Сложные системы, квантовая механика и теория информации

УДК 535.14

АТОМ-ПОЛЕВОЕ ПЕРЕПУТЫВАНИЕ ДЛЯ МОДЕЛИ ДЖЕЙНСА–КАММИНГСА С ЗАВИСЯЩЕЙ ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ КОНСТАНТОЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Е. К. Башкиров, Е. В. Гришина, Е. Ю. Сочкова

Самарский государственный университет, Россия, 443011, Самара, ул. Академика Павлова, 1. E-mails: bash@samsu.com, sochkova-elena@mail.ru

Исследована динамика двухатомной модели Джейнса-Каммингса с зависящей от интенсивности константой атом-полевого взаимодействия на основе анализа линейной атомной энтропии и асимптотического поведения полной волновой функции системы. Показана возможность распутывания состояний атома и поля в процессе эволюции. Вычислены условия и времена такого распутывания.

Ключевые слова: двухатомная модель Джейнса-Каммингса, интенсивность сцепления, атом-полевое перепутывание.

Введение. Квантовые атом-атомные и атом-полевые перепутанные состояния являются основным ресурсом квантовой информатики. Для приложений в физике квантовых вычислений нужны максимально перепутанные чистые состояния с достаточно большим временем жизни [1]. В настоящее время предложены и частично реализованы различные схемы генерации и использования перепутанных состояний. Атом-полевые перепутанные состояния наблюдались в ряде экспериментов с ионами и атомами в магнитных и оптических ловушках [1]. В целом интерес к атомам в резонаторах и ионам в оптических и магнитных ловушках обусловлен возможностью использования таких систем в качестве логических элементов квантовых компьютеров (кубитов). Для теоретического описания таких систем используются модель Джейнса-Каммингса (МДК)и её простейшие обобщения. МДК и её простейшие обобщения играют фундаментальную роль в квантовой оптике, поскольку позволяют описать все основные квантовые эффекты взаимодействия излучения с веществом. В частности, на примере двухатомной МДК можно исследовать особенности атомного перепутывания за счет взаимодействия атомов с различными бозонными полями. В последнее время интерес к одно- и двухатомным МДК особенно возрос в связи с их экспериментальной реализацией на атомах и ионах в резонаторах и ловушках, индивидуальных молекулах в органических кристаллах, искусственных атомах на квантовых точках, сверхпроводящих системах. В реальных условиях квантовые системы всегда взаимодействуют с окружением. Такое взаимодействие обычно приводит к декогерентности, так что исследуемая система эволюционирует в смешанное перепутанное состояние, которое оказывается непригодным для целей

Евгений Константинович Башкиров (д.ф.-м.н., проф.), профессор, каф. общей и теоретической физики. Евгения Вячеславовна Гришина, студент, каф. общей и теоретической физики. Елена Юрьевна Сочкова, аспирант, каф. общей и теоретической физики.

квантовых вычислений. Однако даже в отсутствие диссипации возникающие атом-полевые перепутанные состояния оказываются нестабильными. В частности, в случае атомов, взаимодействующих с электромагнитным полем в высокодобротных резонаторах и ловушках, нестабильность атомных перепутанных состояний обусловлена осцилляциями Раби. Для стабилизации перепутывания предлагалось использовать взаимодействие атомов с окружением специального вида: сжатый вакуум, резонаторы низкой добротности, белый оптический шум и др. Однако такие способы стабилизации в настоящее время представляют чисто теоретический интерес, так как не могут быть реализованы экспериментально. Поэтому с практической точки зрения представляет интерес изучение возможности частичной стабилизации атом-полевого перепутывания за счет более простых механизмов. В частности, возможность контроля атом-полевого перепутывания за счет неидентичности атомов в случае двухатомной двухфотонной МДК исследовалось нами в работе [4].

Исследование атом-полевого перепутывания для МДК было инициировано Финиксом и Найтом [4] и Геа-Банаклоче [5]. Результаты для одноатомной МДК были позднее обобщены на случай двухатомной и многофотонной МДК с различными типами разрешенных атомных переходов [6–11]. Экспериментально атом-полевое перепутывание наблюдалось как для одного, так и для двух атомов, взаимодействующих с полем в резонаторе, с использованием одноатомного мазера [13–16]. Такой эффект был также реализован для ионов в магнитных ловушках Пауля и спинов в твердых телах [17, 18].

