

基于光纤连接的耦合腔量子电动力学系统中 三体纠缠动力学

卢道明 邱昌东

武夷学院机电工程学院, 福建 武夷山 354300

摘要 考虑腔场初始处于弱相干场的情况, 采用三体纠缠的张量计算法来度量三原子间的纠缠, 研究了基于光纤连接的耦合腔量子电动力学系统中原子间三体纠缠动力学。通过数值计算讨论了腔-光纤耦合强度变化, 以及弱相干场强度变化对原子间三体纠缠特性的影响。研究结果表明: 随腔模和光纤模间耦合系数增大, 原子间三体纠缠减弱。另一方面, 随弱相干场强度增大, 原子间的三体纠缠增强。

关键词 量子光学; 二能级原子; 光纤耦合腔系统; 三体纠缠动力学

中图分类号 O431.2

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.1202002

Tripartite Entanglement Dynamics in the Coupled Cavities Quantum Electrodynamics System via Optical Fibers

Lu Daoming Qiu Changdong

College of Mechanic and Electronic Engineering, Wuyi University, Wuyishan, Fujian 354300, China

Abstract Cavities initially in weak coherent states are considered. The entanglement tensor approach is used to quantify the degree of entanglement. The tripartite entanglement dynamics of the system comprising three two-level atoms resonantly interacting with three cavities coupled by two optical fibers is studied. The influence of cavity-fiber coupling constant on the tripartite entanglement among atoms and the influence of intensity of the cavity field on that are discussed. The tripartite entanglement among atoms is weakened with coupling constant between cavity and fiber increasing. On the other hand, it is strengthened with intensity of the cavity field increasing.

Key words quantum optics; two-level atom; system of cavities coupled by fibers; tripartite entanglement dynamics

OCIS codes 270.5580;020.5580;020.1670

1 引言

早在1935年Einstein等^[1]就提出了量子纠缠, 而后Schrodinger做了进一步的阐述。量子纠缠是量子力学特有的概念, 反映了两体或多体系统各部分之间的量子关联与不可分离性。它在量子计算和量子信息处理中具有重要的作用。纠缠的度量和保持, 以及纠缠态制备是近二十多年来量子光学中研究的热门课题。关于二体纠缠, 人们已提出了负本征值和共生纠缠度等物理量来精确地描述二体纠缠态的纠缠度^[2,3], 并对两体纠缠作了较详细的研究^[4-8]。例如, 郭亮等^[4]研究了Tavis-Cummings模型中原子与单模场以及原子之间的纠缠演化。单传家等^[5]研究了初态为X态时Tavis-Cummings模型中具有偶极相互作用两原子的纠缠演化。Zeng等^[6]研究了两二能级原子与单模真空场相互作用系统中的纠缠特性。但由于三体或多体系统的复杂性, 对于三体或多体系统纠缠态纠缠的度量仍然在探讨之中^[9-14]。例如, 左战春等^[9]研究了两个全同二能级原子与单模场作用的Tavis-Cummings模型中的三体量子纠缠, 童朝阳等^[10]提出了三体纠缠的纠缠量。

由于光子适合于远距离传送信息, 原子适合于储存信息, 而高Q腔可以很好地将系统与环境隔离开来。因此, 腔量子电动力学(腔QED)是进行量子信息处理的最佳方案之一。至今, 人们已提出利用腔QED技术进行

收稿日期: 2015-04-28; 收到修改稿日期: 2015-06-29

基金项目: 福建省自然科学基金(2015J01020), 福建省教育厅A类科技项目(JA12327)

