели, которые учитывают возникающие квантовые эффекты, но при этом позволяют оставаться в рамках электромагнитной теории Максвелла. Одним из наиболее популярных полуклассических подходов, учитывающих ПД, является гидродинамическая модель Друде [12]. Отметим, что она имеет существенный недостаток, связанный с необходимостью корректировать квантовые параметры модели в зависимости от размера частиц. В качестве альтернативы была разработана модель обобщенного нелокального оптического отклика (ОНО). В этой модели корректировка параметров осуществляется естественным образом за счет включения коэффициента диффузии электронов в гидродинамическую модель [13].

В настоящей работе на основе метода Дискретных источников (МДИ) [14] строится математическая модель слоистой наночастицы magnetit@Au, учитывающая ПД в золотой оболочке на основе теории ОНО. Проведен анализ дополнительных граничных условий на границе раздела magnetit-Au, обеспечивающих однозначную разрешимость граничной задачи дифракции. Исследовано влияние ПД на коэффициент усиления поля на внешней границе слоистой частицы, в том числе и с учетом возможной асимметрии во взаимном расположении ядра и оболочки.

Постановка задачи дифракции

Рассмотрим слоистую частицу, расположенную в свободном пространстве D_e и состоящую из двух вложенных друг в друга шаров, центры которых находятся на оси $0Z$. Ядро частицы обозначим как D_c, а область оболочки – D_s. Пусть ∂D_c и ∂D_s означают поверхности соответственно внутренней и внешней сфер. Будем полагать, что все среды в областях $D_i,\ \ i = e, s, c$ являются немагнитными в оптическом диапазоне длин волн, а их комплексные диэлектрические проницаемости $\varepsilon_i,\ \ i = e, s, c$ зависят только от длины волны.

Выберем в качестве внешнего возбуждения линейно поляризованную плоскую волну P/S поляризации, которая распространяется под углом $\pi - \theta_0$ по отношению к направлению оси $0Z$. Тогда электромагнитные поля принимают вид для P-поляризации:

$$\begin{gathered}\mathbf{E}_0^P = (\mathbf{e}_x \cos\theta_0 + \mathbf{e}_z \sin\theta_0)\psi_0(x, z),\\ \mathbf{H}_0^P = -\sqrt{\varepsilon_e}\mathbf{e}_y \psi_0(x, z)\end{gathered} \tag{1}$$

и, соответственно, для S-поляризации:

$$\begin{gathered}\boldsymbol{E}_0^S = \boldsymbol{e}_y \psi_0(x, z),\\ \boldsymbol{H}_0^S = \sqrt{\varepsilon_e}(\boldsymbol{e}_x \cos\theta_0 + \boldsymbol{e}_z \sin\theta_0)\psi_0(x, z).\end{gathered} \tag{2}$$

Здесь $\psi_0(x, z) = exp\{-jk_e(x \sin\theta_0 - z \cos\theta_0)\}$, а $\boldsymbol{e}_x, \boldsymbol{e}_y, \boldsymbol{e}_z$ - единичные векторы Декартовой системы координат.

Вследствие пространственной дисперсии в области D_s возникает продольное поле $\boldsymbol{E}^L\colon rot\boldsymbol{E}^L = 0$, которое вместе с классическим поперечным полем $\boldsymbol{E}^T\colon div\boldsymbol{E}^T = 0$ составляет полную систему полей. Таким образом, внутри оболочки поле представляется в виде $\boldsymbol{E}_s = \boldsymbol{E}_s^T + \boldsymbol{E}_s^L$. Как показано в [15] эти поля удовлетворяют уравнениям Гельмгольца

$$\Delta\boldsymbol{E}^T(M) + k_T^2\boldsymbol{E}^T(M) = 0\ , \tag{3}$$

$$\Delta\boldsymbol{E}^L(M) + k_L^2\boldsymbol{E}^L(M) = 0\,, \tag{4}$$

где $k_T^2 = k^2\varepsilon_s, k_L^2 = \varepsilon_s/\xi$ есть поперечное и продольное волновые числа, $k = \frac{\omega}{c}$, параметр $\xi^2 = \frac{\varepsilon_s\left(\beta^2+D(\gamma+j\omega)\right)}{(\omega^2-j\gamma\omega)}$, γ - коэффициент затухания, β - гидродинамическая скорость электрона в плазме, связанная со скоростью Ферми v_F соотношением $\beta^2 = 3/5v_F^2$, а D есть коэффициент диффузии электронов [16].

