Письма в ЖЭТФ, том 107, вып. 7, с. 459 – 463

О влиянии диполь-дипольных взаимодействий на квантовую статистику поверхностных плазмонов в многочастичных спазерных системах

А. В. Шестериков[+], М. Ю. Губин[+*], С. Н. Карпов[+], А. В. Прохоров[+1)]

[+]Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых, 600000 Владимир, Россия

[*]Московский педагогический государственный университет, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 февраля 2018 г.

Рассмотрена задача управления квантовой динамикой локализованных плазмонов в модели четырехчастичного спазера, состоящего из металлических наночастиц и полупроводниковых квантовых точек. Используя приближение среднего поля, определены условия для наблюдения устойчивых стационарных режимов формирования поверхностных плазмонов в представленной модели. Показано, что наличие сильных диполь-дипольных взаимодействий между металлическими наночастицами в составе спазерной системы приводит к значительному изменению квантовой статистики генерируемых на наночастицах плазмонов.

DOI: 10.7868/S0370274X1807010X

Прогресс последних лет в области нанотехнологий привел к возможности создания принципиально новых устройств для генерации [1] и детектирования [2] однофотонных состояний, в том числе, – с использованием высокодобротных микро и нанорезонаторов [3]. Эволюция подобных устройств привела к созданию нанолазера [4]. Для описания работы нанолазера потребовалось переформулировать известные условия лазерной генерации на случай субволновых масштабов [5]. В основу такого описания может быть положена модель локализованного спазера [6], в самом простом случае состоящего из связанных ближним полем полупроводниковой квантовой точки (КТ) и металлической наночастицы (НЧ): КТ выступает здесь в качестве эффективной накачки, НЧ служит нанорезонатором [7, 8]. В настоящее время как чисто субволновые [4], так и распределенные [9] спазерные системы (spaser-like system) реализованы на практике. Однако, для целей квантовой обработки информации [10] наибольший интерес связан с цепочечными моделями, состоящими из большого числа связанных НЧ и КТ [11], с возможностью последующей интеграции таких систем с помощью плазмонных волноводов [12] и управления ими [13]. В настоящей работе рассматриваются вопросы влияния диполь-дипольных взаимодействий на особенности квантовой статистики [14] генерируемых в многочастичном спазере плазмонов, а также возможности генерации одноплазмонных состояний [15] в цепочках линейных спазеров.

Рассмотрим систему из двух взаимодействующих посредством ближнего поля спазеров, состоящих из 2 КТ и 2 НЧ (так называемый спазер 2×2), на рис. 1.

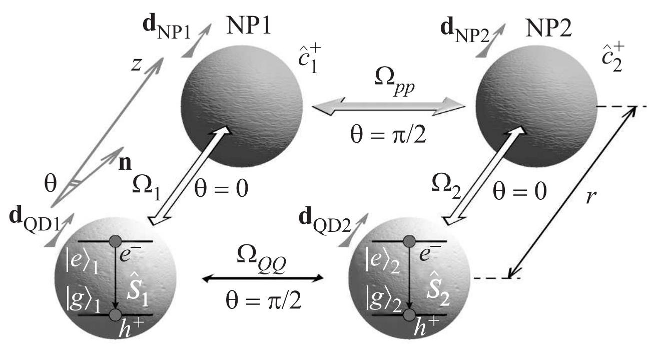

Рис. 1. Модель четырехчастичного спазера 2×2, состоящего из двух НЧ и двух КТ

Энергия взаимодействия в системе зависит от ее геометрии, где характерными длинами выступают расстояние $r_{\rm NP}$ между соседними НЧ, расстояние $r_{\rm QD}$ между соседними КТ и расстояние $r_{\rm QN}$ в паре КТ–НЧ. Вектор $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$, составляющий угол θ с осью $\mathbf{z}$, определяет направление между центрами двух любых взаимодействующих частиц. Полагаем, что дипольные моменты $\hat{d}_{\rm QD}$ КТ и $\hat{d}_{\rm NP}$ НЧ коллинеарны друг другу и параллельны оси $\mathbf{z}$ [6]. Поле $\hat{E}_{{\rm NP}i} = -\nabla\hat{A}_{{\rm NP}i}$ на расстоянии

