

Измерение населенности уровней квантовой точки с помощью оптического волновода

А.В.Цуканов

Предложена схема измерения населенности электронных уровней полупроводниковой квантовой точки, встроенной в многомодовый оптический волновод. Установлено, что коэффициент прохождения фотонов через волновод в стационарном режиме накачки зависит от наличия электрона в основном состоянии точки. Исследовано влияние параметров волновода и квантовой точки, а также источника фотонов на процедуру детектирования электрона. Показано, что даже при умеренной добротности мод (10^4 – 10^5) измерительный контраст и отношение сигнала к шуму высоки (более 10^4). Обсуждается возможность применения данного метода для определения состояния зарядового кубита.

Ключевые слова: лазер, волновод, фотоны, квантовая точка, измерение, коэффициент прохождения, зарядовый кубит.

1. Введение

В основе большинства измерительных методик, применяемых в экспериментальной квантовой физике, лежит спектроскопический подход, который дает возможность определить энергии стационарных уровней исследуемой системы, а также найти их уширения и населенности [1]. Установившийся отклик системы (среднее число прошедших или отраженных фотонов как функция частоты внешнего поля) несет информацию о ее квантовом состоянии. Данный подход, первоначально возникший в атомной оптике, был успешно адаптирован твердотельной квантовой оптикой, занимающейся вопросами взаимодействия микроволновых и оптических фотонов со сверхпроводящими и полупроводниковыми наноструктурами – «искусственными атомами» [2, 3]. Полупроводниковые волноводы [4], микрорезонаторы [5] и квантовые точки [6] интегрируются в фотонные сети, реализующие концепцию квантового интернета, которая была предложена Х.Кимблом в 2008 г. [7].

Уже более десяти лет одномерные фотонные кристаллы (ОФК) широко используются в качестве компактных и чувствительных оптических сенсоров-волноводов, измеряющих температуру, давление, химический состав и концентрацию того или иного компонента анализируемого вещества. Принцип их действия базируется на зависимости коэффициента прохождения фотонов от объема ОФК или от показателя преломления окружающей среды [8]. Адсорбция молекул на поверхности ОФК увеличивает его объем, что приводит к сдвигу частот собственных мод. Сканирование частоты источника фотонов позволяет рассчитать данный сдвиг и таким образом идентифицировать неизвестное вещество. С другой стороны, тестируемый объект может находиться внутри самого ОФК,

а цель исследования заключается в определении его внутренней структуры. К таким объектам относятся квантовые точки (КТ) с частотой перехода, близкой к частоте фотонов моды волновода [9–11]. Как известно, в КТ возможны электронные переходы с частотой, равной разности энергий уровней размерного квантования в зоне проводимости (от нескольких мэВ до нескольких десятков мэВ), и экситонные переходы с частотой, соответствующей ширине запрещенной зоны (около 1 эВ), а также комбинированные (трионные) переходы. С точки зрения эффективности взаимодействия КТ и ОФК оба типа переходов являются эквивалентными, различаясь, главным образом, диапазоном частот. Механизм взаимодействия в обоих вариантах базируется на трансформации кванта энергии из локального возбуждения КТ в фотон моды ОФК и обратно. До недавнего времени большинство исследователей ориентировалось на изучение экситонных переходов, поскольку их длина волны близка к так называемой телекоммуникационной длине (1550 нм), являющейся эталонной в волноводной оптике. Кроме того, данный диапазон соответствует частотам, на которых генерируют лазеры с перестраиваемой длиной волны, широко используемые в экспериментах. Вместе с тем электронный (или зарядовый) кубит с электрическим [12–14] и/или оптическим [15–24] управлением обладает преимуществами по сравнению с экситонным кубитом [25, 26], такими как надежность хранения информации и возможность электрического управления. С появлением источников излучения субмиллиметрового диапазона (квантовых каскадных лазеров на гетероструктурах), разрабатываемых, в частности, группой Ж.И.Алфорова [27, 28], открылась перспектива создания аналогичных фотонных систем, частоты которых отвечают частотам электронных переходов двойной КТ (ДКТ). Они могут служить и для выполнения квантовых операций на зарядовом кубите, и для измерения его состояния.

В нашей работе показано, что оптический ОФК-волновод, дополненный источником фотонов малой интенсивности (лазером), предоставляет возможность надежного измерения электронного состояния КТ, использующейся в качестве зарядового кубита. В рамках стандарт-

А.В.Цуканов. Физико-технологический институт имени К.А.Валиева РАН, Россия, 117218 Москва, Нахимовский просп., 34; e-mail: a-v-ts@mail.ru

Поступила в редакцию 9 сентября 2020 г., после доработки – 19 октября 2020 г.

ного подхода Линдблада проведено численное моделирование электрон-фотонной динамики многомодового волновода, взаимодействующего с КТ. В рамках приближенного подхода Шрёдингера получено аналитическое выражение для коэффициента прохождения фотонов в установившемся режиме через одномодовый ОФК с КТ. Рассчитаны измерительный контраст и отношение сигнала к шуму как функции параметров системы. Установлено, что измерение в резонансном режиме оказывается более надежным, чем в дисперсионном режиме. Рост плотности мод волновода приводит к увеличению контраста. Показано, что определяющими надежность метода параметрами являются энергия лазерной накачки, энергия взаимодействия КТ с модами волновода и скорость фотонного распада мод. Численные расчеты указывают на возможность использования для измерения кубита оптических структур с более низкой добротностью, чем для его когерентного контроля. Приведены также результаты исследования влияния многофотонных компонент на точность измерения, подтверждающие важность поддержания населенности мод на одноквантовом уровне.

2. Модель волновода, взаимодействующего с зарядовым кубитом на ДКТ

Как известно, квантовые точки – полупроводниковые нанокристаллы, интегрированные в инородную матрицу [29], или же области с эффективным положительным потенциалом, создаваемые комбинацией внешних электростатических полей [30], – позволяют локализовать отдельные электроны в объеме пространства с характерным размером порядка их длины волны де Бройля. Энергетические уровни электрона в этом случае дискретны и могут использоваться в качестве логических состояний кубита. Для выполнения квантовых операций на таком кубите требуется уметь распределять электронную плотность между логическими состояниями. С этой целью можно использовать квантовые поля волноводов, управ-

ляющие динамикой электрона в КТ [24, 31]. Кроме того, запутанные электрон-фотонные состояния КТ и ОФК (поляритоны) применяются для осуществления связи внутри сети. Чтобы система, образованная взаимодействующими КТ и ОФК, представляла собой элементарную ячейку квантовой сети (так называемый квантовый узел), необходимо разработать и способ эффективного измерения электронного состояния КТ.

Начнем с описания электрон-фотонной структуры, состоящей из волновода, в который интегрирована ДКТ, (рис.1). Полупроводниковый ОФК-волновод поддерживает набор фотонных мод с частотами ω_k ($k = 1 \dots N$). Зарядовый кубит на основе ДКТ, состоящий из двух КТ – А и В, содержит один электрон. Одиночные КТ А и В когерентным образом обмениваются квантом энергии с k -й модой. Будем предполагать, что КТ А (В) содержит два одноэлектронных состояния (основное, $|g_{A(B)}\rangle$, и возбужденное, $|e_{A(B)}\rangle$, с энергиями $\varepsilon_{g_{A(B)}}$ и $\varepsilon_{e_{A(B)}}$), между которыми возможны оптические переходы с частотой $\omega_{A(B)} = \varepsilon_{e_{A(B)}} - \varepsilon_{g_{A(B)}}$. Удобно ввести обозначения для разностей энергий основных и возбужденных состояний данных КТ, $\Delta_g = \varepsilon_{g_B} - \varepsilon_{g_A}$ и $\Delta_e = \varepsilon_{e_B} - \varepsilon_{e_A}$, тогда разность частот КТ $\omega_B - \omega_A = \Delta_e - \Delta_g$. Возбужденные состояния КТ, лежащие вблизи края потенциального барьера с профилем $U(r)$, гибридизируются за счет электронного туннелирования, а основные состояния, расположенные вблизи дна КТ, изолированы друг от друга. Слабое лазерное поле с частотой ω_{las} взаимодействует с каждой из мод волновода, электрические поля $E_k(r)$ которых имеют пучности в области нахождения ДКТ.

