

弱相干场耦合腔系统中的纠缠特性*

卢道明†

(武夷学院电子工程系, 武夷山 354300)

(2012年7月20日收到; 2012年9月7日收到修改稿)

研究由三个全同的二能级原子与耦合腔构成的系统, 考虑腔场处于弱相干态的情况. 采用 Negativity 熵度量两子系统间的纠缠, 利用数值计算方法研究了两个原子之间和两个腔场之间的纠缠性质. 讨论了腔场间的耦合系数和腔场的强度对纠缠特性的影响. 研究表明: 随光场强度增大, 原子间纠缠和腔场间纠缠均增强. 另一方面, 随耦合腔的耦合系数增大, 两原子间的纠缠减弱, 腔 A 和腔 B 间的纠缠增强; 而腔 B 和腔 C 间的纠缠, 以及腔 A 和腔 C 间纠缠与腔场间的耦合系数间存在非线性关系.

关键词: 量子光学, 弱相干腔场, 耦合腔, 量子纠缠

PACS: 03.65.Ud, 42.50.Dv.

DOI: 10.7498/aps.62.030302

1 引言

腔量子电动力学 (简称腔 QED) 主要是研究在腔提供的特殊边界条件下电磁场量子化及其对实物粒子的相互作用. 最近 20 多年来, 腔 QED 技术越来越成熟. 至今, 人们已利用腔 QED 技术实验上成功实现两原子 Einstein-Podolsky-Rosen (EPR) 纠缠态^[1,2]、两腔模的 EPR 纠缠态^[3]、三粒子 Greenberger-Horne-Zeilinger 态和两比特量子逻辑门等^[4]. 此外, 人们还提出了许多利用腔 QED 技术进行量子态制备和传送的方案^[5,6]. 近年来, 由于耦合腔 QED 系统中分离原子与各自的腔耦合, 同时腔与腔之间通过特定方式的耦合更有利于实现对单个原子的操控, 避免了单个腔中操控多个原子有可能导致的相互干扰带来的影响. 因此, 耦合腔 QED 系统引起了人们的广泛关注^[7-25]. 例如, Zheng 等^[7] 提出任意控制量子网系统中的相干动力学. Peng 和 Li^[8] 提出一种利用原子与耦合腔相互作用系统产生两原子纠缠态的方案. Liao^[9] 等研究了囚禁在耦合腔中两原子间的纠缠动力学. Xiao 和 Fang^[10] 研究了光纤耦合腔系统中两原子间的纠缠

转移. 作者研究了原子与耦合腔相互作用系统中的纠缠特性^[11]. 但在以往的研究中, 主要集中在讨论腔场初始处于真空态的情况, 对腔场处于弱相干场的情况研究少见报道. 本文考虑将三个二能级原子分别囚禁在耦合腔 A, B 和 C 中, 腔场处于弱相干场的情况. 采用 Negativity 熵来度量两子系统间的纠缠, 利用数值计算方法研究了两个原子之间和两个腔场之间的纠缠演化, 讨论了光场强度和腔场间的耦合系数对纠缠的影响.

2 理论模型

三个全同的二能级原子与耦合腔构成的系统如图 1 所示, 原子 1, 原子 2 和原子 3 分别被囚禁在耦合腔 A, B 和 C 中. 为简单起见, 考虑原子与腔场发生共振相互作用的情况. 在旋波近似下, 在相互作用表象中系统的哈密顿为

$$H_I = f_1(a_A s_1^+ + a_A^\dagger s_1^-) + f_2(a_B s_2^+ + a_B^\dagger s_2^-) + f_3(a_C s_3^+ + a_C^\dagger s_3^-) + J_1(a_A a_B^\dagger + a_A^\dagger a) + J_2(a_B a_C^\dagger + a_B^\dagger a_C), \quad (1)$$

式中 a_L^\dagger , a_L ($L = A, B, C$) 分别表示腔场的产生和湮

* 福建省自然科学基金 (批准号: 2011J01018) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: daominglu79@hotmail.com

没算符, s_i^+ 和 s_i^- ($i = 1, 2, 3$) 为第 i 个原子的跃迁算符. f_i ($i = 1, 2, 3$) 表示第 i 个腔中原子与腔场的耦合系数, J_i ($i = 1, 2$) 表示两个腔之间的耦合系数. 为简单起见设 $f_1 = f_2 = f_3 = f$, $J_1 = J_2 = J$.