1)e-mail: avprokhorov33@mail.ru

r от i-ой сферической НЧ радиуса $a_{\mathrm{NP}i}$ может быть выражено через оператор вектор-потенциала $\hat{A}_{\mathrm{NP}i} = \sum_n \left(\frac{a_{\mathrm{NP}i}}{r}\right)^{n+1} Y_{nm}(\theta,\varphi) E_{nm}\left(\hat{c}_i + \hat{c}_i^+\right)\mathbf{e}_{\mathrm{NP}i}$ [7], где $\hat{c}_i$ $(\hat{c}_i^+)$ представляют собой операторы уничтожения (рождения) плазмонной моды в квазистатическом приближении, $Y_{nm}(\theta,\varphi) = \sqrt{\frac{2n+1}{4\pi}\frac{(n-m)!}{(n+m)!}} P_n^m(\cos\theta) e^{im\varphi}$ являются сферическими функциями, выраженными через полиномы Лежандра, $\mathbf{e}_{\mathrm{NP}}$ определяет ориентацию дипольного момента НЧ, $E_{nm} = \sqrt{\frac{\hbar\omega_{nm}}{2a_{\mathrm{NP}i}(2n+1)\varepsilon_0}}$ – размерный множитель, где n – главное квантовое, а m – магнитное квантовые числа [8], $a_{\mathrm{NP}i}$ – радиус i-ой НЧ.

Ближнее поле отдельной КТ запишется в виде

$$\hat{\mathrm{E}}_{\mathrm{QD}i} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{3\mathbf{n}\left(\mathbf{n}\cdot\mathbf{e}_{\mathrm{QD}i}\right) - \mathbf{e}_{\mathrm{QD}i}}{r^3}\hat{d}_{\mathrm{QD}i}, \tag{1}$$

где оператор дипольного момента $\hat{d}_{\mathrm{QD}i} = \mu_{\mathrm{QD}i}\left(\hat{S}_i + \hat{S}_i^+\right)\mathbf{e}_{\mathrm{QD}}$ выражается через операторы рождения $\hat{S}_i^+ = |e\rangle_i\langle g|_i$ и уничтожения $\hat{S}_i = |g\rangle_i\langle e|_i$ экситонов и матричный элемент $\mu_{\mathrm{QD}i}$ соответствующих межзонных переходов в КТ, где $|e\rangle_i$ соответствует возбужденному, а $|g\rangle_i$ основному состоянию системы. Приводимые операторы удовлетворяют коммутационным соотношениям $\left[\hat{S}_i^+, \hat{S}_i\right] = \hat{D}_i$ и $\left[\hat{S}_i, \hat{D}_i\right] = 2\hat{S}_i$, где $\hat{D}_i = \hat{S}_i^+\hat{S}_i - \hat{S}_i\hat{S}_i^+$ является оператором инверсии; $\mathbf{e}_{\mathrm{QD}}$ определяет ориентацию дипольного момента КТ.

В условиях $\lambda_{1,2} \gg r > a_{\mathrm{NP}i}(a_{\mathrm{QD}i})$, где $a_{\mathrm{QD}i}$ – радиус КТ, а $\lambda_{1,2}$ – длина волны перехода в КТ, кинетика системы определяется исключительно парными диполь-дипольными взаимодействиями [16]. В частности, гамильтониан взаимодействия между НЧ и КТ может быть представлен в виде $V_i^{\mathrm{QN}} = -\hat{\mathrm{E}}_{\mathrm{NP}i}^{\parallel}\hat{d}_{\mathrm{QD}i}$. Для данного типа взаимодействия $\theta = 0$ и справедливо $P_1^0(\cos\theta) = 1$, $P_1^{m\neq 0}(\cos\theta) = 0$. Таким образом, поле НЧ в области нахождения КТ имеет вид

$$\hat{\mathrm{E}}_{\mathrm{NP}i}^{\parallel} = \sqrt{\frac{\hbar\omega_{pi}a_{\mathrm{NP}i}^3}{2\pi\varepsilon_0}}\frac{1}{r^3}\left(\hat{c}_i + \hat{c}_i^+\right)\mathbf{e}_{\mathrm{NP}i}, \tag{2}$$

