

ГЕНЕРАЦИЯ ЭКСИТОНОВ И ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА МОЛЕКУЛАМИ В ОБОЛОЧКЕ СЛОИСТОЙ КОМПОЗИТНОЙ НАНОСТРУКТУРЫ С ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПРОВОДЯЩЕЙ ЧАСТЬЮ

Кучеренко М.Г., Чмерева Т.М.

Центр лазерной и информационной биофизики,
Оренбургский государственный университет, г. Оренбург

При использовании слоистых композитных наноструктур в фотонике важным фактором управления их свойствами служит внешнее магнитное поле [1]. Наличие проводящих компонентов в структуре обуславливает магниточувствительность системы даже в отсутствие у нее ферро- или парамагнитных свойств. Это связано с зависимостью диэлектрической проницаемости электронной плазмы проводника от вектора индукции $\mathbf{B}$ внешнего магнитного поля [2]. В приближении холодной замагниченной плазмы тензор $\tilde{\epsilon}^{(i)}(\omega|\mathbf{B})$ диэлектрической проницаемости в декартовой системе координат ($\mathbf{B} = B_z \mathbf{n}_z$) записывается в виде

$$\tilde{\epsilon}^{(i)}(\omega|\mathbf{B}) = \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} & ig & 0 \\ -ig & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где компоненты тензора

$$\epsilon_{\perp}(\omega|\mathbf{B}) = 1 - \frac{\omega_p^2(\omega + i\gamma)}{\omega[(\omega + i\gamma)^2 - \Omega_L^2]}, \quad \epsilon_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad g(\omega|\mathbf{B}) = \frac{\omega_p^2 \Omega_L}{\omega[(\omega + i\gamma)^2 - \Omega_L^2]} \quad (2)$$

а параметры

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m}} \quad - \quad \text{ленгмюровская (плазменная) частота}, \quad \Omega_L = \frac{e|\mathbf{B}|}{mc} \quad - \quad \text{ларморовская (циклотронная) частота электрона в магнитном поле индукции } \mathbf{B}.$$

Тензоры, определяющие конфигурацию поля цилиндрического слоистого композита

Рассмотрим композитную слоистую систему с цилиндрической симметрией. Неполный анализ случая сферического композита проводился нами ранее в [3], но и он может быть полностью завершен по аналогии с решением задачи для цилиндрической системы, приведенным ниже. Как и в случае слоистого шара, большой интерес для ряда приложений представляет тензор поляризуемости $\tilde{A}(\omega|\mathbf{B})$ композита (в расчете на единицу его длины) в однородном поле $\mathbf{E}_0$, посредством которого удобно производить

расчет характеристик ближнего поля снаружи цилиндра – у поверхности его внешнего слоя. Определим в цилиндрической системе координат (выбираем в качестве оси Z ось цилиндра) потенциалы $\Phi_j(r, \theta, z)$, $j=1,2,3$ поля во всех областях, отображенных на рис. 1. Выражения для этих потенциалов записываем по аналогии с ранее рассмотренным сферическим случаем и известной изотропной слоистой аксиальной системой, заменяя все скалярные коэффициенты изотропного случая их тензорными аналогами. Таким образом, подобно выражениям, приведенным в [3], можем записать

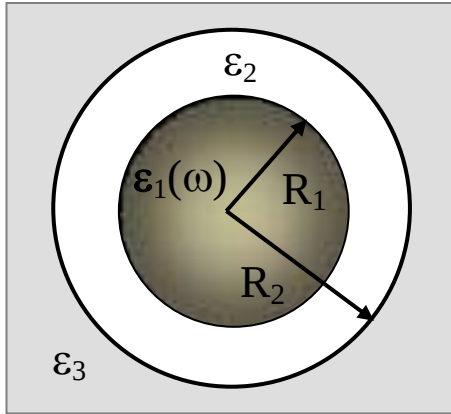


Рис. 1. Структура коаксиального слоистого нанокompозита с проводящей жилой и диэлектрической оболочкой, помещенного в диэлектрическую среду с проницаемостью ε_3 .

