

УДК 535:537:539:546

В. И. КАНЕВСКИЙ, канд. техн. наук, науч. сотрудник,
Институт химии поверхности им. А. А. Чуйко Национальной академии наук Украины;

В. С. СИДОРЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко

УСИЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПРИ РАССЕЯНИИ СВЕТА НА ЗОЛОТОМ НАНОЦИЛИНДРЕ

Представлена процедура расчета усиления электрических полей при рассеянии плоских электромагнитных волн на золотом наночилиндре в оптическом диапазоне, использующая конечно-элементный подход для решения трехмерного векторного уравнения Гельмгольца. Приведены результаты расчета характеристик рассеяния плоских волн на одном золотом наночилиндре в резонансном режиме (дифференциальные сечения рассеяния в дальней зоне, распределения электрических полей в ближней зоне) для параллельно поляризованных векторов электрических полей падающих волн относительно оси наночилиндра с вектором Пойтинга, перпендикулярным этой оси.

Введение

Сегодня благодаря широчайшему внедрению нанотехнологий стремительно развивается важная область нанооптики — наноплазмоника [1], изучающая явления, связанные с колебаниями электронов проводимости в металлических наноструктурах и наночастицах, а также взаимодействие этих колебаний со светом, атомами и молекулами, положенное в основу создания сложнейших оптических наноустройств.

Плазменные колебания в наночастицах существенно отличаются от поверхностных плазмонов, и поэтому соответствующие процессы называют *локализованными плазмонами*, или *поверхностным плазмонным резонансом (ППР)*. Поверхностные плазмоны, распространяясь вдоль границы раздела сред (например, металл — диэлектрик), обладают нерадиационной природой [2]. Поэтому для возбуждения таких колебаний необходимо предпринимать специальные меры, используя, например, дифракционную решетку на поверхности границы раздела сред или призму для получения полного внутреннего отражения [1]. Явление ППР в металлических частицах имеет радиационную природу [3], что проявляется в обычных оптических спектрах рассеянного света. Важнейшей чертой локализованных плазмонов является высокая чувствительность как к диэлектрическим параметрам окружающей среды, так и к форме наночастиц, а также сильная поляризационная чувствительность. И, наконец, явление ППР в металлических наночастицах характеризуется сильной пространственной локализацией электронных колебаний в широком (от ультрафиолетового до инфракрасного) диапазоне длин волн, что приводит к огромному усилению электрических полей [4].

Эти важнейшие свойства плазмонных наночастиц уже позволили обнаружить целый ряд новых эффектов. Так, гигантские локальные поля вблизи наночастиц приводят к усилению сечения комбинационного рассеяния на 10-14 порядков, что,

в свою очередь, позволяет говорить об обнаружении и исследовании отдельных молекул [4]. Используя сложнейшую структуру спектров плазмонных наночастиц, можно одновременно усиливать как поглощение, так и испускание света, создавая, таким образом, наноразмерные источники света [5]. Помимо внедрения новых приложений, основанных на физике плазмонных наночастиц, явление усиления локальных полей ППР в металлических наночастицах позволяет существенно повышать эффективность солнечных батарей и светоизлучающих диодов. Считается также, что наноплазмоника позволит создать новую элементную базу для компьютеров и устройств обработки данных за счет использования металлических наночастиц малых размеров и оптического быстрогодействия передачи сигналов вдоль цепочек из данных наночастиц [1].

Известно, что многослойные углеродные нанотрубки (МСУНТ) в оптическом диапазоне обладают высокой абсорбционной способностью электромагнитных волн, которая используется, например, в лазерах [6] и болометрах [7]. Применение этого свойства в астрофизике дает возможность существенно повышать чувствительность оптических приборов. Поэтому (с целью дальнейшего усиления чувствительности указанных приборов) важно исследовать возможность проявления ППР в МСУНТ, причем в оптическом диапазоне, если в качестве наполнителя использовать золото или серебро. При наличии ППР в структурах на основе указанных МСУНТ эти нанотрубки могут использоваться в качестве спектроскопических усилителей и химических сенсоров в видимом диапазоне. Однако рассеяние плоских электромагнитных волн на ансамбле заполненных МСУНТ зависит от их распределения в исследуемом образце и предполагает учет интерференции данных волн, рассеянных на каждой из нанотрубок. Известно также, что в оптическом диапазоне графит проявляет зна-

чительные диссипативные свойства и не имеет ППР [3]. Однако распределение электрических полей в металлическом наноцилиндре, который является наполнителем МСУНТ, в резонансном режиме неизвестно. Поэтому в качестве первого шага при описании такого сложнейшего явления, как резонансное рассеяние света наполненной металлом МСУНТ, имеет смысл рассмотреть рассеяние света на одном золотом наноцилиндре, причем в резонансном режиме.

