物 理 学 报 Acta Phys. Sin. Vol. 63, No. 3 (2014) 030301

原子与耦合腔相互作用系统中的量子失协*

李锐奇 卢道明†

(武夷学院机电工程学院, 武夷山 354300)

(2013 年 8 月 30 日收到; 2013 年 10 月 22 日收到修改稿)

本文研究由两个全同的二能级原子和耦合腔构成的系统, 利用 Dakic 等提出的几何量子失协的度量方法, 采用数值计算方法计算了系统中两原子间和两腔场间量子失协的演化. 讨论了原子间初始纠缠度和腔场间耦合系数变化对几何量子失协演化的影响. 研究发现: 随腔场间耦合系数的增大, 量子失协周期性演化的频率增大; 随原子间初始纠缠度的增大, 两原子间的关联增强, 两腔场间的关联减弱.

关键词: 量子光学, 二能级原子, 耦合腔, 几何量子失协

PACS: 03.65.Ud, 42.50.Dv **DOI:** 10.7498/aps.63.030301

1 引 言

纠缠是量子力学特有的概念, 反映了两个或多个子系统间的关联和不可分离性, 展现了量子力学不同于经典力学的独特性质. 它最早被 Einstein, Podolsky 和 Rosen(EPR) 提出 [1]. 量子纠缠长期以来被认为是进行量子信息处理和量子计算的核心资源. 到目前为止, 已对不同原子与光场相互作用系统, 以及不同量子态的纠缠作了大量研究 [2−9]. 另一方面, 腔量子电动力学 (QED) 为实现量子信息处理和量子计算提供了物理实验平台, 而耦合腔系统在分布式量子计算中具有重要应用. 因此, 近年来耦合腔系统已成为量子光学研究的热门课题 [10−14]. 例如, Yin 等提出了利用耦合腔系统实现量子态转换和量子逻辑门的方案 [10]. 文献 [11] 讨论了耦合腔系统中两原子间的纠缠特性. 本人研究了三耦合腔系统中纠缠的演化 [12]. 然而, 量子纠缠只是量子关联的一部分, 近年来对量子纠缠的研究中发现: 在一些情况中, 虽然纠缠消失了, 但仍然存在非经典关联. 为了获得量子系统中的量子关联, Ollivier 和 Zurek 引入了量子失协这一物理量来度量量子关联 [15]. 近年来, 人们已对不同系统中的量子失协作了深入研究 [16−26]. 研究表明量子失协是一个比纠缠更为基本的概念. 例如, Dakic 等获得了双粒子态存在非零量子失协的充分必要条件, 提出了确定量子失协的几何方法 [16]. 樊开明等利用几何量子失协研究了有阻尼存在的 Jaynes-Cummings 模型中两原子的量子关联动力学 [17]. Wang 等讨论了双 Jaynes-Cummings 模型中的量子失协 [18]. Xu 等研究了消相干情况下三粒子 W 态的量子失协与量子纠缠之间的关系 [26]. 本文考虑两个二能级原子与耦合腔相互作用系统, 应用几何量子失协来研究系统中两原子间的关联动力学, 具体计算了系统中两原子间和腔场间的几何量子失协. 研究发现: 几何量子失协受腔场间耦合系数变化影响, 并与原子间初始纠缠度有关.

2 理论模型

我们研究的耦合腔模型如图 1 所示. 两个全同二能级原子 (原子 1 和原子 2) 分别被囚禁在单模腔 A 和 B 中. 考虑原子与腔场发生共振相互作用的情况, 在旋波近似下整个系统的相互作用哈密顿为

$$H_I = f_1(a_A s_1^+ + a_A^+ s_1^-) + f_2(a_B s_2^+ + a_B^+ s_2^-)$$

* 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

 http://wulixb.iphy.ac.cn

$$+J(a_{\mathrm{A}}a_{\mathrm{B}}^{+}+a_{\mathrm{A}}^{+}a_{\mathrm{B}}),\tag{1}$$

式中a_{A}^{+}, $a_{\mathrm{A}}(a_{\mathrm{B}}^{+}$, $a_{\mathrm{B}})$表示腔场的产生和湮没算符, s_i^{+}和$s_i^{-}(i=1,2)$表示第i个原子的跃迁算符. $f_i(i=1,2)$表示第i个腔中原子与腔场的耦合系数, J为两个腔之间的耦合系数.

