

УДК 535.39

ОПТИЧЕСКИЙ ПОЛЯРИЗАТОР С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ НАНОЧАСТИЦАМИ

© 2012 С.Г. Моисеев^{1,2}, М.С. Явтушенко¹, С.В. Виноградов¹

¹ Ульяновский государственный университет

² Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Поступила в редакцию 20.11.2012

В рамках приближения эффективной среды исследованы оптические свойства гетерогенного композитного материала с металлическими включениями сферической формы, имеющими плазмонный резонанс в видимой области спектра. Показано, что отражательная и пропускная способности композитного слоя с одинаково ориентированными серебряными включениями существенно зависят от ориентации плоскости поляризации падающей световой волны.

Ключевые слова: поляризатор, плазмонный нанокомпозит, модель эффективной среды, оптика анизотропных сред.

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие электромагнитного излучения с металлическими наночастицами становится наиболее сильным на частотах, соответствующих плазмонным осцилляциям в наночастицах [1]. Возбуждение плазмонных колебаний в металлических наночастицах, взвешенных в диэлектрической среде, приводит к появлению резонансных особенностей в спектральной зависимости эффективных оптических характеристик подобных смесей (композитных сред), даже если компонентами этой смеси являются нерезонансные материалы [2-5]. Такие искусственные материалы могут найти широкое применение для управления направлением распространения светового луча, создания миниатюрных линз, уникальных фильтров и др. [6-8]. Варьируя форму, размер или концентрацию включений, а также применяя различные материалы для включений и матрицы, можно управлять оптическими свойствами подобных структур.

Настоящая работа посвящена исследованию оптических характеристик поляризатора на основе гетерогенного композитного материала с плазмонным резонансом. Функциональность композитного поляризатора обеспечивается использованием включений несферической формы, упорядоченная ориентация которых в сочетании с плазмонным резонансом приводят к сильной анизотропии коэффициента экстинкции композита.

Моисеев Сергей Геннадьевич, кандидат физико-математических наук, доцент, старший научный сотрудник.

E-mail: serg-moiseev@yandex.ru

Явтушенко Марина Сергеевна, кандидат физико-математических наук, старший преподаватель.

E-mail: myavtushenko@mail.ru

Виноградов Сергей Викторович, аспирант.

E-mail: sergeigen131@rambler.ru

ПЛАЗМОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦАХ СФЕРОИДАЛЬНОЙ ФОРМЫ

Рассмотрим свойства оптических резонансов в металлических частицах с характерным размером много меньше длины световой волны, взвешенных в диэлектрической матрице. Будем полагать, что в оптическом диапазоне материалы самих частиц и окружения не имеют резонансных особенностей.

В переменном электрическом поле внешней световой волны на границе диэлектрика и металла возбуждаются коллективные флуктуации электронной плотности, называемые поверхностными плазмонами [9,10]. В случае наноразмерных металлических частиц оптический резонанс, связанный с колебаниями облака свободных электронов, называют локализованным поверхностным плазмонным резонансом [1]. В общем случае частота (и соответствующая ей длина волны λ_{res}) плазмонного резонанса наночастиц определяется многими факторами, включая форму, структуру и размер частиц, оптические характеристики самих частиц и их окружения.

В настоящей работе рассматривается случай включений несферической формы, так как плазмонные резонансы в них во многих отношениях более интересны, чем для сферических частиц, кроме того, в лабораторных исследованиях наночастицы несферической формы встречаются все чаще. Простейшим примером отлития от сферичности являются эллипсоидальные частицы, которые, в частности, включают форму шара и длинного цилиндра (иглы), и для которых существует аналитическое выражение для поляризуемости b_p ,

В электростатическом приближении поляризуемость частицы, имеющей форму эллипсоида вращения (сфероида), во внешнем поле, прило-

женном вдоль одной из главных осей сфероида, имеет следующий вид [9]:

$$\alpha_p = \frac{V}{4\pi} \frac{\varepsilon_p - \varepsilon_m}{L(\varepsilon_p - \varepsilon_m) + \varepsilon_m}, \quad (1)$$

