

Динамика перепутанных атомов с двухфотонными переходами при наличии штарковского сдвига энергетических уровней

Е.К. Башкиров, М.С. Мастюгин

Самарский государственный университет
443011, Российская Федерация, г. Самара
ул. Ак. Павлова, 1

Исследовано влияние штарковского сдвига энергетических уровней на атом-атомное перепутывание двух идентичных атомов, взаимодействующих с модой электромагнитного поля в идеальном резонаторе посредством вырожденных двухфотонных переходов. Показана возможность контроля за степенью перепутывания атомов, а также исчезновения эффекта мгновенной смерти перепутывания за счет включения штарковского сдвига.

Ключевые слова: атомное перепутывание, двухфотонные переходы, штарковский сдвиг уровней.

Введение

Перепутанные состояния играют центральную роль в квантовой информатике, физике квантовых вычислений и коммуникаций и квантовой криптографии [1]. В последние годы были предприняты значительные усилия для теоретического и экспериментального исследования свойств перепутанных состояний. Одной из наиболее важных проблем физики квантовых вычислений является проблема выбора наиболее эффективных схем контроля и управления перепутанностью кубитов с помощью различных типов внешних полей. Ссылки на основные работы по данной проблеме приведены в наших статьях [2–5]. В последнее время появился целый ряд работ, в которых для контроля за степенью атом-атомного перепутывания кубитов, взаимодействующих с электромагнитными полями посредством двухфотонных переходов, предлагается использовать динамический штарковский сдвиг энергетических уровней [6–15]. Для атомов и ионов, взаимодействующих с электромагнитными полями в резонаторах посредством двухфотонных переходов, штарковский сдвиг уровней можно легко контролировать, изменяя величину расстройки между удвоенной частотой резонаторной моды и частотой атомного перехода. Теоретические исследования влияния штарковского сдвига на перепутывание были проведены для двухкубитных систем с двухфотонными переходами, взаимодействующих с одно- и двухмодовыми электромагнитными по-

лями в идеальных и неидеальных резонаторах. При этом рассматривались различные начальные перепутанные состояния кубитов и поля. В результате было показано, что штарковский сдвиг энергетических уровней может приводить к существенному увеличению степени перепутывания кубитов, стабилизации перепутывания, а также к полному исчезновению эффекта мгновенной смерти перепутывания. В нашей работе [14] исследовалось влияние штарковского сдвига на перепутывание двух атомов с вырожденными двухфотонными переходами, взаимодействующих с одномодовым полем в идеальном резонаторе для начальных атом-полевых перепутанных состояний вернеровского типа. При этом в качестве меры атомного перепутывания использовалась согласованность. Вместе с тем хорошо известно, что положительность параметра согласованности является лишь необходимым условием перепутывания двух кубитов [16]. В качестве количественной меры атомного перепутывания может быть также использован параметр Переса – Хородецких [17; 18], положительность которого является необходимым и достаточным условием перепутанности кубитов.

В настоящей работе мы исследуем динамику параметра Переса – Хородецких для системы двух двухуровневых атомов с двухфотонными переходами, взаимодействующими с модой поля в идеальном резонаторе, для атомов и поля, приготовленных в различных перепутанных, с учетом штарковского сдвига энергетических уровней.

1. Модель

Рассмотрим модель состоящую из двух идентичных двухуровневых атомов, взаимодействующих с одиночной модой электромагнитного поля в идеальном резонаторе посредством выродженных двухфотонных переходов. Будем полагать, что частота атомного перехода равна удвоенной частоте резонаторной моды, а также что величина штарковского сдвига энергетических уровней сравнима с энергией взаимодействия атомов и поля. Гамильтониан такой модели в приближении вращающейся волны и в картине взаимодействия может быть записан как [19; 20]

$$H_I = \hbar g \sum_{i=1}^2 (a^{+2} R_i^- + R_i^+ a^2) + \sum_{i=1}^2 \hbar a^+ a (\beta_2 R_i^+ R_i^- + \beta_1 R_i^- R_i^+), \quad (1)$$

