

Моделирование динамики селективной резонансной флуоресценции двух взаимодействующих наночастиц

© В.А. Морозов

Институт органической химии им. Н.Д. Зелинского РАН,
119991 Москва, Россия

e-mail: morozov@mail.ioc.ac.ru

Поступила в редакцию 23.05.2023 г.

В окончательной редакции 28.06.2023 г.

Принята к публикации 03.07.2023 г.

Приведена система самосогласованных дифференциальных уравнений первого порядка по времени, которая отражает динамику резонансной флуоресценции двух взаимодействующих двухуровневых частиц при облучении одной из них длительным прямоугольным импульсом света. Система уравнений получена на основе анализа уравнений, описывающих динамику состояний общей составной системы из упомянутой пары частиц и квантованного поля излучения при учете влияния макроскопического окружения частиц на выбор флуоресценции той или иной из взаимодействующих частиц (селективная резонансная флуоресценция). Наряду с динамикой заселенности начального коллективного состояния общей системы, динамикой заселенности и когерентности основного и возбужденных коллективных состояний частиц при преобразовании ими одного из фотонов облучения полученная система описывает динамику заселенности каждой частицы в ее основном состоянии. Это описание динамики заселенности основного состояния каждой из частиц отличает приведенную систему уравнений от систем, которые описывают динамику коллективного основного состояния как, например, система оптических уравнений Блоха. Соответственно характерные черты рассматриваемой динамики селективной резонансной флуоресценции существенно отличаются от характерных черт динамики резонансной флуоресценции, описываемой системой оптических уравнений Блоха.

Ключевые слова: математическое моделирование, взаимодействующие двухуровневые наночастицы, динамика резонансной флуоресценции.

DOI: 10.61011/OS.2023.08.56307.5254-23

Введение

При теоретическом и экспериментальном изучении различных аспектов резонансной флуоресценции (РФ) двух взаимодействующих атомов, ионов, полупроводниковых квантовых точек с успехом используют моделирование динамики состояний облучаемых светом взаимодействующих двухуровневых наночастиц [1,2]. Обычно это моделирование основано на применении классической теории поля излучения и рассмотрения пары частиц как замкнутой системы при описании динамики их коллективных состояний управляющим уравнением для матрицы плотности, например, системой оптических уравнений Блоха (ОУБ). Как отмечено в [3], „использование описания физических объектов при помощи матрицы плотности может рассматриваться как частный случай более общего метода, основанного на экспериментальных ситуациях, возникающих при селективных измерениях“. Соответствующий такому методу формализм моделирования динамики заселенности состояний двух связанных динамическим взаимодействием различных двухуровневых частиц и спектральных характеристик их спонтанной флуоресценции (СФ) приведен в [4,5]. Этот формализм основан на использовании теории селективных измерений динамики заселенности

основного состояния одной из частиц при поглощении фотона СФ этой частицей. Учитывалось, что окружение частиц (прибор [3]) разбивает ансамбль пары частиц на подансамбли с выделением подансамбля одной частицы, „отбрасывая все остальные“ [3]. Соответственно в [4,5] использовано разделение гильбертова пространства состояний общей составной системы на подпространства состояний, относящихся к состояниям одной из частиц и излученного этой частицей фотона СФ. При этом система уравнений Шредингера для амплитуд состояний этих подпространств записана в таком виде, что ее решения позволили получить выражения для вероятности излучения фотона СФ той или иной частицей при регистрации ее основного состояния (селективная СФ двух частиц). Соответствующие выражения для заселенности основного состояния каждой частицы, заселенности и когерентности возбужденных коллективных состояний частиц и их производных по времени получены в [4] в аналитическом виде. Уравнения, связывающие эти выражения, записаны в виде системы уравнений для динамики заселенности и когерентности состояний частиц при их селективной СФ.

В настоящей работе такой подход применен к получению системы уравнений для динамики заселенности и когерентности состояний двух частиц при их селектив-

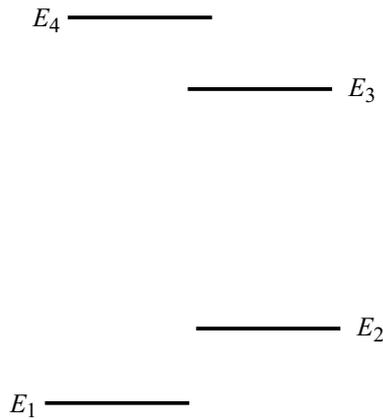


Рис. 1. Схема относительного положения уровней энергии частиц.

ной РФ, возбуждаемой при облучении одной из частиц длительным прямоугольным импульсом света с несущей частотой, близкой к частоте ее собственного перехода.

Модель и уравнения составной системы

Гамильтониан системы из близко расположенных двух „точечных“, неподвижных двухуровневых частиц (частица A и частица B), которые взаимодействуют между собой и с квантованным полем излучения, запишем [6] в виде

$$H = H_f + W + \sum_{j=A,B} H_j + V_j,$$

где H_j — гамильтониан поля излучения; W — оператор энергии динамического взаимодействия между частицами, $H_A(H_B)$ — гамильтониан частицы $A(B)$, $V_A = -(\mathbf{e}d_A)$ — оператор энергии электродипольного (d_A — оператор дипольного момента частицы A) взаимодействия частицы A с поперечными компонентами поля излучения и аналогичное выражение $V_B = -(\mathbf{e}d_B)$ для частицы B . Ориентация диполей переходов частиц и направление облучения таковы, что оно возбуждает только частицу A . Расстояние между частицами много меньше длины волны СФ свободной частицы и длины волны СФ свободной частицы B .

Введем следующие обозначения: $|n\rangle$ ($n = 1, 4$) — собственные состояния частицы A с энергиями E_1 и E_4 ; $|n\rangle$ ($n = 2, 3$) — собственные состояния частицы B с энергиями E_2 и E_3 (для определенности полагаем $E_4 \geq E_3$ и $E_2 \geq E_1$); $\hbar\omega_{nm} = (E_n - E_m)$, где $n = 4, 3, 2$; $m = 3, 2, 1$; $\omega_{41} - \omega_{32} = \omega_{43} + \omega_{21} \equiv 2\Delta$, где $0 < \Delta \ll \omega_{41}, \omega_{32}$. На рис. 1 схематически приведено относительное положение отмеченных отрезками горизонтальных линий уровней энергии E_n с примерно равными значениями разностей $E_4 - E_3 > 0$ и $E_2 - E_1 > 0$ (как часто принимается при моделировании динамики состояний взаимодействующих ионов, атомов [2]).

Начальное состояние поля облучения обозначим $|\lambda\rangle$. Это поле содержит целое число $N \geq 1$ фотонов λ с

частотой ω_λ из области частот, удовлетворяющих условию $\omega_{41} \gg |\omega_\lambda - \omega_{41}|$; здесь λ — совокупность индексов, характеризующих волновой вектор фотона и состояние его поляризации. Состояние поля, содержащего $N - 1$ фотонов λ , обозначим $|0\rangle$.

В качестве базисных состояний составной системы будем рассматривать следующие ортонормированные состояния: начальное $|12\lambda\rangle$, два „промежуточных“ возбужденных состояния $|420\rangle$ и $|130\rangle$ и состояния $|12\sigma\rangle$, $|12\nu\rangle$, которые [4–6] используются для учета информации „какой путь излучения“ [7] фотона флуоресценции: той или иной из взаимодействующих частиц при заселении ее основного состояния („скачком по Гейзенбергу“, как отмечено на стр. 125 в [8]) в результате поглощения этого фотона „соответствующей частицей“.