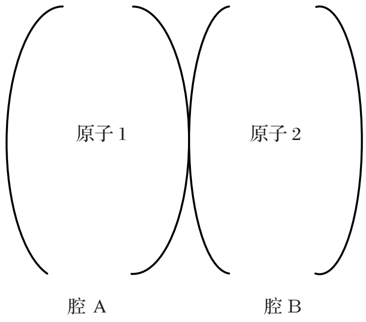

图1　系统的框图

假设初始时刻系统的激发数等于1. 由于在演化过程中系统的激发数守恒, 那么, 系统将在以$|\varphi_1\rangle=|e_1\rangle|g_2\rangle|0_{\mathrm{A}}\rangle|0_{\mathrm{B}}\rangle$, $|\varphi_2\rangle=|g_1\rangle|g_2\rangle|1_{\mathrm{A}}\rangle|0_{\mathrm{B}}\rangle$, $|\varphi_3\rangle=|g_1\rangle|g_2\rangle|0_{\mathrm{A}}\rangle|1_{\mathrm{B}}\rangle$, $|\varphi_4\rangle=|g_1\rangle|e_2\rangle|0_{\mathrm{A}}\rangle|0_{\mathrm{B}}\rangle$为基矢构成的希尔伯特空间中演化. 在$|\varphi_i\rangle$表示的态中, $|e_i\rangle(|g_i\rangle)(i=1,2)$表示第$i$个原子处于激发态(基态), 而$|m\rangle_i$ $(i=\mathrm{A, B})$表示第i个腔处于Fock态. 任意时刻t系统的态矢为

$$|\varphi(t)\rangle=C|\varphi_1\rangle+E|\varphi_2\rangle+F|\varphi_3\rangle+G|\varphi_4\rangle.\tag{2}$$

在相互作用表象中, 态矢的演化遵守下列薛定谔方程

$$\mathrm{i}\hbar\frac{\partial|\varphi(t)\rangle}{\partial t}=H_I|\varphi(t)\rangle.\tag{3}$$

取$\hbar=1$, 将(1)和(2)式代入(3)式, 可得出

$$\begin{aligned}\mathrm{i}\frac{\mathrm{d}C}{\mathrm{d}t}&=f_1E,\\ \mathrm{i}\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}&=f_1C+JF,\\ \mathrm{i}\frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}t}&=JE+f_2G,\\ \mathrm{i}\frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}t}&=f_2F.\end{aligned}\tag{4}$$

利用初始条件, 解方程(4), 解得初态为$|\varphi_i\rangle(i=1,2,3,4)$时系统对应的态矢演化规律为

$$\begin{aligned}|\varphi_i(t)\rangle=&C_i|\varphi_1\rangle+E_i|\varphi_2\rangle+F_i|\varphi_3\rangle\\&+G_i|\varphi_4\rangle,\end{aligned}\tag{5}$$

式中$i=1,2,3,4$时, 对应的参数为

$$\begin{aligned}C_1=&\frac{Jf_1}{H}\Big(\frac{Jf_1}{\alpha^2-f_1^2}\cos\alpha t-\frac{Jf_1}{\beta^2-f_1^2}\cos\beta t\Big),\\
E_1=&-\mathrm{i}\frac{Jf_1}{H}\Big(\frac{\alpha J}{\alpha^2-f_1^2}\sin\alpha t-\frac{\beta J}{\beta^2-f_1^2}\sin\beta t\Big),\\
F_1=&\frac{Jf_1}{H}(\cos\alpha t-\cos\beta t),\\
G_1=&-\mathrm{i}\frac{Jf_1}{H}\Big(\frac{f_2}{\alpha}\sin\alpha t-\frac{f_2}{\beta}\sin\beta t\Big),\\
C_2=&\mathrm{i}\frac{J^2f_1}{H}\Big(\frac{\beta}{\beta^2-f_1^2}\sin\beta t-\frac{\alpha}{\alpha^2-f_1^2}\sin\alpha t\Big),\\
E_2=&\frac{J^2}{H}\Big(\frac{\alpha^2}{\alpha^2-f_1^2}\cos\alpha t-\frac{\beta^2}{\beta^2-f_1^2}\cos\beta t\Big),\\
F_2=&\mathrm{i}\frac{J}{H}(\beta\sin\beta t-\alpha\sin\alpha t),\\
G_2=&\frac{Jf_2}{H}(\cos\alpha t-\cos\beta t),\\
C_3=&\frac{Jf_1}{H}(\cos\alpha t-\cos\beta t),\\
E_3=&\mathrm{i}\frac{J}{H}(\beta\sin\beta t-\alpha\sin\alpha t),\\
F_3=&\frac{1}{H}[(\alpha^2-f_1^2)\cos\alpha t-(\beta^2-f_1^2)\cos\beta t],\\
G_3=&\mathrm{i}\frac{f_2}{H}\Big(\frac{\beta^2-f_1^2}{\beta}\sin\beta t-\frac{\alpha^2-f_1^2}{\alpha}\sin\alpha t\Big),\\
C_4=&-\mathrm{i}\frac{J}{H}(\beta\sin\alpha t-\alpha\sin\beta t),\\
E_4=&\frac{Jf_2}{H}(\cos\alpha t-\cos\beta t),\\
F_4=&-\mathrm{i}\frac{f_2}{H}\Big(\frac{\alpha^2-f_1^2}{\alpha}\sin\alpha t-\frac{\beta^2-f_1^2}{\beta}\sin\beta t\Big),\\
G_4=&\frac{f_2^2}{H}\Big(\frac{\alpha^2-f_1^2}{\alpha^2}\cos\alpha t-\frac{\beta^2-f_1^2}{\beta^2}\cos\beta t\Big),\\
H=&[(f_1^2+f_2^2+J^2)^2-4f_1^2f_2^2]^{1/2},\\
\alpha=&2^{-1/2}\{f_1^2+f_2^2+J^2+[(f_1^2+f_2^2+J^2)^2\\&-4f_1^2f_2^2]^{1/2}\}^{1/2},\\
\beta=&2^{-1/2}\{f_1^2+f_2^2+J^2-[(f_1^2+f_2^2+J^2)^2\\&-4f_1^2f_2^2]^{1/2}\}^{1/2}.\end{aligned}\tag{6}$$

