

# ТЕНЗОРНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ ДВУХЧАСТИЧНОГО НАНОКЛАСТЕРА В ПРИБЛИЖЕНИИ ТОЧЕЧНЫХ ДИПОЛЕЙ

Кучеренко М.Г.

Оренбургский государственный университет, г. Оренбург

В приближении квазиточечных диполей получено выражение для тензора дипольной динамической поляризуемости кластера, образованного двумя сфероидальными композитными наночастицами, в монохроматическом электромагнитном поле оптического диапазона частоты. Полученное выражение позволяет рассматривать поляризуемость двухчастичных композитных систем, как с учетом эффектов запаздывания, так и без них. Обсуждаются варианты наличия в композитных частицах металлических компонентов с вырожденным электронным газом. Кроме того, рассмотрен случай, когда частицы кластера обладают анизотропными характеристиками, и их собственные поляризуемости представляются тензорами второго ранга. Показано, что такая ситуация возникает, в частности, при помещении кластерных частиц в постоянное внешнее магнитное поле.

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

Дипольная динамическая поляризуемость системы, находящейся в монохроматическом электромагнитном поле  $\mathbf{E}_0(\omega)$  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 [2-3]. Исследованы, даже, специальные случаи сфероидальных слоистых композитов [2, 4-5] и однородных сфероидов во внешнем магнитном поле [6]. Вопрос определения поляризуемости двухчастичных кластеров изучен не столь подробно, хотя в ряде работ [2, 7-10] он рассматривался в рамках вводимых допущений (идентичные глобулы, изотропная поляризуемость составляющих кластера). Характерным является случай, когда составляющие кластер глобулы удалены друг от друга на расстояние  $R$ , существенно превышающее радиусы  $R_1, R_2$  каждой из частиц  $R \gg R_1, R_2$ . Тогда поляризуемость двухчастичного кластера, 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.

*Поляризуемость двухчастичного кластера без учета эффекта запаздывания. Две неидентичные сферические наночастицы*

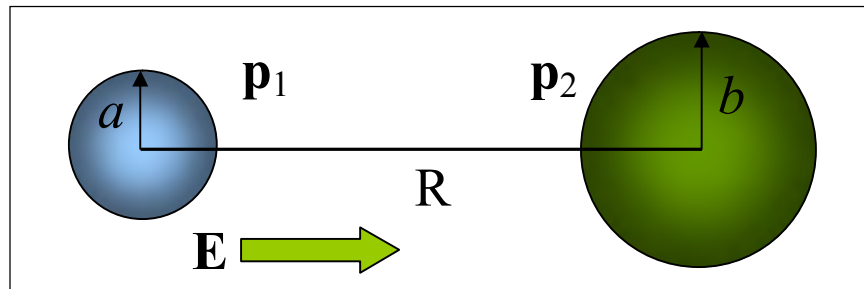
В случае неидентичных сферических частиц, различающихся как по размерам, так и по составу, вывод выражения для эффективной поляризуемости кластера со скалярными поляризуемостями  $\alpha_1(\omega) \neq \alpha_2(\omega)$  производится на основе следующих соображений. Для дипольных моментов каждой из частиц в поле напряженности  $\mathbf{E}_0(\omega)$  можем записать

$$\mathbf{p}_1(\omega) = \alpha_1(\omega)\alpha_2(\omega)\vec{G}(\mathbf{R})\vec{G}(\mathbf{R})\mathbf{p}_1(\omega) + \alpha_1(\omega)\alpha_2(\omega)\vec{G}(\mathbf{R})\mathbf{E}_0 + \alpha_1(\omega)\mathbf{E}_0, \quad (1)$$

$$\mathbf{p}_2(\omega) = \alpha_1(\omega)\alpha_2(\omega)\vec{G}(\mathbf{R})\vec{G}(\mathbf{R})\mathbf{p}_2(\omega) + \alpha_1(\omega)\alpha_2(\omega)\vec{G}(\mathbf{R})\mathbf{E}_0 + \alpha_2(\omega)\mathbf{E}_0.$$

где диадическая функция Грина (тензор) в квазистатическом случае – без учета эффекта запаздывания – записывается в виде

$$\vec{G}_{ij}(\mathbf{R}) = -\frac{\delta_{ij}}{|\mathbf{R}|^3} + 3\frac{R_i R_j}{|\mathbf{R}|^5}. \quad (2)$$



**Рис. 1.** К расчету эффективной поляризуемости кластера из двух неидентичных частиц. Вектор напряженности  $\mathbf{E}$  поля направлен вдоль оси кластера.