Для объема L^3 пространства, в котором находятся частицы и поле излучения, матричный элемент оператора V_A по состояниям $|12\lambda\rangle$ и $|420\rangle$ обозначим так:

$$\langle 12\lambda|V_A|420\rangle = iL^{-3/2}\sqrt{2\pi N\hbar\omega_\lambda}(d_\lambda)_{14} \equiv V_{1\lambda}^{40} = i\hbar\Omega_\lambda,$$

где $(d_\lambda)_{14}$ — матричный элемент по состояниям $|1\rangle$ и $|4\rangle$ проекции оператора d на направление поляризации фотона λ , Ω_λ — частота Раби. Здесь для простоты записи в обозначениях $V_{12\nu}^{420}$ и далее в обозначениях $V_{12\sigma}^{420}$ опущены индексы „2“, так же как и далее в обозначениях $V_{12\nu}^{130}$ будут опущены индексы „1“. Аналогично обозначим матричные элементы:

$$\langle 12\sigma|V_A|420\rangle = iL^{-3/2}\sqrt{2\pi \cdot \hbar\omega_\sigma} \cdot (d_\sigma)_{14} \equiv V_{1\sigma}^{40},$$

$$\langle 12\nu|V_B|130\rangle = iL^{-3/2}\sqrt{2\pi \cdot \hbar\omega_\nu} \cdot (d_\nu)_{23} \equiv V_{2\nu}^{30}.$$

Под W будем подразумевать оператор энергии диполь-дипольного взаимодействия частиц как, например, в [9] при описании взаимодействия близко стоящих друг от друга двух щелочно-земельных атомов или при описании взаимодействия пары квантовых точек CdSe/ZnS [10], геометрия относительного положения которых определялась по их РФ. Для матричных элементов оператора W используем обозначение $\langle 42|W|13\rangle = \langle 13|W|42\rangle \equiv \hbar w$.

Уравнения Шредингера для амплитуд $b_k(t)$ собственных состояний $|k\rangle$ введенного гамильтониана в представлении взаимодействия имеют вид

$$i\hbar\dot{b}_k(t) = \sum_l (V_A + V_B + W)_{kl}b_l(t) \times \exp[i(E_k - E_l)t/\hbar] + i\hbar\delta_{ki}\delta(t),$$

где i, k, l — совокупность индексов, обозначающих базисные ортонормированные состояния общей системы; δ_{ki} — символ Кронекера ($\delta_{ki} = 0$ при $k \neq i$ и $\delta_{ki} = 1$ при $k = i$). Введение неоднородного члена $i\hbar\delta_{ki}\delta(t)$ для сохранения нормировки амплитуд $b_k(t)$ при значениях времени как $t > 0$, так и $t < 0$, включая $t = 0$, обсуждается, например, в [11]. Использование приведенных выше матричных элементов оператора взаимодействия частиц

и поля излучения соответствует описанию динамики состояний составной системы, учитывающему переходы с сохранением ее энергии с пренебрежением малым вкладом в амплитуду этих состояний от виртуальных переходов, при которых энергия системы не сохраняется (резонансное приближение).

Имея в виду изложенное во Введении, запишем систему уравнений Шредингера в таком виде, чтобы она отражала начальное условие $b_{12\lambda}(t=0) = 1$ и отсутствие интерференции между состояниями $|12\lambda\rangle$, $|12\sigma\rangle$ и $|12\nu\rangle$. Такая система имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} i\hbar\dot{b}_{12\lambda}(t) &= V_{1\lambda}^{40}b_{420}(t)\exp(i\bar{\omega}_\lambda t) + i\hbar\delta(t), \\ i\hbar\dot{b}_{420}(t) &= V_{40}^{1\lambda}b_{12\lambda}(t)\exp(-i\bar{\omega}_\lambda t) + \sum_{\sigma} V_{40}^{1\sigma}b_{12\sigma}(t) \\ &\times \exp(-i\bar{\omega}_\sigma t) + \hbar w b_{130}(t)\exp(i2\Delta t), \\ i\hbar\dot{b}_{130}(t) &= \sum_{\nu} V_{30}^{2\nu}b_{12\nu}(t)\exp[-i(\bar{\omega}_\nu + 2\Delta)t] \\ &+ \hbar w b_{420}(t)\exp(-i2\Delta t), \\ i\hbar\dot{b}_{12\sigma}(t) &= V_{1\sigma}^{40}b_{420}(t)\exp(i\bar{\omega}_\sigma t), \\ i\hbar\dot{b}_{12\nu}(t) &= V_{2\nu}^{30}b_{130}(t)\exp[i(\bar{\omega}_\nu + 2\Delta)t], \end{aligned}$$

где $\bar{\omega}_\lambda = \omega_\lambda - \omega_{41}$, $\bar{\omega}_\sigma = \omega_\sigma - \omega_{41}$, $\bar{\omega}_\nu = \omega_\nu - \omega_{41}$.

Как отмечено во Введении, в [4,5] были найдены в аналитическом виде решения системы уравнений Шредингера, отражающие отсутствие интерференции между состояниями $|12\sigma\rangle$ и $|12\nu\rangle$ при рассмотрении СФ пары частиц, когда в начальный момент времени была возбуждена частица А. Используя эти решения в [4] получены в аналитическом виде выражения для заселенности и когерентности состояний частиц и определены соотношения между их производными по времени, совокупность которых и выглядит как система строго определенных уравнений, описывающих динамику состояний частиц при СФ. Например, если использовать обозначения

$$\begin{aligned} \sum_{\sigma} |b_{12\sigma}(t)|^2 &\equiv \rho_{11}(t), & |b_{420}(t)|^2 &\equiv \rho_{44}(t), \\ \sum_{\nu} |b_{12\nu}(t)|^2 &\equiv \rho_{22}(t), & |b_{130}(t)|^2 &\equiv \rho_{33}(t), \end{aligned}$$

(которые будут приняты далее), то полученное в [4] уравнение для производной по времени заселенности основного состояния частицы А и заселенности ее возбужденного состояния выглядит как

$$\dot{\rho}_{11}(t) = 2\gamma_4\rho_{44}(t),$$

где

$$\gamma_4 = \pi\hbar^{-1} \sum_{\sigma} |V_{1\sigma}^{40}|^2 \delta(E_{40} - E_{1\sigma}) = 2\omega_{41}^3 d_{41}^2 / 3\hbar c^3$$

— константа радиационного распада возбужденного состояния частицы А [11]. Аналогично для частицы В получено

$$\dot{\rho}_{22}(t) = 2\gamma_3\rho_{33}(t),$$

где

$$\gamma_3 = \pi\hbar^{-1} \sum_{\nu} |V_{2\nu}^{30}|^2 \delta(E_{30} - E_{2\nu}) = 2\omega_{32}^3 d_{32}^2 / 3\hbar c^3$$

— константа радиационного распада возбужденного состояния частицы В (предполагается, что $\gamma_4 \ll \omega_{41}$ и $\gamma_3 \ll \omega_{32}$).

