

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

Анализ влияния эффекта нелокальности на характеристики резонаторов плазмонного нанолазера методом дискретных источниковЮ. А. Еремин,^{1, а} А. Г. Свешников^{2, б}¹ *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, факультет вычислительной математики и кибернетики, кафедра математической физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1.*² *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра математики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

Поступила в редакцию 01.02.2019, после доработки 27.02.2019, принята к публикации 28.02.2019.

Рассматривается проблема влияния эффекта нелокальности на оптические характеристики резонаторов плазмонного нанолазера. Учет нелокальности осуществляется в рамках модели обобщенного нелокального отклика (Generalize Non-Local Optical Response). На основе модификации метода дискретных источников проводится сравнительный анализ частотных характеристик интенсивности полей как в дальней, так и ближней зонах, в зависимости от геометрии резонатора. Рассмотрены формы слоистых несферических резонаторов. Установлено, что учет эффекта нелокальности приводит к снижению интенсивности плазмонного резонанса до 2.5 раза.

Ключевые слова: плазмонный нанолазер, эффект нелокальности, модель обобщенного нелокального оптического отклика, метод дискретных источников.

УДК: 535.42, 519.63. PACS: 42.25.Fx, 42.50.Nn, 03.50.De, 03.65.Ud.

ВВЕДЕНИЕ

Поверхностные плазмоны позволяют ограничивать электромагнитные поля до субволнового масштаба, значительно превышающего классический предел оптической дифракции. С непрерывным уменьшением объема оптических мод в глубину субволновой шкалы открывается новая эра квантовой плазмоники, которая исследует квантовое поведение поверхностных плазмонов и их взаимодействия с веществом. Эта новая и динамично развивающаяся область предоставляет много новых возможностей в продвижении границ фундаментальной науки и прикладной квантовой технологии [1–3]. Фундаментальной научной проблемой в рамках квантовой плазмоники является проблема создания наноразмерных источников когерентного излучения. Принципиально новым подходом в этом плане является использование плазмонных полей вместо фотонных. Дело в том, что плазмонные поля позволяют преодолеть дифракционное ограничение на размер лазера. Плазмонный нанолазер принято называть спазером (Surface Plasmon Amplification by Simulated Emission of Radiation). Концепция спазера была впервые предложена Стокманом и Бергманом в 2003 г [4]. Спазер состоит из плазмонных наночастиц, действующих в качестве нанорезонаторов, и усиливающей среды. Усиливающая среда может либо входить в состав самого нанорезонатора, либо быть внешней по отношению к нему. Дальнейшее развитие идея спазера получила в работах [5–7]. Первая экспериментальная демонстрация спазера осуществлена в работе Ногинова с соавторами в 2009 г [8], где использовался нанорезонатор: ядро-оболочка, состоящая из золотой наносферы с оболочкой из кремнезема, легированного лазерным красителем. Некоторые реализации плазмонного нанолазера также описаны в работах [9–11].

В настоящее время имеется целый ряд тематических обзоров по проблеме спазера, включая его различные реализации [12–17].

Резонатор плазмонного нанолазера (ПНЛ) представляет собой совокупность металлических и диэлектрических наноструктур, которые формируют пространственную и спектральную моды плазмонов, соответственно усиливая внешнее возбуждение. ПНЛ может реализовываться на основе различных типов резонаторов: 3D-резонатор, работающий на локализованных поверхностных плазмонах (Localized Surface Plasmons) и 2D-, 1D-резонаторы, использующие распространяющиеся поверхностные плазмоны (Surface Plasmon Polaritons). Выбор плазмонных материалов является решающим фактором при реализации конструкций плазмонных нанорезонаторов. Благородные металлы и некоторые полупроводниковые материалы являются основными в силу их широко известных плазмонных свойств [13–15]. 3D-резонатор ПНЛ функционирует на основе локализованных плазмонов, а в качестве его окружения используется усиливающий материал. Существуют две наиболее часто используемые конфигурации 3D-резонатора: конфигурация двухслойной частицы из металла с усиливающей средой, непосредственно внедренной в оболочку, и плазмонной наночастицы с диэлектрической оболочкой, помещенной в усиливающую среду [12, 18]. Особенностью подобного нанорезонатора спазера является усиление поля непосредственно у его внешней оболочки относительно внешнего возбуждающего поля. Отметим, что современные технологические методы позволяют не просто синтезировать наноразмерные частицы, но и реализовывать разнообразие их форм: сферы, сфероиды, цилиндры и т.п. [18, 19]. К наиболее часто используемым несферическим плазмонным резонаторам относятся наностержни, представляющие собой частицы цилиндрической или сфероидальной формы, покрытые прозрачной оболочкой [20, 21].

^а E-mail: eremin@cs.msu.ru

^б E-mail: sveshnikov@phys.msu.ru

Изменяя соотношение осей наностержня и толщину оболочки, возможно управлять положением плазмонного резонанса (ПР) в частотной области. Наиболее перспективные плазмонные нанорезонаторы состоят из наностержней золота с покрытием из прозрачного диэлектрика [18, 20]. Сами золотые наностержни представляют собой совершенные оптические антенны, демонстрирующие две локализованные поверхностные плазмонные моды из-за колебаний электронов вдоль оси наностержня и поперек оси соответственно. В отличие от поперечной моды энергия продольной моды в решающей степени зависит от соотношения осей наностержня и поэтому может быть перестроена с видимого на ближний инфракрасный свет, просто следуя простым и надежным протоколам его синтеза [3, 14].

