

Спектроскопия Λ -атома с использованием обратной связи

В.А.Томилин, Л.В.Ильичёв

Представлено теоретическое исследование способа управления Λ -схемой спектроскопии пробного поля с единичным атомом при помощи обратной связи. Обратная связь управляла фазой одного из полей, а ее действие инициировалось нетривиальным распутыванием квантовой операции детектирования спонтанных фотонов, испущенных атомом. В рамках подхода с использованием марковских кинетических уравнений продемонстрирована возможность управлять формой и шириной «темного» резонанса когерентного пленения населенностей в весьма широких пределах. Также обнаружены и описаны резкие структуры резонансного типа в зависимости работы полей от частот Раби.

Ключевые слова: когерентное пленение населенностей, «темные» резонансы, квантовая обратная связь.

1. Введение

Нелинейная спектроскопия как часть нелинейной оптики возникла в начале 1960-х годов [1] с появлением лазеров, позволявших получать достаточно мощные и когерентные световые поля для наблюдения нелинейных эффектов в различных средах. Одним из них является эффект когерентного пленения населенностей (КПН) [2, 3], играющий большую роль в спектроскопии трехуровневых систем с Λ -конфигурацией энергетических уровней [4].

Квантовая теория управления является относительно новой и быстро развивающейся областью [5, 6], множество приложений которой стимулировалось развитием технологий, позволяющих проводить эксперименты с одиночными квантовыми объектами, такими как атомы или ионы [7, 8]. Управление простыми квантово-оптическими системами на основе квантовой обратной связи позволяет добиться таких интересных эффектов, как, например, управление стационарным состоянием диссипативной двухуровневой системы [9], усиление сжатия резонансной флуоресценции от двухуровневого атома [10] или стабилизация выбранного исхода измерения, проводимого над квантовой системой [11]. В системах элементарных излучателей – атомов или молекул, взаимодействующих с электромагнитными полями, наиболее естественным типом обратной связи является обратная связь на основе фотодетектирования, т.е. управляющее воздействие выбирается исходя из результатов регистрации излучения, испущенного системой. В более ранних работах [12–15] нами было показано, что управление фазой поля на основе зарегистрированных фотоиспусканий способно существенно модифицировать спектр и статистику резонансной флуоресценции как одиночного атома, так и пары двухуровневых атомов.

В.А.Томилин, Л.В.Ильичёв. Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: 8342tomilin@mail.ru, leonid@iae.nsk.su

Поступила в редакцию 9 марта 2017 г., после доработки – 27 марта 2017 г.

В настоящей работе мы исследуем похожую систему обратной связи применительно к схеме двухполевой спектроскопии. Фаза одного из классических полей, взаимодействующих с системой, подвергается переключениям в зависимости от типа зарегистрированных спонтанных фотонов. Главным образом нас будет интересовать модификация феномена КПН (условия его возникновения, а также ширина и форма «темного» резонанса) в зависимости от выбора типа событий, инициирующих действие обратной связи.

Концепция спектроскопии с использованием обратной связи была ранее рассмотрена в [16], однако предложенная ее авторами идея отличалась от рассматриваемой нами. Авторы [16] предлагали использовать обратную связь для стабилизации отклика системы (применительно к Λ -системе предлагалось стабилизировать уровень резонансной флуоресценции) и исследовать зависимость контролируемых параметров от частот полей, взаимодействующих с системой.

2. Модель

Рассматривается трехуровневая система Λ -конфигурации, взаимодействующая с двумя классическими электромагнитными полями (рис.1), причем за точку отсчета энергии взят уровень $|0\rangle$. Обратная связь осуществляется

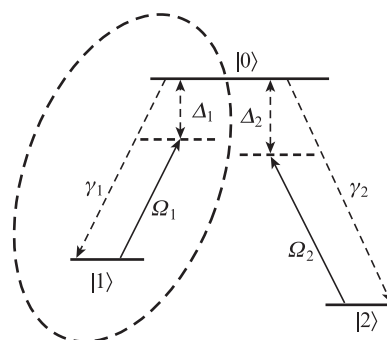


Рис.1. Схема двухполевой спектроскопии Λ -системы. Фаза поля, взаимодействующего с переходом 0–1, управляется при помощи обратной связи.

