

О ДОМИНИРУЮЩЕЙ РОЛИ ДВУХКВАНТОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ ВО ВНЕШНИХ ПОЛЯХ

А.М.Башаров¹⁾

Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 августа 1999 г.

Показано, что резонансные процессы взаимодействия когерентной волны с примесными атомами приводят к заселению уровней примесного атома, расположенных в щели в плотности фотонных состояний и не принадлежащих резонансным переходам, тогда как взаимодействие примесных атомов с нерезонансной когерентной волной приводит к эффективной дезактивации указанных уровней. Основным механизмом, определяющим накачку и распад примесного уровня внутри щели являются двухквантовые излучательные процессы релаксации, исследованные ранее автором (ЖЭТФ 102, 1126 (1992)).

PACS: 42.50.Lc, 42.65.-k, 42.70.Qs

Создание фотонных кристаллов с щелями в плотности фотонных состояний, лежащими в диапазонах от микроволнового до видимого и с ширинами до 30% от центральной частоты щели [1–3], открывает уникальные возможности управления фундаментальными электромагнитными процессами в среде. Огромный интерес для исследователей представляет ситуация, когда возбужденный уровень примесного атома, связанный с основным электродипольным переходом, расположен в щели в плотности фотонных состояний. В зависимости от положения уровня в щели по отношению к краю обсуждают немарковскую релаксацию [4–6], роль резонансного диполь-дипольного взаимодействия [7, 8], квадрупольную релаксацию [7], двухатомную релаксацию [9].

Если атомный уровень расположен достаточно глубоко в широкой щели в плотности фотонных состояний, то его релаксация сильно подавлена и он представляет особый интерес как элемент разного рода оптических запоминающих устройств [10], вычислительных схем [11] и т.п. В таких задачах в качестве управляющих используются когерентные волны. Взаимодействие когерентных полей с такими примесными атомами обнаруживает также и важные физические эффекты, например оптическую бистабильность [12]. Широко дискутируется также понятие локализованного фотона [13] и его роль в излучательных задачах [14,15], хотя в основном локализованные фотоны, щелевые солитоны и светондучиванная прозрачность рассматриваются в контексте взаимодействия электромагнитных волн с периодической решеткой из резонансных атомов. Однако во всех подобных задачах взаимодействие когерентных полей с примесными атомами рассматривается в рамках учета и/или уточнения тех же механизмов релаксации, которые имели место и в отсутствие когерентных полей.

В данном сообщении обращается внимание на то, что в фотонных кристаллах в когерентных полях, как резонансных, так и нерезонансных, в условиях подавления части обычных каналов релаксации примесных атомов на первый план выступают новые каналы релаксации, связанные с двухквантовыми релаксационными процессами [16], которые в обычных средах не проявляются в силу своей малости по

¹⁾ e-mail: ashata@amicom.ru, ashata@ashat.mephi.su

сравнению со спонтанным радиационным распадом. Однако в фотонных кристаллах они не только уточняют известные результаты, но и полностью меняют картину взаимодействия когерентных полей с примесными атомами в широком диапазоне параметров. В силу этого многие предложения по использованию примесных атомов в различных устройствах, а также результаты исследований взаимодействия когерентных полей с примесными атомами, нуждаются в пересмотре.