$$\Phi_1(r, \theta, z) = -\vec{\mathbf{B}}(\vec{\varepsilon}_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3) \mathbf{E}_0 \mathbf{r}, \quad (3)$$

$$\Phi_2(r, \theta, z) = -\vec{\mathbf{C}}(\vec{\varepsilon}_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3) \mathbf{E}_0 \mathbf{r} + \vec{\mathbf{D}}(\vec{\varepsilon}_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3) \mathbf{E}_0 \mathbf{r} / r^2, \quad (4)$$

$$\Phi_3(r, \theta, z) = -\vec{\mathbf{I}} \cdot \mathbf{E}_0 \mathbf{r} + \vec{\mathbf{A}}(\vec{\varepsilon}_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3) \mathbf{E}_0 \mathbf{r} / r^2. \quad (5)$$

Соотношения между неизвестными тензорами $\vec{\mathbf{A}}, \vec{\mathbf{B}}, \vec{\mathbf{C}}, \vec{\mathbf{D}}$ находим из условий на граничных поверхностях (окружностях) $C(R_1)$ и $C(R_2)$:

$$\Phi_1(R_1, \theta) = \Phi_2(R_1, \theta), \quad \Phi_2(R_2, \theta) = \Phi_3(R_2, \theta), \quad (6)$$

$$\vec{\varepsilon}_1(\omega) \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \right)_{R_1} = \varepsilon_2 \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial r} \right)_{R_1}, \quad \varepsilon_2 \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial r} \right)_{R_2} = \varepsilon_3 \left(\frac{\partial \Phi_3}{\partial r} \right)_{R_2}. \quad (7)$$

Тогда на основе (3)-(5) и (6)-(7) можем получить

$$\vec{\mathbf{B}} = \vec{\mathbf{C}} - \vec{\mathbf{D}} / R_1^2, \quad -\vec{\mathbf{C}} + \vec{\mathbf{D}} / R_2^2 = -\vec{\mathbf{I}} + \vec{\mathbf{A}} / R_2^2, \quad (8)$$

$$\vec{\varepsilon}_1(\omega) \vec{\mathbf{B}} = \varepsilon_2 \vec{\mathbf{C}} + \varepsilon_2 \vec{\mathbf{D}} / R_1^2, \quad \varepsilon_2 \vec{\mathbf{C}} + \varepsilon_2 \vec{\mathbf{D}} / R_2^2 = \varepsilon_3 \vec{\mathbf{I}} + \varepsilon_3 \vec{\mathbf{A}} / R_2^2. \quad (9)$$

Последовательно исключая из (8) и (9) посредством линейных преобразований тензоры $\vec{\mathbf{D}}, \vec{\mathbf{C}}, \vec{\mathbf{B}}$, получаем для тензора $\vec{\mathbf{A}}$ дипольной поляризуемости единицы длины слоистого композитного цилиндра с анизотропной жилой следующее выражение

$$\begin{aligned} \vec{\mathbf{A}}(\vec{\varepsilon}_1(\omega|\mathbf{B}), \varepsilon_2, \varepsilon_3) = & \left[(\vec{\varepsilon}_1(\omega|\mathbf{B}) + \varepsilon_2)(\varepsilon_2 - \varepsilon_3) + (\vec{\varepsilon}_1(\omega|\mathbf{B}) - \varepsilon_2)(\varepsilon_2 + \varepsilon_3)\xi^2 \right] \times \\ & \times \left[(\vec{\varepsilon}_1(\omega|\mathbf{B}) + \varepsilon_2)(\varepsilon_2 + \varepsilon_3) + (\vec{\varepsilon}_1(\omega|\mathbf{B}) - \varepsilon_2)(\varepsilon_2 - \varepsilon_3)\xi^2 \right]^{-1} R_2^2, \end{aligned} \quad (10)$$

где $\xi = R_1 / R_2$. Тензор $\vec{\mathbf{B}}(\vec{\varepsilon}_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3)$, определяющий на основе (3) однородное поле в приосевой области может быть найден на основе следующего равенства

$$\left[\vec{\varepsilon}_1(\omega) + \varepsilon_2 \vec{\mathbf{I}} \right] \vec{\mathbf{B}}(\omega) = -(\varepsilon_2 - \varepsilon_3) \vec{\mathbf{A}}(\omega) / R_2^2 + (\varepsilon_2 + \varepsilon_3) \vec{\mathbf{I}}. \quad (11)$$

Вектор $\mathbf{E}_1$ напряженности однородного поля в приосевой области (в корде) композита, вообще говоря, не коллинеарен вектору $\mathbf{E}_1 = \vec{\mathbf{B}}(\vec{\varepsilon}_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3) \mathbf{E}_0$.