Хорошо известно, что в двухфотонных процессах характер взаимодействия атомов с полем сильно зависит от его интенсивности. Нелинейный характер взаимодействия атома с полем в резонаторе наблюдался недавно в работе [19]. В настоящей статье мы исследуем динамику атомной и полевой подсистем и атом-полевое перепутывание в двухатомной МДК с зависящей от интенсивности поля константой атом-фотонного взаимодействия в случае, когда резонаторное поле в начальный момент времени находится в когерентном состоянии с большим средним числом фотонов в моде. Рассмотрение проводится как с помощью анализа асимптотического поведения полной волновой функции системы, так и в рамках концепции линейной атомной энтропии. В результате найдены такие начальные состояния атомной подсистемы, для которых распутывание атом-полевой подсистем наименее вероятно. Проведена также оценка времен распутывания атомов и поля для различных начальных состояний атомов и интенсивного когерентного состояния поля.

1. Модель и её точное решение. Рассмотрим одномодовое поле, резонансно взаимодействующее с двумя идентичными двухуровневыми атомами с константами взаимодействия, зависящими от интенсивности поля. Гамильтониан взаимодействия данной системы можно представить в следующем виде:

$$H_{int} = \hbar \omega a^{+} a + \hbar \omega \sum_{i=1}^{2} \sigma_{i}^{z} + \hbar g \sum_{i=1}^{2} \left(\sqrt{a^{+} a} a^{+} \sigma_{i}^{-} + \sigma_{i}^{+} a \sqrt{a^{+} a} \right).$$
(1)

Здесь ω — частота перехода в двухуровневом атоме; $a^+(a)$ — операторы рождения (уничтожения) фотонов в моде; $\sigma_i^+ = |+\rangle_{ii}\langle -|$ и $\sigma_i^- = |-\rangle_{ii}\langle +|$ — атомные операторы перехода; σ_i^z — операторы полуразности населённостей двухуровневых атомов; $|-\rangle_i$ и $|+\rangle_i$ — основное и возбужденное состояния *i*-того двухуровневого атома (i = 1, 2) соответственно. Константа g с оператором

 $\sqrt{a^+a}$ играет роль зависящей от интенсивности поля константы взаимодействия атомом и поля. Приведём значения параметров одноатомного мазера в Париже [13], который использовался для получения атом-полевых перепутанных состояний: $\omega = 321 \ \Gamma \Gamma \mu$, $\sqrt{n}g = 151 \ \kappa \Gamma \mu$.

Предположим, что атомы в начальный момент времени приготовлены в произвольном чистом состоянии, а поле в – когерентном состоянии. Тогда полная волновая функция атом-полевой системы в начальный момент времени может быть представлена как

$$|\Psi(0)\rangle = (c_1|+,+\rangle + c_2|+,-\rangle + c_3|-,+\rangle + c_4|-,-\rangle)|v\rangle,$$
(2)

где $c_i, i = 1, 2, 3, 4$ – коэффициенты, удовлетворяющие условию нормировки $|c_1|^2 + |c_2|^2 + |c_3|^2 + |c_4|^2 = 1$ и когерентному состоянию

$$|\upsilon\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} F_n |n\rangle.$$

Здесь $F_n = \exp(-\overline{n}/2) \frac{\overline{n}^{n/2}}{\sqrt{n!}} e^{i\varphi}$; $v = \overline{n}^{1/2} e^{i\varphi}$; $\overline{n} = |v|^2$ — среднее число фотонов в моде; φ — фаза моды когерентного резонаторного поля.

Точное решение уравнения Шрёдингера для волновой функции при начальных условиях (2) для модели с гамильтонианом (1) имеет вид

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{n} \left[X_{1n}(t) | +, +; n \rangle + X_{2n}(t) | +, -; n + 1 \rangle + X_{3n}(t) | -, +; n + 1 \rangle + X_{4n}(t) | -, -; n + 2 \rangle \right].$$
(3)