Цель статьи — описание усиления электрических полей при рассеянии плоских электромагнитных волн на золотом наноцилиндре в оптическом диапазоне и резонансном режиме.

Основная часть

Рассмотрим параллельную поляризацию вектора электрических полей падающих плоских волн относительно оси золотого наноцилиндра с вектором Пойтинга, перпендикулярным этой оси (рис. 1).

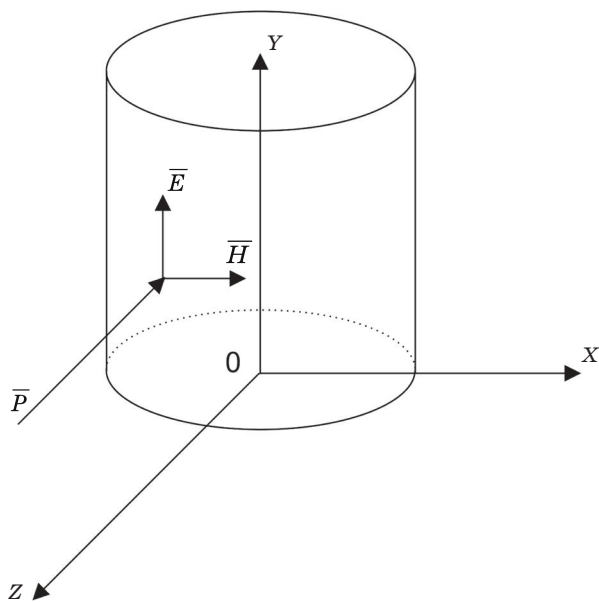


Рис. 1. Направление падения плоских электромагнитных волн с параллельной ориентацией напряженности электрического поля \vec{E} относительно оси золотого наноцилиндра (вектор Пойтинга \vec{P} перпендикулярен оси наноцилиндра)

Модель расчета рассеяния плоских электромагнитных волн на золотом наноцилиндре

В качестве материала для наноцилиндра было выбрано золото, принадлежащее группе благородных металлов, способность которого к проявлению ППР определяется не только наличием свободных электронов, но и влиянием междузонных переходов $5d \rightarrow 6sp$. Следовательно, явление ППР в золотых наночастицах нельзя считать чисто поверхностным резонансом свободных электронов даже в самом грубом приближении, поскольку фактиче-

ски имеет место гибридный резонанс d -электронов и электронов проводимости [3].

Однако у золота междузонные переходы не имеют такого сильного влияния на ППР, как у меди, в силу того, что золото имеет довольно хорошо разнесенные пики электронных резонансов и резонансов свободных электронов, ответственных за явление ППР. Оптические константы для золота были взяты из [8]. Зависимость действительной части диэлектрической проницаемости золота $\varepsilon'(\lambda)$ (которую можно легко получить, воспользовавшись указанными константами) при $\lambda = 460...620$ нм соответствует волновому диапазону падающей плоской волны и обладает следующей особенностью: $\varepsilon'(\lambda) < 0$. Это, прежде всего, означает, что электромагнитное поле в наночастице колеблется в противофазе по отношению к падающей волне и способно аккумулировать ее энергию, например для реализации ППР (рис. 2), причем длина волны Фрелиха, являющаяся комплексной величиной [3], близка к данному диапазону волн. Заметим, что именно оптические константы содержат информацию об особенностях ППР в золотых наночастицах.