К настоящему времени разработаны несколько способов синтеза и контроля различных типов полупроводниковых ДКТ. Большинство работ ориентировано на полупроводниковую реализацию кристаллических ДКТ в твердом растворе In(Al)GaAs/GaAs. Кроме того, исследуются ДКТ на основе кремний-германиевых структур. В зависимости от ориентации оси, соединяющей центры КТ, относительно поверхности структуры ДКТ бывают лате-

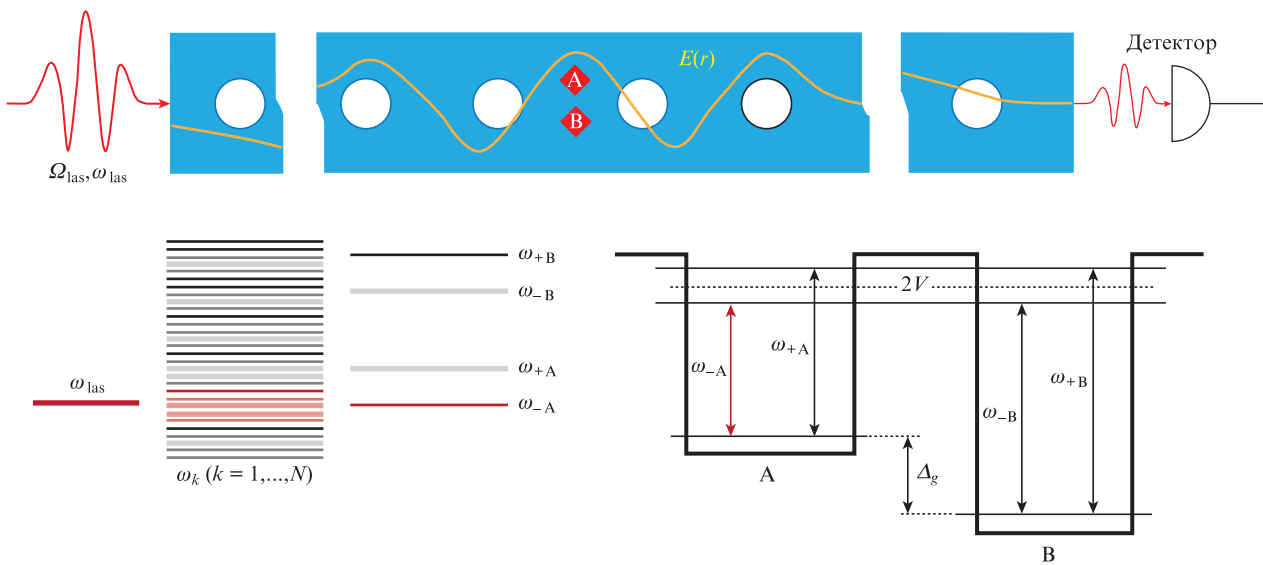


Рис.1. Схема измерительного устройства, состоящего из одномерного фотонного кристалла с одноэлектронной ДКТ, источника (лазер) и детектора фотонов; ДКТ формируется в области между отверстиями решетки ОФК в пучности амплитуды $E(r)$ одной или нескольких мод, частоты которых близки к частоте одного из переходов ДКТ (в данном случае ω_{-A}) (вверху). Схема взаимного расположения частот лазерного излучения, ОФК и ДКТ в случае резонанса частот лазерного излучения и нижнего перехода в КТ А, а также диаграмма потенциального профиля и энергетических уровней ДКТ в случае строгого резонанса ($\Delta_e = 0$) возбужденных состояний КТ А и В. Пунктиром отмечены положения возбужденных уровней изолированных КТ (внизу).

ральными и вертикальными. Латеральные ДКТ с осью, параллельной поверхности, формируются в затравочных углублениях, сделанных в подложке [32, 33]. Для синтеза вертикальных ДКТ с осью, перпендикулярной поверхности, используется эффект роста КТ во втором слое непосредственно над КТ из первого слоя с воспроизведением ее формы и размеров [29, 34–36]. Следует отметить, что формализм и результаты, полученные в статье, отвечают более широкому классу квантовооптических структур с кубитами, к которым, помимо одноэлектронных и одно-экситонных полупроводниковых КТ, можно отнести и другие твердотельные наносистемы (см. недавний обзор [37]). В частности, это а) ДКТ на основе однократно ионизованной пары доноров фосфора в кремнии; б) ДКТ на основе однократно ионизованной пары центров окраски в алмазе; в) естественные молекулярные ионы, адсорбированные на поверхности волновода.

При изготовлении ОФК в качестве заготовок используются арсенид-галлиевые пластины, уже содержащие ДКТ. С помощью методов электронно-лучевой литографии и химического травления из пластины вырезается тело ОФК (стержень), в котором затем путем ионного травления формируется периодическая одномерная решетка (цепочка) отверстий, обеспечивающая интерференцию электромагнитных волн внутри ОФК и определяющая зонный характер его спектра [8, 9]. Другой тип ОФК – волновод, образованный линейным протяженным дефектом в решетке отверстий двумерного фотонного кристалла (последовательность пропущенных отверстий или отверстий другого диаметра) [10, 11]. Обе структуры обладают квазидискретным спектром фотонных мод и примерно одинаковой добротностью. Положение ДКТ внутри пластины определяется с помощью маркеров на ее поверхности [29], что позволяет так выбрать координаты отверстий решетки, чтобы ДКТ оказалась помещенной в пучности мод ОФК с частотами, близкими к частоте перехода в одной из КТ. Другими, менее распространенными материалами являются SiGe, GaP, SiN, C (алмаз), однако здесь размещение (In)GaAs-кристалла с ДКТ будет возможным лишь на поверхности ОФК, что резко снизит энергию электрон-фотонного взаимодействия.

Электрон-фотонный гамильтониан в системе отсчета, связанной с лазерным излучением, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 H = & \sum_{k=1}^N \delta_k a_k^\dagger a_k + \Delta_g |g_B\rangle \langle g_B| + \delta_A |e_A\rangle \langle e_A| \\
 & + (\Delta_g + \delta_B) |e_B\rangle \langle e_B| - V[|e_A\rangle \langle e_B| + |e_B\rangle \langle e_A|] \\
 & - \sum_{k=1}^N [\Omega_{Ak} |e_A\rangle \langle g_A| a_k + \Omega_{Bk} |e_B\rangle \langle g_B| a_k + \text{h.c.}] \\
 & + \sum_{k=1}^N \Omega_{\text{las}k} (a_k^\dagger + a_k), \quad (1)
 \end{aligned}$$

где a_k – оператор уничтожения фотона в k -й моде; $\delta_k = \omega_k - \omega_{\text{las}}$, $\delta_A = \omega_A - \omega_{\text{las}}$ и $\delta_B = \omega_B - \omega_{\text{las}}$ – отстройки частот k -й моды, КТ А и В от частоты лазерного излучения; $V \sim \langle e_A | U(\mathbf{r}) - \varepsilon_{e_A} | e_B \rangle$ – энергия (скорость) одноэлектронного туннелирования между возбужденными состояниями КТ [38]; $\Omega_{A(B)k} = \langle e_{A(B)} | -e\mathbf{E}_k(\mathbf{r})\mathbf{r} | g_{A(B)} \rangle$ – энергия (скорость) обмена квантом между КТ А (В) и k -й модой; $\Omega_{\text{las}k} \sim \int \mathbf{E}_{\text{las}}(\mathbf{r})\mathbf{E}_k(\mathbf{r})d\mathbf{r}$ – энергия (скорость) обмена квантом между

лазерным полем с амплитудой $\mathbf{E}_{\text{las}}(\mathbf{r})$ и k -й модой. Введем также скорости некогерентных процессов, таких как релаксация и дефазировка. Уход (релаксация) фотона из k -й моды волновода в континуум происходит со скоростью κ_k , безызлучательный распад возбужденного электронного состояния КТ А (В), обусловленного неконтролируемым взаимодействием с фононами, характеризуется скоростью $\gamma_{\Gamma A(B)}$, а дефазировка, связанная со стохастическими флуктуациями частот переходов в КТ, – скоростью $\gamma_{dA(B)}$. Все параметры гамильтониана (1) могут быть рассчитаны в рамках микроскопической модели или найдены экспериментально.

Методы управления спектром как одиночных, так и двойных КТ путем наложения локальных электрических полей существуют уже два десятилетия и развиты довольно глубоко. Помимо настройки частот переходов отдельных КТ, возможно изменение относительного положения электронных уровней в соседних КТ. Это позволяет плавно регулировать степень перекрытия электронных орбиталей КТ и тем самым стимулировать или подавлять электронное туннелирование между КТ. Например, в работе Stinaff et al. [25] иллюстрируется данный механизм управления внутренним состоянием «искусственной молекулы» – ДКТ из двух туннельно-связанных кристаллических InGaAs/GaAs-КТ. Ее эмиссионный спектр как функция напряженности внешнего поля демонстрирует набор антипересечений, указывающих на гибридизацию электронных орбиталей при резонансном сближении (совпадении) их энергий. Это убедительно доказывает существование ДКТ с совпадающими энергиями в полях с амплитудами 40–60 кВ/см. Данные результаты подтверждаются и в работах [32–36]. Следует отметить, что структурная асимметрия [36], вызывающая естественный сдвиг возбужденных уровней ДКТ и подавление туннельной связи между КТ в отсутствие поля, обеспечивает надежность хранения состояния кубита [24], пока он не задействован в активной стадии квантового алгоритма. Иными словами, включать поле, настраивающее возбужденные уровни левой и правой КТ в резонанс, следует лишь при выполнении того или иного квантового вентиля с непосредственным участием данного кубита.

Динамика электрон-фотонной системы описывается уравнением Линдблада, решение которого дает зависимость ее матрицы плотности $\rho(t)$ от времени для заданного начального состояния $\rho(0)$:

$$\begin{aligned}
 \frac{d\rho}{dt} = & -i[H, \rho] + \sum_{k=1}^N \kappa_k D(a_k) + \gamma_{\Gamma A} D(|g_A\rangle \langle e_A|) \\
 & + \gamma_{\Gamma B} D(|g_B\rangle \langle e_B|) + \gamma_{dA} D(|e_A\rangle \langle e_A| - |g_A\rangle \langle g_A|) \\
 & + \gamma_{dB} D(|e_B\rangle \langle e_B| - |g_B\rangle \langle g_B|). \quad (2)
 \end{aligned}$$

Диссипативные фотонные и электронные процессы моделируются операторами Линдблада $D(O) = O\rho O^\dagger - [O^\dagger O, \rho]/2$. Выберем следующие базисные состояния:

$$|j\rangle = |m\rangle \otimes \prod_{k=1}^N |n_k\rangle,$$

где $m = g_A, g_B, e_A, e_B$ – состояния ДКТ; n_k – число фотонов в моде k . Нас будет интересовать режим, в котором внеш-

нее поле имеет малую амплитуду, а значит, и вероятность возбуждения системы будет низкой. Мы исследуем зависимость среднего числа фотонов на выходе из волновода (коэффициента прохождения)

$$T = \left\langle \sum_{k=1}^N a_k^\dagger a_k \right\rangle \quad (3)$$

от параметров системы, и в первую очередь – от частоты излучения возбуждающего лазера. Численный анализ спектральных особенностей, обусловленных локализациями электрона кубита в основном состоянии КТ А или В, позволяет изучить влияние внешних и внутренних факторов на возможность измерения состояния кубита.