Как известно, появление дополнительного поля в оболочке требует дополнительного граничного условия на границах раздела сред для однозначного решения граничной задачи дифракции. Поскольку во внешней среде отсутствует поглощение $Im\,\varepsilon_e = 0$, то на ∂D_s ставится дополнительное условие обращения в нуль нормальной составляющей тока проводимости [15]. Так как показатель преломления магнетита является комплексным, постановка граничного условия на ∂D_c требует обсуждения. Как показано в [17], при небольших значениях мнимой части показателя преломления, например $Fe_2O_3 : n_c = 2.90 - 0.02j$; и $Fe_3O_4 : n_c = 2.32 - 0.12j$ для характерной длины волны λ=750nm, плазмонные эффекты могут возникать в том случае, когда частицы перестают быть наноразмерными. Только в этом случае может образоваться достаточное количество свободных носителей заряда. Таким образом, граничное условие непротекания тока через границу раздела Au – магнетит ∂D_c представляется обоснованным и может быть использовано в качестве дополнительного граничного условия для обеспечения единственности решения граничной задачи дифракции в случае наноразмерного ядра [15].

В итоге математическая постановка задачи дифракции принимает следующий вид:

a. Классическая система уравнений Максвелла внутри ядра и вне частицы

$$\nabla\times\,\boldsymbol{H}_i = jk\varepsilon_i\boldsymbol{E}_i\,,\quad \nabla\times\,\boldsymbol{E}_i = -jk\boldsymbol{H}_i \quad \text{in} \quad D_i, i = e, c; \tag{5a}$$

b. квазиклассическая система Максвелла внутри оболочки

$$\nabla\times\,\boldsymbol{H}_s = jk(\varepsilon_s + \xi^2\nabla\nabla\,\cdot)\boldsymbol{E}_s(M)\,,\ \nabla\times\,\boldsymbol{E}_s = -jk\boldsymbol{H}_s \quad \text{in } D_s; \tag{5b}$$

c. условия сопряжения для полей на сферах $\partial D_{c,s}$, включая дополнительные условия, связанные с продольным полем в оболочке

$$\begin{array}{cc} P\in\,\partial D_c: & P\in\,\partial D_s: \\ \boldsymbol{n}_c\times\left(\boldsymbol{E}_c(P)-\boldsymbol{E}_s(P)\right)=0, & \boldsymbol{n}_s\times\left(\boldsymbol{E}_s(P)-\boldsymbol{E}_e(P)\right)=\boldsymbol{n}_s\times\boldsymbol{E}_0(P), \\ \boldsymbol{n}_c\times\left(\boldsymbol{H}_c(P)-\boldsymbol{H}_s(P)\right)=0, & \boldsymbol{n}_s\times\left(\boldsymbol{H}_s(P)-\boldsymbol{H}_e(P)\right)=\boldsymbol{n}_s\times\boldsymbol{H}_0(P), \\ \varepsilon_c\boldsymbol{n}_c\cdot\boldsymbol{E}_c(P)=\varepsilon_L\boldsymbol{n}_c\cdot\boldsymbol{E}_s(P), & \varepsilon_L\boldsymbol{n}_s\cdot\boldsymbol{E}_s(P)=\varepsilon_e\boldsymbol{n}_s\cdot(\boldsymbol{E}_e(P)+\boldsymbol{E}_0(P)); \end{array} \tag{5c}$$

d. Условия излучения Сильвера-Мюллера на бесконечности [18]

$$\lim_{r\to\infty} r \cdot \left(\boldsymbol{H}_e \times \frac{r}{r} - \sqrt{\varepsilon_e}\boldsymbol{E}_e\right) = 0, \quad r = |M| \to \infty. \qquad (5d)$$

