

ДИФРАКЦИОННАЯ ОПТИКА, ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ

ПЕРЕПУТЫВАНИЕ АТОМОВ, ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНО ПРОЛЕТАЮЩИХ РЕЗОНАТОР, ИНДУЦИРОВАННОЕ ТЕПЛОВЫМ ПОЛЕМ

Башкиров Е.К., Никифорова Ю.А.
Самарский государственный университет

Аннотация

Исследовано перепутывание двух идентичных двухуровневых атомов, последовательно проходящих через резонатор и взаимодействующих с одномодовым тепловым полем посредством вырожденного двухфотонного взаимодействия. Показано, что такое нелинейное взаимодействие может приводить к перепутыванию атомов.

Ключевые слова: два двухуровневых атома, вырожденные двухфотонные переходы, атомное перепутывание, тепловое поле.

Введение

Атомные перепутанные состояния являются основным ресурсом физики квантовых вычислений и квантовой информатики. Для приложений нужны максимально перепутанные чистые состояния с достаточно большим временем жизни [1]. В реальных условиях квантовые системы всегда взаимодействуют с окружением. Такое взаимодействие обычно приводит к декогерентности и распаду квантовых корреляций кубитов. Недавно в целом ряде работ была высказана идея о том, что в некоторых случаях диссипация и шум могут, напротив, являться источником перепутывания. Одним из таких механизмов генерации атомного перепутывания за счёт взаимодействия с окружением является перепутывание, индуцированное тепловым шумом. Идея о возможности возникновения перепутывания кубитов при взаимодействии атомов в резонаторах с тепловым полем принадлежит Питеру Найту с соавторами [2]. Позднее появилось большое количество работ, в которых была показана возможность генерации атомного перепутывания, индуцированного тепловым шумом, в различных двухкубитных (двухатомных) моделях (см. ссылки в [3, 4]). При этом авторы рассматривали случай, когда атомы одновременно находятся в резонаторе. Вместе с тем в экспериментах с одноатомными лазерами атомы пролетают через резонатор последовательно один за другим [5]. В экспериментах с одноатомным лазером для двух атомов, последовательно пролетающих резонатор с вакуумным состоянием поля, наблюдались как белловские двухчастичные атомные перепутанные состояния [6, 7], так и трёхчастичные атом-полевые перепутанные состояния Гринберга–Хорна–Цайлингера [8]. В работах [9, 10] была теоретически предсказана возможность генерации перепутывания атомов, последовательно пролетающих через резонатор, в котором поле приготовлено в тепловом состоянии. При этом авторы ограничились рассмотрением модели, в которой атомы взаимодействуют с полем посредством однофотонных переходов. Вместе с тем известно, что нелинейное двухфотонное взаимодействие атомов с тепловым полем может привести к большей степени перепутывания атомов в сравнении с однофотонным взаимодействием [11]. Поэтому представляет большой интерес

исследовать особенности динамики перепутывания атомов, последовательно пролетающих через резонатор с тепловым полем, в случае вырожденного двухфотонного взаимодействия атомов с полем.

1. Экспериментальная реализация атомных перепутанных состояний в одноатомном лазере

Рассмотрим основную идею классического эксперимента по генерации белловских атомных перепутанных состояний, проведённого С. Арошем и соавторами [6, 7]. В указанном эксперименте два двухуровневых ридберговских атома последовательно пролетали высокочастотный резонатор с вакуумным полем. При этом первый из пары атомов приготавливался в возбуждённом состоянии $|e_1\rangle$, а второй – в основном состоянии $|g_2\rangle$. Скорость первого атома подбиралась так, чтобы время взаимодействия этого атома с вакуумным полем t_1 удовлетворяло условию $\Omega t_1 = \pi/2$, где Ω – вакуумная частота Раби, которая определяет скорость обмена фотоном атома и резонатора. В результате такого взаимодействия первый атом с вероятностью $1/2$ останется в исходном состоянии $|e_1\rangle$ и покинет пустой резонатор и с вероятностью $1/2$ испустит один фотон и перейдёт в основное состояние $|g_1\rangle$. В результате волновая функция всей системы принимает вид

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|e_1, g_2, 0\rangle - |g_1, g_2, 1\rangle),$$

где $|0\rangle$ и $|1\rangle$ – состояния резонаторного поля без фотонов и с одним фотоном в моде соответственно.

