

Идеальное оптическое просветление композитных пленок, активированных сферическими наночастицами

О. Н. Гадомский, К. К. Алтуни^{†1)}, Н. М. Ушаков*

Ульяновский государственный университет, 432700 Ульяновск, Россия

[†] Ульяновский государственный педагогический университет им. И. Н. Ульянова, 432700 Ульяновск, Россия

* Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 410019 Саратов, Россия

Поступила в редакцию 6 мая 2009 г.

После переработки 6 июля 2009 г.

Показано, что композитная пленка, активированная сферическими наночастицами, может обеспечить идеальное оптическое просветление, когда амплитуда прошедшей световой волны равна амплитуде внешней волны при различных углах падения независимо от оптических свойств подстилающей среды. При этом амплитуда отраженной волны обращается в нуль в широком диапазоне оптических длин волн. Показано, что эффект идеального оптического просветления имеет место при обращении в нуль эффективного комплексного показателя преломления композитной пленки.

PACS: 36.40.Vz, 73.20.Mf, 78.67.Bf

Известны физические и технические проблемы, возникающие при конструировании широкополосных интерференционных оптических просветляющих покрытий, особенно для поверхностей поглощающих сред [1].

В данной статье обращается внимание на возможности металлополимерных композитных пленок в широкополосном оптическом просветлении поверхностей поглощающих и непоглощающих сред.

Предположим, что часть металлических сферических наночастиц радиусом a распределена равномерно в полимерной пленке с показателем преломления n_m с постоянной концентрацией наночастиц N'_0 , тогда фактор заполнения равен

$$q_1 = \frac{4}{3}\pi a^3 N'_0. \quad (1)$$

Другая часть сферических металлических наночастиц объединяется в агрегаты из s_0 частиц с фактором заполнения

$$q_2 = \frac{4}{3}\pi a^3 s_0 N''_0, \quad (2)$$

где N''_0 – концентрация агрегатов. На рис.1 представлен конкретный пример такого распределения наночастиц в полимерной пленке. Представим агрегаты в форме трехмерных “ромашек” (рис.2), в которых число наночастиц $s_0 = 21$.

Тип квантового перехода (электрические дипольные, магнитные дипольные, электрические квадрупольные и т.д.) в квантовой системе, находящейся

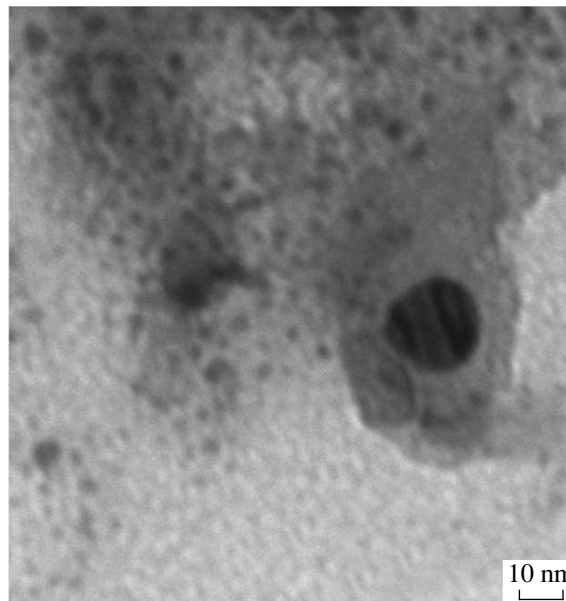


Рис.1. Изображение композитной пленки РММА+Ag размером 100×100 нм, полученное с помощью просвечивающего электронного микроскопа JEM 100B (JEOL) при 75 кВ. Весовое содержание серебра в пленке РММА (полиметилметакрилат) около 1%

во внешнем поле излучения, определяется фактором a/λ , в котором a – размер квантовой системы, λ – длина волны внешнего излучения. При $(a/\lambda) \ll 1$ с высокой степенью точности можно ограничиться рассмотрением лишь электрических дипольных переходов. Фактор a/λ является определяющим и при

