ЖЭТФ, 2017, том 151, вып. 5, стр. 830–836

СПЕКТРОСКОПИЯ Λ-АТОМА В ПОЛЕ «КОШКИ ШРЕДИНГЕРА»

В. А. Томилин [a,b*], *Л. В. Ильичёв* [a,b]

[a] *Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук 630090, Новосибирск, Россия*

[b] *Новосибирский государственный университет 630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 1 июля 2016 г.

Исследована схема спектроскопии трехуровневого Λ-атома с использованием резонансного поля, находящегося в суперпозиции двух когерентных состояний Глаубера. Источник поля явным образом включен в теоретическую модель. В пределе сильного неклассического поля предложен анзац для решения управляющего уравнения и с его помощью вычислена стационарная матрица плотности системы. Обнаружено, что наличие неклассического поля создает сильные корреляции между атомом и полем, что приводит к исчезновению темных резонансов когерентного пленения населенностей.

DOI: 10.7868/S0044451017050030

1. ВВЕДЕНИЕ

Нелинейная спектроскопия как часть нелинейной оптики получила развитие в начале 1960-х гг. с появлением лазеров, генерирующих достаточно сильное когерентное излучение, что дало возможность наблюдения нелинейных оптических эффектов [1]. С тех пор было детально исследовано и применено множество эффектов. Наиболее известными из них являются лазерное охлаждение [2], нелинейная спектроскопия высокого разрешения [3], высокоточная метрология [4] и квантовая информатика [5]. Другим важным эффектом является когерентное пленение населенностей (КПН), впервые обнаруженное по уменьшению интенсивности резонансной флуоресценции атомов натрия в газовой ячейке [6]. В течение долгого времени оно детально исследовалось, в особенности в системах Λ-конфигурации [7].

Как известно, состояние излучения одномодового лазера в стационарном режиме генерации очень близко к когерентному состоянию Глаубера [8], которое является наиболее близким квантовым аналогом классического монохроматического излучения. Как следствие, во множестве экспериментальных и теоретических работ по нелинейной спектроскопии используется полуклассический подход, т. е. среда, взаимодействующая с излучением, описывается квантовым образом, а само излучение считается классическим [9]. Недавние разработки в области приготовления и управления неклассическими состояниями света позволяют говорить об открытии новых возможностей для нелинейной спектроскопии [10].

Представляет интерес вопрос о том, каким образом основные явления нелинейной спектроскопии модифицируются в присутствии неклассических полей. В работе [11] исследовалась резонансная флуоресценция одиночного атома, помещенного в поле в так называемом состоянии типа «кошки Шредингера» — суперпозиции когерентных состояний Глаубера. Также была подтверждена догадка Хорошко и Килина [12] о том, что спектр резонансной флуоресценции в этом случае будет иметь синглетную структуру вместо обычной триплетной.

В настоящей работе исследуется простейшая Λ-система, взаимодействующая с неклассическим полем указанного выше типа. Главным образом нас будет интересовать явление КПН в присутствии такого поля. Ввиду особых свойств «кошки Шредингера» взаимодействия с единственным атомом и с многоатомным ансамблем существенно различаются. В данной работе будем исследовать взаимодействие излучения с единственным элементарным из-

* E-mail: 8342tomilin@mail.ru

лучателем, что нетипично для нелинейной спектроскопии. Подобный подход мотивирован недавними достижениями в области управления единичными атомами и молекулами, которое в ближайшем будущем обещает стать рутинной процедурой [13].

Статья построена следующим образом. В разд. 2 построена теоретическая модель, позволяющая исследовать стационарный режим взаимодействия существенно неклассического поля с трехуровневой системой. В разд. 3 представлены результаты численного решения уравнений модели. В разд. 4 просуммированы полученные результаты и сделано заключение.

