

Численный анализ функциональных свойств 3D-резонатора плазмонного нанолазера с учетом нелокальности и наличия призмы методом дискретных источников

Ю.А. Еремин¹, В.В. Лопушенко¹

¹ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, факультет ВМК, 119991, Россия, г. Москва, Ленинские горы, д.1, стр. 52

Аннотация

Рассматривается влияние эффекта нелокальности на оптические характеристики ближнего поля резонатора плазмонного нанолазера. На основе метода дискретных источников строится компьютерная модель, позволяющая проводить анализ характеристик ближнего поля слоистой наночастицы, располагающейся на прозрачной подложке в активной среде. При этом учет нелокальности плазмонного металла осуществляется в рамках модели обобщенного нелокального отклика. Исследуется возбуждение частицы как распространяющейся, так и неизлучающей волной. Установлены «оптимальные» направления внешнего возбуждения. Оказалось, что возбуждение неизлучающей волной ведет к большей интенсивности ближнего поля. Показано, что учет эффекта нелокальности в плазмонном металле существенно снижает коэффициент усиления поля.

Ключевые слова: плазмонный нанолазер, эффект нелокальности, метод дискретных источников.

Цитирование: Еремин, Ю.А. Численный анализ функциональных свойств 3D-резонатора плазмонного нанолазера с учетом нелокальности и наличия призмы методом дискретных источников / Ю.А. Еремин, В.В. Лопушенко // Компьютерная оптика. – 2021. – Т. 45, № 3. – С. 331-339. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-790.

Citation: Eremin YA, Lopushenko VV. Numerical analysis of the functional properties of the 3D resonator of a plasmon nanolaser with regard to nonlocality and prism presence via the discrete sources method. Computer Optics 2021; 45(3): 331-339. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-790.

Введение

Наноплазмонные устройства позволяют получать сверхвысокую концентрацию электромагнитного поля в областях, размеры которых на порядки превышают рэлеевский предел оптического оборудования [1–2]. Это обстоятельство даёт возможность использовать плазмонный резонанс в многочисленных практических приложениях, таких как биосенсоры, солнечные элементы, суперлинзы, Рамановская спектроскопия, плазмонные нанолазеры (ПН) и многие другие [3–7]. Совершенствование схем ПН является одной из фундаментальных задач квантовой наноплазмоники. Идея состоит в том, чтобы использовать плазмонный резонанс вместо фотонных схем. Плазмонные нанолазеры, основанные на использовании слоистых 3D-резонаторов, имеют преимущества наноразмера, низкого энергетического порога и супермалого времени отклика [7–8].

Первыми, кто предложил концепцию лазерного резонатора, основанного на поверхностных плазмонах, взаимодействующих с усиливающей средой, были Сударкин и Демкович [9]. Позднее, в 2003 году, Бергманом и Штокманом [10] был предложен сам термин SPASER (Surface Plasmon Amplification by Stimulated Emission of Radiation) и создана теория генерации спазеров с использованием локализованных плазмонов. Сходная концепция обсуждалась в работе

Проценко [11]. Первая демонстрация ПН была реализована Ногиновым и соавторами [12]. Группа Ногинова в действующем прототипе спазера использовала в качестве резонатора одиночную золотую наночастицу сферической формы диаметром 14 нм, заключенную в кварцевую оболочку и расположенную на поверхности стеклянной призмы. Позже похожая экспериментальная реализация спазера демонстрировалась группой Плеханова [13]. Больше деталей по теме плазмонного нанолазера можно найти в недавнем обзоре [14].

Как уже отмечалось, ключевым элементом 3D-резонатора ПН является плазмонная наночастица, для описания резонансных свойств которой используется классическая теория Максвелла [15]. Однако непрерывная миниатюризация плазмонных элементов приводит к тому, что классической системы уравнений Максвелла оказывается недостаточно для достоверного описания функционирования схем наноплазмонных устройств, так как внутри плазмонного материала возникает квантовый эффект нелокальности (ЭН), который существенно меняет оптические характеристики [16]. Анализ влияния ЭН приводит к необходимости учета возникающих продольных полей и дополнительного граничного условия на поверхностях слоев. Для описания ЭН на основе гидродинамической теории была разработана квазиклассическая теория Максвелла, учитывающая наличие

продольных электромагнитных волн и дополнительных граничных условий. В данной работе мы будем ориентироваться на теорию обобщенного нелокального отклика (ОНО) [17], которая представляет собой развитие гидродинамической теории с возможностью проводить анализ оптических характеристик производных рассеивателей, включая слоистые.

Мы используем модель ОНО в рамках метода дискретных источников (МДИ) [18]. Этот метод представляет собой универсальную компьютерную технологию построения вычислительных алгоритмов для широкого круга задач квантовой нанооптики. МДИ – строгий численно-аналитический поверхностно-ориентированный метод. Он основан на представлении полей (включая продольные поля внутри металлической оболочки) в виде конечной линейной комбинации распределенных мультиполей низшего порядка [19], удовлетворяющих полуклассическим уравнениям Максвелла. Для представления рассеянных полей вне частицы используется тензор Грина полупространства [20]. Таким образом, представления полей во всех областях удовлетворяют уравнениям Максвелла, условиям на бесконечности и условиям сопряжения на бесконечной поверхности призмы. Соответствующие амплитуды ДИ определяются из условий сопряжения, поставленных на поверхностях слоистой частицы с учетом дополнительных граничных условий. Отличительная особенность МДИ состоит в том, что он позволяет оценить реальную погрешность полученного решения посредством вычисления невязки полей на поверхностях слоев частицы. Данное обстоятельство дает возможность вычислять ближние поля с гарантированной точностью, что особенно существенно при анализе усиления интенсивности вблизи частицы или сечения поглощения. Все эти преимущества уже позволили использовать МДИ для анализа плазмонных наноструктур с учетом ЭН в рамках модели обобщенного нелокального отклика [21–23]. В [24] предложена модель анализа оптических характеристик слоистых частиц, расположенных на подложке, с учетом ОНО. Было показано, что диэлектрическая частица с плазмонным покрытием реализует большее усиление поля по сравнению с металлической с диэлектрическим покрытием. В данной работе компьютерная реализация этой модели используется для детального анализа функциональных свойств слоистого резонатора ПН.

Постановка задачи дифракции

Будем рассматривать пространство \mathbf{R}^3 , разделенное на два полупространства: верхнее $-D_0:(z > 0)$ и диэлектрическая призма $-D_1:(z < 0)$. Обозначим границу раздела $\Sigma:(z = 0)$. Пусть сферическая слоистая частица целиком располагается в верхнем полупространстве D_0 . Ядро частицы обозначим как D_i , а металлическую оболочку – как D_s . Соответствующие границы ядра и оболочки будем обозначать как $\partial D_{i,s}$

(рис. 1). Все среды предполагаются немагнитными, а их диэлектрические проницаемости обозначим $\varepsilon_v, v = 0, 1, i, s$.

Одним из проявлений ЭН является возникновение внутри металла продольных электромагнитных полей. В этом случае электрическое поле \mathbf{E} перестает быть чисто поперечным ($\text{div } \mathbf{E}^T = 0$) за счет формирования объемного заряда, и для адекватного описания процессов возникает необходимость привлечения продольных полей ($\text{rot } \mathbf{E}^L = 0$) [16]. Для учета нелокальности используется гидродинамическая теория Друдэ и ее обобщение – модель ОНО [17]. В рамках теории ОНО проводится обобщение закона Ома для тока проводимости внутри металла, то есть осуществляется переход следующего вида

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \Rightarrow \xi^2 \nabla (\nabla \cdot \mathbf{J}) + \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}, \quad (1)$$

где σ – проводимость металла, а ξ – параметр нелокальности [17]. В результате изменяется соответствующее уравнение системы Максвелла для магнитного поля. Итак, внутри металлической оболочки электрическое поле представляется как сумма поперечного и продольного полей $\mathbf{E}_s = \mathbf{E}_s^T + \mathbf{E}_s^L$, $\text{div } \mathbf{E}_s^T = 0, \text{rot } \mathbf{E}_s^L = 0$. Можно показать, что каждое из этих полей внутри оболочки D_s удовлетворяет уравнениям Гельмгольца

$$\Delta \mathbf{E}_s^T(M) + k_T^2 \mathbf{E}_s^T(M) = 0, \quad k_T^2 = k^2 \varepsilon_s, \quad M \in D_s, \quad (2)$$

$$\Delta \mathbf{E}_s^L(M) + k_L^2 \mathbf{E}_s^L(M) = 0, \quad k_L^2 = \varepsilon_s / \xi. \quad (3)$$

Здесь k_T, k_L – поперечное и продольное волновые числа, а $k = \omega / c$.