Здесь $\{\boldsymbol{E}_e,\ \boldsymbol{H}_e\}$ - рассеянное поле во внешней области D_e, $\{\boldsymbol{E}_{c,s},\ \boldsymbol{H}_{c,s}\}$ - полные поля в соответствующих областях $D_{c,s}$, $\boldsymbol{n}_{c,s}$ - единичные нормали к сферам $\partial D_{c,s}$, при этом параметры сред выбраны так, что $Im\,\varepsilon_{c,s} \le 0$, $Im\,\varepsilon_L \le 0$, где $\varepsilon_L = \varepsilon_s - \frac{\omega_p^2}{(j\gamma\omega - \omega^2)}$ иω_p- плазмонная частота металла. Зависимость величин от времени имеет вид $exp\{j\omega\, t\}$. Будем полагать, что граничная задача (5) имеет единственное решение.

Метод дискретных источников

Перейдем к построению приближенного решения на основе МДИ. Основой представления поперечных полей будут служить векторные потенциалы, записанные в цилиндрической системе координат в виде [14]

$$\boldsymbol{A}_{mn}^{(1)i} = \{Y_m^i(\eta, z_n^i)\cos(m+1)\varphi;\ \ -Y_m^i(\eta, z_n^i)\sin(m+1)\varphi;\ \ 0\},$$

$$\boldsymbol{A}_{mn}^{(2)i} = \{Y_m^i(\eta, z_n^i)\sin(m+1)\varphi;\ \ Y_m^i(\eta, z_n^i)\cos(m+1)\varphi;\ 0\,\}, \qquad (6)$$

$$\boldsymbol{A}_{n}^{(3)i} = \left\{0;\ \ 0;\ \ Y_0^i\left(\eta, z_n^i\right)\right\},\ i = c, e, s\pm.$$

Здесь

$Y_m^c(\eta, z_n^c) = j_m(k_c r_{\eta z_n^c}) P_m^m(\cos\theta_{z_n^c})$,

$j_m(.)$ – сферическая функция Бесселя,

$Y_m^{s\pm}(\eta, z_n^s) = h_m^{(2,1)}(k_s r_{\eta z_n^s}) P_m^m(\cos\theta_{z_n^s})$,

$h_m^{(2,1)}(.)$ – сферические функции Ханкеля, соответствующие «уходящим» и «приходящим» волнам,

$Y_m^e(\eta, z_n^e) = h_m^{(2)}(k_e r_{\eta z_n^e}) P_m^m(\cos\theta_{z_n^e})$,

$P_m^m(\cos\theta_{z_n^i}) = (\frac{\rho}{r_{\eta z_n^i}})^m,\ r_{\eta z_n^i}^2 = \rho^2 + \left(z - z_n^i\right)^2,\ \eta = (\rho, z)\,,\ k_i = kn_i,$

$n_i = \sqrt{\varepsilon_i}$ – показатели преломления среды, z_n^i – координаты ДИ на оси вращения, $i = c, e, s$. Следует заметить, что функции $Y_m^i(\eta, z_n^i)\,exp(m\varphi)$ удовлетворяют уравнению Гельмгольца (3).

В свою очередь, продольные поля для случая Р-поляризации строятся на основе скалярных потенциалов вида

$$\Psi_{mn}^{s\pm}(M) = h_{m+1}^{(2,1)}(k_L^s R_{\eta z_n^s}) P_{m+1}^{m+1}(\cos\theta_{z_n^s})\cos(m+1)\varphi,$$

$$\Psi_{n}^{s\pm}(M) = h_0^{(2,1)}(k_L^s R_{\eta z_n^s}), \qquad (7)$$

которые, как легко видеть, являются решениями уравнения (4). Тогда приближенное решение для поперечных и продольных полей может быть записано следующим образом:

