

运动原子和场相互作用模型中的量子关联

马蓉, 艾合买提·阿不力孜, 艾尔肯江·艾木都拉, 麦日克那·艾力

新疆师范大学物理与电子工程学院, 新疆 乌鲁木齐 830054

摘要 利用运动原子和场相互作用模型,研究了当两原子处于纠缠态而光场处于真空态时,原子运动及耦合系数的线性变化对量子关联的影响。结果表明,对于单光子过程,随着场模结构参数的增大,量子关联增大;耦合系数的线性变化对量子关联有积极作用;对于双光子过程,与耦合系数为常数的情况相比,场模结构参数及耦合系数的线性变化对量子关联的积极影响作用更显著。

关键词 量子光学; 量子关联; 运动原子; 耦合系数; 调控

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP55.052701

Quantum Correlations in Moving Atom-field Interaction Model

Ma Rong, Ahmad Abliz, Erkinjan Hamdulla, Markina Ali

School of Physics and Electronic Engineering, Xinjiang Normal University, Urumqi, Xinjiang 830054, China

Abstract By using the moving atom-field interaction model, the effects of the atomic motion and the linear change of coupling coefficient on quantum correlations are investigated when the two atoms are in the entangled states and the light field is in the vacuum state. The results show that, as for the single-photon process, the quantum correlations increase with the increment of the structure parameters of field mode. The linear change of coupling coefficient plays a positive role on the quantum correlations. As for the two-photon process, the positive effects of the structure parameters of field mode and the linear change of coupling coefficient on the quantum correlations are more obvious if compared with the case that the coupling coefficient is constant.

Key words quantum optics; quantum correlations; moving atom; coupling coefficient; manipulation

OCIS codes 270.5565; 270.5585

1 引言

作为量子信息处理的重要物理资源,量子纠缠受到了学者们的广泛关注^[1-4],并已被广泛应用于量子计算和量子信息科学的各个领域。在大范围的量子网络和量子中继站中,长时间纠缠对远距离量子通讯起重要作用^[5-6]。量子纠缠并不包含所有的量子关联^[7],Ollivier等^[8]提出了量子失协这一新的物理量来度量量子关联。2008年,Lanyon等^[9]在实验上实现了基于量子失协的量子计算。由于量子失

协的实际计算困难^[10-13],Dakic等^[7]引入了几何量子失协的概念,建立了几何量子失协与远程量子态保真度之间的关系,进一步指出了几何量子失协的操作意义,并利用偏振编码的光子进行了远程量子态的实验制备^[14-16]。因此,研究量子失协和几何量子失协具有极其重要的意义。

二能级原子-场的相互作用模型是一种物理上精确可解的模型^[17],关于该模型的量子关联已有大量研究^[18-23]。随着激光致冷和原子囚禁技术^[24]的发展,冷原子和超冷原子的获得必须考虑原子的空

收稿日期: 2017-11-21; 收到修改稿日期: 2017-12-06

基金项目: 国家高层次人才特殊支持计划后备人选之科技创新领军人才项目、新疆维吾尔自治区杰出青年基金(2013911019)、自治区天山英才工程第二层次培养人选项目、新疆师范大学“十三五”校级重点学科物理学招标课题资助(17SDKDWL01)

作者简介: 马蓉(1992—),女,硕士研究生,主要从事量子光学与量子信息方面的研究。E-mail: marong@mail.ustc.edu.cn

导师简介: 艾合买提·阿不力孜(1974—),男,博士,教授,硕士生导师,主要从事量子信息方面的研究。

E-mail: aahmad@126.com(通信联系人)

间运动,刘小娟等^[25-27]研究了运动原子和场间的相互作用。在许多研究中,原子-场的耦合系数被当作常数处理^[28-30]。然而,在处理原子与场耦合中的绝热变化或突然变化时,原子-场的耦合系数是随时间变化的^[31]。调节原子-场的耦合系数的线性变化斜率以提高量子关联成为了关键问题之一。Kayhan等^[32]研究了单个隔离原子与 J-C (Jaynes-Cummings) 模型原子的纠缠,结果表明,可以通过调节原子与光场耦合系数的线性变化斜率来控制原子间纠缠。胡要花等^[33]分析了耦合系数随时间的线性变化对原子-腔场的相互作用模型中量子纠缠的调控作用,但并未涉及对量子失协和几何量子失协和的影响。本文考虑处于同一单模腔场中两个无相互作用的运动二能级原子,讨论了单光子和双光子过程中场模参数(与原子运动有关)对量子关联的影响,并分析了耦合系数线性变化的斜率对量子纠缠、量子失协和几何量子失协和的调控作用。