Дальнейший прогресс в области технологий наноплазмоники ведет к тому, что размер элементов плазмонных структур переходит на наноразмерный уровень. В этом случае классическое описание полей в рамках теории Максвелла становится недостаточным и начинают проявляться квантово-механические эффекты, такие как нелокальное экранирование и туннельные эффекты [17]. Рассмотрение этих квантовых эффектов обеспечивает критическое понимание фундаментальных границ локализации и усиления поля в наноплазмонике, а также установление правильного функционирования плазмонных нанорезонаторов. При этом используются как квазиклассические модели описания эффекта нелокальности [22–24], так и чисто квантовые, например функциональная теория плотности во временной области (TDDFT) [25]. В настоящее время квазиклассические модели для описания квантовых эффектов в наноплазмонике являются наиболее востребованными в силу того, что чисто квантовые методы могут иметь дело с крайне малыми объемами [25, 26].

В данной работе на основе метода дискретных источников (МДИ) проводится численное исследование влияния эффекта нелокальности, учитываемого в рамках модели обобщенного нелокального отклика (Generalized Non-local Optical Response) [23], на характеристики резонаторов ПНЛ. Рассматривается слоистый резонатор, состоящий из внутренней металлической плазмонной частицы, покрытой слоем прозрачного диэлектрика [18–21]. Анализируется влияние учета обобщенного нелокального отклика (ОНО) как на характеристики рассеяния, так и интенсивность ближнего поля. Выбранная модель ОНО позволяет рассматривать несферические формы частиц, не корректируя значения квантовых параметров, необходимых для определения продольного волнового числа [27]. Отметим, что ранее модель ОНО уже использовалась авторами при рассмотрении однородных частиц [28–30].

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ОБОБЩЕННОГО НЕЛОКАЛЬНОГО ОТКЛИКА, МЕТОД ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Будем рассматривать математическую модель задачи рассеяния плоской волны на осесимметричной слоистой частице с внутренней областью D_i , областью слоя D_l и внешней неограниченной областью D_e . Пусть области разделены гладкими $\partial D_{i,l}$

поверхностями с общей осью симметрии Oz. Будем полагать, что плоская волна $\{\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0\}$ распространяется под углом $\pi - \theta_0$ по отношению к оси Oz. Тогда математическая постановка задачи рассеяния в рамках ОНО может быть записана в следующем виде:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E}_i &= -jk_0 \mathbf{H}_i, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H}_s &= jk_0[\varepsilon_i + \eta^2 \nabla(\operatorname{div})] \mathbf{E}_i, \quad \text{в } D_i \\ \operatorname{rot} \mathbf{E}_{l,e} &= -jk_0 \mathbf{H}_{l,e}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H}_{l,e} = jk_0 \varepsilon_{l,e} \mathbf{E}_{l,e}, \quad \text{в } D_{l,e} \\ \hat{\mathbf{n}}_i \times (\mathbf{E}_i - \mathbf{E}_l) &= 0, \quad \hat{\mathbf{n}}_i \times (\mathbf{H}_i - \mathbf{H}_l) = 0, \\ \varepsilon_L \hat{\mathbf{n}}_i \cdot \mathbf{E}_i &= \varepsilon_L \hat{\mathbf{n}}_i \cdot \mathbf{E}_l, \quad \text{на } \partial D_i \\ \hat{\mathbf{n}}_l \times (\mathbf{E}_l - \mathbf{E}_e) &= \hat{\mathbf{n}}_l \times \mathbf{E}^0, \\ \hat{\mathbf{n}}_l \times (\mathbf{H}_l - \mathbf{H}_e) &= \hat{\mathbf{n}}_l \times \mathbf{H}^0, \quad \text{на } \partial D_l \\ \lim_{r \rightarrow \infty} \mathbf{r} \cdot \left(\sqrt{\varepsilon_e} \mathbf{E}_e \times \frac{\mathbf{r}}{r} - \mathbf{H}_e \right) &= 0, \quad r = |\mathbf{M}|. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\{\mathbf{E}_{i,l}, \mathbf{H}_{i,l}\}$ — полные поля в областях $D_{i,l}$, $\{\mathbf{E}_e, \mathbf{H}_e\}$ — рассеяное поле в D_e , $\hat{\mathbf{n}}_{i,l}$ — единичные внешние нормали к поверхностям $\partial D_{i,l}$, $\varepsilon_{i,l,e}$ — диэлектрические проницаемости сред в областях $D_{i,l,e}$ соответственно, при этом $\operatorname{Im} \varepsilon_{i,l} \leq 0$, $\operatorname{Im} \varepsilon_{l,e} = 0$, $k_0 = \frac{\omega}{c}$, временная зависимость выбрана в виде $\exp(j\omega t)$. Параметры, связанные с ОНО, представляются как

$$\eta^2 = \varepsilon_L \left[\frac{\beta^2}{\omega(\omega - j\gamma)} + j \frac{D}{\omega} \right], \quad \varepsilon_L = \varepsilon_i + \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - j\gamma\omega},$$

где $\beta^2 = (3/5)v_F^2$, v_F — скорость Ферми, γ — коэффициент затухания Друдэ, D — коэффициент диффузии электронов, ω_p — плазменная частота конкретного металла [23]. Поле в D_i разделяется на поперечную и продольную компоненты $\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_{T_i} + \mathbf{E}_{L_i}$, где $\operatorname{div} \mathbf{E}_{T_i}(M) = 0$ и $\operatorname{rot} \mathbf{E}_{L_i}(M) = 0$. Заметим, что магнитное поле внутри металлической частицы D_i остается чисто поперечным.