$$\boldsymbol{E}_i^{TN} = \sum_{m=0}^{M} \sum_{n=1}^{N_i^m} \left\{ p_{mn}^i \frac{j}{k\varepsilon_i} \nabla \times \nabla \times \boldsymbol{A}_{mn}^{(1)i} + q_{mn}^i \frac{1}{\varepsilon_i} \nabla \times \boldsymbol{A}_{mn}^{(2)i} \right\} +$$

$$\sum_{n=1}^{N_i^0} r_n^i \frac{1}{k\varepsilon_i} \nabla \times \nabla \times \boldsymbol{A}_n^{(3)i},$$

$$\boldsymbol{E}_\tau^{LN} = \sum_{m=0}^{M} \sum_{n=1}^{\bar{N}_\tau^m} \bar{p}_{mn}^\tau \nabla \Psi_{mn}^\tau + \sum_{n=1}^{\bar{N}_\tau^0} \bar{r}_n^\tau \nabla \Psi_n^\tau, \quad \tau = i, s \pm,$$

$$\boldsymbol{H}_i^N = \frac{j}{k} \nabla \times \boldsymbol{E}_i^N, \quad i = e, c, s \pm . \tag{8}$$

Важно отметить, что внутри оболочки электромагнитное поле представляет собой сумму "уходящих" и "приходящих" волн:

$$\boldsymbol{E}_s^{TN} = \boldsymbol{E}_{s+}^{TN} + \boldsymbol{E}_{s-}^{TN} + \boldsymbol{E}_{s+}^{LN} + \boldsymbol{E}_{s-}^{LN}, \ \ \nabla \cdot \mathbf{E}_{s\pm}^{TN} = 0, \ \ \nabla \times \mathbf{E}_{s\pm}^{LN} = 0.$$

В случае S-поляризации для построения продольных полей используются скалярные потенциалы вида

$$\Psi_{mn}^{s\pm}(M) = h_{m+1}^{(2,1)}(k_L R_{\eta z_n^s}) P_{m+1}^{m+1}(\cos\theta_{z_n^s}) \sin(m+1)\varphi. \tag{9}$$

В этом случае приближенное решение принимает вид

$$\boldsymbol{E}_i^{TN} = \sum_{m=0}^{M} \sum_{n=1}^{N_i^m} \left\{ p_{mn}^i \frac{j}{k\varepsilon_i} \nabla \times \nabla \times \boldsymbol{A}_{mn}^{(2)i} + q_{mn}^i \frac{1}{\varepsilon_i} \nabla \times \boldsymbol{A}_{mn}^{(1)i} \right\} +$$

$$\sum_{n=1}^{N_i^0} r_n^i \frac{1}{\varepsilon_i} \nabla \times \boldsymbol{A}_n^{(3)i},$$

$$\boldsymbol{E}_\tau^{LN} = \sum_{m=0}^{M} \sum_{n=1}^{N_\tau^m} \bar{p}_{mn}^\tau \nabla \Psi_{mn}^\tau, \tau = c, s \pm,$$

$$\boldsymbol{H}_i^N = \frac{j}{k} \nabla \times \boldsymbol{E}_i^N, i = e, c, s \pm . \tag{10}$$

Приближенное решение (8), (10) по построению удовлетворяет всем условиям граничной задачи (5) кроме условий сопряжения (5c) на границах раздела различных сред $\partial D_{c,s}$. Удовлетворяя этим условиям с использованием обобщенного метода коллокаций [19], можно определить неизвестные амплитуды ДИ $\left\{p_{mn}^i, q_{mn}^i, r_n^i; \ \bar{p}_{mn}^\tau, \bar{r}_n^\tau\right\}$ последовательно для каждой гармоники m. Более подробное описание предложенной численной схемы можно найти в [20].

