

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЧАСТИЦ С КОНДЕНСИРОВАННЫМ ВЕЩЕСТВОМ

PACS numbers: 02.70.Dh, 41.20.Jb, 42.25.Bs, 42.25.Fx, 42.25.Gy, 73.20.Mf, 78.67.Bf

### Дифракция плоской волны на золотом наноцилиндре конечных размеров

В. И. Каневский, В. И. Григорук\*, В. С. Сидоренко\*

*Институт химии поверхности им. А. А. Чуйко НАН Украины,  
ул. Генерала Наумова, 17,  
03164 Киев, Украина*

*\*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко,  
просп. Академика Глушкова, 2,  
03022 Киев, Украина*

Выполнен расчёт рассеяния плоских электромагнитных волн в оптическом диапазоне на золотом наноцилиндре с использованием конечно-элементного подхода для решения трёхмерного векторного уравнения Гельмгольца. Показано, что в резонансном режиме излучение активной энергии (мощности) индуцированного электрического диполя в наноцилиндре в основном осуществляется через его боковые поверхности. Пространственное распределение реактивной энергии электрического диполя носит явно выраженный локальный характер — эта энергия, в основном, распределена в области поверхности наноцилиндра и в несколько раз больше его активной энергии. При этом в течение одного периода колебаний падающей плоской волны дважды осуществляется обмен электромагнитной энергией между индуцированным электрическим диполем и плоской волной. В ближней зоне доминирует не волновой, а колебательный характер и другая физическая природа переиспускания энергии — не активная, а реактивная. Интенсивность потока вектора Пойнтинга в ближней зоне в резонансном режиме на порядок превышает интенсив-

---

Corresponding author: Vitaliy Ivanovych Kanevskii  
E-mail: vikanev@ukr.net

*O. O. Chuiko Institute of Surface Chemistry, N.A.S. of Ukraine,  
17 General Naumov Str., 03164 Kyiv, Ukraine*

*\*Taras Shevchenko National University of Kyiv, 2 Glushkov Ave., 03022 Kyiv, Ukraine*

Please cite this article as: V. I. Kanevskii, V. I. Grigoruk, and V. S. Sidorenko,  
Diffraction of Plane Wave on a Gold Nanocylinder of Finite Sizes, *Metallofiz. Noveishie  
Tekhnol.*, **38**, No. 12: 1563–1576 (2016) (in Russian), DOI: 10.15407/mfint.38.12.1563.

ность рассматриваемого потока в нерезонансном режиме.

**Ключевые слова:** поверхностный плазмонный резонанс, рассеяние плоских электромагнитных волн, трёхмерное векторное уравнение Гельмгольца.

Виконано розрахунок розсіяння плоских електромагнетних хвиль в оптичному діапазоні на золотому наноциліндрі з використанням скінченно-елементного підходу для тривимірного векторного Гельмгольцового рівняння. Показано, що в резонансному режимі випромінювання активної енергії (потужності) індукованого в наноциліндрі електричного диполя в основному реалізується через його бічні сторони. Просторовий розподіл реактивної енергії електричного диполя має явно виражений локальний характер — ця енергія, в основному, розподіляється біля поверхні наноциліндра і в декілька разів більше за його активну енергію. При цьому протягом одного періоду коливань падної плоскої хвилі двічі реалізується обмін електромагнетною енергією між індукованим електричним диполем і плоскою хвилею. У ближній зоні розсіяння домінує не хвильовий, а коливний процес й інша фізична природа перевипромінювання енергії — не активна, а реактивна. Інтенсивність потоку Пойнтингового вектора у ближній зоні в резонансному режимі на порядок перевищує інтенсивність даного потоку в нерезонансному режимі.

**Ключові слова:** поверхневий плазмонний резонанс, розсіяння плоских електромагнетних хвиль, тривимірне векторне Гельмгольцове рівняння.

The scattering of plane electromagnetic waves by a gold nanocylinder in the optical range is calculated using the finite-element method to solve 3D vector Helmholtz equation. As shown for the resonant mode, (i) the active energy (power) of the dipole induced within the nanocylinder is mainly produced through its side surfaces; (ii) the spatial distribution of the reactive energy of the dipole has explicit local character—it is distributed near the surface of the nanocylinder in the near-field zone, and the level of the reactive energy is more than three times bigger compared with the active energy in this zone; (iii) the electromagnetic-energy exchange between the incident plane wave and the dipole induced in the nanocylinder takes place (it occurs two times during the period of this wave). The oscillation process is dominant in the near-field zone compared with the wave process in this zone (the physical nature of the energy reemitting in the near-field zone is not active, but it is reactive). The intensity of flow of Poynting vector in the near-field zone exceeds by a factor of ten the intensity of flow in the non-resonant mode.

