

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, ст. науч. сотрудник,
Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко

ТРАНСПОРТ ЭНЕРГИИ ПРИ РАССЕЯНИИ СВЕТА НА ЗОЛОТОМ НАНОЦИЛИНДРЕ

Рассмотрена методика расчета транспорта энергии при рассеянии плоских электромагнитных волн на золотом наноцилиндре в оптическом диапазоне, использующая конечно-элементный подход для решения трехмерного векторного уравнения Гельмгольца. Приведены результаты расчетов рассеяния плоских волн на одном золотом наноцилиндре в резонансном режиме (распределение активной и реактивной составляющих вектора Пойтинга в ближней зоне) для параллельно поляризованных векторов электрических полей падающих волн относительно оси наноцилиндра с вектором Пойтинга, перпендикулярным этой оси.

Введение

Явление поверхностного плазмонного резонанса (ППР) на поверхности металлических наночастиц представляет значительный интерес как с теоретической, так и с практической точки зрения [1]. Использование явления усиления локальных полей ППР в металлических наночастицах позволяет существенно увеличить эффективность солнечных батарей, создать новую элементную базу для компьютеров, а также средств передачи и обработки информации. В этом случае электрическое поле \vec{E} , являясь важным параметром при описании указанного явления [2], все же не позволяет раскрыть суть его, поскольку поток энергии при рассеянии на объекте определяется распределением напряженности как электрического, так и магнитного поля. Транспорт энергии при рассеянии света на исследуемом объекте, т. е. процессы обмена электромагнитной энергией между указанным объектом и падающим излучением, можно описать на базе концепции вектора Пойтинга.

Известно, что многослойные углеродные нанотрубки (МСУНТ) в оптическом диапазоне обеспечивают высокую абсорбционную способность электромагнитных волн [3; 4]. В частности, использование данного свойства в астрофизике позволяет существенно улучшить чувствительность оптических приборов. Поэтому с целью дальнейшего усиления их чувствительности важно исследовать, может ли явление ППР иметь место в МСУНТ, причем в оптическом диапазоне, если в качестве наполнителя использовать золото или серебро. Указанные структуры при наличии в них явления ППР могут использоваться также в качестве спектроскопических усилителей и химических сенсоров в видимом диапазоне.

Как уже отмечалось, перспективное с прикладной точки зрения явление ППР может быть успешно описано при помощи концепции вектора Пойтинга. Такой подход позволяет достаточно точно представлять 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 распределения волн в исследуемом образце и предполагает учет интерференции таких волн, рассеянных на каждой из трубок. Известно, в частности, что графит в оптическом диапазоне проявляет значительные диссипативные свойства и не имеет ППР [5]. Однако схема транспорта электромагнитной энергии в металлическом наноцилиндре, который служит наполнителем МСУНТ, в резонансном режиме неизвестна. Поэтому в качестве первого шага описания столь сложного явления, как резонансное рассеяние света на наполненной металлом МСУНТ, имеет смысл рассмотреть рассеяние света на одном золотом наноцилиндре, причем в резонансном режиме.

Цель статьи — описание транспорта энергии при рассеянии света на золотом наноцилиндре в резонансном режиме на базе концепции вектора Пойтинга.

Основная часть

Модель расчета рассеяния плоских электромагнитных волн на золотом наноцилиндре

Рассмотрим параллельную поляризацию вектора электрического поля падающих плоских волн относительно оси золотого наноцилиндра, когда вектор Пойтинга перпендикулярен этой оси (рис. 1).

Основные положения модели расчета усиления локальных полей ППР в металлических частицах при рассеянии плоских электромагнитных волн на золотом наноцилиндре в резонансном режиме приведены в [2]. Там же рассмотрена часть параметров (дифференциальное сечение рассеяния RCS и напряженность электрического поля \vec{E}), которые будут дополнены при описании транспорта энергии в указанном рассеянии. Кратко представим основные положения этой модели.

