

**ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ
ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА НАНОКОМПЗИТНЫХ
СРЕД В ТЕОРИИ ГОМОГЕНИЗАЦИИ С ФОРМУЛАМИ МАКСВЕЛЛ-ГАРНЕТТА,
БРУГГЕМАНА И ЛОРЕНЦ-ЛОРЕНЦА**

© 2016 г. К.К. АЛТУНИН

ФГБОУ ВО "Ульяновский государственный педагогический
университет имени И.Н. Ульянова"
e-mail: kostya_altunin@mail.ru

Исследование наноструктурированных метаматериалов представляют значительный интерес с учётом возможного применения в наноразмерной оптоэлектронике и солнечной энергетике. Поверхностные плазмон-поляритоны, распространяющиеся вдоль плоской границы раздела между проводником и диэлектриком, представляют собой двумерные электромагнитные волны. В определённых условиях поверхностные электромагнитные волны распространяются вдоль границы раздела двух разнородных сред и обладают свойствами, отличными от электромагнитных волн, распространяющихся в объёме сплошных сред. На границе между средами с положительной и отрицательной диэлектрическими проницаемостями могут возбуждаться плазмонные волны [1]. Поле данных волн сосредоточено вблизи границы раздела сред, а соответствующие им длины гораздо меньше длины волны света в вакууме той же частоты [2, 3]. Высокая локализация полей позволяет эффективно управлять светом на наномасштабах [4, 5]. Плазмонные наноструктуры (периодические структуры, которые поддерживают генерацию и распространение поверхностных плазмон-поляритонов), привлекает большое внимание благодаря миниатюрности и важным потенциальным применениям для задач оптической спектроскопии, формирования изображений и обработки информации. Взаимодействие света с электронами проводимости в металлических наночастицах приводит к локализованным поверхностным плазмонным резонансам, которые имеют возможность для управления, манипулирования, и усиления световых полей. Плазмонное усиление люминесценции стало в последние годы активной областью исследований с перспективой применения в аналитической спектроскопии, в дисплейных и светоизлучающих устройствах. Оно реализовано для молекул, атомов и нанокристаллов (квантовых точек). Вблизи металлического нанобъекта увеличивается локальная интенсивность электромагнитного излучения, изменяется вероятность спонтанного испускания фотонов, а также может многократно увеличиваться вероятность безызлучательной релаксации возбужденного состояния. Все три указанных эффекта связаны с локальным изменением диэлектрической функции пространства при внесении металлического нанобъекта, в котором возможно возбуждение поверхностных плазмонных колебаний, приводящих к появлению локализованных плазмон-поляритонов [6, 7]. Возможно применение различных формул смещения для вычисления эффективной поляризуемости нанокompозитной среды [8, 9].

Применим модель эффективной среды для описания двух нанокompозитных сред. Эффективная диэлектрическая проницаемость среды j вычисляется по формуле смещения Максвелл-Гарнетта:

$$\varepsilon_{j\text{eff}} = \varepsilon_{jm} \left(1 + \frac{f_j (\varepsilon_{jp} - \varepsilon_{jm})}{\varepsilon_{jm} + g_j (1 - f_j) (\varepsilon_{jp} - \varepsilon_{jm})} \right), \quad (1)$$

где ε_{jm} - диэлектрическая проницаемость матрицы в среде j , ε_{jp} - диэлектрическая проницаемость наночастиц в среде j , f_j - объёмная доля включений в среде j . Деполяризующий фактор g_j для сферических наночастиц равен $g_j = 1/3$. Эффективная диэлектрическая проницаемость наночастиц в среде j имеет вид:

$$\varepsilon_{jp}(\omega) = 1 - \frac{\omega_{jp}^2 - \omega_0^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\omega\Gamma_j}, \quad (2)$$

где $\Gamma_j = \gamma_{Cj} + v_{Fj}/a_j$, v_{Fj} - скорость Ферми металлических наночастиц, a_j - радиус металлических наночастиц в среде j . Из анализа волнового уравнения следует, что поверхностные электромагнитные волны могут существовать и распространяться только вдоль границ раздела сред с диэлектрическими проницаемостями разных знаков. Условием возникновения поверхностных плазмон-поляритонных волн является обращение в нуль действительной части знаменателя поляризуемости наночастицы. Константа распространения поверхностного плазмон-поляритона вычисляется по следующей формуле:

