

РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ЗОЛОТОМ НАНОЦИЛИНДРЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА

В.И. Каневский¹, В.М. Розенбаум¹, В.С. Сидоренко², Д.И. Побокин¹

¹Институт химии поверхности им. А.А. Чуйко Национальной академии наук Украины
ул. Генерала Наумова, 17, Киев, 03164, Украина, e-mail: vikanev@ukr.net

²Киевский национальный университет им. Т. Шевченко
просп. Глушкова 2, Киев, 030222, Украина

Представлена процедура расчета рассеяния 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 и нерезонансном режимах (дифференциальные сечения рассеяния в дальней зоне; распределения электрических полей, активной и реактивной составляющих вектора Пойнтинга в ближней зоне) для параллельно поляризованных векторов электрических полей падающих волн относительно его оси с вектором Пойнтинга, перпендикулярным к этой оси.

Введение

Развитие нанотехнологий способствовало возникновению нового направления в нанооптике – плазмоники [1], повышенный интерес к которой вызван, прежде всего, успехами в получении и визуализации металлических наночастиц и наноразмерных кластеров. В основе плазмоники лежат явления возбуждения поверхностных плазмонных поляритонов [2], т.е. электромагнитных волн, которые распространяются вдоль границы раздела (например, металл–диэлектрик), или локальных поверхностных мод колебаний свободных электронов, в частности, на поверхности металлических наночастиц, которые принято называть поверхностным плазмонным резонансом (ППР) [3].

Явление ППР в металлических наночастицах имеет следующие особенности [3].

1. Сильная пространственная локализация электронных колебаний в широком диапазоне длин волн (от ультрафиолетового до инфракрасного), которая приводит к огромному увеличению электрических полей.
2. Высокая чувствительность как к диэлектрическим параметрам окружающей среды, так и к форме наночастиц.
3. Сильная поляризационная чувствительность (ППР металлических наночастиц сильно зависит как от пространственного расположения вектора напряженности электрического поля, падающей на наночастицу плоской волны, так и от ориентации вектора Пойнтинга данной волны относительно рассматриваемой наночастицы).
4. Резкое увеличение сечения экстинкции (происходит в результате увеличения сечения поглощения или рассеяния, причем, как следует из теории Ми, их максимумы совпадают).

Все это позволяет «настраивать» ППР в металлических наночастицах на эффективное взаимодействие со светом или с элементарными квантовыми системами (молекулами, квантовыми точками).

Эти свойства ППР наночастиц позволили получить много практических результатов, среди которых можно выделить гигантское комбинационное рассеяние света на одиночных молекулах [4] и микроскопию ближнего поля [5]. В этих случаях

поверхностные плазмоны играют весьма существенную роль не только из-за резонансного усиления поля, но и вследствие малого пространственного масштаба области локализации усиленного поля, соизмеримого с размерами исследуемых наноструктур.

Известно, что многослойные углеродные нанотрубки (МСУНТ) в оптическом диапазоне обладают высокой абсорбционной способностью электромагнитных волн, которая находит применение, например, в лазерах [6] и болометрах [7]. Использование этого свойства в астрофизике позволяет существенно улучшить чувствительность оптических приборов. Поэтому (с целью еще большего усиления чувствительности указанных приборов) важно исследовать возможность существования явления ППР в МСУНТ в оптическом диапазоне с применением в качестве наполнителя золота, серебра, платины или вольфрама. При наличии ППР в структурах на основе указанных МСУНТ они могут использоваться в качестве спектроскопических усилителей и химических сенсоров в видимом диапазоне.

Перспективное с прикладной точки зрения явление ППР может быть успешно описано с помощью концепции вектора Пойнтинга с одновременным сравнением потоков данного вектора в резонансном и нерезонансном режимах. Такой подход позволяет достоверно описывать процессы переноса энергии, происходящие при рассеянии света на облучаемом объекте как при наличии ППР, так и в его отсутствие. Однако рассеяние плоских электромагнитных волн на ансамбле заполненных МСУНТ зависит от их распределения в исследуемом образце и предполагает учет интерференции волн, рассеянных на каждой из них. Известно также, что, с одной стороны, в оптическом диапазоне графит проявляет значительные диссипативные свойства и не имеет ППР [3], с другой – не известна схема транспорта электромагнитной энергии в металлическом наноцилиндре, являющимся наполнителем МСУНТ, в резонансном режиме. Поэтому в качестве первого шага описания такого сложного явления (резонансное рассеяние света на наполненной металлом МСУНТ) сначала целесообразно рассмотреть рассеяние света на одном золотом наноцилиндре в резонансном и нерезонансном режимах.

Целью данной работы является описание транспорта энергии при рассеянии плоских электромагнитных волн в оптическом диапазоне на золотом наноцилиндре в резонансном и нерезонансном режимах, используя концепцию вектора Пойнтинга. Для конкретизации проведенных расчетов рассматривалась параллельная поляризация вектора электрических полей падающих плоских волн относительно оси золотого наноцилиндра с вектором Пойнтинга, перпендикулярным к этой оси (см. рис. 1а).

Изложение материала содержится в двух разделах, в первом из которых кратко описана модель рассеяния света на золотом наноцилиндре, а во втором – результаты расчета в дальней и ближней зонах, включая сам наноцилиндр. Выводы приведены в заключительном разделе.

Модель расчета рассеяния плоских электромагнитных волн на золотом наноцилиндре

В качестве материала для наноцилиндра было выбрано золото. У этого благородного металла ППР определяется не только наличием свободных электронов, но и влиянием междузонных переходов $5d \rightarrow 6sp$. То есть наличие явления ППР в золотых наночастицах нельзя считать чисто поверхностным резонансом свободных электронов даже в грубом приближении, так как это фактически гибридный резонанс d -электронов и электронов проводимости. Однако у золота междузонные переходы не имеют такого сильного влияния как у меди [3] – у золота довольно хорошо разнесены пики электронных резонансов и резонансов свободных электронов, которые

ответственны за явление ППР. Оптические константы для золота были взяты из работы [8]. Зависимость действительной части диэлектрической проницаемости золота $\varepsilon'(\lambda)$ (которую можно легко получить с помощью указанных констант [8]) в диапазоне длин волн $\lambda \in [460 - 620]$ нм соответствует волновому диапазону падающей плоской волны и обладает особенностью: $\varepsilon'(\lambda) < 0$. Этот факт, прежде всего, показывает, что электромагнитное поле в наночастице колеблется в противофазе по отношению к падающей волне и обладает возможностью аккумулировать ее энергию, например для реализации явления ППР (рис.1б). При этом длина волны Фрелиха, которая является комплексной величиной [1, 3], близка к указанному диапазону волн. Заметим, что именно в оптических константах «зашифрована» информация об особенностях явления ППР в золотых наночастицах.

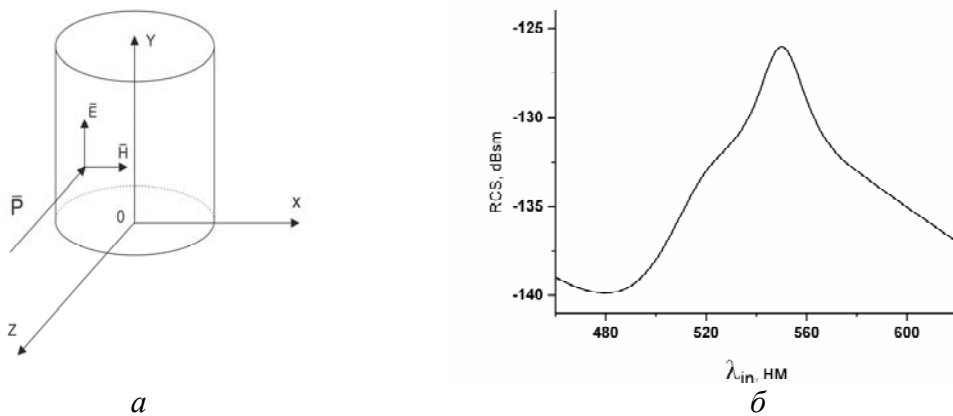


Рис. 1. Направление падения плоских электромагнитных волн с параллельной ориентацией напряженности электрического поля \vec{E} относительно оси золотого наноцилиндра. Вектор Пойнтинга нормален к оси наноцилиндра (а). Дифференциальные сечения рассеяния (RCS) плоских электромагнитных волн на золотом наноцилиндре при угле рассеяния $\theta = 180^\circ$ (рис. 1а, высота $H=80$ нм, радиус $R=40$ нм) в зависимости от длины падающих волн λ_{in} (б).

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

Распределение комплексной амплитуды электрического поля \vec{E}_m (в дальнейшем электрического поля \vec{E} (так как уравнения Максвелла линейные, 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 находится путем решения неоднородного векторного уравнения Гельмгольца [9,10]

$$\vec{\nabla} \times [\boldsymbol{\mu}_r^{-1} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{E})] - \kappa_0^2 \boldsymbol{\varepsilon}_r \cdot \vec{E} = -j\omega\mu_0 \vec{J}_s, \quad (1)$$

где j – мнимая единица, \vec{J}_s – плотности 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), $\boldsymbol{\varepsilon}_r, \boldsymbol{\mu}_r$ – тензоры второго порядка относительной комплексной диэлектрической и магнитной проницаемостей,

ω – циклическая частота. Будем считать, что золотой наноцилиндр 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, используя распределение напряженности электрического поля \vec{E} .

В качестве граничных условий для поля \vec{E} в окружающем пространстве используем 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 на бесконечность.

