

УДК 621.383,535.33

ФОРМИРОВАНИЕ НЕКЛАССИЧЕСКИХ ОПТИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ В СПАЗЕРНЫХ СИСТЕМАХ ПОД УПРАВЛЕНИЕМ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

© 2020 г. М. Ю. Губин¹, А. В. Прохоров¹, *

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Владимирский государственный университет имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых”,
Владимир, Россия

*E-mail: avprokhorov33@mail.ru

Поступила в редакцию 20.09.2019 г.

После доработки 15.11.2019 г.

Принята к публикации 27.11.2019 г.

В работе исследуются квантовые статистические и корреляционные свойства фотонов, генерируемых в многочастичном спазере. Предложена модель эффективного субволнового источника перепутанных фотонов, управляемого внешним магнитным полем.

DOI: 10.31857/S0367676520030126

ВВЕДЕНИЕ

Задача создания ярких источников неклассических состояний в оптике, включающая разработку генераторов однофотонных состояний, а также создание источников перепутанных фотонов, может быть эффективно решена с использованием плазмонных медиаторов [1] и нелинейных спазеров [2]. В самом простом случае спазер [3] состоит из связанных ближним полем полупроводниковой квантовой точки (КТ) и металлической наночастицы (НЧ). КТ выступает здесь в качестве эффективной накачки, поскольку в процессе распада имеющихся в ней экситонов происходит возмущение ближнего поля КТ. При соблюдении условий плазмон-экситонного резонанса это возмущение приводит к возбуждению плазмонов, локализованных на поверхности металлической НЧ. В настоящей работе предложена модель спазера, в котором реализуется конфигурация из трех нанобъектов НЧ–КТ–НЧ, расположенных вдоль одной прямой. Нелинейный режим работы рассматриваемого устройства [4, 5] подразумевает значительную разность в значениях частот плазмонного резонанса ω_p в НЧ и энергии перехода ω в КТ при фиксированном значении спазерной частоты $\bar{\omega}$. Тогда в зависимости от соотношения частот отстроек $\delta = \bar{\omega} - \omega$ и $\Delta = \bar{\omega} - \omega_p$ в системе возможна реализация условий для четырехчастичных процессов плазмон-плазмонного рассеяния (когда $\delta \gg \Delta$), составляющего основу

нелинейной наноплазмоники [6]. Также в системе возможно плазмон-экситонное рассеяние [7] и нелинейные двухквантовые переходы [8] при эффективном распаде биекситонных пар [9], когда $\delta \ll \Delta$. В практическом плане последний режим интересен возможностью генерации биплазмонных перепутанных пар [10], которые могут использоваться для осуществления протоколов квантовой обработки информации. В излучающем режиме подобные спазерные системы могут служить эффективными наноисточниками неклассического поля для флуоресцентной спектроскопии высокого разрешения [11, 12], являющейся одним из наиболее востребованных направлений современной экспериментальной спектроскопии как в РФ, так и за рубежом.

Предварительная настройка различных режимов взаимодействия в спазере может быть осуществлена путем варьирования размеров и материала КТ и НЧ. Последующее “ручное” управление режимами может быть осуществлено методами современной спинтроники [13], в частности, — при использовании магнитного поля для формирования зеэмановской структуры энергетических уровней КТ. В перспективе на основе таких отдельных функциональных звеньев — спазеров — путем масштабирования может быть создано более сложное устройство для квантовой обработки информации, носителями которой являются локализованные плазмоны.

