

Однофотонный отклик и спектроскопия оптического изомера на основе алмазных микрорезонаторов с NV-центрами

М.С. Рогачев, А.В. Цуканов, И.Ю. Катеев,

Физико-технологический институт РАН
Московский физико-технический институт (государственный университет)

Высокодобротные алмазные микрорезонаторы (МР) и фотонные изомеры, содержащие NV-центры, неоднократно рассматривались в качестве функциональных элементов квантовых устройств, интегрированных в квантовый чип [1-5]. Относительная простота их структуры, быстро развивающаяся технология изготовления алмазов на основе оптических микро- и наноструктур, передовые методы имплантации, огромное разнообразие инструментов для внешнего контроля, а также возможность работы при достаточно высоких (в том числе и комнатных) температурах дают основания полагать, что успешное применение этих систем в создании полномасштабного квантового компьютера, квантового симулятора и сенсора электрического или магнитного поля будет возможно в ближайшее время. Для разработки чипа необходимо исследовать оптические свойства гибридной системы NV-МР.

В настоящей работе было проведено моделирование однофотонного отклика и спектроскопии алмазного фотонного изомера, состоящего из трёх МР, и оптимизирован дизайн такой структуры для обеспечения оптимальных транспортных и диссипационных свойств. Для расчётов взаимодействия NV-центра с фотонным изомером использовался формализм вектора состояния и уравнения Шредингера. Предполагается, что NV-центр находится в третьем резонаторе, а остальные резонаторы пустые. Гамильтониан системы даётся следующим выражением:

$$H_{res+NV} = \sum_{k=1}^3 (\omega_{c,k} - i\kappa_k) a_k^+ a_k - \sum_{k=1}^2 J_{k,k+1} (a_k^+ a_{k+1} + a_{k+1}^+ a_k) + (\omega^{NV} - i\gamma) |e\rangle \langle e| - g (a_3^+ |0\rangle \langle e| + a_3 |e\rangle \langle 0|),$$

где $\omega_{c,k}$ - частота моды k -го МР ($k = 1 - 3$), κ_k - скорость диссипации энергии из моды k -го МР, a_k^+ (a_k) - оператор рождения (уничтожения) фотонов в k -ом МР, соответственно, $J_{k,k+1}$ - коэффициент перескока фотонов между соседними МР, ω^{NV} - частота бесфононной линии NV-центра, g - коэффициент взаимодействия NV-центра с модой третьего МР, а γ - скорость распада возбуждённого состояния NV-центра. Для изучения отклика системы используется слабый лазер, действующий на первый МР, с гамильтонианом

$$H_L = \Omega_L (a_1^+ e^{-i\omega_L t} + a_1 e^{i\omega_L t}).$$

Полный гамильтониан системы имеет вид:

$$H = H_{res+NV} + H_L.$$

Перейдём в систему отчёта, связанную с лазером, при помощи унитарного преобразования:

$$T = \exp \left\{ -i\omega_L \left(\sum_{k=1}^3 a_k^+ a_k + |e\rangle \langle e| \right) t \right\}$$

Связь гамильтонианов в новой и старой системах отсчёта даётся формулой:

$$\tilde{H} = T^+ H T + i \frac{\partial T^+}{\partial t} T.$$

Такой переход позволяет скомпенсировать зависимость гамильтониана H_L от времени. Выпишем гамильтониан в новой системе отсчёта:

$$\begin{aligned}\tilde{H} = & \sum_{k=1}^3 (\omega_{c,k} - \omega_L - i\kappa_k) a_k^+ a_k + \\ & + (\omega^{NV} - \omega_L - i\gamma) |e\rangle\langle e| - \\ & - \sum_{k=1}^2 J_{k,k+1} (a_k^+ a_{k+1} + a_{k+1}^+ a_k) - \\ & - g (a_3^+ |0\rangle\langle e| + a_3 |e\rangle\langle 0|) + \Omega_L (a_1^+ + a_1).\end{aligned}$$