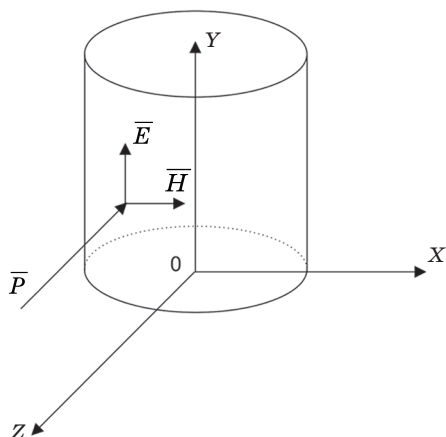


Рис. 1. Направление падения плоских электромагнитных волн с параллельной ориентацией напряженности электрического поля \vec{E} относительно оси золотого наноцилиндра (вектор Пойтинга \vec{P} перпендикулярен оси наноцилиндра)

В качестве материала для наноцилиндра было выбрано золото. Явление ППП в золотых наночастицах нельзя считать чисто поверхностным резонансом свободных электронов даже в первом приближении, так как это фактически гибридный резонанс d -электронов и электронов проводимости [5]. Оптические константы для золота взяты из [6].

Для того чтобы максимально приблизиться к длине волны Фрелиха λ_{rez} [7] (в модели используются действительные значения длин волн), в [2] указанная длина волны была определена как соответствующая максимальному значению $RCS(\lambda_{\text{ин}})$ падающей плоской волны ($\lambda_{\text{ин}} = 460...620$ нм. Эта волна соответствует $\lambda_{\text{rez}} = 550$ нм (в [8] получен близкий результат) при условии, что высота и диаметр наноцилиндра равны 80 нм. В этом случае площади сечения рассеяния и поглощения соизмеримы.

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

Распределение комплексной амплитуды электрического поля \vec{E}_m (далее — поля \vec{E} , поскольку 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]

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

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 — тензоры второго порядка относительной комплексной диэлектрической и магнитной проницаемости; 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, 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, сочетающий метод Галеркина и метод конечных элементов [10; 11]. В качестве векторных конечных элементов взяты тетраэдры. Для численной реализации условий излучения Зоммерфельда использовалось локальное приближение, в рамках которого был выбран метод абсолютно поглощающих (АП) слоев [12; 13].

Горизонтальное сечение расчетной области, имеющей форму куба (см. рис. 1), приведено на рис. 2.

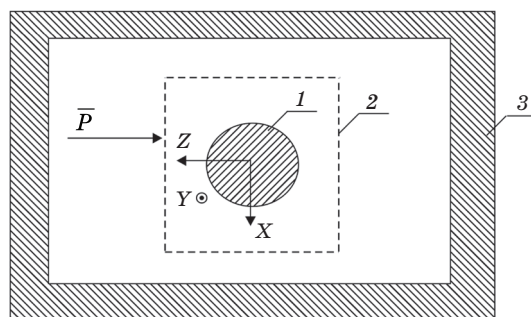


Рис. 2. Горизонтальное сечение расчетной области: 1 — золотой наноцилиндр; 2 — замкнутая поверхность, на которой было рассчитано распределение напряженности электрического и магнитного полей; 3 — АП-слой (вектор \vec{P} перпендикулярен оси наноцилиндра)

Для описания явления ППП в золотом наноцилиндре в ближней зоне рассмотрим вектор Пойтинга \vec{P} , который, если выразить векторы \vec{E} и \vec{H} через их комплексные амплитуды

$$\vec{E} = \frac{1}{2} \left(\vec{E}_m e^{j\omega t} + \vec{E}_m^* e^{-j\omega t} \right); \vec{H} = \frac{1}{2} \left(\vec{H}_m e^{j\omega t} + \vec{H}_m^* e^{-j\omega t} \right), \quad (3)$$

может быть представлен в виде [14]

$$\bar{P} = \bar{P}_{av} + \bar{P}_{var}, \quad \bar{P}_{av} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\bar{E}_m \bar{H}_m^* \right], \quad (4)$$

$$\bar{P}_{var} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \left[\bar{E}_m \bar{H}_m \right] e^{j2\omega t} \right\},$$

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

Комплексные амплитуды электрического \bar{E}_m и магнитного \bar{H}_m полей, действительная и мнимая части которых являются векторными величинами, можно представить в виде

$$\bar{E}_m = \bar{E}_{re} + j\bar{E}_{im}, \quad \bar{H}_m = \bar{H}_{re} + j\bar{H}_{im}, \quad (5)$$

где $\bar{E}_{re}, \bar{E}_{im}; \bar{H}_{re}, \bar{H}_{im}$ — действительная и мнимая части комплексной амплитуды соответственно вектора \bar{E} и вектора \bar{H} , полученных в результате решения уравнения (1).