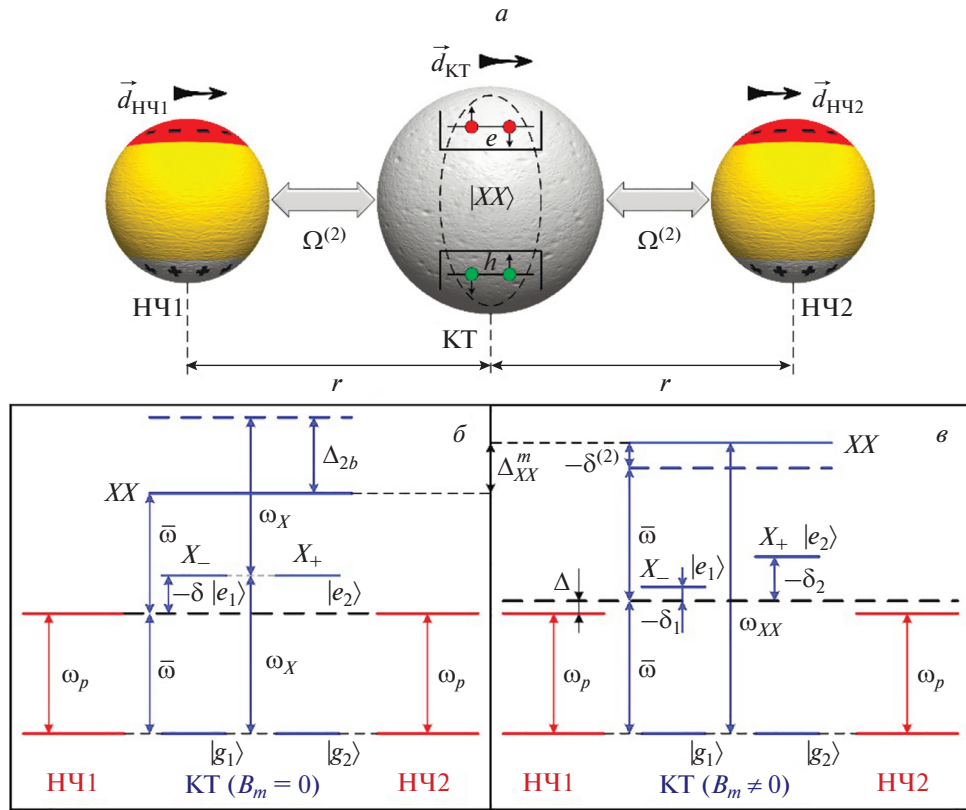


Рис. 1. Модель трехчастичного спазера (а), состоящего из двух НЧ и одной КТ, в которой реализуются биэкситонные состояния, распадающиеся с образованием перепутанных плазмонов, локализованных на НЧ. Схема уровней для экситонов и плазмонов в отсутствие (б) и присутствии (е) внешнего магнитного поля ($\Delta_{XX}^m = 2kB_m^2$).

МОДЕЛЬ НЕЛИНЕЙНЫХ БЛИЖНЕПОЛЕВЫХ ПЛАЗМОН-ЭКСИТОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В СИСТЕМЕ МНОГЧАСТИЧНОГО СПАЗЕРА

Нелинейные режимы взаимодействия между НЧ и КТ, а также с плазмонами НЧ соседних спазеров в цепочке реализуются, когда отстройки δ и Δ начинают существенно превышать скорости спонтанной релаксации, а также частоты Раби для соответствующих процессов. Так, условием формирования биэкситонных состояний [14] в спазере может служить неравенство $|\delta| > \Omega_{1,2}$, $|\Delta|$ аналогично известным нелинейным эффектам в оптике [15, 16]. В предлагаемой схеме взаимодействия осуществляются между одной КТ и парой НЧ посредством ближнего поля, как на рис. 1. При этом базисные состояния $|g_1\rangle = |1S(h), m_s = -1/2\rangle$, $|g_2\rangle = |1S(h), m_s = +1/2\rangle$, $|e_1\rangle = |1S(e), m_s = +1/2\rangle$, $|e_2\rangle = |1S(e), m_s = -1/2\rangle$ для электронов и дырок КТ различаются значениями магнитного квантового числа m_s , а формируемый на их основе биэкситон \hat{S}^+ соответствует состоя-

нию XX с частотой $\omega_{XX} = \omega_{X_-} + \omega_{X_+} - \Delta_{2b}$, Δ_{2b} — энергия связи биэкситона, при этом плазмоны описываются операторами рождения \hat{c}_1^+ и \hat{c}_2^+ с немного различающимися энергиями для различных промежуточных уровней X_+ (X_-) с частотами ω_{X_+} (ω_{X_-}).