достаточно простым образом: фаза поля на одном из переходов (для определенности выбран переход $0-1$) изменяется на величину π . Переключение фазы инициируется детектированием фотоиспускания определенного типа, что позволяет системе управлять собственной эволюцией. Рассмотрим сначала случай без обратной связи. В ее отсутствие эволюция матрицы плотности системы $\hat{\rho}$ задается следующим управляющим уравнением:

$$\partial_t \hat{\rho} = -i[\hat{H}_{\text{tot}}, \hat{\rho}] + \sum_{i=1,2} (\hat{L}_i \hat{\rho} \hat{L}_i^\dagger - \frac{1}{2} \{ \hat{L}_i^\dagger \hat{L}_i \hat{\rho} \}), \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{L}_i &= \sqrt{\gamma_i} |i\rangle \langle 0| \quad (i=1,2); \quad \hat{H}_{\text{tot}} = \hat{H}_\Lambda + \hat{V}_1 + \hat{V}_2; \\ \hat{H}_\Lambda &= \sum_{i=1,2} \Delta_i |i\rangle \langle i|; \quad \hat{V}_i = \Omega_i |0\rangle \langle i| + \Omega_i^* |i\rangle \langle 0|; \end{aligned} \quad (2)$$

γ_i – скорость спонтанного испускания с уровня $|0\rangle$ на уровень $|i\rangle$; Δ_i и Ω_i – отстройки и частоты Раби соответствующих переходов; $\hat{L}_{1,2}$ – операторы, описывающие спонтанный распад на уровнях $|1\rangle$ и $|2\rangle$. Гамильтониан записан в приближении вращающейся волны. Явление КПН заключается в том, что при равенстве отстроек ($\Delta_1 = \Delta_2$) система оказывается в так называемом темном состоянии $|\Psi_{\text{dark}}\rangle$, не взаимодействующем с полем и являющимся определенной суперпозицией основных состояний. По аналогии вводится также «светлая» суперпозиция основных состояний $|\Psi_{\text{bright}}\rangle$, ортогональная $|\Psi_{\text{dark}}\rangle$, из которой система быстрее всего возбуждается в состояние $|0\rangle$. Эти состояния в базисе $\{|i\rangle\}_{i=1,2,3}$ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} |\Psi_{\text{dark}}\rangle &= \frac{\Omega_2 |1\rangle - \Omega_1 |2\rangle}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}}, \\ |\Psi_{\text{bright}}\rangle &= \frac{\Omega_1 |1\rangle + \Omega_2 |2\rangle}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}}. \end{aligned} \quad (3)$$

Пусть теперь вместо операторов $\{\hat{L}_i\}_{i=1,2}$ используют новые операторы, полученные следующим преобразованием:

$$\hat{L}_+ = \alpha \hat{L}_1 + \beta \hat{L}_2, \quad \hat{L}_- = -\beta^* \hat{L}_1 + \alpha^* \hat{L}_2, \quad |\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1. \quad (4)$$

Подобное преобразование иногда называют альтернативным распутыванием операции фотодетектирования [17], поскольку оно соответствует иному (нестандартному) процессу фоторегистрации. Как известно, экспериментально исследуемые Λ -системы всегда являются частью более сложной системы уровней, к примеру перехода $J=1 \rightarrow J=1$, так что состояния $|0\rangle$ и $|1\rangle$ относятся к разным системам магнитных подуровней. В этом случае спонтанные фотоны, испущенные на переходах $0-1$ и $0-2$ в направлении волновых векторов внешних полей, имеют ортогональные круговые поляризации. Реализация альтернативного распутывания может быть осуществлена путем регистрации двух ортогональных эллиптических поляризаций. В случае испускания вдоль волнового вектора для этого достаточно правильным образом повернутого поляризационного делителя пучка, поставленного на пути излучения, поэтому в дальнейшем рассмотрении мы будем иметь в виду именно одномерный случай. В эксперименте эффективная одномерная геометрия может быть реализована при помощи так называемых дырча-

тых волноводов [18–20], пригодных для каналирования в них атомов [21–25].

Легко проверить, что уравнение (1) инвариантно относительно выбора распутывания (4). Однако, как будет показано далее, введение обратной связи определенного типа делает систему чувствительной к этому выбору.