Будем строить приближенное решение граничной задачи (1) на основе метода дискретных источников. Разделим поле падающей плоской волны на P- и S-поляризации, тогда

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{0,P}(M) &= (\cos \theta_0 \hat{\mathbf{e}}_x + \sin \theta_0 \hat{\mathbf{e}}_z) \psi(x, z), \\ \mathbf{H}^{0,P}(M) &= -\sqrt{\varepsilon_e} \hat{\mathbf{e}}_y \psi(x, z), \\ \mathbf{E}^{0,S}(M) &= \hat{\mathbf{e}}_y \psi(x, z), \\ \mathbf{H}^{0,S}(M) &= \sqrt{\varepsilon_e} (\cos \theta_0 \hat{\mathbf{e}}_x + \sin \theta_0 \hat{\mathbf{e}}_z) \psi(x, z), \end{aligned}$$

где $\psi(x, z) = e^{-jk_e(x \sin \theta_0 - z \cos \theta_0)}$, $k_e = k_0 \sqrt{\varepsilon_e}$. Будем строить поперечные поля в областях $D_{i,l,e}$ на основе векторных потенциалов следующего вида [30]:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{mn}^{1\alpha}(M) &= Y_m^\alpha(\zeta, z_n^\alpha) \cos[(m+1)\varphi] \hat{\mathbf{e}}_{\rho\alpha} - \\ &\quad - Y_m^\alpha(\zeta, z_n^\alpha) \sin[(m+1)\varphi] \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{f}\alpha}, \quad \alpha = i, e, l, \pm, \\ \mathbf{A}_{mn}^{2\alpha}(M) &= Y_m^\alpha(\zeta, z_n^\alpha) \sin[(m+1)\varphi] \hat{\mathbf{e}}_{\rho\alpha} + \\ &\quad + Y_m^\alpha(\zeta, z_n^\alpha) \cos[(m+1)\varphi] \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{f}\alpha}, \\ \mathbf{A}_n^{3\alpha}(\mathbf{r}) &= Y_0^\alpha(\zeta, z_n^\alpha) \hat{\mathbf{e}}_z. \end{aligned}$$

Здесь

$$Y_m^{e,l+}(\zeta, z_n^{e,l+}) = h_m^{(2)}(k_{e,l} R_{z_n^{e,l+}}) \left(\frac{\rho}{R_{z_n^{e,l+}}} \right)^m,$$

$$Y_m^{l-}(\zeta, z_n^{l-}) = h_m^{(1)}(k_{e,l} R_{z_n^{e,l-}}) \left(\frac{\rho}{R_{z_n^{e,l-}}} \right)^m,$$

$$Y_m^i(\zeta, z_n^i) = j_m(k_i R_{z_n^i}) \left(\frac{\rho}{R_{z_n^i}} \right)^m,$$

где $h_m^{(1,2)}$ — сферические функции Ханкеля, соответствующие «приходящим» и «уходящим» волнам, j_m — сферические функции Бесселя, $k_{i,l} = k_0 \sqrt{\varepsilon_{i,l}}$, $\zeta = (\rho, z)$, $\rho^2 = x^2 + y^2$, $R_{z_n}^2 = \rho^2 + (z - z_n)^2$, $\{z_n^\alpha\}_{n=1}^{N_\alpha^m}$ — координаты дискретных источников, распределенных вдоль оси вращения Oz. В свою очередь приближенное решение для продольных полей строятся на основе скалярных потенциалов, которые удовлетворяют уравнению Гельмгольца вида $(\Delta + k_L^2) \Psi_m = 0$, с волновым числом $k_L^2 = \varepsilon_i / \eta^2$:

$$\Psi_{mn}^{P;S}(M) = j_{m+1}(k_L R_{z_n^i}) \times$$

$$\times \{ \cos[(m+1)\varphi]; \sin[(m+1)\varphi] \},$$

$$\Psi_n = j_0(k_L R_{z_n^i}).$$

Следует отметить, что внутри слоя поля представляются в виде суммы уходящих и приходящих волн, т. е. $\mathbf{E}_l = \mathbf{E}_{l+} + \mathbf{E}_{l-}$, $\mathbf{H}_l = \mathbf{H}_{l+} + \mathbf{H}_{l-}$. Тогда конкретные представления для поперечных и продольных полей в случае P поляризации приобретают вид [30]

$$\mathbf{E}_{T,\alpha}^N(M) = \sum_{m=0}^M \sum_{n=1}^{N_\alpha^m} \left\{ p_{mn}^\alpha \frac{j}{k_0 \varepsilon_\alpha} \text{rot rot } \mathbf{A}_{mn}^{1\alpha} + \right.$$

