А. В. Кулагин[1], *Ю. И. Ожигов*[12]

ОПТИЧЕСКИЙ ОТБОР ТЕМНЫХ СОСТОЯНИЙ АНСАМБЛЕЙ МНОГОУРОВНЕВЫХ АТОМОВ*

Введение

Конечномерные модели квантовой электродинамики (КЭД) являются ключем к компьютерному моделированию взаимодействия света и вещества, что представляет важность для создания квантовых компьтеров. Для двухуровневого атома в оптическом резонаторе такая модель была предложена Джейнсом и Каммингсом (см. [1]), а затем она была обобщена на ансамбли таких атомов (модель Тависа-Каммингса или Дика – см. [2]) и на несколько полостей, связанных оптическим волокном (модель Тависа-Каммингса-Хаббарда [3]). Эти модели и их модификации позволяют численно исследовать такие эффекты как DAT (dephasing assisted transport – [4,5]), квантовое бутылочное горлышко (см. [6]) и другие. На основе этих моделей можно получить описание нелинейных оптических эффектов и исследовать качество гейтов для квантовых вычислений (см. [7]). Модель JCH служит обобщением непрерывных квантовых блужданий (см. [8]) и оптической проводимости графов (см. [9]). Важные приложения квантовых методов представлены в работах [21], [22].

Описание собственных состояний в модели Тависа-Каммингса даже для двухуровневых атомов представляет непростую задачу, решение которой изложено в диссертации Михаэля Тависа (см. [1]); это описание весьма сложно. Однако практическую важность представляет один класс собственных состояний системы ”атомы+поле”, атомная часть которых является так называемыми темными состояниями. Атомный ансамбль, находящийся в темном состоянии, не может испустить фотон, несмотря на то, что он обладает ненулевой энергией. Причина темноты – интерференционное поведение атомов, которые мешают друг другу испустить фотон. Тем самым темные состояния могут служить

[1]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, факультет ВМК, кафедра суперкомпьютеров и квантовой информатики

[2]Физико-технологический институт РАН, лаборатория физики квантовых компьютеров

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 18-01-00695 А

энергетическим микроаккумулятором для различных наноустройств, а также применяться для хранения сложных состояний в квантовых вычислениях, предохраняя их от декогерентности, поскольку главным источником последней является именно испускание фотонов.

Внешнее, алгебраическое описание темных состояний ансамблей d-уровневых атомов можно найти в работе [9], однако явного вида темных состояний их него извлечь нельзя. Явный вид был найден в работе [10] только для ансамблей двухуровневых атомов. Уже для трехуровневых атомов есть только гипотеза, которая была подтверждена авторами для нескольких десятков атомов.

Темные состояния имеют многочисленные применения. В частности, их роль в организации межатомного взаимодействия рассмотрена в работе [11], для контроля твердотельных спинов – в работе [12], для управления макроскопическими квантовыми системами – в работе [13], один из эффектов темного состояния в фотосинтезе – в работе [14]. О некоторых методах получения темных состояний в квантовых точках можно прочесть в работах [15], [16]. Разрушение темных состояний магнитным полем или модулированной лазерной поляризацией рассматривается в работе [17].

Получение темных состояний двухуровневых атомов, описанное в работе [18], опирается на эффект Штарка-Зеемана; в данной работе мы опишем технически более простой метод оптического отбора, основанный на своеобразной томографии электромагнитного поля вне полости.

Многомерные синглеты

Гамильтониан Тависа-Каммингса для n атомов с энергиями g_i^j взаимодействия с полем выделенной моды j имеет вид

$$\begin{aligned} H_{TC}^j &= \hbar\omega a_j^+ a_j + (a_j^+ + a_j)\sum_{i=1}^n g_i^j(\sigma_{ji}^+ + \sigma_{ji}), \\ H_{TC}^{j,\ RWA} &= \hbar\omega a_j^+ a_j + a_j^+\bar{\sigma}_j + a_j\bar{\sigma}_j^+, \\ \bar{\sigma}_j &= \sum_{i=1}^n g_i^j \sigma_{ji} \end{aligned} \tag{1}$$

где RWA-приближение справедливо при $g_i^j/\hbar\omega \ll 1$, верхним символом "+" обозначено сопряжение операторов. Здесь a_j, a_j^+ – полевые операторы уничтожения и рождения фотона моды j, $\sigma_{ji}, \sigma_{ji}^+$ – атомные операторы релаксации и возбуждения атома i, соответствующие моде j, которые определяются естественным образом.

Пусть для ансамбля A, состоящего из n одинаковых d-уровневых атомов, различающихся только энергиями взаимодействия с модами поля, определен граф G возможных разрешенных переходов между уровнями для каждого j-го атома, $j = 1, 2, ..., n$. Вершины G соответствуют уровням энергии, ребра – разрешенным переходам между ними. Тогда G задает набор всевозможных мод J_G, с которыми может взаимодействовать каждый атом. Многомодовый гамильтониан, соответствующий графу G, имеет вид

$$H_{TC}^{G} = \sum_{j\in J_G} H_{TC}^{j},\ H_{TC}^{G,\ RWA} = \sum_{j\in J_G} H_{TC}^{j,\ RWA}. \tag{2}$$

Введем обозначение $\bar{\sigma}_G = \sum\limits_{j\in J_G} \bar{\sigma}_j$. Тогда подпространство темных атомных состояний для ансамбля с возможными переходами G есть $Ker(\bar{\sigma}_G^{+} + \bar{\sigma}_G)$ и $Ker(\bar{\sigma}_G)$ в точной модели и в RWA-приближении соответственно. (Заметим, что некоторые моды могут допускать RWA-приближение, тогда как другие – нет; к разным атомам применимость RWA также может быть различной; соответствующие модификации определений ясны из приведенных; мы рассматриваем только случай применимости этого приближения ко всем модам и атомам одновременно.)

