

**Е. А. Величко, А. П. Николаенко**

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины*

*12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина*

E-mail: [elena.vel80@gmail.com](mailto:elena.vel80@gmail.com)

## ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПЛАЗМОНОВ С ПОМОЩЬЮ ВЕКТОРА УМОВА–ПОЙНТИНГА

Цилиндрические датчики из благородных металлов, основанные на явлении поверхностного плазмонного резонанса, широко применяются в медико-биологических исследованиях и исследованиях окружающей среды, поэтому изучение их характеристик в различных диапазонах длин волн было и остается актуальной задачей. В данной работе рассматривается рассеяние плоской  $H$ -поляризованной электромагнитной волны видимого диапазона на серебряном наноцилиндре с диэлектрическим покрытием. Возникающие при этом плазмонные резонансы исследуются как с помощью обычного пространственного распределения амплитуды поля  $H_z$  вокруг объекта, так и пространственного распределения радиальной и азимутальной компонент вектора Умова–Пойнтинга. Показано, что визуализация плазмонов с помощью вектора Умова–Пойнтинга обладает явным преимуществом, так как в этом случае отчетливо проявляются стоячие и бегущие волны, а компоненты вектора четко обрисовывают границы раздела исследуемого объекта. Иллюстрируются особенности влияния диэлектрической проницаемости покрытия на тип плазмонных резонансов, когда при уменьшении диэлектрической постоянной покрытия вместо дипольного плазмонного резонанса появляется квадрупольный гибридный резонанс. Ил. 6. Библиогр.: 11 назв.

**Ключевые слова:** рассеяние электромагнитных волн, плазмонный резонанс, вектор Умова–Пойнтинга.

Плазмонами называют поверхностные волны на границе «вакуум–металл», возникающие, когда вещественная часть диэлектрической проницаемости металла оказывается отрицательной [1–8]. Во многих работах диэлектрическая проницаемость благородных металлов в оптическом диапазоне описывается с помощью формулы Друде

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)},$$

где  $\omega$  – круговая частота электромагнитной волны,  $\omega_p$  – плазменная частота,  $\nu$  – эффективная частота соударений заряженных частиц. На частотах выше  $\omega_p$  выполняется условие

$$\left| \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} \right| < 1$$

и металл становится «прозрачным» для электромагнитных волн.

На низких частотах, когда

$$\left| \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} \right| > 1,$$

действительная часть диэлектрической проницаемости отрицательна, и металл становится «непрозрачным» для электромагнитного излучения. Параметры  $\omega_p$  и  $\nu$ , используемые в разных работах, неодинаковы, поэтому мы обратились к экспериментальным данным [9] и интерполировали функции, измеренные на дискретных частотах, на весь диапазон от 200 до 1 200 нм, как это сделано в [6, 7].

Таким образом, при  $\omega < \omega_p$  электромагнитное поле сосредотачивается у границ раздела благодаря быстрому затуханию вглубь проводника, а распространение происходит вдоль границы «металл–вакуум» в виде поверхностных волн или плазмонов. Такое явление ярко выражено у благородных металлов (золота и серебра) в видимом диапазоне электромагнитного спектра, чем и объясняется интерес к резонирующим нанообъектам из этих материалов.

Если металл и его покрытие имеют цилиндрическую форму и на них нормально падает плоская электромагнитная волна достаточно высокой частоты, то у границы раздела возникнут поверхностные волны, распространяющиеся вдоль окружности цилиндра. Обойдя препятствие, эти волны способны на определенных частотах суммироваться по фазе, что и обуславливает возникновение плазмонных резонансов. При этом говорят о локализованном поверхностном плазмоне, или плазмоне. Интерес к этим явлениям вызван возможностью их применения на практике [4–7].

О возникновении плазмонного резонанса можно судить, наблюдая полное сечение рассеяния объекта как функцию частоты или длины падающей волны, когда резонансы проявляются в виде максимумов сечения рассеяния [1–8]. Эффект возникает благодаря симметрии пространственного распределения полного поля вблизи рассеивающего объекта, включая плазмоны, которое обеспечивает максимальное рассеяние.

Поэтому при исследовании плазмонных резонансов на цилиндрических объектах строят зависимость полного сечения рассеяния от длины волны падающего излучения. Затем находят характерные максимумы в сечении рассеяния, для которых решают задачу о дифракции плоской волны на объекте и строят пространственное распределение рассеянного (а иногда и полного) поля вокруг рассеивателя. Полученные распределения визуализируют поле и позволяют отделить максимумы, связанные с плазмонным резонансом, от тех, что связаны с объемными колебаниями в покрытии [1–8]. Поскольку плазмоны возникают при рассеянии волн  $H$ -поляризации, то обычно рассчитывают пространственное распределение амплитуды поля  $|H_z|$ . В настоящей работе мы рассмотрим пространственное распределение

радиальной и азимутальной компонент комплексного вектора Умова–Пойнтинга, имея в виду, что его реальная часть отвечает бегущим волнам, а мнимая – стоячим.

**1. Постановка задачи и способ решения.**

Для поиска плазмонных резонансов и получения соответствующих распределений электромагнитных полей внутри и вблизи нанообъектов решают уравнения Максвелла с заданными источниками. Мы применим решение задачи дифракции плоской электромагнитной волны на цилиндре или трубке из благородного металла с диэлектрическим покрытием [4, 5]. В настоящем исследовании, в отличие от опубликованных работ, мы визуализируем плазмонные резонансы, возникающие на серебряном наночилиндре с диэлектрическим покрытием, как с помощью распределения амплитуды поля  $|H_z|$ , так и с помощью компонент комплексного вектора Умова–Пойнтинга.