$$\left. + q_{mn}^\alpha \frac{j}{\varepsilon_\alpha} \text{rot } \mathbf{A}_{mn}^{2\alpha} \right\} + \sum_{n=1}^{N_\alpha^0} r_n^\alpha \frac{j}{k_0 \varepsilon_\alpha} \text{rot rot } \mathbf{A}_n^{3\alpha}, \quad (2)$$

$$\mathbf{E}_L^N(M) = \sum_{m=0}^M \sum_{n=1}^{N_L^m} p_{mn}^L \nabla \Psi_{mn}^P + \sum_{n=1}^{N_L^0} r_n^L \nabla \Psi_n, \quad (3)$$

$$\mathbf{H}_\alpha^N(M) = \frac{j}{k_0} \text{rot } \mathbf{E}_\alpha^N(M), \quad \alpha = i, e, l \pm.$$

Аналогично для случая S поляризации представления для полей могут быть записаны как

$$\mathbf{E}_{T,\alpha}^N(M) = \sum_{m=0}^M \sum_{n=1}^{N_\alpha^m} \left\{ p_{mn}^\alpha \frac{j}{k_0 \varepsilon_\alpha} \text{rot rot } \mathbf{A}_{mn}^{2\alpha} + \right.$$

$$\left. + q_{mn}^\alpha \frac{j}{\varepsilon_\alpha} \text{rot } \mathbf{A}_{mn}^{1\alpha} \right\} + \sum_{n=1}^{N_\alpha^0} r_n^\alpha \frac{j}{\varepsilon_\alpha} \text{rot } \mathbf{A}_n^{3\alpha}, \quad (4)$$

$$\mathbf{E}_L^N(M) = \sum_{m=0}^M \sum_{n=1}^{N_L^m} p_{mn}^L \nabla \Psi_{mn}^S, \quad (5)$$

$$\mathbf{H}_\alpha^N(M) = \frac{j}{k_0} \text{rot } \mathbf{E}_\alpha^N(M), \quad \alpha = i, e, l \pm.$$

Легко убедиться, что построенные поля для P- (2)–(3) и S- (4)–(5) поляризаций удовлетворяют системе уравнений Максвелла с учетом ОНО (1) и условиям излучения, остается удовлетворить условиям сопряжения на поверхностях $\partial D_{i,l}$. Из этих условий и определяется вектор неизвестных амплитуд дискретных источников для гармоник $m = 0, 1, \dots$, $\mathbf{p}_m = \{p_{mn}^i, q_{mn}^i, p_{mn}^L, p_{mn}^{l\pm}, q_{mn}^{l\pm}, p_{mn}^e, q_{mn}^e\}$, а также вектор независимой

от φ гармоники $\mathbf{r} = \{r_n^i, r_n^L, r_n^{l\pm}, r_n^e\}$. Размерность вектора \mathbf{p}_m равняется $\mathbf{N} = (2N_i^m + N_L^m + 2N_{l-}^m + 2N_{l+}^m + 2N_e^m)$, а для его вычисления используются следующая последовательность систем линейных уравнений:

$$\hat{\mathbf{n}}_i \times \int_0^{2\pi} [\mathbf{E}_{Ti}(\zeta_\kappa, \varphi) + \mathbf{E}_{Li}(\zeta_\kappa, \varphi) -$$

$$- \mathbf{E}_{l+}(\zeta_\kappa, \varphi) - \mathbf{E}_{l-}(\zeta_\kappa, \varphi)] e^{-jm\varphi} d\varphi = 0,$$

$$\hat{\mathbf{n}}_i \times \int_0^{2\pi} [\mathbf{H}_i(\zeta_\kappa, \varphi) - \mathbf{H}_{l+}(\zeta_\kappa, \varphi) -$$

$$- \mathbf{H}_{l-}(\zeta_\kappa, \varphi)] e^{-jm\varphi} d\varphi = 0, \quad \{\zeta_\kappa\}_{\kappa=1}^K,$$

$$\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \int_0^{2\pi} [\varepsilon_L \mathbf{E}_{Ti}(\zeta_\kappa, \varphi) + \varepsilon_L \mathbf{E}_{Li}(\zeta_\kappa, \varphi) -$$

$$- \varepsilon_l \mathbf{E}_{l+}(\zeta_\kappa, \varphi) - \varepsilon_l \mathbf{E}_{l-}(\zeta_\kappa, \varphi)] e^{-jm\varphi} d\varphi = 0, \quad (6)$$

$$\hat{\mathbf{n}}_l \times \int_0^{2\pi} [\mathbf{E}_{l+}(\xi_\kappa, \varphi) + \mathbf{E}_{l-}(\xi_\kappa, \varphi) - \mathbf{E}_e(\xi_\kappa, \varphi)] e^{-jm\varphi} d\varphi =$$

$$= \hat{\mathbf{n}}_l \times \int_0^{2\pi} \mathbf{E}^0(\xi_\kappa, \varphi) e^{-jm\varphi} d\varphi, \quad \{\xi_\kappa\}_{\kappa=1}^K,$$

$$\hat{\mathbf{n}}_l \times \int_0^{2\pi} [\mathbf{H}_{l+}(\xi_\kappa, \varphi) + \mathbf{H}_{l-}(\xi_\kappa, \varphi) -$$

$$- \mathbf{H}_e(\xi_\kappa, \varphi)] e^{-jm\varphi} d\varphi = \hat{\mathbf{n}}_l \times \int_0^{2\pi} \mathbf{H}^0(\xi_\kappa, \varphi) e^{-jm\varphi} d\varphi.$$