Через $g^j(r)$ обозначим амплитуду перехода по ребру r, соединяющему пару состояний в графе G для атома j.

Сделаем граф G ориентированным, задав ориентацию любого ребра по направлению к уменьшению энергии атомного состояния. Зафиксировав номер атома $j \in \{1,2,...,n\}$, пометим в графе G ребра r числами $g^j(r)$. Получится n графов G^j, изоморфных G, для каждого атома – свой. Предположим, что каждой паре "атом j, состояние i" можно приписать положительный вес $w(j,i)$ так, что для любой пары j, j' атомов отношение $g^j(r)/g^{j'}(r) = w(j',i_{in})/w(j,i_{in}) = w(j',i_{fin})/w(j,i_{fin})$ для любого ребра r с началом i_{in} и концом i_{fin}.

Рассмотрим состояние атомов

$$|D_{G,A}\rangle = \sum_{\pi\in S_d} (-1)^{\sigma(\pi)} w(1,\pi(1))...w(d,\pi(d))|\pi(1),...,\pi(d)\rangle \tag{3}$$

где π пробегает все перестановки на множестве атомов $1,2,...,d$, а $\sigma(\pi)$ обозначает четность перестановки π. Состояние $|D_{G,A}\rangle$ называется G,A-мультисинглетом. Мультисинглет называется равновесным, если все веса $w(j,i)$ равны единице. Мультисинглет всегда является темным в RWA, а равновесный мультисинглет – темным для точного гамильтониана. Чтобы показать это, рассмотрим следующий пример.

Пример. Для $d = 2$ состояние (3) примет вид

$$g^1|01\rangle - g^2|10\rangle \tag{4}$$

с точностью до нормировки; это состояние темное в RWA. Из определения весов $w(j,i)$ следует, что сумма двух слагаемых из (3), отличающихся только перестановкой состояний одной пары атомов, будут с точностью до коэффициента иметь вид (4). С другой стороны, состояние (4) будет темным для точного гамильтониана тогда и только тогда, когда $g^1 = g^2$.

Подграф $G' \subseteq G$ называется полным, если вместе с любой своей вершиной он содержит все вершины, соединенные с ней нисходящим ребром, вместе с этим ребром. Набор графов $G_1, G_2, ..., G_r$ графа G назовем накрытием, если он состоит из полных подграфов и их объединение дает G. Накрытие точное, если любой G_i, $i = 1, 2, ..., r$ является компонентой связности графа G.

Для ансамбля n d-уровневых атомов в свете работы [9] правдоподобной является следующая гипотеза о явном виде темных состояний.

Гипотеза.

1) Любое темное состояние в гамильтониане $H_{TC}^{G,RWA}$ есть линейная комбинация тензорных произведений G_i, A_i – мультисинглетов для некоторых накрытий $\{G_i\}$ графа G и разбиений множества всех атомов A на подмножества A_i .

2) Темные состояния для точного гамильтониана H_{TC}^{G} являются в точности линейными комбинациямии равновесных G_i, A_i – мультисинглетов для точных накрытий $\{G_i\}$ графа G и соответствующих разбиений A на подмножества A_i.

В частности, из этого следует, что при связном графе G темные состояния в точной модели бывают лишь для ансамблей с числом атомов, кратным d. Данная гипотеза строго доказана только для $d = 2$ в работе [10]. Уже для $d = 3$ данная гипотеза только проверена на суперкомпьютере до нескольких десятков атомов.

В ансамбле разнородных атомов, как правило, нет совпадающих частот переходов. Однако в квантовых точках, где "атомы" можно, фактически, формировать искусственно, можно добиться и совпадения частот некоторых переходов в спектрах неодинаковых структур. В этом случае можно исследовать получающиеся темные состояния.

Например, для трехатомного ансамбля, состоящего из двух V-атомов и одного λ-атома, изображенного на рисунке 1, RWA-темное подпространство будет иметь размерность 7 и один из его базисов выглядит так:

$$|120\rangle - |102\rangle,\ |200\rangle - |101\rangle - |001\rangle, |200\rangle - |110\rangle - |002\rangle$$
$$|000\rangle,\ |002\rangle - |020\rangle,\ |100\rangle,\ |110\rangle - |101\rangle.$$

Здесь последовательность атомных состояний – как у атомов на рисунке.

Оптический отбор темных состояний

Мы объясним метод оптического отбора на примере ансамбля, состоящего из двух двухуровневых атомов. Будем обозначать базисные состояния системы атомов и поля через $|n\rangle_{ph}|m_1 m_2\rangle_{at}$, где n – число фотонов в резонаторе, m_1, m_2 – числа возбуждения первого и второго

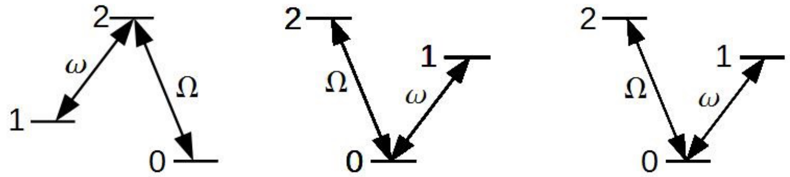

Рис. 1. Ансамбль трех разных атомов: два v-типа и один λ-типа. Переходы подобраны с одинаковыми для всех атомов энергиями обеих мод $\hbar\Omega$, $\hbar\omega$.