где ω_{pi} задают плазмонные частоты. Гамильтониан взаимодействия соседних НЧ $V^{\mathrm{NN}} = -\hat{\mathrm{E}}_{\mathrm{NP}1}^{\perp}\hat{d}_{\mathrm{NP}2}$ определяется ориентацией $\theta = \pi/2$, для которой $P_1^1(\cos\theta) = 1$ и $P_1^{m\neq 1}(\cos\theta) = 0$. В этом случае выражение для поля принимает вид:

$$\hat{\mathrm{E}}_{\mathrm{NP}i}^{\perp} = \sqrt{\frac{\hbar\omega_{pi}a_{\mathrm{NP}i}^3}{4\pi\varepsilon_0}}\frac{1}{r^3}\left(\hat{c}_i + \hat{c}_i^+\right)\mathbf{e}_{\mathrm{NP}i}, \tag{3}$$

а соответствующий наведенный дипольный момент НЧ может быть получен из (1) и составит $\hat{d}_{\mathrm{NP}i} = \mu_{\mathrm{NP}i}\left(\hat{c}_i + \hat{c}_i^+\right)\mathbf{e}_{\mathrm{NP}}$, где $\mu_{\mathrm{NP}i} = \sqrt{4\pi\varepsilon_0\hbar\omega_{pi}a_{\mathrm{NP}i}^3}$. Наконец, гамильтониан взаимодействия $V^{\mathrm{QQ}} = -\hat{\mathrm{E}}_{\mathrm{QD}1}\hat{d}_{\mathrm{QD}2}$ между отдельными КТ в структуре спазера определяется заданной геометрией, при которой $(\mathbf{n}\cdot\mathbf{e}_{\mathrm{QD}i}) = 0$.

Основываясь на необходимости внутренней симметрии расположения слоев КТ и НЧ в случае масштабирования устройства, положим $r_{\mathrm{NP}} = r_{\mathrm{QD}} = r_1$, $r_{\mathrm{QN}} = r$. Режим работы системы зависит от соотношения частот $\omega_{1,2}$ перехода в КТ и плазмонных частот $\omega_{p1,p2}$. Обычно их полагают близкими друг другу $\omega_i \approx \omega_{pi}$ [6], при этом в системе преимущественно реализуются линейные по квантованному полю плазмонов взаимодействия. Соответствующий гамильтониан взаимодействия принимает вид

$$\begin{aligned} H = {} & \hbar\omega_{p1}\hat{c}_1^+\hat{c}_1 + \hbar\omega_{p2}\hat{c}_2^+\hat{c}_2 + \frac{\hbar\omega_1}{2}D_1 + \frac{\hbar\omega_2}{2}D_2 + \\ & + \hbar\Omega_1\left(\hat{c}_1\hat{S}_1^+ + \hat{c}_1^+\hat{S}_1\right) + \hbar\Omega_2\left(\hat{c}_2\hat{S}_2^+ + \hat{c}_2^+\hat{S}_2\right) + \\ & + \hbar\Omega_{\mathrm{QQ}}\left(\hat{S}_1\hat{S}_2^+ + \hat{S}_1^+\hat{S}_2\right) + \hbar\Omega_{pp}\left(\hat{c}_1\hat{c}_2^+ + \hat{c}_1^+\hat{c}_2\right), \end{aligned} \tag{4}$$

где пятый и шестой члены с $\Omega_i = \sqrt{\frac{\omega_{pi}a_{\mathrm{NP}i}^3}{2\pi\varepsilon_0\hbar}}\frac{\mu_{\mathrm{QD}}}{r^3}$ соответствуют V_i^{QN}, седьмой с $\Omega_{\mathrm{QQ}} = \frac{\mu_{\mathrm{QD}}^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar r_1^3}$ появляется из V^{QQ}, а слагаемое с $\Omega_{pp} = \frac{\mu_{\mathrm{NP}}^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar r_1^3}$ определяется гамильтонианом V^{NN}. Перекрестным взаимодействием между НЧ и КТ из соседних спазеров мы пренебрегаем.

В качестве модельной среды выберем спазер, состоящий из золотой НЧ и КТ на основе полупроводника CdSe, для которого выбранные состояния $|g\rangle_i$ и $|e\rangle_i$ соответствуют уровням дырки $1S(h)$ и $1S(e)$ электрона. Оценки размеров КТ при этом могут быть выполнены исходя из частоты плазмонной моды $\omega_p = \omega_{p1} = \omega_{p2}$, которая для сферической золотой НЧ соответствует длине волны 520 нм. Для выполнения условия точного резонанса $\omega_p = \omega$ между НЧ и КТ, размер КТ задается известной зависимостью [17] энергии перехода $1S(e) \to 1S(h)$ от их диаметра $D_{\mathrm{QD}} = 2a_{\mathrm{QD}}$:

$$\begin{aligned} & E_{bb} = \hbar\omega_p = \\ & = E_g + 2\frac{\hbar^2\pi^2}{D_{\mathrm{QD}}^2}\left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h}\right) - \frac{3.56\cdot e^2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\frac{1}{D_{\mathrm{QD}}}, \end{aligned} \tag{5}$$