Здесь точки коллокаций $\{\zeta_\kappa\}_{\kappa=1}^{K_i}$, $\{\xi_\kappa\}_{\kappa=1}^{K_l}$ распределены вдоль образующих поверхностей $\partial D_{i,l}$. Для каждого m система (6) имеет размерность $\mathbf{K} = 5K_i + 4K_l$, $K_{i,l}$ — число точек коллокаций на образующих поверхностях вращения $\partial D_{i,l}$. Неизвестный вектор амплитуд \mathbf{p}_m определяется последовательно для $m = 0, 1, \dots$ как нормальное псевдорешение [31] соответствующей переопределенной $\mathbf{K} > \mathbf{N}$ системы (6). После того, как все векторы определены, вычисляются ближние поля и диаграммы направленности поля [30], выражения которые для P-поляризации имеют вид

$$F_\theta^P(\theta, \varphi) = jk_e \sum_{m=0}^M (j \sin \theta)^m \cos[(m+1)\varphi] \times$$

$$\times \sum_{n=1}^{N_e^m} (p_{mn}^e \cos \theta + q_{mn}^e) e^{-jk_e z_n^e \cos \theta} -$$

$$- jk_e \sin \theta \sum_{n=1}^{N_e^0} r_n^e e^{-jk_e z_n^e \cos \theta}, \quad (7)$$

$$F_\varphi^P(\theta, \varphi) = -jk_e \sum_{m=0}^M (j \sin \theta)^m \sin[(m+1)\varphi] \times$$

$$\times \sum_{n=1}^{N_e^m} (p_{mn}^e + q_{mn}^e \cos \theta) e^{-jk_e z_n^e \cos \theta},$$

аналогично для S-поляризации:

$$F_\theta^S(\theta, \varphi) = jk_e \sum_{m=0}^M (j \sin \theta)^m \sin[(m+1)\varphi] \times$$

$$\times \sum_{n=1}^{N_e^m} (p_{mn}^e \cos \theta - q_{mn}^e) e^{-jk_e z_n^e \cos \theta}, \quad (8a)$$

$$\begin{aligned}
 F_{\varphi}^{S}(\theta, \varphi) = & jk_e \sum_{m=0}^M (j \sin \theta)^m \cos[(m+1)\varphi] \times \\
 & \times \sum_{n=1}^{N_m^m} (p_{mn}^e \cos \theta - q_{mn}^e) e^{-jk_e z_n^e \cos \theta} + \\
 & + jk_e \sin \theta \sum_{n=1}^{N_e^0} r_n^e e^{-jk_e z_n^e \cos \theta}.
 \end{aligned} \quad (86)$$

В расчетах нас будут интересовать сечения рассеяния и экстинкции, которые определяются через компоненты диаграммы (7)–(8). А именно сечение рассеяния будет

$$\sigma_{scs}^{P,S} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sigma^{P,S}(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (9)$$

где $\sigma^{P,S}(\theta, \varphi) = |F_{\theta}^{P,S}(\theta, \varphi)|^2 + |F_{\varphi}^{P,S}(\theta, \varphi)|^2$, и сечение экстинкции

$$\begin{aligned}
 \sigma_{ext}^P &= -\frac{4\pi}{k_e} \text{Im}[F_{\theta}^P(\pi - \theta_0, \pi)], \\
 \sigma_{ext}^S &= \frac{4\pi}{k_e} \text{Im}[F_{\varphi}^S(\pi - \theta_0, \pi)].
 \end{aligned} \quad (10)$$

2. ОБСУЖДЕНИЕ ЧИСЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим численные результаты сравнительного анализа как оптических характеристик моделей ПНР, так и интенсивности ближнего поля. Напомним, что МДИ позволяет вычислять ближние поля (2)–(5), компоненты диаграммы (7)–(8) и сечения экстинкции (10) в аналитическом виде. Будем рассматривать слоистые конструкции, состоящие из золотого (Au) ядра и прозрачной оболочки из SiO₂ с индексом рефракции $n_i = 1.46$. При этом квантовые параметры для реализации модели ОНО для золота будут [26]

$$\hbar\omega_p = 9.02 \text{ эВ}, \quad \hbar\gamma = 0.071 \text{ эВ},$$

$$v_F = 1.39 \text{ мкм/с}, \quad D = 8.62 \cdot 10^8 \text{ мкм}^2/\text{с}, \quad (A = 1).$$

Сначала рассмотрим сферический резонатор с ядром $D = 14$ нм и оболочкой толщины $t = 15$ нм, описанный во многих публикациях [8, рис. 2] и [14, рис. 6]. На рис. 1 приведены результаты для сечения экстинкции (10) и сечения рассеяния (9), умноженного на 50 для большей наглядности. Легко видеть, что максимум экстинкции расположен поблизости от значения длины волны эмиссии $\lambda = 531$ нм, измеренной в экспериментах [8, 14]. Учет ОНО приводит к снижению интенсивности ПР приблизительно на 25% и незначительному сдвигу положения ПР. Отметим, что при расчетах величина диэлектрической проницаемости для золота определялась с учетом частотной дисперсии материала [32].