2. МОДЕЛЬ

Рассмотрим Λ-атом с возбужденным состоянием $|0\rangle$ (оно взято в качестве точки отсчета энергии) и основными состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$, энергии которых равны соответственно $-\hbar\omega_{|1\rangle}$ и $-\hbar\omega_{|2\rangle}$ (рис. 1). Пусть два оптических поля взаимодействуют с переходами $|1\rangle \to |0\rangle$ и $|2\rangle \to |0\rangle$. Будем полагать поле на переходе $|2\rangle \to |0\rangle$ классическим. Оно характеризуется частотой Раби Ω_2 и отстройкой от атомного резонанса $\Delta_2 = \omega_2 - \omega_{|2\rangle}$, где ω_2 — частота поля. Поле на переходе $|1\rangle \to |0\rangle$ будем описывать квантовым образом. Будем полагать, что оно приготовлено в состоянии типа «кошки Шредингера», а именно — в так называемом состоянии Юрке – Столера [14], которое является суперпозицией двух глауберовских когерентных состояний особого вида. По своей неклассической природе многофотонные «кошки Шредингера» весьма уязвимы для процессов декогеренции. Для рассмотрения стационарных процессов с подобными состояниями необходимо явным образом включить в модель источник, который обеспечивал бы непрерывное восстановление состояния поля. Будем следовать подходу, предложенному в работе [11], и начнем с краткого описания его основных положений. По аналогии с обычными операторами рождения и уничтожения бозонной моды $\hat{a}_G$ и $\hat{a}_G^\dagger$, можно ввести следующие операторы для состояний Юрке – Столера:

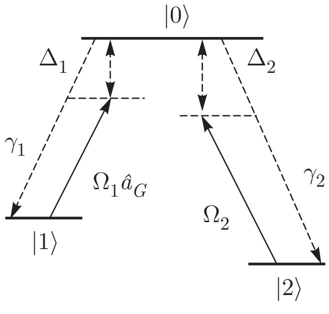

Рис. 1. Схема спектроскопии Λ-атома с использованием двух оптических полей. Квантованное неклассическое поле действует на переходе 0–1

$$\hat{a}_{YS} = e^{\imath\pi\hat{n}}\hat{a}_G, \quad \hat{a}_{YS}^\dagger = \hat{a}_G^\dagger e^{-\imath\pi\hat{n}}, \tag{1}$$

где $\hat{n} = \hat{a}_G^\dagger\hat{a}_G = \hat{a}_{YS}^\dagger\hat{a}_{YS}$ — обычный оператор числа фотонов. По определению состояние Юрке – Столера $|\alpha\rangle_{YS}$ является собственным значением введенного оператора уничтожения $\hat{a}_{YS}$: $\hat{a}_{YS}|\alpha\rangle_{YS} = \alpha|\alpha\rangle_{YS}$. Оно может быть выражено через когерентные состояния Глаубера следующим образом:

$$|\alpha\rangle_{YS} = \frac{|\imath\alpha\rangle_G + \imath|-\imath\alpha\rangle_G}{\sqrt{2}}. \tag{2}$$

Состояния и операторы Юрке – Столера обладают следующими важными свойствами, которые нам понадобятся в дальнейшем:

$$\begin{gathered} \hat{a}_G^\dagger\hat{a}_G = \hat{a}_{YS}^\dagger\hat{a}_{YS} = \hat{n}, \\ \hat{a}_G|\alpha\rangle_{YS} = \alpha|-\alpha\rangle_{YS}, \\ \hat{a}_{YS}|\alpha\rangle_G = \alpha|-\alpha\rangle_G. \end{gathered} \tag{3}$$

Очевидное удобство использования состояний Юрке – Столера заключается в их полной симметрии по отношению к состояниям Глаубера. Эта симметрия позволяет получить модель источника состояний Юрке – Столера путем простой замены операторов в какой-либо модели источника когерентных состояний Глаубера на новые операторы (1). Для борьбы с декогеренцией квантовых состояний необходим механизм, который обеспечивал бы его непрерывную коррекцию и восстановление. Обычно это делается при помощи разного рода стратегий с использованием обратной связи [15]. Однако в данной работе будем использовать более простую модель квантованной моды, которая, с одной стороны, накачивается классическим осциллирующим диполем, а с другой стороны, подвержена диссипации из-за конечной добротности резонатора:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dt}\hat{\varrho}^{(ph)}\right)_{YS-source} &= -\imath\left[\hat{H}_S(t) + \hat{H}_{ph}, \hat{\varrho}^{(ph)}\right] + \\ &+ \nu\left(2\hat{a}_{YS}\hat{\varrho}^{(ph)}\hat{a}_{YS}^\dagger - \left\{\hat{n}, \hat{\varrho}^{(ph)}\right\}\right). \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь $\hat{H}_{ph} = \omega_1\hat{n}$ — собственный гамильтониан моды; взаимодействие с осциллирующим диполем задается как

$$\hat{H}_S(t) = \mu\left(e^{\imath\omega_1 t}\hat{a}_{YS} + e^{-\imath\omega_1 t}\hat{a}_{YS}^\dagger\right), \tag{5}$$