¹⁾e-mail: teleportation@yandex.ru

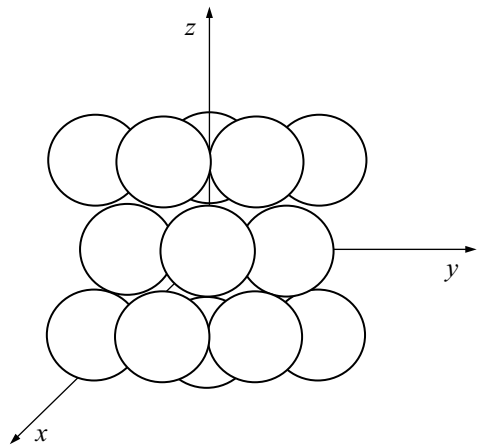


Рис. 2. Модель агрегата из сферических наночастиц серебра в полимерной пленке PMMA. Начало координат находится в центре сферической частицы внутри агрегата из 21 частицы

учете магнитной проницаемости системы в области оптических и более низких частот [2]. В данной статье будем рассматривать сферические наночастицы, для которых условие $(a/\lambda) \ll 1$ хорошо выполняется. Это позволит нам ограничиться рассмотрением лишь диэлектрических свойств композитных пленок.

Вектор поляризации композитной пленки равен

$$\mathbf{P}_2 = \left(q_1 N \alpha_{\text{eff}}^{(c)} + q_2 N \alpha_{\text{eff}} + N_m \alpha_m \right) \mathbf{E} = \chi_2 \mathbf{E}, \quad (3)$$

где N_m , α_m – концентрация и поляризуемость молекул полимерной матрицы, N – концентрация валентных электронов в металлических сферах, \mathbf{E} – вектор напряженности электрического поля оптической волны внутри композитной пленки, $\alpha_{\text{eff}}^{(c)}$ – эффективная поляризуемость валентных электронов в сферах, находящихся в пространстве между агрегатами,

$$\alpha_{\text{eff}}^{(c)} = \frac{\alpha}{1 - (a_T + A_{\perp}^{(c)}) (N\alpha - N_m \alpha_m)}. \quad (4)$$

Квантовая поляризуемость валентных электронов в кластере равна

$$\alpha = \frac{2|\mathbf{d}_0|^2}{\hbar} \frac{1}{\omega_0 - \omega - i(1/T_2')}, \quad (5)$$

где ω – частота внешнего оптического излучения, ω_0 – частота квантового перехода, $1/T_2'$ – полуширина резонанса, \mathbf{d}_0 – эффективный дипольный момент металлической наночастицы. Для полимерной матрицы выполняется формула Лорентц-Лоренца

$$\frac{n_m^2 - 1}{n_m^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} N_m \alpha_m. \quad (6)$$

Формула (4) для эффективной электронной поляризуемости получена в [3] при рассмотрении эффекта оптического просветления монослоя наночастиц на границе полубесконечной среды, полагая $N_m \alpha_m = 0$. Вывод был основан на уравнениях для квантовых диполей, учитывая изолированный резонанс. Такой подход позволяет адекватно описать оптический отклик металлических частиц, обладающих характерным плазмонным резонансом. При этом какого-либо ограничения на ширину резонанса не существует. Это позволяет с помощью электронной поляризуемости (4) рассматривать оптические свойства наночастиц в широком диапазоне длин волн, например, в диапазоне длин волн от 400 до 1200 нм. При этом плазмонный резонанс наночастиц серебра находится в ближней ультрафиолетовой области, то есть вблизи 400 нм.

Величина $A_{\perp}^{(c)}$ учитывает взаимодействие между наночастицами и имеет вид

$$A_{\perp}^{(c)} = N_0' \frac{\pi}{\cos^2 \theta_1} \frac{4\pi}{3} a^3, \quad (7)$$

где θ_1 – угол падения внешнего излучения.

