

## МОДИФИКАЦИЯ СПЕКТРА ДИПОЛЬНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ КЛАСТЕРА ИЗ ДВУХ ПРОВОДЯЩИХ СФЕРИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

На основе выражения, полученного в приближении квазиточечных диполей для тензора дипольной динамической поляризуемости кластера, образованного двумя сфероидальными композитными наночастицами, в монохроматическом электромагнитном поле оптического диапазона частоты, исследованы изменения спектров поляризуемости кластера в постоянных внешних магнитных полях различной величины индукции. Учитывалось, что частицы кластера обладают анизотропными характеристиками, и их собственные поляризуемости, как и диэлектрические проницаемости, представляются тензорами второго ранга.

**Ключевые слова:** поляризуемость кластера из наночастиц, магнитное поле, плазмонные резонансы, анизотропия поляризуемости

Дипольная динамическая поляризуемость системы, находящейся в монохроматическом электромагнитном поле  $\mathbf{E}(\omega)$  частоты  $\omega$ , является ключевой характеристикой процесса взаимодействия системы с полем, определяющей рассеяние волны на поляризующихся частицах и диссипацию энергии поля в результате возникновения затухающих плазмонных колебаний в проводящих телах [1]. В металлических частицах простой формы (шар, эллипсоид) плазмонные колебания изучены достаточно детально [2]–[4]. Исследованы, даже, специальные случаи сфероидальных слоистых композитов [5], [6] и однородных сфероидов во внешнем магнитном поле [7], [8]. Вопрос определения поляризуемости двухчастичных кластеров изучен не столь подробно, хотя в ряде работ [1], [9]–[13] он рассматривался в рамках вводимых допущений (идентичные глобулы, изотропная поляризуемость составляющих кластера). Отметим, что характерным является случай достаточно удаленных друг от друга глобул кластера. Тогда поляризуемость двухчастичной системы, с учетом взаимного влияния частиц друг на друга, может быть определена в приближении взаимодействия квазиточечных диполей [2]. Принятие такого приближения позволяет сформулировать удобный способ построения эффективной поляризуемости нанокластера с учетом анизотропных свойств составляющих его компонентов [13].

При наличии внешнего магнитного поля даже сферические частицы приобретают анизотропные свойства и их дипольная динамическая

поляризуемость становится тензором второго ранга, компоненты которого зависят от вектора  $\mathbf{B}$  индукции магнитного поля [7], [8], [14], [15]. В данной работе исследуется эффективная электрическая поляризуемость кластера из двух металлических частиц сферической формы, находящихся в постоянном магнитном поле, когда они удалены друг от друга на расстояние  $R$ , существенно превышающее радиусы  $R_1, R_2$  каждой из частиц  $R \gg R_1, R_2$ . В этом случае поляризуемость двухчастичного кластера, с учетом взаимного влияния частиц друг на друга, может быть определена в приближении взаимодействия квазиточечных диполей [1], [13]. В случае неидентичных сферических частиц, различающихся как по размерам, так и по составу, для эффективной поляризуемости кластера с индивидуальными тензорными поляризуемостями  $\tilde{\alpha}_1(\omega), \tilde{\alpha}_2(\omega)$  в [13] получено следующее выражение

$$\tilde{\alpha}_{eff}(\omega) = \left[ \mathbf{I} - \tilde{\alpha}_1(\omega)\tilde{\alpha}_2(\omega)\vec{G}(\mathbf{R})\vec{G}(\mathbf{R}) \right]^{-1} \times \left\{ \tilde{\alpha}_1(\omega) \left[ \mathbf{I} + \tilde{\alpha}_2(\omega)\vec{G}(\mathbf{R}) \right] + \tilde{\alpha}_2(\omega) \left[ \mathbf{I} + \tilde{\alpha}_1(\omega)\vec{G}(\mathbf{R}) \right] \right\}. \quad (1)$$

Выражение (1) является базовым для определения тензора  $\tilde{\alpha}_{eff}(\omega)$  поляризуемости двухчастичного кластера через известные тензоры  $\tilde{\alpha}_1(\omega), \tilde{\alpha}_2(\omega)$  поляризуемости изолированных (невзаимодействующих) анизотропных наночастиц, входящих в состав кластера. Кроме однородных металлических глобул в качестве таких частиц могут быть рассмотрены, также, сферические наноконкомпозиты «кор-оболочка», составленные из различных материалов, проводников,

полупроводников, или изоляторов. Помимо этого частицы могут иметь сфероидальную или эллипсоидальную форму, т.е. обладать анизотропными свойствами поляризуемости в результате несферичности их формы [14], [15]. Для случая сферических частиц анизотропия их поляризуемости возникает в результате помещения сферических частиц во внешнее магнитное поле. Как отмечено в [13], выражение (1) справедливо и при учете эффектов запаздывания – в этом случае необходимо использовать для диадических (тензорных) функций Грина  $G(\mathbf{R})$  соответствующие выражения [1], [16].

Помимо изменения характеристик электромагнитного поля вне кластера эффективная поляризуемость  $\tilde{\alpha}_{eff}(\omega)$  кластера определяет и диссипацию энергии поля в результате возникновения затухающих плазмонных колебаний в проводящих телах [1], [13], [16]. Определяемый ниже коэффициент диссипации оказывается зависящим как от величины индукции  $B$  магнитного поля, так и от направления вектора  $B$  по отношению к оси кластера.

