19

Особенности формирования спектров излучения двухчастичных наносистем в магнитном поле

© М.Г. Кучеренко, В.М. Налбандян, Т.М. Чмерева

Центр лазерной и информационной биофизики,
Оренбургский государственный университет,
460018 Оренбург, Россия

e-mail: clibph@yandex.ru

Поступила в редакцию 13.11.2021 г.
В окончательной редакции 08.02.2022 г.
Принята к публикации 10.02.2022 г.

Построена спектральная модель люминесценции двухкомпонентной системы „экситон-активированная полупроводниковая квантовая точка (КТ)—слоистая плазмонная композитная наночастица (КНЧ) с диэлектрическим ядром и проводящей оболочкой" во внешнем магнитном поле с учетом неоднородности квазистационарного электрического поля, создаваемого КТ в области КНЧ, вне рамок приближения дипольной поляризуемости КНЧ. Использован тензорный формализм описания характеристик поля в каждом из слоев КНЧ, а также вне КНЧ. Установлено, что с изменением структуры нанокомпозита, параметров его ядра или оболочечного слоя изменяется спектральный отклик системы на внешнее магнитополевое воздействие. Показано, что особенная форма отклика связана с приобретаемыми (под действием поля) характерными магнитными свойствами компонентов наночастицы.

Ключевые слова: плазмонная слоистая наночастица, сферическая квантовая точка, магнитное поле, люминесценция двухчастичного комплекса.

DOI: 10.21883/OS.2022.05.52430.9-22

Введение

В настоящее время большой интерес вызывают гибридные наноструктуры, образованные из единичных плазмонных и экситонных наночастиц (НЧ) в связи с разработками биосенсоров, сверхчувствительных датчиков и других устройств нанофотоники, принцип работы которых основан на локализации ближнего электромагнитного поля [1–5]. Экситон-плазмонное взаимодействие в таких наноструктурах позволяет контролировать процессы поглощения и излучения, управлять переносом энергии от квантовых точек (КТ) к композитным НЧ [6,7]. Одной из важных задач нанофотоники является контроль интенсивности люминесценции наноструктур, образованных из КТ, молекул, плазмонных НЧ разной формы, а также слоистых структур. Фундаментальные исследования, проводимые в этой области, важны для понимания особенностей экситон-плазмонного взаимодействия и внедрения новых результатов в индустрию наносистем [8–12].

Композитные проводящие НЧ по сравнению со сплошными однородными системами позволяют более гибко регулировать как скорости межмолекулярного безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения [13], так и интенсивности люминесценции излучателей [14–16]. В работе [15] теоретически рассмотрены особенности фотолюминесценции квантовых дипольных излучателей, расположенных вблизи металлических сферических НЧ с диэлектрической оболочкой. Показано, что в случае оболочечной НЧ фотолюминесценция может быть более интенсивной, чем в случае такой же металлической НЧ без оболочки. В [16] экспериментально исследовано усиление излучательной способности КТ вблизи слоистых НЧ с диэлектрической оболочкой. Продемонстрирована возможность усиления излучения КТ в зависимости от толщины оболочки НЧ.

В работах [17–20] исследованы действительные и мнимые части дипольной поляризуемости одиночных и кластерных НЧ в квазиоднородном (на малых масштабах) поле диполя. Показана возможность управления поглощением и излучательными процессами в слоистых НЧ путем изменения электронно-оптических параметров системы и соотношения радиусов ее ядра и оболочки.

В ряде работ [21–23] авторами показано, что в спектрах поглощения и сечения рассеяния наблюдаются не только дипольные, но и мультипольные полосы более высоких порядков. В работах [24–26] экспериментально было обнаружено, что спектры фотолюминесценции двухкомпонентной системы из квантовых излучателей и металлических НЧ изменяются во внешнем магнитном поле. При наличии магнитного поля в такой системе наблюдалось ярко выраженное усиление люминесценции, тогда как в отсутствие плазмонных НЧ эффект магнитополевого усиления свечения не наблюдался.

В настоящей работе, как и в работе [11], объектом исследования являлся двухчастичный кластер, образованный из экситон-активированной полупроводниковой КТ и двухслойной плазмонной НЧ со структурой „ядро-оболочка". Однако в отличие от работы [11], где рассмотрение производилось в рамках приближения дипольной поляризуемости слоистого нанокомпозита, в настоящем исследовании осуществлен выход за рамки дипольного приближения посредством учета мультипольных членов более высокого ранга. Рассматривается гибридный нанокомпозит, в котором ядро и сопряженная с ним оболочка образуют сочетание „диэлектрик-металл“.

Исследуемая двухчастичная система представляет собой экситон-активированную сферическую полупроводниковую КТ радиуса R_{QD} (с содержащейся в ней электрон-дырочной парой или экситоном Ванье-Мотта) и глобулярную слоистую металлогибридную НЧ радиуса R_2 с ядром радиуса R_1, расположенную на расстоянии $r_0 > R_{\mathrm{QD}} + R_2$ от КТ (рис. 1). Поле $\mathbf{E}$ дипольного источника КТ с электрическим дипольным моментом $\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 \exp(-i\omega t)$ осциллирует с частотой ω. В простейшем приближении квазиоднородного поля оно наводит в НЧ дипольный момент $\mathbf{p}_2 = \varepsilon_3 \overleftrightarrow{\alpha}(\omega|\mathbf{B})\mathbf{E}$, где $\overleftrightarrow{\alpha}(\omega|\mathbf{B})$ — магнитозависимый тензор дипольной динамической поляризуемости композитной наночастицы (КНЧ). Именно такой упрощенный подход был реализован ранее в работах [11,27]. В металлических компонентах НЧ, помещенных в монохроматическое поле $\mathbf{E}(\omega)$, возникают плазмонные колебания характерного спектрального состава, определяемого радиусами оболочки и ядра, а также диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_1(\omega)$ и $\varepsilon_2(\omega)$.

Диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_{\mathrm{QD}}$ КТ принималась постоянной в области частот экситонного перехода. Окружающая среда предполагается прозрачной на экситонных частотах и характеризуется диэлектрической постоянной ε_3. Далее для слоистой сферической НЧ будем рассматривать случай с непроводящим ядром из материала без дисперсии, $\varepsilon_1 = \mathrm{const}$. Оболочка представляет собой проводящий слой с сильной частотной дисперсией $\varepsilon_2(\omega)$.

Во внешнем магнитном поле индукции $\mathbf{B}$ электронная плазма металла приобретает анизотропные свойства, и диэлектрическая проницаемость проводящей части КНЧ становится тензором второго ранга $\varepsilon_2(\omega) \to \overleftrightarrow{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B})$ [28]:

$$\overleftrightarrow{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}) = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega\kappa} & 0 & 0 \\ 0 & 1 - \frac{\omega_p^2\kappa}{\omega(\kappa^2-\Omega_L^2)} & i\frac{\omega_p^2\Omega_L}{\omega(\kappa^2-\Omega_L^2)} \\ 0 & -i\frac{\omega_p^2\Omega_L}{\omega(\kappa^2-\Omega_L^2)} & 1 - \frac{\omega_p^2\kappa}{\omega(\kappa^2-\Omega_L^2)} \end{pmatrix}, \tag{1}$$

где $\kappa = \omega + i\gamma$, γ — частота электронных столкновений (коэффициент диссипации), $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e/m^*}$ — ленгмюровская (плазменная) частота электронов металла, $\Omega_L = eB/m^*c$ — ларморовская (циклотронная) частота электрона с эффективной массой m^* в магнитном поле индукции B. Тензор диэлектрической проницаемости $\overleftrightarrow{\varepsilon}(\omega|\mathbf{B})$ приобретает вид (1) при направлении вектора индукции $\mathbf{B}$ магнитного поля вдоль оси X декартовой системы координат, а в общем случае произвольной ориентации вектора индукции магнитного поля все девять компонент этого тензора являются ненулевыми [28].