2 运动原子和场的相互作用系统模型

考虑单模腔场和两个运动的二能级原子 A 和 B 构成的模型,在实验中可以使原子在空腔内沿着轴运动^[26],两个原子彼此之间无相互作用,只考虑原子和腔的耦合,原子可能处于基态 $|g\rangle$ 或者激发态 $|e\rangle$ 。模型结构如图 1 所示。

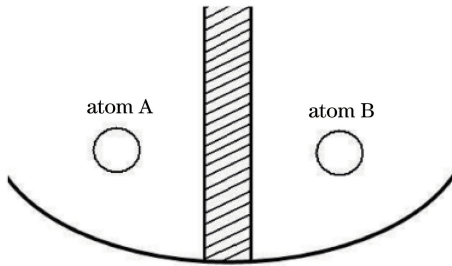


图 1 模型结构

Fig. 1 Structural diagram of model

2.1 单光子过程

假定每个原子和腔场经由单光子过程耦合^[31],系统的哈密顿量可以描述为

$$H = \omega_0 \sigma_A^z + \omega_0 \sigma_B^z + \omega a^\dagger a + g\beta(z) (a^\dagger \sigma_A^- + a \sigma_A^+) + g\beta(z) (a^\dagger \sigma_B^- + a \sigma_B^+), \quad (1)$$

式中 ω 为腔场的频率, ω_0 为原子的频率, a^\dagger (a) 为腔场的产生(湮灭)算符, σ_i^\pm ($i = A, B$) 为泡利矩阵, σ_i^\pm ($i = A, B$) 为升降算符, g 为原子和光场的耦合系数, $\beta(z)$ 为场模形式函数。设原子沿 z 轴运动,因此只需要考虑场模形式函数对 z 轴的依赖关系,原子运动可以具体化为 $\beta(vt)$, 其中 v 为原子的速度, t 为时间。为了具体讨论方便,假定腔和原子处于共振情形,即 $\omega = \omega_0$, 并定义横电模^[26]为

$$\beta(vt) = \sin\left(\frac{p\pi vt}{L}\right), \quad (2)$$

式中 p 为场模结构参数,表示长度为 L 的腔中场模的半波数。

考虑原子和场耦合时的绝热变化和突然变化,原子和场的耦合系数 g 随时间线性变化^[31],即 g 可写为 $gf(t)$, 其中

$$f(t) = \begin{cases} kt/T, & 0 \leq t \leq T \\ 0, & \text{else} \end{cases}, \quad (3)$$

式中 $f(t)$ 为一次函数, k 为耦合系数线性变化的斜率, T 为绝热变化或突变的时间。在固定的时间间隔 T 内,只需要控制 k 值即可满足绝热变化或突然变化的条件。

假定初始时刻腔场处于真空态 $|0\rangle$,两原子处于纠缠态,则系统的初态为

$$|\psi(0)\rangle = \left(\cos \frac{\theta}{2} |eg\rangle + \sin \frac{\theta}{2} |ge\rangle \right) \otimes |0\rangle, \quad (4)$$

式中 θ 为初始纠缠度。将(1)式代入薛定谔方程并考虑初始条件 $x_1(0) = \cos(\theta/2)$, $x_2(0) = \sin(\theta/2)$, 选择原子速度 $v = gL/\pi$ (实验上可实现),对场模参数函数 $\beta(vt)$ 进行时间积分,得 $\theta(t) = \int_0^t \beta(vt) dt = 1/pg [1 - \cos(pgt)]$ 。求解薛定谔方程组得到 t 时刻系统的状态为

$$|\psi(t)\rangle = x_1 |eg0\rangle + x_2 |ge0\rangle + x_3 |gg1\rangle, \quad (5)$$

