

УДК 130.145

## ПЕРЕПУТЫВАНИЕ ДВУХ ДИПОЛЬНО-СВЯЗАННЫХ АТОМОВ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ С ДВУХМОДОВЫМ ТЕПЛОВЫМ ПОЛЕМ В РЕЗОНАТОРЕ С ВЫСОКОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ<sup>1</sup>

© 2012 Е.К. Башкиров, М.С. Мاستюгин<sup>2</sup>

Рассмотрено перепутывание двух дипольно-связанных двухуровневых атомов с невырожденными двухфотонными переходами, взаимодействующих с тепловым двухмодовым полем в идеальном резонаторе. Показана возможность значительного увеличения степени атомного перепутывания при наличии атомной когерентности в случае больших значений средних чисел тепловых фотонов.

**Ключевые слова:** двухатомная модель, атомное перепутывание, невырожденные двухфотонные переходы, дипольное взаимодействие, атомная когерентность.

### Введение

Перепутывание играет центральную роль во многих процессах квантовой теории информации. Проблема создания, усиления и управления перепутыванием в различных сложных системах имеет большое практическое значение для квантовой обработки информации и квантовых вычислений. Для приложений в физике квантовых вычислений нужны максимально перепутанные чистые состояния с достаточно большим временем жизни. Долгоживущие атом-атомные перепутанные состояния наблюдались в ряде экспериментов с ионами и атомами в магнитных и оптических ловушках [1]. Однако 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 квантовых вычислений. Поэтому с практической точки зрения основная задача при получении и использовании атомных перепутанных состояний заключается в том, чтобы предотвратить, минимизировать или использовать влияние шума. Недавно в ряде работ была высказана идея о том, что в некоторых случаях диссипация и

<sup>1</sup>Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (государственное задание № 2.2459.2011).

<sup>2</sup>Башкиров Евгений Константинович (bash@ssu.samara.ru), Мاستюгин Михаил Сергеевич (mast12basket@rambler.ru), кафедра общей и теоретической физики Самарского государственного университета, 443011, Российская Федерация, г. Самара, ул. Акад. Павлова, 1.

шум могут, напротив, являться источником перепутывания. В частности, в работе [2] показано, что тепловой шум может индуцировать перепутывание двух двухуровневых атомов в идеальном резонаторе. Позднее результаты работы были обобщены на случай двух неидентичных атомов, атомов с вырожденными и невырожденными двухфотонными переходами (см. ссылки в [3]). При этом было показано, что при двухфотонном взаимодействии степень перепутывания атомных состояний может значительно превосходить соответствующую величину для однофотонного взаимодействия. Как хорошо известно, диполь-дипольное взаимодействие атомных систем является естественным механизмом возникновения атомного перепутывания. Наличие диполь-дипольного взаимодействия атомов, в частности, может привести к значительному увеличению степени перепутывания двух атомов, взаимодействующих с модой теплового поля в идеальном резонаторе [4]. Физически диполь-дипольное взаимодействие можно включить, уменьшая относительное расстояние между атомами в резонаторе. Причем расстояние между атомами в резонаторе можно легко контролировать. В настоящее время в современных магнитных ловушках Пауля охлажденные ионы могут быть заперты на расстояниях порядка длины волны излучения. В этом случае параметр диполь-дипольного взаимодействия становится сравнимым с константой диполь-фотонного взаимодействия. В результате такие экспериментальные установки могут быть использованы для генерации значительной степени перепутывания атомов, даже при наличии шума. Еще одним механизмом, позволяющим увеличить степень перепутывания атомных систем, взаимодействующих с электромагнитными полями, является использование когерентных атомных состояний. Как известно, перепутывание связано с принципом суперпозиции в квантовой механике. Атомная когерентность может привести к различным квантово-оптическим явлениям, таким как пленение излучения, электромагнитная индуцированная прозрачность и др. В последние годы было показано, что атомная когерентность играет важную роль в возникновении, усилении и управлении перепутыванием. В цикле работ [5; 6] исследовано влияние атомной когерентности на перепутывание системы двух атомов с различными типами переходов, взаимодействующих с одно- и двухмодовыми тепловыми полями в идеальных резонаторах. При этом показана возможность значительного увеличения степени атомного перепутывания при наличии атомной когерентности. В настоящей работе нами исследовано влияние атомной когерентности на степень атомного перепутывания двух двухуровневых атомов, взаимодействующих посредством невырожденных двухфотонных переходов с двухмодовым шумом в идеальном резонаторе, при наличии диполь-дипольного взаимодействия между атомами.