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

Расчетная область имеет форму куба, сечение которой представлено на рис. 2а, (сечение в плоскости **XOZ** рис. 1а) включает в себя золотой наноцилиндр (1) и внешний источник (плоские волны, направление движения которых показано с помощью вектора Пойнтинга \vec{P} , направленного по нормали к оси **Y**, причем в противоположном направлении к оси **Z**). Все стороны куба покрыты АП-слоями (3). Расстояние между золотым наноцилиндром и АП-слоями выбрано приблизительно равным половине длины падающей волны.

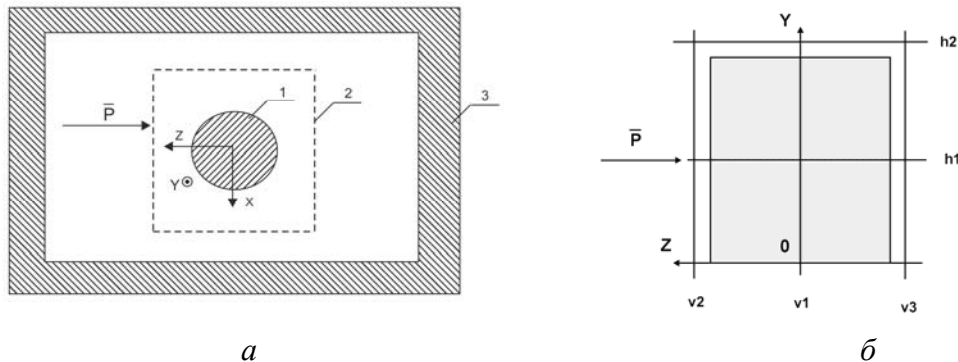


Рис. 2. Горизонтальное сечение расчетной области (плоскость **XOZ** рис.1а); 1 – соответствует золотому наноцилиндру, 2 – замкнутой поверхности, на которой рассчитаны распределения напряженностей электрического и магнитного поля, 3 – АП-слоям; вектор Пойнтинга \vec{P} нормален к оси наноцилиндра) – а. Вертикальное сечение золотого наноцилиндра (плоскость **YOZ** рис.1а; горизонтальные и вертикальные линии ($h_1, h_2; v_1, v_2, v_3$) пересекают оси **OY** и **OZ** в точках 40 нм, 81 нм и 0 нм, 41 нм, -41 нм, соответственно; высота наноцилиндра $H = 80$ нм, радиус $R = 40$ нм) – б.

Явление ППР (в частности, в золотом наноцилиндре) является сложным физическим процессом. Для его описания необходимы несколько параметров, первым

из которых рассмотрим дифференциальное сечение рассеяния RCS , которое в представленных ниже зависимостях определяется следующим образом:

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

где $\delta = \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi r^2 \left| \vec{E}(\varphi, \theta) / \vec{E}^{in}(\varphi, \theta) \right|^2$ – собственно дифференциальное сечение рассеяния; $\vec{E}(\varphi, \theta)$ и $\vec{E}^{in}(\varphi, \theta)$ – электрические составляющие соответственно рассеянного и падающего на золотой наноцилиндр поля в дальней зоне, φ, θ – азимутальный угол и угол рассеяния в сферической системе координат, $S = 1 \text{ м}^2$ – площадь, на которую нормировалось дифференциальное сечение рассеяния δ . Как указывалось выше, явление ППР в золотых наночастицах является гибридным ППР d – электронов и электронов проводимости. Для того чтобы максимально приблизиться к длине волны Фрелиха λ_{rez} , 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 наноцилиндр в диапазоне длин волн $\lambda_{in} \in [460 - 620]$ нм (рис. 1б). Из физических соображений вытекает, что при $\lambda_{in} \rightarrow \lambda_{rez}$ (как следует из расширенной теории Ми для цилиндрических частиц) сечение рассеяния δ увеличивается и стремится к своему экстремальному значению. Это эквивалентно увеличению эффективного объема наночастицы, что, в свою очередь, равноценно увеличению $RCS(\lambda_{in}, \theta)$ при угле рассеяния θ , в частности, вперед, т.е. $\theta = 180^\circ$ (рис. 1а). Зависимость $RCS(\lambda_{in}, \theta = 180^\circ)$ представлена на рис. 1б. Для расчета дифференциальных сечений рассеяния использовался следующий прием [11]: на замкнутой поверхности (см. рис. 2а, 2), окружающей золотой наноцилиндр 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 искомым дифференциальных сечений рассеяния.

В качестве второго параметра, описывающего явление ППР в золотом наноцилиндре, особенно в ближней зоне рассеяния, включая и сам наноцилиндр, рассмотрим комплексные амплитуды электрического поля \vec{E}_m , действительная и мнимая части которых являются векторными величинами, 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 $\vec{E}_{re}, \vec{E}_{im}$ – действительная и мнимая части комплексной амплитуды вектора \vec{E} ; $\vec{H}_{re}, \vec{H}_{im}$ – действительная и мнимая части комплексной амплитуды вектора \vec{H} . Указанные величины являются результатом решения уравнения (1).

В качестве третьего параметра, описывающего явление ППР в золотом наноцилиндре в ближней зоне, рассмотрим вектор Пойтинга \vec{P} , который, если выразить векторы \vec{E} и \vec{H} через их комплексные амплитуды

$$\vec{E} = \frac{1}{2}(\vec{E}_m e^{j\omega t} + \vec{E}_m^* e^{-j\omega t}); \quad \vec{H} = \frac{1}{2}(\vec{H}_m e^{j\omega t} + \vec{H}_m^* e^{-j\omega t}), \quad (5)$$

может быть представлен в виде [14]

$$\vec{P} = \vec{P}_{av} + \vec{P}_{var}, \quad \vec{P}_{av} = \frac{1}{2} \text{Re}[\vec{E}_m \vec{H}_m^*], \quad \vec{P}_{var} = \frac{1}{2} \text{Re}\{[\vec{E}_m \vec{H}_m] e^{j2\omega t}\}, \quad (6)$$

где ω — циклическая частота падающей плоской волны, t — время, \vec{E}_m^* , \vec{H}_m^* — комплексно-сопряженные амплитуды векторов \vec{E} и \vec{H} , \vec{P}_{av} — среднее за период значение переносимой плотности энергии (активная мощность), \vec{P}_{var} — переменная составляющая переносимой плотности энергии (реактивная мощность). Учитывая соотношение (4), векторы \vec{P}_{av} и \vec{P}_{var} можно представить в виде

$$\vec{P}_{av} = \frac{1}{2}[\vec{E}_{re}\vec{H}_{re}] + \frac{1}{2}[\vec{E}_{im}\vec{H}_{im}], \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \vec{P}_{var} = & \frac{1}{2}\{[\vec{E}_{re}\vec{H}_{re}] - [\vec{E}_{im}\vec{H}_{im}]\} \cos(2\omega t) - \\ & - \frac{1}{2}\{[\vec{E}_{re}\vec{H}_{im}] + [\vec{E}_{im}\vec{H}_{re}]\} \sin(2\omega t). \end{aligned} \quad (8)$$

Таким образом, очерчена вычислительная схема расчета рассеяния плоских волн на золотом наноцилиндре в ближней и дальней зонах. Кроме того, для описания явления ППР выбрана система параметров — RCS , \vec{E} , P_{av} , P_{var} , \vec{P} , что соответствует случаю, когда интенсивности рассеяния и поглощения соизмеримы. В других случаях, т.е. там, где значительно превалирует поглощение [16], система параметров будет иной. Поэтому выберем высоту и диаметр наноцилиндра, равными 80 нм. В следующем разделе с помощью выбранной системы параметров предпринята попытка описать процессы переноса электромагнитной энергии при рассеянии на золотом наноцилиндре в резонансном и нерезонансном режимах.

Результаты расчетов

Представленная выше методика расчета рассеяния плоской волны на золотом наноцилиндре тестировалась дважды [15], причем в ближней и дальней зонах. Чтобы изучить особенности транспорта энергии в области золотого наноцилиндра в резонансном режиме, прежде всего, необходимо определить длину падающей плоской волны λ_{rez} , при которой имеет место явление ППР. Это можно сделать, численно определив в дальней зоне значение максимума кривой $RCS(\lambda_m, \theta = 180^\circ)$ (рис. 1 б), который соответствует $\lambda_{rez} = 550$ нм (в [16] был получен близкий результат) при условии, что высота и диаметр наноцилиндра равны 80 нм. В этом случае сечения рассеяния и поглощения имеют соизмеримые значения. В случае, когда характерные размеры наночастицы гораздо меньше, превалирует сечение поглощения. В таком случае необходимо рассчитывать аналогичную кривую, но для сечения поглощения. Заметим, что указанный подход является некоторым упрощением по отношению к строгому подходу: определению собственных колебаний наночастицы, позволяющему находить более высокие моды резонансных колебаний, связанные с явлением ППР.