Здесь

$$X_{1n}(t) = \frac{(n+2)^2 + (n+1)^2 \cos(2\Omega_n t)}{2\Omega_n^2} c_1 F_n - i \frac{(n+1)\sin(2\Omega_n)}{2\Omega_n} c_2 F_{n+1} - \frac{i(n+1)\sin(2\Omega_n t)}{2\Omega_n} c_3 F_{n+1} - \frac{(n+1)(n+2)\sin^2(\Omega_n t)}{\Omega_n^2} c_4 F_{n+2},$$

$$X_{2n}(t) = -i \frac{(n+1)\sin(2\Omega_n t)}{2\Omega_n} c_1 F_n + \cos^2(\Omega_n t) c_2 F_{n+1} - \\ -\sin^2(\Omega_n t) c_3 F_{n+1} - i \frac{(n+2)\sin^2(\Omega_n t)}{2\Omega_n} c_4 F_{n+2},$$

$$X_{3n}(t) = -i \frac{(n+1)\sin(2\Omega_n t)}{2\Omega_n} c_1 F_n - \sin^2(\Omega_n t) c_2 F_{n+1} + \\ + \cos^2(\Omega_n t) c_3 F_{n+1} - i \frac{(n+2)\sin^2(\Omega_n t)}{2\Omega_n} c_4 F_{n+2},$$

$$\begin{aligned} X_{4n}(t) &= -\frac{(n+1)(n+2)\sin^2(\Omega_n t)}{\Omega_n^2}c_1F_n - \imath\frac{(n+2)\sin(2\Omega_n t)}{2\Omega_n}c_2F_{n+1} - \\ &-\imath\frac{(n+2)\sin(2\Omega_n t)}{2\Omega_n}c_3F_{n+1} + \frac{(n+1)^2 + (n+2)^2\cos^2(\Omega_n t)}{2\Omega_n^2}c_4F_{n+2}, \end{aligned}$$

 $\Omega_n = \sqrt{\left[2n(n+3) + 5\right]/2}.$

Используя вектор состояния (3), можно вычислить вероятности нахождения обоих атомов в возбужденном, основном состоянии и в любом другом чистом состоянии. Очевидно, что вероятности быстро осциллируют на частотах $2\Omega_n$ и $4\Omega_n$. Интерференция состояний с различным числом фотонов приводит к восстановлению и распаду осцилляций Раби. Восстановление осцилляций Раби имеет место при условиях

$$|2\Omega_{\overline{n}+1} - 2\Omega_{\overline{n}}|T_{1R} = 2\pi k,\tag{4}$$

$$|4\Omega_{\overline{n}+1} - 4\Omega_{\overline{n}}|T_{2R} = 2\pi m,\tag{5}$$

где k и $m = 0, 1, 2, \ldots$. Для относительно высокой интенсивности когерентного поля ($\overline{n} \gg 1$) формулы (4) и (5) могут быть представлены как $gT_{1R} = \pi k$ и $gT_{2R} = \pi m/2$. Таким образом, для рассматриваемой модели имеются две серии восстановления осцилляций Раби для вероятностей с периодами T_{1R} и T_{2R} .

2. Эволюция вектора состояния системы. Используя точное решение (3), мы можем провести исследование особенностей атом-полевого перепутывания. Учитывая, что резонаторное поле первоначально приготовлено в когерентном состоянии с высокой интенсивностью, исследуем вначале временное поведение собственных векторов полуклассического гамильтониана взаимодействия. Полуклассический гамильтониан взаимодействия для рассматриваемой модели можно записать в виде

$$H_{SC} = \hbar g |v| \sum_{i=1}^{2} \left(\upsilon^* \sigma_i^- + \upsilon \sigma_i^+ \right).$$
(6)

Собственные значения и собственные векторы гамильтониана (6) следующие:

$$\lambda_{1,2} = \pm 2g|v|^2, \quad \lambda_{3,4} = 0;$$

$$|\Phi_1\rangle = \frac{1}{2} \left[e^{2i\varphi} |+,+\rangle + |-,-\rangle + e^{i\varphi} \left(|+,-\rangle + |-,+\rangle \right) \right],$$

$$|\Phi_2\rangle = \frac{1}{2} \left[e^{2i\varphi} |+,+\rangle + |-,-\rangle - e^{i\varphi} \left(|+,-\rangle + |-,+\rangle \right) \right],$$

$$|\Phi_3\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[-e^{2i\varphi} |+,+\rangle + |-,-\rangle \right],$$

$$|\Phi_4\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[|+,-\rangle - |-,+\rangle \right].$$
(7)