**Keywords:** surface plasmon resonance, scattering of plane electromagnetic waves, 3D vector Helmholtz equation.

*(Получено 27 октября 2016 г.)*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Феномен поверхностного плазмонного резонанса (ППР) — локаль-

ных поверхностных мод колебаний свободных электронов на поверхности металлических наночастиц — представляет интерес, как с теоретической точки зрения, так и с практической [1]. Электрическое поле  $\mathbf{E}$  является важным параметром при описании указанного явления, но оно не раскрывает его сути, так как поток энергии при рассеянии на объекте определяется не только распределением напряжённости электрического, но и распределением магнитного поля. С помощью вектора Пойнтинга можно описать транспорт энергии при рассеянии света на исследуемом объекте. Концепция вектора Пойнтинга позволяет очертить процессы обмена электромагнитной энергией между наночастицей и падающим излучением.

Явление ППР на поверхности сферической металлической наночастицы и интегральная оценка рассеянного на ней света в ближней и в дальней зонах рассеяния были рассмотрены в работе [2] (с использованием теории Ми). В этой работе на основе введённого интегрального параметра эффективности ближнего поля определена длина падающей волны  $\lambda_{\text{rez}}$ , которая соответствует явлению ППР на поверхности данной частицы, выполнена интегральная оценка поведения рассеянного света в указанных зонах. Однако данный параметр не позволяет осуществить детальный анализ распределения потоков энергии в исследуемой области, так как фактически не является вектором Пойнтинга.

В работе [3] реализован микроскопический подход при оценке рассеянного света на сферической наночастице (также с использованием теории Ми), а в качестве параметра, описывающего явление ППР на поверхности частицы, как в ближней зоне, так и в самой наночастице, задействована одна из форм вектора Пойнтинга  $\mathbf{P}_{av}$  — среднее за период значение переносимой плотности энергии (активная мощность). Параметр  $\mathbf{P}_{av}$  используется для описания распределения активной энергии, которую, переизлучает металлическая наночастица и которую может регистрировать экспериментатор.

В отличие от указанных подходов в данной статье предложена простая численная методика определения и описания явления ППР на поверхности металлических наночастиц произвольной формы. С этой целью была выбрана следующая система параметров:  $RCS$  (дифференциальное сечение рассеяния),  $\mathbf{E}$  (напряжённость электрического поля) и  $\mathbf{P}$  (вектор Пойнтинга). Параметр  $RCS$  позволяет на основе распределения напряжённости рассеянного поля  $\mathbf{E}^S$  в дальней зоне определить длину  $\lambda_{\text{rez}}$  падающей волны, соответствующей явлению ППР. Использование распределения вектора  $\mathbf{E}$  как в наночастице, так и в ближней зоне рассеяния позволяет осуществить расчёт электрических параметров индуцированного в частице диполя (квадруполь, ...), поверхностного плазмона соответственно. Анализ распределения потоков вектора  $\mathbf{P}$  в наночастице и в ближней зоне позволяет однозначно утверждать о наличии (или от-

сутствии) явления ППР на её поверхности и, в частности, позволяет понять, как наночастица может рассеять (поглотить) больше энергии, чем падает на неё.

Оригинальность данной методики заключается в том, что потоки вектора  $\mathbf{P}$  представлены в виде суммы векторов  $\mathbf{P}_{av}$  и  $\mathbf{P}_{var}$  (переменная составляющая переносимой плотности энергии (реактивная мощность)). Такой подход позволил показать, что в резонансном режиме: (i) активная энергия индуцированного в наночастице диполя излучается в основном через боковые стороны, (ii) пространственное распределение реактивной энергии данного диполя в ближней зоне наночастицы имеет локальный характер, причём уровень его реактивной энергии более чем в три раза больше по сравнению с уровнем активной энергии в этой зоне, (iii) имеет место взаимообмен энергией между падающей плоской волной и индуцированным диполем, особенности которого отображают векторы  $\mathbf{P}_{av}$  и  $\mathbf{P}_{var}$  (указанный процесс осуществляется дважды в течение периода падающей волны).

В данной работе с помощью численного моделирования исследуются особенности транспорта энергии при рассеянии плоской электромагнитной волны на металлическом наноцилиндре конечных размеров в оптическом диапазоне в резонансном и нерезонансном режимах.

## 2. ИССЛЕДУЕМАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим золотой наноцилиндр, так как в этом случае явление ППР попадает в область оптического диапазона. Оптические константы для золота были взяты из работы [4].

Рассмотрим случай, когда высота и диаметр наноцилиндра равны 80 нм. Это позволяет: (i) получить результаты более простым способом (увеличение размеров наноцилиндра влечёт необходимость описывать более сложные индуцированные в нём объекты — квадруполь, октуполь и высшие мультиполи) [5]; (ii) иметь ситуацию, когда сечения рассеяния и поглощения наноцилиндра сравнимы [5] (в случае малых размеров наночастиц система выбранных параметров ( $RCS$ ,  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{P}$ ) будет иной, а именно — ( $\mathbf{P}_{abs}$ ,  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{P}$ ), где  $\mathbf{P}_{abs}$  — мощность поглощения энергии наноцилиндром); (iii) сравнить результаты расчётов сферы, полученные на основе теории Ми, и наноцилиндра, полученные на основе решения уравнения Гельмгольца (это ещё один способ верификации результатов, но только в дальней зоне рассеяния).