где a^+ и a – операторы рождения и уничтожения фотонов резонаторной моды; $R_i^+ = |+\rangle_{ii}\langle -|$, $R_i^- = |-\rangle_{ii}\langle +|$ – операторы переходов между возбужденным $|+\rangle_i$ и основным $|-\rangle_i$ состояниями i -м в двухуровневых атомах ($i = 1, 2$); β_2 и β_1 – параметры, описывающие зависящие от интенсивности штарковские сдвиги возбужденного и основного энергетических уровней в каждом из атомов, обусловленные переходами на промежуточный уровень; и g – эффективная константа двухфотонного атом-полевого взаимодействия.

Будем полагать, что в начальный момент времени система «атомы + поле» находилась в чистом перепутанном состоянии. Информация о перепутанности двух атомов содержится в редуцированной атомной матрице плотности $\rho_A(t)$, которая для случая начальных чистых состояний атома и поля может быть получена следующим образом:

$$\rho_A(t) = \text{Tr}_F |\Psi(t)\rangle\langle\Psi(t)|.$$

Здесь $|\Psi(t)\rangle$ – временная волновая функция системы «атомы+поле», а операция Tr_F представляет собой усреднение по переменным поля. Для двухкубитной системы редуцированная атомная матрица плотности $\rho_A(t)$ в двухатомном базисе $|+, +\rangle, |+, -\rangle, |-, +\rangle, |-, -\rangle$ такова:

$$\rho_A = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \rho_{13} & \rho_{14} \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \rho_{23} & \rho_{24} \\ \rho_{31} & \rho_{32} & \rho_{33} & \rho_{34} \\ \rho_{41} & \rho_{42} & \rho_{43} & \rho_{44} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Для определения степени атом-атомного перепутывания будем использовать параметр Переса – Хородецких, который определяется как [17; 18]

$$\varepsilon = -2 \sum_i \mu_i^-, \quad (3)$$

где μ_i^- – отрицательные собственные значения транспонированной по переменным одного кубита атомной матрицы плотности $\rho_A^{T_1}$, которая для двухкубитной системы с атомной матрицей плотности (2) может быть представлена как

$$\rho_A^{T_1} = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \rho_{31} & \rho_{32} \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \rho_{41} & \rho_{42} \\ \rho_{13} & \rho_{14} & \rho_{33} & \rho_{34} \\ \rho_{23} & \rho_{24} & \rho_{43} & \rho_{44} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Отсутствие у частично транспонированной по переменным одного кубита атомной матрицы плотности (4) отрицательных собственных значений свидетельствует, что атомы в любой момент времени остаются перепутанными, в этом случае полагают $\varepsilon = 0$. Для случая $\varepsilon > 0$ атомы находятся в перепутанном состоянии. Для максимально перепутанного состояния $\varepsilon = 1$.

Рассмотрим теперь динамику параметра перепутывания (3) для различных начальных перепутанных состояний этой системы. Будем выбирать в качестве начальных состояний перепутанные состояния, которые представляются в настоящее время наиболее подходящими для физики квантовых вычислений: белловские, вернеровские или W -состояния и состояния Гринбергера – Хорна – Цайлингера или GHZ -состояния. Заметим, что свойства таких состояний описаны в нашей работе [4].

2. Расчет параметра Переса – Хородецких и обсуждение результатов

Исследуем временную динамику рассматриваемой модели для различных начальных состояний и различных значений штарковских сдвигов энергетических уровней атомов.

1. Предположим, что атомы в начальный момент времени приготовлены в белловском состоянии вида

$$|\Psi_A(0)\rangle = \cos \theta |+, +\rangle + \sin \theta |-, -\rangle,$$

а поле – в состоянии с определенным числом фотонов $|\Psi_F(0)\rangle = |n\rangle$, где $n = 0, 1, 2, \dots$ – число фотонов в резонаторной моде.

