

СЕКЦИЯ 6. ПЛАЗМОНИКА

Динамика плазмон-поляритонного пакета в квазипериодической металло-диэлектрической гетероструктуре	
В.И. Белотелов, С.Н. Андреев, Д.А. Быков, А.К. Звездин, В.П. Тараканов	2
Плазменные колебания в двумерных электронных системах со сверхструктурой в условиях штарковского квантования	
С.Ю. Глазов, Е.С. Кубракова, Н.Е. Мещерякова.....	4
Магнитооптические эффекты в плазмонных пленках и плазмонных структурах, содержащих слои с отрицательным показателем преломления	
Е.А. Ершова, В.И. Белотелов, А.Н. Калиш	8
Плазмонные структуры для повышения эффективности солнечных элементов	
К.А. Звездин, В.И. Белотелов, Н.Ф. Стародубцев, И.Е. Проценко.....	10
Наноплазмоника	
В.В. Климов.....	12
Экспериментальное и численное исследование спектров металлодиэлектрических решеток	
С.А. Кузнецов, В.И. Белотелов, А.Н. Калиш, А. Венгурлекар	14
Поверхностные плазмон-поляритонные волны в оптически активных средах	
Г.Ю. Левкина, А.П. Сухоруков, Д.О. Сапарина, А.Н. Калиш.....	16
О возможности просветления поверхности диэлектриков с помощью наночастиц серебра	
С.Г. Моисеев, С.В. Виноградов.....	18
Локализация широкополосного терагерцового плазмона и оптимизация его возбуждения	
М.М. Назаров, А.Ю. Рябов	22
Усиление обратного эффекта Фарадея в плазмонных структурах	
Н.Е. Хохлов, В.И. Белотелов, А.Н. Калиш, А.К. Звездин	24
Увеличение эффективности солнечных элементов при использовании плазмонных наночастиц	
Н.Е. Хохлов.....	26

ДИНАМИКА ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННОГО ПАКЕТА В КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКОЙ МЕТАЛЛО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ

В.И. Белотелов^{1,2}, С.Н. Андреев², Д.А. Быков³, А.К. Звездин², В.П.
Тараканов⁴

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

³Институт систем обработки изображений РАН

⁴Объединенный институт высоких температур РАН

belotelov@physics.msu.ru

Плазмоника - быстро развивающееся направление современной оптики, изучающее оптические свойства металло-диэлектрических систем, в которых возможно возбуждение поверхностных или локализованных плазмон-поляритонов. Одним из возможных применений плазмонных структур является передача и обработка информации в плазмонных микросхемах посредством импульсов поверхностных плазмон-поляритонов. Поэтому исследование распространения пакетов плазмон-поляритонов в различных наноструктурированных средах представляет в настоящее время актуальную и практически важную задачу. Распространение плазмонных импульсов вдоль однородной или периодически перфорированной границы между металлом и диэлектриком рассмотрено в ряде работ [1]. Тем не менее, данная проблема исследована не достаточно.

В работе изучено распространение плазмонного пакета по квазипериодической металло-диэлектрической структуре, состоящей из однородного металла и одномерной диэлектрической решетки с медленно меняющимся геометрическим или оптическим параметром.

При помощи лагранжева формализма и вариационного принципа из уравнений Максвелла получены уравнения динамики центра плазмонного пакета:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{k}}_0 &= -\frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{r}_0} + \left(\hat{T}_{rr} \dot{\mathbf{r}}_0 + \hat{T}_{rk} \dot{\mathbf{k}}_0 \right) - \hat{T}_{rr} \\ \dot{\mathbf{r}}_0 &= \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}_0} - \left(\hat{T}_{kr} \dot{\mathbf{r}}_0 + \hat{T}_{kk} \dot{\mathbf{k}}_0 \right) + \hat{T}_{rk} \end{aligned} \quad (1)$$

где \mathbf{r}_0 , \mathbf{k}_0 - центры волнового пакета в реальном пространстве и в пространстве квазиволновых векторов, ω - несущая частота пакета, \hat{T}_{rr} и \hat{T}_{rk} - тензоры кривизны Берри [2]. Тензоры кривизны Берри обращаются в ноль в случае симметричного закона дисперсии $\omega(\mathbf{k}) = \omega(-\mathbf{k})$. Необходимо

отметить, что (1) аналогичны уравнениям для движения блоховского электрона в кристалле.

В качестве примера, рассмотрен случай металло-диэлектрической решетки, в которой плавно меняется высота диэлектрической решетки (Рис.1). Для решения (1) необходимо найти закон дисперсии плазмон-поляритона в идеально периодической системе при различной высоте диэлектрической решетки. Для этого использован метод матрицы рассеяния, позволяющий находить закон дисперсии собственных волн в многослойных периодических системах.

Результаты решения (1) представлены на рис. 2. В зависимости от начальных условий плазмонный пакет может либо распространяться по решетке без каких-либо отражений, либо испытать брэгговское отражение, либо совершать осцилляции, аналогичные осцилляциям Блоха для электрона в сверхрешетке в кристалле.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 08-02-00717, 09-02-01028, 09-02-92671, 10-02-01391, 10-02-91170).

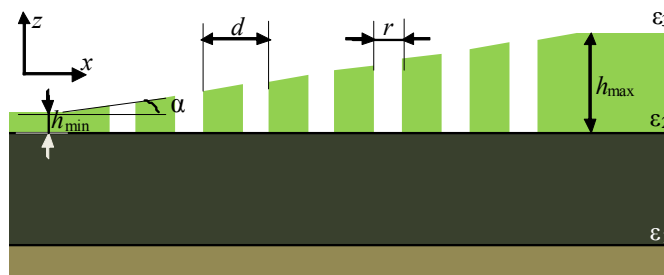


Рис.1 Металло-диэлектрическая структура с диэлектрической решеткой с монотонно меняющейся высотой

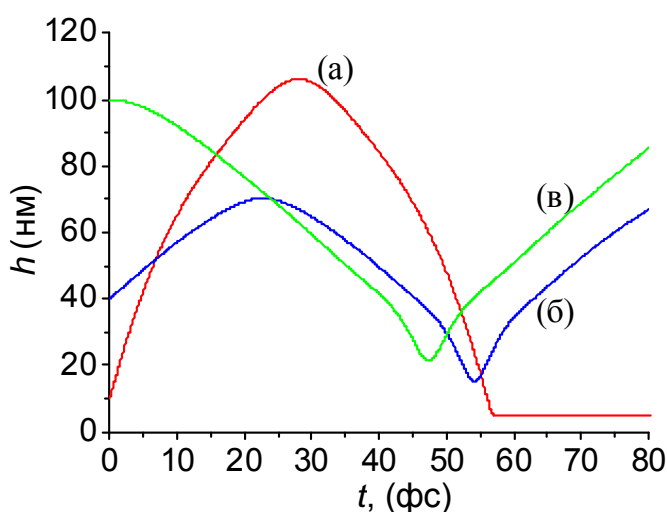


Рис.2 Положение центра плазмонного пакета (выраженное через $x_0(t) = (h(t) - h_{\min}) \cot \alpha$, $h_{\min} = 5$ нм) в зависимости от времени. Рассмотрены три различных начальных условия: (а) $\kappa(0) = 0.6\pi/d$, $h(0) = 10$ нм, $\omega = 1.98 \cdot 10^{15}$ с⁻¹; (б) $\kappa(0) = -0.6\pi/d$, $h(0) = 40$ нм, $\omega = 3.11 \cdot 10^{15}$ с⁻¹; (в) $\kappa(0) = 0$, $h(0) = 100$ нм, $\omega = 3.0 \cdot 10^{15}$ с⁻¹. $d = 280$ нм; $r = 60$ нм; $\alpha = 1.5^\circ$.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Kubo, N. Pontius and H. Petek // Nano Lett. 2007. V. 7. P. 470.
2. M.V. Berry // Proc. R. Soc. London, Ser. A. 1984. V. 392. P 45.

ПЛАЗМЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ СО СВЕРХСТРУКТУРОЙ В УСЛОВИЯХ ШТАРКОВСКОГО КВАНТОВАНИЯ

С.Ю. Глазов¹, Е.С. Кубракова¹, Н.Е. Мещерякова²

¹Волгоградский Государственный Педагогический Университет

²Волгоградский Институт Бизнеса

Исследованию процессов распространения плазменных волн в двумерных полупроводниковых структурах в системе с периодическим потенциалом посвящено большое количество работ [1-4]. В данной работе исследовано влияние постоянного квантующего электрического поля на плазменные колебания в двумерных электронных системах со сверхструктурой. Расчеты выполнены на основе квантовой теории плазменных колебаний в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса.

