

КВАНТОВАЯ ПАМЯТЬ

Квантовый узел памяти на основе полупроводниковой двойной квантовой точки в оптическом резонаторе с лазерным управлением

А.В.Цуканов, И.Ю.Катеев

Предложена и проанализирована концепция квантового узла, состоящего из кубита памяти и частотного конвертора. Кубит памяти представлен полупроводниковой четырехуровневой двойной квантовой точкой (ДКТ), помещенной в оптический микрорезонатор (МР). ДКТ содержит один электрон в квантованной части зоны проводимости, а МР может заселяться некоторым числом фотонов. Для управления состоянием ДКТ и МР используются лазерные и электростатические поля. Различие между телекоммуникационной частотой фотона (транспортного кубита), подводимого к системе через волновод, и частотой электронного перехода в ДКТ компенсируется с помощью вспомогательного элемента – частотного конвертора на основе одиночной КТ. Такой дизайн позволяет контролировать электрон-фотонное состояние гибридной системы за счет надлежащего варьирования параметров полей, а также делает возможным переключение между резонансным и нерезонансным режимами взаимодействия ДКТ и МР. В качестве примера была исследована GaAs-ДКТ, помещенная в микродисковый МР. Разработана методика численного моделирования оптического спектра микродискового МР с дополнительным слоем (ДС), нанесенным на его поверхность. На основе данной методики было исследовано влияние ДС на свойства собственной моды МР и показана возможность подстройки ее частоты к частоте электронного перехода в КТ путем нанесения ДС на поверхность диска.

Ключевые слова: кубит, квантовая память, квантовая точка, микрорезонатор, микродиск.

1. Введение

Полупроводниковая двойная квантовая точка (ДКТ) неоднократно рассматривалась в качестве зарядового кубита с оптическим и/или электростатическим управлением [1–7]. Выполнение квантовых вентилях, осуществляемое за счет оптических переходов между размерно-квантованными уровнями ДКТ, требует наличия источника фотонов с энергией 0.05 – 0.1 эВ. К таким источникам относятся квантовые каскадные лазеры, которые генерируют когерентное излучение в указанном диапазоне. Вместе с тем подавляющее большинство экспериментальных приложений квантовых точек (КТ) ориентировано на работу с так называемыми телекоммуникационными фотонами с длиной волны 1550 ± 100 нм и энергией 0.8 – 1 эВ, соответствующей ширине запрещенной зоны в GaAs/InGaAs/AlGaAs-структурах. Следовательно, при поглощении телекоммуникационного фотона в КТ рождается экситон, представляющий собой электрон и дырку, которые заселяют соответствующие уровни КТ. Таким образом, вакуумное и экситонное состояния КТ могут представлять собой логический базис кубита, и однозначно связаны с фокковскими состояниями фотона $|0\rangle$ или $|1\rangle$. Экспериментально были продемонстрированы устройства, в которых экситоны (и комплексы на их основе) генерируются в результате взаимодействия одиночных КТ с классическим лазерным многофотонным полем и/или с квантовыми однофотонными полями волноводов

и микрорезонаторов (МР) [8–10]. Когерентная конверсия кванта энергии поля (фотона) в локальное возбуждение среды (экситон) и обратно позволяет создавать их запутанные состояния (поляритоны), генерировать условный фазовый сдвиг фотона и преобразовывать распределение населенности КТ.

Оптические правила отбора, отражающие фундаментальные законы сохранения энергии и момента импульса, дают возможность трансформировать фотон с определенной поляризацией в экситон с соответствующей ориентацией спинов электрона и дырки. Однако, поскольку время жизни экситона в КТ, как правило, не превышает нескольких десятков наносекунд, такой кубит нельзя использовать для хранения квантовой информации. С другой стороны, электронные состояния ДКТ, разделенные потенциальным барьером и локализованные в левой и правой КТ, представляются весьма перспективными в роли логических состояний кубита памяти. Отметим, что создание надежной квантовой памяти является необходимым условием создания квантового компьютера [11].

Каким же образом можно организовать процесс записи состояния фотонного кубита в кубит памяти на основе одноэлектронной ДКТ с учетом разницы энергий оптических переходов в сотни миллиэлектронвольт? Мы предлагаем использовать для этой цели вспомогательный элемент (частотный конвертор), который уменьшает энергию телекоммуникационного фотона до энергии электронного перехода в ДКТ за счет взаимодействия экситона в КТ с полями лазера и МР (рис.1). Отметим, что изменение состояния экситона в ДКТ, призванное увеличить время его жизни, уже рассматривалось в теоретических работах (см., напр., [12]). Авторы этих работ предлагают перемещать электрон из КТ, в которой он первоначально находился, в туннельно-связанную с ней соседнюю КТ. Благодаря такой операции «прямой» экситон (электрон-

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

Поступила в редакцию 13 февраля 2017 г., после доработки – 29 мая 2017 г.

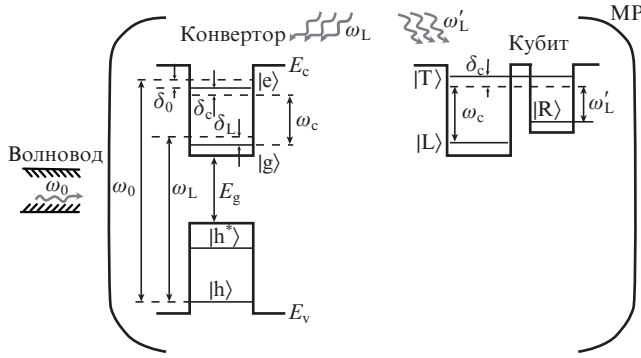


Рис.1. Схема квантового узла, состоящего из КТ-конвертора и ДКТ-кубита.

дырочная пара в одной КТ) трансформируется в «непрямой» (электрон и дырка локализованы в разных КТ). При этом, как показывают расчеты, скорость релаксации, пропорциональная интегралу перекрытия волновых функций электрона и дырки, будет существенно меньше, чем в случае «прямого» экситона. В нашей схеме мы используем два «прямых» экситонных состояния – возбужденное $|e_{exc}\rangle = |e\rangle|h\rangle$ (e-экситон), в котором электрон заселяет возбужденное состояние $|e\rangle$ КТ-конвертора с энергией ε_e , и основное $|g_{exc}\rangle = |g\rangle|h\rangle$ (g-экситон) с электроном, находящимся в основном состоянии $|g\rangle$ КТ с энергией ε_g (рис.1). При этом дырочное состояние $|h\rangle$ с энергией ε_h одинаково для состояний $|e_{exc}\rangle$ и $|g_{exc}\rangle$.

Конвертор находится в пучности моды МР, частота ω_c рабочей моды которого близка к частоте $\omega_{eg} = \varepsilon_e - \varepsilon_g$ электронного перехода $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ (здесь и далее полагаем $\hbar = 1$). Частота $\omega_e = \varepsilon_e + \varepsilon_h$ экситонного перехода между состояниями $|\text{vac}\rangle$ и $|e_{exc}\rangle$ близка к частоте ω_0 телекоммуникационного фотона, тогда как частота излучения ω_L вспомогательного лазера соответствует частоте $\omega_g = \varepsilon_g + \varepsilon_h$ экситонного перехода между состояниями $|\text{vac}\rangle$ и $|g_{exc}\rangle$.