В результате начальное состояние рассматриваемой системы есть

$$|\Psi(0)\rangle = \cos \theta |+, +; n\rangle + \sin \theta |-, -; n\rangle. \quad (5)$$

Временная волновая функция системы «атомы + поле» для начального состояния (5) может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} |\Psi(t)\rangle = & X_1(t) |+, +; n\rangle + X_2(t) |-, -; n+2\rangle + \\ & + X_3(t) |+, -; n+2\rangle + X_4(t) |-, +; n+2\rangle + \\ & + X_5(t) |-, -; n+4\rangle. \end{aligned} \quad (6)$$

Для системы «атомы + поле» с волновой функцией вида (6) частично транспонированная по переменным одного кубита редуцированная атомная матрица плотности (4) имеет вид

$$\rho_A^{T_1} = \begin{pmatrix} |X_1|^2 & 0 & 0 & X_4 X_3^* \\ 0 & |X_3|^2 & X_2 X_1^* & 0 \\ 0 & X_1 X_2^* & |X_4|^2 & 0 \\ X_3 X_4^* & 0 & 0 & |X_2|^2 + |X_5|^2 \end{pmatrix}.$$

Используя уравнение Шредингера для волновой функции (6) с учетом вида гамильтониана (1), мы можем получить уравнения для коэффициентов $X_i(t)$:

$$\begin{aligned} i\dot{X}_1 &= \sqrt{(n+1)(n+2)}g(X_5 + X_6) + 2n\beta_2 X_1, \\ i\dot{X}_2 &= 2n\beta_1 X_2, \\ i\dot{X}_3 &= \sqrt{(n+1)(n+2)}gX_1 + \\ &+ \sqrt{(n+3)(n+4)}gX_5 + (n+2)(\beta_2 + \beta_1)X_3, \\ i\dot{X}_4 &= \sqrt{(n+1)(n+2)}gX_1 + \\ &+ \sqrt{(n+3)(n+4)}gX_5 + (n+2)(\beta_2 + \beta_1)X_4, \\ i\dot{X}_5 &= \sqrt{(n+3)(n+4)}g(X_3 + X_4) + \\ &+ \sqrt{12}gX_4 + 2\beta_1 X_6 + 2(n+4)\beta_1 X_5, \end{aligned} \quad (7)$$

Точные решения уравнений (7) имеют слишком громоздкий вид, поэтому мы получим временную зависимость параметра перепутывания (3), применив численные методы.

Результаты численного моделирования временной зависимости параметра перепутывания (3) для начального состояния поля с одним фотоном в резонаторе ($n=1$) представлены на рис. 1. Штриховая линия соответствует случаю $\beta_1 = \beta_2 = 0$ (отсутствие штарковского сдвига), а сплошная линия – случаю $\beta_1 = \beta_2 = 4g$. Значение параметра θ выбрано равным $\pi/4$.

Из рисунка хорошо видно, что для рассматриваемого начального состояния двухкубитной системы учет штарковского сдвига приводит к заметной стабилизации перепутывания.

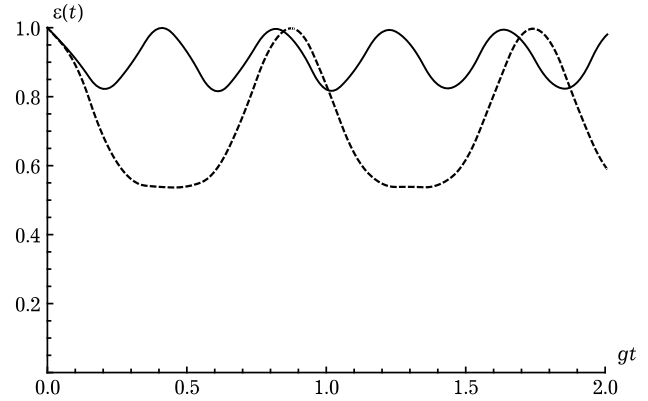


Рис. 1. Временная зависимость параметра перепутывания для начального состояния вида (5). Параметры штарковских сдвигов уровней равны: $\beta_1 = \beta_2 = 0$ (пунктирная линия) и $\beta_1 = \beta_2 = 4g$ (сплошная линия). Начальное число фотонов в моде $n=1$, параметр $\theta = \pi/4$