Разрешая (1) относительно векторов  $\mathbf{p}_1(\omega)$ ,  $\mathbf{p}_2(\omega)$  и складывая, затем, в вектор  $\mathbf{p}(\omega) = \mathbf{p}_1(\omega) + \mathbf{p}_2(\omega)$  получаем для него выражение

$$\mathbf{p}(\omega) = \left[ \mathbf{I} - \alpha_1(\omega)\alpha_2(\omega)\vec{G}(\mathbf{R})\vec{G}(\mathbf{R}) \right]^{-1} \times \left\{ \alpha_1(\omega) \left[ \mathbf{I} + \alpha_2(\omega)\vec{G}(\mathbf{R}) \right] + \alpha_2(\omega) \left[ \mathbf{I} + \alpha_1(\omega)\vec{G}(\mathbf{R}) \right] \right\} \mathbf{E}_0. \quad (3)$$

Через  $\mathbf{I}$  в (3) обозначен единичный тензор второго ранга, а через  $\mathbf{T}^{-1}$  – тензор, обратный тензору  $\mathbf{T}$ . Вводя, далее, тензор  $\vec{\alpha}_{eff}(\omega)$  результирующей поляризуемости системы соотношением  $\mathbf{p}(\omega) = \vec{\alpha}_{eff}(\omega)\mathbf{E}_0$ , из (3) получаем

$$\begin{aligned} \vec{\alpha}_{eff}(\omega) = & \left[ \mathbf{I} - \vec{\alpha}_1(\omega)\vec{\alpha}_2(\omega)\vec{G}(\mathbf{R})\vec{G}(\mathbf{R}) \right]^{-1} \times \\ & \times \left\{ \vec{\alpha}_1(\omega) \left[ \mathbf{I} + \vec{\alpha}_2(\omega)\vec{G}(\mathbf{R}) \right] + \vec{\alpha}_2(\omega) \left[ \mathbf{I} + \vec{\alpha}_1(\omega)\vec{G}(\mathbf{R}) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Выражение (4) является базовым для определения тензора  $\vec{\alpha}_{eff}(\omega)$  поляризуемости двухчастичного кластера через известные тензоры  $\vec{\alpha}_1(\omega)$ ,  $\vec{\alpha}_2(\omega)$  поляризуемости изолированных (невзаимодействующих) наночастиц, входящих в состав кластера. В качестве таких частиц могут быть рассмотрены сферические наноконпозиты «кор-оболочка», составленные из различных материалов, проводников, полупроводников, или изоляторов. Для конкретных веществ и определенных диапазонов температур электронный газ металлических компонентов наноконпозитов может характеризоваться либо как классический, либо как вырожденный. Частицы могут иметь сфероидальную или эллипсоидальную форму обладать анизотропными свойствами будучи помещенными во внешнее магнитное поле и т.п. Кроме того, выражение (4) справедливо и при учете эффектов запаздывания – в этом случае необходимо лишь использовать для диадических функций Грина  $\vec{G}(\mathbf{R})$  соответствующие выражения (см. заключительный раздел).

Покажем, теперь, какие выражения следуют из (4) в случае идентичных наночастиц. Так, для одинаковых *анизотропных* частиц тензоры их собственных поляризуемостей  $\vec{\alpha}_1(\omega) = \vec{\alpha}_2(\omega) = \vec{\alpha}(\omega)$ , и из (4) получаем

$$\vec{\alpha}_{eff}(\omega) = 2\vec{\alpha}(\omega) \left[ \mathbf{I} + \vec{\alpha}(\omega)\vec{G}(\mathbf{R}) \right] \left[ \mathbf{I} - \vec{\alpha}(\omega)\vec{\alpha}(\omega)\vec{G}(\mathbf{R})\vec{G}(\mathbf{R}) \right]^{-1}. \quad (5)$$