Геометрический фактор a_T учитывает поляризующее влияние валентных электронов в металлическом сферическом кластере и может быть вычислен по методу [4]. Для малых радиусов наночастиц по сравнению с длиной волны $\lambda = 2\pi c/\omega$ внешнего излучения фактор a_T имеет вид [5]:

$$a_T \approx -\frac{4\pi}{3} \left(1 + i \frac{\omega}{c} a \right). \quad (8)$$

В формуле (5) при рассмотрении отклика металлических наночастиц на внешнее поле оптического излучения величины ω_0 , $1/T_2'$, \mathbf{d}_0 , которые определяют вклад в поляризуемость, играют роль эффективных параметров. Сравнение формулы для сечения рассеяния света, полученной в радиационной модели металлического кластера [5], с экспериментальными данными работы [6] позволяет определить численные значения параметров $|\mathbf{d}_0|$, ω_0 и $1/T_2'$, зависящие от радиуса сфер.

Эффективная поляризуемость α_{eff} в (3) по внешнему виду совпадает с (4), однако вместо $A_{\perp}^{(c)}$ следует вставить величину $A_{\perp}^{(c)} \beta$, где β – структурный фактор, учитывающий взаимодействие между дискретно распределенными сферами в агрегате в точке наблюдения поля с радиус-вектором $\mathbf{r}_i(x_i, y_i, z_i)$, который имеет вид

$$\beta = 1 + \frac{1}{A_{\perp}^{(c)}} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_i). \quad (9)$$

Предположим, что все локальные дипольные моменты в “ромашке” ориентированы вдоль оси y , тогда геометрический фактор a_{R_j} , вычисленный согласно [7], принимает вид:

$$a_{R_j}(\mathbf{r}_i) = \frac{4\pi}{3} a^3 \frac{3(y_i - y_j)^2 - R_j^2}{R_j^5}, \quad (10)$$

$$R_j^2 = (x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + (z_i - z_j)^2,$$

где x_j, y_j, z_j – координаты центров j -х сфер относительно начала системы координат в центре центральной сферы “ромашки”, $R_j = 2a$, поскольку все сферы в “ромашке” касаются друг друга. Для точки наблюдения поля, находящейся в центре центральной сферы “ромашки” с радиус-вектором $\mathbf{r}_1(0, 0, 0)$, вычисление дает значение

$$\sum_{j=2}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_1) \approx -3.403, \quad (11)$$

показывающее значительное отличие локального поля в центре агрегата в форме трехмерной “ромашки” от усредненного поля $A_{\perp}^{(c)}$. Если выбирать точки наблюдения поля в центрах других сфер “ромашки”, то получим

$$\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 2}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_2) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 5}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_5) \approx 1.960,$$

$$\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 8}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_8) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 15}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{15}) \approx 7.790,$$

$$\begin{aligned} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 9}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_9) &= \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 10}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{10}) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 12}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{12}) = \\ &= \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 13}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{13}) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 16}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{16}) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 17}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{17}) = \end{aligned}$$

$$= \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 19}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{19}) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 20}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{20}) \approx 6.083,$$

$$\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 3}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_3) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 4}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_4) =$$

$$= \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 6}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_6) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 7}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_7) \approx -1.021,$$

$$\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 11}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{11}) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 14}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{14}) =$$

$$= \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 18}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{18}) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 21}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{21}) \approx 4.470.$$

В эффекте идеального оптического просветления композитных пленок, активированных сферическими наночастицами, необходимо, чтобы эффективная поляризуемость α_{eff} принимала большие значения. Это означает, что основной вклад в этот эффект будут вносить центральные наночастицы, для которых локальное поле определяется большим отрицательным фактором (11). Остальные наночастицы в “ромашке”, для которых эти факторы принимают большие положительные значения или малые отрицательные значения, дают пренебрежимо меньший вклад в рассматриваемый эффект из-за невозможности выполнить резонансные условия в знаменателе α_{eff} .