若初始时刻两原子处于纠缠态$\cos\theta|eg\rangle+\sin\theta|ge\rangle$, 腔场处于真空态, 那么, 系统的初态为$|\psi\rangle=\cos\theta|\varphi_1\rangle+\sin\theta|\varphi_4\rangle$, 其中$\theta$是描述原子初始纠缠度的参数. t时刻系统的态矢演化为

$$\begin{aligned}|\psi(t)\rangle=&C|\varphi_1\rangle+E|\varphi_2\rangle+F|\varphi_3\rangle+G|\varphi_4\rangle,\\
C=&C_1\cos\theta+C_4\sin\theta,\\
E=&E_1\cos\theta+E_4\sin\theta,\\
F=&F_1\cos\theta+F_4\sin\theta,\end{aligned}$$

$$G = G_1 \cos\theta + G_4 \sin\theta. \tag{7}$$

3 几何量子失协

量子失协被定义为系统中总的关联量与经典关联之差, 它的计算是一项非常困难的工作. 但是, 对于两体两维系统, Dakic等提出了量子失协的几何度量方法, 即GQD (geometrical quantum discord). 对于一个两体量子系统, 若描述两子系统的密度矩阵ρ可以表示为

$$\rho = \frac{1}{4}\Big[I\otimes I + \sum_{i=1}^{3}\Big(a_i\sigma_i\otimes I + b_i I\otimes\sigma_i\Big) + \sum_{i,j=1}^{3} T_{ij}\sigma_i\otimes\sigma_j\Big], \tag{8}$$

式中I表示单位矩阵, $\sigma_i(i=x,y,z)$为泡利矩阵,

$$\begin{aligned} a_i &= \mathrm{Tr}\rho(\sigma_i\otimes I),\\ b_i &= \mathrm{Tr}\rho(I\otimes\sigma_i),\\ T_{ij} &= \mathrm{Tr}\rho(\sigma_i\otimes\sigma_j), \end{aligned} \tag{9}$$

式中Tr表示求迹, 那么, 对应的两体系统的GQD为[16]

$$D(\rho) = \frac{1}{4}\Big(\|a\|^2 + \|T\|^2 - k_{\max}\Big). \tag{10}$$

式中$a = (a_1, a_2, a_3)^{\mathrm{t}}$表示列向量, $\|a\|^2 = \sum_{i=1}^{3} a_i^2$, $T = \{T_{ij}\}$是个矩阵, $\|T\|^2 = \mathrm{Tr}(T^{\mathrm{t}}T)$, $k_{\max}$为矩阵$aa^{\mathrm{t}} + TT^{\mathrm{t}}$的最大本征值, 上标t表示矢量或者矩阵的转置.

