

ФОТОННАЯ МОЛЕКУЛА С МЕХАНИЧЕСКОЙ НАСТРОЙКОЙ ЧАСТОТЫ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЗАРЯДОВОГО КУБИТА

© 2021 г. А. В. Цуканов^а, *, И. Ю. Катеев^а, **

^аФизико-технологический институт им. К.А. Валиева Российской АН,
Нахимовский проспект, 34, Москва, 117218 Россия

*E-mail: tsukanov@ftian.ru

**E-mail: ikateyev@mail.ru

Поступила в редакцию 09.08.2020 г.

После доработки 09.08.2020 г.

Принята к публикации 09.08.2020 г.

Обсуждается спектроскопический подход к измерению зарядового кубита, который помещен в волновод из трех микрорезонаторов (фотонную молекулу). Логические состояния кубита представлены одноэлектронными орбиталями полупроводниковой двойной квантовой точки. Исследуется влияние различных факторов, обуславливающих отклонения параметров системы от заданных значений. Анализируется возможность контроля спектра фотонной молекулы с помощью локального изменения ее диэлектрических свойств с целью оптимизации процедуры измерения кубита. Рассчитаны функции измерительного контраста и отношения сигнала к шуму в зависимости от основных параметров системы.

Ключевые слова: квантовая точка, зарядовый кубит, микрорезонатор, микродиск, фотонная молекула, измерительный контраст

DOI: 10.31857/S0544126921020095

1. ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) являются объектами теоретических и экспериментальных исследований уже почти три десятилетия. Они находят широкое применение в современной твердотельной оптике в качестве источников одиночных фотонов и коррелированных фотонных пар, нелинейных элементов квантовых сетей, а также зарядовых, спиновых и экситонных квантовых битов (кубитов) [1–3]. Все это время перед учеными стоял важный вопрос – как наилучшим образом организовать управление динамикой электронов в КТ и осуществлять мониторинг ее физических свойств [4]. Ответ на данный вопрос открывает путь к созданию квантовых чипов, и, в частности, к построению на их платформе квантовых вычислительных устройств. На рубеже XX и XXI веков возникла концепция гибридных наноструктур, в которых физически разнородные компоненты объединены в общую квантовую систему, форма собственных состояний которой не допускает их независимого рассматривания [5]. Можно сказать, что в такой структуре происходит “обезличивание” носителей энергии, связанных с полевой и с материальной компонентами данной системы. Определяющую роль в описании ее

эволюции играют количество квантов, разность частот подсистем и скорости процессов обмена квантом между ними. Говорят, что подсистемы, входящие в гибридную наноструктуру, находятся в квантовом запутанном (поляритонном) состоянии. Развитие этой идеи первоначально ориентировалось на интегрирование сверхпроводящих кубитов и микрорезонаторов (МР) в сеть с унифицированным подходом к инициализации, управлению и измерению состояния кубитов [6]. Однако уже через несколько лет появилось множество вариантов реализации гибридных систем, в которых кубиты были представлены КТ, а в качестве сопряженной подсистемы выступали микроволновые и оптические фотоны, оптические и акустические фононы, плазмоны и др. В настоящее время существует целый класс наноструктур, включающих в себя КТ и комплексы на их основе [7, 8].

Выбор компонент квантовой сети зависит от диапазона частот кубита. Рассматривая КТ с оптическим управлением, следует выделить два типа кубитов – экситонный и зарядовый. Экситонные кубиты предполагают возможность межзонного испускания и поглощения кванта с энергией, примерно равной ширине запрещенной зоны полупроводника, из которого изготов-

лена КТ (около 1 эВ). Для контроля состояния зарядовых кубитов необходимо осуществлять межподзонные переходы, частота которых связана с глубиной КТ, то есть с разрывом дна зоны проводимости на границе КТ и окружающего ее материала (около 0.08–0.1 эВ для GaAs/InGaAs/AlGaAs гетероструктур). Логические операции на одном или двух таких кубитах можно выполнить, используя фотонные поля субмиллиметрового диапазона [9]. В работе [10] нами была предложена схема измерения произвольного состояния зарядового кубита на двойной квантовой точке (ДКТ) с оптическим управлением, интегрированной в фотонную структуру из нескольких МР – фотонную молекулу (ФМ). В ее основе лежит спектроскопический подход, который дает возможность определить энергии уровней поляритонного спектра, а также их уширения и заселенности, в режиме фотонной блокады [11]. Она не требует высокой интенсивности внешнего сигнала, что существенно снижает вероятность нежелательного воздействия на другие кубиты регистра. Пространственное разделение падающего и прошедшего излучения в линейной ФМ значительно облегчает процесс измерения. Спектроскопический отклик системы (среднее число фотонов на выходе как функция частоты внешнего поля) несет информацию о ее квантовом состоянии. Рассчитанные значения измерительного контраста и отношения сигнала к шуму (от 1000 до 4000, а в некоторых случаях – до 20000) существенно превосходят аналогичные величины (не более 100), о которых сообщалось в недавних публикациях [12–14]. Однако, они были найдены для идеально симметричной ФМ, в которой поддерживалось равенство частот мод МР, и соблюдался баланс энергий взаимодействия. Вместе с тем, как показывает обширный опыт изготовления фотонных микро- и наноструктур, их рабочие характеристики не всегда соответствуют предсказаниям, сделанным при помощи численного моделирования. Это происходит из-за несовершенства современных подходов к формированию полупроводниковых наноструктур, которое усугубляется с их дальнейшей миниатюризацией.

Таким образом, исследования, стимулирующие развитие корректирующих технологий для уже изготовленных фотонных структур, являются весьма актуальными. Прежде всего, формирование МР, ФМ и волноводов методами электронной литографии обычно происходит с отклонениями их геометрических размеров, формы и химического состава от расчетных значений. Эти стохастические флуктуации параметров существенно снижают качество структуры. Поэтому желательно было бы уметь исправлять неточности, внесенные на этапе изготовления, восстанавливая тем самым спектральные и транспортные свойства ФМ. За последние двадцать лет были развиты несколько подходов для обратимой и необра-

тимой настройки спектра МР и ФМ за счет анодированного окисления поверхности МР [15], механической деформации [16], локального нагрева [17] и химического травления [18]. Если структура входит в квантовую сеть, то необходимо также регулировать ее связь с модами сети, например, за счет выбора отстройки их частот. Для этого требуется организовать эффективный и надежный интерфейс между оптической структурой и внешним объектом, который может влиять на ее спектральные свойства.

В данной работе исследуется влияние отклонений параметров системы от заданных значений на точность измерения ДКТ кубита в резонансном и нерезонансном режимах. Рассчитаны отношение сигнала к шуму и измерительный контраст как функции частот МР, энергий фотонной связи и скоростей распада мод для асимметричной ФМ. Анализируется возможность контроля спектра ФМ с помощью локального изменения ее диэлектрических свойств с целью оптимизации процедуры измерения кубита. Для управления спектром отдельных МР предлагается использовать подвижную пластину, которая совершает вертикальные перемещения над поверхностью МР. Здесь возможны разные механизмы настройки частот ФМ, состоящей из трех МР. Во-первых, при достаточном сближении поверхностей пластины и МР показатель преломления среды вблизи МР меняется, что вызывает и сдвиг частот его мод. Во-вторых, поверхности пластины и МР образуют вертикальный резонатор Фабри-Перо, моды которого могут гибридизироваться с модой МР и влиять на его спектр. В-третьих, если заменить пластину на аналогичный МР (например, микро-диск), то будет происходить “вертикальная” гибридизация их мод. В последнем случае можно говорить о формировании трехмерной ФМ из четырех МР с эффективным механическим контролем. Подобная вертикальная ФМ, состоящая из кольцевых МР и служащая для связи между наборами МР в разных горизонтальных плоскостях, была описана в работе [19]. “Горизонтальный” транспорт фотонов регулируется путем частотного сдвига, вызываемого пространственным перемещением пластины, которое функционирует как переключатель. В этом случае структура приобретает черты фотонного транзистора, работающего по классическому принципу. Более того, если соединить пластину с волноводом, то можно организовать оптическую связь ФМ и кубита с другими компонентами квантовой сети (например, с лазером или детектором) [20].

2. МОДЕЛЬ ГИБРИДНОЙ ФОТОННОЙ СТРУКТУРЫ С МЕХАНИЧЕСКОЙ НАСТРОЙКОЙ ЧАСТОТЫ

Мы начинаем с описания каждой из компонент, образующих гибридную электрон-фотонную систему. Ее основой служит линейная ФМ, которая состоит из трех микрорезонаторов, МР 1, МР 2 и МР 3, с частотами собственных мод ω_1 , ω_2 и ω_3 , соответственно (рис. 1). Энергия фотонной связи между МР 1(3) и МР 2 равна $J_{1(2)}$. Благодаря обмену фотонами происходит гибридизация мод МР и формирование общих (делокализованных) мод ФМ. Если частоты крайних МР 1 и МР 3 сов-

падают ($\omega_1 = \omega_3 = \omega_c$), а частота $\omega_2 = \omega_c - \Delta_c$ центрального МР 2 отличается от ω_c на величину Δ_c , то частоты ФМ выражаются формулами $\omega_{PM,0} = \omega_c$, $\omega_{PM,\pm} = \omega_c + \Delta_c/2 \pm \sqrt{J_1^2 + J_2^2 + \Delta_c^2/4}$. Лазер с частотой ω_L и интенсивностью Ω_L фокусируется на поверхности МР 1, инжектируя фотоны в моды ФМ, а спектроскопический сигнал (среднее число фотонов), несущий информацию о кубите, снимается с МР 3. Параметры лазера и системы подобираны таким образом, чтобы среднее число фотонов в ФМ было существенно меньше единицы. Гамильтониан ФМ в системе отсчета, связанной с лазером, имеет вид (здесь и далее полагаем $\hbar \equiv 1$)

$$H_{PM} = \sum_{k=1}^3 \delta_k a_k^\dagger a_k - J_1 (a_1^\dagger a_2 + a_2^\dagger a_1) - J_2 (a_2^\dagger a_3 + a_3^\dagger a_2), \quad (1)$$

где a_k – оператор уничтожения фотона в моде k -ого МР ($k = 1-3$) и $\delta_k = \omega_k - \omega_L$ – отстройки частоты моды k -ого МР от частоты лазера. Гамильтониан взаимодействия лазера и моды МР 1 в приближении вращающейся волны равен

$$H_L = \Omega_L (a_1^\dagger + a_1). \quad (2)$$

Мы будем предполагать существование физического механизма, благодаря которому возможно обратимо изменять частоты мод МР на определенном интервале значений. Наиболее простым способом, упомянутым нами во введении, является локальная модификация диэлектрического окружения МР путем механического сближения поверхностей МР и некоторого объекта (иглы силового микроскопа, оптического волокна или пластины), как показано на рис. 1. В этом случае отстройки частот в формуле (1) зависят от расстояния d между их поверхностями как от параметра: $\delta_k \equiv \delta_k(d)$. Ниже будет представлена конкретная реализация этого элемента для инженерии спектральных и транспортных свойств ФМ.