Принцип действия конвертора состоит в том, чтобы, используя КТ, преобразовать исходный телекоммуникационный фотон волновода в e-экситон, который, в свою очередь, трансформируется в g-экситон с испусканием фотона в моду МР. Именно этот фотон участвует в изменении электронного состояния ДКТ (записи информации в кубит памяти), также взаимодействующей с модой МР. Что же касается g-экситонного состояния КТ-конвертора, то оно может быть переведено в вакуумное состояние с помощью лазера. В этом случае конвертор возвращается в исходное состояние, а избыточная энергия уносится лазерным полем. Данный шаг не является обязательным, так как g-экситон в дальнейшем никак не используется, и достаточно просто дать КТ релаксировать в вакуумное состояние. При этом КТ спонтанно испускает фотон соответствующей частоты. Мы обращаем внимание на то, что ранее и экситонный, и зарядовый кубиты рассматривались по отдельности. В нашей работе впервые предложено устройство квантовой памяти, где эти кубиты, различающиеся и по строению, и по частоте перехода, и по релаксационным свойствам, собраны в одну ячейку.

В настоящей работе с помощью численного решения уравнения Линдблада для матрицы плотности получена вероятность частотной конверсии фотона с учетом диссипативных процессов в резонансном и нерезонансном режимах, найдены условия и время полной конверсии. Показано, что наиболее практичным способом конверти-

рования телекоммуникационного фотона в фотон МР является разделение данной процедуры на два этапа. Исследован процесс записи фотонного состояния в кубит памяти на основе одноэлектронной ДКТ. Рассчитано время, затрачиваемое на поглощение фотона МР в ходе электронного перехода в ДКТ с последующим удалением поступившей энергии лазерным полем. Изучены свойства собственной моды шепчущей галереи дискового GaAs-МР и показана возможность подстройки его спектра путем нанесения на поверхность дополнительного слоя. Рассмотрено влияние параметров слоя на излучательную добротность и распределение электрического поля в МР.

2. Частотный конвертор на основе одиночной квантовой точки

Представим гамильтониан системы «КТ + волновод + МР + лазер», показанной в левой части рис.1, в виде суммы H_0 гамильтонианов изолированных подсистем и гамильтонианов H_{w-QD} , H_{c-QD} и H_{L-QD} , описывающих взаимодействие между ними:

$$H_0 = \omega_0 a_w^\dagger a_w + \omega_c a^\dagger a + \varepsilon_g |g\rangle\langle g| + \varepsilon_e |e\rangle\langle e| + \varepsilon_h |h\rangle\langle h|, \quad (1)$$

$$H_{w-QD} = \Omega_w (a_w |e_{exc}\rangle\langle \text{vac}| + a_w^\dagger |\text{vac}\rangle\langle e_{exc}|), \quad (2)$$

$$H_{c-QD} = \Omega_c (a |e_{exc}\rangle\langle g_{exc}| + a^\dagger |\text{vac}\rangle\langle e_{exc}|), \quad (3)$$

$$H_{L-QD} = 2\Omega_L (|g_{exc}\rangle\langle \text{vac}| + |\text{vac}\rangle\langle g_{exc}|) \cos(\omega_L t), \quad (4)$$

где a и a_w – операторы уничтожения фотона в модах МР и волновода соответственно; Ω_w , Ω_c и Ω_L – энергии связи (частоты Раби), характеризующие интенсивность взаимодействия между подсистемами. Для дальнейшего анализа удобно ввести отстройку (разности частот) $\delta_c = \omega_{eg} - \omega_c$, $\delta_0 = \omega_c - \omega_0$ и $\delta_L = \omega_g - \omega_L$. В зависимости от того, как соотносятся абсолютные величины отстроек и частот Раби, система будет демонстрировать различную эволюцию. Здесь мы ограничимся рассмотрением когерентной динамики, воспользовавшись формализмом вектора состояния $|\Psi\rangle$, который подчиняется уравнению Шредингера

$$i \frac{\partial |\Psi\rangle}{\partial t} = H |\Psi\rangle, \quad (5)$$

где $H = H_0 + H_{w-QD} + H_{c-QD} + H_{L-QD}$. В качестве базисных векторов мы выбираем те, энергии которых не превышают удвоенную энергию телекоммуникационного фотона, что следует из самой постановки задачи. Кроме того, мы предполагаем невозможность присутствия в КТ двух возбуждений одновременно (например, e- и g-экситонов или экситона и электрона), что обосновывается нарушением резонансных условий (см. ниже) из-за большой энергии их электростатического взаимодействия. Тогда базис будет выглядеть следующим образом:

$$|0\rangle = |0_w, \text{vac}, 0_c\rangle, |1\rangle = |1_w, \text{vac}, 0_c\rangle,$$

$$|2\rangle = |0_w, g_{exc}, 0_c\rangle, |3\rangle = |1_w, g_{exc}, 0_c\rangle,$$

$$|4\rangle = |0_w, e_{exc}, 0_c\rangle, |5\rangle = |0_w, vac, 1_c\rangle, |6\rangle = |0_w, g_{exc}, 1_c\rangle, \quad (6)$$

$$|7\rangle = |1_w, e_{exc}, 0_c\rangle, |8\rangle = |1_w, vac, 1_c\rangle,$$

$$|9\rangle = |1_w, g_{exc}, 1_c\rangle, |10\rangle = |0_w, e_{exc}, 1_c\rangle,$$

где первую позицию в обозначении произвольного вектора занимает число телекоммуникационных фотонов в волноводе ($n_w = 0, 1$), вторую – экситонное состояние КТ (vac, e_{exc}, g_{exc}), а третью – количество фотонов МР ($n_c = 0, 1$) с учетом сделанных предположений.

Представим вектор состояния системы в виде разложения по базисным векторам с коэффициентами (амплитудами вероятностей), зависящими от времени:

$$|\Psi\rangle = \sum_{k=0}^{10} c_k \exp(-iE_k t) |k\rangle, \quad (7)$$

где E_k – энергия k -го базисного состояния. Подстановка выражения (7) в уравнение Шредингера (5) приводит к эквивалентной системе дифференциальных уравнений для поиска коэффициентов c_k , которая распадается на три независимые подсистемы. Первая подсистема,

$$i\dot{c}_0 = \Omega_L \exp(-i\delta_L t) c_2, \quad (8)$$

$$i\dot{c}_2 = \Omega_L \exp(i\delta_L t) c_0,$$

описывает рождение/коллапс g -экситона под действием лазерного поля в отсутствие фотонов в волноводе и МР. Вторая подсистема,

$$i\dot{c}_1 = \Omega_w \exp(-i\delta_0 t) c_4 + \Omega_L \exp(-i\delta_L t) c_3,$$

$$i\dot{c}_3 = \Omega_L \exp(i\delta_L t) c_1,$$

$$i\dot{c}_4 = \Omega_w \exp(i\delta_0 t) c_1 + \Omega_c \exp(i\delta_c t) c_6, \quad (9)$$

$$i\dot{c}_5 = \Omega_L \exp(-i\delta_L t) c_6,$$

$$i\dot{c}_6 = \Omega_c \exp(-i\delta_c t) c_4 + \Omega_L \exp(i\delta_L t) c_5,$$

отражает сложную экситон-фотонную динамику, которая, в частности, позволяет реализовать и процесс фотон-фотонной конверсии. Наконец, третья подсистема,

$$i\dot{c}_7 = \Omega_c \exp(i\delta_c t) c_9,$$

$$i\dot{c}_8 = \Omega_L \exp(-i\delta_L t) c_9 + \Omega_w \exp(-i\delta_0 t) c_{10}, \quad (10)$$

$$i\dot{c}_9 = \Omega_c \exp(-i\delta_c t) c_7 + \Omega_L \exp(i\delta_L t) c_8,$$

$$i\dot{c}_{10} = \Omega_w \exp(i\delta_0 t) c_8,$$

описывает обмен энергией между КТ, лазерным излучением и волноводом (МР) при условии, что МР (волновод) уже содержит один фотон. Поскольку в качестве начального состояния выбираются состояния $|0\rangle$ или $|1\rangle$, амплитуды вероятностей которых не входят в систему (10), то в дальнейшем мы эти процессы не рассматриваем.