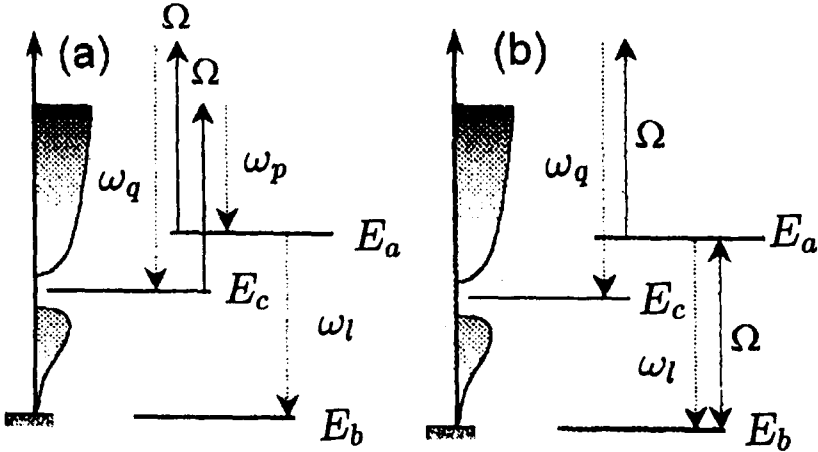
В качестве примеров, иллюстрирующих сделанные утверждения, ниже будут рассмотрены две очень типичные ситуации. В них энергетический уровень E_c расположен глубоко внутри широкой щели в плотности фотонных состояний и связан с основным уровнем E_b электродипольным переходом. Другие энергетические атомные уровни, связанные с основным электродипольным переходом, имеют энергии, большие E_c . Пусть E_a – типичный представитель этих уровней. В первой ситуации (рисунок а) примесный атом, возбужденный на уровень E_c , находится в поле нерезонансной когерентной волны частоты Ω . Тогда за время $\tau_{two-photon}$, много меньшее, чем время жизни уровня E_c в отсутствие внешних полей, примесный атом перейдет в основное состояние E_b для широкого диапазона частот $\Omega > (E_c - E_a)/\hbar$. Во второй ситуации (рисунок б) примесный атом, первоначально находящийся в основном состоянии E_b , взаимодействует с когерентной волной, резонансной переходу $E_a \rightarrow E_b$. Тогда за время порядка $\tau_{two-photon}$ примесный атом окажется на уровне E_c внутри щели в плотности фотонных состояний, а на переходе $E_a \rightarrow E_b$ будет иметь место прозрачность, индуцированная резонансным взаимодействием с когерентной волной. Очевидно, указанная светоиндуцированная прозрачность противоположна прозрачности, вызванной насыщением поглощения на переходе $E_a \rightarrow E_b$, поскольку данный переход становится "пустым" из-за ухода примесного атома с уровня E_b и E_a в состояние E_c , который здесь выступает как своеобразная ловушка. Подчеркнем, что в качестве резонансного перехода $E_a \rightarrow E_b$ может выступать любой электродипольный переход с частотой, не попадающей в щели в плотности фотонных состояний, и содержащий основной уровень. Причем уровень E_a может находиться как выше, так и ниже уровня E_c , расположенного в щели в плотности фотонных состояний. Описанные эффекты носят общий характер для процессов с участием примесных атомов фотонных кристаллов в электромагнитных полях и их необходимо всюду принимать во внимание.

Уравнения для матрицы плотности ρ примесного атома в поле нерезонансной когерентной волны напряженности

$$E = \mathcal{E} \exp[i(\mathbf{K}\mathbf{r} - \Omega t)] + \text{к.с.} \quad (1)$$

с учетом результатов [16] можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \rho_{cc} &= -(\gamma_c^{(2)} + \gamma_c |\mathcal{E}|^2) \rho_{cc} + \gamma_a |\mathcal{E}|^2 \rho_{aa}, & \frac{d}{dt} \rho_{bb} &= \gamma_c^{(2)} \rho_{cc} + \gamma_a^{(0)} \rho_{aa}, \\ \frac{d}{dt} \rho_{aa} &= -(\gamma_a^{(0)} + \gamma_a |\mathcal{E}|^2) \rho_{aa} + \gamma_c |\mathcal{E}|^2 \rho_{cc}, & & \\ \gamma_c &= \kappa_p |\Pi_{ca}(-\Omega)|^2 / \hbar^2, & \gamma_a &= \kappa_q |\Pi_{ac}(-\Omega)|^2 / \hbar^2, & \gamma_a^{(0)} &= \kappa_l |d_{ab}|^2 / 2\hbar^2, \\ \Pi_{ac}(\Omega) &= \sum_{\beta} \frac{d_{a\beta} d_{\beta c}}{\hbar} \left(\frac{1}{\omega_{\beta a} + \Omega} + \frac{1}{\omega_{\beta c} - \Omega} \right), & \omega_{\alpha\beta} &= (E_{\alpha} - E_{\beta}) / \hbar. \end{aligned} \quad (2)$$



Расположение уровней примесного атома по отношению к щели в плотности фотонных состояний и частотам полей, участвующих в радиационных процессах

Здесь κ_p , κ_q и κ_l – константы связи с фотонными термостатами с центральными частотами $\omega_p = \Omega - \omega_{ac}$, $\omega_q = \Omega + \omega_{ac}$ и ω_l ; $d_{\alpha\beta}$ – дипольный момент перехода $E_\alpha \rightarrow E_\beta$; $\gamma_c^{(2)}$ – скорость распада уровня внутри щели в плотности фотонных состояний за счет двухатомной релаксации [9]. Считаем, что несущая частота Ω волны (1) лежит далеко от спектральных особенностей фотонного кристалла.