Второй атом, приготовленный в основном состоянии $|g_2\rangle$, влетал в резонатор с задержкой T . При этом его скорость выбиралась в два раза меньшей, чем у первого атома. Тогда время взаимодействия второго атома с вакуумным полем t_2 удовлетворяло условию $\Omega t_2 = \pi$. Если первый атом покидал резонатор пустым, то второй атом также не изменял своего начального состояния и состояния резонатора. Если же первый атом испускал фотон в резонатор, то второй атом поглощал его с единичной вероятностью и оказывался в возбуждённом со-

стоянии. В результате двух взаимодействий волновая функция принимала вид

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|e_1, g_2\rangle - |g_1, e_2\rangle)|0\rangle,$$

который соответствовал паре атомов в максимально перепутанном белловском состоянии и пустому резонатору.

На рис. 1 представлена схема установки для получения перепутанных атомов. Она состоит из печи, испускающей атомы рубидия **O**, селектора скоростей **V** и бокса **B**, в котором с помощью диодного лазера атомы рубидия приготавливались в состояния со значениями главного квантового числа 50 или 51 (соответственно, $|e\rangle$ или $|g\rangle$). Взаимодействие атомов с вакуумным полем происходило в высокодобротном сверхпроводящем резонаторе **C**, охлажденном до 0,6 К. В этом случае состояние поля в резонаторе можно было считать вакуумным, так как среднее число тепловых фотонов при такой температуре меньше, чем 0,05. Резонаторная мода TEM_{900} имела частоту, близкую к частоте атомного перехода в 51,1 ГГц (расстройка составляла 170 кГц). Время жизни фотона в резонаторе равнялось 112 мкс, что намного больше времени запаздывания второго атома $T = 37$ мкс (соответственно, расстояние между атомами, последовательно пролетающими резонатор, составляло около 1,5 см). После вылета из резонатора **C** атомы пересекали низкодобротный анализирующий резонатор **R**, в котором на каждый из них воздействовал классический микроволновой импульс площадью $\pi/2$ и с частотой, близкой к частоте атомного перехода. В конце атомы попадали в ионизационные детекторы **D_e** и **D_g**, которые позволяли определить энергию вылетающих атомов. Классический импульс в резонаторе **R** позволял трансформировать состояние атома вида $1/\sqrt{2}(|e\rangle \pm e^{i\phi}|g\rangle)$ в состояния $|e\rangle$ или $|g\rangle$, так что резонатор **R** совместно с ионизационными детекторами являлся детектором конечного состояния каждого из атомов.

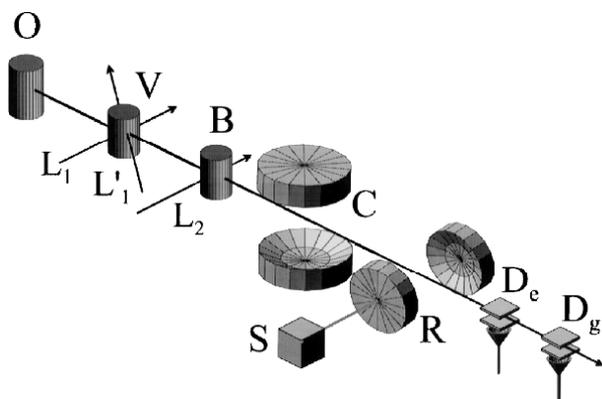


Рис. 1. Схема установки по генерации двухатомных перепутанных состояний

Анализ распределения конечных состояний атомов позволил авторам сделать вывод о наличии пе-

репутывания их состояний, степень которого составляла примерно 63 % от максимальной.

2. Точное решение рассматриваемой модели

Рассмотрим систему двух идентичных двухуровневых атомов, движущихся в направлении некоторой выделенной оси z с одинаковой скоростью и последовательно пролетающих через резонатор, в котором атомы резонансно взаимодействуют с тепловым полем посредством вырожденных двухфотонных переходов. Перед пролётом первого атома резонаторное поле приготовлено в одномодовом тепловом состоянии, а атомы – в произвольной суперпозиции возбуждённого и основного состояний. При этом начальным состоянием поля для второго из пролетающих атомов будет то состояние поля, в которое оно перейдёт в результате взаимодействия с первым атомом. Это состояние поля будет, естественно, перепутано с состоянием первого атома.