В дальнейшем электрические поля \vec{E} и векторы Пойтинга \vec{P} (включая \vec{P}_{av} и \vec{P}_{var}) вычислялись вдоль одной из выбранных прямых (рис.2б) и представлялись в виде модифицированной функции соответствующего вектора

$$B_i = |\vec{A}| \text{sign}(A_i), \quad i = x, y, z, \quad (9)$$

где \vec{A} — один из указанных векторов, A_i — соответствующая проекция выбранного вектора, отсчет которой осуществляется вдоль одной из выбранных прямых (рис.2б). Удобство введения таких модифицированных функций состоит в появляющейся возможности анализировать не только значения модулей указанных величин, но и

направление их потоков. При этом модифицированные функции будут иметь скачки в точках, соответствующих обращению i -й проекции в нуль, что является следствием используемой модификации функции выбранного вектора и не имеет физического содержания. Заметим, что отсчет значений выбранной модифицированной функции осуществлялся в направлении, противоположном к соответствующей координатной оси. Например, в случае выбора одной из вертикальных прямых на рис. 2б, отсчет осуществлялся сверху вниз наноцилиндра (рис. 1а), а в случае выбора одной из горизонтальных прямых на том же рис. 2б – в направлении от освещенной стороны к теневой.

Чтобы убедиться в том, что найденная длина волны λ_{rez} соответствует явлению ППР в наноцилиндре, выбранном для расчета, проанализируем распределение электрической составляющей электромагнитного поля в ближней зоне в резонансном ($\lambda_{in} = 550$ нм) и нерезонансном ($\lambda_{in} = 620$ нм) режимах.

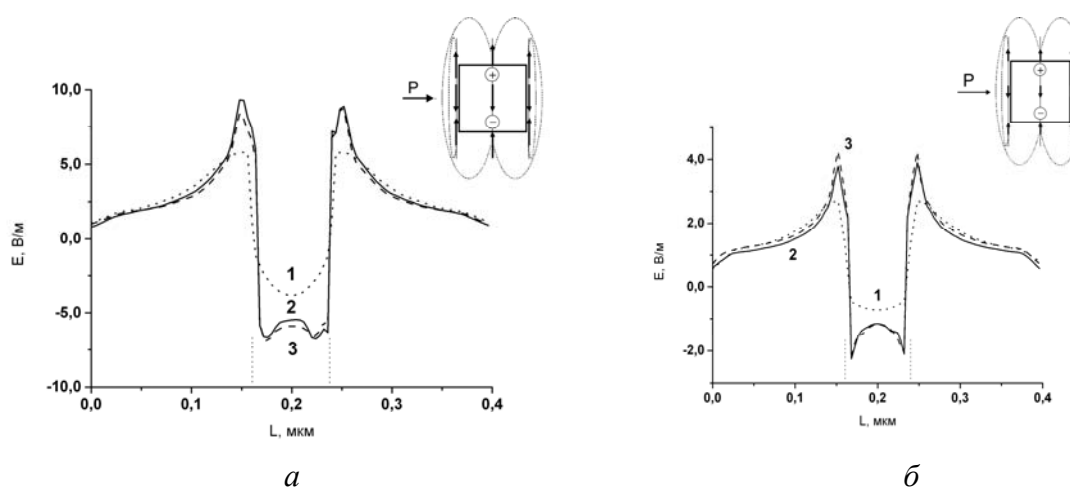


Рис. 3. Модифицированные функции E напряженностей электрических полей \vec{E} (соотношение (9), выбран знак E_y – проекции) в резонансном (а, $\lambda_{in}=550$ нм) и нерезонансном режимах (б, $\lambda_{in}=620$ нм). Ось L ориентирована в направлении, противоположном оси Y (рис. 1а), с началом отсчета, совпадающим с верхней границей расчетной области. Кривые (1, 2, 3) рассчитаны вдоль вертикальных прямых v_1, v_2, v_3 (рис. 2 б) соответственно; направления напряженностей электрических полей \vec{E} вдоль указанных вертикальных прямых изображены на вставках. Вертикальные пунктирные линии соответствуют верхним и нижним границам стенок золотого наноцилиндра.

На рис. 3 показаны распределения модифицированных функций E напряженностей электрических полей \vec{E} в резонансном и нерезонансном режимах. В обоих режимах падающая плоская волна возбуждает в золотом наноцилиндре электрический диполь, направление которого противоположно направлению поляризации электрической составляющей плоской волны, т. е. в противоположном направлении по отношению к оси Y . Среднее поле этого диполя в нерезонансном режиме примерно равно полю падающей волны, т.е. 1 В/м, в резонансном режиме среднее поле вдоль оси наноцилиндра увеличивается более чем в три раза.

Форма распределения электрического поля \vec{E} вдоль оси наноцилиндра в нерезонансном режиме (кривая 1, рис. 3б) повторяет форму поля вдоль полуволнового вибратора, причем длина волны в цилиндре равна $\tilde{\lambda} = \lambda_{in} / \sqrt{|\epsilon'(\lambda_{in})|} \approx 168.3$ нм; в

резонансном режиме происходит более резкий спад от середины к краям вдоль оси наноцилиндра (кривая 1, рис. 3а), причем длина волны в наноцилиндре $\tilde{\lambda} \approx 228$ нм.

С освещенной и с теневой сторон, причем непосредственно сверху и снизу наноцилиндра, в нерезонансном режиме (кривые 2, 3; рис. 3б) наблюдается повышенное значение поля \vec{E} (≈ 4 В/м), вызванное наличием ребер. В резонансном режиме в аналогичных областях также наблюдается повышенное значение поля \vec{E} (≈ 9 В/м), вызванное, прежде всего, явлением ППР (кривые 2, 3; рис. 3а), что совпадает с теоретической оценкой, выполненной в работе [17].

Возмущение поля вдоль оси Y сверху и снизу вне наноцилиндра как в нерезонансном, так и в резонансном режимах простирается вдоль всей расчетной области.

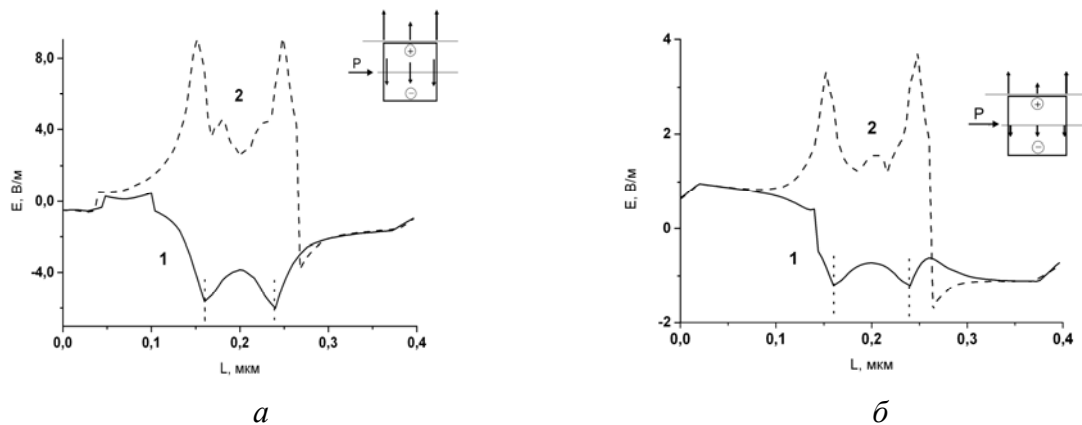


Рис. 4. Модифицированные функции E напряженностей электрических полей \vec{E} (соотношение (9), выбран знак E_y – проекции) в резонансном (а, $\lambda_{in}=550$ нм) и нерезонансном режимах (б, $\lambda_{in}=620$ нм). Ось L ориентирована в направлении, противоположном оси Z (рис. 1а), с началом отсчета, совпадающим с левой границей расчетной области. Кривые (1, 2) получены вдоль горизонтальных прямых h1, h2 (рис.2б) соответственно; направления напряженностей электрических полей \vec{E} вдоль указанных горизонтальных прямых изображены на вставках. Вертикальные пунктирные линии соответствуют боковым границам стенок золотого наноцилиндра.

На рис. 4 показаны распределения модифицированных функций E напряженностей электрических полей \vec{E} в резонансном и нерезонансном режимах. В обоих режимах распределение поля \vec{E} вдоль срединной линии (кривая 1, рис.4 а, б) имеет скин-области, которые практически смыкаются друг с другом. Однако в резонансном режиме в указанных областях распределение поля \vec{E} (кривая 1, рис. 4а) в несколько раз больше по сравнению с аналогичными областями в нерезонансном случае (кривая 1, рис. 4 б).

Анализ модифицированной функции E напряженности электрического поля \vec{E} над поверхностью наноцилиндра на высоте 1 нм в нерезонансном режиме (кривая 2, рис.4б), показывает, что его среднее значение равно $\approx 1,5$ В/м, причем всплески распределения поля \vec{E} (≈ 4 В/м) вдоль кривой 2 с теневой и с освещенной сторон наноцилиндра вызваны близостью ребер, расположенных в этих областях. В резонансном режиме в аналогичных областях над поверхностью наноцилиндра на высоте 1 нм (кривая 2, рис. 4 а), среднее поле равно ≈ 4 В/м, всплески распределения

поля \vec{E} (≈ 9 В/м) вдоль кривой 2 с теневой и с освещенной сторон наноцилиндра (кривая 2, рис. 4а) обусловлены наличием, прежде всего, явления ППР в этих областях наноцилиндра. Заметим, что возмущение поля вдоль оси Z вне наноцилиндра как с освещенной, так и с теневой сторон в резонансном и в нерезонансном режимах простирается практически вдоль всей расчетной области (рис. 2а).