Зарядовый кубит на основе одноэлектронной ДКТ, состоящей из КТ А и КТ В, формируется таким образом, чтобы наиболее эффективно взаи-

модействовать с полем одной из мод ФМ [9]. В КТА (В) находятся два одноэлектронных состояния – основное $|g_{A(B)}\rangle$ и возбужденное $|e_{A(B)}\rangle$ с энергиями $\epsilon_{g,A(B)}$ и $\epsilon_{e,A(B)}$, между которыми возможен оптический переход с частотой $\omega_{A(B)} = \epsilon_{e,A(B)} - \epsilon_{g,A(B)}$. Удобно ввести обозначения для разностей энергий основных и возбужденных состояний КТА и КТВ, $\Delta_g = \epsilon_{g,B} - \epsilon_{g,A}$ и $\Delta_e = \epsilon_{e,B} - \epsilon_{e,A}$, тогда разность частот КТ будет равна $\omega_B - \omega_A = \Delta_e - \Delta_g$. Возбужденные состояния КТ, лежащие вблизи края потенциального барьера, гибридизируются за счет электронного туннелирования. Матричный элемент (энергия) туннелирования V зависит от степени перекрытия их волновых функций. В результате образуются орбитали ДКТ с энергиями $\epsilon_{\pm} = \epsilon_{e,A} + \Delta_e/2 \pm \sqrt{V^2 + \Delta_e^2/4}$. Основные состояния, локализованные вблизи дна КТ, изолированы друг от друга ($V = 0$), и представляют логические состояния кубита “ноль” и “единица”, тогда как возбужденные состояния Гамильтониан четырехуровневой ДКТ в исходном базисе изолированных КТ записывается как

$$H_{DQD} = \Delta_g |g_B\rangle\langle g_B| + \delta_A |e_A\rangle\langle e_A| + (\Delta_g + \delta_B) |e_B\rangle\langle e_B| - V [|e_A\rangle\langle e_B| + |e_B\rangle\langle e_A|], \quad (3)$$

где $\delta_A = \omega_A - \omega_L$ и $\delta_B = \omega_B - \omega_L$ – отстройки частот КТ А и КТ В от частоты лазера.

При сближении частоты ДКТ и частоты одной из мод ФМ (например, $\omega_{A,-} = \epsilon_- - \epsilon_{g,A}$ и $\omega_{PM,0}$) происходит их гибридизация (расщепление Ра-

би). Две новые резонансные частоты соответствуют частотам первого дублета Джейнса-Каммингса [11]. Они смещены относительно частоты $\omega_{A,-}$ ДКТ на величину $\Delta_a/2 \pm \sqrt{\Omega_A^2 + \Delta_a^2/4}$, где $\Delta_a = \omega_{-,A} - \omega_{PM,0}$, а Ω_A – энергия (скорость) обме-

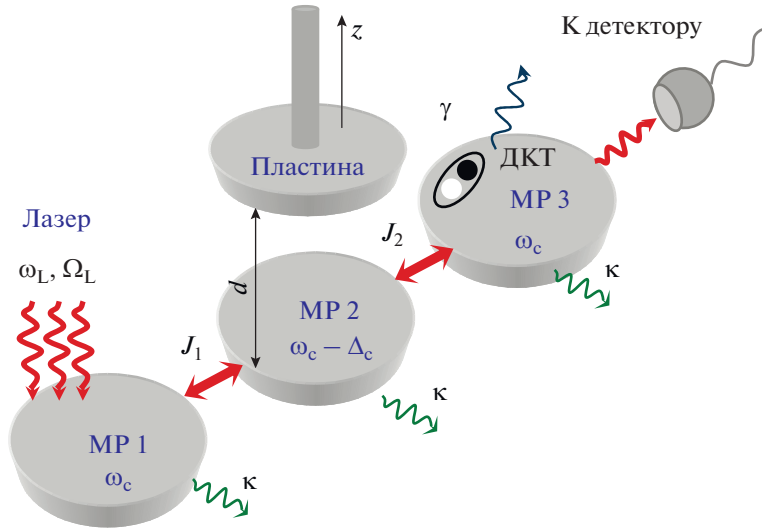


Рис. 1. Схема фотонной молекулы (линейной цепочки из трех микро-дисковых резонаторов), измеряющей состояние зарядового ДКТ – кубита. Оптические моды соседних MP 2 и MP 1 (MP 3) объединяются (гибридизируются) в моды ФМ за счет фотонного обмена со скоростями J_1 (J_2). MP 1 взаимодействует с лазером, направляющим фотоны в одну из мод ФМ. Перемещение пластины, расположенной над MP 2, вдоль вертикальной оси z , позволяет производить подстройку спектра ФМ за счет изменения диэлектрического окружения. Зарядовый кубит, сформированный из двух туннельно-связанных КТ А и В, расположен MP 3. Электрон, локализованный в основном состоянии одной из КТ, взаимодействует с фотонами лазера, которые уходят из ФМ к детектору. Состояние кубита, а также параметры ФМ и ДКТ влияют на зависимость фототока детектора от частоты лазера.

на квантом между КТ А и модой MP, с которой взаимодействует ДКТ. Таким образом, для лазера с частотой $\omega_L = \omega_{PM,0}$ имеет место эффект фотонной блокады – при попадании в структуру одного кванта энергии ее резонансная частота изменяется, и другие фотоны лазера отражаются от структуры. Поэтому, подавая на вход волновода лазер-

ное поле с частотой $\omega_L \approx \omega_{PM,0}$, определяя значение коэффициента прохождения $T = \langle a_3^\dagger a_3 \rangle$ и сравнивая его с известной величиной T_{PM} для “пустой” ФМ, несложно определить, присутствует электрон в КТ А или нет. Гамильтониан электрон-фотонного взаимодействия в приближении вращающейся волны дается выражением

$$H_{DQD+PM} = \Omega_{A,p} |e_A\rangle \langle g_A| a_p + \Omega_{B,p} |e_B\rangle \langle g_B| a_p + \Omega_{A,p} |g_A\rangle \langle e_A| a_p^\dagger + \Omega_{B,p} |g_B\rangle \langle e_B| a_p^\dagger. \quad (4)$$

Здесь p – номер MP, с модой которого ДКТ обменивается квантом энергии. Таким образом, полный гамильтониан электрон-фотонной системы представлен формулой

$$H = H_{PM} + H_{DQD} + H_{DQD+PM} + H_L. \quad (5)$$

Отметим, что приведенные выше выражения для частот гибридизированных мод, обусловленных а) электронным туннелированием между КТ, б) фотонным перескоком между MP и в) обменом энергией между КТ и ФМ, справедливы, если только скорости этих процессов существенно различаются. В общем случае имеет место более сложная гибридизация электронной и фотонной подсистем, характер которой зависит от всех без исключения величин, входящих в выражения (1)–(4). Введем

также скорости некогерентных процессов, таких, как релаксация и дефазировка. Уход (релаксация) фотона из моды k -ого MP в континуум происходит со скоростью κ_k , безызлучательный распад возбужденного электронного состояния КТ А (В), обусловленного неконтролируемым взаимодействием с фононами, характеризуется скоростью $\gamma_{r,A(B)}$, а дефазировка, связанная со стохастическими флуктуациями частот переходов в КТ – скоростью $\gamma_{d,A(B)}$. Все параметры гамильтониана (5) могут быть рассчитаны в рамках микроскопической модели или найдены экспериментально.

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

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} = & -i[H, \rho] + \sum_{k=1}^N \kappa_k D(a) + \gamma_{r,A} D(|g_A\rangle\langle e_A|) + \gamma_{r,B} D(|g_B\rangle\langle e_B|) + \\ & + \gamma_{d,A} D(|e_A\rangle\langle e_A| - |g_A\rangle\langle g_A|) + \gamma_{d,B} D(|e_B\rangle\langle e_B| - |g_B\rangle\langle g_B|). \end{aligned} \quad (6)$$

Диссипативные фотонные и электронные процессы моделируются операторами Линдблада $D(O) = O\rho O^\dagger - [O^\dagger O, \rho]/2$. Выберем базисные состояния следующим образом: $|j\rangle = |m\rangle \otimes \prod_{k=1}^3 |n_k\rangle$, где $m = g_A, g_B, e_A, e_B$ – состояния ДКТ, а n_k – число фотонов в моде k -ого МР. Нас будет интересовать режим, в котором внешнее поле имеет малую амплитуду, а значит, и вероятность возбуждения системы будет низкой (не более одного кванта). При этом среднее число фотонов в модах ФМ оказывается существенно меньше единицы. Тогда можно ограничиться вакуумным ($n_k = 0$) и однофотонным ($n_k = 1$) состояниями для каждой из мод.

В завершении данного раздела обсудим, где должна находиться ДКТ, чтобы ее контакт с квантовым полем МР был наиболее эффективным. Это зависит от типа МР и дизайна всей ФМ. Если речь идет о МР, имеющих форму тел вращения (сфера, диск, тороид, кольцо), то они поддерживают т.н. моды шепчущей галереи (МШГ), электрическое поле которых представлено цепочкой локальных максимумов, расположенных вблизи внешнего радиуса МР. Поскольку поле МШГ высоких порядков эванесцентно выходит за пределы МР, то местоположение кубита может быть как внутри, так и снаружи МР. На наш взгляд, оптимальным является синтез ДКТ внутри МР в его краевой области. Технология изготовления подобной структуры была описана в работе [21]. Как следует из ее результатов, КТ, получаемые в результате частично управляемого фазового перехода в напряженном слое гетероструктуры GaAs/InGaAs, имеют близкие размеры, а расстояние между ними можно контролировать. Если же предполагается, что в качестве МР выступают дефекты (пропущенные отверстия) решетки одно- или двумерного фотонного кристалла, то ДКТ предпочтительнее размещать в центральной области дефекта, где амплитуда поля моды максимальна [22]. Последнее замечание справедливо также для одномерных гетероструктур (резонаторов Брэгга) [23]. Что касается резонаторов Фабри-Перо, то оптимальная позиция для носителя кубита находится внутри резонатора и должна совпадать с пучностью одной из его мод [24].

