

Замедление скорости затухания осцилляций Раби искусственных атомов при нерезонансном возбуждении

А. П. Сайко¹⁾, Г. Г. Федорук¹⁾+, С. А. Маркевич

Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, 220072 Минск, Беларусь

⁺*Institute of Physics, University of Szczecin, 70-451 Szczecin, Poland*

Поступила в редакцию 31 мая 2013 г.

После переработки 3 июля 2013 г.

Объяснено замедление скорости затухания осцилляций Раби при увеличении отстройки частоты возбуждающего излучения от резонансной частоты двухуровневой квантовой системы. Этот эффект реализуется, когда скорость чистой дефазировки квантовой системы становится меньше скорости продольной релаксации. Он может наблюдаться, например, для таких искусственных атомов, как полупроводниковые квантовые точки, для которых чисто дефазировочные процессы практически отсутствуют.

DOI: 10.7868/S0370274X13160030

Осцилляции Раби являются фундаментальным эффектом резонансного взаимодействия электромагнитного излучения с квантовыми системами. Они интенсивно исследуются в связи с развитием квантовых информационных технологий. При этом особое внимание уделяется поиску квантовых систем с большим временем когерентности, а также способам его увеличения. В последнее время осцилляции Раби широко изучаются для одиночных спинов [1–4] и искусственных атомов, таких, как полупроводниковые квантовые точки [5, 6] и сверхпроводящие кубиты [7, 8]. Искусственные атомы обладают свойствами, которые трудно реализуемы для ансамблей натуральных атомов. В частности, в таких системах чистая дефазировка возбужденных состояний может практически отсутствовать. Как будет показано ниже, это может служить причиной качественного изменения затухания осцилляций Раби и появления особенностей, не наблюдавшихся ранее для натуральных атомов.

В настоящей работе мы демонстрируем, что в отсутствие чистой дефазировки отстройка частоты воздействующего электромагнитного излучения от резонансной частоты искусственного атома приводит к замедлению скорости затухания осцилляций Раби. С одной стороны, это контрастирует с поведением натуральных атомов, для которых, как известно [9, 10], чистая дефазировка убыстряет затухание осцилляций с увеличением отстройки от резонанса, а с другой – дает ключ к пониманию необычного поведения ширины боковых линий триплета Молло-

ва в спектре резонансной флуоресценции InAs/GaAs квантовой точки [11]. Указанный триплет формируется благодаря модуляции дипольного момента перехода квантовой точки осцилляциями Раби. Ширина его боковых линий определяется скоростью затухания этих осцилляций. Недавно экспериментально обнаружено сужение боковых линий триплета по мере увеличения отстройки частоты возбуждающего поля от резонанса (см. рис. 3 в [11]). Затухание осцилляций Раби в квантовых точках может быть вызвано как спонтанным излучением фотонов, так и безызлучательной релаксацией благодаря наличию фононного резервуара [12, 13]. Именно сильное взаимодействие с фононами (через поляронный механизм) является причиной наблюдаемой линейной зависимости ширины боковых линий триплета Моллова от мощности поля накачки. Кроме того, авторами работ [12, 13] были сделаны оценки того, насколько фононный вклад может быть ответственен за необычный, на их взгляд, эффект – сужение боковых линий триплета с увеличением отстройки от резонанса. По мнению этих авторов, физическая причина данного эффекта неясна, хотя их численные расчеты качественно отражают экспериментально наблюдаемые тенденции. Как отмечается в [13], сужение боковых линий может иметь место и вне зависимости от влияния фононов. Наше рассмотрение в рамках стандартного подхода, фактически не выходящего за рамки уравнений Блоха и их решений в пределе сильного поля, в значительной мере разрешает данную проблему в целом.

