

УДК 530.145.85; 538.977; 535.337

НЕПЕРТУРБАТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СПЕКТРАХ ИЗЛУЧЕНИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ С БОЗОННЫМ И ФЕРМИОННЫМ РЕЗЕРВУАРАМИ

Р. Х. Гайнутдинов^{1,2}, Д. Г. Блюм¹, А. Ширделхавар¹, А. А. Мутыгуллина¹

В работе исследуется задача описания квантовой точки (КТ) InAs/GaAs, полученной методом молекулярно-лучевой эпитаксии, находящейся в экситонном режиме, и ее взаимодействие с акустическим фононным и электронным резервуарами. Получено непертурбативное решение собственно энергетической функции экситонной КТ и показано, что для температур выше 10 К данные функции сильно отличаются от полученных в борновском приближении. Точный расчет собственно энергетической функции экситонной КТ позволяет решить проблему декогеренции и дефазировки квантовых состояний, что открывает путь для создания однофотонных источников света, необходимых в квантовых вычислениях и квантовых коммуникациях.

Ключевые слова: квантовые точки, электрон-фононное взаимодействие, декогеренция, собственная энергия.

Введение. Квантовые точки (КТ) являются нанокристаллическими полупроводниками и вследствие квантово-размерных эффектов обладают уникальными фотофизическими свойствами [1]. На данный момент КТ являются одними из основных кандидатов для создания однофотонных источников [2]. Основными проблемами, возникающими при проектировании таких источников, являются декогеренция и дефазировка квантовых состояний, связанные с процессами взаимодействия КТ с ее окружением,

¹ Казанский (Приволжский) федеральный университет, институт Физики; e-mail: dmitrygblum@gmail.com.

² Академия наук Республики Татарстан, 420111 Россия, Казань, ул. Баумана, 20.

вследствие которых происходит переход системы в классические состояния. При низких температурах ($T \leq 10$ К) одним из основных источников декогеренции являются нулевые фононные колебания, возникающие из-за фундаментальной неопределенности координат и импульсов атомов кристаллической решетки КТ. Такие квантовые флуктуации в среде сохраняют систему в неизменном состоянии, но при этом могут оказывать влияние на процессы релаксации и подавлять их. Для описания квантовых флуктуаций применяется собственно энергетическая функция $C(\omega)$, широко используемая в квантовой теории поля и обозначающая вклад в энергию частицы, возникающий из-за взаимодействия частицы с собственным полем излучения, т. е. с окружением [3]. В данной работе была рассмотрена квантовая точка InAs/GaAs, туннельно соединенная с двумя проводниками и емкостно связанная с затвором. Подобное окружение для КТ используется для создания одноэлектронного транзистора. Вся система помещена в полупроводниковый резонатор с частотой, близкой к частоте излучения КТ [4]. Собственная энергия для экситона в таком окружении состоит из вклада от продольных акустических фононов (бозонный резервуар) и вклада от виртуального туннелирования электронов между проводниками и КТ (фермионный резервуар). В режиме сильной связи нарушается условие малости возмущения, и теория возмущений может становиться неприменимой. В связи с этим в данной работе используется обобщенное динамическое уравнение (ОДУ) [5], которое позволяет расширить квантовую динамику на случай нелокальных во времени взаимодействий и, как следствие, открывает путь для решения проблемы ультрафиолетовых расходимостей в квантовой теории поля. Вместе с тем, ОДУ учитывает нелокальность системы во времени (немарковость). Дифференциальное уравнение для собственно энергетической функции КТ в контакте с фононным и фермионным резервуарами, полученное с использованием формализма ОДУ, выводится в работе [6] и имеет вид (здесь и далее в работе была использована естественная система единиц $\hbar = c = k_B = 1$):