Подстановка соотношений (5) в (4) позволяет представить векторы \bar{P}_{av} и \bar{P}_{var} в виде

$$\bar{P}_{av} = \frac{1}{2} \left[\bar{E}_{re} \bar{H}_{re} \right] + \frac{1}{2} \left[\bar{E}_{im} \bar{H}_{im} \right], \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \bar{P}_{var} = & \frac{1}{2} \left\{ \left[\bar{E}_{re} \bar{H}_{re} \right] - \left[\bar{E}_{im} \bar{H}_{im} \right] \right\} \cos(2\omega t) - \\ & - \frac{1}{2} \left\{ \left[\bar{E}_{re} \bar{H}_{im} \right] + \left[\bar{E}_{im} \bar{H}_{re} \right] \right\} \sin(2\omega t). \end{aligned} \quad (7)$$

Таким образом, очерчена вычислительная схема расчета рассеяния плоских волн на золотом наноцилиндре в ближней и дальней зонах. При этом для описания ППР выбрана следующая система параметров — RCS, \bar{E} , \bar{P}_{av} , \bar{P}_{var} , \bar{P} , что соответствует случаю, когда рассеяние и поглощение происходят с соизмеримой интенсивностью.

Результаты расчетов

Представленная ранее методика расчета рассеяния плоской волны на золотом наноцилиндре тестировалась дважды [15], причем как в ближней, так и дальней зоне.

Что же касается вектора \bar{P} и его составляющих \bar{P}_{av} и \bar{P}_{var} , то они вычислялись вдоль одной из вертикальных или горизонтальных прямых, изображенных на рис. 3, и представлялись в виде модифицированной функции соответствующего вектора:

$$B_i = \left| \bar{A} \right| \operatorname{sign}(A_i), \quad i = X, Y, Z, \quad (8)$$

где \bar{A} — один из указанных векторов; A_i — его соответствующая проекция, отсчитываемая вдоль одной из упомянутых прямых.

Благодаря введению таких модифицированных функций появляется возможность анализировать не только значения модулей рассматриваемых

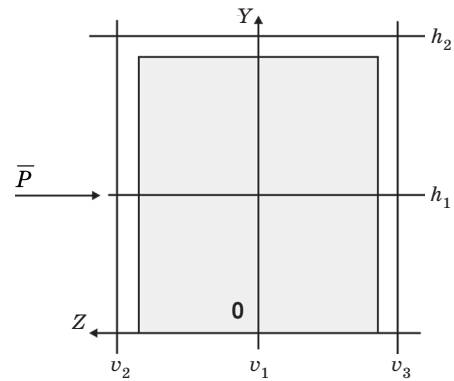


Рис. 3. Вертикальное сечение золотого наноцилиндра (см. рис. 1); горизонтальные линии h_1 и h_2 пересекают оси OY и OZ в точках соответственно 40 и 81 нм, а вертикальные линии v_1, v_2 и v_3 — в точках соответственно 0; 41 и -41 нм; наноцилиндр имеет высоту $H = 80$ нм и радиус $R = 40$ нм

векторов, но и направление каждого из них. При этом в точках, соответствующих обращению i -й проекции в нуль, модифицированные функции претерпевают скачок, который, впрочем, физического смысла не имеет, являясь следствием используемой модификации.

Отсчет значений модифицированной функции осуществлялся в направлении, противоположном направлению соответствующей координатной оси. Например, при выборе одной из вертикальных прямых на рис. 3 отсчет осуществлялся сверху вниз наноцилиндра (см. рис. 1), а при выборе одной из горизонтальных прямых на том же рис. 3 — в направлении от освещенной стороны к теневой.

Дабы убедиться в том, что найденная длина волны λ_{rez} соответствует явлению ППР в наноцилиндре, выбранном для расчета, проанализируем распределение вектора \bar{P} и его составляющих \bar{P}_{av} и \bar{P}_{var} в ближней зоне и резонансном ($\lambda_{in} = 550$ нм) режиме.

Распределение модифицированных функций \bar{P}_{av} средних за период значений вектора \bar{P}_{av} , отсчитываемых вдоль линий, параллельных оси наноцилиндра и находящихся на расстоянии 1 нм перед его поверхностью (кривая 2), за его поверхностью (кривая 3) и вдоль оси наноцилиндра (кривая 1), приведено на рис. 4. В резонансном режиме поток вектора \bar{P}_{av} выходит из наноцилиндра как с освещенной, так и с тыльной стороны, указывая на то, что в данном режиме наноцилиндр излучает.

