

УДК 130.145

ПЕРЕПУТЫВАНИЕ АТОМОВ, ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНО ПРОЛЕТАЮЩИХ РЕЗОНАТОР, ПРИ НАЛИЧИИ ШТАРКОВСКОГО СДВИГА

© 2014 Е.К. Башкиров¹

В статье рассмотрено влияние штарковского сдвига на степень перепутывания двух атомов с вырожденными двухфотонными переходами, последовательно пролетающих идеальный одномодовый резонатор. Рассмотрен случай, когда резонаторное поле приготовлено в вакуумном состоянии, а каждый из атомов – в когерентной суперпозиции возбужденного и основного состояний. При этом также предполагалось, что атомы пролетают резонатор за одинаковое время. На основе точного выражения для оператора эволюции исследован параметр атом-атомного перепутывания для различных значений параметров когерентности двухуровневых атомов и различных времен пролета атомами резонатора. Показано, что штарковский сдвиг энергетических уровней может использоваться для эффективного контроля за степенью атомного перепутывания.

Ключевые слова: двухуровневый атом, кубит, атомное перепутывание, вакуумное поле, вырожденные двухфотонные переходы, штарковский сдвиг, атомная когерентность, контроль перепутывания

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. В настоящее время предложены и экспериментально реализованы различные схемы генерации перепутывания состояний атомов и ионов в резонаторах и оптических и магнитных ловушках, а также различных искусственных атомных объектов, таких как квантовые точки, примеси в твердых телах, сверхпроводящие цепи с джозефсоновскими переходами и др. [1]. При этом для изучаемых систем удалось экспериментально наблюдать долгоживущие перепутанные состояния кубитов, что является принципиальным для физики квантовых вычислений. Одним из наиболее очевидных кандидатов на роль кубита, который стал управляемой системой на двух уровнях, является нейтральный атом [1]. Кубиты, закодированные на уровнях атомной энергии, могут быть приготовлены при использовании оптической

¹Башкиров Евгений Константинович (bash@ssu.samara.ru), кафедра общей и теоретической физики Самарского государственного университета, 443011, Российская Федерация, г. Самара, ул. Акад. Павлова, 1.

накачки и лазерного охлаждения и могут управляться с помощью электромагнитного излучения. Нейтральные атомы хорошо подходят на роль кубитов также из-за их слабого взаимодействия с окружающей средой, что приводит к длинным временам когерентности. Они могут быть охлаждены до температур в нанокельвины и заперты в оптических ловушках в очень больших количествах. Захват и манипуляция атомов могут быть выполнены с высокой точностью. До недавнего времени отдельные манипуляции и измерения нейтральных атомов в оптических решетках не были возможны, однако последние эксперименты [2] показывают очень многообещающие перспективы для адресаций и считывания информации в таких системах. В то время как однокубитные логические элементы могут быть легко реализованы, создание двух- и многокубитных запутанных логических элементов представляет собой весьма существенную проблему, потому что атомы взаимодействуют очень слабо друг с другом. Эта проблема может быть преодолена несколькими способами. В частности, для атомов Ридберга возможно использование диполь-дипольного взаимодействия для создания двухкубитных логических элементов. Перспектива генерации многокубитных перепутанных состояний вместе с возможностью локальной адресации и измерения делает нейтральные атомы весьма обещающими объектами для физики квантовых вычислений. Особенности перепутывания нейтральных ридберговских атомов исследуются также с помощью одноатомного лазера. В одноатомном лазере атомы пролетают через резонатор последовательно один за другим. В экспериментах с одноатомным лазером для двух атомов, последовательно пролетающих резонатор с вакуумным состоянием поля, наблюдались как белловские двухчастичные атомные перепутанные состояния [3], так и трехчастичные атом-полевые перепутанные состояния Гринберга — Хорна — Цайлингера [4].