В основе самого простого способа конверсии лежит квантово-полевой процесс, в ходе которого телекоммуникационный фотон распадается на фотон МР и g -экси-

тон через промежуточное e -экситонное состояние: $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle \leftrightarrow |6\rangle$. Это состояние $|4\rangle$ может иметь значительную или исчезающе малую населенность в зависимости от того, какой характер – резонансный или рамановский – носит обмен энергией между подсистемами. Так как лазерное излучение не используется, то эволюция системы описывается уравнениями (9), где учтено, что $\Omega_L = 0$:

$$i\dot{c}_1 = \Omega_w \exp(-i\delta_0 t) c_4,$$

$$i\dot{c}_4 = \Omega_w \exp(i\delta_0 t) c_1 + \Omega_c \exp(i\delta_c t) c_6, \quad (11)$$

$$i\dot{c}_6 = \Omega_c \exp(-i\delta_c t) c_4.$$

Условие строгого резонанса записывается в виде $\delta_0 = \delta_c = 0$, а амплитуда вероятности конечного состояния $|6\rangle$

$$c_6 = \frac{2\Omega_w \Omega_c}{\Omega_w^2 + \Omega_c^2} \sin^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right), \quad (12)$$

где $\Omega = \sqrt{\Omega_w^2 + \Omega_c^2}$. Очевидно, что для полной конверсии ($c_6 = 1$) необходимо выполнение равенства частот Раби: $\Omega_w = \Omega_c$. Тогда желаемый результат достигается за время $T_{conv} = \pi/\sqrt{2} \Omega_{w(c)}$. Отметим, что в общем случае с ненулевой отстройкой полная конверсия требует еще и соблюдения условия двухфотонного резонанса: $\delta_0 = \delta_c = \delta$. Другая предельная ситуация имеет место, если отстройка δ оказывается значительно больше частот Раби: $|\delta| \gg \Omega_{w(c)}$. При этом промежуточное состояние $|4\rangle$ практически не заселяется, и можно воспользоваться процедурой адиабатического исключения, в результате которой трехуровневая система (11) сводится к эффективной двухуровневой системе

$$i\dot{c}_1 = -(\Omega_w^2/\delta) c_1 - (\Omega_w \Omega_c/\delta) c_6, \quad (13)$$

$$i\dot{c}_6 = -(\Omega_c^2/\delta) c_6 - (\Omega_w \Omega_c/\delta) c_1.$$

Ее решение имеет вид

$$c_6 = i \frac{\Omega_w \Omega_c}{\sqrt{(\Omega_w^2 - \Omega_c^2)^2/4 + (\Omega_w \Omega_c)^2}} \times \exp\left[i \frac{(\Omega_w^2 + \Omega_c^2)t}{2\delta}\right] \sin \Omega t, \quad (14)$$

где

$$\Omega = \sqrt{\left(\frac{\Omega_w^2 - \Omega_c^2}{2\delta}\right)^2 + \left(\frac{\Omega_w \Omega_c}{\delta}\right)^2}.$$

Разность частот Раби отражает дисбаланс скоростей обмена энергией внутри подсистем «КТ – волновод» и «КТ – МР» и играет роль эффективной отстройки. Мы видим, что, как и в резонансном случае, условие $\Omega_w = \Omega_c$ является обязательным для реализации полной конверсии с точностью до фазового множителя $\exp(i\pi/2)$. Затрачиваемое на конверсию в нерезонансном режиме время $T_{conv} = \pi |\delta|/(2\Omega_{w(c)})$, что существенно больше, чем в резонансном режиме. Поправки к решению, которые связаны с паразитной населенностью промежуточного состояния, оказываются порядка $\Omega^2/|\delta| \ll 1$, как и дополнительный фазовый (штарковский) сдвиг, входящий в экспоненциальный множитель в (14). Следует обратить внимание на то, что после того как структура уже изготовлена, частоты

Раби для волновода и МР достаточно сложно изменить. Они определяются положением, размерами и ориентацией КТ относительно пучностей квантовых полей, и поэтому удовлетворить условию баланса весьма непросто. Решение, позволяющее снять данное ограничение, состоит в разбиении трехуровневой схемы на две последовательно выполняемые двухуровневые резонансные схемы. Это достигается варьированием соответствующих отстройек (полагаем суммарное время τ_s , затрачиваемое на переключение, небольшим по сравнению с периодами осцилляций Раби). На первом этапе в резонансе находятся частоты волновода и КТ ($\delta_0 = 0$, $|\delta_c| \gg \Omega_c$), а на втором – МР и КТ ($\delta_c = 0$, $|\delta_0| \gg \Omega_c$). При этом вначале происходит трансформация состояния $|1\rangle$ в состояние $|4\rangle$ по закону $c_4 = -i \sin \Omega_w t$ за время $T_1 = \pi/(2\Omega_w)$, а затем – трансформация состояния $|4\rangle$ в состояние $|6\rangle$ по закону $c_6 = -i \sin \Omega_c t$ за время $T_2 = \pi/(2\Omega_c)$. Мы видим, что в данном случае параметры Ω_w и Ω_c являются независимыми, а время конверсии $T_{\text{conv}} = T_1 + T_2 + \tau_s$ сопоставимо с временем конверсии для одностадийной резонансной схемы и существенно меньше, чем для одностадийной нерезонансной схемы.

Для того чтобы КТ вернулась в исходное (вакуумное) состояние за время, меньшее времени релаксации g -экситона, необходимо воздействовать на нее вынуждающим лазерным излучением. Однако в отсутствие телекоммуникационного фотона это излучение будет стимулировать и паразитный переход $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ из вакуумного в g -экситонное состояние, описываемый системой (8). Для подавления этого процесса отстройка частоты лазерного излучения должна быть значительно больше частоты Раби, $|\delta_L| \gg \Omega_L$, и удовлетворять условию двухфотонного резонанса $\delta_L = -\delta_c = \delta$.

Изменение частот переходов в КТ происходит под влиянием электростатического поля затвора V_G [13]. Это позволяет регулировать эффективную скорость обмена энергией внутри подсистем «КТ – МР» и «КТ – лазерное излучение». Фотон-фотонная конверсия осуществляется в два этапа. На первом этапе телекоммуникационный фотон резонансно поглощается КТ при $V_G = 0$, выведенной из резонанса с МР, что следует из решения системы (9), где учтено, что $\Omega_L = 0$, $|\delta_c| \gg \Omega_c$ и $\delta_0 = 0$:

$$i\dot{c}_1 = \Omega_w c_4, \quad (15)$$

$$i\dot{c}_4 = \Omega_w c_1.$$

Решение $c_4 = -i \sin \Omega_w t$ указывает на то, что полная трансформация фотона в e -экситон с точностью до фазового множителя $\exp(-i\pi/2)$ достигается за время $T_1 = \pi/2\Omega_w$. Второй этап начинается с изменения электрического поля, выводящего КТ из резонанса с волноводом и реализующего такую конфигурацию частот, при которой выполняется условие двухфотонного рамановского резонанса МР и лазерного излучения: $\delta_L = -\delta_c = \delta$, $|\delta_0| \gg \Omega_w$ и $|\delta| \gg \Omega_{c(L)}$. Данный выбор параметров делает паразитный переход $|0\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ неэффективным. Система уравнений, описывающая поведение КУ, получается из (9) с учетом этих условий:

$$i\dot{c}_4 = \Omega_c \exp(i\delta_c t) c_6, \quad (16)$$

$$i\dot{c}_5 = \Omega_L \exp(-i\delta_L t) c_6,$$

$$i\dot{c}_6 = \Omega_c \exp(-i\delta_c t) c_4 + \Omega_L \exp(i\delta_L t) c_5.$$