Управление параметрами биэкситонного состояния может быть осуществлено при наличии внешнего магнитного поля \vec{B}_m в геометрии Фойгта, которое приводит к смещению энергетических уровней на величину $\Delta_m = g^F \mu_B B_m / \hbar$, где $\mu_B = 9.27 \cdot 10^{-24}$ Дж · Тл⁻¹, g^F — фактор Ланде. Параметр g^F существенно зависит от радиуса $a_{КТ}$ КТ [17], при малых значениях практически совпадая с $g_e^F = 2$ для свободного электрона и уменьшаясь до величины $g_{CdSe}^F = 0.68$ [18] для массивного полупроводника CdSe. Процессу формирования пары плазмонов при высвечивании биэкситона должна соответствовать характерная частота Раби $\Omega^{(2)} = \Omega_1 \cdot \Omega_2 / (2|\delta|)$ для двухчастичного перехода,

где $\Omega_{1(2)} = \mu_{\text{КТ}}/r^3 \sqrt{\omega_{p1(2)} a_{\text{НЧ}}^3 / (2\pi\epsilon_0 \hbar)}$ с учетом дипольного момента $\mu_{\text{НЧ}} = \sqrt{2\epsilon_0 \hbar a_{\text{НЧ}}^3 \omega_p}$ для наночастиц. Тогда гамильтониан, соответствующий модели на рис. 1, приобретает вид:

$$H = \hbar\omega_{p1}\hat{c}_1^+\hat{c}_1 + \hbar\omega_{p2}\hat{c}_2^+\hat{c}_2 + D\hbar\omega_{\text{ХХ}}/2 + \hbar\Omega^{(2)}(\hat{c}_1\hat{c}_2\hat{S}^+ + \hat{c}_1^+\hat{c}_2^+\hat{S}), \quad (1)$$

где два слагаемых в скобках задают процессы биэкситонного высвечивания с формированием соответствующих плазмонных пар. Здесь параметр $D = \hat{S}^+\hat{S} - \hat{S}\hat{S}^+$ соответствует оператору разности населенности между соответствующими уровнями при рождении (уничтожении) биэкситона. Полагаем, что обе НЧ являются идентичными, т.е. $\omega_{p1} = \omega_{p2} = \omega_p$, а взаимодействием между удаленными НЧ, находящимися на расстоянии $2r$, в задаче можно пренебречь. В отсутствие внешнего магнитного поля полагаем, что $\omega_{\text{Х}^-} = \omega_{\text{Х}^+} = \omega_{\text{Х}}$. Тогда соответствующую гамильтониану (1) систему уравнений Гейзенберга–Ланжевена можно представить в следующей форме:

$$\dot{\hat{c}}_1 = i(\Delta + i\tau_c^{-1})\hat{c}_1 - i\Omega^{(2)}\hat{c}_2^+\hat{S} + \hat{F}_{c1}, \quad (2a)$$

$$\dot{\hat{c}}_2 = i(\Delta + i\tau_c^{-1})\hat{c}_2 - i\Omega^{(2)}\hat{c}_1^+\hat{S} + \hat{F}_{c2}, \quad (2б)$$

$$\dot{\hat{S}} = i(\delta^{(2)} + i\tau_S^{-1})\hat{S} + i\Omega^{(2)}\hat{c}_1\hat{c}_2D + \hat{F}_S, \quad (2в)$$

$$\dot{D} = 2i\Omega^{(2)}(\hat{c}_1^+\hat{c}_2^+\hat{S} - \hat{S}^+\hat{c}_1\hat{c}_2) - (D - D_0)/\tau_D + \hat{F}_D, \quad (2г)$$

где скорости затухания плазмонов положены равными, а накачка D_0 является распределенной величиной, осуществляемой со скоростью $1/\tau_D$; $\hat{F}_{c1(c2)}$, \hat{F}_S , \hat{F}_D представляют собой операторы ланжевенского шума для соответствующих мод, которые вводятся феноменологически, $\delta^{(2)} = 2\bar{\omega} - \omega_{\text{ХХ}}$. При выводе системы (2) использовалось приближение медленно меняющихся амплитуд: $\hat{c}_1 = \hat{c}_1 e^{-i\bar{\omega}t}$, $\hat{c}_2 = \hat{c}_2 e^{-i\bar{\omega}t}$ и $\hat{S} = \hat{S} e^{-2i\bar{\omega}t}$.