где V – объем частицы, ε_p – диэлектрическая проницаемость частиц, ε_m – диэлектрическая проницаемость окружающей среды (матрицы). Входящий в знаменатель правой части выражения (1) фактор деполяризации L зависит от $\xi = a/b$ – отношения длин полярной a и экваториальной b полуосей сфероида [2]. Случай $\xi < 1$ соответствует сплюснутому сфероиду (диску), $\xi > 1$ – вытянутому, $\xi = 1$ – шару; в последнем случае $L_{\perp} = L_{\parallel} = 1/3$. Таким образом, фактор L , существенно влияющий на поляризуемость частицы, зависит от формы частицы и ее ориентации относительно светового вектора внешней волны.

Из уравнения (1) следует, что длина волны плазмонного резонанса λ_{res} металлического сфероида, взвешенного в прозрачном диэлектрике ($\text{Im}[\varepsilon_m(\lambda)] = 0$), определяется условием

$$\text{Re}[\varepsilon_p(\lambda_{res})] = \frac{L-1}{L} \varepsilon_m(\lambda_{res}). \quad (2)$$

Таким образом, плазмонный резонанс зависит от оптических свойств частиц и окружения, а также от формы частицы, точнее, от отношения $(L-1)/L$. Так как фактор L принимает значения от 0 до 1, то с учетом характерного для металлов соотношения $\text{Re}[\varepsilon_p(\lambda)] < 0$ условию (2) несложно удовлетворить в оптическом диапазоне.

Исследуем зависимость λ_{res} от формы частицы. Для определенности рассмотрим случай серебряных включений. Поскольку линейные размеры частиц составляют единицы или десятки наномет-

ров, все расчеты проведем с учетом размерной коррекции диэлектрической функции частиц, учитывающей ограничение длины свободного пробега электрона из-за его столкновений с границей частицы [1,10,11]. Необходимые табличные данные для серебра можно найти в работе [12].

На рис. 1 приведены графики зависимости резонансной длины волны от формы серебряных частиц для двух направлений светового вектора внешней волны. Видно, что в некотором диапазоне значений аспектного отношения наночастиц, ширина и положение которого зависит от оптической плотности окружающей среды, в видимой области могут наблюдаться два плазмонных резонанса, один из которых отвечает продольной поляризации света (вектор напряженности внешнего поля направлен параллельно оси симметрии наночастицы), второй – поперечной поляризации (вектор напряженности направлен перпендикулярно оси симметрии наночастицы, то есть располагается в экваториальной плоскости частицы). Для $\xi \neq 1$ отличие резонансных частот (длин волн λ_{res}) уменьшается с уменьшением “деформации” частиц, поэтому кривые, отвечающие одному и тому же значению λ_{res} , пересекаются в точке $\xi = 1$ (для $\xi = 1$ остается единственный плазмонный резонанс). И наоборот, чем сильнее отличается форма наночастиц от сферической, тем больше различаются частоты продольного и поперечного плазмонного резонансов.

Форма наночастиц может быть выбрана таким образом, чтобы в видимой области спектра наблюдался только продольный или только поперечный плазмонный резонанс. В этом случае следует ожидать наибольшего отличия оптических характеристик композита с упорядоченной ориентацией включений для двух взаимно перпендикулярных направлений светового вектора.