式中系数为

$$\begin{cases} x_1 = \cos \frac{\theta}{2} + \frac{1}{2} \left(\sin \frac{\theta}{2} + \cos \frac{\theta}{2} \right) \left\{ \cos \frac{\sqrt{2}}{2p} \left[1 - \cos \left(pg \frac{k}{T} t^2 \right) \right] - 1 \right\} \\ x_2 = \sin \frac{\theta}{2} + \frac{1}{2} \left(\sin \frac{\theta}{2} + \cos \frac{\theta}{2} \right) \left\{ \cos \frac{\sqrt{2}}{2p} \left[1 - \cos \left(pg \frac{k}{T} t^2 \right) \right] - 1 \right\} \\ x_3 = -i \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sin \frac{\theta}{2} + \cos \frac{\theta}{2} \right) \sin \frac{\sqrt{2}}{2p} \left[1 - \cos \left(pg \frac{k}{T} t^2 \right) \right] \end{cases}. \quad (6)$$

根据 $\rho_{AB} = |\psi(t)\rangle\langle\psi(t)|$ 得到系统密度矩阵后,对场变量求迹,在基矢 $|ee\rangle, |eg\rangle, |ge\rangle, |gg\rangle$ 下得到系统的约化密度矩阵

$$\rho = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |x_1|^2 & x_1 x_2^* & 0 \\ 0 & x_1^* x_2 & |x_2|^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & |x_3|^2 \end{bmatrix}, \quad (7)$$

式中 * 代表共轭。

2.2 双光子过程

假定每个原子和腔场经由双光子过程^[34]耦合,系统的哈密顿量可以描述为

$$H = \omega_0 \sigma_A^z + \omega_0 \sigma_B^z + \omega a^\dagger a + g\beta(z)^2 (a^{+2} \sigma_A^- + a^2 \sigma_A^+) + g\beta(z)^2 (a^{+2} \sigma_B^- + a^2 \sigma_B^+). \quad (8)$$

考虑原子和场的耦合系数 g 随时间线性变化,对于双光子过程, g 可写为 $gf^2(t)$ ^[31], 函数 $f(t)$ 由(3)式给出。

系统的初态为

$$|\psi(0)\rangle = \left(\cos \frac{\theta}{2} |eg\rangle + \sin \frac{\theta}{2} |ge\rangle \right) \otimes |0\rangle. \quad (9)$$

将(8)式代入薛定谔方程,且对场模参数函数 $\beta^2(\nu t)$ 进行时间积分,得 $\theta(t) = \int_0^t \beta^2(\nu t B) dt =$

$\frac{1}{2g} \left[gt - \frac{1}{2p} \sin(2pgt) \right]$, 求解薛定谔方程组得到 t 时刻系统的状态为

$$|\psi(t)\rangle = x'_1 |eg0\rangle + x'_2 |ge0\rangle + x'_3 |gg2\rangle, \quad (10)$$

式中系数为

$$\begin{cases} x'_1 = \cos \frac{\theta}{2} + \frac{1}{2} \left(\sin \frac{\theta}{2} + \cos \frac{\theta}{2} \right) \left\{ \cos \frac{1}{3} \left[g \frac{k^2}{T^2} t^3 - \frac{1}{2p} \sin \left(2pg \frac{k^2}{T^2} t^3 \right) \right] - 1 \right\} \\ x'_2 = \sin \frac{\theta}{2} + \frac{1}{2} \left(\sin \frac{\theta}{2} + \cos \frac{\theta}{2} \right) \left\{ \cos \frac{1}{3} \left[g \frac{k^2}{T^2} t^3 - \frac{1}{2p} \sin \left(2pg \frac{k^2}{T^2} t^3 \right) \right] - 1 \right\} \\ x'_3 = -i \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sin \frac{\theta}{2} + \cos \frac{\theta}{2} \right) \sin \frac{1}{3} \left[g \frac{k^2}{T^2} t^3 - \frac{1}{2p} \sin \left(2pg \frac{k^2}{T^2} t^3 \right) \right] \end{cases}. \quad (11)$$

约化密度矩阵的形式和(7)式相同,系数由(11)式给出。

2.3 量子关联的定义

首先讨论 Hill 等^[35]提出的共生纠缠度 C , 它度量的是单模腔场中两个原子之间的纠缠。如果系统的密度矩阵 ρ_{ab} 为 X 型态, 这时 C 可等效表达为

$$C = 2 \max \{ 0, |\rho_{23} - \sqrt{\rho_{11}\rho_{44}}|, |\rho_{14} - \sqrt{\rho_{22}\rho_{33}}| \}, \quad (12)$$

式中 ρ_{mm} ($m=1,2,3,4; n=1,2,3,4$) 为矩阵 ρ_{ab} 的矩阵元。对于可分离态, $C=0$; 而对于最大纠缠态, $C=1$ 。