Сначала определим новые условия генерации для нелинейного спазера, заменяя операторы системы (2) С-числами и переходя к системе алгебраических тождеств для стационарного режима его работы:

$$A_1 c_1 - i\Omega^{(2)} c_2^* S = 0, \quad (3a)$$

$$A_1 c_2 - i\Omega^{(2)} c_1^* S = 0, \quad (3б)$$

$$B_1 S + i\Omega^{(2)} c_1 c_2 D = 0, \quad (3в)$$

$$2i\Omega^{(2)} c_1^* c_2^* S - S^* c_1 c_2 - (D - D_0)/\tau_D = 0, \quad (3г)$$

где введены новые обозначения $A_1 = i\Delta - \tau_c^{-1}$ и $B_1 = i\delta^{(2)} - \tau_S^{-1}$. Уравнения для плазмон-экситонных мод можно получить, выражая S из (3в) и подставляя в (3а) и (3б). В окончательном виде такие уравнения имеют вид:

$$A_1 B_1 - \Omega^{(2)2} |c_2|^2 D = 0, \quad (4a)$$

$$A_1 B_1 - \Omega^{(2)2} |c_1|^2 D = 0. \quad (4б)$$

Частота спазирования может быть найдена из уравнений (4а) и (4б), согласно которым выражение $A_1 B_1$ должно всегда принимать действительные значения. Поскольку $A_1 B_1 = 1/(\tau_c \tau_S) - \Delta \delta^{(2)} - i(\Delta/\tau_S + \delta^{(2)}/\tau_c)$, выявленное ограничение выполняется в случае

$$\Delta/\tau_S = -\delta^{(2)}/\tau_c, \quad (5)$$

при этом $\text{Re}(A_1 B_1) > 0$. Соотношение (3г), в частности, будет выполняться при условиях $\delta^{(2)} < 0$ и $\Delta > 0$. Наличие управляющего магнитного поля в рассматриваемой модели приводит к новым выражениям для частотных отстроек в форме $\delta_{1,2} = \bar{\omega} - \omega_{\text{Х}^-, \text{Х}^+}$ и $\delta^{(2)} = 2\bar{\omega} - \omega_{\text{ХХ}0} - 2kB_m^2$, $\omega_{\text{Х}^-, \text{Х}^+} = \omega_{\text{Х}0} \mp \alpha B_m + kB_m^2$, с учетом которых частота спазирования $\bar{\omega}$ примет вид:

$$\bar{\omega} = (\tau_c \omega_p + \tau_S \omega_{\text{ХХ}})/(\tau_c + 2\tau_S), \quad (6)$$

где $\omega_{\text{ХХ}0} = \omega_{\text{ХХ}}|_{B_m=0}$, $\omega_{\text{Х}0} = \omega_p + \Delta_{2b}/2$, $\omega_{\text{ХХ}} = \omega_{\text{ХХ}0} + 2kB_m^2$, $\alpha = g^F \mu_B / \hbar$, $k = e^2 a_{\text{ex}}^2 / (4\hbar \mu^*)$. Параметры $\mu^* = (1/m_e + 1/m_h)^{-1}$ и $a_{\text{ex}} = \sqrt{1/2(r_e^2 + r_h^2)}$ определяются массой и радиусом экситона, где r_e и r_h – эффективные радиусы электрона и дырки соответственно.

С учетом зависимости для энергии перехода [19] реализация нелинейного режима в спазере возможна при выборе КТ, размер которых значительно больше, чем необходимо для установления плазмонного резонанса в системе.

Для нахождения стационарных значений \bar{c}_i , \bar{S} и \bar{D} необходимо решить систему (2) относительно С-чисел c_i , S и D . В частности, из уравнений (3а) и (3б) можно получить выражения вида $\bar{c}_2^* S = A_1 \bar{c}_1 / (i\Omega^{(2)})$ и $\bar{c}_1^* S = A_1 \bar{c}_2 / (i\Omega^{(2)})$, при подстановке которых в уравнение (3г) амплитуда плазмонов для стационарного случая приобретает вид:

$$\bar{c}_i = e^{i\phi_i} / \sqrt{2\tau_c/\tau_D (D_0 - \bar{D})} \quad (7)$$

и определена с точностью до фазы плазмонов ϕ_i . При подстановке выражений (7) в уравнение (3в)