При использовании фурье-представлений

$$\begin{aligned} b_k(t) &= i(2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{ki}(E) \exp[i(E_k - E)t/\hbar] dE, \\ i\hbar\delta(t) &= i(2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[i(E_k - E)t/\hbar] dE, \end{aligned}$$

матрица $G_{ki}(E)$ определяется решением системы уравнений

$$(E - E_k) \cdot G_{ki}(E) = \sum_l (V_A + V_B + W)_{kl} G_{li}(E) + \delta_{ki}.$$

Не указывая для простоты индекс i и зависимость G_{ki} от E , запишем систему уравнений для рассматриваемой селективной РФ в следующем виде:

$$\begin{aligned} (E - E_{12\lambda})G_{12\lambda} &= V_{1\lambda}^{40}G_{420} + 1, \\ (E - E_{420})G_{420} &= V_{40}^{1\lambda}G_{12\lambda} + \sum_{\sigma} V_{40}^{1\sigma}G_{12\sigma} + \hbar w G_{130}, \\ (E - E_{130})G_{130} &= \sum_{\nu} V_{30}^{2\nu}G_{12\nu} + \hbar w G_{420}, \\ (E - E_{12\sigma})G_{12\sigma} &= V_{1\sigma}^{40}G_{420}, \\ (E - E_{12\nu})G_{12\nu} &= V_{2\nu}^{30}G_{130}. \end{aligned}$$

Следуя принятой в [11] замене деления левой части уравнений этой системы на $E - E_k$ умножением их правой части на $\xi(E - E_k)$, используем обозначения

$$\begin{aligned} i\hbar\gamma_4 &= - \sum_{\sigma} |V_{1\sigma}^{40}|^2 \xi(E - E_{1\sigma}), \\ i\hbar\gamma_3 &= - \sum_{\nu} |V_{2\nu}^{30}|^3 \xi(E - E_{2\nu}), \end{aligned}$$

где

$$\xi(E) = P/E - i\pi\delta(E),$$

P/E — главное значение функции $1/E$. Далее [11] под выражениями γ_m ($m = 4, 3$) будем подразумевать приведенные выше константы γ_4 и γ_3 . С использованием этих обозначений получаем решения:

$$\begin{aligned} G_{12\lambda}(E) &= [E_I E_{II} - (\hbar w)^2] / F(E), \\ G_{420}(E) &= V_{40}^{1\lambda} E_I / F(E), \\ G_{130}(E) &= V_{40}^{1\lambda} \hbar w / F(E), \\ G_{12\sigma}(E) &= V_{12\lambda}^{420} V_{12\sigma}^{420} E_{II} \xi(E - E_{12\sigma}) / F(E), \end{aligned}$$

$$G_{12\nu}(E) = V_{12\lambda}^{420} V_{12\nu}^{130} \hbar w \xi(E - E_{12\nu}) / F(E),$$

$$F(E) = E_0(E_I E_{II} - \hbar^2 w^2) - \hbar^2 \Omega^2 E_I,$$

$$E_0 = E - E_{12\lambda}, \quad E = E - E_{130} + i \hbar \gamma_3,$$

$$E_{II} = E - E_{420} + i \hbar \gamma_4.$$

По виду полученных функций $G_k(E)$ можно заключить, что нахождение решения $b_k(t)$ приведенной выше системы уравнений в аналитическом виде (как функции параметров частиц и поля облучения) представляется довольно сложной задачей. Так, при вычислении их как обратного фурье-представления функций $G_k(E)$ с использованием теории вычетов потребуются знать значения корней кубического (см. функцию $F(E)$) алгебраического уравнения с комплексными коэффициентами (а не квадратного, как при вычислениях в [4,5]). Аналогичные трудности имеют место при нахождении по методу Гайтлера-Ма [11]. В связи с этим заметим, что в [6] приведенная система уравнений Шредингера была использована при моделировании спектра возбуждения селективной РФ рассматриваемых частиц, но ее спектр был определен на основе таких выражений Гайтлера-Ма, для получения которых не требовались обсуждаемые решения $b_k(t)$.

Ограничимся рассмотрением $b_k(t)$ при таком значении времени t , когда можно полагать, что процесс преобразование фотона облучения в фотон РФ закончился [11], заселенность начального состояния составной системы равна нулю и заселенности возбужденных коллективных состояний частиц равны нулю. Определим решения приведенной выше системы уравнений Шредингера для состояний $|12\sigma\rangle, |12\nu\rangle$ при указанном значении t (которое обозначим как $t = \infty$), используя полученные выражения для $G_k(E)$ и соотношения

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \xi(E - E_{12\sigma}) \exp[i(E_{12\sigma} - E)t/\hbar] = -2\pi i \delta(E - E_{12\sigma}),$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(E) \cdot \delta(E - E_{12\sigma}) dE = f(E_{12\sigma}).$$

Получаем

$$b_{12\sigma}(\bar{\omega}_\sigma, t = \infty) = i(2\pi)^{-1}$$

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{12\sigma}(E) \cdot \exp[i(E_{12\sigma} - E)t/\hbar] dE$$

$$= -i \hbar^{-1} \Omega [V_{1\sigma}^{40}(\bar{\omega}_\sigma + 2\Delta + \gamma_3)] / F_\sigma(\bar{\omega}_\sigma),$$

$$b_{12\nu}(\bar{\omega}_\nu, t = \infty) = i(2\pi)^{-1}$$

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{12\nu}(E) \cdot \exp[i(E_{12\nu} - E)t/\hbar] dE$$

$$= -i \hbar^{-1} \Omega V_{2\nu}^{30} w / F_\nu(\bar{\omega}_\nu),$$

$$F_\sigma(\bar{\omega}_\sigma) = (\bar{\omega}_\sigma - \bar{\omega}_I) [(\bar{\omega}_\sigma + 2\Delta + i\gamma_3)$$

$$\times (\bar{\omega}_\sigma + i\gamma_4) - w^2] - \Omega^2 (\bar{\omega}_\sigma + 2\Delta + i\gamma_3),$$

а функция $F_\nu(\bar{\omega}_\nu)$ отличается от $F_\sigma(\bar{\omega}_\sigma)$ заменой $\bar{\omega}_\sigma$ на $\bar{\omega}_\nu$. Используя введенные выше определения, запишем выражения для заселенности основного состояния частиц в виде

$$\rho_{11}(t = \infty) = \hbar^{-2} \Omega^2 \sum_{\sigma} |V_{1\sigma}^{40}|^2 [(\bar{\omega}_\sigma + 2\Delta)^2 + \gamma_3^2] / |F_\sigma(\bar{\omega}_\sigma)|^2,$$

$$\rho_{22}(t = \infty) = \hbar^{-2} \Omega^2 \sum_{\nu} |V_{2\nu}^{30}|^2 w^2 / |F_\nu(\bar{\omega}_\nu)|^2,$$

где

$$|F_\sigma(\bar{\omega})|^2 = F_{\sigma 1}^2(\bar{\omega}_\sigma) + F_{\sigma 2}^2(\bar{\omega}_\sigma),$$

$$F_{\sigma 1}(\bar{\omega}_\sigma) = \text{Re} F_\sigma(\bar{\omega}_\sigma) = (\bar{\omega}_\sigma - \bar{\omega}_L)$$

$$\times [(\bar{\omega}_\sigma + 2\Delta)\bar{\omega}_\sigma - \gamma_3 \gamma_4 - w^2] - \Omega^2 (\bar{\omega}_\sigma + 2\Delta),$$

$$F_{\sigma 2}(\bar{\omega}_\sigma) = \text{Im} F_\sigma(\bar{\omega}_\sigma) = (\bar{\omega}_\sigma - \bar{\omega}_L)$$

$$\times [(\bar{\omega}_\sigma + 2\Delta)\gamma_4 + \bar{\omega}_\sigma \gamma_3] - \Omega^2 \gamma_3,$$