Возникает вопрос: учитывая заданные физико-топологические параметры наноцилиндра, возможно ли получить аналитическое решение данной задачи? Рассмотрим более детально данную проблему. Расчёты, выполненные в данной работе, показывают, что

только в дальней зоне рассеяния возможно сравнение параметров RCS сферы и цилиндра (вписанного в сферу), полученных аналитически и численно. Наличие рёбер в цилиндре вызывает в близких к ним областях всплеск поля  $E$ , чего не наблюдается в соответствующих областях сферы. Причём это различие многократно усиливается в резонансном режиме благодаря наличию плазмона на поверхности частиц. В свою очередь, данное различие приводит к существенным отличиям в распределении электрического поля в дальней зоне рассеяния частиц. Тем не менее, возможность сравнения на полукачественном уровне обуславливается сглаживающим свойством логарифмической функции (см. (1)). Однако делать утверждение о качественном согласии распределений в дальней зоне рассеяния можно лишь в случае оптически мягких материалов [6] частиц, но на которых не реализуется ППР. По этой же причине (наличие рёбер в цилиндре, ППР) поведение потоков энергии у поверхности сферы и вписанного в неё цилиндра, особенно вблизи рёбер, также существенно различаются, так как одной из составляющих данных потоков является напряжённость электрического поля (см. (2)).

Получение аналитического решения задачи рассеяния плоской электромагнитной волны на цилиндре конечных размеров с помощью теории Ми невозможно, так как данный цилиндр не принадлежит к платоновым телам, в частности к сфероидальным [7]. Однако в дальней зоне рассеяния, как указывалось ранее, возможно получение аналитического решения данной задачи в случае оптически мягких материалов [6]. При учёте диэлектрических потерь в материале цилиндра, когда  $\epsilon_r \leq 2$ , где  $\epsilon_r$  — относительная диэлектрическая проницаемость, возможно качественное сравнение данных результатов [8] в дальней зоне рассеяния с точным численным решением. Заметим, что основные результаты рассматриваемой работы касаются ближней зоны.

Будем считать, что золотой наночилиндр расположен в вакууме, причём источник энергии падающей плоской волны находится вне его. Рассмотрим параллельную поляризацию вектора электрического поля  $E^{in}$  данной волны относительно оси наночилиндра с амплитудой, равной 1 В/м, и вектором Пойнтинга  $P$ , направленным по нормали к оси наночилиндра, причём в противоположном направлении к оси  $Z$ .

Точный расчёт напряжённостей полных электрических полей  $E$  в расчётной области проводился путём решения векторного трёхмерного уравнения Гельмгольца с использованием конечно-элементного подхода, включающего метод Галёркина и метод конечных элементов [9, 10]. В качестве векторных конечных элементов использовались тетраэдры. Численная реализация условий излучения Зоммерфельда осуществлялась путём применения локального

приближения, в рамках которого был выбран метод абсолютно поглощающих слоёв [11, 12].

Как указывалось выше, для описания явления ППР в золотом наноцилиндре необходимы несколько параметров, первым из которых было выбрано дифференциальное сечение рассеяния  $RCS$ , которое определяется следующим образом:

$$RCS = 10 \lg(\delta/S), \quad (1)$$

где  $\delta = \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi r^2 |\mathbf{E}^S(\varphi, \theta)/\mathbf{E}^{in}(\varphi, \theta)|^2$  — собственно дифференциальное сечение рассеяния,  $\mathbf{E}^S(\varphi, \theta)$  и  $\mathbf{E}^{in}(\varphi, \theta)$  — электрические составляющие соответственно рассеянного и падающего поля в дальней зоне,  $\varphi$  и  $\theta$  — азимутальный угол и угол рассеяния в сферической системе координат,  $S = 1 \text{ м}^2$  — площадь, на которую нормировалось дифференциальное сечение рассеяния  $\delta$ .

В качестве второго параметра была выбрана напряжённость полного электрического поля  $\mathbf{E}$ , являющегося алгебраической суммой полей  $\mathbf{E}^S$  и  $\mathbf{E}^{in}$ .

В качестве третьего параметра рассматривался вектор Пойнтинга  $\mathbf{P}$ , который можно представить следующим образом:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_{av} + \mathbf{P}_{var}, \quad \mathbf{P}_{av} = \frac{1}{2} \text{Re} [\mathbf{E}_m \mathbf{H}_m^*], \quad \mathbf{P}_{var} = \frac{1}{2} \text{Re} ([\mathbf{E}_m \mathbf{H}_m] e^{i2\omega t}), \quad (2)$$

где  $\omega$  — циклическая частота падающей плоской волны,  $t$  — время,  $\mathbf{E}_m, \mathbf{E}_m^*, \mathbf{H}_m, \mathbf{H}_m^*$  — комплексные и комплексно-сопряжённые амплитуды векторов  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  соответственно. Учитывая, что

$$\mathbf{E}_m = \mathbf{E}_{re} + i\mathbf{E}_{im}, \quad \mathbf{H}_m = \mathbf{H}_{re} + i\mathbf{H}_{im}, \quad (3)$$