где μ — параметр размерности частоты, характеризующий силу взаимодействия, ν — скорость ухода фотонов из резонатора. Стационарное решение (4) получается очевидным образом (после стандартного исключения зависимости от времени из гамильтониана):

$$\hat{\varrho}_{st}^{(ph)} = |\alpha\rangle_{YS}\langle\alpha|, \quad \alpha = -\imath\mu/\nu. \tag{6}$$

Как и ожидалось, предложенная модель в отсутствие дополнительных факторов имеет в качестве своего стационарного решения состояние Юрке – Столера. Поскольку задачей данной работы является исследование взаимодействия неклассического поля с трехуровневой системой, мы опускаем детали приготовления состояния Юрке – Столера и используем упрощенную модель, обеспечивающую получение нужного нам состояния поля.

Вернемся теперь к задаче о двухполевой спектроскопии Λ-атома. Полный гамильтониан, помимо гамильтониана поля $\hat{H}_S(t)$, содержит также гамильтониан атома $\hat{H}'_{at}$ и гамильтонианы взаимодействия с полями, $\hat{V}_1$ и $\hat{V}_2(t)$ (последний из них в общем случае зависит от времени):

$$\begin{gathered}
\hat{H}'_{tot}(t) = \hat{H}_S(t) + \hat{H}_{ph} + \hat{H}'_{at} + \hat{V}_1 + \hat{V}_2(t), \\
\hat{H}'_{at} = -\omega_{|1\rangle}|1\rangle\langle 1| - \omega_{|2\rangle}|2\rangle\langle 2|, \\
\hat{V}_1 = \Omega_1 \hat{a}_G |0\rangle\langle 1| + \Omega_1^* \hat{a}_G^\dagger |1\rangle\langle 0|, \\
\hat{V}_2(t) = \Omega_2 e^{-\imath\omega_2 t}|0\rangle\langle 2| + \Omega_2^* e^{\imath\omega_2 t}|2\rangle\langle 0|.
\end{gathered} \tag{7}$$

Взаимодействие атома с полем сопровождается поглощением или вынужденным испусканием фотона по сценарию Глаубера, поэтому $\hat{V}_1$ содержит оператор $\hat{a}_G$, а не $\hat{a}_{YS}$.

Возбужденное состояние системы $|0\rangle$ может распадаться на состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$ с константами спонтанных переходов соответственно γ_1 и γ_2. Этот процесс описывается так же, как в (4). Таким образом, управляющее уравнение на матрицу плотности системы атом + поле принимает вид

$$\begin{gathered}
\frac{d}{dt}\hat{\varrho} = -\imath[\hat{H}'_{tot}(t), \hat{\varrho}] + \Lambda_1[\hat{\varrho}] + \Lambda_2[\hat{\varrho}] + \Lambda_{ph}[\hat{\varrho}], \\
\Lambda_i[\hat{\varrho}] = \gamma_i \left(|i\rangle\langle 0|\hat{\varrho}|0\rangle\langle i| - \frac{1}{2}\{|0\rangle\langle 0|, \hat{\varrho}\} \right), \ i = 1, 2, \\
\Lambda_{ph}[\hat{\varrho}] = \nu\left(2\hat{a}_{YS}\hat{\varrho}\hat{a}_{YS}^\dagger - \{\hat{n}, \hat{\varrho}\}\right).
\end{gathered} \tag{8}$$

Установившееся решение этого уравнения имеет вид стационарных осцилляций, поскольку гамильтониан имеет гармоническую зависимость от времени: $\hat{\varrho}_{st} = \hat{\varrho}_{st}(t)$. Следующим естественным шагом является устранение быстро осциллирующих членов стандартным преобразованием:

$$\begin{gathered}
\hat{\varrho}(t) \to \hat{U}(t)\hat{\varrho}(t)\hat{U}^\dagger(t), \\
\hat{U}(t) = \exp\left(-\imath\omega_1|1\rangle\langle 1|t - \imath\omega_2|2\rangle\langle 2|t + \imath\omega_1\hat{n}t\right).
\end{gathered} \tag{9}$$