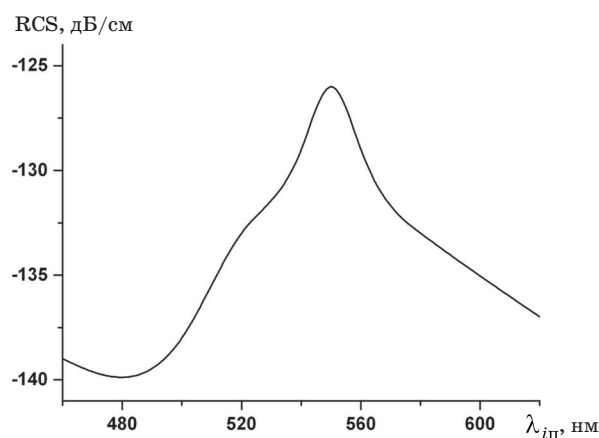


Рис. 2. Дифференциальные сечения рассеяния плоских электромагнитных волн вперед (RCS) на золотом наноцилиндре (высота $H = 80$ нм, радиус $R = 40$ нм) в зависимости от длины $\lambda_{ин}$ падающих волн

Будем считать, что золотой наноцилиндр расположен в вакууме, причем источник энергии находится вне наноцилиндра. В качестве источника выберем плоские электромагнитные волны, рассеивающиеся на данном наноцилиндре. Электрическая составляющая поля указанных волн параллельна оси цилиндра, а ее амплитуда E_m равна 1 В/м и направлена вдоль оси Y . При этом вектор Пойтинга \vec{P} перпендикулярен оси наноцилиндра и направлен против оси Z (см. рис. 1).

Распределение комплексной амплитуды электрического поля \vec{E}_m (в дальнейшем — электрического поля \vec{E}), так как в силу линейности уравнений Максвелла возможна замена $\vec{E}_m \rightarrow \vec{E}_m e^{j\omega t} = \vec{E}$) в наноцилиндре и в окружающем пространстве в заданном диапазоне частот находим, решая

неоднородное векторное уравнение Гельмгольца [9; 10]

$$\vec{\nabla} \times [\mu_r^{-1} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{E})] - k_0^2 \epsilon_r \cdot \vec{E} = -j\omega \mu_0 \vec{J}_S. \quad (1)$$

Здесь j — мнимая единица; \vec{J}_S — плотность внешних источников электрического тока; μ_0 — абсолютная магнитная проницаемость; k_0 — волновое число в свободном пространстве ($k_0 = 2\pi/\lambda_0$, где λ_0 — длина волны в вакууме); ϵ_r , μ_r — тензор второго порядка относительной комплексной соответственно диэлектрической и магнитной проницаемости; ω — циклическая частота.

Будем считать, что золотой наночилиндр не обладает магнитными свойствами ($\mu_r = 1$). Заметим, что в данном случае распределение комплексных амплитуд напряженности магнитного поля \vec{H}_m (в дальнейшем — магнитного поля \vec{H}) можно рассчитать, воспользовавшись распределением напряженности электрического поля \vec{E} .

В качестве граничных условий для поля \vec{E} в окружающем пространстве берем условие излучения Зоммерфельда [10]

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r \left(\frac{\partial \vec{E}}{\partial r} + jk_0 \vec{E} \right) = 0, \quad (2)$$

где r — расстояние между точкой рассеяния и точкой наблюдения, расположенной в дальней зоне. Уравнению (2) удовлетворяют бегущие волны, уходящие в бесконечность.

Для решения уравнения Гельмгольца выбран конечно-элементный подход, а именно: метод Галеркина и метод конечных элементов [10; 11]. В качестве векторных конечных элементов использовались тетраэдры. Численная реализация условий излучения Зоммерфельда осуществлялась с применением локального приближения, в рамках которого был выбран *метод абсолютно поглощающих (АП) слоев* [12; 13].

Расчетная область имеет форму куба, сечение которой представлено на рис. 3 (сечение в плоскости XOZ , см. рис. 1), включает в себя золотой наночилиндр 1 и внешний источник (плоские волны, направление движения которых показано с помощью вектора Пойтинга \vec{P} , направленного по нормали к оси Y , причем в направлении, противоположном оси Z). Все стороны куба покрыты АП-слоями 3. Расстояние между золотым наночилиндром и АП-слоями выбрано приблизительно равным половине длины падающей волны.