Если проводящей в композите является оболочка, а корд – диэлектрический, действуя аналогичным образом для тензора $\vec{\mathbf{A}}(\varepsilon_1, \vec{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}), \varepsilon_3)$ поляризуемости слоистого цилиндрического композита с замагниченной проводящей оболочкой получаем

$$\begin{aligned} \vec{\mathbf{A}}(\varepsilon_1, \vec{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}), \varepsilon_3) = & \\ = & \left[(\varepsilon_1 + \vec{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}))(\vec{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}) - \varepsilon_3) + (\varepsilon_1 - \vec{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}))(\vec{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}) + \varepsilon_3)\xi^2 \right] \times \\ & \times \left[(\varepsilon_1 + \vec{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}))(\vec{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}) + \varepsilon_3) + (\varepsilon_1 - \vec{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}))(\vec{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}) - \varepsilon_3)\xi^2 \right]^{-1} R_2^2. \end{aligned} \quad (12)$$

Потенциал $\Phi_3(r, \theta)$ и напряженность $\mathbf{E}_3(r, \theta)$ поля вблизи слоистого цилиндрического композита с замагниченной оболочкой определяются выражениями

$$\Phi_3(r, \theta) = -\vec{\mathbf{I}} \cdot \mathbf{n}_0 \mathbf{n}_\theta E_0 r + \vec{\mathbf{A}}(\omega|\mathbf{B}) \mathbf{E}_0 \mathbf{n}_\theta / r. \quad (13)$$

$$\mathbf{n}_0 = \mathbf{E}_0 / |\mathbf{E}_0|, \mathbf{n}_\theta = \mathbf{r} / |\mathbf{r}|,$$

$$\mathbf{E}_3(r, \theta) = \mathbf{E}_0 - \vec{\nabla} \vec{\mathbf{A}}(\varepsilon_1, \vec{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}), \varepsilon_3) \mathbf{E}_0 \mathbf{r} / r^2. \quad (14)$$

Картина распределения напряженности поля $\mathbf{E}_3(r, \theta)$ для этого случая представлена на рис. 2 для двух различных частот ω и постоянном магнитном поле индукции $\mathbf{B}=10$ Тл.