Рассмотрим твердотельную структуру, в которой находятся 2D электронные газы, расположенные в параллельных бесконечных плоскостях (Рис.1). 2D электронные газы в системах с периодическим потенциалом разделяют пространство на три среды с разными диэлектрическими проницаемостями: для $z < z_a$ диэлектрическая постоянная равна ε_1 , для $z_a < z < z_b$ диэлектрическая постоянная ε_2 , для $z > z_b$ диэлектрическая постоянная равна ε_3 .

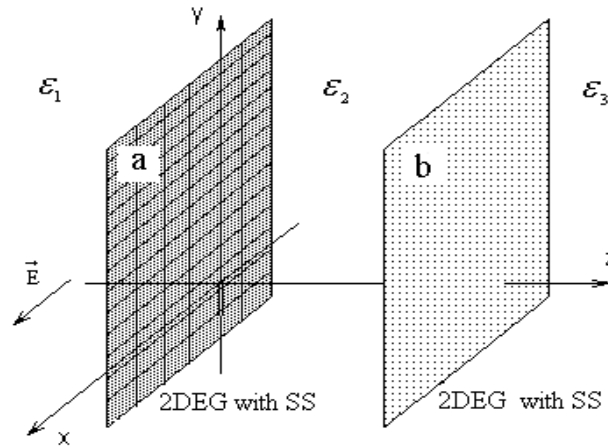


Рис.1. Геометрия задачи.

Влияние дополнительного периодического потенциала (сверхструктуры) можно учесть, записав энергетический спектр носителей тока в приближении сильной связи

$$\varepsilon(\vec{p}) = \Delta - \frac{\Delta}{2} [\cos(p_x d) + \cos(p_y d)], \quad (1)$$

где Δ – полуширина минизоны проводимости; d – период сверхструктуры

(СС); p_x, p_y – компоненты квазиимпульса электрона в плоскости СС (здесь и далее $\hbar=1$).

Сильное постоянное электрическое поле, удовлетворяющее условию $\Omega\tau \gg 1$ (где τ – время свободного пробега электрона, $\Omega=eEd$ – штарковская частота, E – напряженность электрического поля), будем описывать зависящим от времени векторным потенциалом $\vec{A}(t) = \{c\vec{E}t, 0\}$ (напряженность постоянного электрического поля направлена вдоль оси ОХ).

В приближении самосогласованного поля гамильтониан взаимодействующих электронов в двумерных электронных газах имеет вид

$$H = \sum_{\vec{p}} \left\{ \varepsilon_j (\vec{p} - e\vec{E}_j t) a_{p,j}^+ a_{p,j}^- + e \sum_{\vec{q}} \varphi(\vec{q}, z_j, t) a_{\vec{p}+\vec{q},j}^+ a_{p,j}^- \right\} \quad (2)$$

где $a_{\vec{p}}^+, a_{\vec{p}}^-$ – операторы рождения и уничтожения электрона с (двумерным) квазиимпульсом \vec{p} ; $\varphi(\vec{q}, z_j, t)$ – Фурье-трансформанта (по координатам x, y) самосогласованного потенциала, \vec{q} – волновой вектор в плоскости ХУ.

Распределение потенциала описывается уравнением Лапласа, которое после Фурье преобразования по x, y принимает вид

$$\frac{\partial^2 \varphi(\vec{q}, z_j, t)}{\partial z^2} - q^2 \varphi(\vec{q}, z_j, t) = 0 \quad (3)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} \varphi_1(z_a) = \varphi_2(z_a), \quad \varphi_2(z_b) = \varphi_3(z_b) \\ \left[\varepsilon_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} - \varepsilon_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} \right]_{z=z_a} = 4\pi \sigma_a(\vec{q}), \quad \left[\varepsilon_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} - \varepsilon_3 \frac{\partial \varphi_3}{\partial z} \right]_{z=z_b} = 4\pi \sigma_b(\vec{q}), \end{aligned} \quad (4)$$

где $\sigma_j(\vec{q}) = e \sum_p \langle a_{\vec{p}-\vec{q},j}^+ a_{\vec{p},j}^- \rangle_t$, угловые скобки означают усреднение с матрицей плотности, определяемой гамильтонианом (2).

Из (3) и (4) получаем выражения для потенциала в плоскостях a и b

$$\varphi(z_a) = \frac{4\pi}{q} [f_a(q)\sigma_a(\vec{q}) + g(q)\sigma_b(\vec{q})] \quad (5)$$

$$\varphi(z_b) = \frac{4\pi}{q} [f_b(q)\sigma_b(\vec{q}) + g(q)\sigma_a(\vec{q})] \quad (6)$$

где

$$f_a(q) = \frac{\varepsilon_2 chqL + \varepsilon_3 shqL}{\varepsilon_2(\varepsilon_1 + \varepsilon_3)chqL + (\varepsilon_2^2 + \varepsilon_1\varepsilon_3)shqL}, \quad (7)$$

$$f_b(q) = \frac{\varepsilon_2 chqL + \varepsilon_1 shqL}{\varepsilon_2(\varepsilon_1 + \varepsilon_3)chqL + (\varepsilon_2^2 + \varepsilon_1\varepsilon_3)shqL}, \quad (8)$$

$$g(q) = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_2(\varepsilon_1 + \varepsilon_3)chqL + (\varepsilon_2^2 + \varepsilon_1\varepsilon_3)shqL}, \quad L = z_b - z_a. \quad (9)$$

Уравнение движения в приближении случайных фаз для средних $\langle a_{\vec{p}-\vec{q},j}^+ a_{\vec{p},j} \rangle_t$ имеет вид

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + i[\varepsilon_j(\vec{p} + e\vec{E}_j t) - \varepsilon_j(\vec{p} - \vec{q} + e\vec{E}_j t)] \right\} \langle a_{\vec{p}-\vec{q},j}^+ a_{\vec{p},j} \rangle_t = -ie\varphi(\vec{q}, z_j, t)(n_{\vec{p}-\vec{q},j} - n_{\vec{p},j}), \quad (10)$$

где $n_{\vec{p}} = \langle a_{\vec{p}}^+ a_{\vec{p}} \rangle$ – числа заполнения электронных уровней в 2D – электронном газе. Решая уравнение (10), после некоторых преобразований получаем

$$\begin{aligned} \sigma_j(\vec{q}, t) = & -ie^2 \sum_{\vec{p}} (n_{\vec{p}-\vec{q},j} - n_{\vec{p},j}) \int_{-\infty}^t dt' \varphi(\vec{q}, z_j, t') \times \\ & \times \exp \left\{ -i \int_{t'}^t [\varepsilon_j(\vec{p} + \vec{q} - e\vec{E}_j t) - \varepsilon_j(\vec{p} - e\vec{E}_j t)] dt'' \right\} \end{aligned} \quad (11)$$

Решая совместно систему уравнений (11) для случая, когда штарковская частота Ω велика по сравнению с собственными частотами рассматриваемой системы, получим

$$\begin{aligned} \sigma_a(\vec{q}, \omega) &= \frac{g(q)}{f_a(q)} \frac{1 - \chi_a}{\chi_a} \sigma_b(\vec{q}, \omega), \\ \sigma_b(\vec{q}, \omega) &= \frac{g(q)}{f_b(q)} \frac{1 - \chi_b}{\chi_b} \sigma_a(\vec{q}, \omega), \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$\chi_j = 1 - \frac{4\pi e^2}{q} f_j(q) J_0^2 \left(\frac{\Delta_j}{\Omega_j} \sin(q_x d_j) \right) \sum_{\vec{p}} \frac{n_{\vec{p}+\vec{q},j} - n_{\vec{p},j}}{\varepsilon_j(p_y + q_y) - \varepsilon_j(p_y) - \omega}, \quad (13)$$

$J_l(Z)$ – функция Бесселя вещественного аргумента.

Далее из (12) получим уравнение для нахождения закона дисперсии связанных плазмонов в описываемой системе

$$\frac{g^2(q)}{f_a(q)f_b(q)} \frac{(1 - \chi_a)(1 - \chi_b)}{\chi_a \chi_b} = 1 \quad (14)$$

Рассмотрим невырожденный электронный газ. Вычисление (13) значительно упрощается в случае высоких температур ($\Delta_j \ll 2T_j$). При $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon$, получаем $f_j(q) = 1/2\varepsilon$.

В самом простом случае $L \rightarrow \infty$, имеем $g(q) = 0$ и получаем для несвязанных плазменных колебаний уравнения $\chi_j(\vec{q}) = 0$, решения которых известны [2].