Перейдем к формулировке математической постановки граничной задачи рассеяния для системы уравнений Максвелла с учетом ЭН. Обозначим $\{\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0\}$ поле внешнего возбуждения – плоскую электромагнитную волну линейной поляризации. Тогда постановка граничной задачи рассеяния с учетом ЭН может быть записана в следующем виде

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{H}_v &= jk \varepsilon_v \mathbf{E}_v, \quad \text{rot } \mathbf{E}_v = -jk \mathbf{H}_v \quad \text{в } D_v, \quad v = 0, 1, i, \\ \text{rot } \mathbf{H}_s &= jk (\varepsilon_s + \xi^2 \nabla \nabla) \mathbf{E}_s(M), \quad \text{rot } \mathbf{E}_s = -jk \mathbf{H}_s \quad \text{в } D_s, \\ \mathbf{n}_i \times (\mathbf{E}_i(P) - \mathbf{E}_s(P)) &= 0, \\ \mathbf{n}_i \times (\mathbf{H}_i(P) - \mathbf{H}_s(P)) &= 0, \\ \varepsilon_i \mathbf{n}_i \cdot \mathbf{E}_i(P) &= \varepsilon_L \mathbf{n}_i \cdot \mathbf{E}_s(P), \quad P \in \partial D_i, \\ \mathbf{e}_z \times (\mathbf{E}_0(Q) - \mathbf{E}_1(Q)) &= 0, \\ \mathbf{e}_z \times (\mathbf{H}_0(Q) - \mathbf{H}_1(Q)) &= 0, \quad Q \in \Sigma, \\ \mathbf{n}_s \times (\mathbf{E}_s(P) - \mathbf{E}_s^0(P)) &= \mathbf{n}_s \times \mathbf{E}_s^0(P), \\ \mathbf{n}_s \times (\mathbf{H}_s(P) - \mathbf{H}_s^0(P)) &= \mathbf{n}_s \times \mathbf{H}_s^0(P), \\ \varepsilon_L \mathbf{n}_s \cdot \mathbf{E}_s(P) &= \varepsilon_0 \mathbf{n}_s \cdot (\mathbf{E}_s^0(P) + \mathbf{E}_s^0(P)), \quad P \in \partial D_s, \\ \lim_{r \rightarrow \infty} r (\mathbf{H}_s^s \times \frac{\mathbf{r}}{r} - \sqrt{\varepsilon_v} \mathbf{E}_s^s) &= 0, \quad r = |M| \rightarrow \infty, v = 0, 1, z \neq 0, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\max(|\mathbf{H}_v^s|, |\mathbf{E}_v^s|) = O\left(\frac{1}{\sqrt{\rho}}\right), \rho = \sqrt{x^2 + y^2}, \rho \rightarrow \infty, z = \pm 0.$$

Здесь $\{\mathbf{E}_v, \mathbf{H}_v\}$ – полные поля в $D_v, v=0, 1, i, s$, соответственно, $k = \omega/c, \mathbf{n}_{i,s}$ – единичные нормали к поверхностям $\partial D_{i,s}, \mathbf{e}_z$ – нормаль к подложке, а характеристики среды выбраны таким образом, что $\text{Im } \varepsilon_{0,1,i} = 0, \text{Im } \varepsilon_s \leq 0, \text{Im } \varepsilon_L \leq 0$. Предполагается, что временная зависимость выбрана в виде $\exp\{j\omega t\}$.

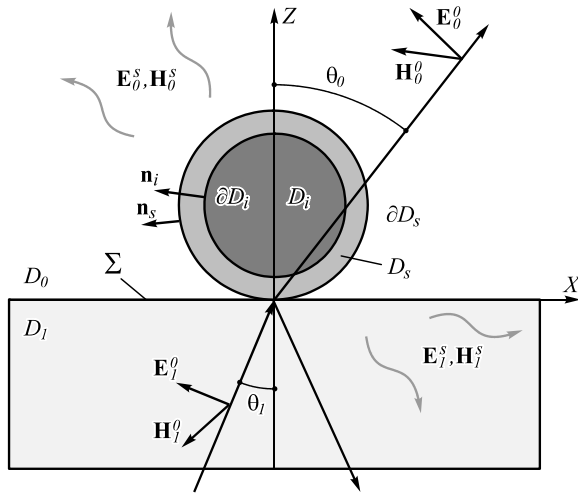


Рис. 1. Геометрия задачи: плоская волна падает под углом θ_0 из диэлектрической призмы D_1 на частицу, состоящую из ядра D_i и металлической оболочки D_s , θ_0 – угол преломления; $\{\mathbf{E}_v^0, \mathbf{H}_v^0\}$ – поле плоской волны и $\{\mathbf{E}_v^s, \mathbf{H}_v^s\}, v=0,1$, – поле рассеянной волны в верхнем полупространстве и призме

Конкретизируем остальные величины, входящие в постановку задачи (4). Поля $\{\mathbf{E}_v^0, \mathbf{H}_v^0\}, v=0,1$, представляют собой результат решения задачи отражения и преломления поля плоской волны $\{\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0\}$ на поверхности раздела полупространств Σ . $\{\mathbf{E}_v^s, \mathbf{H}_v^s\}, v=0,1$, есть рассеянные поля в каждом из полупространств, которые определяются как $\mathbf{E}_v^s = \mathbf{E}_v - \mathbf{E}_v^0, \mathbf{H}_v^s = \mathbf{H}_v - \mathbf{H}_v^0, v=0,1$. В силу построения поля внешнего возбуждения и граничных условий на Σ рассеянное поле $\{\mathbf{E}_v^s, \mathbf{H}_v^s\}, v=0,1$, также должно удовлетворять условиям сопряжения для тангенциальных компонент на плоскости Σ .

На поверхностях $\partial D_{i,s}$ в дополнение к классическим условиям сопряжения поставлены дополнительные условия для нормальных компонент полей, необходимые для однозначной разрешимости задачи. Эти условия физически соответствуют условиям обращения в нуль нормальной компоненты тока проводимости на границах раздела металл-диэлектрик $\mathbf{n} \cdot \mathbf{J} = 0$, которые затем трансформируются в условия для нормальных компонент полей [17]. Условия излучения задачи (4) сформулированы таким образом, чтобы обеспечить обращение в нуль потока энергии на бесконечности для однородной задачи (4). Мы будем полагать, что поставленная граничная задача (4) имеет единственное классическое решение.

Параметры ξ и ε_L , относящиеся к продольному полю \mathbf{E}_s^L , определяются следующим образом

$$\varepsilon_L = \varepsilon_s - \omega_p^2 / (j\gamma\omega - \omega^2),$$

$$\xi^2 = \varepsilon_s (\beta^2 + D(\gamma + j\omega)) / (\omega^2 - j\gamma\omega).$$

Здесь ω_p – плазменная частота металла, γ – коэффициент затухания, β – гидродинамическая скорость в плазме, связанная со скоростью Ферми v_F соотношением $\beta^2 = 3/5v_F^2$, D – коэффициент диффузии электронов [17].