## 1. Модель

Рассмотрим два идентичных двухуровневых атома, резонансно взаимодействующих с двухмодовым квантовым электромагнитным полем в идеальном резонаторе посредством невырожденных двухфотонных переходов, при наличии прямого диполь-дипольного взаимодействия между атомами. В представлении взаимодействия гамильтониан такой модели можно представить в виде:

$$H = \hbar g \sum_{i=1}^2 (a_1^+ a_2^+ R_i^- + R_i^+ a_1 a_2) + \hbar \Omega (R_1^+ R_2^- + R_2^+ R_1^-), \quad (1)$$

где  $a_j^+$  и  $a_j$  – операторы рождения и уничтожения фотонов  $j$ -той резонаторной моды ( $j = 1, 2$ ),  $R_i^+$  и  $R_i^-$  – повышающий и понижающий оператор в  $i$ -м атоме ( $i = 1, 2$ ),  $g$  – константа взаимодействия атомов с полем и  $\Omega$  – константа прямого диполь-дипольного взаимодействия атомов.

Обозначим через  $|+\rangle$  и  $|-\rangle$  возбужденное и основное состояние двухуровневого атома. Тогда двухатомная волновая функция может быть представлена в виде комбинации волновых векторов вида  $|\alpha, \beta\rangle = |\alpha\rangle |\beta\rangle$ , где  $\alpha, \beta = +, -$ . Атом-полевая система в идеальном резонаторе обладает унитарной динамикой, которая в представлении взаимодействия описывается оператором эволюции вида  $U(t) = \exp(-iHt/\hbar)$ . Если система, включающая атомы и поле, находится в начальный момент времени в чистом состоянии, то ее вектор состояния в любой момент времени в представлении взаимодействия имеет вид  $|\Psi(t)\rangle = U(t)|\Psi\rangle(0)$ . В двухатомном базисе  $|+, +\rangle, |+, -\rangle, |-, +\rangle, |-, -\rangle$  оператор эволюции  $U(t)$  для модели с гамильтонианом (1) записан как

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

Здесь

$$\begin{aligned} U_{11} &= 1 + 2a_1a_2\frac{A}{\lambda}a_1^+a_2^+, & U_{14} &= 2a_1a_2\frac{A}{\lambda}a_1a_2, & U_{41} &= 2a_1^+a_2^+\frac{A}{\lambda}a_1^+a_2^+, \\ U_{44} &= 1 + 2a_1^+a_2^+\frac{A}{\lambda}a_1a_2, & U_{12} &= U_{13} = a_1a_2\frac{B}{\theta}, & U_{21} &= U_{31} = \frac{B}{\theta}a_1^+a_2^+, \\ & & U_{24} &= U_{34} = \frac{B}{\theta}a_1a_2, & U_{42} &= U_{43} = a_1^+a_2^+\frac{B}{\theta}, \\ & & & & U_{22} &= U_{33} = \\ & & & & = \frac{\exp[-i\frac{g}{2}(\alpha + \theta)t]}{4\theta} \left\{ [1 - \exp(i g \theta t)]\alpha + 2\theta \exp(i\frac{g}{2}(3\alpha + \theta)t] + \theta[1 + \exp(i g \theta t)] \right\}, \\ & & & & U_{23} &= U_{32} = \\ & & & & = \frac{\exp[-i\frac{g}{2}(\alpha + \theta)t]}{4\theta} \left\{ [1 - \exp(i g \theta t)]\alpha - 2\theta \exp(i\frac{g}{2}(3\alpha + \theta)t] + \theta[1 + \exp(i g \theta t)] \right\}, \end{aligned}$$

где

$$A = \exp\left[-i\frac{g\alpha}{2}t\right] \left\{ \cos\left(\frac{g\theta}{2}t\right) + i\frac{\alpha}{\theta} \sin\left(\frac{g\theta}{2}t\right) \right\} - 1,$$

$$B = \exp\left[-i\frac{g}{2}(\alpha + \theta)t\right] [1 - \exp(i g \theta t)]$$

$$\text{и } \alpha = \frac{\Omega}{g}, \quad \lambda = 2(a_1a_2a_1^+a_2^+ + a_1^+a_2^+a_1a_2), \quad \theta = \sqrt{8(a_1a_2a_1^+a_2^+ + a_1^+a_2^+a_1a_2) + \alpha^2}.$$