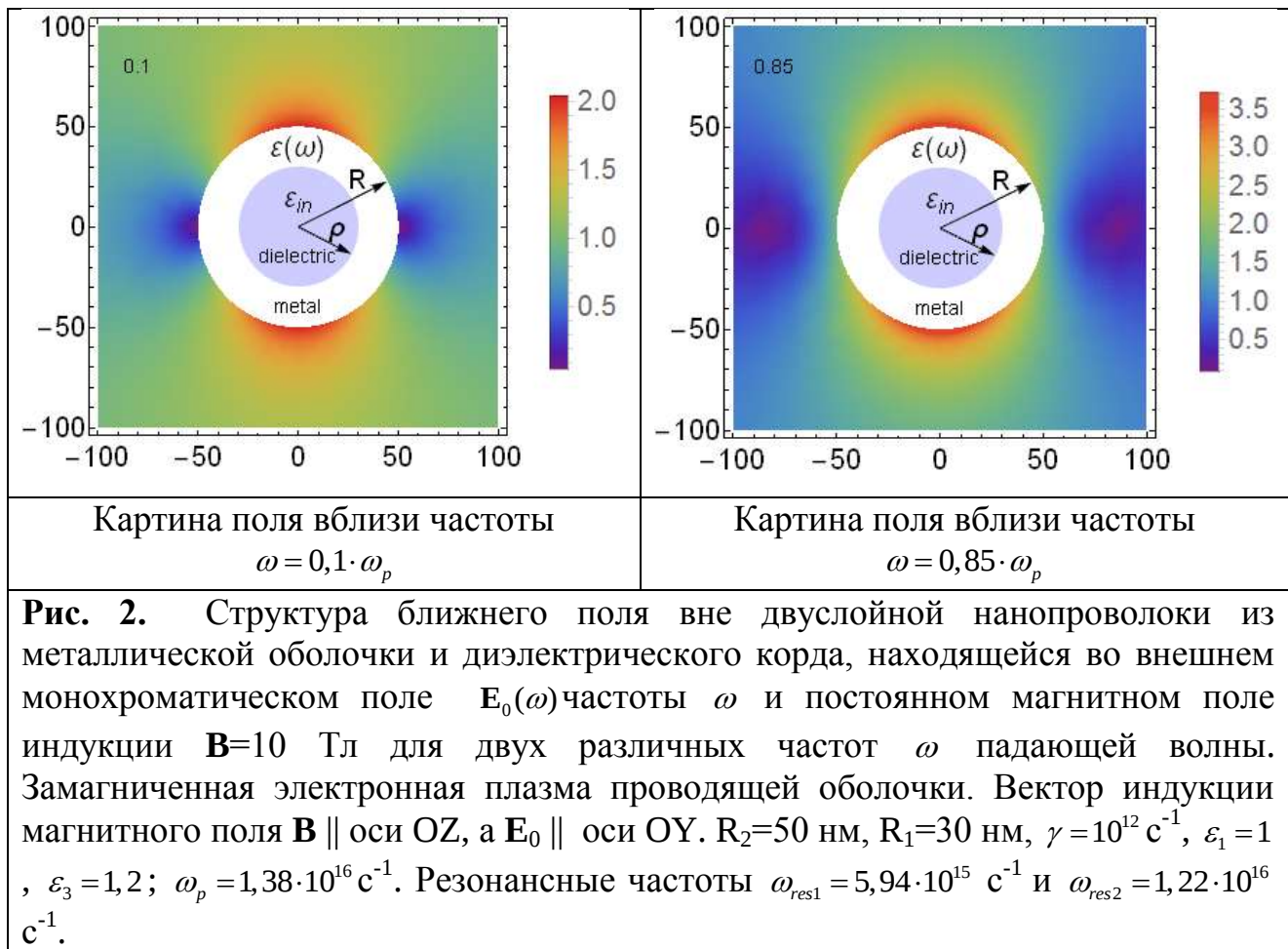
При выключении магнитного поля все тензорные величины редуцируются к своим скалярным прототипам и (10)-(12) трансформируются к выражениям для поляризуемостей изотропного слоистого композита [4]. Тогда скалярный фактор Лоренца $B(\omega)$ усиления поля в корде принимает вид

$$B(\omega) = \frac{\varepsilon_3 + \varepsilon_2(\omega)}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2(\omega)} + \frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2(\omega)}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2(\omega)} \frac{\left[(\varepsilon_1 + \varepsilon_2(\omega))(\varepsilon_2(\omega) - \varepsilon_3) + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2(\omega))(\varepsilon_2(\omega) + \varepsilon_3)\xi^2 \right]}{\left[(\varepsilon_1 + \varepsilon_2(\omega))(\varepsilon_2(\omega) + \varepsilon_3) + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2(\omega))(\varepsilon_2(\omega) - \varepsilon_3)\xi^2 \right]}. \quad (15)$$

Если $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$ (проводящая цилиндрическая оболочка в вакууме) из (15) получаем

$$B(\omega) = \frac{4\varepsilon_2(\omega)}{[\varepsilon_2(\omega) + 1]^2 - [\varepsilon_2(\omega) - 1]^2 \xi^2}, \quad (16)$$

как и в задаче 3 главы 1 известного курса теоретической физики Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшица [5].



Поглощение света молекулой вблизи поверхности слоистого нанопроволоки

Поглощение света молекулой в ближнем поле наноконструкта, помещенного в однородное монохроматическое поле $\mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t)$ будет определяться, в том числе, и той составляющей общего поля, которая

формируется в результате поляризации цилиндрического нанокомпозита. Как и в предыдущем разделе выделим три характерные пространственные области

$$\begin{aligned} 1: & 0 < r < R_1, \quad \varepsilon_1(\omega), \quad \mathbf{E}_1 \\ 2: & R_1 < r < R_2, \quad \varepsilon_2, \quad \mathbf{E}_2(r, \theta) \\ 3: & R_2 < r, \quad \varepsilon_3, \quad \mathbf{E}_3(r, \theta) \end{aligned}$$

в каждой из которых, диэлектрические проницаемости $\varepsilon_1(\omega), \varepsilon_2, \varepsilon_3$ не зависят от координат, а в материалах, заполняющих области 2 и 3, к тому же, отсутствует частотная дисперсия. Поле в центральной жиле композита однородно $\mathbf{E}_1 = \text{const}$, тогда как поля в оболочке и вне композита зависят от полярных координат (r, θ) точек областей 2 и 3.