Численные результаты

Будем рассматривать слоистую частицу, состоящую из магнитного ядра Fe_nO_m и золотой оболочки Fe_nO_m@Au и расположенную в воде с показателем преломления n_e = 1.333. Зависящие от длины волны показатели преломления взяты соответственно из базы данных [21] для ядра n_c и из [22] для золотой пленки n_s. Квантовые параметры золота в рамках теории ОНО соответствуют [16]:

$$\omega_p = 9.02eV, \ \gamma = 0.071eV, \ v_F = 1.39 \cdot 10^{12} \mu m/sec,$$
$$D = 8.62 \cdot 10^8 \mu m^2/sec.$$

Проанализируем поведение коэффициента усиления (КУ) поля на внешней границе частицы, который имеет вид

$$F(\theta_0,\lambda) = \int_{\partial D_s} \left|\boldsymbol{E}_e^N + \boldsymbol{E}_0\right|^2 d\sigma \Big/ \int_{\partial D_s} \left|\boldsymbol{E}_0\right|^2 d\sigma.$$

Вначале рассмотрим сферическую частицу с ядром Fe_3O_4.

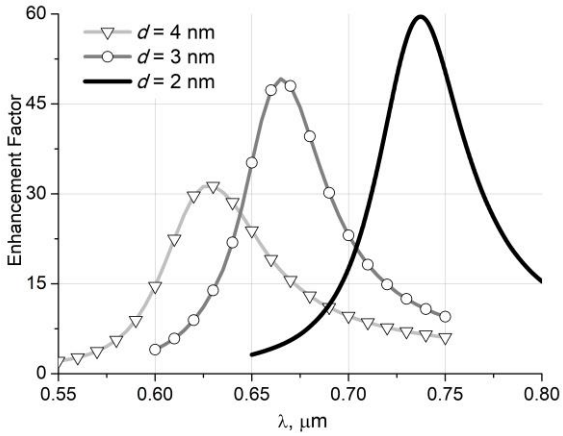

Рис.1 Коэффициент усиления для частиц с различными толщинами оболочки *d*.

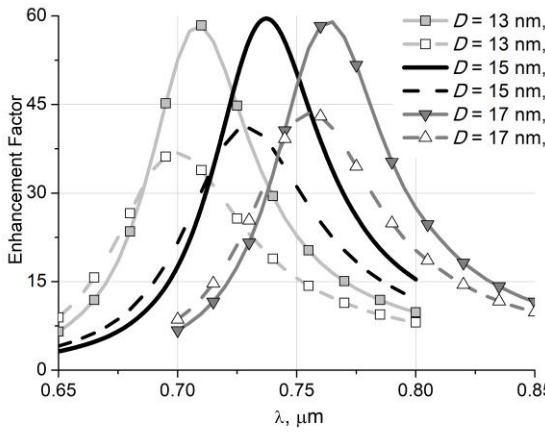

Рис.2 Влияние эффекта нелокальности на коэффициент усиления для частиц с различными диаметрами ядра *D*.

На рис.1 приведены результаты расчетов КУ для частиц Fe_3O_4@Au с диаметром ядра *D*=15nm и различными толщинами золотой оболочки *d*. Результаты получены для локального случая (LR). Из рисунка видно, что уменьшение толщины оболочки ведет к увеличению КУ и сдвигу в ближнюю инфракрасную область. Следует отметить, что окно прозрачности человеческих тканей располагается в диапазоне длин волн 700-950нм [23], поэтому целесообразно всюду далее рассматривать толщину пленки *d*=2nm.

Рис. 2 демонстрирует влияние эффекта нелокальности (NL) на КУ поля для аналогичных частиц, но с различными диаметрами ядра *D*=13,15,17nm. Из рисунка следует, что увеличение диаметра приводит к сдвигу максимума вправо. В то же время, учет ПД приводит к существенному снижению величины КУ и небольшому смешению влево по сравнению с локальным случаем.