где  $\mathbf{E}_{re}, \mathbf{E}_{im}, \mathbf{H}_{re}, \mathbf{H}_{im}$  — действительные и мнимые части комплексных амплитуд векторов  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  соответственно, векторы  $\mathbf{P}_{av}$  и  $\mathbf{P}_{var}$  можно представить в виде:

$$\mathbf{P}_{av} = \frac{1}{2} [\mathbf{E}_{re} \mathbf{H}_{re}] + \frac{1}{2} [\mathbf{E}_{im} \mathbf{H}_{im}], \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{var} = & \frac{1}{2} \{ [\mathbf{E}_{re} \mathbf{H}_{re}] - [\mathbf{E}_{im} \mathbf{H}_{im}] \} \cos(2\omega t) - \\ & - \frac{1}{2} \{ [\mathbf{E}_{re} \mathbf{H}_{im}] + [\mathbf{E}_{im} \mathbf{H}_{re}] \} \sin(2\omega t). \end{aligned} \quad (5)$$

Для получения точных численных результатов решения указанной задачи в ближней и дальней зонах рассеяния была разработана компьютерная программа решения 3D-векторного уравнения Гель-

мгольца (с учётом диэлектрических потерь) с помощью метода конечных элементов. Использование известных программных комплексов (COMSOL, ADS, ANSYS, HFSS и др.) не предусматривает, в частности, осуществление расчёта вектора  $\mathbf{P}_{\text{var}}$ , т.е. не позволяет рассчитать особенности полей и потоков реактивной энергии в ближней зоне рассеяния, которые «работают» в наноприборах.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Представленная выше методика расчёта рассеяния плоской волны на золотом наноцилиндре тестировалась в работе [8].

Будем интересоваться распределением напряжённости поля  $\mathbf{E}$ , вектора Пойнтинга  $\mathbf{P}$  и его составляющих  $\mathbf{P}_{\text{av}}$  и  $\mathbf{P}_{\text{var}}$  в плоскости  $YOZ$  вдоль прямых, параллельных оси  $Z$ , причём в направлении, противоположном данной оси (см. левую вкладку на рис. 2, *a*). Данные зависимости представим с помощью модифицированной функции

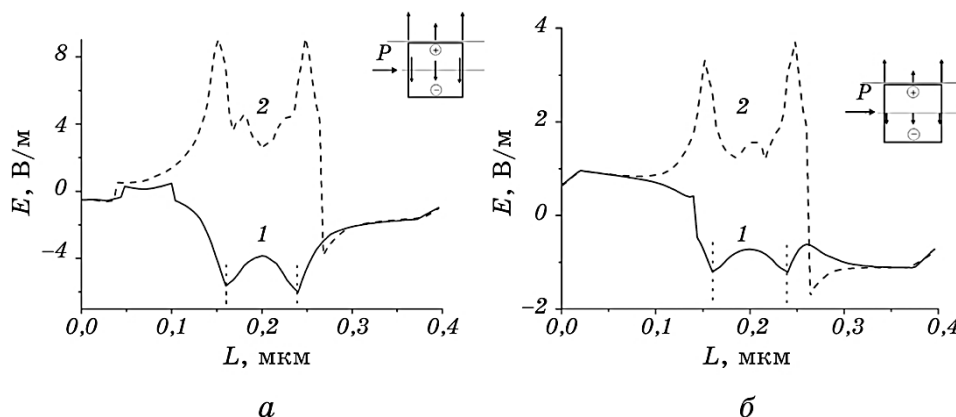
$$B_Z = |\mathbf{A}| \text{sign}(A_Z), \quad (6)$$

где  $\mathbf{A}$  — один из указанных векторов. Удобство введения таких модифицированных функций состоит в возможности анализировать не только значения модулей данных величин, но и направления их потоков.

Длина падающей плоской волны  $\lambda_{\text{in}}$ , при которой имеет место явление ППР, определялась значением максимума кривой  $RCS(\lambda_{\text{in}}, \theta)$  при рассеянии света вперёд (см. левую вкладку на рис. 3, *a*). Данный максимум соответствует  $\lambda_{\text{rez}} = 550$  нм (в [5] был получен близкий результат, причём в случае, когда сечения рассеяния и поглощения соизмеримы).

Анализ распределения электрической составляющей поля в ближней зоне в резонансном режиме показывает, что падающая плоская волна возбуждает в золотом наноцилиндре электрический диполь (рис. 1, *a*). Направление данного диполя противоположно направлению поляризации электрической составляющей плоской волны, причём среднее значение напряжённости электрического поля в наноцилиндре вдоль оси  $Y$  более чем в три раза больше, чем поле падающей волны. С освещённой и с теневой сторон, непосредственно сверху и снизу наноцилиндра, наблюдается повышенное значение поля  $\mathbf{E}$  ( $\cong 9$  В/м), вызванное, прежде всего, явлением ППР, что совпадает с теоретической оценкой, выполненной в работе [13].

