

双二能级原子与少光子数叠加态腔场耦合中的量子失协

卢道明

武夷学院机电工程学院, 福建 武夷山 354300

摘要 研究了双两能级原子与少光子数叠加态腔场共振相互作用系统中两原子间的量子失协。利用数值计算方法, 给出了不同原子间耦合强度情况下量子失协的演化曲线, 讨论了该耦合系数对原子间量子失协演化的影响。研究发现: 随耦合系数的逐渐增大, 原子间量子失协演化从不规则振荡转变为准周期性演化; 随耦合系数的增大, 量子失协的峰值和曲线重心时而增大时而减小。这表明量子失协与耦合系数间存在非线性关系。

关键词 量子光学; 二能级原子; 少光子数叠加态; 几何量子失协

中图分类号 O431.2 文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP51.022701

Quantum Discord in the System of Two Two-Level Atoms Interacting with Few-Photon Superposition States Cavity

Lu Daoming

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

Abstract The geometrical quantum discord (GQD) between two atoms in the system of two two-level atoms interacting with few-photon superposition states cavity is studied. The evolution of GQD under different coupling strengths between atoms is given by the numerical method. The influences of coupling constant between atoms on GQD are discussed. The results show that the evolution regularity of GQD between atoms displays from irregular oscillation to periodicity evolution with the increase of the coupling constant. On the other hand, the peak and average of GQD sometimes increase and sometimes decrease. It shows that there is a nonlinear relationship between GQD and the coupling constant.

Key words quantum optics; two-level atom; few-photon superposition states; geometrical quantum discord

OCIS codes 270.6570; 000.6800

1 引言

量子关联是量子系统中的一种非经典关联, 它能加速量子计算和通信。因此, 近年来人们对量子关联给予了极大的关注。至今, 已建立了多种量子关联的度量方法, 例如, 量子纠缠和量子失协等^[1-2]。量子纠缠是一种量子关联的度量方法^[3-4], 近年来在对量子纠缠的研究中发现, 对于分离态, 量子纠缠等于零, 但仍然存在非经典关联, 它能被用于加速量子计算。为此, Ollivier等^[2]引入了另一种关联的度量方法, 即量子失协。量子失协等于量子信息与经典信息之差, 并且已证明它是量子关联的一种好的度量。目前, 对量子失协已有大量的研究报道^[5-18]。例如, 在文献[5]中, 给出了双粒子态具有非零量子失协的充分必要条件, 并建议了量子失协的几何度量方法, Ali等^[6]导出了X态的量子失协明确表达式。Wang等^[7]讨论了非马尔可夫效应对量子失协的影响, 贺志等^[8]研究了环境的非马尔可夫效应和原子间的偶极相互作用对量子失协的影响, 樊开明等^[9]利用几何量子失协(GQD)考察了阻尼Jaynes-Cummings模型中两原子的量子关联动力学。在光学微腔中, 实验上严格的单光子发射很难实现, 在制备单光子态实验中, 往往出现真空态和双光子数态, 只不过它们出现的几率较小, 因此, 研究少光子数叠加态具有实际意义。但有关少光子数叠加态模型中

收稿日期: 2014-07-26; 收到修改稿日期: 2014-08-26; 网络出版日期: 2015-01-13

基金项目: 福建省自然科学基金(2011J01018)

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

两原子间的量子失协研究尚未见报道,本文考虑两个全同的二能级原子与初始处于少光子数叠加态的单模腔发生共振相互作用并且两原子间存在耦合的情况,采用几何量子失协度量方法,研究了两原子间的关联动力学。

2 系统态矢的演化

研究的物理系统由两个全同的二能级原子和单模腔构成,系统的模型如图1所示。图1中 $|e\rangle$ ($|g\rangle$)表示原子的激发态(基态)。考虑两原子间存在偶极相互作用,并且原子与单模腔场发生共振相互作用的情况。在相互作用表象中,旋波近似下系统的哈密顿量为

$$H_I = f_1(a s_1^+ + a^+ s_1^-) + f_2(a s_2^+ + a^+ s_2^-) + J(s_1^+ s_2^- + s_1^- s_2^+), \quad (1)$$

式中 a^+ 和 a 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 ($i=1,2$)表示原子与腔场间的相互作用强度, J 为两原子间偶极相互作用系数。为简单起见,设 $f_1=f_2=f$ 。