Гамильтониан в резонансном приближении перестает зависеть от времени:

$$\hat{H}_{tot} = \hat{H}_S + \hat{H}_{at} + \hat{V}_1 + \hat{V}_2, \tag{10}$$

где $\hat{H}_S \doteq \hat{H}_S(0)$, $\hat{V}_2 \doteq \hat{V}_2(0)$, $\hat{H}_{at} = \Delta_1|1\rangle\langle 1| + \Delta_2|2\rangle\langle 2|$; $\Delta_i = \omega_i - \omega_{|i\rangle}$, $i = 1, 2$. $\hat{\varrho}_{st}$ в резонансном приближении также не зависит от времени.

Решение управляющего уравнения (8) с гамильтонианом (10) является весьма непростой задачей. Будем решать его в специальном случае, рассмотренном в одной из наших более ранних работ [11]. Будем полагать, что, во-первых, поле в состоянии «кошки Шредингера» достаточно сильное, т. е. содержит много фотонов, и, во-вторых, оно эволюционирует намного быстрее, чем Λ-атом. Иными словами, оно адиабатически подчинено последнему. Эти упрощающие предположения могут быть выражены в виде следующего двойного неравенства:

$$\Delta_{1,2}, \Omega_{1,2}, \gamma_{1,2} \ll \nu \ll \mu. \tag{11}$$

В этих условиях гильбертово пространство $\mathcal{H}_{ph}$ состояний поля может быть сужено до $\mathrm{span}\{|\alpha\rangle_{YS}, |-\alpha\rangle_{YS}\}$ (эти состояния при сделанных предположениях являются почти ортогональными), а для полной матрицы плотности можно использовать следующий анзац:

$$\begin{gathered}
\hat{\varrho} = \hat{\varrho}^{(+)} \otimes |\alpha\rangle_{YS}\langle\alpha| + \hat{\varrho}^{(-)} \otimes |-\alpha\rangle_{YS}\langle -\alpha| + \\
+ \hat{R} \otimes |\alpha\rangle_{YS}\langle -\alpha| + \hat{R}^\dagger \otimes |-\alpha\rangle_{YS}\langle\alpha|,
\end{gathered} \tag{12}$$

где значение α определено в (6). Первые сомножители в каждом слагаемом действуют на пространстве состояний Λ-атома. Данный анзац является наиболее общим видом стационарного решения при условии выполнения соотношений (11). Действительно, медленная по сравнению с полем эволюция атома (энергия поля быстро восстанавливается по сравнению с процессом его истощения из-за атомных спонтанных испусканий) позволяет оставить в анзаце только когерентные состояния Юрке – Столера со средним числом фотонов $(\mu/\nu)^2$, а взаимодействие атома с полем вызывает наличие двух возможных знаков амплитуд полей. После взятия частичного следа по состояниям поля получаем следующие уравнения для атомных операторов:

$$
\begin{aligned}
\frac{d}{dt}\hat{\varrho}^{(+)} &= -\imath[\hat{H}_{at}+\hat{V}_2,\hat{\varrho}^{(+)}]+\Lambda_1[\hat{\varrho}^{(+)}]+\Lambda_2[\hat{\varrho}^{(+)}]+\\
&+\imath\Omega_1\alpha\big(\hat{R}|0\rangle\langle 1|+|0\rangle\langle 1|\hat{R}^\dagger\big)-\\
&-\imath\Omega_1^*\alpha^*\big(\hat{R}\hat{|}1\rangle\langle 0|+|1\rangle\langle 0|\hat{R}^\dagger\big),\\
\frac{d}{dt}\hat{\varrho}^{(-)} &= -\imath[\hat{H}_{at}+\hat{V}_2,\hat{\varrho}^{(-)}]+\Lambda_1[\hat{\varrho}^{(-)}]+\Lambda_2[\hat{\varrho}^{(-)}]+\\
&+\imath\Omega_1^*\alpha^*\big(|1\rangle\langle 0|\hat{R}+\hat{R}^\dagger|1\rangle\langle 0|\big)-\\
&-\imath\Omega_1\alpha\big(|0\rangle\langle 1|\hat{R}+\hat{R}^\dagger|0\rangle\langle 1|\big),\\
\frac{d}{dt}\hat{R} &= -\imath[\hat{H}_{at}+\hat{V}_2,\hat{R}]+\Lambda_1[\hat{R}]+\Lambda_2[\hat{R}]-\Gamma\hat{R}+\\
&+\imath\Omega_1\alpha\big(|0\rangle\langle 1|\hat{\varrho}^{(-)}-\hat{\varrho}^{(+)}|0\rangle\langle 1|\big)+\\
&+\imath\Omega_1^*\alpha^*\big(\hat{\varrho}^{(+)}|1\rangle\langle 0|-|1\rangle\langle 0|\hat{\varrho}^{(-)}\big),
\end{aligned}
\tag{13}
$$