2. Выберем начальное атомное состояние в виде перепутанного белловского состояния иного вида:

$$|\Psi_A(0)\rangle = \cos \theta |+, -\rangle + \sin \theta |-, +\rangle,$$

а резонаторное поле по-прежнему в состоянии с определенным числом фотонов $|\Psi_F(0)\rangle = |n\rangle$, так что волновая функция всей системы есть

$$|\Psi(0)\rangle = \cos \theta |+, -; n\rangle + \sin \theta |-, +; n\rangle. \quad (8)$$

Полная временная волновая функция системы для начального состояния (8) может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} |\Psi(t)\rangle = & X_1(t) |+, -; n\rangle + \\ & + X_2(t) |-, +; n\rangle + X_3(t) |-, -; n+2\rangle. \end{aligned} \quad (9)$$

Для системы «атомы + поле» с волновой функцией вида (9) частично транспонированная по переменным одного кубита редуцированная атомная матрица плотности (4) имеет вид

$$\rho_A^{T_1} = \begin{pmatrix} |0\rangle & 0 & 0 & X_2 X_1^* \\ 0 & |X_1|^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & |X_2|^2 & 0 \\ X_1 X_2^* & 0 & 0 & |X_3|^2 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Матрица плотности (10) имеет всего одно собственное значение

$$\mu_1^- = (1/2) \left(|X_3|^2 - \sqrt{|X_3|^2 + 4|X_1|^2|X_2|^2} \right),$$

которое принимает либо отрицательное значение, либо равно нулю в случае, когда X_1 или X_2 равны нулю. В последнем случае состояния атомов распутаны. В результате параметр перепутывания (3) для рассматриваемого случая можно записать в виде

