

文章编号: 0253-2239(2010)12-3604-06

开放多体系统中共生纠缠的研究

孙超 张英杰 孟祥水 夏云杰

(曲阜师范大学物理系山东省激光偏光与信息技术重点实验室, 山东 曲阜 273165)

摘要 研究了两对无相互作用的二能级原子分别处于一个非马尔可夫热库中的纠缠动力学问题。计算分析表明, 两原子的初始纠缠可以转移到初始没有纠缠的两原子上, 并且在转移过程中, 两热库起到了中间的媒介作用。通过研究该开放多体系统中的共生对纠缠, 在适当的初始条件下, 发现初始原子间的纠缠可以发生纠缠猝死现象, 并且初始分离两原子和两热库会伴随着出现纠缠的突然产生现象。

关键词 量子光学; 量子纠缠; 非马尔可夫热库; 纠缠转移; 共生纠缠

中图分类号 O431.2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20103012.3604

A Study on the Pairwise Concurrence Entanglement in the Multipartite Open System

Sun Chao Zhang Yingjie Meng Xiangshui Xia Yunjie

(Shandong Provincial Key Laboratory of Laser Polarization and Information Technology, Department of Physics, Qufu Normal University, Qufu, Shandong 273165, China)

Abstract The entanglement dynamics of the multipartite open system is investigated, which is arranged in such a way that two atoms are coupled to a common non-Markovian reservoir and another two atoms are embedded in the other remote non-Markovian reservoir. The results show that the initial entanglement of two atoms can transfer to another two separated atoms, the two reservoirs have an intermediate effects in the transfer process. Through studying the pairwise concurrence entanglement in the multipartite open system, it is also found that the initial entanglement can cause the phenomenon of entanglement sudden death under certain condition, and the simultaneous entanglement sudden birth would appear in another separated atoms and the two reservoirs.

Key words quantum optics; quantum entanglement; non-Markovian reservoir; entanglement transfer; concurrence entanglement

1 引言

量子纠缠是量子力学的基本概念之一, 起初被用来区分经典世界与量子世界。近年来, 由于量子信息和量子计算^[1]的产生与发展, 量子纠缠^[2,3]被认为是一种不可替代的资源, 可以用来执行一些经典手段无法完成的任务, 如量子隐形传态和量子密码等。但是, 在实际的量子任务中, 由于量子系统不可避免地与环境发生相互作用, 导致单个量子系统的退相干, 并最终破坏整个系统必要的纠缠^[4,5]。Dur

等^[6,7]在研究退相干机制时发现: 初始处于纠缠但没有相互作用的两个二能级原子分别与两个真空场相互作用时, 两个原子间的纠缠能够在有限的时间内完全消失, 而单个原子与真空场相互作用发生退相干需要经历无穷长时间, 这个现象称为纠缠猝死 (Entanglement sudden death)^[8,9]。这种有趣的现象已经由线性光学^[10,11]和原子系综^[12]的相关实验所证实。

再者, 目前多体系统纠缠的定义以及测量引起了

收稿日期: 2009-12-03; **收到修改稿日期**: 2010-04-15

基金项目: 国家自然科学基金(10774088)资助课题。

作者简介: 孙超(1982—), 男, 博士研究生, 主要从事量子光学和量子通信等方面的研究。

E-mail: sunchao01309@163.com

导师简介: 夏云杰(1963—), 男, 博士, 教授, 主要从事量子光学和量子通信等方面的研究。

E-mail: yjxia@mail.qfnu.edu.cn(通信联系人)

人们的高度重视,也在量子物理领域开拓了一些新的研究分支。文献[13,14]主要研究了多体纠缠的转移和交换,并指出纠缠的转移和交换是实施量子接口和量子网络的最基本的过程。可见对纠缠转移和交换问题的研究在量子信息处理和通信过程中尤为重要。2007年,Yonac等^[15]分析了两个纠缠的原子分别和各自的腔发生相互作用的纠缠动力学,结果指出两原子的初始纠缠可以完全的转移到两腔场的光子纠缠。Lopez等^[16]研究了两纠缠的比特分别在马尔可夫热库中的纠缠演化问题,发现两比特的初始纠缠最终会转化为两热库的纠缠,也就是说,两比特的初始信息完全转移到两热库中;该文献还指出伴随着两比特纠缠猝死现象,两热库会出现纠缠的突然产生现象(Entanglement sudden birth)。