Если, кроме того, что частицы идентичны, они еще и изотропны, тогда  $\alpha_1(\omega) = \alpha_2(\omega) = \alpha(\omega)$ , и из (5) получаем

$$\vec{\alpha}_{eff}(\omega) = 2\alpha(\omega) \left[ \mathbf{I} + \alpha(\omega)\vec{G}(\mathbf{R}) \right] \left[ \mathbf{I} - \alpha^2(\omega)\vec{G}(\mathbf{R})\vec{G}(\mathbf{R}) \right]^{-1} \quad (6)$$

Таким образом, как видно из (6), поляризуемость  $\vec{\alpha}_{eff}(\omega)$  кластера остается тензором второго ранга даже в том случае, когда составляющие кластер частицы характеризуются скалярными поляризуемостями.

В случае одинаковых скалярных частиц для z-компоненты тензора (6) можем записать (вектор  $\mathbf{E}_0$  направлен вдоль оси z кластера)

$$\alpha_{eff,z}(\omega) = \frac{2\alpha(\omega) \left[ 1 + 2\alpha(\omega) / R^3 \right]}{1 - 4\alpha^2(\omega) / R^6} = \frac{2\alpha(\omega)}{\left[ 1 - 2\alpha(\omega) / R^3 \right]}. \quad (7)$$

В случае однородной сферической частицы радиуса  $a$  из материала с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon(\omega)$  (металл, диэлектрик), ее динамическая поляризуемость  $\alpha(\omega)$  в вакууме определяется известным выражением [1-2]:

$\alpha(\omega) = [\varepsilon(\omega) - 1][\varepsilon(\omega) + 2]^{-1} a^3$ . В этом случае на основе (7) получаем

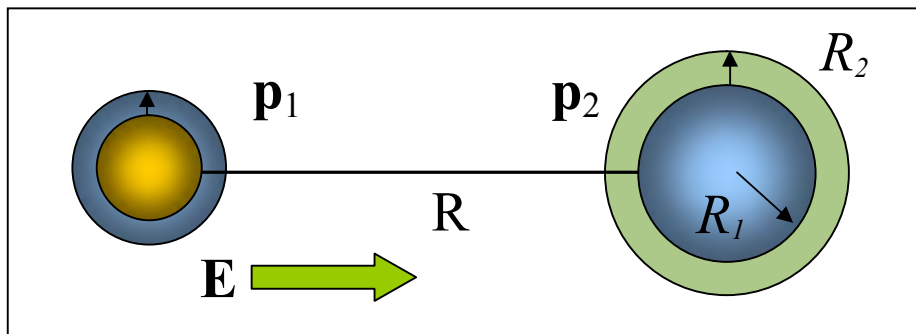
$$\alpha_{eff,z}(\omega) = 2a^3 [\varepsilon(\omega) - 1] [\varepsilon(\omega) + 2(1 + 3(a/R)^3)]^{-1}, \quad (8)$$

поскольку плазмонный резонанс в изолированном шаре возникает при  $\varepsilon(\omega_{res}) \rightarrow -2$ . Таким образом, при наличии кластера из двух идентичных сфер, расположенных на расстоянии  $R$  друг от друга, известное условие плазмонного резонанса  $\varepsilon(\omega_{res}) \rightarrow -2$  для изолированной сферы трансформируется к иному виду:  $\varepsilon(\omega_{res}) \rightarrow -2[1 + 3(a/R)^3]$ , откуда для резонансной частоты  $\omega_{res}$  получаем уменьшенное по сравнению с частотой Ми ( $\omega_{Me} = \omega_p / \sqrt{3}$ ) значение  $\omega_{res} = \omega_p \{3[1 + 2(a/R)^3]\}^{-1/2}$ .

В случае поперечной поляризации (направлений вектора  $\mathbf{E}_0$  в плоскости  $xy$ , перпендикулярной оси кластера) для эффективной поляризуемости  $\alpha_{eff}(\omega)$  кластера получаем из (6) выражение

$$\alpha_{eff,xy}(\omega) = \frac{2\alpha(\omega)}{1 + \alpha(\omega)/R^3}. \quad (9)$$

Далее приведем выражения для скалярных поляризуемостей  $\alpha(\omega)$  отдельных сферических нанокомпозитов, из которых может быть составлен двухчастичный кластер с тензором  $\tilde{\alpha}_{eff}(\omega)$  поляризуемости, определяемым формулами (5) или (6).