Гамильтониан резонансного взаимодействия одного атома с резонаторным полем в приближении вращающейся волны есть [12]

$$H_I = \hbar g(\sigma^+ a^2 + a^{+2} \sigma^-),$$

где σ^+, σ^- – операторы квазиспина, a^+, a – операторы рождения и уничтожения фотонов одномодового поля резонатора, g – константа двухфотонного атом-полевого взаимодействия. Обозначим через $|e\rangle$ и $|g\rangle$ возбуждённое и основное состояния двухуровневого атома. Введём для рассматриваемой модели унитарный оператор эволюции $U(t)$, удовлетворяющий уравнению движения

$$i\hbar \frac{\partial U(t)}{\partial t} = H_I U(t)$$

и начальному условию $U(0) = 1$. Решение уравнения движения для оператора эволюции есть

$$U(t) = \exp(-i \int_0^t dt' H_I(t') / \hbar).$$

Используя явный вид гамильтониана взаимодействия, оператор эволюции в двухатомном базисе $|e\rangle, |g\rangle$ можно представить в следующем виде

$$U = \begin{pmatrix} U_{11} & U_{12} \\ U_{21} & U_{22} \end{pmatrix},$$

где $U_{11} = \cos[gt\sqrt{a^2 a^{+2}}]$,

$$U_{12} = -\frac{ia^2}{a^{+2} a^2} \sin[gt\sqrt{a^2 a^{+2}}],$$

$$U_{21} = -\frac{ia^{+2}}{a^2 a^{+2}} \sin[gt\sqrt{a^2 a^{+2}}],$$

$$U_{22} = \cos[gt\sqrt{a^2 a^{+2}}].$$

Имея явный вид оператора эволюции, мы можем вычислить матрицу плотности системы в любой момент времени t :

$$\rho(t) = U(t)\rho(0)U^\dagger(t),$$

где $\rho(0)$ – матрица плотности в начальный момент времени.

Предположим, что при $t=0$ поле резонатора находится в одномодовом тепловом состоянии. Отсчёт времени начинаем с момента влёта в резонатор первого атома. Оператор плотности такого состояния может быть записан в виде:

$$\rho_F(0) = \sum_0 p_n |n\rangle\langle n|,$$

где весовая функция $p_n = \bar{n}^n / (\bar{n} + 1)^{n+1}$ и \bar{n} – среднее число тепловых фотонов в резонаторе.

Пусть каждый из атомов, пересекающих резонатор, находится в произвольной когерентной суперпозиции возбуждённого $|e\rangle$ и основного $|g\rangle$ состояний:

$$\begin{aligned} |\psi(0)\rangle_{A_1} &= \cos\frac{\theta_1}{2} |e_1\rangle + \sin\frac{\theta_1}{2} e^{i\varphi_1} |g_1\rangle = \\ &= C_{e1} |e_1\rangle + C_{g1} |g_1\rangle, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho_n(t) &= |C_{e2}|^2 \cos^2(\Omega_{2n}t) |e, n\rangle\langle e, n| - iC_{e1}^* C_{g1} \sin(\Omega_{1n}t) \cos(\Omega_{2n}t) |e, n-2\rangle\langle e, n| + \\ &+ iC_{e1} C_{g1}^* \cos(\Omega_{2n}t) \sin(\Omega_{1n}t) |e, n\rangle\langle e, n-2| + |C_{g1}|^2 \sin^2(\Omega_{1n}t) |e, n-2\rangle\langle e, n-2| + \\ &+ i|C_{e1}|^2 \cos(\Omega_{2n}t) \sin(\Omega_{2n}t) |e, n\rangle\langle e, n-2| + iC_{e1}^* C_{g1} \sin(\Omega_{1n}t) \sin(\Omega_{2n}t) |e, n-2\rangle\langle e, n+2| + \\ &+ C_{e1}^* C_{g1} \sin(\Omega_{1n}t) \cos(\Omega_{2n}t) |e, n-2\rangle\langle e, n+2| + C_{e1} C_{g1}^* \cos(\Omega_{2n}t) \cos(\Omega_{1n}t) |e, n\rangle\langle g, n| - \\ &- i|C_{g1}|^2 \sin(\Omega_{1n}t) \cos(\Omega_{2n}t) |e, n\rangle\langle g, n-2| - i|C_{e1}|^2 \sin(\Omega_{2n}t) \cos(\Omega_{2n}t) |g, n\rangle\langle e, n| + \\ &+ C_{e1}^* C_{g1} \cos(\Omega_{1n}t) \cos(\Omega_{2n}t) |g, n\rangle\langle e, n| + C_{e1} C_{g1}^* \sin(\Omega_{2n}t) \sin(\Omega_{1n}t) |g, n\rangle\langle e, n-2| + \\ &+ i|C_{g1}|^2 \cos(\Omega_{1n}t) \sin(\Omega_{2n}t) |g, n\rangle\langle e, n-2| + i|C_{e1}|^2 \sin^2(\Omega_{2n}t) |g, n+2\rangle\langle g, n-2| + \\ &+ iC_{e1}^* C_{g1} \cos[gt\sqrt{n(n-1)}] \sin(\Omega_{2n}t) |g, n\rangle\langle g, n+2| - iC_{e1} C_{g1}^* \sin(\Omega_{2n}t) \cos(\Omega_{1n}t) |g, n+2\rangle\langle g, n| + \\ &+ |C_{g1}|^2 \cos^2(\Omega_{1n}t) |g, n\rangle\langle g, n|. \end{aligned}$$