以上文献主要研究了比特间的纠缠转移到两腔模或两热库的纠缠,而没有涉及到比特间的纠缠到比特纠缠的转移问题。所以本文考虑了两对之间无相互作用的二能级原子 A, C 和 B, D 分别处于一个非马尔可夫热库中的理论模型,其中原子 A, B 初始处于纠缠态。发现原子 A, B 间的纠缠可以很容易的转移到原子 C, D 间的纠缠,两热库间的纠缠和局域对纠缠在纠缠转移过程中起到了中间的桥梁作用。还研究该开放多体系统中的共生对纠缠问题,结果表明原子 A, B 间的纠缠可以发生纠缠猝死现象,并且原子 C, D 和两热库会伴随着出现纠缠的突然产生现象。

2 理论模型

主要考虑了两对之间无相互作用的二能级原子 A, C 和 B, D 分别处于一个非马尔可夫热库(a 和 b) 中,这样就避免不了与环境的相互作用,在此只写出原子 A, C 与热库 a 的耦合哈密顿量

$$\begin{aligned} H &= H_0 + H_{\text{int}} \\ H_0 &= \omega_0 [\sigma_+^{(A)} \sigma_-^{(A)} + \sigma_+^{(C)} \sigma_-^{(C)}] + \sum_k \omega_k b_k^\dagger b_k, \quad (1) \\ H_{\text{int}} &= [\alpha_A \sigma_+^{(A)} + \alpha_C \sigma_+^{(C)}] \sum_k g_k b_k + \text{c. c.} \end{aligned}$$

式中 H_0, H_{int} 分别为体系的自由哈密顿量,相互作用哈密顿量[原子 B, D 和热库 b 之间的哈密顿量形式与(1)式一样]。 b_k, b_k^\dagger 为热库第 k 个模式的湮没与产生算符, $\sigma_\pm^{(i)}$ 为第 i 个原子的反转算符($i = A, C$), 并且假定文中的原子具有相同的跃迁频率 ω_0, α_i 为第 i 个原子与热库的耦合强度,它的大小由原子在热库中的位置决定,因此可以被有效的控制。为了计

算的方便,引入两个常数:总耦合强度 $\alpha_T = \sqrt{\alpha_A^2 + \alpha_C^2}$ 与相对耦合强度 $r_i = \frac{\alpha_i}{\alpha_T}$ ($i = A, C$),由 r_i 与 α_T 的定义可知 $r_A^2 + r_C^2 = 1$ 。原子与热库的耦合强度对原子间纠缠的动力学演化起着重要的控制作用,例如在非马尔可夫热库中,耦全强度越强意味着纠缠的回复振幅越大^[17];通常可以调节两原子在热库中的位置对相对耦全强度进行控制。为了简单起见,本文主要对 $\alpha_A = \alpha_C$ 的情况进行了详细的分析。

对原子 A, C 和热库 a 初始分别处于 $|eg\rangle_{AC}$ 和真空态 $(|\bar{0}\rangle_r = \prod_k |0_k\rangle_r)$,由(1)式可给出原子 A, C 和热库 a 组成的系统的演化态矢

$$|\Phi(t)\rangle_{ACa} = C_1(t) |eg\bar{0}\rangle_{ACa} + C_2(t) |ge\bar{0}\rangle_{ACa} + C_3(t) |gg\bar{1}\rangle_{ACa}, \quad (2)$$

式中 $|\bar{1}\rangle_r = \frac{1}{C_3(t)} \prod_k C_k(t) |1_k\rangle_r$ 。主要考虑原子的跃迁频率与热库的中心频率共振的情况,则几率幅的演化方程组为

$$\begin{aligned} \dot{C}_1(t) &= -i\alpha_A \sum_k g_k C_k(t), \\ \dot{C}_2(t) &= -i\alpha_B \sum_k g_k C_k(t), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\dot{C}_k(t) = -ig^* [\alpha_A C_1(t) + \alpha_B C_2(t)]. \quad (4)$$