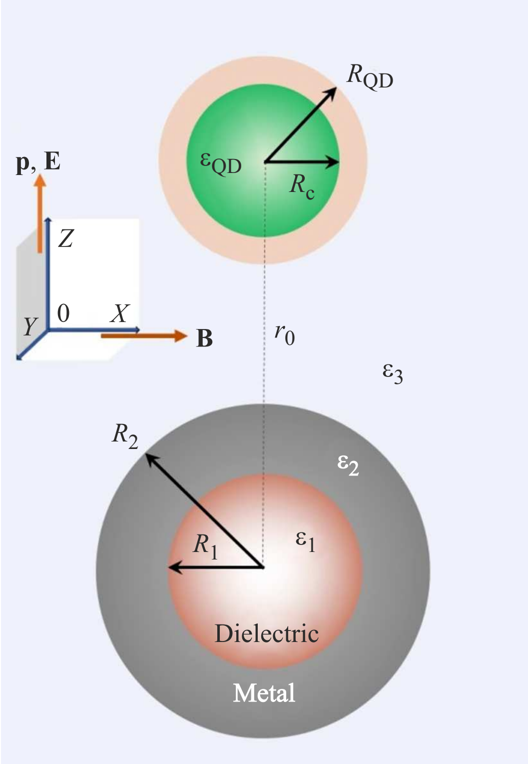

Рис. 1. Геометрическая конфигурация системы „слоистая НЧ–КТ“ в магнитном поле.

В исследуемой системе НЧ находится в начале координат, а КТ расположена на расстоянии r_0 от нее вдоль оси Z. Также параллельно вектору $\mathbf{r}_0$ направлен вектор дипольного момента $\mathbf{p}$ КТ. Для наблюдения влияния внешнего магнитного поля на оптические свойства наносистемы должно выполняться такое условие, при котором вектор $\mathbf{B}$ не параллелен векторам $\mathbf{p}$ и $\mathbf{E}$. Поэтому выбирается направление вектора магнитного поля вдоль оси X.

Описание электрического поля КТ в дипольном приближении

В случае однородных сферических частиц из проводящего материала с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\omega)$ их дипольная динамическая поляризуемость $\alpha(\omega)$ в магнитном поле индукции $\mathbf{B}$ и в бездисперсионной диэлектрической среде с проницаемостью ε_3 принимает следующую тензорную форму [27]:

$$\overleftrightarrow{\alpha}(\omega|\mathbf{B}) = [\overleftrightarrow{\varepsilon}(\omega|\mathbf{B}) - \varepsilon_3 \overleftrightarrow{\mathbf{I}}][\overleftrightarrow{\varepsilon}(\omega|\mathbf{B}) + 2\varepsilon_3 \overleftrightarrow{\mathbf{I}}]^{-1}. \tag{2}$$

Дипольная поляризуемость слоистого композита с металлической сердцевиной выражается следующим образом [29]:

$$\overset{\leftrightarrow}{\alpha}(\omega|\mathbf{B}) = \Big[(\overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}_1(\omega|\mathbf{B}) + 2\varepsilon_2 \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}})(\varepsilon_2 - \varepsilon_3) + (\overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}_1(\omega|\mathbf{B}) - \varepsilon_2 \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}})(2\varepsilon_2 + \varepsilon_3)\xi^3\Big]\Big[(\overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}_1(\omega|\mathbf{B}) + 2\varepsilon_2 \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}}) \times (\varepsilon_2 + 2\varepsilon_3) + 2(\overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}_1(\omega|\mathbf{B}) - \varepsilon_2 \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}})(\varepsilon_2 - \varepsilon_3)\xi^3\Big]^{-1} R_2^3, \quad (3)$$

где $\xi = R_1/R_2$, $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}}$ — единичная матрица размерностью 3×3.

Дипольная поляризуемость композита с замагниченной проводящей оболочкой и диэлектрическим ядром [29] имеет вид

$$\overset{\leftrightarrow}{\alpha}(\omega|\mathbf{B}) = \Big[(\varepsilon_1 \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}} + 2\overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}))(\overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}) - \varepsilon_3 \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}}) + (\varepsilon_1 \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}} - \overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}))(2\overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}) + \varepsilon_3 \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}})\xi^3\Big] \times \Big[(\varepsilon_1 \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}} + 2\overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}))(\overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}) + 2\varepsilon_3 \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}}) + 2(\varepsilon_1 \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}} - \overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}))(\overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}) - \varepsilon_3 \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}})\xi^3\Big]^{-1} R_2^3. \quad (4)$$

Резонансные частоты мнимой части дипольной поляризуемости сплошной и слоистой НЧ отличаются друг от друга из-за добавления внешнего слоя. В спектрах дипольной поляризуемости слоистой частицы со структурой металл (ядро)–диэлектрик (оболочка) возникает одна характерная спектральная плазмонная полоса, а в случае обращенной структуры диэлектрик (ядро)–металл (оболочка) наблюдаются две плазмонных спектральных полосы.

Неоднородное квазистационарное электрическое поле КТ и поляризованной КНЧ

На малых расстояниях r_0 от КТ или сравнительно больших радиусах $R_2 \sim r_0$ КНЧ поле $E(\omega)$ диполя $\mathbf{p}$р уже нельзя считать однородным, и часто используемый для описания отклика на однородное поле метод электрической дипольной поляризуемости (2)–(4) становится недостаточно корректным. Ниже дано описание модели замагниченной анизотропной КНЧ, поляризующейся в неоднородном квазистационарном электрическом поле экситон-активированной КТ.

Потенциалы $\varphi_j(r, \theta)$ $(j = 1, 2, 3)$ электрического поля внутри ядра $(j = 1,\ r < R_1)$, внутри оболочки $(j = 2,\ R_1 < r < R_2)$ и вне композита $(j = 3,\ r > R_2)$ — в среде с диэлектрической проницаемостью ε_3, создаваемого точечным зарядом q, помещенным в точку $(r_0, 0)$ $(r_0 > R_2)$ вне слоистого шара, могут быть записаны в виде

$$\varphi_1(r, \theta; r_0|\mathbf{B}) = \sum_{l=0}^{\infty} \mathbf{r}_0 \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{D}}_l(\omega|\mathbf{B})\mathbf{r}_0 \frac{r^l}{r_0^2 R_1^l} P_l(\cos\theta),\ r < R_1, \quad (5)$$

$$\varphi_2(r, \theta; r_0|\mathbf{B}) = \sum_{l=0}^{\infty}\Big[\mathbf{r}_0 \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{B}}_l(\omega|\mathbf{B})\mathbf{r}_0 \frac{r^l}{r_0^2 R_1^l} + \mathbf{r}_0 \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{C}}_l(\omega|\mathbf{B})\mathbf{r}_0 \frac{R_2^{l+1}}{r_0^2 r^{l+1}}\Big] P_l(\cos\theta),\ R_1 < r < R_2, \quad (6)$$

$$\varphi_3(r, \theta; r_0|\mathbf{B}) = \frac{q}{\varepsilon_3 R_{\mathrm{M}}} + \sum_{l=0}^{\infty} \mathbf{r}_0 \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{A}}_l(\omega|\mathbf{B})\mathbf{r}_0 \frac{R_2^{l+1}}{r_0^2 r^{l+1}} P_l(\cos\theta),\ r > R_2, \quad (7)$$

где $P_l(\cos\theta)$ — полином Лежандра степени l, θ — угол, определяющий направление радиуса-вектора $\mathbf{r}$ точки, в которой рассчитывается потенциал $\varphi_j(r, \theta)$, $R_{\mathrm{M}} = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|$ — расстояние между центром КТ и точкой наблюдения М.