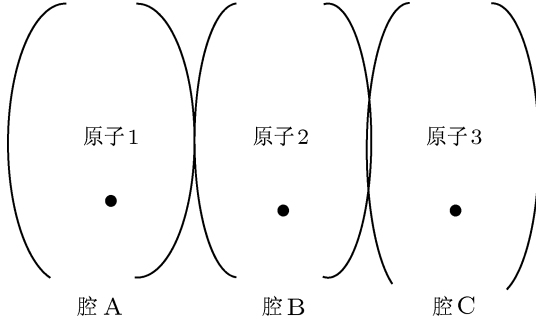


图1 系统的示意图

假设初始时刻, 原子 1, 原子 2 和原子 3 都处于基态, 腔场 A、腔场 B 和腔场 C 均处于弱相干态. 相干态在 Fock 态表象中表示为

$$|\alpha\rangle = \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle. \quad (2)$$

对于弱相干场, 设 $|\alpha|^2 \ll 1$, 上式中 n 大于 1 的项可以忽略, 那么弱相干态表示为

$$|\alpha\rangle = \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) (|0\rangle + \alpha|1\rangle), \quad (3)$$

式中 $|\alpha|^2 = \bar{n}$, \bar{n} 为平均光子数. 系统的初态为

$$\begin{aligned} |\varphi(0)\rangle = & \exp\left(-\frac{|\alpha_1|^2 + |\alpha_2|^2 + |\alpha_3|^2}{2}\right) \\ & \times |ggg\rangle_{123} (|0\rangle_A + \alpha_1|1\rangle_A) (|0\rangle_B + \alpha_2|1\rangle_B) \\ & \times (|0\rangle_C + \alpha_3|1\rangle_C). \end{aligned} \quad (4)$$

忽略上式中 α 的二级以上小量, 归一化后系统的初态为

$$\begin{aligned} |\varphi(0)\rangle \approx & \frac{1}{(1 + |\alpha_1|^2 + |\alpha_2|^2 + |\alpha_3|^2)^{1/2}} \\ & \times (|\varphi_0\rangle + \alpha_1|\varphi_4\rangle + \alpha_2|\varphi_5\rangle + \alpha_3|\varphi_6\rangle). \end{aligned} \quad (5)$$

式中

$$\begin{aligned} |\varphi_0\rangle &= |ggg\rangle_{123} |000\rangle_{ABC}, & |\varphi_1\rangle &= |egg\rangle_{123} |000\rangle_{ABC}, \\ |\varphi_2\rangle &= |geg\rangle_{123} |000\rangle_{ABC}, & |\varphi_3\rangle &= |gge\rangle_{123} |000\rangle_{ABC}, \\ |\varphi_4\rangle &= |ggg\rangle_{123} |100\rangle_{ABC}, & |\varphi_5\rangle &= |ggg\rangle_{123} |010\rangle_{ABC}, \\ |\varphi_6\rangle &= |ggg\rangle_{123} |001\rangle_{ABC}. \end{aligned}$$

在 $|\varphi_i\rangle$ 表示的态中下标 1,

2, 3, A, B 和 C 分别表示对应原子和腔场的状态.

在相互作用绘景中, 态矢演化满足薛定谔方程

$$i\hbar \frac{\partial |\varphi(t)\rangle}{\partial t} = H_I |\varphi(t)\rangle, \quad (6)$$

取 $\hbar = 1$. 在 (1) 式的哈密顿作用下, $|\varphi_0\rangle$ 不演化, $|\varphi_4\rangle$, $|\varphi_5\rangle$ 和 $|\varphi_6\rangle$ 在激发数为 1 的子空间中演化. 解方程 (6) 可得出初态分别为 $|\varphi_4\rangle$, $|\varphi_5\rangle$ 和 $|\varphi_6\rangle$ 时, t 时刻其相应的态矢演化为

$$\begin{aligned} |\varphi_4(t)\rangle &= A_4|\varphi_1\rangle + B_4|\varphi_2\rangle + C_4|\varphi_3\rangle \\ &+ D_4|\varphi_4\rangle + E_4|\varphi_5\rangle + F_4|\varphi_6\rangle, \\ |\varphi_5(t)\rangle &= A_5|\varphi_1\rangle + B_5|\varphi_2\rangle + C_5|\varphi_3\rangle \\ &+ D_5|\varphi_4\rangle + E_5|\varphi_5\rangle + F_5|\varphi_6\rangle, \\ |\varphi_6(t)\rangle &= A_6|\varphi_1\rangle + B_6|\varphi_2\rangle + C_6|\varphi_3\rangle \\ &+ D_6|\varphi_4\rangle + E_6|\varphi_5\rangle + F_6|\varphi_6\rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

展开系数为

$$\begin{aligned} A_4 = C_6 &= b \sin(rt) + d \sin(st) - \frac{i}{2} \sin(ft), \\ B_4 = B_6 &= \frac{i}{J} \left[\frac{r^2 - f^2}{r} b (\cos(rt) - 1) \right. \\ &+ \left. \frac{s^2 - f^2}{s} d (\cos(st) - 1) \right], \\ C_4 = A_6 &= b \sin(rt) + d \sin(st) + \frac{i}{2} \sin(ft), \\ D_4 = F_6 &= \frac{i}{f} \left[br \cos(rt) + ds \cos(st) \right. \\ &- \left. \frac{i}{2} f \cos(ft) \right], \\ E_4 = E_6 &= \frac{1}{fJ} [(r^2 - f^2)b \sin(rt) \\ &+ (s^2 - f^2)d \sin(st)], \\ F_4 = D_6 &= \frac{i}{f} \left[br \cos(rt) + ds \cos(st) + \frac{i}{2} f \cos(ft) \right], \\ A_5 = C_5 &= a \cos(rt) + c \cos(st), \\ B_5 &= -\frac{i}{J} \left[\frac{r^2 - f^2}{r} a \sin(rt) + \frac{s^2 - f^2}{s} c \sin(st) \right], \\ D_5 = F_5 &= -\frac{i}{f} [ar \sin(rt) + cs \sin(st)], \\ E_5 &= \frac{1}{fJ} [(r^2 - f^2)a \cos(rt) + (s^2 - f^2)c \cos(st)], \end{aligned} \quad (8)$$