Если молекула находится вблизи поверхности нанокомпозита (в его ближнем поле), а ее электронный дипольный момент перехода $\mathbf{p}_{if} = \langle i | \hat{\mathbf{p}} | f \rangle$ между основным i и возбужденным f состояниями известен, скорость $w(\omega | r, \theta)$ поглощения фотонов молекулярной системой будет определяться выражением [6]

$$w(\omega | r, \theta) = \frac{2\gamma}{\hbar^2} \frac{|\mathbf{p}_{if} \mathbf{E}_3(r, \theta)|^2}{[(\omega - \omega_{if})^2 + \gamma^2]}, \quad (17)$$

где $\mathbf{E}_3(r, \theta)$ – напряженность результирующего (локального) поля в точке расположения молекулы вне цилиндра с оболочкой ($R_2 < r$), определенная формулой, эквивалентной (14)

$$\mathbf{E}_3(r, \theta) = \mathbf{E}_0 + \tilde{\mathbf{G}}_2(r, \theta) \tilde{\mathbf{A}}(\varepsilon_1(\omega | \mathbf{B}), \varepsilon_2, \varepsilon_3) \mathbf{E}_0, \quad (18)$$

где $\tilde{\mathbf{G}}_2(r, \theta) = r^{-2} [2\mathbf{n} \otimes \mathbf{n} - \tilde{\mathbf{I}}]$ – двумерный тензор Грина квазистатического поля поляризованного цилиндра; ω_{if} – резонансная частота внутримолекулярного радиационного перехода $i \rightarrow f$; γ – ширина Лоренцева контура полосы поглощения молекулы. Другие максимумы в спектре поглощения (16) будут обусловлены плазмонными резонансами тензора $\tilde{\mathbf{A}}(\omega | \varepsilon_1(\omega | \mathbf{B}), \varepsilon_2, \varepsilon_3)$ удельной поляризуемости композитного цилиндра. Второе слагаемое в правой части (18) определяет вклад поля двумерного диполя в напряженность $\mathbf{E}_3(r, \theta)$ суммарного поля вне цилиндра. Подчеркнем, что скорость поглощения фотонов (17), вслед за локальным полем (18), является магнитозависимой величиной. В отсутствие магнитного поля дипольная поляризуемость единицы длины слоистого композитного цилиндра с осевой проводящей жилой из металла со скалярной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1(\omega)$ может быть записана в виде:

$$\alpha(\varepsilon_1(\omega), \varepsilon_2, \varepsilon_3) = \frac{\left[(\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2)(\varepsilon_2 - \varepsilon_3) + (\varepsilon_1(\omega) - \varepsilon_2)(\varepsilon_2 + \varepsilon_3)\xi^2 \right]}{\left[(\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2)(\varepsilon_2 + \varepsilon_3) + (\varepsilon_1(\omega) - \varepsilon_2)(\varepsilon_2 - \varepsilon_3)\xi^2 \right]} R_2^2. \quad (19)$$

Даже в простейшем случае бездисперсионной диэлектрической оболочки ее наличие в композите приводит к смещению частоты плазмонного резонанса для поляризуемости (19), что дает возможность плавной настройки поглощения энергии электромагнитного поля молекулой, размещенной на внешней поверхности слоистой наноструктуры.

Поглощение света молекулой, внедренной в оболочку композитного наноцилиндра. Трансформационные тензоры слоистого наноцилиндра

Если фотоактивная молекула инкорпорирована в оболочку композита, скорость поглощения ею энергии электромагнитного поля будет определяться не только эффективной поляризуемостью $\tilde{\mathbf{A}}(\omega | \varepsilon_1(\omega | \mathbf{B}), \varepsilon_2, \varepsilon_3)$ системы, а другими, более сложными трансформационными тензорами $\tilde{\mathbf{D}}, \tilde{\mathbf{C}}, \tilde{\mathbf{B}}$, связанными с тензором $\tilde{\mathbf{A}}$.

