

Поляризационный преобразователь на квантовой точке в оптомеханическом резонаторе

А.В.Цуканов, И.Ю.Катеев

Предложена схема квантового преобразователя поляризации фотонов, которая базируется на управляемых электрон-фотон-фононных переходах в гибридной полупроводниковой наноструктуре. Данная структура состоит из квантовой точки (КТ) GaAs/InAs, имеющей форму параллелепипеда и содержащей один электрон, и оптомеханического микрорезонатора (МР) на основе фотонного кристалла (ФК), поддерживающего две фотонные моды с ортогональными поляризациями и одну механическую (фононную) моду. В рамках микроскопической теории найдены рабочие характеристики КТ и МР. Вычислены населенности состояний системы как функции времени и ее параметров. Показана принципиальная возможность конверсии поляризации фотонов с использованием переходов в пятиуровневой резонансной схеме для когерентного (одnofотонного) и установившегося (субфотонного) режимов. Проведено моделирование оптического и механического спектров МР и подобраны параметры структуры ФК, обеспечивающие эффективную работу преобразователя.

Ключевые слова: квантовая точка, микрорезонатор, поляризация, фотонный кристалл, оптические фононы, оптомеханика.

1. Введение

Развитие технологии изготовления наноструктур с характерным размером менее 1 мкм привело к возникновению новых направлений экспериментальной квантовой физики. К их числу относится твердотельная квантовая оптика, изучающая, в частности, вопросы взаимодействия нанообъектов, обладающих дискретным спектром, с внешними полями [1]. Многие из явлений традиционной квантовой оптики, которая имеет дело с «естественными» атомами и молекулами, наблюдаются и в «искусственных» атомах, таких, как полупроводниковые квантовые точки (КТ) [2], сверхпроводящие резонаторы и квантовые биты (кубиты) [3], а также дефекты кристаллической решетки [4]. К 2010 году была сформулирована и отчасти реализована концепция квантового чипа – устройства, которое объединяет основные функциональные элементы для кодировки, обработки и передачи квантовой информации [5]. Управление динамикой процессов в чипе осуществляется при помощи квантовых полей: одиночные фотоны используются в качестве транспортных кубитов, а субфотонные импульсы служат для измерения состояний отдельных элементов чипа.

Большое значение при разработке схем оптического управления имеет выбор поляризации электромагнитного излучения. Особенно важно уметь управлять вектором поляризации поля, взаимодействующего с системами с высокой пространственной симметрией, которые характеризуются ярко выраженными правилами отбора для внутренних переходов. В связи с этим необходимо уметь соз-

давать поля с заданными ортогональными компонентами, а также преобразовывать одну компоненту в другую. Обычно поляризация макроскопического лазерного пучка изменяется с помощью фазовращателя (пластинки, помещаемой на пути распространения пучка) [6]. Однако для одиночных фотонов, распространяющихся по одномодовому оптоволокну от одного кубита к другому, такой вариант может оказаться неприемлемым из-за поглощения фотона материалом пластинки. Следовательно, требуется иной подход к разработке данного узла схемы. Известны предложения об использовании эффекта квантовой нелинейности в оптическом резонаторе с КТ, благодаря которому можно осуществлять малые фазовые вращения вектора поляризации фотона в режиме больших отстройек частоты фотона от частоты КТ [7].

В нашей работе предлагается устройство, переводящее фотон с одной поляризацией в фотон с ортогональной поляризацией за счет его когерентного взаимодействия с одноэлектронной КТ и фононной модой. При этом возможна и частотная конверсия, предполагающая рассеяние избыточной энергии фотона в фононный резервуар. То же самое справедливо для лазерных полей с малой (субфотонной) интенсивностью, которые используются в трансмиссионной спектроскопии и рефлектометрии [8]. В этом случае прошедший через систему свет будет иметь поляризацию, ортогональную поляризации падающего света. Полупроводниковая КТ помещается в микрорезонатор (МР) на основе фотонного кристалла (ФК), поддерживающий две фотонные моды с ортогональными поляризациями и одну механическую моду. В рамках микроскопической теории найдены рабочие характеристики КТ и МР, а также вычислены населенности состояний системы как функции времени и ее параметров. Показана принципиальная возможность конверсии поляризации фотонов с использованием переходов в пятиуровневой резонансной схеме для когерентного (одnofотонного) и установившегося (субфотонного) режимов.

А.В.Цуканов, И.Ю.Катеев. Физико-технологический институт им. К.А.Валиева РАН, Россия, 117218 Москва, Нахимовский просп., 34; e-mail: ikateyev@mail.ru

Поступила в редакцию 7 ноября 2019 г.

2. Модель квантового гибридного преобразователя

Рассмотрим одиночную КТ в виде параллелепипеда с характерными размерами L_x , L_y и L_z вдоль соответствующих декартовых осей. Будем предполагать, что КТ находится в тонкой полупроводниковой пластине, представляющей собой механический резонатор (рис.1). Низколежащие электронные состояния такой КТ с хорошей точностью соответствуют модели трехмерной квантовой ямы с бесконечно высокими стенками. Ее энергетический спектр имеет вид

$$\mathcal{E}(n_1, n_2, n_3) = \frac{\hbar^2 \pi^2 n_1^2}{2m^* L_x^2} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n_2^2}{2m^* L_y^2} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n_3^2}{2m^* L_z^2},$$

$$n_k = 1, 2, 3, \dots, \quad (1)$$

где m^* – эффективная масса электрона. В дальнейшем мы ограничимся тремя состояниями КТ: основным (g) и двумя почти вырожденными возбужденными (x и y) состояниями с пространственными волновыми функциями

$$\psi_g(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{8}{L_x L_y L_z}} \cos\left(\frac{\pi x}{L_x}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{L_y}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{L_z}\right),$$

$$n_1 = n_2 = n_3 = 1,$$

$$\psi_x(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{8}{L_x L_y L_z}} \sin\left(\frac{2\pi x}{L_x}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{L_y}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{L_z}\right),$$

$$n_1 = 2, n_2 = n_3 = 1,$$

$$\psi_y(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{8}{L_x L_y L_z}} \cos\left(\frac{\pi x}{L_x}\right) \sin\left(\frac{2\pi y}{L_y}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{L_z}\right),$$

$$n_2 = 2, n_1 = n_3 = 1.$$

Говорят, что КТ представляет собой «электронный» резонатор, локализуя в пространстве стоячие волны де Бройля – волновые функции электрона в зоне проводи-