Распределение модифицированных функций \bar{P}_{av} средних за период значений вектора \bar{P}_{av} , отсчитываемых вдоль линий, параллельных оси наноцилиндра и находящихся на расстоянии 1 нм перед его поверхностью (кривая 1) и за его поверхностью (кривая 2), приведено на рис. 5. Поток вектора \bar{P}_{av} с тыльной стороны сфокусирован на центр боковой поверхности наноцилиндра и расфокусирован относительно этого центра с освещенной его стороны.

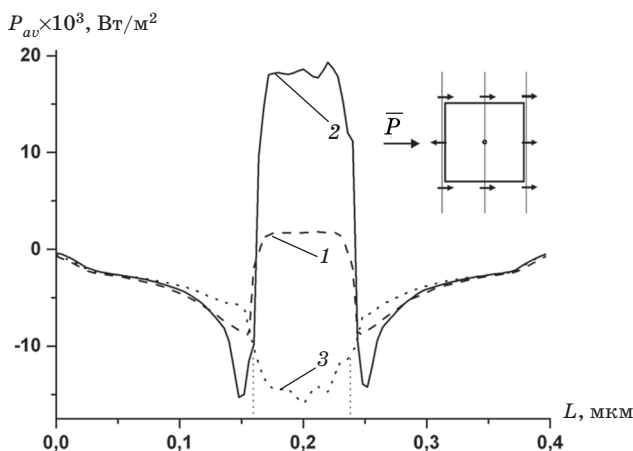


Рис. 4. Модифицированные функции P_{av} средних за период значений вектора \vec{P}_{av} (соотношение (8), выбран знак проекции P_z) в резонансном ($\lambda_{in} = 550$ нм) режиме.

Ось L ориентирована в направлении, противоположном оси Y (см. рис. 1), когда начало отсчета совпадает с верхней границей расчетной области (см. рис. 2).

Кривые 1, 2 и 3 получены вдоль вертикальных прямых соответственно v_1, v_2, v_3 (см. рис. 3) (направления потоков вектора \vec{P}_{av} вдоль указанных прямых изображены на вставке; вертикальные пунктирные линии соответствуют верхним и нижним границам стенок наночилиндра)

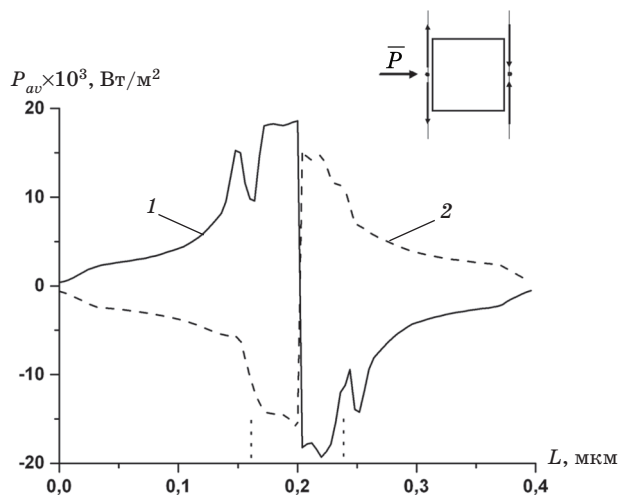


Рис. 5. Модифицированные функции P_{av} средних за период значений вектора \vec{P}_{av} (соотношение (8), выбран знак проекции P_y) в резонансном ($\lambda_{in} = 550$ нм) режиме.

Ось L ориентирована в направлении, противоположном оси Y (см. рис. 1), когда начало отсчета совпадает с верхней границей расчетной области (см. рис. 2).

Кривые 1 и 2 получены вдоль вертикальных прямых соответственно v_2 и v_3 (см. рис. 3) (направления потоков вектора \vec{P}_{av} вдоль указанных прямых изображены на вставке; вертикальные пунктирные линии соответствуют верхним и нижним границам стенок наночилиндра)

Анализируя рис. 4 и рис. 5, приходим к выводу, что при сканировании вдоль прямых v_2 и v_3 (см. рис. 3) потока вектора \vec{P}_{av} непосредственно над и под наночилиндром с освещенной и тыльной стороны наблюдаются резкие всплески указанного потока. Предполагаем, что эти всплески соответствуют сечениям диаграмм направленности потока вектора \vec{P}_{av} , причем, как утверждается в [16], указанные диаграммы в ближней зоне представ-

ляют собой некоторые пространственные узкие лепестки, направленные под углом к оси наночилиндра. На основании рис. 5 можно также предположить, что с тыльной стороны данные лепестки сфокусированы на центр боковой поверхности наночилиндра, а с освещенной — расфокусированы относительно этого центра.