¹⁾e-mail: saiko@ifftp.bas-net.by; fedaruk@wmf.univ.szczecin.pl

В качестве примера искусственного атома рассмотрим полупроводниковую квантовую точку. Будем моделировать ее в виде двухуровневой квантовой системы с энергетическим расщеплением ω_0 между основным, $|1\rangle$, и возбужденным, $|2\rangle$, состояниями (мы принимаем, что постоянная Планка $\hbar = 1$). Квантовая точка подвергается воздействию когерентного лазерного поля с частотой ω_L . Управляющее уравнение (*master equation*) для матрицы плотности ρ изучаемой системы может быть записано в виде

$$i\frac{\partial\rho}{\partial t} = [H, \rho] + i\Lambda\rho, \quad (1)$$

где

$$H = \Delta s^z + \frac{\Omega}{2}(s^+ + s^-) \quad (2)$$

есть гамильтониан системы во вращающейся с частотой ω_L системе координат, а

$$\Lambda\rho = \frac{\gamma_{21}}{2}D[s^-]\rho + \frac{\gamma_{12}}{2}D[s^+]\rho + \frac{\eta}{2}D[s^z]\rho \quad (3)$$

есть релаксационный супероператор. Здесь $s^{\pm, z}$ – компоненты псевдоспинового оператора, описывающие состояния двухуровневой системы и удовлетворяющие коммутационным соотношениям $[s^+, s^-] = 2s^z$ и $[s^z, s^{\pm}] = \pm s^{\pm}$, Ω – частота Раби, характеризующая величину взаимодействия системы с лазерным полем, $\Delta = \omega_0 - \omega_L$. Кроме того, здесь введено обозначение $D[O]\rho = 2O\rho O^\dagger - O^\dagger O\rho - \rho O^\dagger O$, γ_{21} и γ_{12} – скорости фотонных радиационных и фононных безызлучательных переходов из возбужденного состояния $|2\rangle$ квантовой точки в основное состояние $|1\rangle$, и наоборот, η – скорость процессов чистой дефазировки, в том числе и за счет взаимодействия с фононами.

Далее будем считать возбуждающее лазерное поле сильным, т.е. таким, что $\Omega \gg \max\{\gamma_{21}, \gamma_{12}, \eta\}$. Пусть в начальный момент времени квантовая точка находится в основном состоянии. Тогда на основе (1) – (3) можно получить аналитическое выражение для матрицы плотности $\rho(t)$ и вычислить вероятность нахождения квантовой точки в возбужденном состоянии в произвольный момент времени в нулевом приближении по $\max\{\gamma_{21}, \gamma_{12}, \eta\}/\Omega$:

$$\begin{aligned} \rho_{22}(t) &= \langle 2|\rho(t)|2\rangle = \\ &= \frac{1}{2} \left(1 - \{e^{-\Gamma_\perp t} \sin^2 \theta \cos \varepsilon t + \right. \\ &\quad \left. + \cos \theta [\cos \theta e^{-\Gamma_\parallel t} - \sigma_0(1 - e^{-\Gamma_\parallel t})] \} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\varepsilon = (\Delta^2 + \Omega^2)^{1/2}$ – обобщенная частота Раби, $\cos \theta = \Delta/\varepsilon$, $\sin \theta = \Omega/\varepsilon$, $\sigma_0 = (\gamma_{12} - \gamma_{21}) \cos \theta / \Gamma_\parallel$, $\gamma_\parallel = \gamma_{12} + \gamma_{21}$, $\gamma_\perp = (\gamma_{12} + \gamma_{21} + \eta)/2$,

$$\Gamma_\parallel = \gamma_\parallel + (\gamma_\perp - \gamma_\parallel) \sin^2 \theta, \quad (5)$$

$$\Gamma_\perp = \gamma_\perp - (1/2)(\gamma_\perp - \gamma_\parallel) \sin^2 \theta.$$

Из (4) и (5) следует, что осцилляции Раби населенности возбужденного состояния квантовой точки происходят с частотой ε и затухают со скоростью Γ_\perp :

$$\Gamma_\perp = \frac{1}{2}(\gamma_\parallel + \eta) + \frac{1}{4}(\gamma_\parallel - \eta) \frac{\Omega^2}{\Delta^2 + \Omega^2}. \quad (6)$$