$$\begin{aligned} \frac{dC(z)}{dz} = & S_{\text{HR}}\omega_b^2 \int q^3 e^{-q^2/2\omega_b^2} \left[\frac{1+n(q)}{(z-q+i\frac{\gamma_0}{2}-C(z-q))^2} + \frac{n(q)}{(z+q+i\frac{\gamma_0}{2}-C(z+q))^2} \right] dq + \\ & + \frac{R_\alpha}{2\pi} \int e^{-\omega^2/2\omega_b^2} \left[\frac{f(\omega)}{(z-\omega+i\frac{\Gamma_0}{2}-C(z-\omega))^2} - \frac{f(\omega)}{(z-2\varepsilon-U+\omega+i\frac{\Gamma_0}{2}-C(z-2\varepsilon-U+\omega))^2} + \right. \\ & \left. + \frac{2f(\omega)}{(z-\varepsilon+\omega+i\frac{\Gamma_0}{2}-C(z-\varepsilon+\omega))^2} \right] d\omega. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $n(q)$ и $f(\omega)$ – это распределения Бозе–Эйнштейна и Ферми–Дирака соответственно, S_{HR} – безразмерная константа электрон-фононного взаимодействия Хуанга–

Риса, $z = \omega - \omega_0$ – отстройка от резонанса. Также ω_b – это частота отсечки, $R_\alpha = 1.5$ мэВ – частота тунеллирования, связанная со временем когеренции в системе τ соотношением $R_\alpha = \frac{1}{\tau}$, $U = 23$ мэВ – энергия кулоновского отталкивания электронов [7], $\varepsilon = 830$ мэВ – энергия основного уровня КТ, а μ – химический потенциал проводников, настраиваемый параметр, значение которого в данной работе было взято равным основному уровню КТ. Частота спонтанного распада экситонного состояния $\gamma_0 = 77$ мэВ, $\Gamma_0 = \gamma_0$. Используя выражение (1), были построены графики для спектральных функций при различных значениях температуры ($k_B T$), отстройки от резонатора $D = \omega_0 - \omega_c$, и электрон-фононного взаимодействия среды S_{HR} (рис. 1–3).