где $\Gamma = 4\mu^2/\nu \gg 1$ — скорость разрушения когерентности между $|\alpha\rangle_{YS}$ и $|-\alpha\rangle_{YS}$, вызванного действием источника. Этот большой параметр определяет эволюцию последнего уравнения в (13), и оператор $\hat{R}$ быстро достигает своего стационарного значения. Поэтому производной по времени в последнем уравнении можно пренебречь, а оператор $\hat{R}$ может быть выражен через операторы $\hat{\varrho}^{(\pm)}$. После его подстановки в первое и второе уравнения последние превращаются в замкнутую систему, из которой можно найти искомое стационарное решение. Оно имеет следующую структуру (явные аналитически выражения для матричных элементов могут быть получены, однако мы не приводим их здесь по причине громоздкости):

$$
\begin{gathered}
\hat{\varrho}_{st}^{(+)} = \hat{\varrho}_{st}^{(-)} = \sum_{i=0}^{2}\varrho_{ii}|i\rangle\langle i|+\varrho_{02}|0\rangle\langle 2|+\varrho_{02}^*|2\rangle\langle 0|,\\
\hat{R} = R_{01}|0\rangle\langle 1| + R_{12}|1\rangle\langle 2| - \text{H.c.}
\end{gathered}
\tag{14}
$$

Это решение справедливо в рамках применимости приближений (11). Анализ устойчивости показывает, что данное стационарное решение устойчиво в этой области. Из (12) и последнего выражения в (14) нетрудно видеть, что когерентность между основными состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ связана с когерентностью между состояниями Юрке – Столера с противоположными амплитудами.

В нелинейной спектроскопии традиционно представляет интерес исследование работ полей, совершаемых в единицу времени [16]. Полезно сравнить выражения для работы в случае наличия источника поля Юрке – Столера и в случае, когда он заменен на источник обычного глауберовского поля. Для этого необходимо провести замену $\hat{a}_{YS} \to \hat{a}_G$ в (4). В последнем случае состояние системы атом+поле записывается как $\hat{\varrho} = \hat{\varrho}^{(at)} \otimes |\alpha\rangle_G\langle\alpha|$, что эквивалентно случаю двух классических полей. Таким образом, можно сравнивать работы для двух переходов, совершаемые в присутствии одного из двух типов источника — «глауберовского» и «юрке-столеровского».

Записывая операторы дипольных моментов переходов как

$$
\hat{D}_i = d_i|0\rangle\langle i| + \text{H.c.}, \quad i = 1, 2, \tag{15}
$$

работы полей в единицу времени можно представить в следующем виде [16]:

$$
\begin{aligned}
A_1 &= -\imath\,\mathrm{Tr}\,\big([\hat{H}'_{at},\hat{D}_1](E_1\hat{a}_G+\text{H.c.})\times\\
&\qquad\times\hat{U}^\dagger(t)\hat{\varrho}_{st}\hat{U}(t)\big),\\
A_2 &= -\imath\,\mathrm{Tr}\,\big([\hat{H}'_{at},\hat{D}_2](E_2e^{-\imath\omega_2 t}+\text{c.c.})\times\\
&\qquad\times\hat{U}^\dagger(t)\hat{\varrho}_{st}\hat{U}(t)\big).
\end{aligned}
\tag{16}
$$

Здесь $\hat{\varrho}_{st}$ — стационарная матрица плотности системы атом + поле, полученная из управляющего уравнения в резонансном приближении с двумя классическими полями. Амплитуды полей в (16) связаны с ранее введенными частотами Раби: $\Omega_i = d_iE_i$. Тип источника квантованной моды влияет лишь на выбор матрицы плотности $\hat{\varrho}_{st}$.