3. ПРИНЦИП ИЗМЕРЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ПОЛОЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНА В РЕЖИМЕ ФОТОННОЙ БЛОКАДЫ

К числу наиболее эффективных обратимых способов контроля спектра МР относится варьирование частоты перехода КТ, расположенной внутри него [25–27]. Сдвиг частоты одноэлектронной КТ вызывается наложением электрического поля (эффект Штарка) и равен $E_g(\mathbf{d}_{ee} - \mathbf{d}_{gg})$, где E_g – напряженность поля в области КТ, а \mathbf{d}_{gg} и \mathbf{d}_{ee} – матричные элементы оператора дипольного момента $-e\mathbf{r}$ для электрона в основном и возбужденном состояниях КТ (e – заряд электрона, \mathbf{r} – радиус-вектор электрона). При резонансном сближении частот КТ и МР происходит их взаимное смещение, причем диапазон изменения частоты моды равен удвоенной энергии Ω_A взаимодействия КТ А и МР 2(3). Следовательно, если данная энергия окажется больше, чем энергия $J_{1(2)}$ обмена фотоном между данным МР и соседним(и) МР, то такое смещение частоты моды может привести к значительной модификации пропускной способности T всей структуры, и в частности, к резкому замедлению транспорта фотонов. Удобно подобрать напряженность внешнего поля так, чтобы при $E_g \neq 0$ структура переходила в режим измерения (резонанс частот ФМ и кубита), а при $E_g = 0$ большая отстройка частот исключала бы влияние ФМ и кубита друг на друга.

Динамика заселенностей мод ФМ (среднего числа фотонов) и электронных уровней ДКТ наглядно иллюстрирует переход системы в установившийся режим (рис. 2). Лазер настроен в резонанс с частотой $\omega_{A,-}$ перехода $|g_A\rangle \leftrightarrow |-\rangle$ в ДКТ, совпадающей с частотой $\omega_{PM,0}$ центральной моды ФМ. Сам кубит расположен в МР 3. Электрон, локализованный в основном состоянии КТ А (кубит в состоянии “ноль”), на начальном этапе эволюции ($t \ll 1/\kappa$) когерентным образом обменивается энергией с модой ФМ, демонстрируя осцилляции Раби. Однако с ростом t эти осцилляции затухают, а заселенности T_A и $P_{e,A}$ фотонной и электронной подсистем выходят на свои асимптотические значения. Среднее число T_{PM} фотонов в моде ФМ, не взаимодействующей с кубитом, или – в нашем случае – в моде ФМ с кубитом в состоянии “единица”, демонстрирует монотонный рост и выход на асимптоту, приблизительно равную отношению мощности Ω_L^2 излучения, по-

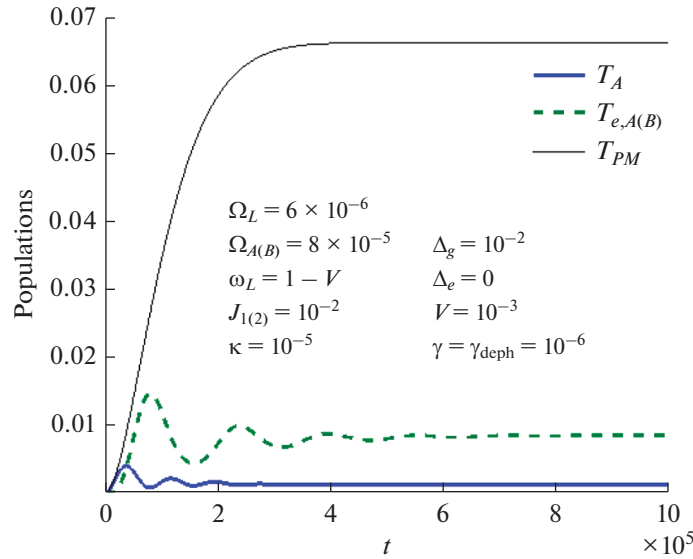


Рис. 2. Зависимости заселенностей электронной и фотонной компонент измерительной структуры от времени. Параметры даны в единицах частоты перехода в КТ А.

глошаемого модой, к мощности $(\kappa_1 + \kappa_2 + \kappa_3)^2$ излучения, теряемого ею. Несложно видеть, что среднее число фотонов на выходе из структуры зависит от состояния кубита, причем $T_{PM} \gg T_A$. Очевидно, что взаимодействие фотона с электронным переходом в КТ А препятствует поступлению других фотонов в ФМ, что приводит к резкому падению сигнала на выходе. Это и есть эффект фотонной блокады, наблюдаемый в квантовых оптических структурах в субфотонном режиме накачки.

В спектральном представлении фотонная блокада интерпретируется следующим образом. В отсутствии взаимодействия между КТ А и модой ($\Omega_A = 0$) функция $T_A(\omega_L)$ представляет собой лоренцевскую кривую с максимумом, приходящимся на частоту моды. Если $\Omega_A \neq 0$ и $V = 0$, то при строгом совпадении частот КТ А и моды образуются две резонансные частоты, соответствующие частотам первого дублета гибридных электрон-фотонных (поляритонных) состояний Джейнса-Каммингса (см. п. 2). Они смещены относительно частоты моды на величину $\pm\Omega_A$. Таким образом, фиксированная частота лазера при попадании в структуру одного кванта энергии выходит из резонанса с электрон-фотонной системой, и другие фотоны указанной частоты отражаются от структуры. Данный эффект лежит в основе принципа работы однофотонного транзистора, пропускная способность которого зависит от наличия или отсутствия фотона в моде [28]. Если же $V \neq 0$ и $\Delta_e = 0$, то мода взаимодействует уже с двумя электронными переходами в КТ А с частотами $\omega_{A,\pm}$, смещенными относительно частоты КТ А на ве-

личину $\pm V$. Это приводит к квадруплетному расщеплению в спектре ФМ. В случае сильной туннельной связи ($V \gg \Omega_A$) спектр представлен двумя независимыми дублетами Джейнса-Каммингса. Наконец, учет электронного перехода в КТ В делает спектральную картину еще более сложной.

Будем предполагать, что частота $\omega_{A,-}$ перехода между основным состоянием КТ А и нижним возбужденным состоянием ДКТ, вызываемого однофотонным полем моды ФМ, удовлетворяет условиям селективности: $|\omega_{A,-} - \omega_{B,\pm}| \gg \Omega_B$. Это позволяет пренебречь вероятностью оптических переходов в КТ В, полагая $\Omega_B = 0$ в уравнении (6). Следовательно, только частоты переходов в КТ А находятся в резонансе с частотой транспортной моды ФМ. Это значит, что электронная плотность ДКТ, локализованная в КТ В, не оказывает воздействия на прохождение фотонов через структуру и не изменяет ее прозрачность. В этом случае отклик и от ФМ с ДКТ, и от ФМ без ДКТ будет характеризоваться функцией $T_{PM}(\omega_L)$. С другой стороны, принимая во внимание то обстоятельство, что амплитуда измерительного сигнала достаточно мала, в соответствии с теорией возмущений можно считать, что вероятность возбуждения электрона в КТ А пропорциональна ее заселенности. Следовательно, отклонение кривой $T_A(\omega_L)$ от графика $T_{PM}(\omega_L)$ будет однозначно связано с заселенностью ρ_{g_A,g_A} состояния $|g_A\rangle$ ДКТ (или заселенностью $|c_0|^2$ логического состояния “ноль” кубита). На рис. 3 показаны их зависимости от частоты лазера ω_L и энергии взаимодействия Ω_A . Абсолют-

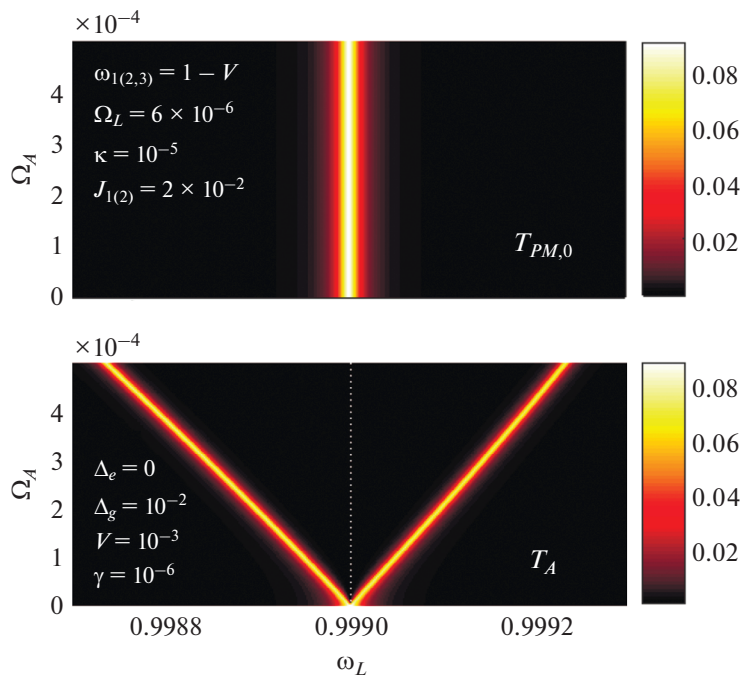


Рис. 3. Зависимости коэффициента прохождения фотонов (прозрачности) через ФМ от частоты лазера ω_L и энергии взаимодействия Ω_A , когда ДКТ содержит электрон в основном состоянии КТ В (верхняя панель), и когда ДКТ содержит электрон в основном состоянии КТ А (нижняя панель). Параметры даны в единицах частоты перехода в КТ А.

ная величина разности этих графиков на интервале сканирования частоты лазера,

$$S = |T_A(\omega_L) - T_{PM}(\omega_L)|, \quad (7)$$

определяет степень влияния кубита в состоянии “ноль” на прозрачность ФМ по сравнению с состоянием “единица”, то есть измерительный контраст. Когда кубит инициализируется в чистое состояние “ноль” ($|c_0|^2 = \rho_{gA,gA} = 1$), контраст достигает наибольшего значения $S = S_A$. Для структуры, отклик которой показан на рис. 3, максимум контраста наблюдается на частоте лазера, равной частоте центральной моды ФМ, независимо от выбора Ω_A .