Существует и другой способ рассчитать спектр системы – с помощью решения уравнения Шрёдингера

$$i \frac{\partial |\Psi\rangle}{\partial t} = H_{\text{eff}} |\Psi\rangle$$

с эффективным гамильтонианом H_{eff} , который получается из уравнения (1) путем замены $\delta_k \rightarrow \delta_k - i\kappa_k$, $\delta_A \rightarrow \delta_A - i\gamma_{rA}$ и $\delta_B \rightarrow \delta_B - i\gamma_{rB}$ с добавлением мнимых слагаемых, описывающих релаксационные процессы. Предполагая, что среднее число фотонов в модах волновода оказывается существенно меньше единицы, можно ограничиться вакуумным ($n_k = 0$) и однофотонным ($n_k = 1$) состояниями для каждой из мод. Размерность пространства собственных векторов будет равна $2N + 4$. Главным компонентом волнового вектора

$$|\Psi\rangle = \sum_{j=1}^{2N+4} c_j |j\rangle$$

будет состояние

$$|1\rangle = |g_A\rangle \otimes \prod_{k=1}^N |0_k\rangle \quad \text{или} \quad |2\rangle = |g_B\rangle \otimes \prod_{k=1}^N |0_k\rangle,$$

отвечающее нахождению мод волновода в вакуумном состоянии и ДКТ в одном из основных электронных состояний. Состояние

$$|3\rangle = |e_A\rangle \otimes \prod_{k=1}^N |0_k\rangle \quad \text{или} \quad |4\rangle = |e_B\rangle \otimes \prod_{k=1}^N |0_k\rangle$$

отождествляется с электронными возбуждениями ДКТ. Оставшиеся $2N$ состояний описывают однофотонное возбуждение определенной моды и ДКТ в основном состоянии. Поскольку установившееся решение удовлетворяет условию

$$\frac{\partial |\Psi\rangle}{\partial t} = 0 \quad \text{или} \quad \dot{c}_j = 0,$$

то исходное дифференциальное уравнение сводится к однородной алгебраической системе уравнений для амплитуд вероятностей. Полагая $c_1 \approx 1$ или $c_2 \approx 1$, что соответствует нахождению электрона в КТ А или В, можно понизить порядок данной системы на единицу, сведя ее к неоднородной алгебраической системе. Дальнейший расчет амплитуд вероятности однофотонных компонент приводит к вычислению коэффициента прохождения фотонов через структуру,

$$T = \sum_{j=3}^{2N+4} |c_j|^2.$$

Исследуя эту функцию, можно определить характерные частоты гибридной электрон-фотонной системы, которые зависят от состояния кубита.

Предположим, что ДКТ с электроном, находящимся в основном состоянии КТ А, активно взаимодействует только с одной из мод. Тогда в указанном приближении слабого поля спектроскопический сигнал имеет следующий вид (индекс моды опущен):

$$T_A = \Omega_{\text{las}}^2 \left| \frac{(\delta_A - i\gamma_A)\Delta_B - V^2(\delta + \Delta_g - i\kappa)}{\Delta_A\Delta_B - V^2(\delta - i\kappa)(\delta + \Delta_g - i\kappa)} \right|^2,$$

$$\Delta_A = (\delta_A - i\gamma_A)(\delta - i\kappa) - \Omega_A^2, \quad (4)$$

$$\Delta_B = (\delta_B + \Delta_g - i\gamma_B)(\delta + \Delta_g - i\kappa) - \Omega_B^2.$$

В отсутствие взаимодействия между КТ А и модой ($\Omega_A = 0$) функция $T_A(\omega_{\text{las}})$ представляет собой лоренцеву кривую с максимумом, приходящимся на частоту моды. Если $\Omega_A \neq 0$, а туннельная связь между возбужденными состояниями КТ А и В заблокирована ($V = 0$), выражение (4) преобразуется к хорошо известной формуле для функции отклика в модели Джейнса–Каммингса. Данная модель описывает взаимодействие двухуровневой системы (в нашем случае – КТ А) и моды волновода. При строгом совпадении частот КТ А и моды две резонансные частоты, для которых знаменатель выражения (4) имеет минимум, соответствуют частотам первого дублета Джейнса–Каммингса. Они смещены относительно частоты КТ А на величину $\pm \Omega_A$ (вакуумное расщепление Раби [39]). Таким образом, для лазерного излучения с частотой $\omega_{\text{las}} = \omega_A$ имеет место так называемый эффект фотонной блокады: при попадании в структуру одного кванта энергии другие фотоны с указанной частотой отражаются от структуры, что приводит к резкому падению интенсивности прошедшего сигнала. Эта особенность спектрального отклика указывает на наличие электрона в КТ с частотой перехода, соответствующей частоте лазерного излучения, на которой наблюдается коллапс интенсивности. Данный эффект лежит в основе принципа работы однофотонного транзистора, пропускная способность которого зависит от наличия или отсутствия фотона в моде. Если же $V \neq 0$ и $\Delta_g = 0$, но $\Omega_B = 0$, то мода взаимодействует уже с двумя электронными переходами, частоты которых смещены относительно частоты КТ А на величину $\pm V$. Наконец, при $\Omega_B \neq 0$ электрон получает возможность совершить туннельно-оптический переход и в КТ В, а спектральная картина становится еще более сложной. Будем предполагать, что КТ А и В различаются по своим физическим свойствам настолько, что разность энергий их основных состояний удовлетворяет условию асимметрии $\Delta_g \gg \max[V, \Delta_e, \Omega_{A(B)}]$. Тогда ДКТ обладает двумя наборами (дублетами) частот переходов каждой из КТ (см. рис.1):

$$\omega_{\pm A(B)} = \omega_{A(B)} \pm \sqrt{V^2 + \Delta_e^2/4}. \quad (5)$$

Поскольку частоты $\omega_{\pm A}$ и $\omega_{\pm B}$ дублетов разделены достаточно широким интервалом, то сканирование частоты лазерного излучения в окрестности одного из дуб-

летов и последующее изучение спектроскопического отклика ОФК позволяет ответить на вопрос о заселении соответствующей КТ электроном. В самом деле, наличие или отсутствие эффекта фотонной блокады при $\omega_{\text{las}} \approx \omega_{\pm A}$ ($\omega_{\text{las}} \approx \omega_{\pm B}$) однозначно указывает на нахождение или отсутствие электрона в КТ А (В), что эквивалентно измерению кубита. Два следующих раздела посвящены исследованию количественных характеристик измерительного процесса и их зависимостей от параметров ДКТ, ОФК и лазера.

3. Расчет коэффициента прохождения ОФК в однофотонном многомодовом режиме

Как и в одноэлектронном транзисторе, ток через который регулируется взаимодействием туннелирующих электронов и зарядового кубита, коэффициент прохождения фотонов через ОФК зависит от пространственного расположения электрона в кубите. Однако если энергия кулоновского взаимодействия двух электронов задается лишь расстоянием между областями их локализации (КТ-островков транзистора и одна из КТ зарядового ДКТ-кубита), то электрон-фотонное взаимодействие определяется как положением кубита относительно пучности моды, так и частотами электронных переходов в каждой из КТ. Именно последнее обстоятельство позволяет надежно определить пространственное положение электрона в асимметричной ДКТ. Посмотрим, как меняется спектр волновода, если частота перехода в КТ А близка к частоте одной из его мод. Как мы уже выяснили, с учетом туннельного расщепления в ДКТ каждая из входящих в нее КТ имеет две оптические частоты, которые отстоят от невозмущенной частоты данной КТ на величину $\pm \sqrt{V^2 + \Delta_c^2}/4$. Для определенности будем в дальнейшем рассматривать меньшую из этих частот (ω_{-A}) в качестве резонансной. Значения параметров ДКТ и волновода даны в единицах частоты ω_A (40–80 мэВ) и соответствуют величинам, наблюдаемым в экспериментах.