作者简介: 卢道明(1963—), 男, 硕士, 教授, 主要从事量子光学方向的研究。E-mail: daominglu79@hotmail.com

量子态制备和量子信息处理的方案^[15,16]。自从人们提出利用光纤将两个谐振腔耦合起来的耦合腔模型以来,由于耦合腔能使分别位于两个腔中的原子得到耦合,引起了人们的广泛关注^[17-23]。例如, Yang等^[17]提出了一种利用耦合腔实现量子相位门的方案。Peng等^[18]提出利用 Λ 和 V 型三能级原子与光纤耦合腔系统相互作用产生两原子纠缠态的方案。Ye等^[19]提出了利用光纤耦合腔系统产生两原子纠缠态的方案。人们对光纤耦合腔系统中两体纠缠作了充分的研究,对通过光纤耦合的三个耦合腔系统的研究已有相关报道^[24-28]。Tong等^[10]根据纠缠张量方法,提出了描述三体纠缠态纠缠程度的纠缠量。根据该纠缠量的定义,考虑腔场处于弱相干态情况,研究了光纤耦合腔系统中三个原子间的纠缠特性。研究发现:随腔模和光纤模间耦合系数增大,原子间三体纠缠减弱。另一方面,随弱相干场强度增大,原子间的三体纠缠增强。

2 模型和系统态矢的演化

研究的物理模型如图 1 所示,通过光纤耦合的三个完全相同的单模腔,腔模频率均为 ω ,每个腔中各囚禁一个二能级原子,并且考虑原子与腔场发生共振相互作用的情况。在旋波近似下,原子与腔体系的相互作用哈密顿为

$$H_{ac} = f_1(a_1s_1^+ + a_1^+s_1) + f_2(a_2s_2^+ + a_2^+s_2) + f_3(a_3s_3^+ + a_3^+s_3), \quad (1)$$

式中 a_l^+ , a_l ($l=1,2,3$) 分别表示腔场的产生和湮没算符, s_l^+ 和 s_l^- ($l=1,2,3$) 为第 l 个原子的跃迁算符, f_1 、 f_2 和 f_3 分别表示原子与腔场的耦合系数,为简单起见,设 $f_1 = f_2 = f_3 = f$ 。

另一方面,在满足短光纤条件的情况下^[23],光纤模与腔模的相互作用哈密顿为

$$H_{cf} = J_1[b_1(a_1^+ + a_2^+) + H.C.] + J_2[b_2(a_1^+ + a_2^+) + H.C.], \quad (2)$$

式中 b_j 为光纤模的湮没算符, $H.C.$ 表示厄米共轭项, J_i ($i=1,2$) 为腔模与光纤模间的耦合系数。为简单起见,设 $J_1 = J_2 = J$ 。那么,整个系统的相互作用哈密顿为

$$H_I = H_{ac} + H_{cf}. \quad (3)$$

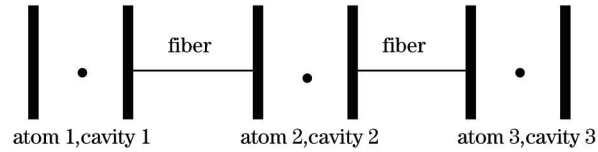


图 1 系统的示意图

Fig.1 Sketch of the set-up

假设原子初始时刻均处于基态,腔场处于弱相干态。在 Fock 态表象中,弱相干态表示为

$$|\phi\rangle = \frac{1}{(1 + |z|^2)^{1/2}}(|0\rangle + z|1\rangle), \quad (4)$$

式中 $|z|^2 = \bar{n}$, \bar{n} 为弱相干场的平均光子数。整个系统初态为

$$\begin{aligned} |\phi(0)\rangle &= C|ggg\rangle_a|00\rangle_f(|0\rangle + z_1|1\rangle) \times (|0\rangle + z_2|1\rangle) \times (|0\rangle + z_3|1\rangle) \\ &= \frac{1}{(1 + |z_1|^2 + |z_2|^2 + |z_3|^2)^{1/2}}(|\phi_0\rangle + z_1|\phi_4\rangle + z_2|\phi_5\rangle + z_3|\phi_6\rangle), \end{aligned} \quad (5)$$

式中 C 为归一化常数, $|\phi_0\rangle = |ggg\rangle_a|000\rangle_c|00\rangle_f$, $|\phi_4\rangle = |ggg\rangle_a|100\rangle_c|00\rangle_f$, $|\phi_5\rangle = |ggg\rangle_a|010\rangle_c|00\rangle_f$, $|\phi_6\rangle = |ggg\rangle_a|001\rangle_c|00\rangle_f$ 。在 $|xyz\rangle_a|ijk\rangle_c|lm\rangle_f$ 态表示中下标 a 、 c 和 f 分别表示原子、腔模和光纤模的状态, $|g\rangle$ 和 $|e\rangle$ 分别表示原子基态和激发态。