对(4)式进行积分并将积分结果代入(3)式,可以得到关于 $C_{1,2}(t)$ 的积分-微分方程

$$\begin{aligned} \dot{C}_1(t) &= - \sum_k \int_0^t dt_1 [\alpha_A^2 |g_k|^2 C_1(t_1) + \alpha_A \alpha_B |g_k|^2 C_2(t_1)] \\ \dot{C}_2(t) &= - \sum_k \int_0^t dt_1 [\alpha_A \alpha_B |g_k|^2 C_1(t_1) + \alpha_B^2 |g_k|^2 C_2(t_1)]. \end{aligned} \quad (5)$$

当热库的模式连续取值时, $\sum_k |g_k|^2 = \int d\omega J(\omega)$,其中 $J(\omega)$ 为热库的谱密度,若假定热库为耗散腔的电磁场,则谱密度 $J(\omega)$ 为

$$J(\omega) = \frac{R^2}{\pi} \frac{\lambda}{(\omega - \omega_c)^2 + \lambda^2}, \quad (6)$$

式中的 R 正比于真空拉比频率, λ 为 $J(\omega)$ 的谱宽度。当 $\lambda < 2R$ 时,也就是强耦合的情况下,热库的关联时间大于原子的弛豫时间,相应的热库具有较强的非马尔可夫性质,而当 $\lambda > 2R$,即弱耦合时,热库的马尔可夫性质较强^[18,19]。在马尔可夫近似下,原子间的纠缠在死亡后,不会出现纠缠的回复现象,然而由于非马尔可夫热库的记忆功能,原子间纠

缠死亡后会伴随着纠缠的回复。

通过引入关联函数 $f(t-t_1)$ 来定义下面关于热库谱密度 $J(\omega)$ 的傅里叶变换

$$f(t-t_1) = \int d\omega J(\omega) \exp[i(\omega_c - \omega)(t-t_1)],$$

式中 ω_c 为热库的中心频率。则关联函数(5)式可以重新写为

$$\begin{aligned} \dot{C}_1(t) &= -\int_0^t dt_1 [\alpha_A^2 C_1(t_1) + \alpha_A \alpha_B C_2(t_1)] f(t-t_1) \\ \dot{C}_2(t) &= -\int_0^t dt_1 [\alpha_A \alpha_B C_1(t_1) + \alpha_B^2 C_2(t_1)] f(t-t_1). \end{aligned} \quad (7)$$

对(7)式进行拉普拉斯变换得

$$\begin{aligned} s\tilde{C}_1(s) - C_1(0) &= -[\alpha_A^2 \tilde{C}_1(s) + \alpha_A \alpha_B \tilde{C}_2(s)] \tilde{f}(s) \\ s\tilde{C}_2(s) - C_2(0) &= -[\alpha_A \alpha_B \tilde{C}_1(s) + \alpha_B^2 \tilde{C}_2(s)] \tilde{f}(s). \end{aligned} \quad (8)$$

通过(8)式可以解出 $\tilde{C}_1(s)$ 和 $\tilde{C}_2(s)$ 的值, 然后由拉普拉斯反变换可以得到 $C_1(t)$ 和 $C_2(t)$ 的精确解, 即

$$\begin{aligned} C_1(t) &= [r_C^2 + r_A^2 \epsilon(t)] C_1(0) - r_{ArC} [1 - \epsilon(t)] C_2(0) \\ C_2(t) &= -r_{ArC} [1 - \epsilon(t)] C_1(0) + [r_A^2 + r_C^2 \epsilon(t)] C_2(0) \\ C_3(t) &= \sqrt{1 - C_1^2(t) - C_2^2(t)}, \end{aligned} \quad (9)$$

其中

$$\epsilon(t) = \exp(-\lambda t/2) \left[\cosh(\Omega t/2) + \frac{\lambda}{\Omega} \sinh(\Omega t/2) \right]. \quad (10)$$

并有 $\Omega = \sqrt{\lambda^2 - 4R^2 \alpha_A^2}$ 。

考虑了两对之间无相互作用的二能级原子 A, C 和 B, D 分别处于一个非马尔可夫热库 (a 和 b) 中, 两热库初始处于真空态, 原子 A, B 初始处于纠缠态 $\alpha |gg\rangle_{AB} + \beta |ee\rangle_{AB}$ 和原子 C, D 都处于基态 $|gg\rangle_{CD}$, 则整个系统的初始态矢为

$$|\Psi(0)\rangle = (\alpha |gg\rangle_{AB} + \beta |ee\rangle_{AB}) \otimes |gg\rangle_{CD} \otimes |\overline{00}\rangle_{ab}. \quad (11)$$