Явление ППП (в частности, в золотом наночилиндре) — сложный физический процесс. Для его описания потребовалось несколько параметров. Первым из них рассмотрим *дифференциальное сечение рассеяния RCS*, которое в представленных далее зависимостях определяется следующим образом:

$$RCS = 10 \lg(\delta/S). \quad (3)$$

Здесь $\delta = \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi r^2 \left| \vec{E}(\varphi, \theta) / \vec{E}^{in}(\varphi, \theta) \right|^2$ — собственно дифференциальное сечение рассеяния, где $\vec{E}(\varphi, \theta)$, $\vec{E}^{in}(\varphi, \theta)$ — электрическая составляющая соответственно рассеянного и падающего на золотой наночилиндр поля в дальней зоне (φ , θ — азимутальный угол и угол рассеяния в сферической системе координат); S — площадь, на которую нормировалось дифференциальное сечение рассеяния δ , $S = 1 \text{ м}^2$.

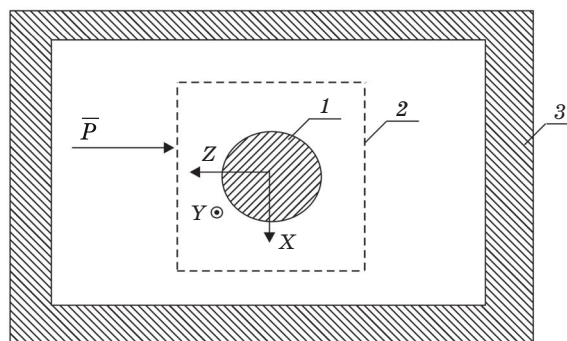


Рис. 3. Горизонтальное сечение расчетной области — плоскость XOZ (см. рис. 1); 1 — золотой наночилиндр; 2 — замкнутая поверхность, на которой было рассчитано распределение напряженности электрического и магнитного полей; 3 — АП-слой (вектор Пойтинга \vec{P} перпендикулярен оси наночилиндра)

Как указывалось ранее, ППП в золотых наночастицах представляет собой гибридный ППП d -электронов и электронов проводимости. Для того чтобы максимально приблизиться к длине λ_{rez} волны Фрелиха, соответствующей данному резонансу (в модели используются действительные значения длин волн), определим указанную длину волны как соответствующую максимальному значению RCS падающей плоской волны λ_{in} на рассматриваемый наночилиндр при $\lambda_{in} = 460...620 \text{ нм}$ (см. рис. 2).

Из физических соображений следует, что при $\lambda_{in} \rightarrow \lambda_{rez}$ (в силу расширенной теории Ми для цилиндрических частиц) сечение рассеяния δ увеличивается и стремится к своему экстремальному значению, что эквивалентно увеличению эффективного объема наночастицы. А это, в свою очередь, эквивалентно увеличению RCS(λ_{in} , θ) при угле рассеяния θ , в частности рассеяния вперед, т. е. при $\theta = 180^\circ$ (см. рис. 2).

Для расчета дифференциальных сечений рассеяния использовался следующий прием [11]: на замкнутой поверхности 2 (см. рис. 3), окружающей золотой наночилиндр и расположенной в расчетной области, были рассчитаны электрические и магнитные поля, на основе которых в дальней зоне, т. е. вне расчетной области, были получены значения искомого дифференциальных сечений рассеяния.

В качестве второго параметра, описывающего явление ППП в золотом наночилиндре (особен-

но в ближней зоне рассеяния, включая и сам наноцилиндр), рассмотрим *комплексные амплитуды электрического поля* \vec{E}_m , действительная и мнимая части которых — величины векторные, т. е. комплексные амплитуды векторов \vec{E} и \vec{H} можно представить в виде

$$\vec{E}_m = \vec{E}_{re} + j\vec{E}_{im}, \quad \vec{H}_m = \vec{H}_{re} + j\vec{H}_{im}, \quad (4)$$

где $\vec{E}_{re}, \vec{E}_{im}; \vec{H}_{re}, \vec{H}_{im}$ — соответственно действительная и мнимая часть комплексной амплитуды вектора \vec{E} и вектора \vec{H} .

Указанные величины находим в результате решения уравнения (1).

Таким образом, очерчена вычислительная схема расчета рассеяния плоских волн на золотом наноцилиндре как в ближней, так и в дальней зоне. Эта схема, как будет показано далее, позволяет обнаружить ППР на поверхности данного наноцилиндра и описать усиление электрического поля не только в наноцилиндре, но и в пространстве, непосредственно его окружающем.