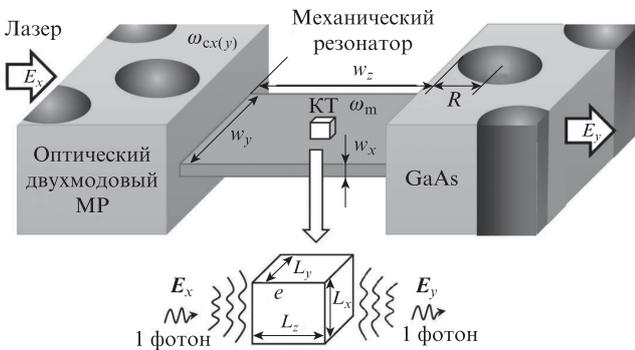


Рис.1. Активная область поляризационного преобразователя, представляющего собой одноэлектронную полупроводниковую КТ, сформированную в тонкой пластине (механический резонатор), которая прикреплена к оптическому МР на основе ФК (вверху), а также схема работы преобразователя (внизу). После взаимодействия фотона с КТ и механическим резонатором вектор поляризации его электромагнитного поля E_x изменяется на E_y (см. текст и рис.5).

мости. Данная КТ размещена вблизи (в нашем случае – внутри) оптического МР, в спектре которого присутствуют две почти вырожденные фотонные моды с частотами ω_{cx} и ω_{cy} и взаимно ортогональными поляризациями. Пусть одна из механических мод пластины имеет частоту ω_m , близкую к частотам ω_x и ω_y электронных переходов в КТ и частотам оптических мод МР. Пусть также ориентация осей симметрии КТ и МР такова, что $x(y)$ -мода МР связана с оптическим дипольным переходом $|g\rangle \leftrightarrow |x(y)\rangle$, а фоннная мода взаимодействует с каждым из этих переходов. Тогда гамильтониан H , описывающий данную опто-электромеханическую систему, представим в виде суммы гамильтониана изолированных подсистем H_0 и гамильтониана взаимодействия H_{e-c-m} :

$$H_0 = \omega_x |x\rangle\langle x| + \omega_y |y\rangle\langle y| + \omega_{cx} a_x^\dagger a_x + \omega_{cy} a_y^\dagger a_y + \omega_m b^\dagger b, \quad (3)$$

$$H_{e-c-m} = \Omega_{cx} |g\rangle\langle x| a_x^\dagger + \Omega_{cy} |g\rangle\langle y| a_y^\dagger + (\Omega_{mx} |g\rangle\langle x| + \Omega_{my} |g\rangle\langle y|) b^\dagger + \text{h.c.} \quad (4)$$

Здесь $a_{x(y)}$ и b – операторы уничтожения кванта возбуждения в соответствующей моде; $\Omega_{cx(y)}$ и $\Omega_{mx(y)}$ – энергии взаимодействия электрона КТ и данной моды (частоты Раби), все частоты взяты в энергетических единицах. Для непрерывного поступления электромагнитной энергии в МР используется лазерное излучение, которое заселяет x -моду МР фотонами с частотой ω_L и амплитудой $\Omega(t)$, плавно зависящей от времени. Гамильтониан H_L учитывает данный эффект:

$$H_L = \Omega(t) (a_x^\dagger + a_x) \cos(\omega_L t / \hbar). \quad (5)$$

Огибающая амплитуды лазерного (тангенциального) импульса, включаемого в момент времени t_0 , характеризуется энергией Ω_L , длительностью Δt и временем включения τ :

$$\Omega(t) = 0.5 \Omega_L \left[\tanh\left(\frac{t-t_0}{\tau}\right) - \tanh\left(\frac{t-t_0-\Delta t}{\tau}\right) \right]. \quad (6)$$

Окончательно получаем гамильтониан

$$H = H_0 + H_{e-c-m} + H_L. \quad (7)$$

Введем отстройки частот электронных переходов в КТ, мод МР и фоннной моды от частоты лазерного излучения:

$$\delta_{x(y)} = \omega_{x(y)} - \omega_L, \quad \delta_{cx(y)} = \omega_{cx(y)} - \omega_L, \quad \delta_m = \omega_m - \omega_L. \quad (8)$$

Затем, переходя в систему отсчета, связанную с лазерным импульсом, и применяя приближение вращающейся волны, перепишем гамильтонианы H_0 и H_L в виде

$$H_0 = \delta_x |x\rangle\langle x| + \delta_y |y\rangle\langle y| + \delta_{cx} a_x^\dagger a_x + \delta_{cy} a_y^\dagger a_y + \delta_m b^\dagger b, \quad H_L = \Omega(t) (a_x^\dagger + a_x). \quad (9)$$

Мы ограничимся рассмотрением случая, когда энергия системы не превышает энергии одного оптического кванта. Тогда размерность пространства базисных векто-

ров вида $|k, n_x, n_y, n_{\text{phn}}\rangle$, где n_{phn} – число фононов, $k = g, x, y$ и $n_x + n_y + n_{\text{phn}} \leq 1$, равна 6. Эволюция системы описывается уравнением Линдблада для матрицы плотности ρ :

$$\frac{d\rho}{dt} = -i[H, \rho] + L(\rho). \quad (10)$$

Диссипативные эффекты, связанные с неуправляемым уходом фотонов из МР со скоростью $\kappa_{x(y)}$, распадом фонона со скоростью κ_m , релаксацией электрона со скоростью $\gamma_{\text{rx}(y)}$, а также дефазировка электронных состояний КТ со скоростью $\gamma_{\text{dephx}(y)}$ учтены (в марковском приближении) с помощью диссипативного оператора $L(\rho)$ в уравнении Линдблада:

$$\begin{aligned} L(\rho) = & \kappa_x D(a_x) + \kappa_y D(a_y) + \kappa_m D(b) + \gamma_{\text{rx}} D(|g\rangle\langle x|) \\ & + \gamma_{\text{ry}} D(|g\rangle\langle y|) + \gamma_{\text{dephx}} D(|x\rangle\langle x| - |g\rangle\langle g|) \\ & + \gamma_{\text{dephy}} D(|y\rangle\langle y| - |g\rangle\langle g|). \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь выражение $D(O) = O\rho O^\dagger - [O^\dagger O, \rho]/2$ моделирует распад величины, отвечающей оператору O . Решая уравнение (10) с соответствующими начальными условиями, мы находим зависимости вероятностей заселения состояний гибридной системы от времени. Наша задача – подобрать параметры гамма-тонниана (7) таким образом, чтобы реализовать полную или частичную конверсию поляризации фотона или слабого лазерного поля.