利用体系的相互作用哈密顿量表达式, 可以求出 t 时刻整个体系的演化态矢

$$\begin{aligned} |\Psi(t)\rangle &= \alpha |gg\rangle_{AB} |gg\rangle_{CD} |\overline{00}\rangle_{ab} + \beta C_1^2(t) |ee\rangle_{AB} |gg\rangle_{CD} |\overline{00}\rangle_{ab} + \beta C_1(t) C_2(t) |eg\rangle_{AB} |ge\rangle_{CD} |\overline{00}\rangle_{ab} + \\ &\beta C_1(t) C_3(t) |eg\rangle_{AB} |gg\rangle_{CD} |\overline{01}\rangle_{ab} + \beta C_1(t) C_2(t) |ge\rangle_{AB} |eg\rangle_{CD} |\overline{00}\rangle_{ab} + \beta C_2^2(t) |gg\rangle_{AB} |ee\rangle_{CD} |\overline{00}\rangle_{ab} + \\ &\beta C_2(t) C_3(t) |gg\rangle_{AB} |eg\rangle_{CD} |\overline{01}\rangle_{ab} + \beta C_1(t) C_3(t) |ge\rangle_{AB} |gg\rangle_{CD} |\overline{10}\rangle_{ab} + \\ &\beta C_2(t) C_3(t) |gg\rangle_{AB} |ge\rangle_{CD} |\overline{10}\rangle_{ab} + \beta C_3^2(t) |gg\rangle_{AB} |gg\rangle_{CD} |\overline{11}\rangle_{ab}. \end{aligned} \quad (12)$$

3 数值计算与理论分析

为了研究开放多体系统中的两体共生纠缠的演化特性, 采用 Concurrence 的方法。对于一个密度矩阵 ρ , 它的共生纠缠度可以表示为^[20]

$$C(\rho) = \max(0, \sqrt{\lambda_1} - \sqrt{\lambda_2} - \sqrt{\lambda_3} - \sqrt{\lambda_4}), \quad (13)$$

式中 $\lambda_i (i=1, 2, 3, 4)$ 为矩阵算符 G 按降序排列的本征值:

$$G = \rho^* (\sigma_y \otimes \sigma_y) \rho (\sigma_y \otimes \sigma_y), \quad (14)$$

ρ^* 为 ρ 的复共轭, 共生纠缠度从 $0 \sim 1$ 变化, $C=0$ 表示两量子比特完全分离, $C=1$ 表示两量子比特处于最大纠缠, $0 < C < 1$ 表示两量子比特处于部分纠缠。

(12)式给出了整个体系(原子 A, B, C, D 和热库 a, b) 在任意时刻的态矢, 为了计算体系中任意两体的共生纠缠, 可以很容易由(12)式得到任意两个子体系的约化密度矩阵, 利用(13)式可得到如下的任意两体的共生纠缠:

$$\begin{aligned} C_{AB} &= 2 \max\{ |\alpha \beta C_1^2(t)| - |\beta^2 [C_1^2(t)(1 - C_1^2(t))]|, 0 \} \\ C_{CD} &= 2 \max\{ |\alpha \beta C_2^2(t)| - |\beta^2 [C_2^2(t)(1 - C_2^2(t))]|, 0 \} \\ C_{ab} &= 2 \max\{ |\alpha \beta C_3^2(t)| - |\beta^2 [C_3^2(t)(1 - C_3^2(t))]|, 0 \} \\ C_{Aa} &= C_{Bb} = 2 |\beta^2 C_1(t) C_3^3(t)| \\ C_{Ca} &= C_{Db} = 2 |\beta^2 C_2(t) C_3^3(t)| \\ C_{AC} &= C_{BD} = 2 |\beta^2 (C_1^3(t) C_2(t) + C_2^3(t) C_1(t) + C_1(t) C_2(t) C_3^3(t))| \\ C_{Ab} &= C_{Ba} = 2 |C_1(t) C_3(t)| \{ |\alpha \beta| - |\beta|^2 \sqrt{[C_2^2(t) + C_3^2(t)][C_2^2(t) + C_1^2(t)]} \} \end{aligned}$$

$$C_{Cb} = C_{Da} = 2 |C_2(t)C_3(t)| \{ |\alpha\beta| - |\beta|^2 \sqrt{[C_1^2(t) + C_3^2(t)][C_2^2(t) + C_1^2(t)]} \}$$

$$C_{AD} = C_{BC} = 2 |C_1(t)C_2(t)| \{ |\alpha\beta| - |\beta|^2 \sqrt{[C_1^2(t) + C_3^2(t)][C_2^2(t) + C_3^2(t)]} \}. \quad (15)$$