3.1 两原子间的几何量子失协

下面我们讨论系统中两原子间的几何量子失协GQD. 利用(2)式, 以$|e_1\rangle|e_2\rangle$, $|e_1\rangle|g_2\rangle$, $|g_1\rangle|e_2\rangle$, $|g_1\rangle|g_2\rangle$为基矢, 可得出描述两原子体系的密度矩阵为

$$\rho_{12} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0\\ 0 & |C|^2 & CG^* & 0\\ 0 & GC^* & |G|^2 & 0\\ 0 & 0 & 0 & |E|^2+|F|^2 \end{bmatrix}. \tag{11}$$

利用(9)式和(11)式, 通过计算不难得出

$$\begin{aligned} &a_1 = a_2 = 0, \quad a_3 = 2|C|^2 - 1,\\ &b_1 = b_2 = 0, \quad b_3 = 2|G|^2 - 1,\\ &T_{11} = CG^* + C^*G = T_{22},\\ &T_{12} = -\mathrm{i}(CG^* - C^*G) = T_{21}^*,\\ &T_{33} = 2(|E|^2 + |F|^2) - 1, \end{aligned} \tag{12}$$

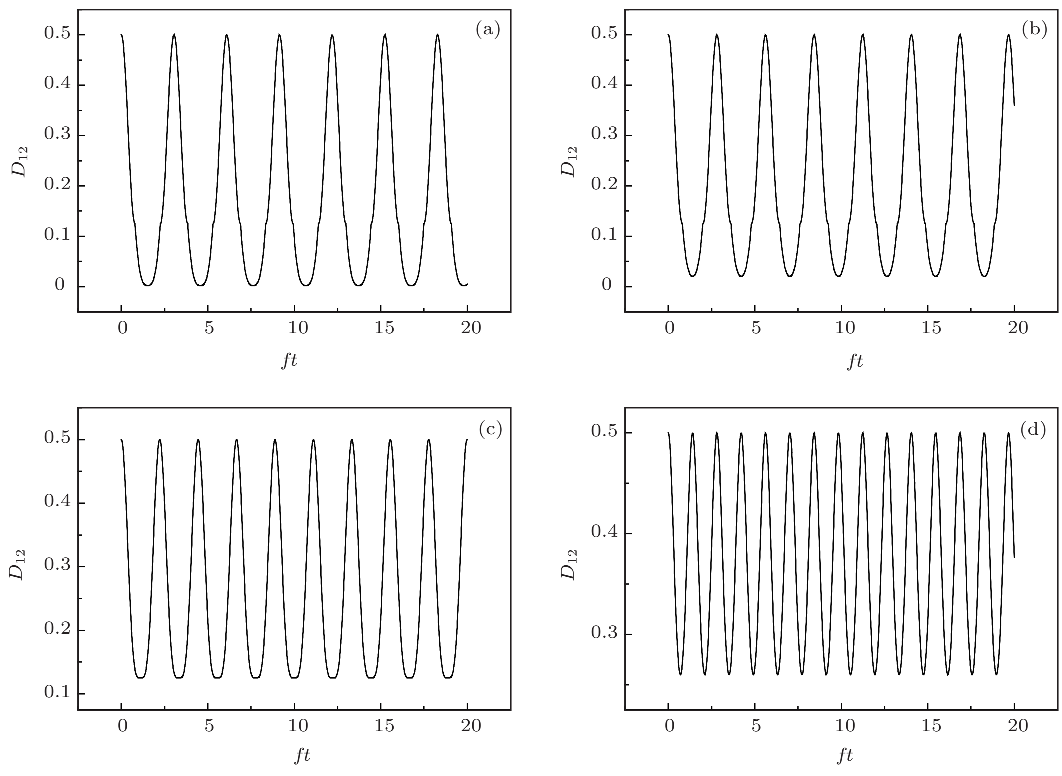

图2 原子1与原子2间量子失协D_{12}随规范时间的演化 (a) $J=0.5f$; (b) $J=f$; (c) $J=2.0f$; (d) $J=4.0f$

其余 T_{ij} 等于 0. 利用 (10) 式和 (12) 式可得出

$$TT^{\mathrm{t}} = \begin{bmatrix} 4|CG|^2 & 0 & 0 \\ 0 & 4|CG|^2 & 0 \\ 0 & 0 & T'_{44} \end{bmatrix},$$

$$\begin{aligned} D_{12} =& \frac{1}{4}[8|CG|^2 + 1 - 4(|E|^2 + |F|^2) + 4(|E|^2 \\ & + |F|^2)^2 + (2|C|^2 - 1)^2 - k_{\max}], \\ k_{\max} =& \max\{k_1, k_2, k_3\}. \end{aligned} \tag{13}$$