Промежуточное состояние $|6\rangle$ (g -экситон в КТ, один фотон в МР) заселяется виртуально, что опять дает нам возможность адиабатически исключить его и свести трехуровневую систему (16) к двухуровневой:

$$i\dot{c}_4 = -(\Omega_c^2/\delta) c_4 - (\Omega_c \Omega_L/\delta) c_5, \quad (17)$$

$$i\dot{c}_5 = -(\Omega_L^2/\delta) c_5 - (\Omega_c \Omega_L/\delta) c_4.$$

Система уравнений (17) будет эквивалентна системе (13), если в последней сделать замену $c_1 \rightarrow c_5$, $c_6 \rightarrow c_4$ и $\Omega_w \rightarrow \Omega_L$. Следовательно, для заселения конечного состояния $|5\rangle$ с вероятностью, равной единице, необходимо снова выбирать частоты Раби сбалансированными: $\Omega_c = \Omega_L$. Длительность второго этапа рассчитывается по аналогичной формуле: $T_2 = \pi|\delta|/(2\Omega_{L(c)})^2$. Итак, с точностью до фазового сдвига $\exp(i\pi)$ полное время фотон-фотонной конверсии $T_{\text{conv}} = T_1 + T_2$.

3. Кубит памяти на основе двойной квантовой точки

После завершения конверсии можно приступить к записи фотонного состояния МР в кубит памяти на основе одноэлектронной асимметричной ДКТ. Кубит хранится в виде суперпозиции основных состояний $|L\rangle$ и $|R\rangle$ ДКТ, локализованных в левой и правой КТ соответственно (рис. 1, правая часть). Возбужденное гибридизированное состояние $|T\rangle$ ДКТ используется в качестве транспортного уровня. Оптический перенос электрона между состояниями $|L\rangle$ и $|R\rangle$ описывается рамановской трехуровневой схемой, в которой переход $|L\rangle \leftrightarrow |T\rangle$ возбуждается полем МР, а переход $|R\rangle \leftrightarrow |T\rangle$ – лазерным излучением. Следовательно, нетривиальная эволюция электрона в ДКТ будет иметь место, только если состояние фотонного кубита было $|1_\rho\rangle$ (один телекоммуникационный фотон в волноводе). Полный гамильтониан ДКТ, взаимодействующей с полем МР и лазерным полем, имеет вид

$$H_q = \varepsilon_L |L\rangle\langle L| + \varepsilon_R |R\rangle\langle R| + \varepsilon_T |T\rangle\langle T| + \omega_c a^\dagger a + \Omega'_c \times (a|T\rangle\langle L| + a^\dagger |L\rangle\langle T|) + 2\Omega'_L (|T\rangle\langle R| + |R\rangle\langle T|) \cos \omega'_L t, \quad (18)$$

где ε_L , ε_R и ε_T – энергии одноэлектронных состояний ДКТ, а Ω'_c и Ω'_L – энергии связи (частоты Раби) ДКТ с МР и лазерным полем. Частота лазерного излучения ω'_L выбирается отличной от частоты ω_c МР с целью поддержания селективности переходов в трехуровневой схеме. Определим отстройку для данной системы, $\delta'_c = \varepsilon_T - \varepsilon_L - \omega_L$ и $\delta'_L = \varepsilon_T - \varepsilon_R - \omega_c$, а также учтем, что $\varepsilon_L \neq \varepsilon_R$. Пусть начальное состояние ДКТ $|\Psi_q(0)\rangle = c_L(0)|L\rangle + c_R(0)|R\rangle$, а МР находится в состоянии $|1_\rho\rangle$. Выберем энергии связи и отстройки частот лазерного излучения и МР такими, чтобы выполнялись следующие условия: двухфотонного резонанса, $\delta'_c = \delta'_L = \delta'$; адиабатического переноса, $|\delta'| \gg \Omega'_c$, Ω'_L ; баланса частот Раби, $\Omega'_c = \Omega'_L$. Тогда эволюция вектора состояния ДКТ с точностью до общего фазового множителя $\exp(i\Omega_c^2 t/\delta')$ будет описываться уравнениями

$$c_L = \cos(\Omega_c^2 t/\delta') c_L(0) - i \sin(\Omega_c^2 t/\delta') c_R(0), \quad (19)$$

$$c_R = \cos(\Omega_c^2 t/\delta') c_R(0) - i \sin(\Omega_c^2 t/\delta') c_L(0).$$

Еще раз укажем на то обстоятельство, что в отсутствие фотона в МР начальное состояние кубита не меняется. Это означает, что в общем случае описанный алгоритм дает возможность реализовывать условные операции на зарядовом кубите и генерировать запутанные электрон-фотонные состояния. Нас же интересует процесс записи фотонного кубита, поступающего из квантовой сети по волноводу, в зарядовый кубит памяти, находящийся в начальном состоянии, которое полностью локализовано в одной из КТ (например, в $|L\rangle$):

$$(\alpha |0_w\rangle + \beta |1_w\rangle) |L\rangle \rightarrow |0_w\rangle (\alpha |L\rangle + \beta |R\rangle). \quad (20)$$

Полагая в уравнении (19) $c_L(0) = 1$ и $c_R(0) = 0$ и учитывая полученные выше результаты, мы видим, что квантовое состояние телекоммуникационного фотона (возможно, с точностью до фазовых множителей, подлежащих коррекции) переводится в состояние ДКТ-кубита за время $T_{\text{write}} = T_{\text{conv}} = T_{\text{absorb}}$, причем время T_{conv} зависит от способа конверсии. Время же, затрачиваемое на поглощение фотона МР в ходе электронного перехода в ДКТ с последующим удалением поступившей энергии лазерным полем, есть $T_{\text{absorb}} = \pi |\delta'| / (2\Omega_{L(c)}^2)$.

4. Частотная конверсия фотона с учетом диссипации

При более углубленном количественном анализе предлагаемой схемы нам потребуется найти численное решение уравнения Линдблада для матрицы плотности системы. Данное уравнение позволит корректно учесть все диссипативные эффекты, которые при выводе аналитического решения уравнения Шредингера были отброшены. Кроме того, мы введем в явном виде зависимости частотных отстроек и амплитуды лазерного поля от времени, отражающие конечность промежутков их включения/выключения. Для дальнейшего удобно перейти в систему отсчета, где энергии базисных состояний заменяются на отстройки частот переходов между ними от частот полей волновода, МР и лазерного поля с помощью унитарного преобразования

$$U = \exp[-\omega_0 t (|1\rangle\langle 1| + |3\rangle\langle 3| + |4\rangle\langle 4| + |5\rangle\langle 5| + |6\rangle\langle 6|) - \omega_L t (|2\rangle\langle 2| + |3\rangle\langle 3| + |5\rangle\langle 5|)]. \quad (21)$$

Преобразование (21) переводит гамильтониан H в уравнении (5) в гамильтониан

$$\tilde{H} = U^\dagger H U + i \frac{\partial U^\dagger}{\partial t} U, \quad (22)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{H} = & \delta_L (|2\rangle\langle 2| + |3\rangle\langle 3|) + \delta_0 |4\rangle\langle 4| + (\delta_0 - \delta_c - \delta_L) |5\rangle\langle 5| \\ & + (\delta_0 - \delta_c) |6\rangle\langle 6| + \Omega_w (|4\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 4|) \\ & + \Omega_c (|4\rangle\langle 6| + |6\rangle\langle 4|) + \Omega_L (|2\rangle\langle 0| + |3\rangle\langle 1|) \\ & + |5\rangle\langle 6| + |0\rangle\langle 2| + |1\rangle\langle 3| + |6\rangle\langle 5|. \end{aligned}$$