Здесь $\Omega_{1n} = g\sqrt{n(n-1)}$, $\Omega_{2n} = g\sqrt{(n+1)(n+2)}$.

Будем заново отсчитывать время от момента влёта в резонатор второго атома. Этот атом влетает в резонатор, находясь в состоянии $|\psi(0)\rangle_{A_2}$. Тогда начальное состояние системы «два атома + мода поля» в этот момент времени есть

$$\rho_{A_1 A_2 F} = |\psi(0)\rangle_{A_2} \langle\psi(0)|_{A_2} \otimes \rho_{A_1 F}(t).$$

Второй атом проходит через резонатор за то же время t , что и первый. В момент выхода второго атома из резонатора матрица плотности системы «два атома + поле» есть $\rho_{A_1 A_2 F}(t)$. Явный вид этой матрицы плотности не приведён здесь из-за её чрезвычайно громоздкого вида.

3. Вычисление параметра атомного перепутывания

Информация о перепутывании состояний атомов может быть получена на основании анализа атомной редуцированной матрицы плотности. Редуцирован-

$$\begin{aligned} |\psi(0)\rangle_{A_2} &= \cos\frac{\theta_2}{2} |e_2\rangle + \sin\frac{\theta_2}{2} e^{i\varphi_2} |g_2\rangle = \\ &= C_{e2} |e_2\rangle + C_{g2} |g_2\rangle. \end{aligned}$$

Будем полагать, что первый атом, находящийся в начальном состоянии $|\psi(0)\rangle_{A_1}$, проходит через резонатор за время t . Тогда матрица плотности для системы: «первый атом + мода поля» в момент вылета первого атома из резонатора может быть записана как

$$\rho_{A_1 F}(t) = U(t)\rho_{A_1}(0) \otimes \rho_F(0)U^\dagger(t),$$

где

$$\rho_{A_1}(0) = |\psi(0)\rangle_{A_1} \langle\psi(0)|$$

– начальная матрица плотности первого атома, находящегося в чистой когерентной суперпозиции $|\psi(0)\rangle_{A_1}$. После преобразований получаем

$$\rho_{A_1 F}(t) = \sum_{n=0} P_n \rho_n(t),$$

где

ная атомная матрица плотности в базисе состояний $|e_1, e_2\rangle, |e_1, g_2\rangle, |g_1, e_2\rangle, |g_1, g_2\rangle$ может быть записана в виде:

$$\rho_{A_1 A_2}(t) = S_{P_F} \rho_{A_1 A_2 F}(t) = \begin{pmatrix} \sum_n p_n |X_1|^2 & 0 & 0 & 0 \\ \sum_n p_n |X_2|^2 & \sum_n p_n X_2^* X_3 & & \\ \sum_n p_n X_3^* X_2 & \sum_n p_n |X_3|^2 & & \\ & & & \sum_n p_n |X_4|^2 \end{pmatrix},$$

где

$$\begin{aligned} X_1 &= M_1 N_1, & X_2 &= M_1 N_2, \\ X_3 &= M_2 N_3, & X_4 &= M_2 N_4 \end{aligned}$$

и

$$M_1 = \cos\left(\frac{\theta_1}{2}\right) \cos(\Omega_{2n}t) - i \sin\left(\frac{\theta_1}{2}\right) e^{i\varphi_1} \sin(\Omega_{2n}t),$$

$$M_2 = -i \sin\left(\frac{\theta_1}{2}\right) \cos(\Omega_{2n}t) + \sin\left(\frac{\theta_1}{2}\right) e^{i\varphi_1} \sin(\Omega_{2n}t),$$

$$N_1 = \cos\left(\frac{\theta_2}{2}\right) \cos(\Omega_{2n}t) - i \sin\left(\frac{\theta_2}{2}\right) e^{i\varphi_2} \sin(\Omega_{2n}t),$$