为简单起见,设 $z_1 = z_2 = z_3 = z$, $z = |z|e^{i\psi}$, 初始相位角 $\psi = 0$, 所以 $z = |z|$ 。通过解薛定谔方程,并利用(5)式表示的初始条件,可得 t 时刻系统态矢为

$$|\phi(t)\rangle = \frac{1}{(1 + 3|z|^2)^{1/2}}[|\phi_0\rangle + z(A|\phi_1\rangle + B|\phi_2\rangle + C|\phi_3\rangle + D|\phi_4\rangle + E|\phi_5\rangle + F|\phi_6\rangle + G|\phi_7\rangle + H|\phi_8\rangle)], \quad (6)$$

式中 $|\phi_1\rangle = |egg\rangle_a|000\rangle_c|00\rangle_f$, $|\phi_2\rangle = |geg\rangle_a|000\rangle_c|00\rangle_f$, $|\phi_3\rangle = |gge\rangle_a|000\rangle_c|00\rangle_f$, $|\phi_7\rangle = |ggg\rangle_a|000\rangle_c|10\rangle_f$, $|\phi_8\rangle = |ggg\rangle_a|000\rangle_c|01\rangle_f$, 以及

$$\begin{cases} A = C = -\frac{i}{3}\left[\frac{2f}{\beta}\sin(\beta t) + \sin(ft)\right] \\ B = \frac{i}{3}\left[-\frac{4f}{\beta}\sin(\beta t) + \sin(ft)\right] \\ D = F = \frac{1}{3}[2\cos(\beta t) + \cos(ft)] \\ E = \frac{1}{3}[4\cos(\beta t) - \cos(ft)] \\ G = H = -2\frac{iJ}{\beta}\sin(\beta t) \end{cases} \quad (7)$$

3 原子间三体纠缠的演化

采用文献[8]提出的纠缠张量方法来度量三体纠缠, 定义为

$$E_3 = \frac{1}{4} \sum_{i,j,k=1}^3 M_{ijk}(1,2,3)M_{ijk}(1,2,3), \quad (8)$$

式中

$$\begin{cases} M_{ij}(m,n) = K_{ij}(m,n) - \lambda_i(m)\lambda_j(n) \\ M_{ijk}(1,2,3) = K_{ijk}(1,2,3) - \lambda_i(1)M_{jk}(2,3) - \lambda_j(2)M_{ik}(1,3) \\ \quad - \lambda_k(3)M_{ij}(1,2) - \lambda_i(1)\lambda_j(2)\lambda_k(3) \\ \lambda_i(1) = \text{Tr}(\hat{\rho} \cdot \hat{\sigma}_i \otimes \hat{I} \otimes \hat{I}) \\ \lambda_j(2) = \text{Tr}(\hat{\rho} \cdot \hat{I} \otimes \hat{\sigma}_j \otimes \hat{I}) \\ \lambda_k(3) = \text{Tr}(\hat{\rho} \cdot \hat{I} \otimes \hat{I} \otimes \hat{\sigma}_k) \\ k_{ij}(1,2) = \text{Tr}(\hat{\rho} \cdot \hat{\sigma}_i \otimes \hat{\sigma}_j \otimes \hat{I}) \\ k_{ik}(1,3) = \text{Tr}(\hat{\rho} \cdot \hat{\sigma}_i \otimes \hat{I} \otimes \hat{\sigma}_k) \\ k_{jk}(2,3) = \text{Tr}(\hat{\rho} \cdot \hat{I} \otimes \hat{\sigma}_j \otimes \hat{\sigma}_k) \\ k_{ijk}(1,2,3) = \text{Tr}(\hat{\rho} \cdot \hat{\sigma}_i \otimes \hat{\sigma}_j \otimes \hat{\sigma}_k) \end{cases}, \quad (9)$$