Это преобразование устраняет осциллирующие экспоненты в H_L и приводит к сдвигу частот подсистем на величину ω_L . Введём новые обозначения в гамильтониане путем фиксации частоты первого МР в качестве реперной частоты, поскольку именно он служит входным портом системы для квантов внешнего поля. Выразим все частотные сдвиги через отстройку частоты первого МР от частоты лазера, $\Delta_L = \omega_{c,1} - \omega_L$, отстройку частот остальных МР от частоты первого МР, $\delta_{c,k} = \omega_{c,k} - \omega_{c,1}$, и отстройку частоты NV-центра от частоты третьего МР, $\delta_3 = \omega^{NV} - \omega_{c,3}$. Окончательно, гамильтониан системы принимает вид:

$$\begin{aligned}\tilde{H} = & \sum_{k=1}^3 (\Delta_L + \delta_{c,k} - i\kappa_k) a_k^+ a_k + \\ & + (\delta_3 + \delta_{c,k} + \Delta_L - i\gamma) |e\rangle\langle e| - \\ & - \sum_{k=1}^2 J_{k,k+1} (a_k^+ a_{k+1} + a_{k+1}^+ a_k) - \\ & - g (a_3^+ |0\rangle\langle e| + a_3 |e\rangle\langle 0|) + \Omega_L (a_1^+ + a_1),\end{aligned}$$

Решая уравнение Шредингера для данного гамильтониана, можно получить спектроскопический отклик изомера с NV-центром на пробный лазерный импульс. Вероятность однофотонного возбуждения изомеров за счет инжекции лазерного фотона рассчитывалась нами в стационарном режиме.

Структура энергетических уровней отрицательно заряженного NV-центра может контролироваться постоянным электрическим полем E благодаря эффекту Штарка [6]. Следовательно, данный эффект можно использовать для создания сенсора электрического или магнитного поля, измеряя вероятность возбуждения системы лазерным импульсом (спектроскопический отклик) и проведя необходимую калибровку зависимости отстройки частот бесфононной линии NV-центра и третьего резонатора от внешнего электрического поля $\delta_3(E)$.

Мы рассчитали зависимость вероятности возбуждения первого резонатора $P_{exc}(\Delta_L, \delta_3)$ симметричного изомера (частоты всех трёх МР равны) с NV-центром от отстройки δ_3 и отстройки частот лазера и первого резонатора Δ_L при различных значениях коэффициента взаимодействия g (рис. 1). При $g = 10^{-5}$ наблюдается характерное антипересечение и линия эмиссия фотонов от центра, а при $g \leq 10^{-6}$ видна только узкая линия поглощения на фоне моды изомера.

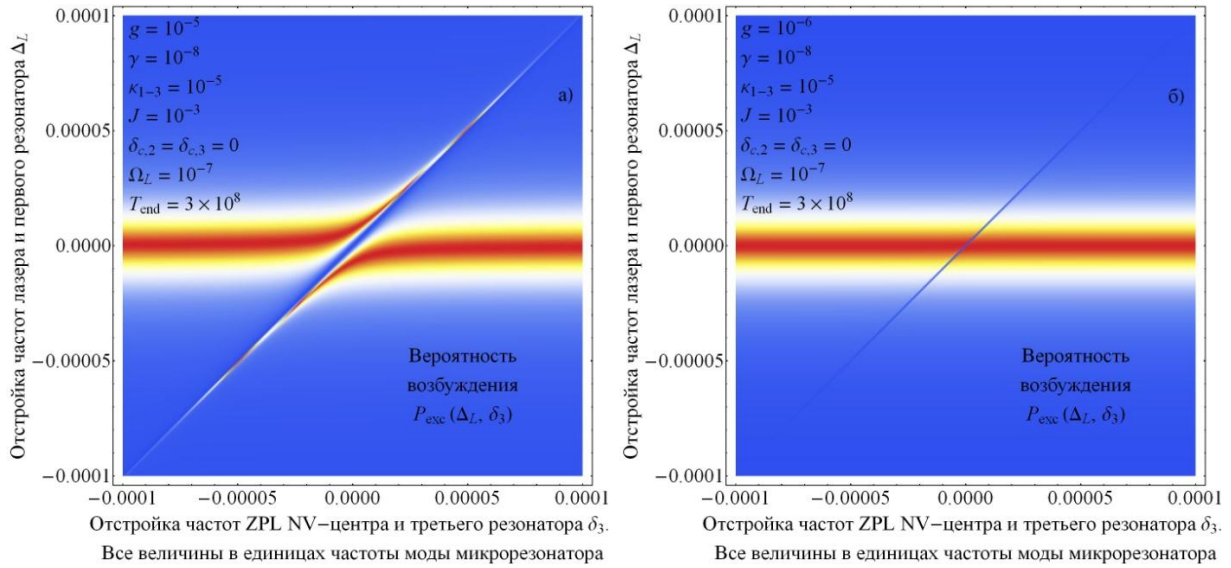


Рис. 1. Зависимость вероятности возбуждения первого резонатора $P_{exc}(\Delta_L, \delta_3)$, иллюстрирующая спектроскопический отклик фотонного изомера с NV-центром, при (а) $g = 10^{-5}$ и (б) $g = 10^{-6}$.