где e – заряд электрона, $\hbar$ – постоянная Планка, m_e и m_h – эффективные массы электрона и дырки в объеме материала КТ с диэлектрической проницаемостью ε и шириной запрещенной зоны E_g. Для CdSe соответствующие параметры составят $E_g/e = 1.76$ эВ, $m_e = 0.125m_0$, $m_h = 0.43m_0$ и $\varepsilon = 10$ [18] в соответствии с чем $D_{\text{QD}} = 4.97$ нм. Боровский радиус экситона R_{ex} для CdSe составляет 2.5 нм [19], поэтому для рассматриваемых КТ будет наблюдаться сильный конфаймент [20], а энергетические уровни в зоне проводимости существенно разнесены. В связи с этим можно полагать, что при ближнеполевом взаимодействии НЧ и КТ будет справедлива двухуровневая модель.

Величина дипольного момента соответствующего межзонного перехода [21] приближенно может быть определена как $|\mu_{\text{QD}}|^2 = \frac{e^2}{6m_0\omega_p^2}\left(\frac{m_0}{m_e}-1\right)\frac{E_{bb}(E_{bb}+\Delta_0)}{E_{bb}+2\Delta_0/3}$ и при выбранных условиях составит $\mu_{\text{QD}} = 0.309 \cdot 10^{-28}$ Кл·м, где величина спин-орбитального расщепления составляет $\Delta_0 = 0.38$ эВ. Дипольный момент НЧ, радиус которой в точности совпадает с радиусом КТ, составит значение $\mu_{\text{NP}} = 4.548 \times 10^{-28}$ Кл·м. Полагая спазер 2×2 квадратным с размерами $r_1 = r = 5.3$ нм, соответствующие частоты в (4) примут значения $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega = 2.026 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$, $\Omega_{\text{QQ}} = 5.49 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$, $\Omega_{pp} = 1.19 \cdot 10^{14}$ с$^{-1}$. Видно, что эффективность диполь-дипольного взаимодействия между отдельными КТ в представленной геометрии существенно ниже аналогичной как между соседними НЧ, так и в паре НЧ–КТ. Таким образом, слагаемым с Ω_{QQ} можно пренебречь и перейти к рассмотрению полученной на основе (4) системы уравнений Гейзенберга–Ланжевена:

$$\dot{\hat{c}}_1 = i\left(\Delta_1 + \frac{i}{\tau_{c1}}\right)\hat{c}_1 - i\Omega_1\hat{S}_1 - i\Omega_{pp}\hat{c}_2 + \hat{F}_{c1}, \tag{6a}$$

$$\dot{\hat{c}}_2 = i\left(\Delta_2 + \frac{i}{\tau_{c2}}\right)\hat{c}_2 - i\Omega_2\hat{S}_2 - i\Omega_{pp}\hat{c}_1 + \hat{F}_{c2}, \tag{6b}$$

$$\dot{\hat{S}}_1 = i\left(\delta_1 + \frac{i}{\tau_{S1}}\right)\hat{S}_1 + i\Omega_1\hat{D}_1\hat{c}_1 + \hat{F}_{S1}, \tag{6c}$$

$$\dot{\hat{S}}_2 = i\left(\delta_2 + \frac{i}{\tau_{S2}}\right)\hat{S}_2 + i\Omega_2\hat{D}_2\hat{c}_2 + \hat{F}_{S2}, \tag{6d}$$

$$\dot{\hat{D}}_1 = -2i\Omega_1\left(\hat{S}_1^+\hat{c}_1 - \hat{S}_1\hat{c}_1^+\right) - \frac{\hat{D}_1 - \hat{D}_{01}}{\tau_{D1}} + \hat{F}_{D1}, \tag{6e}$$

$$\dot{\hat{D}}_2 = -2i\Omega_2\left(\hat{S}_2^+\hat{c}_2 - \hat{S}_2\hat{c}_2^+\right) - \frac{\hat{D}_2 - \hat{D}_{02}}{\tau_{D2}} + \hat{F}_{D2}, \tag{6f}$$