На рис.2,а представлены зависимости коэффициента прохождения фотонов через волновод, взаимодействующий с КТ А (T_A), и волновод, не взаимодействующий с КТ А (T_{wg}), от частоты фотонов. В последнем случае спектр волновода представляет собой набор эквидистантных пиков, расстояние FSR (free spectral range) между которыми задается его длиной. Она выбрана такой, чтобы лоренцевы кривые, соответствующие модам, были хорошо различимы на кривой T_{wg} . Если частота ω_{-A} электронного перехода в КТ А находится в окрестности частоты одной из мод волновода, то, согласно теории когерентного эффекта Джейнса–Каммингса, мы должны получить вакуумное расщепление Раби данной моды в дублет поляритонных состояний. Однако на рис.2,а присутствует триплет, состоящий из упомянутого дублета и центральной линии на частоте моды волновода без КТ. Данная особенность наблюдается экспериментально [9] и связана с некогерентными процессами в КТ А. Это подтверждается зависимостью интенсивности центрального пика от скорости γ_r распада возбужденного электронного состояния КТ А, обусловленного взаимодействием с фоновым резервуаром (в разд.3 мы положили $\gamma_r = \gamma_d = \gamma$). Здесь она сопоставима со скоростями когерентных процессов. При уменьшении величины γ_r на порядок центральный пик исчезает (см. разд.4). Асимметрия пиков дублета вызвана небольшой отстройкой частот моды и КТ А. Кроме того,

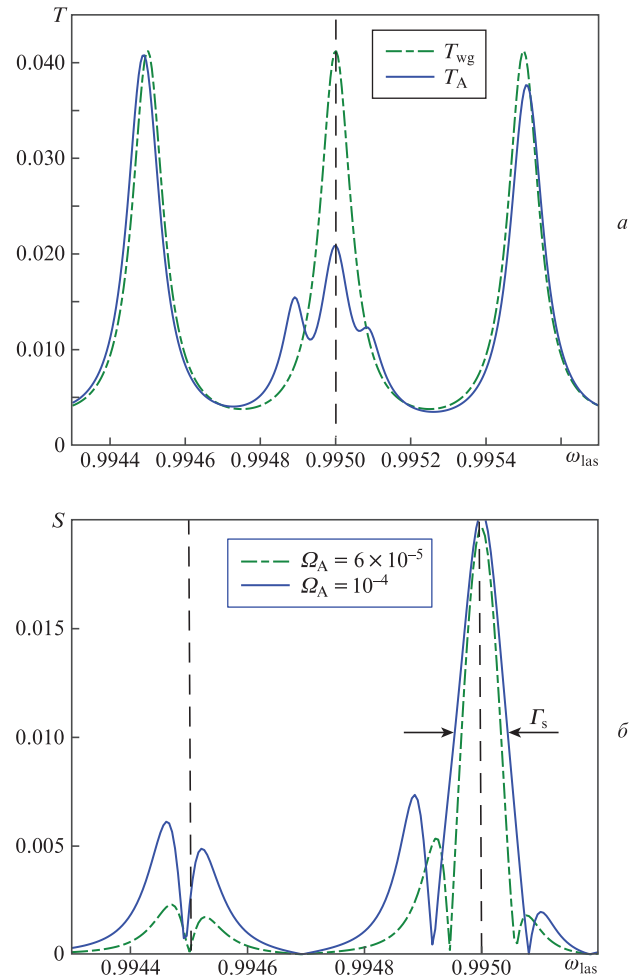


Рис.2. Зависимости коэффициента прохождения фотонов через пустой волновод и волновод, взаимодействующий с электронным переходом в КТ А, от частоты лазерного излучения (а), а также зависимости измерительного контраста волновода от частоты лазерного излучения для двух энергий взаимодействия моды и КТ А (б) при $\text{FSR} = 5 \times 10^{-4}$, $\Omega_{\text{las}} = 10^{-5}$, $\Omega_A = 10^{-4}$, $\kappa = 5 \times 10^{-5}$, $\Delta_g = 10^{-3}$, $\Delta_c = 0$, $V = 5 \times 10^{-3}$, $\gamma = 2 \times 10^{-5}$. Здесь и на остальных рисунках все параметры даны в единицах частоты перехода в КТ А.

частоты соседних мод испытывают дисперсионный сдвиг $\sim \Omega_A^2/\text{FSR}$. Чтобы количественно охарактеризовать влияние КТ А на спектр волновода, мы введем, следуя авторам работы [40], измерительный контраст S как разность коэффициентов прохождения T_{wg} и T_A :

$$S = |T_A - T_{\text{wg}}|. \quad (6)$$

Как можно видеть, функция S имеет наибольшее значение для моды с частотой $\omega_c = 0.995$, резонансно взаимодействующей с КТ А. Частота, на которой наблюдается максимум контраста S_{max} , совпадает с частотой невозмущенной моды. Определив максимум контраста, можно вычислить отношение сигнала к шуму (signal-to-noise ratio) $\text{SNR} = S_{\text{max}}/\Gamma_S$, которое характеризует добротность измерения. Ширина максимума Γ_S приблизительно равна ширине пика T_A . Вместе с тем, дисперсионные сдвиги соседних мод также приводят к заметному изменению уровня сигнала, составляющему около 25% от максимального значения S_{max} для находящейся в резонансе с КТ А моды. Для следующей пары мод волновода дисперсионные сдвиги уже не превышают 10% от максимума.

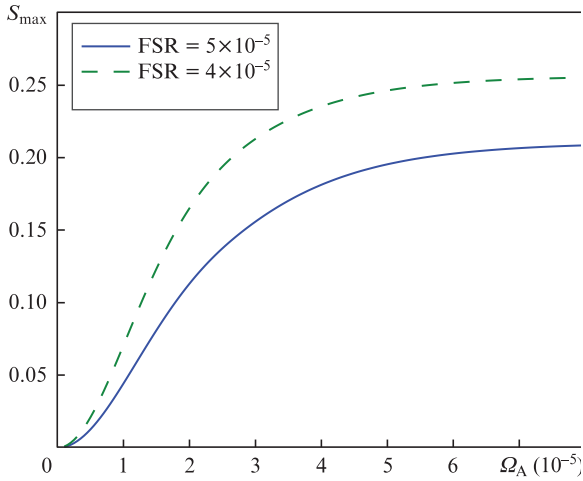


Рис.3. Зависимости максимального значения измерительного контраста от энергии взаимодействия моды и КТ А для двух значений межмодового интервала при $\omega_{\text{las}} = 1 - V$, $\Omega_{\text{las}} = 10^{-5}$, $\kappa = 3 \times 10^{-5}$, $\Delta_e = 0$, $\Delta_g = 10^{-2}$, $V = 5 \times 10^{-3}$, $\gamma = 2 \times 10^{-5}$.

Абсолютные величины коэффициентов прохождения регулируются отношением скорости накачки Ω_{las} и скорости диссипации κ , обеспечивающим соблюдение условий субфотонного режима при $\Omega_{\text{las}}/\kappa \ll 1$. Как следует из результатов расчетов, представленных на рис.2, б, пик S_{max} и его ширина Γ_S слабо зависят от энергии взаимодействия Ω_A , хотя в целом кривая S проявляет тенденцию к уменьшению с ее понижением на всем интервале частот. Функция S_{max} выходит на асимптотическое значение уже при небольших энергиях Ω_A . Гораздо более заметным является влияние межмодового интервала FSR: на рис.3 S_{max} заметно растет при сближении соседних мод.

В этом случае одномодовая модель Джейнса–Каммингса перестает работать, поскольку уже для нескольких мод волновода с частотами, близкими к частоте перехода в КТ А, выполняются условия их резонансного взаимодействия. Увеличение плотности фотонных мод, сопровождаемое уменьшением межмодового интервала до $\text{FSR} \approx \kappa$, приводит к трансформации дискретного спектра в квазинепрерывный спектр, состоящий из последовательности разрешенных и запрещенных зон. При этом

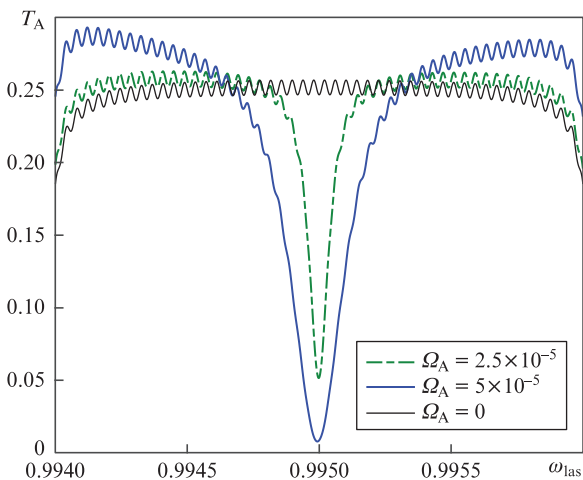


Рис.4. Зависимости коэффициента прохождения фотонов через волновод с квазинепрерывным спектром от частоты лазерного излучения для трех энергий взаимодействия с КТ А при $\text{FSR} = 4 \times 10^{-5}$, $\Omega_{\text{las}} = 10^{-5}$, $\kappa = 3 \times 10^{-5}$, $\Delta_e = 0$, $\Delta_g = 10^{-2}$, $V = 5 \times 10^{-3}$, $\gamma = 2 \times 10^{-5}$.

для всех частот, принадлежащих разрешенной зоне, уровень сигнала на выходе из волновода практически одинаков. Спектральный отклик приобретает вид «бахромы», наблюдаемой в реальных одномерных волноводных структурах [41]. Высоты пиков, соответствующих модам, оказываются незначительными на фоне среднего сигнала и уменьшаются до нуля при их дальнейшем сближении.

Взаимодействие КТ с волноводом приводит к образованию одиночного минимума, глубина и ширина которого зависят от параметра Ω_A : чем сильнее взаимодействие КТ и мод, тем он отчетливее и шире (рис.4). Кроме того, наблюдается и сильное дисперсионное взаимодействие с остальной частью спектра волновода: пики смещаются вверх, а их огибающая искривляется. Очевидно, что максимум контраста соответствует частоте, на которой находится минимум функции T_A . Его положение может смещаться при изменении структуры дублета возбужденных состояний ДКТ за счет варьирования энергии туннелирования V и разности энергий Δ_e возбужденных состояний КТ А и В.