В (22) было использовано приближение вращающейся волны, позволившее пренебречь быстро осциллирующими экспонентами в последней строке. Введем неунитарные операторы A_m , отвечающие различным физическим процессам потерь когерентности в результате контакта нашего устройства с окружением. К ним относятся: 1) уход фотона из волновода в моды континуума со скоростью κ_w , $A_w = |0\rangle\langle 1| + |2\rangle\langle 3|$; 2) уход фотона из МР со скоростью κ_c , $A_c = |0\rangle\langle 5| + |2\rangle\langle 6|$; 3) коллапс е-экситона в КТ за время $\tau_{\text{exc e}}$, $A_{\text{exc e}} = |0\rangle\langle 4|$; 4) коллапс г-экситона в КТ за время $\tau_{\text{exc g}}$, $A_{\text{exc g}} = |0\rangle\langle 2| + |1\rangle\langle 3| + |5\rangle\langle 6|$; 5) межподзонная релаксация электрона в КТ за время τ_{eg} , $A_{\text{eg}} = |2\rangle\langle 4|$; 6) дефазировка е-экситона за время $\tau_{\text{deph e}}$, $A_{\text{deph e}} = |4\rangle\langle 4|$; 7) дефазировка г-экситона за время $\tau_{\text{deph g}}$, $A_{\text{deph g}} = |2\rangle\langle 2| + |3\rangle\langle 3| + |6\rangle\langle 6|$.

Процессы 3) – 7) обусловлены взаимодействием экситона с фоновым резервуаром и со стохастическими флуктуациями полей управляющих затворов. В нашей работе мы не учитываем более сложные двух- и трехчастичные процессы (например, одновременную фотон-фононную релаксацию КТ и МР). Уравнение Линдблада для оператора плотности ρ системы имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -i[\tilde{H}, \rho] + L_\Sigma(\rho), \quad (23)$$

где $L_\Sigma(\rho) = \sum_m \gamma_m L_m(\rho)$; $L_m(\rho) = 2A_m \rho A_m^\dagger - A_m^\dagger A_m \rho - \rho A_m^\dagger A_m$ – парциальный оператор Линдблада, характеризующий распад некоторой величины, которой соответствует оператор A_m ($\gamma_m = \tau_m^{-1}$ – скорость распада).

Зависимости отстроек от времени связаны с медленно меняющимся электрическим потенциалом на металлическом затворе, расположенном вблизи КТ. Мы задаем их феноменологически, принимая во внимание следующие качественные соображения: 1) при подаче на затвор положительного напряжения $V_G > 0$ глубина КТ увеличивается, а разность энергий ее электронных уровней (частота перехода) уменьшается, $\Delta\omega_{\text{eg}} < 0$; 2) энергия экситона как нейтральной частицы меняется гораздо слабее, чем энергия возбужденного электрона, $\Delta\omega_{\text{eg}} \ll \Delta\omega_{\text{e(g)}}$. Плавное варьирование потенциала обеспечивает гладкость отстроек как функций времени на интервалах, соответствующих процессам включения/выключения. Они моделируются тангенциальными зависимостями

$$\begin{aligned} \delta_k(t) = & \delta_k - \frac{\delta_{Ak}}{2} \left[\tanh\left(\frac{t-t_1}{\tau}\right) - \tanh\left(\frac{t-t_2}{\tau}\right) \right] \\ & - \frac{\delta_{Bk}}{2} \left[\tanh\left(\frac{t-t_3}{\tau}\right) - \tanh\left(\frac{t-t_4}{\tau}\right) \right], \end{aligned} \quad (24)$$

где $k = 0, c, L$; $T_1 = t_2 - t_1$ – длительность импульса А; $T_3 = t_4 - t_3$ – длительность импульса В; $T_2 = t_3 - t_2$ – интервал между импульсами А и В; τ – время включения/выключения импульсов. Амплитуды импульсов δ_{Ak} и δ_{Bk} выбираются исходя из условий, налагаемых алгоритмом конверсии. Кроме того, мы учитываем конечность времени действия лазерного импульса (если он присутствует) на втором этапе конверсии, используя аналогичную функцию для лазерной амплитуды (частоты Раби):

$$\Omega_L(t) = \frac{\Omega_L}{2} \left[\tanh\left(\frac{t-t_3}{\tau}\right) - \tanh\left(\frac{t-t_4}{\tau}\right) \right]. \quad (25)$$

Параметры в уравнениях (22) – (25) подбираются на основании экспериментальных данных, известных к настоящему времени, и оценок, сделанных для оптимальных вариантов дизайна устройства.

Приведем результаты численных расчетов, которые иллюстрируют алгоритм конверсии для нескольких способов, описанных выше. Все энергетические величины даны в единицах частоты ω_0 телекоммуникационного фотона. Для приближенных количественных оценок можно положить $\omega_0 \approx 1$ эВ. Будем считать, что МР является прозрачным для фотонов волновода и лазера. Напряженность E_c в пучностях однофотонного поля моды МР может достигать нескольких сотен и даже тысяч В/см. Дипольный момент d_{QD} КТ можно оценить как ea_{QD} , где a_{QD} – характерный размер (радиус) КТ. Полагая $E_c = 10^2$ эВ и $a_{QD} = 10$ нм, получаем для КТ, находящейся в пучности моды МР, частоту Раби $\Omega_c \sim E_c d_{QD} \sim 10^{-4}$ эВ. В реальной структуре эта величина будет значительно меньше, поэтому в расчетах мы будем использовать оценку $\Omega_c \sim 10^{-5}$ эВ или $\Omega_c \sim 10^{-5}$ в единицах ω_0 . Оптимизация взаимодействия волновода и экситонного перехода КТ также требует пространственного совпадения пучности поля волновода и координат КТ. В нашей работе мы будем считать данное условие выполненным, полагая $\Omega_c \approx \Omega_w$. Ширина интервала изменения отстроек (сдвигов энергетических уровней КТ) в полях затворов $0 < |V_G| < 10$ В, как следует из экспериментов, лежит в пределах нескольких миллиэлектронвольт. Следовательно, в (24) задаем $|\delta_{kl}|$, $|\delta_{Ak}|$, $|\delta_{Bk}| \sim 10^{-3}$. Самым непростым является выбор скоростей диссипации и дефазировки, поскольку именно эти процессы ответственны за снижение вероятности конверсии P_{conv} (при соблюдении всех прочих условий). На сегодняшний день уже изготовлены МР с добротностями $Q \sim 10^6$, однако для достижения $P_{conv} > 0.9$ требуются более совершенные МР. В расчетах мы полагаем $Q \sim 10^7$, ориентируясь на прогресс в изготовлении оптических микроструктур.

Рассмотрим теперь двухстадийный алгоритм конверсии (15) – (17), где первый этап представлен двухуровневой резонансной схемой, а второй – трехуровневой нерезонансной (или эффективной двухуровневой) схемой. Параметры импульсов (рис.2) выбираются в соответствии с расчетами. Как можно видеть, из-за большой длительности второго этапа, несмотря на подавление релаксации g-экситона и исключение паразитного возбуждения лазерным полем вакуумного состояния, присутствие каналов фотонной релаксации значительно снижает вероятность конверсии по сравнению с решением, полученным в когерентном приближении. Следовательно, успешное применение данной схемы требует увеличения добротности МР и волновода, а также соответствующих частот Раби.