$$N_2 = -i \cos\left(\frac{\theta_2}{2}\right) \sin(\Omega_{2n}t) + \sin\left(\frac{\theta_2}{2}\right) e^{i\varphi_2} \sin(\Omega_{2n}t),$$

$$N_3 = \cos\left(\frac{\theta_2}{2}\right) \cos(\Omega_{3n}t) - i \sin\left(\frac{\theta_2}{2}\right) e^{i\varphi_2} \sin(\Omega_{3n}t),$$

$$N_4 = -i \cos\left(\frac{\theta_2}{2}\right) \sin(\Omega_{3n}t) + \sin\left(\frac{\theta_2}{2}\right) e^{i\varphi_2} \sin(\Omega_{3n}t),$$

$$\Omega_{3n} = g\sqrt{(n+2)(n+3)}.$$

Количественная мера перепутывания состояний двух кубитов может быть определена с помощью «согласованности» [13]. «Согласованность» в квантовой информатике определяется как

$$C(t) = \max[0, \lambda_1 - \lambda_3 - \lambda_3 - \lambda_4],$$

где λ_i – собственные значения эрмитовой матрицы $[\sqrt{\rho}\tilde{\rho}\sqrt{\rho}]^{1/2}$ в убывающем порядке. Здесь ρ – редуцированная атомная матрица плотности, $\tilde{\rho} = \sigma_y \otimes \sigma_{y,\rho}^* \otimes \sigma_y$ и σ_y – соответствующая матрица Паули. «Согласованность» для любой двухкубитной системы изменяется в пределах от 0 до 1. Для распутанных состояний $C = 0$, в то время как $C = 1$ означает максимальную степень перепутанности атомных состояний. Для рассматриваемой модели «согласованность» имеет простую аналитическую форму:

$$C = 2 \max \left\{ 0, \left| \sum_n p_n X_2 X_3^* \right| - \sqrt{\sum_n p_n |X_1|^2 \sum_n p_n |X_4|^2} \right\}.$$

4. Результаты численного моделирования и обсуждение результатов

На рис. 2–4 показаны результаты численного моделирования временной зависимости «согласованности» для различных параметров модели. Расчёты показывают (см. рис. 2), что максимальная степень перепутывания атомных состояний для модели с вырожденными двухфотонными переходами имеет место в том случае, когда первый атом находится в суперпозиционном состоянии ($\theta_1 = \pi/2$, $\varphi_1 = 0$), а второй атом находится в возбуждённом состоянии ($\theta_2 = 0$, $\varphi_2 = 0$). Заметим, что для модели с однофотонными переходами максимум перепутывания реализуется в случае суперпозиционного состояния первого атома ($\theta_1 = \pi/3$, $\varphi_2 = 0$) и возбуждённого состояния второго ($\theta_1 = 0$, $\varphi_2 = 0$) [9, 10]. На рис. 3

показана временная зависимость параметра перепутывания для рассматриваемой модели с различными значениями среднего числа тепловых фотонов. Из графика хорошо видно, что при увеличении интенсивности шума атомное перепутывание быстро уменьшается. Наконец, на рис. 4 приведено сравнение временного поведения параметра перепутывания для двух- и однофотонной модели. Степень перепутывания в первом случае оказывается выше, чем во втором.

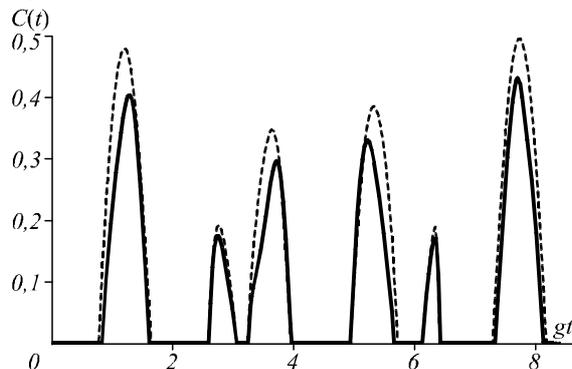


Рис. 2. Временная зависимость параметра перепутывания для модели с $\bar{n} = 0,5$ и начальными состояниями атомов, соответствующими значениям параметров: $\theta_1 = \pi/3$, $\varphi_1 = 0$, $\theta_2 = 0$, $\varphi_2 = 0$ (сплошная линия), $\theta_1 = \pi/2$, $\varphi_1 = 0$, $\theta_2 = 0$, $\varphi_2 = 0$ (штриховая линия)