Электрическое поле \vec{E} является важным параметром при описании явления ППР в наночастицах, но не раскрывает сути явления ППР, так как поток энергии при рассеянии на объекте определяется распределением напряженностей электрического и магнитного полей. Используя вектор Пойнтинга можно охарактеризовать транспорт энергии при рассеянии света на исследуемом объекте в резонансном и нерезонансном режимах, то есть с помощью концепции вектора Пойнтинга можно описать процессы обмена электромагнитной энергией между объектом рассеяния и падающим излучением. Выберем указанный вектор в качестве третьего параметра, с помощью которого будем описывать явление ППР в металлических частицах. Как уже отмечалось, вектор Пойнтинга \vec{P} может быть разделен на две составляющие (см. (7) и (8)): среднее за период значение переносимой плотности энергии \vec{P}_{av} и переменная составляющая переносимой плотности энергии вектора Пойнтинга \vec{P}_{var} , колеблющаяся с удвоенной частотой падающей плоской волны. Каждая из составляющих ответственна за разные стороны явления ППР: транспорт активной энергии (активная составляющая \vec{P}_{av}) и пространственная локализация реактивной энергии (реактивная составляющая \vec{P}_{var}). Рассмотрим более детально указанные особенности.

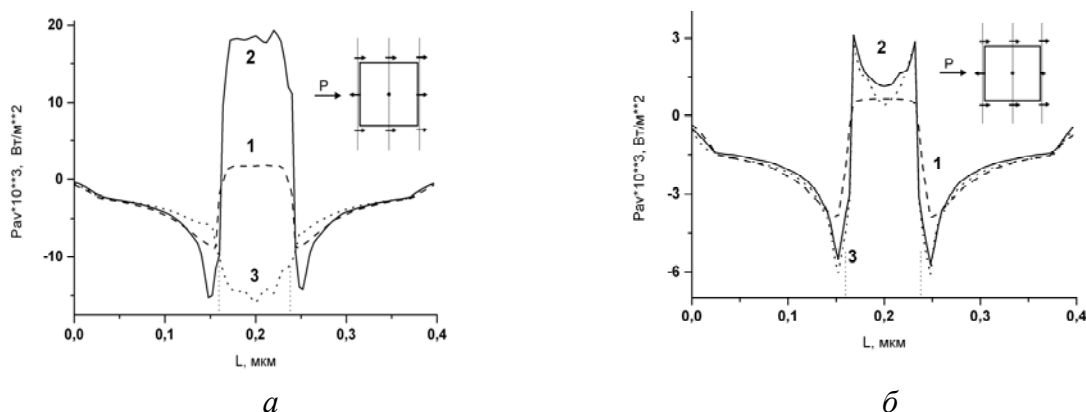


Рис. 5. Модифицированные функции P_{av} средних за период величин вектора Пойнтинга \vec{P}_{av} (соотношение (9), выбран знак P_z – проекции) в резонансном (а, $\lambda_{in}=550$ нм) и нерезонансном режимах (б, $\lambda_{in}=620$ нм). Ось L ориентирована в направлении, противоположном оси Y (рис. 1а), с началом отсчета, совпадающим с верхней границей расчетной области. Кривые (1, 2, 3) получены вдоль вертикальных прямых $v1, v2, v3$ (рис.2б) соответственно; направления потоков вектора \vec{P}_{av} вдоль указанных вертикальных прямых изображены на вставках. Вертикальные пунктирные линии соответствуют верхним и нижним границам стенок золотого наноцилиндра.

На рис. 5 показаны распределения модифицированных функций P_{av} средних за период величин вектора Пойнтинга \vec{P}_{av} в резонансном и нерезонансном режимах. В резонансном режиме поток вектора \vec{P}_{av} выходит из наноцилиндра как с освещенной,

так и с теневой сторон. Это показывает, что в данном режиме наноцилиндр излучает. В нерезонансном режиме поток вектора \vec{P}_{av} входит в наноцилиндр с теневой стороны и выходит с освещенной стороны, причем интенсивность потоков данного вектора в среднем на порядок меньше чем в резонансном режиме.

На рис. 6 показаны распределения модифицированных функций P_{av} средних за период величин вектора Пойтинга \vec{P}_{av} в резонансном и нерезонансном режимах. В обоих режимах поток вектора \vec{P}_{av} сфокусирован на центр боковой поверхности наноцилиндра с теневой стороны и расфокусирован с освещенной стороны. Однако интенсивность указанных потоков в резонансном режиме над и под цилиндром, особенно с освещенной стороны, имеет в несколько раз большие значения, чем при отсутствии ППР.

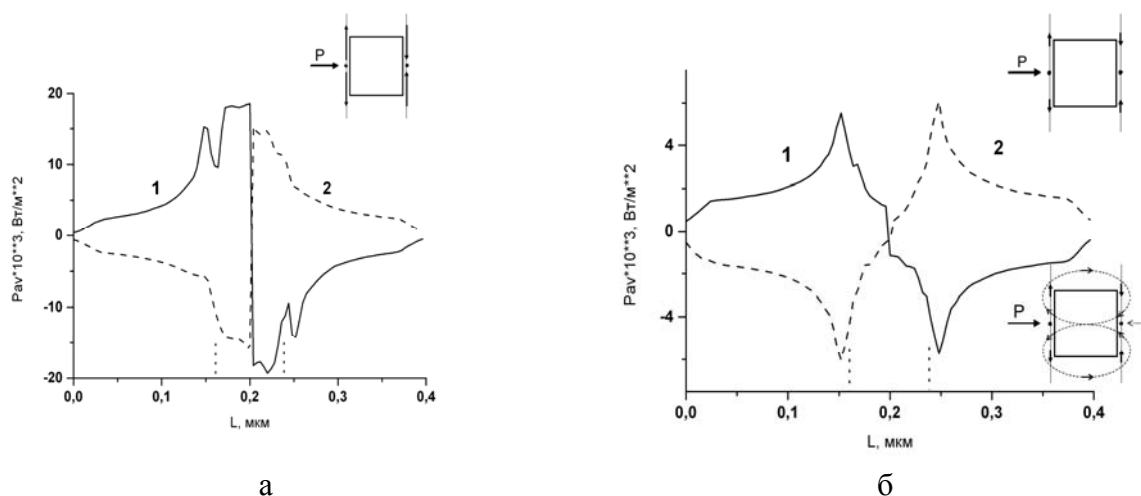


Рис. 6. Модифицированные функции P_{av} средних за период величин вектора Пойтинга \vec{P}_{av} (соотношение (9), выбран знак P_y – проекции) в резонансном (а, $\lambda_{in}=550$ нм) и нерезонансном режимах (б, $\lambda_{in}=620$ нм). Ось L ориентирована в направлении, противоположном оси Y (рис. 1а), с началом отсчета, совпадающим с верхней границей расчетной области. Кривые (1, 2) получены вдоль вертикальных прямых v_2, v_3 (рис. 2б) соответственно; направления потоков вектора \vec{P}_{av} вдоль указанных вертикальных прямых изображены на верхних вставках. На нижней вставке (б) показан суммарный схематический транспорт этого вектора. Вертикальные пунктирные линии соответствуют верхним и нижним границам стенок золотого наноцилиндра.

Совместный анализ рис. 5 и рис. 6 показывает, что при сканировании вдоль прямых v_2 и v_3 (рис. 2б) потока вектора \vec{P}_{av} в обоих режимах непосредственно над и под наноцилиндром с освещенной и теневой сторон наблюдаются резкие всплески потока этого вектора. Мы предполагаем, что эти всплески соответствуют сечениям диаграмм направленности потока вектора \vec{P}_{av} , причем, как утверждается в [18], указанные диаграммы в ближней зоне представляют собой некоторые пространственные узкие лепестки, направленные под углом к оси наноцилиндра. Основываясь на рис.6, можно также предположить, что с теневой стороны данные лепестки сфокусированы на центр боковой поверхности, а с освещенной – расфокусированы.

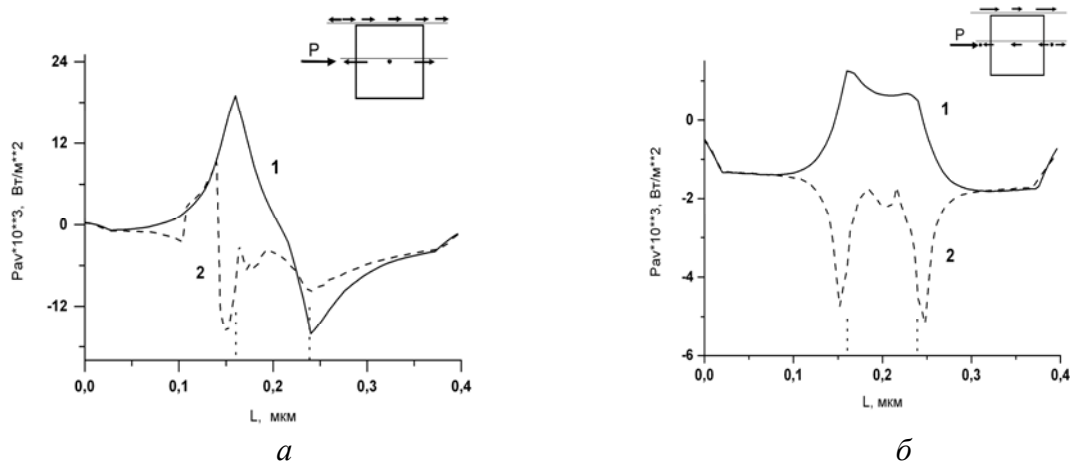


Рис. 7. Модифицированные функции P_{av} средних за период величин вектора Пойнтинга \vec{P}_{av} (соотношение (9), выбран знак P_z – проекции) в резонансном (а, $\lambda_{in}=550$ нм) и нерезонансном режимах (б, $\lambda_{in}=620$ нм). Ось L ориентирована в направлении, противоположном оси Z (рис. 1а), с началом отсчета, совпадающим с левой границей расчетной области (рис. 2а). Кривые (1, 2) получены вдоль горизонтальных прямых h_1, h_2 (рис. 2б) соответственно; направления потоков вектора \vec{P}_{av} вдоль указанных горизонтальных прямых изображены на вставках. Вертикальные пунктирные линии соответствуют боковым границам стенок золотого наноцилиндра.