**Рис. 2.** К расчету эффективной поляризуемости кластера из двух неидентичных композитных наночастиц «ядро-оболочка». Вектор напряженности  $\mathbf{E}$  поля направлен вдоль оси кластера.

В случае нанокомпозитных сферических частиц «диэлектрический кор – металлическая оболочка», с радиусами  $R_1$  и  $R_2$  (рис. 2) в среде с

диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_m$  известно следующее выражение для дипольной поляризуемости шарового слоистого нанокompозита [2, 5] ( $\xi = R_1 / R_2 \leq 1$ )

$$\alpha(\omega) = \frac{[\varepsilon(\omega) - \varepsilon_m][2\varepsilon(\omega) + \varepsilon_c] - [2\varepsilon(\omega) + \varepsilon_m][\varepsilon(\omega) - \varepsilon_c]\xi^3}{[\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_m][2\varepsilon(\omega) + \varepsilon_c] - 2[\varepsilon(\omega) - \varepsilon_m][\varepsilon(\omega) - \varepsilon_c]\xi^3} R_2^3, \quad (10)$$

В случае вырожденного электронного газа металлической оболочки [4-5]

$$\alpha(\omega) = \frac{\varepsilon(\omega)k[j_1'(kR_2) - \beta y_1'(kR_2)] - \varepsilon_m(1/R_2)[j_1(kR_2) - \beta y_1(kR_2)]}{\varepsilon(\omega)k[j_1'(kR_2) - \beta y_1'(kR_2)] + 2\varepsilon_m(1/R_2)[j_1(kR_2) - \beta y_1(kR_2)]} R_2^3. \quad (11)$$

Здесь функция  $\beta = \beta(\omega, kR_1)$  зависит от диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(\omega)$  металлической оболочки, диэлектрической проницаемости шаровой сердцевины  $\varepsilon_c$  и ее радиуса  $R_1$

$$\beta(\omega, kR_1) = \frac{\varepsilon(\omega)kj_1'(kR_1) - \varepsilon_c j_1(kR_1) / R_1}{\varepsilon(\omega)ky_1'(kR_1) - \varepsilon_c y_1(kR_1) / R_1}. \quad (12)$$

Комплексная величина

$$k^2(\omega) = -\frac{4me^2(3\pi^2 n_0)^{1/3}}{\pi \hbar^2 \varepsilon(\omega)} = -\frac{4}{\pi \varepsilon(\omega) l^2}$$

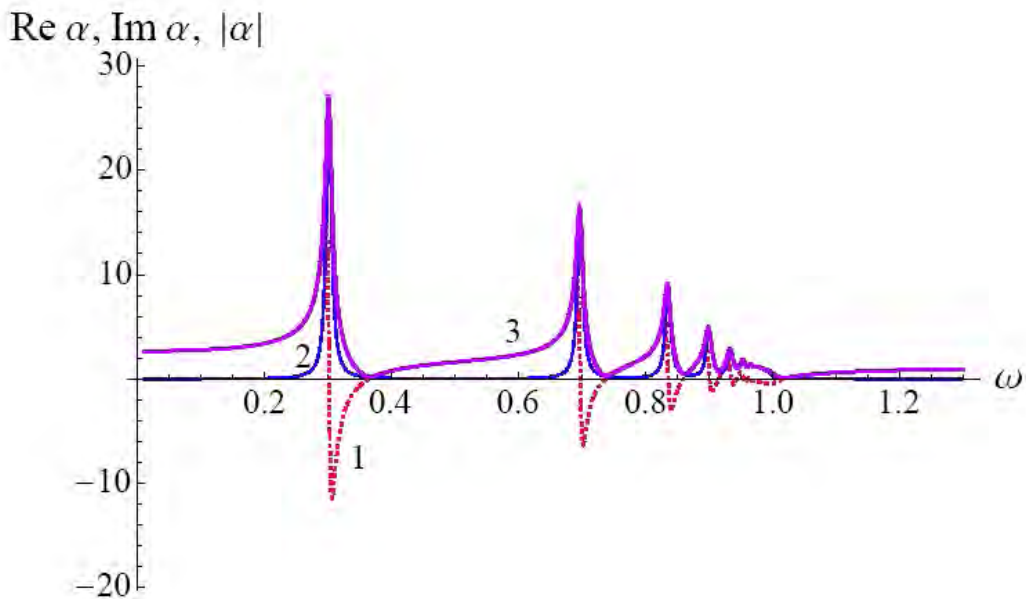
в (11) и (12) имеет обратную зависимость от квадрата длины  $l = \sqrt{a_B} (3\pi^2 n_0)^{-1/6}$  томас-фермиевского экранирования ( $a_B = \hbar^2 / (me^2)$  – борковский радиус). Концентрация  $n_0$  свободных электронов в благородных металлах составляет величину порядка  $10^{22} \div 10^{23} \text{ см}^{-3}$  [2], поэтому для Ag, например,  $l \approx 0,3 \text{ нм}$ . Длина  $l = \sqrt{a_B} \langle r_e \rangle$  томас-фермиевского экранирования представляет собой среднее геометрическое от борковского радиуса  $a_B$  и среднего расстояния  $\langle r_e \rangle$  между электронами в металле. Функции  $j_1(x)$ ,  $y_1(x)$  в (11)-(12) – сферические функции Бесселя первого и второго рода.