Результаты расчетов

Представленная методика расчета рассеяния плоской волны на золотом наноцилиндре тестировалась дважды [14], причем и в ближней, и в дальней зоне. Чтобы изучить особенности усиления электрического поля в области золотого наноцилиндра в резонансном режиме, прежде всего необходимо определить длину λ_{rez} падающей плоской волны, при которой имеет место явление ППР. Это можно сделать, численно определив в дальней зоне значение максимума кривой $RCS(\lambda_{in}, \theta = 180^\circ)$ (см. рис. 2), который соответствует $\lambda_{rez} = 550$ нм (в [15] был получен близкий результат) при условии, что высота и диаметр наноцилиндра равны 80 нм. В этом случае сечения рассеяния и поглощения соизмеримы. Если же характерные размеры наночастицы гораздо меньше, то превалирует сечение поглощения. В таком случае необходимо рассчитывать аналогичную кривую, но для сечения поглощения. Заметим, что указанный подход несколько упрощен по сравнению со строгим подходом, который предлагает определение собственных колебаний наночастицы и позволяет находить более высокие моды резонансных колебаний, связанные с ППР.

В дальнейшем электрическое поле \vec{E} вычислялось вдоль одной из выбранных прямых (рис. 4) и представлялось в виде модифицированной функции соответствующего вектора:

$$B_i = |\vec{E}| \text{sign}(E_i). \quad (5)$$

Здесь E_i — проекция вектора \vec{E} на соответствующую ось координат, $i = X, Y, Z$. Отсчет проекции осуществляется вдоль одной из выбранных прямых (см. рис. 4).

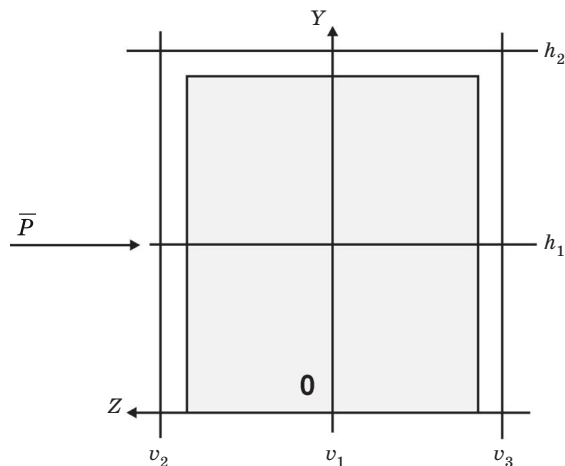


Рис. 4. Вертикальное сечение золотого наноцилиндра — плоскость YOZ (см. рис. 2); горизонтальные и вертикальные линии $h_1, h_2; v_1, v_2, v_3$ пересекают оси OY и OZ в точках соответственно 40; 81 нм и 0; 41; -41 нм; высота наноцилиндра $H = 80$ нм, радиус $R = 40$ нм

Введение таких модифицированных функций позволяет анализировать не только значение модуля вектора \vec{E} , но и его направление. При этом модифицированные функции будут иметь скачки в точках, соответствующих обращению i -й проекции в нуль. Указанные скачки как следствие используемой модификации функции выбранного вектора не имеют физического смысла.

Заметим, что отсчет значений выбранной модифицированной функции осуществлялся в направлении, противоположном соответствующей координатной оси. Например, при выборе одной из вертикальных прямых на рис. 4 отсчет осуществлялся сверху вниз наноцилиндра (см. рис. 1), а при выборе одной из горизонтальных прямых на том же рис. 4 — в направлении от освещенной стороны к теневой.

Дабы убедиться в том, что найденная длина волны λ_{rez} соответствует явлению ППР в наноцилиндре, проанализируем распределение электрической составляющей электромагнитного поля в ближней зоне в резонансном ($\lambda_{in} = 550$ нм) режиме.