**Сферические частицы и наноконпозиты во внешнем магнитном поле**

Зависимость поляризуемости  $\tilde{\alpha}(\omega | \mathbf{B})$  проводящей частицы от индукции  $B$  магнитного поля обусловлена следующим обстоятельством. Диэлектрическая проницаемость  $\tilde{\epsilon}^{(i)}(\omega | B)$  замагниченной плазмы металла отличается от проницаемости  $\tilde{\epsilon}^{(i)}(\omega)$  этого металла в отсутствие магнитного поля. Ненулевые компоненты тензора второго ранга  $\tilde{\epsilon}^{(i)}(\omega | B)$  диэлектрической проницаемости металла в магнитном поле ин-

дукции  $B$  были определены В.Л. Гинзбургом в его теории замагниченной плазмы [17]

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{\perp} &= 1 - \frac{\omega_p^2(\omega + i\gamma)}{\omega[(\omega + i\gamma)^2 - \Omega_L^2]}, \\ \epsilon_{zz} = \epsilon_{\parallel} &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}. \end{aligned} \quad (2)$$

Вектор гирации  $g(\omega | B)$ , определяющий недиагональные элементы тензора  $\tilde{\epsilon}^{(i)}(\omega | B)$ :  $\epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = ig$ , имеет вид

$$g(\omega | B) = \frac{\omega_p^2 \Omega_L}{\omega[(\omega + i\gamma)^2 - \Omega_L^2]}. \quad (3)$$

Параметры

$$\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m} \text{ и } \Omega_L = eB / (mc)$$

в (2)-(3) – плазменная (ленгмюровская) и ларморовская частоты электронов, соответственно;  $\gamma$  – частота электронных столкновений (коэффициент диссипации).

Таким образом, дипольная динамическая поляризуемость  $\tilde{\alpha}(\omega)$  сферической металлической наночастицы, помещенной в магнитное поле, представляет собой, вслед за диэлектрической проницаемостью  $\tilde{\epsilon}^{(i)}(\omega | B)$ , магнитоинвариантный тензор второго ранга

$$\tilde{\alpha}(\omega | \mathbf{B}) = [\tilde{\epsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) - \epsilon_{ex} \mathbf{I}] [\tilde{\epsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) + 2\epsilon_{ex} \mathbf{I}]^{-1} R^3. \quad (4)$$

Через  $\mathbf{I}$  в (4) обозначен единичный тензор второго ранга, а через  $\mathbf{T}^{-1}$  – тензор, обратный тензору  $\mathbf{T} = [\tilde{\epsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) - \epsilon_{ex} \mathbf{I}]$ . Тогда для тензора  $\tilde{\alpha}(\omega | \mathbf{B})$  поляризуемости сферической частицы в магнитном поле индукции  $B$  на основе (2-4) получаем

$$\tilde{\alpha}(\omega | \mathbf{B}) = R^3 \begin{pmatrix} \frac{(\epsilon_{\perp} - \epsilon_{ex})(\epsilon_{\perp} + 2\epsilon_{ex}) - g^2}{(\epsilon_{\perp} + 2\epsilon_{ex})^2 - g^2} & \frac{ig 3\epsilon_{ex}}{(\epsilon_{\perp} + 2\epsilon_{ex})^2 - g^2} & 0 \\ \frac{-ig 3\epsilon_{ex}}{(\epsilon_{\perp} + 2\epsilon_{ex})^2 - g^2} & \frac{(\epsilon_{\perp} - \epsilon_{ex})(\epsilon_{\perp} + 2\epsilon_{ex}) - g^2}{(\epsilon_{\perp} + 2\epsilon_{ex})^2 - g^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{(\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{ex})}{(\epsilon_{\parallel} + 2\epsilon_{ex})} \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Таким образом, из условий минимизации (а при  $\gamma = 0$  – обращении в нуль) знаменате-

лей  $(\epsilon_{\parallel} + 2\epsilon_{ex})$  и  $(\epsilon_{\perp}^2 - g^2 + 4\epsilon_{\perp}\epsilon_{ex} + 4\epsilon_{ex}^2)$  матричных элементов (5) формируются плазмонные

резонансы. В случае вакуума  $\epsilon_{ex} = 1$  и из первого резонанса получаем частоту  $\Omega_{Me}$ . Ми:  $\omega_1 = \omega_p / \sqrt{3} = \Omega_{Me}$ . Из условия

$$\epsilon_{\perp}^2 - g^2 + 4\epsilon_{\perp}\epsilon_{ex} + 4\epsilon_{ex}^2 = 0 \quad (6)$$

получаем две другие резонансные частоты  $\omega_{\pm}$ . Действительно, подставляя (2) и (3) в (6) получаем

$$\epsilon_{\perp}(\omega_{\pm}) = -2 \pm g \quad \text{или} \quad \frac{\omega^2 - \Omega_L^2}{\omega \pm \Omega_L} = \frac{\Omega_{Me}^2}{\omega}.$$

$$\tilde{\alpha}(\omega) = R^3 \omega_p^2 \begin{pmatrix} \frac{F(\omega)}{D^{(+)}(\omega)D^{(-)}(\omega)} & \frac{3i\Omega\omega}{D^{(+)}(\omega)D^{(-)}(\omega)} & 0 \\ \frac{3i\Omega\omega}{D^{(+)}(\omega)D^{(-)}(\omega)} & \frac{F(\omega)}{D^{(+)}(\omega)D^{(-)}(\omega)} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{F(\omega)} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где  $D^{(\pm)}(\omega) = 3\omega(\omega \pm \Omega_L + i\gamma) - \omega_p^2$ ,

$F(\omega) = \omega_p^2 - 3\omega(\omega + i\gamma)$ . Соответственно три плазмонных резонанса возникает на частотах, являющихся корнями уравнений  $D^{(\pm)}(\omega) = 0$  и  $F(\omega) = 0$ , причем один из резонансов, а именно  $\omega_p^2 / F(\Omega_{Me})$ , является немагниточувствительным. Две магниточувствительные резонансные частоты  $\omega_{\pm}$  являются корнями квадратного уравнения  $D^{(\pm)}(\omega_{\pm}) = 0$ :

$$\omega_{\pm} = (\Omega_{Me}^2 + \Omega_L^2 / 4)^{1/2} \pm \Omega_L / 2.$$

Из этих уравнений сразу следует  $\omega_{\pm} \approx \Omega_{Me} \pm \Omega_L / 2$ , то есть основная частота плазмонного резонанса расщепляется на две компоненты, расстояние между которыми равно ларморовской частоте:  $\Delta\omega_{\pm} \approx \Omega_L$ . С ростом индукции магнитного поля интервал разбега компонента растет пропорционально полю, что и наблюдалось ранее в ряде работ [7-8, 14-15].