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_{2eff}^2 n_{1eff}^2 - \varepsilon_{1eff}^2 n_{2eff}^2}{\varepsilon_{2eff}^2 - \varepsilon_{1eff}^2}}. \quad (3)$$

Из выражения потока энергии $\mathbf{S} = [\text{Re} \mathbf{E}, \text{Re} \mathbf{H}] = (1/4)[\mathbf{E} + \mathbf{E}^*, \mathbf{H} + \mathbf{H}^*]$ определяем среднее по времени значение $\langle \mathbf{S} \rangle = (1/4)\{[\mathbf{E}, \mathbf{H}^*] + [\mathbf{E}^*, \mathbf{H}]\}$. Плотность потока энергии электромагнитной волны имеет вид

$$\langle S_z(x, z) \rangle = \frac{S_0}{k_0} \begin{cases} \text{Re} \left(\frac{\beta}{\varepsilon_{1eff}} \right) e^{-2q_1'x}, & x > 0, \\ \text{Re} \left(\frac{\beta}{\varepsilon_{2eff}} \right) e^{2q_2'x}, & x < 0, \end{cases} \quad \langle S_x(x, z) \rangle = -\frac{S_0}{k_0} \begin{cases} \text{Re} \left(\frac{q_1}{\varepsilon_{1eff}} \right) e^{-2q_1'x}, & x > 0, \\ \text{Re} \left(\frac{q_2}{\varepsilon_{2eff}} \right) e^{2q_2'x}, & x < 0, \end{cases} \quad (4)$$

где $S_0 = (1/4)|H_0|^2$. Тогда после интегрирования, находим [9]:

$$p_x(x) = \frac{S_0}{k_0} \left(\frac{1}{q_1'} \text{Re} \left(\frac{q_1}{\varepsilon_{1eff}} \right) + \frac{1}{q_2'} \text{Re} \left(\frac{q_2}{\varepsilon_{2eff}} \right) \right), \quad p_z(x) = \frac{S_0}{k_0} \left(\frac{1}{q_1'} \text{Re} \left(\frac{\beta}{\varepsilon_{1eff}} \right) + \frac{1}{q_2'} \text{Re} \left(\frac{\beta}{\varepsilon_{2eff}} \right) \right), \quad (5)$$

Рассмотрим процесс формирования поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела двух нанокompозитных сред. Матрицей нанокompозитной среды 1 является стекло, а включения наночастиц серебра представляют собой сферы радиусом 2.5 нм. Матрицей нанокompозитной среды 2 является TiO₂, а включения наночастиц серебра представляют собой сферы радиусом 4.5 нм. Фактор заполнения наночастицами серебра в среде 1 равен $f_1 = 0.01$. Фактор заполнения наночастицами серебра в среде 2 равен $f_2 = 0.09$. Представим результаты численного исследования плазмонных мод, которые могут быть возбуждены в гибридной фотонной-плазмонной плоской наноструктуре. Фотонную компоненту структуры представляла полимерная плёнка и её плазмонными компонентами была среда с наночастицами серебра. Результаты численных расчётов эффективной диэлектрической проницаемости сред 1 и 2 представлены на рис. 1 и 2 соответственно. Результаты численного расчёта константы распространения поверхностного плазмона на границе раздела двух нанокompозитных сред 1 и 2 представлены на рис. 3.