Рассмотрим приведенное на рис. 5 распределение модифицированных функций E напряженности электрического поля \vec{E} (соотношение (5), выбран знак проекции E_Y) вдоль линий, параллельных оси наноцилиндра (см. рис. 4) на расстоянии 1 нм перед его поверхностью (кривая 2), за наноцилиндром (кривая 3) и вдоль оси наноцилиндра (кривая 1). Падающая плоская волна возбуждает в золотом наноцилиндре электрический диполь, направление которого противоположно направлению поляризации электрической составляющей плоской волны, т. е. направлению оси Y. Среднее поле этого диполя в резонансном режиме увеличивается более чем в три раза по сравнению с полем падающей волны.

Форма распределения электрического поля \vec{E} вдоль оси наноцилиндра в резонансном режиме (см. рис. 5, кривая 1) подобна форме поля вдоль полуволнового вибратора, причем длина волны в цилиндре равна $\tilde{\lambda} = \lambda_{in} / \sqrt{\epsilon'(\lambda_{in})} \approx 228$ нм.

С освещенной и с тыльной стороны непосредственно сверху и снизу наноцилиндра в резонансном режиме (см. рис. 5, кривые 2, 3) наблюдается повышенное значение поля \vec{E} (9 В/м), вызванное, прежде всего, явлением ППР, что совпадает с теоретической оценкой, выполненной в [16]. Возмущение поля вдоль оси Y сверху и снизу вне наноцилиндра простирается вдоль всей расчетной области.

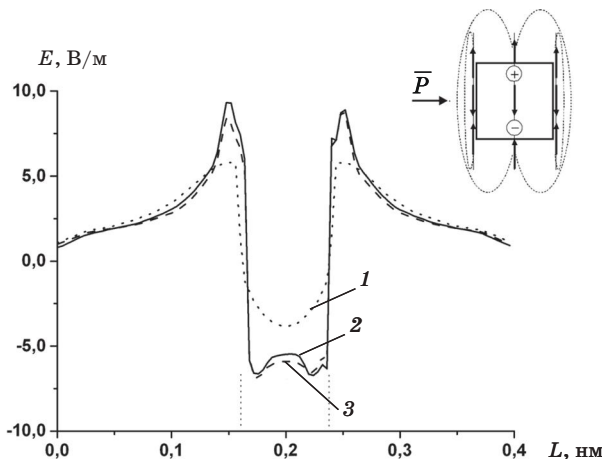


Рис. 5. Модифицированные функции E напряженности электрического поля \vec{E} в резонансном ($\lambda_{in} = 550$ нм) режиме. Ось L ориентирована в направлении, противоположном оси Y (см. рис. 1); начало отсчета совпадает с верхней границей расчетной области. Кривые 1, 2, 3 получены в результате расчета вдоль вертикальных прямых v_1, v_2, v_3 (см. рис. 4).

Направления напряженности электрического поля \vec{E} вдоль указанных вертикальных прямых изображены на вставке. Вертикальные пунктирные линии соответствуют верхним и нижним границам стенок золотого наноцилиндра

Рассмотрим приведенное на рис. 6 распределение модифицированных функций E напряженности электрического поля \vec{E} (соотношение (5)), выбран знак проекции E_Y вдоль линий h_1 и h_2 , перпендикулярных оси наноцилиндра (см. рис. 4): вдоль средней линии наноцилиндра (кривая 1) и на расстоянии 1 нм над его поверхностью (кривая 2). В резонансном режиме распределение поля \vec{E} вдоль средней линии имеет скин-области, которые практически смыкаются одна с другой.

Анализ модифицированной функции E напряженности электрического поля \vec{E} над поверхностью наноцилиндра на высоте 1 нм в резонансном режиме (см. рис. 6, кривая 2) показывает, что его среднее значение приблизительно равно 4 В/м, причем всплески распределения поля \vec{E} (≈ 9 В/м) вдоль кривой 2 с тыльной и с освещенной стороны наноцилиндра обусловлены наличием, прежде всего, явления ППР в этих областях наноцилин-