式中:

$$r = \sqrt{f^2 + J^2 - P}, \quad s = \sqrt{f^2 + J^2 + P},$$

$$P = J\sqrt{2f^2 + J^2}, \quad a = -\frac{fJ}{2P},$$

$$c = \frac{fJ}{2P}, \quad b = \frac{if(J^2 - P)}{4Pr},$$

$$d = -\frac{if(J^2 + P)}{4Ps}.$$

t 时刻系统的态矢演化为

$$|\varphi(t)\rangle = \frac{1}{(1 + |\alpha_1|^2 + |\alpha_2|^2 + |\alpha_3|^2)^{1/2}} (|\varphi_0\rangle + \alpha_1|\varphi_4(t)\rangle + \alpha_2|\varphi_5(t)\rangle + \alpha_3|\varphi_6(t)\rangle) = G(|\varphi_0\rangle + A|\varphi_1\rangle + B|\varphi_2\rangle + C|\varphi_3\rangle + D|\varphi_4\rangle + E|\varphi_5\rangle + F|\varphi_6\rangle), \quad (9)$$

式中

$$L = \alpha_1 L_4 + \alpha_2 L_5 + \alpha_3 L_6 \quad (L = A, B, C \dots),$$

$$\rho_{12} = G^2 \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |At|^2 & AB^* & A \\ 0 & BA^* & |B|^2 & B \\ 0 & A^* & B^* & |C|^2 + |D|^2 + |E|^2 + |F|^2 + 1 \end{bmatrix}, \quad (11)$$

其部分转置矩阵为

$$\rho_{12}^T = G^2 \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & AB^* \\ 0 & |A|^2 & 0 & A \\ 0 & 0 & |B|^2 & B^* \\ BA^* & A^* & B & |C|^2 + |D|^2 + |E|^2 + |F|^2 + 1 \end{bmatrix}. \quad (12)$$

利用 (8) 和 (12) 式, 取 $J = f$, α 分别取 0.1 和 0.4 时, 原子 1 和原子 2 间的纠缠量 N_{12} 随规范时间 ft 的演化如图 2 所示. 从图 2 可以看出: 原子 1 和原子 2 间的纠缠量 N_{12} 随时间做不规则振荡. 随光场强度增大, 纠缠量的峰值增大, 同时曲线重心上移, 纠缠量的平均值增大. 例如图 2(a) $\alpha = 0.1$ 时, $\bar{N}_{12} = 0.00257$; 图 2(b) $\alpha = 0.4$ 时, $\bar{N}_{12} = 0.03668$; 这表明原子 1 和原子 2 间的纠缠随光场强度增大而增强.

另一方面, $\alpha = 0.3$, J 分别取 $0.5f$, f , $2f$, $4f$

$$G = \frac{1}{(1 + |\alpha_1|^2 + |\alpha_2|^2 + |\alpha_3|^2)^{1/2}}.$$

为简单起见, 在以下的数值计算中取 $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha = \sqrt{\bar{n}}e^{i\theta}$, $\theta = 0$.

3 原子与原子间纠缠的演化

采用 Negativity 熵来描述两子系统间的纠缠 [12], 即对于用密度矩阵 ρ 表示的两个子系统, 其纠缠可用部分转置矩阵 ρ^T 的负本征值来定义

$$N = -2 \sum_i \lambda_i, \quad (10)$$

式中 λ_i 是部分转置矩阵 ρ^T 的负本征值, $N = 0$ 表示两子系统是分离的, $N = 1$ 表示两子系统处于最大纠缠态, $0 < N < 1$ 表示两子系统是纠缠的.

我们首先研究原子 1 与原子 2 间的纠缠. 利用 (9) 式, 对原子 3, 腔场 A, 腔场 B 和腔场 C 的态求迹, 以 $|e\rangle_1|e\rangle_2$, $|e\rangle_1|g\rangle_2$, $|g\rangle_1|e\rangle_2$, $|g\rangle_1|g\rangle_2$ 为基矢, 可得到原子 1 和原子 2 构成的系统的密度矩阵为

时, 纠缠量 N_{12} 随时间的演化如图 3 所示. 从图 3 可见: N_{12} 随时间演化呈现出崩塌和恢复效应, 并且随 J 逐渐增大, 崩塌和恢复效应频率加快, 曲线峰值减小, 纠缠量的平均值也减小. 例如图 3(a) $J = 0.5f$, $\bar{N}_{12} = 0.02512$; 图 3(b) $J = f$, $\bar{N}_{12} = 0.02176$; 图 3(c) $J = 2.0f$, $\bar{N}_{12} = 0.01434$; 图 3(d) $J = 4.0f$, $\bar{N}_{12} = 0.00476$. 这表明原子 1 与原子 2 间的纠缠随腔场间的耦合的增强而减弱. 这一结果不同于腔场初始处于真空态的情况 [23]. 进一步研究还表明, 原子 2 与原子 3 间纠缠, 以及

原子 1 与原子 3 间的纠缠演化都与原子 1 和原子 2 间的纠缠演化有类似的演化规律, 它们均随

腔场间的耦合的增强而减弱, 随光场强度增大而增强.