При  $R_1 \rightarrow 0$  функция  $\beta(\omega, kR_1) \rightarrow 0$  и для поляризуемости  $\alpha(\omega)$  сплошного шара с вырожденным электронным газом получаем известный результат [3,5]

$$\alpha(\omega) = R^3 \left[ 1 + \frac{3\varepsilon_m(k(\omega)R \cot k(\omega)R - 1)}{2(\varepsilon(\omega) - \varepsilon_m)(k(\omega)R \cot k(\omega)R - 1) + \varepsilon(\omega)(k(\omega)R)^2} \right]. \quad (13)$$

На рис. 3 представлены частотные зависимости модуля  $|\alpha_{eff,z}(\omega)|$  продольной поляризуемости  $\alpha_{eff,z}(\omega)$  кластера, составленного из двух идентичных сферических металлических наночастиц с вырожденным электронным газом, а также действительной  $\text{Re}\alpha_{eff,z}(\omega)$  и мнимой  $\text{Im}\alpha_{eff,z}(\omega)$

частей. Частота основного плазмонного резонанса  $\omega_{res}^{(1)} = 0,3$  выражена в единицах плазменной частоты  $\omega_p$  металла. При  $a/l \ll 1$  вырожденные свойства электронного газа проявляются отчетливо, и в спектре поляризуемости  $\alpha(\omega)$  наночастицы кроме единственной резонансной частоты  $\omega_{res}^{(1)} = 0,57$  появляются новые резонансы, расположенные в широкой области вплоть до плазменной частоты. Объединение идентичных сферических наночастиц в кластер приводит к тому, что частота основного плазмонного резонанса  $\omega_{res}^{(1)}$  для продольной моды смещается в низкочастотную область тем сильнее, чем меньше расстояние  $R$  между частицами, образующими кластер. Так, в случае невырожденного газа резонансная частота  $\omega_{res}^{(1)} = 0,57$  для больших  $R$  сменяется на  $\omega_{res}^{(1)} = 0,55$  при  $R=15$ , и затем на  $\omega_{res}^{(1)} = 0,50$  при  $R=10$ . В случае явного вырождения (см. рис. 3), при  $a/l=5$  и  $R=10$  частота основного плазмонного резонанса  $\omega_{res}^{(1)}$  для продольной моды принимает значение  $\omega_{res}^{(1)} = 0,3$ . Частота основного плазмонного резонанса  $\omega_{res}^{(1)}$  поперечной моды (9) в этих условиях сдвигается в сторону большего значения  $\omega_{res,xy}^{(1)} = 0,32$ . Общая спектральная картина для поперечной моды качественно совпадает с рис. 3.