$$\varepsilon = \sqrt{|X_3|^2 + 4|X_1|^2|X_2|^2} - |X_3|. \quad (11)$$

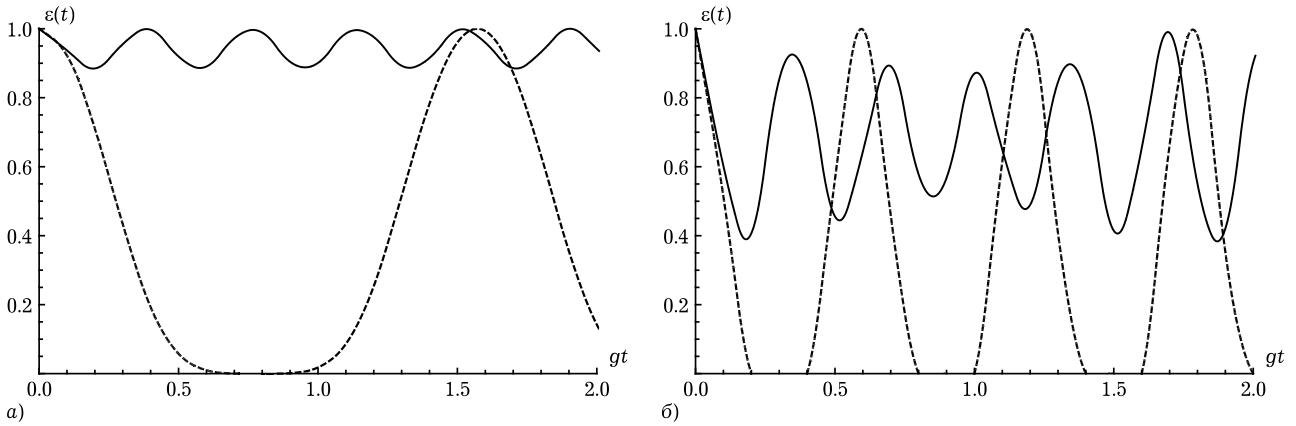


Рис. 2. Временная зависимость параметра перепутывания для начального состояния вида (8). Параметры штарковских сдвигов уровней равны: $\beta_1 = \beta_2 = 0$ (пунктирная линия) и $\beta_1 = \beta_2 = 4g$ (сплошная линия). Начальное число фотонов в моде: $n = 0$ (а) и $n = 2$ (б), параметр $\theta = \pi / 4$

Результаты численного моделирования временной зависимости параметра перепутывания (11) для начального белловского атомного состояния вида (8) и начальных состояний поля в отсутствие фотонов ($n = 0$) и с двумя фотонами в резонаторе ($n = 2$) представлены на рис. 2. Штриховая линия соответствует случаю $\beta_1 = \beta_2 = 0$ (отсутствие штарковского сдвига) и сплошная линия – случаю $\beta_1 = \beta_2 = 4g$. Значение параметра θ выбрано равным $\pi / 4$.

Как и в предыдущем случае, для начального состояния двухкубитной системы (8) учет штарковского сдвига приводит к стабилизации атомного перепутывания и увеличению его степени. Однако для случая двух начальных фотонов в резонаторе наличие штарковского сдвига приводит также к исчезновению эффекта мгновенной смерти перепутывания.

3. Выберем теперь в качестве начального состояния рассматриваемой системы атом-полевое перепутанное состояние вернеровского или W -типа:

$$|\Psi(0)\rangle = a |+, -; 0\rangle + b |-, +; 0\rangle + c |-, -; 2\rangle, \quad (12)$$

где коэффициенты удовлетворяют условию нормировки $|a|^2 + |b|^2 + |c|^2 = 1$.

Решая временное уравнение Шредингера в представлении взаимодействия, мы можем получить временную волновую функцию полной системы в виде

$$|\Psi(t)\rangle = X_1(t) |+, -; 0\rangle + X_2(t) |-, +; 0\rangle + X_3(t) |-, -; 2\rangle. \quad (13)$$

Заметим, что для начального состояния вида (12) временная волновая функция (13) не зависит от параметра β_2 . Частично транспонированная по переменным одного кубита атомная матрица плотности для такого начального состояния

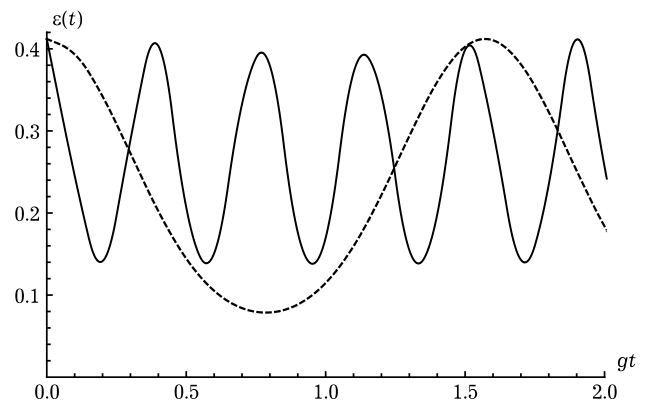


Рис. 3. Временная зависимость параметра перепутывания для начального состояния вида (12). Параметр штарковского сдвига равен: $\beta_1 = 0$ (пунктирная линия) и $\beta_1 = \beta_2 = 4g$ (сплошная линия). Параметры $a = b = c = 1 / \sqrt{3}$

имеет вид (10). Соответственно, параметр перепутывания и в рассматриваемом случае определяется формулой (11).