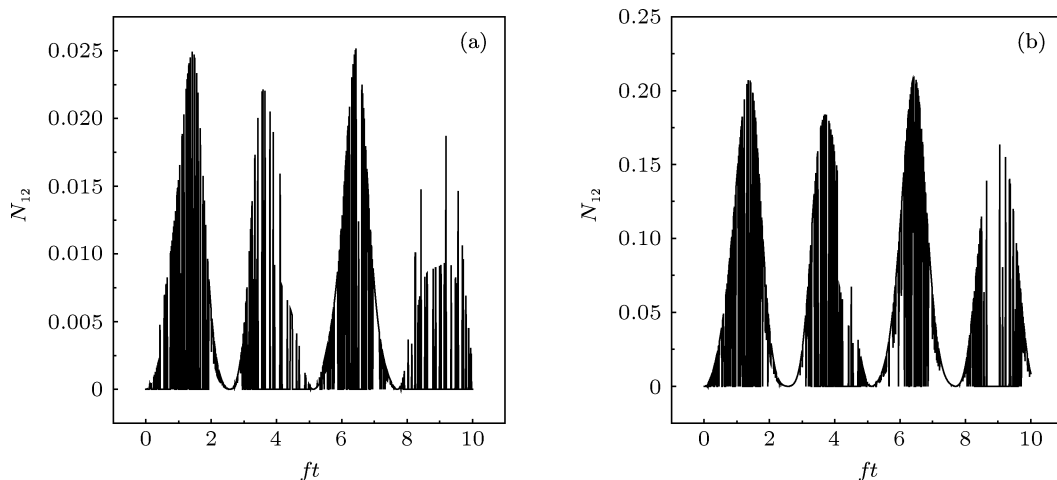


图 2 原子 1 与原子 2 间纠缠量 N_{12} 随规范时间 ft 的演化 (a) $\alpha = 0.1$; (b) $\alpha = 0.4$

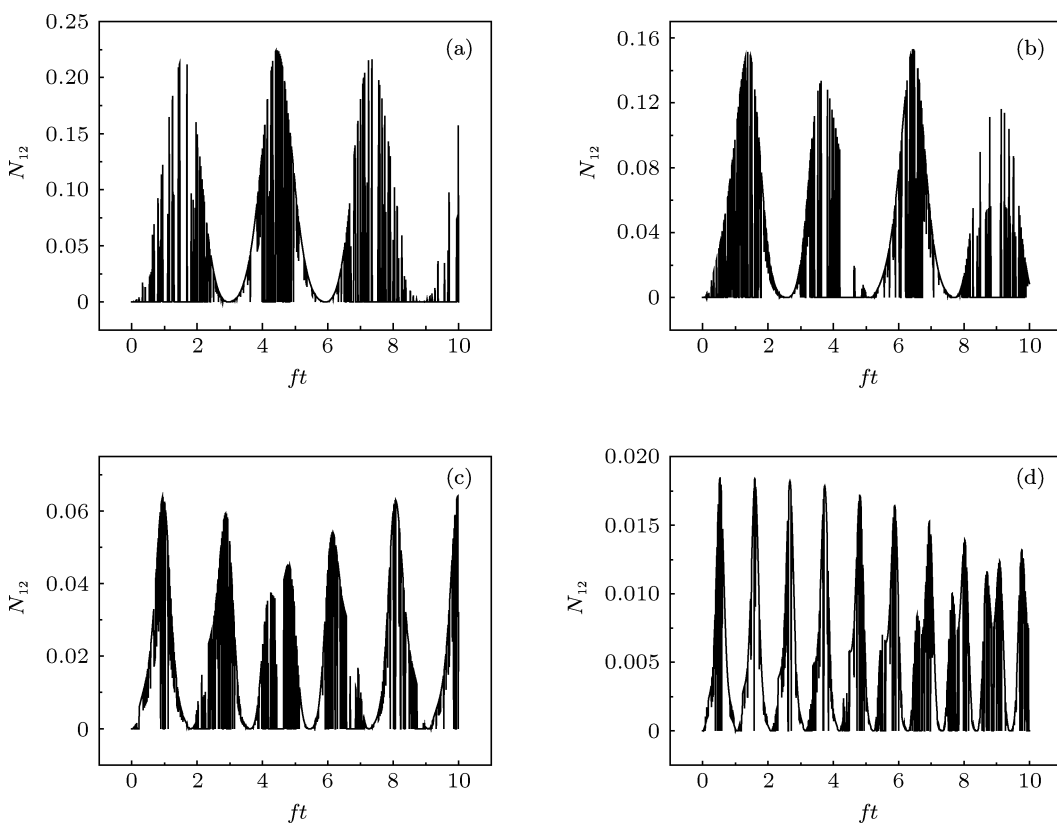


图 3 原子 1 与原子 2 间纠缠量 N_{12} 随规范时间 ft 的演化 (a) $J = 0.5f$; (b) $J = f$; (c) $J = 2f$; (d) $J = 4f$