Тензоры $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{A}}_l(\omega|\mathbf{B})$, $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{B}}_l(\omega|\mathbf{B})$, $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{C}}_l(\omega|\mathbf{B})$ и $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{D}}_l(\omega|\mathbf{B})$ могут быть найдены из граничных условий на поверхностях раздела слоев НЧ, причем тензор $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{A}}_l(\omega|\mathbf{B})$, (с точностью до множителя) представляет собой 2^l-польную поляризуемость шарового замагниченного нанокомпозита. Все тензоры $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{A}}_l$, $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{B}}_l$, $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{C}}_l$ и $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{D}}_l$ имеют размерность потенциала φ_j. Учтем, также, что

$$1/R_{\mathrm{M}} = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{k^l}{r_0^{l+1}} P_l(\cos\theta), \quad r < r_0. \quad (8)$$

Соотношения между неизвестными тензорами $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{A}}_l$, $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{B}}_l$, $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{C}}_l$ и $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{D}}_l$ находим из условий на граничных сферах $S(R_1)$ и $S(R_2)$ с учетом (8):

$$\varphi_1(R_1, \theta) = \varphi_2(R_1, \theta),\ \varphi_2(R_2, \theta) = \varphi_3(R_2, \theta), \quad (9)$$

$$\varepsilon_1 \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}} \left(\frac{\partial\varphi_1}{\partial r}\right)_{R_1} = \boldsymbol{\varepsilon}_2 \left(\frac{\partial\varphi_2}{\partial r}\right)_{R_1}, \quad \boldsymbol{\varepsilon}_2 \left(\frac{\partial\varphi_2}{\partial r}\right)_{R_2} = \varepsilon_3 \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}} \left(\frac{\partial\varphi_3}{\partial r}\right)_{R_1}. \quad (10)$$

Тогда из (5)–(7) и (9), (10) следует

$$\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{D}}_l = \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{B}}_l + \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{C}}_l \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^{l+1}, \quad \frac{qR_2^l}{\varepsilon_3 r_0^{l+1}} \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}} + \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{A}}_l = \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{B}}_l \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^l + \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{C}}_l, \quad (11)$$

$$\varepsilon_1 \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{D}}_l = \overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}_2(\omega)\Big[\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{B}}_l - \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{C}}_l \frac{(l+1)}{l}\left(\frac{R_2}{R_1}\right)^{l+1}\Big], \quad (12)$$

$$\frac{qR_2^{l-1}}{r_0^{l+1}} \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{I}} - \varepsilon_3 \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{A}}_l \frac{(l+1)}{lR_2} = \overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}_2(\omega)\Big[\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{B}}_l \frac{R_2^{l-1}}{R_1^l} - \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{C}}_l \frac{(l+1)}{lR_2}\Big]. \quad (13)$$

Последовательно исключая посредством линейных преобразований тензоры $\overleftrightarrow{\mathbf{A}}_l$, $\overleftrightarrow{\mathbf{C}}_l$ и $\overleftrightarrow{\mathbf{D}}_l$ из уравнений (11)−(13), получаем для тензора $\overleftrightarrow{\mathbf{B}}_l$ выражение

$$\overleftrightarrow{\mathbf{B}}_l = \frac{q(2l+1)R_2^{l-1}}{r_0^{l+1}}\overleftrightarrow{\boldsymbol{\rho}}_l, \tag{14}$$

где

$$\overleftrightarrow{\boldsymbol{\rho}}_l(\omega) = \left\{\overleftrightarrow{\boldsymbol{\eta}}_2^l(\omega|\mathbf{B})\frac{R_2^{l-1}}{R_1^l} + [\varepsilon_3\overleftrightarrow{\mathbf{I}} - \overleftrightarrow{\boldsymbol{\varepsilon}}_2(\omega)][\overleftrightarrow{\boldsymbol{\eta}}_1^l(\omega|\mathbf{B})]^{-1}\right.$$
$$\left.\times[\overleftrightarrow{\boldsymbol{\varepsilon}}_2(\omega) - \varepsilon_1\overleftrightarrow{\mathbf{I}}]\frac{l(l+1)}{R_2}\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{l+1}\right\}^{-1},$$

$\overleftrightarrow{\boldsymbol{\eta}}_j^l(\omega|\mathbf{B}) = (l+1)\overleftrightarrow{\boldsymbol{\varepsilon}}_{j+1}(\omega|\mathbf{B}) + l\overleftrightarrow{\boldsymbol{\varepsilon}}_j(\omega|\mathbf{B})$, $\overleftrightarrow{\boldsymbol{\varepsilon}}_3 = \varepsilon_3\overleftrightarrow{\mathbf{I}}$, $\overleftrightarrow{\boldsymbol{\varepsilon}}_1 = \varepsilon_1\overleftrightarrow{\mathbf{I}}$, а тензор $[\overleftrightarrow{\boldsymbol{\eta}}_j^l(\omega|\mathbf{B})]^{-1}$ обратен тензору $\overleftrightarrow{\boldsymbol{\eta}}_j^l(\omega|\mathbf{B})$. Тензор $\overleftrightarrow{\boldsymbol{\rho}}_l$ имеет размерность длины.

Для тензора $\overleftrightarrow{\mathbf{C}}_l(\omega|\mathbf{B})$ получаем

$$\overleftrightarrow{\mathbf{C}}_l(\omega|\mathbf{B}) = \frac{q(2l+1)lR_2^{l-1}}{r_0^{l+1}}\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{l+1}$$
$$\times[\overleftrightarrow{\boldsymbol{\varepsilon}}_2(\omega) - \varepsilon_1\overleftrightarrow{\mathbf{I}}][\overleftrightarrow{\boldsymbol{\eta}}_1^l(\omega|\mathbf{B})]^{-1}\overleftrightarrow{\boldsymbol{\rho}}_l. \tag{15}$$

Тензор $\overleftrightarrow{\mathbf{D}}_l(\omega|\mathbf{B})$ определяется первым уравнением (11)

$$\overleftrightarrow{\mathbf{D}}_l(\omega|\mathbf{B}) = \frac{q(2l+1)R_2^{l-1}}{r_0^{l+1}}$$
$$\times\left\{\overleftrightarrow{\mathbf{I}} + l[\overleftrightarrow{\boldsymbol{\varepsilon}}_2(\omega) - \varepsilon_1\overleftrightarrow{\mathbf{I}}][\overleftrightarrow{\boldsymbol{\eta}}_1^l(\omega|\mathbf{B})]^{-1}\right\}\overleftrightarrow{\boldsymbol{\rho}}_l, \tag{16}$$

а для тензора $\overleftrightarrow{\mathbf{A}}_l$, пропорционального 2^l-польной поляризуемости слоистого композита с анизотропной оболочкой, из второго уравнения (11) следует

$$\overleftrightarrow{\mathbf{A}}_l(\varepsilon_1, \overleftrightarrow{\boldsymbol{\varepsilon}}_2, \varepsilon_3) = \frac{qR_2^l}{\varepsilon_3 r_0^{l+1}}\overleftrightarrow{\mathbf{I}} + \left[\xi^{-l}\overleftrightarrow{\mathbf{I}} + l\xi^{l+1}[\overleftrightarrow{\boldsymbol{\varepsilon}}_2(\omega) - \varepsilon_1\overleftrightarrow{\mathbf{I}}]\right.$$
$$\left.\times[\overleftrightarrow{\boldsymbol{\eta}}_1^l(\omega|\mathbf{B})]^{-1}\right]\frac{q(2l+1)R_2^{l-1}}{r_0^{l+1}}\overleftrightarrow{\boldsymbol{\rho}}_l. \tag{17}$$

При выключении магнитного поля все тензорные величины редуцируются к скалярам, поэтому тензоры (14)−(17) трансформируются к ранее полученным скалярным выражениям для изотропного композита.