На рис. 3 показана временная зависимость параметра перепутывания (11) для начального состояния системы вида (12) и различных значений параметра штарковского сдвига β_1 . Как видно из рисунка для вернеровских начальных перепутанных состояний вида (12), зависимость параметра перепутывания от параметра штарковского сдвига иная, чем для белловских состояний. Наличие штарковского сдвига не приводит к стабилизации атомного перепутывания. Параметр β_1 влияет лишь на величину периода осцилляций параметра Переса – Хородецких.

Рассмотрим теперь другое начальное перепутанное состояние W -типа:

$$|\Psi(0)\rangle = a |+, +; 0\rangle + b |+, -; 2\rangle + c |-, +; 2\rangle. \quad (14)$$

Для начального состояния (14) временную волновую функцию всей системы можно записать как

$$|\Psi(t)\rangle = X_1(t) |+, +; 0\rangle + X_2(t) |+, -; 2\rangle + X_3(t) |-, +; 2\rangle + X_4(t) |-, -; 4\rangle.$$

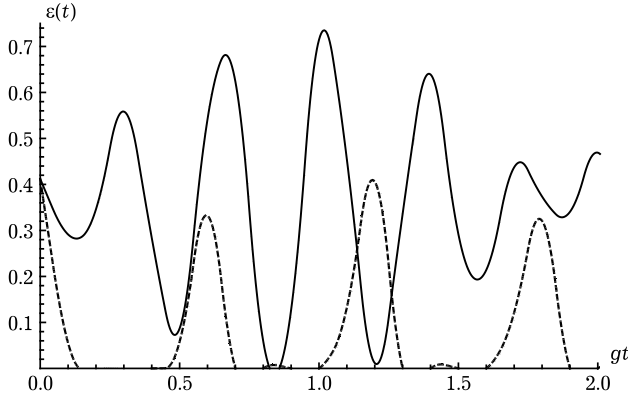


Рис. 4. Временная зависимость параметра перепутывания для начального состояния вида (14). Параметры штарковских сдвигов уровней равны: $\beta_1 = \beta_2 = 0$ (пунктирная линия) и $\beta_1 = \beta_2 = 4g$ (сплошная линия). Параметры $a = b = c = 1/\sqrt{3}$

Частично транспонированная матрица плотности для выбранного начального состояния есть

$$\rho_A^{T_1} = \begin{pmatrix} |X_1|^2 & 0 & 0 & X_3 X_2^* \\ 0 & |X_2|^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & |X_3|^2 & 0 \\ X_2 X_3^* & 0 & 0 & |X_4|^2 \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Параметр перепутывания, соответствующий частично транспонированной атомной матрице плотности (15), определяется выражением

$$\varepsilon = \sqrt{(|X_1|^2 - |X_4|^2)^2 + 4|X_2|^2|X_3|^2} - |X_1|^2 - |X_4|^2. \quad (16)$$

На рис. 4 показана временная зависимость параметра перепутывания (16) для различных начальных состояний системы вида (14) и различных значений параметров β_1 и β_2 . В рассматриваемом случае без учета динамического штарковского сдвига имеет место мгновенная смерть атомного перепутывания. При этом для модели с достаточно большими значениями параметров штарковского сдвига эффект мгновенной смерти атомного перепутывания может быть полностью устранен.

4. И наконец, рассмотрим в качестве начального состояния изучаемой системы атом-полевое перепутанное GHZ -состояние (состояние Гринберга – Хорна – Цайлингера):

$$|\Psi(0)\rangle = \cos \theta |+, +, 0\rangle + \sin \theta |-, -, 2\rangle. \quad (17)$$

Временная волновая функция в этом случае имеет вид

$$|\Psi(t)\rangle = X_1(t) |+, +, 0\rangle + X_2(t) |-, -, 2\rangle + X_3(t) |+, -, 2\rangle + X_4(t) |-, +, 2\rangle + \quad (18)$$