Пусть в начальный момент времени резонаторное поле находится в двухмодовом тепловом состоянии

$$\rho_F(0) = \sum_{n_1} \sum_{n_2} p_1(n_1)p_2(n_2)|n_1, n_2\rangle\langle n_1, n_2|,$$

где  $p_i(n_i) = \bar{n}_i^{n_i} / (1 + \bar{n}_i)^{n_i}$  и  $\bar{n}_i$  – среднее число тепловых фотонов в  $i$ -й моде, а атомы в когерентных состояниях вида

$$|\Psi_1(0)\rangle = \cos \theta_1 |+\rangle + e^{i\varphi_1} \sin \theta_1 |-\rangle, \quad |\Psi_2(0)\rangle = \cos \theta_2 |+\rangle + e^{i\varphi_2} \sin \theta_2 |-\rangle.$$

Здесь  $\theta_1$  и  $\theta_2$  обозначают амплитуды поляризованных атомов и  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  – относительные фазы состояний двух атомов. Начальная атомная матрица плотности атомов может быть тогда записана в виде

$$\rho_A(0) = \begin{pmatrix} \rho_{11}(0) & \rho_{12}(0) & \rho_{13}(0) & \rho_{14}(0) \\ \rho_{12}^*(0) & \rho_{22}(0) & \rho_{23}(0) & \rho_{24}(0) \\ \rho_{13}^*(0) & \rho_{23}^*(0) & \rho_{33}(0) & \rho_{34}(0) \\ \rho_{14}^*(0) & \rho_{24}^*(0) & \rho_{34}^*(0) & \rho_{44}(0) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где матричные элементы равны

$$\begin{aligned} \rho_{11}(0) &= \cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2, & \rho_{12}(0) &= \cos^2 \theta_1 \cos \theta_2 \sin \theta_2 e^{-i\varphi_2}, \\ \rho_{13}(0) &= \cos \theta_1 \sin \theta_1 \cos^2 \theta_2 e^{-i\varphi_1}, & \rho_{14}(0) &= \cos \theta_1 \sin \theta_1 \cos \theta_2 \sin \theta_2 e^{-i(\varphi_1 + \varphi_2)}, \\ \rho_{22}(0) &= \cos^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2, & \rho_{23}(0) &= \cos \theta_1 \sin \theta_1 \cos \theta_2 \sin \theta_2 e^{-i(\varphi_1 - \varphi_2)}, \\ \rho_{33}(0) &= \sin^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2, & \rho_{24}(0) &= \cos \theta_1 \sin \theta_1 \sin^2 \theta_2 e^{-i\varphi_1}, & \rho_{34}(0) &= \sin^2 \theta_1 \cos \theta_2 \sin \theta_2 e^{-i\varphi_2}, \\ \rho_{44}(0) &= 1 - \rho_{11}(0) - \rho_{22}(0) - \rho_{33}(0). \end{aligned}$$

Для вычисления критерия перепутанности атомов необходимо найти редуцированную атомную матрицу плотности

$$\rho_A(t) = \text{Tr}_F U(t) \rho_F(0) \otimes \rho_A(0) U^+(t).$$

В результате с использованием явного вида оператора эволюции (2) для атомной матрицы плотности получаем