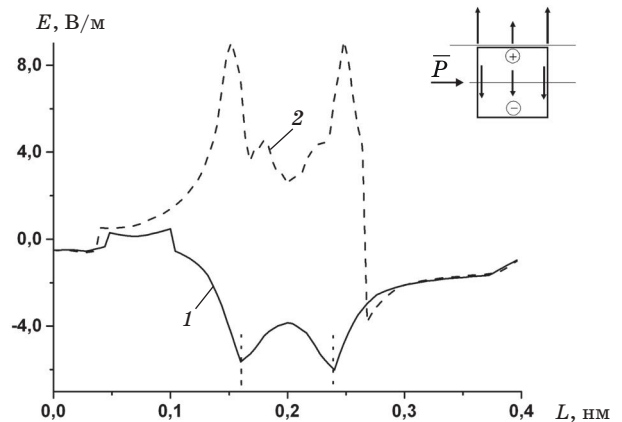


Рис. 6. Модифицированные функции E напряженности электрического поля \vec{E} в резонансном ($\lambda_{in} = 550$ нм) режиме.

Ось L ориентирована в направлении, противоположном оси Z (см. рис. 1), начало отсчета совпадает с левой границей расчетной области. Кривые 1, 2 получены вдоль горизонтальных прямых h_1 и h_2 (см. рис. 4). Направления напряженности электрического поля \vec{E} вдоль указанных горизонтальных прямых изображены на вставке.

Вертикальные пунктирные линии соответствуют боковым границам стенок наноцилиндра

дра. Заметим, что возмущение поля вдоль оси Z вне наноцилиндра как с освещенной, так и с теневой стороны охватывает практически всю расчетную область (см. рис. 3).

Заключение

Представлена процедура расчета усиления электрических полей при рассеянии плоских электромагнитных волн на золотом наноцилиндре в резонансном режиме (высота и диаметр цилиндра равны 80 нм) в оптическом диапазоне $\lambda = 460 \dots 620$ нм, когда электрическая составляющая поля параллельна оси наноцилиндра. В основу данной процедуры положен конечно-элементный подход к решению неоднородного трехмерного векторного уравнения Гельмгольца. Предложенная методика расчета тестировалась дважды [14], причем как в ближней, так и в дальней зоне.

Расчет дифференциального сечения рассеяния $RCS(\lambda)$ как функции длины волны λ электромагнитного излучения, падающего на указанный цилиндр, позволил определить ее значение $\lambda_{rez} = 550$ нм, при котором наблюдается резонанс λ_{in} локальных мод колебаний свободных электронов на поверхности рассматриваемого наноцилиндра.

Как показали проведенные расчеты, падающая плоская волна возбуждает в золотом наноцилиндре в резонансном ($\lambda_{in} = 550$ нм) режиме электрический диполь. При этом вблизи нижнего и верхнего оснований наноцилиндра наблюдается девятикратное усиление напряженности падающего поля, что совпадает с теоретической оценкой, выполненной в [16]. Возмущение поля вне наноцилиндра распространяется практически на всю расчетную область.

Таким образом, описана связь между физическими процессами в наноцилиндре и ближайшим его окружением, в том числе исследовано влияние индуцированного в наноцилиндре электрического диполя на электромагнитные процессы в зоне Френеля.

Литература

1. **Maier, S. A.** *Plasmonics: Fundamentals and Applications* / S. A. Maier.— Springer Science-Business Media, 2007.

2. **Agranovich, V. M.** *Surface Polaritons: Electromagnetic Waves at Surface and Interfaces* / V. M. Agranovich, D. L. Mills.— Amsterdam New York: Amsterdam: North-Holland, 1982.

3. **Quinten, M.** *Optical Properties of Nanoparticle Systems: Mie and Beyond* / M. Quinten.— Wiley.— VCH Verlag&Co.— KGaA, Weinheim, 2011.

4. **Nie, S.** *Probing single molecules and single nanoparticles by surface enhanced Raman scattering* / S. Nie, S. R. Emory // *Science*.—1997.— V. 275.— P. 1102.

5. **Guzatov, D. V.** *Radiative decay engineering by triaxial nanoellipsoids* / D. V. Guzatov, V. V. Klimov // *Chem. Phys. Lett.*— 2005.— V. 412, N 4.— P. 341–346.

6. **Band Ultrafast Fiber Laser Mode Locked by Carbon Nanotubes** / [Z. Sun, A. G. Roshin, F. Wang, A. C. Ferrari] // *Appl. Phys. Lett.*— 2008.— V. 93.— P. 061114–061115.