式中 $\hat{\rho}$ 是描述三体系统的密度算符, $\hat{\sigma}_i, \hat{\sigma}_j, \hat{\sigma}_k$ 为泡利矩阵, \hat{I} 为单位矩阵, Tr 表示求迹。

由系统态矢演化规律(9)式, 对腔场和光纤模求迹, 以 $|eee\rangle, |eeg\rangle, |ege\rangle, |egg\rangle, |gee\rangle, |geg\rangle, |gge\rangle, |ggg\rangle$ 为基矢, 导出描述三个原子系统的密度矩阵为

$$\rho = h \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & |zA|^2 & 0 & z^2AB^* & z^2AC^* & zA \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & z^2A^*B & 0 & |zB|^2 & z^2BC^* & zB \\ 0 & 0 & 0 & z^2A^*C & 0 & z^2CB^* & |zC|^2 & zC \\ 0 & 0 & 0 & zA^* & 0 & zB^* & zC^* & U \end{bmatrix}, \quad (10)$$

式中 $h = \frac{1}{1+3z^2}$, $U = 1 + z^2(|D|^2 + |E|^2 + |F|^2 + |G|^2 + |H|^2)$ 。结合(8)、(9)和(10)式, 可进行三体纠缠量的计算。

3.1 腔模与光纤模间耦合系数对原子间三体纠缠的影响

为了研究腔模与光纤模间耦合系数变化对原子间三体纠缠的影响, 弱相干场强度 z^2 分别取 0.1 和 0.3, 耦合系数 J 分别取 $0.5f, f, 2f$ 和 $5f$ 时, 纠缠量 E_3 随规范时间 ft 的演化计算结果如图 2 和图 3 所示。(a), (b), (c), (d) 分别表示 J 为 $0.5f, f, 2f$ 和 $5f$ 时的演化曲线。比较图 2 和图 3 中(a), (b), (c), (d) 演化曲线可见, 随耦合系数 J 增大, 原子间三体纠缠 E_3 呈现从准周期性振荡向不规则振荡转化, 即耦合系数 J 大于一定值后, 作不规则振荡。这是因为, 从(10)式可知纠缠量 E_3 的演化决定于展开系数 $A, B, C \dots$ 的演化。而展开系数 $A,$

B 、 C ……是角频率分别为 f 、 $\sqrt{f^2+J^2}$ 和 $\sqrt{f^2+3J^2}$ 的正弦和余弦函数的叠加。当 $J \ll f$ 时, $f \approx \sqrt{f^2+J^2} \approx \sqrt{f^2+3J^2}$, 它们近似为单一角频率 f 的函数, 因此, 原子间三体纠缠呈现出准周期性振荡。随着耦合系数 J 增大, 展开系数 A 、 B 、 C ……是三个角频率 f 、 $\sqrt{f^2+J^2}$ 和 $\sqrt{f^2+3J^2}$ 的周期函数的叠加, 其叠加结果使得 E_3 呈现不规则振荡。另一方面, 随着耦合系数 J 增大, 曲线重心下移, 平均值减小。例如, $z^2=0.1$, $J=0.5f$ 时, $\bar{E}_3=0.03405$; $J=f$ 时, $\bar{E}_3=0.02511$; $J=2f$ 时, $\bar{E}_3=0.01992$; $J=5f$ 时, $\bar{E}_3=0.01781$ 。 $z^2=0.3$ 时, 平均值的变化规律与 $z^2=0.1$ 的情况一致。这表明随腔模与光纤模间耦合系数增大原子间三体纠缠减弱。