3. Структура мод оптического и механического резонаторов

Сначала подберем такие параметры оптического МР, чтобы две его моды, проекции электрического и магнитного полей которых взаимно ортогональны, имели частоты $\omega_{\text{cx}(y)}$ вблизи частот $\omega_{x(y)}$ электронных переходов $|g\rangle \leftrightarrow |x(y)\rangle$ в КТ, расположенной в одной из пучностей электрического поля МР. В качестве МР выберем двумерный ФК, в центре которого располагается дефектная область, обеспечивающая локализацию электромагнитного поля. Современные технологии позволяют интегрировать одиночные КТ или их ансамбли в ФК, а вспомогательная аппаратура обеспечивает управление общей квантовой эволюцией электронов и фотонов в такой гибридной системе [9–11]. ФК представляет собой тонкую GaAs-пластину с показателем преломления 3.4, в которой вытравлена периодическая треугольная решетка отверстий (рис.1). Дефектная область, где располагается КТ, образуется вследствие отсутствия одного отверстия в центре ФК (Н1-дефект). Моделирование оптического спектра структуры, у которой постоянная решетки $a = 11.54$ мкм и радиус отверстий $R = 0.37a$, методом конечных временных областей показало наличие двух мод в запрещенной зоне ФК вблизи длины волны 34 мкм, соответствующей частоте оптического фонона в GaAs $\omega_m \approx 0.036$ эВ. Моде с длиной волны $\lambda_{c1} = 34$ мкм является так называемой ТЕ модой, у которой $E_z = H_x = H_y = 0$, а мода с $\lambda_{c2} = 34.28$ мкм – ТМ модой ($H_z = E_x = E_y = 0$), ортогональной ТЕ моде. Двумерное распределение электрического поля E этих мод в плоскости, где расположена КТ, представлено на рис.2. Вблизи центра дефектной области ФК амплитуда электрического поля в пучности E_0 составляет около 3.5 В/см при толщине пластины 5 мкм. Поскольку размер КТ в на-

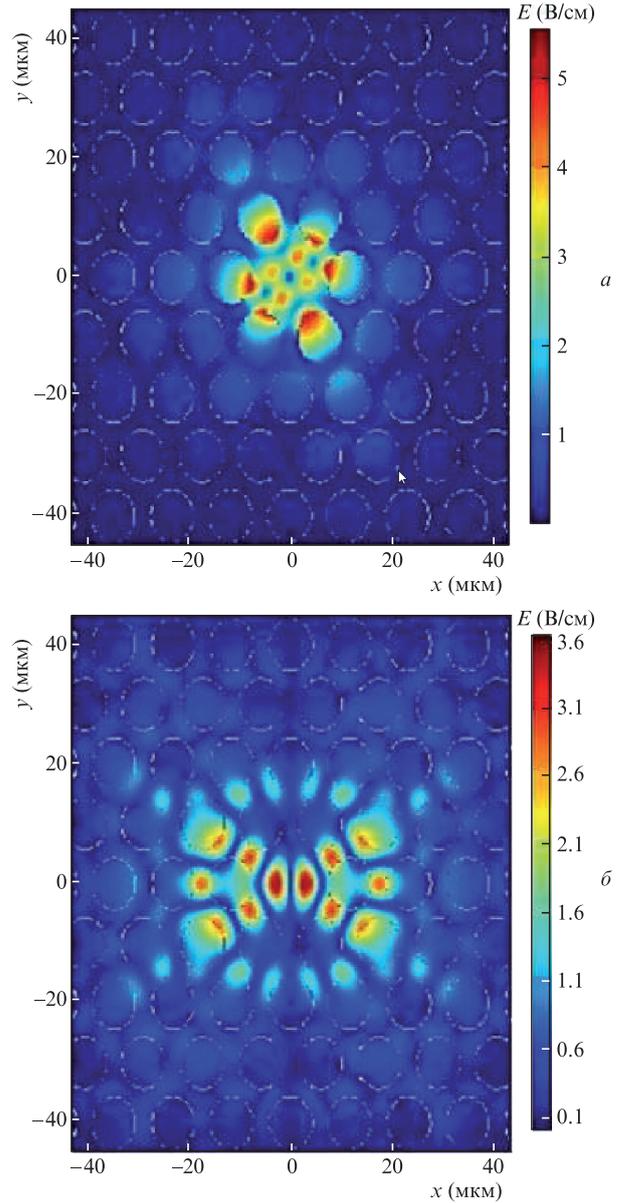


Рис.2. Двумерное распределение электрического поля E в ФК для ТЕ (а) и ТМ (б) мод. Цветной вариант рис.2 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

шем случае равен ~ 17 нм, что гораздо меньше характерного размера пучности, при вычислении коэффициента взаимодействия $\Omega_{\text{cx}(y)} = \langle x(y)| -e\mathbf{E}\mathbf{r}|g\rangle$ (e – заряд электрона) напряженность электрического поля можно считать постоянной величиной и получить оценочное значение $\Omega_{\text{cx}(y)} \approx 6 \times 10^{-6}$ эВ.

Как будет показано в разд.4, наиболее эффективная работа преобразователя обеспечивается при сближении механической и оптических мод (резонанс), поэтому необходимо исследовать возможность подбора частот ортогональных оптических мод МР. К настоящему времени разработано несколько способов модификации оптического спектра МР на основе ФК [9]. Это достигается путем воздействия на поверхность образца атомно-силовым микроскопом, нанесения на нее веществ с показателем преломления, отличным от показателя преломления материала ФК, и управления температурой с помощью лазерного излучения или нагревательных микроэлементов, встроенных в структуру кристалла. Не менее эффективным