Однако по теоретическим и экспериментальным оценкам значение $g < 10^{-6}$. Для определения оптимальных параметров, которые позволят эффективно измерять внешнее электрическое поле с высокой чувствительностью, был построен график отношения S интенсивности пика поглощения NV-центра I к ширине этого пика Γ (отношение «сигнал/шум») (рис. 2) при различных параметрах g и γ . Для его построения используются серии зависимостей вероятности однофотонного возбуждения первого резонатора $P_{exc}(\Delta_L)$ при различных отстройках частот NV-центра и резонатора δ_3 . На каждой зависимости осуществляется поиск положения пика поглощения NV-центра, его интенсивности и ширины. Отношение S увеличивается с ростом g и уменьшением γ , наибольшая чувствительность наблюдается при отстройках частот $\delta_3 < 4 \times 10^{-5}$. На зависимость величины S от коэффициента взаимодействия g сильно влияют коэффициенты γ и κ_{1-3} (рис. 3). Так при $\gamma = 10^{-8}$ и $\kappa_{1-3} = 10^{-5}$ наблюдается максимум (синяя кривая) и оптимальная величина g лежит в пределах $(4-6) \times 10^{-7}$, но с увеличением параметров γ и κ_{1-3} максимум сдвигается в сторону больших g и менее ярко выражен (фиолетовая и жёлтая кривые), а при $\gamma = 10^{-7}$ (зелёная кривая) зависимость и вовсе становится монотонной.

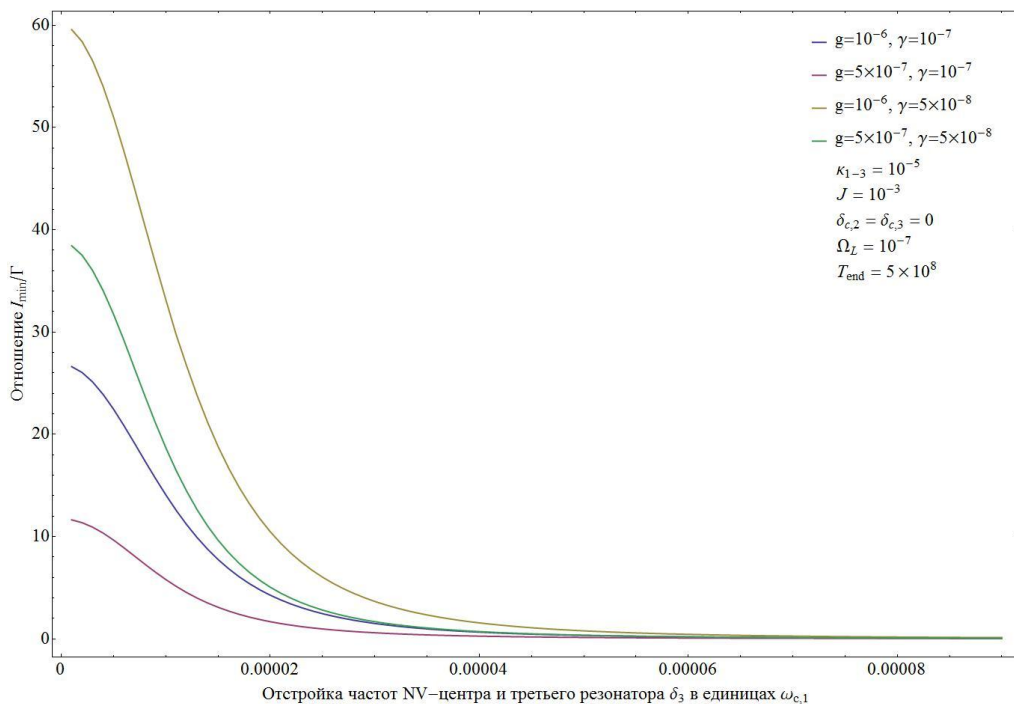


Рис. 2. Зависимость величины S от отстройки частот NV-центра и третьего резонатора.