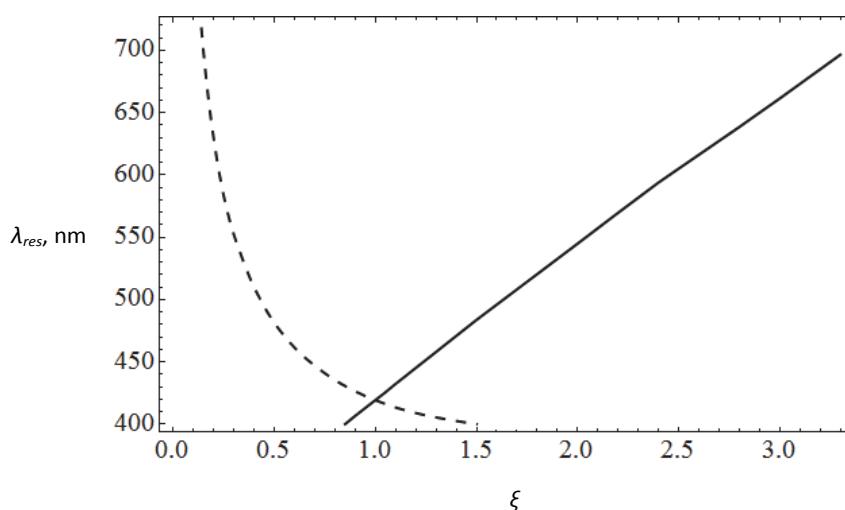


Рис. 1. Зависимость длины волны плазмонного резонанса λ_{res} серебряного сфероида от аспектного отношения ξ для продольной (сплошные линии) и поперечной (штриховые линии) поляризации света

Из представленных на рис. 1 зависимостей следует, что условие возбуждения только одного из двух типов плазмонных резонансов может быть выполнено при $\xi < 0.85$ или $\xi > 1.5$. В настоящей работе рассмотрим вытянутые частицы с аспектным отношением $\xi = 3$ ($a = 3b$). В этом случае продольный плазмонный резонанс приходится на длинноволновую часть видимой области спектра, а частота поперечного резонанса смещена в ультрафиолетовую область.

ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ И ПРОПУСКНАЯ СПОСОБНОСТИ УПОРЯДОЧЕННОГО КОМПОЗИТА С НЕСФЕРИЧЕСКИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ

Предположим, что плоскопараллельная пластина композитного материала с одинаково ориентированными сфероидными размещена на поверхности полубесконечной прозрачной среды с показателем преломления n_s . Пусть свет падает нормально на поверхность композитной пленки со стороны вакуума. Очевидно, что для таких условий оптическая анизотропия пленки будет наиболее сильно выражена, если оси вращения включений (вытянутых сфероидов) будут ориентированы вдоль направления, параллельного границам раздела сред.

Для расчета оптических характеристик матричной композитной среды воспользуемся соотношением Максвелла-Гарнета [13]:

$$\frac{\varepsilon - \varepsilon_m}{L(\varepsilon - \varepsilon_m) + \varepsilon_m} = \eta \frac{\varepsilon_p - \varepsilon_m}{L(\varepsilon_p - \varepsilon_m) + \varepsilon_m}, \quad (3)$$

где $\varepsilon = (n + ik)^2$ – эффективная диэлектрическая проницаемость композитной среды, η – объемная доля серебряных включений (фактор заполнения). Предполагается, что включения распределены по объему матрицы неупорядоченно и заполняют ее равномерно. Следует отметить, что применение модели эффективной среды Максвелла-Гарнета является адекватным для фактора заполнения $0.01 < \eta < 0.3$.

Отражательная R и пропускная T способности композитного слоя толщиной h могут быть рассчитаны на основе уравнений Эйри [14], записанных для комплексного показателя преломления $n + ik$ пленки. Таким образом, используя соотношение Максвелла-Гарнета и формулы Эйри, можно исследовать зависимость спектральных характеристик композитной пленки от толщины h и фактора заполнения η . Пусть показатель преломления подложки совпадает с показателем преломления матрицы композита, то есть $n_s = n_m = 1.5$. Анализ показывает, что отражательная и пропускательная способности

подобной структуры существенно зависят от поляризации световой волны при $\eta \sim 1$ и $100 \text{ нм} < h < 150 \text{ нм}$.