На рис. 7 показаны распределения модифицированных функций P_{av} средних за период величин вектора Пойнтинга \vec{P}_{av} в резонансном и нерезонансном режимах. В резонансном режиме поток вектора \vec{P}_{av} вдоль срединной линии выходит из наноцилиндра как с освещенной, так и с теневой сторон (рис. 7а, кривая 1), причем максимумы данных потоков приблизительно равны и расположены в области пересечения срединной линии и боковых сторон. Это подтверждает, что в указанном режиме плазмон формируется и излучает в области боковых поверхностей наноцилиндра. Подтверждением данного факта являются практически нулевые значения потока вектора \vec{P}_{av} вдоль вертикальной линии v_1 (рис. 2б). Повышенное значение этого потока распространяется вдоль большей части расчетной области вне наноцилиндра. В нерезонансном режиме указанный поток, выходящий из наноцилиндра (рис. 7б, кривая 1) с освещенной стороны, приблизительно равен данному потоку, входящему в наноцилиндр с теневой стороны, причем его повышенное значение вне наноцилиндра также распространяется вдоль практически всей расчетной области. Однако интенсивность этого потока в среднем на порядок меньше, чем в резонансном режиме.

В зоне Френеля в перпендикулярном направлении к оси наноцилиндра (кривая 1) как с освещенной, так и с теневой сторон в обоих режимах наблюдается волновой характер изменения вектора \vec{P}_{av} , но интенсивность данного процесса незначительна на фоне максимальной интенсивности рассматриваемой кривой.

В резонансном режиме поток вектора \vec{P}_{av} над наноцилиндром (рис. 7а, кривая 2) с освещенной стороны направлен вдоль оси Z , а с теневой стороны — в противоположном направлении к оси Z , причем в этих областях наблюдаются резкие

всплески этого вектора, обусловленные явлением ППР. Такое распределение вектора \vec{P}_{av} увеличивает его вихревой характер над наноцилиндром, что влечет увеличение эффективного сечения рассеяния рассматриваемого наноцилиндра. С другой стороны, предполагается, что вихревой характер вектора \vec{P}_{av} над наноцилиндром, а также эффект фокусировки потока данного вектора с теневой стороны наноцилиндра (рис. 6) являются проявлением дифракции падающего на наноцилиндр потока энергии плоской волны в зоне Френеля. В нерезонансном режиме поток вектора \vec{P}_{av} над наноцилиндром (рис. 7б, кривая 2) направлен в противоположном направлении по отношению к оси Z , причем с освещенной и тыльной сторон наблюдаются резкие всплески данного вектора, обусловленные близким расположением ребер наноцилиндра. В данном режиме также предполагается, что даже при слабом вихревом характере потока вектора \vec{P}_{av} над наноцилиндром эффект фокусировки указанного вектора с теневой стороны наноцилиндра (рис. 6б) является проявлением дифракции падающего на наноцилиндр потока энергии плоской волны. Как результат, с теневой стороны наноцилиндра наблюдается входящий в него поток вектора \vec{P}_{av} . На нижней вставке (рис. 6б) показан суммарный схематический транспорт данного вектора. В резонансном режиме также существует аналогичный входящий поток вектора \vec{P}_{av} , но он гораздо слабее по интенсивности, чем выходящий поток, обусловленный явлением ППР, поэтому он отсутствует на рис. 6а. Заметим, что интенсивность вектора \vec{P}_{av} (рис. 7а, кривые 1, 2) в резонансном режиме в среднем на порядок выше, чем в нерезонансном режиме.

Сравнение модифицированных функций P_{av} со знаками P_z – , P_y – проекций данного вектора в резонансном (рис. 5а – рис. 7а) и нерезонансном (рис. 5б – рис. 7б) режимах показывает, что увеличение вихревого характера потока данного вектора над и под наноцилиндром в резонансном режиме влечет увеличение эффективного сечения рассеяния наноцилиндра при наличии ППР по сравнению с нерезонансным режимом. Мы предполагаем, что причиной увеличения вихревого характера потока вектора P_{av} является то, что при наличии ППР на поверхности наноцилиндра увеличиваются турбулентные потоки энергии в результате рассеяния падающей плоской волны на наноцилиндре. Таким образом, плоская волна, дифракционно огибая наноцилиндр и интерферируя с полем локализованного плазмона, порождает винтовые дислокации [19], которые в свою очередь влекут увеличение вихревого характера потока вектора \vec{P}_{av} над и под наноцилиндром.

На рис. 8 показаны распределения модифицированных функций P_{var} переменных составляющих вектора Пойнтинга в резонансном и нерезонансном режимах. Указанные кривые соответствуют удвоенной частоте плоской волны, падающей на наноцилиндр. В резонансном режиме в течение одного периода колебаний падающей плоской волны на наноцилиндр переменные значения вектора Пойнтинга \vec{P}_{var} дважды обмениваются энергией с данной волной (рис. 8а, кривые 1, 2), причем носят явно выраженный локальный характер. В нерезонансном режиме поток вектора \vec{P}_{var} дважды пронизывает наноцилиндр вдоль линии $h1$ (рис. 2б), причем аккумуляция и излучение энергии не синхронны с колебаниями падающей волны (рис. 8 б, кривые 1, 2). Отметим, что интенсивность потока вектора \vec{P}_{var} в резонансном режиме в среднем на порядок превышает интенсивность данного потока в нерезонансном режиме.

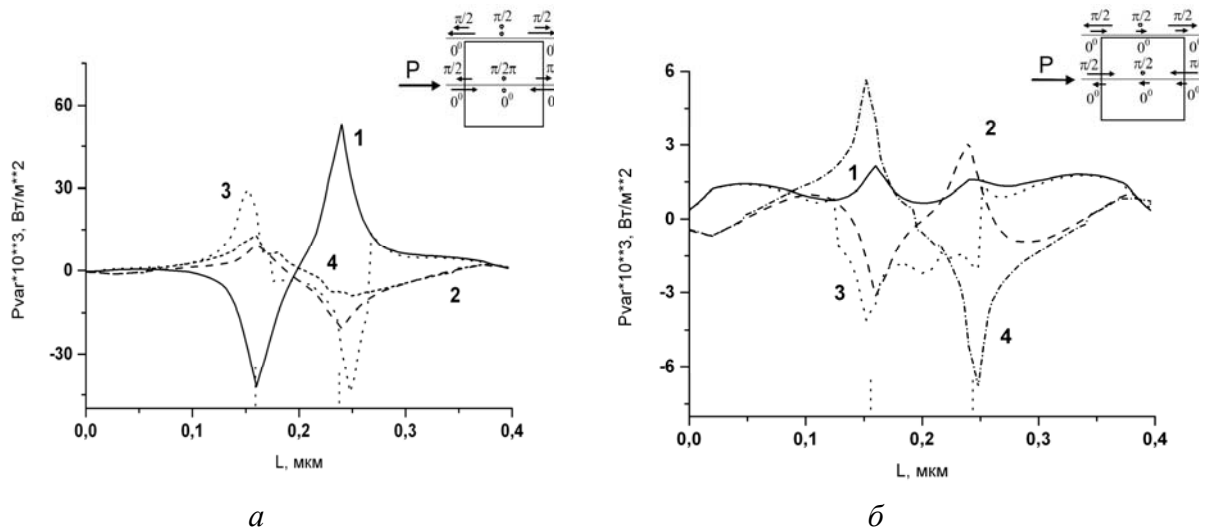


Рис. 8. Модифицированные функции P_{var} переменных величин вектора Пойнтинга \vec{P}_{var} (соотношение (9), выбран знак P_z – проекции) в резонансном (а, $\lambda_{in}=550$ нм) и нерезонансном режимах (б, $\lambda_{in}=620$ нм). Ось L ориентирована в направлении, противоположном оси Z (рис. 1а), с началом отсчета, совпадающим с левой границей расчетной области (рис. 2а). Кривые (1, 2) получены вдоль срединной линии $h1$, кривые (3, 4) – над поверхностью цилиндра вдоль горизонтальной линии $h2$ (рис.2б). Кривые (1, 3) соответствуют фазе колебаний вектора \vec{P}_{var} , равной $\varphi = 2\omega t = 0^\circ$, кривые (2, 4) – фазе колебаний $\varphi = 2\omega t = \pi/2$ (см. (8)). Направления потоков вектора \vec{P}_{var} вдоль указанных горизонтальных прямых изображены на вставках. Вертикальные пунктирные линии соответствуют боковым границам стенок золотого наночилиндра.

В обоих режимах максимальная интенсивность потока вектора \vec{P}_{var} расположена в области пересечения линии $h1$ и боковых сторон наночилиндра. В резонансном режиме максимумы уровней энергии данного вектора как с теневой стороны, так и с освещенной, указывают на наличие ППР в наночилиндре, имеют приблизительно равные значения. В нерезонансном режиме эти максимумы обусловлены скин-эффектом.

В резонансном режиме поток вектора \vec{P}_{var} над поверхностью цилиндра как с освещенной, так и с тыльной сторон характеризуется всплесками интенсивности, указывая, прежде всего, на наличие ППР в этих областях. В нерезонансном режиме поток данного вектора описывается гораздо более слабыми всплесками, являясь следствием наличия ребер наночилиндра вблизи этих областей.