Тензор $\mathbf{B}$ уже был определен ранее равенством (11). Тензор $\mathbf{D}$ находим складывая равенства (8)

$$\tilde{\mathbf{D}} = \left[\tilde{\mathbf{B}} - \tilde{\mathbf{I}} + \tilde{\mathbf{A}} / R_2^2 \right] \left[1 / R_2^2 - 1 / R_1^2 \right]^{-1}. \quad (20)$$

Наконец для тензора $\mathbf{C}$ получаем

$$\tilde{\mathbf{C}} = \tilde{\mathbf{B}} + \tilde{\mathbf{D}} / R_1^2. \quad (21)$$

Локальное поле $\mathbf{E}_2(r, \theta)$ внутри оболочечного слоя неоднородно и определяется выражением

$$\mathbf{E}_2(r, \theta) = \vec{\nabla} \left[\tilde{\mathbf{C}}(\varepsilon_1(\omega | \mathbf{B}), \varepsilon_2, \varepsilon_3) - \tilde{\mathbf{D}}(\varepsilon_1(\omega | \mathbf{B}), \varepsilon_2, \varepsilon_3) / r^2 \right] \mathbf{E}_0 \mathbf{r}, \quad (22)$$

где тензоры $\tilde{\mathbf{C}}(\varepsilon_1(\omega | \mathbf{B}), \varepsilon_2, \varepsilon_3)$ и $\tilde{\mathbf{D}}(\varepsilon_1(\omega | \mathbf{B}), \varepsilon_2, \varepsilon_3)$ связаны друг с другом соотношением (21), а тензор $\mathbf{B}$ определен равенством (11).

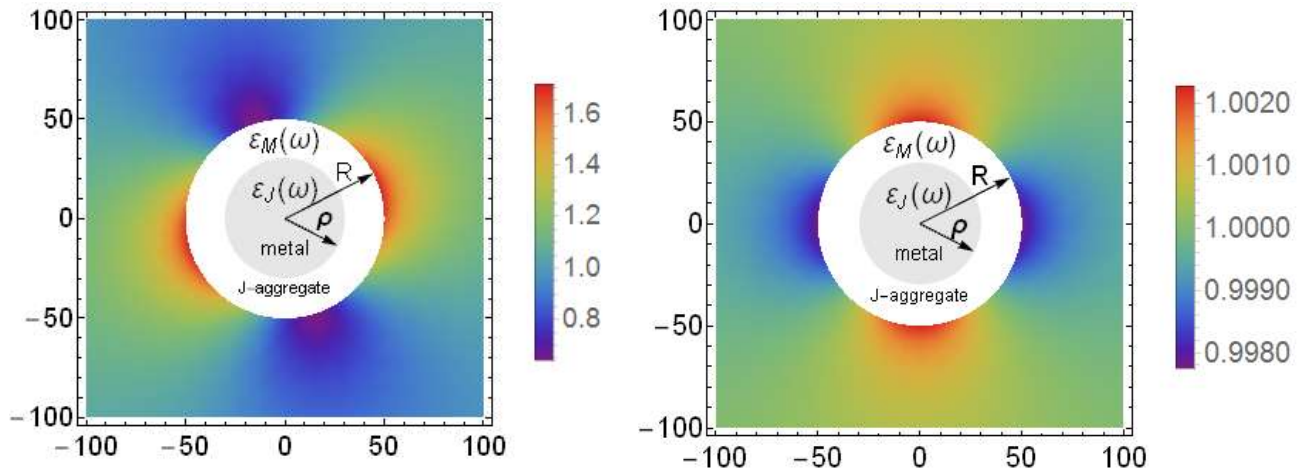
Заметим, что все трансформационные тензоры $\tilde{\mathbf{B}}, \tilde{\mathbf{C}}, \tilde{\mathbf{D}}$ (как и тензор поляризуемости $\tilde{\mathbf{A}}(\omega | \varepsilon_1(\omega | \mathbf{B}), \varepsilon_2, \varepsilon_3)$) зависят от индукции внешнего магнитного поля. Скорость $w(\omega | R_2 > r > R_1, \theta)$ поглощения фотонов молекулами, внедренными в диэлектрическую оболочку цилиндрического нанокомпозита будет по-прежнему определяться выражением (17), однако

вместо поля $\mathbf{E}_3(r, \theta | \mathbf{B})$ в нем теперь должна фигурировать величина $\mathbf{E}_2(r, \theta | \mathbf{B})$ – напряженность локального электрического поля в точке расположения молекулы внутри оболочечного слоя $R_2 > r > R_1$.