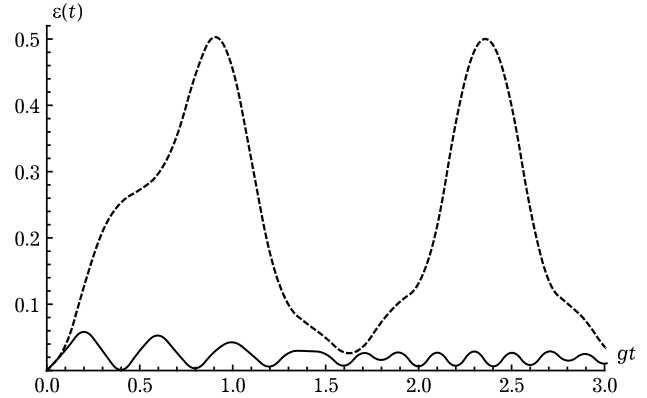


Рис. 5. Временная зависимость параметра перепутывания для начального состояния вида (17). Параметры штарковских сдвигов уровней равны: $\beta_1 = \beta_2 = 0$ (пунктирная линия) и $\beta_1 = \beta_2 = 4g$ (сплошная линия). Параметр $\theta = \pi/4$

$$+ X_5(t) |+, -, 0\rangle + X_6(t) |-, +, 0\rangle + X_7(t) |-, -, 4\rangle.$$

Частично транспонированная матрица плотности для выбранного начального состояния есть

$$\rho_A^{T_1} = \begin{pmatrix} |X_1|^2 & X_1 X_5^* \\ X_5 X_1^* & |X_3|^2 + |X_5|^2 \\ X_1 X_6^* & 0 \\ X_3 X_4^* + X_5 X_6^* & X_3 X_2^* \\ X_6 X_1^* & X_4 X_3^* + X_6 X_5^* \\ 0 & X_2 X_3^* \\ |X_4|^2 + |X_6|^2 & X_4 X_2^* \\ X_2 X_4^* & |X_2|^2 + |X_7|^2 \end{pmatrix}. \quad (19)$$

Собственные значения матрицы (19) имеют громоздкий вид. Поэтому в рассматриваемом случае вычисление параметра перепутывания проведено численным методом. Результаты численного моделирования временной зависимости параметра перепутывания (3) для начального атом-перепутанного GHZ -состояния вида (17) представлены на рис. 5. В отличие от рассмотренных ранее состояний для перепутанного GHZ -состояния вида (17) учет штарковского сдвига приводит к уменьшению степени атомного перепутывания.

Таким образом, в настоящей работе нами исследована динамика атомного перепутывания в двухатомной модели Тависа – Каммингса с вырожденными двухфотонными переходами в случае начальных перепутанных состояний белловского, W - и GHZ -вида. При этом показано, что в зависимости от выбора начального состояния полной системы учет штарковского сдвига может привести как к увеличению, так и к умень-

шению степени перепутывания состояний атомов. Для определенного типа начальных белловских и вернеровских состояний учет штарковского сдвига приводит к исчезновению эффекта мгновенной смерти перепутывания. В результате, управляя величиной штарковского сдвига путем изменения расстройки частот атомных переходов и резонаторной модой, мы можем осуществлять эффективный контроль за степенью атомного перепутывания.

Работа выполнена в рамках задания Министерства образования и науки РФ.