4 腔场与腔场间纠缠的演化

4.1 腔场 A 与腔场 B 间的纠缠

两腔场间的纠缠仍然采用 Negativity 熵来描

述. 利用 (9) 式, 对原子 1, 原子 2, 原子 3 和腔场 C 的态求迹, 以 $|1\rangle_A|1\rangle_B$, $|1\rangle_A|0\rangle_B$, $|0\rangle_A|1\rangle_B$, $|0\rangle_A|0\rangle_B$ 为基矢, 可得到腔 A 和腔 B 构成的系统的密度矩阵为

$$\rho_{AB} = G^2 \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |D|^2 & DE^* & D \\ 0 & ED^* & |E|^2 & E \\ 0 & D^* & E^* & |A|^2 + |B|^2 + |C|^2 + |F|^2 + 1 \end{bmatrix}, \quad (13)$$

其部分转置矩阵为

$$\rho_{AB}^T = G^2 \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & DE^* \\ 0 & |D|^2 & 0 & D \\ 0 & 0 & |E|^2 & E^* \\ ED^* & D^* & E & |A|^2 + |B|^2 + |C|^2 + |F|^2 + 1 \end{bmatrix}. \quad (14)$$

通过数值计算, 当 $J = f$, 光场强度 α 分别取 0.1 和 0.4 时, 腔 A 和腔 B 间的纠缠量 N_{AB} 随规范时间 ft 的演化如图 4 所示. 从图 4 可以看出: 纠缠量 N_{AB} 随时间做不规则振荡, 随光场强度增大, 纠缠量的峰值增大, 同时曲线重心上移, 纠缠量的平均值增大. 这表明腔 A 和腔 B 间的纠缠随光场强度增大而增强.

另一方面, $\alpha = 0.3$, J 分别取 $0.5f, f, 2f, 4f$ 时, 纠缠量 N_{AB} 随时间的演化如图 5 所示. 从图 5 可见: 随 J 逐渐增大, 纠缠量 N_{AB} 的平均值增大. 例如图 5(a) $J = 0.5f$, $\bar{N}_{AB} = 0.03816$; 图 5(b) $J = f$,

$\bar{N}_{AB} = 0.04453$; 图 5(c) $J = 2.0f$, $\bar{N}_{AB} = 0.0574$; 图 5(d) $J = 4.0f$, $\bar{N}_{AB} = 0.05896$. 这表明腔 A 和腔 B 间的纠缠随腔场间的耦合系数的增大而增强. 这一结果与腔场初始处于真空态的情况相反^[26].

4.2 腔场 B 与腔场 C 间的纠缠

同样利用 (9) 式, 对原子 1, 原子 2, 原子 3 和腔场 A 的态求迹, 以 $|1\rangle_B|1\rangle_C, |1\rangle_B|0\rangle_C, |0\rangle_B|1\rangle_C, |0\rangle_B|0\rangle_C$ 为基矢, 可得到腔 B 和腔 C 构成的系统的密度矩阵为

$$\rho_{BC} = G^2 \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |E|^2 & EF^* & E \\ 0 & FE^* & |F|^2 & F \\ 0 & E^* & F^* & |A|^2 + |B|^2 + |C|^2 + |D|^2 + 1 \end{bmatrix}, \quad (15)$$

其部分转置矩阵为

$$\rho_{BC}^T = G^2 \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & EF^* \\ 0 & |E|^2 & 0 & E \\ 0 & 0 & |F|^2 & F^* \\ FE^* & E^* & F & |A|^2 + |B|^2 + |C|^2 + |D|^2 + 1 \end{bmatrix}. \quad (16)$$

图 6 给出了 $J = f$, 光场强度 α 分别取 0.1 和 0.4 时, 腔 B 和腔 C 间的纠缠量 N_{BC} 随规范时间 ft 的演化. 从图 6 可以看出: 纠缠量 N_{BC} 随光场强度增大, 纠缠量的峰值增大, 同时曲线重心上移. 这表

明腔 B 和腔 C 间的纠缠随光场强度增大而增强.