Потенциалы $\delta\varphi_j(r, \theta|\mathbf{B})$, $(j = 1, 2, 3)$ ближнего электрического поля НЧ, инициированного радиально выстроенным точечным диполем $\mathbf{p}_0 = q\delta\mathbf{r}_0$, получаем дифференцированием потенциалов $\varphi_j(r, \theta)$, заданных выражениями (5)−(7), по переменной r_0: $\delta\varphi_j(r, \theta) = \nabla(r_0)\varphi_j(r, \theta)|r_))\delta r_0$,

$$\delta\varphi_1(r, \theta; r_0|\mathbf{B}) = -\sum_{l=0}^{\infty}\mathbf{p}_0\big[\overleftrightarrow{\mathbf{I}} + l[\overleftrightarrow{\boldsymbol{\varepsilon}}_2(\omega) - \varepsilon_1\overleftrightarrow{\mathbf{I}}]$$
$$\times[\overleftrightarrow{\boldsymbol{\eta}}_1^l(\omega|\mathbf{B})]^{-1}\big]\overleftrightarrow{\boldsymbol{\rho}}_l\mathbf{r}_0\,\frac{(2l+1)(l+1)R_2^{l-1}r^l}{r_0^{l+3}R_1^l}$$
$$\times P_l(\cos\theta),\ r < R_1, \tag{18}$$

$$\delta\varphi_2(r, \theta; r_0|\mathbf{B}) = -\sum_{l=0}^{\infty}\frac{(2l+1)(l+1)R_2^{l-1}}{r_0^{l+3}}$$
$$\times\mathbf{p}_0\left[\frac{r^l}{R_1^l}\overleftrightarrow{\mathbf{I}} + [\overleftrightarrow{\boldsymbol{\varepsilon}}_2(\omega) - \varepsilon_1\overleftrightarrow{\mathbf{I}}][\overleftrightarrow{\boldsymbol{\eta}}_1^l(\omega|\mathbf{B})]^{-1}l\,\frac{R_1^{l+1}}{r^{l+1}}\right]$$
$$\times\overleftrightarrow{\boldsymbol{\rho}}_l\mathbf{r}_0P_l(\cos\theta),\ R_1 < r < R_2, \tag{19}$$

$$\delta\varphi_3(r, \theta; r_0|\mathbf{B}) = \frac{p_0}{\varepsilon_3 R_{\mathrm{M}}^3}(r\cos\theta - r_0) - \sum_{l=0}^{\infty}\mathbf{p}_0\frac{(l+1)}{r^{l+1}}$$
$$\times P_1(\cos\theta)\left\{-\frac{R_2^{2l+1}}{\varepsilon_3 r_0^{l+3}}\overleftrightarrow{\mathbf{I}} + \left[\xi^{-l}\overleftrightarrow{\mathbf{I}} + \xi^{l+1}[\overleftrightarrow{\boldsymbol{\varepsilon}}_2(\omega) - \varepsilon_1\overleftrightarrow{\mathbf{I}}]\right.\right.$$
$$\left.\left.\times[\overleftrightarrow{\boldsymbol{\eta}}_1^l(\omega|\mathbf{B})]^{-1}\right]\frac{(2l+1)lR_2^{2l}}{r_0^{l+3}}\overleftrightarrow{\boldsymbol{\rho}}_l\right\}\mathbf{r}_0,\ r > R_2. \tag{20}$$

Квазистационарное поле (20) с потенциалом $\delta\varphi_3(r, \theta; r_0|\mathbf{B})$ определяет безызлучательный перенос энергии от экситон-активированной КТ вблизи проводящей НЧ к молекуле, молекулярному кластеру или малой частице-акцептору радиусом r_{M} в магнитном поле. Скорость w_{DA} такого процесса пропорциональна квадрату скалярного произведения векторов, $w_{\mathrm{DA}} \sim \left(\mathbf{p}_{\mathrm{A}}\nabla\delta\varphi_3(r, \theta; r_0|\mathbf{B})\right)^2$ [27].

Люминесценция бинарных комплексов „слоистая плазмонная НЧ–КТ“ в магнитном поле

Отождествляемая с сигналом люминесценции спектральная плотность N числа фотонов, испущенных объединенной системой „КТ–слоистая НЧ“ на частоте ω, имеет вид [11,12]

$$N(\omega|\mathbf{B}, r_0) = \frac{1}{2\pi}\frac{w_{sp}^2(\omega|\mathbf{B}, r_0)\Gamma(\omega|\mathbf{B}, r_0)}{(\omega - \omega_{ij})^2 + \Gamma^2(\omega|\mathbf{B}, r_0)}, \tag{21}$$

где функция спектральной ширины лоренцевой линии люминесценции $\Gamma(\omega|\mathbf{B}, r_0) = w_{sp}(\omega|\mathbf{B}, r_0) + U(\omega|\mathbf{B}, r_0) + K$.

В случае, когда дипольный момент $\mathbf{p}_2$ КНЧ формируется в неоднородном поле КТ, формула для скорости $w_{sp}(\omega|\mathbf{B}, \mathbf{r})$ спонтанного излучения объединенной бинарной системой „КТ–слоистая НЧ“ может быть записана в следующем виде:

$$w_{sp}(\omega|\mathbf{B}, r_0) =$$

$$= \frac{4}{3}\frac{\omega^3}{\hbar c^3}\left|\mathbf{p}_2(r_0|\mathbf{B}) + \frac{3\varepsilon_3}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_3}\int_0^{R_c}\mathbf{P}(r)4\pi r^2 dr\right|^2. \quad (22)$$

Вектор поляризации $\mathbf{P}(r)$ активированной КТ в режиме сильного конфайнмента электрона и дырки определяется выражением [11,12]

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{p}_0}{2\pi R_c}\frac{\sin^2(\pi r/R_c)}{r^2},$$

где $\mathbf{p}_0$ — векторный матричный элемент межзонного электронного дипольного момента перехода, r — расстояние от центра КТ до точки локализации $e{-}h$-пары ($r = r_e = r_h$).

Интеграл $\mathbf{p}_2(r_0|\mathbf{B})$ в (22) представляет собой наведенный дипольный момент КНЧ в неоднородном поле активированной КТ и в магнитном поле индукции $\mathbf{B}$:

$$\mathbf{p}_2(r_0|\mathbf{B}) = -\frac{1}{2}[\overleftrightarrow{\varepsilon}_2(\omega)]^{-1}$$

$$\times\int_0^{R_1}\int_0^{\pi}[\varepsilon_1\overleftrightarrow{\mathbf{I}} - \overleftrightarrow{\varepsilon}_2(\omega)]\boldsymbol{\nabla}_{\mathbf{r}}\delta\varphi_1(r,\theta|\mathbf{B})r^2 dr\sin\theta d\theta$$

$$-\frac{1}{2\varepsilon_3}\int_{R_1}^{R_2}\int_0^{\pi}[\overleftrightarrow{\varepsilon}_2(\omega) - \varepsilon_3\overleftrightarrow{\mathbf{I}}]\boldsymbol{\nabla}_{\mathbf{r}}\delta\varphi_2(r,\theta|\mathbf{B})r^2 dr\sin\theta d\theta. \quad (23)$$

Для расчета наведенного дипольного момента в слоистой композитной частице необходимо определить градиенты потенциалов (18) и (19) в ядре и оболочке нанокомпозита. Градиент же потенциала (20) будет определять скорость безызлучательной передачи энергии электронного возбуждения от слоистой НЧ к частице-акцептору, если таковая окажется в ближней области КТ и КНЧ.