Предполагается, что плоская электромагнитная волна  $H$ -поляризации падает нормально на круговой металлический цилиндр радиусом  $a_1$ , покрытый концентрическим слоем диэлектрика толщиной  $h$  с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_d$ . Исследуемый объект расположен в свободном пространстве (рис. 1) и бесконечен вдоль оси  $z$ , перпендикулярной плоскости рисунка, а падающее электромагнитное поле однородно относительно этой оси. При этом используется временная зависимость вида  $\exp(i\omega t)$ .

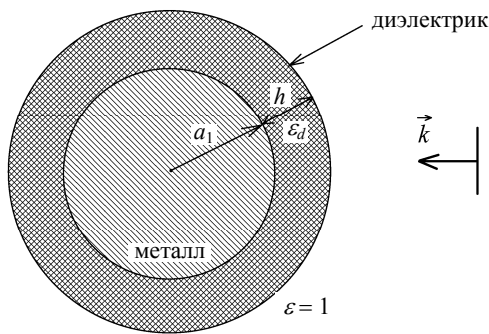


Рис. 1. Падение плоской электромагнитной волны  $H$ -поляризации на серебряную проволоку, покрытую слоем диэлектрика

В итоге получаем классическую двумерную задачу рассеяния электромагнитной волны на слоистом цилиндре, решение которой строится с помощью скалярной функции  $H_z(r, \varphi)$ , являющейся  $z$ -компонентой магнитного поля в цилиндрических координатах  $(r, \varphi, z)$ . Эта функция должна удовлетворять уравнению Гельмгольца, граничным условиям на поверхностях раздела и условию излучения на бесконечности. Таким образом, тангенциальные компоненты полей  $H_z$  и  $E_\varphi$  остаются непрерывными на границах «металл–вакуум» и «диэлектрик–вакуум», а на бесконечности имеется только уходящая волна.

Поле внутри цилиндра представляется в виде волн, распространяющихся по радиусу внутрь и наружу цилиндра. Поле падающей плоской волны разлагается в ряд по цилиндрическим функциям. Используя сумму падающего поля и полей внутри цилиндра, и удовлетворив граничные условия, получаем систему линейных алгебраических уравнений относительно амплитуд прошедших и отраженных от границ цилиндрических волн. Амплитуда падающей волны предполагалась равной единице.

Итак, общее решение задачи записывается с помощью бесконечного ряда модифицированных функций Бесселя, коэффициенты которого находятся при удовлетворении граничных условий. В итоге получаем систему линейных алгебраических уравнений для коэффициентов прохождения и отражения волн через границу слоев. Для задач, рассматриваемых в данной работе, линейная система уравнений относительно неизвестных коэффициентов разложения в ряд Фурье–Бесселя имеет четвертый порядок. Решение задачи подробно описано в работе [8], поэтому мы приведем только необходимые формулы.

Для расчетов использовалась комплексная диэлектрическая проницаемость серебра, значения которой были заимствованы из экспериментальных измерений [9], а затем интерполированы на исследуемую область длин волн.

**2. Результаты численного моделирования.**

На рис. 2 представлены графики полного сечения рассеяния как функции длины волны падающего излучения для серебряного наночилиндра радиусом  $a_1 = 50$  нм (сплошная кривая) и такого же серебряного наночилиндра, покрытого слоем диэлектрика толщиной  $h = 30$  нм и относительной проницаемостью  $\epsilon_d = 12$  (кривая с точками). Полное сечение рассеяния рассчитывалось по следующей формуле [10]:

$$\sigma_{sc} = \frac{\pi^2}{k} \int_0^{2\pi} |\Phi(\varphi)|^2 d\varphi,$$

где  $\Phi(\varphi)$  – диаграмма направленности рассеянного поля в дальней зоне.

Из сравнения сечений рассеяния серебряной нанопроволоки с покрытием и без него видно, что при наличии слоя диэлектрика плазмонный резонанс смещается в область больших длин волн. Как будет показано далее, максимальное рассеяние наблюдается при плазмонном резонансе дипольного типа  $P_1$ , у которого азимутальный индекс  $m = 1$ . Это означает, что у резонансного плазмона вдоль окружности системы укладывается примерно одна длина волны, такое распределение называют дипольным. Установить, какой именно резонанс связан с максимумом сечения рассеяния можно только построив картину про-

пространственного распределения амплитуды магнитного поля  $H_z$  вокруг объекта на резонансной длине волны.

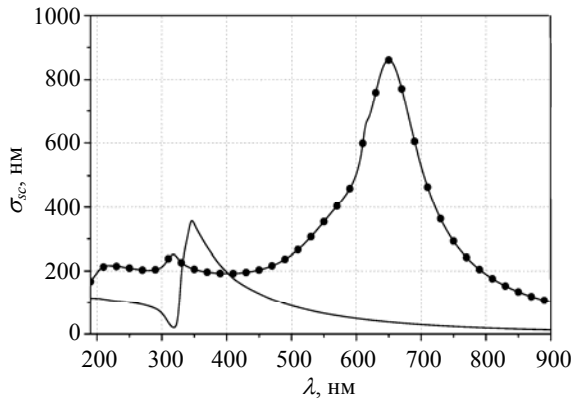


Рис. 2. Графики зависимости полного сечения рассеяния от длины волны для серебряной нанопроволоки с диэлектрическим покрытием и без него

