

УДК 539.21

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННОГО РЕЗОНАНСА МЕТОДОМ ТРАНСФЕР-МАТРИЦ

© 2012 С.В. Чехонина

Самарский государственный университет

Поступила в редакцию 25.01.2012

В рамках метода трансфер-матриц построена математическая модель локализованного плазмонного резонанса в структуре диэлектрик-металл-диэлектрик. Получена зависимость коэффициента отражения света слоистой наноструктурой от частоты падающего излучения. Проведено исследование изменения коэффициента отражения в зависимости от толщины металлической пленки. Установлена чувствительность слоистой структуры к добавлению тонкого слоя протеинов.
Ключевые слова: поверхностный плазмон.

1. ВВЕДЕНИЕ

Интенсивное развитие современных технологий сопровождается большим количеством экспериментальных и теоретических исследований поверхностных плазмон-поляритонов и их использованием в различных устройствах [1-3].

Так, например, “микроскоп на поверхностных плазмонах” имеет и на сегодняшний день широкий спектр применимости в различных сферах наук: физики, химии, биологии и др. На практике было проверено и установлено, что этот микроскоп может служить сенсором, способным быстро и надежно детектировать наличие тех или иных химических веществ в исследуемой среде благодаря своей высокой разрешающей способности и чувствительности [4]. Кроме того, плазмоны можно рассматривать как средство передачи информации в компьютерных чипах [5]. Разработке новых конфигураций устройств на основе плазмонного резонанса посвящены статьи [6-8].

Целью работы является исследование особенностей прохождения света в слоистых наноструктурах и расчет коэффициента отражения. В настоящей работе были решены следующие задачи:

1) построить трансфер-матрицы для описания прохождения света в 3-слойной и 4-слойной наноструктурах;

2) применить построенные матрицы для расчета коэффициента отражения в структурах воздух-золото-стекло и воздух-протеиновая пленка-золото-стекло.

Новизна исследования: проведен расчет электромагнитного отклика золотой нанопленки методом трансфер-матриц с использованием веще-

ственной диэлектрической проницаемости золота, взятой из теории Друде-Зоммерфельда. В рамках этого формализма найдена зависимость коэффициента отражения от частоты падающего излучения и толщины пленки в слоистых структурах: стекло-золотая нанопленка-воздух и воздух-протеины-золотая нанопленка-стекло.

2. УСЛОВИЕ СУЩЕСТВОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ

Рассмотрим задачу о прохождении электромагнитной волны через границу двух сред: 1-металл, с характеристиками ϵ_1 и μ_1 , 2- диэлектрик, с характеристиками ϵ_2 и μ_2 .

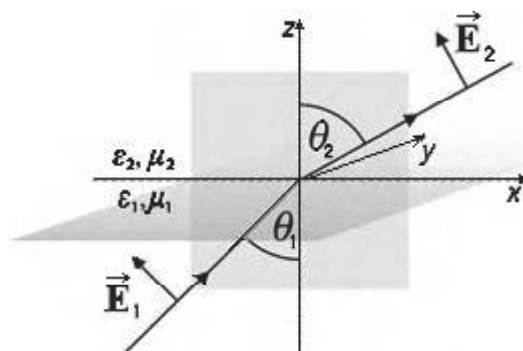


Рис. 1. Прохождение электромагнитной волны через границу раздела двух сред металл-диэлектрик

При прохождении границы раздела сред электромагнитная волна описывается решением однородного уравнения Максвелла:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}(\vec{r}, \omega) - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\vec{r}, \omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega) = 0. \quad (1)$$

Обозначим \vec{E}_1, \vec{E}_2 — напряженность электрического поля в 1 и во 2 среде соответственно.