В данной статье мы рассматриваем частицы малого радиуса, поэтому ограничимся приближенным выражением геометрического фактора $a_{R_j}(\mathbf{r}_1)$ в формуле (9). Для частиц с радиусом $a > 10$ нм следует пользоваться общими выражениями геометрических факторов a_T и a_{R_j} , вычисленными по методу интегральных уравнений в оптике [8].

Для расчета локальных полей в “ромашке” используется дипольное приближение. Это связано с выполнением условия $(a/\lambda) \ll 1$ в рассматриваемом эффекте. Очевидно, что при нарушении этого условия при упаковке частиц в плотный кластер становится существенной неоднородность локального поля внутри наночастиц и вблизи их поверхностей. Это требует учета степеней a/λ , содержащихся в общих выражениях геометрических факторов a_T и a_{R_j} .

Для случая плотной упаковки наночастиц, находящихся в кластере, условие малости размера наночастиц по сравнению со средним расстоянием между соседними наночастицами в кластере не выполняется. Однако если считать, что возбуждаются только электрические дипольные переходы в системе взаимодействующих наночастиц, составляющих кластер, то полученные результаты остаются справедливыми. Если электрические дипольные переходы запрещены правилами отбора для излучения, то для других типов квантовых переходов полученные результаты остаются справедливыми только на качественном уровне.

Квадрат эффективного комплексного показателя преломления композитной пленки, активированной металлическими наночастицами, равен

$$(n_2 + i\kappa_2)^2 = \frac{1 + \frac{8\pi}{3}\chi_2}{1 - \frac{4\pi}{3}\chi_2}. \quad (12)$$

Из формулы (12) следует, что

$$2n_2\kappa_2 = \frac{4\pi \operatorname{Im} \chi_2}{\left(1 - \frac{4\pi}{3} \operatorname{Re} \chi_2\right)^2 + \left(\frac{4\pi}{3} \operatorname{Im} \chi_2\right)^2}, \quad (13)$$

$$\operatorname{Re} \chi_2 = N_m \alpha_m + \frac{1}{\hbar} \sum_{i=1}^2 \frac{2|\mathbf{d}_0|^2 N q_i \operatorname{Re} \Omega_i}{(\operatorname{Re} \Omega_i)^2 + (\operatorname{Im} \Omega_i)^2},$$

$$\operatorname{Im} \chi_2 = \frac{1}{\hbar} \sum_{i=1}^2 \frac{2|\mathbf{d}_0|^2 N q_i \operatorname{Im} \Omega_i}{(\operatorname{Re} \Omega_i)^2 + (\operatorname{Im} \Omega_i)^2},$$

$$\operatorname{Re} \Omega_1 = \omega_0 - \omega + \frac{N_m \alpha_m}{T_2'} \operatorname{Im} a_T +$$

$$+ \left(N_m \alpha_m (\omega_0 - \omega) - \frac{2|\mathbf{d}_0|^2}{\hbar} N \right) \left(A_{\perp}^{(c)} + \operatorname{Re} a_T \right),$$

$$\operatorname{Im} \Omega_1 = \frac{1}{T_2'} + \frac{N_m \alpha_m}{T_2'} \left(A_{\perp}^{(c)} + \operatorname{Re} a_T \right) -$$

$$- \left(N_m \alpha_m (\omega_0 - \omega) - \frac{2|\mathbf{d}_0|^2}{\hbar} N \right) \operatorname{Im} a_T,$$

$$\operatorname{Re} \Omega_2 = \operatorname{Re} \Omega_1 + N_m \alpha_m (\omega_0 - \omega) \sum_{j=2}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_1) -$$

$$- \frac{2|\mathbf{d}_0|^2}{\hbar} N \sum_{j=2}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_1),$$

$$\operatorname{Im} \Omega_2 = \operatorname{Im} \Omega_1 + \frac{N_m \alpha_m}{T_2'} \sum_{j=2}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_1).$$