**Рис. 3.** Частотные зависимости действительной (1) и мнимой (2) частей продольной поляризуемости  $\alpha_{eff,z}(\omega) = \alpha(\omega)$  кластера из двух идентичных сферических наночастиц из металла с вырожденным электронным газом, а также ее модуля  $|\alpha(\omega)|$  (3). Значения параметров:  $\omega_p = 1$ ,  $\gamma = 0,01$ .  $a = 5$ ,  $R=10$ ,  $l=1$ ,  $\epsilon_m = 1$ . Частота основного плазмонного резонанса  $\omega_{res}^{(1)} = 0,3$ .  $\epsilon(\omega) = 1 - \omega_p^2 / (\omega^2 + i\omega\gamma)$ . Расчет эффективной поляризуемости двухчастичного кластера произведен на основе выражений (7) и (14). Вектор напряженности  $\mathbf{E}$  поляризующего поля направлен вдоль оси кластера.

Для шарового биметаллического нанокompозита «проводящий кор-проводящая оболочка» с вырожденным электронным газом каждого из металлов ранее было получено выражение [5]

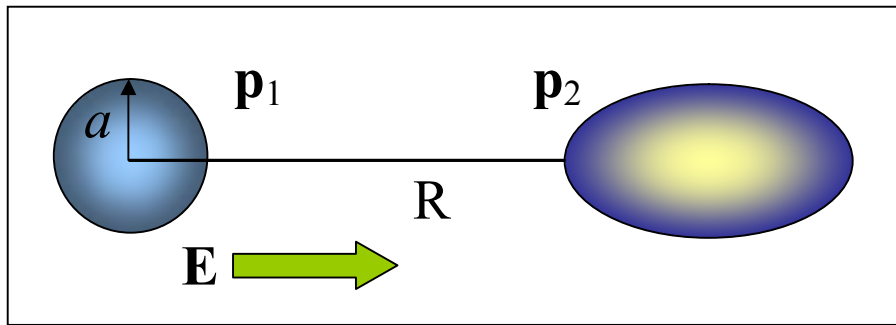
$$\alpha(\omega) = \frac{\varepsilon(\omega)k[j_1'(kR_2) - \beta y_1'(kR_2)] - \varepsilon_m(1/R_2)[j_1(kR_2) - \beta y_1(kR_2)]}{\varepsilon(\omega)k[j_1'(kR_2) - \beta y_1'(kR_2)] + 2\varepsilon_m(1/R_2)[j_1(kR_2) - \beta y_1(kR_2)]} R_2^3 \quad (14)$$

Здесь функция  $\beta = \beta(\omega, k, k_c, R_1)$  зависит от диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{shell}(\omega) = \varepsilon_2(\omega) = \varepsilon(\omega)$  металлической оболочки, диэлектрической проницаемости шаровой сердцевины  $\varepsilon_1(\omega) = \varepsilon_c(\omega)$  и ее радиуса  $R_1$

$$\beta(\omega, k, k_c, R_1) = \frac{\varepsilon(\omega)kj_1'(kR_1) - \varepsilon_c(\omega)j_1(kR_1)k_c j_1'(k_c R_1) / j_1(k_c R_1)}{\varepsilon(\omega)ky_1'(kR_1) - \varepsilon_c(\omega)y_1(kR_1)k_c j_1'(k_c R_1) / j_1(k_c R_1)} \quad (15)$$

В случае вырожденного электронного газа металлической оболочки и невырожденного газа полупроводникового кора  $k(\omega) \neq 0, k_c \rightarrow 0$ . В этом варианте композита устремляя в формуле (15)  $k_c \rightarrow 0$  получаем

$$\beta(\omega, k, k_c \rightarrow 0, R_1) = \frac{\varepsilon(\omega)kj_1'(kR_1) - \varepsilon_c(\omega)j_1(kR_1) / R_1}{\varepsilon(\omega)ky_1'(kR_1) - \varepsilon_c(\omega)y_1(kR_1) / R_1} \quad (16)$$



**Рис. 4.** К расчету эффективной поляризуемости кластера из двух наночастиц сферической и эллипсоидальной формы. Вектор напряженности  $\mathbf{E}$  поля направлен вдоль оси кластера.