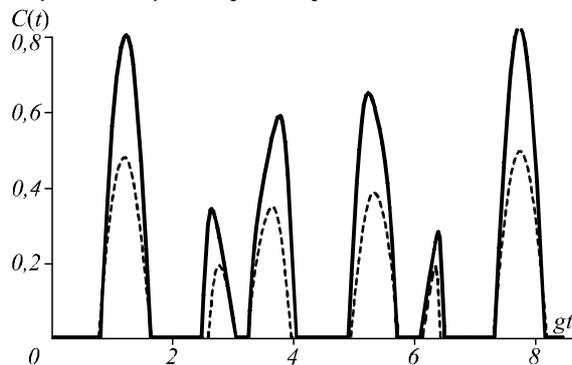


Рис. 3. Временная зависимость параметра перепутывания для модели с $\bar{n} = 0,1$ (сплошная линия) и $\bar{n} = 0,5$ (штриховая линия). Начальные состояния атомов соответствуют значениям параметров: $\theta_1 = \pi/2$, $\varphi_1 = 0$, $\theta_2 = 0$, $\varphi_2 = 0$

Кроме того, расчёты также показывают, что степень перепутывания атомов, последовательно пролетающих резонатор, за счёт взаимодействия с тепловым полем значительно выше, чем для атомов, которые одновременно находятся в резонаторе. Например, в случае $\bar{n} = 1$ для рассматриваемой двухфотонной модели максимальная степень перепутывания составляет $C_{\max} \approx 0,32$, что в два раза превосходит соответствующую величину для атомов, одновременно находящихся в резонаторе [14]. Заметим также, что как и для однофотонной, для рассматриваемой модели имеет место эффект «рождения» и «смерти» атомного перепутывания.

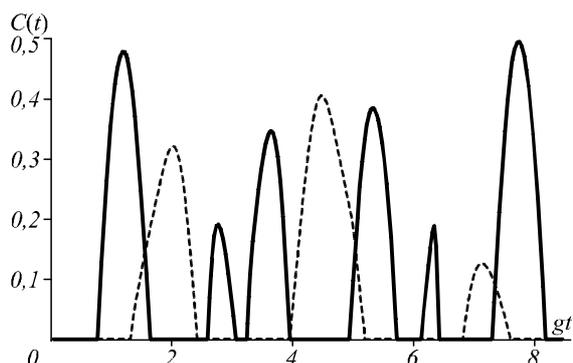


Рис. 4. Временная зависимость параметра перепутывания для двухфотонной (сплошная линия) и однофотонной (штриховая линия) модели. Начальные состояния атомов соответствуют значениям параметров: $\theta_1 = \pi/2, \varphi_1 = 0, \theta_2 = 0, \varphi_2 = 0$ (двухфотонная модель) и $\theta_1 = \pi/3, \varphi_1 = 0, \theta_2 = 0, \varphi_2 = 0$ (однофотонная модель). Среднее число фотонов $\bar{n} = 0,5$

Заключение

Таким образом, в настоящей работе мы показали возможность возникновения перепутывания в системе двух двухуровневых атомов, последовательно пролетающих через резонатор, за счёт взаимодействия с тепловым полем. Использование атомов с вырожденными двухфотонными переходами позволяет получить большую степень атомного перепутывания, чем в случае атомов с однофотонными переходами. При описании двухфотонного взаимодействия атомов с полем важен учёт штарковского сдвига энергетических уровней. При этом учёт такого механизма сдвига для атомов, одновременно находящихся в резонаторе, приводит к заметному увеличению степени перепутывания [15, 16]. Исследование влияния штарковского сдвига на перепутывание атомов, последовательно пролетающих резонатор, будет являться предметом нашей следующей работы.

Благодарности

Работа выполнена в рамках задания Министерства образования и науки РФ № 2.2459.2011.

Литература

1. **Schumacker, D.** Quantum Processes, Systems, and Information / D. Schumacker, M.D. Westmoreland. – New York: Cambridge University Press, 2010. – 469 p.
2. **Kim, M.S.** Entanglement induced by a single-mode heat environment / M.S. Kim, J. Lee, D. Ahn, P.L. Knight // Phys. Rev. – 2002. – Vol. A65. – P. 040101.
3. **Bashkirov, E.K.** The entanglement of two dipole-dipole coupled atoms induced by nondegenerate two-mode thermal noise / E.K. Bashkirov, M.P. Stupatskaya // Laser Physics. – 2009. – Vol. 19. – P. 525-530.
4. **Башкиров, Е.К.** Перепутывание атомов, взаимодействующих с тепловым полем / Е.К. Башкиров, М.П. Ступацкая // Компьютерная оптика. – 2011. – Т. 35, № 2. – С. 243-249.
5. **Walter, H.** Cavity quantum electrodynamics / H. Walther, B.T.H. Varcoe, B.-G. Englert, T. Becker // Rep. Prog. Phys. – 2006. – Vol. 69. – P. 1325-1382.
6. **Hagley, H.** Generation of Einstein-Podolsky-Rose pairs of atoms / H. Hagley, X. Maitre, G. Nogues, C. Wunderlich,