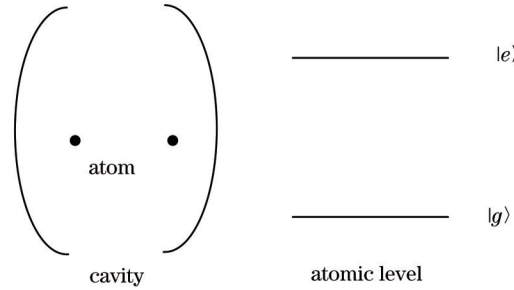


图1 系统的框图

Fig.1 Sketch of the set-up

因系统的激发数算符 $\hat{N} = |e\rangle_1 \langle e| + |e\rangle_2 \langle e| + a^+ a$ 与哈密顿量对易,即 $[\hat{N}, H_I] = 0$,所以,激发数是一个守恒量。假设初始时刻腔场处于少光子数叠加态,即

$$|\varphi(0)\rangle_a = C_0|0\rangle + C_1|1\rangle + C_2|2\rangle, \quad (2)$$

式中 $|\varphi(0)\rangle_a$ 为腔场初态,两原子处于基态 $|gg\rangle$,那么系统的初态为

$$|\varphi(0)\rangle = (C_0|0\rangle + C_1|1\rangle + C_2|2\rangle)|gg\rangle = C_0|\varphi_0\rangle + C_1|\varphi_1\rangle + C_2|\varphi_2\rangle, \quad (3)$$

式中 C_0 、 C_1 和 C_2 为叠加系数,它们满足 $|C_0|^2 + |C_1|^2 + |C_2|^2 = 1$, $|\varphi_0\rangle = |0gg\rangle$, $|\varphi_1\rangle = |1gg\rangle$, $|\varphi_2\rangle = |2gg\rangle$ 。为简单起见,设 C_0 、 C_1 和 C_2 均为实数,态 $|lmn\rangle$ 表示腔场处于粒子数态 $|l\rangle$,第1个原子处于 $|m\rangle$ 态,第2个原子处于 $|n\rangle$ 态。在(1)式表示的哈密顿量作用下, $|\varphi_0\rangle = |0gg\rangle$ 态激发数为0不演化, $|\varphi_1\rangle$ 在激发数为1的子空间中演化,而 $|\varphi_2\rangle$ 在激发数为2的子空间中演化,它们的演化遵守薛定谔方程

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\varphi_i(t)\rangle = H_I |\varphi_i(t)\rangle. \quad (4)$$

$|\varphi_1\rangle$ 和 $|\varphi_2\rangle$ 的演化规律为

$$\begin{aligned} |\varphi_1(t)\rangle &= A_1|1gg\rangle + A_2|0eg\rangle + A_3|0ge\rangle, \\ |\varphi_2(t)\rangle &= B_1|2gg\rangle + B_2|1eg\rangle + B_3|1ge\rangle + B_4|0ee\rangle. \end{aligned} \quad (5)$$

将(5)式代入(4)式,并利用初始条件 $A_1(0) = 1$, $A_2(0) = A_3(0) = 0$, $B_1(0) = 1$, $B_2(0) = B_3(0) = B_4(0) = 0$,求解得出

$$\begin{aligned} A_1 &= \left[i \frac{J}{h_1} \sin\left(\frac{h_1 t}{2}\right) + \cos\left(\frac{h_1 t}{2}\right) \right] \exp\left(-i \frac{Jt}{2}\right), \\ A_2 = A_3 &= -i \frac{2f}{h_1} \sin\left(\frac{h_1 t}{2}\right) \times \exp\left(-i \frac{Jt}{2}\right), \\ h_1 &= (8f^2 + J^2)^{1/2}, \\ B_2 = B_3 &= -i \frac{2\sqrt{2}f}{h_2} \sin\left(\frac{h_2 t}{2}\right) \exp\left(-i \frac{Jt}{2}\right), \end{aligned}$$

$$B_4 = \frac{4\sqrt{2}}{h_2} f^2 \left\{ \frac{1}{h_2 - J} \exp\left[\frac{i}{2}(h_2 - J)t\right] + \frac{1}{h_2 + J} \exp\left[\frac{-i}{2}(h_2 + J)t\right] - \frac{2h_2}{h_2^2 - J^2} \right\},$$

$$B_1 = \sqrt{2} B_4 + 1,$$

$$h_2 = \sqrt{J^2 + 24f^2}. \quad (6)$$

结合(3)式和(5)式,可得系统 t 时刻的态矢为

$$|\varphi(t)\rangle = C_0|\varphi_0\rangle + C_1|\varphi_1(t)\rangle + C_2|\varphi_2(t)\rangle. \quad (7)$$

3 两原子间的几何量子失协

为了描述两原子间的非经典关联,采用 Dakic 等建议的几何量子失协来度量两子系统间的非经典关联。对于研究的两原子系统,若其密度矩阵可以表示为

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

式中 I 是单位矩阵, σ_i ($i = x, y, z$) 为泡利矩阵,

$$\begin{aligned} a_i &= \text{Tr}[\rho(\sigma_i \otimes I)], \\ b_i &= \text{Tr}[\rho(I \otimes \sigma_i)], \\ T_{ij} &= \text{Tr}[\rho(\sigma_i \otimes \sigma_j)], \end{aligned} \quad (9)$$

其中, Tr 表示求迹。两原子间的 GQD 为^[6]

$$D(\rho) = \frac{1}{4} (\|\mathbf{a}\|^2 + \|\mathbf{T}\|^2 - k_{\max}), \quad (10)$$