Пусть в начальный момент времени примесный атом находился на уровне E_c в щели в плотности фотонных состояний (рисунок а). Видно, что в отсутствие нерезонансного когерентного поля (1) время жизни атома на уровне E_c равно $1/\gamma_c^{(2)}$, в то время как в когерентном поле при $\gamma_c^{(2)} \ll \gamma_{a,c}|\mathcal{E}|^2 < \gamma_a^{(0)}$ оно определяется величиной

$$\tau_{two-photon} \sim 1/\gamma_c|\mathcal{E}|^2 \sim 1/\gamma_a|\mathcal{E}|^2 \ll 1/\gamma_c^{(2)}.$$

Описанный механизм релаксации имеет место практически для любых значений частот волны (1). Ограничением служит отсутствие в диапазоне энергий $E_b < E_a < E_c + \hbar\Omega$ примесного уровня E_a , являющегося возбужденным для некоторого электродипольного перехода, не подпадающего под действие спектральных особенностей фотонного кристалла.

Уравнения для матрицы плотности примесного атома в поле когерентной волны (1), резонансной переходу $E_a \rightarrow E_b$ (рисунок б), на первый взгляд не связанному с уровнем E_c в щели в плотности фотонных состояний, при учете двухквантовой релаксации [16] оказываются следующими:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}r_{ab} - i(\Delta - \Delta_{ab}|\mathcal{E}|^2)r_{ab} &= \frac{i}{\hbar}(\rho_{bb} - \rho_{aa})d_{ab}\mathcal{E} - (\gamma_a^{(0)}/2 + \gamma_{ab}|\mathcal{E}|^2)r_{ab}, \\ \frac{d}{dt}\rho_{bb} &= \gamma_a^{(0)}\rho_{aa} + \gamma_c^{(2)}\rho_{cc} + \frac{i}{\hbar}(r_{ab}^*d_{ab}\mathcal{E} - r_{ab}d_{ab}^*\mathcal{E}^*), \\ \frac{d}{dt}\rho_{aa} &= -(\gamma_a^{(0)} + \gamma_a|\mathcal{E}|^2)\rho_{aa} - \frac{i}{\hbar}(r_{ab}^*d_{ab}\mathcal{E} - r_{ab}d_{ab}^*\mathcal{E}^*), \\ \frac{d}{dt}\rho_{cc} &= \gamma_a|\mathcal{E}|^2\rho_{aa} - \gamma_c^{(2)}\rho_{cc}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь

$$\Delta = \Omega - \omega_{ab}, \quad \Delta_{ab} = \Pi_a(\Omega) - \Pi_b(\Omega), \quad \gamma_{ab} = \kappa_\Omega(\Pi_a(\Omega) - \Pi_b(\Omega))^2/2\hbar^2 + \gamma_a/2,$$

$$\gamma_a = \kappa_q |\Pi_{ac}(-\Omega)|^2/\hbar^2, \quad \Pi_\alpha(\Omega) = \sum_{\alpha'} \frac{|d_{\alpha\alpha'}|^2}{\hbar} \left(\frac{1}{\omega_{\alpha\alpha'} + \Omega} + \frac{1}{\omega_{\alpha\alpha'} - \Omega} \right).$$

Двухквантовая релаксация обеспечивает связь рассматриваемого резонансного перехода с уровнем E_c . Если бы этот уровень не располагался в щели в плотности фотонных состояний, то слабый "приход" на уровень E_c и быстрый "уход" с него практически не сказались бы на динамике резонансного перехода. Однако в силу подавления "ухода" с уровня E_c этот уровень оказывается заселенным, спустя промежуток времени порядка $\tau_{two-photon}$ после начала резонансного взаимодействия волны (1) с переходом $E_a \rightarrow E_b$, а плотность атомов на резонансных уровнях становится много меньшей, чем на уровне в щели в плотности фотонных состояний:

$$\rho_{bb} \cong \epsilon(1 + \gamma_a^{(0)}/\Gamma), \quad \rho_{aa} \cong \epsilon, \quad \rho_{cc} \cong 1 - \epsilon(2 + \gamma_a^{(0)}/\Gamma),$$

где

$$\epsilon = \frac{\gamma_c^{(2)}}{\gamma_a |\mathcal{E}|^2} \ll 1, \quad \Gamma = 2 \frac{|d_{ab}\mathcal{E}/\hbar|^2 (\gamma_a^{(0)}/2 + \gamma_{ab} |\mathcal{E}|^2)}{(\gamma_a^{(0)}/2 + \gamma_{ab} |\mathcal{E}|^2)^2 + (\Delta - \Delta_{ab} |\mathcal{E}|^2)^2}.$$

Подчеркнем, что в отличие от случая обычной среды в рассматриваемой ситуации двухквантовый уход с уровня E_c подавлен попаданием частоты ω_p в щель в плотности фотонных состояний.