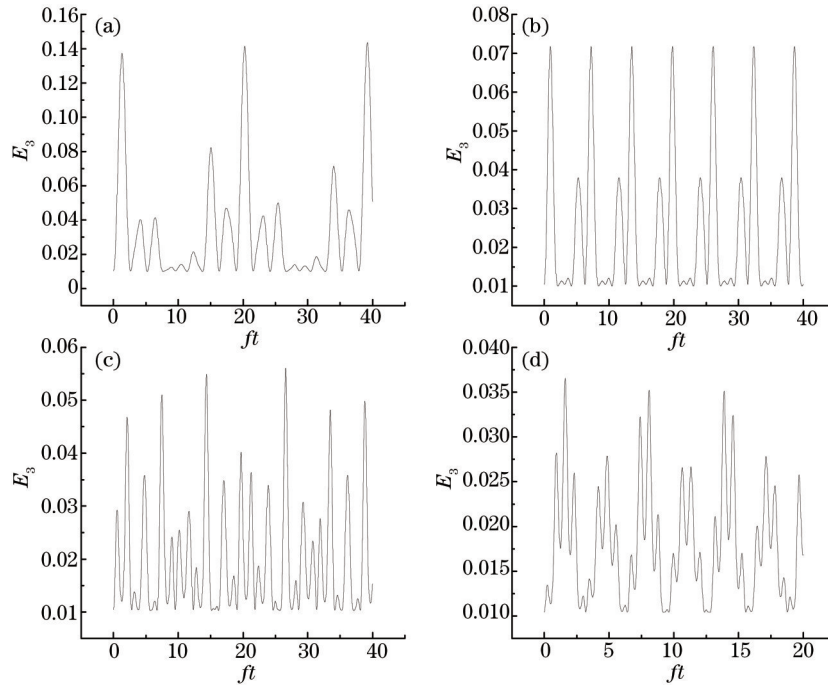


图2 原子间三体纠缠量 E_3 随规范时间 ft 的演化 ($z^2=0.1$)。 (a) $J=0.5f$; (b) $J=1.0f$; (c) $J=2.0f$; (d) $J=5.0f$

Fig.2 Time evolution of tripartite entanglement E_3 with scaled time ft ($z^2=0.1$). (a) $J=0.5f$; (b) $J=1.0f$; (c) $J=2.0f$; (d) $J=5.0f$

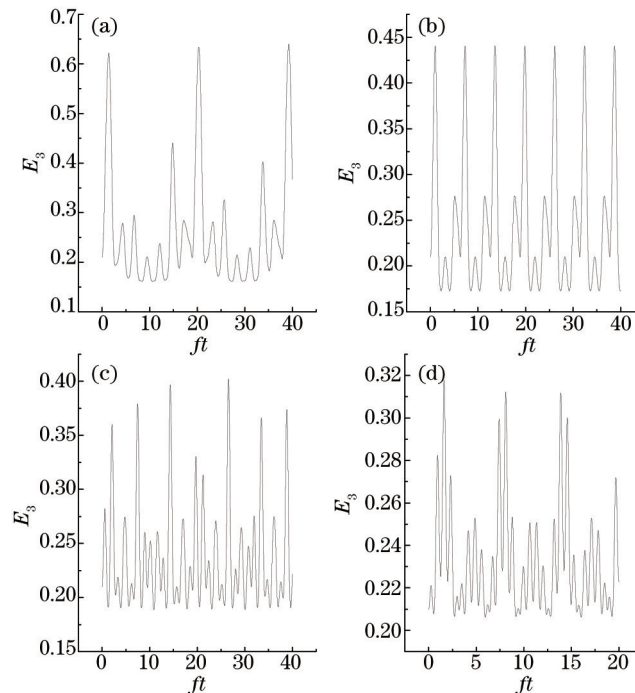


图3 原子间三体纠缠量 E_3 随规范时间 ft 的演化 ($z^2=0.3$)。 (a) $J=0.5f$; (b) $J=1.0f$; (c) $J=2.0f$; (d) $J=5.0f$

Fig.3 Time evolution of tripartite entanglement E_3 with scaled time ft ($z^2=0.3$). (a) $J=0.5f$; (b) $J=1.0f$; (c) $J=2.0f$; (d) $J=5.0f$