7. **Bolometric Infrared Photo-response of Suspended Single-Wall Carbon Nanotube Films** / [M. E. Itkis, F. Borondics, A. Yu, R. C. Haddon] // *Science*.— 2006.— V. 312.— P. 413–416.

8. **Johnson, P. W.** *Optical Constants of the Noble Metals* / P. W. Johnson, R. W. Christy // *Phys. Rev. B*.— 1972.— Vol. 6, N 12.— P. 4370–4379.

9. **Baylis, A.** *Boundary Conditions for the Numerical Solutions of Elliptic Equations in Exterior*

regions / A. Baylis, M. Gunzburger, M. Turkel // *SIAM J. Appl. Math.*— 1980.— V. 1.— P. 371–385.

10. **Volakis, J. L.** *Finite Element Method for Electromagnetics* / J. L. Volakis, A. Catterjee, L. C. Kempel.— IEEE Press, 1998.— 344 p.

11. **Jin, J.** *The Finite Element Method in Electromagnetics. Second Edition* / J. Jin.— New York: Wiley, 2002.

12. **Chew, W. C.** *A 3D perfectly matched medium from modified Maxwell's equations with stretched coordinates* / W. C. Chew, W. C. Weedon // *Micro-wave Opt. Tech. Lett.* 1.— 1994.— V. 7.— P. 599–604.

13. **A perfectly matched anisotropic absorber for use as an absorbing boundary condition** / [Z. S. Sacks, D. M. Kingsland, R. Lee, J. F. Lee] // *IEEE Trans. Antennas Propagat.* 1.— 1995.— V. 43.— P. 1460–1463.

14. **Рассеяние плоских электромагнитных волн на полой многослойной углеродной нанотрубке** / [В. И. Каневский, В. М. Розенбаум, Д. И. Побокин, Л. И. Трахтенберг] // *Поверхность*.— 2013.— № 5(20).— С. 48–62.

15. **Calculated Absorption and Scattering Properties of Gold Nanoparticles of Different Size, Shape, and Composition: Applications in Biological Imaging and Biomedicine** / [P. K. Jain, K. S. Lee, I. H. El-Sayed, M. A. El-Sayed] // *J. Phys. Chem. B*.— 2006.— № 110.— P. 7238–7248.

16. **Венгер, Е. Ф.** *Оптика малих частинок і дисперсних середовищ* / Е. Ф. Венгер, А. В. Гончаренко, М. Л. Дмитрук.— К.: Наук. думка, 1999.— 377 с.

17. **Пат. 60518, Україна, Н01P1/32, Устрійство для возбуждения поверхностных волн в микроволновом диапазоне** / Ю. М. Кондратович, Г. А. Мелков, О. Д. Пустыльник, В. С. Сидоренко.— Оpubл. 15.10. 2003; Бюл. № 10.

В. І. Каневський, В. С. Сидоренко

ПІДСИЛЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ ПРИ РОЗСІЮВАННІ СВІТЛА НА ЗОЛОТОМУ НАНОЦИЛІНДРІ

Подано процедуру розрахунку підсилення електричного поля при розсіюванні плоских електромагнітних хвиль на золотому наноциліндрі в оптичному діапазоні, яка використовує скінченно-елементний підхід для розв'язання тривимірного векторного рівняння Гельмгольца. Наведено результати розрахунків характеристик розсіювання плоских хвиль на одному золотому наноциліндрі в резонансному режимі (диференціальні перерізи розсіювання в далекій зоні, розподіл електричних полів у ближній зоні) для паралельно поляризованих векторів електричних полів падаючих хвиль відносно осі наноциліндра з вектором Пойтінга, перпендикулярним до цієї осі.

V. I. Kanevskii, V. S. Sidorenko

AMPLIFICATION OF ELECTRIC FIELDS AT SCATTERING OF LIGHT BY A GOLD NANOCYLINDER

Calculation procedure of amplification of electric fields at scattering of plane electromagnetic waves by a gold nanocylinder is presented in the optical range using the finite element method to solve 3D Helmholtz equation. Results of calculations of scattering characteristics of plane electromagnetic waves by a gold nanocylinder in the resonance regime (the differential cross sections in the far-zone, the electric field distributions in the near-zone) are obtained for parallel polarized vectors of electric fields of incident waves relatively its axis, with the Poynting vector perpendicular to this one.