Для случая произвольных L и $q_y d_j \ll 1$ дисперсионная зависимость связанных плазменных колебаний имеет вид

$$\omega^2 = \frac{q_y^2}{q} \frac{(\varpi_a + \varpi_b)}{8} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4\varpi_a \varpi_b}{(\varpi_a + \varpi_b)^2} (1 - e^{-2qL})} \right), \quad (15)$$

где $\omega_j = \rho_j^2 V_j^2 J_0^2 \left(\frac{\Delta_j}{\Omega_j} \sin(q_x d_j) \right)$, $V_j = \Delta_j d_j / 2$ – характерная скорость электронов в соответствующей СС, $\rho = (4\pi e^2 N_j / \varepsilon T_j)^{1/2}$ – величина, обратная дебаевскому радиусу, N_j – поверхностная плотность 2D электронных газов.

В случае, когда параметры СС одинаковы и $E_a = E_b$, имеем

$$\omega = \frac{q_y}{2\sqrt{q}} \rho V \left| J_0 \left(\frac{\Delta}{\Omega} \sin(q_x d) \right) \right| \sqrt{1 \pm e^{-qL}} \quad (16)$$

Из формулы (15, 16) следует, что частота связанных плазмонов в сильном электрическом поле зависит от величины напряженности поля осциллирующим образом. Осцилляции связаны с геометрическим резонансом между длиной волны плазмона и амплитудой штарковских колебаний электрона в сильном электрическом поле.

При $k_x d \ll 1$, $k_y d \ll 1$ и $k_x = k_y$ спектр плазмонов обладает дисперсией $\omega^2 \sim k$, характерной для плазменных волн в 2D электронном газе [5].

Отметим, что в рассмотренном выше приближении ($\Omega \gg \Delta \sin(k_y d / 2)$) отсутствует затухание Ландау.

Сделаем численные оценки для самого простого случая, описываемого формулой (16). Для проявления осцилляционной зависимости $\omega(k_x)$, необходимо чтобы аргумент функции Бесселя Z был бы по крайней мере больше Z_0 ($Z_0 \approx 2.41$ – наименьший корень функции Бесселя). Первый минимум при $\Delta = 10^{-2}$ eV, $k_x \approx 8 \times 10^4$ см⁻¹ должен наблюдаться при $E = 3 \times 10^3$ В/см.

Настоящая задача решалась в пренебрежении столкновениями электронов с решеткой. Такое возможно, когда период плазменных колебаний мал по сравнению со временем свободного пробега электрона τ ($\omega\tau \gg 1$). Последнее условие может быть выполнено при $\tau \approx 10^{-12}$ с, что является довольно жестким условием на чистоту образца.

Работа поддержана грантом РФФИ №10-02-97001-р_поволжье_a.

ЛИТЕРАТУРА

1. Глазов С.Ю., Крючков С.В. // ФТП. 2000. Т. 34. В.7. С. 835-837.
2. Глазов С.Ю., Крючков С.В. // ФТП. 2001. Т. 35. В.4. С. 456-459.
3. Глазов С.Ю. // Вестник ВГТУ. 2006. Т.2. N 8. С. 102-103.
4. Глазов С.Ю., Кубракова Е.С. // Известия РАН. Серия физическая. 2009. Т.73. N.12. С.1711-1714.
5. Stern F. // Phys.Rev.Lett. 1967. V.18 N14. P. 546-548

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ПЛАЗМОННЫХ ПЛЕНКАХ И ПЛАЗМОННЫХ СТРУКТУРАХ, СОДЕРЖАЩИХ СЛОИ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Е.А. Ершова, В.И. Белотелов, А.Н. Калиш

Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова

В последнее время все больше внимания уделяется исследованию материалов, в которых возможно возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела металл-диэлектрик, то есть волн, являющихся собственными колебаниями для данной системы. Необходимым условием возникновения таких волн является наличие среды с отрицательной диэлектрической проницаемостью, что характерно для металлов. Рассмотрим тонкую металлическую пленку в обкладках из двух диэлектриков[1]. В такой системе существуют две границы, на которых возможно появление плазмона, в результате чего вероятность его возникновения удваивается. В случае, когда тонкая металлическая пленка находится между двумя диэлектрическими средами, существует два типа мод, различающихся конфигурацией электромагнитного поля, если диэлектрические среды различны, намагниченность наиболее существенно влияет на моду, имеющую максимум поля в намагниченном слое. При уменьшении толщины пленки и симметричности системы возможно формирование слабозатухающего плазмона[2], т.е. мнимая часть постоянной распространения резко уменьшается.

Особый интерес представляет поверхностный плазмон-поляритон, возбуждаемый на границе раздела обычного диэлектрика со средой с отрицательным показателем преломления[3]. В этом случае помимо р-поляризованной волны появляется также и s-поляризованная за счет наличия отрицательной магнитной проницаемости. Существуют некоторые области значений проницаемостей, которые определяют возможность существования плазмона, возбужденного на границе со средой, обладающей отрицательным показателем преломления[4].

В работе было исследовано влияние намагниченности на свойства слабозатухающего магнитоплазмона. В случае тонкой пленки сильное влияние дает намагниченность одного из диэлектриков, намагниченность же металла практически не влияет на свойства магнитоплазмона в силу симметрии. Выявлено существование режима сверхдальнего распространения магнитоплазмонов в тонких пленках. Показано, что наличие экваториальной намагниченности не влияет на мнимую часть коэффициента распространения сверхдальнего плазмон-поляритона и в то же время порождает магнитооптический эффект невзаимности.

Также в работе исследованы условия возбуждения магнитоплазмона на границе раздела двух полу-бесконечных сред, в случае, если одна из

них является средой с отрицательным показателем преломления, а вторая магнитным диэлектриком. Показано, что на границе раздела магнитной среды и среды с отрицательным показателем преломления условие возбуждения плазмонной волны TE и TM типа зависит от состояния намагниченности. Определены области значений диэлектрических и магнитных проницаемостей сред, при которых возможно возбуждение магнитоплазмона в данной системе. Таким образом, намагниченность диэлектрика приводит к сдвигу границ существования магнитоплазмона и появлению запрещенных зон (рис.1).

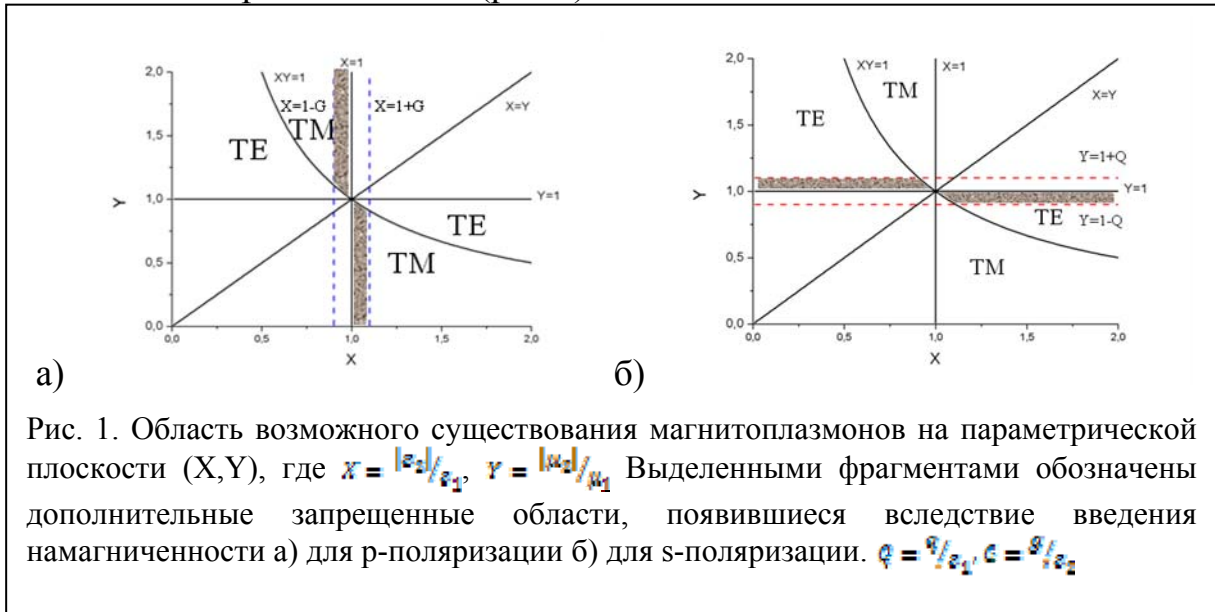


Рис. 1. Область возможного существования магнитоплазмонов на параметрической плоскости (X, Y) , где $X = |\epsilon_2|/\epsilon_1$, $Y = |\mu_2|/\mu_1$. Выделенными фрагментами обозначены дополнительные запрещенные области, появившиеся вследствие введения намагниченности а) для р-поляризации б) для s-поляризации. $q = \epsilon_2/\epsilon_1$, $e = \mu_2/\mu_1$

С помощью магнитооптики возможно управление условиями возбуждения и распространения магнитоплазмонов, что находит применение в информационных технологиях, а именно плазмонных цепях. Использование специфических свойств электромагнитных процессов в тонкослойных плазмонных структурах позволяет создать эффективные устройства для микроволновой техники, решения задач электромагнитной совместимости и обработки информации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 08-02-00717, 09-02-01028, 09-02-92671, 10-02-01391, 10-02-91170) и фонда «Династия».