Метод дискретных источников с учетом призмы и модели ОНО

Обозначим $\{\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0\}$ поле плоской электромагнитной волны линейной поляризации, распространяющейся из нижнего полупространства в полуплоскости $\varphi = \pi$, которое образует угол θ_1 с осью Oz , направленной из D_1 в D_0 . Будем строить приближенное решение задачи (4), руководствуясь схемой [24]. Ограничимся случаем Р-поляризации, поскольку именно она реализует наибольшую амплитуду плазмонного резонанса. Так как частица целиком располагается в верхнем полупространстве D_0 , то поле преломленной волны $\{\mathbf{E}_0^0, \mathbf{H}_0^0\}$ приобретает вид

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0^0(M) &= T^P (-\mathbf{e}_x \cos \theta_0 + \mathbf{e}_z \sin \theta_0) \times \\ &\times \exp\{-jk_0(x \sin \theta_0 + z \cos \theta_0)\}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\mathbf{H}_0^0(M) = T^P n_0 \mathbf{e}_y \exp\{-jk_0(x \sin \theta_0 + z \cos \theta_0)\},$$

где $n_0 = \sqrt{\varepsilon_0}$, T^P – коэффициент преломления Френеля [25], а $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ – единичные векторы декартовой системы координат. В соответствии с законом Снеллиуса: $n_0 \sin \theta_0 = n_1 \sin \theta_1, n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$. Таким образом, преломленный угол $\theta_0 = \arcsin(n_1/n_0 \cdot \sin \theta_1)$. В случае, когда волна падает из более плотной среды в менее плотную $n_1 > n_0$, существует угол полного внутреннего отражения $\theta_c = \arcsin(n_0/n_1)$, за которым волна не проходит в верхнее полупространство, так как полностью отражается от поверхности Σ . При этом энергия распространяется вдоль поверхности раздела полупространств и экспоненциально затухает в перпендикулярном направлении. В этом случае $\sin \theta_0 > 1$ (угол θ_0 оказывается комплексным), $\cos \theta_0$ в этом случае принимает значение

$$\cos \theta_0 = -j\sqrt{\sin^2 \theta_0 - 1},$$

а амплитуда плоской волны в D_0 приобретает вид

$$\exp\{-jk_0 x \sin \theta_0\} \exp\{-k_0 z \sqrt{\sin^2 \theta_0 - 1}\}.$$

Построим приближенное решение задачи (4) для рассеянного поля в D_0 с учетом осевой симметрии и поляризации, удовлетворяя квазиклассической системе уравнений Максвелла во всех областях постоянства параметров среды, условиям излучения и

условиям сопряжения для полей на Σ . В основу представления для рассеянного поля положим Фурье-компоненты тензора Грина полупространства, которые могут быть записаны в виде интегральных представлений Вейля–Зоммерфельда [18]

$$G_m^{e,h}(\zeta, z_n) = \int_0^\infty J_m(\lambda\rho) v_{11}^{e,h}(\lambda, z, z_n) \lambda^{1+m} d\lambda, \tag{6}$$

$$g_m^{e,h}(\zeta, z_n) = \int_0^\infty J_m(\lambda\rho) v_{31}^{e,h}(\lambda, z, z_n) \lambda^{1+m} d\lambda.$$

Здесь $J_m(\cdot)$ – цилиндрическая функция Бесселя, точка $\zeta = (\rho, z)$ располагается в полуплоскости $\varphi = \text{const}$, а точки локализации мультиполей распределены вдоль оси симметрии $z_n \in OZ$ строго внутри $D_i \cup D_s$. Спектральные функции электрического и магнитного типов обеспечивают выполнение условий сопряжения на границе интерфейса $z=0$. В данном случае для них справедливы следующие выражения

$$v_{11}^{e,h}(\lambda, z, z_n) = \begin{cases} \frac{e^{-\eta_0|z-z_n|} + A_{11}^{e,h}(\lambda)e^{-\eta_0|z+z_n|}}{\eta_0}, & z \geq 0, \\ B_{11}^{e,h}(\lambda) \frac{e^{\eta_1 z - \eta_0 z_n}}{\eta_0}, & z \leq 0, \end{cases}$$

$$v_{31}^{e,h}(\lambda, z, z_n) = \begin{cases} A_{31}^{e,h}(\lambda)e^{-\eta_0(z+z_n)}, & z \geq 0, \\ B_{31}^{e,h}(\lambda)e^{\eta_1 z - \eta_0 z_n}, & z \leq 0, \end{cases} \tag{7}$$

где $z_n > 0$, а спектральные коэффициенты A, B определяются из одномерной задачи с условиями сопряжения при $z=0$, откуда легко получается, что

$$A_{11}^{e,h}(\lambda) = \frac{\chi_0^{e,h} - \chi_1^{e,h}}{\chi_0^{e,h} + \chi_1^{e,h}}, B_{11}^{e,h}(\lambda) = \frac{2\chi_0^{e,h}}{\chi_0^{e,h} + \chi_1^{e,h}},$$

$$A_{31}^{e,h}(\lambda) = \frac{2\delta}{(\chi_0^e + \chi_1^e)(\chi_0^h + \chi_1^h)}, \delta = 1/\varepsilon_0 - 1/\varepsilon_1,$$

$$B_{31}^{e,h}(\lambda) = \left(1, \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}\right) \frac{2\delta}{(\chi_0^e + \chi_1^e)(\chi_0^h + \chi_1^h)},$$

где

$$\eta_v = \sqrt{\lambda^2 - k_v^2}, \chi_v^e = \eta_v, \chi_v^h = \eta_v/\varepsilon_v, v = 0, 1.$$

При построении приближенного решения для рассеянного поля в D_0 используются векторные потенциалы, которые в цилиндрической системе координат записываются как

$$\mathbf{A}_{mn}^{(e)0} = \begin{pmatrix} G_m^e(\zeta, z_n^e) \cos(m+1)\varphi \\ -G_m^e(\zeta, z_n^e) \sin(m+1)\varphi \\ -g_m^e(\zeta, z_n^e) \cos(m+1)\varphi \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{A}_{0n}^{(e)0} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ G_0^h(\zeta, z_n^e) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{A}_{mn}^{(h)0} = \begin{pmatrix} G_m^h(\zeta, z_n^e) \sin(m+1)\varphi \\ G_m^h(\zeta, z_n^e) \cos(m+1)\varphi \\ -g_{m+1}^h(\zeta, z_n^e) \sin(m+1)\varphi \end{pmatrix}. \tag{8}$$

Для построения полей внутри областей $D_{i,s}$ будут использоваться следующие потенциалы

$$\mathbf{A}_{mn}^{(e)v} = \begin{pmatrix} Y_m^v(\zeta, z_n^v) \cos(m+1)\varphi \\ -Y_m^v(\zeta, z_n^v) \sin(m+1)\varphi \\ 0 \end{pmatrix}, \mathbf{A}_n^{(e)v} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ Y_0^v(\zeta, z_n^v) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{A}_{mn}^{(h)v} = \begin{pmatrix} Y_m^v(\zeta, z_n^v) \sin(m+1)\varphi \\ Y_m^v(\zeta, z_n^v) \cos(m+1)\varphi \\ 0 \end{pmatrix}, v = i, s \pm, \tag{9}$$

$$Y_m^i(\zeta, z_n^i) = j_m(k_i r_{\zeta z_n^i})(\rho/r_{\zeta z_n^i})^m,$$

$$Y_m^{s\pm}(\zeta, z_n^s) = h_m^{(2,1)}(k_s r_{\zeta z_n^s})(\rho/r_{\zeta z_n^s})^m,$$

где $j_m(\cdot)$ – сферическая функция Бесселя, $h_m^{(2,1)}(\cdot)$ – сферическая функция Ханкеля, индексы $s \pm$ соответствуют «уходящим» (+) и «приходящим» (–) волнам,

$$r_{\zeta z_n}^2 = \rho^2 + (z - z_n)^2, k_{i,s} = k\sqrt{\varepsilon_{i,s}},$$

$z_n^{i,s}$ – координаты дискретных источников (ДИ). Следует отметить, что функции, положенные в основу векторных потенциалов (8–9), удовлетворяют уравнению Гельмгольца (2).