式中

$$k_1 = k_2 = 4|CG|^2,$$

$$k_3 = [2(|E|^2 + |F|^2) - 1]^2 + (2|C|^2 - 1)^2,$$

$$T'_{44} = [2(|E|^2 + |F|^2) - 1]^2.$$

利用 (13) 式, 可对两原子间的量子失协 D_{12} 进行数值计算, 计算结果如图 2 所示. 图中对应的参数为 $f_1 = f_2 = f$, $\theta = \pi/4$, 耦合系数 J 分别取 $0.5f$, f, $2f$, $4f$. 从图 2 可见: 几何量子失协 D_{12} 随时间作周期性振荡, 它的演化频率随耦合系数 J 的增大而增大. 这是因为当 $f_1 = f_2 = f$ 时, 决定系数 C, E, F 和 G 演化的角频率 α 和 β 均随 J 的增大而增大, 由 (13) 式可知 D_{12} 的演化同样由角频率 α 和 β 决定. 因此, D_{12} 的演化频率随 J 的增大而增大.

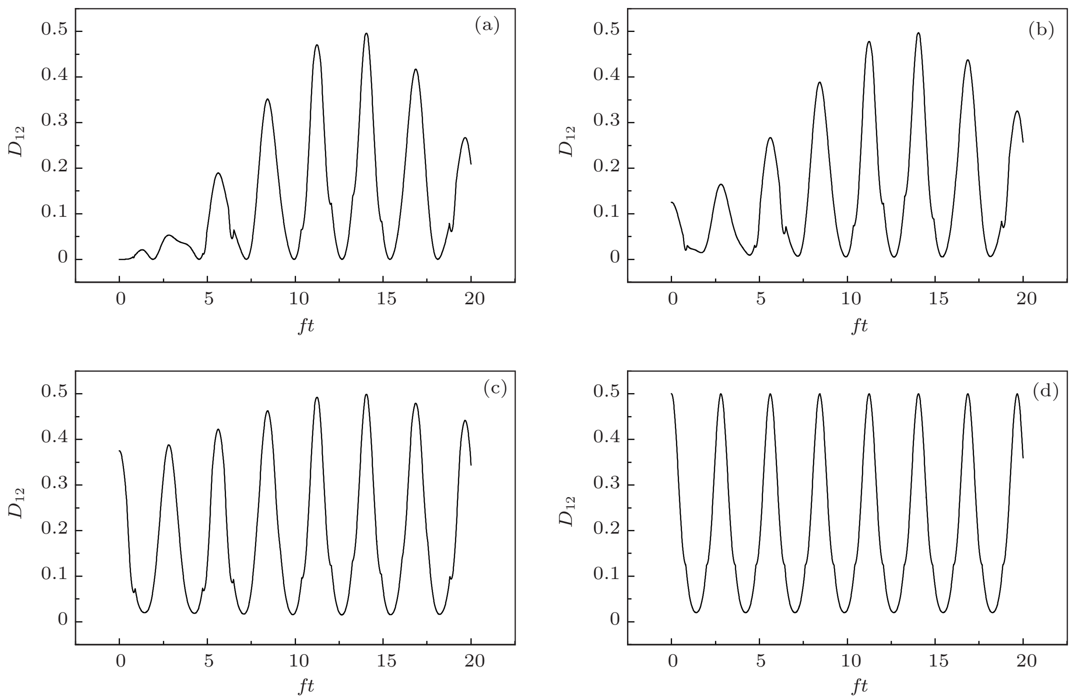

图 3　不同初始纠缠度情况下 D_{12} 随规范时间的演化　(a) $\theta = 0$; (b) $\theta = \frac{\pi}{12}$; (c) $\theta = \frac{\pi}{6}$; (d) $\theta = \frac{\pi}{4}$

另一方面, 为了讨论原子间的初始纠缠度对 GQD 的影响, 取 $J = f$, θ 分别取 0, $\pi/12$, $\pi/6$, $\pi/4$ 情况下, D_{12} 的演化如图 3 所示. 从图 3 得出: 随 θ 逐渐增大, 即原子间初始纠缠度的增大, 一方面, D_{12} 的演化从不规则振荡向有规则的周期性振荡转变, 即振荡的规律性逐渐增强; 另一方面, 曲线重心上移, 表明两原子间的 GQD 增强.