Приведем самый простой и эффективный, на наш взгляд, вариант двухстадийной резонансной конверсии без использования лазерного излучения. Выбираем параметры импульсов А и В отстроек, как показано на рис.3,а. Данный выбор обеспечивает последовательный ввод/вывод волновода и МР в резонанс/из резонанса с КТ. Численное решение (рис.3,б) убедительно указывает на то, что при одинаковых параметрах именно эта схема является наиболее надежной из всех трех. Напомним, что в такой схеме вспомогательный экситон удаляется из системы за счет спонтанной релаксации. Вероятность конверсии $P_{conv} = 0.95$ и может быть увеличена, как уже

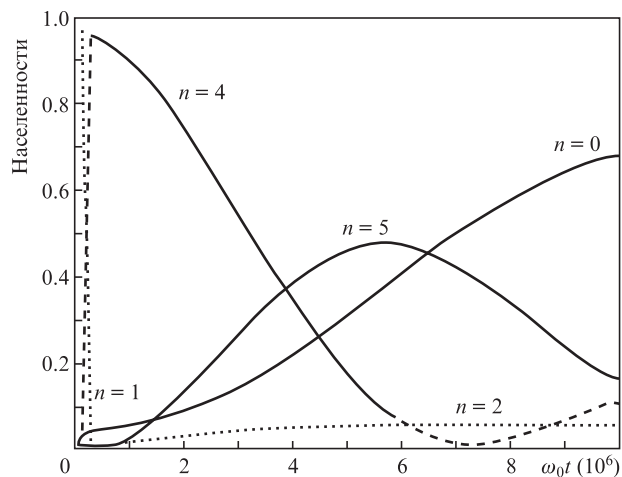


Рис.2. Зависимости населенностей базисных состояний от времени в двухстадийной комбинированной схеме с лазерным излучением при $\Omega_w = 0.8 \times 10^{-5}$, $\Omega_c = 10^{-5}$, $\kappa_{w(c)} = 10^{-7}$, $\gamma_{e(g, eg)} = 10^{-8}$, $\gamma_{deph e(g)} = 10^{-8}$, $\delta_c = -\delta_L = 0.4 \times 10^{-3}$.

отмечалось, за счет улучшения качества изготавливаемой структуры.

5. Моделирование спектральных характеристик резонатора-микродиска с дополнительным слоем

Обсудим один из возможных способов улучшения рабочих свойств МР. Известно, что оптические МР, поддерживающие моды шепчущей галереи (тороиды, сферы, кольца и диски) обладают малым объемом оптической

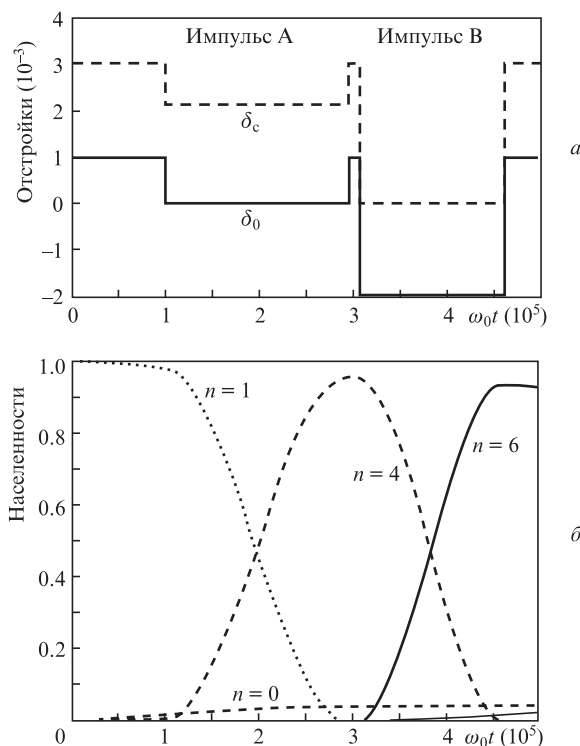


Рис.3. Зависимости от времени отстроек частот (а) и населенностей базисных состояний в двухстадийной резонансной схеме без лазерного излучения (б) при $\delta_{A0} = 10^{-3}$, $\delta_{B0} = 3 \times 10^{-3}$, $\delta_{Ac} = 0.9 \times 10^{-3}$, $\delta_{Bc} = 3 \times 10^{-3}$, $\tau = 0.5 \times 10^3$, $t_1 = 10^5$, $\Omega_w = 0.8 \times 10^{-5}$ (а) и $\Omega_c = 10^{-5}$, $\kappa_{w(c)} = 10^{-7}$, $\gamma_{e(g, eg)} = 10^{-8}$, $\gamma_{deph e(g)} = 10^{-8}$ (б).

моды и высокой добротностью. Это позволяет использовать их в приложениях квантовой электродинамики [14-16], нелинейной оптики [17], оптомеханики [18], а также для разработки лазеров [19]. Как теоретически показано в работе [7], на основе ДКТ, расположенных в дисковом GaAs-МР, возможно осуществление одно- и двухкубитных квантовых операций с высокой точностью. Изготовить МР с частотой одной из его собственных мод, совпадающей с частотой электронного перехода в КТ, достаточно сложно. Поэтому для корректировки спектра МР используются различные методы, например нагрев, окисление поверхности, а также нанесение дополнительного слоя (ДС) вещества с другим показателем преломления (см., напр., обзор [8]).

Спектральные характеристики микродиска с ДС рассчитывались в рамках следующей модели. Рассмотрим диск радиусом R и толщиной h_0 , изготовленный из материала с показателем преломления n_0 . На его поверхности расположен ДС толщиной h_{layer} из материала с показателем преломления n_{layer} . Для ТМ мод граничные условия для электромагнитного поля на боковой поверхности диска ($\rho = R$) приводят к уравнению [7, 20 – 22]

$$\tilde{n} \frac{J_{m+1}(k_0 \tilde{n} R)}{J_m(k_0 \tilde{n} R)} = \frac{H_{m+1}(k_0 R)}{H_m(k_0 R)}, \quad (26)$$

где k_0 – волновой вектор фотона в вакууме; J_m – функции Бесселя первого рода; H_m – функции Ганкеля первого рода; m – азимутальное число. Наличие эффективного показателя преломления \tilde{n} в выражении (26) связано с частичным отражением электромагнитной волны от границ областей $z = 0$, $z = h_0$, $z = h_0 + h_{\text{layer}}$. Используя непрерывность радиальной и азимутальной проекций электрического поля, а также учитывая скачок его аксиальной проекции на данных границах, получаем уравнение

$$\frac{\xi_0 \sin \gamma_0 h_0 + \cos \gamma_0 h_0}{\cos \gamma_0 h_0 - \xi_0^{-1} \sin \gamma_0 h_0} = - \frac{\xi_1 \sin \gamma_1 h_{\text{layer}} + \cos \gamma_1 h_{\text{layer}}}{\cos \gamma_1 h_{\text{layer}} - \xi_1^{-1} \sin \gamma_1 h_{\text{layer}}}, \quad (27)$$

где мы ввели безразмерные параметры $\xi_{0(1)} = \gamma n_{0(\text{layer})}^2 / \gamma_{0(1)}$, а $\gamma_{0(1)}$ и γ выражаются через \tilde{n} :

$$\begin{aligned} \gamma_{0(1)} &= k_0 \sqrt{n_{0(\text{layer})}^2 - \tilde{n}^2}, \\ \gamma &= k_0 \sqrt{\tilde{n}^2 - 1}. \end{aligned} \quad (28)$$

Самосогласованное решение уравнений (26) и (27) позволяет найти значение k_p волнового вектора собственных ТМ_{*mp*}-мод диска, где p – номер решения уравнения (26). В отсутствие ДС ($h_{\text{layer}} = 0$ или $n_{\text{layer}} = 1$) уравнение (27) будет иметь вид

$$2 \cos \gamma_0 h_0 = \left(\frac{1}{\xi_0} - \xi_0 \right) \sin \gamma_0 h_0. \quad (29)$$

В этом случае благодаря симметрии относительно оси z уравнение (29) распадается на два уравнения,

$$\tan \frac{\gamma_0 h_0}{2} = \xi_0, \quad \tan \frac{\gamma_0 h_0}{2} = -\frac{1}{\xi_0}, \quad (30)$$

дающих четное (см., напр., [23]) и нечетное решения.