Чехонина Светлана Владимировна, физический факультет.
E-mail: ruzelpina@bk.ru

Решение можно представить в виде [2]:

$$\vec{E}_j = \begin{pmatrix} E_{j,x} \\ 0 \\ E_{j,z} \end{pmatrix} e^{ik_x x - i\omega t} e^{ik_{j,z} z}, j=1,2, \quad (2)$$

$$k_x^2 + k_{j,z}^2 = \varepsilon_j k^2, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (3)$$

Так как поля электрической индукции в обоих полупространствах не имеют источников, т.е. $\nabla \cdot \vec{D} = 0$, приходим к равенству:

$$k_x E_{j,x} + k_{j,z} E_{j,z} = 0, j=1,2. \quad (4)$$

Теперь с учетом и решение можно записать в форме:

$$\vec{E}_j = E_{j,x} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{-k_x}{k_{j,z}} \end{pmatrix} e^{ik_{j,z} z}, j=1,2.$$

Волна поляризована в плоскости падения и удовлетворяет граничному условию:

$$E_{1,x} - E_{2,x} = 0, \quad \varepsilon_1 E_{1,z} - \varepsilon_2 E_{2,z} = 0. \quad (5)$$

Уравнения и образуют однородную систему. Условием существования решения такой системы является дисперсионное уравнение [2]:

$$\varepsilon_1 k_{2,z} - \varepsilon_2 k_{1,z} = 0. \quad (6)$$

Из в сочетании с и получаем дисперсионное соотношение:

$$k_x^2 = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} k^2 = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \frac{\omega^2}{c^2}, \quad k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}. \quad (7)$$

Мы хотим найти распространяющиеся волны. Это значит, что компонента волнового вектора вдоль границы раздела должна быть действительной. С другой стороны, мы хотим найти локализованные вблизи поверхности раздела волны. Для этого нормальные к поверхности компоненты должны быть чисто мнимые. В этом случае будет наблюдаться экспоненциальное спадание полей при удалении от границы. Из и получаем условия существования локализованных поверхностных плазмонов:

$$\varepsilon_1(\omega) \cdot \varepsilon_2(\omega) < 0, \quad \varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega) < 0.$$

Следовательно, одна из диэлектрических функций должна быть отрицательной и по абсолютной величине превосходить другую [1, 2].

3. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОНЫ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ

Рассмотрим образование поверхностных плазмон-поляритонов при прохождении электромагнитной волны через слоистую структуру (рис. 2).

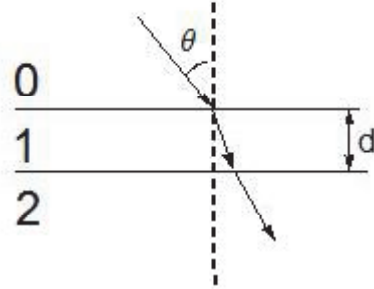


Рис. 2. Прохождение электромагнитной волны через слоистую структуру: 0(воздух)–1(золотая нанопленка)–2(стекло)

Волна в каждом слое описывается следующими выражениями [2]:

$$\vec{E}_0 = E_0^+ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{-k_x}{k_{0,z}} \end{pmatrix} e^{ik_{0,z} z} + E_0^- \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{k_x}{k_{0,z}} \end{pmatrix} e^{-ik_{0,z} z},$$

$$\vec{E}_1 = E_1^+ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{-k_x}{k_{1,z}} \end{pmatrix} e^{ik_{1,z} z} + E_1^- \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{k_x}{k_{1,z}} \end{pmatrix} e^{-ik_{1,z}(z-d)},$$

$$\vec{E}_2 = E_2^+ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{-k_x}{k_{2,z}} \end{pmatrix} e^{ik_{2,z}(z-d)}. \quad (8)$$

Здесь E_0^+ – амплитуда падающей волны, E_0^- – амплитуда отраженной от границы раздела воздух/золото волны, E_1^+ – амплитуда прошед-

шей в золото волны, E_1^- — амплитуда отраженной от границы раздела золото/стекло волны, E_2^+ — амплитуда прошедшей в стекло волны.

В случае золотой пленки существенная дисперсия имеет место только для $\epsilon_1 = \epsilon_1(\omega)$, в то время как ϵ_0 и ϵ_2 (для диэлектриков) можно рассматривать как не зависящие от частоты положительные величины [6].

Будем предполагать, что металл (золото) описывается моделью Друде: $\epsilon_1(\omega) = 1 - \omega_{pl}^2 / \omega^2$, где ω_{pl} — частота колебаний электронной плазмы в золоте, а ω — частота падающего излучения.