В нерезонансном режиме ( $\lambda_{\text{in}} = 620$  нм, рис. 1, *b*) падающая плоская волна также возбуждает в золотом наноцилиндре электрический диполь, однако среднее значение напряжённости электрического поля в наноцилиндре вдоль оси  $Y$  примерно равно значению поля падающей волны. С освещённой и теневой сторон, непосред-



**Рис. 1.** Модифицированные функции  $E$  напряжённостей электрических полей  $\mathbf{E}$  в резонансном  $\lambda_{in} = 550$  нм (*а*) и нерезонансном  $\lambda_{in} = 620$  нм (*б*) режимах. Ось  $L$  ориентирована в направлении, противоположном оси  $Z$  (см. левую вкладку, рис. 2, *а*). Кривые 1, 2 получены вдоль горизонтальных прямых (см. правые вкладки на рис. 1, *а*, *б*): срединной линии и линии над наноцилиндром соответственно. Вертикальные пунктирные линии соответствуют боковым границам стенок золотого наноцилиндра.

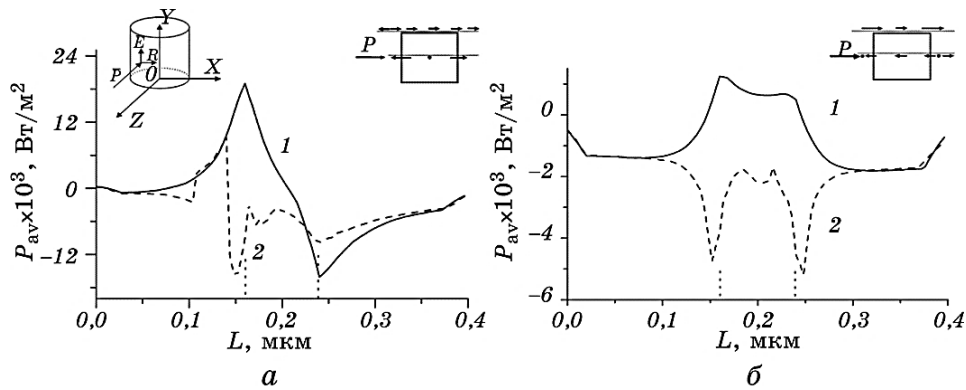
**Fig. 1.** The modified strength function  $E$  of the electric field  $\mathbf{E}$  for resonant ( $\lambda_{in} = 550$  nm) (*a*) and non-resonant ( $\lambda_{in} = 620$  nm) (*b*) modes. The  $L$ -axis is oriented in the opposite direction to the  $Z$ -axis (see the left insert in Fig. 2, *a*). The curves 1, 2 are obtained along horizontal lines (see right-hand insert in Fig. 1, *a*, *b*): median line and line above the nanocylinder, respectively. The vertical dashed lines correspond to the sidewalls of the gold nanocylinder.

ственно сверху и снизу наноцилиндра, также наблюдается повышенное значение поля  $\mathbf{E}$  ( $\cong 4$  В/м), вызванное наличием рёбер.

На рисунке 2, *а* в резонансном режиме сопоставляются зависимости модифицированных функций  $P_{av}$  вдоль срединной линии (кривая 1) и над наноцилиндром (кривая 2). Потoki вектора  $\mathbf{P}_{av}$  вдоль срединной линии выходят из наноцилиндра как с освещённой, так и с теневой стороны (кривая 1), причём их максимумы приблизительно равны и расположены в области пересечения с боковыми сторонами. Таким образом, в указанном режиме плазмон формируется и излучает в основном в области боковых поверхностей наноцилиндра, причём повышенная плотность соответствующих потоков энергии распространяется вдоль большей части зоны Френеля. Поток вектора  $\mathbf{P}_{av}$  над наноцилиндром (кривая 2) с освещённой стороны направлен вдоль оси  $Z$ , а с теневой стороны — в противоположном направлении, причём в этих областях наблюдаются его резкие всплески, обусловленные явлением ППР.

Данное распределение вектора  $\mathbf{P}_{av}$  способствует увеличению эффективного сечения рассеяния рассматриваемого наноцилиндра.





**Рис. 2.** Модифицированные функции  $P_{av}$  вектора Пойнтинга  $\mathbf{P}_{av}$  в резонансном  $\lambda_{in} = 550$  нм (а) и нерезонансном  $\lambda_{in} = 620$  нм (б) режимах. Ось  $L$  ориентирована в направлении, противоположном оси  $Z$  (см. левую вкладку, рис. 2, а). Кривая 1 получена вдоль срединной линии, кривая 2 — вдоль прямой над наноцилиндром на высоте 1 нм, причём направление потока вектора  $\mathbf{P}_{av}$  вдоль этих прямых изображено на правых вкладках. Вертикальные пунктирные линии соответствуют боковым границам стенок золотого наноцилиндра.

**Fig. 2.** The modified function  $P_{av}$  of the Poynting vector  $\mathbf{P}_{av}$  in resonant ( $\lambda_{in} = 550$  nm) (а) and non-resonant ( $\lambda_{in} = 620$  nm) (б) modes. The  $L$ -axis is oriented in the opposite direction to the  $Z$ -axis (see the left insert in Fig. 2, а). The curve 1 is obtained along the median line; the curve 2 is obtained along the line above nanocylinder at a height of 1 nm, and the direction of flow along these lines is shown on the right inserts. The vertical dashed lines correspond to the sidewalls of the gold nanocylinder.