На рис. 9 показаны распределения модифицированных функций P_{var} переменных составляющих вектора Пойнтинга \vec{P}_{var} в резонансном и нерезонансном режимах. В резонансном режиме кривые 1–4 (рис. 9а) подтверждают (рис. 8а) то, что в течение одного периода колебаний падающей плоской волны на наночилиндр переменные значения вектора Пойнтинга \vec{P}_{var} дважды обмениваются энергией с этой волной. Резкое изменение направления и значения вектора \vec{P}_{var} в области пересечения линий $h2$ и $v1, v2$ соответственно (рис. 2б) указывает на вихревой характер изменения

вектора \vec{P}_{var} в этих областях. В нерезонансном режиме наблюдается следующая особенность транспорта энергии: поток вектора \vec{P}_{var} , входящий в наноцилиндр с освещенной стороны, не синхронно изменяется с аналогичным потоком с теневой стороны, причем скорость изменения по времени потока с освещенной стороны гораздо больше, чем с теневой стороны.

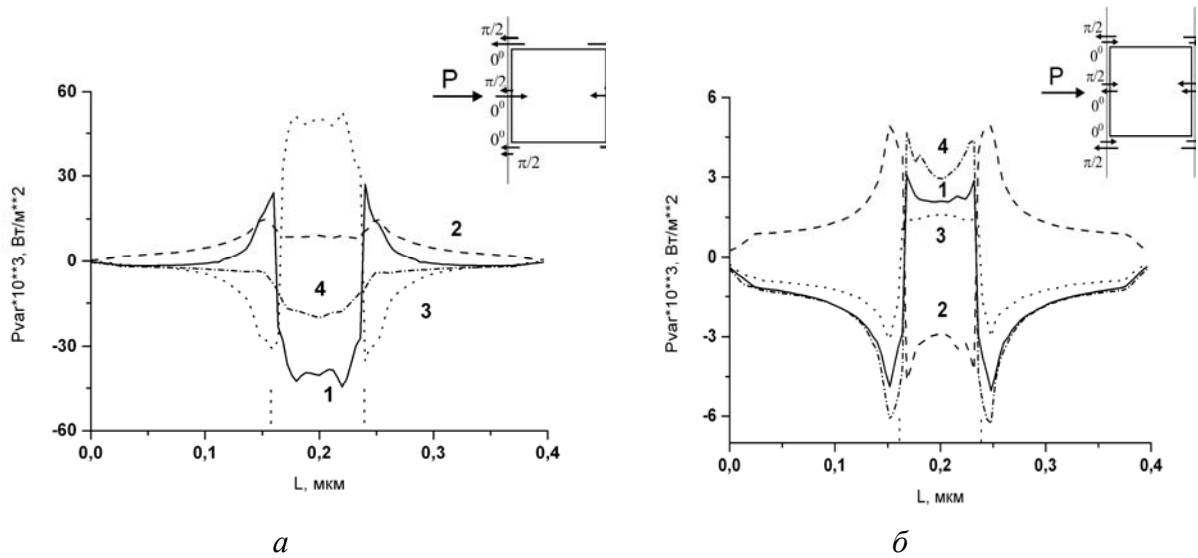


Рис. 9. Модифицированные функции P_{var} переменных величин вектора Пойнтинга \vec{P}_{var} (соотношение (9), выбран знак P_z – проекции) в резонансном (а, $\lambda_{in}=550$ нм) и нерезонансном (б, $\lambda_{in}=620$ нм) режимах. Ось L ориентирована в направлении, противоположном оси Y (рис. 1а), с началом отсчета, совпадающим с верхней границей расчетной области. Кривые (1, 2) получены вдоль вертикальной прямой v_2 , кривые (3, 4) – вдоль вертикальной прямой v_3 , (рис. 2б). Кривые (1, 3) соответствуют фазе колебаний вектора \vec{P}_{var} , равной $\varphi = 2\omega t = 0^\circ$, кривые (2, 4) – фазе колебаний $\varphi = 2\omega t = \pi/2$ (см. (8)). Направления потоков вектора \vec{P}_{var} вдоль указанных вертикальных прямых изображены на вставках. Вертикальные пунктирные линии соответствуют верхним и нижним границам стенок золотого наноцилиндра.

На рис. 10 показаны распределения модифицированных функций P полных величин вектора Пойнтинга \vec{P} в резонансном и нерезонансном режимах. В резонансном режиме в течение одного периода колебаний плоской волны полное значение вектора Пойнтинга \vec{P} дважды обменивается энергией с данной волной (кривые 1–4). Это становится очевидным, если учесть соотношение (6) и сравнить распределения модифицированных функций P_{av} и P_{var} , представленных, например, на рис. 7а и 8а, соответственно. В нерезонансном режиме за период одного колебания падающей плоской волны поток вектора \vec{P} дважды пронизывает наноцилиндр вдоль линии $h1$ (рис. 2б), причем аккумуляция и излучение энергии не синхронны с колебаниями падающей волны.

Максимальная интенсивность потока вектора \vec{P} в резонансном режиме расположена в области пересечения линии $h1$ (рис. 2б) и боковых сторон наноцилиндра. Эти максимумы, как с тыльной, так и с освещенной сторон, указывают на наличие ППР в этих областях. Их интенсивность в основном определяется

интенсивностью вектора \vec{P}_{var} , которая в несколько раз выше интенсивности потока вектора \vec{P}_{av} . Как следует из соотношения (6), диаграмма направленности вектора \vec{P} является векторной суммой векторов \vec{P}_{av} и \vec{P}_{var} . Поэтому при дальнейших исследованиях (с целью эффективного построения искусственных материалов) возникает необходимость расчета и изучения всех диаграмм направленности. В нерезонансном режиме максимальная интенсивность потока вектора \vec{P} также расположена в области пересечения линии $h1$ и боковых сторон наноцилиндра, но указанные максимумы обусловлены скин-эффектом.

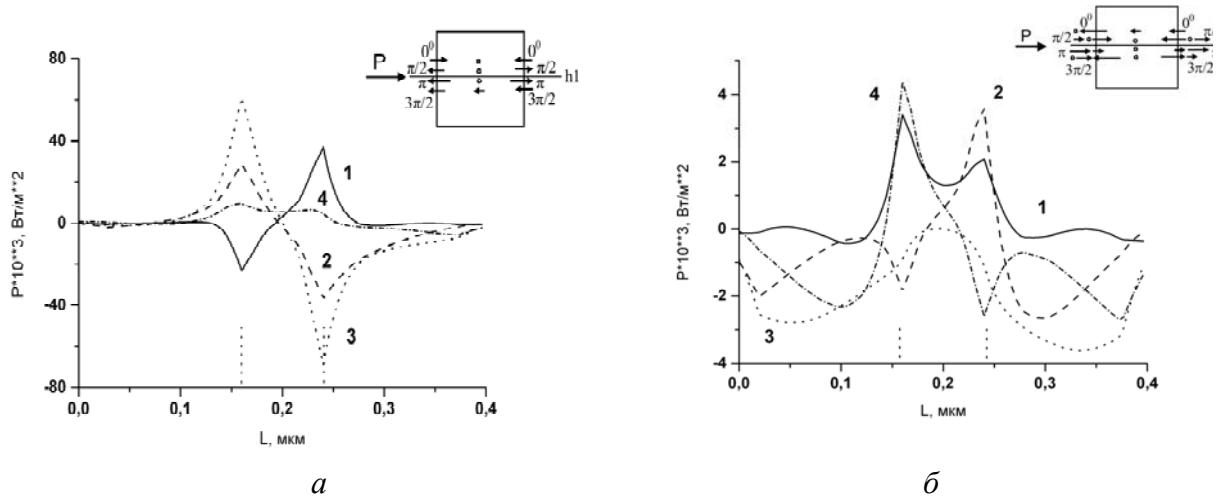


Рис. 10. Модифицированные функции P полных величин вектора Пойнтинга \vec{P} (соотношение (9), выбран знак P_z – проекции) в резонансном (а, $\lambda_m=550$ нм) и нерезонансном (б, $\lambda_m=620$ нм) режимах. Ось L ориентирована в направлении, противоположном оси Z (рис. 1а), с началом отсчета, совпадающим с левой границей расчетной области (рис.2а). Кривые (1-4) получены вдоль срединной линии цилиндра $h1$ (рис. 2б) с фазой колебаний $\varphi = 2\omega t$ вектора \vec{P} (см. (8)), равной $0^\circ, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ соответственно. Направления потоков вектора \vec{P} вдоль указанной горизонтальной прямой изображены на вставках. Вертикальные пунктирные линии соответствуют боковым границам стенок золотого наноцилиндра.

Колебания вектора \vec{P} носят нелокальный характер, причем интенсивность потока вектора \vec{P} в резонансном режиме в среднем на порядок превышает интенсивность данного потока в нерезонансном режиме.

В зоне Френеля в перпендикулярном направлении к оси наноцилиндра, как с освещенной, так и с теневой сторон, наблюдается волновой характер изменения вектора \vec{P} , но интенсивность данного процесса незначительна на фоне максимальной интенсивности рассматриваемой кривой.