где $\Delta_1 = \bar{\omega} - \omega_{p1}$, $\Delta_2 = \bar{\omega} - \omega_{p2}$, $\delta_1 = \bar{\omega} - \omega_1$, $\delta_2 = \bar{\omega} - \omega_2$, а параметры $\bar{\omega}$ и $\hat{D}_{01(02)}$ соответствуют частоте и величине накачки спазера, соответственно. При выводе системы (6) использовались приближения $\hat{c} = \hat{c} \cdot \exp(-i\bar{\omega}t)$ и $\hat{S} = \hat{S} \cdot \exp(-i\bar{\omega}t)$ при переходе к новым медленно меняющимся операторам $\hat{c}\,(\hat{c}^+)$ и $\hat{S}\left(\hat{S}^+\right)$.

В уравнениях (6) характерные параметры скорости затухания плазмонов $\frac{1}{\tau_{c1(c2)}}$ в НЧ, скорости затухания экситонов $\frac{1}{\tau_{S1(S2)}}$ в возбужденных КТ, а также операторы ланжевеновских шумов $\hat{F}_{c1(c2)}$ ($\hat{F}_{S1(S2)}$, $\hat{F}_{D1(D2)}$) введены феноменологически [22], исходя из условия взаимодействия системы с резервуаром.

На основе уравнения (1) можно получить два корня для частоты спазирования $\bar{\omega}$ и величины порога D_{th}:

$$\bar{\omega}_{\pm} = \frac{\tau_S\omega + \tau_c(\omega_p \pm \Omega_{pp})}{\tau_c + \tau_S}, \tag{7a}$$

$$D_{\text{th},\mp} = \frac{1 + \left(\frac{\tau_c\tau_S}{\tau_c+\tau_S}\right)^2}{\tau_c\tau_S\Omega^2} \times \\ \times \frac{(\omega - \omega_p \mp \Omega_{pp})^2}{\tau_c\tau_S\Omega^2}, \tag{7b}$$

один из которых, $(\bar{\omega}_-, D_{\text{th},+})$, является неустойчивым, поэтому далее будем полагать, что $D_{\text{th}} = D_{\text{th},-}$.

Отметим, что в предельном случае $\Omega_{pp} = 0$ решения (7) совпадают с известной моделью спазера 1×1, состоящего из одной КТ и одной НЧ [7], однако, наличие ближнеполевого взаимодействия между НЧ существенно повышает порог генерации. С выбранными параметрами взаимодействия значения порогов составят $D_{\text{th}}^{1\times1} = D_{\text{th}}(\Omega_{\text{pp}} = 0) = 0.0039$ и $D_{\text{th}}^{2\times2} = D_{\text{th}}\left(\Omega_{\text{pp}} = 1.19 \cdot 10^{14}\,\text{с}^{-1}\right) = 0.0383$, а при дальнейшем моделировании накачка полагается равной для обоих типов спазера и выбирается исходя из условия $D_0 = \max(D_{\text{th}}^{1\times1}, D_{\text{th}}^{2\times2})$.

Полагая $c_1 = c_2 = c$ ($S_1 = S_2 = S$), стационарные решения для амплитуды генерируемых плазмонов и формируемых в КТ экситонов примут вид, определенный с точностью до фазы ϕ:

$$\bar{c} = e^{i\phi_i}\sqrt{\frac{\tau_c}{4\tau_D}(D_0 - D_{\text{th}})}, \tag{8a}$$

$$\bar{S} = \frac{i + \frac{\tau_c\tau_S}{\tau_c+\tau_S}(\omega - \omega_p - \Omega_{pp})}{\tau_c\Omega}\bar{c}. \tag{8b}$$

Проверка устойчивости полученных решений осуществлялась как анализом собственных значений λ_i линеаризованной вблизи особых точек (8) усредненной системы (6), так и на основе ее прямого численного моделирования. При этом, для полученных решений (8) один из корней характеристического уравнения (6) всегда принимает нулевое значение, а для остальных выполняется неравенство $\text{Re}(\lambda_i) < 0$, т.е. в отсутствии внешней синхронизации система находится на границе апериодической устойчивости. Но численный анализ системы (6) выявляет наличие устойчивости полученных решений (8).