Тензор (5) с учетом (2) и (3) можно записать в виде, представляющем явную зависимость от частоты  $\omega$

Если частица, входящая в состав кластера представляет собой слоистый сферический композит с анизотропным материалом оболочки (или кора) в среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_m$ , выражение для тензора  $\tilde{\alpha}(\omega)$  в случае невырожденного электронного газа металла можно получить, обобщая формулу поляризуемости композита [13] до тензорной формы проницаемости  $\tilde{\epsilon}(\omega) = \tilde{\epsilon}(\omega) | B$  ( $\tilde{\epsilon}_c$  - тензор диэлектрической проницаемости кора)

$$\tilde{\alpha}(\omega) = \{ [\tilde{\epsilon}(\omega) - \epsilon_m] [2\tilde{\epsilon}(\omega) + \tilde{\epsilon}_c] - [2\tilde{\epsilon}(\omega) + \epsilon_m] [\tilde{\epsilon}(\omega) - \tilde{\epsilon}_c] \xi^3 \} R_2^3 \times \\ \times \{ [\tilde{\epsilon}(\omega) + 2\epsilon_m] [2\tilde{\epsilon}(\omega) + \tilde{\epsilon}_c] - 2[\tilde{\epsilon}(\omega) - \epsilon_m] [\tilde{\epsilon}(\omega) - \tilde{\epsilon}_c] \xi^3 \}^{-1}. \quad (8)$$

Информация о спектральных свойствах поляризуемости  $\tilde{\alpha}(\omega)$  может быть получена на основе анализа скалярной величины

$$V_{D-MNP-A}(\omega) \sim \mathbf{p}_D \mathbf{G}(r_D) \tilde{\alpha}(\omega) \mathbf{G}(r_A) \mathbf{p}_A, \quad (9)$$

определяющей эффект увеличения скорости безызлучательной передачи энергии электронного возбуждения между молекулами донора (D) и акцептора (A), находящимися в окрестности наночастицы.  $\mathbf{p}_D$ ,  $\mathbf{p}_A$  – векторы электронных дипольных моментов молекул. Размещая эти молекулы на расстоянии 10 нм друг от друга, а сферический слоистый композит на одной прямой с молекула-

ми – между ними (начало координат – в центре частицы), и направляя векторы дипольных моментов молекул вдоль той же прямой, а вектор индукции магнитного поля – перпендикулярно ей, обнаруживаем два магниточувствительных плазмонных резонанса для действительной спектральной функции  $|V_{D-MNP-A}(\omega)|^2$  на частотах  $5,432 \cdot 10^{15}$  и  $8,396 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ . В качестве композита использовалась полая сферическая металлическая частица с внешним и внутренним радиусами  $R_2 = 5$  и  $R_1 = 2$  нм соответственно [15]. В данной геометрической конфигурации оба плазмонных резонанса имели схожий характер отклика на дей-

ствии внешнего магнитного поля: с увеличением индукции магнитного поля от 0 до 5 Тл происходило уменьшение высоты резонансного пика на треть. При дальнейшем возрастании индукции от 5 до 20 Тл происходило расщепление спектрального контура на две симметричные полосы, «расходящиеся» в сторону больших и меньших значений частот от резонансной частоты при нулевом поле. Аналогичное расщепление частоты наблюдалось ранее в [7], [8], [14], [15], в сплошной металлической наночастице сферической формы. Однако, в отличие от этого, в случае поллой частицы, для невырожденного электронного газа формировалось два резонансных пика, и высокочастотный плазмонный резонанс был на два порядка ниже, чем низкочастотный.

### Поглощение энергии электромагнитного поля

Анизотропная наночастица или двухчастичный кластер помещенные в переменное электромагнитное поле поглощают энергию этого поля с различной эффективностью в зависимости от ориентации вектора  $\mathbf{E}$  напряженности электрического поля относительно осей тензора  $\tilde{\alpha}(\omega)$  поляризуемости кластера [13]. Так, поглощаемая в единицу времени энергия электромагнитного поля может быть представлена через характеристики поля и кластера в следующем виде

$$\begin{aligned} w(\omega) &= \frac{1}{2} \omega V \operatorname{Im} [\mathbf{E}^*(\omega) \tilde{\alpha}(\omega) \mathbf{E}(\omega)] = \\ &= \frac{1}{2} \omega V \operatorname{Im} [\mathbf{n}_E \tilde{\alpha}(\omega) \mathbf{n}_E] |E(\omega)|^2. \end{aligned}$$

Тогда скалярная частотнозависящая функция  $k_D(\omega)$  определяемая выражением [13]

$$k_D(\omega) = \omega \operatorname{Im} [\mathbf{n}_E \tilde{\alpha}(\omega) \mathbf{n}_E], \quad \mathbf{n}_E = \mathbf{E} / E \quad (10)$$

может рассматриваться в качестве коэффициента диссипации поля в анизотропной системе с поляризуемостью  $\tilde{\alpha}(\omega)$ . Ниже мы представим результаты расчетов частотных и угловых зависимостей коэффициента диссипации  $k_D(\omega)$  кластера, образованного двумя сферическими наночастицами.