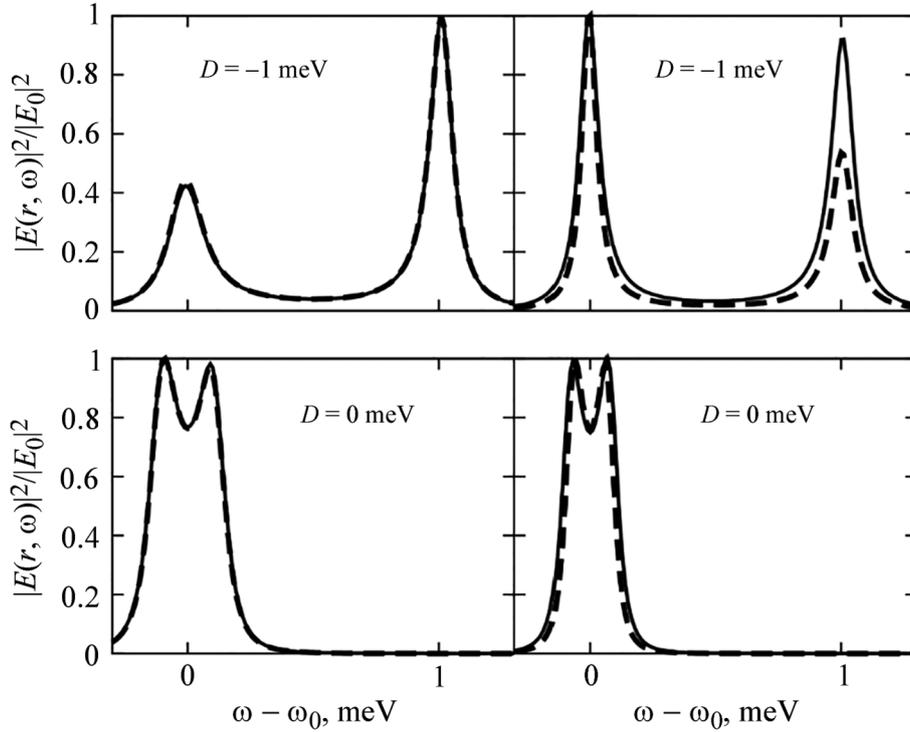


Рис. 1: Спектры излучения КТ в контакте с фононным (слева) и фононным и фермионным (справа) резервуарами при разной отстройке $D = \omega_0 - \omega_c$ при $T = 4$ К и $S_{HR} = 0.2$. Сплошной линией показано решение, полученное в ОКД, штриховой – полученное по теории возмущений.

В спектрах излучения вклад от собственной энергии экситона часто выражается в виде уширения и сдвига резонансных пиков. Спектр излучения для квантовой точки, помещенной в полуклассический резонатор, включающий в себя вклад от собственной

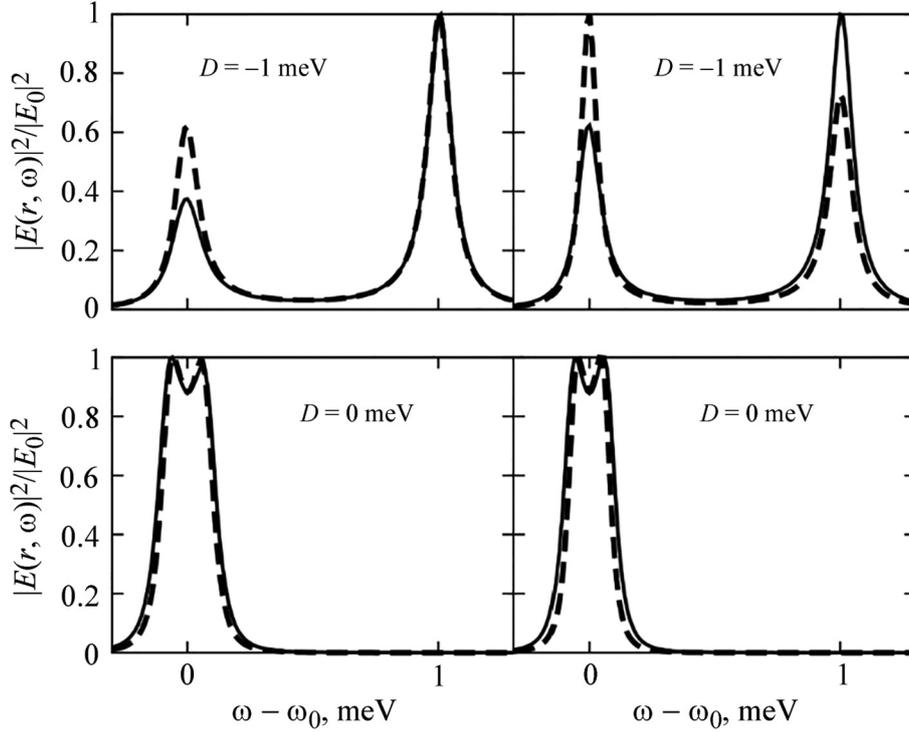


Рис. 2: Спектры излучения КТ в контакте с фоновым (слева) и фоновым и фермионным (справа) резервуарами при разной отстройке $D = \omega_0 - \omega_c$ при $T = 40$ К и $S_{\text{HR}} = 0.2$. Сплошной линией показано решение, полученное в ОКД, штриховой – полученное по теории возмущений.