Теперь рассмотрим динамику рассматриваемой модели с гамильтонианом (1) для специальных начальных условий. Пусть атомы в начальный момент времени приготовлены в одном из состояний вида (7), а поле — в когерентном состоянии с большим средним числом фотонов в моде $\overline{n} \gg 1$, т.е. $|\Psi(0)\rangle = |\Phi_i\rangle|v\rangle, i = 1, 2, 3, 4.$ Используя технику, развитую в [8], можно получить следующие асимптотические формулы:

$$\begin{split} |\Phi_1\rangle|\upsilon\rangle &\to \frac{1}{2} \left\{ e^{-4igt} e^{2i\varphi} |+,+\rangle + |-,-\rangle + \\ &+ e^{-2igt} e^{-i\varphi} \left(|+,-\rangle + |-,+\rangle \right) \right\} \times \sum_{n=0}^{\infty} C_n |n\rangle e^{-i2\Omega_n t}, \end{split}$$
(8)

$$\begin{split} |\Phi_{2}\rangle|v\rangle &\to \frac{1}{2} \left\{ e^{4igt} e^{2i\varphi} |+,+\rangle + |-,-\rangle - \\ &- e^{2igt} e^{-i\varphi} \left(|+,-\rangle - |-,+\rangle \right) \right\} \times \sum_{n=0}^{\infty} C_{n} |n\rangle e^{i2\Omega_{n}t}, \quad (9) \\ &|\Phi_{3}\rangle|v\rangle \to |\Phi_{3}\rangle|v\rangle, \quad |\Phi_{4}\rangle|v\rangle \to |\Phi_{4}\rangle|v\rangle, \quad (10) \end{split}$$

где $\Omega_n \approx n$. Из выражений (8)–(10) видно, что вектор состояния системы для выбранных начальных состояний может быть факторизован для любого момента времени. Это означает, что для таких начальных состояний система находится в чистом распутанном состоянии в любой момент времени. Теперь вернемся к изучению динамики системы с гамильтонианом (1). Особый интерес при этом представляют начальные атомные состояний $|\Phi_1\rangle$ и $|\Phi_2\rangle$.

Из (8), (9) видно, что атомная система, в начальный момент времени приготовленная в состоянии $|\Phi_1\rangle$ или $|\Phi_2\rangle$, ни при каких временах не возвращается в это же чистое состояние. Однако атомные состояния (8) и (9) точно совпадают в моменты времени

$$t_1 = (2k+1)\frac{T_{1R}}{4},\tag{11}$$

где k — целое число и T_{1R} — один из периодов возрождения осцилляций Раби. В эти моменты времени совпадающее атомное состояние есть

$$\frac{1}{2}\left\{-e^{4i\varphi}|+,+\rangle+|-,-\rangle-\imath e^{2i\varphi}\left(|+,-\rangle+|-,+\rangle\right)\right\}.$$

Предположим теперь, что состояние атомной системы в начальный момент времени приготовлено в виде линейной суперпозиции состояний $|\Phi_1\rangle$ и $|\Phi_2\rangle$, такой как A-состояние

$$|\Psi\rangle_A = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|+,-\rangle + |-,+\rangle\right) = e^{2i\varphi} \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|\Phi_1\rangle - |\Phi_2\rangle\right)$$

или В-состояние

$$|\Psi\rangle_B = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{4i\varphi} |+,+\rangle + |-,-\rangle \right) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|\Phi_1\rangle + |\Phi_2\rangle \right).$$

Тогда в моменты времени t_1 происходит полное распутывание состояний атомов и когерентного поля. При этом поле в указанные моменты времени является когерентной суперпозицией двух макроскопических состояний, которая обычно носит название «кот Шрёдингера».

Кроме того, легко заметить, что состояния поля в выражениях (8) и (9) точно совпадают (при условии $\bar{n} \gg 1$) для времён

$$t_2 = k\pi/2g = kT_{2R}, \quad k = 1, 2, \dots$$
 (12)



фаза когерентного состояния $\varphi = 0$

В результате для рассматриваемой системы имеются две серии времен распутывания поля и атомов, приготовленных в начальный момент времени в состоянии $|\Psi_A\rangle$ или $|\Psi_B\rangle$.

Из точного выражения для волновой функции (3) можно также легко увидеть, что для любых начальных чистых состояний атомов распутывание состояний атомов и поля имеем место также при условиях

$$|\Omega_{n+2} - \Omega_{n+1}|t = 2\pi k, \quad |\Omega_{n+1} - \Omega_n|t = 2\pi k.$$
(13)

Для большого числа фотонов в моде $\bar{n}\gg 1$ уравнения (13) удовлетворяются для времён

$$t_3 = (\pi/g)k = T_{1R}k,$$
(14)

где *k* — целое число.