В случае Р-поляризации продольное поле строится на основе скалярных потенциалов [21]

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

$$\Psi_n^{s\pm}(M) = h_0^{(2,1)}(k_L R_{\zeta z_n^s}),$$

удовлетворяющих уравнению Гельмгольца (3). Здесь $P_{m+1}^{m+1}(\cos \theta) = \sin^m \theta$. Тогда приближенное решение для полного поля внутри частицы и рассеянного в D_0 , соответствующее Р-поляризации, принимает следующий вид

$$\mathbf{E}_v^{TN} =$$

$$= \sum_{m=0}^M \sum_{n=1}^{N_m^m} \left\{ p_{mn}^v \frac{j}{k\varepsilon_v} \text{rot rot } \mathbf{A}_{mn}^{(e)v} + q_{mn}^v \frac{1}{\varepsilon_v} \text{rot } \mathbf{A}_{mn}^{(h)v} \right\} +$$

$$+ \sum_{n=1}^{N_n^0} r_n^v \frac{j}{k\varepsilon_v} \text{rot rot } \mathbf{A}_n^{(e)v},$$

$$\mathbf{E}_{s\pm}^{LN} = \sum_{m=0}^M \sum_{n=1}^{N_m^m} \bar{p}_{mn}^{s\pm} \text{grad } \Psi_{mn}^{s\pm} + \sum_{n=1}^{N_n^m} \bar{r}_n^{s\pm} \text{grad } \Psi_n^{s\pm},$$

$$\mathbf{H}_v^N = \frac{j}{k} \text{rot } \mathbf{E}_v^N, v = 0, i, s \pm. \tag{10}$$

Заметим, что внутри оболочки D_s электромагнитное поле строится как сумма «уходящих» и «приходящих» волн, то есть

$$\mathbf{E}_s^N = \mathbf{E}_{s+}^{TN} + \mathbf{E}_{s-}^{TN} + \mathbf{E}_{s+}^{LN} + \mathbf{E}_{s-}^{LN},$$

$$\text{div } \mathbf{E}_{s\pm}^{TN} = 0, \text{rot } \mathbf{E}_{s\pm}^{LN} = 0.$$

Построенные поля (10) удовлетворяют квазиклассической системе уравнений Максвелла граничной задачи (4) и условиям сопряжения на бесконечной поверхности подложки Σ . А неизвестные амплитуды ДИ $\{p_{mn}^v, q_{mn}^v, r_n^v; \bar{p}_{mn}^{s\pm}, \bar{r}_n^{s\pm}\}$ определяются из условий сопряжения на поверхностях $\partial D_{i,s}$. Численный алгоритм строится по стандартной схеме, изложенной в [18] с учетом особенностей поведения продольного и поперечного волновых чисел [22].

Для вычисления характеристик рассеяния в дальней зоне нам понадобится диаграмма рассеяния $\mathbf{F}(\theta, \varphi)$, которая определяется в верхнем и нижнем полупространствах как

$$\frac{\mathbf{E}_{0,1}^s(\mathbf{r})}{|\mathbf{E}^0(z=0)|} = \frac{\exp\{-jk_0 r\}}{r} \mathbf{F}^{(0,1)}(\theta, \varphi) + O(1/r^2), \quad r \rightarrow \infty. \quad (11)$$

Компоненты диаграммы на единичной верхней полусфере $\Omega^+ = \{0 \leq \theta \leq \pi/2; 0 \leq \varphi \leq 2\pi\}$ в случае Р-поляризации принимают вид

$$F_0^{(0)}(\theta, \varphi) = jk_0 \sum_{m=0}^M \cos((m+1)\varphi) (j \sin \theta)^m \sum_{n=1}^{N_m} \{p_{nm}^0 \times \times [\bar{G}_n^{e(0)} \cos \theta + jk_0 \bar{g}_n^{e(0)} \sin^2 \theta] + q_{nm}^0 \bar{G}_n^{h(0)}\} - \quad (12)$$

$$- j \frac{k_0}{\epsilon_0} \sin \theta \sum_{n=1}^{N_0} r_n^0 \bar{G}_n^{h(0)},$$

$$F_\varphi^{(0)}(\theta, \varphi) = -jk_0 \sum_{m=0}^M \sin((m+1)\varphi) (j \sin \theta)^m \sum_{n=1}^{N_m} \{p_{nm}^0 \times \times \bar{G}_n^{e(0)} + q_{nm}^0 [\bar{G}_n^{h(0)} \cos \theta + jk_0 \bar{g}_n^{h(0)} \sin^2 \theta]\},$$

где соответствующие спектральные функции $\bar{G}_n^{e,h}, \bar{g}_n^{e,h}$ могут быть представлены в виде

$$\bar{G}_n^{e,h(0)}(\theta) = A_{11}^{e,h}(k_0 \sin \theta) \cdot e^{-jk_0 z_n \cos \theta} + e^{jk_0 z_n \cos \theta},$$

$$\bar{g}_n^{e,h(0)}(\theta) = jk_0 \cos \theta A_{31}^{e,h}(k_0 \sin \theta) \cdot e^{-jk_0 z_n \cos \theta}, \quad z_n > 0.$$

В нижнем полупространстве

$$\Omega^- = \{\pi/2 \leq \theta \leq \pi; 0 \leq \varphi \leq 2\pi\}$$

компоненты диаграммы имеют вид

$$F_0^{(1)}(\theta, \varphi) = (jk_0 \sum_{m=0}^M (jk_1 \sin \theta)^m \cos(m+1)\varphi \sum_{n=1}^{N_m} \{p_{nm}^0 \times \times [\bar{G}_n^{e(1)} \cos \theta + jk_1 \sin^2 \theta \bar{g}_n^{e(1)}] + q_{nm}^0 \bar{G}_n^{h(1)}\} - \quad (13)$$

$$- jk_0 \sin \theta \sum_{n=1}^{N_0} r_n^0 \bar{G}_n^{e(1)} \cos \theta \},$$

$$F_\varphi^{(1)}(\theta, \varphi) = -jk_0 \cos \theta \sum_{m=0}^M (jk_1 \sin \theta)^m \sin(m+1)\varphi \times \times \sum_{n=1}^{N_m} \{p_{nm}^0 \cdot \bar{G}_n^{e(1)} + q_{nm}^0 [\bar{G}_n^{h(1)} \cos \theta + jk_1 \sin^2 \theta \bar{g}_n^{h(1)}]\},$$

где спектральные функции $\bar{G}_n^{e,h(1)}, \bar{g}_n^{e,h(1)}$ записываются следующим образом

$$\bar{G}_n^{e,h(1)}(\theta) = (k_1, jk) \cdot B_{11}^{e,h}(k_1 \sin \theta) \cdot e^{-jk(\sqrt{1-\epsilon_1 \sin^2 \theta})z_n},$$

$$\bar{g}_n^{e,h(1)}(\theta) = (k_1, jk) \cdot B_{31}^{e,h}(k_1 \sin \theta) \cdot e^{-jk(\sqrt{1-\epsilon_1 \sin^2 \theta})z_n}.$$

Определив амплитуды ДИ для рассеянного поля, можно легко вычислить компоненты диаграммы рассеяния (12–13) всюду на единичной сфере, а также поле (10) в непосредственной близости от частицы. Следует подчеркнуть, что диаграмма рассеяния во всем пространстве вычисляется на основе одних и тех же амплитуд ДИ $\{p_{nm}^0, q_{nm}^0, r_n^0\}$, что является следствием использования тензора Грина, реализующего единое представление для рассеянного поля всюду в $D_{0,1}$.

Численные результаты

Будем рассматривать слоистую сферическую частицу с фиксированным диаметром ядра $D=16$ нм, состоящую из SiO_2 с показателем преломления $n_1=1,46$, и золотой оболочкой, толщину которой обозначим как d . Пусть частица располагается на стеклянной призме ВК7 с показателем преломления $n_1=1,52$ в активной среде R6G с $n_0=1,326$. В данном случае критический угол $\theta_c=60,735^\circ$. В расчетах частотная дисперсия золота учитывается в соответствии с экспериментальными результатами [26].

Нас будут интересовать интенсивность рассеяния в дальней зоне

$$\sigma_{sc}^{0,1}(\theta_1, \lambda) = \int_{\Omega^\pm} \left(|F_0^{(0,1)}(\theta_1, \theta, \varphi)|^2 + |F_\varphi^{(0,1)}(\theta_1, \theta, \varphi)|^2 \right) d\omega \quad (14)$$

и характеристики поля в непосредственной близости от внешней оболочки слоя ∂D_s , в том числе интегральный коэффициент усиления (ИКУ) интенсивности поля

$$E(\theta_1, \lambda) = \int_{\partial D_s} |\mathbf{E}_0^N + \mathbf{E}_0^0|^2 d\sigma / \int_{\partial D_s} |\mathbf{E}_0^0|^2 d\sigma, \quad (15)$$

и сечение поглощения

$$\sigma_{abs}(\theta_1, \lambda) = -\text{Re} \int_{\partial D_s} (\mathbf{E}_0^N + \mathbf{E}_0^0) \times (\mathbf{H}_0^N + \mathbf{H}_0^0)^* d\sigma.$$

Величины $\sigma_{sc}^{0,1}$ и σ_{abs} имеют размерность мкм^2 .