Дальнейшее увеличение T_{PM} выше значений 0.2–0.3 за счет роста мощности лазерной накачки сопровождается усилением влияния многофотонных компонент, “размыванием” резонансных линий дублета и, в конечном счете, приводит к нарушению условий блокады. Чтобы количественно учесть влияние диссипации на процесс измерения, наряду с функцией S удобно ввести величину $SNR = S_{max}/\Gamma_S$, называемое отношением сигнала к шуму, где S_{max} равно значению пика контраста, а Γ_S – ширине этого пика на полувысоте. Последняя представляет собой сумму скоростей релаксационных процессов. Как было показано в работе [10], основное влияние на величины S и SNR оказывают параметры Ω_L , Ω_A и κ . Подбирая их, мы

осуществляем поиск оптимальной комбинации структурных и полевых свойств нашей системы, для которой обе величины S и SNR высоки. Вместе с тем, как предсказывают результаты моделирования, зачастую сама возможность использования ФМ в качестве базы для измерительного устройства зависит от выбора МР для дислокации кубита и поддержания симметрии гамильтониана относительно центра структуры. В следующем разделе мы проанализируем некоторые аспекты, связанные с присутствием асимметрии, и обсудим особенности процесса измерения в данном случае.

4. ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНОЙ АСИММЕТРИИ НА ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ФМ

Неизбежность присутствия технологических отклонений параметров квантовой системы от расчетных значений заставляет искать способы минимизировать их влияние на результат измерения. В этом плане электронная и фотонная подсистемы отличаются друг от друга подходами к спектральной инженерии, которые базируются на разных физических эффектах. Так, энергии электрона в ДКТ (и даже потенциальный профиль самой ДКТ) могут варьироваться в пределах от нескольких мэВ до нескольких десятков мэВ благодаря изменению внешнего постоянного элект-

трического поля, создаваемого металлическими затворами [27]. Частоты МР и ФМ регулируются в пределах нескольких мЭВ путем локальной модификации показателя преломления и/или изменения объема [29, 30]. Применяя данные методы, можно исправить неточности, допущенные при изготовлении структуры, и восстановить ее транспортные характеристики. Кроме того, иногда создаваемый внешними полями дисбаланс частот помогает оптимизировать процесс измерения. Например, повышение точности измерения обеспечивается путем отстройки частоты ω_2 от резонансной частоты $\omega_1 = \omega_3$ на величину $|\omega_{1(3)} - \omega_2| \gg J_{1,2}$, существенно превышающую энергии фотонного туннелирования J_1 и J_2 . При этом транспорт фотонов через структуру происходит в нерезонансном режиме, когда заселенность МР 2 много меньше, чем заселенности крайних МР 1 и МР 3. Как известно, данный режим требует соблюдения специфических условий, необходимых для поддержания симметрии параметров структуры относительно центрального МР. Поэтому даже небольшой частотный сдвиг моды МР 3, связанный с электрон-фотонным взаимодействием, который нарушает условие баланса отстроек $\delta_1 = \delta_3$, может оказать заметное влияние на величину коэффициента прохождения. Измерение кубита в нерезонансном режиме предполагает следующую модификацию спектра ФМ. Предположим, что частота ω_2 моды МР 2 смещена относительно совпадающих друг с другом частот мод МР 1 и МР 3 на величину $\delta_z = \omega_{1(3)} - \omega_2$, принимающую произвольные значения. Отстройки собственных мод ФМ в этом случае равны

$$\delta_{PM,0} = 0, \quad \delta_{PM,\pm} = -\delta_z/2 \pm \sqrt{(\delta_z/2)^2 + 2J} \quad (8)$$

при условии, что соблюдается баланс скоростей фотонного туннелирования, $J_1 = J_2 = J$. Тогда с увеличением δ_z одна из крайних мод (в зависимости от знака δ_z) становится обособленной и локализованной в МР 2, а оставшаяся крайняя мода и центральная мода формируют дублет с отстройкой $\delta \approx 0$ и расщеплением $2J^2/|\delta_z|$. Поля этих мод представляют собой симметричную и антисимметричную суперпозиции полей мод МР 1 и МР 3.

Как и в резонансном случае, взаимодействие дублета с ДКТ в МР 3 вызывает блокаду фотонного транспорта на частоте лазера $\omega_L \approx \omega_{A,-} \approx \omega_{1(3)}$. При этом образуется сложное антипересечение (квадруплет) размером порядка энергии взаимодействия Ω_A , смещенное относительно семейства спектральных линий (8) для пустой ФМ. В результате измерительный контраст (рис. 4) представляет собой наложение двух сигналов – от ФМ без ДКТ (яркая зигзагообразная кривая) и от ФМ с ДКТ (четыре менее яркие узкие кривые). Равен-

ство $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \omega_{A,-}$ частот мод всех трех резонаторов и частоты перехода в КТ А отвечает полностью симметричной конфигурации мод ФМ с расщеплением центральной моды. Профиль контраста S в окрестности центральной моды задается разностью функций $T_{PM,0}$ и T_A , см. рис. 4, и имеет три пика. Увеличение $\omega_2 > 1$ приводит к сближению мод $\omega_{PM,0}$ и $\omega_{PM,-}$ в левой части графика и обособлению моды $\omega_{PM,+}$ в правой части графика. Если расщепление мод дублета $\omega_{PM,0}$ и $\omega_{PM,-}$ становится меньше, чем Ω_A , то наблюдается плавное уменьшение контраста, обусловленное деструктивной интерференцией полей мод. Как уже говорилось, измерение проводится на частоте $\omega_L = \omega_{A,-}$, для которой отношение SNR максимально (яркая вертикальная линия в центре на рис. 4). Графики S и SNR демонстрируют высокие значения даже при значительном отклонении частоты центрального МР от конфигурации с $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3$. Более того, как и ожидалось, обе функции имеют локальные максимумы, связанные с повышенной чувствительностью фотонного транспорта к частотному сдвигу Раби в МР 3 при $\delta_z \geq J$. Мы наблюдаем увеличение SNR на 1000–1100, а затем следует его плавное уменьшение, вызываемое подавлением транспорта и, как следствие, падением амплитуды сигнала на выходе из ФМ (рис. 5). Положение и размер максимумов сильно зависят от энергии туннелирования J . Таким образом, в нерезонансном режиме выбор частоты $\omega_2 \neq \omega_{1(3)}$ позволяет увеличить точность измерения по сравнению с резонансной конфигурацией мод.

Помимо разброса частот МР, который может контролироваться обратимым или необратимым способами, в структуре присутствуют и другие источники асимметрии. Поскольку рассматриваемый подход к измерению состояния кубита базируется на мониторинге прошедшего через ФМ излучения, то большое значение приобретают параметры, выбор которых влияет на транспорт фотонов. Как мы уже установили, отклонение частоты центрального МР от одинаковых частот крайних МР приводит к трансформации спектра с сохранением пропускной способности ФМ, и даже к некоторой оптимизации величин S и SNR. С другой стороны, аналогичное изменение частоты в одном из крайних МР влечет за собой блокировку фотонного транспорта. Это различие обусловлено сохранением симметрии частот относительно центра структуры в первом случае и ее нарушением во втором случае. Еще одним параметром, который наряду с частотой МР регулирует динамику фотонов в ФМ, является энергия фотонного туннелирования J . В модели сильной связи, предложенной в 1990 г. А. Яривом, ее величина рассчитывается как интеграл перекрытия полей мод соседних МР [31]. Следовательно, параметр J можно контролировать путем выбора

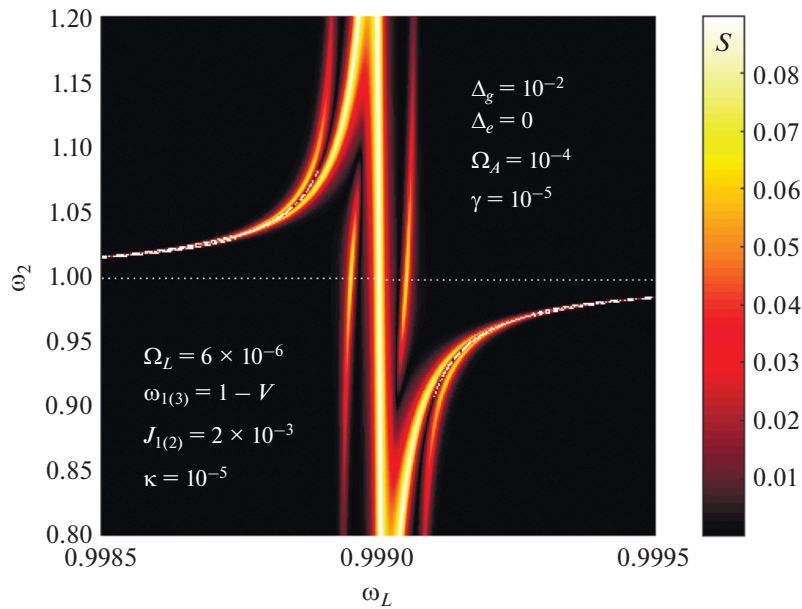


Рис. 4. Зависимость измерительного контраста от частоты лазера ω_L и частоты ω_2 МР 2, когда ДКТ, расположенная в МР 3, содержит электрон в основном состоянии КТ А. Параметры даны в единицах частоты перехода в КТ А.

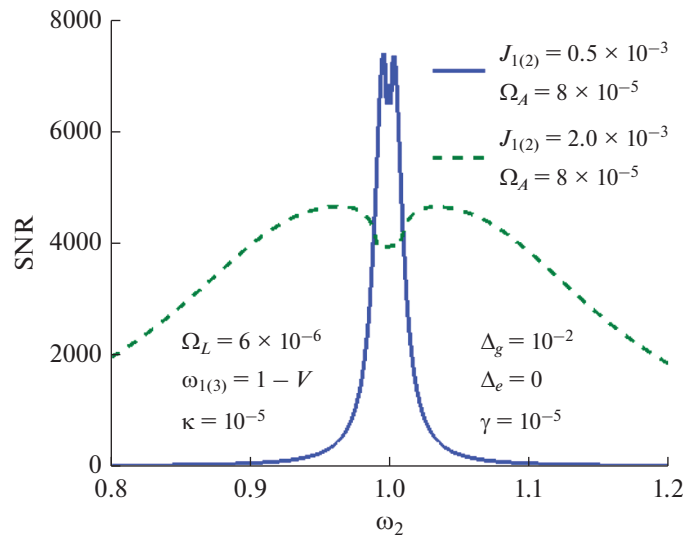


Рис. 5. Зависимости отношения SNR от частоты центрального МР 2 для ФМ с сильной и слабой связью соседних МР. Параметры даны в единицах частоты перехода в КТ А.