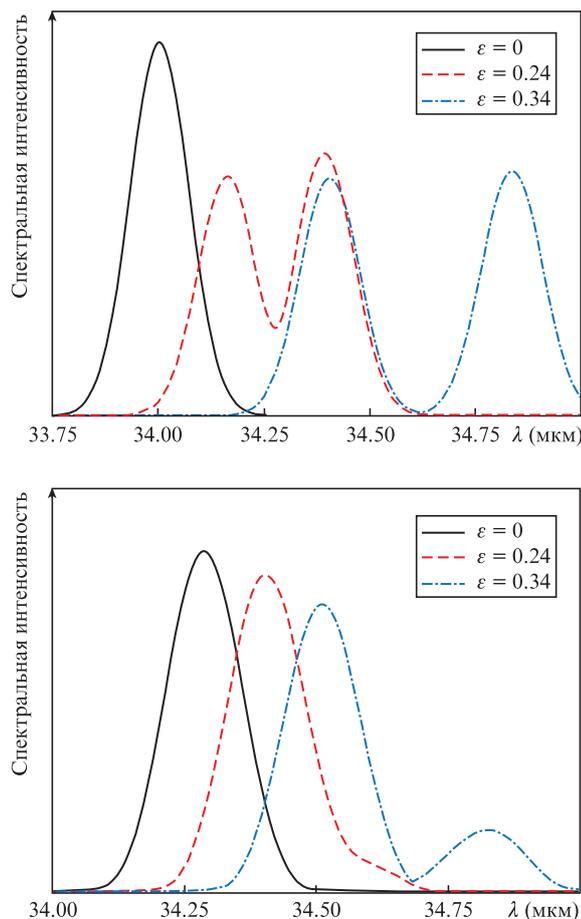


Рис.3. Спектры ТЕ (а) и ТМ (б) мод при различных параметрах ε .

методом настройки спектра является небольшое изменение структуры отверстий ФК вблизи области локализации поля [12–14]. В настоящей работе мы заменили ближайшие к дефектной области круглые отверстия эллиптическими и произвели настройку частот МР путем регулирования эксцентриситета ε эллипса. На рис.3 приведены спектры ТЕ и ТМ мод при различных ε . Видно, что при увеличении параметра ε длины волн обеих мод растут, а их расщепление увеличивается. При $\varepsilon = 0$ (круглые отверстия) данные моды являются вырожденными, но небольшая асимметрия структуры отверстий вблизи дефекта ФК снимает вырождение. Важно отметить, что амплитуда электрического поля E_0 при изменении ε практически не меняется.

Для расчета коэффициента электрон-фононного взаимодействия $\Omega_{\text{mx}(y)}$ мы воспользуемся подходом, развитым в работах [15, 16], где было исследовано взаимодействие кубической КТ и локализованных оптических фононов, частотный спектр которых представляет собой набор дискретных мод. Такое взаимодействие обуславливает переходы электрона между основным и возбужденными уровнями КТ. Если размеры механического резонатора $w_{x(y,z)}$ близки к размерам КТ, $w_{x(y,z)} \approx L_{x(y,z)} \approx 17$ нм, то расчеты, выполненные в рамках данной модели, дают $\Omega_{\text{mx}(y)} \approx 10^{-3}$ эВ, что на несколько порядков превышает величину $\Omega_{\text{cx}(y)}$. Для функционирования поляризационного преобразователя необходимо, чтобы коэффициенты $\Omega_{\text{mx}(y)}$ и $\Omega_{\text{cx}(y)}$ были близки (см. разд.4), поэтому в настоящей работе роль механического резонатора играет тонкая пластина с размерами $w_x \ll w_y, w_z$. Коэффициент взаимодей-

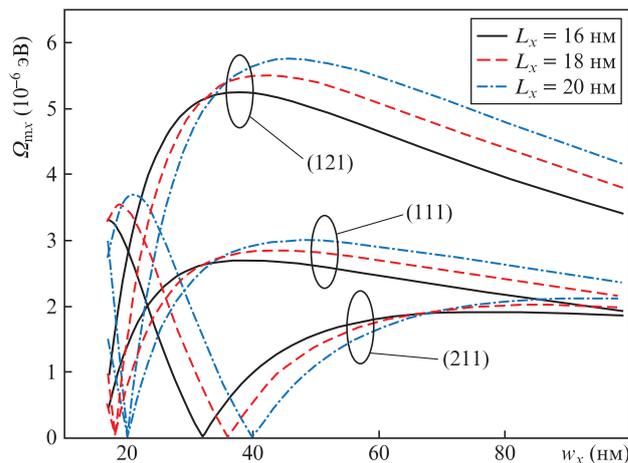


Рис.4. Зависимости коэффициента электрон-фононного взаимодействия Ω_{mx} от толщины пластины w_x для низших фононных мод с индексами $(m_1 m_2 m_3)$ при $w_{y(z)} = 300$ нм, $L_{y(z)} = 17$ нм и различных L_x .

ствия $\Omega_{\text{mx}(y)}$ электрона с одиночной оптической фононной модой с индексом $(m_1 m_2 m_3)$ в такой пластине представляется в виде [15, 16]

$$\Omega_{\text{mx}(y)} = \sqrt{\frac{16\pi e^2 \omega_m}{q_m^2 w_x w_y w_z} \left(\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right) (f_m + 1) I_{\text{mx}(y)}},$$

$$q_m^2 = \pi^2 \left(\frac{m_1^2}{w_x^2} + \frac{m_2^2}{w_y^2} + \frac{m_3^2}{w_z^2} \right), \quad m_k = 1, 2, 3, \dots, \quad (12)$$

где $\varepsilon_0 = 13.2$ и $\varepsilon_\infty = 10.9$ – статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости GaAs [17]; f_m – число фононов с импульсом q_m ;

$$I_{\text{mx}(y)} = \int d\mathbf{r} \psi_g(\mathbf{r}) \phi_m(\mathbf{r}) \psi_{x(y)}(\mathbf{r}),$$

$$\phi_m(\mathbf{r}) = \sin \frac{\pi m_1}{w_x} \left(x + \frac{w_x}{2} \right) \sin \frac{\pi m_2}{w_y} \left(y + \frac{w_y}{2} \right) \times \sin \frac{\pi m_3}{w_z} \left(z + \frac{w_z}{2} \right) \quad (13)$$

– безразмерный интеграл перекрытия. Поскольку, как уже упоминалось, для работы преобразователя необходимо, чтобы частоты $\omega_{x(y)}$ были близки к частоте ω_m , то характерные размеры КТ должны быть примерно равны 17 нм. Далее мы будем предполагать, что энергия оптического фонона намного больше температуры системы, $\omega_m \gg k_B T$ (k_B – постоянная Больцмана), и, следовательно,

$$f_m = \{ \exp[\omega_m / (k_B T)] - 1 \}^{-1} \ll 1.$$

Расчет величины Ω_{mx} для низших фононных мод при $w_{y(z)} = 300$ нм и $L_{y(z)} = 17$ нм (рис.4) показывает, что для больших w_x увеличение размера L_x КТ способствует росту энергии взаимодействия электрона с низшими фононными модами, при этом экстремумы на зависимости $\Omega_{\text{mx}}(w_x)$ смещаются вправо. Подбирая толщину пластины и размеры КТ, можно регулировать коэффициент Ω_{mx} . Например, при $w_x \approx 45$ нм и $L_x = 20$ нм коэффициент электрон-фононного взаимодействия Ω_{mx} для моды (121) составляет $\sim 6 \times 10^{-6}$ эВ, т.е. примерно равен $\Omega_{\text{cx}(y)}$.