然后对(15)式作数值计算,可得到多体开放系统中的各个共生对纠缠量的演化规律如图 1、图 2 所示。

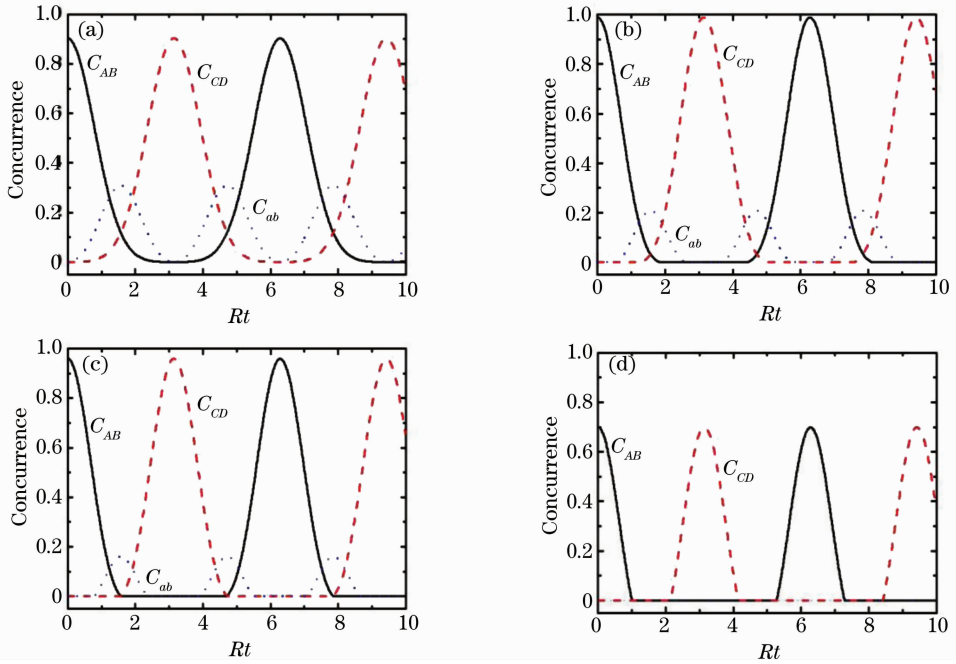


图 1 $\lambda=0$ 时多体开放系统中共生对纠缠 C_{AB}, C_{CD} 和 C_{ab} 随时间 Rt 的演化。(a) $\alpha = \sqrt{5/7}, \beta = \sqrt{2/7}$;
(b) $\alpha = \sqrt{3/7}, \beta = \sqrt{4/7}$; (c) $\alpha = 3/5, \beta = 4/5$; (d) $\alpha = \sqrt{1/7}, \beta = \sqrt{6/7}$

Fig. 1 Evolution of all the pairwise concurrence entanglement C_{AB}, C_{CD} and C_{ab} in the multipartite open system, with Rt and C_{ab} for $\lambda=0$. (a) $\alpha = \sqrt{5/7}, \beta = \sqrt{2/7}$; (b) $\alpha = \sqrt{3/7}, \beta = \sqrt{4/7}$; (c) $\alpha = 3/5, \beta = 4/5$; (d) $\alpha = \sqrt{1/7}, \beta = \sqrt{6/7}$