На рис. 2 представлены результаты расчета отражательной, пропускательной и поглощательной способностей композитного слоя толщиной $h = 230 \text{ нм}$, 10% объема которого занимают серебряные сфероиды. Толщина композитной пленки выбрана такой, чтобы интерференционные эффекты в ней усиливали чувствительность R и T к поляризации световой волны. Для поперечной поляризации света композит прозрачен ($T > 0.8$) почти во всей видимой области спектра, за исключением области коротких волн, где влияние плазмонного резонанса с $\lambda_{res} \approx 380 \text{ нм}$ становится существенным и приводит к заметному росту поглощения. Для продольной поляризации композитное покрытие в длинноволновой части спектра обладает довольно высокой отражательной способностью (“металлическим блеском”) при практически нулевой пропускной способности, что обусловлено возбуждением плазмонного резонанса на $\lambda_{res} \approx 660 \text{ нм}$. Как следствие, в спектральном диапазоне $570 \text{ нм} < h < 690 \text{ нм}$ композитный слой обладает следующими свойствами: для продольной поляризации он не пропускает световой луч, но является прозрачным для поперечной поляризации; при этом высокая пропускательная способность ($T \approx 0.9$) сопровождается слабым отражением ($R < 0.1$) и наоборот. Таким образом, в определенном спектральном интервале подобный композитный слой перераспределяет большую долю энергии падающей волны между преломленным и отраженным лучами, поляризованными в разных плоскостях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, в настоящей работе в рамках приближения эффективной среды исследованы оптические свойства композитного материала с серебряными включениями сфероидальной формы, главные оси которых ориентированы одинаковым образом. Показано, что использование в качестве включений вытянутых частиц позволяет достичь в видимой области спектра высокую поляризационную чувствительность отражательной и пропускной способности композитного слоя. Подобная плазмонная структура может применяться в качестве поляризатора и сплиттера оптического излучения, так как она перераспределяет большую долю (не менее 80%) энергии падающей волны между преломленным и отраженным лучами, причем поворот плоскости поляризации света на угол $\pi/2$ приводит к переключению между режимами “отражение” и “пропускание”. Рабочая об-

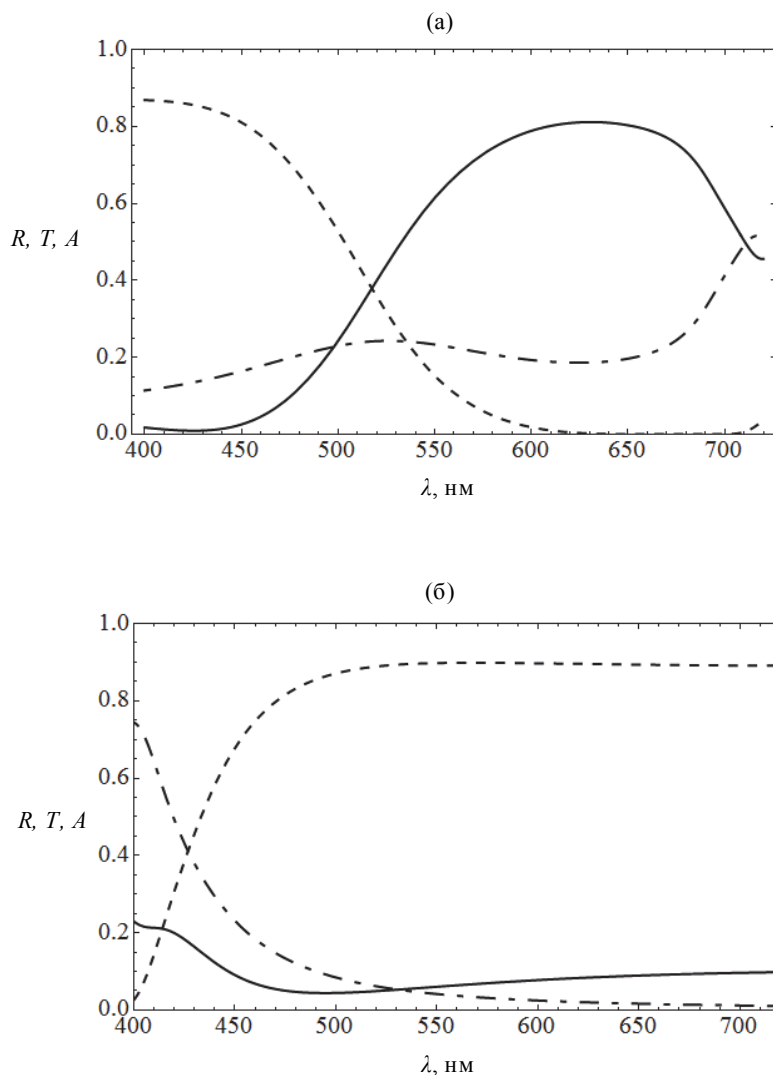


Рис. 2. Спектральная зависимость отражательной (сплошные линии), пропускной (штриховые линии) и поглощательной (штрих-пунктирные линии) способностей композитной пленки для продольной (а) и поперечной (б) поляризации света