В ряде работ [5–7] была теоретически предсказана возможность генерации перепутывания атомов с одно- и двухфотонными переходами, последовательно пролетающих через резонатор, в котором поле приготовлено в различных квантовых состояниях. Для двухфотонных взаимодействий атомов с полем в резонаторах существенное значение играет штарковский сдвиг энергетических уровней. Особенно при перепутывания атомов с двухфотонными переходами, последовательно пролетающих резонатор, с учетом штарковского сдвига были изучены в работах [8–11]. При этом авторы ограничились рассмотрением некогерентных начальных состояний атомов. Вместе с тем в последнее время для двухатомных моделей с различными типами атомных переходов [12–15] было показано, что наличие начальной атомной когерентности может существенно влиять на степень атом-атомного перепутывания, возникающего за счет взаимодействия атомов с полем. Поэтому представляет большой интерес исследовать особенности динамики перепутывания двух атомов с двухфотонными переходами, последовательно пролетающих через резонатор с вакуумным полем, с учетом штарковского сдвига и начальной атомной когерентности.

1. Модель и уравнения движения

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 электромагнитным полем посредством вырожденных двухфотонных перехо-

дов. Перед пролетом первого атома резонаторное поле приготовлено в одномодовом вакуумном состоянии, а атомы — в произвольной суперпозиции возбужденного и основного состояний. При этом начальным состоянием поля для второго из пролетающих атомов будет то состояние поля, в которое оно перейдет в результате взаимодействия с первым атомом. Это состояние электромагнитного поля будет, естественно, перепутано с состоянием первого атома. Гамильтониан резонансного двухфотонного взаимодействия одного атома с резонаторным полем с учетом штарковского сдвига энергетических уровней в дипольном приближении и приближении вращающейся волны есть

$$H = \hbar\gamma(a^{+2}\sigma^- + \sigma^+a^2) + \hbar\beta_1a^+a\sigma^+\sigma^- + \hbar\beta_2a^+a\sigma^-\sigma^+, \quad (1)$$

где a^+ (a) — оператор рождения (уничтожения) фотонов резонаторной моды поля, σ^+ и σ^- — повышающий и понижающий оператор в двухуровневом атоме, γ -эффективная константа двухфотонного взаимодействия атомов с полем и β_1, β_2 — параметры штарковских сдвигов основного и возбужденного уровней в атоме.

Обозначим через $|+\rangle$ и $|-\rangle$ возбужденное и основное состояние двухуровневого атома. Пусть первый из влетающих в резонатор атомов находится в когерентной суперпозиции возбужденного и основного состояний вида

$$|\Psi_{A_1}(0)\rangle = \cos\theta_1|+\rangle_1 + \sin\theta_1|-\rangle_1,$$

а одномодовое поле в вакуумном состоянии $|0\rangle$. Тогда начальная волновая функция системы "первый атом+поле" имеет вид

$$|\Psi_{A_1F}(0)\rangle = \cos\theta_1|+; 0\rangle + \sin\theta_1|--; 0\rangle.$$

Временная волновая функция рассматриваемой системы в любой момент времени, когда первый атом пролетает резонатор, т. е. $t \leq \tau$, где τ — время пролета атомом резонатора, может быть представлена в виде

$$|\Psi_{A_1F}(t)\rangle = X_1(t)|+; 0\rangle + X_2(t)|--; 2\rangle + X_3(t)|--; 0\rangle.$$

Для определения коэффициентов $X_i(t)$ необходимо решить временное уравнение Шредингера. Соответствующие решения можно представить в виде

$$X_1(t) = e^{-igt/\beta_1} \cos\theta_1 [\cos(\Omega t) + (i/\Omega) \sin(\Omega t)],$$

$$X_2(t) = (-i\sqrt{2}/\Omega)e^{-igt/\beta_1} \sin(\Omega t),$$

$$X_3(t) = \sin\theta_1,$$

где

$$\Omega = g\sqrt{(\beta_1/g)^2 + 2}.$$

Будем далее заново отсчитывать время от момента влета в резонатор второго атома. Пусть второй атом также попадает в резонатор, находясь в когерентном состоянии вида

$$|\Psi_{A_2}(0)\rangle = \cos\theta_2|+\rangle_2 + \sin\theta_2|-\rangle_2.$$

Тогда начальное состояние системы "два атома+мода поля" в этот момент времени есть

$$\begin{aligned} |\Psi_{A_1A_2F}(0)\rangle &= |\Psi_{A_1F}(\tau)\rangle|\Psi_{A_2}(0)\rangle = \\ &= X_1(\tau) \cos\theta_2|+, +; 0\rangle + X_1(\tau) \sin\theta_2|+, -; 0\rangle + X_2(\tau) \cos\theta_2|-, +; 2\rangle + \\ &+ X_2(\tau) \sin\theta_2|-, -; 2\rangle + X_3(\tau) \cos\theta_2|-, +; 0\rangle + X_3(\tau) \sin\theta_2|-, -; 0\rangle. \end{aligned}$$