Распределение модифицированных функций P_{av} средних за период значений вектора \vec{P}_{av} (соотношение (8), выбран знак проекции P_z) вдоль линий, перпендикулярных оси наночилиндра (см. рис. 3) и проведенных на расстоянии 1 нм над поверхностью наночилиндра (кривая 2) и вдоль срединной его линии (кривая 1), приведено на рис. 6.

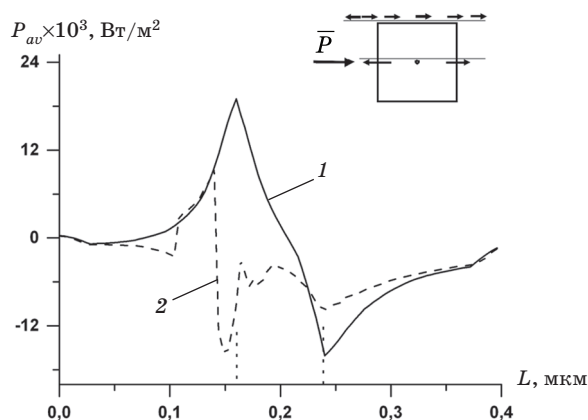


Рис. 6. Модифицированные функции P_{av} средних за период значений вектора \vec{P}_{av} (соотношение (8), выбран знак проекции P_z) в резонансном ($\lambda_{in} = 550$ нм) режиме.

Ось L ориентирована в направлении, противоположном оси Z (см. рис. 1), когда начало отсчета совпадает с левой границей расчетной области (см. рис. 2).

Кривые 1 и 2 получены соответственно вдоль горизонтальных прямых h_1 и h_2 (см. рис. 3) (направления потоков вектора \vec{P}_{av} вдоль указанных прямых изображены на вставке; вертикальные пунктирные линии соответствуют боковым границам стенок наночилиндра)

Поток вектора \vec{P}_{av} вдоль срединной линии выходит из наночилиндра как с освещенной, так и с теневой его стороны (кривая 1), причем максимумы указанного потока приблизительно равны и расположены в области пересечения срединной линии и боковых сторон. Этим подтверждается тот факт, что в указанном режиме плазмон формируется и излучает в области боковых поверхностей наночилиндра. Подтверждением данного факта являются практически нулевые значения потока вектора \vec{P}_{av} вдоль вертикальной линии v_1 (см. рис. 3 и 4). Повышенное значение данного потока распространяется вдоль большей части расчетной области вне наночилиндра.

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

Поток вектора \bar{P}_{av} над наноцилиндром (кривая 2) с освещенной стороны направлен вдоль оси Z , а с теневой стороны — в противоположном направлении, причем в этих областях наблюдаются резкие всплески данного вектора, обусловленные явлением ППР. Такое распределение вектора \bar{P}_{av} усиливает его вихревой характер над наноцилиндром, обуславливая тем самым увеличение эффективного сечения рассеяния рассматриваемого наноцилиндра. Предполагается, однако, что вихревой характер вектора \bar{P}_{av} над наноцилиндром, а также эффект фокусировки потока этого вектора с тыльной стороны наноцилиндра (см. рис. 5) обусловлены дифракцией падающего на наноцилиндр потока энергии плоской волны в зоне Френеля.

Сравнение модифицированных функций P_{av} со знаками проекций P_z и P_y данного вектора (см. рис. 4–6) показывает, что усиление вихревого характера потока данного вектора над и под наноцилиндром приводит к увеличению эффективного сечения рассеяния наноцилиндра при наличии ППР. Предполагаем, что причина усиления вихревого характера потока вектора P_{av} заключается в следующем: при наличии ППР на поверхности наноцилиндра увеличиваются турбулентные потоки энергии в результате рассеяния на нем падающей плоской волны. Таким образом, плоская волна, дифракционно огибая наноцилиндр и интерферируя с полем локализованного плазмона, порождает винтовые дислокации [17], которые, в свою очередь, усиливают вихревой характер потока вектора \bar{P}_{av} над наноцилиндром и под ним.