Мы предполагаем, что причиной такого увеличения является то, что при наличии ППР на поверхности наноцилиндра увеличиваются турбулентные потоки энергии в результате рассеяния падающей плоской волны на наноцилиндре.

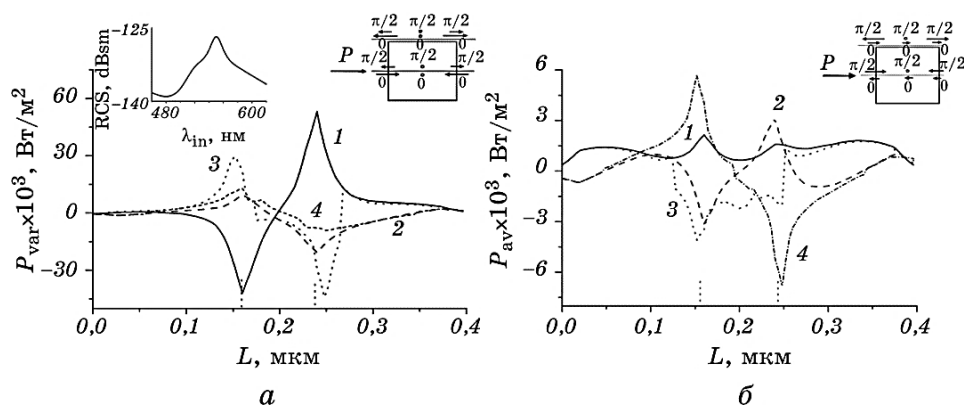
Плоская волна, дифракционно огибая наноцилиндр и интерферируя с полем локализованного плазмона, порождает винтовые дислокации [14], которые в свою очередь способствуют увеличению вихревого характера потока вектора  $\mathbf{P}_{av}$  над и под наноцилиндром, что влечёт за собой увеличение эффективного сечения рассеяния наноцилиндра.

В нерезонансном режиме ( $\lambda_{in} = 620$  нм, рис. 2, б) в ближней зоне поток вектора  $\mathbf{P}_{av}$  в основном огибает золотой наноцилиндр, входит в него с тыльной стороны и выходит с его освещённой части, причём интенсивность потока данного вектора на порядок меньше, чем в резонансном режиме.

На рисунке 3, а представлены зависимости модифицированных функций  $P_{av}$  в резонансном режиме вдоль срединной линии (кривые

1, 2) и над наноцилиндром (кривые 3, 4) при различных фазах колебаний.

В течение одного периода колебаний падающей плоской волны переменные значения вектора Пойнтинга  $\mathbf{P}_{\text{var}}$  дважды обмениваются энергией с данной волной (см. (5)), причём это носит явно выраженный локальный характер. Максимальная интенсивность пото-



**Рис. 3.** Модифицированные функции  $P_{\text{var}}$  вектора Пойнтинга  $\mathbf{P}_{\text{var}}$  в резонансном  $\lambda_{in} = 550$  нм (а) и нерезонансном  $\lambda_{in} = 620$  нм (б) режимах. Ось  $L$  ориентирована в направлении, противоположном оси  $Z$  (см. левую вкладку на рис. 2, а). Кривые 1, 2 получены вдоль срединной линии, кривые 3, 4 — вдоль прямой над наноцилиндром на высоте 1 нм (см. правую вкладку, рис. 3). Кривые 1, 3 соответствуют фазе колебаний вектора  $\mathbf{P}_{\text{var}}$ , равной  $\varphi = 2\omega t = 0$ , кривые 2, 4 — фазе колебаний  $\varphi = \pi/2$ . Направления потоков вектора  $\mathbf{P}_{\text{var}}$  вдоль указанных горизонтальных прямых изображены на правых вкладках. Зависимость от длины падающей волны дифференциального сечения рассеяния  $RCS$  плоских электромагнитных волн на наноцилиндре в дальней зоне при угле рассеяния вперёд ( $\theta = 180^\circ$ ) представлена на левой вкладке. Вертикальные пунктирные линии соответствуют боковым границам стенок золотого наноцилиндра.