Запишем дисперсионные соотношения для каждой границы раздела сред. Для границы воздух / золото:

$$k_{0,z} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_0^2}{\epsilon_0 + \epsilon_1}}, \quad k_{1,z} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1^2}{\epsilon_1 + \epsilon_0}}.$$

Обозначим: $\kappa_0 = k_{0,z} / k_{1,z}$, $\eta_0 = \epsilon_1 / \epsilon_0$. Для границы золото/стекло:

$$k_{1,z} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1^2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}, \quad k_{2,z} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_2^2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}, \quad \kappa_1 = \frac{k_{1,z}}{k_{2,z}}, \quad \eta_1 = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}.$$

Используя условие непрерывности векторов \vec{D} и \vec{E} на границе раздела, можно записать в матричном виде:

$$\begin{pmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \kappa_1 \eta_1 & 1 - \kappa_1 \eta_1 \\ 1 - \kappa_1 \eta_1 & 1 + \kappa_1 \eta_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{ik_{1,z}d} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-ik_{1,z}d} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \kappa_2 \eta_2 & 1 - \kappa_2 \eta_2 \\ 1 - \kappa_2 \eta_2 & 1 + \kappa_2 \eta_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_2^+ \\ E_2^- \end{pmatrix}.$$

Эти уравнения запишем в трансфер-матричном подходе [2]:

$$\begin{pmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{pmatrix} = T_{0,1} \Phi_1 T_{1,2} \begin{pmatrix} E_2^+ \\ 0 \end{pmatrix},$$

$$T_{0,1} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \kappa_1 \eta_1 & 1 - \kappa_1 \eta_1 \\ 1 - \kappa_1 \eta_1 & 1 + \kappa_1 \eta_1 \end{pmatrix},$$

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} e^{-ik_{1,z}d} & 0 \\ 0 & e^{ik_{1,z}d} \end{pmatrix},$$

$$T_{1,2} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \kappa_2 \eta_2 & 1 - \kappa_2 \eta_2 \\ 1 - \kappa_2 \eta_2 & 1 + \kappa_2 \eta_2 \end{pmatrix}.$$

Коэффициент отражения определяется формулой:

$$R(\omega, k_x) = \frac{|E_0^-|^2}{|E_0^+|^2}.$$

В пакете Mathematica была получена и исследована зависимость коэффициента отражения от частоты падающего излучения. На рис. 3 показан 3D-график: по оси OZ отложен коэффициент R, по OY — толщина пленки d, по OX — частота падающей волны.

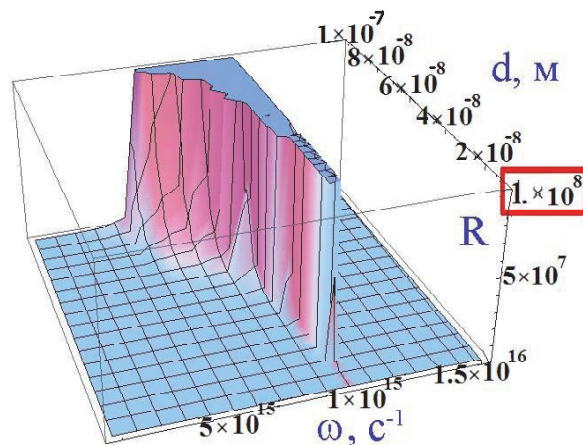


Рис. 3. 3D-график зависимости коэффициента отражения от частоты падающей волны и толщины золотой пленки при проникновении волны из золота в стекло

Вывод: Как видно, в диапазоне волн $10^{15} - 5 \cdot 10^{15}$ Гц золотая пленка становится прозрачной. Это т.н. скин-эффект. Толщина пленки оказалась меньше величины скин-слоя (для золота скин-слой в рассматриваемых условиях равен 100 нм). На частотах, близких к $\omega_{pl} = 1.371 \cdot 10^{16}$ Гц, коэффициент отражения резко возрастает. Образование поверхностных плазмонных волн существенно зависит не только от частоты падающего света, но и от толщины слоя металла, расположенного между диэлектриками.