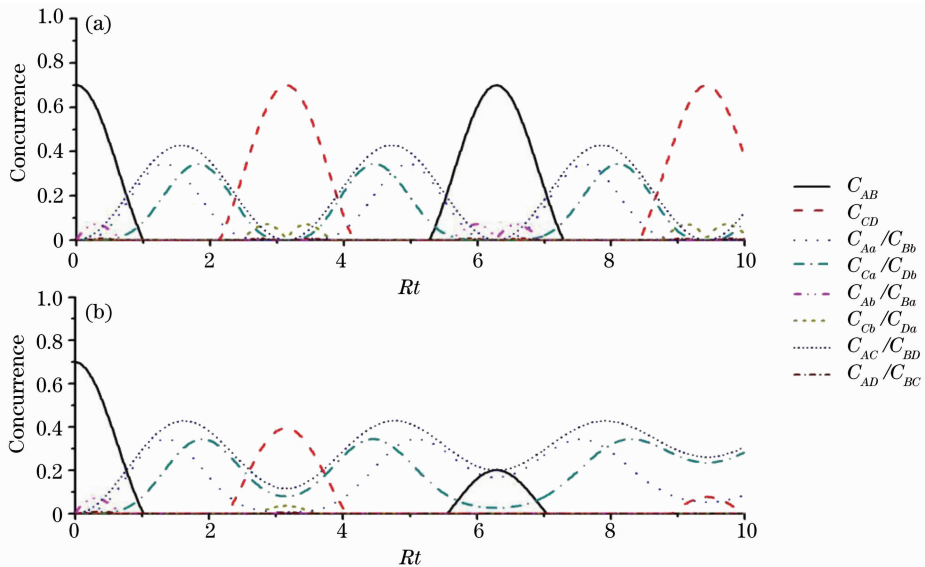


图 2 多体开放系统中所有共生对纠缠随时间 Rt 的演化,其中 $\alpha = \sqrt{1/7}, \beta = \sqrt{6/7}$. (a) 无耗散的多模腔模型 ($\lambda=0$);
(b) 非马尔可夫热库 ($\lambda=0.1$)

Fig. 2 Evolution of all the pairwise concurrence entanglement in the multipartite open system with Rt when $\alpha = \sqrt{1/7}, \beta = \sqrt{6/7}$. (a) Nondissipative multi-mode cavity model ($\lambda=0$); (b) non-Markovian reservoir model ($\lambda=0.1$)

图 1 给出了多体系统中原子 A, B 、原子 C, D 和两热库的共生纠缠在不同初始条件下随时间的演化特性, 这里的多模热库被看作没有能量耗散的腔场 ($\lambda = 0$)。可以清楚地看到, 初始处于纠缠态的原子 A, B 在演化过程中会出现纠缠猝死现象, 同时伴随着该现象原子 C, D 和两热库 a, b 都发生了纠缠的突然产生现象。这样就会遇到关于这两种现象出现时间先后顺序的问题, 文献[16]中主要研究了两纠缠原子分别处于各自热库中的纠缠动力学问题, 提到了两原子发生纠缠猝死和出现两热库纠缠突然产生的时间先后取决于两原子的初始状态。对于本文中的理论模型主要讨论了初始纠缠的原子 A, B 和原子 C, D 所发生上面两种现象的时间问题, 也就是对文献[16]做了进一步的推广。由(15)式中 C_{AB} 和 C_{CD} 的表达式可以很容易得到 $\epsilon^2(t) = 3 - 4|\alpha|/|\beta|$, 则只有当 $|\beta|/|\alpha| = 4/3$ 时, 原子 A, B 和原子 C, D 所发生纠缠猝死和纠缠突然产生现象才会同时发生[图 1(c)]。而当 $|\beta|/|\alpha| > 4/3$ 时, 原子 C, D 的纠缠突然产生现象会滞后于原子 A, B 的纠缠猝死现象[图 1(d)]; 在 $|\beta|/|\alpha| < 4/3$ 的条件下, 原子 C, D 的纠缠突然产生现象会先于原子 A, B 的纠缠猝死现象[图 1(b)]。

由图 1 还可以发现两热库在一定条件下会发生纠缠突然产生现象。但在某些条件下两热库的共生纠缠 C_{ab} 在演化过程中根本不会产生[图 1(d)]。通过对(15)式中 C_{ab} 表达式的分析可以给出 C_{ab} 在演化过程中存在的条件, 该条件必须满足 $\epsilon^2(t) = 2|\alpha|/|\beta| - 1$, 也就是说当 $2|\alpha| \leq |\beta|$ 时, 两热库在演化过程中压根不会产生纠缠态; 而在 $2|\alpha| > |\beta|$ 的条件下, 两热库在演化过程中会突然产生纠缠态。还值得一提的是, 两热库产生的纠缠量随着 $2|\alpha|/|\beta|$ 的减小而减小。