Перейдем к рассмотрению несферических резонаторов. По аналогии с [13, 20] будем рассматривать слоистые вытянутые сфероиды: внутренний (Au) эквиобъемного диаметра $D = 15$ нм с SiO₂ оболочкой толщины $t = 10$ нм. На рис. 2 изображены сечения рассеяния (9) для вытянутых сфероидов

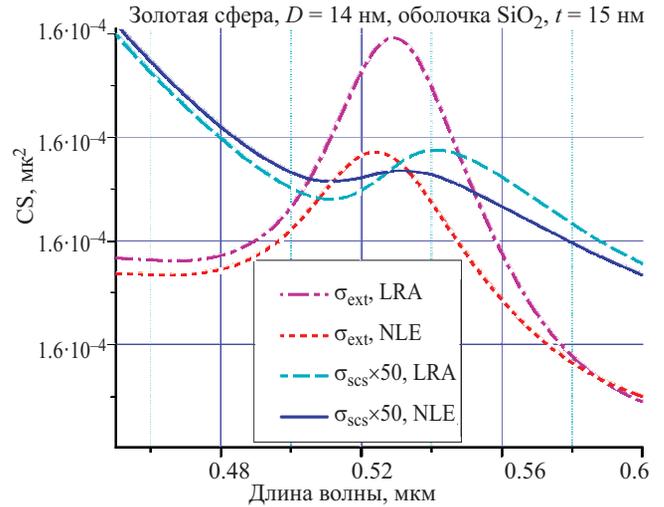


Рис. 1. Сечение экстинкции (10) и сечение рассеяния (9) золотой сферы $D = 14$ нм, покрытой прозрачной оболочкой SiO₂ толщиной $t = 15$ нм [8, 14]. Сравнение локального случая (LRA) с нелокальным ОНО (NLE)

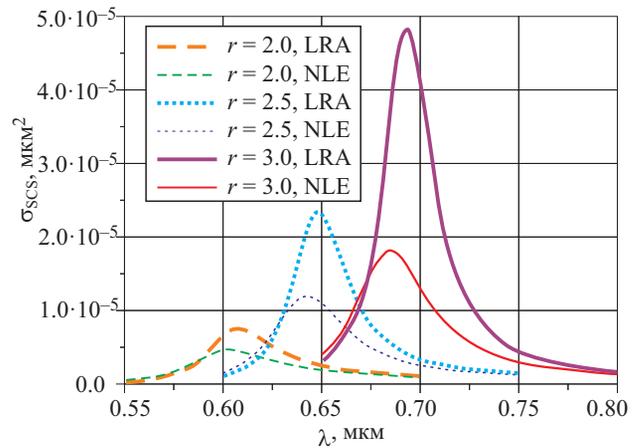


Рис. 2. Сечение рассеяния Au сфероида с эквиобъемным диаметром $D = 15$ нм и SiO₂-оболочкой $t = 10$ нм, Р-поляризация, падение перпендикулярно большей оси сфероида. Сравнение локального случая с моделью ОНО для различных вытянутостей сфероида r

с соотношением осей $r = b/a = 2.0, 2.5, 3.0$, для случая Р-поляризованной волны с углом падения $\theta_0 = 90^\circ$. Отметим, что в этом случае наблюдается максимальная амплитуда ПР, поскольку вектор \mathbf{E}^0 параллелен большей оси сфероида b [30]. Из рисунка видно, что учет ОНО приводит к незначительному сдвигу ПР в область коротких волн (blue shift) и к существенному снижению интенсивности рассеяния до 2.5 раз. Аналогичный результат, но для сечения экстинкции, приведен на рис. 3. В этом случае учет ОНО приводит к снижению амплитуды ПР примерно на 30%.

Обратимся к анализу относительной интенсивности ближнего поля $|\mathbf{E}_e + \mathbf{E}^0|^2 / |\mathbf{E}^0|^2$. На рис. 4 изображена интенсивность, усредненная по внешней поверхности оболочки ∂D_i . В этом случае учет ОНО также приводит к существенному снижению интенсивности поля приблизительно в 2.5 раза. Отметим, что максимальная интенсивность, как отмечалось ранее, достигается вблизи «острия» наносфероида,