ЛИТЕРАТУРА

1. А.К. Звездин, В.А. Котов. Магнитооптика тонких пленок. С. 192. Москва (1988).
2. F. Yang, J.R. Sambles and J.W. Bradberry. // Phys. Rev. B vol. 44 №11 (1991)
3. R. Rupin. // Phys. Let. A 277 p. 61-64 (2000)
4. I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov and Y.S. Kivshar. // Phys. Rev. E 69, 016617 (2004)

ПЛАЗМОННЫЕ СТРУКТУРЫ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

К.А. Звездин¹, В.И. Белотелов^{1,2}, Н.Ф. Стародубцев^{3,4}, И.Е. Проценко^{3,4}

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

³Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН

⁴ООО «Новые энергетические технологии», Москва

Фотовольтаические материалы (фотовольтаики), способные преобразовывать энергию солнечного света в электрическую, лежат в основе солнечных элементов (СЭ). С СЭ связывают надежды на преодоление топливно-энергетического кризиса, снижение выброса двуокиси углерода в атмосферу, и решение связанных с этим экологических проблем. За 2008 год в мире было выработано более 5 ГВт энергии солнечными электростанциями; к 2015 году эта цифра увеличится до 20 ГВт. Но чтобы СЭ могли составить конкуренцию традиционным источникам энергии (нефть, газ и т.п.), необходимо снизить стоимость СЭ в 2-5 раз [1,2].

В настоящее время большая часть производимых фотовольтаиков - из пластин из кристаллического кремния толщиной от 180 мкм до 350 мкм, а высокая цена солнечных батарей обусловлена в первую очередь высокой стоимостью кремния (~40% от стоимости фотоячейки). Поэтому наряду с пластинами из кремния используются тонкопленочные СЭ (ТСЭ), в которых полупроводник имеет толщину 1-2 мкм и расположен на подложке из более дешевого материала - стекла, пластика или нержавеющей стали [3].

Для снижения стоимости электроэнергии, производимой СЭ можно увеличивать их КПД. Коммерческие технологии изготовления СЭ из кристаллического кремния позволяют получить КПД до 18% и имеют теоретический максимум 31%. КПД ТСЭ составляет от 5-8% для коммерческих до 15% для опытных образцов. Первая из упомянутых технологий уже приближается к своему максимуму в соотношении цена/эффективность; широкому использованию второй мешают отсутствие дешевых способов выращивания гомогенных тонких пленок большой площади, их низкая стабильность и относительно малый КПД ТСЭ массового производства [2,3].

Задача о повышении КПД СЭ при одновременном уменьшении его толщины является противоречивой, т.к. КПД снижается при уменьшении толщины фоточувствительного слоя. Одним из путей разрешения этого противоречия является использование плазмонных структур, в частности металлических наночастиц на поверхности, внутри или между фоточувствительными полупроводниковыми слоями СЭ, нанесение

тонкого слоя полупроводника на металлическую перфорированную подложку. В подобных структурах падающий солнечный свет возбуждает поверхностные плазмон-поляритонные волны, вследствие чего происходит «захват» излучения - концентрация световой энергии в окрестности наноструктур, а также рассеяние света наноструктурами в т.ч. параллельно фоточувствительным слоям, что увеличивает путь фотона в поглощающей среде. При этом коэффициент поглощения ТСЭ может сильно возрасти, достигая 98%, следовательно большая часть световой энергии будет преобразована в электрическую. Вклад в повышение эффективности СЭ даст фотоэмиссия из наночастиц [4], просветляющие свойства покрытий, содержащих наночастицы [5]. При использовании плазмонных структур расширяется спектральный диапазон длин волн, поглощаемых фотоячейкой [1]. Повышение КПД позволит перейти к ТСЭ на супертонких полупроводниковых пленках [1].

Таким образом, использование плазмонных структур позволяет снизить затраты на изготовление солнечных батарей и в то же время увеличить КПД СЭ. Вместе с тем, разнообразие механизмов увеличения эффективности СЭ за счет плазмонных структур требует численного моделирования соответствующих оптических и электрофизических процессов, аналитически решить эту задачу невозможно.

В докладе будет представлен обзор плазмонных структур для увеличения КПД СЭ и рассказано о методах моделирования их оптических свойств. Будут приведены результаты расчета коэффициента поглощения света в системах металлических частиц при помощи метода связанных Фурье мод (RCWA). Результаты показывают, что КПД СЭ при использовании плазмонных структур может быть увеличен в 1,5-2 раза.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 08-02-00717, 09-02-01028, 09-02-92671, 10-02-01391, 10-02-91170).

ЛИТЕРАТУРА

1. H.A. Atwater and A. Polman // Nature materials. 2010. V. 9. P. 205.
2. K.R. Catchpole, and A. Polman // Optics express. 2008. V. 16. No 26. P. 21793.
3. Working Paper No 3. // The Applied Research Institute for Prospective Technologies. 2007.
4. А.В.Усков, И.Е. Проценко, В.М. Рудой, О.В.Дементьева, G.Leveque, B.Corbett, E.P.O'Reily, Сборник тезисов докладов участников второго международного форума по нанотехнологиям, стр. 94-96, 2009.
5. О.В.Дементьева, С.А.Казарян, И.Е. Проценко, В.М. Рудой, Н.Ф.Стародубцев, А.В.Усков, Второй Международный форум по нанотехнологиям, Москва, 6-8 октября 2008.

НАНОПЛАЗМОНИКА

В.В. Климов

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

vklim@sci.lebedev.ru

В настоящее время благодаря успехам в фабрикации и визуализации наноразмерных кластеров и других металлических наночастиц (Рис.1) быстро развивается важная область нанотехнологий и нанооптики - наноплазмоника [1]. Наноплазмоника изучает явления, связанные с колебаниями электронов проводимости в металлических наноструктурах и наночастицах и взаимодействием этих колебаний со светом, атомами и молекулами с целью создания сложных оптических наноустройств. Плазмонные колебания в наночастицах существенно отличаются от поверхностных плазмонов [2] и поэтому их называют локализованными плазмонами.

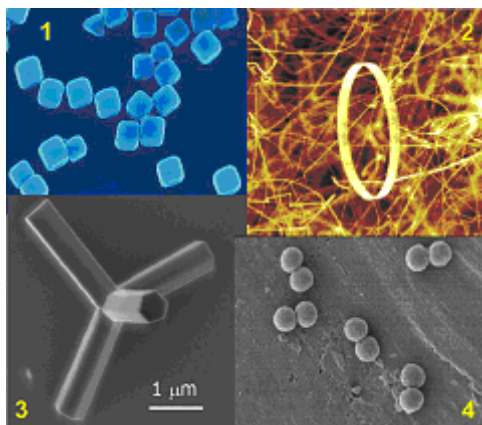


Рис.1. Примеры плазмонных наночастиц, для которых уже существуют эффективные методы синтеза.

Важнейшей чертой явлений в наноплазмонике является комбинация сильной пространственной локализации электронных колебаний с высокой их частотой (в диапазоне от ультрафиолетового до инфракрасного). В свою очередь, сильная локализация приводит к гигантскому увеличению локальных оптических и электрических полей. И, наконец, свойства локализованных плазмонов критически зависят от формы наночастиц, что позволяет «настраивать» их систему резонансов на эффективное взаимодействие со светом или элементарными квантовыми системами (молекулы, квантовые точки). Эти важнейшие свойства плазмонных наночастиц уже позволили обнаружить целый ряд новых эффектов. Прежде всего, гигантские локальные поля вблизи наночастиц приводят к увеличению сечения комбинационного рассеяния на 10-14 порядков, что позволяет говорить об обнаружении отдельных молекул [3-4]. Эти же локальные поля могут привести к разработке методов определения структуры ДНК без прикрепления к ним маркеров [5]. Используя сложную структуру спектров плазмонных наночастиц можно одновременно

усиливать как поглощение, так и испускание света ими и, таким образом, создавать эффективные флюорофоры и наноразмерные источники света [6]. Имеются предложения по использованию плазмонных наночастиц для стимулированного усиления в наночастицах плазмонных колебаний оптическим излучением [7,8]. Помимо новых приложений, основанных на физике плазмонных наночастиц, использование достижений наноплазмоники позволяет существенно увеличить эффективность, например, солнечных батарей и светоизлучающих диодов. И, наконец, считается, что наноплазмоника позволит создать новую элементную базу для компьютеров и устройств обработки данных за счет использования малых размеров металлических наноструктур и оптического быстрогодействия происходящих в них процессов [9].