энергии, имеет вид [8]:

$$\left| \frac{E(r, \omega)}{E_0} \right|^2 = F(r, \omega) \left| \frac{\sqrt{4g^2 - \frac{(\gamma - \kappa)^2}{4}} (\omega_c - \omega - \frac{\kappa}{2})}{(\omega_0 - \omega - \frac{\gamma}{2} + C(\omega)) (\omega_c - \omega - i\frac{\kappa}{2}) - g^2} \right|^2, \quad (2)$$

где вклад от полупроводникового резонатора представляется в виде:

$$F(r, \omega) = \left| \frac{4\pi\omega^2 \mu_{cv}^2}{\sqrt{4g^2 - \frac{(\gamma - \kappa)^2}{4}}} \left[\frac{\Phi_0(r)\Phi_0^*(r_0)}{2\omega_c (\omega_c - \omega - i\frac{\kappa}{2}) \varepsilon(r)} \right] \right|^2.$$

В данной работе численное значение параметра $g = 0.13$ мэВ было взято из экспериментальной работы [9]. Параметры $\kappa = 0.1$ мэВ [8], а также $\gamma = 212$ мэВ $T = 4$ К и $\gamma = 302$ мэВ при $T = 40$ К [8] были взяты в теоретических работах, где собственная энергия для КТ в полупроводниковом резонаторе получается в немарковском приближении с использованием теории возмущений. В работе [10] авторы замечают, что при

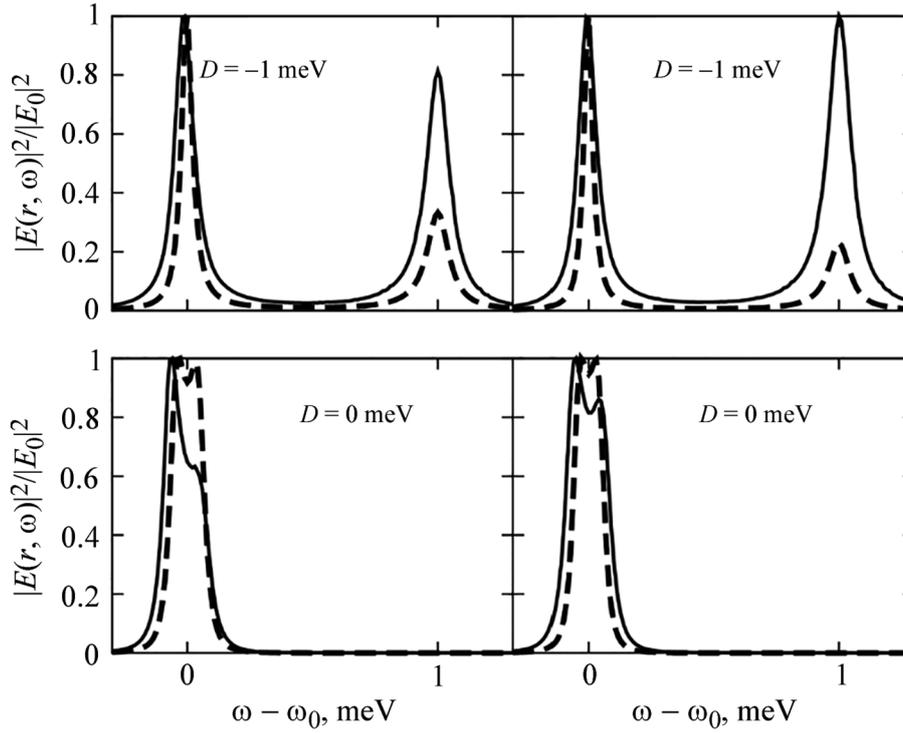


Рис. 3: Спектры излучения КТ в контакте с фоновым (слева) и фоновым и фермионным (справа) резервуарами при разной отстройке $D = \omega_0 - \omega_c$ при $T = 4$ К и $S_{\text{HR}} = 0.6$. Сплошной линией показано решение, полученное в ОКД, штриховой – полученное по теории возмущений.