3.2 弱相干场强度变化对原子间三体纠缠的影响

同样,为了讨论弱相干场强度变化对原子间三体纠缠的影响,取耦合系数 $J = f$ 和 $2f$,弱相干场强度 z^2 分别取 0.2 和 0.4 时,纠缠量 E_3 随规范时间 ft 的演化如图 4 和图 5 所示。结合图 2(b)、图 3(b)和图 4,可见 $J = f$ 时纠缠量 E_3 作准周期性演化,光场强度不影响其准周期性演化的频率。这是因为纠缠量 E_3 的演化决定于展开系数 A 、 B 、 C ……的演化。而展开系数 A 、 B 、 C ……演化的角频率分别是 f 、 $\sqrt{f^2 + J^2}$ 和 $\sqrt{f^2 + 3J^2}$,与光强无关。因此,弱相干场强度变化不影响纠缠量 E_3 准周期性演化的频率。但随着光强的增大,曲线峰值增大,重心上移,平均值增大。 $J = f$ 时,纠缠量平均值的数值计算结果为: $z^2 = 0.1$ 时, $\bar{E}_3 = 0.02511$; $z^2 = 0.2$ 时, $\bar{E}_3 = 0.09677$; $z^2 = 0.3$ 时, $\bar{E}_3 = 0.24699$; $z^2 = 0.4$ 时, $\bar{E}_3 = 0.51085$ 。另外,结合图 2(c)、图 3(c)和图 5 可见, $J = 2f$ 时光场强度变化不影响纠缠量作不规则振荡的行为,但随光场强度增大,曲线也呈现峰值增大,重心上移和平均值增大现象。 $J = 2f$ 时,数值计算结果为: $z^2 = 0.1$ 时, $\bar{E}_3 = 0.01992$; $z^2 = 0.2$ 时, $\bar{E}_3 = 0.08646$; $z^2 = 0.3$ 时, $\bar{E}_3 = 0.23667$; $z^2 = 0.4$ 时, $\bar{E}_3 = 0.51298$ 。这一结果与 $J = f$ 时纠缠量平均值的变化情况一致。这表明随弱相干场强度增大,原子间三体纠缠增强。从物理机制上,这是因为系统的初态为 $|0\rangle$ 激发子和 $|1\rangle$ 激发子态的叠加态。处于 $|0\rangle$ 激发子态时三原子间纠缠量为零,处于 $|1\rangle$ 激发子态时三原子间存在纠缠。随弱相干场强度增大,腔场处于单光子态的几率增加,这意味着系统处于 $|1\rangle$ 激发子态的几率增大,原子分享激发子的几率也增大。因此,原子间三体纠缠增强。

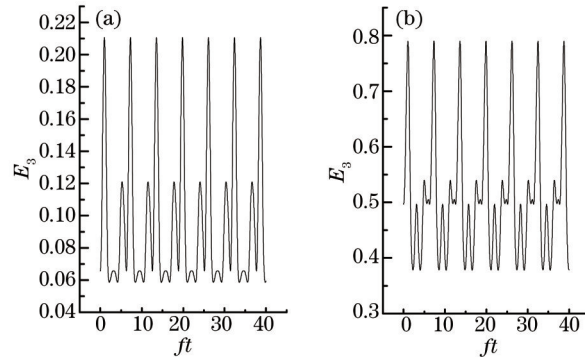


图 4 原子间三体纠缠量 E_3 随规范时间 ft 的演化 ($J = 1.0f$)。 (a) $z^2 = 0.2$; (b) $z^2 = 0.4$

Fig.4 Time evolution of tripartite entanglement E_3 with scaled time ft ($J = 1.0f$). (a) $z^2 = 0.2$; (b) $z^2 = 0.4$

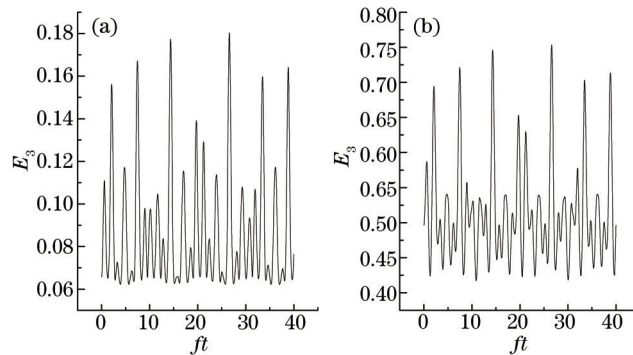


图 5 原子间三体纠缠量 E_3 随规范时间 ft 的演化 ($J = 2.0f$)。 (a) $z^2 = 0.2$; (b) $z^2 = 0.4$

Fig.5 Time evolution of tripartite entanglement E_3 with scaled time ft ($J = 2.0f$). (a) $z^2 = 0.2$; (b) $z^2 = 0.4$