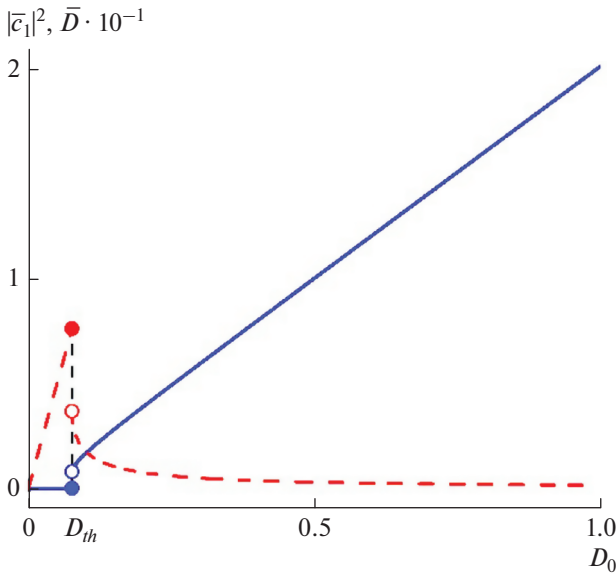


Рис. 2. Кривые усиления для числа плазмонов $|c_1|^2$ (сплошные линии) и разности населенности \bar{D} (штриховые линии) от величины накачки D_0 .

получим амплитуду экситонной моды \bar{S} в виде $\bar{S} = -i\Omega^{(2)}\tau_c/(4B_1\tau_D)\bar{D}(D_0 - \bar{D})e^{i(\phi_1 + \phi_2)}$. Подставляя (7) в (4)–(5), получим уравнение для разности населенностей в форме: $\bar{D}^2 - \bar{D}D_0 + 4\tau_D/(\Omega^{(2)2}\tau_c)((\tau_c\tau_S)^{-1} - \Delta\delta^{(2)}) = 0$. Уравнение имеет два корня, из которых только один является устойчивым. Соответствующее устойчивое решение имеет вид

$$\bar{D} = D_0/2 - 1/2\sqrt{D_0^2 + 16\tau_D/(\Omega^{(2)2}\tau_c)(\Delta\delta^{(2)} - (\tau_c\tau_S)^{-1})}. \quad (8)$$

Для дальнейшего моделирования размер КТ CdSe и золотых НЧ выберем равными $D_{КТ} = 2a_{НЧ} = 4.612$ нм. Для золотых НЧ $\lambda_p = 520$ нм и для КТ CdSe $\Delta_{2b} = 3.093 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ (0.204 эВ). Дипольный момент соответствующего перехода в КТ будет составлять $\mu_{КТ} = 0.303 \cdot 10^{-28}$ Кл·м. При выборе значений параметров $\tau_c = 5 \cdot 10^{-12}$ с и $\tau_S = 4 \cdot 10^{-11}$ с и с учетом $B_m = 0$ Тл величины отстроек составят $\delta_0^{(2)} = 0 \text{ с}^{-1}$ и $\delta_0 = -1.547 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$. Полагая, что расстояние между НЧ и КТ составляет $r = 5.12$ нм, частота Раби $\Omega \equiv \Omega_1 = \Omega_2$ одночастичных экситон-плазмонных переходов составит величину $\Omega = 2.012 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, тогда как $\Omega^{(2)}$

двухчастичных переходов становится равной $\Omega^{(2)} = 2.617 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Таким образом, выполняется условие $\Omega > \Omega^{(2)}$, однако мы не рассматриваем слагаемые с Ω в модели (1).

Наличие внешнего магнитного поля в области нахождения КТ приводит к снятию вырождения спазера НЧ–КТ–НЧ по частоте и возможности сравнительно простого управления его частотными характеристиками (рис. 1б). Так, при величине фактора Ланде $g_{CdSe}^F = 1.71$ для КТ CdSe заданного размера и $B_m = 5$ Тл диамагнитный сдвиг составит $kB_m^2 = 3.66 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, а зеемановский сдвиг составит $\alpha B_m = \pm 7.51 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. С учетом полученного решения (6) спазерная частота $\bar{\omega} = 3.625 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ($\delta_1 = -1.539 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $\delta_2 = -1.554 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $\Delta = 3.445 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\delta^{(2)} = -4.306 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\omega_p = 3.625 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$).