В лекции обсуждаются эти и ряд других основные направлений наноплазмоники (в том числе предложенные автором [6, 10-14] и их применение к разработке принципов функционирования наноустройств и наноприборов различного назначения. В лекции рассматриваются эффекты и применения не только наночастиц и наноструктур из обычных материалов (металлов) с отрицательной диэлектрической проницаемостью, но и структуры, сделанные из метаматериалов, в которых отрицательны не только диэлектрическая, но и магнитная проницаемости [15,16].

Автор выражает благодарность Российскому Фонду Фундаментальных исследований (гранты №№ 09-02-13560, 09-02-92667) за финансовую поддержку настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Климов, Наноплазмоника (Москва, Физматлит, 2009).
2. H. Raether, Surface Plasmons (Springer-Verlag, Berlin, 1998).
3. M. Moskovits, et al, Top. Appl. Phys. **82**, 215 (2002).
4. Z. Wang, et al, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **100**, 8638 (2003).
5. J.R. Lakowicz, et al, J. Phys. D: Appl. Phys. **36**, R240 (2003).
6. D.V. Guzатов, V.V. Klimov, Chem. Phys. Lett. **412**, 341 (2005).
7. D.J. Bergman and M.I. Stockman, Phys. Rev. Letts. **90**, 027402 (2003).
8. M. A. Noginov, G. Zhu, A. M. Belgrave, et al, Nature, **460** , 1110 (2009)
9. R. Zia, et al Materials today, **9** , 20-27 (2006).
10. V.V. Klimov and D.V. Guzатов, Phys. Rev. B **75**, 024303 (2007).
11. V.V. Klimov and D.V. Guzатов, Appl. Phys A **89**, 305(2007).
12. V. Klimov, A. Lambrecht, Plasmonics, **4**, 31(2009).
13. В.В. Климов Успехи физических наук **158**, 875(2008).
14. D. Guzатов, V. Klimov, M. Pikhota, Laser Physics **20**, 85(2010).
15. V.V. Klimov, Opt. Comm., **211**,183 (2002).
16. V. Klimov, JETP Letters, **89**(5), 270 (2009)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕШЕТОК

С.А. Кузнецов¹, В.И. Белотелов¹, А.Н. Калиш¹, А. Венгурлекар²

¹ *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

² *Tata Institute of Fundamental Research, Мумбай, Индия*
skyznetcov@gmail.com

Несмотря на то, что еще с середины 20-го века проводят исследования прохождения света через перфорированные структуры, до сих пор осталось много не разъясненных и спорных вопросов. Новая волна интереса к подобным структурам вызвана недавно возникшей возможностью создавать наноструктурированные материалы.

В данной работе изучены оптические свойства двух типов металлодиэлектрических одномерных дифракционных решеток. Первый тип решеток может быть получен резкой направленными ионными лучами слоя металла, напыленного на поверхность диэлектрической подложки. Второй тип решеток изготавливают с помощью травления дорожек с периодом 660 нм на поверхности диэлектрической подложки (кремний), после чего сверху напыляют металл (Рис.1). Второй тип решетки имеет более сложный профиль, соответственно, спектр с большим числом особенностей. Для решеток экспериментально получены зависимости коэффициента прохождения через структуру от длины волны при различных углах падения [1].

В работе проведены численные расчеты спектров и распределений электромагнитных полей. При этом использован метод связанных Фурье – мод (RCWA), согласно которому уравнения Максвелла решаются в усеченном Фурье пространстве. Метод связанных Фурье-мод подразумевает разбиение структуры на слои с вертикальными стенками. В каждом слое решается задача на собственные вектора и собственные значения для волн Блоха, затем с учетом граничных условий выводится окончательная система алгебраических уравнений. Метод связанных Фурье-мод хорошо подходит для решеток с вертикальными стенками. Однако, если структура имеет более сложную структуру, например, если дорожки имеют не вертикальные стенки, следует аппроксимировать набором прямоугольных слоев. Число этих слоев должно обеспечивать устойчивость решения.

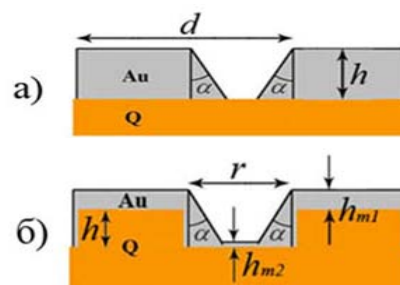


Рис. 1. Металлодиэлектрические решетки первого (а) и второго (б) типа.

Для решеток обоих типов найдены дисперсионные кривые собственных волн методом матрицы рассеяния. Собственными волнами в нашем случае являются: щелевые моды, плазмон-поляритоны на различных границах и вдоль металлических стенок решетки. Формирование плазмон-поляритонов увеличивает эффективную длину взаимодействия падающего света с решеткой, что ведет к увеличению оптических эффектов. Показано, что дисперсионные кривые лежат в областях с резким увеличением коэффициента поглощения.

В процессе изготовления неизбежно возникают отклонения параметров решетки от идеальных. Некоторые отклонения от периодичности и прямоугольного профиля имеют важное значение. Неидеальность параметров решетки может привести как к сглаживанию спектров, так и к новым более выраженным особенностям.

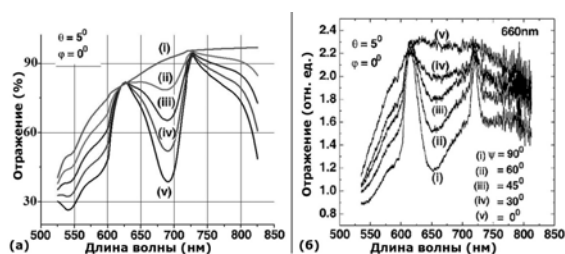


Рис.2. Коэффициент отражения при различных поляризациях падающего излучения, рассчитанный численно (а) и экспериментально (б) для решетки второго типа.

Исследование влияния отклонений от периодичности показало сильное сглаживание спектров отражения и прохождения. Оценена максимальная погрешность параметров решетки для наблюдения резонансных магнитооптических эффектов. Отклонение от прямоугольного профиля возникает в процессе изготовления, например, при попадании металла на стенки решетки. Показано, что отклонение от прямоугольности структуры оказывает сильное влияние на оптические спектры, особенно, в случае решетки второго типа. В то время как для решеток первого типа увеличение угла наклона стенок ведет лишь к уменьшению коэффициента прохождения и не влияет на форму спектров. Численно построены спектры прохождения и отражения для различных поляризаций падающего излучения, приведено сравнение результатов с экспериментом (рис.2). Сделан вывод о возможности применения в области скаттерометрии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 08-02-00717, 09-02-01028, 09-02-92671, 10-02-01391, 10-02-91170) и фонда «Династия».

ЛИТЕРАТУРА

1. A.S. Vengurlekar. // Optics Letters. 2008. V. 33. No 15. 1669-1671.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННЫЕ ВОЛНЫ В ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ СРЕДАХ

Г.Ю. Левкина, А.П. Сухоруков, Д.О. Сапарина, А.Н. Калиш
МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Вдоль границы раздела сред с разным знаком диэлектрических или магнитных проницаемостей могут распространяться поверхностные плазмон-поляритонные волны, представляющие собой связанные колебания электронной плазмы и электромагнитного поля. Такие волны локализованы вблизи поверхности и затухают по обе стороны от нее. В течение долгого времени теоретически и экспериментально было исследовано распространение поверхностных волн вдоль границы металл – диэлектрик. В настоящее время также рассматривается возможность возбуждения плазмонных волн на границе диэлектриков и метаматериалов, обладающих одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями.

Важно отметить, что на границе металла ($\mu=1$) и диэлектрика могут существовать только ТМ моды, в то время как на границе метаматериала и диэлектрика могут существовать либо ТЕ, либо ТМ моды. Таким образом, поверхностные волны могут иметь только строго определенную поляризацию. Поэтому интересным представляется исследовать распространение поверхностных волн на границе оптически активных сред.

Собственными волнами оптически активной среды являются волны с правой и левой круговой поляризацией с различными волновыми векторами:

$$k_{1,2} = k_0 \left[\sqrt{\varepsilon\mu + \frac{k_0^2 \alpha^2 \mu^2}{4}} \pm \frac{\alpha k_0 \mu}{2} \right]. \quad (1)$$

Поэтому в таких средах происходит вращение плоскости поляризации линейно поляризованного света. Оптическая активность веществ может быть обусловлена асимметричным строением молекул, не имеющих ни центра, ни плоскостей симметрии (например, к таким веществам относятся сахара, камфара, винная кислота) или асимметрией сил в кристаллической решётке (например, в кварце или киновари).