Поскольку в рамках выбранной схемы генерация вторичного излучения происходит в активной среде, то основной характеристикой будет служить коэффициент усиления $E(\theta_1, \lambda)$. Кроме того, мы по аналогии с задачами флюоресценции введем в рассмотрение аналог квантового выхода резонатора [27], который фиксирует отношение «полезного» излучения к «потерянной энергии». В качестве потерь мы будем рассматривать как поглощенную энергию σ_{abs} , так и энергию, рассеянную в призму σ_{sc}^1 . Таким образом, квантовый выход резонатора (КВР) определим как

$$k(\theta_1, \lambda) = E(\theta_1, \lambda) \frac{\sigma_{sc}^0}{\sigma_{sc}^1 + \sigma_{abs}} \quad (16)$$

Перейдем к анализу влияния ЭН на коэффициент усиления (15) и квантовый выход (16). Для золота соответствующие квантовые параметры, необходимые для вычисления нелокальных величин ϵ_L и k_L , выбраны в соответствии с [28], то есть

$$\begin{aligned} \hbar\omega_p &= 9,03 \text{ эВ}, \quad \hbar\gamma = 0,053 \text{ эВ}, \\ \nu_F &= 1,40 \cdot 10^{12} \text{ мкм/с}, \quad D = 8,62 \cdot 10^8 \text{ мкм}^2/\text{с}. \end{aligned}$$

Задавая длину волны внешнего возбуждения λ и вычисляя соответствующее значение ω , легко определить значения нелокальных параметров ϵ_L и k_L .

На рис. 2а, б приведены сравнительные результаты для интегрального коэффициента усиления интенсивности (15) при возбуждении неизлучающей вол-

ной, падающей из призмы с углом $\theta_1 = 62^\circ$, и волной, наклонно падающей из верхнего полупространства под углом $\theta' = 47^\circ$ для различных толщин золотой пленки $d = 2,5, 1,5$ нм. Видно, что использование неизлучающего поля ведет к увеличению ИКУ для обеих толщин. Кроме того, учет ЭН приводит к существенному снижению амплитуды с одновременным небольшим сдвигом в коротковолновую область.

Выбор углов падения волны можно объяснить, анализируя результаты, представленные на рис. 3а, б, где для длин волн, соответствующих плазмонному резонансу, приведены ИКУ в зависимости от угла.

На рис. 3а максимум достигается вблизи критического угла $\theta_c = 60,735^\circ$. На рис. 3б можно видеть монотонное возрастание ИКУ. Вместе с тем рост за углом $\theta' = 47^\circ$ обусловлен уменьшением величины знаменателя в (15).

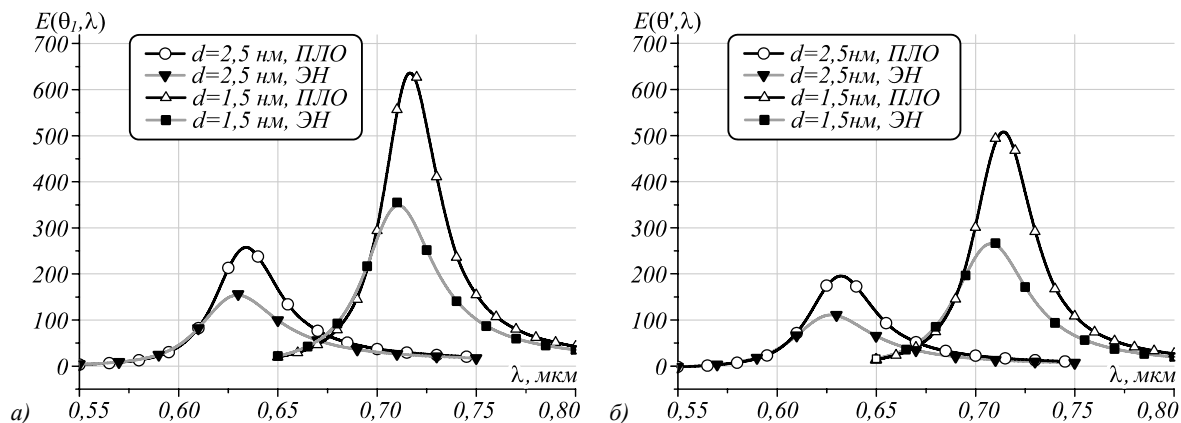


Рис. 2. Зависимость ИКУ (15) от длины волны при углах падения $\theta_1 = 62^\circ$ (а) и $\theta' = 47^\circ$ (б) для частицы диаметром $D = 16$ нм с золотой оболочкой толщиной 1,5 и 2,5 нм с учётом эффекта нелокальности и в приближении локального отклика (ПЛО)

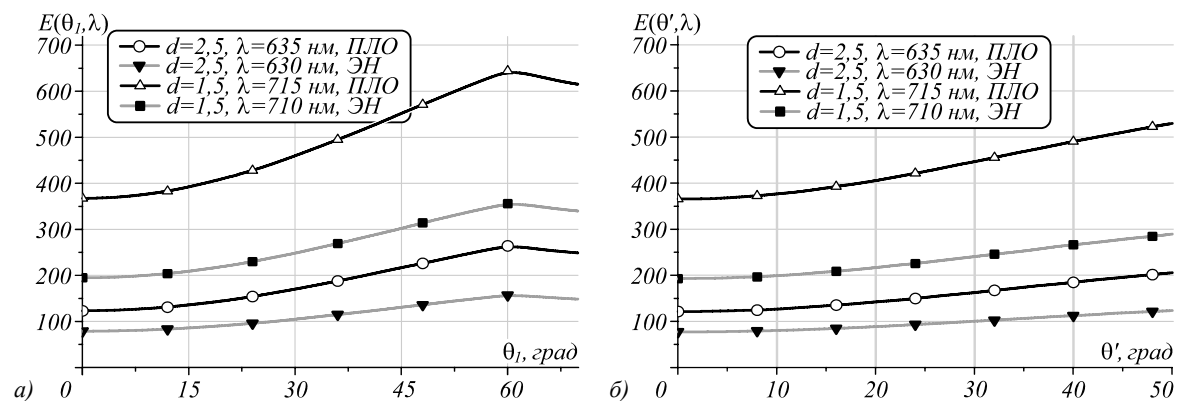


Рис. 3. Зависимость ИКУ (15) от угла падения при возбуждении из призмы (а) и сверху (б) частицы диаметром $D = 16$ нм в золотой оболочке толщиной 1,5 и 2,5 нм для различных длин волн с учётом эффекта нелокальности и в приближении локального отклика

Рис. 4а, б демонстрируют результаты расчета квантового выхода.

В данном случае следует отметить, что неизлучающая волна реализует квантовый выход с увеличенной амплитудой. При этом учет ЭН приводит к его снижению в 2–2,5 раза с незначительным смещением в сторону коротких волн.

Аналогичные предыдущему результаты можно видеть на рис. 5а, б.

Заключение

На основе компьютерной реализации модели 3D-резонатора плазмонного нанолазера исследовано влияние эффекта нелокальности на интегральный коэф-

коэффициент усиления интенсивности ближнего поля и квантовый выход резонатора. Показано, что возбуждение неизлучающей волной реализует большие значения как коэффициента усиления, так и квантового

выхода. При этом учет эффекта нелокальности приводит к существенному снижению интенсивности в 2–2,5 раза, а положение плазмонного резонанса незначительно смещается в область коротких волн.