4 结 论

采用纠缠张量方法来度量三体纠缠,考虑腔场处于弱相干态的情况,研究了通过光纤耦合的三个腔系统中原子间的三体纠缠演化。研究表明:随腔模和光纤模间耦合系数增大,原子间三体纠缠量的演化呈现从准周期性振荡向不规则振荡转化。当腔模和光纤模间耦合系数较小时,原子间三体纠缠量呈现准周期性演化;当耦合系数大于一定值后,原子间三体纠缠量作不规则振荡。同时,随着耦合系数 J 增大,曲线

重心下移,平均值减小。这表明随腔模与光纤模间耦合系数增大,原子间三体纠缠减弱。另一方面,随弱相干场强度增大,三体纠缠演化曲线峰值增大,重心上移、平均值增大。这表明随弱相干场强度增大,原子间的三体纠缠增强。

参 考 文 献

- 1 A Einstein, B Podolsky, N Rosen. Can quantum mechanical description of physical reality be considered complete?[J]. *Physical Review*, 1935, 47(10): 777–780.
- 2 Zou Yan. Entanglement properties in the system of atoms in Bell states interacting with the two-mode odd-even entangled coherent field [J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 2009, 26(1): 69–75.
邹 艳. Bell态原子与双模奇偶纠缠相干光场相互作用的纠缠特性[J]. *量子电子学报*, 2009, 26(1): 69–75.
- 3 W K Wootters. Entanglement of formation of an arbitrary state of two qubits[J]. *Physical Review Letters*, 1998, 80(10): 2245–2248.
- 4 Guo Liang, Liang Xianting. Entanglement evolution of field-atom and atom-atom in Tavis-Cummings model[J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, 58(1): 50–54.
郭 亮, 梁先庭. T-C模型中光场和原子以及原子与原子之间的纠缠演化[J]. *物理学报*, 2009, 58(1): 50–54.
- 5 Shan Chuanjia, Liu Jibing, Chen Tao, *et al.*. Controlling entanglement sudden birth and sudden death of two-atom X-states in Tavis-Cummings model[J]. *Acta Physica Sinica*, 2010, 59(10): 6799–6805.
单传家, 刘继兵, 陈 涛, 等. 控制 Tavis-Cummings 模型中两原子 X 态的纠缠突然死亡与突然产生[J]. *物理学报*, 2010, 59(10): 6799–6805.
- 6 Zeng Ke, Fang Maofa. Quantum entanglement in the system of two two-level atoms interacting with a single-mode vacuum field[J]. *Chinese Physics*, 2005, 14(10): 2009–2013.
- 7 Guo Zhanying, Zhang Xinhai, Xiao Ruihua, *et al.*. Dynamics of quantum entanglement in a two-qubit XXZ Heisenberg system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(7): 0727001.
郭战营, 张新海, 肖瑞华, 等. 两粒子 XXZ 海森堡系统中的量子纠缠动力学[J]. *光学学报*, 2014, 34(7): 0727001.
- 8 Zheng Xiaolan, Zhang Bin. Quantum entanglement and correlations between two qubits induced by a heat bath[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(1): 0127002.
郑小兰, 张 斌. 热库诱导的两比特量子纠缠与量子关联[J]. *光学学报*, 2014, 34(1): 0127002.
- 9 Zuo Zhanchun, Xia Yunjie. The evolution property of three-body entanglement measure in Tavis-Cummings model[J]. *Acta Physica Sinica*, 2003, 52(11): 2687–2693.
左战春, 夏云杰. Tavis-Cummings 模型中三体纠缠态纠缠量的演化特性[J]. *物理学报*, 2003, 52(11): 2687–2693.
- 10 Tong Zhaoyang, Kuang Leman. Broadcasting of entanglement in three-particle Greenberger-Horne-Zeilinger state via quantum copying [J]. *Chinese Physics Letters*, 2000, 17(7): 469–471.
- 11 Liao Xiangping, Fang Maofa, Zheng Xiaojuan, *et al.*. Three-body entanglement induced by spontaneous emission in a three two-level atoms system[J]. *Chinese Physics*, 2006, 15(2): 353–364.
- 12 Bai Yankui, Yang Dong, Wang Z D. Multipartite quantum correlation and entanglement in four-qubit pure states[J]. *Physical Review A*, 2007, 76(2): 022336.
- 13 W Laskowski, M Markiewicz, T Paterek, *et al.*. Correlation-tensor criteria for genuine multiqubit entanglement[J]. *Physical Review A*, 2011, 84(6): 062305.
- 14 A Wong, N Christensen. Potential multiparticle entanglement measure[J]. *Physical Review A*, 2001, 63(4): 044301.
- 15 Zheng Shibiao, Guo Guangcan. Efficient scheme for two-atom entanglement and quantum information processing in cavity QED[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(11): 2392–2395.
- 16 Zheng Shibiao, Yang Zhenbiao, Xia Yan. Generation of two-mode squeezed states for two separated atomic ensembles via coupled cavities [J]. *Physical Review A*, 2010, 81(1): 015804.
- 17 Yang Zhenbiao, Xia Yan, Zheng Shibiao. Resonant scheme for realizing quantum phase gates for two separate atoms via coupled cavities [J]. *Optics Communications*, 2010, 283(15): 3052–3057.
- 18 Peng Peng, Li Fuli. Entangling two atoms in spatially separated cavities through both photon emission and absorption processes[J]. *Physical Review A*, 2007, 75(6): 062320.
- 19 Ye Saiyun, Zhong Zhirong, Zheng Shibiao. Deterministic generation of three-dimensional entanglement for two atoms separately trapped in two optical cavities[J]. *Physical Review A*, 2008, 77(1): 014303.