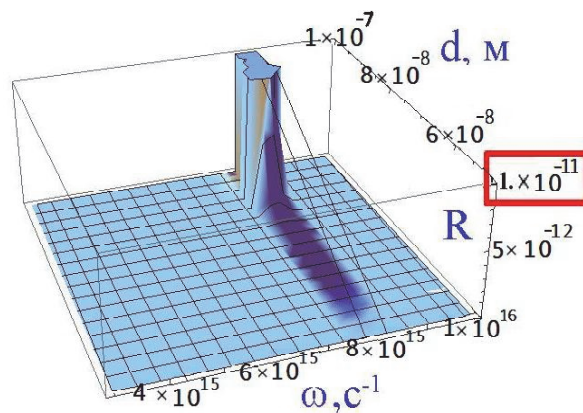


Рис. 4. Трехмерный график зависимости коэффициента отражения от частоты падающей волны и толщины золотой пленки, при добавлении слоя протеинов на золотую пленку

В рамках формализма трансфер-матриц в работе решена еще одна задача, аналогичная первой, но с добавлением между воздухом и золотой пленкой слоя протеинов ($d=5\text{нм}$).

Вывод: При добавлении на золото слоя протеинов коэффициент отражения уменьшился на несколько порядков. Это видно из сравнения рис. 3 и 4. Т.о., слоистая структура оказалась очень чувствительной к добавлению даже одного тонкого слоя протеинов. Этот факт дает возможность использовать данную конструкцию в качестве биосенсора.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрено возникновение плазмон-поляритонного резонанса в слоистых наноструктурах.

1. В рамках метода трансфер-матрицы построена математическая модель плазмонного резонанса в структуре диэлектрик-металл-диэлектрик.

2. Найдена зависимость коэффициента отражения от частоты падающего излучения в слоистой структуре: стекло-золотая нанопленка-воздух. Показано, что образование поверхностных плазмонных волн существенно зависит не только от частоты падающего света, но и от толщины слоя металла, расположенного между диэлектриками.

3. Найдена зависимость коэффициента отражения от частоты падающего излучения и толщины золотой нанопленки в слоистой структу-

ре: воздух-протеины-золотая нанопленка-стекло. Показана сильная зависимость плазмонного резонанса от состава слоистой структуры.

Эти результаты позволяют применить метод трансфер матриц к описанию поверхностных плазмонных волн, возникающих в современных наноструктурных материалах. Полученные результаты соответствуют результатам других теоретических исследований, опубликованных в открытой печати.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Климов В.В.* Наноплазмоника. М.: Физматлит, 2010. 480 с.
2. *Novotny L., Hecht B.* Principles of Nano-Optics, Cambridge University Press, 2006. 539 с.
3. *Возникова А.В., Нерух А.Г.* Всеукраинский межведомственный научно-технический сборник, выпуск 154, Харьков, 2008.
4. *Гришина Н. В., Еремин Ю. А., Свешников А. Г.* Анализ рассеивающих свойств наноразмерной вставки в пленке на подложке // Оптика и спектроскопия. 2008. Т.105. № 6. С. 1039-1044.
5. *Федянин Д.Ю., Арсенин А.В., Лейман В.Г., Гладун А.Д.* Поверхностные плазмон-поляритоны с отрицательной и нулевой групповыми скоростями, распространяющиеся по тонким металлическим пленкам // Квантовая Электроника. 2009. Т.39. № 8. С. 745-750.
6. *Abdulhalim A., Zourob M., Lakhtakia A.* Surface Plasmon Resonance for Biosensing // Electromagnetics. 2008. Vol. 28. № 3. P. 214 – 242.
7. *Этуотер Г.* Информационные технологии. ПЛАЗМОНИКА // В мире науки. 2007. № 8. С. 96-100.
8. *Stockman M.I.* Nanofocusing of optical energy in tapered plasmonic waveguides // Phys. Rev. Lett. Vol. 93, 2004. P. 137-404.

RESEARCH PLASMON POLARITONS RESONANCES WITH USE METHOD OF TRANSFERS-MATRIXES

© 2012 S.V. Chekhonina

Samara State University

The mathematical model of a localized plasmon resonance in a dielectric-metal-dielectric structure is constructed by the transfer-matrix method. The frequency dependence and the metal film thickness dependence of a reflectance of light by the layered nanostructure are obtained. The sensitivity of a layered structure to a thin layer of proteins addition is determined.

Key words: surface plasmon.