Поскольку скорости атомов одинаковы, то второй атом проходит через резонатор за то же время τ , что и первый. В момент выхода второго атома из резонатора волновая функция системы "два атома+мода поля" есть

$$\begin{aligned} |\Psi_{A_1 A_2 F}(\tau)\rangle = & Y_1(\tau)|+, +; 0\rangle + Y_2(\tau)|+, -; 2\rangle + Y_2(\tau)|+, -; 0\rangle + Y_4(\tau)|-, -; 4\rangle + \\ & + Y_5(\tau)|-, +; 2\rangle + Y_6(\tau)|-, +; 0\rangle + Y_7(\tau)|-, -; 2\rangle + Y_8(\tau)|-, -; 0\rangle. \end{aligned}$$

Уравнения движения для временных коэффициентов $Y_i(t)$ имеют вид

$$\begin{aligned} i\dot{Y}_1 = \sqrt{2}gY_2, \quad i\dot{Y}_2 = \sqrt{2}gY_1 + 2\beta_2 Y_2, \quad i\dot{Y}_3 = 0, \quad i\dot{Y}_4 = \sqrt{12}gY_5 + 4\beta_2 Y_4, \quad (2) \\ i\dot{Y}_5 = \sqrt{12}gY_4 + 2\beta_1 Y_5, \quad i\dot{Y}_6 = \sqrt{2}gY_7, \quad i\dot{Y}_7 = \sqrt{12}gY_6 + 2\beta_2 Y_7, \quad i\dot{Y}_8 = \sqrt{2}gY_7 = 0. \end{aligned}$$

Для уравнений (2) могут быть найдены точные решения, которые, однако, не приведены в настоящей статье из-за слишком громоздкого вида.

2. Вычисление параметра атомного перепутывания и обсуждение результатов

Для определения степени атом-атомного перепутывания будем использовать параметр Переса Хородецких, которую определим стандартным образом [16]

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

где μ_i^- – отрицательные собственные значения частично транспонированной по переменным одного кубита (атома) редуцированной матрицы плотности. Для неперепутанных состояний $\varepsilon = 0$. Для перепутанных состояний $0 < \varepsilon \leq 1$. Максимальной степени перепутывания соответствует значение $\varepsilon = 1$.

Атомную матрицу плотности можно найти, усредняя матрицу плотности полной системы по переменным поля

$$\rho_{A_1 A_2}(\tau) = \text{Tr}_F |\Psi_{A_1 A_2 F}(\tau)\rangle \langle \Psi_{A_1 A_2 F}(\tau)|.$$

В результате получаем

$$\rho_{A_1 A_2}(\tau) = \begin{pmatrix} \rho_{11}(\tau) & \rho_{12}(\tau) & \rho_{13}(\tau) & \rho_{14}(\tau) \\ \rho_{12}^*(\tau) & \rho_{22}(\tau) & \rho_{23}(\tau) & \rho_{24}(\tau) \\ \rho_{13}^*(\tau) & \rho_{23}^*(\tau) & \rho_{33}(\tau) & \rho_{34}(\tau) \\ \rho_{14}^*(\tau) & \rho_{24}^*(\tau) & \rho_{34}^*(\tau) & \rho_{44}(\tau) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \rho_{11} = |Y_1(\tau)|^2, \quad \rho_{12} = Y_1(\tau)Y_3(\tau)^*, \quad \rho_{13} = Y_1(\tau)Y_6^*, \quad \rho_{14} = Y_1(\tau)Y_8(\tau)^*, \\ \rho_{22} = |Y_2(\tau)|^2 + |Y_3(\tau)|^2, \quad \rho_{23} = Y_2(\tau)Y_5(\tau)^* + Y_3(\tau)Y_6(\tau)^*, \\ \rho_{24} = Y_2(\tau)Y_7(\tau)^* + Y_3(\tau)Y_8(\tau)^*, \quad \rho_{33} = |Y_5(\tau)|^2 + |Y_6(\tau)|^2, \\ \rho_{34} = Y_5(\tau)Y_7(\tau)^* + Y_6(\tau)Y_8(\tau)^*, \quad \rho_{44} = |Y_4(\tau)|^2 + |Y_7(\tau)|^2 + |Y_8(\tau)|^2. \end{aligned}$$