式中 $\mathbf{a} = (a_1, a_2, a_3)^T$ 表示列向量, $\|\mathbf{a}\|^2 = \sum_{i=1}^3 a_i^2$, 矩阵 $\mathbf{T} = \{T_{ij}\}$, $\|\mathbf{T}\|^2 = \text{Tr}(\mathbf{T}^T \mathbf{T})$, k_{\max} 为矩阵 $\mathbf{a}\mathbf{a}^T + \mathbf{T}\mathbf{T}^T$ 的最大本征值,上标 T 表示对矢量或者矩阵进行转置。

利用(7)式,在以 $|ee\rangle, |eg\rangle, |ge\rangle, |gg\rangle$ 为基矢的子空间中,描述两原子子系统的密度矩阵为

$$\rho = \begin{bmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \rho_{13} & \rho_{14} \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \rho_{23} & \rho_{24} \\ \rho_{31} & \rho_{32} & \rho_{33} & \rho_{34} \\ \rho_{41} & \rho_{42} & \rho_{43} & \rho_{44} \end{bmatrix},$$

$$\begin{aligned} \rho_{11} &= |C_2 B_4|^2, \\ \rho_{12} &= C_1 C_2 B_4 A_2^* = \rho_{21}^*, \\ \rho_{13} &= C_1 C_2 B_4 A_3^* = \rho_{31}^*, \\ \rho_{14} &= C_0 C_2 B_4 = \rho_{41}^*, \\ \rho_{22} &= C_1^2 |A_2|^2 + C_2^2 |B_2|^2 = \rho_{23} = \rho_{32} = \rho_{33}, \\ \rho_{24} &= C_0 C_1 A_2 + C_1 C_2 B_2 A_1^* = \rho_{42}^*, \\ \rho_{34} &= C_0 C_1 A_3 + C_1 C_2 B_3 A_1^* = \rho_{43}^*, \\ \rho_{44} &= C_1^2 |A_1|^2 + C_2^2 |B_1|^2 + |C_0|^2. \end{aligned} \quad (11)$$

将(11)式代入(9)式,计算得出

$$\begin{aligned} a_1 &= C_1 C_2 (A_2 B_4^* + A_2^* B_4 + A_1 B_2^* + A_1^* B_2) + C_0 C_1 (A_2 + A_2^*), \\ a_2 &= i C_1 C_2 (A_3^* B_4 - A_3 B_4^* + B_2 A_1^* - A_1 B_2^*) + i C_0 C_1 (A_2 - A_2^*), \\ a_3 &= b_3 = |C_2 B_4|^2 - (|C_0|^2 + |C_1 A_1|^2 + |C_2 B_1|^2), \\ b_1 &= C_1 C_2 (A_2 B_4^* + A_2^* B_4 + A_1 B_3^* + A_1^* B_3) + C_0 C_1 (A_3 + A_3^*), \\ b_2 &= i C_1 C_2 (A_2^* B_4 - A_2 B_4^* + B_3 A_1^* - A_1 B_3^*) + i C_0 C_1 (A_3 - A_3^*), \\ T_{11} &= C_0 C_2 (B_4^* + B_4) + 2 C_1^2 |A_2|^2 + 2 C_2^2 |B_2|^2, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
T_{12} &= T_{21} = iC_0C_2(B_4 - B_4^*), \\
T_{13} &= T_{31} = C_1C_2(B_4A_3^* + A_3B_4^* - B_2A_1^* - A_1B_2^*) - C_0C_1(A_2 + A_2^*), \\
T_{22} &= T_{11}, \\
T_{23} &= T_{32} = iC_1C_2(B_4A_2^* - A_2B_4^* - B_2A_1^* + A_1B_2^*) - iC_0C_1(A_2 - A_2^*), \\
T_{33} &= |C_2B_4|^2 - 2(|C_1A_2|^2 + |C_2B_2|^2) + |C_0|^2 + |C_1A_1|^2 + |C_2B_1|^2.
\end{aligned} \tag{12}$$

利用(12)式计算得到

$$\begin{aligned}
\|\mathbf{a}\|^2 &= a_1^2 + a_2^2 + a_3^2, \\
\|\mathbf{T}\|^2 &= T_{11}^2 + T_{22}^2 + T_{33}^2 + 2T_{12}^2 + 2T_{13}^2 + 2T_{23}^2, \\
\mathbf{K} &= \mathbf{a}\mathbf{a}^T + \mathbf{T}\mathbf{T}^T, \\
D &= \frac{1}{4}(\|\mathbf{a}\|^2 + \|\mathbf{T}\|^2 - k_{\max}),
\end{aligned} \tag{13}$$