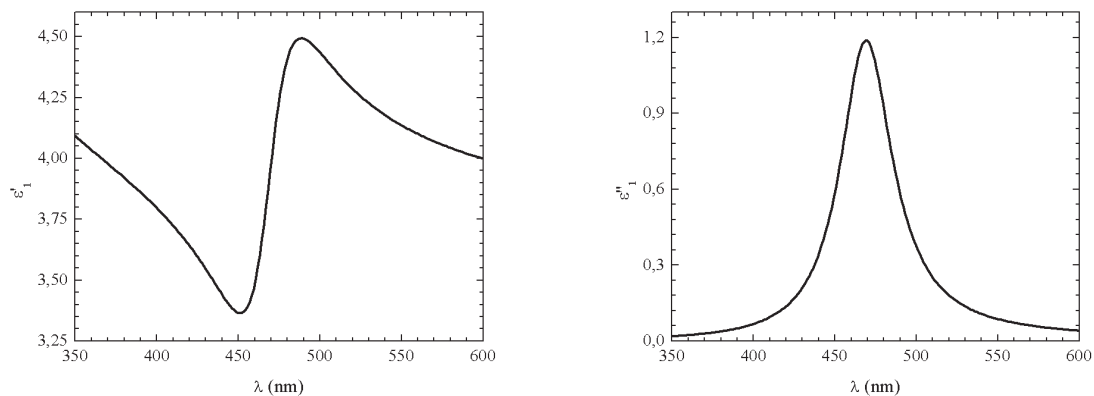


Рис. 1. Действительная и мнимая части эффективной диэлектрической проницаемости среды 1 как функция длины волны излучения.

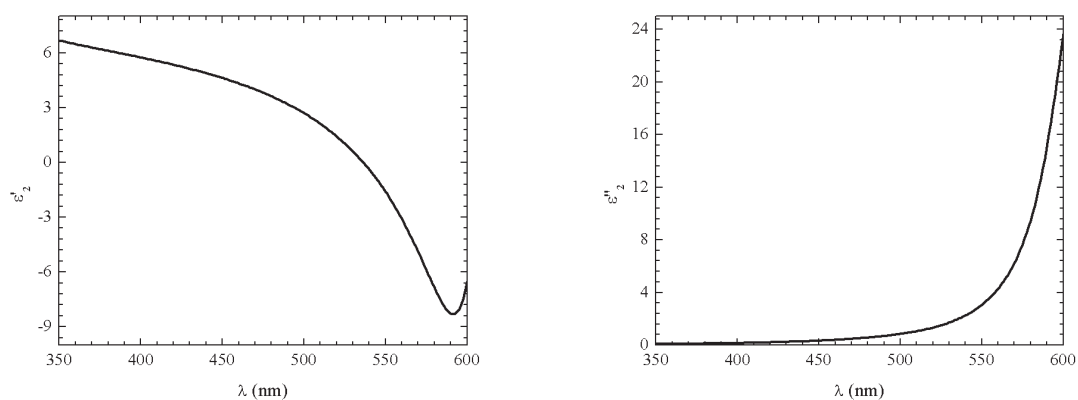


Рис. 2. Действительная и мнимая части эффективной диэлектрической проницаемости среды 2 как функция длины волны излучения.

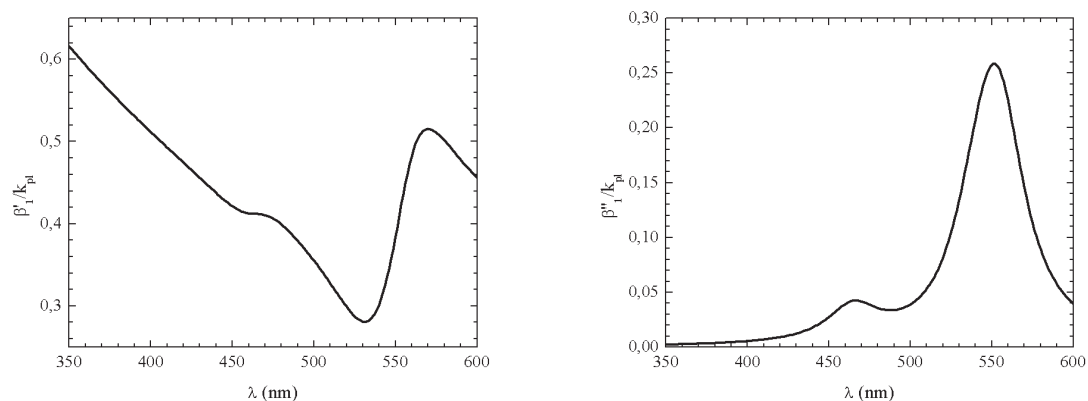


Рис. 3. Действительная и мнимая части константы распространения поверхностного плазмон-поляритона как функция длины волны излучения.