### Исследование зависимостей спектров дипольной поляризуемости двухчастичного нанокластера от его геометрических и физи-

### ческих параметров во внешних магнитных полях различной индукции

При сравнительно большом значении величины коэффициента затухания  $\gamma$ , влияние магнитного поля на плазмонные резонансы почти незаметно. Это влияние, однако, обнаруживается в том случае, когда частоты  $\gamma$  и  $\Omega_L$  имеют один и тот же порядок величины  $\sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$ , что отвечает значениям индукции  $B$  магнитного поля 1-10 Тл [18], [19].

Вначале рассмотрим частотные зависимости компонент тензора  $\tilde{\alpha}_{eff}(\omega)$  на основе выражения (1) в отсутствие внешнего магнитного поля при высокосимметричном расположении оси двухчастичного кластера (будем считать, что она направлена вдоль оси  $z$  декартовой системы координат) относительно вектора напряженности  $\mathbf{E}$  поляризуемого поля. В этом случае тензор  $\tilde{\alpha}_{eff}(\omega)$  диагонален (см., также, [13]). На рисунке 1 представлен спектр реальной части диагональной  $x$ -компоненты тензора  $\tilde{\alpha}_{eff}(\omega)$  поляризуемости для двух различных расстояний  $R$  (20 и 80 нм) между двумя сферическими частицами кластера, в случае, когда радиусы частиц были различными – 5 и 8 нм. При большом размере кластера ( $R=80$  нм) основной плазмонный резонанс практически совпадает по частоте с резонансом  $M_1$ , но приблизительно вдвое превосходит последний по амплитуде. Очевидно, это отвечает ситуации слабо взаимодействующих друг с другом частиц кластера, когда эффективная поляризуемость системы складывается из поляризуемостей ее частей. С уменьшением расстояния между частицами до 20 нм этот резонанс сдвигается в высокочастотную область, незначительно уменьшаясь по амплитуде. Это соответствует проявлению диполь-дипольного взаимодействия между компонентами кластера и частотной зависимости отклика, характерной для случая поперечной поляризации (направлений вектора  $\mathbf{E}$  в плоскости  $xy$ , перпендикулярной оси кластера) [13]. Кроме того, при сближении частиц, в низкочастотной области появляется новый малоамплитудный плазмонный резонанс, происхождение которого связано с различием размеров частиц, образующих кластер. При равенстве радиусов этих частиц этот резонанс исчезает. На рис. 2 прослеживаются те же зависимости, что имели место для рис. 1, но уже для трех различных значений расстояния  $R$  между частицами кластера,

изменяющегося с малым шагом: 20, 25 и 30 нм. С ростом этого расстояния наблюдается тенденция к сближению частот двух различных плазмонных резонансов. В области частоты Ми происходит их слияние.

На рис. 3 представлены частотные зависимости двух различающихся реальных частей диагональных элементов тензора  $\vec{\alpha}_{eff}(\omega)$  для продольной  $\alpha_{eff}^{(3,3)}$  и поперечной  $\alpha_{eff}^{(1,1)} = \alpha_{eff}^{(2,2)}$  поляризуемостей. Из графика видно, что имеет место инверсия положений на шкале частот главного и побочного плазмонных резонансов при

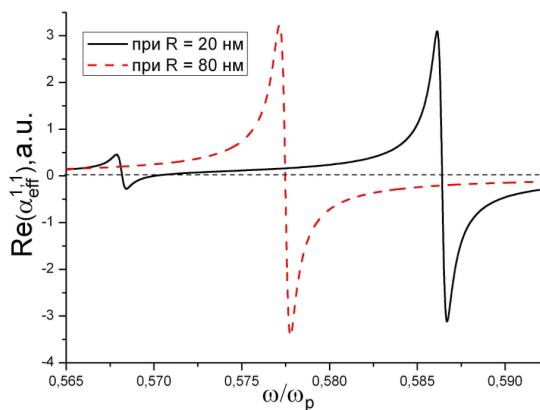


Рисунок 1. Спектры дипольной поляризуемости системы из двух сферических частиц для различных расстояний R между частицами: 80 нм (пунктирная кривая) и 20 нм (сплошная кривая). Представлены частотные (в единицах плазменной частоты  $\omega_p$ ) зависимости реальной части  $\vec{\alpha}_{eff}(\omega)$  для случая поперечной поляризации. Радиусы частиц кластера  $R_1 = 5, R_2 = 8$  нм;  $\gamma = 5 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ .

переходе от продольной к поперечной поляризуемости. На рис. 4 показаны частотные зависимости действительной и мнимой частей поперечной поляризуемости  $\alpha_{eff}^{(1,1)} = \alpha_{eff}^{(2,2)}$  двухчастичного кластера с двумя плазмонными резонансами, характерные и для других аналогичных систем.