式中 k_{\max} 为矩阵 \mathbf{K} 的最大本征值, D 为两原子间的几何量子失协。

3.1 原子间耦合系数对几何量子失协的影响

利用(6)、(12)、(13)式, 原子间耦合系数 J 分别取 $0.5f$ 、 f 、 $2.0f$ 、 $5.0f$, $C_1 = C_2 = \sqrt{\frac{1}{3}}$ 时, D 随规范时间 ft 的演化曲线如图2所示, 而 $C_1 = C_2 = \sqrt{\frac{2}{5}}$ 时 D 演化曲线如图3所示。从图2中可见: 随 J 的增大, D 的演化曲线呈现从不规则振荡向准周期性演化转变的过程, 当 J 大于一定值后, D 呈现准周期性演化规律。从(7)式可见, A_i 和 B_i 的演化由角频率分别为 h_1 、 h_2 和 J 的正弦和余弦函数决定。 $h_1 = \sqrt{8f^2 + J^2}$, $h_2 = \sqrt{24f^2 + J^2}$, 当 $J \gg f$ 时, $h_1 \rightarrow J$ 、 $h_2 \rightarrow J$, 这时 A_i 和 B_i 转变为角频率为 J 的周期函数, 因此, 由 A_i 和 B_i 决定的 D 的演化也就呈现周期性演化规律。这与 J 大于一定值后 D 演化曲线呈现准周期性一致。另一方面, 曲线峰值和平均值 \bar{D} 均经历先减小而后增大的过程。例如, $J = 0.5f$ 时, $\bar{D} = 0.06773$; $J = f$ 时, $\bar{D} =$

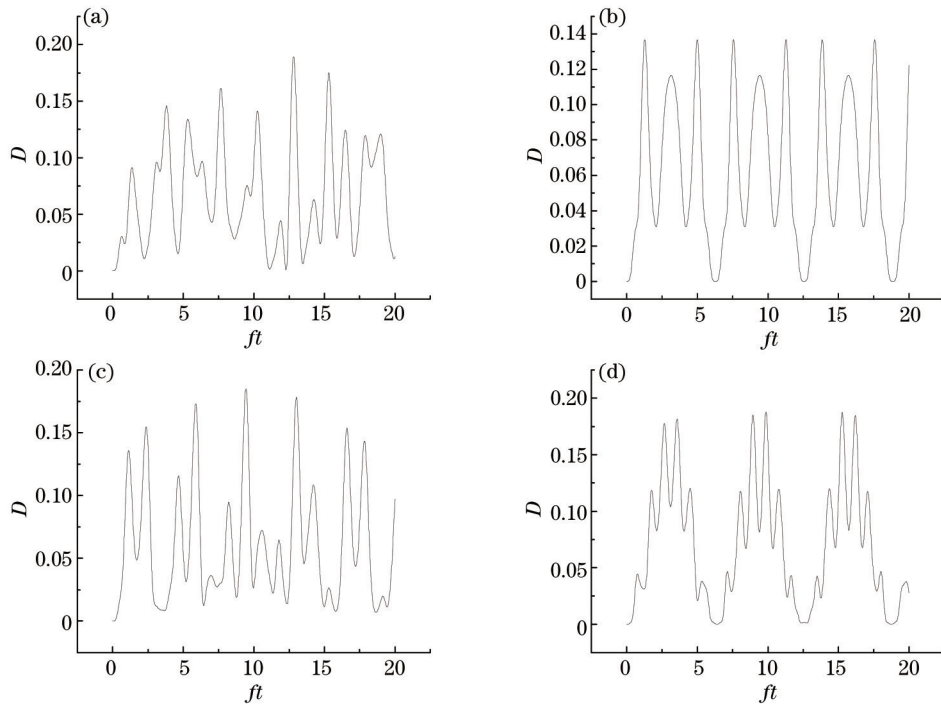


图2 当 $C_1 = C_2 = \sqrt{\frac{1}{3}}$ 时原子间量子失协 D 随规范时间 ft 的演化。(a) $J = 0.5f$; (b) $J = f$; (c) $J = 2.0f$; (d) $J = 5.0f$

Fig.2 Geometrical quantum discord D among atoms versus time specification ft when $C_1 = C_2 = \sqrt{\frac{1}{3}}$. (a) $J = 0.5f$;

(b) $J = f$; (c) $J = 2.0f$; (d) $J = 5.0f$

0.06213; $J=2f$ 时, $\bar{D}=0.0609$; $J=5f$ 时, $\bar{D}=0.06924$ 。这一结果表明量子失协 D 与耦合系数 J 之间存在非线性关系。图3为叠加系数 $C_1=C_2=\sqrt{\frac{2}{5}}$ 时 D 的演化曲线,其演化规律与图2展示的演化规律相似,曲线峰值和平均值同样经历先减小而后增大的过程。例如, $J=0.5f$ 时, $\bar{D}=0.06663$; $J=f$ 时, $\bar{D}=0.05838$; $J=5f$ 时, $\bar{D}=0.05059$; $J=10f$ 时, $\bar{D}=0.068$ 。它也显示出量子失协 D 与耦合系数 J 之间的非线性关系。