При распространении поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела двух нанокompозитных сред, содержащих металлические наночастицы, в условиях субволнового затухания поля происходит подавление прохождения оптического излучения на определённых длинах волн в приповерхностном слое на границе раздела нанокompозитных сред. Подавление прохождения наблюдается на длинах волн, соответствующих дисперсионному уравнению поверхностных плазмон-поляритонов.

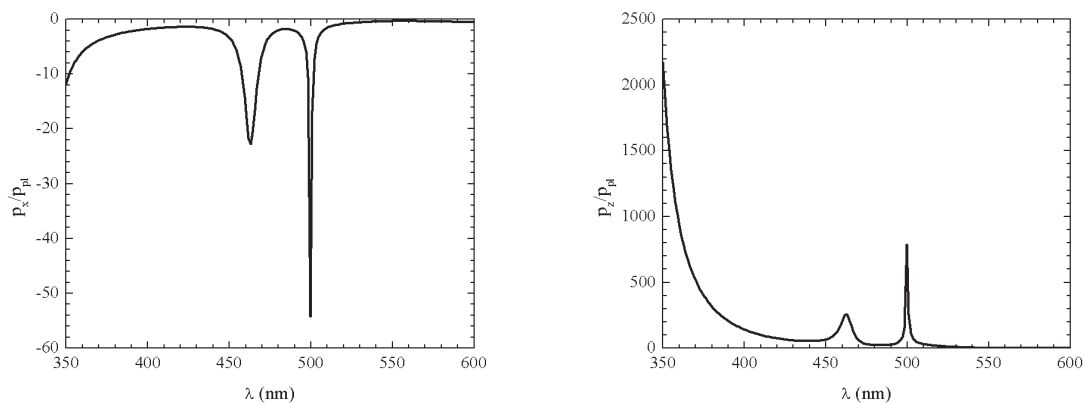


Рис. 4. Зависимость нормированной плотности потока энергии поверхностного плазмон-поляритона от длины волны излучения.

Результаты численного расчёта зависимости плотности потока энергии поверхностного плазмон-поляритона от длины волны внешнего излучения, вычисленной по формуле (5), представлены на рис. 4. Необходимым условием создания оптических наноэлементов является разработка точных аналитических и численных методов расчёта характеристик, лежащих в основе наноструктур. Поскольку данная задача характеризуется большим числом варьируемых параметров, численные расчеты целесообразно выполнять в том случае, когда принципиально ясно, в какой области параметров следует работать. При этом необходимы точные электродинамические решения для определения пространственной структуры и спектра собственных решений электродинамических уравнений. Эффекты, наблюдаемые в плазмон-поляритонах, играют важную роль в лазерно-индуцированных физических процессах на поверхности и нелинейных оптических явлениях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zayats A.V., Smolyaninov I.I. and Maradudin A.A. Nano-optics of surface plasmon polaritons // *Physics Reports*. - 2005. Vol. 408. pp. 131-314.
2. Pitarke J.M., Silkin V.M., Chulkov E.V., Echenique P.M. Theory of surface plasmons and surface-plasmon polaritons // *Rep. Prog. Phys.* - 2007. Vol. 70. pp. 1-87.
3. Туходеев С.Г., Гилпиус Н.А. Плазмон-поляритонные эффекты в наноструктурированных металл-диэлектрических фотонных кристаллах и метаматериалах // *УФН*. - 2009. Т. 179. С. 1003-1007.
4. Ключник А.В., Курганов С.Ю., Лозовик Ю.Е. Плазменная оптика наноструктур // *Физика твёрдого тела*. - 2003. Т. 45, № 7. С. 1267-1271.
5. Климов В.В. Наноплазмоника. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. - 480 с.
6. Novotny I., Hecht B. Principles of Nano-Optics. Cambridge: Cambridge University Press, 2007. - 519 p.
7. Gaponenko S.V. Introduction to Nanophotonics. Cambridge: Cambridge University Press, 2010. - 484 p.
8. Altunin K.K., Gadomsky O.N. High-negative effective refractive index of silver nanoparticles system in nanocomposite films. // *Opt. Commun.* - 2012. Vol. 285. pp. 816-820.
9. Алтунин К.К. Распространение поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела нанокompозитных сред с наночастицами серебра // *Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения*. 2014. Т. 14. № 1. С. 68-72.