Таким образом, для начальных атомных состояний вида $|\Psi_A\rangle$ или $|\Psi_B\rangle$ имеются две серии времен распутывания, для всех же остальных состояний — всего одна серия. Эти результаты отличаются от тех, что были получены нами ранее для двухатомной вырожденной двухфотонной МДК [8] без учета динамического штарковского сдвига. В указанном случае для *S*- и *A*-состояний наблюдаются три серии времен распутывания и одна серия — для всех остальных состояний.

3. Динамика атомной энтропии для различных начальных состояний атомов и поля. Выводы об особенностях динамики перепутывания в рассматриваемой модели, полученные нами на основе анализа асимптотического поведения полновой волновой функции, могут быть проверены путем численного моделирования линейной атомной энтропии, которая используется в квантовой информатике в качестве одного из критерия оценки степени перепутанности составных систем. Линейная атомная энтропия определяется как $S = 1 - \text{Tr} (\rho_{at}^2)$, где $\rho_{at} = \text{Tr}_F(|\Psi\rangle\langle\Psi|)$. В случае, когда S = 0, атом-полевая система находится в распутанном состоянии. Максимальной степени перепутывания соответствует значение S = 3/4.

Динамика линейной атомной энтропии S представлена на рисунке для различных начальных состояний атома и когерентного поля большой интенсивности. Рисунок *a* демонстрирует поведение линейной атомной энтропии для случая, когда атомная подсистема в начальный момент времени находится в состоянии S (или A). Из рисунка видно, что для рассматриваемых начальных состояний системы имеются две серии времен распутывания атомов и поля. Полученный результат полностью совпадает с тем, что получен в предыдущем разделе (см. формулы (11) и (12)). Таким образом, численное моделирование подтверждает заключения, сделанные на основе анализа асимптотического поведения вектора состояния полной системы. Что касается состояний $|+,+\rangle$ (или $|-,-\rangle, |+,-\rangle$ и $|-,+\rangle$), из рисунка б хорошо видно, что в рассматриваемом случае система обладает всего одной серией времен распутывания состояний атомов и поля. Эти времена хорошо описываются формулой (14). Таким образом, можно видеть, что все результаты, полученные путём численного моделирования, полностью согласуются с результатами, полученными на основе анализа динамики полной волновой функции системы.

Заключение. Итак, мы рассмотрели атом-полевое перепутывание системы двух идентичных двухуровневых атомов, взаимодействующих с когерентным электромагнитным полем, с константой взаимодействия, зависящей от интенсивности поля. Количественная оценка степени перепутывания такой системы проведена на основании как анализа асимптотического поведения атомполевого вектора состояния, так и линейной атомной энтропии. При этом показано, что вероятность распутывания состояний атомов и поля может быть уменьшена путём подходящего выбора начального состояния атомной подсистемы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Р
Ф (государственное задание 2.2459.2011).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

- 1. M. A. Nielsen, I. L. Chuang, Quantum Computation and Quantum Information. Cambridge, New York: Cambridge University Press, 2011. xxvi+676 pp.
- D. Schumacker, M. D. Westmoreland, Quantum Processes, Systems, and Information. Cambridge, New York: Cambridge University Press, 2010. xii+469 pp.
- 3. Е. К. Башкиров, Е. Ю. Сочкова, "Перепутывание в двухатомной модели с вырожденными рамановскими переходами" // Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки, 2011. № 2(23). С. 135–141. [Е. К. Bashkirov, Е. Yu. Sochkova, "Entanglement in two-atom model with degenerate Raman transitions" // Vestn. Samar. Gos. Tekhn. Univ. Ser. Fiz.-Mat. Nauki, 2011. no. 2(23). Pp. 135–141].
- S. J. D. Phoenix, P. L. Knight, "Fluctuations and entropy in models of quantum optical resonance" // Ann. Phys., 1988. Vol. 186, no. 2. Pp. 381–407.
- J. Gea-Banacloche, "Collapse and revival of the state vector in the Jaynes-Cummings model: an example of state preparation by a quantum apparatus" // Phys. Rev. Lett., 1990. Vol. 65, no. 27. Pp. 3385–3388.
- H. T. Dung, N. D. Huyen, "State evolution in the two-photon atom-field interaction with large initial fields" // Phys. Rev. A, 1994. Vol. 49, no. 1. Pp. 473–480.
- T. Nasreen, K. Zaheer, "Evolution of wave functions in the two-photon Jaynes-Cummings model: The generation of superpositions of coherent states" // Phys. Rev. A, 1994. Vol. 49, no. 1. Pp. 616–619.
- I. K. Kudryavtsev, A. Lambrecht, H. Moya-Cess, P. L. Knight, "Cooperativity and entanglement of atom-field states" // J. Mod. Opt., 1993. Vol. 40, no. 8. Pp. 1605–1630.
- H. T. Dung, N. D. Huyen, "Two atom-single mode radiation field interaction. State evolution, level occupation probabilities and emission spectra" // J. Mod. Opt., 1994. Vol. 41, no. 3. Pp. 453–469.
- 10. E. K. Bashkirov, M. S. Rusakova, "Atom-field entanglement in two-atom Jaynes-Cummings