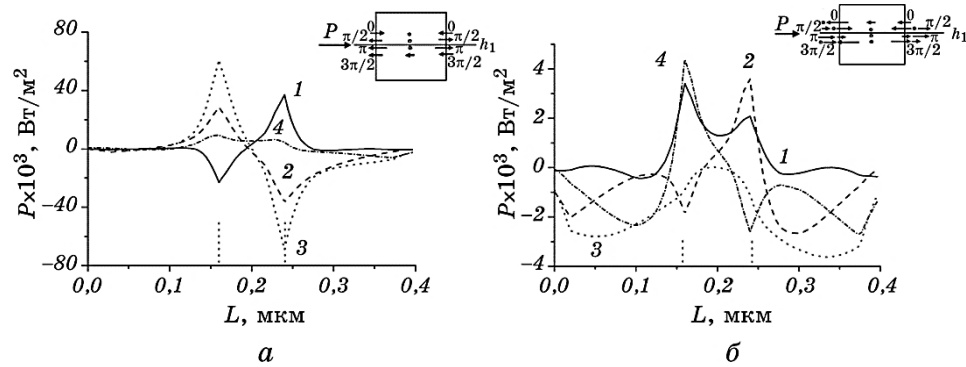
**Fig. 3.** The modified function of the Poynting vector  $\mathbf{P}_{\text{var}}$  in resonant ( $\lambda_{in} = 550$  nm) (а) and non-resonant ( $\lambda_{in} = 620$  nm) (б) modes. The  $L$ -axis is oriented in the opposite direction to the  $Z$ -axis (see the left insert in Fig. 2, а). The curves 1, 2 are obtained along the median line; the curves 3, 4 are obtained along the line above nanocylinder at a height of 1 nm (see the right inserts in Fig. 3). The phase of oscillation of the vector  $\mathbf{P}_{\text{var}}$ , which corresponds to the curves 1, 3, is equal to  $\varphi = 2\omega t = 0$ . The phase of oscillation of the vector  $\mathbf{P}_{\text{var}}$ , which corresponds to the curves 2, 4, is equal to  $\varphi = \pi/2$ . The directions of the flow of the vector  $\mathbf{P}_{\text{var}}$  along these lines are shown on the right inserts. The wavelength dependence of differential cross section  $RCS$  (the scattering of the plane electromagnetic waves by the nanocylinder in the near-field zone at the case of forward scattering ( $\theta = 180^\circ$ )) is shown on the left insert. The vertical dashed lines correspond to the sidewalls of the gold nanocylinder.

ка вектора  $\mathbf{P}_{\text{var}}$  расположена в области пересечения срединной линии (кривые 1, 2) с боковыми сторонами наночилиндра.

Таким образом, в области боковых поверхностей формируется переменная составляющая переносимой плотности энергии в наночилиндре, которая имеет приблизительно равные значения как с освещённой, так и с теневой стороны. Поток вектора  $\mathbf{P}_{\text{var}}$  над поверхностью цилиндра как с освещённой, так и с теневой стороны (кривые 3, 4) характеризуется всплесками интенсивности, которые указывают на наличие ППР в этих областях.

В нерезонансном режиме (рис. 3, б,  $\lambda_{in} = 620$  нм) в течение одного периода колебаний падающей плоской волны поток вектора  $\mathbf{P}_{\text{var}}$  дважды пронизывает наночилиндр вдоль срединной линии в прямом и обратном направлении, причём аккумуляция и излучение энергии не синхронны с колебаниями падающей волны, а интенсивность потока данного вектора на порядок меньше, чем в резонансном режиме.

На рисунке 4 представлены зависимости модифицированных



**Рис. 4.** Модифицированная функция  $P$  вектора Пойнтинга  $\mathbf{P}$  в резонансном  $\lambda_{in} = 550$  нм (а) и нерезонансном  $\lambda_{in} = 620$  нм (б) режимах. Ось  $L$  ориентирована в направлении, противоположном оси  $Z$  (см. левую вкладку на рис. 2, а). Кривые 1–4 получены вдоль срединной линии цилиндра с фазой колебаний  $\varphi = 2\omega t$  вектора  $\mathbf{P}$ , равной  $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$  соответственно. Направление потоков вектора  $\mathbf{P}$  вдоль указанной прямой изображены на верхних вкладках. Вертикальные пунктирные линии соответствуют боковым границам стенок золотого наночилиндра.

**Fig. 4.** The modified function  $P$  of the Poynting vector  $\mathbf{P}$  in resonant ( $\lambda_{in} = 550$  nm) (a) and non-resonant ( $\lambda_{in} = 620$  nm) (b) modes. The  $L$ -axis is oriented in the opposite direction to the  $Z$ -axis (see the left insert in Fig. 2, a). The curves 1–4 are obtained along the median line at the phase of oscillation  $\varphi = 2\omega t$  of the vector  $\mathbf{P}$ , which is equal to  $0, \pi/2, \pi,$  and  $3\pi/2$ , respectively. The direction of the flow of the vector  $\mathbf{P}$  along this line is shown in the right inserts. The vertical dashed lines correspond to the sidewalls of the gold nanocylinder.

функций  $P$  в резонансном режиме вдоль срединной линии (кривые 1–4) при различных фазах колебаний. Если учесть, что вектор Пойнтинга  $\mathbf{P}$  является алгебраической суммой векторов  $\mathbf{P}_{av}$  и  $\mathbf{P}_{var}$ , причём в среднем интенсивность потока вектора  $\mathbf{P}_{var}$  в несколько раз превосходит интенсивность потока вектора  $\mathbf{P}_{av}$ , то в течение одного периода колебаний падающей плоской волны дважды происходит обмен энергией между наноцилиндром и данной волной (см. (5)). Максимальная интенсивность потока вектора  $\mathbf{P}$  вдоль срединной линии (кривые 1–4) расположена в области пересечения указанной линии с боковыми сторонами наноцилиндра, т.е. явление ППР в наноцилиндре в основном формируется в этих областях. В зоне Френеля в перпендикулярном направлении к оси наноцилиндра, как с освещённой, так и с теневой стороны, наблюдается волновой характер распределения вектора Пойнтинга, но интенсивность данного процесса незначительна по сравнению с максимальными значениями энергетических потоков.