根据图 1 也可以清楚地看到初始 A, B 间的纠缠在某些时刻完全可以转移为原子 C, D 间的纠缠, 并且两热库在纠缠的转移过程中充当了中间的桥梁作用。但在 $2|\alpha| \leq |\beta|$ 时, 两热库压根不会产生纠缠, 那必然在纠缠转移的过程中还有其他的共生对纠缠起到和两热库一样的作用。下面通过分析图 2 来解决这一问题。

图 2 主要给出了多体开放系统中各个共生对纠缠在满足 $2|\alpha| < |\beta|$ 条件下随时间的演化特性。在原子 A, B 间的初始纠缠向原子 C, D 转移的过程中, 在有限时间段, 出现了原子 A, B 间纠缠和原子 C, D 间纠缠都为零的现象, 又由于在初始条件 $2|\alpha| < |\beta|$ 下两热库不会产生纠缠, 不能在纠缠转移过程

中起到中间的媒介作用; 但是由图 2 可以看到在这期间局域共生对纠缠 ($C_{Aa}/C_{Bb}, C_{Ca}/C_{Db}, C_{AC}/C_{BD}$) 是不为零的, 故多体开放系统中的这些局域共生对纠缠在纠缠的转移过程中起到了中间的媒介作用[图 2(a)]。在两热库满足非马尔可夫条件下, 纠缠转移过程仍然可以发生。值得指出的是因为原子与环境的相互耦合, 初始纠缠不能完全地转移到原子 C, D 上, 只是部分初始纠缠在局域共生对纠缠的桥梁作用下转移到原子 C, D 上。 C_{AB} 和 C_{CD} 最终会随着时间的演化而消失, 而原子与各自热库的局域演化会产生局域共生对纠缠, 并且这些局域的共生对纠缠 ($C_{Aa}/C_{Bb}, C_{Ca}/C_{Db}, C_{AC}/C_{BD}$) 最后达到各自固定的纠缠上; 其他的非局域的共生对纠缠 ($C_{Ab}/C_{Ba}, C_{Cb}/C_{Dc}, C_{AD}/C_{BC}$) 也最终消失。

以上结果都是基于初始原子 A, B 处于 $\alpha|gg\rangle_{AB} + \beta|ee\rangle_{AB}$ 纠缠态的情况下得到的结果, 下面考虑如果原子 A, B 初始处于 $\alpha|eg\rangle_{AB} + \beta|ge\rangle_{AB}$, 原子 C, D 都处于基态 $|gg\rangle_{CD}$, 并且两热库初始为真空态, 通过计算可以得到

$$\begin{aligned} C_{AB} &= 2|\alpha\beta| |C_1(t)|^2, \\ C_{CD} &= 2|\alpha\beta| |C_2(t)|^2, \\ C_{ab} &= 2|\alpha\beta| |C_3(t)|^2. \end{aligned} \quad (16)$$

可见这三个共生对纠缠满足 $C_{AB} + C_{CD} + C_{ab} = 2|\alpha\beta|$, 也就是说在这种情况下, 原子 A, B 间纠缠的损失会立刻得到两库间纠缠和原子 C, D 间纠缠补偿, 此三个共生对纠缠的和 $C_{AB} + C_{CD} + C_{ab}$ 在演化过程中始终为一守恒量。对于这一问题的物理原因, 到目前还是一个公开讨论的问题, 由于纠缠本身就没有用一个厄密算符来定义, 故不是一个可观测的物理量, 难以用更物理的语言来讨论纠缠守恒。在这里仅将这一守恒问题看成是纠缠转移过程在该初态下的互补守恒。

4 结 论

考虑了两对之间无相互作用的二能级原子 A, C 和 B, D 分别处于一个非马尔可夫热库中的理论模型, 利用共生的方法研究了多体开放系统中的对纠缠的动力学行为。结果表明, 原子 A, B 间的初始纠缠可以很容易地转移到原子 C, D 上, 两热库间的纠缠和局域对纠缠在纠缠转移过程中起到了中间的桥梁作用。还发现原子 A, B 间的纠缠可以发生纠缠猝死现象, 并且原子 C, D 和两热库会伴随着出现纠缠的突然产生现象。在两热库满足非马尔可夫的