3.2　腔场 A 与腔场 B 间的几何量子失协

利用 (7) 式, 以 $|1\rangle_{\mathrm{A}}|1\rangle_{\mathrm{B}}$, $|1\rangle_{\mathrm{A}}|0\rangle_{\mathrm{B}}$, $|0\rangle_{\mathrm{A}}|1\rangle_{\mathrm{B}}$, $|0\rangle_{\mathrm{A}}|0\rangle_{\mathrm{B}}$ 为基矢, 可得到描述腔 A 和腔 B 体系的密度矩阵为

$$\rho_{\mathrm{AB}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |E|^2 & EF^* & 0 \\ 0 & FE^* & |F|^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & |C|^2 + |G|^2 \end{bmatrix}. \tag{14}$$

利用 (9) 式和 (14) 式, 通过计算不难得出

$$\begin{aligned} a_1 =& a_2 = 0, \\ a_3 =& 2|E|^2 - 1, \\ b_1 =& b_2 = 0, \\ b_3 =& 2|F|^2 - 1, \end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
T_{11} &= EF^* + E^*F = T_{22}, \\
T_{12} &= -\mathrm{i}(EF^* - E^*F) = T_{21}^*, \\
T_{33} &= 2(|C|^2 + |G|^2) - 1.
\end{aligned}
\tag{15}
$$

其余 T_{ij} 等于0. 利用(15)式可得出

$$
TT^{\mathrm{t}} = \begin{bmatrix} 4|EF|^2 & 0 & 0 \\ 0 & 4|EF|^2 & 0 \\ 0 & 0 & T_{44}^c \end{bmatrix}, \tag{16}
$$

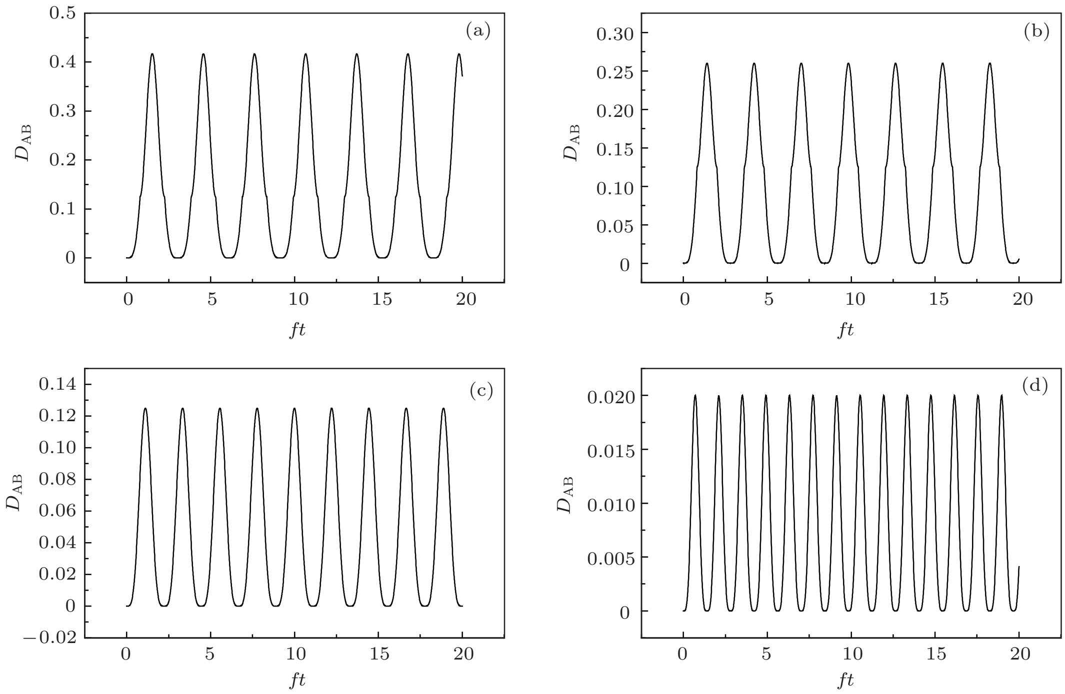

图4 腔场A与腔场B间 D_{AB} 随规范时间的演化 (a) $J = 0.5f$; (b) $J = f$; (c) $J = 2.0f$; (d) $J = 4.0f$