В данной работе исследуются поверхностные плазмон-поляритонные волны на границе оптически активных сред с металлами или метаматериалами. Пусть плоскость $z=0$ соответствует границе раздела сред, ось Oz направлена по нормали к ней; а поверхностная волна распространяется вдоль оси Ox . При дальнейшем анализе будем рассматривать общий случай границы двух сред с диэлектрическими и магнитными проницаемостями $\varepsilon_{g,m}$ и $\mu_{g,m}$, не делая упрощений, связанных с тем, что магнитная проницаемость $\mu_{g,m} = 1$.

На границе двух изотропных сред без оптической активности поле поверхностных волн экспоненциально затухает в направлении, перпендикулярном распространению волны:

$$\vec{E} = \vec{E}_j e^{-\gamma_j |z| + i\beta x}. \quad (2)$$

На поверхности оптически активной среды могут существовать не две собственных волны, соответствующие различным значениям волнового вектора, а одна, представляющая собой суперпозицию двух собственных волн:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 e^{-\gamma_1 |z| + i\beta x} + \vec{E}_2 e^{-\gamma_2 |z| + i\beta x}, \quad (3)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_1 e^{-\gamma_1 |z| + i\beta x} + \vec{H}_2 e^{-\gamma_2 |z| + i\beta x}. \quad (4)$$

Важно отметить, что в линейном по коэффициенту гирации α приближении ($\alpha \ll \frac{2}{k_0} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}}$) величина волнового вектора остается такой же, как и в случае отсутствия оптической активности:

$$\beta = k_0 \sqrt{\epsilon_g \epsilon_m \frac{\epsilon_m \mu_g - \epsilon_g \mu_m}{\epsilon_m^2 - \epsilon_g^2}}, \quad (5)$$

где k_0 - величина волнового вектора в вакууме. Коэффициенты локализации в оптически активной среде имеют вид:

$$\gamma_{1,2} = k_0 \epsilon_g \sqrt{\frac{\epsilon_g \mu_g - \epsilon_m \mu_m}{\epsilon_m^2 - \epsilon_g^2}} \mp \alpha \frac{k_0^2 \mu_g}{2\epsilon_g} \sqrt{\frac{\epsilon_m^2 - \epsilon_g^2}{\epsilon_g \mu_g - \epsilon_m \mu_m}}. \quad (6)$$

Поляризация таких волн существенно отличается от волн на границе сред без оптической активности: все шесть компонент электромагнитного поля отличны от нуля. В частности, на границе металл-оптически активная среда ТМ компоненты поля остаются теми же, но также появляются ТЕ компоненты, пропорциональные коэффициенту гирации.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ № 08-02-00717, 09-02-01028. Д.О. Сапарина и А.Н. Калиш также благодарят за финансовую поддержку Фонд «Династия».

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Н. Либенсон // Сорос. образоват. журн., №10, 1996. С. 92
2. Б.А. Князев, А.В. Кузьмин // Вестн. НГУ. Сер.: Физика. 2007. Т. 2. Вып. 1. С. 108.
3. Ф.И Федоров «Теория гиротропии» // Минск, «Наука и техника», 1976. С. 202

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРОСВЕТЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКОВ С ПОМОЩЬЮ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА

С.Г. Моисеев^{1,2}, С.В. Виноградов²

¹Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН

²Ульяновский государственный технический университет
explicit.axiom@gmail.com

Матричные металлодиэлектрические композитные среды, представляющие собой диэлектрик с взвешенными металлическими наночастицами, обладают оптическими характеристиками, не встречающимися у природных веществ [1-3]. В частности, вблизи плазмонного резонанса наночастиц эффективный показатель преломления композита значительно уменьшается (принимает значения ниже 1.3), что может быть использовано для создания новых интерференционных антиотражающих покрытий. В данной работе предложен дизайн такого просветляющего покрытия и исследовано его влияние на энергетические коэффициенты отражения и пропускания плоской поверхности прозрачного диэлектрика.

Прямому применению матричных металлодиэлектрических композитных материалов в качестве классических оптических элементов (призмы, линзы и др.) мешает сильное поглощение света в области плазмонного резонанса в металлических включениях [3,4]. В данной работе с помощью модели эффективной среды определено такое сочетание геометрических (форма, концентрация включений) и материальных (диэлектрические функции матрицы и металлических наночастиц) параметров композитной среды с малым показателем преломления, при котором эффективная глубина проникновения световой волны в композит составляет порядка 10^3 нм. Подобный искусственный материал может представлять собой стеклянную матрицу ($n_m=1.5$) с серебряными включениями в форме сплюснутых сфероидов (дисков), объемная доля которых составляет несколько процентов от объема всего композита.

Аналитические расчеты, основанные на уравнениях модели эффективной среды и уравнениях Эйри, показывают, что размещение на поверхности стекла (показатель преломления $n = 1.5$) композитной пленки толщиной 93 нм дает положительный эффект (см. рис.1, штриховые линии): в широком (>100 нм) спектральном диапазоне интегральная интенсивность отраженного луча уменьшается более чем в 2 раза, при этом минимальное значение отражательной способности, наблюдаемое в области длин волн 470-490 нм, в 20 раз меньше отражательной способности чистой поверхности стекла.

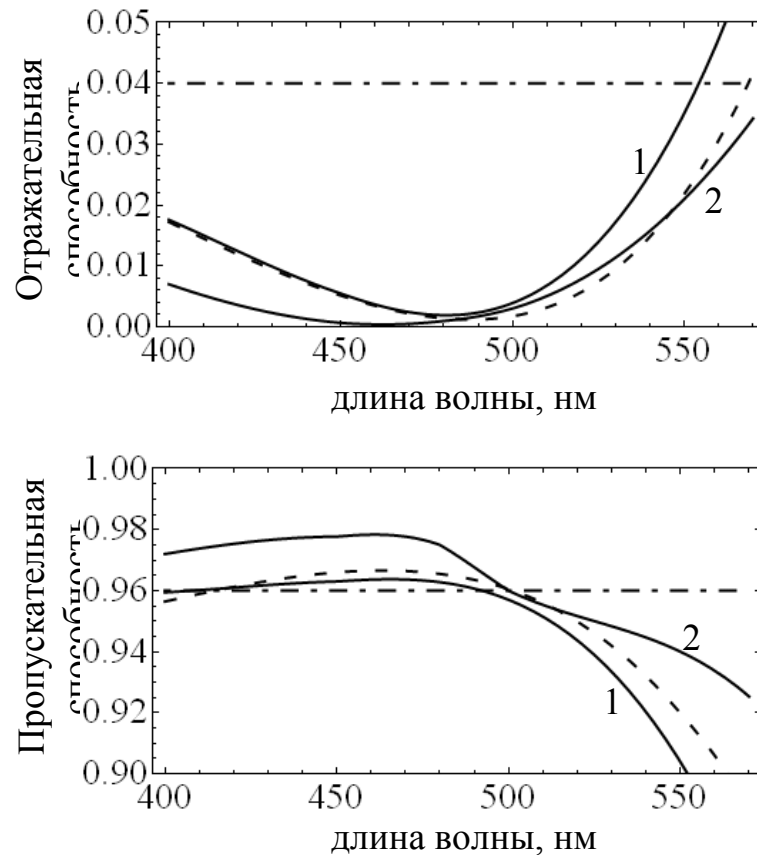


Рис. 1. Отражательная и пропускательная способности структуры с серебряными наночастицами для нормального падения света. Штриховыми линиями показан результат, полученный в рамках модели эффективной среды (квазиэлектростатическое приближение). Результаты точного электродинамического расчета показаны сплошными линиями 1 (частицы, расположенные в 3 слоя, заполняют весь объем поверхностного слоя) и 2 (частицы расположены в один слой на глубине 42 нм). Для сравнения штрих-пунктирными линиями показаны значения отражательной и пропускательной способностей чистой поверхности стекла.

Однако интенсивность преломленной волны при этом возрастает слабо, а ближе к середине видимой области спектра даже уменьшается по сравнению с непросветленным стеклом. Последнее объясняется тем, что часть энергии световой волны, затраченная на возбуждение колебаний облака свободных электронов в наночастицах, переходит в тепловую форму. Таким образом, энергия световой волны частично поглощается диспергированной подсистемой, что не позволяет достичь эффекта полного просветления стеклянной подложки.

В целях верификации предсказаний модели эффективной среды проведено численное моделирование электродинамического взаимодействия световой волны с композитной средой на основе метода конечных элементов (FEM), реализованном в пакете программ для моделирования и решения научных и технических проблем COMSOL

Multiphysics [5]. Методика такого моделирования описана в работах [3,4]. В данной работе исследованы случаи, когда частицы композита образуют упорядоченную пространственную решетку. Так как периоды этой решетки в трех пространственных направлениях могут быть разными, это значительно расширяет количество моделей, удовлетворяющих одному и тому же значению необходимой объемной доли включений, полученному в рамках теории эффективной среды. Используя эту возможность, мы рассмотрели различные варианты распределения наночастиц в диэлектрической матрице. Как следует из представленных на рис. 1 (кривые 1 и 2) результатов, эффект просветления может быть достигнут при различном характере распределения частиц по глубине диэлектрика, но лучшие энергетические характеристики наблюдаются в случае, когда все частицы расположены в одной плоскости, образуя монослой.