а $|F_\nu(\bar{\omega}_\nu)|^2$ отличается от $|F_\sigma(\bar{\omega}_\sigma)|^2$ заменой $\bar{\omega}_\sigma$ на $\bar{\omega}_\nu$. Используя равенство

$$\hbar^{-2} |V_{1\sigma}^{40}(\omega_\sigma = \omega_{41})|^2 = L^{-3} 2\pi \hbar^{-1} \omega_{41} (d_\sigma)_{41}$$

(см. сделанное выше замечание относительно определения величины γ_4), после замены суммирования по индексам σ интегрированием по всем направлениям распространения фотона σ с учетом двух состояний его поляризации [9] получаем

$$\hbar^{-2} \sum_{\sigma} |V_{1\sigma}^{40}(\omega_\sigma = \omega_{41})|^2 = \pi^{-1} \gamma_4.$$

Учитывая приведенное выше, переходим от суммирования выражения $\rho_{11}(t = \infty)$ по индексам σ к интегрированию по $d\bar{\omega}_\sigma$, от суммирования выражения $\rho_{22}(t = \infty)$ по индексам ν к интегрированию по $d\bar{\omega}_\nu$ и получаем

$$\rho_{11}(t = \infty) = \pi^{-1} \gamma_4 \Omega^2$$

$$\times \int_{-\infty}^{+\infty} d\bar{\omega}_\sigma [(\bar{\omega}_\sigma + 2\Delta)^2 + \gamma_3^2] / |F_\sigma(\bar{\omega}_\sigma)|^2,$$

$$\rho_{22}(t = \infty) = \pi^{-1} \gamma_3 \Omega^2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\bar{\omega}_\nu w^2 / |F_\nu(\bar{\omega}_\nu)|^2.$$

Например, определяя численные значения этих интегралов при $\gamma_3 = 3, w = 5, \Delta = 10$ (здесь и далее, если не отмечено особо, все параметры частиц приводятся в единицах γ_4) для случая облучения молекулы А импульсом длительности $T = 100\gamma_4^{-1}$ с несущей частотой $\bar{\omega}_L = 0$ и такой интенсивности, что $\Omega = 0.25\gamma_4$, получаем $\rho_{11}(\omega) = 0.8450, \rho_{22}(\omega) = 0.1550$, что отражает сохранение принятой нормировки амплитуд и совпадает с результатом численного решения приведенной далее

системы уравнений для динамики всех состояний частиц при соответствующей селективной РФ.

Рассмотрим получение выражений для заселенности и когерентности состояний частиц и соотношений между ними и их производными по времени при всех значениях времени процесса селективной РФ на основе связи между амплитудами состояний составной системы и их производными по времени, которая определяется приведенной выше системой уравнений Шредингера.

Моделирование динамики заселенности состояний частиц

Аналогично принятому выше при рассмотрении динамики состояний СФ вероятность обнаружить частицу A в состоянии $|1\rangle$, в котором она оказалась в результате перехода $|4\rangle \rightarrow |1\rangle$, обозначим $\rho_{11}(t)$. Следуя общим положениям описания селективной флуоресценции [4–6], будем понимать под $\rho_{11}(t)$ матричный элемент оператора плотности молекулы A , полученный редуцированием по состояниям фотонов σ элемента $\rho_{12\sigma 12\sigma}(t)$ матрицы плотности составной системы, если $b_{12\sigma}(t)$ является решением приведенной выше системы уравнений Шредингера. То есть, будем использовать определение $\rho_{11}(t) \equiv \sum_{\sigma} |b_{12\sigma}(t)|^2$. Другими словами, будем рассматривать $\rho_{11}(t)$ как частичный след полной матрицы плотности, отражающий „индивидуальную траекторию“ состояний составной системы в подпространстве $|\sigma\rangle$ при поглощении фотона РФ.

Используя такое определение $\rho_{11}(t)$ и уравнение для $\dot{b}_{1\sigma}(t)$ в приведенной выше системе уравнений Шредингера, имеем

$$\dot{\rho}_{11}(t) = \frac{d}{dt} \sum_{\sigma} |b_{12\sigma}(t)|^2 = \hbar^{-2} \sum_{\sigma} |V_{1\sigma}^{40}|^2 b_{420}(t) \times \int_0^t b_{420}^*(\tau) \exp[i\bar{\omega}_{\sigma}(t - \tau)] d\tau + c.c.$$

Применяя обычный переход от суммирования по индексам фотонов σ к интегрированию по $d\bar{\omega}_{\sigma}$ и интегрированию по направлению распространения фотона σ с учетом двух состояний его поляризации, получаем соответственно множитель $\delta(t - \tau)$ и множитель $\gamma_4 = 2\omega_{41}^3 d_{41}^2 / 3\hbar c^3$ (константа радиационного распада возбужденного состояния молекулы A [11], $\gamma_4 \ll \omega_{41}$):

$$\dot{\rho}_{11}(t) = \gamma_4 b_{420}(t) \int_0^t b_{420}^*(\tau) \delta(t - \tau) d\tau + c.c.$$

Как следует из изложенного в [11], амплитуда $b_{420}(t \leq 0) = 0$ является регулярной функцией времени при $t = 0$. Имея также в виду изложенные в [11] соображения относительно выбора пределов в интегральной записи функции $\delta(t)$ для определения вида регулярных

при $t = 0$ функций, нижний предел интегрирования по переменной τ заменим на $-\infty$, а верхний — на $+\infty$. Тогда, используя обычную запись

$$\int_{-\infty}^{+\infty} b_{420}^*(\tau) \delta(t - \tau) d\tau = b_{420}^*(t),$$

получаем уравнение $\dot{\rho}_{11}(t) = 2\gamma_4 \rho_{44}(t)$, по виду совпадающее с приведенным выше уравнением динамики состояний частиц при селективной СФ.

Аналогично, используя определение $\sum_{\nu} |b_{12\nu}(t)|^2 \equiv \rho_{22}(t)$ и уравнение для $\dot{b}_{12\nu}(t)$, находим

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \sum_{\nu} |b_{12\nu}(t)|^2 &\equiv \dot{\rho}_{22}(t) = \hbar^{-2} \sum_{\nu} |V_{2\nu}^{30}|^2 b_{130}(t) \\ &\times \int_0^t b_{130}^*(\tau) \exp[i\bar{\omega}_{\nu}(t - \tau)] d\tau + c.c. \\ &= 2\gamma_3 |b_{130}|^2 \equiv 2\gamma_3 \rho_{33}(t), \end{aligned}$$

где

$$\gamma_3 = \pi \hbar^{-1} \sum_{\nu} |V_{2\nu}^{30}|^2 \delta(E_{130} - E_{12\nu}) = 2\omega_{32}^3 d_{32}^2 / 3\hbar c^3$$

— константа радиационного распада возбужденного состояния частицы, т.е. имеем уравнение $\dot{\rho}_{22}(t) = 2\gamma_3 \rho_{33}(t)$.