Распределение модифицированных функций P_{var} переменных составляющих вектора Пойтинга \bar{P}_{var} приведено на рис. 7, где кривые 1–4 соответствуют удвоенной частоте плоской волны, падающей на наноцилиндр. В течение одного периода колебаний плоской волны, падающей на наноцилиндр, переменные значения \bar{P}_{var} вектора Пойтинга дважды обмениваются энергией с данной волной (кривые 1 и 2), причем носят явно выраженный локальный характер.

Максимальная интенсивность потока вектора \bar{P}_{var} расположена в области пересечения линии h_1 и боковых поверхностей наноцилиндра. Максимумы уровней энергии данного вектора как с тыльной, так и с освещенной стороны имеют приблизительно равные значения и указывают на наличие ППР в этих областях наноцилиндра.

Поток вектора \bar{P}_{var} над поверхностью цилиндра как с освещенной, так и с тыльной стороны характеризуется всплесками интенсивности, указывая, прежде всего, на наличие ППР в этих областях.

Распределение модифицированных функций P_{var} переменных составляющих вектора Пойтинга \bar{P}_{var} приведено на рис. 8. Кривые 1–4 подтверждают следующий факт (см. рис. 7): в течение одного периода колебаний падающей плоской волны

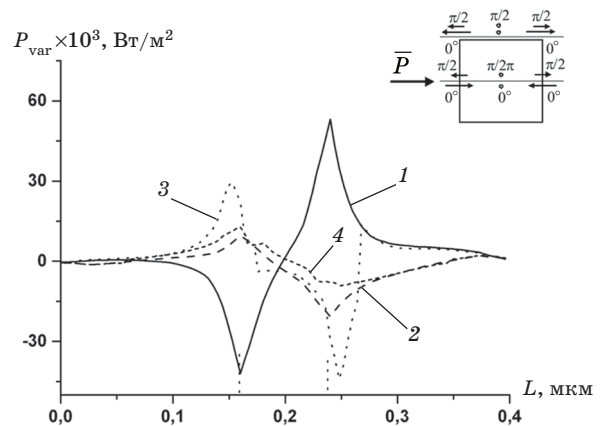


Рис. 7. Модифицированные функции P_{var} переменных значений вектора Пойтинга \bar{P}_{var} (соотношение (8), выбран знак проекции P_z) в резонансном ($\lambda_{in} = 550$ нм) режиме. Ось L ориентирована в направлении, противоположном оси Z (см. рис. 1), когда начало отсчета совпадает с левой границей расчетной области (см. рис. 2). Кривые 1 и 2 получены отсчитыванием вдоль срединной линии h_1 , кривые 3 и 4 — отсчитыванием над поверхностью цилиндра вдоль горизонтальной линии h_2 (см. рис. 3). Кривые 1 и 3 соответствуют фазе колебаний вектора \bar{P}_{var} , равной $\varphi = 2\omega t = 0^\circ$, кривые 2 и 4 — фазе колебаний $\varphi = 2\omega t = \pi/2$ согласно (7) (направления потоков вектора \bar{P}_{var} вдоль указанных горизонтальных прямых изображены на вставке; вертикальные пунктирные линии соответствуют боковым границам стенок наноцилиндра)

на наноцилиндр переменные значения вектора Пойтинга \bar{P}_{var} дважды обмениваются энергией с данной волной. Резкое изменение направления и значения вектора \bar{P}_{var} в области пересечения линий h_2 и v_1, v_2 (см. рис. 3) указывает на вихревой характер его изменения в этих областях.

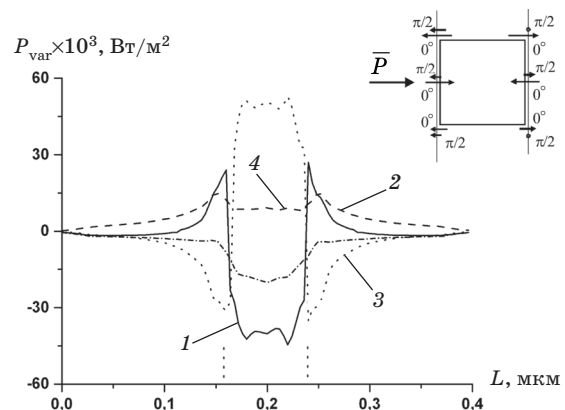


Рис. 8. Модифицированные функции P_{var} переменных значений вектора Пойтинга \bar{P}_{var} (соотношение (8), выбран знак проекции P_z) в резонансном ($\lambda_{in} = 550$ нм) режиме.