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

где

$$\begin{aligned} \rho_{11}(t) &= \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} p_1(n_1) p_2(n_2) \rho_{11}(0) \left( 1 + 2(n_1 + 1)(n_2 + 1) \frac{A_{n_1+1, n_2+1}}{\lambda_{n_1+1, n_2+1}} \right) \times \\ &\times \left( 1 + 2(n_1 + 1)(n_2 + 1) \frac{A_{n_1+1, n_2+1}^*}{\lambda_{n_1+1, n_2+1}} \right) + (\rho_{22}(0) + \rho_{32}(0) + \rho_{23}(0) + \rho_{33}(0)) n_1 n_2 \frac{|B_{n_1, n_2}|^2}{\theta_{n_1, n_2}^2} + \\ &+ 4 \sum_{n_1=2}^{\infty} \sum_{n_2=2}^{\infty} p_1(n_1) p_2(n_2) \rho_{44}(0) n_1 n_2 (n_1 - 1)(n_2 - 1) \frac{|A_{n_1-1, n_2-1}|^2}{\lambda_{n_1-1, n_2-1}^2}; \\ \rho_{12}(t) &= \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} p_1(n_1) p_2(n_2) (\rho_{12}(0) (U_{22}^*)_{n_1, n_2} + \rho_{13}(0) (U_{22}^*)_{n_1, n_2}) \times \\ &\times \left( 1 + 2(n_1 + 1)(n_2 + 1) \frac{A_{n_1+1, n_2+1}}{\lambda_{n_1+1, n_2+1}} \right) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \sum_{n_1=1}^{\infty} \sum_{n_2=1}^{\infty} p_1(n_1)p_2(n_2)(\rho_{24}(0) + \rho_{34}(0))n_1n_2 \frac{B_{n_1,n_2}}{\theta_{n_1,n_2}} \frac{B_{n_1-1,n_2-1}^*}{\theta_{n_1-1,n_2-1}}, \\
 \rho_{13}(t) = & \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} p_1(n_1)p_2(n_2)(\rho_{12}(0)(U_{32}^*)_{n_1,n_2} + \rho_{13}(0)(U_{33}^*)_{n_1,n_2}) \times \\
 & \times \left( 1 + 2(n_1+1)(n_2+1) \frac{A_{n_1+1,n_2+1}}{\lambda_{n_1+1,n_2+1}} \right) + \\
 & + \sum_{n_1=1}^{\infty} \sum_{n_2=1}^{\infty} p_1(n_1)p_2(n_2)(\rho_{24}(0) + \rho_{34}(0))n_1n_2 \frac{B_{n_1,n_2}}{\theta_{n_1,n_2}} \frac{B_{n_1-1,n_2-1}^*}{\theta_{n_1-1,n_2-1}}, \\
 \rho_{14}(t) = & \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} p_1(n_1)p_2(n_2)\rho_{14} \left( 1 + 2(n_1+1)(n_2+1) \frac{A_{n_1+1,n_2+1}}{\lambda_{n_1+1,n_2+1}} \right) \times \\
 & \times \left( 1 + 2(n_1+1)(n_2+1) \frac{A_{n_1-1,n_2-1}^*}{\lambda_{n_1-1,n_2-1}} \right) + p_1(0)p_2(0)\rho_{14}(0) \left( 1 + 2 \frac{A_{1,1}}{\lambda_{1,1}} \right) + \\
 & + \sum_{n_1=1}^{\infty} p_1(n_1)p_2(0)\rho_{14} \left( 1 + 2 \frac{A_{n_1+1,1}}{\lambda_{n_1+1,1}} \right) + \sum_{n_2=1}^{\infty} p_1(0)p_2(n_2)\rho_{14} \left( 1 + 2 \frac{A_{1,n_2+1}}{\lambda_{1,n_2+1}} \right), \\
 \rho_{22}(t) = & \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} p_1(n_1)p_2(n_2) \left( \rho_{11}(0)(n_1+1)(n_2+1) \frac{|B_{n_1+1,n_2+1}|^2}{\theta_{n_1+1,n_2+1}^2} + \right. \\
 & + \rho_{22}(0)(U_{22})_{n_1,n_2}(U_{22})_{n_1,n_2}^* + \rho_{32}(0)(U_{23})_{n_1,n_2}(U_{22})_{n_1,n_2}^* + \rho_{23}(0)(U_{22})_{n_1,n_2}(U_{23})_{n_1,n_2}^* + \\
 & \left. + \rho_{33}(0)(U_{23})_{n_1,n_2}(U_{23})_{n_1,n_2}^* \right) + \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} p_1(n_1)p_2(n_2)\rho_{44}(0)n_1n_2 \frac{|B_{n_1-1,n_2-1}|^2}{\theta_{n_1-1,n_2-1}^2}, \\