Отметим, что функции $\dot{\rho}_{11}(t)$ и $\dot{\rho}_{22}(t)$ определяют интенсивность излучения фотонов σ частицей A и соответственно фотонов ν частицей B при упомянутых выше спектроскопических переходах. Пропорциональность функции $\dot{\rho}_{11}(t)$ заселенности $|b_{420}(t)|^2 \equiv \rho_{44}(t)$ излучающего состояния частицы A (и соответственно пропорциональность функции $\dot{\rho}_{22}(t)$ заселенности $|b_{130}(t)|^2 \equiv \rho_{33}(t)$ излучающего состояния частицы B) согласуется с фундаментальным законом Бэра [10]. Поэтому постулируем, что полученные уравнения $\dot{\rho}_{11}(t) = 2\gamma_4 \rho_{44}(t)$ и $\dot{\rho}_{22}(t) = 2\gamma_3 \rho_{33}(t)$ (не уточняя степени строгости их вывода) должны входить в искомую систему уравнений, определяющих динамику заселенности состояний рассматриваемых частиц при селективной РФ. Как можно заключить по виду приведенной в [4] системы уравнений для динамики заселенности состояний частиц при селективной СФ, в искомой системе соответствующих уравнений при селективной РФ должно быть также уравнение следующего вида:

$$\dot{\rho}_{33}(t) = -2\gamma_3 \rho_{33}(t) - 2w \text{Im}[\rho_{(13,42)}(t) \exp(i2\Delta t)].$$

Оно отразит затухание возбужденного базисного состояния $|30\rangle$ и взаимодействие частиц. Значения функций $\rho_{33}(t)$ и $\rho_{(13,42)}(t)$ при $\Omega = 0$ должны совпасть со значениями соответствующих функций в [4] (пояснение обозначения $\rho_{(13,42)}(t)$ см. ниже). A в правую часть

уравнения для $\dot{\rho}_{44}(t)$ искомой системы уравнений должно входить слагаемое $2w\text{Im}[\rho_{13,42}(t)\exp(i2\Delta t)]$, слагаемое $-2\gamma_4\rho_{44}(t)$, а также слагаемое, которое определяет увеличение заселенности состояния $|420\rangle$, происходящее за счет уменьшения заселенности начального состояния $|12\lambda\rangle$, т.е. функции $|b_{12\lambda}(t)|^2$, принятой равной 1 при $t=0$. Будем определять эту функцию из условия сохранения нормировки заселенности всех использованных базисных состояний общей системы с учетом отдельного рассмотрения заселенности основного состояния каждой частицы (селективного рассмотрения подансамблей отдельных частиц [3]). Тогда, обозначая $|b_{12,\lambda}(t)|^2 \equiv \rho_{(12,12)}(t)$, имеем

$$\rho_{(12,12)}(t) = 1 - \rho_{11}(t) - \rho_{22}(t) - \rho_{33}(t) - \rho_{44}(t),$$

и можно заключить, что отмеченное выше уменьшение заселенности начального базисного состояния $|12\lambda\rangle$ при РФ в искомой системе уравнений должно быть описано таким уравнением для $\dot{\rho}_{(12,12)}(t)$, правая часть которого представляет собой взятое с противоположным знаком слагаемое в уравнении для $\dot{\rho}_{44}(t)$, описывающее соответствующее увеличение значения функции $\rho_{44}(t)$. Это слагаемое будет выбрано на основе сравнения предполагаемой искомой системы уравнений для заселенности состояний частиц при селективной РФ с соответствующей системой ОУБ (при приведенном ниже уточнении принятого обозначения $\rho_{33}(t)$ и $\rho_{44}(t)$). Таким образом, будет определен вид всех самосогласованных уравнений, которые описывают функции $\rho_{11}(t)$, $\rho_{22}(t)$, $\rho_{33}(t)$, $\rho_{44}(t)$ и $\rho_{(12,12)}(t)$.

Представляется естественным полагать, что искомая система, полностью описывающая динамику состояний частиц при рассматриваемой селективной РФ, кроме уравнений динамики заселенности состояний частиц должна содержать уравнения, определяющие динамику недиагональных элементов матрицы плотности составной системы: $b_{420}b_{130}^*$, $b_{420}b_{120}^*$ и $b_{120}b_{130}^*$. При этом совокупность уравнений для $\dot{\rho}_{11}(t)$, $\dot{\rho}_{22}(t)$ и $\dot{\rho}_{(12,12)}(t)$ должна существенно отличаться от совокупности уравнений, описывающих динамику заселенности базисных коллективных состояний $|12\rangle$, $|13\rangle$, $|42\rangle$ частиц в системе ОУБ для рассматриваемой РФ. Но есть основания полагать, что вид уравнений, определяющих динамику упомянутых недиагональных элементов матрицы плотности составной системы, подобен виду уравнений динамики соответствующих когерентностей в системе ОУБ. Для сравнения искомой системы уравнений с системой ОУБ приведем систему ОУБ для динамики состояний частиц при облучении частицы А прямоугольным импульсом монохроматического света, напряженность электрического поля которого

$$E(t) = 2e_0 \sin \omega_L \Theta(t) \Theta(T-t) \equiv e(t) \sin \omega_L t$$

($\Theta(\tau) = 1$ при $\tau \geq 0$ и $\Theta(\tau) = 0$ при $\tau < 0$), $|\bar{\omega}_L| \ll \omega_{41}$, $\hbar^{-1}e_0\langle 12|d|42\rangle \equiv \Omega$ — частота Раби, d — оператор дипольного момента частицы А. Используя обозначение

$V_4^1 = -i\hbar\Omega \exp(-i\omega_L t)$, в приближении вращающейся волны (эквивалент использованного выше резонансного приближения), систему ОУБ запишем [9] в следующем виде:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{12,12}(t) &= 2\gamma_4\rho_{42,42}(t) + 2\gamma_3\rho_{13,13}(t) \\ &\quad + 2e(t)\Omega\text{Re}[\rho_{42,12}(t)\exp(i\bar{\omega}_L t)], \\ \dot{\rho}_{13,13}(t) &= -2\gamma_3\rho_{13,13}(t) - 2w\text{Im}[\rho_{13,42}(t)\exp(i2\Delta t)], \\ \dot{\rho}_{42,42}(t) &= -2\gamma_4\rho_{42,42}(t) - 2e(t)\Omega\text{Re} \\ &\quad \times [\rho_{42,12}(t)\exp(i\bar{\omega}_L t)] + 2w\text{Im}[\rho_{13,42}(t)\exp(i2\Delta t)], \\ \dot{\rho}_{42,13}(t) &= -(\gamma_3 - \gamma_4 + \gamma_{43})\rho_{42,13}(t) - e(t)\Omega \exp(-i\bar{\omega}_L t) \\ &\quad \times \rho_{12,13}(t) + iw[\rho_{42,42}(t) - \rho_{13,13}(t)]\exp(i2\Delta t), \\ \dot{\rho}_{42,12}(t) &= -(\gamma_4 + \gamma_{41})\rho_{42,12}(t) - 2e(t)\Omega \exp(-i\bar{\omega}_L t) \\ &\quad \times [\rho_{12,12}(t) - \rho_{42,42}(t)] - iw\rho_{13,12}(t)\exp(i2\Delta t), \\ \dot{\rho}_{12,13}(t) &= -(\gamma_3 + \gamma_{32})\rho_{12,13}(t) + e(t)\Omega \exp(i\bar{\omega}_L t)\rho_{42,13}(t) \\ &\quad + iw\rho_{12,42}\exp(i2\Delta t). \end{aligned}$$

Здесь элементы $\rho_{m,n} \equiv \langle m|\rho|n\rangle$, m и n — индексы базисных коллективных состояний частиц. Феноменологические константы γ_4 и γ_3 характеризует скорость „продольного“ радиационного и наведенного неупругими соударениями с молекулами окружения рассматриваемой пары распада возбужденного состояния молекул А и В. Константы γ_{41} , γ_{32} и γ_{43} характеризуют скорость наведенной упругими соударениями „поперечной“ релаксации недиагональных элементов матрицы плотности $\rho_{42,12}$, $\rho_{12,13}$ и $\rho_{42,13}$ соответственно [9].