Частично транспонированная по переменным одного кубита редуцированная атомная матрица плотности для (4) может быть представлена в виде

$$\rho_{A_1 A_2}^{T_1}(\tau) = \begin{pmatrix} \rho_{11}(\tau) & \rho_{12}(\tau) & \rho_{31}(\tau) & \rho_{32}(\tau) \\ \rho_{21}(\tau) & \rho_{22}(\tau) & \rho_{41}(\tau) & \rho_{42}(\tau) \\ \rho_{13}(\tau) & \rho_{14}(\tau) & \rho_{33}(\tau) & \rho_{34}(\tau) \\ \rho_{23}(\tau) & \rho_{24}(\tau) & \rho_{43}(\tau) & \rho_{44}(\tau) \end{pmatrix}.$$

Получение аналитических результатов для параметра перепутывания рассматриваемой модели (3) представляет собой весьма непростую задачу. Поэтому далее мы представим результаты численного моделирования атомного перепутывания для различных начальных состояний двух двухуровневых атомов и различных значений параметров штарковского сдвига. При расчетах мы полагали везде, что $\beta_1 = \beta_2 = \beta$.

На рис. 1 показаны зависимости параметра перепутывания атомов от времени их пролета через резонатор τ для различных значений параметра штарковского сдвига β в случае, когда оба атома приготовлены в начальный момент времени в возбужденном состоянии. Заметим, что в случае, когда оба атома одновременно находятся в резонаторе и взаимодействуют с общим полем резонатора, приготовленном в любом квантовом состоянии, атомное перепутывание не возникает [12]. На рис. 2 показаны аналогичные зависимости для атомов, приготовленных первоначально в состоянии $|+, -\rangle$ (т. е. первый атом влетает в резонатор в возбужденном, а второй – в основном состоянии). В обоих случаях максимальная степень перепутывания атомов после пролета резонатора примерно одинакова и составляет 0,6. С увеличением параметра штарковского сдвига степень атомного перепутывания для обоих рассмотренных выше начальных состояний атом уменьшается. На рис. 3 показаны зависимости параметра перепутывания атомов от времени их пролета через резонатор для случая, когда каждый из атомов приготовлен в когерентном начальном состоянии вида $|\Psi_A\rangle = 1/\sqrt{2}(|+\rangle + |-\rangle)$. В рассматриваемом случае максимальная степень перепутывания составляет примерно 0,4. При этом зависимость параметра атомного перепутывания от параметра штарковского сдвига β не монотонная. Для области $0 \leq \beta \leq 2$ максимальная степень перепутывания атомов с увеличением β возрастает, для $\beta > 2$ – убывает.

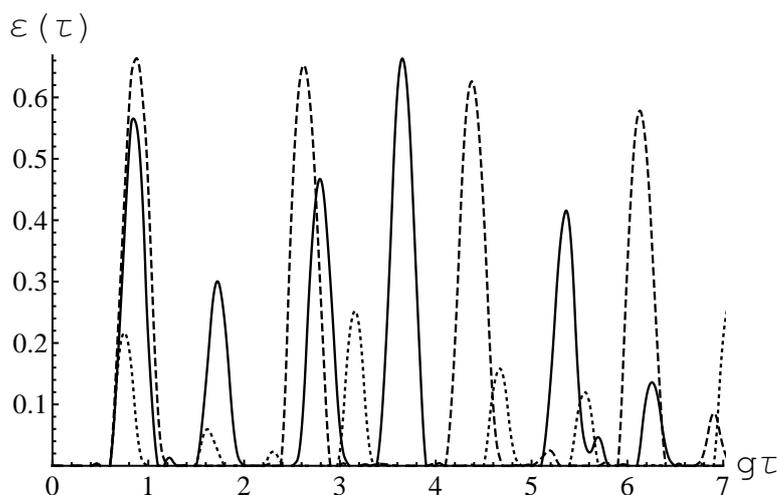


Рис. 1. Временная зависимость параметра перепутывания для начального некогерентного состояния атомов $|+, +\rangle$ ($\theta_1 = \theta_2 = 0$). Параметры штарковского сдвига $\beta = 0$ (сплошная линия), $\beta/g = 1$ (штриховая линия) и $\beta/g = 2$ (точечная линия)