Нетрудно показать, что оба интеграла в (23) содержат только вклады дипольного типа от мультипольных рядов (18) и (19). Действительно, вычисляя градиент от потенциала (18), приходим к выражениям

$$\boldsymbol{\nabla}_{\mathbf{r}}[r^l P_l(\cos\theta)] = \sqrt{4\pi l}\,r^{l-1}\mathbf{Y}^{l-1}_{l0}(\theta),$$

где $\mathbf{Y}^{l}_{lm}(\theta,\varphi)$ — шаровой вектор [30]. Учитывая, что интеграл от шарового вектора $\mathbf{Y}^{l}_{lm}(\theta,\varphi)$ по телесному углу равен

$$\int\mathbf{Y}^{L}_{JM}(\theta,\varphi)d\Omega = \sqrt{4\pi}\delta_{J1}\delta_{l0}\mathbf{e}_M,$$

приходим к тому, что ненулевой вклад в интеграл (23) дает лишь только дипольное слагаемое с $l = 1$ из суммы (18). К аналогичному результату приходим и при вычислении градиента от потенциала (19). Для второй части (19) получаем

$$\boldsymbol{\nabla}_{\mathbf{r}}[r^{-(l+1)}P_l(\cos\theta)] = \sqrt{4\pi(l+1)}\,r^{-(l+2)}\mathbf{Y}^{l+1}_{l0}(\theta),$$

откуда следует равенство нулю интегралов от этой части при всех индексах l.

Скорость $U(\omega|\mathbf{B}, r_0)$ безызлучательной передачи энергии от КТ к КНЧ в случае неоднородного поля КТ может быть представлена суммой двух интегралов от мнимых частей квадратичных форм векторов напряженности локального поля $-\boldsymbol{\nabla}_{\mathbf{r}}\delta\varphi_{1,2}(r,\theta|\mathbf{B}) = \mathbf{E}_{1,2}(r,\theta|\omega)$ внутри слоистой НЧ:

$$U(\omega|\mathbf{B}, r_0) = \frac{1}{2\pi\hbar}$$

$$\times\int_0^{R_1}\int_0^{\pi}\mathrm{Im}\mathbf{E}^*_1(r,\theta|\omega)\varepsilon_1\mathbf{E}_1(r,\theta|\omega)\sin\theta d\theta r^2 dr$$

$$+\frac{1}{2\pi\hbar}\int_{R_1}^{R_2}\int_0^{\pi}\mathrm{Im}\mathbf{E}^*_2(r,\theta|\omega)\overleftrightarrow{\varepsilon}_2(\omega)\mathbf{E}_2(r,\theta|\omega)\sin\theta d\theta r^2 dr. \quad (24)$$

Теперь интегралы в (24) для скорости $U(\omega|\mathbf{B}, r_0)$ содержат квадратичную форму градиента потенциалов, а это означает, что ненулевой вклад в общую скорость $U(\omega|\mathbf{B}, r_0)$ будут давать теперь и высшие члены ряда потенциалов (18) и (19).

В случае изотропного ядра (скалярной диэлектрической постоянной ε_1) в первом интеграле (24) для подынтегральной функции получаем $|\mathbf{E}(r,\theta|\omega)|^2$, а двойная сумма по индексам l и l' от интегралов для этой величины с учетом соотношения ортонормируемости для шаровых векторов

$$\int\mathbf{Y}^{L'*}_{JM}(\theta,\varphi)\mathbf{Y}^{L}_{JM}(\theta,\varphi)d\Omega = \delta_{J'J}\delta_{L'L}\delta_{M'M}$$

превращается в сумму по одному лишь индексу l от интегральных слагаемых вида

$$\int_0^{R_1} r^{2(l-1)}r^2 dr = \frac{1}{2l+1}R_1^{2l+1},$$

т. е. теперь вклад от всех высших членов ряда в первый интеграл (24) ненулевой. К аналогичному выводу приходим и при вычислении второго интеграла в (24).

В случае нулевой мнимой части ($\mathrm{Im}\varepsilon_1 = 0$) диэлектрической проницаемости бездиссипативного материала ядра КНЧ первый интеграл в (24) не дает вклада в общее выражение для скорости переноса энергии. Тогда необратимая безызлучательная передача энергии от КТ происходит исключительно на оболочку КНЧ (второй интеграл (24)).

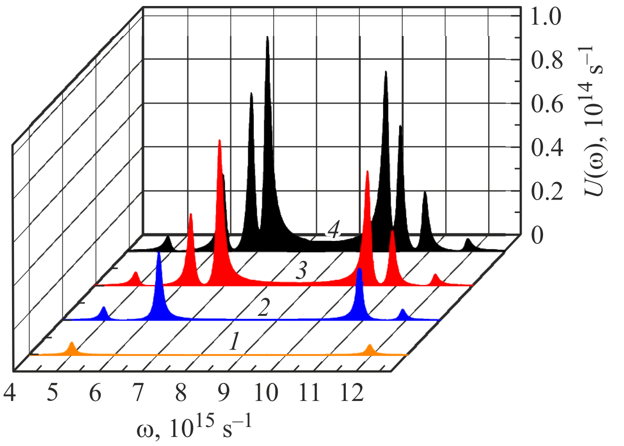

Рис. 2. Спектры скорости безызлучательного переноса энергии от КТ к слоистой НЧ при разных значениях n: *1* — 1, *2* — 2, *3* — 3, *4* — 4. $R_1 = 5$, $\Delta_{\mathrm{NP}} = 3$ nm.

Обсуждение полученных результатов

При проведении расчетов спектров скорости радиационных и безызлучательных процессов были использованы следующие значения параметров системы: $\omega_p = 13.87 \cdot 10^{15}\,\mathrm{s}^{-1}$, $\gamma = 1.6 \cdot 10^{14}\,\mathrm{s}^{-1}$, $B = 0\,\mathrm{T}$, $R_1 = 5\,\mathrm{nm}$, $R_2 = 8\,\mathrm{nm}$, $R_c = 4\,\mathrm{nm}$, $R_{\mathrm{QD}} = 5\,\mathrm{nm}$, $r_{\mathrm{B}} = 5\,\mathrm{nm}$, $r_0 = R_2 + R_{\mathrm{QD}} + 2\,\mathrm{nm}$, $p_0 = 12\,\mathrm{D}$, $\varphi_1 = 1.2$, $\varphi_3 = 2$, $\varphi_{\mathrm{QD}} = 6$, $\omega_{if} = 6.3 \cdot 10^{15}\,\mathrm{s}^{-1}$, $K = 10^{14}\,\mathrm{s}^{-1}$.

Значения величин, которые изменялись по ходу расчетов, указаны дополнительно в подписях к рисункам. Значения величин, типичных для КТ, взяты из работы [31]. В качестве НЧ с выраженными плазмонными свойствами авторы многих экспериментальных работ часто используют однокомпонентные или композитные золотые НЧ. По этой причине в настоящей работе для расчетов выбирались значения параметров, типичные для таких металлов как Au или Ag.

Скорость безызлучательного переноса энергии от КТ к КНЧ. Учет вклада членов различного порядка для потенциалов электрического поля внутри НЧ осуществлялся суммированием по индексу l конечного числа n первых членов ряда ($\sum_{l=0}^{\infty} \to \sum_{l=0}^{n}$) в формулах (18) и (19).

На рис. 2 (при $n = 1$) показаны две спектральные полосы, отличающиеся друг от друга по амплитуде и расположенные на частотах $\omega_1 = 5 \cdot 10^{15}\,\mathrm{s}^{-1}$ и $\omega_2 = 1.2 \cdot 10^{16}\,\mathrm{s}^{-1}$. Для системы с НЧ, состоящей из диэлектрического ядра и металлической оболочки толщиной $\Delta_{\mathrm{NP}} = R_2 - R_1$, наблюдаются две спектральные полосы, связанные с наличием двух характерных плазмонных резонансов, в отличие от системы с НЧ из металлического ядра и диэлектрической оболочки, где наблюдается лишь одна спектральная полоса. Появление дополнительной спектральной полосы объясняется наличием двух границ раздела металл- диэлектрик: металлическая оболочка–диэлектрическое ядро и металлическая оболочка–окружающая среда.