另一方面, $\alpha = 0.3$, J 分别取 $0.5f, f, 2f, 4f$ 时, 纠缠量 N_{BC} 随时间的演化如图 7 所示. 从图 7 可见: 随 J 逐渐增大, 纠缠量 N_{AB} 的平均值时而增大

时而减小. 例如图 7(a) $J = 0.5f$, $\bar{N}_{AB} = 0.03371$; 图 7(b) $J = f$, $\bar{N}_{AB} = 0.03554$; 图 7(c) $J = 2.0f$, $\bar{N}_{AB} = 0.02356$; 图 7(d) $J = 4.0f$, $\bar{N}_{AB} = 0.03017$. 这表明腔 B 和腔 C 间的纠缠与腔场间的耦合系数间

存在非线性关系. 进一步研究表明, 腔 A 和腔 C 间的纠缠演化与腔 B 和腔 C 间的纠缠演化有类似的演化规律, 均随光场强度增大而增强, 与腔场间的耦合系数间存在非线性关系.

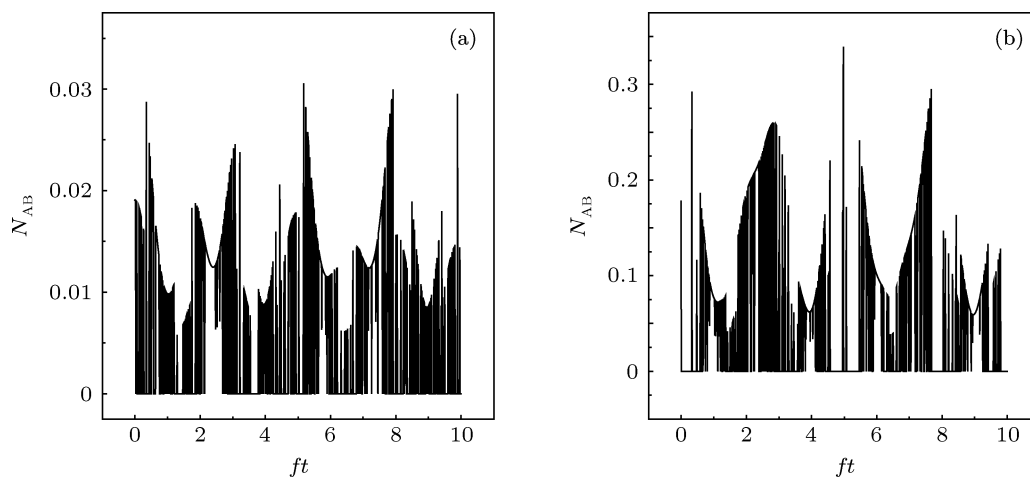


图 4 腔 A 和腔 B 间的纠缠量 N_{AB} 随规范时间 ft 的演化 (a) $\alpha = 0.1$; (b) $\alpha = 0.4$

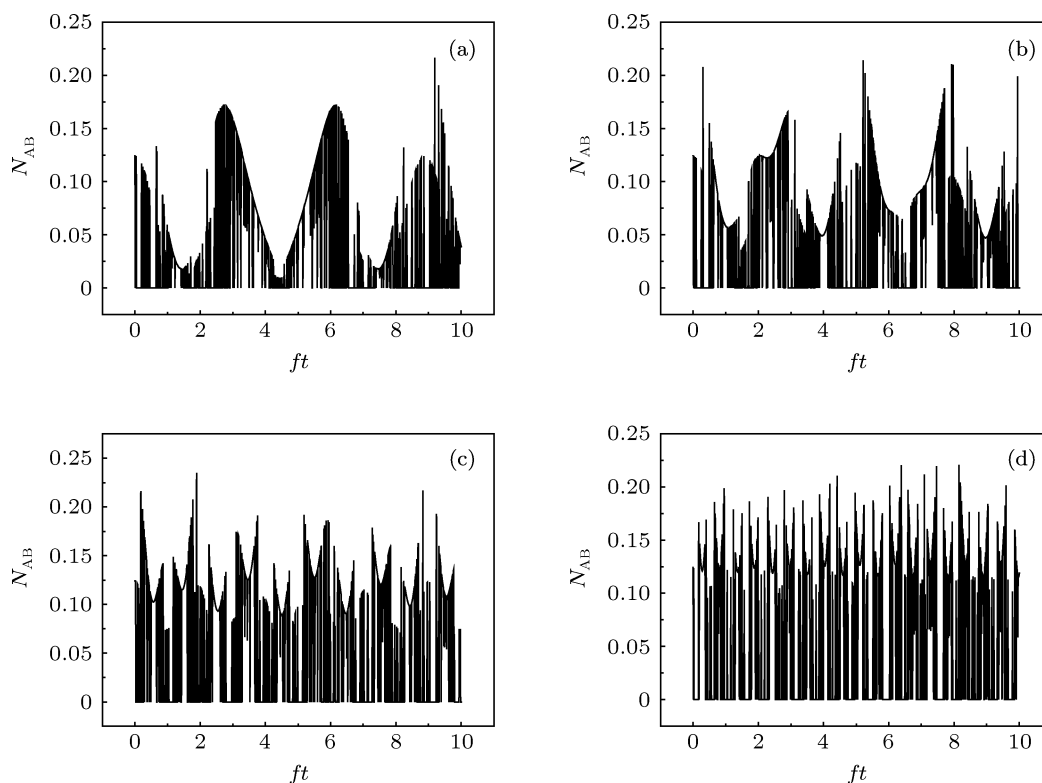


图 5 腔场 A 和腔场 B 间纠缠量 N_{AB} 随规范时间 ft 的演化 (a) $J = 0.2f$; (b) $J = 0.5f$; (c) $J = 2.0f$; (d) $J = 5.0f$