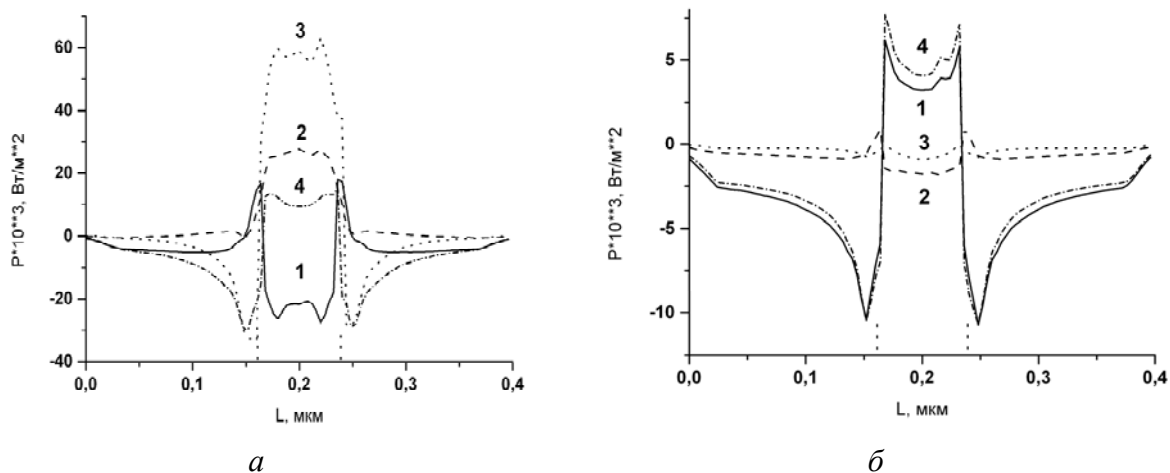


Рис. 11. Модифицированные функции P полных величин вектора Пойнтинга \vec{P} (соотношение (9), выбран знак P_z – проекции) в резонансном (a , $\lambda_{in}=550$ нм) и нерезонансном (b , $\lambda_{in}=620$ нм) режимах. Ось L ориентирована в направлении, противоположном оси Y (рис. 1а), с началом отсчета, совпадающим с верхней границей расчетной области. Кривые (1–4) соответствуют вертикальной прямой $v2$ (рис. 2б) с фазой колебаний $\varphi = 2\omega t$ вектора \vec{P} (см. (8)), равной $0^\circ, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ соответственно. Вертикальные пунктирные линии соответствуют верхним и нижним границам стенок золотого наноцилиндра.

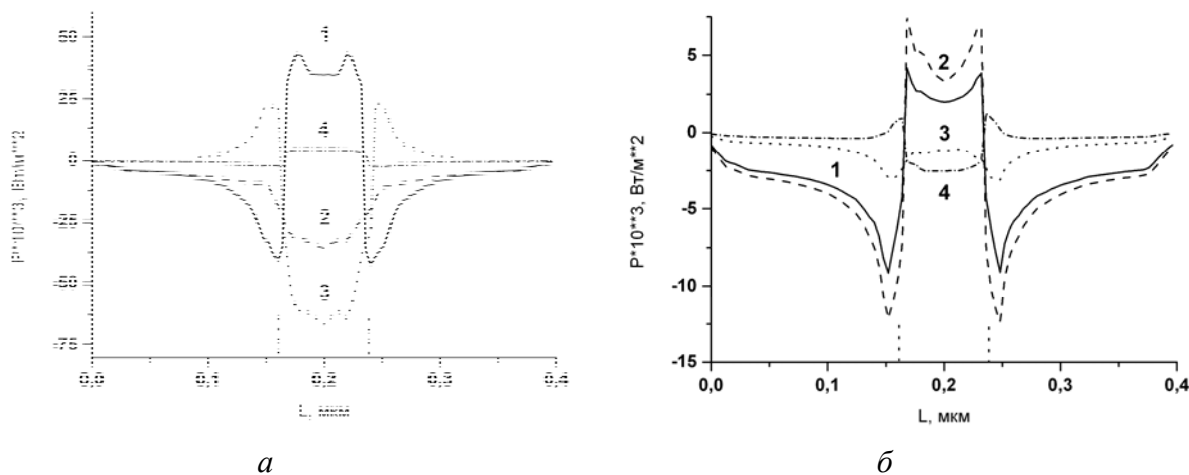


Рис. 12. Модифицированные функции P полных величин вектора Пойнтинга \vec{P} (соотношение (9), выбран знак P_z – проекции) в резонансном (a , $\lambda_{in}=550$ нм) и нерезонансном (b , $\lambda_{in}=620$ нм) режимах. Ось L ориентирована в направлении, противоположном оси Y (рис. 1а), с началом отсчета, совпадающим с верхней границей расчетной области. Кривые (1–4) соответствуют вертикальной прямой $v3$ (рис. 2б) с фазой колебаний $\varphi = 2\omega t$ вектора \vec{P} (см. (8)), равной $0^\circ, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ соответственно. Вертикальные пунктирные линии соответствуют верхним и нижним границам стенок золотого наноцилиндра.

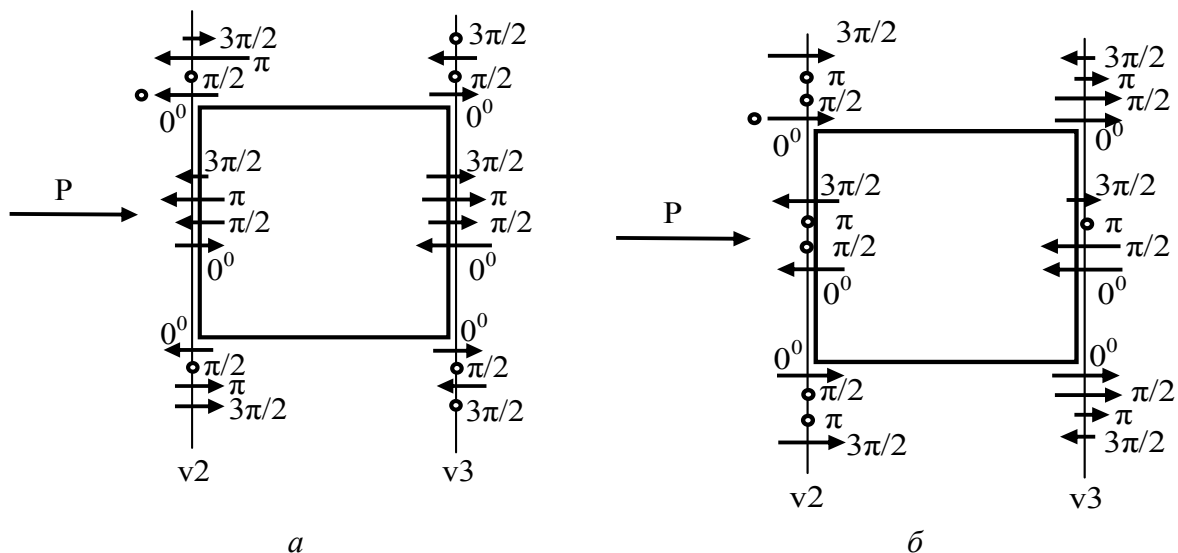


Рис. 13. Направления потоков вектора \vec{P} (рис. 11, рис. 12) вдоль вертикальных прямых v_2 и v_3 (рис. 2б) в резонансном (а, $\lambda_{in}=550$ нм) и нерезонансном (б, $\lambda_{in}=620$ нм) режимах с фазой колебаний $\varphi = 2\omega t$, равной $0^\circ, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ соответственно.

На рис. 11а и рис. 12а показаны распределения модифицированных функций P полных величин вектора Пойнтинга \vec{P} в резонансном и нерезонансном режимах. Указанные кривые соответствуют удвоенной частоте плоской волны, падающей на наноцилиндр. В резонансном режиме кривые 1–4 (рис. 10а) свидетельствуют, что в течение одного периода колебаний плоской волны полное значение вектора Пойнтинга \vec{P} дважды обменивается энергией с данной волной. Это имеет место практически вдоль всей высоты наноцилиндра (рис. 11а, 12а). Заметим также, что резкие изменения направления вектора \vec{P} в области пересечения линий h_2 и v_1, v_2 соответственно (рис. 2б) указывают на вихревой характер изменения вектора \vec{P} в этих областях. В нерезонансном режиме (рис. 11б и 12б) поток вектора \vec{P} , входящий в наноцилиндр с освещенной стороны, не синхронно изменяется с аналогичным потоком, с теневой стороны. На рис.13 изображены направления потоков вектора \vec{P} , представленные на рис. 11 и 12, вдоль вертикальных прямых v_2 и v_3 (рис. 2б) в резонансном и нерезонансном режимах. На этом рисунке компактно представлен транспорт энергии с освещенной и с теневой сторон наноцилиндра при рассеянии на нем плоских электромагнитных волн в резонансном и нерезонансном режимах с использованием концепции вектора Пойнтинга.

Заключение

В работе сформулирована процедура расчета рассеяния плоских электромагнитных волн на золотом наноцилиндре (высота и диаметр равны 80 нм) в оптическом диапазоне ((460–620) нм, электрическая составляющая поля параллельна оси наноцилиндра), использующая конечно-элементный подход решения неоднородного трехмерного векторного уравнения Гельмгольца. Представленная методика расчета тестировалась дважды [15], причем в ближней и дальней зонах.

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

Результаты проведенных расчетов показывают, что падающая плоская волна возбуждает в золотом наноцилиндре как в резонансном ($\lambda_{in} = 550$ нм), так и в нерезонансном режимах ($\lambda_{in} = 620$ нм) электрический диполь, причем в резонансном режиме, вблизи нижнего и верхнего оснований наноцилиндра, наблюдается девятикратное усиление напряженности падающего поля, что совпадает с теоретической оценкой, выполненной в работе [17].