В резонансном приближении выражения для работ полей не зависят от времени. После несложных преобразований они представимы в виде

$$
\begin{aligned}
A_1^{(YS)} &\sim 2\,\mathrm{Re}(\imath\Omega_1^*\alpha)\,\mathrm{Re}(R_{01}),\\
A_2^{(YS)} &\sim \mathrm{Re}(\imath\Omega_2^*\varrho_{02}).
\end{aligned}
\tag{17}
$$

Верхние индексы у работ полей отражают наличие «юрке-столеровского» источника поля, действующего на первом переходе.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В спектроскопии систем Λ-типа с использованием классических полей наблюдается явление КПН. Если отстройки полей равны, то система оказывается в так называемом «темном состоянии», являющемся суперпозицией состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$, которое перестает взаимодействовать с внешним полем. В результате работа поля имеет провал при равных отстройках, называемый темным резонансом.

На рис. 2 представлены работы полей в случае источника поля Юрке – Столера и поля Глаубера, вычисленные согласно выражениям (17). Можно видеть, что работы полей $A_1^{(YS)}$ и $A_2^{(YS)}$ весьма схожи и слабо зависят от отстройки Δ_1, и это разительно отличается от известных результатов с классическими полями.

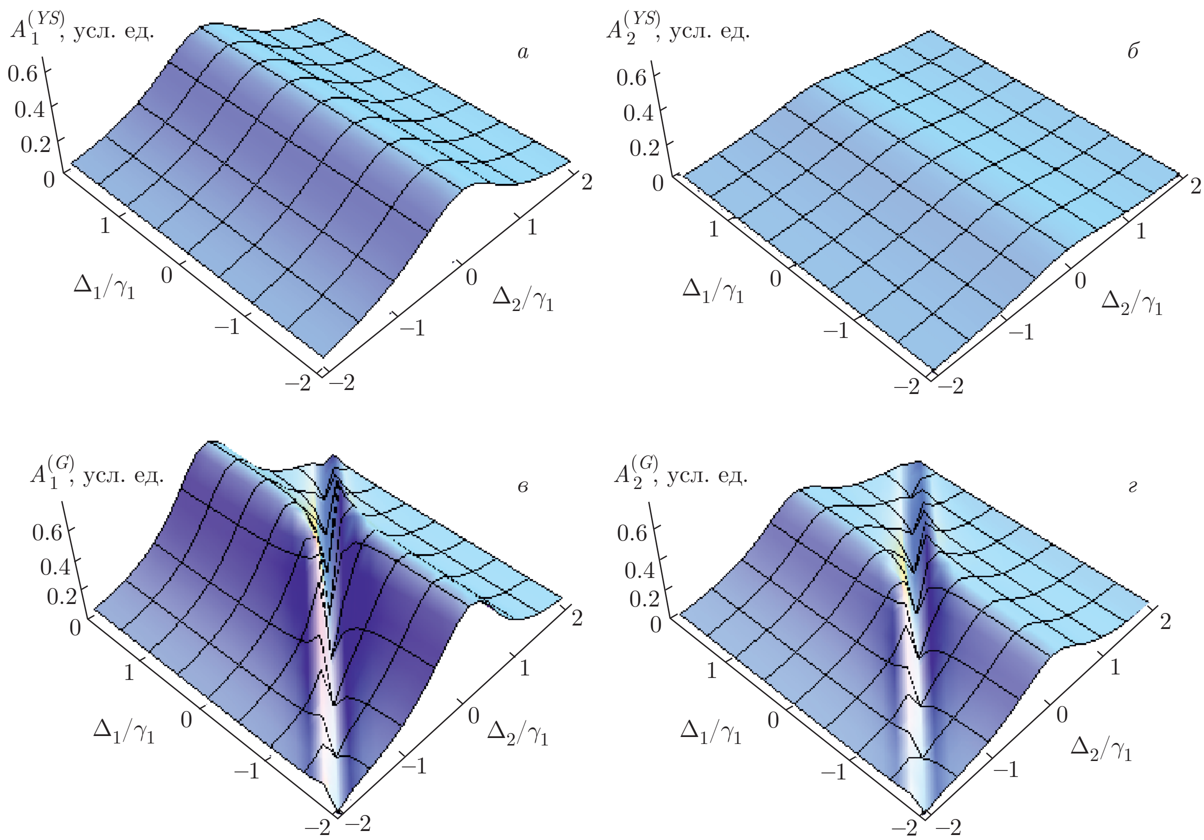

Рис. 2. *а,б*) Работы полей (в условных единицах) для обоих переходов для случая наличия неклассического поля в зависимости от отстройки. *в,г*) То же для глауберовского источника. Параметры системы: $\gamma_2 = \gamma_1/2$, $\Omega_2 = 5\cdot 10^{-3}\gamma_1$, $\Omega_1 = 5\cdot 10^{-2}\gamma_1$, $|\alpha| = 6$

Получить аналитические выражения для работ полей возможно, но анализировать весьма сложно из-за их громоздкости. Однако для более простого случая двухуровневой системы, взаимодействующей с полем в состоянии Юрке – Столера, выражения для стационарного состояния и, как следствие, для работы поля куда более компактны. Это стационарное решение было получено нами ранее в работе [11]. Его подстановка в (17) дает

$$A^{(YS)} \sim \mathrm{Re}\,\frac{1}{\Gamma + \gamma/2 + \imath\Delta_{YS}}. \qquad (18)$$

Работа поля имеет лоренцевский профиль с характерной шириной порядка Γ, на фоне которой зависимость от Δ_1 оказывается подавленной. Что касается зависимости от отстройки Δ_2 в случае Λ-атома, то она также имеет лоренцеву форму с характерной шириной около γ_2.