Ось L ориентирована в направлении, противоположном оси Y (см. рис. 1), когда начало отсчета совпадает с верхней границей расчетной области. Кривые 1 и 3 получены вдоль вертикальной прямой v_2 , кривые 3 и 4 — вдоль вертикальной прямой v_3 (см. рис. 3). Кривые 1 и 3 соответствуют фазе колебаний вектора \bar{P}_{var} , равной $\varphi = 2\omega t = 0^\circ$, кривые 2 и 4 — фазе колебаний $\varphi = 2\omega t = \pi/2$ согласно (7) (направления потоков вектора \bar{P}_{var} вдоль указанных вертикальных прямых изображены на вставке; вертикальные пунктирные линии соответствуют верхнему и нижнему основаниям наноцилиндра)

Распределение модифицированных функций P полных значений вектора \vec{P} (соотношение (8), выбран знак проекции P_z) приведено на рис. 9. Кривые 1–4 отражают колебания с удвоенной частотой плоской волны, падающей на наноцилиндр. В течение одного периода колебаний плоской волны полное значение вектора \vec{P} дважды обменивается энергией с данной волной. Указанный факт становится очевидным, если учесть соотношение (4) и сравнить распределения модифицированных функций P_{av} и P_{var} , представленных соответственно на рис. 6 и 7.

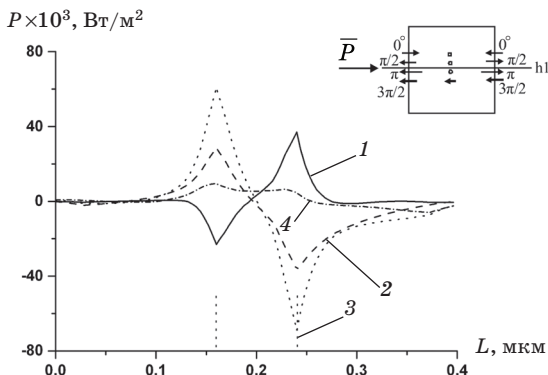


Рис. 9. Модифицированные функции P полных значений вектора Пойтинга \vec{P} (соотношение (8), выбран знак проекции P_z) в резонансном ($\lambda_{rez} = 550$ нм) режиме. Ось L ориентирована в направлении, противоположном оси Z (см. рис. 1), когда начало отсчета совпадает с левой границей расчетной области (см. рис. 2). Кривые 1–4 получены вдоль срединной линии цилиндра h_1 (см. рис. 3) с фазой колебаний $\varphi = 2\omega t$ вектора \vec{P} (см. соотношение (7)), равной соответственно $0^\circ, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ (направления потоков вектора \vec{P} вдоль указанной горизонтальной прямой изображены на вставке; вертикальные пунктирные линии соответствуют боковым поверхностям наноцилиндра)

Максимальная интенсивность потока вектора \vec{P} наблюдается в области пересечения линии h_1 (см. рис. 3) и боковой поверхности наноцилиндра. Данные максимумы как с тыльной, так и с освещенной стороны 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 (4), диаграмма направленности вектора \vec{P} представляет собой сумму векторов \vec{P}_{av} и \vec{P}_{var} . Поэтому в дальнейших исследованиях (с целью эффективного построения искусственных материалов) требуется расчет и изучение всех диаграмм направленности.

Колебания вектора \vec{P} носят нелокальный характер, причем в зоне Френеля в направлении, перпендикулярном оси наноцилиндра, как с освещенной, так и с теневой стороны наблюдается волновое изменение вектора \vec{P} , но интенсивность данного процесса незначительна.

Заключение

В данной статье сформулирована процедура расчета транспорта энергии при рассеянии плоских электромагнитных волн на золотом наноцилиндре (высота и диаметр равны 80 нм) в резонансном режиме ($\lambda_{rez} = 550$ нм) и оптическом диапазоне (460...620 нм; электрическая составляющая поля параллельна оси наноцилиндра) с использованием конечно-элементного подхода к решению неоднородного трехмерного векторного уравнения Гельмгольца. Представленная методика расчета тестировалась дважды [15], причем как в ближней, так и в дальней зоне излучения.