Поглощение света молекулами и скорость генерация экситонов Френкеля в оболочечном слое молекулярных J – агрегатов композитного наноцилиндра

В случае, когда проводящий наноцилиндр окружен оболочкой из органических молекул (например, цианиновых красителей), сгруппированных в J-агрегаты, образуется квазикристаллический слой, представляющий собой однородно поглощающую свет систему, с генерацией в этом слое экситонов Френкеля. В этом случае, скорость $w(\omega | R_1, R_2)$ поглощения фотонов оболочкой цилиндрического нанокомпозита будет определяться интегралом от квадрата напряженности $\mathbf{E}_2(r, \theta)$ локального поля в слое толщиной $\Delta R = R_2 - R_1$ [4]

$$w(\omega | R_1, R_2) = \frac{\omega}{2\pi} \int_{R_1}^{R_2} \text{Im } \varepsilon_2(\omega) |\mathbf{E}_2(r, \theta | \omega)|^2 \pi d\theta r dr. \quad (23)$$



Картина поля вблизи резонансной частоты $\omega_{res1} = 0,721 \cdot \omega_p$

Картина поля вблизи резонансной частоты $\omega_{res2} = 0,6 \cdot \omega_p$

Рис. 3. Картина распределения напряженности ближнего поля вне слоистого поляризованного наноцилиндра с оболочкой из молекулярных J-агрегатов и замагниченной электронной плазмы проводящего корда. Индукция магнитного поля $B=10$ Тл, $\mathbf{B} \parallel$ оси OZ , $\mathbf{E}_0 \parallel$ оси OY . $R_2=50$ нм, $R_1=30$ нм, $\gamma=10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\Omega^2 F = 3 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $\omega_{res}(0) = 4,61 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $\Gamma = 10^{11} \text{ с}^{-1}$

Диэлектрическая проницаемость ε_2 покрывающего слоя в этом случае имеет сильную частотную зависимость, обусловленную наличием экситонных мод в кристаллоподобном материале оболочки [7]

$$\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\Omega^2 F}{[\omega + i\Gamma(\omega)]^2 - \omega_{res}^2(0)}, \quad (24)$$

где ε_0 – диэлектрическая проницаемость, обусловленная всеми другими состояниями электронов, кроме экситонных состояний; $\Gamma(\omega)$ – скорость релаксации, обусловленная взаимодействием экситонов с фононами; Ω^2 – квадрат «плазменной частоты» электронов оболочечного слоя; F – сила осциллятора экситонного перехода; $\omega_{res}(0)$ – частота середины экситонной зоны – с нулевым волновым вектором $\mathbf{k}$. Далее в расчетах использовались значения частотных параметров экситонов, характерные для органических молекулярных кристаллов: $\Omega^2 F = 3 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $\Gamma = 10^{11} - 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $\omega_{res}(0) = 10^{15} \text{ с}^{-1}$ [7]. Заметим, что использование для расчетов скорости поглощения композитом энергии иницирующего поля $\mathbf{E}_0$ мнимой части удельной поляризуемости $\text{Im} \alpha(\omega | \varepsilon_1(\omega), \varepsilon_2(\omega), \varepsilon_3)$ дает величину *полной* скорости поглощения, с учетом и той части энергии, которая диссипирует в металле композита при затухании его плазмонных мод. С другой стороны, выражение (23) учитывает лишь поглощение энергии иницирующего поля оболочкой композита и непосредственно дает скорость генерации экситонов в ней. В качестве примера на рис. 3 представлены карты распределения напряженности *ближнего поля вне слоистого поляризованного наноцилиндра* с оболочкой из молекулярных J-агрегатов и замагниченной электронной плазмой ($B=10$ Тл) проводящего корда для двух различных частот ω , близких к резонансным. Высокочастотный резонанс может считаться условно плазмонным, и именно для него влияние магнитного поля является наиболее отчетливо выраженным [8].

В спектре поляризуемости $\text{Im}(\alpha)$ проводящего цилиндра с диэлектрической оболочкой, на плазмонной частоте возникает резонанс, обусловленный воздействием электрического поля волны на металлическую сердцевину композита. В том случае, когда металлическая жила покрыта слоем молекулярных J-агрегатов, кроме плазмонного пика в диапазоне частот $0.6 \div 0.65 \omega_p$, в низкочастотной области спектра возникают два экситонных резонанса [8]. С увеличением радиуса проводящей жилы, плазмонный резонансный пик увеличивается по амплитуде и смещается в высокочастотную область. Кроме того, с увеличением силы осциллятора экситонного перехода спектральная амплитуда удельной поляризуемости композита в области экситонной полосы увеличивается, а в области плазмонной полосы – уменьшается, при этом экситонные резонансы расходятся по частоте относительно друг друга с большим размахом, нежели плазмонные [8]. С увеличением частоты перехода, отвечающей центру экситонной зоны, экситонная полоса удельной поляризуемости, в свою очередь, смещается в высокочастотную область, при этом происходит и незначительное смещение максимума плазмонной полосы в том же направлении.