Выражение (4) практически совпадает с соответствующим решением Торри для уравнений Блоха в оговоренном приближении. Как видно из (6), при фиксированной амплитуде лазерного поля характер зависимости затухания осцилляций Раби от величины отстройки от резонанса определяется соотношением скоростей продольной релаксации γ_\parallel и чистой дефазировки η . Если $\eta > \gamma_\parallel$, то скорость затухания осцилляций увеличивается с увеличением отстройки. Однако при $\eta < \gamma_\parallel$ с увеличением отстройки затухание осцилляций замедляется. Отметим, что при $\eta = \gamma_\parallel$ затухание осцилляций вообще перестает зависеть от отстройки.

На рис. 1 показаны осцилляции Раби населенности возбужденного состояния двухуровневой кван-

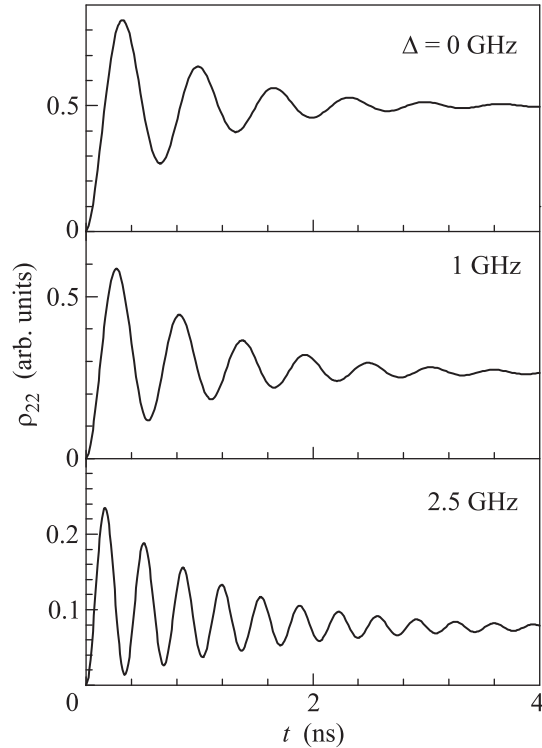


Рис. 1. Осцилляции Раби населенности возбужденного состояния двухуровневой квантовой системы для разных отстроек частоты возбуждающего поля от резонанса при $\Omega/2\pi = 1.5$ ГГц, $\gamma_\parallel = 1.6$ нс⁻¹ и $\eta = 0$

товой системы для разных отстроек частоты возбуждающего поля от резонанса при фиксированной

его амплитуде. Здесь использованы параметры, характерные для полупроводниковых квантовых точек [6], для которых отсутствует чистая дефазировка. Как видно из рисунка при отстройке от резонанса затухание осцилляций населенности возбужденного состояния замедляется. Согласно выражению (4) в долговременном пределе населенность достигает стационарного значения $\rho_{22}(\infty) = (1 + \sigma_0 \cos \theta)/2$, также зависящего от отстройки. Зависимости затухания осцилляций Раби от отстройки для различных соотношений скоростей продольной релаксации и чистой дефазировки приведены на рис. 2. При $\eta < \gamma_{\parallel}$ реали-