Причем для действительной и мнимой частей геометрического фактора a_T можно пользоваться приближенными формулами

$$\operatorname{Re} a_T \approx -\frac{4\pi}{3}, \quad \operatorname{Im} a_T \approx -\frac{4\pi}{3} \frac{\omega}{c} a.$$

Таким образом, знак величин n_2 и κ_2 определяется знаком $\operatorname{Im} \chi_2$. Функция $\operatorname{Im} \chi_2$ обладает точкой перегиба, разделяющей положительные и отрицательные значения этой функции. При этом местоположение точки перегиба зависит от радиуса частиц. При увеличении радиуса наночастиц точка перегиба смещается в длинноволновую область оптического спектра. При малых радиусах наночастиц точка перегиба находится в ультрафиолетовой области, поэтому $\operatorname{Im} \chi_2 \geq 0$ в видимой области спектра.

Предположим, что κ_2 является величиной неотрицательной, то есть

$$\kappa_2 \geq 0. \quad (14)$$

Тогда в соответствии с равенством (13) получим, что в зависимости от знака $\operatorname{Im} \chi_2$ действительный показатель преломления n_2 композитной пленки, активированной нанокластерами, может принимать положительные или отрицательные значения, а также может обращаться в нуль, если $\operatorname{Im} \chi_2 = 0$.

Рассмотрим оптические свойства композитной пленки (PMMA+Ag), предполагая, что в ней формируются агрегаты в форме трехмерных “ромашек”. Учитывая результат (8), получим $\beta \approx 1 - 3.403/A_{\perp}^{(c)}$. Если среднее расстояние между поверхностями сферических наночастиц в пространстве между агрегатами равно $\Delta_1 = 2a$, концентрация наночастиц $N'_0 = (2a + \Delta_1)^{-3} = (4a)^{-3}$, то в случае нормального падения внешнего оптического излучения на композитную пленку $\theta_1 = 0$ и $\cos^2 \theta_1 = 1$ получаем $A_{\perp}^{(c)} = \pi^2/48 \approx 0.2056$, и эффективная поляризуемость валентных электронов в агрегатах (4) становится слабо зависящей функцией от длины волны излучения λ в широком спектральном диапазоне $\lambda \geq 400$ нм. Более того, можно достигнуть положительных или отрицательных значений $\operatorname{Re} \chi_2$. При этом $\operatorname{Re} \chi_2$ будет достигать больших значений вследствие стремления знаменателя в формуле (4) к малой величине. Это свойство эффективной поляризуемости можно объяснять как усиление (enhancement) оптических свойств наночастиц, обусловленное их ближне-полным взаимодействием в агрегате. При $\operatorname{Re} \chi_2 > 0$ действительный показатель преломления композитной пленки, согласно формуле (12), становится выше показателя преломления матрицы PMMA, равно $n_m = 1.4896$. Если же $\operatorname{Re} \chi_2 < 0$, то действительный показатель преломления n_2 композитной пленки (PMMA+Ag) становится выше n_m и может достигать нулевого значения. При этом в диапазоне длин волн $\lambda \geq 400$ нм эффективный показатель поглощения κ_2 практически равен нулю.

Гигантское усиление излучения локальных дипольных моментов в агрегатах со структурой трехмерных “ромашек”, находящихся в полимерной пленке, обусловлено следующими причинами. Локальное поле, зависящее от структуры агрегата, примерно на порядок отличается от среднего поля в пространстве между агрегатами. Для рассматриваемой структуры можно пользоваться приближением эффективной среды и вычислить эффективные оптические параметры, такие как диэлектрическая проницаемость, комплексный показатель преломления и поляризуемость композиционных материалов с различными включениями [9]. В результате эффективная поляризуемость валентных электронов в сферических металлических наночастицах внутри агрегатов приоб-

ретаает вид $\alpha_{\text{eff}} = \alpha/\delta$, где δ – малая величина, положительная или отрицательная. Вдали от резонанса $\omega = \omega_0$ эффективная поляризуемость является величиной вещественной и при подстановке ее в формулу (12) можно достичь обращения в нуль действительного показателя преломления композитной пленки.