ласть спектра поляризатора может варьироваться за счет использования в качестве включений металлических наночастиц другой формы или иного металла. Важно отметить, что такой поляризатор функционирует при нормальном падении света, обладает невысоким поглощением и имеет толщину меньше длины световой волны.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы" Министерства образования и науки РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хлебцов Н. Оптика и биофотоника наночастиц с плазмонным резонансом // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. № 6. С. 504 – 529.
2. Ораевский А., Проценко И. Оптические свойства гетерогенных сред // Квантовая Электроника. 2001. Т. 31. № 3. С. 252 – 256.
3. Сухов С.В. Нанокompозитный материал с единичным показателем преломления // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. № 8. С. 741 – 744.
4. Shoichi Kubo, Anreas Diaz, Yan Tang, Theresa S. Mayer, Iam Choon Khoo, Thomas E. Mallouk Tunability of the refractive index of gold nanoparticle dispersions // NANO LETTERS. 2007. Vol. 7. P. 3418-3423.
5. Моисеев С.Г. Оптические свойства композитной среды Максвелла-Гарнета с серебряными включениями несферической формы // Известия ВУЗов. Физика. 2009. Т. 52. № 11. С. 7-12.
6. Chettiar U.K., Kildishev A.V., Yuan H.-K. et al. Dual-band negative index metamaterial: double negative at 813 nm and single negative at 772 nm // Opt. Lett. 2007. V. 32. N.12. P. 1671 – 1673.
7. Protsenko I.E., Zaimidoroga O.A., Samoilov V.N. Heterogeneous medium as a filter of electromagnetic radiation // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2007. V.9. P. 363 – 368.
8. Моисеев С.Г., Остаточников В.А., Семенцов Д.И. Подавление дефектной моды в фотонно-кристаллической структуре с резонансным нанокompозитным слоем //

- Квантовая электроника. 2012. Т. 42. № 6. С. 557–560.
9. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 664 с.
 10. Kreibig U., Vollmer M. Optical properties of metal clusters. Berlin, Heidelberg: Springer, 1995. 529 p.
 11. Yannopoulos V., Modinos A., Stefanou N. Scattering and absorption of light by periodic and nearly periodic metallodielectric structures // Optical and Quantum Electronics. 2002. V. 34. N. 1-3. P. 227 – 234.
 12. Ordal M., Long L.L., Bell R.J., Bell S.E., Bell R.R., Alexander R.W. Jr., Ward C.A. Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared // Applied Optics. 1983. V. 22. P. 1099 – 1119.
 13. Spanier J., Herman I. Use of hybrid phenomenological and statistical effective-medium theories of dielectric functions to model the infrared reflectance of porous SiC films // Physics Review B. 2000. V. 61. P. 10437-10450.
 14. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 721 с.

OPTICAL POLARIZER WITH METAL NANOPARTICLES

© 2012 S.G. Moiseev^{1,2}, M.S. Yavtushenko¹, S.V. Vinogradov¹

¹ Ulyanovsk State University

² Ulyanovsk Branch of Institute of Radio Engineering and Electronics
named after V.A. Kotelnikov RAS

In the framework of the effective-medium approximation, the optical properties of heterogeneous composite with metal inclusions of spheroidal shape having a plasmon resonance in the visible range of spectrum are investigated. It is shown that the reflectivity and transmission of the composite layer with identically oriented silver inclusions depend strongly on the orientation of the polarization of the incident light wave.
Keywords: polarizer, plasmonic nanocomposite, effective-medium model, optics of anisotropic media

Sergey Moiseev, Candidate of Physics and Mathematics,
Associate Professor, Senior Research Fellow.

E-mail: serg-moiseev@yandex.ru

Marina Yavtushenko, Candidate of Physics and Mathematics,
Senior Lecturer. E-mail: myavtushenko@mail.ru

Sergey Vinogradov, Graduate Student.

E-mail: sergeigen131@rambler.ru