Изучение распределения средних за период значений вектора Пойтинга \vec{P}_{av} в объеме наноцилиндра для ближней зоны показало следующее. В резонансном режиме непосредственно вокруг наноцилиндра излучение в основном осуществляется через боковые поверхности, причем максимумы вектора \vec{P}_{av} расположены вдоль боковых поверхностей наноцилиндра, практически вдоль всей его оси. В зоне Френеля наноцилиндр излучает перпендикулярно своей оси. Таким образом, поверхностный плазмон формируется вдоль боковых поверхностей наноцилиндра. Повышенное значение данного потока распространяется вдоль большей части расчетной области. Наличие явления ППР на боковых поверхностях наноцилиндра усиливает турбулентные потоки энергии в зоне Френеля, что, в свою очередь, приводит к увеличению сечения рассеяния данного наноцилиндра.

Получено распределение вектора \vec{P}_{var} (реактивная энергия индуцированного электрического диполя), сосредоточенное 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 этой волной. Максимальные значения вектора \vec{P}_{var} расположены в области боковых поверхностей наноцилиндра. Эти области указывают на наличие явления ППР. 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} , являющегося 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 превосходит интенсивности вектора \vec{P}_{av} . В результате в резонансном режиме за один период колебаний плоской волны поток вектора \vec{P} дважды обменивается энергией с данной волной. Максимумы интенсивности век-

тора \bar{P} розположені в області бокових поверхонь наноциліндра, що указує на явлення ППР в цих областях.

Таким образом, описана зв'язь между физическими процессами в наночилиндре и ближайшим его окружением: показано, что использование концепции вектора Пойтинга позволило описать процессы обмена электромагнитной энергией между объектом рассеяния и падающим излучением в оптическом диапазоне в резонансном режиме.

Литература

1. Maier, S. A. *Plasmonics: Fundamentals and Applications* / S. A. Maier.— Springer Science-Business Media, 2007.
2. Каневский, В. И. Усиление электрического поля при рассеянии света на золотом наночилиндре / В. И. Каневский, В. С. Сидоренко // Зв'язок.— 2015.— № 3.— С. 41–46.
3. 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.
4. 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.
5. Quinten, M. *Optical Properties of Nanoparticle Systems: Mie and Beyond* / M. Quinten.— Wiley-VCH Verlag&Co. KGaA, Weinheim, 2011.
6. 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.
7. Борен, К. Поглощение и рассеяние света малыми частицами / К. Борен, Д. Хафмен.— М.: Мир, 1986.— 664 с.
8. 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.

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. Cbatterjee, 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.*— 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.*— 1995.— V. 43.— P. 1460–1463.

14. Петров, Б. М. Электродинамика и распространение радиоволн / Б. М. Петров.— М.: Горячая линия – Телеком.— 2004.— 558 с.

15. 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.

16. Єжокін, І. Вплив ефектів локального поля на спонтанну емісію фотонів нанооб'єктами / І. Єжокін, О. Келлер, В. Лозовський // *Укр. фіз. журн.*— 2009.— Т. 54, № 4.— С. 398–406.

17. Короленко, П. В. Оптические вихри / П. В. Короленко // *Соросовский образовательный журнал.*— 1998.— № 6.— С. 93–99.

V. I. Kanevskii, V. S. Sidorenko

ТРАНСПОРТ ЕНЕРГІЇ ПРИ РОЗСІЮВАННІ СВІТЛА НА ЗОЛОТОМУ НАНОЦИЛІНДРІ

Розглянуто методику розрахунку транспорту енергії при розсіюванні плоских електромагнітних хвиль на золотому наночилиндрі в оптичному діапазоні, яка використовує скінченно-елементний підхід для розв'язування тривимірного векторного рівняння Гельмгольца. Наведено результати розрахунків розсіювання плоских хвиль на одному золотому наночилиндрі в резонансному режимі (розподіл активної та реактивної складових вектора Пойтинга в близькій зоні) для паралельно поляризованих векторів електричних полів падаючих хвиль відносно осі наноциліндра з вектором Пойтинга, перпендикулярним до цієї осі.

V. I. Kanevskii, V. S. Sidorenko

ENERGY TRANSPORT AT SCATTERING OF LIGHT BY A GOLD NANOCYLINDER

Design procedure of energy transport 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 calculation of plane electromagnetic waves scattering by a gold nanocylinder in the resonance regime (the active and reactive components of the Poynting vector in the near-zone) are achieved for parallel polarized vectors of electric fields of incident waves relatively its axis, with the Poynting vector perpendicular to this one.