Из рис. 2 ($R_1 > \Delta_{\mathrm{NP}}$) следует, что с увеличением целого числа n появляются новые спектральные полосы, амплитуда которых больше предыдущих, а при $R_1 < \Delta_{\mathrm{NP}}$ (рис. 3) с увеличением n амплитуда таких полос, наоборот, уменьшается. Так, при $n = 1$ наблюдаются две спектральные полосы, $n = 2$ — четыре, $n = 3$ — шесть, $n = 4$ — восемь.

Скорость спонтанного излучения системы „слоистая НЧ–КТ“. Скорость спонтанного излучения объединенной бинарной системы „слоистая НЧ–КТ“ рассчитывалась по формуле (22).

На рис. 4 показаны спектры скорости спонтанного испускания двухчастичной системы при увеличении толщины металлического слоя КНЧ: в низкочастотной области амплитуды спектральных пиков увеличиваются, а в высокочастотной — уменьшаются. При этом смещаются резонансные частоты обоих пиков.

При увеличении расстояния r_0 между двумя частицами имеет место уменьшение скорости спонтанного испускания. Обратная ситуация наблюдается при увеличении дипольного момента межзонного перехода p_0 в КТ.

Люминесценция системы „слоистая НЧ–КТ“. Спектральная плотность числа фотонов (интенсивность люминесценции), испущенных объединенной бинарной системой „слоистая НЧ–КТ“ рассчитывалась по формуле (21).

С увеличением радиуса ядра R_1 слоистой НЧ при постоянной толщине Δ_{NP} оболочки в спектре люминесценции системы увеличивается амплитуда высокочастотной спектральной полосы (рис. 5). В низкочастотной области спектра происходит сравнительно резкое уменьшение амплитуды характерной спектральной полосы. При этом

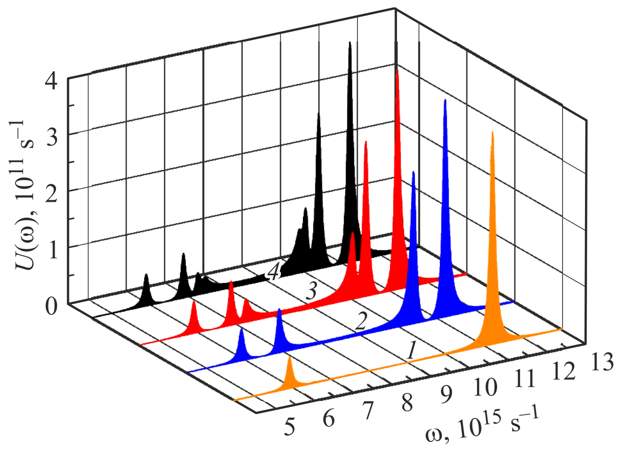

Рис. 3. Спектры скорости безызлучательного переноса энергии от КТ к слоистой НЧ при разных значениях n: *1* — 1, *2* — 2, *3* — 3, *4* — 4. $R_1 = 3$, $\Delta_{\mathrm{NP}} = 5$ nm.

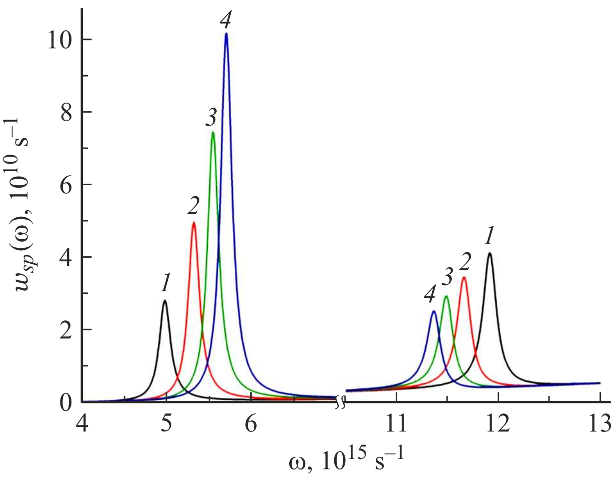

Рис. 4. Спектры скорости спонтанного испускания комплекса „КТ–КНЧ“ в зависимости от толщины Δ_{NP} металлической оболочки КНЧ. Значения для Δ_{NP}: *1* — 3, *2* — 4, *3* — 5, *4* — 6 nm.

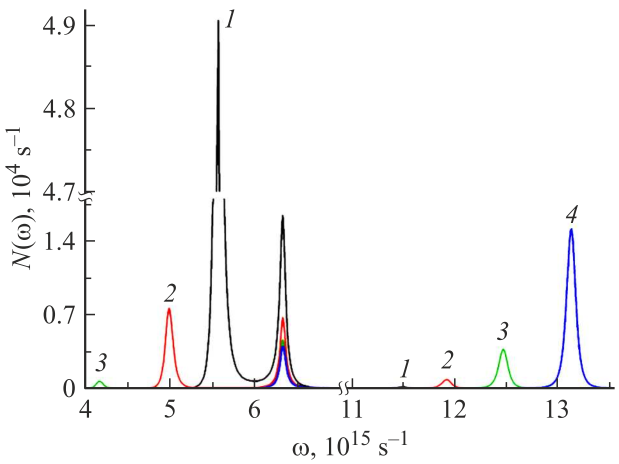

Рис. 5. Спектры люминесценции системы „слоистая НЧ–КТ“ в зависимости от радиуса диэлектрического ядра R_1. Значения R_1: *1* — 4, *2* — 5, *3* — 6, *4* — 7 nm.

спектральные полосы в низко- и высокочастотной областях сдвигаются в противоположные стороны.

В случае малого радиуса ядра и достаточно большой толщины оболочки параметр $\xi \ll 1$, и тогда единственный заметный, высокоамплитудный плазмонный резонанс поляризуемости композита возникает на частоте ω_{res}:

$$\omega_{\text{res}} = \frac{\omega_p}{\sqrt{\varepsilon_\infty + 2\varepsilon_3}} \left[1 - \frac{1}{8} \frac{\gamma^2}{\omega_p^2} (\varepsilon_\infty + 2\varepsilon_3) \right], \qquad (25)$$

т.е. как и в случае однородного металлического шара с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_2(\omega)$. При записи (25) учтено, что $\gamma^2/\omega_p^2 \ll 1$. В более общем случае произвольного значения параметра $\xi \le 1$ плазмонный резонанс в поглощении (рассеянии) света, а также и в рассматриваемом случае люминесценции двухчастичной системы будет наблюдаться при стремлении к нулю следующего тензора из формулы (4):

$$\Big[(\varepsilon_1 \overleftrightarrow{\mathbf{I}} + 2\overleftrightarrow{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}))(\overleftrightarrow{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}) + 2\varepsilon_3 \overleftrightarrow{\mathbf{I}}) + 2(\varepsilon_1 \overleftrightarrow{\mathbf{I}} - \overleftrightarrow{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}))(\overleftrightarrow{\varepsilon}_2(\omega|\mathbf{B}) - \varepsilon_3 \overleftrightarrow{\mathbf{I}})\xi^3 \Big] \to 0. \qquad (26)$$

Рассматривая далее для простоты скалярный вариант проблемы (т.е. в отсутствие магнитного поля) для двух нулей функции (26) в этом случае получаем

$$\varepsilon_2^{\pm}(\omega_{\text{res}}) = -\beta \pm \sqrt{\beta^2 - \varepsilon_1\varepsilon_3}, \qquad (27)$$

где

$$\beta = \frac{[(\varepsilon_1 + 4\varepsilon_3) + 2\xi^3(\varepsilon_1 + \varepsilon_3)]}{4(1 - \xi^3)}. \qquad (28)$$

Из уравнения (27) получаем две резонансные частоты $\omega_{\text{res}}^{\pm}$ для коллективных электронных колебаний оболочки. Они могут быть получены простым способом, как, например, в работе [32]:

$$\omega_{\text{res}}^{\pm} = \frac{\omega_p}{\sqrt{\varepsilon_\infty + \beta_0 \pm \sqrt{\beta_0^2 - \varepsilon_1\varepsilon_3}}} \times \left[1 - \frac{1}{8} \frac{\gamma^2}{\omega_p^2} \left(\varepsilon_\infty + \beta_0 \pm \sqrt{\beta_0^2 - \varepsilon_1\varepsilon_3}\right) \right]. \qquad (29)$$

Здесь в (29) величина β_0 нулевого приближения определена выражением (28) при $\varepsilon_1 \approx \text{const}$.