Список литературы

- Schumacher B., Westmoreland M. Quantum Processes Systems, and Information. N.Y.: Cambridge University Press, 2010. 469 p.
- Башкиров Е.К., Ступацкая М.П. Перепутывание двух атомов, взаимодействующих с тепловым электромагнитным полем // Компьютерная оптика. 2011. Т. 35. № 2. С. 243–249.
- Башкиров Е.К., Мастюгин М.С. Влияние диполь-дипольного взаимодействия на динамику перепутанных сверхпроводящих кубитов, взаимодействующих с тепловым полем // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2013. Т. 16. № 2. С. 19–24.
- Башкиров Е.К., Мастюгин М.С. Перепутывание двух сверхпроводящих кубитов, взаимодействующих с двухмодовым тепловым полем // Компьютерная оптика. 2013. Т. 37. № 3. С. 278–285.
- Bashkirov E.K., Mastuygin M.S. The dynamics of entanglement in two-atom Tavis – Cummings model with non-degenerate two-photon transitions for four-qubits initial atom-field entangled states // Opt. Commun. 2014. V. 313 P. 170–174.
- Башкиров Е.К., Мастюгин М.С. Влияние диполь-дипольного взаимодействия и атомной когерентности на перепутывание двух атомов с вырожденными двухфотонными переходами // Опт. спектроск. 2014. Т. 116. № 4. С. 160–165.
- Ghosh B., Majumdar A.S., Nayak N. Control of atomic entanglement by the dynamic Stark effect // J. Phys. B. V. 41. № 6. P. 065503.
- Entropies and entanglement for initial mixed state in the multi-quanta JC model with the Stark shift and kerr-like medium / A.-S.F. Obada [et al.] // Int. J. Theor. Phys. 2007. V. 46. № 4. P. 1027–1044.
- Abdel-Aty M., Moya-Cessa H. Sudden death and long-lived entanglement of two trapped ions // Phys. Lett. 2007. V. A369. P. 372–376.
- Cui H.-P., Zou J., Li J., Shao B. Entanglement transfer from two-mode squeezed vacuum state field to two spatially separated atoms in two-photon processes // Commun. Theor. Phys. 2008. V. 49. P. 1182–1186.
- Zhang J.-S., Chen A.-X., Wu K.-H. Influence of the Stark shift on entanglement sudden death and birth in cavity QED // Chin. Phys. Lett. 2011. V. 28. № 1. P. 010301.
- Hessian H.A., Hashem M. Entanglement and purity loss for the system of two 2-level atoms in the presence of the Stark shift // Quant. Inf. Process. 2011. V. 10. P. 543–556.
- Effect of the Stark shift on entanglement in a double two-photon JC model / Y.-H. Hu [et al.] // J. Mod. Opt. 2008. V. 55. № 21. P. 3551–3562.
- Hu Y.-H., Fang M.-F. Control of entanglement between two atoms by the Stark shift // Chin. Phys. 2010. V. B19. № 7. P. 070302.
- Башкиров Е.К., Никифорова Ю.А. Влияние штарковского сдвига на перепутывание двух атомов с вырожденными двухфотонными переходами // Вестник СамГУ. Естественнонаучная серия. 2012. № 6(97). С. 174–178.
- Wu K.-H., Huang Q.-F., Zhang X.-Q. Three-atom entanglement sudden death and birth in cavity QED with the influence of the Stark shift // Adv. Mat. Res. 2013. V. 662. P. 537–542.
- Wootters W.K. Entanglement of formation of an arbitrary state of two qubits // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. № 10. P. 2245–2248.
- Peres A. Separability criterion for density matrices // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. № 8. P. 1413–1415.
- Horodecki R., Horodecki M., Horodecki P. Separability of mixed states: necessary and sufficient conditions // Phys. Lett. 1996. V. A223. P. 333–339.
- Bashkirov E.K. Entanglement in the degenerate two-photon Tavis – Cummings model // Physica. Scripta. 2010. V. 82. P. 015401.
- Bashkirov E.K., Rusakova M.S. Entanglement for two-atom Tavis – Cummings model with degenerate two-photon transitions in the presence of the Stark shift // Optik. 2012. V. 123. № 18. P. 1694–1699.

The dynamics of entangled atoms with two-photon transitions taking into account the Stark shift of energy levels

E.K. Bashkirov, M.S. Mastuygin

The influence of Stark shift on atom-atom entanglement of two identical atoms interacting with mode of electromagnetic field in lossless cavity via degenerate two-photon transitions has been investigated. The possibility of control of the degree of atomic entanglement and the disappearance of entanglement sudden death effect due to Stark shift has been shown.

Keywords: atomic entanglement, two-photon transitions, Stark shift.