атомов: 0 – основное состояние, 1 – возбужденное. Схема отбора состоит из последовательных шагов отбора, которая начинается с заранее приготовленного состояния поля и атомов $|\Psi(0)\rangle = |0\rangle_{ph}|\Phi_0\rangle_{at}$, где $|\Phi_0\rangle_{at} = \alpha|00\rangle + \beta|s\rangle$, $|s\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|01\rangle - |10\rangle)$ – двухатомный синглет, $\alpha|00\rangle + \beta|s\rangle$ – произвольное состояние двухатомной системы, которое можно получить, выждав необходимое время для испускания фотона двухатомной системой. Например, состояние атомного ансамбля $|01\rangle$ можно представить как $|01\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|t\rangle + |s\rangle)$, где $|t\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|01\rangle + |10\rangle)$ – триплетное состояние, остальные два триплета имеют вид $|00\rangle$ и $|11\rangle$.

Шаг процесса с номером i состоит в следующем. В момент времени τ_i мы имеем состояние системы "атомы + поле" ρ_i, при этом вероятность присутствия фотонов в полости исчезающе мала. Мы запускаем в резонатор один фотон, после чего включаем ячейку Поккельса, расположенную внутри резонатора и отражающую фотон в направлении детектора (см. рисунок 2) и фиксируем время срабатывания детектора. После этого шага делаем следующий точно так же и т.д., набирая статистику времен срабатывания детектора.

Мы предполагаем, что время запуска фотона в полость мало по сравнению как с временем рабиевской осцилляции между состояниями $|1\rangle_{ph}|00\rangle_{at}$ и $|0\rangle_{ph}\frac{1}{\sqrt{2}}(|01\rangle_{at} + |10\rangle_{at})$, так и с ожидаемым временем вылета фотона из полости, и им можно пренебречь, считая запуск практически мгновенным.

Пусть ρ_i' – априорное состояние системы в полости в момент i-го включения ячейки Поккельса. Поскольку фотон появляется в полости очень быстро, можно считать, что это состояние получается из ρ_i добавлением фотона в полость: $\rho_i' = a^+\rho_i a$. После этого мы ждем время τ_{click_i}, когда в детектор попадет фотон, вылетевший из полости.

Время срабатывания детектора τ_{click_i} на шаге i является случайной величиной, зависящей также от шага i, так что решая основное уравнение, мы лишь найдем для нее верхнюю границу t_i. Функция распределения τ_{click_i} меняется с каждым шагом и является априорной

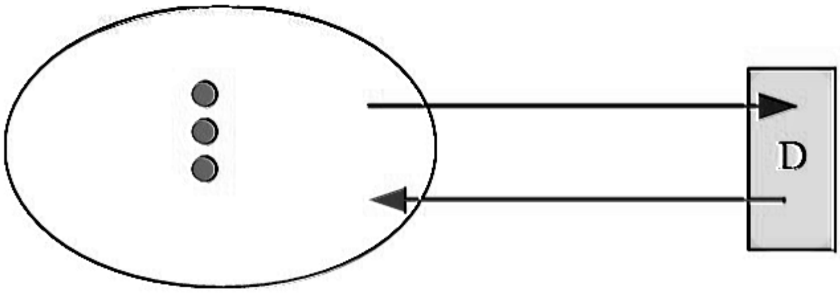

Рис. 2. Оптический отбор. Линдбладовский оператор $L_1 = a^+a$ – улет фотона и возврат его обратно в полость после прохождения через детектор. Детектор щелкает всякий раз, когда в него попадает фотон.

функцией распределения, которую мы находим по уравнению (5), не прибегая ни к каким экспериментам. Это вычисление нужно лишь для того, чтобы найти верхнюю границу t_i ожидания щелчка детектора на шаге i. Матрицу плотности ρ_{i+1} можно найти как решение задачи Коши для квантового основного уравнения (5), соответствующего вылету фотона из полости, для начального состояния $\rho_i'(0) = \rho_i'$, с тем условием, что для момента t_i это решение $\rho_i'(t_i)$ не содержит фотонов в полости с исчезающе малой вероятностью ошибки (ошибка может произойти только когда мы прекратили ждать срабатывания детектора, а фотон все-таки остался в полости или может быть испущен позже).

Итак, верхнюю границу t_i для τ_{click_i} на шаге i мы ищем численнно, решая квантовое основное уравнение. Мы полагаем $\rho_{i+1} = \rho_i'(t_i)$. После вылета фотона из полости состояние атомов внутри полости не меняется, поэтому мы можем произвольно увеличить время ожидания полного вылета до значения, большего найденного t_i для уменьшения вероятности ошибки.

Мы будем делать так определенные последовательные шаги, каждый раз фиксируя время срабатывания детектора на вылетающий из полости фотон. Если момент $\tau_i - \tau_{i-1}$ щелчка детектора на шаге i рассматривается как случайная величина, то функция распределения этой величины находится как $P(t) = \langle 0_{ph}0_10_2|\rho(t)|0_{ph}0_10_2\rangle + \langle 0_{ph}s|\rho(t)|0_{ph}s\rangle$, то есть как вероятность того, что фотон вылетел из полости за время t, считая нулевой отметкой начало шага i. Плотность распределения времени срабатывания детектора есть $dP(t)/dt$. После достаточно большого числа последовательных шагов мы считаем среднее время $d\tau$ по всем значениям τ_{click_i} срабатывания детектора в наших экспериментах. Далее мы установим факт достаточно быстрого подавления внедиагональных элементов матрицы плотности ρ_i с ростом i, так что распределение величины τ_{click_i} для разных i будет практически одинаковым для больших i и сойдется к распределению, характерному либо для триплета $|00\rangle$, либо для синглета $|s\rangle$; таким образом, величины времен ожидания щелчка детектора t_i, начиная с момента исчезновения недиагональных элементов, будут одинаковы. Обозначим их через dT.