На рис. 3 показаны результаты для частиц с различными материалами ядра Fe_3O_4 (α) и Fe_2O_3 (γ). Как видно из графиков, использование Fe_2O_3 приводит к дальнейшему смещению в область прозрачности и увеличению КУ на 50% по сравнению с Fe_3O_4 . Это является следствием более высокого показателя преломления у Fe_2O_3 при практическом отсутствии поглощения. В то же время, учет ПД приводит к снижению величины КУ почти на 50% при сдвиге максимума в область коротких длин волн на 10нм.

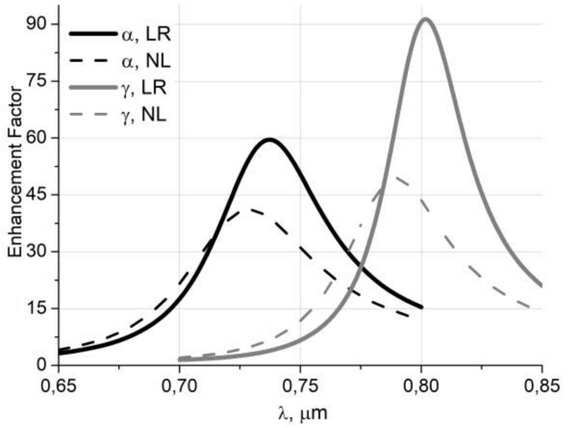

Рис.3 КУ для частиц с материалами ядра Fe_3O_4 (α) и Fe_2O_3 (γ), локальный (LR) и нелокальный (NL) отклик.

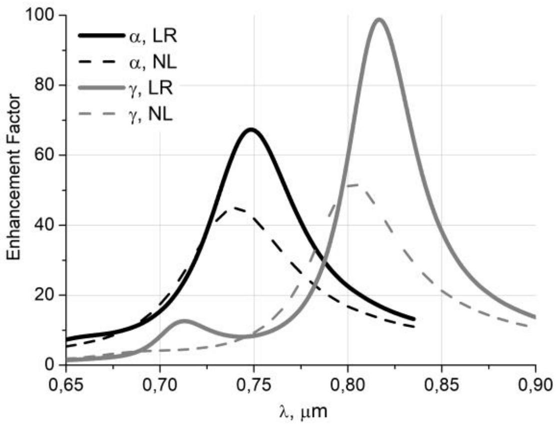

Рис.4 Усреднённый по углам падения и поляризациям КУ для частиц со сдвинутым вправо на 0.7 нм ядром.

Рис. 4 посвящен анализу влияния асимметрии расположения ядра по отношению к оболочке со сдвигом δ=0.7нм. При этом толщина пленки с одной стороны частицы равна 1.3нм, а с другой 2.7нм, те разница в толщинах достигает 50%. Поскольку заранее неизвестно, как такая частица расположена по отношению к направлению распространения волны, было проведено усреднение КУ по углам падения θ_0 и поляризациям. Здесь существенно используется возможность МДИ получать решение задачи сразу для всего набора углов падения и разных поляризаций. Из рисунка видно, что максимумы сдвигаются вправо при небольшом увеличении амплитуды. Оба этих обстоятельства объясняются появлением тонкой части пленки, которая и определяет амплитуды и положение кривых (см. рис. 1). Дополнительный небольшой максимум на серой сплошной кривой обусловлен резонансом в случае S поляризации, который располагается существенно левее резонанса для P поляризации.

Литература

1. *Pelton M. and Bryant G.* Introduction to Metal-Nanoparticle Plasmonics. Wiley, New York, 2013.

2. *Peixoto L., Magalhães R., Navas D., et al.* Magnetic nanostructures for emerging biomedical applications. // Appl. Phys. Rev. 2020. *7*, 011310.

3. *Kalambate P.K., Dhanjai., Huang Z., Li Y., et al.* Core@shell nanomaterials based sensing devices: A review.// Trends Anal. Chem. 2019. *115*. 147-161.

4. *Fattahi Z., Khosroushahi A.Y., Hasanzadeh M.* Recent progress on developing of plasmon biosensing of tumor biomarkers: Efficient method towards early stage recognition of cancer. // Biomedicine & Pharmacotherapy. 2020. *132*. 1108500.