Амплитуду волны, отраженной от композитной пленки, находящейся на поверхности полубесконечной оптической среды с показателем преломления $n_3 + i\kappa_3$, вычислим по формуле [2]

$$R_{\perp} = E_{\perp}^{(0)} \frac{r_{12} + r_{23} \exp(2i\phi)}{1 + r_{12}r_{23} \exp(2i\phi)}, \quad (15)$$

где $E_{\perp}^{(0)}$ – амплитуда внешней оптической волны,

$$\phi = \frac{\omega}{c} d_2 \sqrt{(n_2 + i\kappa_2)^2 - \sin^2 \theta_1}, \quad (16)$$

r_{12} , r_{23} – френелевские коэффициенты отражения на границах 1–2 и 2–3, соответственно,

$$r_{ik} = \frac{(n_i + i\kappa_i) \cos \theta_i - (n_k + i\kappa_k) \cos \theta_k}{(n_i + i\kappa_i) \cos \theta_i + (n_k + i\kappa_k) \cos \theta_k},$$

i , k – индексы, нумерующие среду, θ_1 – угол падения в среде 1, показатель преломления $n_1 + i\kappa_1 = 1$, θ_2 – угол преломления в среде 2, d_2 – толщина пленки, θ_3 – угол преломления в среде 3. Амплитуда s -поляризованной волны, прошедшей через композитную пленку в среду 3, определяется как

$$T_{\perp} = E_{\perp}^{(0)} \frac{d_{23} d_{12} \exp(i\phi)}{1 + r_{12}r_{23} \exp(2i\phi)}, \quad (17)$$

где d_{12} , d_{23} – френелевские коэффициенты пропускания на границах 1–2, 2–3, соответственно,

$$d_{ik} = \frac{2(n_i + i\kappa_i) \cos \theta_i}{(n_i + i\kappa_i) \cos \theta_i + (n_k + i\kappa_k) \cos \theta_k}.$$

В работе [3] было выведено условие просветления монослоя наночастиц и границы раздела двух сред, когда амплитуда отраженной волны обращается в нуль в широком диапазоне оптических длин волн. Предположим, что и в рассматриваемой граничной задаче амплитуда отраженной волны (15) обращается в нуль. Тогда из формулы (15) получим равенство

$$r_{12} \exp(-2i\phi) = -r_{23}, \quad (18)$$

которое выполняется при соответствующем эффективном показателе преломления композитной пленки. Подставим (18) в (17) и получим выражение

$$T_{\perp} = E_{\perp}^{(0)} \exp(i\phi), \quad (19)$$

которое выполняется при любых углах падения внешнего излучения на композитную пленку, находящуюся на подложке.

Если подстилающая среда является непоглощающей, то при выполнении условий (18), (19) пленка, активированная металлическими наночастицами, становится сверхпрозрачной, то есть невидимой для наблюдателя, находящегося в среде 1. Если же полубесконечная среда 3 является поглощающей, то наблюдатель в среде 1 будет воспринимать среду 3 с композитной пленкой как абсолютно черное тело.