На рис. 3 показано двумерное пространственное распределение амплитуды поля  $H_z$  вблизи серебряной проволоки на резонансной длине вол-

ны  $\lambda = 346$  нм (рис. 3, а) и серебряной проволоки с покрытием на резонансной длине волны  $\lambda = 650$  нм (рис. 3, б), что соответствует двум максимумам, приведенным на рис. 2. На длине волны 650 нм вещественная часть диэлектрической проницаемости серебра  $\epsilon' = -19,46$ , мнимая  $\epsilon'' = 0,46$ . Амплитуда поля в относительных единицах показана с помощью темной заливки в двумерных распределениях амплитуды поля над плоскостью  $X$ – $Y$ . Шкалы почернения приведены справа от графиков. Черные окружности на графиках показывают границы раздела сред. Меньшая окружность – это граница «металл–диэлектрик», а большая окружность – граница «диэлектрик–вакуум». Как видно из рисунка, распределение поля отвечает плазмонному резонансу, т. е. резонансной поверхностной волне. О том, что волна поверхностная, свидетельствует то, что максимум амплитуды находится на границе раздела «металл–вакуум», и поле убывает при удалении от нее. Распределение амплитуды вдоль азимута  $\varphi$  отвечает одной вариации поля, т. е. это действительно плазмон  $P_1$ .

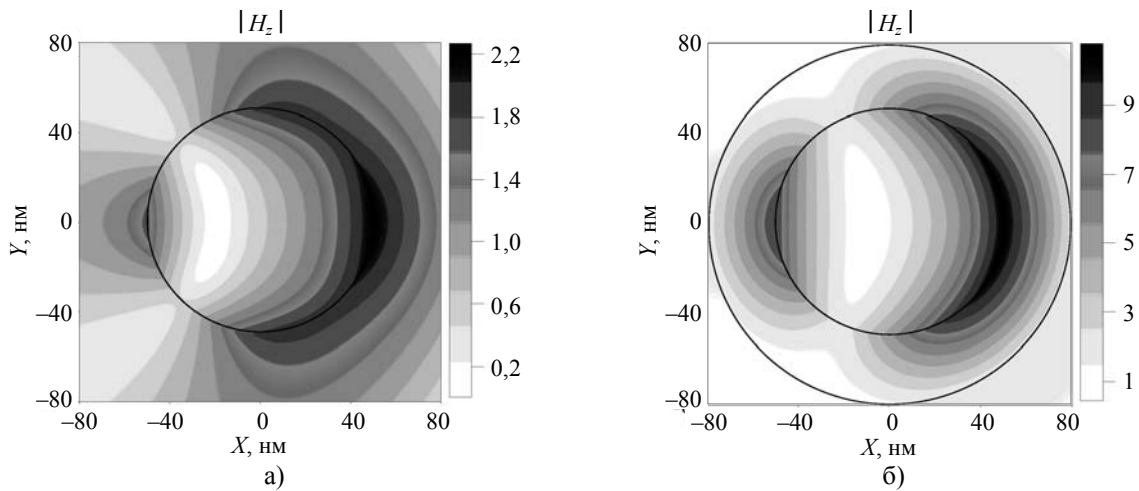


Рис. 3. Пространственное распределение амплитуды поля  $|H_z|$  в окрестности серебряной проволоки без покрытия (а) и с диэлектрическим покрытием (б)

Рассмотрим тот же резонанс, возникающий для серебряной проволоки с покрытием, но будем использовать пространственное распределение вектора Умова–Пойнтинга на той же резонансной длине волны  $\lambda = 650$  нм. Соответствующая спектральная компонента комплексного вектора Умова–Пойнтинга рассчитывается по формуле [11]

$$\vec{P} = \frac{1}{2} [\vec{E} \times \vec{H}^*],$$

где (\*) означает комплексное сопряжение;  $\vec{E} = (E_r, E_\varphi, 0)$  – вектор электрического поля,  $\vec{H} = (0, 0, H_z)$  – вектор магнитного поля. В цилиндрических координатах  $(r, \varphi, z)$  это векторное произведение принимает вид

дрических координатах  $(r, \varphi, z)$  это векторное произведение принимает вид

$$\vec{P} = \vec{e}_r P_r + \vec{e}_\varphi P_\varphi = \vec{e}_r E_\varphi H_z^* - \vec{e}_\varphi E_r H_z^*,$$

где  $\vec{e}_r$  и  $\vec{e}_\varphi$  – радиальный и азимутальный орты системы координат.

У плоской монохроматической электромагнитной волны, распространяющейся в свободном пространстве (бегущей волны), векторы электрического и магнитного полей взаимно ортогональны в пространстве и синфазны во времени. Поэтому вектор Умова–Пойнтинга в частотном представлении отличен от нуля, направлен вдоль волнового вектора и оказывается действи-

тельной величиной. Если же в рассматриваемой задаче возникают стоячие волны (например, в резонаторе Фабри–Перо), то электрическое и магнитное поля приобретают взаимный фазовый сдвиг. В этом случае вектор Умова–Пойнтинга становится комплексной величиной; его вещественная часть описывает распространяющиеся (бегущие) волны, а мнимая – волны стоячие [11].

Таким образом, в окрестности рассеивающего объекта имеются четыре функции координат  $\text{Re}[P_r(x, y)]$ ,  $\text{Re}[P_\varphi(x, y)]$ ,  $\text{Im}[P_r(x, y)]$  и  $\text{Im}[P_\varphi(x, y)]$ , которые рассматриваются далее. Первые две из них описывают бегущие волны, а две вторые – стоячие.