Изучение распределения средних за период величин вектора Пойнтинга \vec{P}_{av} в объеме наноцилиндра в ближней зоне показало следующее. В резонансном режиме непосредственно вокруг наноцилиндра в основном излучение осуществляется через боковые поверхности, причем максимумы вектора \vec{P}_{av} расположены вдоль боковых поверхностей наноцилиндра практически вдоль всей его оси. В зоне Френеля наноцилиндр практически излучает перпендикулярно своей оси. Таким образом, поверхностный плазмон формируется вдоль боковых поверхностей наноцилиндра. Повышенное значение данного потока распространяется вдоль большей части расчетной области. В нерезонансном режиме поток вектора \vec{P}_{av} в основном входит через теневую сторону наноцилиндра и выходит через освещенную сторону, причем его интенсивность в среднем на порядок меньше чем в резонансном режиме. Наличие явления ППП на боковых поверхностях наноцилиндра увеличивает турбулентные потоки энергии в зоне Френеля, что, в свою очередь, влечет увеличение сечения рассеяния данного наноцилиндра.

Получено распределение вектора \vec{P}_{var} (реактивная энергия индуцированного электрического диполя), которое ограничено в пространстве вокруг наноцилиндра. В ближней зоне излучения интенсивность потока вектора \vec{P}_{var} в несколько раз превышает интенсивность потока вектора \vec{P}_{av} . В резонансном режиме в течение одного периода колебаний плоской волны, падающей на наноцилиндр, изменяющиеся во времени значения вектора \vec{P}_{var} дважды обмениваются энергией с данной волной. В нерезонансном режиме поток вектора \vec{P}_{var} дважды пронизывает наноцилиндр через боковые поверхности, причем аккумуляция и излучение энергии не синхронны с колебаниями падающей волны. Интенсивность потока вектора \vec{P}_{var} в резонансном режиме в среднем на порядок превышает интенсивность данного потока в нерезонансном режиме. В обоих режимах максимальные значения вектора \vec{P}_{var} расположены в области боковых поверхностей наноцилиндра. В резонансном режиме эти области указывают на наличие явления ППП, а в нерезонансном режиме обусловлены скин-эффектом. Знание пространственного распределения потока вектора \vec{P}_{var} важно при создании новых искусственных материалов в виде сложных пространственных решеток.

Расчеты показали, что распределение потока вектора \vec{P} , который является векторной суммой векторов \vec{P}_{av} и \vec{P}_{var} , колеблется с удвоенной частотой падающей плоской волны, так как интенсивность вектора \vec{P}_{var} в несколько раз больше интенсивности вектора \vec{P}_{av} . В результате, в резонансном режиме в течение одного периода колебаний плоской волны поток вектора \vec{P} дважды обменивается энергией с данной волной. В нерезонансном режиме в течение одного периода колебаний указанной волны поток вектора \vec{P} дважды пронизывает наноцилиндр через его

боковые поверхности. Максимумы интенсивности вектора \vec{P} в обоих режимах расположены в области боковых поверхностей наноцилиндра, что указывает на явление ППП в резонансном режиме и на скин-эффект в нерезонансном режиме соответственно. Заметим, что интенсивность потока вектора \vec{P} в резонансном режиме в среднем на порядок превышает интенсивность потока данного вектора в нерезонансном режиме.

Таким образом, описана связь между физическими процессами в наноцилиндре и ближайшим его окружением; показано влияние индуцированного в наноцилиндре электрического диполя на электромагнитные процессы в зоне Френеля. Использование концепции вектора Пойнтинга позволило описать процессы обмена электромагнитной энергией между объектом рассеяния и падающим излучением в оптическом диапазоне в резонансном и нерезонансном режимах.

Литература

1. Maier S.A. Plasmonics: Fundamentals and Applications. – Springer Science – Business Media, 2007.
2. Пат. 60518, Украина, Н01P1/32, Устройство для возбуждения поверхностных волн в микроволновом диапазоне / Кондратович Ю.М., Мелков Г.А., Пустыльник О.Д., Сидоренко В.С. – Опубл. 15.10.2003, Бюл. №10
3. Quinten M. Optical Properties of Nanoparticle Systems: Mie and Beyond. – Willey – VCH Verlag&Co. KGaA, Weinheim, 2011.
4. Nie S. Emory S.R. Probing single molecules and single nanoparticles by surface enhanced Raman scattering// Science. –1997. – V.275. – P.1102.
5. Осадько И.С. Микроскоп ближнего поля как инструмент для исследования наночастиц// Успехи физических наук. – 2010. – Т. 180, №1. – С.83-87.
6. Sun Z., Roshin A.G., Wang F., Ferrari A.C. Band Ultrafast Fiber Laser Mode Locked by Carbon Nanotubes // Appl. Phys. Lett. – 2008. – V.93. – P.061114– 061115.
7. Itkis M.E., Borondics F., Yu A., Haddon R.C. Bolometric Infrared Photo-response of Suspended Single-Wall Carbon Nanotube Films// Science. – 2006– V.312.– P.413-416.
8. Johnson P.W., Christy R.W. Optical Constants of the Noble Metals // Phys. Rev. B. – 1972. Vol.6. – N12. – P.4370-4379
9. Baylis A., Gunzburger M., Turkel M. Boundary Conditions for the Numerical Solutions of Elliptic Equations in Exterior regions // SIAM J. Appl. Math. – 1980. – V.1. – P. 371-385.
10. Volakis J.L., Cbatterjee A., Kempel L.C. Finite Element Method for Electromagnetics. – IEEE Press, 1998. – 344 p.
11. Jin J. The Finite Element Method in Electromagnetics. Second Edition. – New York: Wiley, 2002.
12. Chew W.C., Weedon W.C. A 3D perfectly matched medium from modified Maxwell's equations with stretched coordinates // Microwave Opt. Tech. Lett. – 1994. – V.7. – P. 599–604.
13. Sacks Z.S., Kingsland D.M., Lee R., Lee J.F. A perfectly matched anisotropic absorber for use as an absorbing boundary condition // IEEE Trans. Antennas Propagat. – 1995. – V. 43. – P. 1460–1463.
14. Петров Б.М. Электродинамика и распространение радиоволн. –М: Горячая линия –Телеком. –2004. –558 с.
15. Каневский В.И., Розенбаум В.М., Побокин Д.И., Трахтенберг Л.И. Рассеяние плоских электромагнитных волн на полой многослойной углеродной нанотрубке // Поверхность. – 2013. – №5(20). – С. 48-62.

- 16 Jain P.K., Lee K.S., El-Sayed I.H., El-Sayed M.A. Calculated Absorption and Scattering Properties of Gold Nanoparticles of Different Size, Shape, and Composition: Applications in Biological Imaging and Biomedicine // J. Phys. Chem. B. – 2006. – №110. – P.7238-7248.
- 17 Венгер Е.Ф., Гончаренко А.В., Дмитрук М.Л. Оптика малих частинок і дисперсних середовищ. – К: Наукова Думка, 1999– 377с.
- 18 Єжокін І., Келлер О., Лозовський В. Вплив ефектів локального поля на спонтанну емісію фотонів нанооб'єктами //Укр. фіз. журн. – 2009. – Т. 54, №4. – С.398-406
- 19 Короленко П.В. Оптические вихри //Соросовский образовательный журнал. – 1998. – №6. – С.93-99.

РОЗСІЯННЯ СВІТЛА НА ЗОЛОТОМУ НАНОЦИЛІНДРІ ПРИ НАЯВНОСТІ ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСУ НА ЙОГО ПОВЕРХНІ

В.І. Канєвський¹, В.М. Розенбаум¹, В.С. Сидоренко², Д.І. Побокін¹

¹*Інститут хімії поверхні ім. О.О. Чуйка Національної академії наук України
вул. Генерала Наумова, 17, Київ, 03164, Україна, e-mail: vikanev@ukr.net*

²*Київський національний університет ім. Т. Шевченка
просп. Глушкова 2, Київ, 030222, Україна*

Представлена процедура розрахунку розсіяння плоских електромагнітних хвиль на золотому наноциліндрі в оптичному діапазоні, що використовує кінцево-елементний підхід розрахунку трьохвимірною векторного рівняння Гельмгольца. Приведені результати розрахунків характеристик розсіяння плоских хвиль на одному золотому наноциліндрі в резонансному і нерезонансному режимах (диференціальні перерізи в далекій зоні; розподіл електричних полів, активної та реактивної складових вектору Пойнтінга в ближній зоні) для паралельно поляризованих векторів електричних полів падаючих хвиль відносно його осі з вектором Пойнтінга, перпендикулярним до цієї осі.

LIGHT SCATTERING BY A GOLD NANOCYLINDER IN THE PRESENCE OF SURFACE PLASMON RESONANCE

V.I. Kanevskii¹, V.M. Rozenbaum¹, V.S. Sidorenko², D.I. Pobokin¹

¹*Chuiko Institute of Surface Chemistry, National Academy of Sciences of Ukraine,
Generala Naumova Street, 17, Kyiv, 03164, Ukraine, e-mail: vikanev@ukr.net*

²*Kyiv National Taras Shevchenko University
Glushkov ave. 2, Kyiv, 03022, Ukraine*

Calculation procedure of 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 and non-resonance regimes (the differential cross sections in the far-zone; the distribution of electric fields, the active and reactive components of the Poynting vector 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.