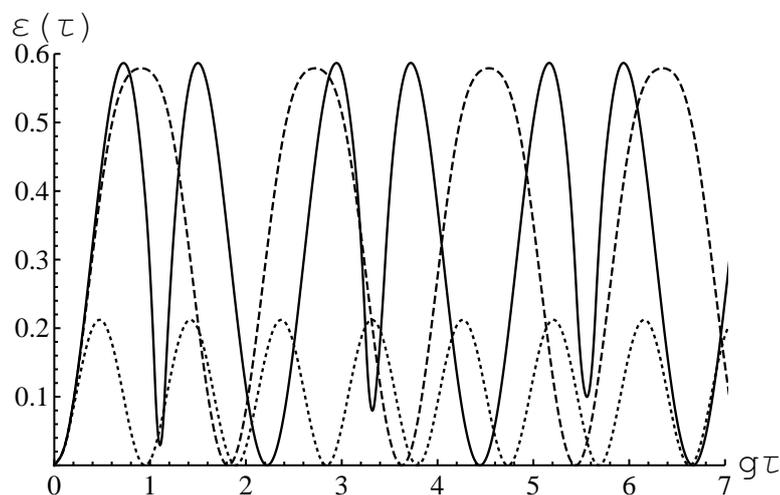


Рис. 2. Временная зависимость параметра перепутывания для начального некогерентного состояния атомов $|+, -\rangle$ ($\theta_1 = 0, \theta_2 = \pi/2$). Параметры штарковского сдвига $\beta = 0$ (сплошная линия), $\beta/g = 1$ (штриховая линия) и $\beta/g = 3$ (точечная линия)

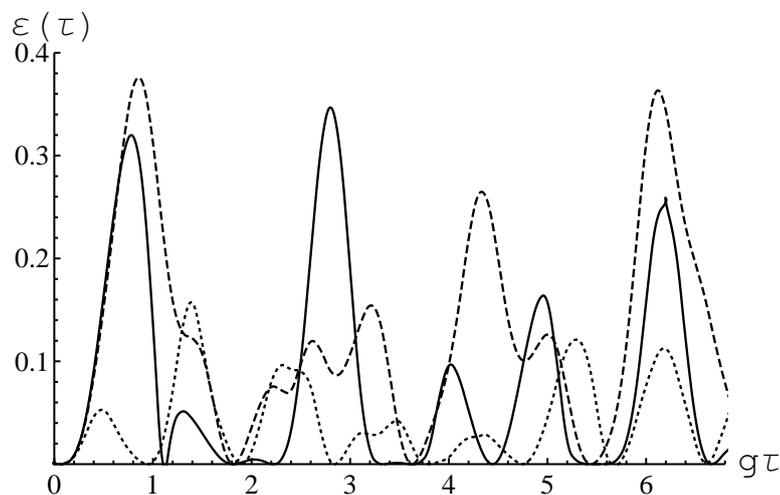


Рис. 3. Временная зависимость параметра перепутывания для начального когерентного состояния атомов $1/\sqrt{2}(|+, -\rangle + |-, +\rangle)$ ($\theta_1 = \theta_2 = \pi/4$). Параметры штарковского сдвига $\beta = 0$ (сплошная линия), $\beta/g = 1$ (штриховая линия) и $\beta/g = 3$ (точечная линия)

Заключение

Таким образом, нами исследована динамика перепутывания состояний двух двухуровневых атомов, последовательно пролетающих резонатор без фотонов, с учетом штарковского сдвига энергетических уровней. Показано, что для некогерентных начальных состояний атомов учет штарковского сдвига приводит к

уменьшению степени атомного перепутывания. Для когерентных начальных состояний атомов такое поведение параметра сжатия имеет место для значений параметра $\beta > 2$. Для меньших значений $\beta < 2$ увеличение параметра штарковского сдвига приводит к увеличению максимальной степени перепутывания атомов. Создавая расстройку между частотой атомного перехода и удвоенной частотой резонаторной моды, мы можем контролировать влияние штарковского сдвига энергетических уровней на атомное перепутывание. В результате штарковский сдвиг может рассматриваться как один из эффективных механизмов контроля за степень перепутывания атомов в одноатомном резонаторе. В настоящей статье мы считали резонатор идеальным. Рассмотрение более реалистичной модели перепутывания атомов, последовательно пролетающих резонатор с конечной добротностью, учитывающей спонтанное излучение атомов и потери фотонов из резонатора на основе подходов, развитых в наших работах [17–19], будет являться предметом нашей следующей работы.