Если среднее время $d\tau$ вылета фотона меньше некоторого порога $d\tau_{cr}$, в полости находится темный синглет $|s\rangle$, в противном случае мы имеем триплет $|00\rangle$, состояние бракуется и вся серия экспериментов начинается заново – с выбора случайного начального состояния атомов.

Срабатывание на шаге i детектора, в который попадает фотон, отраженный ячейкой Поккельса, происходит с замедлением, которое меняется между нулем и $\tau_{click\_i} = \tau_i - \tau_{i-1}$; оно складывается из двух факторов: а) время срабатывания самой ячейки (она может не перекрывать всю полость и потому, даже если в полости есть фотон, он не отразится сразу при прохождении вдоль полости) и б) возможность поглощения фотона компонентой $|00\rangle$ атомного состояния полости.

Если первоначальное состояние атомов $\rho_0 = |s\rangle_{at}\langle_{at}s|$, то мы имеем синглет и среднее время вылета a_s фотона из полости будет коротким. Если же $\beta = 0$, то мы имеем триплет $\rho_0 = |00\rangle_{at}\langle_{at}00|$ и среднее время вылета фотона a_t будет длиннее, так как за время бездействия ячейки Поккельса фотон может с ненулевой вероятностью поглотиться ансамблем атомов. Таким образом, достаточно взять статистический барьер для принятия решения $d\tau_{cr} = (a_s + a_t)/2$.

Считая применимым RWA-приближение, рассмотрим в качестве математической модели шага нашего процесса квантовое основное уравнение с оператором Линдблада $A_1 = a$ – удаление фотона из полости:

$$i\hbar\dot{\rho} = [H,\rho] + i\mathscr{L}(\rho), \quad \mathscr{L}(\rho) = \gamma(a\rho a^+ - \frac{1}{2}(\{a^+a,\rho\}), \ H = H_{TC}. \quad (5)$$

Его решение $\rho(t)$ можно приближенно найти, представив в виде последовательности двух шагов, из которых на первом делается один шаг в решении унитарной части (5): $\tilde{\rho}(t+dt) = e^{-iHdt/\hbar}\rho(t)e^{iHdt/\hbar}$, а на втором – шаг в решении уравнения (5) с удаленным коммутатором:

$$\rho(t+dt) = \tilde{\rho}(t+dt) + \frac{\gamma}{\hbar}(a\tilde{\rho}a^+ - \frac{1}{2}(\{a^+a,\tilde{\rho}\})dt.$$

Грубо оценить параметр γ можно так. Поскольку изменение матрицы плотности на втором шаге, отнесенное к времени dt, за которое свет преодолевает длину полости, составляет величину эффективности ячейки Поккельса $e_p: \ 0 < e_p \leqslant 1$, мы имеем $\frac{\gamma dt}{\hbar} = e_p$, откуда $\gamma = e_p\hbar/dt$. Для атома Rb^{85} длина полости, равная половине длины волны фотона, составляет 0.7 cm, мы имеем $\gamma \approx 10^{-17}e_p$ эрг.

Предположим, что мы имеем один из вариантов: а) $|\Phi_0\rangle_{at} = |00\rangle$ или б) $|\Phi_0\rangle_{at} = |s\rangle$. В первом случае время срабатывания детектора, усредненное по большому числу испытаний, будет в силу центральной предельной теоремы очень близко к t_s, во втором – к t_t. Поскольку $t_t - t_s$ – достаточно большая величина, мы сможем статистически достоверно различить эти два случая. Варианты а) или б) имеют место, например, если начальное состояние пары атомов имеет вид $|01\rangle$, так как в этом случае щелчок детектора при приготовлении исходного состояния для первого шага уже означает, что мы имеем состояние $|00\rangle$, а отсутствие щелчка в течение достаточно длительно времени – что мы имеем синглет $|s\rangle$.

Теперь пусть оба числа α, β ненулевые. Тогда в матрице плотности состояния атомов в базисе $|00\rangle$, $|s\rangle$, получаемая в результате описанной последовательности шагов внедиагональные члены будут подавляться с числом шагов, так что в пределе матрица плотности полностью распадется на $|00\rangle\langle 00|$ с вероятностью $|\alpha|^2$ и $|s\rangle\langle s|$ с вероятностью $|\beta|^2$, и мы придем к уже разобранному случаю двух несовместных альтернатив. Подавление внедиагональных элементов матрицы плотности установлено численным моделированием. Время полного подавления внедиагональных элементов матрицы плотности T_{non} получается суммированием всех временных отрезков ожидания полного вылета фотона из полости: $T_{non} = \sum\limits_{i=0}^{L} t_i$ где L – минимальное значение шага, на котором внедиагональные элементы матрицы ρ_L становятся пренебрежимо малыми. График времени полного подавления внедиагональных элементов матрицы плотности T_{non} в зависимости от энергии g взаимодействия атомов и поля приведен на рисунке 3.