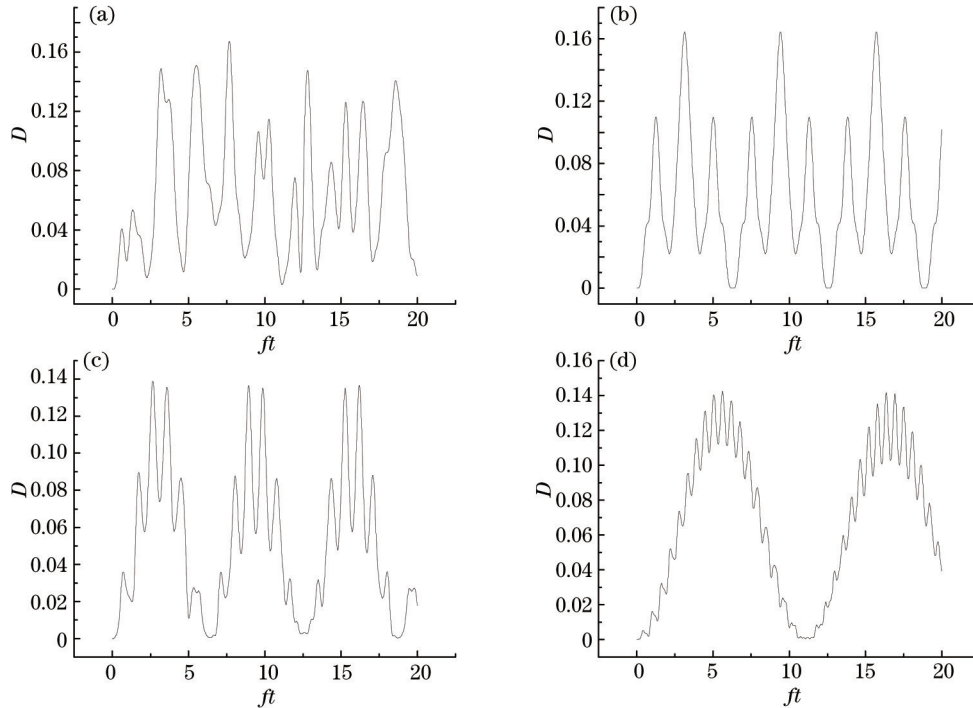


图3 当 $C_1=C_2=\sqrt{\frac{2}{5}}$ 时原子间量子失协 D 随规范时间 ft 的演化。(a) $J=0.5f$; (b) $J=f$; (c) $J=5.0f$; (d) $J=10.0f$

Fig.3 Geometrical quantum discord D among atoms versus time specification ft when $C_1=C_2=\sqrt{\frac{2}{5}}$. (a) $J=0.5f$; (b) $J=f$; (c) $J=5.0f$; (d) $J=10.0f$

在腔与原子相互作用系统中,不可避免发生原子自发辐射和腔场衰减。为简单起见,这里采用近似估算的方法讨论腔衰减的影响,取 $D' \approx (1 - \kappa t)D$, 其中 κ 表示腔衰减系数, D' 为考虑腔衰减后的量子失协。取 $J=f, C_1=C_2=\sqrt{\frac{2}{5}}, \kappa=0.003f$ 时,原子间量子失协随时间的演化如图4所示。图中虚线表示考虑腔衰减的情况,而实线表示未考虑腔衰减的情况。从图4可见,实线和虚线几乎重合,这表明腔衰减对量子失协的影响不大。例如, $ft=15.71$ 时, D 达到峰值0.16425,而 D' 为0.15651,腔衰减的影响仅为5%。在研究的时间区域内, $ft=20.0$ 时, $D=0.10177$,而 $D'=0.09566$,腔衰减的影响也仅为6%。

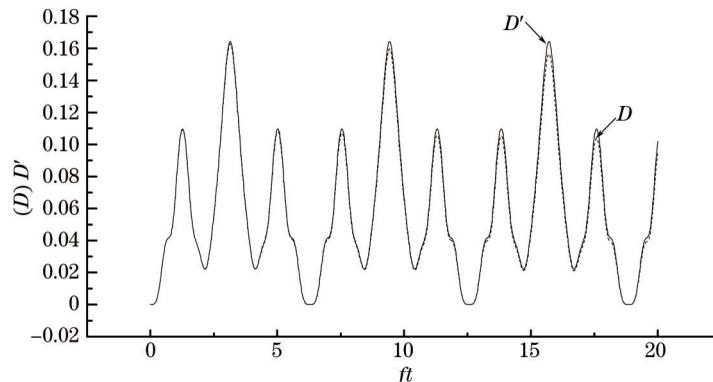


图4 考虑腔衰减后原子间量子失协 D' 随时间的演化

Fig.4 Geometrical quantum discord D' among atoms versus time with cavity decay under consideration