В более ранних работах [12–15] мы исследовали обратную связь на основе переключений фазы полей в двухуровневых системах. Похожая схема рассматривается и в этой работе: событие фотодетектирования типа «+», описываемое оператором \hat{L}_+ (т. е. осуществляющее над матрицей плотности преобразование $\hat{\rho} \rightarrow \hat{L}_+ \hat{\rho} \hat{L}_+^\dagger / \text{Tr}(\hat{L}_+ \hat{\rho} \hat{L}_+^\dagger)$), переключает фазу поля, взаимодействующего с переходом $0-1$, в значение 0 («+»-состояние цепи обратной связи), а событие типа «-», описываемое оператором \hat{L}_- , переключает фазу поля в значение π . Система с подобным типом обратной связи, основанная на переключениях классического параметра, может быть описана в рамках формализма гибридных систем, развитого в [26]. Согласно этому подходу предлагается ввести вместо матрицы плотности набор статистических операторов с индексом, обозначающим фиксированное состояние классической подсистемы, т. е. цепи обратной связи: $\hat{\rho} \rightarrow \{\hat{\rho}^{(+)}, \hat{\rho}^{(-)}\}$. Гамильтониан системы также зависит от положения цепи обратной связи:

$$\hat{H}_{\text{tot}}^{(\pm)} = \hat{H}_\Lambda \pm \hat{V}_1 + \hat{V}_2. \quad (5)$$

Вместо одного управляющего уравнения, набор новых статистических операторов подчиняется следующей системе кинетических уравнений (подробный вывод подобного рода уравнений через формальное квантование классической подсистемы может быть найден в [26]):

$$\begin{aligned} \partial_t \hat{\rho}^{(+)} &= -i[\hat{H}_{\text{tot}}^{(+)}, \hat{\rho}^{(+)}] + \hat{L}_+ (\hat{\rho}^{(+)} + \hat{\rho}^{(-)}) L_+^\dagger \\ &\quad - \frac{1}{2} \sum_{\sigma=+,-} \{ \hat{L}_\sigma^\dagger \hat{L}_\sigma \hat{\rho}^{(+)} \}, \\ \partial_t \hat{\rho}^{(-)} &= -i[\hat{H}_{\text{tot}}^{(-)}, \hat{\rho}^{(-)}] + \hat{L}_- (\hat{\rho}^{(+)} + \hat{\rho}^{(-)}) L_-^\dagger \\ &\quad - \frac{1}{2} \sum_{\sigma=+,-} \{ \hat{L}_\sigma^\dagger \hat{L}_\sigma \hat{\rho}^{(-)} \}. \end{aligned} \quad (6)$$

3. Результаты и их обсуждение

Стационарное решение уравнений (6) в общем случае может быть найдено аналитически, однако мы не приводим его здесь по причине громоздкости. Вместо этого рассмотрим ситуацию почти равных отстроек $\Delta_1 \rightarrow \Delta_2$ (случай точного в математическом смысле резонанса требует отдельного рассмотрения, однако он не реализуем в эксперименте). Поскольку в присутствии обратной связи имеют место два возможных значения фазы поля на переходе $0-1$, то существуют и два возможных типа «темных» и «светлых» состояний,

$$\begin{aligned} |\Psi_{\text{dark}}^{(\pm)}\rangle &= \frac{\Omega_2 |1\rangle \mp \Omega_1 |2\rangle}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}}, \\ |\Psi_{\text{bright}}^{(\pm)}\rangle &= \frac{\pm \Omega_1 |1\rangle + \Omega_2 |2\rangle}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}}, \end{aligned} \quad (7)$$

причем стационарное состояние системы является их некогерентной смесью (здесь и далее без ограничения общности полагаем $\alpha, \Omega_{1,2} \in \mathbb{R}$):

$$\begin{aligned} \hat{\rho}_{st}^{(\sigma)} &= p_{\sigma}^{(st)} |\Psi_{\text{dark}}^{(\sigma)}\rangle \langle \Psi_{\text{dark}}^{(\sigma)}|, \\ p_{+}^{(st)} &= \frac{|\beta|^2 \gamma_2 \Omega_1^2 + \alpha^2 \gamma_1 \Omega_2^2 - 2\Omega_1 \Omega_2 \sqrt{\gamma_1 \gamma_2} \alpha \text{Re} \beta}{\gamma_2 \Omega_1^2 + \gamma_1 \Omega_2^2 - 4\Omega_1 \Omega_2 \sqrt{\gamma_1 \gamma_2} \alpha \text{Re} \beta}, \\ p_{-}^{(st)} &= \frac{\alpha^2 \gamma_2 \Omega_1^2 + |\beta|^2 \gamma_1 \Omega_2^2 - 2\Omega_1 \Omega_2 \sqrt{\gamma_1 \gamma_2} \alpha \text{Re} \beta}{\gamma_2 \Omega_1^2 + \gamma_1 \Omega_2^2 - 4\Omega_1 \Omega_2 \sqrt{\gamma_1 \gamma_2} \alpha \text{Re} \beta}. \end{aligned} \quad (8)$$