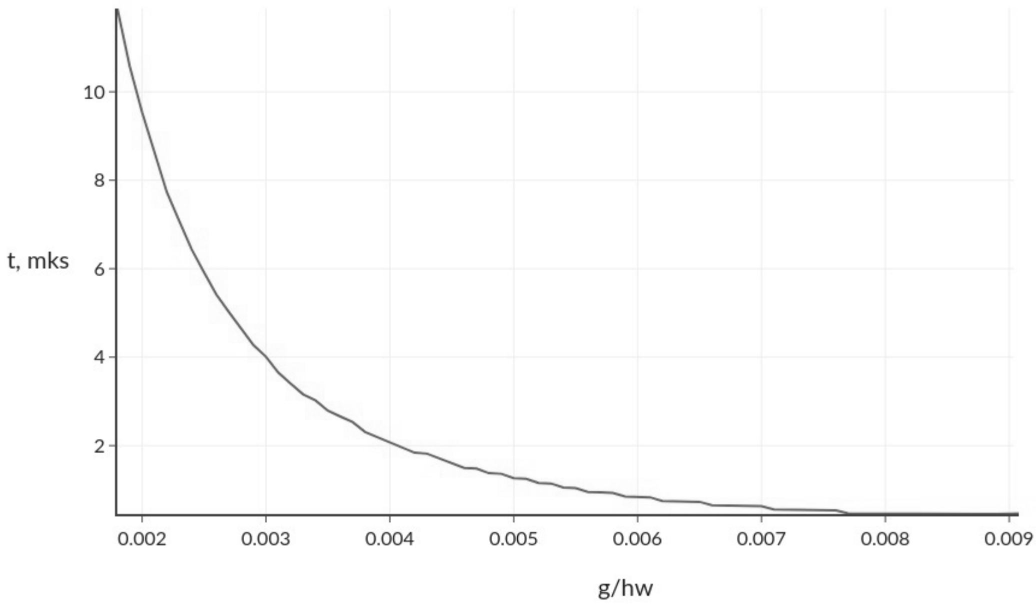

Рис. 3. Время $t = T_{non}$ полного затухания недиагональных элементов ($abs < 10^{-3} g/\hbar\omega$ в интервале $[0.01; 0.01]$ с шагом 0.01, интенсивность стока: $\gamma/\hbar\omega = 0.01$, шаг по времени: $dt = 0.001/\gamma$, пороговая населенность стока, при которой происходит запуск фотона: 0.95).

На рисунке 4 изображены графики функций распределения времени вылета фотона из полости для разных значений γ; соответственно, плотности распределения будут производными от этих функций: для $\gamma = g$ график плотности показан на рисунке 5.

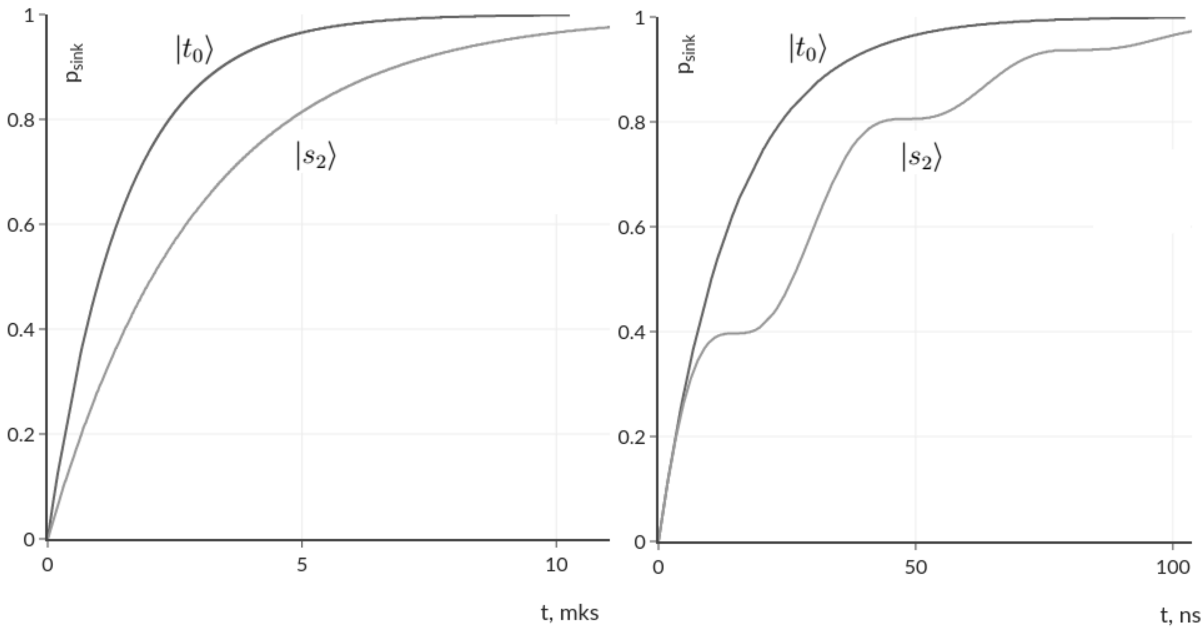

Рис. 4. Наполнение стока: слева при $\gamma = 0.01g$, справа при $\gamma = g$.