Используя численное моделирование, мы провели детальное исследование зависимости отражательной и пропускательной способностей от глубины h , на которой размещается монослой наночастиц. Из представленных на рис. 2 результатов следует, что наиболее оптимальной по интегральным значениям отражательной и пропускательной способности является глубина $h = 52$ нм, для которой большая ширина области просветления, приходящейся на видимую область, сочетается с одним из самых низких значений отражательной способности.

Таким образом, в данной работе продемонстрирована возможность широкополосного просветления поверхности непоглощающих диэлектриков с помощью наночастиц серебра. Показано, что просветляющий слой может представлять собой монослой наночастиц серебра несферической формы, размещенный непосредственно в объеме просветляемого материала. Следует отметить, что подобная технология просветления не требует модифицирования поверхности материала. Поэтому в случае использования стекла, поликарбоната, кварца или других достаточно прочных, химически устойчивых оптических материалов такая среда будет обладать высокими эксплуатационными качествами, в частности, высокой устойчивостью к механическому воздействию, загрязнению, воздействию агрессивных сред. Эта особенность, а также наличие возможности «настройки» спектральной области, в которой френелевское отражение будет ослаблено, за счет использования включений иной формы или из другого материала, делают такие покрытия уникальными в своем роде.

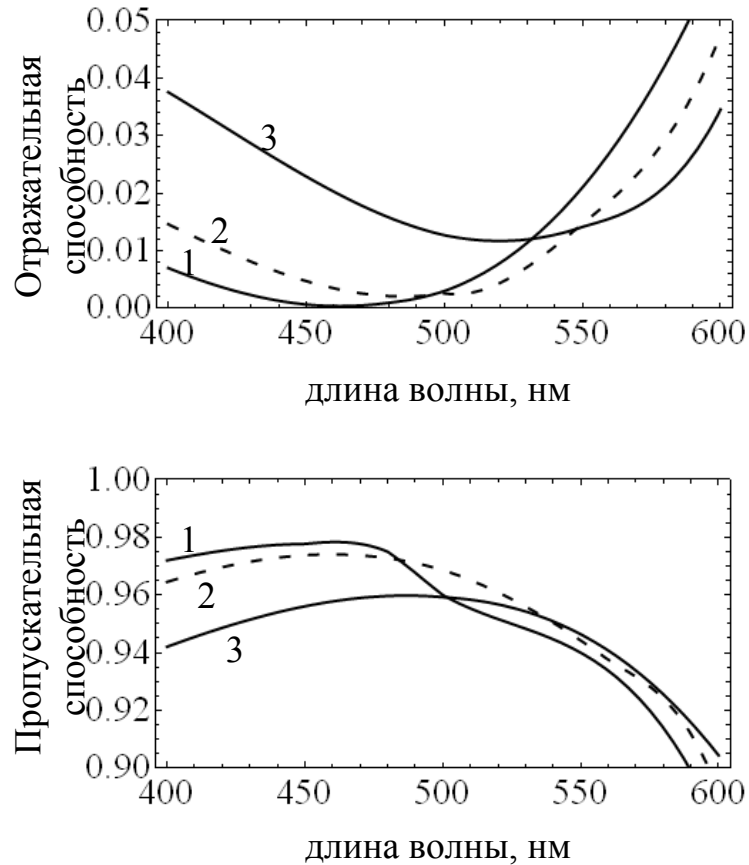


Рис. 2. Результаты точного электродинамического расчета отражательной и пропускательной способностей для стекла ($n = 1.5$) с монослоем серебряных наночастиц, размещенном на глубине $h = 42$ нм (кривая 1), 52 нм (кривая 2), 62 нм (кривая 3).

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы» Федерального агентства по науке и инновациям Министерства образования и науки РФ.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ораевский, И. Проценко // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72. № 9. С. 641-646.
2. С.В. Сухов // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. № 8. С. 741 – 744.
3. С.Г. Моисеев // Известия ВУЗов. Физика. 2009. Т. 52. №11. С. 7-12.
4. С.Г. Моисеев, Е.А. Пашинина, С.В. Сухов // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. № 5. С. 446 – 452.
5. COMSOL Multiphysics (<http://www.comsol.com/products/multiphysics/0>)

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ПЛАЗМОНА И ОПТИМИЗАЦИЯ ЕГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

М.М. Назаров, А.Ю. Рябов

Физический факультет, МГУ им. Ломоносова, Москва, Россия

ryabov@physics.msu.ru

Поверхностные плазмоны (ПП) – волны, распространяющиеся на поверхности металла, вызванные колебаниями газа свободных электронов. Терагерцовый диапазон частот (субмиллиметровые волны) активно развивается сейчас в приложении к спектроскопии. Интерес к ПП обусловлен высокой чувствительностью к свойствам поверхности и большой длиной распространения. Но эти свойства в терагерцовом (ТГц) диапазоне описываются теорией с видимыми отклонениями. Мы измеряли локализацию широкополосного ПП и изучали возможность оптимизировать возбуждение ПП.

В эксперименте использовалась методика импульсной ТГц спектроскопии [1]. На рис. 1 показана схема возбуждения ПП с помощью призмы. После возбуждения ПП распространяется вдоль металлической пластины и попадает на детектор.

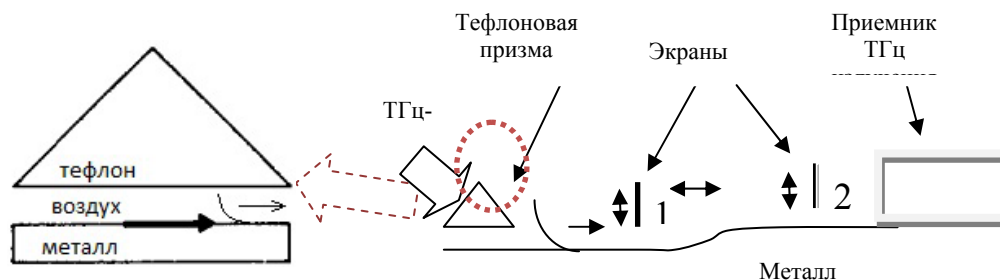


Рис. 1. Схема возбуждения плазмона.

Измерения глубины локализации ПП снаружи металла проводятся с помощью экранов, которые блокируют часть поля ПП на разных расстояниях от поверхности. Экраны также передвигаются вдоль поверхности.

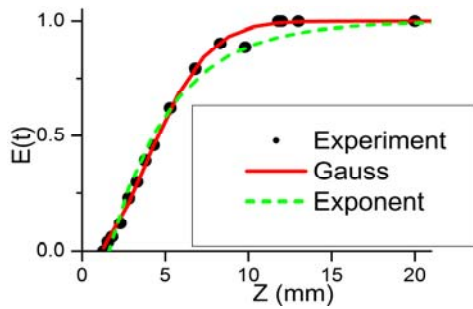


Рис. 2. Зависимость прошедшего поля плазмона от ширины щели экрана 2.

функцией Гаусса оказалась более подходящая. Также была измерена спектральная зависимость глубины локализации ПП (рис. 3), которая

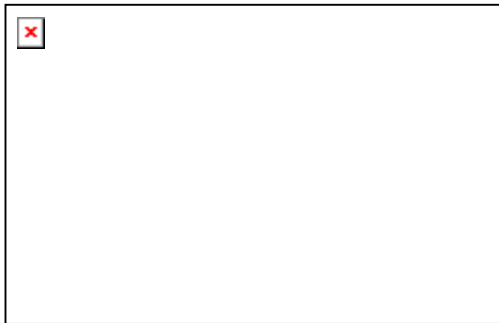


Рис. 3. Зависимость глубины локализации плазмона от частоты.

изменяется медленнее, чем предсказывает теория. Подобную тенденцию расхождений можно проследить в литературе [2]. Мы также рассматривали возможность описания возбуждения спектра широкополосного ТГц ПП через формулы Френеля для трёхслойной системы. Для диэлектрической проницаемости была использована модель Друде [1]. Она согласуется с экспериментами как в инфракрасном [2], так и в ТГц диапазоне [2]. Но спектр отражения ТГц при возбуждении ПП волн качественно отличается от рассчитанного. Важно найти другой подход к описанию возбуждения и распространения ТГц поверхностного плазмона.