Сканирование частоты лазерного излучения приводит к ожидаемым результатам, представленным на рис.5 и

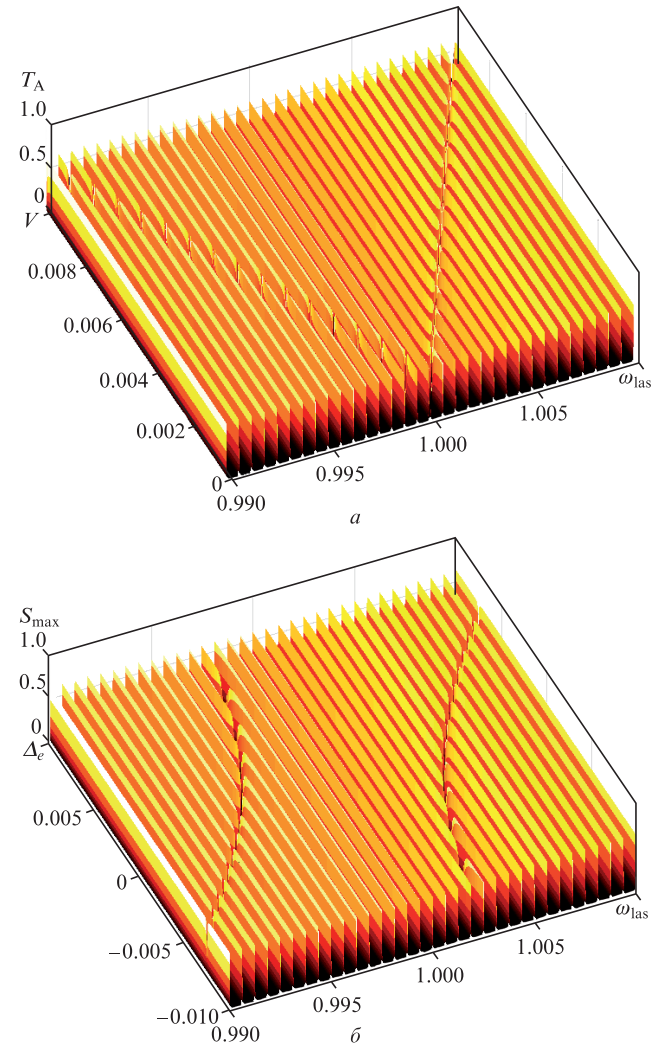


Рис.5. Зависимости коэффициента прохождения фотонов через волновод, взаимодействующий с электронным переходом в КТ А, от частоты лазерного излучения и параметров ДКТ – энергии туннелирования (а) и отстройки энергий возбужденных уровней КТ А и В (б) при $\text{FSR} = 6 \times 10^{-4}$, $\Omega_{\text{las}} = 0.8 \times 10^{-5}$, $\Omega_A = 2 \times 10^{-5}$, $\kappa = 10^{-5}$, $\Delta_e = 0$, $\Delta_g = 10^{-3}$, $V = 5 \times 10^{-3}$.

обусловленным зависимостью энергий электронного дублета $\varepsilon_{\pm} = \varepsilon_{eA} + \Delta_e/2 \pm \sqrt{V^2 + \Delta_e^2/4}$ от этих параметров. При строгом соблюдении условия резонансного туннелирования возбужденного электрона между КТ А и В ($\Delta_e = 0$) и увеличении V от нуля отклик демонстрирует линейные зависимости двух резонансных частот КТ А, отражающие расщепление уровней дублета. Если зафиксировать V и варьировать разность Δ_e в окрестности нуля, то при удалении в область положительных (отрицательных) значений меньшая (большая) из частот ДКТ стремится к частоте электронного перехода в изолированной КТ А. Другая частота, связанная с локализацией электрона в КТ В, удаляется линейно от точки симметрии с постепенным исчезновением пика. Анализируя спектрограммы, полученные варьированием внутренней структуры ДКТ с помощью электрического поля, можно путем интерполяции рассчитать параметры гамильтониана (1).

Еще одним фактором, оказывающим серьезное воздействие на максимальную величину контраста, является скорость диссипации фотонов из мод волновода в континуум. В одномодовом случае варьирование κ в пределах одного порядка сопровождается резкими изменениями функции S_{\max} . Это объясняется тем, что вблизи резонанса пропускная способность структуры определяется отношением $\Omega_{\text{las}}^2/\kappa^2$, и для фиксированной скорости накачки выбор параметра κ задает среднее число прошедших фотонов. Плотность мод волновода (при фиксированной величине Ω_A для всех мод и некотором значении κ), как уже было установлено, влияет на максимальное значение контраста. Чем она выше, тем больше коэффициенты прохождения T_A и T_{wg} отличаются друг от друга, оптимизируя S_{\max} (рис.6). Как можно видеть, результаты моделирования установившегося отклика многомодового волновода с КТ в марковском приближении указывают на рост измерительного контраста при а) уменьшении скорости распада фотонного состояния, б) увеличении энергии взаимодействия мод и КТ и в) росте плотности состояний мод волновода.

Однако не следует забывать о том, что плотность мод и амплитуды полей мод (а значит, и энергии взаимодействия) не являются отдельными параметрами, а зависят от длины волновода. При фиксированном сечении вол-

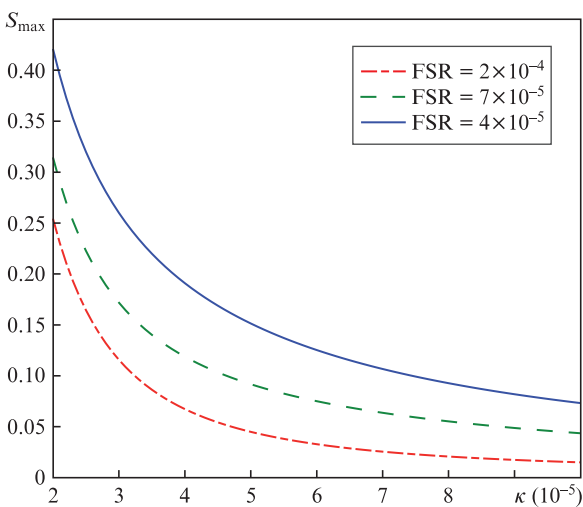


Рис.6. Зависимости максимального значения контраста от скорости фотонного распада моды для трех межмодовых расстояний при $\omega_{\text{las}} = 1 - V$, $\Omega_{\text{las}} = 10^{-5}$, $\Omega_A = 8 \times 10^{-5}$, $\Delta_e = 0$, $\Delta_g = 10^{-2}$, $V = 5 \times 10^{-3}$, $\gamma = 2 \times 10^{-5}$.

новода рост его длины L сопровождается увеличением плотности фотонных состояний и уменьшением амплитуды полей мод в заданной точке вследствие делокализации поля вдоль волновода. Кроме того, для дискретного спектра марковское приближение $\Omega_{Ak} \approx \Omega_A$, обычно применяемое в теории волноводов с квазинепрерывным распределением фотонных мод в разрешенной зоне, может не выполняться. В этом случае набор энергий взаимодействия Ω_{Ak} должен быть рассчитан в рамках более строгой модели. Наконец, скорость лазерной накачки Ω_{las} регулирует плотность энергии внутри структуры, оказывая сильное влияние на величину коэффициента прохождения благодаря накоплению электромагнитной энергии в модах волновода. Данный параметр является наиболее доступным для внешнего контроля и может принимать значения от нуля до некоторой максимальной величины, задаваемой рабочими характеристиками лазера. Необходимо помнить, что при достижении Ω_{las} определенного значения условия однофотонного режима перестают соблюдаться. Как мы увидим в разд.4, это приводит к уменьшению измерительного контраста и, как следствие, к ухудшению точности измерения электронного состояния КТ.

4. Расчет коэффициента прохождения ОФК в многомодовом одномодовом режиме

Предположим, что спектр ОФК обладает разрешением, которое позволяет выделить одну моду с частотой ω_c в окрестности частоты перехода ω_{-A} в КТ А. Изменение скорости накачки приводит к двум эффектам, оказывающим противоположное воздействие на S_{\max} . С одной стороны, рост Ω_{las} в соответствии с формулой (4) усиливает сигнал на выходе из структуры, способствуя увеличению S_{\max} . С другой стороны, при средней населенности моды ($\langle n \rangle \geq 1$) ослабляются условия фотонной блокады, что приводит к уменьшению S_{\max} и SNR из-за появления многофотонных компонент в области расщепления состояний вакуумного дублета Раби и, следовательно, к увеличению функции T_A в окрестности частоты моды $\omega_{\text{las}} = \omega_c$. Введем отстройку частот КТ А и моды, $\delta_0 = \omega_{-A} - \omega_c$. Напомним, что для случая строгого резонанса $\delta_0 = 0$ оптимальное значение контраста соответствует частоте $\omega_{\text{las}} = \omega_c$, для которой функция T_{wg} достигает максимального значения, а функция T_A – минимального. Как следует из зависимостей весов $P(n)$ для фоковских компонент $n = 1, 2, 3$ фотонного поля моды от энергии накачки (рис.7), система находится в однофотонном режиме, когда накачка менее эффективна, чем рассеяние. С ростом энергии лазера одна за другой появляются фоковские компоненты с $n > 1$, а среднее число фотонов превышает единицу. Добавим, что преобладающей по-прежнему остается вакуумная компонента $P(0)$.