Подчеркнем, что выражение (8) справедливо лишь для случая $\Delta_1 \neq \Delta_2$. Из более подробного рассмотрения аналитического решения следует наличие выделенных значений параметров задачи, при которых цепь обратной связи перестает действовать, т.е. фаза поля «замораживает» в одном из двух положений. Это происходит при следующих соотношениях параметров:

$$\begin{aligned} \frac{\alpha}{\beta} = \frac{\Omega_1 \sqrt{\gamma_2}}{\Omega_2 \sqrt{\gamma_1}}: \hat{\rho}^{(+)} = 0, \hat{\rho}^{(-)} &= |\Psi_{\text{dark}}^{(-)}\rangle \langle \Psi_{\text{dark}}^{(-)}|, \\ \frac{\alpha}{\beta} = \frac{\Omega_2 \sqrt{\gamma_1}}{\Omega_1 \sqrt{\gamma_2}}: \hat{\rho}^{(-)} = 0, \hat{\rho}^{(+)} &= |\Psi_{\text{dark}}^{(+)}\rangle \langle \Psi_{\text{dark}}^{(+)}|. \end{aligned} \quad (9)$$

Для объяснения этого эффекта необходимо ввести состояния $|\Psi_{\text{post}}^{(\sigma)}\rangle$, в которых оказывается система после различных типов фотоиспусканий:

$$\begin{aligned} \frac{\hat{L}_{\sigma} \hat{\rho} L_{\sigma}^{\dagger}}{\text{Tr}(\hat{L}_{\sigma} \hat{\rho} L_{\sigma}^{\dagger})} &= |\Psi_{\text{post}}^{(\sigma)}\rangle \langle \Psi_{\text{post}}^{(\sigma)}| \quad (\sigma = +, -), \\ |\Psi_{\text{post}}^{(+)}\rangle &= \frac{\alpha \sqrt{\gamma_1} |1\rangle + \beta \sqrt{\gamma_2} |2\rangle}{\sqrt{\alpha^2 \gamma_1 + |\beta|^2 \gamma_2}}, \\ |\Psi_{\text{post}}^{(-)}\rangle &= \frac{-\beta^* \sqrt{\gamma_1} |1\rangle + \alpha \sqrt{\gamma_2} |2\rangle}{\sqrt{\alpha^2 \gamma_2 + |\beta|^2 \gamma_1}}. \end{aligned} \quad (10)$$

Начнем с анализа «темных» и «светлых» состояний в первой формуле (9). После фоторегистрации «+»-типа система оказывается в состоянии $|\Psi_{\text{post}}^{(+)}\rangle$, совпадающем со «светлым» состоянием для «+»-конфигурации обратной связи

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{\Omega_1 \sqrt{\gamma_2}}{\Omega_2 \sqrt{\gamma_1}}: |\Psi_{\text{post}}^{(+)}\rangle = |\Psi_{\text{bright}}^{(+)}\rangle, \quad (11)$$

из которого система быстро возбуждается в состояние $|0\rangle$, так что в среднем система находится в «+»-конфигурации недолго. Аналогичные простые рассуждения могут быть проведены и для второй формулы (9):

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{\Omega_2 \sqrt{\gamma_1}}{\Omega_1 \sqrt{\gamma_2}}: |\Psi_{\text{post}}^{(-)}\rangle = |\Psi_{\text{bright}}^{(-)}\rangle. \quad (12)$$

Казалось бы, можно утверждать, что для прекращения действия цепи обратной связи достаточно, чтобы после фоторегистрации соответствующего типа (например, типа «+») система оказывалась в «темном» состоянии, соответствующем новому положению цепи обратной связи (в данном случае – положительному знаку частоты Раби Ω_1).

Это происходит при следующих соотношениях между параметрами α и β :

$$\begin{aligned} \frac{\alpha}{\beta} = -\frac{\Omega_2 \sqrt{\gamma_2}}{\Omega_1 \sqrt{\gamma_1}}: |\Psi_{\text{post}}^{(+)}\rangle &= |\Psi_{\text{dark}}^{(+)}\rangle, \\ \frac{\alpha}{\beta} = -\frac{\Omega_1 \sqrt{\gamma_1}}{\Omega_2 \sqrt{\gamma_2}}: |\Psi_{\text{post}}^{(-)}\rangle &= |\Psi_{\text{dark}}^{(-)}\rangle. \end{aligned} \quad (13)$$

Однако данный тип распутывания не создает значительного различия между стационарными населенностями «темных» состояний $p_{+}^{(st)}$ и $p_{-}^{(st)}$, как следует из (8). Причиной этого является структура состояния системы после фоторегистрации, которая в первой формуле (13) (для второй формулы применимы аналогичные рассуждения) имеет вид $|\Psi_{\text{post}}^{(-)}\rangle \propto \Omega_1 \gamma_1 |1\rangle + \Omega_2 \gamma_2 |2\rangle$. Данное состояние имеет значительную когерентную примесь $|\Psi_{\text{dark}}^{(-)}\rangle$, так что вся система может оказаться в нем и после любой фоторегистрации «-»-типа.

