

Анализ влияния эффекта нелокальности на рассеивающие свойства плазмонного наноцилиндра методом дискретных источников

Ю. А. Еремин^{1,a}, А. Г. Свешников^{2,b}

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова.

¹ *Факультет вычислительной математики и кибернетики, кафедра математической физики.*

² *Физический факультет, кафедра математики.*

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1.

E-mail: ^a eremin@cs.msu.ru, ^b sveshnikov@phys.msu.ru

Статья поступила 26.05.2016, подписана в печать 01.07.2016.

Рассматривается задача дифракции поля плоской электромагнитной волны на металлическом наноцилиндре произвольного поперечного сечения. На основе метода дискретных источников проводится сравнительный анализ как частотных, так и пространственных характеристик рассеяния с учетом эффекта нелокальности. Установлено, что эффект нелокальности оказывает существенное влияние на характеристики рассеяния. Показано, что использование модели Друде для индекса рефракции плазмонных частиц в ультрафиолетовой области может приводить к ошибочным результатам.

Ключевые слова: наноплазмоника, эффект нелокальности, гидродинамическая модель, цилиндрический рассеиватель, метод дискретных источников.

УДК: 535.36; 535.42. PACS: 42.25.-p; 42.25.Fx.

Введение

В 1970-е гг. было замечено, что наноразмерные металлические частицы при облучении светом проявляют аномальные рассеивающие свойства. Возникла гипотеза о том, что индекс рефракции подобных частиц отличается от индекса рефракции металлических пленок, которые служат основой для измерений. Пионером в изучении этого явления стал израильский ученый R. Ruppin [1]. Именно его работы заложили теоретические основы анализа эффекта нелокального взаимодействия в наноразмерных металлических частицах [2–4].

В настоящее время в связи с развитием наноплазмоники и ее широким внедрением в многочисленные сферы человеческой деятельности, начиная от диагностики и лечения заболеваний и кончая жидкокристаллическими дисплеями и солнечными элементами, проблема учета эффекта нелокальности (ЭН) становится все более актуальной [5–8]. Дело в том, что необходимо очень точно определять как положение максимума, так и интенсивность плазмонного резонанса, возникающего в наночастицах, их кластерах, а также в сочетаниях частиц с металлическими пленками. Это положение зависит от материала частицы, ее формы, окружающей среды и поляризации внешнего возбуждения. Учет наличия ЭН может существенно изменять как положение максимума плазмонного резонанса, так и его величину [9–12].

Физическая сущность этого эффекта заключается в том, что по мере того, как размер частиц из благородных металлов (золото, серебро) становится меньше, чем свободный пробег электронов в веществе (< 10 нм), накапливается поверхностный,

а за ним формируется объемный заряд и возникает ток внутри частицы. В этом случае внутреннее электрическое поле $\mathbf{E}$ перестает быть чисто поперечным ($\text{div } \mathbf{E} = 0$) и для адекватного описания происходящих процессов требуется привлечение продольных полей ($\text{rot } \mathbf{E} = 0$) [13]. Таким образом, представление для внутреннего электрического поля дополняется членом $\text{grad } \Phi$, где Φ — решение уравнения Гельмгольца с волновым числом, отличным от волнового числа, относящегося к поперечному полю. Это число определяется в рамках различных теорий по-разному [13–14]. В настоящее время наиболее распространенной является гидродинамическая теория [15], в рамках которой рассматривается уравнение движения для электронов внутри частицы, на основе этого рассмотрения определяется соответствующее волновое число [16–20]. Привлечение дополнительного члена в представление для внутреннего поля требует наличия дополнительного граничного условия для однозначного решения задачи дифракции. Это условие формулируется как обращение в нуль нормальной составляющей внутреннего тока, которое трансформируется в граничное условие непрерывности нормальных компонент электрического поля на поверхности частицы [13–14]. Следует отметить, что ЭН должен учитываться и при рассмотрении тонких металлических пленок, а также в случае рассмотрения частиц или полостей в металлах, имеющих области с малой кривизной [21–22]. Стоит отметить, что в теории распространения звуковых волн учет продольных волн, как и ЭН, является общепринятым [23].