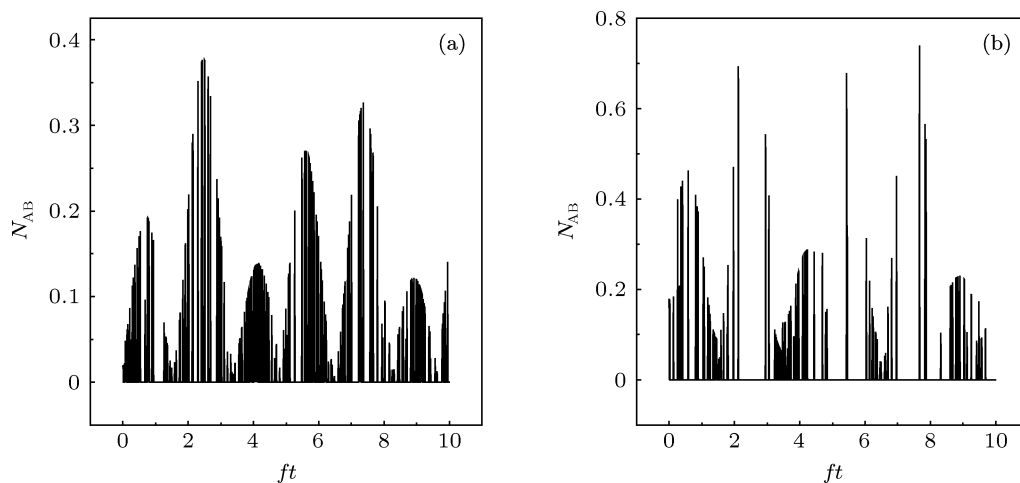


图6 腔B和腔C间的纠缠量 N_{BC} 随规范时间 ft 的演化 (a) $\alpha = 0.1$; (b) $\alpha = 0.4$

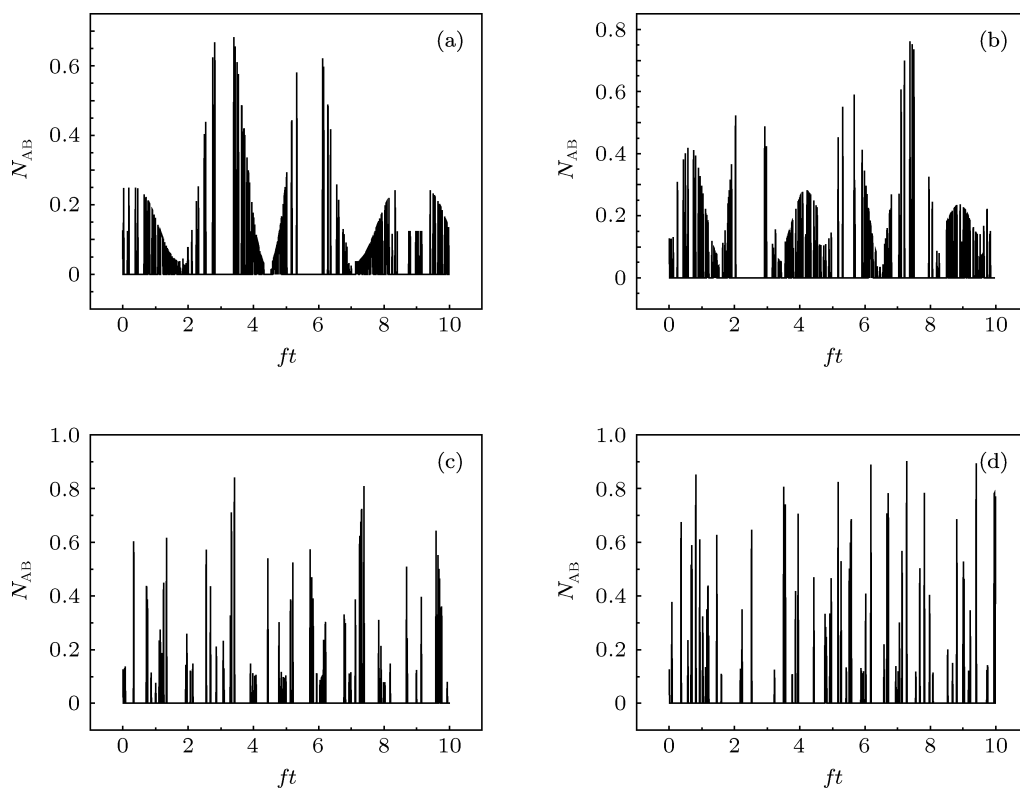


图7 腔场B和腔场C间纠缠量 N_{BC} 随规范时间 ft 的演化 (a) $J = 0.2f$; (b) $J = 0.5f$; (c) $J = 2.0f$; (d) $J = 5.0f$