В эксперименте эффект КПН проявляется в виде «темных» резонансов [2, 3] – провалов в частотных зависимостях работы полей, наблюдаемых в окрестности $\Delta_1 = \Delta_2$. Значение работы поля на дне провала равно нулю, поскольку «темные» состояния полностью исключены из взаимодействия с полем. В отсутствие обратной связи работа поля, совершаемая в единицу времени, задается выражением [27]

$$A_i^{(nf)} \sim -i \text{Tr}([|i\rangle\langle i|, \hat{D}_i] E_i \hat{\rho}_{st}) \sim \text{Re}(i \Omega_i \rho_{0i}), \quad (14)$$

где ρ_{01} и ρ_{02} – матричные элементы стационарного решения (1); E_i – амплитуды внешних полей; $\hat{D}_i = d_i |0\rangle\langle i| + \text{эрмит. сопр.}$ – дипольные моменты переходов $0-i$. При наличии обратной связи ситуация существенно меняется из-за наличия переключений фазы:

$$\begin{aligned} A_1 &\sim \text{Re}[i \Omega_1 (\rho_{01}^{(+)} - \rho_{01}^{(-)})], \\ A_2 &\sim \text{Re}[i \Omega_2 (\rho_{02}^{(+)} + \rho_{02}^{(-)})], \\ A_1 / \gamma_1 &= A_2 / \gamma_2. \end{aligned} \quad (15)$$

Последнее соотношение следует из вида стационарного решения (6). Поскольку работы полей пропорциональны, достаточно исследовать лишь нормированную величину $A = A_1 / \gamma_1 = A_2 / \gamma_2$. Ее зависимость от отстроек полей в сравнении со случаем без обратной связи представлена на рис.2. Легко видеть, что ширину и форму «темного» резонанса можно эффективно контролировать, изменяя параметры распутывания операции фотодетектирования. Кроме того, при детальном рассмотрении стационарного решения выяснилось, что при выполнении соотношений между параметрами задачи

$$\frac{\Omega_1 \sqrt{\gamma_2}}{\Omega_2 \sqrt{\gamma_1}} = 1, \quad \alpha = \beta = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (16)$$

«темный» резонанс полностью исчезает в случае точного равенства отстроек, $\Delta_1 = \Delta_2$, или становится бесконечно узким в случае $\Delta_1 \rightarrow \Delta_2$. Стадии этого сужения представлены на рис.2. На последней стадии выполняется равенство $|\Psi_{\text{post}}^{(\pm)}\rangle = |\Psi_{\text{bright}}^{(\pm)}\rangle$, поэтому КПН в этой ситуации невозможно, а в малой окрестности (16) $|\Psi_{\text{post}}^{(\pm)}\rangle$ содержит