На рис.3 представлены значения оптического пропускания толстых (порядка 50 мкм) композитных

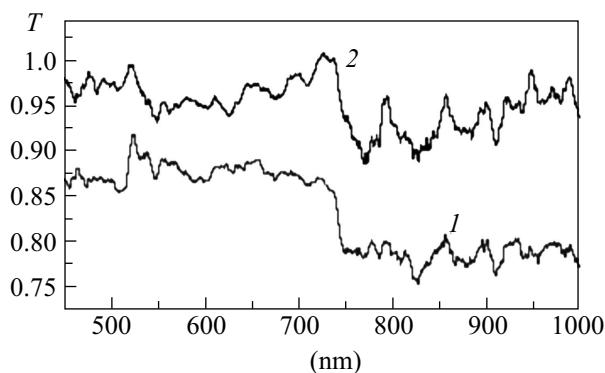


Рис.3. Спектр оптического пропускания толстых композитных пленок (PMMA+Ag) на поверхности стекла. Весовое содержание серебра в композитной пленке PMMA около 1%. Толщина подложки равна 2 мм. Цифрами обозначены: 1 – образец композитной пленки PMMA с нанокластерами серебра толщиной 40 мкм, 2 – образец композитной пленки PMMA с нанокластерами серебра толщиной 25 мкм

пленок (PMMA+Ag) на поверхности подложки толщиной 2 мм из химического стекла (пропускание около 70–80%). Фотоприемник настроен на длину волны 1200 нм. Как видно из рис.3, пропускание структуры (PMMA+Ag)/glass практически совпадает с пропусканием оптического канала, то есть эта структура является сверхпрозрачной благодаря оптическому просветлению в композитной пленке.

Условия идеального оптического просветления (18), (19) могут быть реализованы при $n_2 \approx 0$, $\kappa_2 \approx 0$. В этом случае $r_{12} \approx 1$, $r_{23} \approx -1$, $\exp(i\phi) \approx 1$. Подставляя эти значения в формулу (15), получим неопределенность типа (0/0), которая, однако, легко устраняется. В результате получим, что

$$R_{\perp} = 0, T_{\perp} = E_{\perp}^{(0)}. \quad (20)$$

При когерентном сложении амплитуд оптических полей внутри композитной пленки получим выполне-

ние закона сохранения $|T_{\perp}|^2 = |E_{\perp}^{(0)}|^2$, согласно которому все оптическое излучение без поглощения в пленке проходит в подстилающую среду. При этом эффект идеального оптического просветления не зависит от углов падения внешнего излучения, оптических свойств подстилающей среды и толщины пленки.

Итак, в данной статье доказано, что оптические свойства композитных пленок, активированных сферическими наночастицами, в значительной степени определяются структурным фактором, учитывающим ближнепольное взаимодействие наночастиц в агрегатах. В данной статье рассмотрена модель агрегатов в форме “ромашек”, изображенных на рис.2. Малые изменения в этом взаимодействии приводят к значительным изменениям эффективного показателя преломления композитной пленки по сравнению с показателем преломления диэлектрической матрицы, например, матрицы полиметилметакрилата (РММА). Как показано в данной статье, эффективный комплексный показатель преломления композитных пленок может достигать нуле-

вого значения в широком диапазоне длин волн видимого и ближнего инфракрасного спектров. Такие метаструктурные материалы могут найти применение, например, при конструировании универсальных идеальных просветляющих покрытий для повышения эффективности солнечных элементов, солнечных панелей, счетчиков фотонов.

1. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, М.: Наука, 1978.
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Физматгиз, 1959.
3. О. Н. Гадомский, А. С. Шалин, *ЖЭТФ* **132**, 870 (2007).
4. О. Н. Гадомский, А. С. Кадочкин, *Оптика и спектроскопия* **94**, 504 (2003).
5. О. Н. Гадомский, А. С. Шалин, *ЖЭТФ* **131**, 5 (2007).
6. Н. Tamagu, Н. Kuwata, Н. Miyazaki, and К. Miyano, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 1826 (2002).
7. Ч. Киттель, *Введение в физику твердого тела*, М.: Физматгиз, 1962.
8. О. Н. Гадомский, *УФН* **170**, 1145 (2000).
9. А. П. Виноградов, А. В. Дорофеенко, С. Зухди, *УФН* **178**, 511 (2008).