4. Динамика гибридной системы в когерентном режиме и манипуляции с одиночным фотоном

Для управления вектором поляризации фотона необходим физический механизм, реализующий эффективное взаимодействие двух ортогональных компонент данного вектора. Предположим, что x -мода МР заселена одним фотоном. Каким образом можно перевести его в y -моду МР, т.е. изменить поляризацию на угол $\pi/2$? Известно, что добавление атомоподобной системы в структуру МР модифицирует его оптические свойства за счет квантовой нелинейности (эффект Перселла) [18], однако дипольные оптические переходы, создающие этот эффект, происходят с сохранением поляризации фотона. Кроме того, прямые переходы между возбужденными x - и y -состояниями атома запрещены правилами отбора. В работе [15] предложен альтернативный механизм возбуждения электронных переходов в КТ, осуществляемых под действием механической деформации (фононов). Взаимодействие фоновой оптической моды с электроном КТ описывается гамильтонианом Фрелиха, который не запрещает обмена энергией между модами одновременно с электронными переходами разной поляризации. Соединяя две V-схемы переходов между электронными уровнями КТ, обусловленными взаимодействием с двумя фотонными модами МР и одной фоновой модой пластины, мы получаем W-схему (рис.5), которая и описывает процесс поворота вектора поляризации фотона.

Для моделирования однофотонной поляризационной конверсии положим в уравнении (10) $\Omega_L = 0$ и выберем начальное условие, отвечающее нахождению КТ в основном состоянии g и МР с фотоном в x -моду. Анализ динамики населенностей в атомоподобных системах указы-

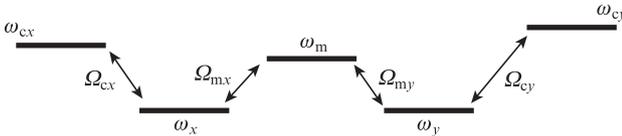


Рис.5. W-схема переходов, обусловленных взаимодействием электрона с двумя фотонными модами МР и одной фоновой модой пластины, обеспечивающая поворот вектора поляризации фотона.

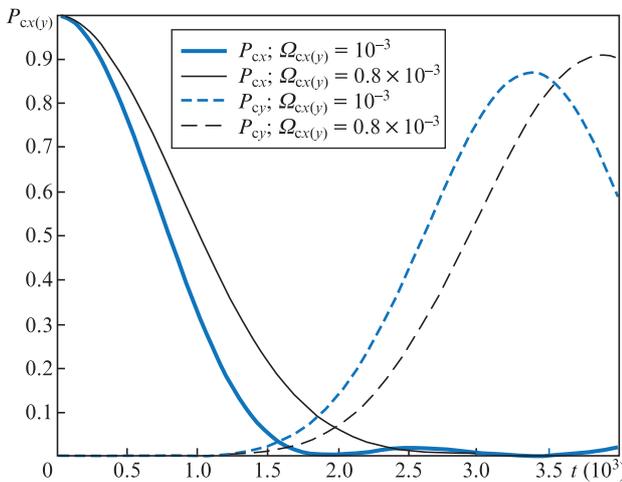


Рис.6. Зависимости населенностей $P_{cx(y)}$ ортогональных фотонных мод резонатора от времени для двух значений энергий $\Omega_{cx(y)}$ электрон-фотонного взаимодействия при $\Omega_{mx(y)} = 10^{-3}$, $\delta_{cx(y)} = \delta_m = 0$, $\kappa_{cx(y)} = \kappa_m = 10^{-5}$, $\gamma_{rx(y)} = \gamma_{dephx(y)} = 10^{-5}$.

ет на существование нескольких условий, необходимых для полного перехода из одного состояния системы в другое. Эти условия так или иначе связаны с поддержанием симметрии переходов. В простейшем случае строгого резонанса все частоты Раби должны совпадать, чтобы обеспечить синхронизацию переноса населенности. В противном случае возникают биения, препятствующие заселению конечного состояния с единичной вероятностью (в отсутствие диссипации). Более сложные варианты возможны в режиме с подстройкой, когда отклонение одного из параметров (например, частотная отстройка) от его значения в случае симметричной конфигурации компенсируется управляемой асимметрией другого параметра [19].

Построим зависимости населенностей состояний, отвечающих нахождению фотона в модах МР с x - и y -поляризациями, от времени (рис.6). Параметры гамильтониана даны в эффективных атомных единицах для GaAs ($Ry_{GaAs} = 6$ мэВ). Они соответствуют высокодобротным квантово-оптическим структурам, в которых энергия электрон-фотонного взаимодействия достигает $10^{-6} - 10^{-5}$ эВ, а скорости диссипации не превышают 10^{-7} эВ. Предполагаем, что частоты переходов в КТ, частоты фотонных мод МР и частота механической моды совпадают (строгий резонанс). Видно, что переход фотона из x -моды в y -моду происходит за время $T_{conv} \approx 1/\Omega_{cx(y)}$ с вероятностью около 90%. Неполный перенос обусловлен главным образом потерями энергии, связанными с диссипативными процессами. Кроме того, вероятность переноса зависит от энергий взаимодействия электрона с фотонным и фоновым полями и от отстроек частот. Так, выбор энергий $\Omega_{cx(y)} = 0.8\Omega_{mx(y)}$ повышает данную вероятность по сравнению с вероятностью в случае полностью симметричной конфигурации: $\Omega_{cx(y)} = \Omega_{mx(y)}$. Можно показать, что при полном подавлении всех релаксационных процессов указанный выбор является оптимальным и приводит к 100%-ной конверсии поляризации фотона в МР (рис.7). На основе анализа зависимости максимального значения вероятности P_{cy} (далее – вероятности поляризационной конверсии P_{conv}) от каждой из скоростей диссипации в отдельности можно утверждать, что основной вклад вносят процессы ухода фотонов из мод МР в континуум.