В частном случае полого нанокомпозита, состоящего только из одной плазмонной оболочки ($\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = \varepsilon_\infty = 1$) в воздухе (вакууме), формула (27) переходит в

$$\varepsilon_2^{\pm}(\omega_{\text{res}}) = -\frac{5 + 4\xi^3}{4(1 - \xi^3)} \pm \frac{3\sqrt{(1 + 8\xi^3)}}{4(1 - \xi^3)}, \qquad (27')$$

а формула (29), в пренебрежении постоянной затухания плазмонов $\gamma \ll \omega_p$, в формулу

$$\omega_{\text{res}}^{\pm} = \frac{\omega_p}{\sqrt{2}} \left[1 \pm \frac{\sqrt{(1 + 8\xi^3)}}{3} \right]. \qquad (29')$$

Именно в виде (27′) и (29′) величины и приведены, например, в работе [33]. „Разбегание“ резонансных частот оболочечных сферических НЧ при увеличении радиуса ядра является хорошо известным в наноплазмонике результатом, напрямую следующим из формул (29) и (29′).

Изменение диэлектрической проницаемости ε_1 непроводящего ядра композита по-разному влияет на спектр люминесценции системы. Так, с увеличением ε_1 интенсивность люминесценции увеличивается в высокочастотной области, но уменьшается в низкочастотной (рис. 6, *a*). А увеличение диэлектрической проницаемости окружающей среды ε_3 приводит к постепенному уменьшению скорости излучения на всех частотах

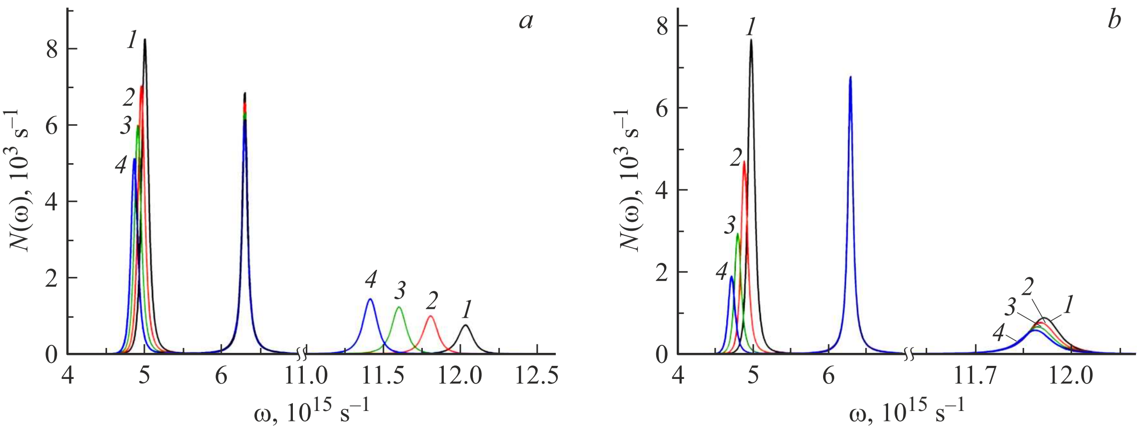

Рис. 6. Спектры люминесценции системы „слоистая НЧ–КТ“ в зависимости от диэлектрической проницаемости ядра ε_1 (a) и окружающей среды ε_3 (b). Значения ε_1: *1* — 1.1, *2* — 1.3, *3* — 1.5, *4* — 1.7. Значения ε_3: *1* — 2, *2* — 2.1, *3* — 2.2, *4* — 2.3.

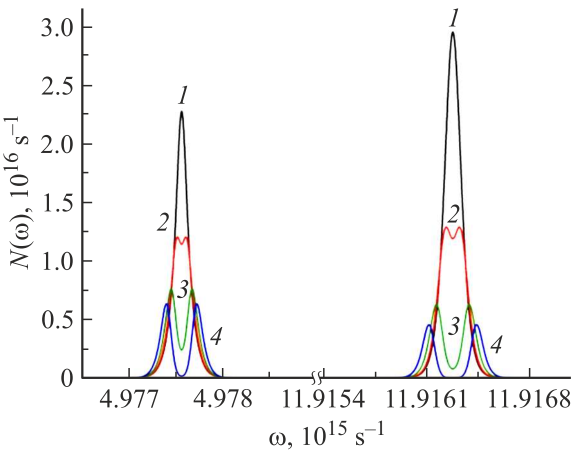

Рис. 7. Спектры люминесценции системы „слоистая НЧ (металл/диэлектрик)–КТ“ в зависимости от индукции B внешнего магнитного поля. $\gamma = 1.6 \cdot 10^{11}\,\mathrm{s}^{-1}$. Значения B: *1* — 0, *2* — 1, *3* — 2, *4* — 3 T.

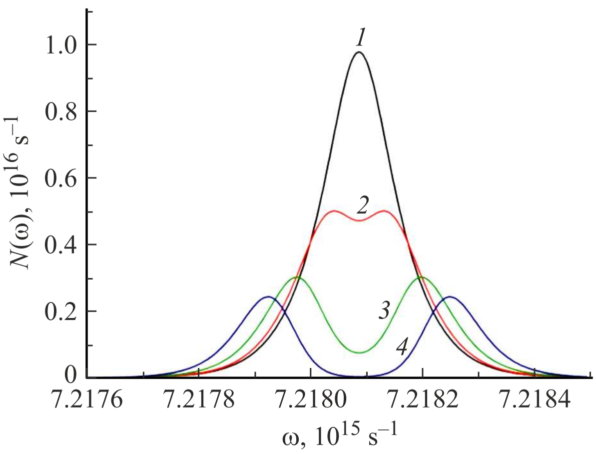

Рис. 8. Спектры люминесценции инвертированной системы „слоистая НЧ (металл/диэлектрик)–КТ“ в зависимости от индукции B внешнего магнитного поля. $\gamma = 1.6 \cdot 10^{11}\,\mathrm{s}^{-1}$. Значения B: *1* — 0, *2* — 1, *3* — 2, *4* — 3 T.

(рис. 6, b). На обоих графиках наблюдается смещение спектральных полос в низкочастотную область.

На рис. 7 показано влияние магнитного поля на люминесценцию системы „слоистая НЧ–КТ“. При уменьшении частоты γ столкновений электронов металла оболочки на три порядка интенсивность люминесценции комплекса из КНЧ с металлической оболочкой увеличивается на 12 порядков, в связи с этим условно экситонная полоса на частоте $\omega_{if} = 6.3 \cdot 10^{15}\,\mathrm{s}^{-1}$ становится незаметной из-за несоизмеримости по амплитуде с двумя плазмонными полосами, которые испытывают расщепление на две характерные компоненты в магнитном поле. Спектральные кривые люминесценции деформируются в магнитном поле, вначале уменьшаясь по амплитуде, а затем расщепляясь на две компоненты, расстояние между которыми увеличивается с ростом индукции магнитного поля. На рис. 8 показан спектр люминесценции инвертированной системы, состоящей из НЧ с металлическим ядром и диэлектрической оболочкой. Отличие этой КНЧ от композитов с проводящей оболочкой заключается в том, что при такой последовательности слоев НЧ в ее спектре люминесценции наблюдается лишь одна спектральная полоса.