В настоящей работе рассматривается задача дифракции плоской электромагнитной волны на металлическом цилиндре произвольного поперечного

сечения. Показано, что учет ЭН оказывает существенное влияние как на интегральные, так и на дифференциальные характеристики рассеяния, даже в случае, когда диаметр цилиндра менее $1/50$ длины волны. Установлено, что использование стандартной модели Друде для индекса рефракции металла может приводить к неверным результатам в ультрафиолетовой области спектра.

Математическая модель задачи дифракции на основе метода дискретных источников

Рассматривается задача дифракции поля плоской электромагнитной волны $\{\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0\}$ на бесконечной цилиндрической структуре (зависимость от координаты z отсутствует). Предполагается, что электромагнитное поле имеет гармоническую зависимость от времени $\exp(j\omega t)$, тогда граничная задача дифракции с учетом ЭН может быть записана в виде

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H}_i(M) &= j\omega(\varepsilon_T \mathbf{E}_T(M) + \varepsilon_L \mathbf{E}_L(M)), \\ \operatorname{rot} \mathbf{E}_i(M) &= -j\omega\mu_i \mathbf{H}_i(M), \\ \mathbf{E}_i(M) &= \mathbf{E}_T(M) + \mathbf{E}_L(M), \quad M \in D_i, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H}_e(M) &= j\omega\varepsilon_e \mathbf{E}_e(M), \\ \operatorname{rot} \mathbf{E}_e(M) &= -j\omega\mu_e \mathbf{H}_e(M), \\ \mathbf{E}_e(M) &= \mathbf{E}^s(M) + \mathbf{E}^0(M), \quad M \in D_e = \mathbb{R}^2 \setminus \bar{D}_i, \\ \mathbf{n}_P \times [\mathbf{E}_i(P) - \mathbf{E}^s(P)] &= \mathbf{n} \times \mathbf{E}^0(P), \\ \mathbf{n}_P \times [\mathbf{H}_i(P) - \mathbf{H}^s(P)] &= \mathbf{n} \times \mathbf{H}^0(P), \quad P \in \partial D_i, \\ \mathbf{n}_P \cdot (\mathbf{E}_i(P) - \mathbf{E}^s(P)) &= \mathbf{n}_P \cdot \mathbf{E}^0(P) \end{aligned} \quad (1)$$

с условиями излучения Зоммерфельда на бесконечности для рассеянного поля $\{\mathbf{E}^s, \mathbf{H}^s\}$. Здесь $\{\mathbf{E}_{i,e}, \mathbf{H}_{i,e}\}$ — поле в $D_{i,e}$; $\mathbf{E}_T$ — электрическое поле поперечных волн в среде с соответствующей диэлектрической проницаемостью ε_T ; $\mathbf{E}_L$ — поле продольных волн с ε_L . Отметим, что продольная компонента локализована строго внутри и не вносит вклад в магнитное поле $\mathbf{H}_i$, так как $\operatorname{rot}(\operatorname{grad} \Phi) = 0$. Пусть ТМ-поляризованное поле внешнего возбуждения имеет вид

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^0(M) &= (-\mathbf{e}_x \sin \phi_0 + \mathbf{e}_y \cos \phi_0) \times \\ &\times \exp\{ik_e(x \cos \phi_0 + y \sin \phi_0)\}, \\ \mathbf{H}^0(M) &= -\mathbf{e}_z \cdot \exp\{ik_e(x \cos \phi_0 + y \sin \phi_0)\}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ — базис декартовой системы, $k_e = \omega\sqrt{\varepsilon_e\mu_e}$ — волновое число свободного пространства, $\pi - \phi_0$ — угол падения плоской волны по отношению к оси Ox . Пусть $\mu_e = \mu_i$, $\operatorname{Im} \varepsilon_T, \varepsilon_L < 0$, а контур $\partial D_i \in C^{(2,\alpha)}$, тогда можно полагать, что граничная задача дифракции (1) с внешним возбуждением (2) имеет единственное решение.

Отметим, что решение для внутреннего электрического поля $\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_T + \mathbf{E}_L$ строится на основе решений уравнений Гельмгольца следующего вида:

$$\begin{aligned} (\nabla^2 + k_T^2) \operatorname{rot} \mathbf{E}_T &= 0, \\ (\beta^2 \nabla^2 + (\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_p^2)) \operatorname{div} \mathbf{E}_L &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Первое из уравнений (3), где $k_T = \omega\sqrt{\varepsilon_T\mu_i}$, легко может быть получено из системы Максвелла в D_i . А второе уравнение получается с использованием гидродинамической теории [13, 15]. Здесь γ — скорость затухания в среде, β — гидродинамическая скорость в плазме, а ω_p — плазменная частота [13]. Отметим, что в случае $\beta = 0$ поле внутри становится чисто поперечным $\operatorname{div} \mathbf{E}_L = 0$.