При выборе величины внешней накачки $D_0 = 0.5$ с обратной скоростью $\tau_D = 6.2 \cdot 10^{-13}$ с полученное с помощью (8) стационарное решение для инверсии населенности составит $\bar{D} = 0.0029$. Прямое численное моделирование, полученной после усреднения системы уравнений (2), демонстрирует выход к найденным стационарным решениям на характерном временном интервале 20 пс при выбранных параметрах. При этом кривые усиления для числа плазмонов проявляют сугубо нелинейное поведение (рис. 2). На первом участке действие накачки приводит только к линейному росту разности населенности, а среднее число плазмонов $|c_1|^2$ остается равным нулю. При достижении накачкой порогового значения $D_0 = D_{th} = 0.0762$ возникает разрыв первого рода со скачкообразным изменением разности населенностей и среднего числа плазмонов. Дальнейшее увеличение накачки приводит к росту числа плазмонов с одновременным уменьшением разности населенности.

ГЕНЕРАЦИЯ ПЕРЕПУТАННЫХ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ В СПАЗЕРНЫХ СИСТЕМАХ

Далее проследим за динамикой параметров, которые описывают корреляционные свойства фотонов, испускаемых спазерной системой (рис. 1) в режиме выше порога генерации. Оператор фотонов, регистрируемых в дальней зоне, можно представить в виде $\hat{f}_i = \mu_{НЧ}\hat{c}_i^+ + \mu_{КТ}\hat{S}^+$ [2], где $\mu_{НЧ} = 2.94 \cdot 10^{-28}$ Кл·м. С выбранными параметра-

ми справедливо неравенство $\mu_{\text{НЧ}} \langle \hat{c}_i^+ \rangle > \mu_{\text{КТ}} \langle \hat{S}^+ \rangle$ ($\mu_{\text{НЧ}} \langle \hat{c}_i^+ \rangle / (\mu_{\text{КТ}} \langle \hat{S}^+ \rangle) = 99.21$), поэтому в работе мы принимаем $\hat{f}_i \cong \mu_{\text{НЧ}} \hat{c}_i^+$. Тогда соответствующий кросс-корреляционный функции параметр

$$G_{12}^{(2)}(t, \tau) = \frac{\langle \hat{c}_1^+(t) \hat{c}_1(t) \hat{c}_2^+(t+\tau) \hat{c}_2(t+\tau) \rangle}{\langle \hat{c}_1^+(t) \hat{c}_1(t) \rangle \langle \hat{c}_2^+(t+\tau) \hat{c}_2(t+\tau) \rangle}$$

будет являться критерием установления неклассических корреляций между оптическими модами, связанными с соответствующими операторами плазмонов \hat{c}_1 и \hat{c}_2 . В частности, условие $G_{12}^{(2)} > 1$ связывают с межмодовой группировкой фотонов. Вместе с тем нарушение неравенства Коши–Шварца

$$C \equiv \frac{G_{12}^{(2)}(t, 0)^2}{g_1^{(2)}(t, 0) g_2^{(2)}(t, 0)} \leq 1$$

сигнализирует о появлении неклассических корреляций, а также о перепутывании между фотонами различных мод,

где $g_i^{(2)}(t, 0) = G_i^{(2)}(t, 0) + 1$, $i = 1, 2$, а автокорреляционная функция имеет вид $G_i^{(2)}(t, \tau) = \frac{\langle \hat{c}_i^+(t) \hat{c}_i(t) \hat{c}_i^+(t+\tau) \hat{c}_i(t+\tau) \rangle}{\langle \hat{c}_i^+(t) \hat{c}_i(t) \rangle \langle \hat{c}_i^+(t+\tau) \hat{c}_i(t+\tau) \rangle} - 1$.