3.2 腔场初态对几何量子失协的影响

现在讨论不同的少光子叠加态对几何量子失协的影响。1)取 $J = f$, $C_2 = 0$, 即真空态与单光子叠加态

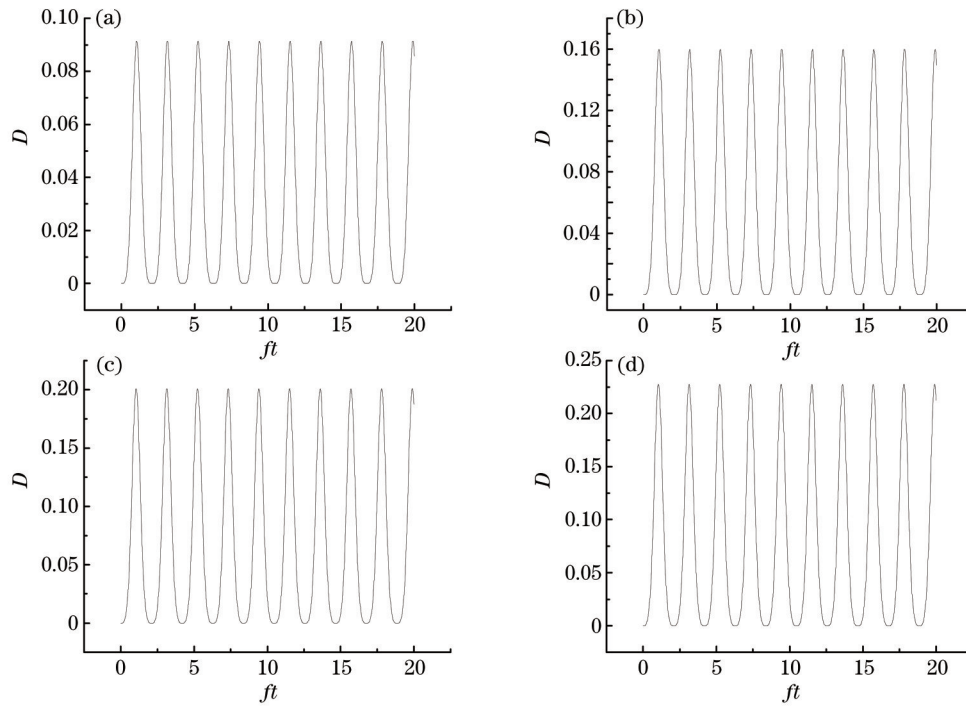


图5 $J = f$ 和 $C_2 = 0$ 时两原子间量子失协 D 随规范时间 ft 的演化。(a) $C_1 = \sqrt{\frac{1}{2}}$; (b) $C_1 = \sqrt{\frac{2}{3}}$; (c) $C_1 = \sqrt{\frac{3}{4}}$; (d) $C_1 = \sqrt{\frac{4}{5}}$

Fig.5 Geometrical quantum discord D between two atoms versus time specification ft when $J = f$ and $C_2 = 0$. (a)

$$C_1 = \sqrt{\frac{1}{2}}; \text{(b) } C_1 = \sqrt{\frac{2}{3}}; \text{(c) } C_1 = \sqrt{\frac{3}{4}}; \text{(d) } C_1 = \sqrt{\frac{4}{5}}$$

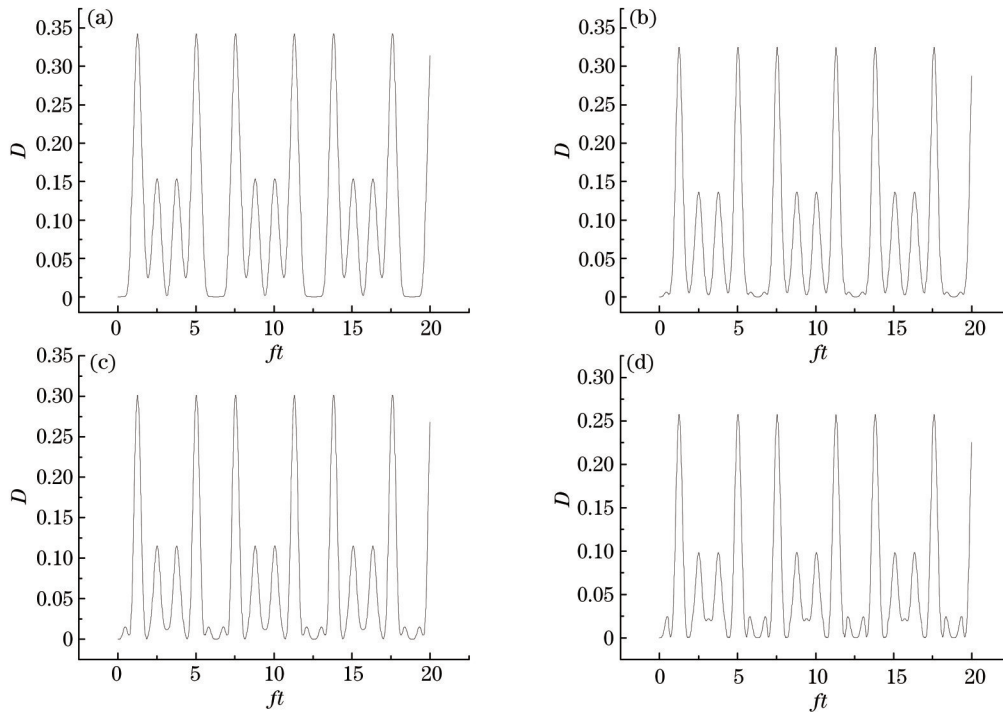


图6 $J = f$ 和 $C_1 = 0$ 时两原子间量子失协 D 随规范时间 ft 的演化。(a) $C_2 = \sqrt{\frac{1}{2}}$; (b) $C_2 = \sqrt{\frac{2}{3}}$; (c) $C_2 = \sqrt{\frac{3}{4}}$; (d) $C_2 = \sqrt{\frac{4}{5}}$