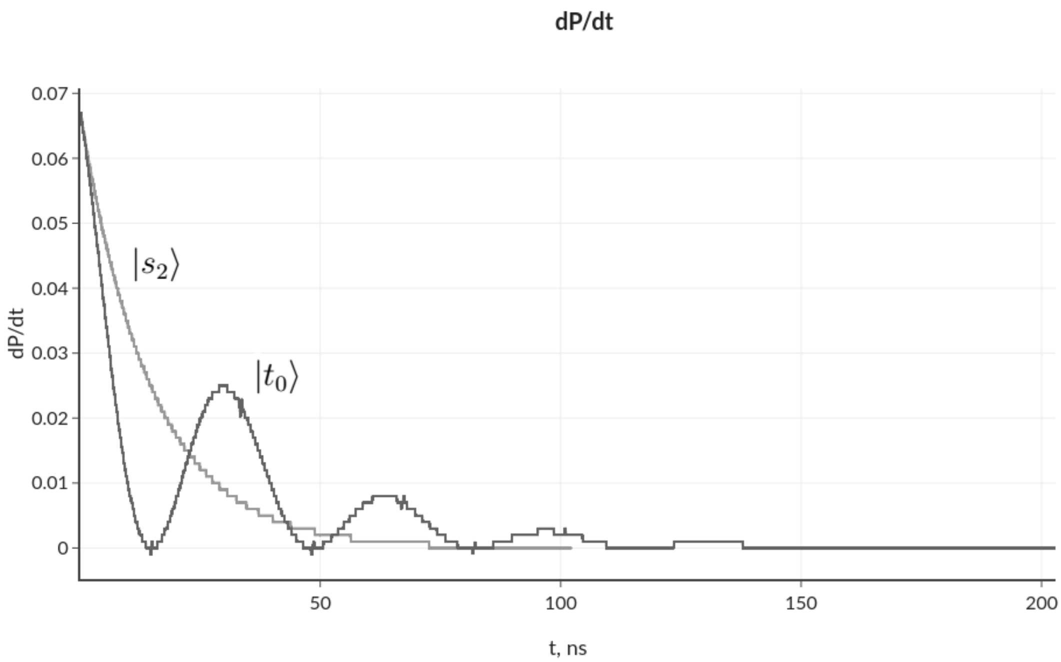

Рис. 5. $l = g$

Моменты щелчков детектора $d\tau_1, d\tau_2, ..., d\tau_{L_{s,t}}$ в последовательных экспериментах соответствуют независимой выборке из значения данных величин; значения L_s, L_t для двух конкурирующих гипотез будут различаться ненамного. По центральной предельной теореме среднее арифметическое $\xi = \sum_{i=1}^{L} d\tau_i/L$ будет иметь при больших L нормальное распределение с центрами a_s и a_t соответственно, которые представляют собой средние времена вылета фотона для двух альтернативных гипотез: $a_s < a_t$.

Мы провели прямое моделирование оптического отбора с помощью датчика случайных чисел, последовательностью испытаний. В каждом испытании с интервалом t_{click} моделируется измерение стока, то есть статистическое испытание факта вылета фотона из полости, исходя из рассчитанной по уравнению (5) вероятности. При этом уравнение (5) решается методом Эйлера с шагом по времени dt, причем временные интервалы в вычислительной модели выбирались так, чтобы для любого шага по времени выполнялись бы неравенства $dt < dt_{\text{click}} \ll \tau_{click\_i} \leqslant dT$. Если фотон вылетел, испытание считается завершенным, мы снова запускаем его в полость, изменяя начальное условие для (5), и переходим к следующему испытанию. Число всех испытаний обозначается через N, максимальное время одного испытания $dT = max(t_i)$. Ниже приведены результаты численного моделирования для следующих значений параметров:

Шаг по времени решения уравнения (5): $dt = 10$ns, интенсивность вылета в сток: $\gamma = 0.01g$, период проверки срабатывания детектора $dt_{\text{click}} = 50$ ns, число испытаний (каждое испытание проводится до первого срабатывания детектора) $N = 1000$, $a_t = 1.551$ mks, $a_s = 1.125$ mks.

Практически можно взять $n_{bor} = 2T_{gen}/(a_s + a_t)$ как среднее число щелчков детектора за общее время T_{gen} наблюдения, $T_{gen} = NdT$. Применим наш статистический критерий так: при числе щелчков $n_{click} > n_{bor}$ мы имеем синглетное состояние $|s\rangle$, в противном случае – триплет $|00\rangle$.

Тогда ошибка первого и второго рода оценится сверху как квантиль $\int_{n_{bor}}^{\infty} N_{0,\sigma}(x)\, dx$ нормального распределения с математическим ожиданием 0 и дисперсией $1/min\{L_s, L_t\}$ и может быть сделана сколь угодно малой с увеличением T_{gen}.