Литература

- [1] Buluta I., Ashhab S., Nori F. Natural and artificial atoms for quantum computation // Rep. Prog. Phys. 2011. V. 74. P. 104401.
- [2] Nelson K.D., Li X., Weiss D.S. Imaging single atoms in a three-dimensional array // Nature Phys. 2007. V. 3. P. 556–560.
- [3] Generation of Einstein-Podolsky-Rosen pairs of atoms / H. Hagley [et al.] // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. № 1. P. 1–5.
- [4] Step-by-step engineered multiparticle entanglement / A. Rauschenbeutel [et al.] // Science. 2000. V. 288. P. 2024–2028.
- [5] Ghosh B., Majumdar A.S., Nayak N. Effects of cavity-field statistics on atomic entanglement in the Jaynes-Cummings model // Int. J. Quant. Inf. 2007. V. 5. P. 169–178.
- [6] Башкиров Е.К., Никифорова Ю.А. Перепутывание атомов, последовательно пролетающих резонатор, индуцированное тепловым полем // Компьютерная оптика. 2012. Т. 36. № 4. С. 468–473.
- [7] Bashkirov E.K., Nikiforova Y.A. Entanglement for atoms with degenerate two-photon transitions successively passing the thermal cavity // Proc. of SPIE. 2013. V. 8699. P. 86990V.
- [8] Ghosh B., Majumdar A.S., Nayak N. Control of atomic entanglement by the dynamic Stark effect // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2008. V. 41. P. 065503.
- [9] Bashkirov E.K. Entanglement in degenerate two-photon Tavis-Cummings model // Physica Scripta. 2010. V. 82. P. 015401.
- [10] 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.
- [11] 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. № 19. P. 1694–1699.
- [12] Башкиров Е.К., Ступацкая М.П. Перепутывание двух атомов, взаимодействующих с тепловым электромагнитным полем // Компьютерная оптика. 2011. Т. 35. № 2. С. 243–249.

- [13] Башкиров Е.К., Мастюгин М.С. Перепутывание двух сверхпроводящих кубитов, взаимодействующих с двухмодовым тепловым полем // Компьютерная оптика. 2013. Т. 37. № 3. С. 278–285.
- [14] 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.
- [15] Башкиров Е.К., Мастюгин М.С. Влияние диполь-дипольного взаимодействия и атомной когерентности на перепутывание двух атомов с вырожденными двухфотонными переходами // Оптика и спектроскопия. 2014. Т. 116. № 4. С. 678–683.
- [16] Vedral V. Introduction in quantum information science. New York: Oxford University Press, 2006. 182 p.
- [17] Башкиров Е.К., Мангулова Е.Г. Динамика двух двухуровневых атомов в неидеальном резонаторе // Известия РАН. Сер.: Физическая. 2000. Т. 64. № 10. С. 2075–2079.
- [18] Башкиров Е.К. Спонтанное излучение двух трехуровневых атомов в неидеальном резонаторе // Известия РАН. Сер.: Физическая. 2004. Т. 68. № 9. С. 1292–1295.
- [19] Bashkirov E.K. Dynamics of phonon mode in superradiance regime of laser cooling of crystals // Physics Letters A. 2005. V. 341. P. 345–351.