- M. Brune, J.M. Raimond, S. Haroche // Phys. Rev. Lett. – 1997. – Vol. 79, N 1. – P. 1-5.
7. **Osnaghi, S.** Coherent control of an atomic collision in a cavity / S. Osnaghi, P. Bertet, A. Auffèves, P. Maioli, M. Brune, J.M. Raimond, S. Haroche // Phys. Rev. Lett. – 1997. – Vol. 87, N 3. – P. 037902.
8. **Rauschenbeutel, A.** Step-by-step engineered multiparticle entanglement / A. Rauschenbeutel, G. Nogues, S. Osnaghi, P. Bertet, M. Brune, J.M. Raimond, S. Haroche // Science. – 2000. – Vol. 288. – P. 2024-2028.
9. **Yan, X.-Q.** Entanglement sudden death of two atoms successively passing a cavity / X.-Q. Yan // Chaos, Solitons and Fractals. – 2008. – Vol. B17, N 6. – P. 2137-2142.
10. **Liao, Q.** Sudden birth of entanglement between atoms successively passing a thermal cavity / Q. Liao, G. Fang, M.A. Ahmad, S. Liu // Optics Commun. – 2011. – Vol. 284. – P. 301-305.
11. **Bashkirov, E.K.** Entanglement induced by the two-mode thermal noise / E.K. Bashkirov // Laser Physics Letters. – 2006. – Vol. 3, N 3. – P. 145-150.
12. **Башкиров, Е.К.** Сжатие света в двухатомной модели Джейнса–Каммингса с невырожденными двухфотонными переходами / Е.К. Башкиров, С.П. Липатова // Компьютерная оптика. – 2009. – Т. 33, № 4. – С. 379-383.
13. **Wootters, W.K.** Entanglement of formation of an arbitrary state of two qubits / W.K. Wootters // Phys. Rev. Lett. – 1998. – Vol. 80, N 10. – P. 2245-2248.
14. **Zhou, L.** Entanglement induced by a single-mode thermal field and the criteria for entanglement / L. Zhou, H.S. Song, C. Li // J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. – 2002. – Vol. 4. – P. 425-429.
15. **Hu, Y.-H.** Control of entanglement between two atoms by the Stark shift / Y.-H. Hu, M.-F. Fang // Chin. Phys. – 2010. – Vol. B19, N 7. – P. 070302.
16. **Bashkirov, E.K.** Entanglement for two-atom Tavis–Cummings model with degenerate two-photon transitions in the presence of the Stark shift / E.K. Bashkirov, M.S. Rusakova // Optics. – 2012. – Vol. 123, N 19. – P. 1694-1699.

References

1. **Schumacker, D.** Quantum Processes, Systems, and Information / D. Schumacker, M.D. Westmoreland. – New York: Cambridge University Press, 2010. – 469 p.
2. **Kim, M.S.** Entanglement induced by a single-mode heat environment / M.S. Kim, J. Lee, D. Ahn, P.L. Knight // Phys. Rev. – 2002. – Vol. A65. – P. 040101.
3. **Bashkirov, E.K.** The entanglement of two dipole-dipole coupled atoms induced by nondegenerate two-mode thermal noise / E.K. Bashkirov, M.P. Stupatskaya // Laser Physics. – 2009. – Vol. 19. – P. 525-530.
4. **Bashkirov, E.K.** Entanglement of two atoms interacting with the thermal electromagnetic field / E.K. Bashkirov, M.P. Stupatskaya // Computer Optics. – 2011. – Vol. 34, N 4. – P. 379-383. – (In Russian).
5. **Walter, H.** Cavity quantum electrodynamics / H. Walther, B.T.H. Varcoe, B.-G. Englert, T. Becker // Rep. Prog. Phys. – 2006. – Vol. 69. – P. 1325-1382.
6. **Hagley, H.** Generation of Einstein-Podolsky-Rose pairs of atoms / H. Hagley, X. Maitre, G. Nogues, C. Wunderlich, M. Brune, J.M. Raimond, S. Haroche // Phys. Rev. Lett. – 1997. – Vol. 79, N 1. – P. 1-5.
7. **Osnaghi, S.** Coherent control of an atomic collision in a cavity / S. Osnaghi, P. Bertet, A. Auffèves, P. Maioli, M. Brune, J.M. Raimond, S. Haroche // Phys. Rev. Lett. – 1997. – Vol. 87, N 3. – P. 037902.