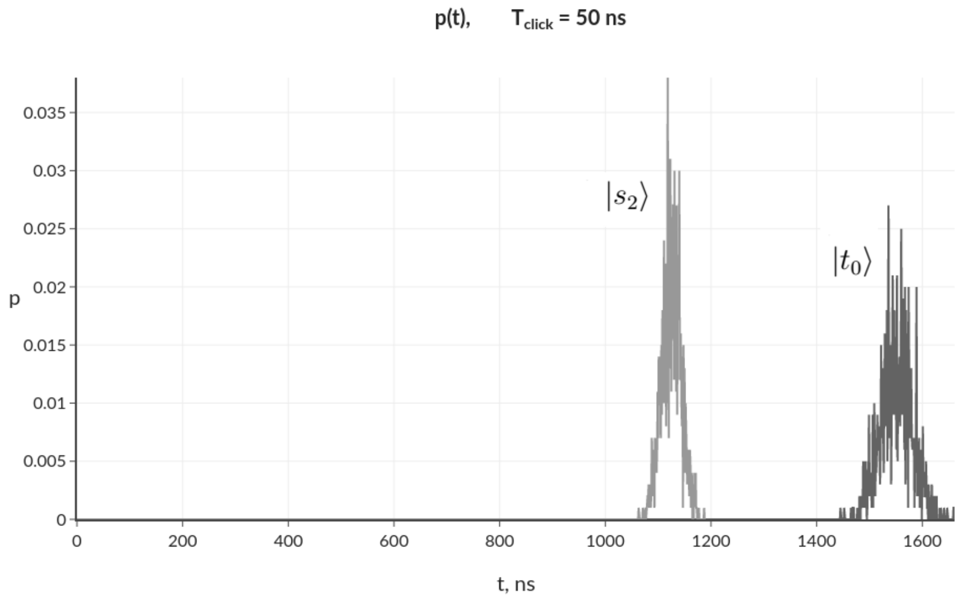

Рис. 6. Плотность распределения среднего времени вылета фотона, точность моделирования dt = 1 ns

Многоуровневый случай

Описанный оптический отбор темных состояний применим и к ансамблям многоуровневых атомов. Здесь надо рассмотреть состояния многоуровневого синглета $|S_D\rangle$ вида (3) и дополнить его до ортонормированного базиса "светлыми" состояниями. При этом отбор должен производиться по всем модам, которых в случае d уровней будет не больше C_n^2 (мы учитываем переходы всех порядков). Для трехуровнего случая обозначим мультисинглет через $|D_3\rangle$. Мы рассмотрели несколько примеров для ансамблей трех трехуровневых атомов, проведя численное моделирование для значений параметров: $dt = 1\,\mathrm{ns}$, $\gamma = g$, $dt_{\mathrm{click}} = 100$ ns, $N = 1000$. Графики функции распределения времени срабатывания детектора даны на рисунке 7, графики плотности распределения среднего времени щелчка детектора для разных состояний – на рисунке 8.

Плотность распределения среднего значения времени детектирования фотонов считалась для значений $dt_{\mathrm{click}} = 100$ ns.

$a_{|10\rangle_{ph}|D_3\rangle} = 16.596$ mks,
$a_{\ |10\rangle_{ph}|0_1 0_2 0_3\rangle_{at}} = 22.243$ mks,
$a_{|10\rangle_{ph}|0\rangle_2(|0_1 1_3\rangle - |1_1 0_3\rangle)} = 22.423$ mks,
$a_{|10\rangle_{ph}|0_1\rangle(|0_2 1_3\rangle - |1_2 0_3\rangle)} = 22.423$ mks,
$a_{\ |10\rangle_{ph}(|0_1 1_2\rangle - |1_1 0_2\rangle)|0_3\rangle} = 22.423$ mks

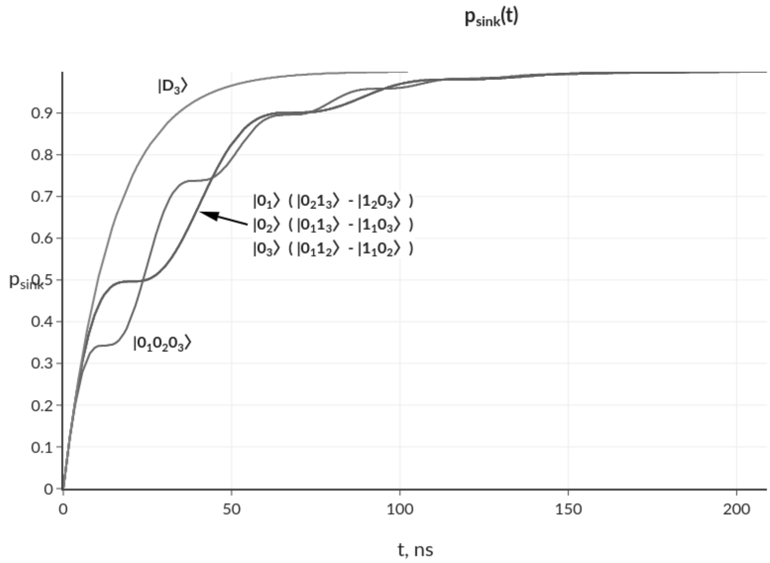

Рис. 7. Наполнение стока в зависимости от времени, $\gamma = g$.

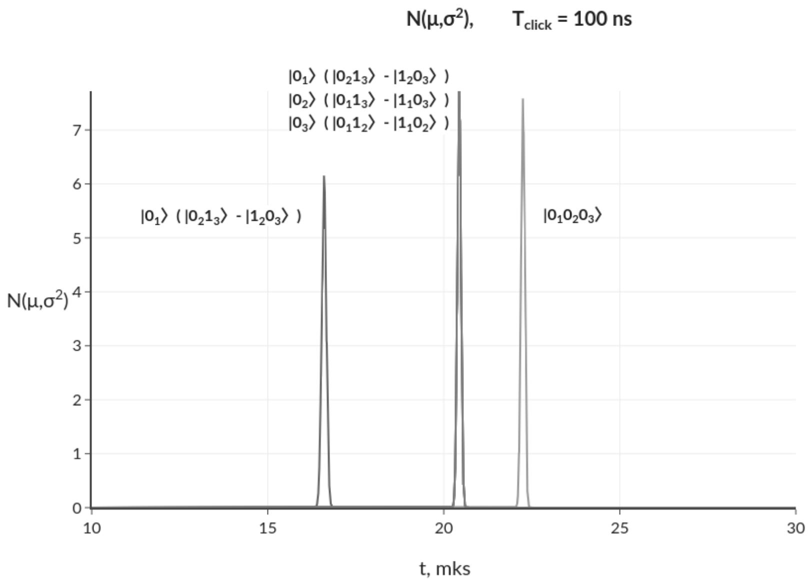

Рис. 8. Плотность распределения среднего времени вылета фотона, $dt_{click} = 100\ ns,\ l = g$.