На рис. 2 представлена такая параметрическая плоскость, образованная сочетанием параметров величины накачки D_0 и характерного времени τ_S с нанесенной областью стабильности решений (8), проверенных численным моделированием системы (6).

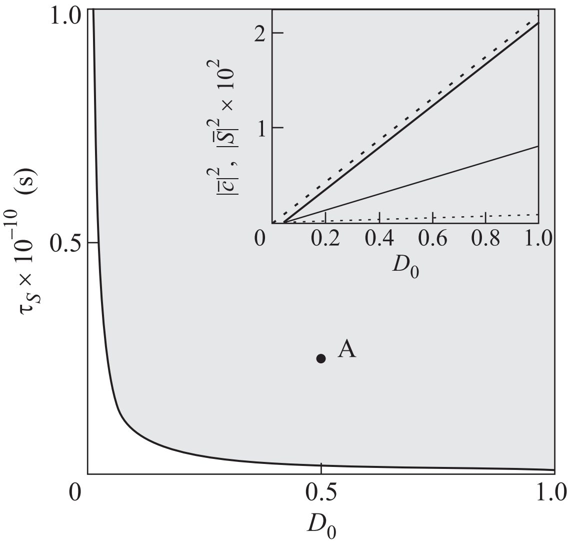

Рис. 2. Параметрическая плоскость (величина накачки D_0, время затухания экситонов в КТ τ_S) с нанесенной областью устойчивости генерации спазера 2×2 и выбранной точкой A с координатами $(0.5, 0.25 \cdot 10^{-10}$ с). На вставке – зависимости среднего числа плазмонов $|\bar{c}|^2$ (толстые линии) и экситонов $|\bar{S}|^2$ (тонкие линии) от величины накачки с учетом Ω_{pp} (сплошные кривые) и без (штриховые кривые). Параметры взаимодействия составляют: $\omega_p = \omega = 3.625 \cdot 10^{15}$ с$^{-1}$, $\Omega = 2.026 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$, $\Omega_{pp} = 1.19 \cdot 10^{14}$ с$^{-1}$, $\tau_c = 0.25 \cdot 10^{-13}$ с, $\tau_D = 2.85 \cdot 10^{-15}$ с

Переходя к рассмотрению квантово-статистических особенностей [23] представленной системы, остановимся на изучении известного параметра автокорреляционной функции $G^{(2)}$ второго порядка для плазмонных мод:

$$G_i^{(2)}(t) = \frac{\langle (\hat{c}_i^+(t))^2 (\hat{c}_i(t))^2 \rangle}{\langle \hat{c}_i^+(t) \hat{c}_i(t) \rangle^2} - 1. \qquad (9)$$

В нашем случае параметр $G_i^{(2)}(t)$ является мерой неклассичности статистических свойств генерируемых плазмонов, сигнализируя либо об эффекте группировки плазмонов при $G_i^{(2)} > 0$ (классическая суперпуассоновская статистика), либо их антигруппировке при $G_i^{(2)} < 0$ (неклассическая субпуассоновская статистика).

Используя теорему Вика, степень входящего в (9) коррелятора четвертого порядка может быть понижена при переходе к билиненым комбинациям на основе плазмонных и экситонных операторов. В свою очередь, используя (6), для таких комбинаций может быть построена система самосогласованных уравнений, аналогично [24]. Это позволяет проследить развитие автокорреляционной функции во времени. На рис. 3 представлены результаты численного моделирования такой системы и ее решение в отношении автокорреляционной функции $G_1^{(2)}(t)$ при выборе тех же параметров взаимодействия как для точки A с рис. 2.