Как уже отмечалось, для функционирования квантового узла необходимо, чтобы добротность Q одной из

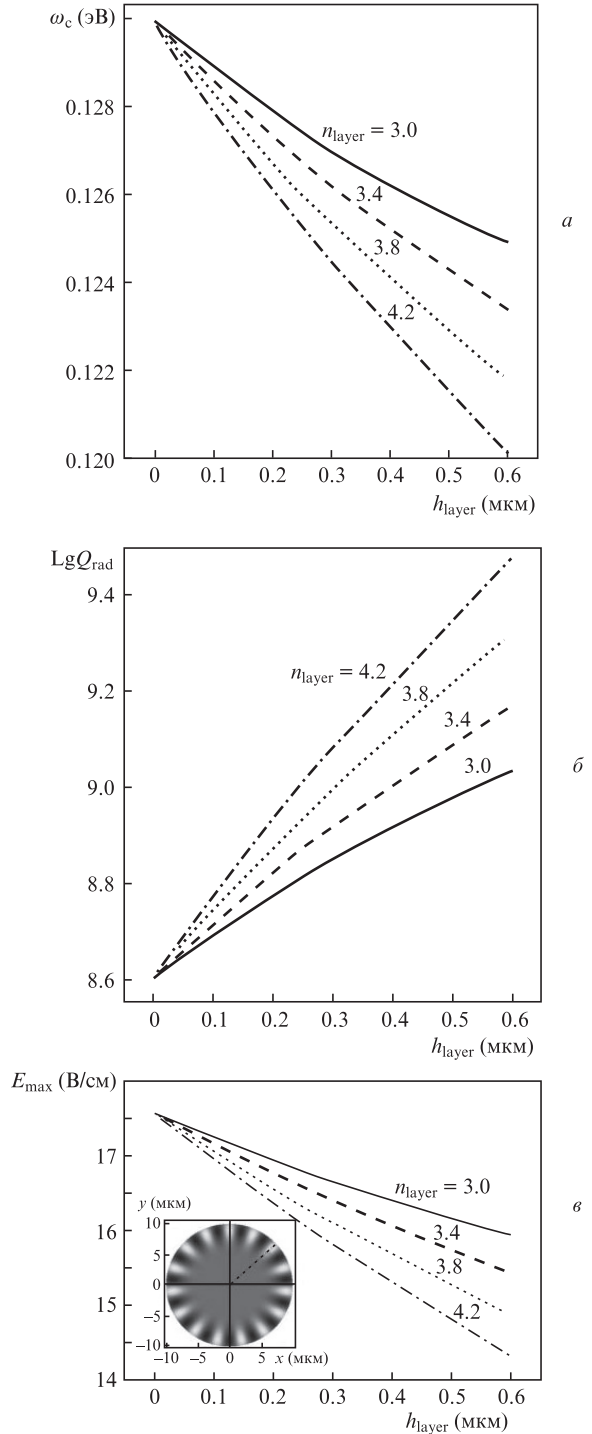


Рис.4. Зависимости частоты ω_c собственной моды (а), излучательной добротности Q_{rad} (б) и максимального значения E_{max} электрического поля (в) от толщины ДС h_{layer} при различных значениях его показателя преломления n_{layer} и $R = 10$ мкм, $h_0 = 2.5$ мкм. На вставке – распределение z -компоненты электрического поля E_z в плоскости $z = (h_0 + h_{\text{layer}}) / 2$ при $h_{\text{layer}} = 0.6$ мкм. Штриховой линией обозначено сечение, вдоль которого рассчитаны поперечные распределения поля на рис.5.

собственных мод МР была не ниже 10^7 . Величина Q определяется различными каналами потерь, например уходом фотонов из МР (излучательные потери), рассеянием и поглощением фотонов внутри МР и на его поверхности, и др. Очевидно, что добротность Q не может превышать значение, связанное с каждым каналом, и, в частности, излучательную добротность [22]

$$Q_{\text{rad}} = \frac{\text{Re}\{k_p\}}{2\text{Im}\{k_p\}}, \quad (31)$$

которая, таким образом, должна быть больше 10^7 . Такому условию удовлетворяют моды шепчущей галереи дисков ($p = 1$) с большим значением m , пучности электрического поля которых располагаются вдоль боковой поверхности [24]. Следовательно, эффективное взаимодействие КТ и МР будет осуществляться только при нахождении КТ вблизи края диска. Кроме того, частота моды $\omega_c = ck_p$ (c – скорость света в вакууме) должна примерно равняться разности энергий основного и возбужденного состояний электрона в зоне проводимости КТ (см. рис.1), составляющей около 0.1 эВ ($\hbar = 1$). Спектральные характеристики четных ТМ мод GaAs-диска ($n_0 = 3.4$) без ДС были детально исследованы в работе [7]. Там была рассчитана собственная частота ω_c и определено максимальное значение E_{max} электрического однофотонного поля внутри МР в зависимости от размеров диска.

Изготовить МР с требуемым значением ω_c сложно из-за технологических погрешностей, влияющих на оптический спектр. Одним из наиболее часто применяемых методов подстройки собственной частоты МР является нанесение на его поверхность ДС из материала с другим показателем преломления [25–27]. Однако ДС могут оказать негативное влияние на величины Q_{rad} и E_{max} . Мы рассчитали зависимость ω_c , Q_{rad} и E_{max} от толщины ДС h_{layer} при различных значениях его показателя преломления n_{layer} для ТМ₁₅₁-моды GaAs-диска радиусом $R = 10$ мкм и толщиной $h_0 = 2.5$ мкм (рис.4). В отсутствие ДС ($h_{\text{layer}} = 0$) собственная частота ω_c моды равна 0.13 эВ, а максимальное значение поля E_{max} и частота Раби Ω_c составляют 17.6 В/см и $\sim 10^{-5}$ эВ соответственно. С ростом h_{layer} величины ω_c и E_{max} уменьшаются, а Q_{rad} монотонно увеличивается. Причем, чем больше показатель преломления ДС, тем сильнее рост добротности и падение ω_c и

E_{max} . Кроме того, если при $n_{\text{layer}} = 4.2$ в диапазоне $h_{\text{layer}} = 0 - 0.6$ мкм частота ω_c уменьшается на 10%, оставаясь вблизи значения 0.1 эВ, то излучательная добротность Q_{rad} увеличивается на порядок, с 10^9 до 10^{10} . Максимальное значение поля, а значит, и частота Раби Ω_c при этом уменьшаются на 20%. На рис.5 изображено поперечное распределение z -компоненты электрического поля E_z ($\rho, \varphi = 0, z$) для $h_{\text{layer}} = 0.6$ мкм при различных значениях показателя преломления n_{layer} ДС. Видно, что при $n_{\text{layer}} < n_0$ электрическое поле локализуется в диске, а при $n_{\text{layer}} > n_0$ оно проникает в ДС, что сопровождается гораздо более существенным падением его максимального значения E_{max} (см. рис.4,б). Следовательно, несмотря на то что нанесение ДС, показатель преломления которого превышает показатель преломления диска, позволяет эффективнее осуществлять подстройку оптического спектра МР, это может привести к значительному уменьшению взаимодействия между МР и КТ и к снижению вероятности конверсии телекоммуникационного фотона.