Зависимости величины S_{\max} от энергии накачки для нескольких значений отстройки частот КТ А и моды показаны на рис.8. В соответствии с формулой (4), функции T_{wg} , T_A и S в субфотонном режиме накачки ($\Omega_{\text{las}} \leq \kappa$) демонстрируют квадратичную зависимость от Ω_{las} . При $\Omega_{\text{las}} \approx \kappa$ функция S_{\max} достигает максимального значения, а затем убывает вследствие роста T_A на интервале частот $\omega_c - \Omega_A \leq \omega_{\text{las}} \leq \omega_c + \Omega_A$ за счет упомянутого выше вклада от многофотонных состояний. Величина максимума зависит от отстройки δ_0 , определяющей эффективность взаимодействия КТ А и моды при фиксированной

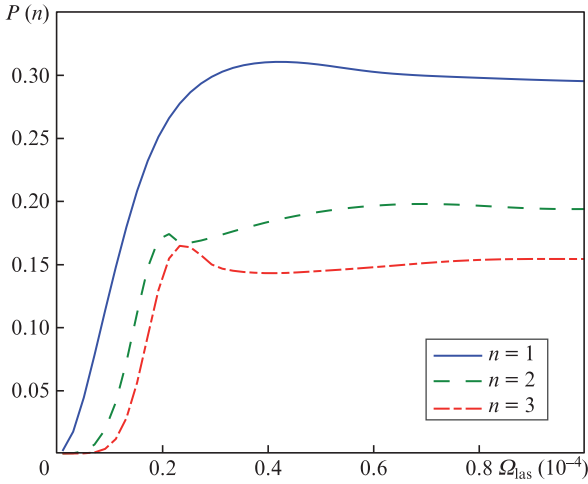


Рис.7. Зависимости населенностей первых трех фоковских компонент поля моды волновода от энергии лазерной накачки для случая строгого резонанса моды и КТ А при $\Omega_A = 6 \times 10^{-5}$, $\delta_0 = 0$, $\kappa = 10^{-5}$, $\gamma_r = 10^{-6}$, $\gamma_d = 10^{-5}$. Кривые для $n \geq 4$ имеют аналогичную форму.

энергии Ω_A : чем отстройка больше, тем слабее влияние КТ А на волновод и тем меньше различаются коэффициенты прохождения T_{wg} и T_A , что обуславливает падение контраста S и SNR. Как нетрудно понять, оптимальным является выбор строгого резонанса $\delta_0 = 0$, который обеспечивает максимальное различие функций T_{wg} и T_A в точке $\omega_{las} = \omega_c$, соответствующей максимуму функции S . В дальнейшем будем полагать, что условия строгого резонанса частот подсистем соблюдены.

Влияние диссипативных процессов на параметр SNR в целом отражает общую тенденцию контраста к размыванию, наиболее ярко представленную зависимостями SNR от Ω_{las} для трех достаточно близких значений скорости κ фотонного распада моды (рис.9,а). Увеличение энергии накачки от 0 до 10^{-5} сопровождается ростом данной функции в пределах двух порядков, как и при уменьшении κ от 5×10^{-5} до 10^{-5} . Варьирование скорости дефазировки перехода в КТ γ_d от 3×10^{-5} до 8×10^{-5} на том же интервале энергии накачки (рис.9,б) вызывает менее за-

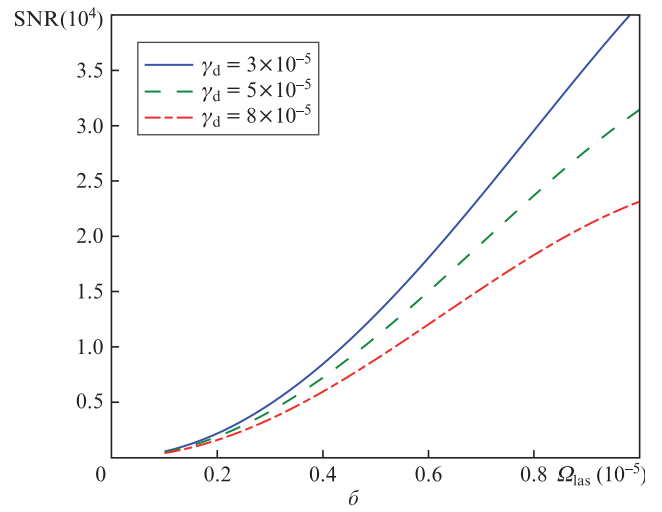
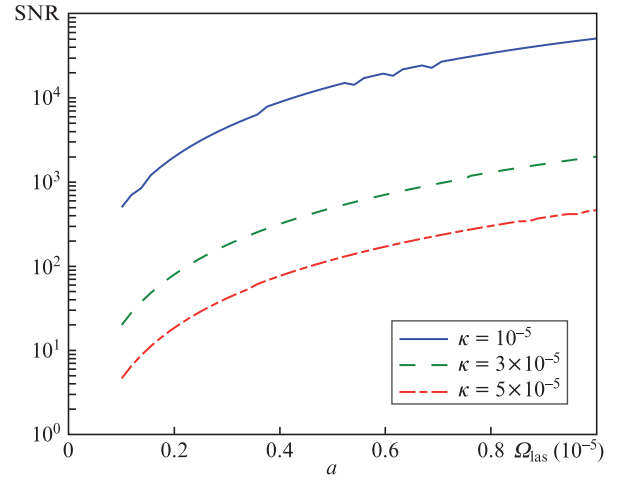


Рис.9. Зависимости отношения сигнала к шуму от энергии лазерной накачки для случая строгого резонанса моды и КТ А при варьировании скорости фотонного распада моды (а) и скорости дефазировки электронного перехода КТ А (б); $\Omega_A = 6 \times 10^{-5}$, $\delta_0 = 0$, $\gamma_r = 10^{-6}$, $\gamma_d = 10^{-5}$, $\kappa = 10^{-5}$.

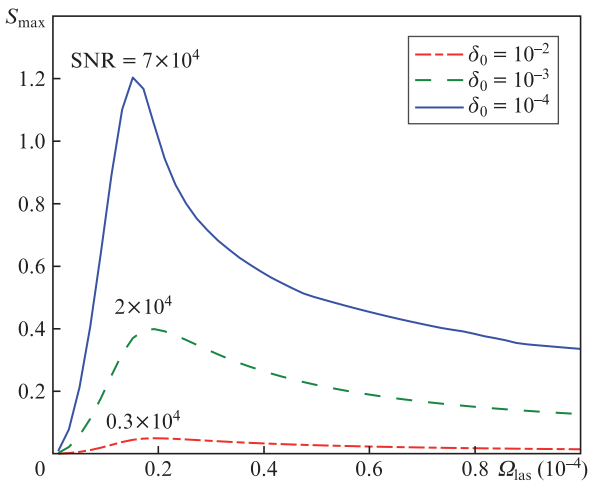


Рис.8. Зависимости максимального значения измерительного контраста от энергии лазерной накачки для трех отстроек частот моды и КТ А при $\Omega_A = 6 \times 10^{-5}$, $\kappa = 10^{-5}$, $\gamma_r = 10^{-6}$, $\gamma_d = 10^{-5}$. Указаны оптимальные значения SNR.

метные изменения. Влияние скорости релаксации γ_r еще слабее, что объясняется ее зависимостью от населенности возбужденного состояния КТ, которое в данном случае много меньше единицы. Отметим, что в низкоразмерных структурах фонный спектр становится квазидискретным и зависит от параметров ОФК, что позволяет управлять им, в том числе подавляя электрон-фонное взаимодействие и минимизируя параметры γ_r и γ_d [42, 43].

Рассмотрим теперь, как ведут себя параметры измерения при варьировании энергии взаимодействия Ω_A КТ А и моды волновода. Монотонный рост SNR от $\Omega_A = 0$ до $\Omega_A \approx \max(\kappa, \gamma_r, \gamma_d)$ обусловлен перераспределением энергии поля в волноводе, связанным с присутствием КТ. При $\Omega_A \approx 0$ зависимость коэффициента прохождения фотонов через одномодовый волновод от отстройки частот моды и лазера представляет собой лоренцеву кривую с пиком при $\omega_{las} = \omega_c$. Влияние КТ А приводит к заметной модификации спектра волновода лишь в резонансном случае, когда отстройка частоты КТ А от частоты моды меньше, чем величина Ω_A . Как только скорость когерентного обмена фотоном между волноводом и КТ становится больше, чем скорости диссипативных процессов, пик на частоте моды расщепляется на два поляритонных пика (дуб-

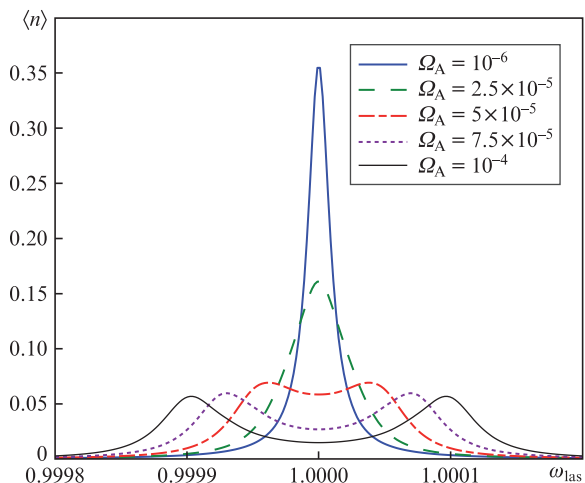


Рис.10. Зависимости среднего числа фотонов в моде волновода от частоты лазерного излучения для случая строгого резонанса моды и КТ А при $\Omega_{\text{las}} = 6 \times 10^{-5}$, $\delta_0 = 0$, $\kappa = 10^{-5}$, $\gamma_r = 10^{-6}$, $\gamma_d = 10^{-5}$. Варьируется энергия взаимодействия моды и электронного перехода КТ А.

лет Джейнса–Каммингса), рис.10. Здесь скорость γ_r мала по сравнению с другими скоростями, и поэтому спектр представлен дублетом, а не триплетом, как в разд.3.