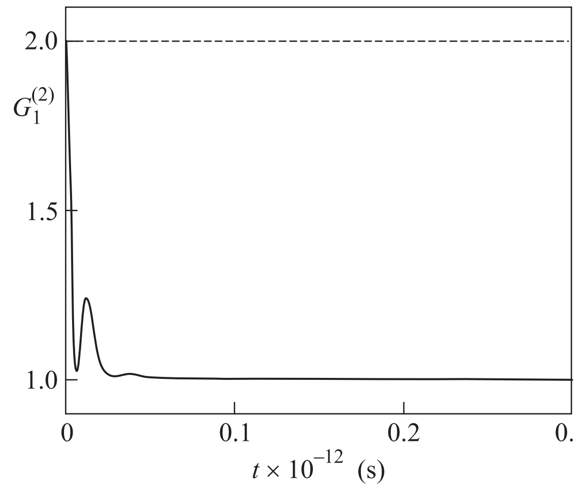

Рис. 3. Зависимости автокорреляционной функции $G_i^{(2)}$ от времени для спазеров 2×2 (сплошная линия) и 1×1 при $\Omega_{pp} = 0$ (штриховая линия) при наличии начальных корреляций в системе, рассчитываемых в виде $\langle \hat{c}_i^+ \hat{S}_i \rangle|_{t=0} = c_i^*(0) S_i(0)$, $\langle \hat{c}_i^+ \hat{c}_i \rangle|_{t=0} = |c_i(0)|^2$, $\langle \hat{S}_i^+ \hat{S}_i \rangle|_{t=0} = |S_i(0)|^2$ и т.д., где параметры взаимодействия соответствуют рис. 2

Расчетное значение $G_1^{(2)}(0)$ для спазера 1×1 (штриховая линия на рис. 3) составляет 2, что соответствует суперпуассоновской статистике. Это значение практически не изменяется с течением времени при выходе системы к стационарному положению. Вместе с тем, учет близких диполь-дипольных взаимодействий между НЧ спазера 2×2 приводит к существенному уменьшению $G_1^{(2)}(t)$ вплоть до единичного уровня. Таким образом, интенсивный энергообмен между НЧ ведет к быстрому изменению начальной статистики плазмонов. Однако, при любом допустимом наборе управляющих параметров моделирования, статистика плазмонов всегда остается суперпуассоновской. Данное обстоятельство существенно ограничивает возможность генерации и управления неклассическими состояниями [25] локализованных плазмонов в цепочках линейных спазеров. Вместе с тем, такие состояния необходимы для реализации квантовых протоколов в плазмонных схемах [26]. По всей видимости, этот вопрос может быть решен в системах с нелинейным плазмон-экситонным взаимодействием по аналогии с оптикой [27–30].

В практическом плане, интерес представляет вопрос размещения цепочек спазеров на поверхностности и в толще диэлекрических сред [31] и решение задачи рассеяния для таких систем [32, 33], а также их взаимодействия с волновыми структурами сложной формы [34]. Вопрос оптимизации параметров системы может быть решен с помощью комбинированных зондово-оптических экспериментов [35, 36]. Например, путем синхронизации механического воздействия на нанообъекты атомно-силовым микроскопом и считывания их ближнеполевого отклика посредством ближнеполевого сканирующего микроскопа. Интегрирование представленных систем внутрь диэлектрической матрицы требует также решения задачи учета локального отклика для неоднородных сред [37].

А.В. Прохоров благодарен А.Б. Евлюхину за полезные обсуждения. Работа поддержана региональным грантом РФФИ #17-42-330001 р а и выполнена в рамках договора 2226ГС1/37022 с фондом содействия инновациям, а также государственного задания ВлГУ 2017 г. в сфере научной деятельности, грантом 0-1067 МПГУ.