Будем строить решение для поля вне и внутри цилиндра на основе метода дискретных источников (МДИ) [24]. Отметим, что МДИ уже успешно использовался для анализа рассеивающих свойств плазменных структур [25]. В основу представления для внутреннего поля положим регулярное решение уравнения Гельмгольца — функцию $J_0(kR_{MM_0})$, где $J_0(\cdot)$ — функция Бесселя; k — соответствующее волновое число, равное $k_T = \omega\sqrt{\varepsilon_T}$; $\mu_i = \mu_e = 1$ для поперечных волн и $k_L = \omega\sqrt{\varepsilon_L}$ для продольных. Далее мы будем использовать модель Друде для диэлектрической проницаемости поперечных волн ε_T . Отметим, что эта модель применяется практически во всех численных расчетах [13, 26]. Тогда имеем

$$\begin{aligned} \varepsilon_T &= 1 - \frac{(\omega_p/\omega)^2}{1 + (\gamma/\omega)^2} - j\frac{\gamma}{\omega} \frac{(\omega_p/\omega)^2}{1 + (\gamma/\omega)^2}, \\ \varepsilon_L &= \frac{1}{\beta^2} \left(1 - j\frac{\gamma}{\omega} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Теперь, учитывая поляризацию внешнего возбуждения (2), получаем для полей дискретных источников (ДИ)

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_T(M, M_n) &= \operatorname{rot}(\mathbf{e}_z J_0(k_T R_{MM_n})) = \\ &= \left\{ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \phi} J_0(k_T R_{MM_n}); -\frac{\partial}{\partial \rho} J_0(k_T R_{MM_n}); 0 \right\}; \\ \mathbf{E}_L(M, M_n) &= \operatorname{grad}(\mathbf{e}_z J_0(k_L R_{MM_n})) = \\ &= \left\{ \frac{\partial}{\partial \rho} J_0(k_L R_{MM_n}); \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \phi} J_0(k_L R_{MM_n}); 0 \right\}; \\ \mathbf{H}_i(M, M_n) &= \frac{1}{k_T} \operatorname{rot} \operatorname{rot}(\mathbf{e}_z J_0(k_T R_{MM_n})) = \\ &= \left\{ 0; 0; \frac{j}{\omega} k_T^2 J_0(k_T R_{MM_n}) \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Рассеянное поле во внешней области $\{\mathbf{E}^s, \mathbf{H}^s\}$ строится аналогично (5) на основе решений уравнения Гельмгольца $H_0^{(2)}(k_e R_{MM_n})$, удовлетворяющих условиям излучения, а ДИ располагаются в точках $\{M_n\} \in D_i$, локализованных внутри цилиндра. Таким образом, представления для полей вне и внутри цилиндра принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_T^N(M) &= \sum_{n=1}^N p_n^T \mathbf{E}_T(M, M_n), \\ \mathbf{E}_L^N(M) &= \sum_{n=1}^N p_n^L \mathbf{E}_L(M, M_n), \\ \mathbf{H}_i^N(M) &= \sum_{n=1}^N p_n^T \mathbf{H}_i(M, M_n), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\mathbf{H}_N^s(M) = \sum_{n=1}^N p_n^e \mathbf{H}^s(M, M_n),$$

$$\mathbf{E}_N^s(M) = \sum_{n=1}^N p_n^e \mathbf{E}^s(M, M_n).$$

Неизвестные амплитуды $\{p_n^T, p_n^L, p_n^e\}_{n=1}^N$ определяются из граничных условий вида