Степень их различимости может быть количественно охарактеризована с помощью функции видности

$$C_{\text{Rabi}} = [|\langle n_{\text{max}} \rangle - \langle n_{\text{max}0} \rangle| / |\langle n_{\text{max}} \rangle + \langle n_{\text{max}0} \rangle|], \quad (7)$$

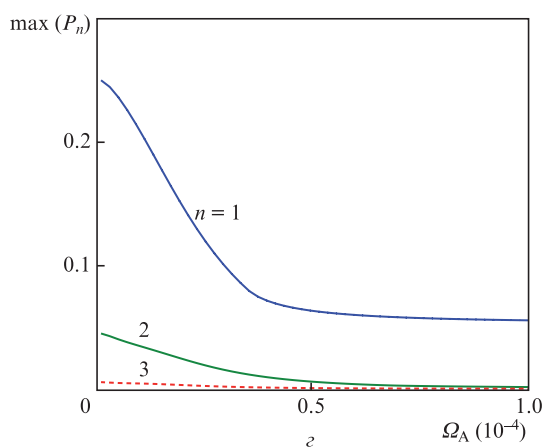
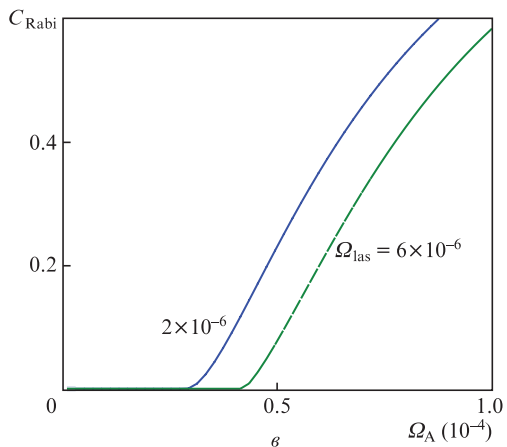
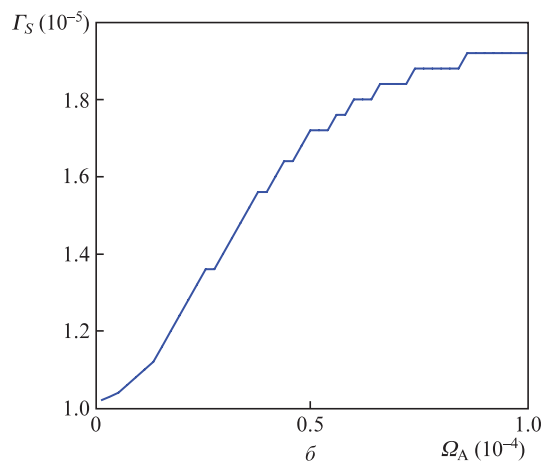
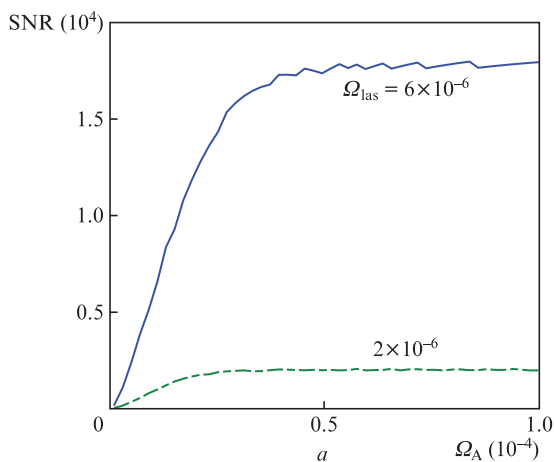


Рис.11. Зависимости отношения сигнала к шуму (а), уширения пика контраста ($\delta_0 = 0$, $\kappa = 10^{-5}$, $\gamma_r = 10^{-6}$, $\gamma_d = 10^{-5}$) (б), видности дублета Джейнса–Каммингса (в) и максимальной населенности первых трех фоковских компонент моды ($\Omega_{\text{las}} = 6 \times 10^{-6}$) (г) от энергии взаимодействия моды и КТ А для случая строгого резонанса.

где $\langle n_{\text{max}0} \rangle$ – среднее число фотонов на частоте $\omega_{\text{las}} = \omega_c$, а $\langle n_{\text{max}} \rangle$ – среднее число фотонов на частоте локального максимума. Величина $\langle n_{\text{max}} \rangle$ до расщепления совпадает с $\langle n_{\text{max}0} \rangle$, а после расщепления соответствует одному из состояний дублета, тогда как $\langle n_{\text{max}0} \rangle$ монотонно убывает до нуля с ростом Ω_A . Соответственно функция C_{Rabi} равна нулю до расщепления и стремится к единице с ростом Ω_A после расщепления. Анализируя функции SNR и C_{Rabi} (рис.11), можно отметить, что их поведение главным образом зависит от параметров Ω_A , Ω_{las} и κ . Взаимодействие электронного перехода КТ с модой волновода за счет обмена квантом энергии приводит с ростом Ω_A к расщеплению данного пика. При этом параметр C_{Rabi} монотонно увеличивается, а кривая SNR выходит на асимптоту. Отметим, что даже при малых значениях $\Omega_A \leq \kappa$, когда расщепления пика еще нет, его деформация, связанная с присутствием КТ А, обеспечивает высокие значения SNR. Другим проявлением гибридизации электронной и фотонной степеней свободы является зависимость уширения пика контраста Γ_S от Ω_A (рис.11,б). В отсутствие взаимодействия моды с КТ А ширина пика на полувысоте $\Gamma_S \approx \kappa$, а после расщепления пика при $\Omega_A \geq \kappa$ каждая из поляритонных мод имеет уширение $\Gamma_S \approx \kappa + \gamma_{rA}$, равное сумме уширений моды и КТ А. Кроме того, влияние КТ А на фотонный транспорт выражается и в перераспределении населенностей фоковских компонент фотонного поля (рис.11,г). Спектр моды волновода без КТ соответствует линейному спектру гармонического осциллятора, частота которого не зависит от числа фотонов.

Присутствие КТ приводит к принципиальным изменениям в спектре гибридной электрон-фотонной системы за счет появления нелинейной (корневой) зависимости собственных частот от n . Рост энергии взаимодействия моды с КТ усиливает нелинейность, увеличивая частотные интервалы между состояниями системы с разными фоковскими компонентами. Среднее число фотонов моды определяется отношением скорости лазерной (резонансной) накачки к скорости диссипации и заметно уменьшается по сравнению с волноводом без КТ. Как можно видеть из рис. 11, однофотонный режим достигается при $\Omega_{\text{las}} \leq \Omega_A$ и поддерживается с высокой точностью. В случае строгого резонанса моды и КТ частоты многофотонных компонент с ростом n смещаются к частоте моды без КТ ($\delta_0 = 0$), расположенной посередине между частотами первого (однофотонного) дублета Джейнса–Каммингса. Фактически данная структура представляет собой однофотонный транзистор, в котором КТ – кубит – выступает не просто в качестве тестируемой системы, но еще играет роль функционального нелинейного элемента измеряющего устройства.

Сравнивая результаты расчетов с экспериментальными данными измерений экситонной КТ, взаимодействующей с модой микрорезонатора, которые были получены методом дифференциальной рефлектометрии [44, 45], можно отметить их качественное сходство. Так, авторами работы [44] наглядно продемонстрировано резкое падение контраста (разности числа отраженных фотонов от резонатора с КТ и без нее) при нарушении условий субфотонного режима накачки ($\langle n \rangle \geq 0.5$) или увеличении отстройки частот моды и КТ. Возможность использования мод с умеренной добротностью подтверждается измерениями, проведенными авторами работы [45]. Оптимальное SNR, достигнутое в этих исследованиях, составляет около 10^3 при мощности лазера 50 нВт и длине волны 780 нм [40]. Серьезным недостатком рефлектометрического подхода является необходимость различать фотоны накачки и отраженные фотоны, имеющие одинаковую частоту, что требует введения дополнительного поляризационного блока в схему чипа. При измерении же коэффициента прохождения это достигается естественным путем благодаря их пространственному разделению, обусловленному выбранной геометрией устройства.

5. Заключение

Предложенный в работе способ детектирования наличия или отсутствия электрона в КТ имеет важное практическое применение – измерение зарядового кубита. Традиционно, мониторинг внутреннего состояния КТ осуществлялся при помощи одноэлектронного транзистора, рабочая температура которого не превышает нескольких градусов Кельвина [30]. Он включает в себя порядка десяти управляющих электродов и обслуживает только один кубит. Альтернативная методика спектроскопических измерений ДКТ, проводимых при помощи высокодобротных сверхпроводящих резонаторов микроволнового диапазона, требует еще более низких температур (не выше 0.1 К) [46]. С другой стороны, для исследования оптического отклика КТ в массивных кристаллах (без использования квантовых волноводных структур) необходимо применение сильных лазерных полей [25]. Большая мощность источника здесь нужна для компенсации потерь, связанных с рассеянием и поглощением фотонов в кри-

сталле. Минимальные размеры облучаемой области соответствуют длине волны лазерного излучения (порядка 1–10 мкм), тогда как расстояние между соседними кубитами составляет 500–800 нм. Оба этих фактора могут привести к нежелательному воздействию лазерного излучения на другие кубиты.

Рассмотренная нами схема позволяет обойти некоторые из технологических сложностей благодаря взаимодействию источника фотонов и ДКТ не напрямую, а через волновод. В этом случае субфотонный режим питания делает возможным использование квантовой нелинейности (эффекта фотонной блокады) для увеличения надежности измерения. При этом остальные кубиты, выведенные из резонанса с лазерным излучением, не подвержены воздействию слабого измерительного поля. Кроме того, волновод, поддерживающий совокупность хорошо идентифицируемых мод, может выполнять несколько функций. Помимо участия в процедуре измерения, он подходит для индивидуального когерентного контроля каждого из кубитов и организации нелокальной связи между ними (в том числе генерации запутанных состояний). Для каждой операции резервируются одна или несколько мод, принадлежащих разным участкам спектра. Критическая температура, выше которой электрон-фотонные эффекты начинают активно влиять на добротность измерения КТ с энергией перехода 50–100 эВ, составляет 30–50 К и более.