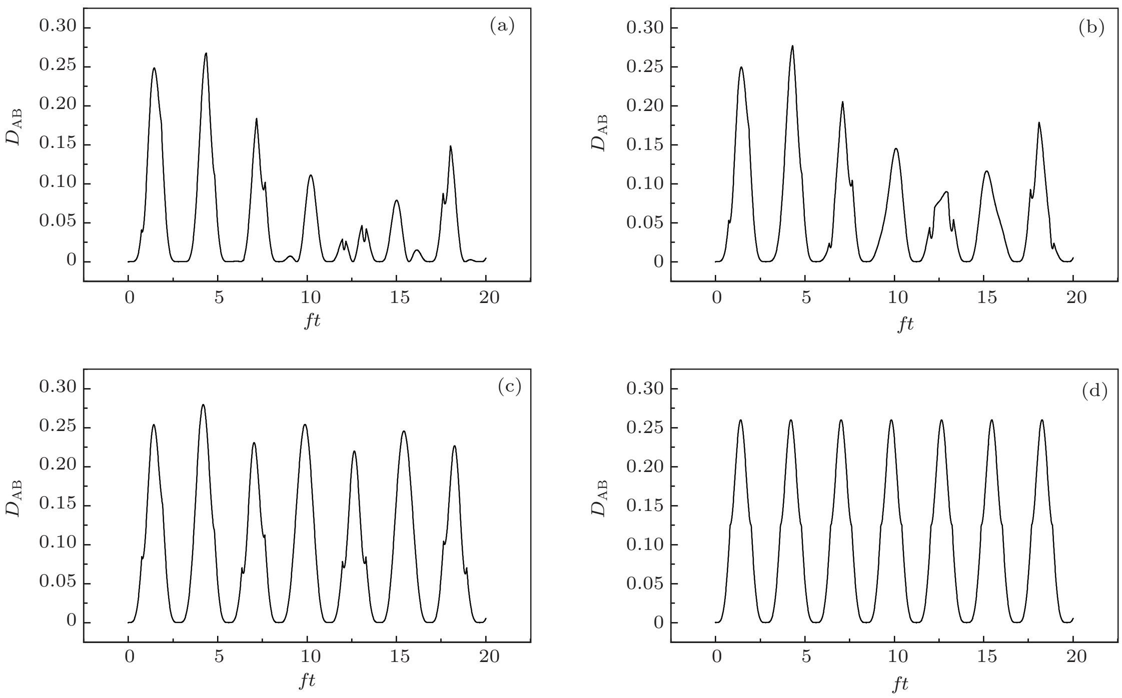

图5 不同初始纠缠度情况下 D_{AB} 随规范时间的演化 (a) $\theta = 0$; (b) $\theta = \frac{\pi}{12}$; (c) $\theta = \frac{\pi}{6}$; (d) $\theta = \frac{\pi}{4}$

$$
\begin{aligned}
D_{\mathrm{AB}} =& \frac{1}{4}[8\,|EF|^2 + 1 - 4(|C|^2 + |G|^2) + 4(|C|^2 \\
&+ |G|^2)^2 + (2\,|E|^2 - 1)^2 - k_{\max}], \\
k_{\max} =& \max\{k_1, k_2, k_3\}.
\end{aligned} \tag{17}
$$

式中

$$
\begin{aligned}
&k_1 = k_2 = 4\,|EF|^2, \\
&k_3 = [2(|C|^2 + |G|^2) - 1]^2 + (2\,|E|^2 - 1)^2, \\
&T_{44}^c = [2(|C|^2 + |G|^2) - 1]^2.
\end{aligned}
$$

同样, 取 $f_1 = f_2 = f$, $\theta = \pi/4$. 图4展示了 D_{AB} 的演化曲线, 图4 (a), (b), (c) 和 (d) 分别与耦合系数 J 取 $0.5f$, f, $2f$, $4f$ 相对应. 从图4可见: 几何量子失协 D_{AB} 的演化规律与 D_{12} 有相似的演化规律, 其演化频率也随耦合系数 J 的增大而增大. 不同之处是 D_{AB} 随 J 的增大而减小. 这表明随腔场间耦合的增强两腔场间的关联减弱.

另一方面, 同样取 $J = f$, θ 分别取 0, $\pi/12$, $\pi/6$, $\pi/4$ 情况下, D_{AB} 的演化如图5所示. 从图5得出: 一方面, 随原子间初始纠缠度的增大, D_{AB} 演化的规律性逐渐增强, 当 J 大于一定值后呈现出周期性演化规律, 这一点与 D_{AB} 的演化规律一致; 另一方面, 随原子间初始纠缠度的增大, D_{AB} 的峰值减小, 曲线重心下降. 这表明随原子间初始纠缠度的增大, 两腔场间的关联减弱.