На рис. 4 приведены все четыре пространственные распределения комплексных ком-

понент вектора Умова–Пойнтинга в окрестности рассеивающего объекта – карты четырех двумерных распределений. Карты на рис. 4, а показывают пространственное распределение вещественной части вектора Умова–Пойнтинга (поток энергии бегущих волн). Видно, что азимутальная составляющая вектора Умова–Пойнтинга  $P_\varphi$  отрицательна в левой верхней части покрытия цилиндра и положительна в зеркально расположенной нижней части покрытия. Эти потоки компенсируются потоками энергии во внутренних областях, под поверхностью проволоки, направленными в противоположную сторону. Так проявляются два замкнутых вихреобразных азимутальных потока энергии, направленные в противоположные стороны в верхней и нижней части объекта.

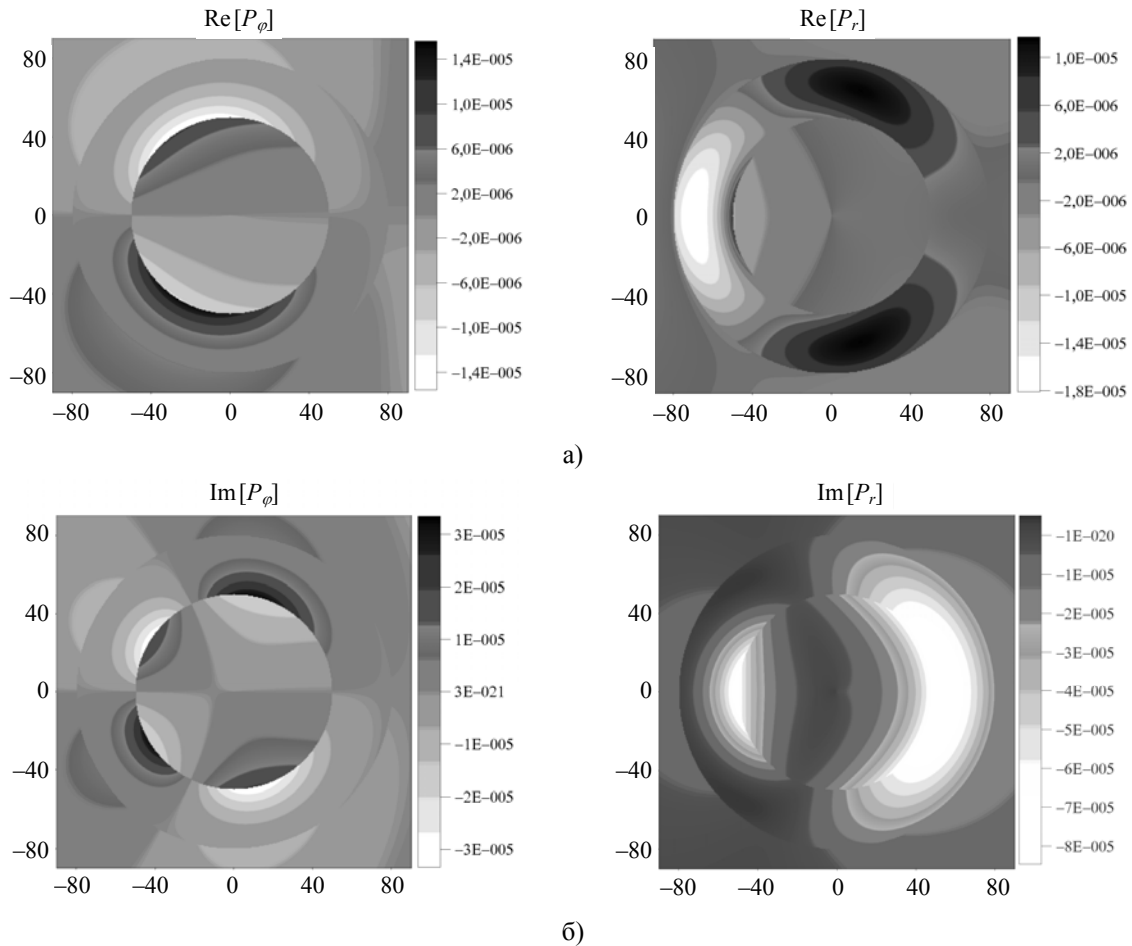


Рис. 4. Пространственное распределение вектора Умова–Пойнтинга в окрестности серебряной проволоки с диэлектрическим покрытием на резонансной длине волны  $\lambda = 650$  нм (а – вещественные части компонент  $P_\varphi$  и  $P_r$ ; б – мнимые части компонент  $P_\varphi$  и  $P_r$ )

Радиальная проекция реальной части вектора Умова–Пойнтинга не содержит столь ярких локализованных вихрей, приближенных к границе «металл–диэлектрик». Здесь вихревое движение сконцентрировано внутри покрытия и радиальный поток всегда отрицательный, т. е. направ-

лен к центру проволоки. Однако в передней части покрытия видны верхняя и нижняя темные области, где радиальный поток уменьшается. Это суммарное уменьшение компенсируется в белой области, где отрицательный радиальный поток энергии возрастает. Следовательно, основная

часть радиальной компоненты потока энергии тоже характеризуется двумя вихрями, только они сосредоточены в покрытии и их отрицательные части сливаются воедино позади объекта. Таким образом, в бегущих волнах покрытия тоже наблюдается замкнутая система вихрей.