然后讨论两体复合系统的量子失协 Q_D , 其定义^[8]为

$$Q_D(\rho_{ab}) = I(\rho_{ab}) - C_C(\rho_{ab}), \quad (13)$$

式中 $I(\rho_{ab}) = S(\rho_a) + S(\rho_b) - S(\rho_{ab})$ 为量子系统中子系统 A、B 之间的互信息, 其中 $S(\rho) = -\text{Tr}(\rho \ln \rho)$, Tr 代表求迹; $\rho_{a(b)} = \text{Tr}_{b(a)}(\rho_{ab})$ 。 $C_C(\rho_{ab}) = S(\rho_a) - \min_{B_k} \sum_k p_k S(\rho_k)$ 为系统中的经典关联, p_k 为获得子系统 a 密度矩阵的概率, 且 $\rho_k = 1/p_k (I_a \otimes B_k) \rho (I_a \otimes B_k)$ 表示利用投影算子 B_k 对子系统 b 进行测量后, 子系统 a 获取信息的增量, I_a 为子系统 a 的密度算符, 相应的概率为 $p_k =$

$\text{Tr}_b[(I_a \otimes B_k) \rho_{ab} (I_a \otimes B_k)], B_k = \mathbf{V} |k\rangle\langle k| \mathbf{V}^\dagger, k = 0, 1$, 其中 \mathbf{V}^\dagger 为 \mathbf{V} 的厄米共轭, 变换矩阵为

$$\mathbf{V} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \exp(i\varphi) \sin \theta \\ \exp(i\varphi) \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}, \quad (14)$$

式中 φ 为相位因子。最后分析 Dakic 等^[7]提出的几何量子失协, 即量子失协的几何度量 D 。任意两量子比特的密度矩阵可以表示为

$$\rho = \frac{1}{4} (\mathbf{I} \otimes \mathbf{I} + \sum_{i'=1}^3 x_{i'} \sigma_{i'} \otimes \mathbf{I} + \sum_{i'=1}^3 y_{i'} \mathbf{I} \otimes \sigma_{i'} + \sum_{i', j'=1}^3 T_{i' j'} \sigma_{i'} \otimes \sigma_{j'}), \quad (15)$$

式中 \mathbf{I} 为单位矩阵, $\sigma_{i'}$ 和 $\sigma_{j'}$ 为泡利矩阵, $x_{i'} = \text{Tr}(\rho (\sigma_{i'} \otimes \mathbf{I}))$, $y_{i'} = \text{Tr}(\rho (\mathbf{I} \otimes \sigma_{i'}))$, $T_{i' j'} = \text{Tr}(\rho (\sigma_{i'} \otimes \sigma_{j'}))$ 为关联张量。对应的两体系统的几何量子失协为

$$D_A(\rho_{ab}) = \frac{1}{4} (\| \mathbf{x} \| + \| \mathbf{T} \| - k_{\max}), \quad (16)$$

式中 $\| \mathbf{x} \|^2 = \text{Tr}(\mathbf{x}^T \mathbf{x})$, \mathbf{x} 为布洛赫矢量, $\| \mathbf{T} \|^2 = \text{Tr}(\mathbf{T}^T \mathbf{T})$, \mathbf{T} 代表转置, k_{\max} 为 $k' = \mathbf{x} \mathbf{x}^T + \mathbf{T} \mathbf{T}^T$ 的最大本征值。

3 数值结果和讨论

数值结果如图 2~8 所示, 初始时刻原子处于最

大纠缠态,即 $\theta=\pi/2, gT=5\pi, t'=2gt/\pi$,腔处于真空态。

在运动原子和场的相互作用模型中,单光子过程和双光子过程的纠缠演化三维图分别如图2、3所示。可以看出,当耦合系数为常数时,对于单光子过程,随着 p 的增大,量子纠缠度逐渐增大,且当 $p\geq 1$ 时,纠缠度不会衰减到0;而对于双光子过程, p 在纠缠演化中起到消极作用。当原子和场的耦合发生绝热变化或突然变化时,与耦合系数为常数的情况相比,纠缠度为最大值的范围明显增大,时间被延