### Спектры поляризуемости кластера в магнитном поле

В случае симметричной конфигурации, когда направление вектора индукции магнитного поля совпадает с осью кластера, структу-

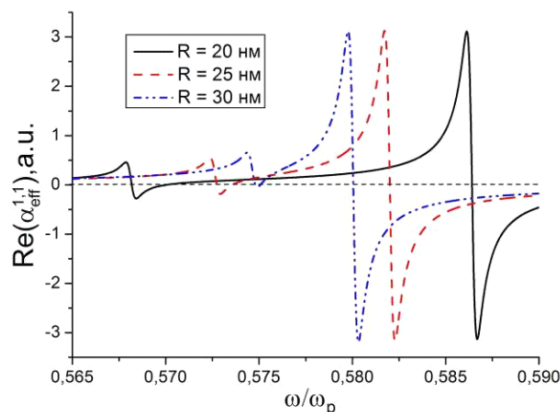


Рисунок 2. Сближение плазмонных резонансов двухчастичного кластера при изменении расстояния R между частицами: 20 (сплошная кривая), 25 (штриховая кривая) и 30 нм (штрих-пунктирная кривая). Случай поперечной поляризации. Радиусы частиц кластера  $R_1 = 5, R_2 = 8$  нм;  $\gamma = 5 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ .

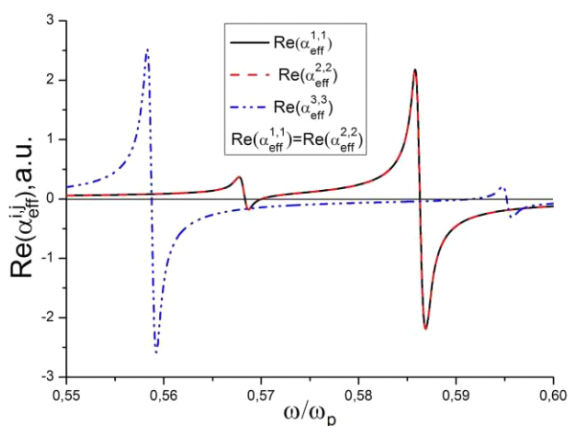


Рисунок 3. Инверсия частот двух плазмонных резонансов для случаев продольной  $\alpha_{eff}^{(3,3)}$  (штрих-пунктирная кривая) и поперечной  $\alpha_{eff}^{(1,1)} = \alpha_{eff}^{(2,2)}$  поляризацій. Расстояние между частицами кластера  $R=20$  нм. Радиусы частиц кластера  $R_1 = 5, R_2 = 8$  нм,  $\gamma = 5 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ .

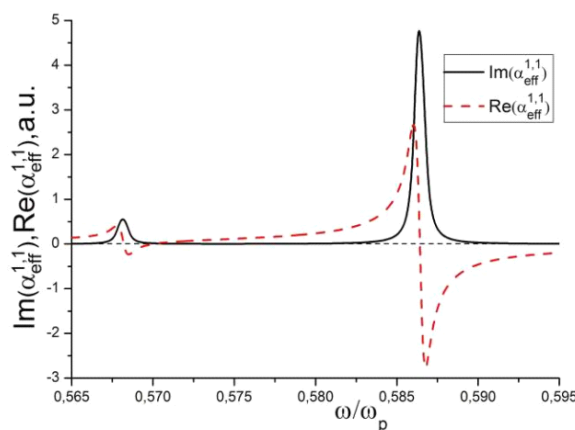


Рисунок 4. Частотные зависимости действительной  $\text{Re}\alpha_{eff}^{(1,1)}(\omega)$  (пунктирная кривая) и мнимой  $\text{Im}\alpha_{eff}^{(1,1)}(\omega)$  (сплошная кривая) частей поперечной поляризуемости двухчастичного кластера. Значения остальных параметров – такие же как и для рис. 3.



ра тензора  $\tilde{\alpha}_{eff}(\omega)$  аналогична структуре матриц (5) или (7)

$$\tilde{\alpha}_{eff} = \begin{pmatrix} X_{11} & X_{12} & 0 \\ -X_{12} & X_{22} & 0 \\ 0 & 0 & X_{33} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

где  $X_{11} = X_{22}$ .

В исследованных нами случаях величина основного резонансного пика – модуля одного из диагональных элементов тензора  $\tilde{\alpha}_{eff}(\omega)$  (11) больше резонансных пиков недиагональных элементов. Матричный элемент  $\alpha_{eff}^{(3,3)}(\omega) = X_{33}$ , в отличие от  $\alpha_{eff}^{(1,1)}(\omega) = X_{11}$ , не зависит от магнитного поля.

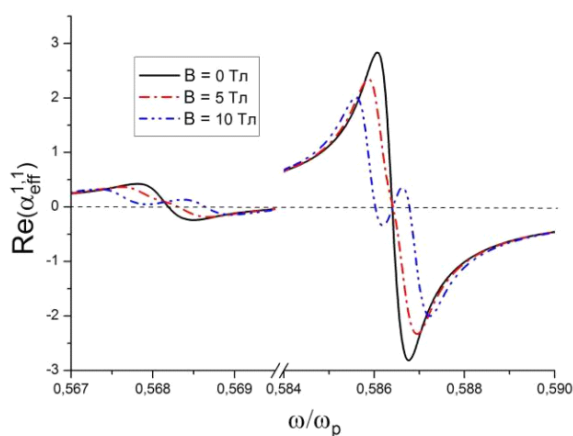


Рисунок 5. Зависимость спектра реальной части поляризуемости  $\alpha_{eff}^{(1,1)}(\omega)$  кластера от индукции внешнего магнитного поля  $B$ . Сплошная кривая – спектр без поля, пунктирная –  $B=5$  Тл, штрихпунктирная –  $B=10$  Тл. Радиусы частиц кластера  $R_1 = 5, R_2 = 8$  нм,  $R=20$  нм,  $\gamma = 5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ .

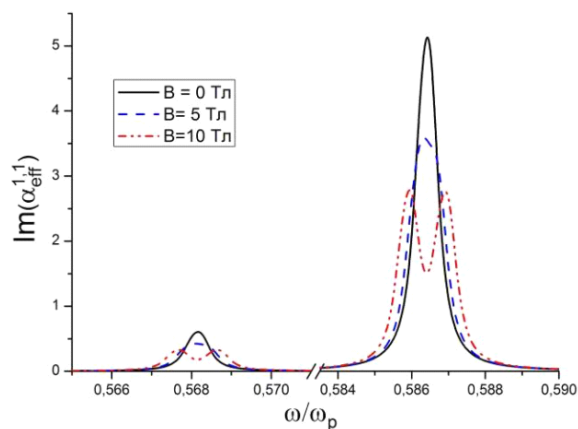


Рисунок 6. Зависимость спектра мнимой части поляризуемости  $\alpha_{eff}^{(1,1)}(\omega)$  кластера от индукции внешнего магнитного поля  $B$ . Сплошная кривая – спектр без поля, пунктирная –  $B=5$  Тл, штрихпунктирная –  $B=10$  Тл. Радиусы частиц кластера  $R_1 = 5, R_2 = 8$  нм,  $R=20$  нм,  $\gamma = 5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ .

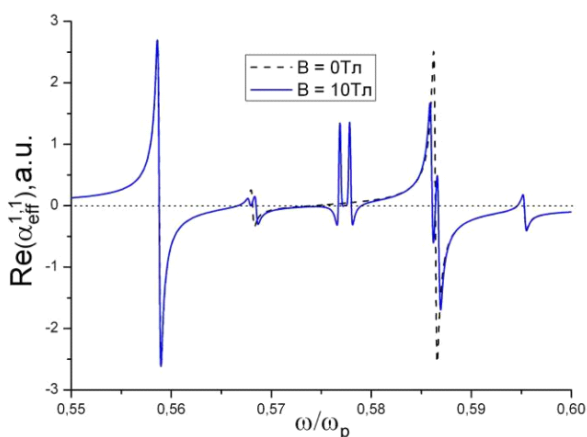


Рисунок 7. Спектры реальной части  $\text{Re} \alpha_{eff}^{(1,1)}(\omega)$  тензора поляризуемости кластера в магнитном поле индукции  $B=10$  Тл (сплошная кривая) и нулевом поле (штриховая кривая).

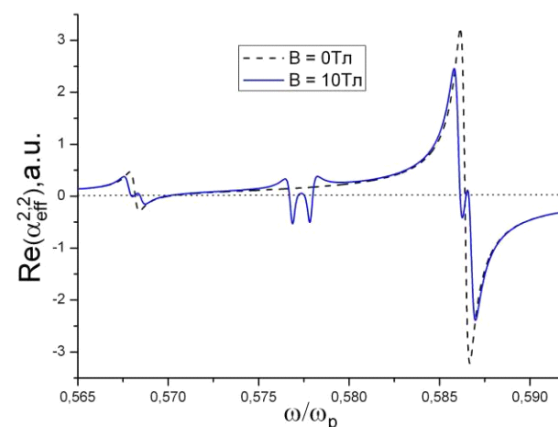


Рисунок 8. Спектры реальной части  $\text{Re} \alpha_{eff}^{(2,2)}(\omega)$  тензора поляризуемости кластера в магнитном поле индукции  $B=10$  Тл (сплошная кривая) и нулевом поле (штриховая кривая).

При отклонении оси кластера от направления вектора В индукции магнитного поля (ось z декартовой системы координат) на угол  $45^\circ$ , спектры реальных частей  $\text{Re}\alpha_{\text{eff}}^{(1,1)}(\omega)$ ,  $\text{Re}\alpha_{\text{eff}}^{(2,2)}(\omega)$  диагональных компонент тензора  $\tilde{\alpha}_{\text{eff}}(\omega)$  существенным образом трансформируются. На рисунках 7 и 8 показаны частотные зависимости  $\text{Re}\alpha_{\text{eff}}^{(1,1)}(\omega)$ ,  $\text{Re}\alpha_{\text{eff}}^{(2,2)}(\omega)$  в нулевом магнитном поле и в поле индукции  $B=10$  Тл для такой – не соосной ориентации системы.

Зависимость коэффициента диссипации  $k_D$  от направления вектора напряженности электрического поля E и индукции магнитного поля B.

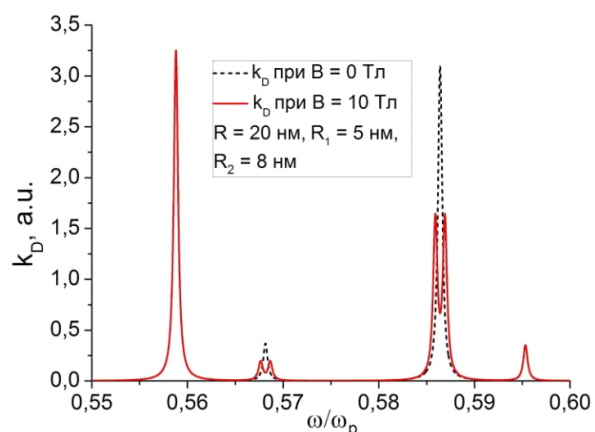


Рисунок 9. Частотная зависимость коэффициента  $k_D$  диссипации энергии кластера в условиях взаимной ориентации векторов системы, показанной на рис. 9а ( $\theta_1 = \pi / 4$ ,  $\omega_p = 10^{15} \text{ c}^{-1}$ ,  $\gamma = 5 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ ,  $\phi_1 = 0$ ).