За исключением темных резонансов — провалов в функциях $A_1^{(G)}$ и $A_2^{(G)}$, работы полей демонстрируют одинаково слабую зависимость от Δ_1. Это объясняется полевым уширением перехода $|1\rangle \to |0\rangle$, поскольку при выбранных на рис. 2 значениях параметров $\Omega_1|\alpha|$ значительно больше Ω_2.

Исчезновение темных резонансов является основным отличием случая с источником поля Юрке – Столера от случая источника глауберовского поля. Темный резонанс обусловлен наличием ненулевых членов, пропорциональных $|1\rangle\langle 2|$ и $|2\rangle\langle 1|$ в атомной матрице плотности. Эти члены ответственны за упомянутую выше когерентность между атомными уровнями, которая имеет место в темном состоянии. Выше нами было отмечено, что данная недиагональность в (17) неотделима от недиагональности в терминах фотонных состояний $\{|\alpha\rangle_{YS}, |-\alpha\rangle_{YS}\}$. Эта перепутанность состояний атома и квантованной моды деструктивно действует на темные резонансы (тот же механизм ответствен за исчезновение боковых пиков триплета резонансной флуоресценции, как было нами показано в работе [11]), так как состояния $|\alpha\rangle_{YS}$ и $|-\alpha\rangle_{YS}$ являются почти ортогональными. Можно взглянуть на это явление и с другой стороны, рассуждая в терминах глауберовских когерентных состояний $\{|\imath\alpha\rangle_G, |-\imath\alpha\rangle_G\}$, которые также образуют базис подпространства состояний моды. Полевой оператор, стоящий перед $|1\rangle\langle 2|$ в выражении для $\hat{\varrho}_{st}$, имеет вид

$$|1\rangle\langle 2| \otimes \big(|\alpha\rangle_{YS}\langle -\alpha| - |-\alpha\rangle_{YS}\langle\alpha|\big) = \\ = |1\rangle\langle 2| \otimes \big(|-\imath\alpha\rangle_G\langle -\imath\alpha| - |\imath\alpha\rangle_G\langle \imath\alpha|\big). \quad (19)$$

С этой точки зрения можно говорить, что исчезновение темных резонансов вызвано деструктивной интерференцией двух темных резонансов, соответствующих глауберовским полям с противоположными амплитудами (противоположные знаки перед слагаемыми в скобках в правой части выражения).