Есть еще один слабо выраженный вихрь, расположенный на границе «металл–диэлектрик» позади препятствия. Он связан с поверхностной волной, и радиальный поток снаружи металла положителен, а внутри его – отрицателен.

Карты на рис. 4, б отвечают мнимой части вектора Умова–Пойнтинга, которая описывает «реактивную мощность» или стоячие волны. В результате сравнения пространственного распределения амплитуды поля  $H_z$  (рис. 3, б) становится очевидным, что оно относится к стоячей волне и потому очень похоже на распределение мнимой части радиальной компоненты вектора Умова–Пойнтинга.

Как было показано ранее, в векторе Умова–Пойнтинга возникают своеобразные вихревые распределения. При этом если поток энергии внутри металла направлен в одну сторону, то снаружи (в диэлектрике) он направлен в обратную сторону. Количество вихрей у стоячих волн иногда удваивается по сравнению с волнами бегущими, а их размер соответственно уменьшается. Это видно на левой карте рис. 4, б, где вихревое движение в азимутальной мнимой части вектора дополнительно усложняется за счет «расщепления». Теперь вихрь охватывает не только границу раздела «металл–диэлектрик», как это наблюдалось в реальной части азимутальной компоненты вектора Умова–Пойнтинга, он также расщепился на пару вихрей относительно координаты  $\varphi$ . Эта пара асимметрично охватывает максимум потока реальной части  $\text{Re}[P_\varphi]$ . Таким образом, в «реактивной мощности» (стоячей волне) наблюдаются двойные вихри, движение которых не только изменяет знак при переходе через границу «металл–диэлектрик» ( $r = a_1$ ), но и при переходе через  $\varphi = \varphi_{\text{max}}$ , где  $\varphi_{\text{max}}$  – угловая координата максимума потока  $\text{Re}[P_\varphi]$ .

Необходимо также отметить, что в пространственных распределениях вещественной и мнимой частей компонент вектора Умова–Пойнтинга отчетливо видны границы раздела «металл–диэлектрик» и «диэлектрик–вакуум», которые были неразличимы в пространственном распределении амплитуды магнитного поля  $|H_z|$ . На рис. 3 они показаны с помощью соответствующих окружностей.

**3. Покрытие с невысокой диэлектрической проницаемостью.** Используемая выше относительная диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_d = 12$  отвечает высокому показателю преломления, характерному для специальной керамики.

У обычных диэлектриков эта характеристика не превышает нескольких единиц. Поэтому мы повторили расчеты в рамках той же геометрии задачи, но для реального покрытия из двуокиси кремния (это стеклоподобный материал, широко применяемый на практике) с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_d = 2,4$ .

На рис. 5 показано полное сечение рассеяния для плоской монохроматической электромагнитной волны, падающей на серебряную нанопроволоку (сплошная кривая) и такую же нанопроволоку с покрытием (кривая с кружками). Геометрические параметры рассеивающих объектов остались прежними:  $a_1 = 50$  нм и  $h = 30$  нм.

Сравнивая рис. 5 и 2, можно отметить, что уменьшение диэлектрической проницаемости покрытия привело к заметному смещению резонансного рассеяния в область коротких длин волн: от 650 до 390 нм. При этом полное сечение рассеяния уменьшилось примерно в полтора раза. Характер самой дисперсионной зависимости не претерпел принципиальных изменений, разве что исчез небольшой максимум около 315 нм, наблюдавшийся на рис. 2.

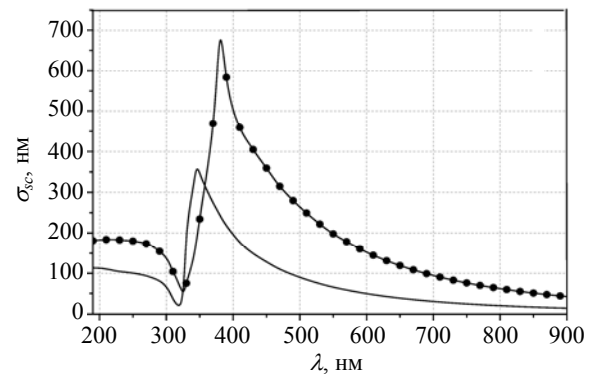


Рис. 5. Графики зависимости полного сечения рассеяния от длины волны для серебряной нанопроволоки с покрытием из двуокиси кремния и без покрытия

Как и ранее, мы исходим из того, что максимум в полном сечении рассеяния обусловлен возникновением плазмонного резонанса. Чтобы убедиться в справедливости этого утверждения, выберем длину волны падающего излучения равной частоте максимума ( $\lambda = 381,3$  нм, где  $\varepsilon' = -3,46$ ,  $\varepsilon'' = 0,19$ ) и построим соответствующие пространственные распределения компонент вектора Умова–Пойнтинга в окрестности цилиндра и его диэлектрического покрытия. Полученные данные представим так же, как и ранее, что облегчит сопоставление результатов и выводы о влиянии величины  $\varepsilon_d$  на распределение поля.

На рис. 6 показаны вещественная и мнимая части компонент вектора Умова–Пойнтинга  $P_r$  и  $P_\varphi$ . Здесь даны четыре карты пространственного

распределения. Карты на рис. 6, а показывают вещественную часть вектора Умова–Пойнтинга. Она соответствует потоку энергии бегущих волн.