Применяя формализм уравнений Линдблада и Шрёдингера, мы рассчитали отклик волновода, взаимодействующего с асимметричной ДКТ – кубитом – в установленном режиме лазерной накачки. Результаты численного моделирования электрон-фотонной динамики демонстрируют существенные изменения коэффициента прохождения фотонов через волновод, обусловленные резонансным обменом энергией с КТ. Наиболее сильное влияние на измерительный контраст оказывают энергия накачки, энергия взаимодействия моды с КТ и скорость фотонной диссипации. Низкая плотность мод волновода позволяет наблюдать расщепление Раби и реализовывать измерение в режиме фотонной блокады. Однако, как выяснилось, это не является обязательным критерием высокоточного детектирования, поскольку и для низкодобротных волноводов с невысоким разрешением дублетной структуры контраст оказывается довольно значительным.

Высокая плотность мод увеличивает эффективность измерения, однако при этом теряется возможность селективного возбуждения отдельных мод, необходимая для выполнения когерентных манипуляций с кубитами. Рост амплитуды поля накачки также оказывает неоднозначное воздействие на контраст. С одной стороны, он способствует усилению прошедшего сигнала, но с другой стороны возбуждение многофотонных компонент на интервале расщепления серьезно ослабляет контраст. Именно эта специфическая особенность, характерная для измерений в субфотонном режиме, задает максимальные значения контраста ($S_{\text{max}} \sim 0.5-1$) и отношения сигнала к шуму ($\text{SNR} \sim 10^4-10^5$) для оптимального выбора остальных параметров ОФК, лазера и ДКТ.

Возможность применения полученных результатов напрямую зависит от экспериментального исследования квантовооптических явлений в одноэлектронных КТ и ДКТ с использованием квантовых каскадных лазеров в частотном диапазоне 10–50 ТГц. Принципиальная схема

устройства является стандартной для трансмиссионной спектроскопии, что должно упростить ее реализацию на практике. Теоретическое исследование, проведенное в настоящей работе в рамках обоснованной квантово-механической модели, указывает на достаточно широкий интервал значений параметров, для которых описанная схема измерения состояния зарядового кубита должна работать с хорошей точностью. Это также дает благоприятный прогноз относительно экспериментальной демонстрации предлагаемого подхода.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ФТИАН им. К.А.Валиева РАН Минобрнауки РФ по теме №0066-2019-0005 «Фундаментальные исследования в области квантовых вычислений и прикладные разработки твердотельной элементной базы квантовых компьютеров 2019».

- Maddaloni P., Bellini M., De Natale P. *Laser-Based Measurements for Time and Frequency Domain Applications. A Handbook, Series in Optics and Optoelectronics* (Boka Raton: CRC Press, 2013).
- Walmsley A. *Science*, **348**, 525 (2015).
- Gazzano O., Solomon G.S. *J. Opt. Soc. Am. B*, **33**, C160 (2016).
- Fang Y.-L., Baranger H.U. *Phys. Rev. A*, **91**, 053845 (2015).
- Morichetti F., Ferrari C., Canciamilla A., Melloni A. *Laser Photon. Rev.*, **6**, 74 (2012).
- Joyce B.A., Kelires P.C., Naumovets A.G., Vvedensky D.D. *Quantum Dots: Fundamentals, Applications, and Frontiers* (Dordrecht: NATO Science Series, 2003).
- Kimble H. *Nature*, **453**, 1023 (2008).
- Yang D., Duan B., Liu X., Wang A., Li X., Ji Y. *Micromachines*, **11**, 72 (2020).
- Ohta R., Ota Y., Nomura M., Kumagai N., Ishida S., Iwamoto S., Arakawa Y. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 173104 (2011).
- Javadi A., Söllner I., Arcari M., Lindskov S., Hansen, Midolo L., Mahmoodian S., Kirsanske G., Pregolato T., Lee E.H., Song J.D., Stobbe S., Lodahl P. *Nature Commun.*, **6**, 8655 (2015).
- Bose R., Sridharan D., Kim H., Solomon G.S., Waks E. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 227402 (2012).
- Fedichkin L., Yanchenko M., Valiev K.A. *Nanotechnol.*, **11**, 387 (2000).
- Tanamoto T. *Phys. Rev. A*, **61**, 022305 (2000).
- Gorman J., Hasko D.G., Williams D.A. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 090502 (2005).
- Sherwin M.S., Imamoglu A., Montroy T. *Phys. Rev. A*, **60**, 3508 (1999).
- Openov L.A. *Phys. Rev. B*, **60**, 8798 (1999).
- Oh J.H., Ahn D., Hwang S.W. *Phys. Rev. A*, **62**, 052306 (2000).
- Li X.-Q., Arakawa Y. *Phys. Rev. A*, **63**, 012302 (2000).
- Sanders G.D., Kim K.W., Holton W.C. *Phys. Rev. B*, **61**, 7526 (2000).
- Цуканов А.В., Опенев Л.А. *ФТП*, **38**, 94 (2004) [*Semiconductors*, **38**, 91 (2004)].
- Paspalakis E., Kis Z., Voutsinas E., Terzis A.F. *Phys. Rev. B*, **69**, 155316 (2004).
- Башаров А.М., Дубовис С.А. *Квантовая электроника*, **35**, 683 (2005) [*Quantum Electron.*, **35**, 683 (2005)].
- Головинский П.А. *ФТП*, **48**, 781 (2014) [*Semiconductors*, **48**, 760 (2004)].
- Tsukanov A.V. *Phys. Rev. A*, **85**, 012331 (2012).
- Stinaff E.A., Scheibner M., Bracker A.S., Ponomarev I.V., Korenev V.L., Ware M.E., Doty M.F., Reinecke T.L., Gammon D. *Science*, **311**, 636 (2006).
- de Vasconcellos S.M., Gordon S., Bichler M., Meier T., Zrenner A. *Nature Photon.*, **4**, 545 (2010).
- Жуков А.Е., Цырлин Г.Э., Резник Р.Р., Самсоненко Ю.Б., Хребтов А.И., Калитеевский М.А., Иванов К.А., Крыжановская Н.В., Максимов М.В., Алфёров Ж.И. *ФТП*, **50**, 674 (2016) [*Semiconductors*, **50**, 662 (2016)].
- Иконников А.В., Маремьянин К.В., Морозов С.В., Гавриленко В.И., Павлов А.Ю., Шаврук Н.В., Хабибуллин Р.А., Резник Р.Р., Цырлин Г.Э., Зубов Ф.И., Жуков А.Е., Алфёров Ж.И. *Письма в ЖТФ*, **43**, 86 (2017) [*Techn. Phys. Lett.*, **43**, 662 (2017)].
- Schneider C., Huggenberger A., Stünner T., Heindel T., Strauss M., Göpfert S., Weinmann P., Reitzenstein S., Worschech L., Kamp M., Höfling S., Forchel A. *Nanotechnol.*, **20**, 434012 (2009).
- Kouwenhoven L.P., Austing D.G., Tarucha S. *Rep. Progr. Phys.*, **64**, 701 (2001).
- Lu X.-Y., Wu J., Zheng L.-L., Zhan Z.-M. *Phys. Rev. A*, **83**, 042302 (2011).
- Zhou X.R., Lee J.H., Salamo G.J., Royo M., Climente J.I., Doty M.F. *Phys. Rev. B*, **87**, 125309 (2013).
- Beirne G.J., Hermannstadter C., Wang L., Rastelli A., Schmidt O.G., Michler P. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 137401 (2006).
- Zallo E., Trotta R., Krapek V., Huo Y.H., Atkinson P., Ding F., Sikola T., Rastelli A., Schmidt O.G. *Phys. Rev. B*, **89**, 241303(R) (2014).
- Zinovyev V.A., Dvurechenskii A.V., Kuchinskaya P.A., Armbrister V.A. *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 265501 (2013).
- Блохин С.А., Надточий А.М., Красивичев А.А., Карачинский Л.Я., Васильев А.П., Неведомский В.Н., Максимов М.В., Цырлин Г.Э., Буравлев А.Д., Малеев Н.А., Жуков А.Е., Леденцов Н.Н., Устинов В.М. *ФТП*, **47**, 87 (2012).
- Chatterjee A., Stevenson P., De Franceschi S., Morello A., de Leon N., Kuemmeth F. *E-print arXiv*, 2005.06564/cond-mat (2020).
- Yariv A., Lindsey C., Sivan U. *J. Appl. Phys.*, **58**, 3669 (1985).
- Khitrova G., Gibbs H.M., Kira M., Koch S.W., Scherer A. *Nature Phys.*, **2**, 82 (2006).
- Kim D., Majumdar A., Kim H., Petroff P., Vuckovic J. *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 053111 (2010).
- Notomi M., Kuramochi E., Tanabe T. *Nature Photon.*, **2**, 741 (2008).
- Цуканов А.В., Катеев И.Ю. *Квантовая электроника*, **48**, 641 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 641 (2018)].
- Цуканов А.В., Катеев И.Ю. *Квантовая электроника*, **48**, 1009 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 1009 (2018)].
- Englund D., Faraon A., Fushman I., Stoltz N., Petroff P., Vuckovic J. *Nature*, **450**, 857 (2007).
- Stumpf W.C., Asano T., Kojima T., Fujita M., Tanaka Y., Noda S. *Phys. Rev. B*, **82**, 075119 (2010).
- Frey T., Leek P.J., Beck M., Blais A., Ihn T., Ensslin K., Wallraf A. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 046807 (2012).