长。图2(b)、3(b)所示为原子和场的耦合突然变化($k=2$)^[31]时的纠缠演化图;当 p 为常数时,量子纠缠度随着斜率 k 及时间 t 变化的规律如图2(c)、3(c)所示。对比发现,当 k 取值相同时(原子和场的耦合处于相同环境),双光子过程的纠缠度为最大值的范围比单光子过程的大,说明双光子过程的纠缠度为最大值的时间比单光子过程的长;而量子纠缠度在 $k\ll 1$ 时的消失回复现象更为延缓,当 $k\gg 1$ 时消失回复现象较为活跃,此结果与文献[31-33]的结果相似。此现象说明可以通过控制 k 来调控量子纠缠。

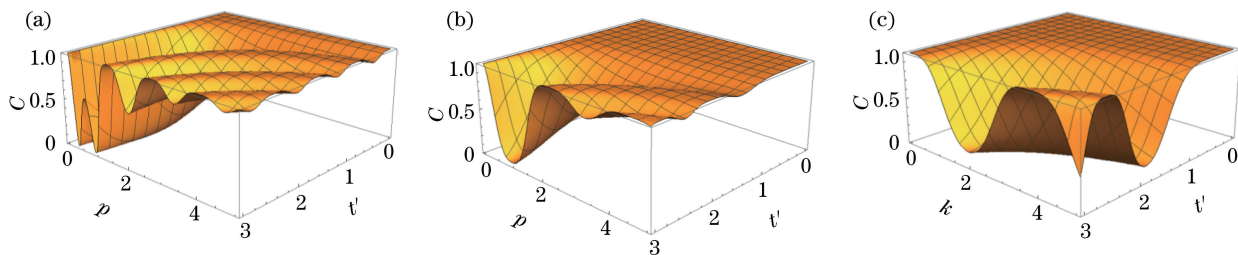


图2 单光子过程的纠缠演化规律。(a)不考虑耦合系数变化;(b) $k=2$;(c) $p=1.2$

Fig. 2 Evolution of entanglement in single-photon process. (a) Without consideration of change of coupling coefficients; (b) $k=2$; (c) $p=1.2$

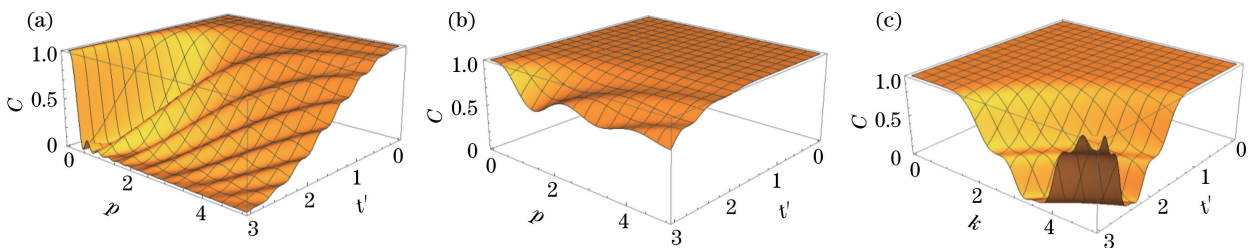


图3 双光子过程的纠缠演化规律。(a)不考虑耦合系数变化;(b) $k=2$;(c) $p=1.2$

Fig. 3 Evolution of entanglement in two-photon process. (a) Without consideration of change of coupling coefficient; (b) $k=2$; (c) $p=1.2$

通过对单光子过程和双光子过程的量子失协和几何量子失协三维图像的分析,发现其演化规律与量子纠缠的相同。为了更清楚地了解 p 和 k 对量子失协及几何量子失协的影响,下面分析量子失协

及几何量子失协三维图像的二维截图。图4和图5分别展示了原子和场的耦合系数为常数及发生绝热变化或者突然变化时量子失协的演化规律。图6和图7分别展示了原子和场的耦合系数为常数及发生

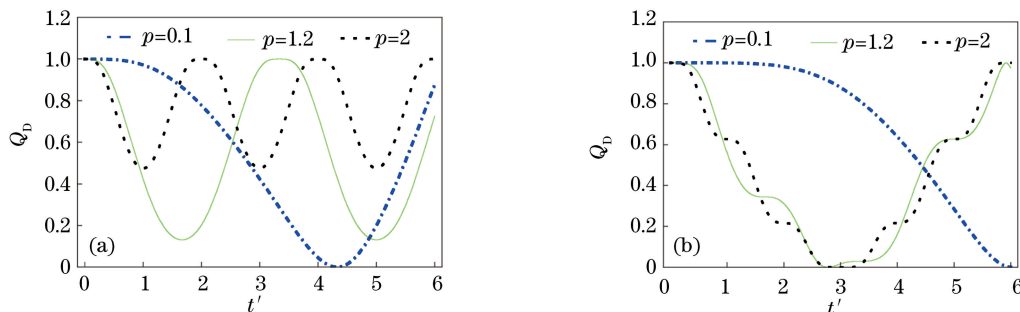


图4 耦合系数为常数时量子失协的时间演化。(a)单光子过程;(b)双光子过程

Fig. 4 Evolution of quantum discord when coupling coefficient is constant. (a) Single-photon process; (b) two-photon process