Fig.6 Geometrical quantum discord D between two atoms versus time specification ft when $J = f$ and $C_1 = 0$. (a)

$$C_2 = \sqrt{\frac{1}{2}}; \text{(b) } C_2 = \sqrt{\frac{2}{3}}; \text{(c) } C_2 = \sqrt{\frac{3}{4}}; \text{(d) } C_2 = \sqrt{\frac{4}{5}}$$

的情况, C_0 和 C_1 取不同值时 D 随规范时间的演化曲线如图 5 所示。从图 5 可见: 随叠加系数 C_1 的增大, 曲线峰值增大, 重心上升。这表明对于真空态与单光子叠加态的腔场, 随系统激发数增大原子间量子失协增大。2) 取 $J = f$, $C_1 = 0$, 即真空态与双光子数态的叠加态, 对不同的叠加系数 C_0 、 C_2 时 D 的演化曲线如图 6 所示。从图 6 可见: 随叠加系数 C_2 的增大, 即系统激发数增大, 曲线峰值减小, 重心下移。这表明对于真空态与双光子叠加态, 随系统激发数增大原子间量子失协减小。这一结果与真空态和单光子叠加态的情况相反。3) 取 $J = f$, 对不同的叠加系数 C_0 、 $C_1 = C_2$ 时 D 的演化曲线如图 7 所示。从图 7 可见: 随 C_1 和 C_2 的增大, 即系统的激发数增大, 曲线重心下移。例如, $C_1 = C_2 = \sqrt{\frac{1}{4}}$ 时, $\bar{D} = 0.06513$; $C_1 = C_2 = \sqrt{\frac{1}{3}}$ 时, $\bar{D} = 0.06213$; $C_1 = C_2 = \sqrt{\frac{3}{8}}$ 时, $\bar{D} = 0.05962$; $C_1 = C_2 = \sqrt{\frac{2}{5}}$ 时, $\bar{D} = 0.05838$ 。这表明随系统激发数增大原子间量子失协减小。综合以上三种情况, 研究结果表明: 对不同的少光子数态, 由于其量子特性不同, 原子间的量子失协演化规律也不同。

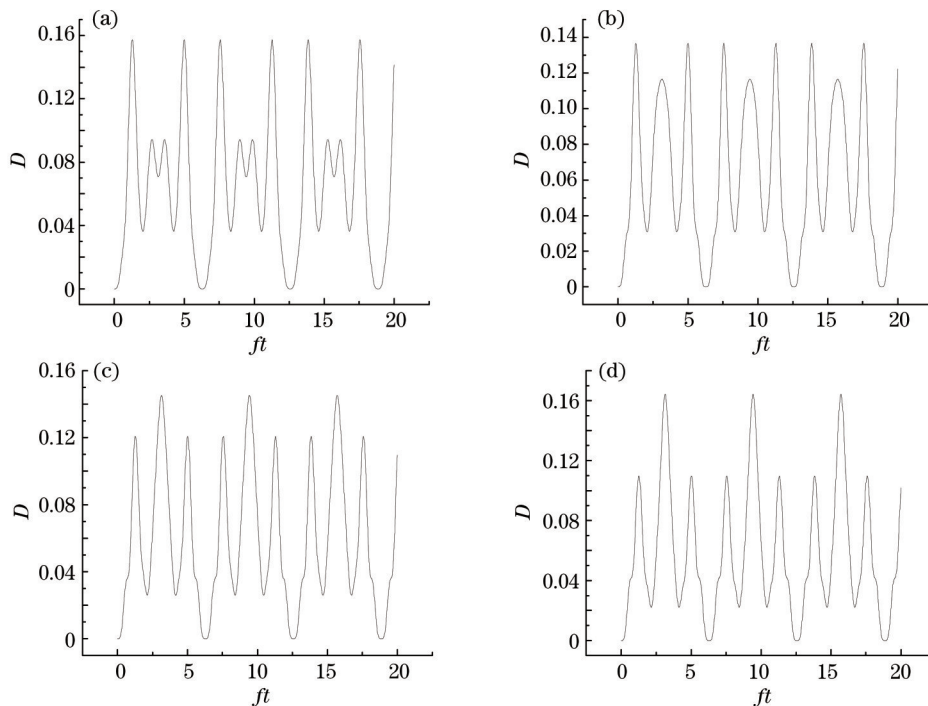


图 7 $J = f$ 和 $C_1 = C_2$ 时两原子间量子失协 D 随规范时间 ft 的演化。(a) $C_1 = C_2 = \sqrt{\frac{1}{4}}$; (b) $C_1 = C_2 = \sqrt{\frac{1}{3}}$; (c) $C_1 = C_2 = \sqrt{\frac{3}{8}}$;

$$(d) C_1 = C_2 = \sqrt{\frac{2}{5}}$$

Fig.7 Geometrical quantum discord D between two atoms versus time specification ft when $J = f$ and $C_1 = C_2$.