5. *Wang X., Li H., Chen G.* 6 - Core-shell nanoparticles for cancer imaging and therapy. // In Core-Shell Nanostructures for Drug Delivery and Theranostics. 2018. 143-175.
6. *Brennan G., Bergamino S., Pescio M., et al.* The Effects of a Varied Gold Shell Thickness on Iron Oxide Nanoparticle Cores in Magnetic Manipulation, T1 and T2 MRI Contrasting, and Magnetic Hyperthermia. // Nanomaterials. 2020, *10*, 2424.
7. *Rajkumar S., Prabaharan M.* Multi-functional core-shell Fe3O4@Au nanoparticles for cancer diagnosis and therapy. // Colloids and Surfaces B: Biointerfaces. 2019. *174*. 252-259.
8. *Dhey M.A., Aziz A.A., Jameel M.S., et al.* Mechanisms of effective gold shell on Fe3O4 core nanoparticles formation using sonochemistry method. // Ultrasonics - Sonochemistry. 2020. *64*. 104865.
9. *David C.; García de Abajo F.J.* Spatial Nonlocality in the Optical Response of Metal Nanoparticles. *//* J. Phys. Chem. C 2011, *115*, 19470–19475.
10. *Barbry M., Koval P., Marchesin F., Esteban R., et al.* Atomistic Near-Field Nanoplasmonics: Reaching Atomic-Scale Resolution in Nanooptics. // Nano Lett. 2015. *15*. 3410-3419.
11. *Kupresak M., Zheng X., GAE V., Moshchalkov V.V.* Appropriate nonlocal hydro- dynamic models for the characterization of deep-nanometer scale plasmonic scatterers. // Adv Theory Simul. 2019. 3, 1900172.
12. *Ciraci C., Pendry J. B., Smith D. R.* Hydrodynamic model for plasmonics: a macroscopic approach to a microscopic problem. // Chem. Phys. Chem. 2013. 14, 1109–1116.
13. *Mortensen N.A., Raza S., Wubs M., et al.* A generalized non-local optical response theory for plasmonic nanostructures. // Nat. Commun. 2014. 5, 3809–3815.
14. *Еремин Ю.А., Свешников А.Г.* Квазиклассические модели квантовой наноплазмоники на основе метода дискретных источников. // ЖВМ и МФ, 2021. 61, №4, С.34-62.
15. *Eremin Yu., Doicu A., Wriedt T.* Discrete sources method for modeling the nonlocal optical response of a nonspherical particle dimer. // JQSRT. 2018. 217, 35-44.
16. *Wubs M., Mortensen A.* Nonlocal response in plasmonic nanostructures. Quantum plasmonics. // in: *Quantum Plasmonics*, S. Bozhevolnyi, et al., Eds., Springer, Switzerland. 2017, pp. 279–302.

17. *Maack J. R., Mortensen N. A., Wubs M.* Size-dependent nonlocal effects in plasmonic semiconductor particles. // Europhys. Lett., 2017, 119, No. 1, 17003.
18. *Колтон Д., Кресс Р.* Методы интегральных уравнений в теории рассеяния. М., Мир, 1987. 312с.
19. *Бахвалов Н.С.* Численные методы. М. Наука, 1973.
20. *Eremin Y.; Doicu A.; Wriedt T.* Numerical method for analyzing the near-field enhancement of nonspherical dielectric-core metallic-shell particles accounting for the nonlocal dispersion. // J. Opt. Soc. Am. A, 2020, *37*.
21. Refractive index database, https://refractiveindex.info.
22. *Johnson P.B.; Christy R.W.* Optical Constants of the Noble Metals. // Phys. Rev. B. 1972, *6*, 4370–4379.
23. *Golovynskyi S., Golovynska I., Stepanova L.I., Datsenko O.I., Liu L., Qu J., Ohulchanskyy, T.Y.* Optical windows for head tissues in near-infrared and short-wave infrared regions: Approaching transcranial light applications. // J. Biophotonics. 2018, *11*, e201800141.