Заключение

Мы предложили метод генерации темных состояний двух- и трехуровневых атомов, основанный на оптическом отборе. Этот способ очень прост, но, в отличие от предложенного ранее в работе [18], не требует применения штарковского сдвига уровней. Здесь используется только многократное измерение времени задержки детектирования фотонов, покидающих оптическую полость. Данный способ позволяет получить темное состояние в виде тензорного произведения синглетов в течение не более нескольких десятков микросекунд для спектра атомов Rb^{85}. Он также практически не зависит от выбора начального состояния атомов, помещенных в полость.

Оптический отбор в равной степени применим и к многоуровневым атомам, причем он может быть настроен на получение строго определенного вида темного состояния. Описанный метод, в силу его простоты и скорости, можно использовать для генерации темных состояний ансамблей из нескольких десятков атомов в одной полости, что может быть полезным для производства защищенных от декогерентности квантовых вычислений в оптических полостях.

Благодарности

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований, грант а-18-01-00695.

Литература

1. *Jaynes E. T., Cummings F. W.* Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser, Proc. IEEE 51 (1): 89–109, (1963). doi:10.1109/PROC.1963.1664
2. *Dicke R.* Phys. Rev. 93, 99 (1954)
3. *Angelakis D. G., Santos M. F., Bose S.* Photon-blockade-induced Mott transitions and XY spin models in coupled cavity arrays, Physical Review A 76, 03 (2007)
4. *Huelga S., Plenio M.* Vibration, Quanta and Biology, Contemp. Phys. 54, 181 - 207 (2013)
5. *Plenio M.* Dephasing assisted transport: Quantum networks and biomolecules, New J. Phys. 10, 113019 (2008)
6. *Ozhigov Y. I., Skovoroda N. A.* Qubit model of Jaynes-Cummings-Hubbard with phonon environment for exciton transport in light-harvesting FMO complex, Proceedings of SPIE, International Conference on Micro- and Nano-Electronics, ser. 9440, Publisher: SPIE, the International Society for Optical Engineering (Bellingham, WA, United States), pp. 94401M (2014)
7. *Azuma H.* Quantum computation with the Jaynes-Cummings model, Prog. Theor. Phys. 126, 369-385 (2011).
8. *Ambainis A.*, Quantum walks and their algorithmic applications, International Journal of Quantum Information, 1:507-518 (2003)
9. *Kulagin A. V., Ladunov V. Y., Ozhigov Y. I., Skovoroda N. A., and Victorova N. B.* 11022, International Conference on Micro- and Nano-Electronics 2018, 110222C (2019); https://doi.org/10.1117/12.2521763.

10. *Tavis M. T.* A Study of an N Molecule Quantized-Radiation-Field Hamiltonian (dissertation), https://arxiv.org/abs/1206.0078

11. *Kok P., Nemoto K., and Munro W. J.* Properties of multi-partite dark states, e-print http://lanl.arxiv.org/abs/quant-ph/0201138 (2002)

12. *Ozhigov Y. I.* Space of dark states in Tavis-Cummings model, Modern information technologies and IT education, vol. 15, N1, pp. 27-32, DOI: 10.2555915/SITITO.15.201901.13-26, https://arxiv.org/abs/1606.08483 (2019).

13. *André A., Duan L. M., Lukin M. D.* Coherent atom interactions mediated by dark-state polaritons,Phys Rev Lett. 17;88(24):243602 (2002).

14. *Hansom J., Schulte C., Le Gall C., Matthiesen C., Clarke E, Hugues M., Taylor J. M., Atatüre M.* Environment-assisted quantum control of a solid-state spin via coherent dark states, Nature Physics 10, 725–730 (2014)

15. *Lee E. S., Geckeler C., Heurich J., Gupta A., Kit-Iu Cheong, Secrest S., and Meystre P.* Dark states of dressed Bose-Einstein condensates, Phys. Rev. A 60, 4006, (1999)

16. *Kozyrev S. V., Volovich I. V.* Dark states in quantum photosynthesis, http://lanl.arxiv.org/abs/1603.07182

17. *Pöltl C., Emary C., Brandes T.* Spin entangled two-particle dark state in quantum transport through coupled quantum dots, Phys. Rev. B 87, 045416 (2013)

18. *Tanamoto T., Ono K., Nori F.* Steady-state solution for dark states using a three-level system in coupled quantum dots, Jpn. J. Appl. Phys., Part 1 51, 02BJ07 (2012)

19. *Berkeland D. J., Boshier M. G.* Destabilization of dark states and optical spectroscopy in Zeeman-degenerate atomic systems, e-print http://arxiv.org/pdf/quant-ph/0111018v1.pdf

20. *Ozhigov Y. I.* Dark states of atomic ensembles: properties and preparation, Proc. SPIE 10224, International Conference on Micro- and Nano-Electronics 2016, 102242Y (2016); https://doi.org/10.1117/12.2264516.

21. *Khrennikov A.* "Social Laser": Action Amplification by Stimulated Emission of Social Energy. Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. 374. 20150094. 10.1098/rsta.2015.0094

22. *Khrennikov A., Toffano Z. & Dubois F.* Concept of information laser: from quantum theory to behavioural dynamics. Eur. Phys. J. Spec. Top. 227, 2133–2153 (2019). https://doi.org/10.1140/epjst/e2018-800027-6