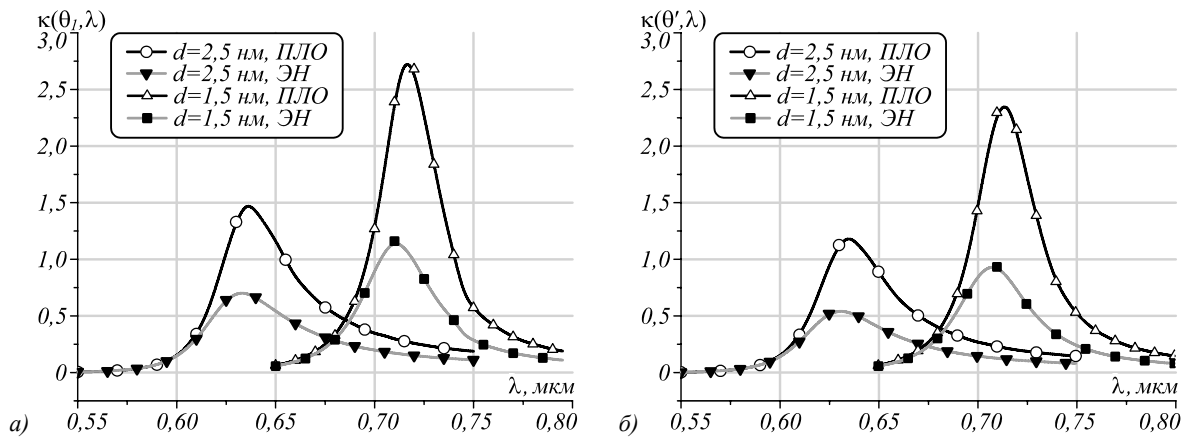


Рис. 4. Зависимость КВР(16) от длины волны при углах падения $\theta_1=62^\circ$ (а) и $\theta'=47^\circ$ (б) для частицы диаметром $D=16$ нм в золотой оболочке толщиной 1,5 и 2,5 нм с учётом эффекта нелокальности и в приближении локального отклика

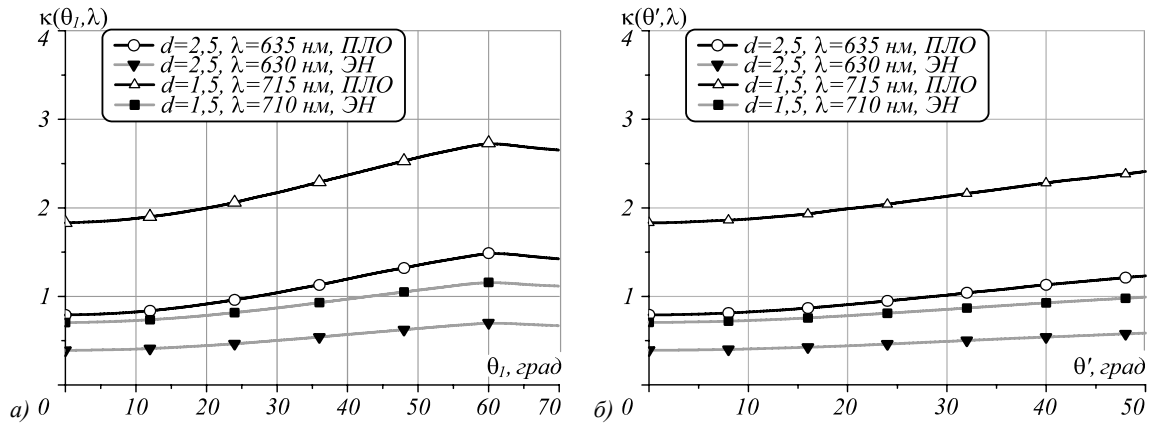


Рис. 5. Зависимость КВР (16) от угла падения при возбуждении частицы диаметром $D=16$ нм в золотой плёнке толщиной 1,5 и 2,5 нм из призмы (а) и сверху (б) для различных длин волн с учётом эффекта нелокальности и в приближении локального отклика

Смещение в область коротких волн обусловлено дополнительными граничными условиями на поверхности. Они «вдавливают» электронное облако внутрь, как бы меняя границы плазмонного металла. Если их заменить на классические условия для скачка нормальной компоненты смещения, то максимум вернется на прежнее место [22]. Что касается снижения интенсивности, то это чисто квантовый эффект нелокальности, т.е. учет коллективного взаимодействия электронов, который, кроме того, вызывает появление дополнительных зарядов на поверхности раздела сред, экранирующих излучение [30]. Эффект нелокальности проявляется в диапазоне плазмонного резонанса при достаточной плотности носителей заряда. Например, в случае полупроводника ZrN или TiN этот эффект сдвигается в инфракрасную область, а для InSb и GaAs – в микроволновую [31].

Полученные результаты имеют непосредственное отношение к проектированию современных наноплазмонных устройств.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Московского центра фундаментальной и прикладной математики (проект «Моделирование элементов плазмонного нанолазера с учетом квантовой нелокальности»).

Литература

1. **Климов, В.В.** Наноплазмоника / В.В. Климов. – М.: Физматлит, 2010. – 480 с. – ISBN: 978-5-9221-1205-5.
2. **Barbillon, G.** Plasmonics and its applications / G. Barbillon // Materials. – 2019. – Vol. 12. – 1502. – DOI: 10.3390/ma12091502.
3. **Xu, D.** Quantum plasmonics: new opportunity in fundamental and applied photonics. Review / D. Xu, X. Xiong, L. Wu, X.F. Ren, C.E. Png, G.C. Guo, Q. Gong, Y.F. Xiao // Advances in Optics and Photonics. – 2018. – Vol. 10, Issue 4. – P. 703-756. – DOI: 10.1364/AOP.10.000703.
4. **Stockman, M.I.** Roadmap on plasmonics / M.I. Stockman, K. Kneipp, S.I. Bozhevolnyi, S. Saha, A. Dutta, J. Ndukaife, N. Kinsey, H. Reddy, U. Guler, V.M. Shalaev, A. Boltasseva, B. Gholipour, H.N.S. Krishnamoorthy, K.F. MacDonald,