-
- 20 Yi Zhangqi, Li Fuli. Multiatom and resonant interaction scheme for quantum state transfer and logical gates between two remote cavities via an optical fiber[J]. *Physical Review A*, 2007, 75(1): 012324.
- 21 Wu Haizhai, Yang Zhenbiao, Zheng Shibiao. Two-photon absorption and emission by Rydberg atoms in coupled cavities[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(4): 043816.
- 22 F Ciccarello. Resonant atom-field interaction in large-size coupled-cavity arrays[J]. *Physical Review A*, 2011, 83(4): 043802.
- 23 C D Ogden, E K Irish, M S Kim. Dynamics in a coupled-cavity array[J]. *Physical Review A*, 2008, 78(6): 063805.
- 24 Chen Yehong, Xia Yan, Chen Qingqin, *et al.*. Fast and noise-resistant implementation of quantum phase gates and creation of quantum entangled states[J]. *Physical Review A*, 2015, 91(1): 012325.
- 25 Chen Rongxin, Shen Lituo. Tripartite entanglement of atoms trapped in coupled cavities via quantum Zeno dynamics[J]. *Physics Letters A*, 2011, 375(44): 3840-3844.
- 26 Lu Mei, Xia Yan, Song Jie, *et al.*. Generation of N-atom W-class states in spatially separated cavities[J]. *J Opt Soc Am B*, 2013, 30(8): 2142-2147.
- 27 Hao Siyang, Xia Yan, Song Jie, *et al.*. One-step generation of multiatom Greenberger-Horne-Zeilinger states in separate cavities via adiabatic passage[J]. *J Opt Soc Am B*, 2013, 30(2): 468-474.
- 28 Chen Mingfeng, Shen Lituo, Yang Zhenbiao. Implementation of distributed Toffoli gates in separate cavities through virtual excitation processes[J]. *J Opt Soc Am B*, 2014, 31(2): 400-404.

栏目编辑: 刘丰瑞