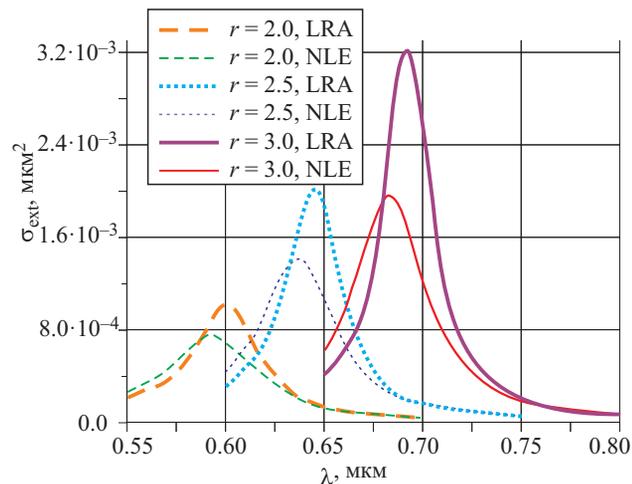


Рис. 3. Сечение экстинкции Au сфероида с $D = 15$ нм и SiO_2 -оболочкой $t = 10$ нм, Р-поляризация, падение перпендикулярно большей оси сфероида. Сравнение локального случая с моделью ОНО для различных вытянутостей сфероида r

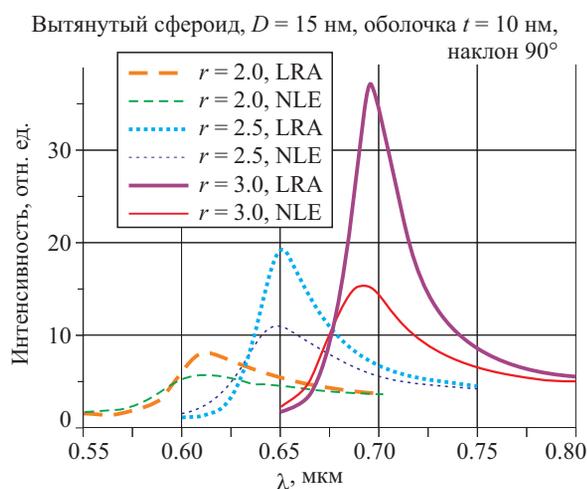


Рис. 4. Относительная интенсивность ближнего поля для вытянутого сфероида. Сравнение локального случая с моделью ОНО для различных вытянутостей сфероида

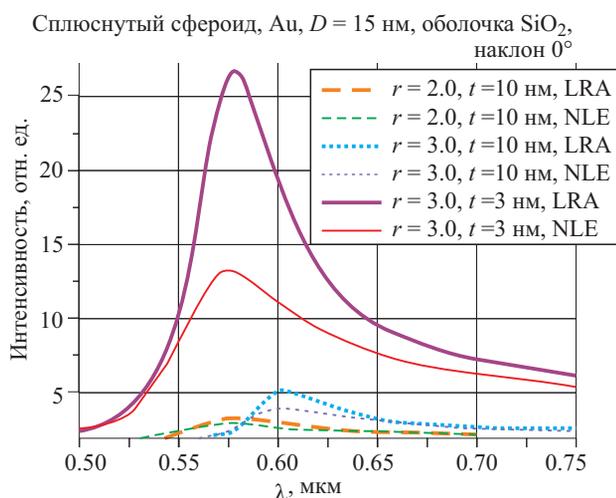


Рис. 5. Интенсивность ближнего поля для сплюснутого сфероида, падение волны вдоль оси вращения. Сравнение локального случая с моделью ОНО для различных сплюснутостей сфероида и различных толщин покрытия t

а поскольку наностержни ориентированы хаотично [20] (рис. 1), то осреднение по поляризации плоской волны приведет к еще большему снижению интенсивности в силу того, что интенсивность S поляризации на порядок меньше. В этом плане интересно исследовать: что будет при использовании сплюснутых сфероидальных слоистых резонаторов, которые легко можно расположить перпендикулярно направлению распространения волны. Подобные частицы рассматривались в качестве резонаторов в работах [10, 12]. На рис. 5 приведены результаты расчетов интенсивности поля в зависимости от соотношения осей сплюснутого сфероида (a/b) при различной толщине прозрачного покрытия при угле падения $\theta_0 = 0^\circ$ (перпендикулярно большей оси сфероида — a). Как явствует из рисунка, при одинаковых параметрах вытянутости сфероидов и толщины оболочки интенсивность для сплюснутого значительно меньше, чем для вытянутого сфероида. Однако уменьшение толщины прозрачной оболочки приводит к существенному росту интенсивности и она становится сравнимой с интенсивностью вытянутого сфероида. Отметим, что в случае сплюснутого сфероида при $\theta_0 = 0^\circ$ обе поляризации совпадают. Как и ранее, учет ОНО приводит к существенной корректировке амплитуды ПР.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано влияние эффекта нелокальности на оптические характеристики резонаторов плазмонного нанолазера. Для учета нелокальности использовалась модель обобщенного нелокального отклика (Generalize Non-Local Optical Response), которая позволяет анализировать несферические формы резонаторов. На основе модификации метода дискретных источников проведен сравнительный анализ частотных характеристик интенсивности как дальнего, так и ближнего полей, в зависимости от формы резонатора. Рассмотрены слоистые резонаторы сфероидальной формы. Показано, что усиление интенсивности может достигаться не только для резонаторов в форме стержня, но и в случае использования сплюснутых сфероидальных форм. Установлено, что учет эффекта нелокальности приводит к существенному снижению интенсивности плазмонного резонанса до 2.5 раза.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gramotnev D. K., Bozhevolnyi S. I. // Nat. Photonics. 1998. **4**. P. 83.
2. Tame M. S., McEnery K. R., Ozdemir S. K. et al. // Nat. Phys. 2013. **9**. P. 329.
3. Xu D., Xiong X., Wu L. et al. // Adv. Opt. Photonics. 2018. **10**, N 4. P. 703.
4. Bergman D. J., Stockman M. I. // Phys. Rev. Lett. 2003. **90**, 027402.
5. Stockman M. I. // Phys. Rev. Lett. 2011. **106**. 156802.
6. Andrianov E. S., Pukhov A. A., Dorofeenko A. V. et al. // Opt. Lett. 2011. **36**, N 21. P. 4302.
7. Fedyanin D. Yu. // Opt. Lett. 2012. **37**, N 3. P. 404.
8. Noginov M. A., Zhu G., Belgrave A. M. et al. // Nature. 2009. **460**. P. 1110.
9. Chou Y. H., Hong K. B., Chang C. T. et al. // Nano Lett. 2018. **18**, N 2. P. 747.