расстояния между МР [32–34] или инженерии показателя преломления в пространстве между МР как в процессе изготовления структуры [35], так и после [36]. Как правило, энергия J существенно превосходит по величине энергию V электронного туннелирования и энергии $\Omega_{A(B)}$ электрон-фотонного взаимодействия. Это способствует высокой селективности частот мод ФМ. Вместе с тем, для поддержания активного обмена энергией между МР, необходимо соблюдать условие баланса скоростей $J_1 \approx J_2$, отражающее требова-

ние сохранения симметрии ФМ. На рис. 6 показаны результаты расчета зависимости отношения SNR от энергии J_2 для двух значений энергии J_1 . Видно, что оптимальный выбор J_1 и J_2 , как и следовало ожидать, соответствует их равенству. Отклонение от него приводит к плавному уменьшению амплитуды прошедшего сигнала, причем для больших значений J_1 и J_2 этот спад происходит медленнее. Аналогичный результат был получен ранее в работе [37] для ФМ с более интенсивной накачкой.

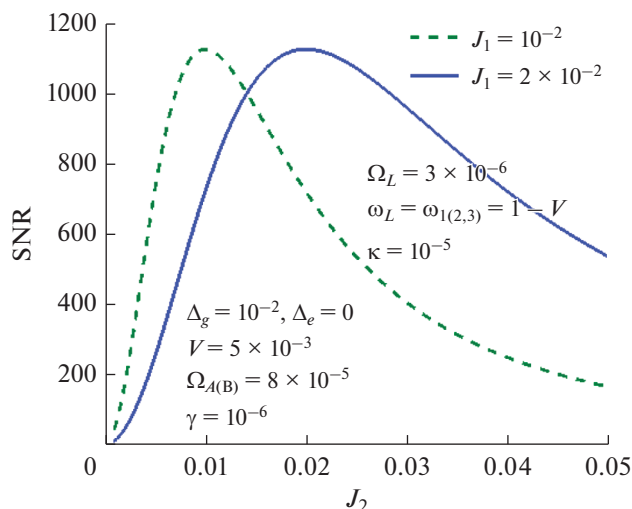


Рис. 6. Зависимости отношения SNR от энергии J_2 фотонного туннелирования между МР 2 и МР 3 для двух значений J_1 . Параметры даны в единицах частоты перехода в КТ А.

Анализируя схему электронных переходов в трехуровневом атоме или в ДКТ, где два крайних (основных) состояния связаны с центральным (возбужденным) состоянием за счет наложения резонансного поля, можно отметить одну интересную особенность. Как известно, полный перенос электрона (инверсия) между крайними состояниями требует строгого соблюдения условий симметрии (равенства частот и равенства энергий электрон-фотонного взаимодействия для каждого из переходов) [38]. Однако, если энергии Ω_A и Ω_B различаются на некоторую величину, то путем определенного выбора отстройки частот можно устранить асимметрию энергий и восстановить условия полного переноса заселенности между крайними состояниями [39]. Возможно ли подобным образом поддержать фотонный транспорт через ФМ, варьируя какой-либо из параметров гамильтониана (1) с целью скомпенсировать отклонение другого параметра от симметрии? Для ответа на этот вопрос построим график зависимости SNR от J_2 при фиксированном значении J_1 для двух значений частоты ω_3 моды МР 3, отстроенной от частот $\omega_1 = \omega_2$ мод МР 1 и МР 2, см. рис. 7. Полученные результаты не подтверждают сделанного предположения. Как и для зависимостей, показанных на рис. 6, максимум отношения SNR определяется условием $J_1 = J_2$, а его величина — близостью частоты ω_3 к частоте $\omega_1 = \omega_2$.

Локальное изменение диэлектрической проницаемости среды в окрестности МР вызывает “деформацию” электромагнитного поля моды. Оно влечет за собой не только сдвиг частоты данной моды и вариацию энергии взаимодействия с со-

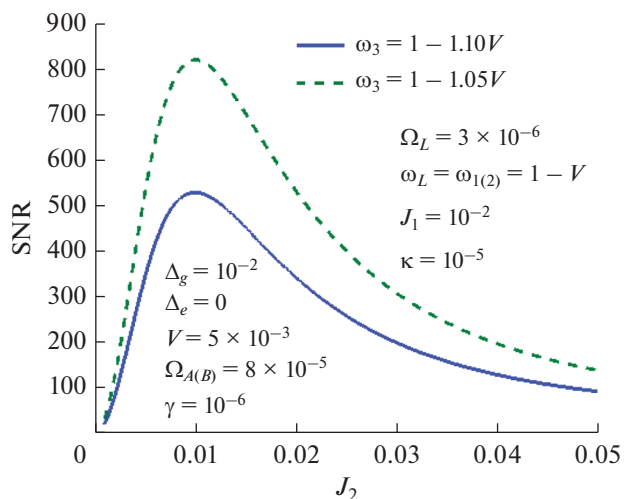


Рис. 7. Зависимости отношения SNR от энергии J_2 фотонного туннелирования между МР 2 и МР 3 для двух значений частоты моды МР 3. Параметры даны в единицах частоты перехода в КТ А.

седними МР, но и модификацию диссипативных процессов. Последние оказывают серьезное влияние как на коэффициент прохождения фотонов, так и на отношение SNR, а значит, и на точность измерений. Добротности мод ФМ при этом меняются нетривиальным образом. Как известно, выбранная нами в качестве сенсорной центральная мода ФМ с частотой $\omega_{PM,0}$ не имеет компоненты поля в МР 2, что обеспечивает более сильную, чем для крайних мод ФМ, связь между источником и детектором фотонов. Более того, как следует из результатов, представленных на рис. 8, отношение SNR при таком выборе не зависит от скорости диссипации моды МР 2, что опять же напрямую связано с распределением поля в данной моде. Зависимости же SNR от скоростей фотонной диссипации в МР 1 или в МР 3, а также при их одновременном изменении, являются экспоненциальными: величина отношения сигнала к шуму меняется в пределах трех порядков на интервале изменения $\kappa_{1(3)}$ от 10^{-5} до 5×10^{-5} . Следовательно, указанный выбор моды обеспечивает еще и устойчивость параметров процесса измерения при смещении частоты МР 2 в результате описанной ниже механической модуляции диэлектрической проницаемости. Отметим, что крайние моды ФМ этим свойством не обладают, так как имеют компоненты поля в каждом из МР.

Как мы уже говорили, для успешного измерения состояния кубита в нашем случае необходимо поддерживать частотную селективность возбуждений электрона в КТ А и в КТ В, усиливая переход в одной из КТ за счет резонанса с модой ФМ и подавляя аналогичный переход в соседней КТ. Однокубитные операции выполняются в од-

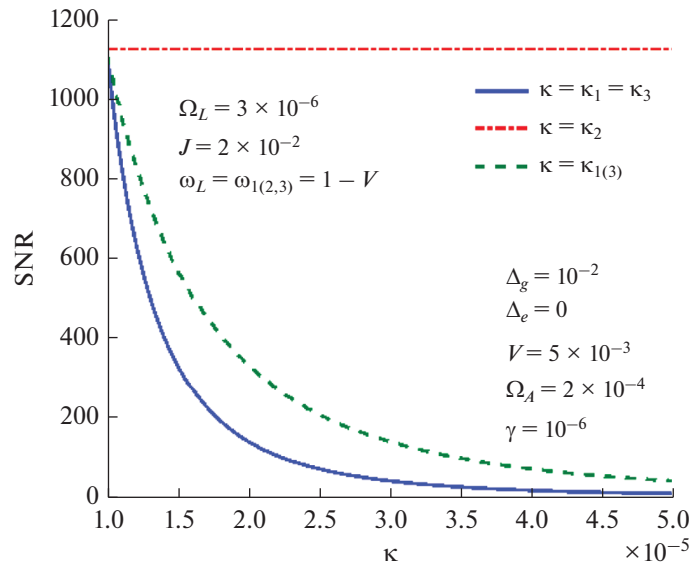


Рис. 8. Зависимости отношения SNR от скорости фотонного распада мод МР 1(3) и МР 2, а также от синхронно изменяющихся скоростей распада мод МР 1 и МР 3. Параметры даны в единицах частоты перехода в КТ А.

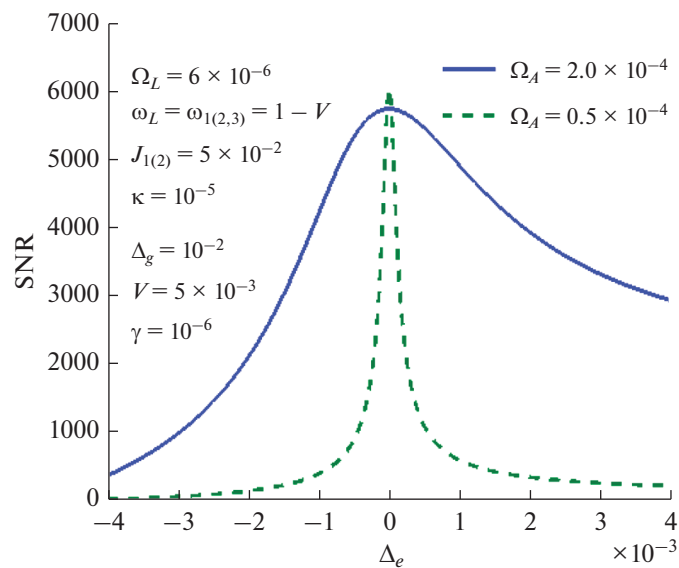


Рис. 9. Зависимости отношения сигнала к шуму от разности энергий возбужденных состояний КТ А и КТ В для двух значений энергии взаимодействия Ω_A . Параметры даны в единицах частоты перехода в КТ А.

нофотонном режиме за счет надежной туннельно-оптической связи логических состояний и вспомогательного состояния ДКТ. Это требует соблюдения условия резонансного туннелирования, т.е. малости отстройки Δ_e возбужденных уровней КТ А и КТ В по сравнению с V (см. выше). Говоря о влиянии данного параметра на измерение, надо принять во внимание зависимость амплитуды прошедшего сигнала от разности частот транспортной моды ФМ и перехода в КТ А. Варьирование Δ_e в окрестности нуля даже при больших зна-

чениях V вызывает изменение частоты $\omega_{A,-}$ и нарушение резонанса моды и ДКТ. В результате эффективность их взаимодействия снижается, что влечет за собой и уменьшение контраста, причем, чем меньше энергия Ω_A , тем резче зависимость S и SNR от Δ_e (рис. 9).