条件下, C_{AB} 和 C_{CD} 最终会随着时间的演化而消失, 而局域共生对纠缠最后达到各自固定的纠缠上; 其他的非局域共生对纠缠也最终消失。还对原子与热库相互作用系统的共生对纠缠的转移和动力学行为进行了研究, 对于纠缠态的制备和量子远程通讯等领域的研究可提供一定的指导意义。

参 考 文 献

- 1 M. Nielsen, I. Chuang. Quantum Information and Computation [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2000
- 2 Zhang Yingjie, Zhou Yuan, Xia Yunjie. The entanglement character of two entangled atoms in multiphoton Tavis-Cummings mode [J]. *Acta. Physica Sinica*, 2008, **57**(1): 21~27
张英杰, 周 原, 夏云杰. 多光子 Tavis-Cummings 模型中两纠缠原子的纠缠演化特性[J]. *物理学报*, 2008, **57**(1): 21~27
- 3 Zhang Yingjie, Xia Yunjie, Man Zhongxiao *et al.*. Simulation of Ising model, memory for Bell states and generation of four-atom entangled states in cavity QED [J]. *Science in China Series G: Physics, Mechanics & Astronomy*, 2009, **52**(5): 700~707
张英杰, 夏云杰, 满忠晓 等. Ising 模型的腔 QED 模拟和最大纠缠态的存储以及四体纠缠态的产生[J]. *中国科学 G 辑: 物理学、力学、天文*, 2009, **52**(5): 700~707
- 4 H. P. Breuer, F. Petruccione. The theory of open quantum systems[M]. London: Oxford University Press, 2002
- 5 Han Feng, Xia Yunjie. Sudden death of entanglement in the two-mode cavity field [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2010, **8**(2): 231~235
- 6 W. Dur, H. J. Briegel. Interference of an array of independent Bose-Einstein condensates[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **93**(18): 180403
- 7 O. Guhne, F. Bodosky, M. Blaauboer. Multiparticle entanglement under the influence of decoherence[J]. *Phys. Rev. A*, 2008, **78**(6): 060301
- 8 T. Yu, J. H. Eberly. Finite-time disentanglement via spontaneous emission [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **93**(14): 140404
- 9 T. Yu, J. H. Eberly. Quantum open system theory: bipartite aspects[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **97**(14): 140403
- 10 M. P. Almeida, F. de Melo, M. Hor-Meyll *et al.*. Environment-induced sudden death of entanglement[J]. *Science*, 2007, **316**(5824): 579~582
- 11 A. Salles, F. de Melo, M. P. Almeida *et al.*. Experimental investigation of the dynamics of entanglement: sudden death, complementarity, and continuous monitoring of the environment [J]. *Phys. Rev. A*, 2008, **78**(2): 022322
- 12 J. Laurat, K. S. Choi, H. Deng *et al.*. Heralded entanglement between atomic ensembles: preparation, decoherence, and scaling [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **99**(18): 180504
- 13 M. Paternostro, W. S. Son, M. Kim. Decoherence-free quantum information processing with four-photon entangled states [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**(10): 107901
- 14 F. Casagrande, A. Lulli, G. A. M. Paris. Tripartite entanglement transfer from flying modes to localized qubits[J]. *Phys. Rev. A*, 2009, **79**(2): 022307
- 15 M. Yonac, T. Yu, J. H. Eberly. Pairwise concurrence dynamics: a four-qubit model[J]. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 2007, **40**(9): S45~S59
- 16 C. E. Lopez, G. Romero, F. Lastra *et al.*. Sudden birth versus sudden death of entanglement in multipartite systems[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **101**(8): 080503
- 17 S. Maniscalco, F. Francica, R. L. Zaffino *et al.*. Protecting entanglement via the quantum zeno effect [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **100**(9): 090503
- 18 B. Bellomo, R. LoFranco, G. Compagno. Non-Markovian effects on the dynamics of entanglement[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **99**(16): 160502
- 19 B. Bellomo, R. LoFranco, G. Compagno. Entanglement dynamics of two independent qubits in environments with and without memory[J]. *Phys. Rev. A*, 2008, **77**(3): 032342
- 20 W. K. Wootters. Entanglement of formation of an arbitrary state of two qubits [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **80**(10): 2245~2248