Таким образом, в работе получено точное решение задачи о поглощении энергии электромагнитного поля молекулами и кристаллоподобными молекулярными агрегатами, образующими внешнюю оболочку протяженного проводящего наноцилиндра при наличии внешнего магнитного поля.

Приведены аналитические выражения для дипольной поляризуемости композитного наноцилиндра с замагниченной электронной плазмой металлического компонента в прозрачной стеклообразной среде. Учитывалось, что в кристаллоподобных молекулярных оболочках слоистых цилиндров возникают экситоны Френкеля, обуславливающие появление новых резонансов в функции отклика. Дальнейшая безызлучательная трансформация экситонов в аксиально-симметричной системе может быть рассмотрена с помощью методов, изложенных в [9], где проведен анализ релаксации экситонов Ваннье-Мотта в полупроводниковых квантовых нитях.

Авторы благодарны Г.С. Коловертнову за помощь в проведении расчетов полей нанокомпозитов. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и правительства Оренбургской области (проект № 16-42-560671), а также Министерства образования и науки РФ (Госзадание № 233).

Список литературы

1. Kucherenko, M.G. Dynamics and relaxation of excited molecular states in local field of composited nanoparticles and external magnetic field / M.G. Kucherenko // *Russian-Japanese Conference «Chemical Physics of Molecules and Polyfunctional Materials»: Proceedings. OSU. Orenburg. IPK «Universitet». 2014. – P.13-15.*
2. Гинзбург, В.Л. Волны в магнитоактивной плазме / В.Л. Гинзбург, А.А. Рухадзе // М.: Наука. 1975. –256 с.
3. **Кучеренко, М.Г. Локализованные плазмоны в замагниченном наноцилиндре и сферическом слоистом композите с анизотропной сердцевиной или оболочкой / М.Г. Кучеренко // Университетский комплекс как региональный центр образования, науки и культуры: материалы Всероссийской научно-методической конференции. Оренбургский гос. ун-т. – Электрон. дан. –Оренбург: ОГУ, 2016. – С. 1220-1227.**
4. Кучеренко, М.Г. Трансформация энергии в цилиндрической наноструктуре из металлической жилы и коаксиальной оболочки с молекулами люминофора / М.Г. Кучеренко, Т.М. Чмерева // *Журнал приклад. спектр.* 2017.
5. Ландау, Л. Д. Электродинамика сплошных сред. Теоретическая физика. Т.8. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц // М.: Физматлит. 2010. – 656 с.
6. Kucherenko, M.G. Absorption and spontaneous emission of light by molecules near metal nanoparticles in external magnetic field / M.G. Kucherenko, V.M. Nalbandyan // *Physics Procedia* 73 (2015) 136 – 142. doi: 10.1016/j.phpro.2015.09.134 © 2015 The Authors. Published by Elsevier B.V.
7. Давыдов, А.С. Теория твердого тела / А.С. Давыдов. // М.: Наука, 1976. –640 с.
8. Кучеренко, М.Г. Трансформация спектров удельной поляризуемости слоистых нанопроволок в магнитном поле / М.Г. Кучеренко, В.М. Налбандян // *Универ. комплекс как регион. центр образования, науки и культуры : материалы Всерос. науч.-метод. конф. (с междунар. участием), 1-3 февр. 2017 г., Оренбург / Оренбург. гос. ун-т. – Электрон. дан. – Оренбург , 2017. (Настоящий сборник).*

9. Кучеренко, М.Г. Экситон-плазмонное взаимодействие в системе «полупроводниковая квантовая нить - сферическая металлокомпозитная наночастица» / М.Г. Кучеренко, Т.М. Чмерева // В сб.: Универ. комплекс как рег. центр образования, науки и культуры. Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. Оренбург. 2015. С. 1097-1106.