Для численных оценок времени двухквантовых релаксационных процессов можно воспользоваться формулой

$$\tau_{two-photon} \sim \frac{\hbar c^4}{4\pi I \omega_q^3 |\Pi_{ac}(-\Omega)|^2},$$

где I – интенсивность когерентной волны, усредненная за период $2\pi/\Omega$ быстрых колебаний. Однако об эффективности двухквантовых релаксационных процессов удобнее судить по следующему выражению:

$$\tau_{two-photon} \sim \frac{1}{\gamma_a^{(0)}} \left(\frac{\Delta\omega_{\alpha\alpha}}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{\omega_{ab}}{\omega_q} \right)^3,$$

где Λ – характерная частота Раби, а $\Delta\omega_{\alpha\alpha} = \Omega - \omega_{\alpha\alpha}$ – отстройка от некоторого квазирезонансного уровня E_α . В условиях квазирезонанса $|\Delta\omega_{\alpha\alpha}/\Lambda|^2 \sim 10^1 \div 10^2$, а за счет выбора частот параметр $(\omega_{ab}/\omega_q)^3$ может быть порядка $10^{-1} \div 1$. Таким образом, время спонтанной двухквантовой релаксации на порядок больше времени обычного спонтанного излучения изолированного атома, что на несколько порядков меньше времени жизни возбужденного уровня в щели в плотности фотонных состояний [7, 9]. Условие квазирезонанса легко достигается для нерезонансного случая для широкого диапазона интенсивностей путем подбора частоты Ω . Для резонансной ситуации выполнение условий квазирезонанса ограничено структурой энергетических уровней примесного атома, и поэтому при неблагоприятных параметрах время двухквантовых релаксационных процессов может оказаться еще на один-два порядка больше.

В заключение подчеркну, что оператор двухквантовых релаксационных процессов и использованные здесь соответствующие релаксационные параметры получены в [16] в результате перехода из полного гамильтониана, описывающего электродипольное взаимодействие классического и квантованных полей с атомом, к эффективному гамильтониану и затем к кинетическим уравнениям Блоха, тогда как в многочисленных исследованиях спонтанных излучательных релаксационных процессов во внешних полях [17–20] исходят из разного рода кинетических уравнений, в результате чего указанные двухквантовые процессы оказываются неучтенными. В технике квантовых скачков [21] применительно к исходному гамильтониану полная картина двухквантовых релаксационных процессов также оказывается скрытой, поскольку там необходимо суммировать бесконечное число слагаемых, отвечающих различным резонансным комбинациям. Развитый в [16] подход оказывается наиболее адекватным для изучения релаксационных процессов в фотонных кристаллах во внешних полях.

Работа выполнена в рамках проекта INTAS 96-0339.

1. *Photonic gap materials*, Ed. C.M.Soukoulis, NATO ASI Ser. E **315**, Kluwer Academic, Dordrecht, 1996.
2. C.T.Chan, S.Datta, K.M.Ho, and C.M.Soukoulis, *Phys. Rev.* **B49**, 1988 (1994).
3. U.Gruning, V.Lehmann, and C.M.Engelhardt, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 3254 (1995).
4. S.John and T.Quang, *Phys. Rev.* **A50**, 1764 (1994).
5. S.Bay, P.Lambropoulos, and K.Molmer, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2654 (1997).
6. N.Vats and S.John, *Phys. Rev.* **A58**, 4168 (1998).
7. S.John and J.Wang, *Phys. Rev.* **B43**, 12772 (1991).
8. S.John and T.Quang, *Phys. Rev.* **A52**, 4083 (1995).
9. А.М.Башаров, *ЖЭТФ* **115**, 30 (1999).
10. T.Quang, M.Woldeyohannes, S.John, and G.S.Agarwal, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 5238 (1997).
11. *Fundamental problems in quantum theory*, Vol. 755, Eds. D.M.Greenberger, A.Zeilinger, Academy of Sciences, N.Y., 1995.
12. S.John and T.Quang, *Phys. Rev.* **A54**, 4479 (1996).
13. S.John, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 2169 (1984), *Phys. Rev.* **B31**, 304 (1984).
14. T.Quang and S.John, *Phys. Rev.* **A56**, 4273 (1997).
15. Hu Huang, Xing-Hua Lu, and Shi-Yao Zhu, *Phys. Rev.* **A57**, 4945 (1998).
16. А.М.Башаров, *ЖЭТФ* **102**, 1126 (1992).
17. L.M.Narducci, M.O.Scully, G.-L.Oppo et al., *Phys. Rev.* **A42**, 1630 (1990).
18. O.Kocharovskaya, Shi-Yao Zhu, M.O.Scully et al., *Phys. Rev.* **A49**, 4928 (1994).
19. O.Kocharovskaya, P.Mandel, and M.O.Scully, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2451 (1995).
20. G.S.Agarwal, *Phys. Rev.* **A54**, R3734 (1996).
21. H.J.Carmichael, *Phys. Rev.* **A56**, 5065 (1997).