$$\begin{aligned} (\mathbf{E}_T^N(P_l) + \mathbf{E}_L^N(P_l)) \cdot \mathbf{t} &= (\mathbf{E}_N^s(P_l) + \mathbf{E}^0(P_l)) \cdot \mathbf{t}, \\ \mathbf{H}_i^N(P_l) \cdot \mathbf{e}_z &= (\mathbf{H}_N^s(P_l) + \mathbf{H}^0(P_l)) \cdot \mathbf{e}_z, \quad \{P_l\}_{l=1}^K \in \partial D_i, \\ (\mathbf{E}_T^N(P_l) + \mathbf{E}_L^N(P_l)) \cdot \mathbf{n} &= (\mathbf{E}_N^s(P_l) + \mathbf{E}^0(P_l)) \cdot \mathbf{n}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $\mathbf{t}$, $\mathbf{n}$ — касательный и нормальный векторы к образующей цилиндра ∂D_i . Система (7) выбирается переопределенной, когда число точек коллокаций превышает число неизвестных амплитуд $K > N$. Амплитуды ДИ определяются как нормальное псевдорешение системы (7) с использованием регуляризации А. Н. Тихонова в смысле l_2 [25].

Заметим, что при отсутствии $\mathbf{E}_L$ решение задачи дифракции может быть сведено к определению лишь одной компоненты поля H_z из решения уравнения Гельмгольца, через которую выражаются все остальные [27].

Определив амплитуды $\{p_n^e\}_{n=1}^N$, легко вычислить диаграмму направленности рассеянного поля, которая определяется как

$$\mathbf{E}^s(M)/|\mathbf{E}^0(M)| = \frac{e^{-jk_e \rho}}{\sqrt{\rho}} \mathbf{F}(\phi) + o(\rho^{-1/2}),$$

$$\rho = |M| \rightarrow \infty.$$

В нашем случае это будет компонента поля E_ϕ^s

$$F(\phi) = \sqrt{\frac{2}{\pi k_e}} \cdot \exp\left(j\frac{\pi}{4}\right) \sum_{n=1}^N p_n^e \exp\{jk_e \rho_n \cos(\phi - \phi_n)\}, \quad (8)$$

где $M_n = (\rho_n, \phi_n)$ — координаты ДИ. Имея диаграмму направленности, легко определить такие интегральные характеристики, как дифференциальное сечение рассеяния $DSC(\phi) = |\mathbf{F}(\phi)|^2$ или сечение экстинкции.

Численные результаты

В качестве вещества цилиндра будем рассматривать золото, для которого соответствующие параметры, необходимые для определения индексов рефракции $n_{T,L} = \sqrt{\varepsilon_{T,L}}$, равны $\hbar\omega_p = 8.812$ эВ, $\hbar\gamma = 0.0752$ эВ, $\beta = 0.0036$. Задавая длину волны внешнего возбуждения λ , вычисляя соответствующее значение $\hbar\omega$, легко определить значения $\varepsilon_{T,L}$ по приведенным выше формулам (4).

Начнем с рассмотрения кругового цилиндра. Несмотря на кажущуюся простоту задачи, внесение ЭН создает существенные дополнительные трудности при численной реализации даже при ис-

пользовании метода собственных функций [10, 28]. На рис. 1, а приведены результаты расчета сечения экстинкции (СЭ) для цилиндров диаметром $D = 4$ и 20 нм в частотном диапазоне. Напомним, что сечение экстинкции равно сумме сечения поглощения и рассеяния и это именно та энергия, которая изымается рассеивателем из плоской волны [29]. Из рисунка видно, что максимум СЭ в случае учета ЭН для $D = 4$ нм сдвигается влево на 32.5 нм (так называемый «blue shift» [10]), в то время как для $D = 20$ нм этот сдвиг составляет всего 7 нм. Кроме того, если для малого цилиндра различие в СЭ при $\lambda = 250$ нм составляет несколько раз, то для большего — всего 10% и продолжает уменьшаться по мере увеличения длины волны. Таким образом ясно, что учет ЭН существенно сказывается как на положении максимума, так и на интенсивности. На рис. 1, б приведены значения индекса рефракции,