References

- [1] Buluta I., Ashhab S., Nori F. Natural and artificial atoms for quantum computation *Rep. Prog. Phys.*, 2011, Vol. 74, p. 104401.
- [2] Nelson K.D., Li X., Weiss D.S. Imaging single atoms in a three-dimensional array. *Nature Phys.*, 2007, Vol. 3, pp. 556–560.
- [3] Generation of Einstein-Podolsky-Rosen pairs of atoms. H. Hagley [et al.]. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, Vol. 79, no. 1, pp. 1–5.
- [4] Step-by-step engineered multiparticle entanglement. A. Rauschenbeutel [et al.]. *Science*, 2000, Vol. 288, pp. 2024–2028.
- [5] Ghosh B., Majumdar A.S., Nayak N. Effects of cavity-field statistics on atomic entanglement in the Jaynes-Cummings model. *Int. J. Quant. Inf.*, 2007, Vol. 5, pp. 169–178.
- [6] Bashkirov E.K., Nikiforova Yu.A. Entanglement between two atoms successively passing a cavity induced by thermal noise. *Komp'yuternaya optika [Computer Optics]*, 2012, Vol. 36, no. 4, pp. 468–473 (in Russian)
- [7] Bashkirov A.E., Nikiforova Yu.A. Entanglement for atoms with degenerate two-photon transitions successively passing the thermal cavity. *Proc. of SPIE*, 2013, Vol. 8699, p. 86990V.
- [8] Ghosh B., Majumdar A.S., Nayak N. Control of atomic entanglement by the dynamic Stark effect. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 2008, Vol. 41, p. 065503.
- [9] Bashkirov E.K. Entanglement in degenerate two-photon Tavis-Cummings model. *Physica Scripta*, 2010, Vol. 82, p. 015401.
- [10] Bashkirov E.K., Nikiforova Yu.A. Influence of Stark shift on entanglement of two atoms with degenerate two-photon transitions. *Vestnik Samarskogo gosudarstvennogo universiteta. Ser.: Estestvennonauchnaya [Vestnik of Samara State University. Natural Science Series]*, 2012, Vol. 6(97), pp. 174–178. (in Russian)
- [11] 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, Vol. 123, no. 19, pp. 1694–1699.

- [12] Bashkirov E.K., Supatskaya M.P. Entanglement of two atoms interacting with a thermal electromagnetic field. *Komp'yuternaya optika [Computer Optics]*, 2011, Vol. 35, no. 2, pp. 243–249. (in Russian)
- [13] Bashkirov E.K., Mastuygin M.S. Entanglement of two superconducting qubits interacting with two-mode thermal field. *Komp'yuternaya optika [Computer Optics]*, 2013, Vol. 37, no. 3, p. 278–285. (in Russian)
- [14] 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, Vol. 313, pp. 170–174.
- [15] Bashkirov E.K., Mastuygin M.S. The Influence of Dipole–Dipole Interaction and Atomic Coherence on the Entanglement of Two Atoms with Degenerate Two-Photon Transitions. *Optika i spektroskopiya [Optics and Spectroscopy]*, 2014, Vol. 116, no. 4, pp. 678–683.
- [16] Vedral V. Introduction in quantum information science. New York: Oxford University Press, 2006, 182 p.
- [17] Bashkirov E.K., Mangulova E.G. Dynamics of two two-level atoms in finite-Q cavity. *Izvestia Rossiyskoy Akademii Nauk. Seriya: Fizicheskaya [Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Series: Physics]*, 2000, Vol. 64, no. 10, pp. 2075–2079. (in Russian)
- [18] Bashkirov E.K. Spontaneous radiation of two three-level atoms in finite-Q cavity. *Izvestia Rossiyskoy Akademii Nauk. Seriya: Fizicheskaya [Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Series: Physics]*, 2004, Vol. 68, no. 9, pp. 1292–1295. (in Russian)
- [19] Bashkirov E.K. Dynamics of phonon mode in superradiance regime of laser cooling of crystals. *Physics Letters A*, 2005, Vol. 341, pp. 345–351.

Поступила в редакцию 3/VII/2014;
в окончательном варианте — 3/VII/2014.

ENTANGLEMENT OF ATOMS SUCCESSIVELY PASSING A CAVITY TAKING INTO ACCOUNT THE STARK SHIFT

© 2014 E.K. Bashkirov²

In the article we consider the influence of dynamical Stark shift on entanglement degree of two atoms with degenerate two-photon transitions successively passing an ideal one-mode cavity. We suppose that the field be prepared in vacuum state and the atoms be prepared in coherent superposition of excited and ground states. Thus it was also supposed that atoms fly by the cavity for identical time. On the basis of exact expression of evolution operator we carried out atom-atom entanglement for different values of two-atom coherence parameters and different values of cavity flight time. It is shown that Stark shift of energy levels can be used for effective control on a degree of atomic entanglement.

Key words: two-level atom, qubit, atomic entanglement, vacuum field, degenerate two-photon transitions, Stark shift, atomic coherence, entanglement control.

Paper received 3/VII/2014.

Paper accepted 3/VII/2014.

²Bashkirov Evgenii Konstantinovich (bash@ssu.samara.ru), the Dept. of General and Theoretical Physics, Samara State University, Samara, 443011, Russian Federation.