Принципиальным результатом для рассмотренной нелинейной модели с одной КТ и двумя НЧ является возникновение сильных неклассических черт у фотонов, формируемых при распаде биэкситонов. В частности, численное моделирование системы на билинейные комбинации операторов плазмонов и экситонов позволяет получить зависимость фотонной кросс-корреляционной функции $G_{12}^{(2)}$ от времени (рис. 3). При выборе параметров, используемых на рис. 2, кривые изменения $G_{12}^{(2)}$ во времени демонстрируют выход на стационарный уровень. Величина параметра $G_{12}^{(2)}$ в таких стационарных условиях составит приблизительно 3.14, что демонстрирует группировку фотонов между модами. Кроме того, наблюдается нарушение соотношения Коши–Шварца: параметр C приобретает значение 1.2 для стационарного режима генерации плазмонов, а в точке максимума (вставка на рис. 3) даже достигает значения 14.24. При этом начальные корреляции между плазмонами (а также фотонами) соседних мод полностью отсутствуют. Таким образом, представленная на рис. 1 схема трехчастичного спазера может быть использована в качестве источника перепутанных состояний электромагнитного поля, реализованного в наномасштабе.

Достаточно простым способом влияния на квантовые свойства генерируемых в спазере фотонов является изменение величины магнитного поля. Так, с увеличением индукции поля B_m рас-

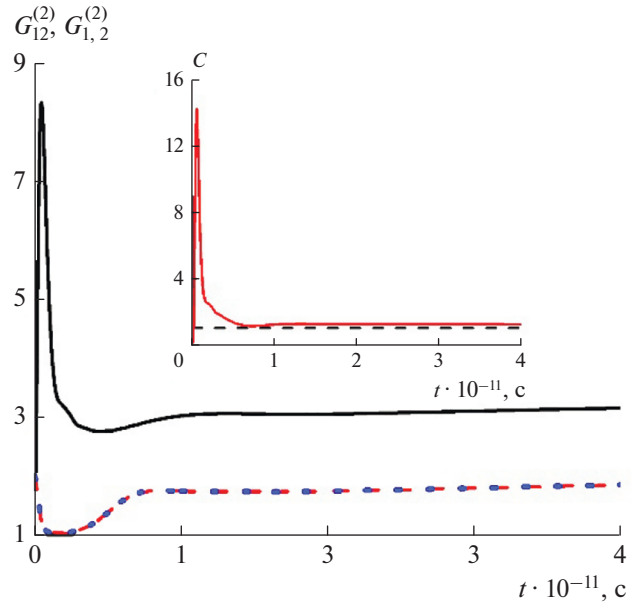


Рис. 3. Временная зависимость кросс-корреляционной функции $G_{12}^{(2)}$ (сплошная линия) и автокорреляционных функций $G_1^{(2)}$ (штриховая линия) и $G_2^{(2)}$ (пунктирная линия) для плазмонов в нелинейном спазере НЧ–КТ–НЧ; на вставке временная зависимость C -параметра (сплошная линия), его единичного значения (штриховая линия), соответствующего нарушению неравенства Коши–Шварца для генерируемых плазмонов в области над ней.

тет зеемановское расщепление уровней КТ, меняются параметры $\delta_{1,2}$, и в условиях сохраняющегося устойчивого режима корреляционные функции (рис. 3) выходят на новый уровень значений. Такая перестройка может осуществляться достаточно плавно, так как вклад слагаемых с B_m оказывается существенно меньшим, чем $\bar{\omega} - \omega_x$ в составе частотных отстроек $\delta_{1,2}$.

В свою очередь потеря устойчивости режимов генерации фотонов в рассмотренной схеме обусловлена в основном геометрической точностью и химической чистотой отдельных компонент – НЧ и КТ, а также их взаиморасположения в составе спазера. Вместе с тем необходимо учитывать влияние магнитного поля на квантовое состояние пары распадающихся экситонов в КТ, которое может проявлять зависимость от формы частиц [20]. Другим важным вопросом является проблема временной стабильности отдельных КТ в процессе установления стационарного режима работы спазера, аналогично проблеме мерцания излучающих КТ [21]. Однако решение данного круга проблем находится в иной плоскости, в разделе современных практических нанотехнологий. В частности, отдельного внимания требует изучение температурных зависимостей обсуждае-