Карты на рис. 6, б отвечают мнимой части вектора Умова–Пойнтинга или реактивной мощности, т. е. стоячим волнам.

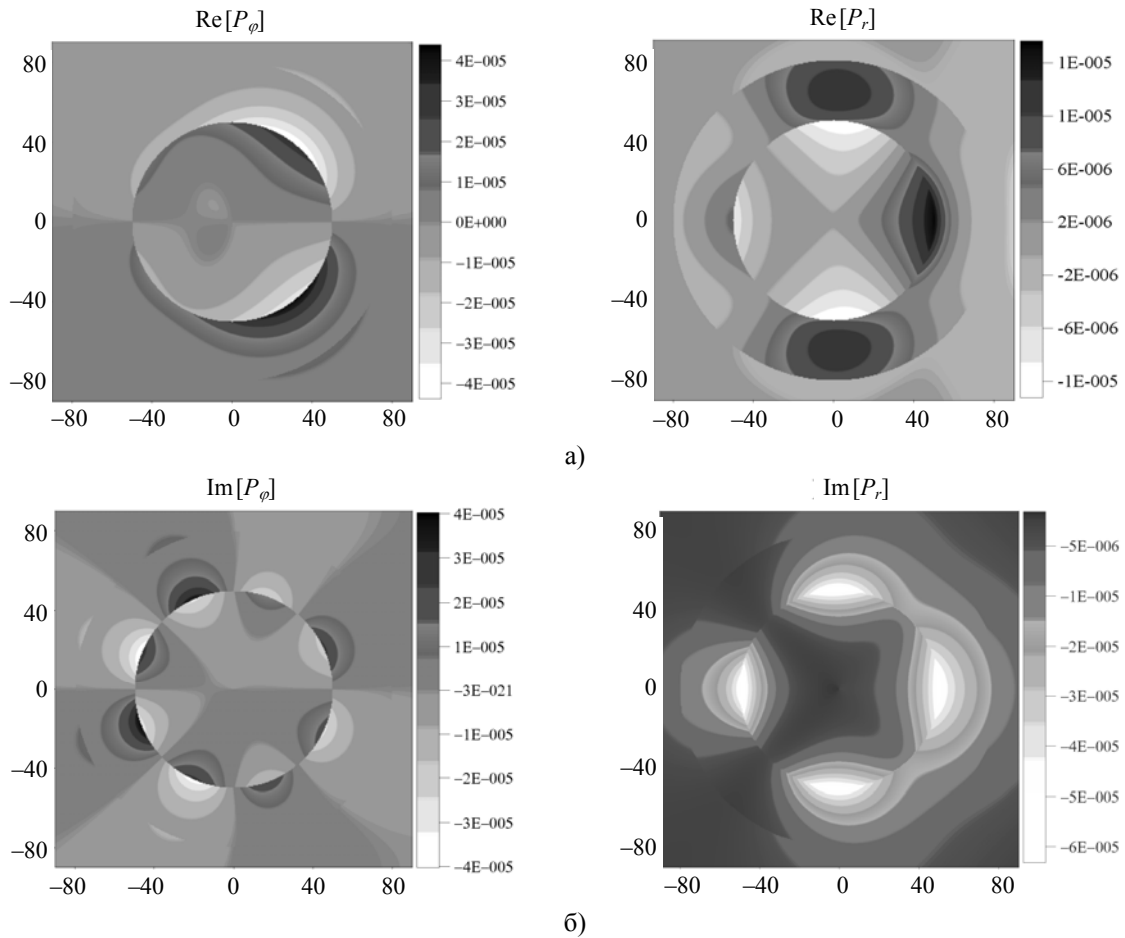


Рис. 6. Пространственное распределение вектора Умова–Пойнтинга в окрестности серебряной проволоки с диэлектрическим покрытием на резонансной длине волны  $\lambda = 381,3$  нм (а – вещественные части компонент  $P_\phi$  и  $P_r$ ; б – мнимые части компонент  $P_\phi$  и  $P_r$ )

На рис. 7 приведено пространственное распределение амплитуды поля  $|H_z|$ , соответствующее максимуму полного сечения рассеяния, показанного на рис. 5. Как видно из рис. 6 и 7, полученные результаты носят неожиданный характер. Если при диэлектрической проницаемости покрытия  $\varepsilon_d = 12$  резонансное рассеяние реализовалось за счет дипольного плазмонного резонанса, то при покрытии с меньшей проницаемостью  $\varepsilon_d = 2,4$  возник плазмонный резонанс более высокого, квадрупольного типа  $P_2$  ( $m = 2$ ). Такое поведение трудно ожидать, поскольку «электрические размеры» покрытия уменьшились вместе с проницаемостью диэлектрика. Переход к более высокому плазмонному резонансу объясняется тем, что при меньшей диэлектрической проницаемости покрытия изменилось собственное значение дипольного плазмонного резонанса  $P_1$ . Его мнимая часть возросла настолько, что сам резонанс перестал возбуждаться и соответствующий

пик в спектре полного сечения рассеяния исчез.