Как мы уже отмечали, динамика населенностей, описываемая W-схемой и реализующая переход из одного

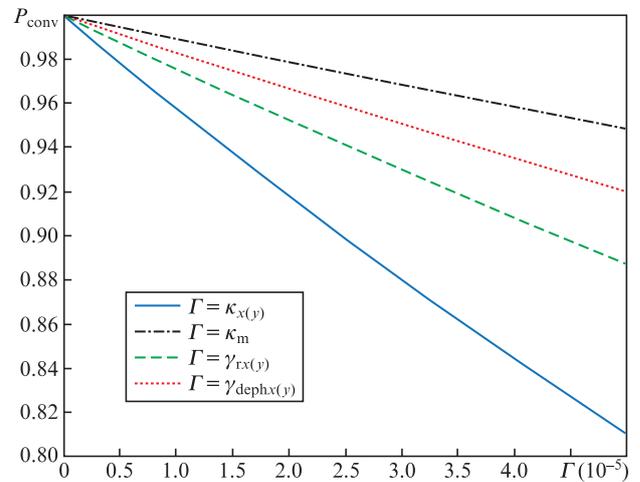


Рис.7. Зависимости вероятности P_{conv} поляризационной конверсии для каждого из релаксационных процессов в отдельности (т.е. при полном отсутствии других каналов распада) от скорости распада Γ при $\Omega_{cx(y)} = 0.8 \times 10^{-3}$, $\Omega_{mx(y)} = 10^{-3}$, $\delta_{cx(y)} = \delta_m = 0$.

состояния в другое, требует синхронизации скоростей (энергий взаимодействия) всех элементов схемы. С другой стороны, из-за технологических погрешностей невозможно подобрать параметры, при которых данное условие соблюдается строго. Поэтому важно исследовать вопрос об устойчивости решений уравнения (10) в некоторой области параметров. Вероятности конверсии при независимом варьировании энергий электрон-фотонного (фононного) взаимодействия $\Omega_{c(m)x}$ и $\Omega_{c(m)y}$ и фиксированной энергии электрон-фононного (фотонного) взаимодействия $\Omega_{m(c)x} = \Omega_{m(c)y}$ приведены на рис.8. Анализ зависимостей указывает на существование нескольких областей вдоль линии $\Omega_{c(m)x} = \Omega_{c(m)y}$, где вероятность P_{conv} достигает 0.9, а допуск на отклонения параметров (на размер области) составляет 20%–50%. Это говорит о возможности реализации алгоритма конверсии для данных областей даже при значительном отклонении параметров от симметричного случая. Наиболее предпочтительным является выбор области с параметрами, указанными в подрисунковой подписи к рис.8. Отношение $\Omega_{cx(y)}/\Omega_{my(x)} = 0.8$ отражает динамическую неэквивалентность оптических мод, каждая из которых связана только с одним электронным переходом, и механической моды, взаимодействующей одновременно с двумя электронными переходами.

Другими параметрами, оказывающими сильное влияние на вероятность конверсии, являются разности частот переходов в КТ и частот МР (отстройки). Известно, что в

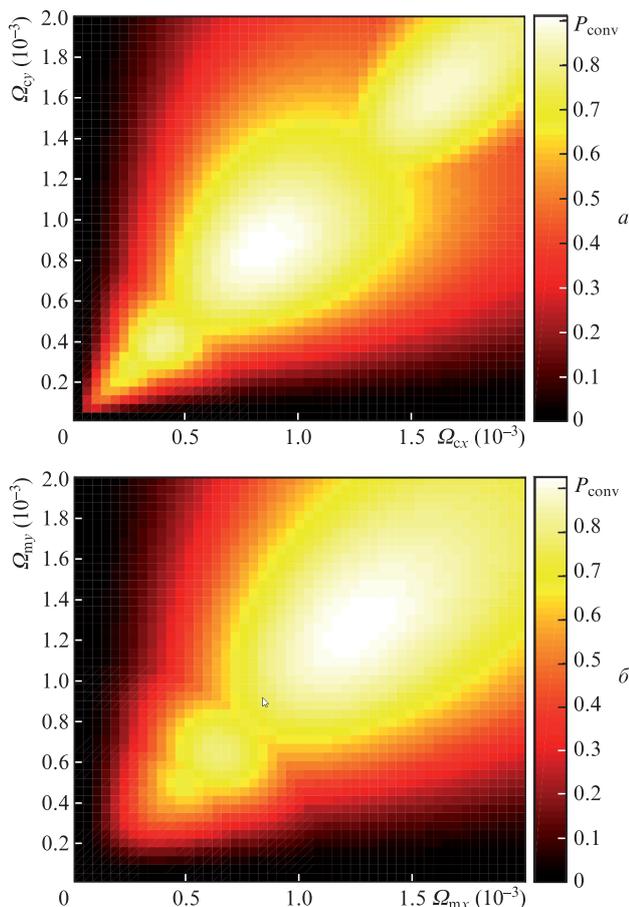


Рис.8. Вероятности P_{conv} поляризационной конверсии как функции наборов независимых параметров Ω_{cx} , Ω_{cy} при $\Omega_{mx} = \Omega_{my} = 10^{-3}$ (а) и Ω_{mx} , Ω_{my} при $\Omega_{cx} = \Omega_{cy} = 10^{-3}$ (б) в резонансном режиме для $\delta_{cx(y)} = \delta_m = 0$, $\kappa_{x(y)} = \kappa_m = 10^{-5}$, $\gamma_{rx(y)} = \gamma_{dephx(y)} = 10^{-5}$. Цветной вариант рис.8 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

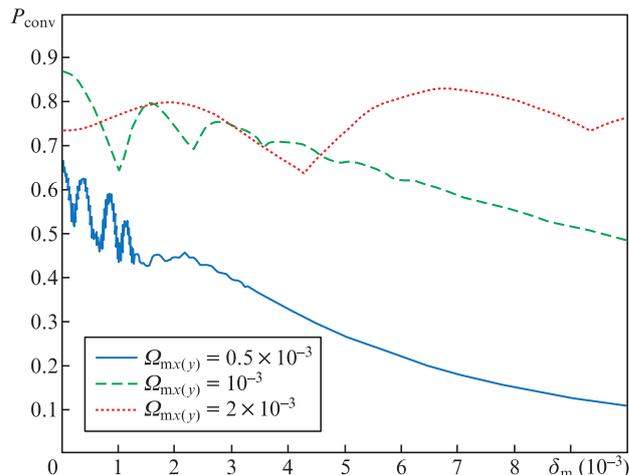


Рис.9. Зависимости вероятности P_{conv} поляризационной конверсии от отстройки частоты механической моды от частот КТ и фотонных мод, полагаемых одинаковыми, для трех значений энергии электрон-фононного взаимодействия при $\Omega_{cx(y)} = 10^{-3}$, $\delta_{cx(y)} = 0$, $\kappa_{x(y)} = \kappa_m = 10^{-5}$, $\gamma_{rx(y)} = \gamma_{dephx(y)} = 10^{-5}$.