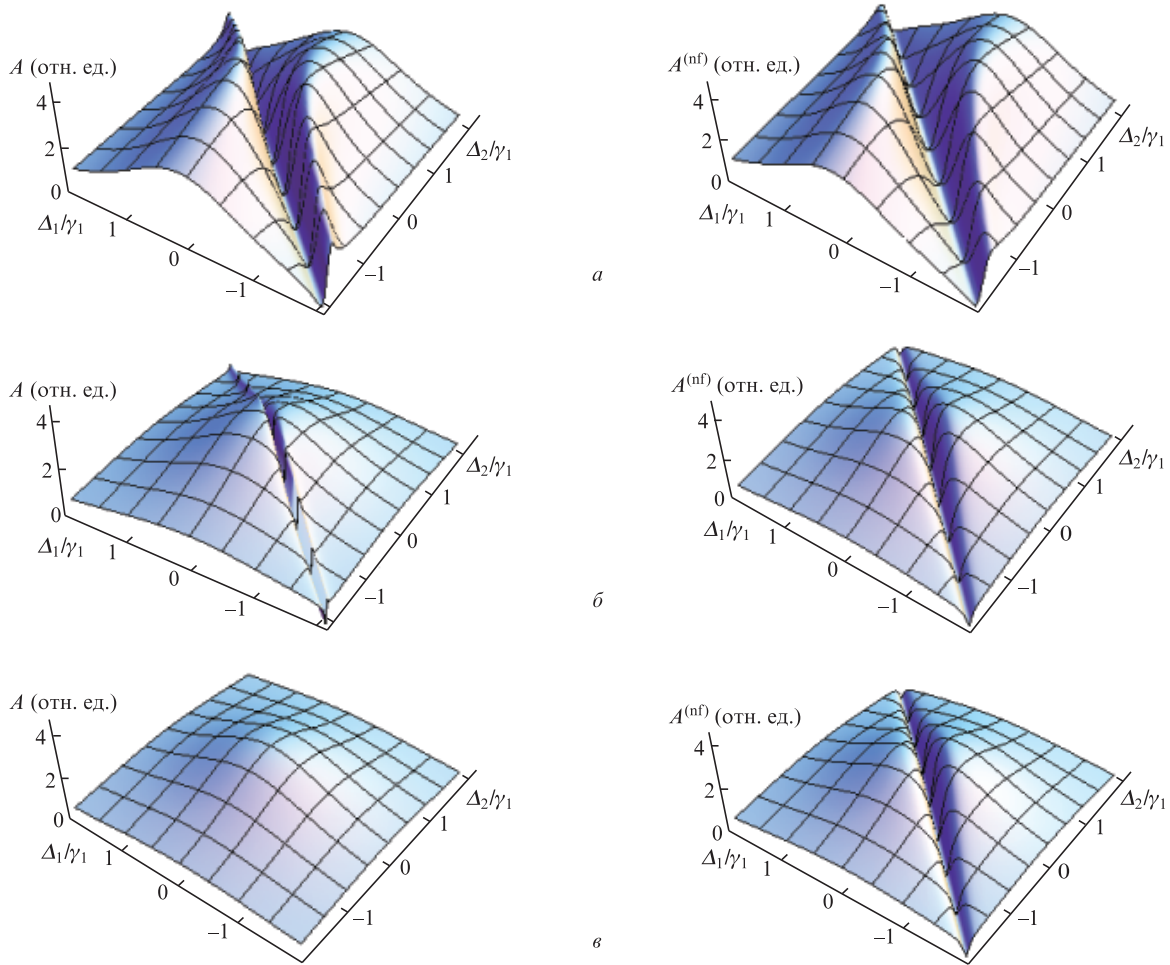


Рис.2. Работа полей в единицу времени с обратной связью (слева) и в ее отсутствие (справа) при $\alpha = \beta = 1/\sqrt{2}$, $\gamma_1 = \gamma_2$ и $\Omega_1 = 0.25\gamma_1$, $\Omega_2 = 0.67\gamma_1$ (а); $\Omega_1 = 0.25\gamma_1$, $\Omega_2 = 0.3\gamma_1$ (б); $\Omega_1 = \Omega_2 = 0.25\gamma_1$ (в).

лишь малую примесь $|\Psi_{\text{dark}}^{(\pm)}\rangle$, что делает «темный» резонанс уже, чем в случае отсутствия обратной связи.

Зависимость ширины «темного» резонанса от выбора способа распутывания представлена на рис.3 при

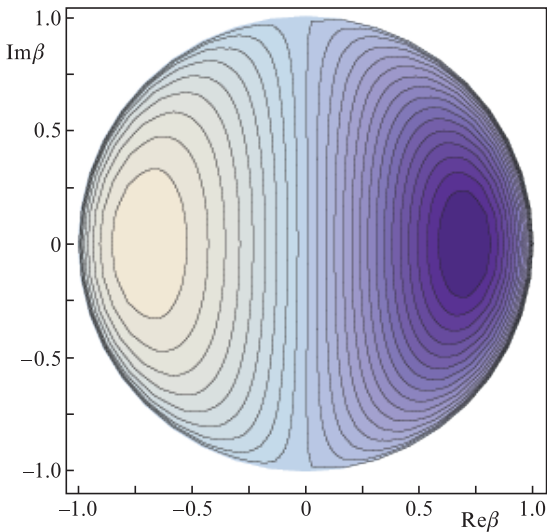


Рис.3. Ширина «темного» резонанса как функция параметра β , вычисленная при $\Omega_1 = \gamma_1$, $\Omega_2 = 4\gamma_1$, $\gamma_2 = 2\gamma_1$. Более светлый цвет соответствует большим значениям функции.