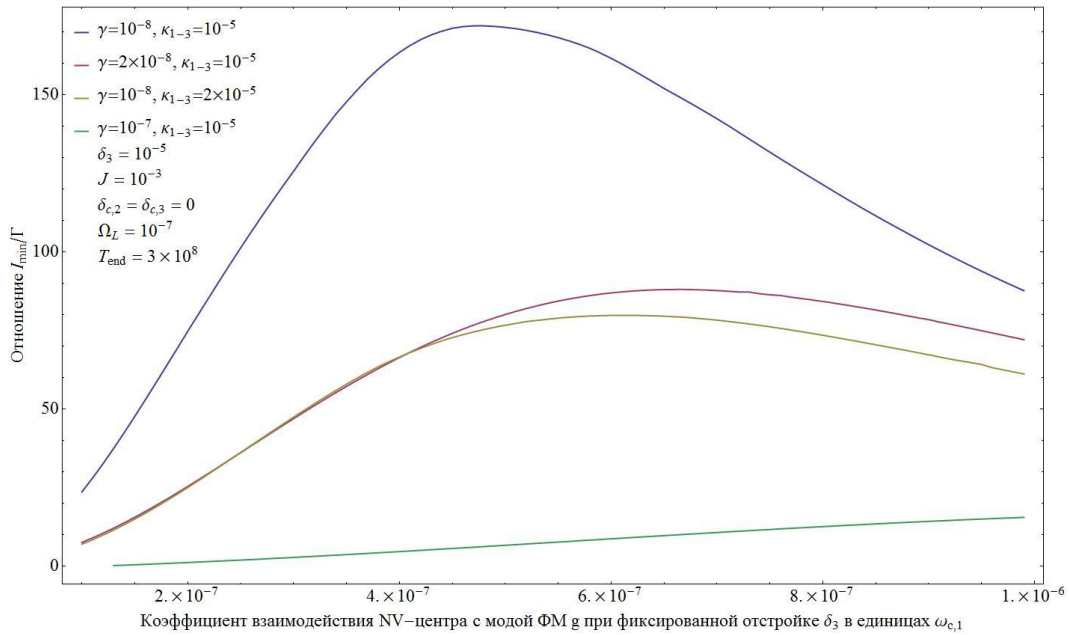


Рис. 3. Зависимость величины S от коэффициента взаимодействия g при фиксированной отстройке частот NV-центра и третьего резонатора.

Таким образом, в работе численно рассчитан спектр алмазного фотонного изомера на основе трёх микрорезонаторов. Проведено моделирование оптического отклика изомера с одним NV-центром с учетом диссипативных эффектов, что позволяет оптимизировать параметры системы для достижения наилучшего соотношения «сигнал/шум». Результаты могут быть использованы для создания квантового сенсора электрического или магнитного поля.

Литература

1. Wei H.-R., Deng F.-G. Compact quantum gates on electron-spin qubits assisted by diamond nitrogen-vacancy centers inside cavities// Phys. Rev. A. 2013. V. 88. P. 042323.
2. Cheng L.-Y., Wang H.-F., Zhang S., Yeon K.-W. Quantum state engineering with nitrogen-vacancy centers coupled to low-Q microresonator// Optics Express. 2013. V. 21. P. 5988.
3. Barclay P.E., Fu K.-M. C., Santori C., Beausoleil R.G. Chip-based microcavities coupled to nitrogen-vacancy centers in single crystal diamond// Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. P. 191115.
4. Tsukanov A., Kateev I., Orlikovsky A. Quantum register based on structured diamond waveguide with NV centers // Proc. of SPIE. 2012. V. 8700. P. 87001F.
5. Barclay P.E., Fu K.-M., Santori C., Beausoleil R.G. Hybrid photonic crystal cavity and waveguide for coupling to diamond NV-centers // Optics Express. 2009. V. 17. P. 9588.
6. Acosta V.M., Santori C., Faraon A., Huang Z., Fu K.-M.C., Stacey A., Simpson D.A., Ganesan K., Tomljenovic-Hanic S., Greentree A.D., Praver S., and Beausoleil R.G. Dynamic Stabilization of the Optical Resonances of Single Nitrogen-Vacancy Centers in Diamond // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. Iss. 20. P. 206401.