трехурвневой системе увеличение отстроек от нуля до величин, превышающих энергии взаимодействия на порядок, при поддержании двухфотонного резонанса сопровождается переходом из резонансного режима в рамановский режим [18]. При этом населенность возбужденного (промежуточного) уровня в КТ не превышает 1%, что приводит к существенному подавлению релаксации. В нашей пятиурвневой схеме промежуточным элементом, связывающим фотоны с x - и y -поляризациями, служит фононная мода. Рассмотрим влияние отстройки ее частоты от частот оптических мод на вероятность конверсии. На рис.9 показаны зависимости P_{conv} от отстройки δ_m для трех значений энергии электрон-фононного взаимодействия $\Omega_{mx(y)}$. При небольших отстройках величина P_{conv} осциллирует с частотой, обратно пропорциональной энергии $\Omega_{mx(y)}$, а затем экспоненциально затухает. При энергии взаимодействия $\Omega_{mx(y)} = 2\Omega_{cx(y)}$, помимо уменьшения затухания, обусловленной диссипацией механической моды, наблюдается и увеличение вероятности конверсии до 83% при $\delta_m = 0.007$ по сравнению с 73% при $\delta_m = 0$. Следовательно, рамановский режим возможен и в условиях гибридного фотон-фононного управления КТ при достаточно сильном электрон-фононном взаимодействии.

5. Конверсия поляризации слабого лазерного поля в установившемся режиме

Установившийся режим прохождения оптического поля через квантовую систему используется, как правило, для мониторинга ее спектральных свойств. Кроме того, поддержание электромагнитной энергии в МР в течение длительного времени на некотором постоянном уровне, задаваемом энергией импульсов управляющего лазера и скоростью диссипации в МР [20], может представлять определенный интерес для схем транзисторов с оптическим управлением. Переключение поляризации поля в данном случае может потребоваться, если моды МР с ортогональными поляризациями управляют распределением энергии между разными подсистемами (например, ансамблями КТ или дефектов), для которых существенны правила отбора по импульсу. При этом малая (субфотонная) амплитуда поля обеспечивает высокую чувствительность измерений

тестируемой системы методами трансмиссионной спектроскопии и рефлектометрии [8].

Выберем следующие параметры лазерного импульса (6), закачивающего электромагнитную энергию в x -моду МР: $\tau = 10^4$, $t_0 = 5 \times 10^4$, $\Delta t = 3 \times 10^5$, $\Omega_L = 10^{-3}$. Если система находилась в вакуумном состоянии, то данная энергия будет перераспределяться между КТ и модами МР. На начальном этапе действия импульса населенности состояний осциллируют, что указывает на когерентный характер эволюции, однако с увеличением времени диссипативные процессы начинают доминировать. В результате система переходит в установившийся режим и населенности принимают стационарные значения (рис.10). После выключения импульса они экспоненциально уменьшаются до нуля. Таким образом, расчеты подтверждают возможность конверсии поляризации излучения и в установившемся режиме. Однако, в отличие от когерентного режима, здесь в МР присутствуют и x -, и y -компоненты поля. При этом среднее число фотонов исходного и преобразованного полей оказывается примерно одинаковым:

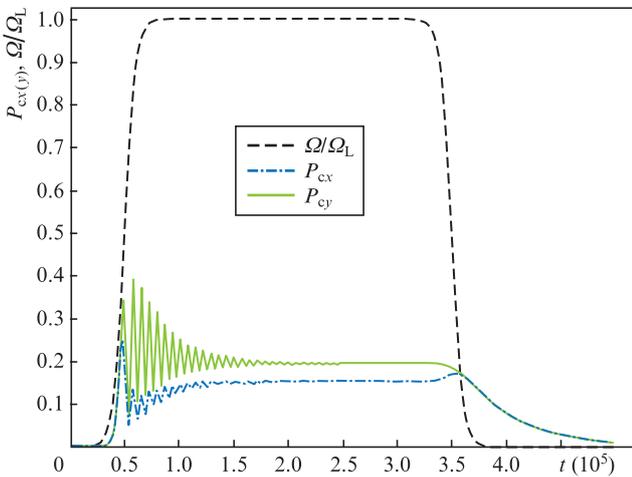


Рис.10. Зависимости населенностей P_{cx} и P_{cy} фотонных мод МР от времени в случае строгого резонанса частот и одинаковых энергий взаимодействия при воздействии лазерного импульса тангенциальной формы $\Omega(t)$ (6) для $\Omega_{cx(y)} = \Omega_{mx(y)} = \Omega_L = 10^{-3}$, $\delta_{cx(y)} = \delta_m = 0$, $\kappa_{x(y)} = \kappa_m = 10^{-5}$, $\gamma_{rx(y)} = \gamma_{dphx(y)} = 10^{-5}$.

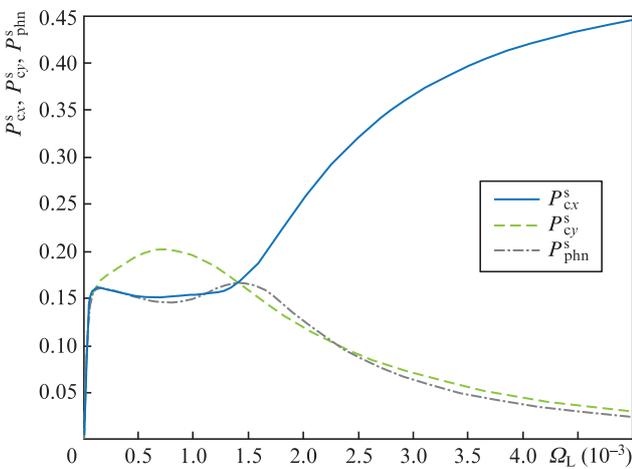


Рис.11. Зависимости населенностей P_{cx}^s , P_{cy}^s , P_{phn}^s фотонных и фонной мод МР в установившемся режиме от энергии лазерного излучения при взаимодействии его с x -модой МР (строгий резонанс всех подсистем) для $\Omega_{cx(y)} = \Omega_{mx(y)} = 10^{-3}$, $\delta_{cx(y)} = \delta_m = 0$, $\kappa_{x(y)} = \kappa_m = 10^{-5}$, $\gamma_{rx(y)} = \gamma_{dphx(y)} = 10^{-5}$.