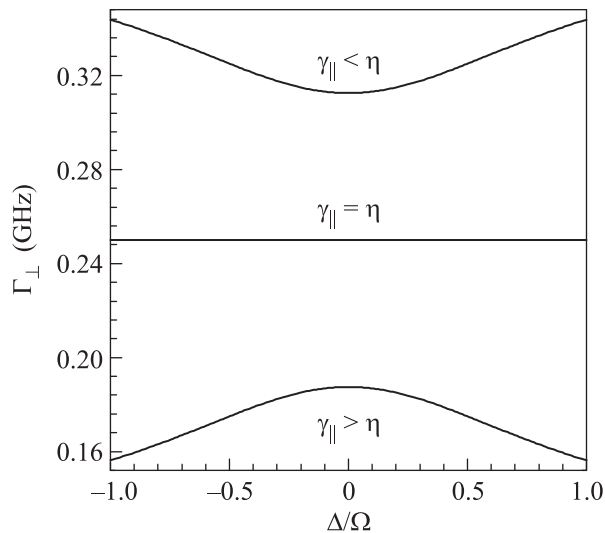


Рис. 2. Зависимости скорости затухания осцилляций Раби от величины нормированной отстройки от резонанса Δ/Ω для $\Omega/2\pi = 1.5$ ГГц, $\gamma_{\parallel} = 1.6$ нс⁻¹ и $\eta = 0$, $\gamma_{\parallel} = 3.2$ нс⁻¹

зуется предсказываемый эффект замедления затухания осцилляций Раби (уменьшение Γ_{\perp}) с увеличением отстройки от резонанса. Условие $\eta > \gamma_{\parallel}$, наоборот, приводит к увеличению скорости затухания осцилляций с увеличением отстройки. Данное условие соответствует типичной ситуации, когда магнитный и оптический резонансы наблюдаются в природных ансамблях элементарных излучателей (атомов, молекул, электронных и ядерных спинов).

Таким образом, показано, что характер зависимости скорости затухания осцилляций Раби (ее увеличение или уменьшение) от отстройки частоты возбуждающего поля от резонанса всецело определя-

ется соотношением скоростей продольной релаксации и чистой дефазировки. Это объясняет физическую причину сужения боковых линий триплета Моллова с отстройкой от резонанса. Данный вывод непосредственно подтверждается в экспериментах по резонансной флуоресценции на полупроводниковых квантовых точках. Действительно, в [11] величина скорости чистой дефазировки для InAs/GaAs квантовой точки не превосходила скорости продольной релаксации и, соответственно, наблюдался эффект сужения боковых линий триплета с увеличением отстройки. В то же время в работе [12] наблюдалось уширение боковых линий триплета с увеличением отстройки. При этом, как и следовало ожидать, скорость чистой дефазировки превышала (четырекратно) скорость продольной релаксации. Отметим, что роль фононов в эффекте сужения боковых линий триплета Моллова заключается в том, что они могут давать вклад в процессы чистой дефазировки и тем самым препятствовать его реализации.

1. J. J. Pla, K. Y. Tan, J. P. Dehollain et al., *Nature* **496**, 334 (2013).
2. J. J. Pla, K. Y. Tan, J. P. Dehollain et al., *Nature* **489**, 541 (2012).
3. F. Jelezko, T. Gaebel, I. Popa et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 076401 (2004).
4. V. V. Dobrovitski, G. D. Fuchs, A. L. Falk et al., *Annual Review of Condensed Matter Physics* **4**, 23 (2013).
5. E. D. Kim, K. Truex, Y. Wu et al., *Appl. Phys. Lett.* **97**, 113110 (2010).
6. J. R. Schaibley, A. P. Burgers, G. A. McCracken et al., *Phys. Rev. B* **87**, 115311 (2013).
7. J. Martinis, S. Nam, J. Aumentado, and C. Urbina, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 117901 (2002).
8. S. N. Shevchenko, A. N. Omelyanchouk, and E. Il'ichev, *Low Temperature Physics* **38**, 360 (2012).
9. H. C. Torrey, *Phys. Rev.* **76**, 1059 (1949).
10. L. Allen and J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, Wiley, N.Y., 1982.
11. S. M. Ulrich, S. Ates, S. Reitzenstein et al., *Phys. Rev. Lett.* **106**, 247402 (2011).
12. A. Ulhaq, S. Weiler, S. M. Ulrich et al., *Optics Express* **21**, 4382 (2013).
13. D. P. S. McCutcheon and A. Nazir, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 217401 (2013).