$\alpha = 1/\sqrt{2}$. Видно, что указанная ширина достигает минимума в точке $\alpha = \beta$ и максимума в точке $\alpha = -\beta$. Вычисления показали, что эти точки совпадают также с точками максимума и минимума величины $|\langle \Psi_{\text{post}}^{(\sigma)} | \Psi_{\text{bright}}^{(\sigma)} \rangle|^2$, характеризующей близость состояния системы после фоторегистрации и соответствующего «светлого» состояния. Этим и объясняется поведение функции на рис.3: чем ближе $|\Psi_{\text{post}}^{(\sigma)}\rangle$ к $|\Psi_{\text{bright}}^{(\sigma)}\rangle$, тем уже «темный» резонанс. Видно также, что, варьируя параметры α и β , можно управлять шириной резонанса в широком диапазоне значений.

Зависимость ширины «темного» резонанса от соотношения между частотами Раби $\Omega_{1,2}$ (см. рис.2) приводит к необычному поведению работы поля как функции частот Раби (рис.4). Соотношение между параметрами распутывания выбрано в виде $\beta = \alpha \exp(i\pi/6)$, а отстройки таковы, что система может оказаться как вне, так и внутри «темного» резонанса (в зависимости от его ширины). При фиксированной частоте Ω_1 и малом значении Ω_2 величина работы также мала, но с ростом Ω_2 она увеличивается. Наиболее резкий рост Ω_2 наблюдается тогда, когда система изначально находится вне «темного» резонанса. При $\Omega_2 > \Omega_1 \sqrt{\gamma_2/\gamma_1}$ (условие минимальной ширины резонанса) разность отстроек $\Delta_1 - \Delta_2$ окажется вблизи дна уширяющегося «темного» резонанса, так что величина работы поля снова уменьшится (рис.4,в). Аналогичная ситуация имеет место и для двух других максимумов: если изменить фазу β на π , то минимальная ширина резонанса

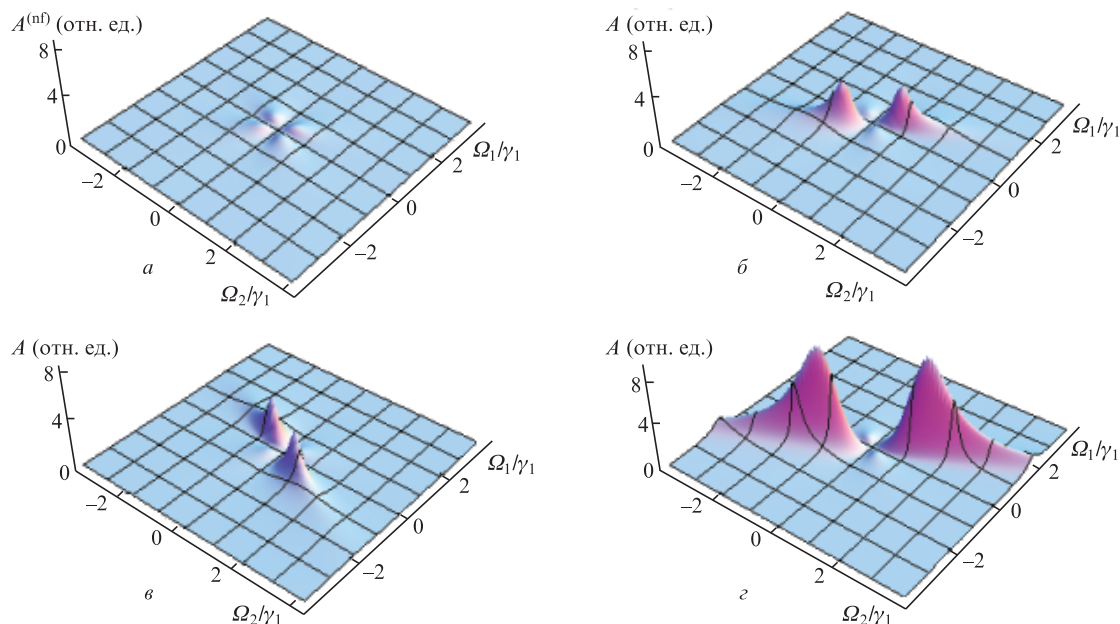


Рис.4. Работа полей в единицу времени как функция частот Раби без обратной связи (а) и с обратной связью (б, в, з) при $\gamma_2 = 4\gamma_1$, $\Delta_1 = 0$, $\Delta_2 = -\gamma_1/10$ и $\beta = \alpha \exp(i\pi/6)$ (б), $\beta = \alpha \exp(7i\pi/6)$ (в) и $\beta = \alpha \exp(i\pi/20)$ (з).