8. **Rauschenbeutel, A.** Step-by-step engineered multiparticle entanglement / A. Rauschenbeutel, G. Nogués, S. Osnaghi, P. Bertet, M. Brune, J.M. Raimond, S. Haroche // *Science*. – 2000. – Vol. 288. – P. 2024-2028.
9. **Yan, X.-Q.** Entanglement sudden death of two atoms successively passing a cavity / X.-Q. Yan // *Chaos, Solitons and Fractals*. – 2008. – Vol. B17, N 6. – P. 2137-2142.
10. **Liao, Q.** Sudden birth of entanglement between atoms successively passing a thermal cavity / Q. Liao, G. Fang, M.A. Ahmad, S. Liu // *Optics Commun.* – 2011. – Vol. 284. – P. 301-305.
11. **Bashkirov, E.K.** Entanglement induced by the two-mode thermal noise / E.K. Bashkirov // *Laser Physics Letters*. – 2006. – Vol. 3, N 3. – P. 145-150.
12. **Bashkirov, E.K.** Light squeezing in two-atom Jaynes-Cummings model with degenerate two-photon transitions / E.K. Bashkirov, S.P. Lipatova // *Computer Optics*. – 2010. – Vol. 33, N 4. – P. 379-383. – (In Russian).
13. **Wootters, W.K.** Entanglement of formation of an arbitrary state of two qubits / W.K. Wootters // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – Vol. 80, N 10. – P. 2245-2248.
14. **Zhou, L.** Entanglement induced by a single-mode thermal field and the criteria for entanglement / L. Zhou, H.S. Song, C. Li // *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* – 2002. – Vol. 4. – P. 425-429.
15. **Hu, Y.-H.** Control of entanglement between two atoms by the Stark shift / Y.-H. Hu, M.-F. Fang // *Chin. Phys.* – 2010. – Vol. B19, N 7. – P. 070302.
16. **Bashkirov, E.K.** Entanglement for two-atom Tavis-Cummings model with degenerate two-photon transitions in the presence of the Stark shift / E.K. Bashkirov, M.S. Rusakova // *Optics*. – 2012. – Vol. 123, N 19. – P. 1694-1699.

ENTANGLEMENT BETWEEN TWO ATOMS SUCCESSFULLY PASSING A CAVITY INDUCED BY THERMAL NOISE

E.K. Bashkirov, Yu.A. Nikiforova
Samara State University

Abstract

The entanglement between two identical two-level atoms successively passing cavity and interacting with one-mode thermal field through a degenerate two-photon process is investigated. It is shown that two atoms can be entangled through such nonlinear interaction.

Key words: two two-level atoms, non-degenerate two-photon transitions, atomic entanglement, thermal field.

Сведения об авторах



E-mail: bash@samsu.ru.

Eugene Konstantinovich Bashkirov (b. 1955) graduated with honours (1978) from the Physical Department of Kuibyshev Samara State University (presently, Samara State University) and graduated (1978) from Department of Quantum Statistics and Field Theory of Moscow State University. He received his Candidate in Physics & Maths (1984) in Moscow State University and Doctor in Physics & Maths (2006) degrees from Saratov State University. He is the professor of Department of General and Theoretical Physics of Samara State University. He is co-author of more than 150 scientific papers in such journals as "Theor. and Math. Phys", "Laser Phys. Letters", "Phys. Lett. A" and others. His current research interests include quantum and coherent optics, quantum information and mathematical modeling.



Никифорова Юлия Александровна, в 2012 году окончила магистратуру физического факультета Самарского государственного университета, аспирант кафедры общей и теоретической физики Самарского государственного университета. Область научных интересов: квантовая информатика, математическое моделирование. Автор 2 научных статей.

E-mail: nikiforovay@gmail.com.

Yulia Alexandrovna Nikiforova graduated from Physical Department of Samara State University in 2012. She is the post-graduate of Department of General and Theoretical Physics of Samara State University. Her research interests are currently quantum informatics and mathematical modeling. She is co-author of 2 scientific papers.

Поступила в редакцию 7 августа 2012 г.