 \rho_{23}(t) = & \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} p_1(n_1)p_2(n_2) \left( \rho_{11}(0)(n_1+1)(n_2+1) \frac{|B_{n_1+1,n_2+1}|^2}{\theta_{n_1+1,n_2+1}^2} + \right. \\
 & + \rho_{22}(0)(U_{22})_{n_1,n_2}(U_{32})_{n_1,n_2}^* + \rho_{32}(0)(U_{23})_{n_1,n_2}(U_{32})_{n_1,n_2}^* + \rho_{23}(0)(U_{22})_{n_1,n_2}(U_{33})_{n_1,n_2}^* + \\
 & \left. + \rho_{33}(0)(U_{23})_{n_1,n_2}(U_{33})_{n_1,n_2}^* \right) + \sum_{n_1=1}^{\infty} \sum_{n_2=1}^{\infty} p_1(n_1)p_2(n_2)n_1n_2\rho_{44}(0) \frac{B_{n_1,n_2}}{\theta_{n_1,n_2}}, \\
 \rho_{24}(t) = & \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} p_1(n_1)p_2(n_2)(n_1+1)(n_2+1)(\rho_{12}(0) + \rho_{13}(0)) \frac{B_{n_1,n_2}^*}{\theta_{n_1,n_2}} \frac{B_{n_1+1,n_2+1}}{\theta_{n_1+1,n_2+1}} + \\
 & + \sum_{n_1=1}^{\infty} p_1(n_1)p_2(0)(\rho_{24}(0)(U_{22})_{n_1,0} + \rho_{34}(0)(U_{23})_{n_1,0}) + \\
 & + \sum_{n_2=1}^{\infty} p_1(0)p_2(n_2)(\rho_{24}(0)(U_{22})_{0,n_2} + \rho_{34}(0)(U_{23})_{0,n_2}) + \\
 & + p_1(0)p_2(0)(\rho_{24}(0)(U_{22})_{0,0} + \rho_{34}(0)(U_{23})_{0,0}) + \\
 & + \sum_{n_1=1}^{\infty} \sum_{n_2=1}^{\infty} p_1(n_1)p_2(n_2)(\rho_{24}(0)(U_{22})_{n_1,n_2} + \rho_{34}(0)(U_{23})_{n_1,n_2}) \times \\
 & \times \left( 1 + 2n_1n_2 \frac{A_{n_1-1,n_2-1}^*}{\lambda_{n_1-1,n_2-1}} \right),
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \rho_{33}(t) \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} p_1(n_1)p_2(n_2)\rho_{11}(0) \left( (n_1+1)(n_2+1) \frac{|B_{n_1+1,n_2+1}|}{\theta_{n_1+1,n_2+1}} + \right. \\
& \quad + \rho_{23}(0)(U_{32})_{n_1,n_2}(U_{33}^*)_{n_1,n_2} + \rho_{32}(0)(U_{33})_{n_1,n_2}(U_{32}^*)_{n_1,n_2} + \\
& \quad + \rho_{22}(0)(U_{32})_{n_1,n_2}(U_{32}^*)_{n_1,n_2} + \rho_{33}(0)(U_{33})_{n_1,n_2}(U_{33}^*)_{n_1,n_2} \left. + \right. \\
& \quad \left. + \sum_{n_1=1}^{\infty} \sum_{n_2=1}^{\infty} p_1(n_1)p_2(n_2)\rho_{44}(0)n_1n_2 \frac{|B_{n_1-1,n_2-1}|}{\theta_{n_1-1,n_2-1}}, \right. \\
\rho_{34}(t) & \sum_{n_1=1}^{\infty} \sum_{n_2=1}^{\infty} p_1(n_1)p_2(n_2)\rho_{11}(0)(n_1+1)(n_2+1) \frac{B_{n_1,n_2}^*}{\theta_{n_1,n_2}} \frac{B_{n_1+1,n_2+1}}{\theta_{n_1+1,n_2+1}} + \\
& \quad + \sum_{n_1=1}^{\infty} p_1(n_1)p_2(0)(\rho_{24}(U_{32})_{n_1,0} + \rho_{34}(U_{33})_{n_1,0} + \\
& \quad + \sum_{n_2=1}^{\infty} p_1(0)p_2(n_2)(\rho_{24}(U_{32})_{0,n_2} + \rho_{34}(U_{33})_{0,n_2} + \\
& \quad + p_1(0)p_2(0)(\rho_{24}(U_{32})_{0,0} + \rho_{34}(U_{33})_{0,0} + \\
& \quad + \sum_{n_1=1}^{\infty} \sum_{n_2=1}^{\infty} p_1(n_1)p_2(n_2)(\rho_{24}(0)(U_{32})_{n_1,n_2} + \rho_{34}(0)(U_{33})_{n_1,n_2}) \times \\
& \quad \times \left( 1 + 2n_1n_2 \frac{A_{n_1-1,n_2-1}^*}{\lambda_{n_1-1,n_2-1}} \right).
\end{aligned}$$