повышении температуры выше 10 К, в эксперименте наблюдается более интенсивная накачка моды резонатора излучением КТ, чем это предсказывается в теоретической модели, а также, что источник такого сильного уширения экситонного пика излучения при взаимодействии КТ с полупроводниковым резонатором не совсем понятен. В ходе данной работы также был получен спектр излучения для КТ в резонаторе, где собственно энергетическая функция была рассчитана с использованием формализма ОДУ (первая строка в выражении (1)). Спектр излучения, полученный с использованием выражения (1), при $T = 4$ К совпадает со спектром, полученным по теории возмущений (рис. 1), однако при $T = 40$ К выражение (1) предсказывает большую интенсивность излучения моды резонатора, подобную замеченной в эксперименте [9] (рис. 2). Также при $T = 40$ К и значении $S_{\text{HR}} = 0.6$ можно наблюдать подавление осцилляций Раби (рис. 3). Для КТ в резонаторе, находящейся в контакте с проводниками (справа на рис. 1–3), также можно видеть, что при учете собственной энергии с использованием ОДУ пред-

сказывается большее подавление экситонного пика в спектре излучения по сравнению с решениями, полученными в рамках теории возмущений. Данные результаты важны для изучения огибающих в спектрах одиночных фотонов.

Заключение. В работе было использовано непертурбативное решение для функции собственной энергии КТ, взаимодействующей с бозонным и фермионным резервуарами, полученное в работе [6]. Было показано, что полученные выражения дают поправки в собственной энергии и соответствуют результатам стандартной теории при переходе к локальной динамике. Были построены графики спектров излучения соответствующих систем при различных значениях температуры, отстройки от резонанса, а также константы электрон-фононного взаимодействия. Было показано, что при температуре выше 10 К графики спектров КТ существенно отличаются от аналогичных, полученных с помощью теории возмущений. Полученные контуры отражают дефазировку и декогеренцию. Так при $T = 40$ К полуширина для экситонного пика в стандартной теории равна 0.117 мэВ, а при расчете с использованием ОДУ – 0.149 мэВ. Изучение взаимодействия КТ с фононным и фермионным резервуарами позволит изучить динамику декогеренции и дефазировки квантовых состояний и найти способы влияния на однофотонное излучение, что важно для генерации чистых однофотонных состояний, являющихся необходимыми в квантовых вычислениях и квантовых коммуникациях.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] T. Müller, J. Skiba-Szymanska, A. B. Krysa, et al., *Nature communications* **9**(1), 862 (2018). DOI: 10.1038/s41467-018-03251-7.
- [2] P. Senellart, G. Solomon, and A. White, *Nature nanotechnology* **12**(11), 1026 (2017). DOI: 10.1038/NNANO.2017.21.
- [3] С. Вайнберг, *Квантовая теория поля* (М., Физматлит, 2003).
- [4] J. Splettstoesser, *Adiabatic pumping through quantum dots. A dissertation for the degree of PhD. (Faculty of Physics and Astronomy, Bochum University, 2007).* https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/38/109/38109188.pdf.
- [5] R. Kh. Gainutdinov, *J. Phys. A* **32**(30), 5657 (1999). DOI: 10.1088/0305-4470/32/30/311.
- [6] R. Kh. Gainutdinov, D. G. Blum, A. Shirdelhavar, and A. A. Mutygullina, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1283**(1), 1 (2019). DOI: 10.1088/1742-6596/1283/1/012005.
- [7] G. Medeiros-Ribeiro, F. G. Pikus, P. M. Petroff, and A. L. Efros, *Phys. Rev B.* **55**(3), 1568 (1997). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.55.1568>.

- [8] G. Tarel and V. Savona, Phys. Rev. B **81**(7), 1 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevB.81.075305.
- [9] D. Dalacu, K. Mnaymneh, V. Sazonova, et al., Phys. Rev. B **82**(3), 1 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevB.82.033301.
- [10] S. Hughes, P. Yao, F. Milde, et al., Phys. Rev. B **83**(16), 1 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevB.83.165313.

Поступила в редакцию 13 января 2020 г.

После доработки 20 июня 2020 г.

Принята к публикации 21 июня 2020 г.

Публикуется по рекомендации XVII Всероссийского молодежного Самарского конкурса-конференции научных работ по оптике и лазерной физике (Самара).