5 结论

本文研究了由三个二能级原子与耦合腔 A, B 和 C 构成的系统, 考虑腔场初始处于弱相干态, 并且原子通过单光子跃迁与光场发生共振相互作用的情况. 采用 Negativity 熵来描述两个子系统间的

纠缠, 利用数值计算方法研究了两个原子之间和两个腔场之间的纠缠量随规范时间 ft 的演化. 通过对不同光强和不同腔场间耦合系数的纠缠演化曲线的比较, 讨论了光强和腔场间耦合系数变化对纠缠演化的影响. 研究表明: 原子之间和腔场之间的纠缠均随光场强度增大而增大. 另一方面, 随

耦合腔的耦合系数增大, 两原子间的纠缠减弱, 腔 A 和腔 B 间的纠缠增强, 而腔 B 和腔 C 间的纠缠, 以及腔 A 和腔 C 间纠缠与腔场间的耦合系数间存

在非线性关系. 这一结果不同于耦合腔初始处于真空态的情况 [22].

-
- [1] Hagley E, Maitre X, Nogues G, Wunderlich C, Brune M, Raimond J M, Haroche S 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 1
- [2] Osnaghi S, Bertet P, Auffeves A, Maioli P, Brune M, Raimond J M, Haroche S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 037902
- [3] Rauschenbeutel A, Nogues G, Osnaghi S, Bertet P, Brune M, Raimond J M, Haroche S 2000 *Science* **288** 2024
- [4] Rauschenbeutel A, Nogues G, Osnaghi S, Bertet P, Brune M, Raimond J M, Haroche S 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 5166
- [5] Zheng S B, Guo G C 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2392
- [6] Yang Z B 2007 *Chin. Phys.* **16** 329
- [7] Zheng S B, Yang C P, Nori F 2010 *Phys. Rev. A* **82** 042327
- [8] Peng P, Li F L 2007 *Phys. Rev. A* **75** 062320
- [9] Liao Q H, Fang G Y, Wang J C, Wang Y Y, Ahman M A, Liu S T 2011 *Int. J. Theor. Phys.* **50** 2622
- [10] Xiao X, Fang M F 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4695
- [11] Lu D M 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 090302 [卢道明 2011 物理学报 **60** 090302]
- [12] Yin Z Q, Li F L 2007 *Phys. Rev. A* **75** 012324
- [13] Ogden C D, Irish E K, Kim M S 2008 *Phys. Rev. A* **78** 063805
- [14] Hartmann M J, Brandao F G S L, Plenio M B 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 160501
- [15] Zheng S B, Yang C P, Nori F 2010 *Phys. Rev. A* **82** 042327
- [16] Song J, Sun X D, Xia Y, Song H S 2011 *Phys. Rev. A* **83** 052309
- [17] Li W A 2010 *Opt. Commun.* **283** 2978
- [18] Liao C G, Yang Z B, Luo C L, Chen Z H 2011 *Opt. Commun.* **284** 1920
- [19] Zhang Y Q, Hu Z D, Xu J B 2011 *Int. J. Theor. Phys.* **50** 2438
- [20] Pellizzari T 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 5242
- [21] Ciccarello F 2011 *Phys. Rev. A* **83** 043802
- [22] Zheng S B 2010 *Chin. Phys. B* **19** 064204
- [23] Li Y L, Fang M F 2009 *Chin. Phys. B* **20** 050314
- [24] Zhou Y L, Wang Y M, Liang L M, Li C Z 2009 *Phys. Rev. A* **79** 044304
- [25] Alexanian M 2011 *Phys. Rev. A* **83** 023814
- [26] Lu D M 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 150303 [卢道明 2012 物理学报 **61** 150303]

Entanglement properties in the system of atoms interacting with three coupled cavities which are in weak coherent states*

Lu Dao-Ming[†]

(Department of Electronic Engineering, Wuyi University, Wuyishan 354300, China)

(Received 20 July 2012; revised manuscript received 7 September 2012)

Abstract

We study the entanglement dynamics of the system comprising three two-level atoms resonantly interacting with three coupled cavities which are in weak coherent states initially. The atom-atom entanglement and cavity-cavity entanglement are investigated. The influences of coupling constant between cavities and intensity of the cavity field on entanglement properties are discussed. The results obtained using the numerical method show that atom-atom entanglement and cavity-cavity entanglement are both strengthened with the increase of intensity of the cavity field; on the other hand, atom-atom entanglement is weakened and the entanglement between cavity *A* and cavity *B* is strengthened with the increase of the coupling constant between cavities, and the entanglement between cavity *B* and cavity *C* has a nonlinear relation with the increase of the cavity-cavity coupling coefficient. These results are different from those in the case that cavity field is in vacuum state initially.

Keywords: quantum optics, a weak coherent field, coupling cavities, quantum entanglement

PACS: 03.65.Ud, 42.50.Dv.

DOI: 10.7498/aps.62.030302

* Project supported by the Natural Science Foundation of Fujian Province, China (Grant No. 2011J01018).

[†] Corresponding author. E-mail: daominglu79@hotmail.com