6. Заключение

В работе предлагается и анализируется концепция устройства, состоящего из кубита памяти и частотного конвертора. Кубит памяти представлен полупроводниковой четырехуровневой ДКТ, которая помещена в МР. ДКТ содержит один электрон в квантованной части зоны проводимости, а МР может заселяться некоторым числом фотонов. Для управления состоянием ДКТ и МР используются лазерные и электростатические поля. Компенсация разницы телекоммуникационной частоты фотона (транспортного кубита), подводимого к системе через волновод, и частоты электронного перехода в ДКТ происходит за счет вспомогательного элемента – частотного конвертора на основе одиночной КТ.

С помощью численного решения уравнения Линдблада для матрицы плотности получена вероятность частотной конверсии фотона с учетом диссипативных процессов в резонансном и нерезонансном режимах, найдены условия и время полной конверсии. Сравнивая двух- и трехуровневые резонансные схемы, мы отмечаем, что число условий, необходимых для реализации переноса в трехуровневой схеме, больше, чем для двухуровневой. Что же касается полностью виртуальной одностадийной схемы конверсии, то каждый дополнительный нерезонансный переход уменьшает эффективную частоту Раби на порядок. При этом даже очень незначительное отклонение от условий рамановского резонанса приведет к подавлению двухуровневых осцилляций. Кроме того, нижняя граница скорости конверсии определяется диссипативными процессами (спонтанная релаксация КТ, уход фотонов из волновода и МР и другие, более сложные эффекты). Таким образом, на основании полученных результатов можно сделать вывод, что наиболее практичным способом конвертирования телекоммуникационного фотона в фотон МР является разделение данной процедуры на несколько простых этапов с применением быстрых резонансных процессов, а медленные нерезонансные процессы следует использовать лишь по необходимости (например, с целью блокировки паразитных переходов).

Разработана методика численного моделирования оптического спектра микродискового GaAs МР с ДС, на-

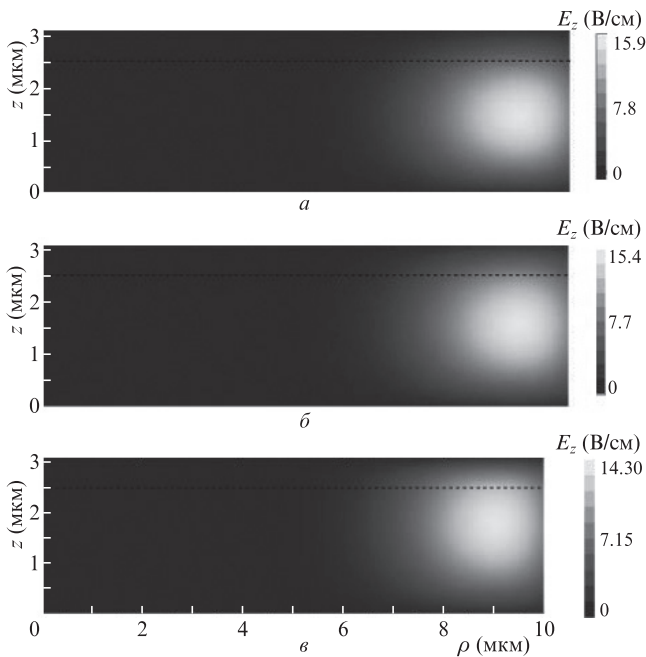


Рис.5. Поперечное распределение z -компоненты электрического поля E_z при $h_{\text{layer}} = 0.6$ мкм и $n_{\text{layer}} = 3.0$ (а), 3.4 (б), 4.2 (в). Штриховой линией обозначена торцевая поверхность микродиска ($z = h_0$) в отсутствие ДС.

несенным на его поверхность. На основе данной методики было исследовано влияние ДС на свойства собственной моды МР и показана возможность подстройки ее частоты к частоте электронного перехода в КТ путем нанесения на поверхность диска ДС. Кроме того, исследовано влияние ДС на излучательную добротность и распределение электрического поля в МР. Оказалось, что нанесение ДС, показатель преломления которого превышает показатель преломления диска, позволяет эффективнее осуществлять подстройку оптического спектра МР, однако может привести к значительному уменьшению взаимодействия между МР и КТ и к снижению вероятности конверсии телекоммуникационного фотона.

1. Fedichkin L., Yanchenko M., Valiev K.A. *Nanotechnol.*, **11**, 387 (2000).
2. Цуканов А.В., Валиев К.А. *Микроэлектроника*, **36**, 83 (2006).
3. Tanamoto T. *Phys. Rev. A*, **61**, 022305 (2000).
4. Li X.-Q., Arakawa Y. *Phys. Rev. A*, **63**, 012302 (2000).
5. Цуканов А.В., Опенов Л.А. *ФТП*, **38**, 94 (2004).
6. Tsukanov A.V. *Phys. Rev. A*, **85**, 012331 (2012).
7. Цуканов А.В., Катеев И.Ю. *Микроэлектроника*, **42**, 246 (2013).
8. Цуканов А.В., Катеев И.Ю. *Микроэлектроника*, **43**, 323 (2014).
9. Цуканов А.В., Катеев И.Ю. *Микроэлектроника*, **43**, 403 (2014).
10. Цуканов А.В., Катеев И.Ю. *Микроэлектроника*, **44**, 79 (2015).
11. Moiseev S. A., Kroll S. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 173601 (2001).
12. Borges H.S., Sanz L., Villas-Bôas J.M., Alcalde A.M. *Phys. Rev. B*, **71**, 075322 (2010).
13. Petruzzella M., Xia T., Pagliano F., Birindelli S., Midolo L., Zobenica Z., Li L.H., Linfield E.H., Fiore A. *Appl. Phys. Lett.*, **107**, 141109 (2015).
14. Gayral B., Gérard J.M., Lemaître A., Dupuis C., Manin L., Pelouard J.L. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 1908 (1999).
15. Kiraz A., Michler P., Becher C., Gayral B., Imamoğlu A., Zhang L., Hu E. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 3932 (2001).
16. Peter E., Senellart P., Martrou D., Lemaître A., Hours J., Gérard J.M., Bloch J. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 067401 (2005).
17. Andronico A., Favero I., Leo G. *Opt. Lett.*, **33**, 2026 (2008).
18. Ding L., Baker C., Senellart P., Lemaître A., Ducci S., Leo G., Favero I. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 263903 (2010).
19. McCall S.L., Levi A.F.J., Slusher R.E., Pearton S.J., Logan R.A. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 289 (1992).
20. Hentschel M., Schomerus H. *Phys. Rev. E*, **65**, 045603 (2002).
21. Dubertrand R., Bogomolny E., Djellali N., Lebental M., Schmit C. *Phys. Rev. A*, **77**, 013804 (2008).
22. Rosenblit M., Horak P., Hellsby S., Folman R. *Phys. Rev. A*, **70**, 053808 (2004).
23. Shainline J., Elston S., Liu Z., Fernandes G., Zia R., Xu J. *Opt. Lett.*, **17**, 23323 (2009).
24. Городецкий М.Л. *Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью* (М.: Физматлит, 2011).
25. Mosor S., Hendrickson J., Richards B.C., Sweet J., Khitrova G., Gibbs H.M., Yoshie T., Scherer A., Shchekin O.B., Deppe D.G. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 141105 (2005).
26. Strauf S., Rakher M.T., Carmeli I., Hennessy K., Meier C., Badolato A., DeDood M.J.A., Petroff P.M., Hu E.L., Gwinn E.G., Bouwmeester D. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 043116 (2006).
27. Lu T.-W., Lin P.-T., Sio K.-U., Lee P.-T. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 213702 (2010).