## 2. Вычисление параметра перепутывания и обсуждение результатов

Для определения степени атом-атомного перепутывания мы использовали параметр Переса Хородецких [1], который определяется следующим образом:

$$\varepsilon = -2 \sum_i \mu_i^-, \quad (5)$$

где  $\mu_i^-$  – отрицательные собственные значения частично транспонированной по переменным одного кубита (атома) матрицы (4). Для неперепутанных состояний  $\varepsilon = 0$ . Для перепутанных состояний  $0 < \varepsilon \leq 1$ . Максимальной степени перепутывания соответствует значение  $\varepsilon = 1$ .

Результаты численного моделирования параметра перепутывания (5) для различных параметров рассматриваемой модели показаны на рис. 1, 2. На рис. 1 показана зависимость степени атомного перепутывания для различных значений среднего числа тепловых фотонов в резонаторе при наличии и отсутствии атомной когерентности. В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением резонатора с высокой температурой. Такой случай соответствует большим значениям среднего начального числа фотонов в модах, т. е.  $\bar{n}_1, \bar{n}_2 \gg 1$ . Из рисунка хорошо видно, что в отсутствие атомной когерентности атомное перепутывание для рассматриваемой модели практически не возникает, что согласуется с результатами нашей работы [4]. При этом с увеличением среднего числа фотонов в модах интенсивность заметно уменьшается. Для когерентных атомных состояний максимальная степень перепутывания возрастает примерно на порядок и достаточно слабо зависит от

среднего числа тепловых фотонов в моде. На рис. 2 представлена зависимость степени атомного перепутывания при наличии и отсутствии атомной когерентности от параметра диполь-дипольного взаимодействия в случае  $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 20$ . Из рисунка хорошо видно, что для когерентного начального атомного состояния степень атомного перепутывания слабо зависит от параметра диполь-дипольного взаимодействия. Увеличение параметра дипольной связи приводит лишь к уменьшению периода осцилляций параметра перепутывания.

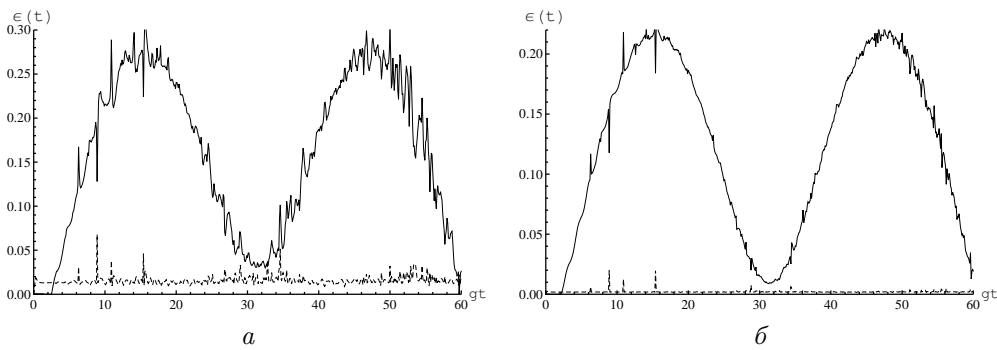


Рис. 1. Временная зависимость атомного перепутывания для различных значений среднего числа тепловых фотонов:  $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 10$  (а);  $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 40$  (б). Начальные состояния атомов:  $|\Psi(0)\rangle_1 = |+\rangle, |\Psi(0)\rangle_2 = |-\rangle$  (штриховые линии),  $|\Psi(0)\rangle_1 = (1/\sqrt{2})(|+\rangle + |-\rangle), |\Psi(0)\rangle_2 = (1/\sqrt{2})(|+\rangle - |-\rangle)$  (сплошные линии). Параметр диполь-дипольного взаимодействия  $\alpha = 0,1$