Завершая анализ влияния структурной асимметрии на точность измерения кубита, можно разделить все рассмотренные параметры системы на две группы. В первую группу входят физические величины, рост которых стабилизирует функ-

ции S и SNR и ослабляет воздействие дефектов симметрии. К ним относятся: энергия электрон-фотонного взаимодействия Ω_A , энергия фотонного туннелирования $J_{1(2)}$ и (в некоторых случаях) частота ω_2 центрального МР 2. Во вторую группу входят скорости диссипативных процессов (в первую очередь – скорости $\kappa_{1(2,3)}$ излучательного распада мод всех МР) и несинхронизированные отстройки частот крайних МР 1 и МР 3. Скорость V электронного туннелирования и сдвиг Δ_e энергий возбужденных состояний КТ, играющие важную роль при выполнении квантовых операций на зарядовом кубите, здесь можно отнести к “нейтральным” параметрам. Активная гибридизация КТ А и КТ В для успешного выполнения измерительной процедуры не требуется. Достаточно корректно учесть данные параметры при расчете резонансной частоты ω_{A-} квантовой точки А. Добавим, что энергия лазерного поля с числом фотонов <0.1 , вызывающего перемещение очень малой величины электронной плотности из основного состояния КТ в возбужденное, оказывается недостаточной для активной связи между основными состояниями ДКТ при любом значении параметра V . Таким образом, мы рекомендуем подбирать ФМ с сильной фотонной связью между соседними МР, сильной электрон-фотонной связью между ФМ и ДКТ, низкой скоростью диссипации, обеспечивая дополнительный интерфейс контроля спектра всей измерительной системы.

5. МЕХАНИЧЕСКАЯ РЕГУЛИРОВКА СПЕКТРА ОДИНОЧНОГО МИКРОДИСКА

В работе [40] была продемонстрирована возможность изменения частоты МР, представляю-

щего собой GaAs-микродиск, путем нанесения на его поверхность дополнительного полупроводникового слоя. Были найдены зависимости частоты одной из собственных мод, ее излучательной добротности и амплитуды электрического поля в пучности от толщины и показателя преломления материала слоя. Главным недостатком такого способа подстройки является то, что спектр МР меняется необратимо. Существуют различные методы обратимой корректировки частоты собственных мод МР. К ним относятся: нагрев образца с помощью лазера [41] или различных нагревательных микроэлементов [42] или осаждение на поверхность МР фотохромного материала, меняющего свой показатель преломления при облучении светом [43]. Более того, как показано в работе [44], путем простой инфльтрации воды на поверхность можно регулировать спектр дефектных мод фотонного кристалла. В данной работе мы предлагаем обратимо менять оптический спектр одиночного микродиска с помощью подвижной пластины, расположенной над его поверхностью (рис. 1).

Спектральные характеристики такой оптической структуры рассчитывались в рамках следующей модели. Рассмотрим одиночный микродисковый МР радиусом R и толщиной h_0 , изготовленный из материала с показателем преломления n_0 . Над ним расположена дискообразная пластина того же радиуса толщиной h_1 , материал которой имеет показатель преломления n_1 . Расстояние между верхней гранью МР и нижней гранью пластины равно d . Для ТМ мод граничные условия для электромагнитного поля на боковых поверхностях и торцах дисков приводят к следующей системе уравнений:

$$\tilde{n} \frac{J_{m+1}(k_0 \tilde{n} R)}{J_m(k_0 \tilde{n} R)} = \frac{H_{m+1}(k_0 R)}{H_m(k_0 R)}, \quad (9)$$

$$\frac{\cos \gamma_0 h_0 + \xi_0 \sin \gamma_0 h_0}{\cos \gamma_0 h_0 - \frac{1}{\xi_0} \sin \gamma_0 h_0} = - \frac{(\cos \gamma_1 h_1 + \xi_1 \sin \gamma_1 h_1) \operatorname{ch} \gamma d + \left(\cos \gamma_1 h_1 - \frac{1}{\xi_1} \sin \gamma_1 h_1 \right) \operatorname{sh} \gamma d}{(\cos \gamma_1 h_1 + \xi_1 \sin \gamma_1 h_1) \operatorname{sh} \gamma d + \left(\cos \gamma_1 h_1 - \frac{1}{\xi_1} \sin \gamma_1 h_1 \right) \operatorname{ch} \gamma d}, \quad (10)$$

где k_0 – искомый волновой вектор фотона, J_m – функции Бесселя первого рода, H_m – функции Ганкеля первого рода, m – азимутальное число, $\xi_{0(1)} = \gamma_{0(1)}^2 / \gamma_{0(1)}$, а коэффициенты $\gamma_{0(1)}$ и γ выражаются через эффективный показатель преломления \tilde{n}

$$\begin{cases} \gamma_{0(1)} = k_0 \sqrt{n_{0(1)}^2 - \tilde{n}^2}, \\ \gamma = k_0 \sqrt{\tilde{n}^2 - 1}. \end{cases} \quad (11)$$

В случае отсутствия пластины ($n_1 = 1$ или $h_1 = 0$, или $d = \infty$) уравнение (10) приводится к выражениям (см., например, [45])

$$\begin{aligned} \sqrt{n_0^2 - \tilde{n}^2} \operatorname{tg} \frac{k_0 h_0 \sqrt{n_0^2 - \tilde{n}^2}}{2} &= n_0^2 \sqrt{\tilde{n}^2 - 1}, \\ \sqrt{n_0^2 - \tilde{n}^2} \operatorname{ctg} \frac{k_0 h_0 \sqrt{n_0^2 - \tilde{n}^2}}{2} &= -n_0^2 \sqrt{\tilde{n}^2 - 1}. \end{aligned} \quad (12)$$

Первое уравнение соответствует четным, а второе – нечетным относительно вертикальной оси диска ТМ-модам. При $d = 0$ полупроводниковую пластину можно рассматривать как дополнительный слой на поверхности МР, а уравнение (10) переходит в выражение, полученное ранее в работе [40]

$$\frac{\xi_0 \sin \gamma_0 h_0 + \cos \gamma_0 h_0}{\cos \gamma_0 h_0 - \frac{1}{\xi_0} \sin \gamma_0 h_0} = -\frac{\xi_1 \sin \gamma_1 h_1 + \cos \gamma_1 h_1}{\cos \gamma_1 h_1 - \frac{1}{\xi_1} \sin \gamma_1 h_1}. \quad (13)$$

Решение системы (9), (10) позволяет найти действительную часть волнового вектора k_0 , определяющую собственные частоты $\omega_c = ck_0$ (c – скорость света в вакууме), и его мнимую часть, характеризующую излучательные потери (уход фотонов), которые, как мы будем предполагать далее, являются основным каналом диссипации электромагнитного поля системы. Выше было показано, что для получения приемлемых значений отношения сигнала к шуму SNR для ФМ, содержащей ДКТ, добротность оптической моды должна быть выше 10^5 . Такому условию удовлетворяют МШГ микродисков с $|m| \gg 1$.

Исследуем сначала влияние GaAs-пластины ($n_1 = 3.4$), толщина которой h_1 значительно меньше толщины МР h_0 , на оптические свойства ТМ_{20,1}-моды, где собственная частота при $R = 27$ мкм и $h_0 = 2$ мкм близка к разности энергий основного и возбужденного состояний электрона в зоне проводимости КТ ($\omega_c \approx 0.1$ эВ). Если пластина находится далеко от поверхности МР ($d \gg 1/\gamma$), то значение ω_c равно собственной частоте одиночного микродиска в вакууме. При уменьшении расстояния d электромагнитное поле начинает проникать внутрь пластины, что приводит к увеличению эффективного объема оптической системы. Вследствие этого происходит как падение величины ω_c (рис. 10а), так и существенный рост (в пределах нескольких порядков) излучательной добротности Q (рис. 10б), причем эти эффекты тем заметнее, чем больше толщина h_1 . Данные результаты означают, что в присутствии пластины SNR измерительной системы также будет увеличиваться (см. п. 4).

В отличие от частоты и добротности, зависимость амплитуды электрического поля E_0 в пучности моды от расстояния между МР 2 и пластиной носит немонотонный характер (рис. 11а). При небольших значениях d сначала наблюдается уменьшение величины E_0 , обусловленное резким увеличением поля в зазоре между МР 2 и пласти-

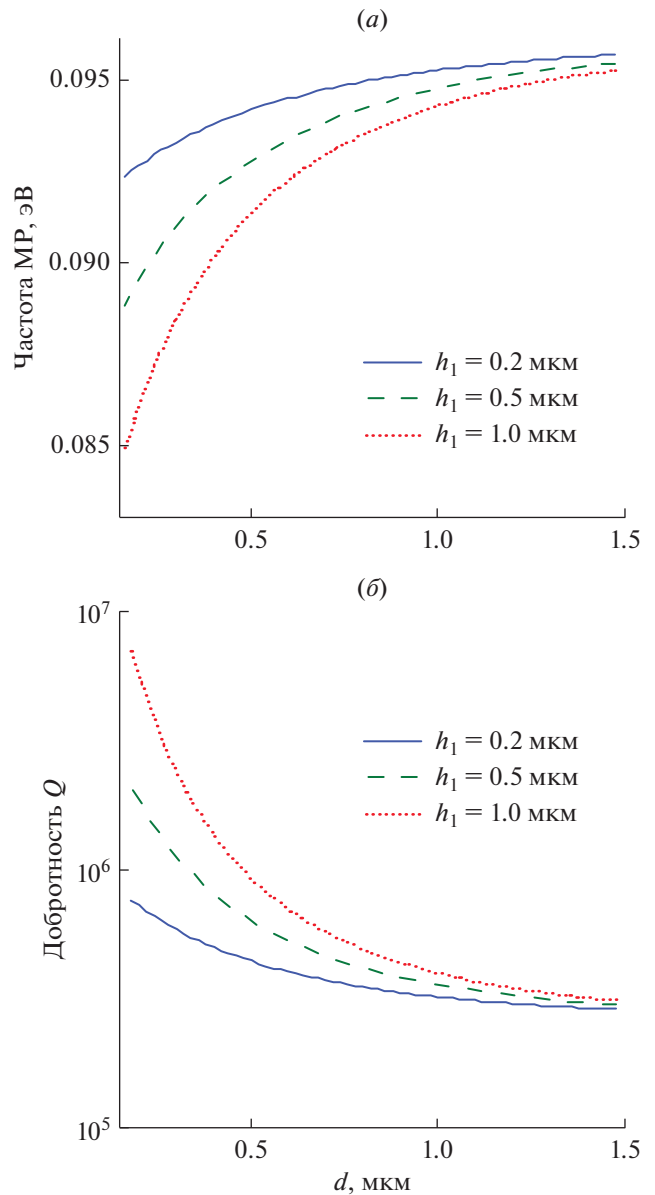


Рис. 10. Зависимость собственной частоты ω_c (а) и добротности Q (б) ТМ_{20,1}-моды от расстояния d между поверхностями МР 2 и пластины при различных толщинах h_1 пластины.