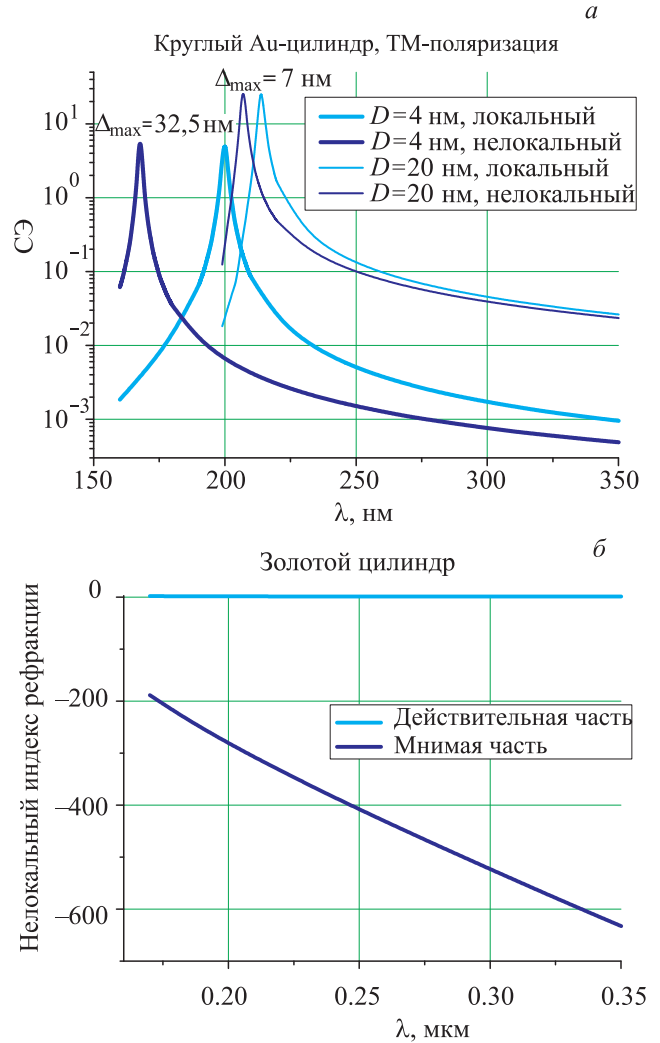


Рис. 1. а. Сечение экстинкции для круглого Аи-цилиндра в зависимости от длины волны λ , нм. Кривая 1 — $D = 4$ нм при отсутствии НЭ, 2 — с учетом НЭ, 3 — $D = 20$ нм при отсутствии НЭ, 4 — с учетом НЭ. б. Индекс рефракции, соответствующий ЭН $\sqrt{\varepsilon_L}$: (4) в зависимости длины волны λ , $\mu\text{м}$. Кривая 1 — действительная часть, 2 — мнимая часть

соответствующего продольным волнам $\sqrt{\varepsilon_L}$. Из рисунка видно, что мнимая часть достигает нескольких сотен величин и уменьшается с ростом длины волны.

Перейдем теперь к анализу рассеивающих свойств эллиптических цилиндров. Выберем $D = 8$ нм, $\lambda = 250$ нм для этого случая $\sqrt{\varepsilon_T} = 0.02 - 1.47j$ (модель Друде) и $\sqrt{\varepsilon_L} = 1.43 - 407.9j$ (4). Будем осуществлять деформацию цилиндра так, чтобы площадь эллипса оставалась неизменной и равнялась площади сечения кругового цилиндра. На рис. 2, а приведено СЭ в зависимости от угла падения плоской волны ϕ_0 в диапазоне от 0 до 90° . При этом при $\phi_0 = 90^\circ$ волна падает перпендикулярно большей оси эллипса. Из рисунка видно, что СЭ при отсутствии НЭ убывает, в то время как в случае учета эффекта СЭ возрастает. Причем

при соотношении осей $r = 2$ и $\phi_0 = 90^\circ$ разница соответствует порядку величин. На рис. 2, б для $\phi_0 = 90^\circ$ приведены результаты расчета DSC для этого случая. Из рисунка понятно, что DSC имеет дипольный характер и интенсивности различаются более чем на порядок.

Рассмотрим теперь те же самые результаты, но вместо модели Друде для индекса рефракции золота используем измеренные значения, взятые из базы [30] (Johnson and Christy). Тогда $\sqrt{\varepsilon_T} = 1.49 - 1.64j$. На рис. 3, а приведены результаты, аналогичные данным рис. 2, а. Заметно, что кривые для СЭ убывают в обоих случаях и величины отличаются в полтора раза. На рис. 3, б приведены сравнительные результаты для DSC при $\phi_0 = 0$. Видно, что кривые лишь незначительно различаются.