Имея в виду приведенную выше систему ОУБ, учтем высказанное предположение относительно вида искомой системы уравнений динамики селективной РФ. Тогда, обозначая $b_{420}b_{130}^*$, $b_{420}b_{120}^*$ и $b_{120}b_{130}^*$ соответственно как $\rho_{(42,13)}(t)$, $\rho_{(42,12)}(t)$ и $\rho_{12,13}(t)$, полагая, что $\Omega = \Omega_\lambda$, и считая равными константы затухания, фигурирующие в системе ОУБ и в искомой системе уравнений, имеем:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{(12,12)}(t) &= 2e(t)\Omega\text{Re}[\rho_{(42,12)}(t)\exp(i\bar{\omega}_L t)], \\ \dot{\rho}_{11}(t) &= 2\gamma_4\rho_{44}(t), \\ \dot{\rho}_{22}(t) &= 2\gamma_3\rho_{33}(t), \\ \dot{\rho}_{33}(t) &= -2\gamma_3\rho_{33}(t) - 2w\text{Im}[\rho_{(13,42)}(t)\exp(i2\Delta t)], \\ \dot{\rho}_{44}(t) &= -2\gamma_4\rho_{44}(t) - 2e(t)\Omega\text{Re}[\rho_{(42,12)}(t)\exp(i\bar{\omega}_L t)] \\ &\quad + 2w\text{Im}[\rho_{(13,42)}(t)\exp(i2\Delta t)], \\ \dot{\rho}_{(42,13)}(t) &= -(\gamma_3 + \gamma_4 + \gamma_{43})\rho_{(42,13)}(t) \\ &\quad - e(t)\Omega \exp(-i\bar{\omega}_L t)\rho_{(12,13)}(t) \\ &\quad + iw[\rho_{(44)}(t) - \rho_{33}(t)]\exp(i2\Delta t), \end{aligned}$$

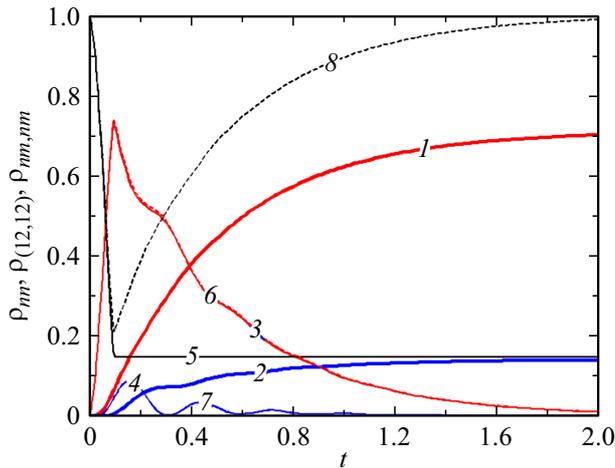


Рис. 2. Пример динамики заселенности состояний частиц при облучении коротким импульсом (см. текст).

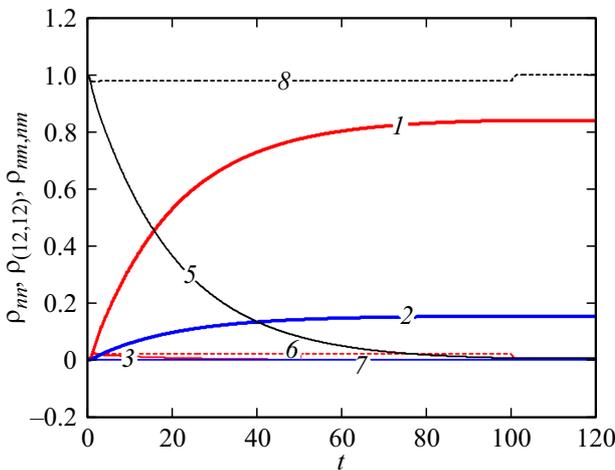


Рис. 3. Пример динамики заселенности состояний частиц при облучении длительным импульсом (см. текст).

ОУБ, которая не отражает влияния измерения состояний поля облучения на заселенности состояний частиц. Например, как будет видно из приведенных ниже рисунков, для значений времени $\gamma_4^{-1} < t < T \gg \gamma_{4-1}$ зависимости (функции) $\rho_{44}(t)$ и $\rho_{42,42}(t)$ значительно различаются между собой, так же, как зависимости $\rho_{33}(t)$ и $\rho_{13,13}(t)$ (сравни кривые 3 и 6 и, соответственно, кривые 4 и 7 на рис. 2–5).

Полученная система уравнений при $\Omega = 0$ и $\rho_{(12,12)}(t = 0) = 0$ совпадает с приведенной в [4] системой уравнений для динамики селективной СФ.

Отличие полученной системы уравнений от приведенной выше системы ОУБ состоит в следующем. Во-первых, в том, что тогда как система ОУБ содержит одно уравнение для элемента $\dot{\rho}_{12,12}(t)$, полученная система содержит три уравнения — уравнение для $\dot{\rho}_{(12,12)}(t)$, для $\dot{\rho}_{11}(t)$ и для $\dot{\rho}_{22}(t)$. Во-вторых, в том, что в уравнение для $\dot{\rho}_{(42,12)}(t)$ полученной системы входит элемент $\rho_{(12,12)}(t)$, тогда как в соответствующее уравнение систе-

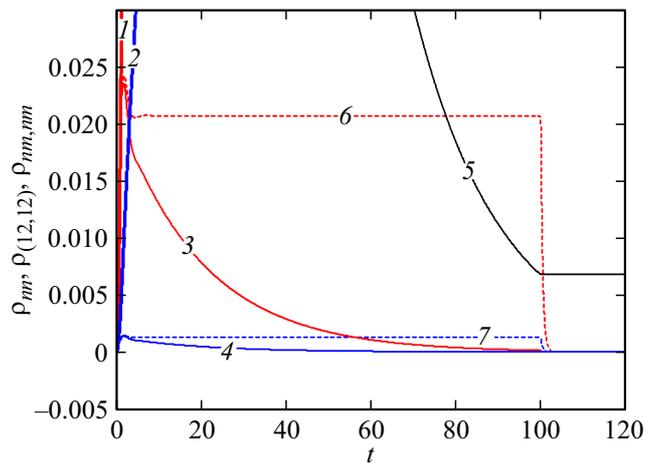


Рис. 4. Приведенная в увеличенном масштабе часть рис. 3 (см. текст).