На рис. 9 представлена частотная зависимость коэффициента  $k_D$  диссипации энергии кластера в условиях взаимной ориентации векторов напряженности электрического поля E, индукции внешнего магнитного поля B и осевого вектора R кластера, показанных на рис. 9а. Рассмотрен случай, когда вектор E направлен под углом  $\pi / 4$  относительно вектора магнитной индукции B и вектора R. Наблюдается четыре плазменных резонанса различной величины. Крайние по частоте пики немагниточувствительны. В магнитном поле индукции  $B = 10$  Тл происходит расщепление каждого из двух центральных пиков на 2 ком-

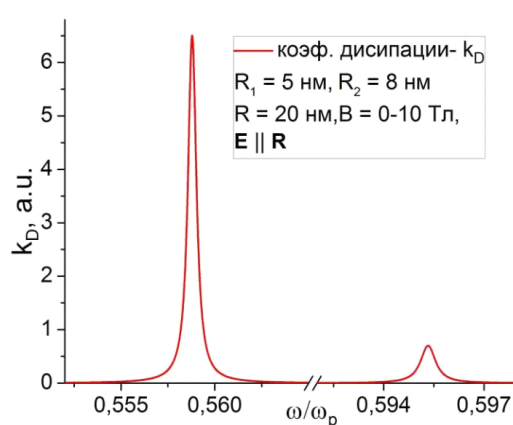


Рисунок 10. Частотная зависимость коэффициента  $k_D$  диссипации кластера при параллельной ориентации векторов системы  $E \parallel B \parallel R$ .  $\omega_p = 10^{15} \text{ c}^{-1}$ ,  $\gamma = 5 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ ,  $\theta_1 = 0$ ,  $\phi_1 = 0$

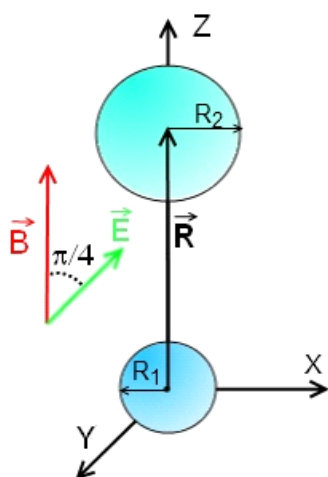


Рисунок 9а. Взаимная ориентация векторов напряженности электрического поля E, индукции внешнего магнитного поля B и осевого вектора R кластера. ( $\theta_1 = \pi / 4$ . Вектор B коллинеарен вектору R)

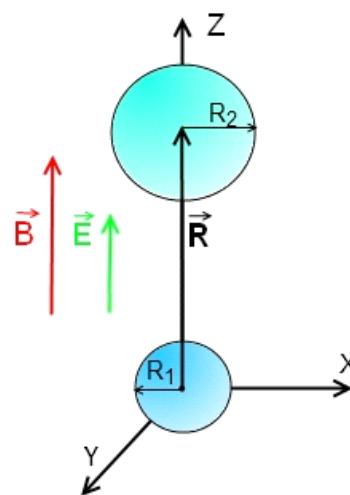


Рисунок 10а. Параллельная ориентация векторов напряженности электрического поля E и индукции внешнего магнитного поля B,  $\theta_1 = 0$ .

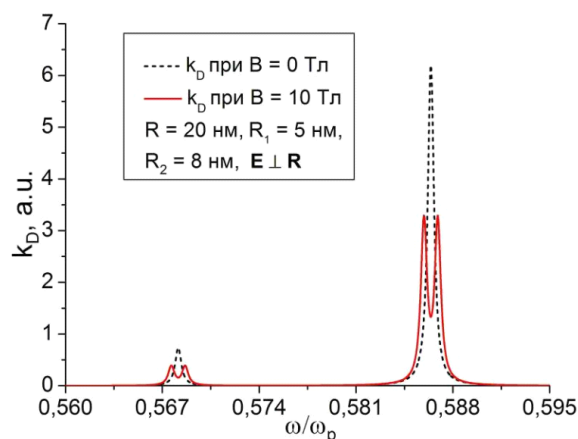


Рисунок 11. Расщепление спектральных линий поглощения  $k_D(\omega)$  в условиях ортогональности векторов  $E \perp R$ .  $\omega_p = 10^{15} \text{ c}^{-1}$ ,  $\gamma = 5 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ ,  $\theta_1 = \pi/2$ ,  $\phi_1 = 0$

поненты. Такая ситуация наблюдается не только при  $\theta_1 = \pi/4$ , но и при всех углах  $0 < \theta_1 < \pi/2$ .

В случае когда все три вектора  $E$ ,  $V$  и  $R$  коллинеарны, структура спектра поглощения  $k_D(\omega)$  существенно упрощается. Этот случай отображен на рис. 10, из которого видно, что в спектре теперь присутствуют лишь две линии, причем обе – немагниточувствительные. При скрещенных полях, то есть когда  $E \perp V$ , а вектор  $V$  индукции магнитного поля при этом направлен вдоль оси кластера (рис. 11, 11а), в спектре  $k_D(\omega)$  вновь присутствуют лишь две ли-

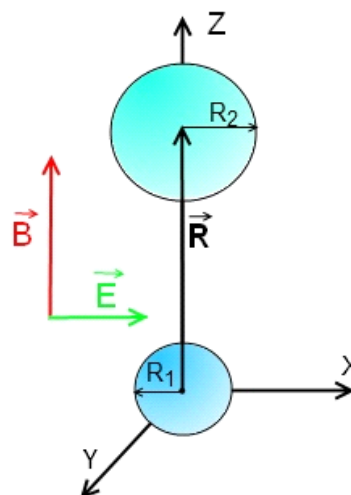


Рисунок 11а. Взаимная ортогональная ориентация векторов напряженности электрического поля  $E$  и индукции внешнего магнитного поля  $V$ .  $\theta_1 = \pi/2$

нии, причем обе испытывают расщепление при включении внешнего магнитного поля.