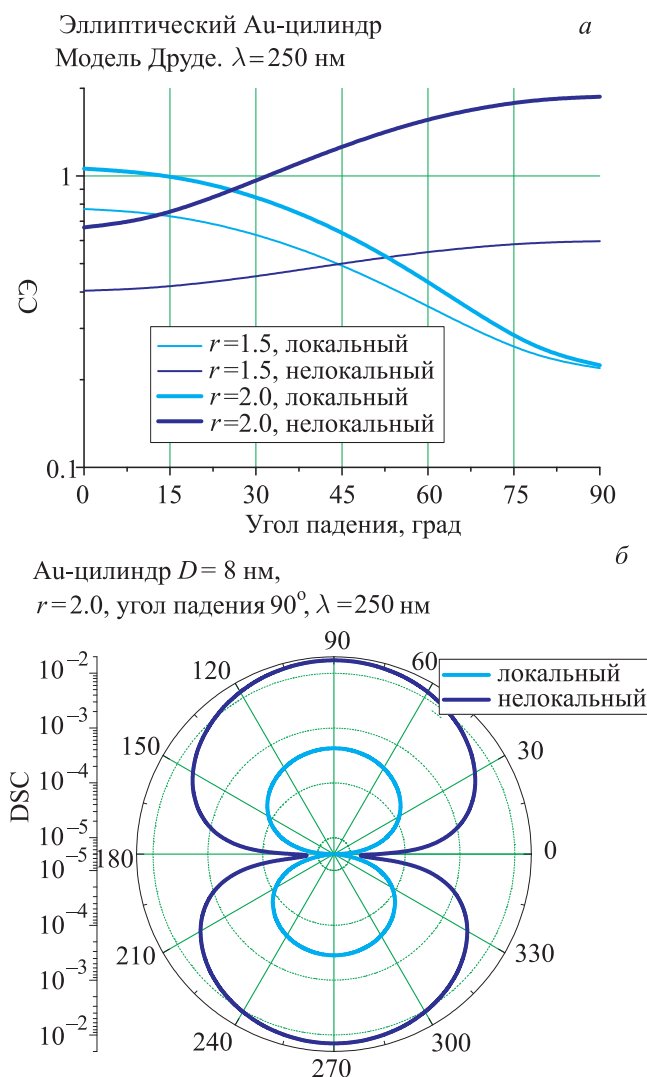


Рис. 2. а. СЭ для эллиптического Au-цилиндра $D = 8$ нм в зависимости от угла падения плоской волны ϕ_0 при $\lambda = 250$ нм, модель Друде для $\sqrt{\varepsilon_T}$: (4). Кривая 1 — $r = 1.5$ при отсутствии НЭ, 2 — с учетом НЭ, 3 — $r = 2.0$ при отсутствии НЭ, 4 — с учетом НЭ. б. DSC в зависимости от угла ϕ для такого же цилиндра, $\phi_0 = 90^\circ$. Кривая 1 — при отсутствии НЭ, 2 — с учетом НЭ