Нами наблюдались радиационные плазмоны; часть поля отходила от поверхности при распространении вдоль поверхности. Полученные данные (рис. 2) сравнивались с модельным расчетом. Ожидаемое

распределение поля $\sim e^{-kz}$ не достаточно точно описывает экспериментальные измерения в то время, как аппроксимация

функцией Гаусса оказалась более подходящая. Также была измерена спектральная зависимость глубины локализации ПП (рис. 3), которая изменяется медленнее, чем предсказывает теория. Подобную тенденцию расхождений можно проследить в литературе [2].

Мы также рассматривали возможность описания возбуждения спектра широкополосного ТГц ПП через формулы Френеля для трёхслойной системы. Для диэлектрической проницаемости была использована

ЛИТЕРАТУРА

1. X. -C. Zhang and J. Xu. Introduction to THz wave photonics, Springer, 2010.
2. Mufei Gong, Tae-In Jeon and D. Grischowsky. THz surface wave collapse on coated metal surfaces. // Opt. Express 17, 17088,-17101 (2009).
3. Борн, Вольф // Основы оптики. М.: Наука, 1976.
4. M. A. Ordal, L. L. Long, R. J. Bell, S. E. Bell, R. R. Bell, R. W. Alexander, Jr., and C. A. Ward // Applied Optics. Vol. 22, No. 7, 1 April. 1983.

УСИЛЕНИЕ ОБРАТНОГО ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ В ПЛАЗМОННЫХ СТРУКТУРАХ

Н.Е. Хохлов¹, В.И. Белотелов¹, А.Н. Калиш¹, А.К. Звездин²

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
n.e.khokhlov@gmail.com

В последнее время все больший интерес для практических целей вызывает магнитооптический обратный эффект Фарадея (ОЭФ). В частности, ОЭФ применяется для генерации фемтосекундных импульсов тока и магнитного поля [1].

Для эффективного наблюдения ОЭФ необходимо наличие ненулевого векторного произведения $[\vec{E} \times \vec{E}^*]$ и усиление интенсивности внешнего поля [2].

В представленной работе исследовано усиление ОЭФ в плазмонных пленках. Сначала теоретически рассчитывалось распределение векторного произведения $[\vec{E} \times \vec{E}^*]$ и интенсивности поля при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) – электромагнитных волн особого типа. В отличие от объемных электромагнитных волн, являющихся чисто поперечными, ППП имеют проекцию электрического поля на направление распространения, т.е. являются частично продольными. При этом компонента, направленная вдоль границы раздела сред, и компонента, перпендикулярная этой границе, для электрического поля смещены друг относительно друга по фазе на $\pi/2$.

Следовательно, даже для уединенного ППП модуль $[\vec{E} \times \vec{E}^*]$ не равен нулю, не меняется со временем вдоль всей границы раздела. Также при возбуждении ППП происходит усиление интенсивности электромагнитного поля за счет его локализации в тонком слое вблизи границы раздела двух сред [3]. Таким образом, выполняются условия для усиления ОЭФ. При распространении нескольких ППП вдоль одной поверхности вследствие их интерференции возникает сложное неоднородное распределение интенсивности электромагнитного поля и модуля $[\vec{E} \times \vec{E}^*]$. Следовательно, возбуждая несколько ППП на одной поверхности можно получить области локального усиления ОЭФ. Но из-за затухания ППП результирующее распределение намагниченности (вследствие ОЭФ) будет иметь локальные максимумы разной величины. Для того, чтобы сделать их равными между собой можно использовать многослойные структуры, такие как перфорированный диэлектрик/металл/парамагнетик, перфорированный металл/парамагнетик.

В подобных структурах при определенных условиях возбуждаются ППП, причем периодически вдоль всей поверхности. Поэтому распределения интенсивности поля и модуля $[\vec{E} \times \vec{E}^*]$ имеют локальные максимумы равной величины, что имеет гораздо большую практическую пользу по сравнению со случаем возбуждения отдельных ППП на гладкой поверхности.

В работе с помощью численного моделирования (методом связанных Фурье мод (RCWA)) получены распределения интенсивности электромагнитного поля и модуля произведения $[\vec{E} \times \vec{E}^*]$ после прохождения ЭМ волны через описанные выше многослойные структуры. В тех случаях, когда выполнены условия возбуждения ППП, наблюдалось локальное одновременное усиление и интенсивности электромагнитного поля, и модуля $[\vec{E} \times \vec{E}^*]$.

Таким образом, эффективное усиление ОЭФ может быть достигнуто в многослойных структурах при условии возбуждения в них ППП.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 08-02-00717, 09-02-01028, 09-02-92671, 10-02-01391, 10-02-91170) и фонда «Династия».

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Кругляк М.Е. Портной // Письма в ЖТФ, 2005, том 31, вып. 24. С. 20-23.
2. M.Y.A. Raja, D. Allen, W. Sisk. // Appl. Phys. Lett. 67 (15), 9 October 1995. P. 2123-2125.
3. W.H. Weber, G.W. Ford. // Optical letters. Vol.6, No.3, March 1981. P. 122-124.

УВЕЛИЧЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПЛАЗМОННЫХ НАНОЧАСТИЦ

Н.Е. Хохлов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

n.e.khokhlov@gmail.com

В настоящее время в солнечной энергетике одной из ключевых задач является увеличение эффективности солнечных батарей, что необходимо для расширения области их применения (источники питания мобильных устройств, освещение автострад и т.д.) и для уменьшения стоимости устройства. Эффективность солнечной батареи может быть увеличена оптимальным выбором полупроводникового материала и созданием условий максимального поглощения энергии падающих на элемент световых волн. Последнее достигается путем использования антиотражающих диэлектрических покрытий и системы линз оптического концентратора. Однако данных методов оказывается недостаточно для достижения необходимой эффективности элемента.

Для увеличения коэффициента полезного действия солнечного элемента перспективно использовать плазмонные структуры, в частности, металлические наночастицы на поверхности или внутри кремниевой пленки, нанесение тонкого слоя полупроводника на металлическую перфорированную подложку [1]. В подобных структурах падающий солнечный свет возбуждает поверхностные плазмон-поляритоны (электромагнитные волны особого типа), вследствие чего коэффициент поглощения фотоячейки сильно увеличивается, следовательно, большая часть световой энергии преобразуется в электрическую. Также при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов поглощение света происходит в тонком слое (в десятки и сотни раз тоньше, чем в случае полупроводника без плазмонной структуры), что позволяет использовать более тонкие полупроводниковые пленки, так как при уменьшении таким образом физической толщины поглощающего слоя фотовольтаика его оптическая толщина остается неизменной и коэффициент полезного действия не снижается.

В работе исследована возможность увеличения коэффициента полезного действия солнечного элемента при помощи напыления металлических наночастиц на поверхность полупроводника. Аналитический анализ рассматриваемых структур сильно затруднен из-за электромагнитного взаимодействия наночастиц, которым, как правило,

нельзя пренебречь. Электромагнитное моделирование проведено при использовании метода связанных Фурье мод (RCWA) [2,3]. Сходимость и устойчивость данного метода существенно улучшена путем применения специальных правил факторизации.

В докладе представлен алгоритм оптимизации различных плазмонных структур для фотовольтаиков при помощи численного моделирования; приведены результаты оптимизации поглощающего слоя фотовольтаика при нанесении на него слоя металлических наночастиц; представлены спектры поглощения фотоячейки при различных концентрациях наночастиц. При этом рассмотрены как упорядоченные, так и неупорядоченные системы наночастиц в форме кубиков. Характерный размер наночастиц составляет несколько десятков нанометров, расстояние между ними варьируется в широких пределах от 10 нм до 500 нм. Также рассмотрены случаи полного или частичного погружения наночастиц в полупроводник.

Если в случае упорядоченных структур основную роль играют коллективные эффекты, и на оптические свойства наночастиц оказывают существенное влияние поверхностные плазмон поляритоны, распространяющиеся по двумерной решетке наночастиц, то в случае неупорядоченных систем, большое значение имеют локализованные плазмоны и их рассеяние в направлении полупроводника.

Полученные результаты показывают, что коэффициент поглощения в солнечных элементах с металлическими наночастицами может быть увеличен на 50%-80% путем выбора оптимальных параметров структуры и материала наночастиц.

В дальнейшем предполагается исследовать влияние на коэффициент поглощения в полупроводнике покрытий из металлических решеток. Кроме того, будет рассмотрен случай, когда тонкая пленка из полупроводника нанесена на перфорированную металлическую пленку. Ожидается, что эти структуры также позволят увеличить эффективность солнечных элементов.

ЛИТЕРАТУРА

1. H.A. Atwater and A. Polman // Nature materials. 2010. V. 9. P. 205.
2. L. Li // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2003. V. 5, P. 345.
3. N. Chateau and J.-P. Hugonin // J. Opt. Soc. Am. A. 1994. V. 11. P. 1321.