#### 4. ВЫВОДЫ

Таким образом, использование концепции вектора Пойнтинга позволяет описать процесс обмена электромагнитной энергией между золотым наноцилиндром и падающей плоской волной.

В резонансном режиме излучение активной энергии (мощности) индуцированного электрического диполя в наноцилиндре в основном осуществляется через его боковые поверхности.

Пространственное распределение реактивной энергии электрического диполя носит явно выраженный локальный характер и его плотность в несколько раз больше плотности активной составляющей.

При этом в течение одного периода колебаний падающей плоской волны дважды осуществляется обмен электромагнитной энергией между индуцированным электрическим диполем и этой плоской волной.

В ближней зоне доминирует не волновой, а колебательный характер и имеет место другая физическая природа переиспускания энергии — не активная, а реактивная, что необходимо учитывать при построении наноприборов. Именно реактивные потоки энергии целесообразно использовать при построении новых приборов и метаматериалов.

Но для обеспечения эффективной связи между наноэлементами через их реактивные потоки энергии нужно знать пространственные диаграммы распределения данных потоков, чтобы обеспечить взаимное перекрытие их лепестков путём соответствующего пространственного расположения наноэлементов результирующей структуры.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. S. A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (New York: Springer Science + Business Media LLC: 2007).
2. B. J. Messinger, K. U. Vonraben, R. K. Chang, and P. W. Barber, *Phys. Rev. B*, **24**: 649 (1981).
3. H. Xu, *J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **87**: 53 (2004).
4. P. B. Johnson and R. W. Christy, *Phys. Rev. B*, **6**, No. 12: 4370 (1972).
5. P. K. Jain, K. S. Lee, I. H. El-Sayed, and M. A. El-Sayed, *J. Phys. Chem. B*, **110**, No. 14: 7238 (2006).
6. C. F. Bohren and D. R. Huffman, *Adsorption and Scattering of Light by Small Particles* (New York: John Willey and Sons: 1983).
7. В. В. Климов, *Наноплазмоника* (Москва: Физматлит: 2009).
8. В. И. Каневский, В. М. Розенбаум, *Оптика и спектроскопия*, **117**, № 2: 158 (2014).
9. J. L. Volakis, A. Chatterjee, and L. C. Kempel, *Finite Element Method for Electromagnetics* (New York: IEEE Press: 1998).
10. J. M. Jin, *The Finite Element Method in Electromagnetics* (New York: John Willey and Sons: 2002).
11. W. C. Chew and W. H. Weedon, *Microwave Opt. Tech. Lett.*, **7**: 599 (1994).
12. Z. S. Sacks, D. M. Kingsland, R. Lee, and J. F. Lee, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, **43**, No. 12: 1460 (1995).
13. Е. Ф. Венгер, А. В. Гончаренко, М. Л. Дмитрук, *Оптика малых частинок і дисперсних середовищ* (Київ: Наукова думка: 1999).
14. П. В. Короленко, *Соросовский образовательный журнал*, № 6: 93 (1998).

## REFERENCES

1. S. A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (New York: Springer Science + Business Media LLC: 2007).
2. B. J. Messinger, K. U. Vonraben, R. K. Chang, and P. W. Barber, *Phys. Rev. B*, **24**: 649 (1981).
3. H. Xu, *J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **87**: 53 (2004).
4. P. B. Johnson and R. W. Christy, *Phys. Rev. B*, **6**, No. 12: 4370 (1972).
5. P. K. Jain, K. S. Lee, I. H. El-Sayed, and M. A. El-Sayed, *J. Phys. Chem. B*, **110**, No. 14: 7238 (2006).
6. C. F. Bohren and D. R. Huffman, *Adsorption and Scattering of Light by Small Particles* (New York: John Willey and Sons: 1983).
7. V. V. Klimov, *Nanoplasmonika* [Nanoplasmonics] (Moscow: Fizmatlit: 2009) (in Russian).
8. V. I. Kanevskii and V. M. Rozenbaum, *Optika i Spektroskopiya*, **117**, No. 2: 158 (2014) (in Russian).
9. J. L. Volakis, A. Chatterjee, and L. C. Kempel, *Finite Element Method for Electromagnetics* (New York: IEEE Press: 1998).
10. J. M. Jin, *The Finite Element Method in Electromagnetics* (New York: John Willey and Sons: 2002).
11. W. C. Chew and W. H. Weedon, *Microwave Opt. Tech. Lett.*, **7**: 599 (1994).
12. Z. S. Sacks, D. M. Kingsland, R. Lee, and J. F. Lee, *IEEE Trans. Antennas*

- Propagat.*, **43**, No. 12: 1460 (1995).
13. E. F. Venger, A. V. Goncharenko, and M. L. Dmitruk, *Optika Malyykh Chastynok i Dyspersnykh Seredovyshch* [Optics of Small Particles and Disperse Media] (Kyiv: Naukova Dumka: 1999) (in Ukrainian).
  14. P. V. Korolenko, *Sorosovskiy Obrazovatelnyy Zhurnal*, No. 6: 93 (1998) (in Russian).