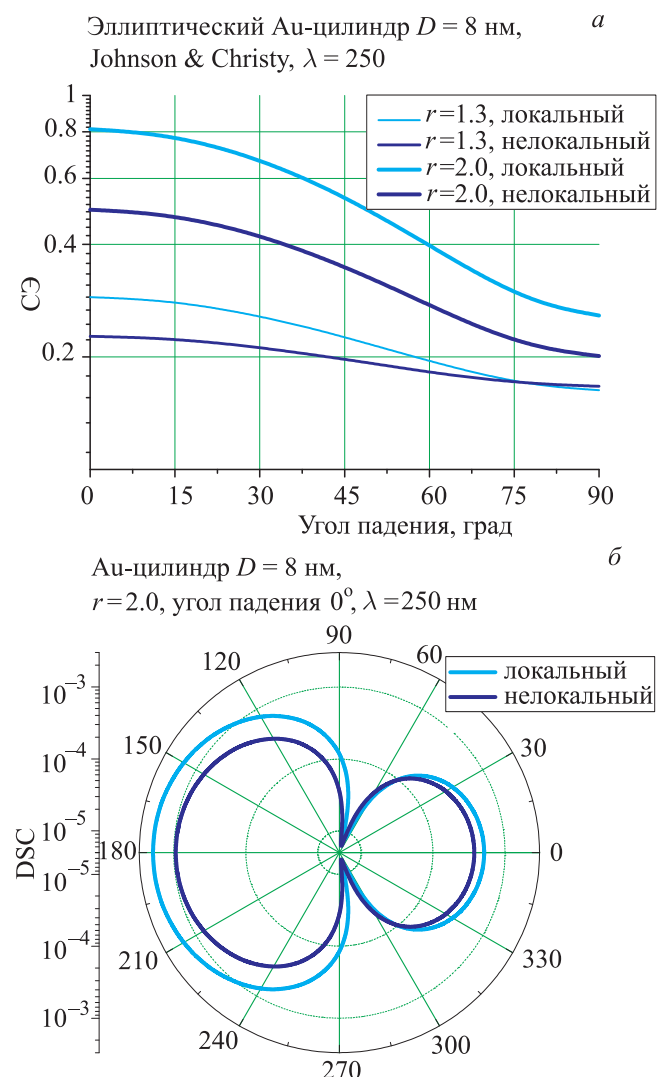


Рис. 3. а. СЭ для эллиптического Au-цилиндра $D = 8$ нм в зависимости от угла падения плоской волны ϕ_0 при $\lambda = 250$ нм, модель Johnson & Christy для $\sqrt{\varepsilon_T}$: (4). Кривая 1 — $r = 1.5$ при отсутствии НЭ, 2 — с учетом НЭ, 3 — $r = 2.0$ при отсутствии НЭ, 4 — с учетом НЭ. б. DSC в зависимости от угла для такого же цилиндра, $\phi_0 = 0$. Кривая 1 — при отсутствии НЭ, 2 — с учетом НЭ

На наш взгляд, повсеместное использование модели Друде для индекса рефракции обусловлено простотой вычисления это особенно важно при применении стандартных пакетов типа FDTD, когда расчеты проводятся во временной области [31]. Вместе с тем хорошо известно, что модель Друде дает хорошие результаты в инфракрасной области, т.е. при $\lambda > 650$ нм. Кроме того, численное моделирование ЭН имеет свои особенности, которые заключаются в том, что дискретизация области рассеивателя должна осуществляться с учетом длины волны Ферми, которая для золота составляет всего $\lambda_F = 0.5$ нм. Поэтому точность численных результатов, в которых дискретизация составляет всего 0.2 нм, остается под вопросом. В частности, при использовании МДИ приходилось брать шаг дискретизации границы рассеивателя 1 Å и менее. При этом при $D = 8$ нм и $\lambda = 250$ нм число ДИ $N = 254$, а точек коллокаций $K = 886$ и погрешность результатов, оцениваемая по невязки граничных условий, составляла всего 0.2%.

Следует также отметить, что в настоящее время ЭН учитывается при рассмотрении и других материалов, кроме благородных металлов, например графена [32].

Заключение

В настоящей работе рассмотрена задача дифракции плоской электромагнитной волны на металлическом цилиндре произвольного поперечного сечения. Численное решение задачи осуществлялось на основе метода дискретных источников. Показано, что учет эффекта нелокальности оказывает существенное влияние как на интегральные, так и на дифференциальные характеристики рассеяния, даже в случае, когда диаметр цилиндра не превышает 1/50 длины волны. Установлено, что использование стандартной модели Друде для индекса рефракции металла может приводить к существенно искаженным результатам в ультрафиолетовой области спектра.