- C. Soci, N.I. Zheludev, V. Savinov, R. Singh, P. Groß, C. Lienau, M. Vadai, M.L. Solomon, D.R. Barton III, M. Lawrence, J.A. Dionne, S.V. Boriskina, R. Esteban, J. Aizpurua, X. Zhang, S. Yang, D. Wang, W. Wang, T.W. Odom, N. Accanto, P.M. de Roque, I.M. Hancu, L. Piatkowski, N.F. van Hulst, M.F. Kling // *Journal of Optics*. – 2018. – Vol. 20, Issue 4. – 043001. – DOI: 10.1088/2040-8986/aaa114.
5. **Kalambate, P.K.** Core@shell nanomaterials based sensing devices: A review / K. Kalambate, Dhanjai, Z. Huang, Y. Li, Y. Shen, M. Xie, Y. Huang, A.K. Srivastava // *Trends in Analytical Chemistry*. – 2019. – Vol. 115. – P. 147-161. – DOI: 10.1016/j.trac.2019.04.002.
 6. **Izadiyan, Z.** Green fabrication of biologically active magnetic core-shell Fe₃O₄/Au nanoparticles and their potential anticancer effect / Z. Izadiyan, K. Shameli, M. Miyake, S.Y. Teow, S.C. Peh, S.E. Mohamad, S.H.M. Taib // *Materials Science and Engineering: C*. – 2019. – Vol. 96. – P. 51-57. – DOI: 10.1016/j.msec.2018.11.008.
 7. **Xu, L.** Surface plasmon nanolaser: Principle, structure, characteristics and applications / L. Xu, F. Li, Y. Liu, F. Yao, S. Liu // *Applied Sciences*. – 2019. – Vol. 9, Issue 5. – 861. – DOI: 10.3390/app9050861.
 8. **Solowan, H.-P.** Facile design of a plasmonic nanolaser / H.-P. Solowan, C. Kryschy // *Condensed Matter*. – 2017. – Vol. 2, Issue 1. – 8. – DOI: 10.3390/condmat2010008.
 9. **Sudarkin, A.N.** Excitation of surface electromagnetic wave on the boundary of a metal with an amplified medium / A.N. Sudarkin, P.A. Demkovich // *Soviet Physics: Technical Physics*. – 1988. – Vol. 34. – 764.
 10. **Bergman, D.J.** Surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation: Quantum generation of coherent surface plasmons in nanosystems / D.J. Bergman, M.I. Stockman // *Physical Review Letters*. – 2003. – Vol. 90. – 027402. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.90.027402.
 11. **Protsenko, I.E.** Dipole nanolaser / I.E. Protsenko, A.V. Uskov, A. Zaimidoroga, V.N. Samoilov, E.P. O'Reilly // *Physical Review A*. – 2005. – Vol. 71. – 063812. – DOI: 10.1103/PhysRevA.71.063812.
 12. **Noginov, M.A.** Demonstration of spaser-based nanolaser / M.A. Noginov, G. Zhu, A.M. Belgrave, [et al.] // *Nature*. – 2009. – Vol. 460. – 1110. – DOI: 10.1038/nature08318.
 13. **Zabolotskii, A.A.** Collective fluorescence of composite nanoparticles / A.A. Zabolotskii, A.S. Kuch'yanov, F.A. Benimetskii, A.I. Plekhanov // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 2018. – Vol. 126. – P. 174-182. – DOI: 10.1134/S1063776118020097.
 14. **Балыкин, В.И.** Плазмонный нанолазер: современное состояние и перспективы / В.И. Балыкин // *Успехи физических наук*. – 2018. – Т. 188, № 9. – С. 935-963. – DOI: 10.3367/UFNr.2017.09.038206.
 15. **Jackson, J.D.** *Classical Electrodynamics*. / J.D. Jackson. – 3rd ed. – New York: John Wiley, 1999. – 832 p. – ISBN: 0-471-30932-X.
 16. **Garcia de Abajo, F.J.** Nonlocal effects in the plasmons of strongly interacting nanoparticles, dimers, and waveguides / F.J. Garcia de Abajo // *The Journal of Physical Chemistry C*. – 2008. – Vol. 112. – P. 17983-17987. – DOI: 10.1021/jp807345h.
 17. **Raza, S.** Nonlocal optical response in metallic nanostructures. *Topical Review* / S. Raza, S.I. Bozhevolnyi, M. Wubs, N.A. Mortensen // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2015. – Vol. 27. – 183204. – DOI: 10.1088/0953-8984/27/18/183204.
 18. **Еремин, Ю.А.** Математические модели задач нанооптики и биофотоники на основе метода дискретных источников / Ю.А. Еремин, А.Г. Свешников // *Журнал вычислительной математики и математической физики*. – 2007. – Т. 47, № 2. – С. 266-284.
 19. **Doicu, A.** *Acoustic and electromagnetic scattering analysis using discrete sources* / A. Doicu, Yu. Eremin, T. Wriedt. – San Diego: Academic Press, 2000. – 317 p. – ISBN: 0-12-219740-2.
 20. **Барышев, А.В.** Анализ рассеивающих свойств кластера наночастиц в металлической пленке методом дискретных источников / А.В. Барышев, Ю.А. Еремин // *Компьютерная оптика*. – 2011. – Т. 35, № 3. – С. 311-319.
 21. **Еремин, Ю.А.** Математическая модель учета эффекта нелокальности плазмонных структур на основе метода дискретных источников / Ю.А. Еремин, А.Г. Свешников // *Журнал вычислительной математики и математической физики*. – 2018. – Т. 58, № 4. – С. 586-594. – DOI: 10.7868/S0044466918040099.
 22. **Eremin, Yu.** Discrete sources method for modeling the nonlocal optical response of a nonspherical particle dimmer / Yu. Eremin, A. Doicu, T. Wriedt // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. – 2018. – Vol. 217. – P. 35-44. – DOI: 10.1016/j.jqsrt.2018.05.026.
 23. **Eremin, Yu.** A numerical method for analyzing the near field enhancement of non-spherical dielectric-core metallic-shell particles accounting for the non-local dispersion / Yu. Eremin, A. Doicu, T. Wriedt // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2020. – Vol. 37, Issue 7. – P. 1135-1142. – DOI: 10.1364/JOSAA.392537.
 24. **Еремин, Ю.А.** Метод анализа влияния квантового эффекта нелокальности на характеристики плазмонного нанолазера / Ю.А. Еремин, А.Г. Свешников // *Доклады Академии наук*. – 2020. – Т. 490. – С. 24-28. – DOI: 10.31857/S2686954320010130.
 25. **Борн, М.** *Основы оптики* / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука, 1973.
 26. **Johnson, P.B.** Optical constants of the noble metals / P.B. Johnson, R.W. Christy // *Physical Review B*. – 1972. – Vol. 6. – 4370. – DOI: 10.1103/PhysRevB.6.4370.
 27. **Liaw, J.-W.** Comparison of Au and Ag nanoshells' metal-enhanced fluorescence / J.-W. Liaw, H.C. Chen, M.K. Kuo // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. – 2014. – Vol. 146. – P. 321-330. – DOI: 10.1016/j.jqsrt.2014.02.025.
 28. **Kupresak, M.** Comparison of hydrodynamic models for the electromagnetic nonlocal response of nanoparticles / M. Kupresak, X. Zheng, G.A.E. Vandenbosch, V.V. Moshchalkov // *Advanced Theory and Simulations*. – 2018. – Vol. 1, Issue 12. – 1800076. – DOI: 10.1002/adts.201800076.
 29. **Avşar, D.** Plasmonic responses of metallic/dielectric core-shell nanoparticles on a dielectric substrate / D. Avşar, H. Ertürk, M.P. Mengüç // *Materials Research Express*. – 2019. – Vol. 6. – 065006. – DOI: 10.1088/2053-1591/ab07fd.
 30. **Tserkezis, Ch.** On the origin of nonlocal damping in plasmonic monomers and dimers / Ch. Tserkezis, W. Yan, W. Hsieh, G. Sun, J.B. Khurgin, M. Wubs, M.A. Mortensen // *International Journal of Modern Physics B*. – 2017. – Vol. 31. – 1740005. – DOI: 10.1142/S0217979217400057.
 31. **Maack, J.R.** Size-dependent nonlocal effects in plasmonic semiconductor particles / J.R. Maack, N.A. Mortensen, M. Wubs // *Europhysics Letters*. – 2017. – Vol. 119, Issue 1. – 17003. – DOI: 10.1209/0295-5075/119/17003.

Сведения об авторах

Еремин Юрий Александрович, 1947 года рождения, в 1972 году окончил физический факультет Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова. Доктор физико-математических наук, работает ведущим научным сотрудником факультета вычислительной математики и кибернетики МГУ им. М.В. Ломоносова. Область научных интересов: математические модели нанооптики, квантовая наноплазмоника, численно-аналитические методы. E-mail: eremin@cs.msu.ru.

Лопушенко Владимир Васильевич, 1962 года рождения, в 1986 году окончил физический факультет Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова. Кандидат физико-математических наук, работает старшим научным сотрудником факультета вычислительной математики и кибернетики МГУ им. М.В. Ломоносова. Область научных интересов: компьютерная оптика, численные методы, дифференциальные и интегральные уравнения. E-mail: lopushnk@cs.msu.ru.

ГРНТИ: 29.03.77

Поступила в редакцию 29 июля 2020 г. Окончательный вариант – 30 ноября 2020 г.

Numerical analysis of the functional properties of the 3D resonator of a plasmon nanolaser with regard to nonlocality and prism presence via the Discrete Sources method

Y.A. Eremin¹, V.V. Lopushenko¹

¹ Lomonosov Moscow State University, 119991, Moscow, Russia, Leninskie Gory 1, bld 52

Abstract

The influence of the nonlocality effect on the optical characteristics of the near field of a plasmonic nanolaser resonator is considered. A computer model based on the Discrete Sources method has been developed for the analysis of the near-field characteristics of a layered nanoparticle located on a transparent substrate in an active medium. In this case, the nonlocality of the plasmon metal is taken into account within the framework of a Generalized Nonlocal Optical Response model. Excitation of a particle by both propagating and evanescent waves is investigated. "Optimal" directions of external excitation have been established. It is found that excitation by an evanescent wave leads to a higher intensity of the near field. It is demonstrated that accounting for the nonlocal effect in the plasmonic metal significantly reduces the field amplification factor.

Keywords: plasmonic nanolaser, spaser, nonlocal effect, the discrete sources method.

Citation: Eremin YA, Lopushenko VV. Numerical analysis of the functional properties of the 3D resonator of a plasmon nanolaser with regard to nonlocality and prism presence via the Discrete Sources method. *Computer Optics* 2021; 45(3): 331-339. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-790.