4 结 论

本文考虑两个二能级原子与耦合腔相互作用系统, 采用Dakic等提出的几何量子失协的度量方法, 数值计算了原子与光场共振相互作用的情况下, 两原子间和两腔场间量子失协的演化. 讨论了原子间初始纠缠度和腔场间耦合系数变化对几何量子失协演化的影响. 研究结果表明: 随腔场间耦合系数的增大, 两原子间和两腔场间的量子失协周期性演化的频率均增大. 这是因为量子失协的演化由角频率 α 和 β 决定. 而角频率 α 和 β 均随 J 的增大而增大; 随原子间初始纠缠度的增大, 量子失协演化的规律性逐渐增强, 当 J 大于一定值后呈现出周期性演化规律; 另一方面, 随原子间初始纠缠度的增大, 两原子间的量子失协曲线重心上移, 平均值增大, 这表明两原子间的关联增强. 相反两腔场间的量子失协平均值减小, 这表明两腔场间的关联减小. 本文的研究结果能为利用腔QED进行量子信息处理提供理论参考.

参考文献

[1] Einstein A, Podolsky B, Rosen N 1935 *Phys. Rev.* **47** 777

[2] Guo L, Liang X T 2009 *Acta phys. Sin.* **58** 50 (in Chinese)[郭亮, 梁先庭 2009 物理学报 **58** 50]

[3] Lu D M 2013 *Acta Optica Sinica* **33** 0127001 (in Chinese) [卢道明 2013 光学学报 **33** 0127001]

[4] Wootters W K 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 2245

[5] Lu D M 2011 *Acta phys. Sin.* **60** 090302 (in Chinese)[卢道明 2011 物理学报 **60** 090302]

[6] Wong A, Christensen N 2001 *Phys. Rev. A* **63** 044301

[7] Zhang Y J, Zhou Y, Xia Y J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 21 (in Chinese)[张英杰, 周原, 夏云杰 2008 物理学报 **57** 21]

[8] Wu C, Fang M F 2010 *Chin. Phys. B* **19** 020309

[9] Chen L, Shao X Q, Zhang S 2009 *Chin. Phys. B* **18** 888

[10] Yin Z Q, Li F L 2007 *Phys. Rev. A* **75** 012324

[11] Zhang B 2010 *Optics Communications* **283** 196

[12] Lu D M 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 150303 (in Chinese)[卢道明 2012 物理学报 **61** 150303]

[13] Ogden C D, Irish E K, Kim M S 2008 *Phys. Rev. A* **78** 063805

[14] Serafini A, Mancini S, Bose S 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 010503

[15] Ollivier H, Zurek W H 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 017901

[16] Dakic B, Vedral V, Brukner C 2010 *Phys Rev Lett.* **105** 190502

[17] Fan K M, Zhang G F 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 130301 (in Chinese) [樊开明, 张国锋 2013 物理学报 **62** 130301]

[18] Wang C, Chen Q H 2013 *Chin. Phys. B* **22** 040304

[19] Luo S L, Fu S S 2010 *Phys. Rev. A* **82** 034302

[20] Giorda P, Paris M G A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 020503

[21] Sarandy M S 2009 *Phys. Rev. A* **80** 022108

[22] Ali M, Rau A R P, Alber G 2010 *Phys. Rev. A* **81** 042105

[23] Wang B, Xu Z Y, Chen Z Q, Feng M 2010 *Phys. Rev. A* **81** 014101

[24] Wang L C, Shen J, Yi X X 2011 *Chin. Phys. B* **20** 050306

[25] Jiang F J, Lu H J, Yan X H, Shi M J 2013 *Chin. Phys. B* **22** 040303

[26] Xu P, Wang D, Ye L 2013 *Chin. Phys. B* **22** 100306

Quantum discord in the system of atoms interacting with coupled cavities*

Li Rui-Qi Lu Dao-Ming†

(*College of Mechanic and Electronic Engineering, Wuyi University, Wuyishan 354300, China*)

(Received 30 August 2013; revised manuscript received 22 October 2013)

Abstract

The geometrical quantum discord (GQD) is an effective measure of quantum correlation in quantum systems. We have studied GQD dynamics of the system comprising two two-level atoms resonantly interacting with two coupled cavities. GQD between atoms and that between cavities are investigated. The influences of coupling constant between cavities and initial entanglement between atoms on GQD are discussed. Results obtained using a numerical method show that GQD between atoms is strengthened, and GQD between cavities is weakened with increasing initial entanglement between atoms. On the other hand, the evolution regularity of GQD between atoms and that between cavities are all strengthened with increasing coupling constant between cavities.

Keywords: quantum optics, two-level atom, coupling cavities, geometrical quantum discord

PACS: 03.65.Ud, 42.50.Dv **DOI:** 10.7498/aps.63.030301

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

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