#### *Кластеры из несферических изотропных и анизотропных частиц*

Если частицы составляющие кластер несферичны или материалы из которых они состоят обладают анизотропными свойствами, характеристики таких частиц принимают тензорную форму. Так, дипольная динамическая поляризуемость  $\vec{\alpha}(\omega)$  эллипсоидальной наночастицы становится тензором второго ранга [1], а наведенный в частице электрический дипольный момент зависит от взаимной ориентации вектора  $\mathbf{E}$  напряженности поляризующего поля и осей эллипсоида. Для тензора  $\vec{\alpha}(\omega)$  поляризуемости анизотропной эллипсоидальной частицы можем записать

$$\tilde{\alpha}(\omega) = \frac{a_1 a_2 a_3}{3} (\tilde{\varepsilon}^{(i)}(\omega) - \varepsilon_{ex} \mathbf{1}) [\varepsilon_{ex} (\mathbf{1} - \mathbf{n}) + \mathbf{n} \tilde{\varepsilon}^{(i)}(\omega)]^{-1}, \quad (17)$$

где  $a_1, a_2, a_3$  – полуоси эллипсоида, В случае анизотропных сред поляризуемость  $\tilde{\alpha}(\omega)$  определяется через тензор  $\tilde{\varepsilon}^{(i)}(\omega)$  диэлектрической проницаемости материала, из которого состоит частица. Диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon(\omega)$  остается скалярной функцией частоты, если частица состоит из изотропного материала. В предельном случае анизотропного шара  $a_1 = a_2 = a_3 = a$  и  $n^{(s)} = 1/3$ . Тогда для тензора  $\tilde{\alpha}(\omega)$  поляризуемости анизотропного шара исходя из (17) можем записать

$$\tilde{\alpha}(\omega) = a^3 [\tilde{\varepsilon}^{(i)}(\omega) - \varepsilon_{ex} \mathbf{1}] [\tilde{\varepsilon}^{(i)}(\omega) + 2\varepsilon_{ex} \mathbf{1}]^{-1}. \quad (18)$$

### *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. Так, поглощаемая в единицу времени энергия электромагнитного поля может быть представлена через характеристики поля и кластера в следующем виде

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

Тогда скалярная частотнозависящая функция  $\kappa(\omega)$  определяемая выражением

$$\kappa(\omega) = \omega \operatorname{Im} [\mathbf{n}_E \tilde{\alpha}(\omega) \mathbf{n}_E], \quad \mathbf{n}_E = \mathbf{E} / E \quad (19)$$

может рассматриваться в качестве коэффициента диссипации поля в анизотропной системе с поляризуемостью  $\tilde{\alpha}(\omega)$ .

### *Сферические частицы и нанокомпозиты во внешнем магнитном поле*

Диэлектрическая проницаемость  $\tilde{\varepsilon}^{(i)}(\omega | B)$  замагниченной плазмы металла отличается от скалярной функции  $\varepsilon^{(i)}(\omega)$  этой же плазмы в отсутствие магнитного поля. Ненулевые компоненты тензора второго ранга  $\tilde{\varepsilon}^{(i)}(\omega | B)$  диэлектрической проницаемости металла в магнитном поле индукции  $B$  были определены В.Л. Гинзбургом в его теории замагниченной плазмы [11].

Таким образом, дипольная динамическая поляризуемость  $\tilde{\alpha}(\omega)$  сферической металлической наночастицы, помещенной в магнитное поле,



представляет собой, вслед за диэлектрической проницаемостью  $\vec{\epsilon}^{(i)}(\omega|B)$ , магнитодепендентный тензор второго ранга

$$\vec{\alpha}(\omega|\mathbf{B}) = \left[ \vec{\epsilon}^{(i)}(\omega|\mathbf{B}) - \epsilon_{ex} \mathbf{1} \right] \left[ \vec{\epsilon}^{(i)}(\omega|\mathbf{B}) + 2\epsilon_{ex} \mathbf{1} \right]^{-1} R^3. \quad (20)$$