Список литературы

1. Ruppin R. // Phys. Rev. B. 1975. **11**. P. 2871.
2. Boardman A., Ruppin R. // Surface Science. 1981. **112**. P. 153.
3. Ruppin R. // J. Opt. Soc. Am. B. 1989. **6**. P. 1559.
4. Ruppin R. // Opt. Commun. 2001. **190**. P. 205.
5. Климов В.В. Наноплазмоника. М.: Физматлит, 2009.
6. Maier S.A. Plasmonics: Fundamentals and Applications. N. Y.: Springer, 2007.
7. Новотный Л., Хехт Б. Основы нанооптики. М.: Физматлит, 2009.
8. Gallinet B., Butet J., Martin O.J.F. // Laser Photonics. Rev. 2015. **9**, N 6. P. 577.
9. Pitarke J., Silkin V., Chulkov E., Echenique P. // Rep. Prog. Phys. 2007. **70**. P. 1.
10. Garcí'a de Abajo F.J. // J. Phys. Chem. C. 2008. **112**. P. 17983.
11. Raza S., Toscano G., Jauho A.-P. et al. // Phys. Rev. B. 2011. **84**, N 121412(R).
12. Toscano G., Raza S., Jauho A.-P., et al. // Opt. Express. 2012. **20**. P. 4176.
13. Raza S., Bozhevolnyi S.I., Wubs M., Mortensen N.A. // J. Phys.: Condens. Matter. 2015. **27**, N 183204.
14. Mortensen N.A., Raza S., Wubs M. et al. // Nature Commun. 2014. **5**, N 3809.
15. Boardman A. Electromagnetic Surface Modes. Hydrodynamic Theory of Plasmon-Polaritons on Plane Surfaces. Chichester: John Wiley and Sons, 1982.
16. Halevi P. // Phys. Rev. B. 1995. **51**. P. 7497.
17. Hiremath K.R., Zschiedrich L., Schmidt F. // J. Comp. Phys. 2012. **231**. P. 5890.
18. Raza S., Toscano G., Jauho A.-P. et al. // Plasmonics. 2013. **8**. P. 193.
19. Зубцов М.Н., Гаврильев В.Г. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1989. № 3. С. 107.
20. David C., Garcí'a de Abajo F.J. // J. Phys. Chem. C. 2011. **115**. P. 19470.
21. Паредес-Хуарес А., Диас-Монхе Ф., Макаров Н.М., Перес-Родригес Ф. // Письма в ЖЭТФ. 2009. **90**, № 9. С. 687.
22. McMahon J.M., Gray S.K., Schatz G.C. // Phys. Rev. B. 2010. **82**, N 035423.
23. Li Ch., Li S., Yao L., Zhu Z. // Appl. Math. Model. 2015. **39**, N 15. P. 4570.
24. Еремин Ю.А., Свешников А.Г. Метод дискретных источников в задачах электромагнитной дифракции. М.: МГУ, 1992.
25. Гришина Н.В., Еремин Ю.А., Свешников А.Г. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2007. № 1. С. 38. (Grishina N.V., Eremin Yu.A., Sveshnikov A.G. // Moscow University Phys. Bull. 2011. **65**, N 6. P. 552.)
26. Mortensen N.A. // Phot. Nanostr. 2013. **11**. P. 303.
27. Дмипуев В.И., Захаров Е.В. Метод интегральных уравнений в вычислительной электродинамике. М.: Макс Пресс, 2008.
28. Moradi A. // Phys. Plasmas. 2015. **22**, N 032112.
29. Еремин Ю.А., Свешников А.Г. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2015. № 4. С. 43. (Eremin Yu.A., Sveshnikov A.G. // Moscow University Phys. Bull. 2015. **70**, N 4. P. 258.)
30. <http://refractiveindex.info>
31. Taflov A., Hagness S. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. Norwood: Artech House, 2005.
32. Silveiro I., Ortega J.M.P., Garcí'a de Abajo F.J. // Light: Sci. Appl. 2015. **4**. P. 1.

Analyzing the effect of nonlocality on the scattering properties of a plasmonic nanocylinder using the discrete-source method**Yu. A. Eremin^{1,a}, A. G. Sveshnikov^{2,b}**¹ *Department of Department of Mathematical Physics,
Faculty of Computational Mathematics and Cybernetics;*² *Department of Mathematics, Faculty of Physics,
Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.**E-mail: ^aeremin@cs.msu.ru, ^bsveshnikov@phys.msu.ru.*

The problem of the diffraction of the field of a plane electromagnetic wave by a metal nanocylinder with an arbitrary cross section is considered. Based on the discrete-source method, a comparative analysis of both frequency and spatial scattering characteristics is performed taking the nonlocal effect into account. It is found that nonlocality produces a substantial effect on the scattering characteristics. It is demonstrated that the use of the Drude model for a refractive index of plasmonic particles in the ultraviolet region may lead to erroneous results.

Keywords: nanoplasmonics, nonlocal effect, hydrodynamic model, cylindrical scatterer, discrete-source method.

PACS: 42.25.-p; 42.25.Fx.

Received 26 May 2016.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2016. **71**, No. 5. Pp. 492–497.

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