мых эффектов [22] и сложной внутренней динамики на примере реальных физических систем [23].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Осуществлен последовательный вывод гамильтониана нелинейного плазмон-экситонного взаимодействия в трехчастичной спазерной системе, описывающего двухквантовый процесс распада биэкситонных состояний полупроводниковой квантовой точки с одновременным формированием пары поверхностных плазмонов, локализующихся на металлических наночастицах, связанных ближним полем с квантовой точкой. Коэффициенты при соответствующих слагаемых гамильтониана являются функциями управляющих параметров системы. Показана возможность формирования перепутанных фотонов в трехчастичном спазере за счет нелинейных процессов с биэкситонными состояниями в КТ. Практический выход работы связан с использованием эффекта для создания высокоэффективных ярких источников неклассических фотонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Xu J., Al-Amri M., Yang Y. et al. // Phys. Rev. A. 2011. V. 84. № 3. Art. № 032334.
2. Sáez-Blázquez R., Feist J., Fernández-Domínguez A.I., García-Vidal F.J. // Optica. 2017. V. 4. № 11. P. 1363.
3. Stockman M.I. // Nat. Photon. 2008. V. 2. P. 327.
4. Шестериков А.В., Губин М.Ю., Карпов С.Н., Прохоров А.В. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 107. № 7. С. 459; Shesterikov A.V., Gubin M.Yu., Karpov S.N., Prokhorov A.V. // JETP Lett. 2018. V. 107. № 7. P. 435.
5. Gubin M.Yu., Shesterikov A.V., Karpov S.N., Prokhorov A.V. // Phys. Rev. B. 2018. V. 97. № 8. Art. № 085431.
6. Kauranen M., Zayats A.V. // Nat. Photon. 2012. V. 6. P. 737.
7. Antosiewicz T.J., Apell S.P., Shegai T. // ACS Photon. 2014. V. 1. № 5. P. 454.
8. Перлин Е.Ю., Федоров А.В. // Опт. и спектроск. 1995. Т. 78. № 3. С. 445.
9. Salter C.L., Stevenson R.M., Farrer I. et al. // Nature. 2010. V. 465. P. 594.
10. Kuroda T., Mano T., Ha N. et al. // Phys. Rev. B. 2013. V. 88. № 4. Art. № 041306(R).
11. Еремчев И.Ю., Еремчев М.Ю., Наумов А.В. // УФН. 2019. Т. 189. № 3. С. 312; Eremchev I.Yu., Eremchev M.Yu., Naumov A.V. // Phys. Usp. 2019. V. 62. № 3. P. 294.
12. Naumov A.V., Gorshchev A.A., Gladush M.G. et al. // Nano Lett. 2018. V. 18. № 10. P. 6129.
13. Garzon S., Ye L., Webb R.A. et al. // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. № 18. Art. № 180401(R).
14. Raether H. Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings. Berlin: Springer-Verlag, 1988. 136 p.
15. Gorbach A.V., Skryabin D.V., Harvey C.N. // Phys. Rev. A. 2008. V. 77. № 6. Art. 063810.
16. Prokhorov A.V., Gladush M.G., Gubin M.Yu. et al. // Eur. Phys. J. D. 2014. V. 68. Art. № 158.
17. Pryor C.E., Flatté M.E. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. № 2. Art. № 026804.
18. Albert J., Shao L.Y., Caucheteur C. // Las. Photon. Rev. 2013. V. 7. № 1. P. 83.
19. von Grünberg H.H. // Phys. Rev. B. 1997. V. 55. № 4. P. 2293.
20. Nazmitdinov R.G., Simonović N.S., Plastino A.R., Chizhov A.V. // J. Phys. B. 2012. V. 45. № 20. Art. № 205503.
21. Shchukina A.L., Eremchev I.Yu., Naumov A.V. // Phys. Rev. E. 2015. V. 92. № 3. Art. № 032102.
22. Магарян К.А., Каримуллин К.Р., Васильева И.А., Наумов А.В. // Опт. и спектроск. 2019. Т. 126. № 1. С. 50; Magaryan K.A., Karimullin K.R., Vasil'eva I.A., Naumov A.V. // Opt. Spectrosc. 2019. V. 126. № 1. P. 41.
23. Karimullin K.R., Arzhanov A.I., Eremchev I.Yu. et al. // Laser Phys. 2019. V. 29. № 12. Art. № 124009.