ной (рис. 11б). Затем с ростом d происходит перераспределение поля (рис. 11в), в результате которого степень концентрации поля внутри МР 2 возрастает, что приводит к росту величины E_0 и появлению минимума на зависимости $E_0(d)$. Поскольку размер пучности электромагнитного поля значительно превосходит характерный размер GaAs КТ ($a = 10\text{--}30$ нм), то энергию взаимодействия КТ и МР можно оценить как $\Omega_{A(B)} \approx eE_0a$. Следовательно, подстройка спектра МР путем перемещения пластины вызывает модификацию величины $\Omega_{A(B)}$, а это, в свою очередь, нетриви-

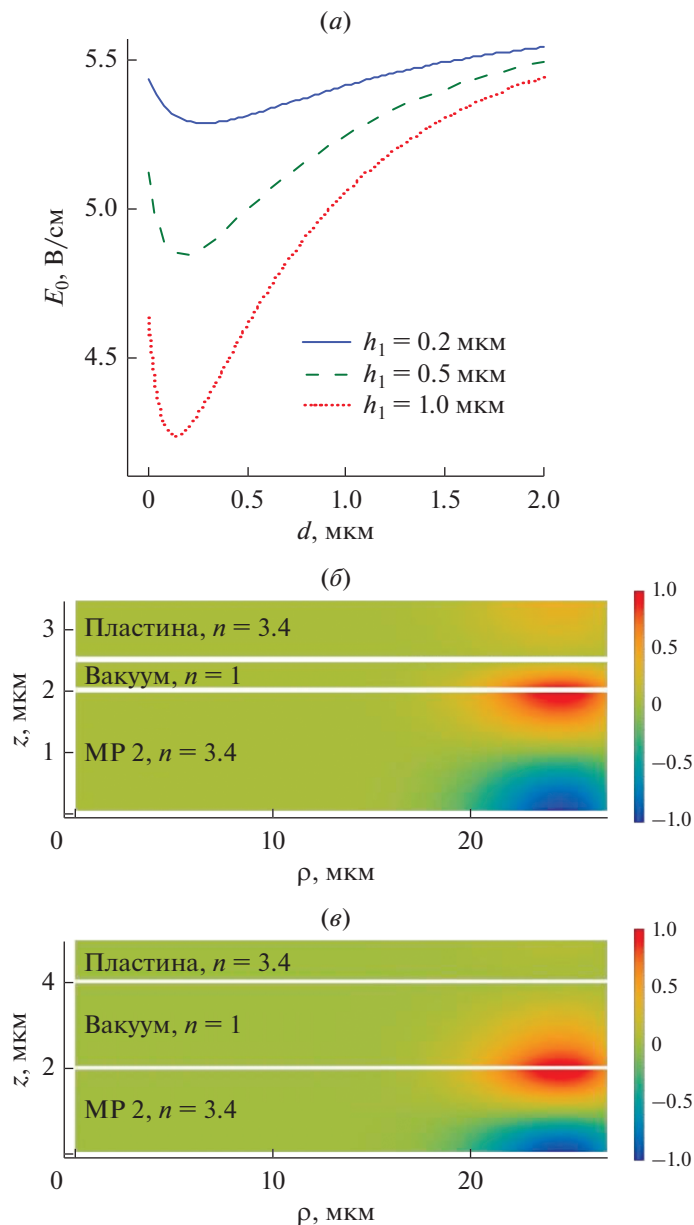


Рис. 11. Зависимость амплитуды электрического поля в пучности $TM_{20,1}$ -моды от расстояния d между поверхностями МР 2 и пластины при различных h_1 (а) и поперечное распределение азимутальной компоненты электрического поля (в условных единицах) для $h_1 = 1$ мкм при (б) $d = 0.5$ мкм и (в) $d = 2$ мкм. Белые линии обозначают границы МР 2 и пластины.

альным образом влияет на контраст и SNR. Аналогичные расчеты, проведенные для тонкой пластины, изготовленной из алмаза, показатель преломления которого $n_1 = 2.4$ меньше, чем для GaAs, показали, что регулировка спектра в этом случае менее эффективна.

Теперь рассмотрим ситуацию, когда толщина пластины равна толщине МР, $h_1 = h_0 = 2$ мкм. В этом случае пластина играет роль еще одного резонатора (МР 4), вследствие чего возникает дополнительная гибридизация мод МР 2 и МР 4,

приводящая к образованию вертикальной ФМ. Одиноклая мода с частотой ω_2 расщепляется на верхнюю и нижнюю моды, причем для нижней (верхней) моды электромагнитное поле в МР 2 (анти)симметрично относительно МР 4. Если для нижней моды зависимости ее частоты, излучательной добротности и амплитуды электрического поля в МР 2 от расстояния d между поверхностями МР 2 и МР 4 аналогичны описанному выше случаю МР 2 с пластиной, то поведение этих величин для верхней моды кардинально отлича-

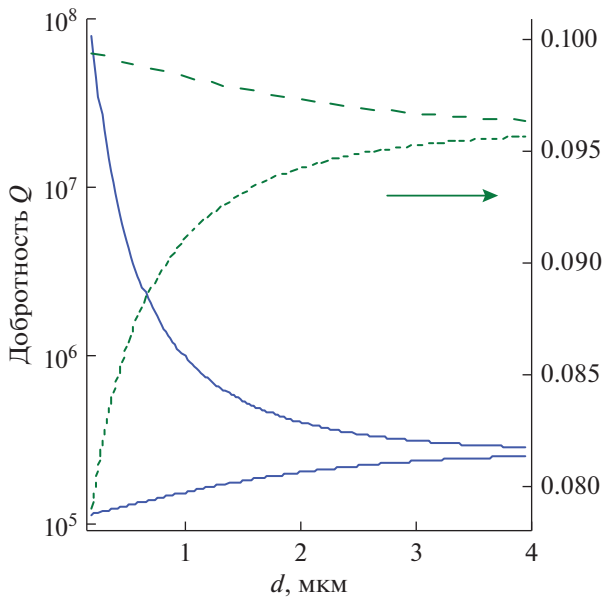


Рис. 12. Зависимость собственных частот и добротности Q верхней (толстые линии) и нижней (тонкие линии) мод вертикальной ФМ от расстояния d между поверхностями МР 2 и МР 4.

ется (рис. 12, 13). Здесь, наоборот, при уменьшении d ее частота растет, а добротность падает, причем скорость изменения этих величин при $d < 1$ мкм значительно меньше, чем для нижней моды. Следовательно, в данном режиме подстройки возможно добиться плавного увеличения частоты, однако необходимо учитывать, что при этом SNR системы будет уменьшаться. Такая разница результатов для этих двух мод связана с противоположной симметрией распределения поля в них. Отметим еще одно важное отличие: для верхней моды функция $E_0(d)$ является монотонной, и экстремума, характерного для нижней моды или при настройке спектра тонкой пластиной, не наблюдается. При уменьшении величины d будет несколько увеличиваться коэффициент $\Omega_{A(B)}$, а, значит, и измерительный контраст S системы.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изучены аспекты оптического подхода к измерению состояния зарядового кубита путем спектроскопического анализа транспортных свойств фотонной молекулы из трех микродисковых резонаторов. Зарядовый кубит на основе одно-электронной ДКТ взаимодействует с модами ФМ, причем интенсивность данного взаимодействия зависит от состояния кубита. Основное внимание уделено влиянию различных факторов, обуславливающих структурную асимметрию и отклонения параметров системы от заданных значений. Найдены зависимости измерительного контраста

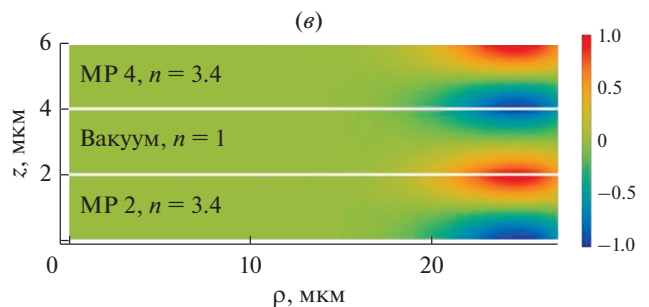
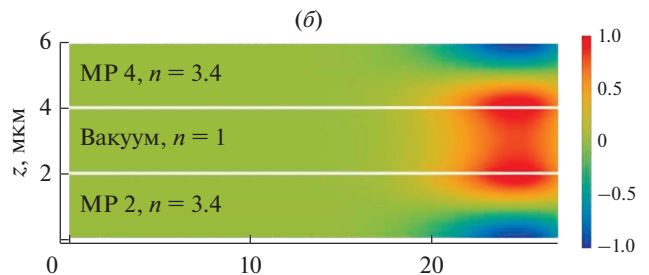
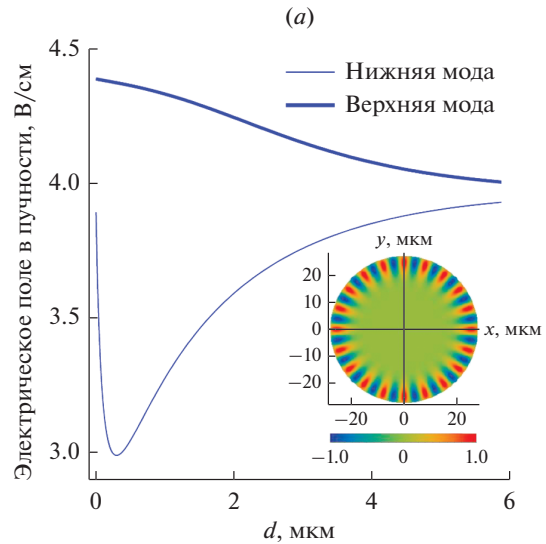


Рис. 13. Зависимость амплитуды электрического поля в пучности МР 2 от расстояния d между поверхностями МР 2 и МР 4 (а). На вставке: распределение азимутальной компоненты электрического поля (в условных единицах) вдоль плоскости микродискового МР 2 при $d = 2$ мкм. Поперечное распределение азимутальной компоненты электрического поля (в условных единицах) для верхней и нижней мод, соответственно (б, в). Сплошные белые линии обозначают границы МР 2 и пластины.