10. Yang A., Hoang T.B., Dridi M. // Nature Commun. 2015. **6**. 6939.
11. Oulton R. F. // Materials today. 2012. **15**, N 1–2. P. 26.
12. Балыкин В.И. // УФН. 2018. **188**, № 9. С. 935.
13. Solowan H-P., Krysch C. // Condens. Matter. 2017. **2**, N 1. P. 8.
14. Premaratne M., Stockman M. // Adv. Opt. Photonics. 2017. **9**, N 1. P. 79.
15. Gwo S., Shih C-K. // Rept. Progress in Phys. 2016. **79**, N 8. 086501.
16. Yang A., Odom T. W. // IEEE Photonics J. 2015. **7**, N 3. 0700606.
17. Stockman M.I., Kneipp K., Bozhevolnyi S.I. et al. // J. Opt. 2018. **20**. 043001.
18. Ringe E., Sharma B., Henry R-I. et al. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2013. **15**. 4110.
19. Kumarasinghe C., Premaratne M., Agrawal G. P. // Opt. Express. 2014. **22**. 11966.
20. Meng X., Kildishev A. V., Fujita K. et al. // Nano Lett. 2013. **13**. P. 4106.
21. Gu P., Birch D.J.S., Chen Y. // Methods Appl. Fluoresc. 2014. **2**. 024004.
22. Fernandez-Dominguez A.I., Wiener A., Garcia-Vidal F.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. **108**. 106802.
23. Mortensen N.A., Raza S., Wubs M. et al. // Nat. Commun. 2014. **5**. P. 3809.
24. Toscano G., Straubel J., Kwiatkowski A. et al. // Nat. Commun. 2015. **6**. P. 7132.
25. Barbry M., Koval P., Marchesin F. et al. // Nano Lett. 2015. **15**. P. 3410.
26. Wubs M., Mortensen A. / Quantum Plasmonics. S.I. Bozhevolnyi et al. (eds.), Springer, Switzerland, 2017. P. 279.
27. Tserkezis Ch., Yan W., Hsieh W. et al. // Int. J. Mod. Phys. B. 2017. **31**. 17400005.
28. Еремин Ю.А., Свешников А.Г. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2016. № 5. С. 31. (Eremin Yu. A., Sveshnikov A. G. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2016. **71**, N 5. P. 492.)
29. Eremin Yu., Wriedt T. // J. Modern Optics. 2018. **65**, 15. P. 1778.
30. Еремин Ю.А., Свешников А.Г. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2018. № 5. С. 30. (Eremin Yu. A., Sveshnikov A. G. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2018. **73**, N 5. P. 475.)
31. Воеводин В.В., Кузнецов Ю.А. Матрицы и вычисления. М.: Наука, 1984.
32. www.refractiveindex.info

Analysis of the Influence of the Nonlocality Effect on the Characteristics of Plasmon Nanolaser Resonators via the Discrete Sources Method

Yu. A. Eremin^{1,a}, A. G. Sveshnikov^{2,b}

¹Department of Mathematical Physics, Computational Mathematics and Cybernetics Faculty;

²Department of Mathematics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^aeremn@cs.msu.ru, ^bsveshnikov@phys.msu.ru.

The problem of the influence of the nonlocality effect on the optical characteristics of plasmon nanolaser resonators is considered. This was performed within the framework of the generalized nonlocal optical response model; we took the nonlocality into account. Based on an extension of the discrete sources method, we performed a comparative analysis of the frequency characteristics of the field intensity in both the far and near zones, depending on the geometry of the resonator. The shapes of layered nonspherical resonators were considered. We established that, taking the nonlocality effect into account, one obtains a decrease of the intensity of plasmon resonance by up to 2.5 times.

Keywords: plasmon nanolaser, nonlocality effect, generalized nonlocal optical response model, discrete source method.

PACS: 42.25.Fx, 42.50.Nn, 03.50.De, 03.65.Ud.

Received 01 February 2019.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2019. **74**, No. 3. Pp. 262–268.

Сведения об авторах

1. Еремин Юрий Александрович — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-17-76, e-mail: eremin@cs.msu.ru.
2. Свешников Алексей Георгиевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, профессор; тел.: (495) 939-10-33, e-mail: sveshnikov@phys.msu.ru.