Если частица, входящая в состав кластера представляет собой слоистый сферический композит с анизотропным материалом оболочки (или кора), выражение для тензора  $\vec{\alpha}(\omega)$  в случае невырожденного электронного газа можно получить, обобщая формулу (10) до тензорной формы проницаемости  $\vec{\epsilon}(\omega) = \vec{\epsilon}(\omega|B)$

$$\begin{aligned} \vec{\alpha}(\omega|B) = & \left\{ \left[ \vec{\epsilon}(\omega|B) - \epsilon_m \right] \left[ 2\vec{\epsilon}(\omega|B) + \vec{\epsilon}_c \right] - \left[ 2\vec{\epsilon}(\omega|B) + \epsilon_m \right] \left[ \vec{\epsilon}(\omega|B) - \vec{\epsilon}_c \right] \xi^3 \right\} R_2^3 \\ & \times \left\{ \left[ \vec{\epsilon}(\omega|B) + 2\epsilon_m \right] \left[ 2\vec{\epsilon}(\omega|B) + \vec{\epsilon}_c \right] - 2 \left[ \vec{\epsilon}(\omega|B) - \epsilon_m \right] \left[ \vec{\epsilon}(\omega|B) - \vec{\epsilon}_c \right] \xi^3 \right\}^{-1} \end{aligned} \quad (21)$$

#### *Учет эффекта запаздывания*

В более общем случае произвольного соотношения между масштабом системы  $\mathbf{R} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$  и длиной волны  $\lambda$  электромагнитного поля напряженность  $\mathbf{E}(\mathbf{r}_2)$  поля зависит от волнового числа  $k = 2\pi / \lambda$ . Другими словами – при достаточно больших размерах системы, соизмеримых с длиной волны, требуется отказаться от приближения квазистационарности и учитывать конечность скорости распространения электромагнитного сигнала. Учет этого обстоятельства приводит к следующему выражению для компонент тензора Грина  $\vec{G}(\mathbf{R})$  в виде [2]

$$\vec{G}_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = -\frac{\exp(ikR)}{R^3} \left[ (1 - ikR) \left( \delta_{ij} - 3 \frac{\mathbf{R}_i \mathbf{R}_j}{R^2} \right) - k^2 R^2 \left( \delta_{ij} - \frac{\mathbf{R}_i \mathbf{R}_j}{R^2} \right) \right]. \quad (22)$$

Работа поддержана РФФИ (проект № 10-02-96021-р\_урал\_a) и Минобрнауки РФ (Госзадание Министерства. Проект № 1.3.11).

#### *Список литературы*

1. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** *Электродинамика сплошных сред. Т.8.* М.: Физматлит. 2010. – 656 с.
2. **Климов В. В.** *Наноплазмоника.* М.: Физматлит. 2009. – 480 с.
3. **Кучеренко М.Г.** *Динамическая поляризуемость наночара в случае вырожденного электронного газа и ее роль в плазмонном механизме передачи энергии // Вестник ОГУ. 2012. №1. С. 141-149.*
4. **Кучеренко М.Г.** *Межмолекулярный безызлучательный перенос энергии вблизи шаровой наночастицы с вырожденным электронным газом // Всеросс. Конфер. «Фотоника органических и гибридных наноструктур».- Черногловка: ИПХФ РАН.- 2011.- С.89.*

5. **Кучеренко М.Г.** Влияние шаровых наноразмерных металлокомполитов 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.
6. **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.
7. **Климов В.В., Гузатов Д.В.** Оптические свойства атома в присутствии кластера из двух наносфер // Квантовая электроника. 2007. –Т. 37. - №3. –С. 209-230.
8. **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.
9. **Foteinopoulou S., Vigneron J. P., Vandenbem C.** Optical near-field excitations on plasmonic nanoparticle-based structures. 2007. Optics Express. -Vol. 15. -No. 7. P. 4253-4267.
10. **Polemi A., Shuford K. L.** Distance dependent quenching effect in nanoparticle dimers // J. Chem. Phys. 2012. -V.136. –P. 184703.
11. **Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А.** Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука. 1975. -256 с.
12. **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.
13. **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.
14. **Кучеренко М.Г., Кислов Д.А., Чмерева Т.М.** Возможности улучшения характеристик сканирующего ближнепольного оптического микроскопа за счет плазмонно-резонансного увеличения скорости безызлучательного переноса энергии // Российские нанотехнологии. 2012. –Т. 7.- №1-2. –С. 71-77.
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.