и отношения сигнала к шуму от частот МР, энергий фотонной связи между МР и скоростей распада мод ФМ. Выявлено существование резонансного и нерезонансного режимов фотонного транспорта. Результаты указывают на устойчивость измерительных характеристик ФМ к разбросу значений ее параметров для высокодобротных МР с большими энергиями взаимодействия их мод с ДКТ.

Предложен способ регулировки спектра ФМ с помощью подвижной полупроводниковой пластины-микродиска, расположенного над центральным МР. Показано, что приближение тонкой пластины к поверхности МР уменьшает собственную частоту одной из мод ФМ, одновременно увеличивая ее излучательную добротность, что приводит к возрастанию отношения сигнала к шуму измерительной системы. В случае, когда толщины пластины и МР близки, за счет вертикальной гибридизации мод появляется возможность использовать альтернативный режим подстройки, где при уменьшении расстояния между МР и пластиной наблюдается рост частоты. Однако при этом следует учитывать падение добротности, в результате которого будет происходить снижение отношения SNR.

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”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Цуканов А.В., Катеев И.Ю. Квантовые вычисления на квантовых точках в полупроводниковых микрорезонаторах. Часть I // Микроэлектроника. 2014. Т. 43. С. 323.
2. Цуканов А.В., Катеев И.Ю. Квантовые вычисления на квантовых точках в полупроводниковых микрорезонаторах. Часть II // Микроэлектроника. 2014. Т. 43. С. 403.
3. Цуканов А.В., Катеев И.Ю. Квантовые вычисления на квантовых точках в полупроводниковых микрорезонаторах. Часть III // Микроэлектроника. 2015. Т. 44. С. 79.
4. Michler P. (Ed.) Single Quantum Dots: Fundamentals, Applications and New Concepts. (Topics in Applied Physics). Springer, 2003.
5. Wallquist M., Hammerer K., Rabl P., Lukin M., Zoller P. Hybrid quantum devices and quantum engineering // Phys. Scr. 2009. V. 137. P. 014001.
6. Blais A., Huang R.-S., Wallraff A., Girvin S.M., Schoelkopf R.J. Cavity quantum electrodynamics for superconducting electrical circuits: an architecture for quantum computation // Phys. Rev. A. 2004. V. 69. P. 062320.
7. Lodahl P., Mahmoodian S., Stobbe S. Interfacing single photons and single quantum dots with photonic nanostructures // Rev. Mod. Phys. 2015. V. 87. P. 347.
8. Shuang Xu, Shen H.Z., Yi X.X. Single-photon transistor based on tunable coupling in a cavity quantum electrodynamics system // J. Opt. Soc. Am. B. 2016. V. 33. P. 1600.
9. Tsukanov A.V. Photon-assisted conditionality for double-dot charge qubits in a single-mode cavity // Phys. Rev. A. 2012. V. 85. P. 012331.
10. Tsukanov A.V., Kateev I.Yu. Spectroscopic measurement of a charge qubit on a double quantum dot using a photonic molecule // Направлена в журнал Phys. Rev. A.
11. Faraon A., Majumdar A., Englund D., Kim E., Bajcsy M., Vučković J. Integrated quantum optical networks based on quantum dots and photonic crystals // New Journ. Phys. 2011. V. 13. P. 055025.
12. Kim E.D., Majumdar A., Kim H., Petroff P., Vučković J. Differential reflection spectroscopy of a single quantum dot strongly coupled to a photonic crystal cavity // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. P. 053111.
13. Stumpf W.C., Asano T., Kojima T., Fujita M., Tanaka Y., Noda S. Reflectance measurement of two-dimensional photonic crystal nanocavities with embedded quantum dots // Phys. Rev. B. 2010. V. 82. P. 075119.
14. Englund D., Faraon A., Fushman I., Stoltz I., Petroff P., Vučković J. Controlling cavity reflectivity with a single quantum dot // Nature. 2007. V. 450. P. 857.
15. Piggott A.Y., Lagoudakis K.G., Sarmiento T., Bajcsy M., Shambat G., Vučković J. Photo-oxidative tuning of individual and coupled GaAs photonic crystal cavities // Opt. Expr. 2014. V. 22. P. 15017.
16. Petruzzella M., La China F., Intonti F., Caselli N., De Pas M., van Otten F.W.M., Gurioli M., Fiore A. Nanoscale mechanical actuation and near-field read-out of photonic crystal molecules // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. P. 115413.
17. Schmidt C., Chipouline A., Käsebier T., Kley E.-B., Tünnermann A., Pertsch T. Differential all-optical tuning of eigenmodes in coupled microdisks // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. P. 041115.
18. Gil-Santos E., Baker C., Lemaître A., Gomez C., Leo G., Favero I. Scalable high-precision tuning of photonic resonators by resonant cavity-enhanced photoelectrochemical etching // Nat. Commun. 2017. V. 8. P. 14267.
19. Bessette J.T., Ahn D. Vertically stacked microring waveguides for coupling between multiple photonic planes // Opt. Expr. 2013. V. 21. P. 13580.
20. Trupke M., Metz J., Beige A., Hinds E.A. Towards quantum computing with single atoms and optical cavities on atom chips // J. Mod. Opt. 2007. V. 54. P. 1639.
21. Xie Z.G., Solomon G.S. Spatial ordering of quantum dots in microdisks // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 87. P. 093106.
22. Ota Y., Ohta R., Kumagai N., Iwamoto S., Arakawa Y. Vacuum Rabi spectra of a single quantum emitter // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. P. 143603.
23. Schneider C., Heindel T., Huggenberger A., Weinmann P., Kistner C., Kamp M., Reitzenstein S., Höfling S., Forchel A. Single photon emission from a site-controlled quantum dot-micropillar cavity system // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. P. 111111.
24. Greuter L., Najer D., Kuhlmann A.V., Valentin S.R., Ludwig A., Wieck A.D., Starosielec S., Warburton R.J. Epitaxial lift-off for solid-state cavity quantum electrodynamics // J. Appl. Phys. 2015. V. 118. P. 075705.
25. Muñoz-Matutano G., Royo M., Climente J.I., Canet-Ferrer J., Fuster D., Alonso-González P., Fernández-Martínez I., Martínez-Pastor J., González Y., González L., Briones F., Alén B. Charge control in laterally coupled double quantum dots // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. P. 041308.

26. Zhang Y., Shibata K., Nagai N., Ndebeka-Bandou C., Bastard G., Hirakawa K. Terahertz intersublevel transitions in single self-assembled InAs quantum dots with variable electron numbers // *Nanolett.* 2015. V. 15. P. 1166.
27. Petruzzella M., Xia T., Pagliano F., Birindelli S., Midolo L., Zobenica Z., Li L.H., Linfield E.H., Fiore A. Fully tuneable, Purcell enhanced solid-state quantum emitters // *Appl. Phys. Lett.* 2015. V. 107. P. 141109.
28. Baur S., Tiarks D., Rempe G., Dürr S. Single-photon switch based on Rydberg blockade // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 112. P. 073901.
29. Цуканов А.В. Квантовые точки в фотонных молекулах и квантовая информатика. Часть I // *Микроэлектроника.* 2013. Т. 42. 403.
30. Цуканов А.В. Квантовые точки в фотонных молекулах и квантовая информатика. Часть II // *Микроэлектроника.* 2013. Т. 43. 163.
31. Yariv A., Xu Y., Lee R.K., Scherer A. Coupled-resonator optical waveguide: a proposal and analysis // *Opt. Lett.* 1999. V. 24. P. 711.
32. Majumdar A., Rundquist A., Bajcsy M., Dasika V.D., Bank S.R., Vučković J. Design and analysis of photonic crystal coupled cavity arrays for quantum simulation // *Phys. Rev. B.* 2012. V. 86. P. 195312.
33. Liu H.-C., Yariv A. “Ideal” optical delay lines based on tailored-coupling and reflecting, coupled-resonator optical waveguides // *Opt. Lett.* 2012. V. 37. 1964.
34. Flatten L.C., Trichet A.A.P., Smith J.M. Spectral engineering of coupled open-access microcavities // *Las. Photon. Rev.* 2016. V. 10. P. 257.
35. Haddadi S., Hamel P., Beaudoin G., Sagnes I., Sauvan C., Lalanne P., Levenson J.A., Yacomotti A.M. Photonic molecules: tailoring the coupling strength and sign // *Opt. Expr.* 2014. V. 22. P. 12359.
36. Caselli N., Intonti F., Bianchi C., Riboli F., Vignolini S., Balet L., Li L.H., Francardi M., Gerardo A., Fiore A., Gurioli M. Post-fabrication control of evanescent tunnelling in photonic crystal molecules // *Appl. Phys. Lett.* 2012. V. 101. P. 211108.
37. Felicetti S., Romero G., Rossini D., Fazio R., Solano E. Photon transfer in ultrastrongly coupled three-cavity arrays // *Phys. Rev. A.* 2014. V. 89. P. 013853.
38. Tsukanov A.V. Rabi oscillations in the four-level double-dot structure under the influence of the resonant pulse // *Phys. Rev. B.* 2006. V. 73. P. 085308.
39. Цуканов А.В., Опенов Л.А. Резонансные переходы электрона между полупроводниковыми квантовыми точками под действием лазерного излучения // *ФТП.* 2004. Т. 38. С. 94.
40. Цуканов А.В., Катеев И.Ю. Квантовый узел памяти на основе полупроводниковой двойной квантовой точки в оптическом резонаторе с лазерным управлением // *Квант. электроника.* 2017. Т. 47. С. 748.
41. Fushman I., Waks E., Englund D., Stoltz N., Petroff P., Vučković J. Ultrafast nonlinear optical tuning of photonic crystal cavities // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 90. P. 091118.
42. Faraon A., Englund D., Fushman I., Vučković J. Local quantum dot tuning on photonic crystal chips // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 90. P. 213110.
43. Sridharan D., Waks E., Solomon G., Fourkas J.T. Reversible tuning of photonic crystal cavities using photochromic thin films // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 96. P. 153303.
44. Vignolini S., Riboli F., Wiersma D.S., Balet L., Li L.H., Francardi M., Gerardo A., Fiore A., Gurioli M., Intonti F. Nanofluidic control of coupled photonic crystal resonators // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 96. P. 141114.
45. Shainline J., Elston S., Liu Z., Fernandes G., Zia R., Xu J. Subwavelength silicon microcavities // *Opt. Expr.* 2009. V. 17. P. 23323.