будет наблюдаться при $\Omega_1 \sqrt{\gamma_2} = -\Omega_2 \sqrt{\gamma_1}$. Особого рассмотрения заслуживает случай $\alpha \approx \pm\beta$. В этом случае изменение параметров вдоль прямых $\Omega_1 \sqrt{\gamma_2} = \pm\Omega_2 \sqrt{\gamma_1}$ уже не будет приводить к удалению состояния системы от состояния, соответствующего условию минимальной ширины. В результате в зависимости работы полей от частот Раби появляются узкие и протяженные «стены», предвестники которых прослеживаются на рис.4,д.

Отличительной особенностью задачи с обратной связью является резкая асимметрия величин работы при положительном и отрицательном знаках частоты Раби. Кроме того, при достаточно близких отстройках полей наблюдаются необычные узкие структуры, принципиально иные, чем в случае без обратной связи.

4. Заключение

В настоящей работе теоретически исследована схема обратной связи, примененная к трехуровневой системе Л-конфигурации, взаимодействующей с двумя классическими электромагнитными полями. Спонтанное излучение системы регистрировалось, и при помощи цепи обратной связи фаза одного из полей изменялась в зависимости от типа зарегистрированного фотоиспускания. Было показано, что путем подходящего выбора типов событий фоторегистраций (т.е. реализуя подходящее распуывание управляющего уравнения) в стационарном режиме можно практически полностью прекратить переключения фазы. Продемонстрирована также возможность управления шириной и формой «темного» резонанса КПН в широких пределах путем достаточно простой модификации фоторегистрирующей аппаратуры. Кроме того, в зависимости работы полей от частот Раби обнаружены узкие структуры, пригодные для использования в качестве метода стабилизации амплитуд, аналогичного известному методу стабилизации частот.

Полученные результаты позволяют заключить, что даже относительно простые типы обратной связи, осно-

ванные на переключении фаз полей, взаимодействующих с одиночными квантовыми системами, способны существенно модифицировать свойства этих систем и привести к открытию новых эффектов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-02-00329) и Совета при Президенте Российской Федерации по поддержке молодых ученых и ведущих научных школ (грант НШ-6898.2016.2).

1. Franken P.A. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **7**, 118 (1961).
2. Alzetta G. et al. *Nuovo Cimento B*, **36**, 5 (1976).
3. Arimondo E., Orriols G. *Lett. Nuovo Cimento*, **17**, 333 (1976).
4. Gray H.R., Whitley R.M., Stroud C.R. *Opt. Lett.*, **3**, 218 (1978).
5. Wiseman H.M., Milburn G.J. *Quantum Measurement and Control* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2010).
6. Serafini A. *ISRN Optics*, **2012**, 275016 (2012).
7. Steixner V., Rabl P., Zoller P. *Phys. Rev. A*, **72**, 043826 (2005).
8. Bushev P. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 043003 (2006).
9. Wang L.C., Huang X.L., Yi X.X. *Phys. Rev. A*, **78**, 052112 (2008).
10. Barchielli A., Gregoratti M., Licciardo M. ArXiv:0801.4710v1 (2008).
11. Van Handel R., Stockton J.K., Mabuchi H. ArXiv:quant-ph/0402136v2 (2004).
12. Томилин В.А., Ильичёв Л.В. *Письма в ЖЭТФ*, **94**, 734 (2011).
13. Томилин В.А., Ильичёв Л.В. *Докл. РАН*, **452**, 282 (2013).
14. Томилин В.А., Ильичёв Л.В. *Письма в ЖЭТФ*, **100**, 858 (2014).
15. Tomilin V.A., Ilichov L.V. *Ann. Phys. (Berlin)*, **526**, 520 (2014).
16. Yudin V.I. et al. *Phys. Rev. A*, **86**, 063806 (2013).
17. Carmichael H.J. *Lecture Notes in Physics* (Berlin: Springer, 1993).
18. Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J., Atkin D.M. *Opt. Lett.*, **21**, 1547 (1996).
19. Желтиков А.М. *УФН*, **170**, 1203 (2000).
20. Fini J.M. et al. *Opt. Express*, **21** (5), 6233 (2013).
21. Fatemi F.K., Bashkansky M., Moore S. *Opt. Express*, **13**, 4890 (2005).
22. Denschlag J., Cassettari D., Schmiedmayer J. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 2014 (1999).
23. Subbotin M.V., Balykin V.I., Laryushin D.V., Letokhov V.S. *Opt. Commun.*, **139**, 107 (1997).
24. Renn M.J. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 3253 (1995).
25. Renn M.J. et al. *Phys. Rev. A*, **53**, R648(R) (1996).
26. Diósi L. ArXiv:1401.0476v1 (2014).
27. Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М. *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул* (Новосибирск: Наука, 1979).