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{(42,12)}(t) &= -(\gamma_4 + \gamma_{41})\rho_{(42,12)}(t) - e(t)\Omega \exp(-i\bar{\omega}_L t) \\ &\quad \times [\rho_{(12,12)}(t) - \rho_{(44)}(t)] \\ &\quad - i\omega\rho_{(13,12)}(t) \exp(i2\Delta t), \\ \dot{\rho}_{(12,13)}(t) &= -(\gamma_3 + \gamma_{32})\rho_{(12,13)}(t) \\ &\quad + e(t)\Omega \exp(i\bar{\omega}_L t)\rho_{(42,13)}(t) + i\omega\rho_{(12,42)} \exp(i2\Delta t). \end{aligned}$$

Эта система уравнений при $\Omega = 0$ и $\rho_{(12,12)}(t = 0) = 0$ совпадает с приведенной в [4] системой уравнений динамики селективной СФ при начальном возбуждении частицы А ультракоротким импульсом света. Так что полученные уравнения являются обобщением соответствующих уравнений [4] на случай облучения частицы длительным импульсом света.

Напомним, что вероятность $|b_{420}(t)|^2$ обозначена как $\rho_{44}(t)$, и вероятность $|b_{130}(t)|^2$ — как $\rho_{33}(t)$. Такое обозначение подчеркивает их отличие от матричных элементов $\rho_{42,42}(t)$ и $\rho_{13,13}(t)$ в приведенной выше системе

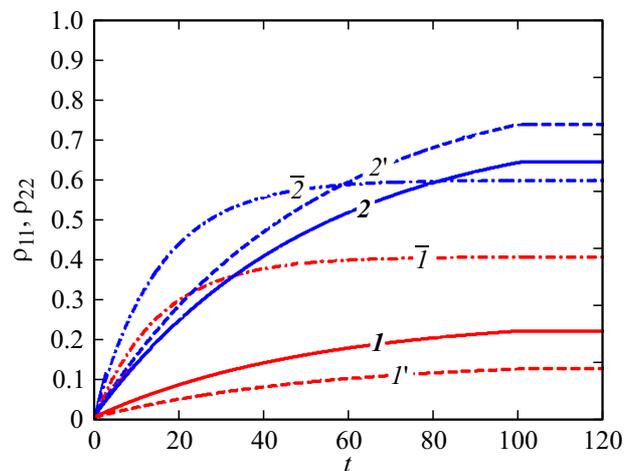


Рис. 5. Пример влияния когерентности коллективных возбужденных состояний частиц на динамику заселенности основного состояния каждой частицы (см. текст).

мы ОУБ входит элемент $\rho_{12,12}(t)$. Эти элементы мало различаются при $\gamma_4 t \ll 1$. Их различием также можно пренебречь при $t > T$. Однако для значений времени $\gamma_4^{-1} < t < T \gg \gamma_4^{-1}$ указанные элементы существенно различаются. Это будет иллюстрировано приведенными рисунками (сравни кривые 5 и 8 на рис. 3). При этом отметим, что уравнения полученной системы связывают элемент $\rho_{(42,12)}(t)$ с $\rho_{44}(t)$, элемент $\rho_{44}(t)$ с $\dot{\rho}_{11}(t)$ а, значит, с $\dot{\rho}_{22}(t)$.

Заметим, что в согласии с Введением проведенное моделирование динамики РФ использовало представление о преобразовании частицами одного из фотонов облучения. Так, одно из восьми самосогласованных уравнений полученной системы описывает динамику заселенности коллективного начального состояния составной системы и поля облучения, пять других — динамику заселенности и когерентности коллективных состояний частиц и состояния поля облучения без одного из его фотонов, а каждое из двух оставшихся уравнений — динамику заселенности основного состояния одной из частиц, отражая преобразование фотона облучения в фотон РФ этой частицей.

Примеры и иллюстрация численных решений

Для рассмотрения предсказываемых проведенным моделированием характерных особенностей динамики заселенности состояний двухуровневых частиц и сравнения с результатами аналогичного моделирования по формализму ОУБ используем результаты численных решений системы полученной системы уравнений и системы ОУБ, для простоты рассматривая строго резонансное облучение ($\bar{\omega}_L = 0$). На рис. 2–4 приведены зависимости от времени заселенности состояний частиц, найденные в результате численных решений полученной системы и соответствующей системы ОУБ. По оси абсцисс отложено время t в единицах γ_4^{-1} , а по оси ординат отложены значения функций $\rho_{(12,12)}(t)$, функций $\rho_{nm}(t)$ при $n = 1-4$, и функций $\rho_{nm,nm}(t)$ при $nm = 12, 13, 42$. Сплошными кривыми приведены $\rho_{11}(t)$ — утолщенные кривые (1) красного цвета, $\rho_{(22)}(t)$ — утолщенные кривые (2) синего цвета, $\rho_{44}(t)$ — кривые (3) красного цвета, $\rho_{33}(t)$ — кривые (4) синего цвета, $\rho_{(12,12)}(t)$ — черные кривые (5). Штриховыми кривыми приведены зависимости от времени заселенности состояний частиц согласно системе ОУБ при тех же значениях параметров частиц и облучения: $\rho_{(42,42)}(t)$ — штриховые кривые (6) красного цвета, $\rho_{13,13}(t)$ — штриховые кривые (7) синего цвета, $\rho_{12,12}(t)$ — черные штриховые кривые (8).

Сравнение с результатами работы [4] проведено на рис. 2, который иллюстрирует динамику заселенности состояний частиц с параметрами $\gamma_3 = 3$, $w = 5$, $\Delta = 10$ (если не отмечено особо, все параметры частиц приводятся в единицах γ_4) при облучении молекулы А коротким импульсом длительности $T = 0.1\gamma_4^{-1}$ и такой ин-

тенсивности, что $\Omega = 12\gamma_4$. Как видно из этого рисунка, при указанном коротком импульсе облучения динамика заселенности коллективных возбужденных состояний частиц по ОУБ и по полученной системе практически одинакова. После окончания действия импульса облучения заселенность коллективного основного состояния пары молекул согласно формализму ОУБ увеличивается, стремясь к 1, тогда как заселенности основного состояния каждой частицы увеличиваются до своего предельного значения. При этом сумма слагаемых $\rho_{11}(\infty) \cong 0.7$, $\rho_{22}(\infty) \cong 0.15$, $\rho_{(12,12)} \cong 0.15$ равна 1. Здесь и далее, когда рассматриваются функции времени при $t \gg \gamma_4^{-1}$, они записываются как функции при $t = \infty$. Отношение $\rho_{22}(\infty)/\rho_{11}(\infty) \cong 0.2$ отвечает преимущественному излучению фотона РФ частицей А.