Таким образом, как видно из рис. 10 и 11, при параллельной ориентации векторов  $E$ ,  $V$  и  $R$  из спектра поглощения  $k_D(\omega)$  исчезают две средние резонансные линии, а остаются лишь те, которые не зависят от магнитного поля. Если же вектор  $E$  перпендикулярен векторам  $V$  и  $R$ , то из спектра поглощения  $k_D(\omega)$  пропадают две крайние резонансные линии, а амплитуды оставшихся линий зависят от магнитного поля.

12.12.2013

**Работа поддержана Минобрнауки РФ (Госзадание Министерства. Проект № 1.3.11)**

#### Список литературы:

1. Климов В. В. Наноплазмоника. М.: Физматлит. 2009. – 480 с.
2. Кучеренко М.Г. Динамическая поляризуемость наночастицы в случае вырожденного электронного газа и ее роль в плазмонном механизме передачи энергии // Вестник ОГУ. 2012. №1. С. 141-149.
3. Born M., Wolf E. Principles of Optics. Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light. Forth edition. Pergamon Press. Oxford-London-Edinburgh-New York-Raris-Frankfurt. 1968.
4. Mie G. // Ann. der Physik. 1908. -V. 25. -P. 377-445.
5. Кучеренко М.Г. Межмолекулярный безызлучательный перенос энергии вблизи шаровой нанооболочки с вырожденным электронным газом // Всеросс. Конфер. «Фотоника органических и гибридных наноструктур». - Черногловка: ИПХФ РАН. - 2011.- С.89.
6. Кучеренко М.Г. Влияние шаровых наноразмерных металлокомпозитов на скорость безызлучательной передачи энергии между молекулами // Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. «Университетский комплекс как регион. центр образования, науки и культуры». Сек. 8. Вопросы фундам. и прикл. физики. Оренбург: ОГУ, 2012. – С. 926-933.
7. Kucherenko M.G., Pen'kov S.A. Magnetic field effect on intermolecular radiationless energy transfer near metallic nanoparticle // Abstract. 3-rd A.N. Terenin Internat. Symp. «MOLECULAR PHOTONICS» 2012. St. Petersburg. - P. 64.
8. Кучеренко М.Г., Пеньков С.А. Влияние внешнего магнитного поля на скорость безызлучательного донор-акцепторного переноса энергии вблизи диамагнитной металлической наночастицы // Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. «Университетский комплекс как региональный центр образования, науки и культуры». Секция 8. Вопросы фундам. и приклад. физики. – С.934-942. Оренбургский гос. ун-т. – Оренбург: ОГУ, 2012. - 2927 с.
9. Климов В.В., Гузатов Д.В. Оптические свойства атома в присутствии кластера из двух наносфер // Квантовая электроника. 2007. – Т. 37. - №3. –С. 209-230.



10. Rechberger W., Hohenau A., Leitner A., Krenn J.R., Lamprecht B., Aussenegg F.R. Optical properties of two interacting gold nanoparticles // Optics Commun. 2003–V. 220. –P. 137–141.
11. Foteinopoulou S., Vigneron J. P., Vandembem C. Optical near-field excitations on plasmonic nanoparticle-based structures. 2007. Optics Express. -Vol. 15. -No. 7. P. 4253-4267.
12. Polemi A., Shuford K. L. Distance dependent quenching effect in nanoparticle dimers // J. Chem. Phys. 2012. -V.136. –P. 184703.
13. Кучеренко М.Г. Тензорное представление динамической поляризуемости двухчастичного нанокластера в приближении точечных диполей // Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. «Университетский комплекс как регион. центр образования, науки и культуры». Вопросы фундам. и прикл. физики. Оренбург: ОГУ, 2014.
14. Кучеренко М.Г., Пеньков С.А., Налбандян В.М., Большаков Д.С. Влияние магнитного поля на межмолекулярный безызлучательный перенос энергии вблизи сферической металлической наночастицы // Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. «Университетский комплекс как региональный центр образования, науки и культуры». Секция 8. Вопросы фундам. и прикл. физики. Оренбургский гос. ун-т. – Оренбург: 2013. – 3335 с.
15. Большаков Д. С., Пеньков С. А., Кучеренко М. Г. Влияние магнитного поля на безызлучательный перенос энергии вблизи проводящего наноразмерного эллипсоида // Матер. IV Междунар. научно-практ. конфер. Сборник научных трудов. – Краснодар, 2012. – 33 т. – С. 58. – ISBN 978-5-905897-17-7.
16. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. Т.8. М.: Физматлит. 2010. – 656 с.
17. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука. 1975. -256 с.
18. Налбандян В.М., Кучеренко М.Г. Спектр полупроводникового двухчастичного нанокластера в магнитном поле // Тезисы докладов 15-й всероссийской молодежной конференции. – Санкт-Петербург, 2013. – С. 56.
19. Кучеренко М.Г., Налбандян В.М. Спектр электрической поляризуемости двухчастичного металлического нанокластера во внешнем магнитном поле // Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. «Университетский комплекс как регион. центр образования, науки и культуры». Вопросы фундам. и прикл. физики. Оренбург: ОГУ, 2014.

Сведения об авторах

**Кучеренко Михаил Геннадьевич**, директор Центра лазерной и информационной биофизики Оренбургского государственного университета, заведующий кафедрой радиофизики и электроники, доктор физико-математических наук, профессор

**Налбандян Виктор Меружанович**, аспирант кафедры радиофизики и электроники Оренбургского государственного университета,  
460018, г. Оренбург, пр-т Победы, 13, ауд. 14350, тел. (3532) 372457,  
e-mail: rphys@mail.osu.ru; nalband1@yandex.ru