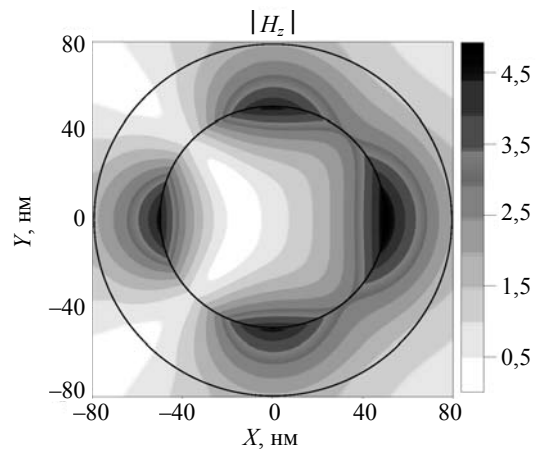


Рис. 7. Пространственное распределение амплитуды поля  $|H_z|$  в окрестности серебряной проволоки с диэлектрическим покрытием на резонансной длине волны  $\lambda = 381,3$  нм

Что касается резонанса квадрупольного типа, то после уменьшения диэлектрической проницаемости покрытия мнимая часть его собственного значения уменьшилась и резонанс  $P_2$  стал возбуждаться падающей плоской волной. В спектре полного сечения рассеяния появился соответствующий пик, изменились пространственные распределения, показанные на рис. 6. Поскольку порядок плазмонного резонанса возрос, увеличилось количество азимутальных вариаций амплитуды поля и потока энергии. Максимумы потока энергии бегущих волн заметно изменили не только азимутальную, но и радиальную конфигурацию. Так, в вещественной части радиального потока энергии позади препятствия отчетливо виден плазмон с вихревым движением поля, у которого поток вне проволоки направлен в одну сторону, а внутри нее – в другую.

При  $\varphi = 90^\circ$  и  $\varphi = 270^\circ$  в  $\text{Re}[P_r]$  возникли две взаимно дополняющие и похожие друг на друга системы вихрей. У них положительный поток энергии сосредоточен в объемной волне диэлектрического покрытия, а обратный ему поток связан с поверхностной волной внутри металла. Причем только поток внутри металла можно связать с плазмоном, поскольку здесь поле убывает при удалении от границы раздела. Еще два вихря, связанные с поверхностными волнами, наблюдаются в  $\text{Re}[P_r]$  под углами  $\varphi = 0^\circ$  и  $\varphi = 180^\circ$ . Волна в окрестности  $\varphi = 0^\circ$  сконцентрирована внутри металла (положительный поток), тогда как поверхностные волны вблизи  $\varphi = 180^\circ$  приближены к обоим границам металла и распространяются во взаимно противоположных направлениях.

То, что максимум полного сечения рассеяния связан с плазмоном второго порядка, видно в потоке энергии азимутальной компоненты вектора Умова–Пойнтинга не столь ярко, как это было в ее вещественной части  $\text{Re}[P_r]$ . Здесь тоже можно увидеть четыре «зеркальных» вихря, явно связанных с поверхностными волнами. Однако доминируют только два из них (правые), имеющие противоположные направления, что несколько маскирует плазмон  $P_2$ . В этой компоненте симметрия распределения потока выражена слабее.

Тип резонансного плазмона в мнимой части радиальной составляющей вектора Умова–Пойнтинга (стоячее поле) выражен столь же ярко, как и в амплитуде поля  $|H_z|$ , показанной на рис. 7. Здесь также отчетливо видны четыре почти симметричных максимума энергии радиального стоячего поля. Очевидно, что все резонансные колебания обусловлены поверхностными волнами, связанными с границей раздела «металл–диэлектрик».

Симметрично относительно мнимой части радиального вектора Умова–Пойнтинга  $\text{Im}[P_r]$  распределена и мнимая часть азимутальной составляющей. Это распределение также имеет очень яркие очертания. Количество вариаций вдоль  $\varphi$  в мнимой части азимутальной составляющей вектора Умова–Пойнтинга  $\text{Im}[P_\varphi]$ , как и на рис. 4, вдвое превышает их число в вещественной части этой же составляющей. Здесь снова произошло «расщепление» вихрей на пары, как по радиусу, так и по азимуту. Однако теперь трудно связать положение азимутального расщепления на пары с азимутальным распределением реального азимутального потока энергии  $\text{Re}[P_\varphi]$ . Положение этих центров приближено к максимумам радиального стоячего поля  $\text{Im}[P_r]$ .

Проведенные расчеты делают очевидными достоинства вектора Умова–Пойнтинга при визуализации плазмонов. Действительно, распределение амплитуды магнитного поля  $|H_z|$ , показанное на рис. 7, содержит значительно меньше деталей, связанных с поверхностными волнами.

Наличие вихревых потоков реактивной энергии и их привязка к поверхностям раздела или к максимумам поля реализуется в широком диапазоне диэлектрической проницаемости покрытия. Однако детали распределения и тип плазмонного резонанса иногда изменяются неожиданным образом.

**Выводы.** Численное моделирование, использующее решение задачи о дифракции плоской волны на прямом круговом цилиндре, позволяет сформулировать следующие выводы.

Комплексный вектор Умова–Пойнтинга позволяет при визуализации плазмонов разделить бегущие и стоячие волны и более детально описать их распределение в рассеивающем объекте. При этом обнаруживаются особенности, невидимые в распределении амплитуд электромагнитных полей.

В пространственном распределении компонент вектора Умова–Пойнтинга, наряду с плазмонами, четко прорисовываются границы исследуемого объекта, что облегчает интерпретацию данных.

Взаимодействие объемных и поверхностных волн в плазмонном резонансе неочевидно. При изменении диэлектрической проницаемости покрытия могут проявиться плазмонные резонансы, порядок которых трудно предположить из элементарных соображений. Для получения оценок реальных эффектов при изменении электрических параметров задачи или ее геометрии необходимо численное моделирование, включающее помимо амплитуд полей пространственное распределение комплексных компонент вектора Умова–Пойнтинга.