Рисунки 3 и 4 иллюстрируют динамику заселенности состояний частиц с теми же параметрами $\gamma_3 = 3$, $w = 5$, $\Delta = 10$ при возбуждении частицы А импульсом длительности $T = 100\gamma_4^{-1}$ и такой интенсивности, что $\Omega = 2.25\gamma_4$. Рисунок 3 иллюстрирует плавное уменьшение функций $\rho_{(12,12)}(t)$, $\rho_{33}(t)$ и $\rho_{44}(t)$ до $\cong 0$ при $t \rightarrow \infty$ и соответствующее плавное увеличение $\rho_{11}(t)$ и $\rho_{22}(t)$, так что $\rho_{11}(\infty) + \rho_{22}(\infty) \cong 1$. При этом значения $\rho_{11}(\infty)$ и $\rho_{22}(\infty)$ согласуются с приведенными в предыдущей части статьи значениями $\rho_{11}(\infty) = 0.8450$, $\rho_{22}(\infty) = 0.1550$, вычисленными на основе точного решения приведенной выше системы уравнений Шредингера для РФ при $t = \infty$. Штриховые линии отражают стационарное состояние заселенностей $\rho_{12,12}(t)$, $\rho_{42,42}(t)$ и $\rho_{13,13}(t)$ при $\gamma_4^{-1} < t < T$. В увеличенном масштабе часть отмеченных кривых приведена на рис. 4.

Рисунки 3 и 4 иллюстрируют следствия различия динамики заселенности состояний частиц, описываемой полученной системой и системой ОУБ. Так, все сплошные кривые отражают динамику преобразования одного из фотонов облучения в фотон РФ: спад заселенности начального состояния составной системы (кривая 5), спад заселенности и когерентности возбужденных коллективных состояний частиц (кривые 3 и 4), рост заселенности конечных состояний каждой частицы (кривые 1 и 2), тогда как штриховые прямые линии отражают стационарное преобразование частицами классически описываемого „перепоглощающегося“ поля облучения.

Пример отмеченного выше влияния на величину $\rho_{nm}(t)$ полученной системы уравнений со стороны ее когерентностей для частиц с параметрами $\gamma_3 = 3$, $w = 20$, $\Delta = 10$ и облучении с $T = 100\gamma_4^{-1}$, при котором $\Omega = \gamma_4$, иллюстрирует рис. 5. На рисунке по оси ординат отложены значения функций $\rho_{11}(t)$ и $\rho_{22}(t)$. Эти функции, вычисленные без учета констант поперечной релаксации всех когерентностей в полученной системе (как и значения функций, приведенных на предыдущих рисунках), изображены соответственно сплошными кривыми 1 и 2. Штриховые кривые 1' и 2' изображают соответственно функции $\rho_{11}(t)$ и $\rho_{22}(t)$, вычисленные для частиц с приведенными выше параметрами при допол-

нительном учете одной константы $\gamma_{43} = 10\gamma_4$. Штрихпунктирные кривые, $\bar{1}$ и $\bar{2}$, изображают соответственно функции $\rho_{11}(t)$ и $\rho_{22}(t)$, вычисленные для молекул с приведенными выше значениями параметров при дополнительном учете констант $\gamma_{41} = \gamma_{32} = 10$. Этот же рисунок можно рассматривать как иллюстрацию учета влияния упругих соударений (отражаемых повышением констант скорости поперечной релаксации элементов $\rho_{(42,12)}$, $\rho_{(12,13)}$ и $\rho_{(42,13)}$) на динамику селективной РФ.

Сравнивая сплошные кривые 1 и 2 со штриховыми кривыми $1'$ и $2'$ соответственно, следует сделать вывод, что увеличение когерентности $\rho_{(42,13)}$ учетом константы $\gamma_{43} = 10\gamma_4$ (отражающей упругие соударения частиц между собой) увеличивают эффективность излучения фотона РФ частицей B . При этом увеличивается $\rho_{22}(t)$ и на столько же уменьшается $\rho_{11}(t)$, не меняя динамику $\rho_{(12,12)}$. Сравнивая кривые 1 и 2 соответственно с $\bar{1}$ и $\bar{2}$, следует сделать вывод, что упругие соударения частиц с частицами окружения (при учете $\gamma_{41} = \gamma_{32} = 10\gamma_4$) увеличивают эффективность излучения фотона РФ частицей A при значительном увеличении $\rho_{11}(t)$ и при небольшом уменьшении $\rho_{22}(t)$, начиная с $t > 80\gamma_4^{-1}$.

Заключительное замечание

Показано, что описываемая полученной системой уравнений динамика селективной РФ двух взаимодействующих наночастиц существенно отличается от динамики РФ этих частиц, которая описывается системой уравнений соответствующей матрицы плотности их коллективных состояний. Представляется полезным иметь это в виду при использовании РФ как метода определения параметров, характеризующих динамику облучаемых светом взаимодействующих наночастиц при рассмотрении возможности использования их в качестве материалов для различных оптоэлектронных устройств.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Ze-an Peng, Guo-qing Yang, Qing-lin Wu, Gao-xiang Li. Phys. Rev. A, **99**, P. 033819 (2019). DOI: 10.1103/Phys.RevA. V.99. P. 033819
- [2] C. Monroe, W.C. Campbell, L.-M. Duan, Z.-X. Gong, A.V. Gorshkov, P.W. Hess, R. Islam, K. Kim, N.M. Linke, G. Pagano, P. Richerme, C. Senko. Rev. Mod. Phys., **93** (2), 025001 (2021). DOI: 10.1103/RevModPhys.93.025001
- [3] Кемпфер Ф. *Основные положения квантовой механики* (Мир, М., 1967). [Kaempffer F.A. *Concepts in quantum mechanics* (Academic Press, New York and London, 1965)].
- [4] В.А. Морозов. Журн. физ. химии. **95** (8), 1284 (2021). DOI: 10.31857/S0044453721080203 [V.A. Morozov. Russ. J. Phys. Chem., A, 2021. **95** (8), 1726 (2021). DOI:10.1134/S0036024421080203].
- [5] В.А. Морозов. Опт. и спектр., **129** (12), 1602 (2021). DOI: 10.21883/OS.2021.12.51749.2610-21
- [6] В.А. Морозов. Опт. и спектр., **130** (12), 1256 (2022). DOI: 10.61011/OS.2023.08.56307.5254-23
- [7] М.О. Скалли, М.С. Зубайри. *Квантовая оптика* (Физматлит, М., 2003). [M.O. Scully, M.S. Zubairy. *Quantum optics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1997)].
- [8] Дж.Д. Макомбер. *Динамика спектроскопических переходов* (Мир, М., 1979). [Macomber J.D. *The dynamics of spectroscopic transitions* (John Wiley and Sons, New York, 1976)].
- [9] А.И. Мохов, А.А. Макаров. Опт. и спектр., **127** (1), 13 (2019). DOI: KD10.21883/OS.2019.07.47924.63-19 [A.I. Mokhov, A.A. Makarov. Opt. Spectrosc., **127** (1), 7 (2019)].
- [10] И.Ю. Еремчев, Н.А. Лозинг, А.А. Баев, А.О. Тарасевич, М.Г. Гладуш, А.А. Рожентов, А.В. Наумов. Письма в ЖЭТФ, **108** (1), 26 (2018). DOI: 10.1134/S0370274X18130064 [I.Yu. Eremchev, N.A. Lozing, A.A. Baev, A.O. Tarasevich, M.G. Gladush, A.A. Rozhentsov, A.V. Naumov. JETP Lett., **108** (1), 30 (2018). DOI: 10.1134/S0021364018130076].
- [11] В. Гайтлер. *Квантовая теория излучения* (Изд-во иностр. лит., М., 1956). [W. Heitler. *The quantum theory of the radiation* (Oxford, Clarendon Press, 1954)].