$$(a) C_1 = C_2 = \sqrt{\frac{1}{4}}; (b) C_1 = C_2 = \sqrt{\frac{1}{3}}; (c) C_1 = C_2 = \sqrt{\frac{3}{8}}; (d) C_1 = C_2 = \sqrt{\frac{2}{5}}$$

4 结 论

通过解薛定谔方程, 给出了少光子数叠加态腔场与两个全同二能级原子相互作用系统中系统的态矢演化公式。利用量子失协的几何度量方法, 计算了两原子间量子失协的演化。通过数值计算描绘了量子失协的演化曲线, 讨论了原子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: 随原子间耦合系数的增大, 量子失协的演化呈现从不规则振荡向准周期性演化转变的过程。曲线峰值和平均值都经历先减小而后增大的过程, 体现了量子失协与原子间耦合系数之间的非线性关系。对不同的叠加系数形成的少光子数态, 由于其量子特性不同, 原子间的量子失协演化规律也不同。

参考文献

- 1 Vidal G, Werner R F. Computable measure of entanglement [J]. Phys Rev A, 2002, 65(3): 032314.
- 2 Ollivier H, Zurek W H. Quantum discord: a measure of the quantumness of correlations [J]. Phys Rev Lett, 2002, 88(1): 017901.
- 3 Zheng Xiaolan, Zhang Bin. Quantum entanglement and correlations between two qubits induced by 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.
- 4 Lu Daoming. The entanglement properties in the system of three atoms interacting with three coupled cavities via a two-photon hopping interaction [J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(1): 0127001.
卢道明. 三耦合腔系统双光子过程中的纠缠特性[J]. 光学学报, 2013, 33(1): 0127001.
- 5 Dakic B, Vedral V, Brukner C. Necessary and sufficient condition for nonzero quantum discord [J]. Phys Rev Lett, 2010, 105(19): 190502.
- 6 Ali M, Rau A R P, Alber G. Quantum discord for two-qubit X states [J]. Phys Rev A, 2010, 81(4): 042105.
- 7 Wang B, Xu Z Y, Chen Z Q, *et al.*. Non-Markovian effect on the quantum discord [J]. Phys Rev A, 2010, 81(1): 014101.
- 8 He Zhi, Li Longwu. Quantum correlation dynamics of two two-level atoms in common environment [J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(18): 180301.
贺志, 李龙武. 两二能级原子在共同环境下的量子关联动力学[J]. 物理学报, 2013, 62(18): 180301.
- 9 Fan Kaiming, Zhang Guofeng. The dynamics of quantum correlation between two atoms in a damping Jaynes-Cummings model [J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(13): 130301.
樊开明, 张国锋. 阻尼 Jaynes-Cummings 模型中两原子的量子关联动力学 [J]. 物理学报, 2013, 62(13): 130301
- 10 Wang Chen, Chen Qinghu. Quantum discord dynamics of two qubits in single-mode cavities [J]. Chin Phys B, 2013, 22(4): 040304.
- 11 Luo Shunlong, Fu Shuangshuang. Geometric measure of quantum discord [J]. Phys Rev A, 2010, 82(3): 034302.
- 12 Giorda P, Paris M G A. Gaussian quantum discord [J]. Phys Rev Lett, 2010, 105(2): 020503.
- 13 Sarandy M S. Classical correlation and quantum discord in critical systems [J]. Phys Rev A, 2009, 80(2): 022108.
- 14 Wang Lincheng, Shen Jian, Yi Xuexi. Discord under the influence of a quantum phase transition [J]. Chin Phys B, 2011, 20(5): 050306.
- 15 Yang B Y, Fang M F, Guo Y N. Dissipative dynamics of quantum discord of two strongly driven qubits [J]. Int J Theor Phys, 2014, 53(3): 921-932.
- 16 Sun Z Y, Li L, Yao K L, *et al.*. Quantum discord in matrix product systems [J]. Phys Rev A, 2010, 82(3): 032310.
- 17 Song L, Yang G H. Quantum discord behavior about two-qubit Heisenberg XYZ model with decoherence [J]. Chin Phys Lett, 2014, 31(3): 030304.
- 18 Debarba T, Maciel T O, Vianna R O. Witnessed entanglement and the geometric measure of quantum discord [J]. Phys Rev A, 2012, 86(2): 024302.

栏目编辑: 史敏