Автори роботи виражають благодарність доктору физ.-мат. наук А. В. Грибовському, обратившему наше внимание на возможность использования вектора Умова–Пойнтинга при визуализации плазмонів.

#### Библиографический список

1. *Martin O. J. F.* Plasmon resonances in nanowires with a non-regular cross-section / O. J. F. Martin // *Optical Nanotechnologies, Topics Appl. Phys.* / J. Tominaga and D. P. Tsai (Eds.). – Berlin: Springer, 2003. – Vol. 88. – P. 183–210.
2. *Fredkin D. R.* Resonant behavior of dielectric objects (electrostatic resonances) / D. R. Fredkin, I. Mayergoyz // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – 91, N 25 – P. 3902–3905.
3. *Schroster U.* Surface plasmon-polaritons on metal cylinders with dielectric core / U. Schroster, A. Dereus // *Phys. Rev. B.* – 2001. – 64, N 12 – P. 125420 (10 p.).
4. *High-performance* biosensing using arrays of plasmonic nanotubes / J. McPhillips, A. Murphy, M. P. Jonsson et al. // *ACS Nano.* – 2010. – 4, N 4 – P. 2210–2216.
5. *Fabrication and optical properties of large-scale arrays of gold nanocavities based on rod-in-a-tube coaxials* / A. Murphy, Y. Sonnefraud, A. V. Krasavin et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 2013. – 102, N 10. – P. 103103 (5 p.).
6. *Velichko E. A.* Refractive-index sensitivities of hybrid surface-plasmon resonances for a core-shell circular silver nanotube sensor / E. A. Velichko, A. I. Nosich // *Opt. Lett.* – 2013. – 38, Iss. 23. – P. 4978–4981.
7. *Velichko E. A.* Numerical modeling of plasmon-assisted nanotube sensors of the host-medium refractive index / E. A. Velichko // *IEEE Int. Conf. on Numerical Electromagnetic Modeling and Optimization for RF, Microwave, and Terahertz Applications (NEMO2014): proc.* – Pavia, 2014. – Session TH1. – 4 p.
8. *Величко Е. А.* Моделирование рассеяния плоской электромагнитной волны на цилиндре из диэлектрика / Е. А. Величко, А. П. Николаенко // *Радиофизика и электрон.* – 2015. – 6(20), № 4. – С. 62–69.
9. *Johnson P. B.* Optical constants of the noble metals / P. B. Johnson, R. W. Christy // *Phys. Rev. B.* – 1972. – 6, N 12. – P. 4370–4378.
10. *Хюлст Г. Ван де* Рассеяние света малыми частицами / Г. Ван де Хюлст: пер. с англ. под ред. В. В. Соболева. – М.: Изд-во иностр. лит., 1961. – 537 с.
11. *Никольский В. В.* Электродинамика и распространение радиоволн: учеб. пособ. для вузов / В. В. Никольский, Т. И. Никольская. – М.: Наука, 1989. – 544 с.

Рукопись поступила 24.03.2016.

E. A. Velichko, A. P. Nickolaenko

#### UMOV–POYNTING VECTOR IN VISUALIZATION OF PLASMONS

Cylindrical sensors of noble metals exploiting the plasmon surface resonance are widely used in the bio-medical research and environmental studies and studying their characteristics in different wavelength bands is an actual task. We analyze scattering of a plane H-polarized electromagnetic wave in the visible range of wavelengths by a silver nanocylinder with a concentric dielectric coating. The arising plasmon resonances are treated using both the conventional classic presentation of the spatial distribution of the field amplitude nearby the object and by the spatial distribution of the Umov-Poynting vector. We demonstrate that plasmon description by the Umov-Poynting vector has obvious advantages, as the standing and traveling waves become clearly visible while the boundaries of the objects are evident in the spatial distribution. A paradox influence of the dielectric constant of the coating on the type of the plasmon resonance and spatial field distribution is illustrated.

**Key words:** electromagnetic wave scattering, plasmon resonance, Umov-Poynting vector.

О. А. Величко, О. П. Николаенко

#### ВИЗУАЛІЗАЦІЯ ПЛАЗМОНІВ ЗА ДОПОМОГОЮ ВЕКТОРА УМОВА–ПОЙНТІНГА

Циліндричні датчики з благородних металів, що засновані на явищі поверхневого плазмонного резонансу, широко застосовуються в медико-біологічних дослідженнях і дослідженнях навколишнього середовища, тому вивчення їх характеристик в різних діапазонах довжин хвиль було і залишається актуальним завданням. В роботі розглянуто розсіювання плоскої H-поляризованої електромагнітної хвилі на срібному наноциліндрі з концентричним діелектричним шаром у оптичному діапазоні спектра. Поверхневі плазмонні резонанси, що виникають, описано як за допомогою звичайного, класичного способу у вигляді просторового розподілу амплітуди поля навколо об'єктів, так і просторового розподілу вектора Умова–Пойнтинга. Продемонстровано, що опис плазмонів за допомогою вектора Умова–Пойнтинга має очевидну перевагу, оскільки в цьому випадку чітко видно стоячі хвилі і хвилі, що біжать, та більш чітко окреслено межі досліджуваного об'єкта. Ілюструється парадоксальний вплив діелектричної проникності покриття на тип плазмонного резонансу та розподіл поля у просторі.

**Ключові слова:** розсіювання, поверхневий плазмонний резонанс, вектор Умова–Пойнтинга.