Заключение

На основе разработанной теоретической модели произведен расчет скоростей безызлучательной передачи энергии от КТ к слоистым НЧ с проводящей оболочкой, скоростей спонтанного излучения и спектров люминесценции двухчастичных систем, состоящих из слоистой НЧ и КТ, помещенных в постоянное магнитное поле. Обнаружено, что из всех компонентов мультипольных рядов для поля в КНЧ вклад в радиационные спектры рассмотренных систем дают только члены дипольного типа, тогда как в скорость безызлучательной передачи энергии от КТ к КНЧ ненулевой вклад будут давать и высшие члены мультипольного ряда для потенциалов поля в ядре и оболочке КНЧ. В связи с этим в спектрах скорости безызлучательного переноса энергии наблюдается увеличение количества спектральных полос при увеличении числа учитываемых членов ряда для потенциала поля в КНЧ.

Установлено, что при изменении индукции внешнего магнитного поля происходит трансформация радиационных и безызлучательных спектров скорости переноса энергии и спектров люминесценции, плазмонные полосы которых уменьшаются по амплитуде и расщепляются на две спектральные компоненты, расстояние между которыми увеличивается с ростом индукции магнитного поля.

Полученные результаты дают дополнительную информацию для понимания особенностей экситон-плазмонного взаимодействия в замагниченных наносистемах и могут найти применение в формировании индустрии металлогибридных наносистем, при разработке бесконтактных оптических датчиков и приборов для измерения характеристик постоянного магнитного поля.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках научного проекта № FSGU-2020-0003.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] V.I. Balykin, P.N. Melentiev. Phys. Usp., **61**, 133 (2018). DOI: 10.3367/UFNe.2017.06.038163
[2] S.I. Lepeshov, A.E. Krasnok, P.A. Belov, A.E. Miroshnichenko. Phys. Usp., **61**, 1035 (2018). DOI: 10.3367/UFNe.2017.12.038275
[3] E. Cao, Lin W., M. Sun, W. Liang, Y. Song. Nanophotonics, **7** (1), 145 (2018). DOI: 10.1515/nanoph-2017-0059
[4] A.P. Litvin, I.V. Martynenko, F. Purcell-Milton, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, Y.K. Gun'ko. J. Mater. Chem. A, **5** (26), 13252 (2017). DOI: 10.1039/C7TA02076G
[5] S. Yan, X. Zhu, J. Dong, Y. Ding, S. Xiao. Nanophotonics, **9** (7), 1877 (2020). DOI: 10.1515/nanoph-2020-0074
[6] M. Achermann. J. Phys. Chem. Lett., **1**, 2837. DOI: 10.1021/JZ101102E
[7] E. Cohen-Hoshen, G.W. Bryant, I. Pinkas, J. Sperling, I. Bar-Joseph. Nano Letters, **12** (8), 4260 (2012). DOI: 10.1021/nl301917d
[8] J. Sun, H. Hu, D. Zheng, D. Zhang, Q. Deng, S. Zhang, H. Xu. ACS Nano, **12** (10), 10393 (2018). DOI: 10.1021/acsnano.8b05880
[9] T.J. Antosiewicz, S.P. Apell, T. Shegai. ACS Photonics, **1** (5), 454 (2014). DOI: 10.1021/ph500032d
[10] O. Bitton, S.N. Gupta, G. Haran. Nanophotonics, **8** (4), 559 (2019). DOI: 10.1515/nanoph-2018-0218
[11] М.Г. Кучеренко, В.М. Налбандян, Т.М. Чмерева. Опт. журн., **88** (9), 9 (2021). DOI: 10.17586/1023-5086-2021-88-09-09-19 [M.G. Kucherenko, V.M. Nalbandyan, T.M. Chmereva. J. Opt. Technol., **88** (9), 489 (2021). DOI: 10.1364/JOT.88.000489].
[12] М.Г. Кучеренко, В.М. Налбандян. Опт. и спектр., **128** (11), 1776 (2020). DOI: 10.21883/OS.2020.11.50184.153-20 [M.G. Kucherenko, V.M. Nalbandyan. Opt. Spectrosc., **128** (11), 1910 (2020). DOI: 10.1134/S0030400X20110156].
[13] P. Rajput, M.S. Shishodia Plasmonics., **15** (6), 2081 (2020). DOI: 10.1007/s11468-020-01208-5
[14] H. Yanagawa, A. Inoue, H. Sugimoto, M. Shioi, M. Fujii. J. Appl. Phys., **122**, 223101 (2017). DOI: 10.1063/1.5001106
[15] Д.В. Гузатов, С.В. Гапоненко. Доклады Нац. акад. наук Беларуси, **63** (6), 689 (2020). DOI: 10.29235/1561-8323-2019-63-6-689-694
[16] A.K. Tobias, M. Jones. The J. Phys. Chem. C, **123** (2), 1389 (2018). DOI: 10.1021/acs.jpcc.8b09108
[17] М.Г. Кучеренко, В.М. Налбандян. Вестник ОГУ, **188** (13), 156 (2015).
[18] М.Г. Кучеренко, В.М. Налбандян. Известия вузов. Физика, **59** (9), 87 (2016). [M.G. Kucherenko, V.M. Nalbandyan. Russian Physics J., **59** (9), 1425 (2017). DOI: 10.1007/s11182-017-0926-9].
[19] А.В. Коротун, А.А. Коваль. Опт. и спектр., **127** (12), 1032 (2019). DOI: 10.21883/OS.2019.12.48705.133-19
[20] А.В. Коротун, В.В. Погосов. ФТТ, **63** (1), 120 (2021). DOI: 10.21883/FTT.2021.01.50409.178
[21] P. Li, K. Du, F. Lu, K. Gao, F. Xiao, W. Zhang, T. Mei. J. Phys. Chem. C, **124** (35), 19252 (2020). DOI: 10.1021/acs.jpcc.0c05661
[22] I.Y. Goliney, V.I. Sugakov, L. Valkunas, G.V. Vertsimakha. Chem. Phys., **404**, 116 (2012). DOI: 10.1016/j.chemphys.2012.03.011
[23] K. Sakai, K. Nomura, T. Yamamoto, K. Sasaki. Scientific Reports, **5** (1), 1 (2015). DOI: 10.1038/srep08431
[24] Z.W. Ma, J.P. Zhang, X. Wang, Y. Yu, J.B. Han, G.H. Du, L. Li. Optics Letter, **38** (19), 3754 (2013). DOI: 10.1364/OL.38.003754
[25] C.M. Briskina, A.P. Tarasov, V.M. Markushev, M.A. Shiryaev. J. Nanophotonics. **12** (4), 043506 (2018). DOI: 10.1117/1.JNP.12.043506.
[26] Ч.М. Брискина, А.П. Тарасов, В.М. Маркушев, М.А. Ширяев. Журн. приклад. спектроск., **85** (6), 1018 (2018).
[27] M.G. Kucherenko, V.M. Nalbandyan. Physics Procedia, **73**, 136 (2015).
[28] В.Л. Гинзбург, А.А. Рухадзе. *Волны в магнитоактивной плазме* (Наука, М., 1975).
[29] М.Г. Кучеренко, В.М. Налбандян. Опт. журн., **85** (9), 3 (2018). DOI: 10.17586/1023-5086-2018-85-09-03-11 [M.G. Kucherenko, V.M. Nalbandyan. J. Opt. Technol., **85** (9), 524 (2018). DOI: 10.1364/JOT.85.000524].
[30] Д.А. Варшалович, В.К. Херсонский, Е.В. Орленко, А.Н. Москалев. *Квантовая теория углового момента и ее приложения*. Т. 1 (Физматлит, М., 2017).
[31] В.М. Агранович, Д.М. Баско. Письма в ЖЭТФ, **69** (3), 232 (1999).
[32] М.Г. Кучеренко, И.Р. Алимбеков, П.П. Неясов. Хим. физика и мезоскопия, **23** (3), 272 (2021). DOI: 10.15350/17270529.2021.3.25
[33] В.В. Климов. *Наноплазмоника* (Физматлит, М., 2009).