model with nondegenerate two-photon transitions" // $Opt.\ Comm.,\ 2008.$ Vol. 281, no. 17. Pp. 4380–4386.

- 11. E. K. Bashkirov, "Entanglement in degenerate two-photon Tavis–Cummings model" // Phys. Scr., 2010. Vol. 82, no. 1, 015401.
- E. K. Bashkirov, M. S. Rusakova, "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.
- 13. S. Haroche, J.-M. Raimond, Exploring the Quantum. Atoms, Cavities and Photons. Cambridge, New York: Cambridge University Press, 2010. x+605 pp.
- A. Stute, B. Casabone, P. Schindler, T. Monz, P. O. Schmidt, B. Brandstätter, T. E. Northup, R. Blatt, "Tunable ion-photon entanglement in an optical cavity" // Nature, 2012. Vol. 485, no. 7399. Pp. 482–485, arXiv: 1301.0275 [quant-ph].
- 15. L. Li, Y. O. Dudin, A. Kuzmich, "Entanglement between light and an optical atomic excitation" // Nature, 2013. Vol. 498, no. 7455. Pp. 466–469.
- A. Rauschenbeutel, G. Nogues, S. Osnaghi, P. Bertet, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, "Step-by-Step Engineered Multiparticle Entanglement" // Science, 2000. Vol. 288, no. 5473. Pp. 2024–2028.
- B. B. Blinov, D. L. Moehring, L.-M. Duan, C. Monroe, "Observation of entanglement between a single trapped atom and a single photon" // Nature, 2004. Vol. 428, no. 6979. Pp. 153–157.
- E. Togan, Y. Chu, A. S. Trifonov, L. Jiang, J. Maze, L. Childress, M. V. G. Dutt, A. S. Sørensen, P. R. Hemmer, A. S. Zibrov, M. D. Lukin, "Quantum entanglement between an optical photon and a solid-state spin qubit" // Nature, 2010. Vol. 466, no. 7307. Pp. 730– 734.
- J. M. Fink, M. Göppl, M. Baur, R. Bianchetti, P. J. Leek, A. Blais, A. Wallraff, "Climbing the Jaynes–Cummings ladder and observing its \sqrt{n} nonlinearity in a cavity QED system" // Nature, 2008. Vol. 454, no. 7202. Pp. 315–318, arXiv: 0902.1827 [cond-mat.mes-hall].

Поступила в редакцию 13/XI/2012; в окончательном варианте — 17/III/2013.

MSC: 81V80; 94A17

ATOM-FIELD ENTANGLEMENT FOR JAYNES–CUMMINGS MODEL WITH AN INTENSITY-DEPEND COUPLING

E. K. Bashkirov, E. V. Grishina, E. Yu. Sochkova

Samara State University,

1, Academician Pavlov st., Samara, 443011, Russia.

E-mails: bash@samsu.com, sochkova-elena@mail.ru

We investigate the evolution of a quantum system described by the two-atom Jaynes-Cummings model with an intensity-dependent couplings by displaying the linear atomic entropy and the asymptotic behavior of state vector. The possibility of the system being initially in a pure disentangled state to revive into this state during the evolution process is shown. Conditions and times of disentanglement are derived.

Key words: two-atom Jaynes–Cummings model, intensity-dependent coupling, atomfield entanglement.

> Original article submitted 13/XI/2012; revision submitted 17/III/2013.

Eugene K. Bashkirov (Dr. Sci. (Phys. & Math.)), Professor, Dept. of General and Theoretical Physics. Eugenya V. Grishina, Student, Dept. of General and Theoretical Physics. Elena Yu. Sochkova, Postgraduate Student, Dept. of General and Theoretical Physics.