---

1. D. Bimberg, N. Kirstaedter, N.N. Ledentsov, Zh.I. Alferov, P.S. Kop'ev, and V.M. Ustinov, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **3**, 196 (1997).
2. M.P. Klembovsky, M.L. Gorodetsky, T. Becker, and H. Walther, Письма в ЖЭТФ **79**, 550 (2004).
3. E.J.R. Vesseur, R. de Waele, H.J. Lezec, H.A. Atwater, F.J. García de Abajo, and A. Polman, Appl. Phys. Lett. **92**, 083110 (2008).
4. M.A. Noginov, G. Zhu, A.M. Belgrave, R. Bakker, V.M. Shalaev, E.E. Narimanov, S. Stout, E. Herz, T. Suteewong, and U. Wiesner, U. Nature **460**, 1110 (2009).
5. M.I. Stockman, Nature Photonics **2**, 327 (2008).
6. M.I. Stockman, J. Opt. **12**, 024004 (2010).
7. А.П. Виноградов, Е.С. Андрианов, А.А. Пухов, А.В. Дорофеенко, А.А. Лисянский, УФН **182**, 1122 (2012).
8. В.В. Климов, *Наноплазмоника*, Физматлит, М. (2010).
9. Y.-J. Lu, J. Kim, H.-Y. Chen et al. (Collaboration), Science **337**, 450 (2012).
10. G.I. Struchalin, I.A. Pogorelov, S.S. Straupe et al. (Collaboration), Phys. Rev. A **93**, 012103 (2016).
11. S.V. Fedorov, N.N. Rosanov, A.V. Chipouline, and T. Pertsch, J. Opt. Soc. Am. B. **32**, 824 (2015).
12. C. Reinhardt, A.B. Evlyukhin, W. Cheng, T. Birr, A. Markov, B. Ung, M. Skorobogatiy, and B.N. Chichkov, J. Opt. Soc. Am. B. **30**, 2898 (2013).
13. I.V. Dzedolik, J. Opt. **16**, 125002 (2014).
14. Д.Н. Клышко, УФН **166**, 613 (1996).
15. A.V. Akimov, A. Mukherjee, C.L. Yu, D.E. Chang, A.S. Zibrov, P.R. Hemmer, H. Park, and M.D. Lukin, Nature **450**, 402 (2007).
16. Е.С. Андрианов, А.А. Пухов, А.П. Виноградов, А.В. Дорофеенко, А.А. Лисянский, Письма в ЖЭТФ **97**, 522 (2013).
17. N. Bel Haj Mohamed, M. Haouari, Z. Zaaboub, M. Nafoutti, F. Hassen, H. Maaref, and H. Ben Ouada, J. Nanopart. Res. **16**, 2242 (2014).
18. С.И. Покутний, ФТП **40**, 223 (2006).
19. С.И. Покутний, ФТП **44**, 507 (2010).
20. *Оптика наноструктур*, под ред. А.В. Федорова, Недра, СПб. (2005).
21. А.О. Меликян, Г.Р. Минасян, ФТП **34**, 399 (2000).
22. A.S. Rosenthal and T. Ghannam, Phys. Rev. A. **79**, 043824 (2009).
23. J. Perina, *Quantum Statistics of Linear and Nonlinear Optical Phenomena*, D.Reidel Publishing Company, Lancaster (1984) [Я. Перина, *Квантовая статистика линейных и нелинейных оптических явлений*, Мир, М. (1987)].
24. M.O. Scully and M.S. Zubairy, *Quantum optics*, Cambridge university press, Cambridge (1997) [М.О. Скалли, М.С. Зубайри, *Квантовая оптика*, Физматлит, М. (2003)].
25. A.P. Alodjants, A.V. Prokhorov, and S.M. Arakelian, Laser Physics **13**, 1264 (2003).
26. Ed. by S.I. Bozhevolnyi, L. Martin-Moreno, and F. Garcia-Vidal, *Quantum Plasmonics*, Springer, Cham (2017).
27. А.В. Прохоров, А.П. Алоджанц, С.М. Аракелян, Письма в ЖЭТФ **80**, 870 (2004).
28. A.P. Alodjants, A.Yu. Leksin, A.V. Prokhorov, and S.M. Arakelian, Laser Physics **10**, 603 (2000).
29. С.Д. Ганичев, С.А. Емельянов, Е.Л. Ивченко, Е.Ю. Перлин, И.Д. Ярошецкий, Письма в ЖЭТФ **37**, 479 (1983).
30. А.В. Шестериков, М.Ю. Губин, М.Г. Гладуш, А.В. Прохоров, ЖЭТФ **151**, 24 (2017).
31. Y. Xia, P. Yang, Y. Sun, Y. Wu, B. Mayers, B. Gates, Y. Yin, F. Kim, and H. Yan, Advanced Materials **15**, 353 (2003).
32. A.B. Evlyukhin and S.I. Bozhevolnyi, Phys. Rev. B. **92**, 245419 (2015).
33. А.Б. Евлюхин, С.И. Божевольный, Письма в ЖЭТФ **81**, 278 (2005).
34. A.V. Prokhorov, M.G. Gladush, M.Yu. Gubin, A.Yu. Leksin, S.M. Arakelian, Eur. Phys. J. D **68**, 158 (2014).
35. D. Ratchford, F. Shafiei, S. Kim, S.K. Gray, and X. Li, Nano Lett. **11**, 1049 (2011).
36. A.V. Naumov, A.A. Gorshelev, Y.G. Vainer, L. Kador, and J. Köhler, Phys. Chem. Chem. Phys. **13**, 1734 (2011).
37. T.A. Anikushina, M.G. Gladush, A.A. Gorshelev, and A.V. Naumov, Faraday Discussions **184**, 263 (2015).