Asnowlegements: This work was financially supported by the Moscow Center for Fundamental and Applied Mathematics (project: "Modeling of the Plasmonic Nanolaser Elements Accounting for Quantum Nonlocality").

References

- [1] Klimov VV. *Nanoplasmonics*. Singapore: Pan Stanford Publishing Pte Ltd; 2014. ISBN: 978-981-4267-16-8.
 - [2] Barbillon G. Plasmonics and its applications. *Materials* 2019; 12: 1502. DOI: 10.3390/ma12091502.
 - [3] Xu D, Xiong X, Wu L, et al. Quantum plasmonics: new opportunity in fundamental and applied photonics. *Review. Adv Opt Photonics* 2018; 10(4): 703-756. DOI: 10.1364/AOP.10.000703.
 - [4] Stockman M, Bozhevolnyi SI, et al. Roadmap on plasmonics. *J Opt* 2018; 20: 04300. DOI: 10.1088/2040-8986/aaa114.
 - [5] Kalambate PK, Dhanjai, Huang Z, et al. Core@shell nanomaterials based sensing devices: A review. *Trends Analyt Chem* 2019; 115: 147-161. DOI: 10.1016/j.trac.2019.04.002.
 - [6] Izadiyana Z, Shamelia K, Miyakea M, et al. Green fabrication of biologically active magnetic core-shell Fe₃O₄/Au nanoparticles and their potential anticancer effect. *Materials Sci Eng C* 2019; 96: 51-57. DOI: 10.1016/j.msec.2018.11.008.
 - [7] Xu L, Li F, Liu Y, Yao F, Liu S. Surface plasmon nanolaser: Principle, structure, characteristics and applications. *Appl Sci* 2019; 9(5): 861. DOI: 10.3390/app9050861.
 - [8] Solowan H-P, Kryschi C. Facile design of a plasmonic nanolaser. *Condens Matt* 2017; 2(1): 8. DOI: 10.3390/condmat2010008.
 - [9] Sudarkin AN, Demkovich PA. Excitation of surface electromagnetic wave on the boundary of a metal with an amplified medium. *Sov Phys Tech Phys* 1988; 34: 764.
 - [10] Bergman DJ, Stockman MI. Surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation: Quantum generation of coherent surface plasmons in nanosystems. *Phys Rev Lett* 2003; 90: 027402. DOI: 10.1103/PhysRevLett.90.027402.
 - [11] Protsenko IE, Uskov AV, Zaimidoroga A, Samoilo VV, O'Reilly EP. Dipole nanolaser. *Phys Rev A* 2005; 71: 063812. DOI: 10.1103/PhysRevA.71.063812.
 - [12] Noginov MA, Zhu G, Belgrave AM, et al. Demonstration of spaser-based nanolaser. *Nature* 2009; 460: 1110. DOI: 10.1038/nature08318.
 - [13] Zabolotskii AA, Kuch'yanov AS, Benimetskii FA, Plekhanov AI. Collective fluorescence of composite nanoparticles. *J Exp Theor Phys* 2018; 126: 174-182. DOI: 10.1134/S1063776118020097.
 - [14] Balykin VI. Plasmon nanolaser: current state and prospects. *Phys Usp* 2018; 61(9): 846-870. DOI: 10.3367/UFNe.2017.09.038206.
 - [15] Jackson JD. *Classical electrodynamics*. 3rd ed. New York: John Wiley; 1999. ISBN: 0-471-30932-X.
 - [16] Garcia de Abajo FJ. Nonlocal effects in the plasmons of strongly interacting nanoparticles, dimers, and waveguides. *J Phys Chem C* 2008; 112: 17983-17987. DOI: 10.1021/jp807345h.
 - [17] Raza S, Bozhevolnyi SI, Wubs M, Mortensen NA. Nonlocal optical response in metallic nanostructures. *Topical Review. J Phys Condens Matter* 2015; 27: 183204. DOI: 10.1088/0953-8984/27/18/183204.
 - [18] Eremin YuA, Sveshnikov AG. Mathematical models in nanooptics and biophotonics based on the discrete sources method. *Comp Math Math Phys* 2007; 47(2): 262-269. DOI: 10.1134/S0965542507020108.
 - [19] Doicu A, Eremin Yu, Wriedt T. *Acoustic and electromagnetic scattering analysis using discrete sources*. San Diego: Academic Press; 2000. ISBN: 0-12-219740-2.
 - [20] Baryshev AV, Eremin YuA. Analyzing the scattering of light by a cluster of nanoparticles in thin metal film with discrete sources method [In Russian]. *Computer Optics* 2011; 35(3): 311-319.
 - [21] Eremin YuA, Sveshnikov AG. Mathematical model taking into account nonlocal effects of plasmonic structures on the basis of the discrete source method. *Comp Math Math*
-

-
- Phys 2018; 58(4): 572-580. DOI: 10.1134/S0965542518040103.
- [22] Eremin Yu, Doicu A, Wriedt T. Discrete sources method for modeling the nonlocal optical response of a nonspherical particle dimer. *J Quantitat Spectr Radiat Transfer* 2018; 217: 35-44. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2018.05.026.
- [23] Eremin Yu, Doicu A, Wriedt T. A numerical method for analyzing the near field enhancement of non-spherical dielectric-core metallic-shell particles accounting for the non-local dispersion. *J Opt Soc Am A* 2020; 37(7): 1135-1142. DOI: 10.1364/JOSAA.392537.
- [24] Eremin YuA, Sveshnikov AG. Method for analyzing the influence of the quantum nonlocal effect on the characteristics of a plasmonic nanolaser. *Doklady Mathematics* 2020; 101(1): 20-24. DOI: 10.1134/S1064562420010135.
- [25] Born M, Wolf E. *Principles of Optics. Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light.* 7th ed. Cambridge: Cambridge University Press; 1999. ISBN: 0-521-64222-1.
- [26] Johnson PB, Christy RW. Optical constants of the noble metals. *Phys Rev B* 1972; 6: 4370. DOI: 10.1103/PhysRevB.6.4370.
- [27] Liaw J-W, Chen H-C, Kuo M-K. Comparison of Au and Ag nanoshells' metal-enhanced fluorescence. *J Quantitat Spectr Radiat Trans* 2014; 146: 321-330. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2014.02.025.
- [28] Kupresak M, Zheng X, Vandenbosch GAE, Moshchalkov VV. Comparison of hydrodynamic models for the electromagnetic nonlocal response of nanoparticles. *Adv Theory Simul* 2018; 1(12): 1800076. DOI: 10.1002/adts.201800076.
- [29] Avşar D, Ertürk H, Mengüç MP. Plasmonic responses of metallic/dielectric core-shell nanoparticles on a dielectric substrate. *Mater Res Express* 2019; 6: 065006. DOI: 10.1088/2053-1591/ab07fd.
- [30] Tserkezis Ch, Yan W, Hsieh W, Sun G, Khurgin JB, Wubs M, Mortensen MA. On the origin of nonlocal damping in plasmonic monomers and dimers. *Int J Mod Phys B* 2017; 31: 1740005. DOI: 10.1142/S0217979217400057.
- [31] Maack JR, Mortensen NA, Wubs M. Size-dependent nonlocal effects in plasmonic semiconductor particles. *Europhysics Letters* 2017; 119(1): 17003. DOI: 10.1209/0295-5075/119/17003.
-

Authors' information

Yuri Alexandrovich Eremin, (b.1947), in 1972 graduated from Physics faculty of Lomonosov Moscow State University. Doctor of Science, Head of Research group at Computational Mathematics and Cybernetics faculty of Lomonosov Moscow State University. Research interests: mathematical models in nanooptics, quantum nanoplasmonics, semi-analytical methods. E-mail: eremin@cs.msu.ru.

Vladimir Vasilievich Lopushenko, (born in 1962), in 1986 graduated from Physics department of Lomonosov Moscow State University. Candidate of Physical and Mathematical Sciences, works as a senior researcher of Computational Mathematics and Cybernetics faculty, Lomonosov Moscow State University. Research interests: computer optics, numerical methods, differential and integral equations. E-mail: lopushnk@cs.msu.ru.

Received July 29, 2020. The final version – November 30, 2020.