Также представляет интерес структура стационарного решения. Оказалось, что $\hat{\varrho}_{st}^{(+)} = \hat{\varrho}_{st}^{(-)}$ (см. (14)). Отсюда имеем стационарное состояние поля:

$$\hat{\varrho}^{(ph)} = \mathrm{Tr}_{at}\,\hat{\varrho}_{st} = \frac{|\alpha\rangle_{YS}\langle\alpha| + |-\alpha\rangle_{YS}\langle-\alpha|}{2}. \quad (20)$$

Хотя источник поля Юрке – Столера стремится привести поле в состояние $|\alpha\rangle_{YS}$, взаимодействие всего лишь с одним атомом делает состояния поля $|\alpha\rangle_{YS}$ и $|-\alpha\rangle_{YS}$ равновероятными даже при сильной накачке. Мы подчеркиваем, что, несмотря на сильное влияние, которое атом оказывает на фазовые характеристики квантованного поля (а именно — разрушение когерентности между его компонентами), его влияние на энергетические характеристики пренебрежимо мало — среднее число фотонов в моде по-прежнему дается выражением из (6).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе исследованы основные спектроскопические характеристики Λ-атома в двухполевой конфигурации, причем одно из полей приготавливалось в состоянии типа «кошки Шредингера». В пределе многофотонной «кошки Шредингера» обнаружены сильные корреляции между стационарными состояниями атома и поля. Оказалось, что данные корреляции делают невозможным появление системы в темном состоянии, поэтому графики работы полей в зависимости от их отстроек не содержат темных резонансов. Такая ситуация существенно отличается от случая с двумя классическими полями — в нем работа полей всегда равна нулю при равных отстройках вне зависимости от соотношения интенсивностей полей.

Представляет интерес рассмотрение многочастичной задачи. Однако сильная перепутанность между атомом и полем в состоянии Юрке – Столера делает эту задачу весьма нетривиальной.

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).

ЛИТЕРАТУРА

1. P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters et al., Phys. Rev. Lett. **7**, 118 (1961).

2. A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 826 (1988).

3. A. Akulshin, A. Celikov, and V. Velichansky, Opt. Comm. **84**, 139 (1991); M. Stahler, R. Wynands, S. Knappe et al., Opt. Lett. **27**, 1472 (2002).

4. P. R. Hemmer, S. Ezekiel, and C. C. Leiby, Jr., Opt. Lett. **8**, 440 (1983).

5. C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi et al., Nature **409**, 490 (2001); M. Fleschauer and M. D. Lukin, Phys. Rev. A **65**, 022314 (2002); A. S. Zibrov, A. B. Matsko, O. Kocharovskaya et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 103601 (2002).

6. G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi et al., Nuovo Cim. B **36**, 5 (1976).

7. H. R. Gray, R. M. Whitley, and C. R. Stroud, Opt. Lett. **3**, 218 (1978).

8. R. J. Glauber, Phys. Rev. **131**, 2766 (1963).

9. M. O. Scully and M. S. Zubairy, *Quantum Optics*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1997).

10. K. E. Dorfman, F. Schlawin, and S. Mukamel, arXiv: 1605.06746v1.

11. V. A. Tomilin and L. V. Il'ichov, Opt. Comm. **375**, 38 (2016).

12. Д. Е. Хорошко, С. Я. Килин, ЖЭТФ **117**, 844 (2000) [D. B. Horoshko and S. Ya. Kilin, J. Exp. Theor. Phys. **90**, 733 (2000)].

13. S. Haroche, Rev. Mod. Phys. **85**, 1083 (2013); D. J. Wineland, Rev. Mod. Phys. **85**, 1103 (2013); Y. Miroshnychenko, A. Gaëtan, C. Evellin et al., Phys. Rev. A **82**, 013405 (2010); A. Gaëtan, Y. Miroshnychenko, T. Wilk et al., Nature **5**, 115 (2009); L. Isenhower, E. Urban, X. L. Zhang et al., Phys. Rev. Lett. **104**, 010503 (2010).

14. B. Yurke and D. Stoler, Phys. Rev. Lett. **57**, 13 (1986).

15. D. Vitali, P. Tombesi, and G. J. Milburn, Phys. Rev. A **57**, 4930 (1998); D. B. Horoshko and S. Ya. Kilin, Phys. Rev. Lett. **78**, 840 (1997); A. Negretti, U. V. Poulsen, and K. Mølmer, Phys. Rev. Lett. **99**, 223601 (2001); K. Huang, H. Le Jeannic, J. Ruaudel et al., Phys. Rev. Lett. **115**, 023602 (2015).

16. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Новосибирск (1979).