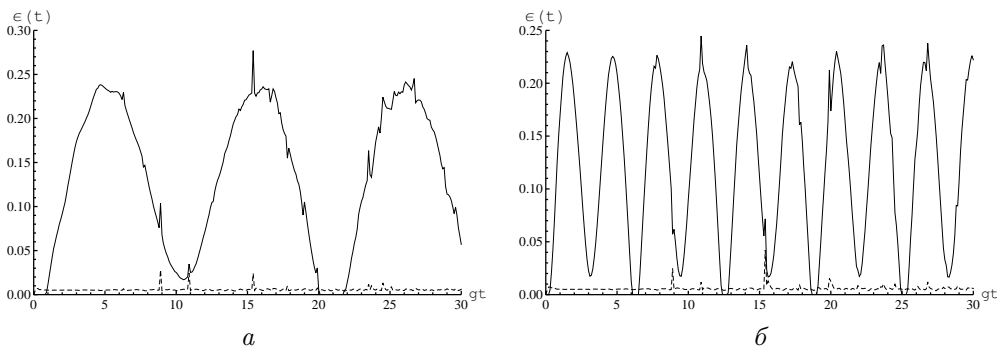


Рис. 2. Временная зависимость атомного перепутывания для различных значений параметра диполь-дипольного взаимодействия:  $\alpha = 0,3$  (а);  $\alpha = 1$  (б). Начальные состояния атомов:  $|\Psi(0)\rangle_1 = |+\rangle, |\Psi(0)\rangle_2 = |-\rangle$  (штриховые линии),  $|\Psi(0)\rangle_1 = (1/\sqrt{2})(|+\rangle + |-\rangle), |\Psi(0)\rangle_2 = (1/\sqrt{2})(|+\rangle - |-\rangle)$  (сплошные линии). Среднее число фотонов в тепловых модах  $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 20$

Таким образом, в настоящей работе нами исследовано атом-атомное перепутывание двух дипольно-связанных атомов, взаимодействующих посредством невырожденных двухфотонных переходов с двухмодовым тепловым полем высокой интенсивности. При этом показана возможность управления атомным перепутыванием за счет выбора степени когерентности в атомной системе в начальный момент времени. Найдено, что при использовании начальных атомных когерентных

состояний в рассматриваемой системе удастся достичь высокой степени атомного перепутывания ( $\varepsilon \simeq 0, 2$ ) даже в случае достаточно интенсивного теплового шума.

## Литература

- [1] Schumacker D., Westmoreland M.D. Quantum Processes, Systems and Information. New York: Cambridge University Press, 2010. 469 p.
- [2] Entanglement induced by a single-mode heat environment / M.S. Kim [et al.] // Phys. Rev. 2002. V. A65. P. 040101.
- [3] Башкиров Е.К., Ступацкая М.П. Перепутывание двух атомов, взаимодействующих с тепловым полем // Компьютерная оптика. 2011. Т. 35. № 2. С. 243–249.
- [4] Bashkirov E.K., Stupatskaya M.P. The entanglement of two dipole-dipole coupled atoms induced by nondegenerate two-mode thermal noise // Laser Physics. 2009. V. 19. P. 525–530.
- [5] Coherence-enhanced entanglement between two atoms at high temperature / Y.-H. Hu [et al.] // Chin. Phys. 2008. V. 17. № 5. P. 1784–1790.
- [6] Hu Y.-H., Fang M.-F. Coherence-enhanced entanglement induced by a two-mode thermal field // Comm. Theor. Phys. 2010. V. 54. P. 421–426.

Поступила в редакцию 25/IX/2012;  
в окончательном варианте — 25/IX/2012.

## ENTANGLEMENT OF TWO DIPOLE-COUPLED ATOMS INTERACTING WITH TWO-MODE THERMAL FIELD IN THE CAVITY WITH HIGH TEMPERATURE

© 2012 E.K. Bashkirov, M.S. Mastugin<sup>3</sup>

The entanglement of two dipole-coupled atoms with nondegenerate two-photon transitions interacting with two-mode field in lossless cavity has been investigated. The possibility of considerable growth of atomic entanglement is shown in the case of great mean values of thermal photons.

**Key words:** two-atom model, atomic entanglement, nondegenerate two-photon transitions, dipole interaction, atomic coherence.

Paper received 25/IX/2012.  
Paper accepted 25/IX/2012.

---

<sup>3</sup>Bashkirov Evgeniy Konstantinovich ([bash@ssu.samara.ru](mailto:bash@ssu.samara.ru)), Mastugin Mikhail Sergeevich ([mast12basket@rambler.ru](mailto:mast12basket@rambler.ru)), the Dept. of General and Theoretical Physics, Samara State University, Samara, 443011, Russian Federation.