$\langle n_x \rangle \approx \langle n_y \rangle \leq 0.2$. Поскольку в МР на основе дефекта в двумерном ФК излучение мод с ортогональными поляризациями распространяется в разных направлениях, можно добиться пространственного разделения данных компонент. Подчеркнем, что обе компоненты содержат информацию о внутренней структуре КТ и МР. Дальнейшее использование этих стационарных некогерентных субфотонных полей зависит от целей эксперимента. Как правило, они применяются для квантовых измерений в трансмиссионной спектроскопии и рефлектометрии.

Как поведут себя населенности мод при увеличении энергии управляющего импульса? Ответ на этот вопрос дают зависимости, представленные на рис.11. Для энергий взаимодействия лазерного излучения и x -моды, близких к энергиям взаимодействия между подсистемами, наблюдаются и близкие значения населенностей двух оптических и механической мод в интервале 0.15–0.2. С ростом энергии Ω_L населенность x -моды стремится к равновесному значению 0.5 (как и населенность возбужденного состояния $|x\rangle$ в КТ), а населенности y -моды и механической моды уменьшаются до нуля. Можно говорить о динамической блокаде механической моды и, как следствие, о прекращении подачи энергии в y -моду. Такое поведение населенностей обусловлено дисбалансом скоростей, вызванным усиливающимся взаимодействием x -моды с переходом $|g\rangle \leftrightarrow |x\rangle$ в КТ, тогда как в его отсутствие ($\Omega_{cx} = 0$) наблюдается линейный рост среднего числа фотонов $\langle n_x \rangle$ в данной моде.

Населенность механической моды как функция энергии лазерной накачки сначала воспроизводит аналогичную зависимость для x -моды, а затем – для y -моды. Добавим, что практическое использование КТ для генерации электромагнитного излучения было продемонстрировано в работах коллектива под руководством Ж.И.Алферова, посвященных полупроводниковым длинноволновым лазерам (см., напр., [21, 22]).

6. Заключение

Исследования разнообразных оптомеханических систем, в том числе на основе полупроводниковых КТ в тонких пластинках, которые, благодаря правильно подобранным геометрическим параметрам, способны концентрировать однофотонные и однофононные поля, указывают на перспективность использования данных устройств в современной наноэлектронике. Включение нового элемента – механической моды – в традиционный оптический дизайн квантового чипа, базирующийся на МР, волноводах и лазерах, открывает новые возможности для управления состоянием квантовых систем, входящих в структуру чипа. Как было показано в настоящей работе, механическая мода может играть роль посредника при когерентном обмене энергией между двумя ортогональными оптическими модами дефектной области ФК благодаря взаимодействию фонона и электрона в КТ.

Такая модификация чипа обеспечивает ослабление правил отбора и облегчение оптического управления состоянием кубита на основе одноэлектронной КТ, генерацию стационарного субфотонного излучения и конверсию поляризации исходного лазерного пучка. Данные процессы очень важны при выполнении квантовых алгоритмов и считывании состояния кубитов. Отметим, что, как и в чисто оптических схемах, для успешной реализации этих операций следует надлежащим образом выбирать коэффици-

енты взаимодействия и отстройки частот подсистем, а также стремиться минимизировать диссипативные эффекты.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ФТИАН им. К.А.Валиева РАН Минобрнауки РФ по теме №0066-2019-0005.

1. Khitrova G., Gibbs H.M., Kira M., Koch S.W., Scherer A. *Nat. Phys.*, **2**, 81 (2006).
2. Michler P. (Ed.) *Single Quantum Dots: Fundamentals, Applications and New Concepts. (Topics in Applied Physics)* (Berlin: Springer, 2003).
3. Blais A., Huang R.S., Wallraff A., Girvin S.M., Schoelkopf R.J. *Phys. Rev. A*, **69**, 062320 (2004).
4. Aharonovich I., Santori C., Fairchild B.A., Orwa J., Ganesan K., Fu K.-M.C., Beausoleil R.G., Greentree A.D., Prawer S. *J. Appl. Phys.*, **106**, 124904 (2009).
5. Kimble H.J. *Nature*, **453**, 1023 (2008).
6. Knill E., Laflamme R., Milburn G.J. *Nature*, **409**, 46 (2001).
7. John R., Fiore A. *Phys. Rev. A*, **86**, 063815 (2012).
8. Kim E.D., Majumdar A., Kim H., Petroff P., Vučković J. *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 053111 (2010).
9. Цуканов А.В., Катеев И.Ю. *Микроэлектроника*, **43**, 323 (2014).
10. Цуканов А.В., Катеев И.Ю. *Микроэлектроника*, **43**, 403 (2014).
11. Цуканов А.В., Катеев И.Ю. *Микроэлектроника*, **44**, 79 (2015).
12. Vučković J., Yamamoto Y. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 2374 (2003).
13. Hagemeyer J., Bonato C., Truong T.-A., Kim H., Beirne G.J., Bakker M., van Exter M.P., Luo Y., Petroff P., Bouwmeester D. *Opt. Express*, **20**, 24714 (2012).
14. Skacel M., Pagliano F., Hoang T., Midolo L., Fattahpoor S., Li L., Linfield E.H., Fiore A. *Phys. Rev. B*, **88**, 035416 (2013).
15. Li X.-Q., Nakayama H., Arakawa Y. *Phys. Rev. B*, **59**, 5069 (1999).
16. Цуканов А.В., Катеев И.Ю. *Квантовая электроника*, **48**, 641 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 641 (2018)].
17. Jacak L., Machnikowski P., Krasnyj J., Zoller P. *Eur. Phys. J. D*, **22**, 319 (2003).
18. Скалли М.О., Зубайри М.С. *Квантовая оптика* (М.: Физматлит, 2003).
19. Цуканов А.В., Опенев Л.А. *ФТП*, **38**, 94 (2004).
20. Majumdar A., Kim E.D., Gong Y., Bajcsy M., Vučković J. *Phys. Rev. B*, **84**, 085309 (2011).
21. Максимов М.В., Шерняков Ю.М., Крыжановская Н.В., Гладышев А.Г., Мусихин Ю.Г., Леденцов Н.Н., Жуков А.Е., Васильев А.П., Ковш А.Р., Михрин С.С., Семенова Е.С., Малеев Н.А., Никитина Е.В., Устинов В.М., Алферов Ж.И. *ФТП*, **38**, 763 (2004).
22. Жуков А.Е., Ковш А.Р., Никитина Е.В., Устинов В.М., Алферов Ж.И. *ФТП*, **41**, 625 (2007).