绝热变化或者突然变化时几何量子失协的变化图像。由图 4 和图 6 可知, p 值越小, 量子失协和几何量子失协的周期越长。取相同的 p 时, 双光子过程的量子失协和几何量子失协的周期比单光子过程的长。对于单光子过程, p 值越大, 量子关联的最小值越大。从图 5 和图 7 可以更清楚地看到, 量子失协和几何量子失协保持最大值的时间与 k 有关, 即与量子纠缠类似, k 越小, 量子关联的初始阶段保持最

大值的时间越长。因为这时场和原子的耦合处于绝热变化或突然变化, 所以量子失协和几何量子失协初始阶段保持最大值的时间延长, $k=0.5$ 描述的是绝热变化, $k=2$ 描述的是突然变化^[31]。另外, 通过分别对比图 5(a)、(b) 以及图 7(a)、(b) 发现, 对于相同的 k , 双光子过程的量子失协和几何量子失协保持最大值的时间比单光子过程的长, 说明此类调控对双光子过程更明显。

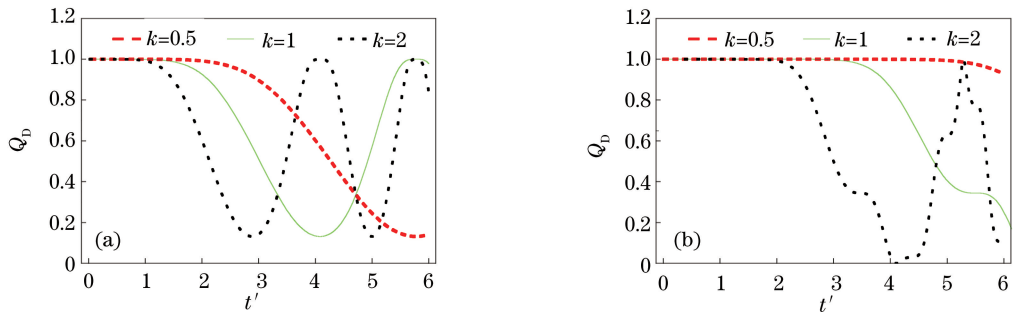


图 5 $p=1.2$ 时量子失协的演化规律。(a) 单光子过程; (b) 双光子过程

Fig. 5 Evolution of quantum discord when $p=1.2$. (a) Single-photon process; (b) two-photon process

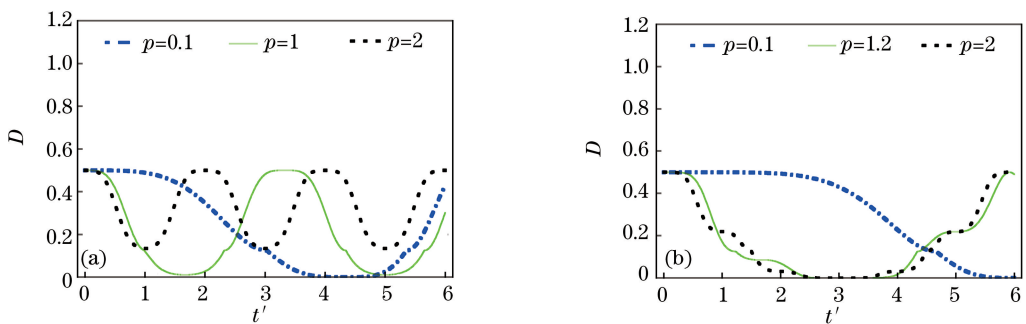


图 6 耦合系数为常数时几何量子失协的演化规律。(a) 单光子过程; (b) 双光子过程

Fig. 6 Evolution of geometric quantum discord when coupling coefficient is constant.

(a) Single-photon process; (b) two-photon process

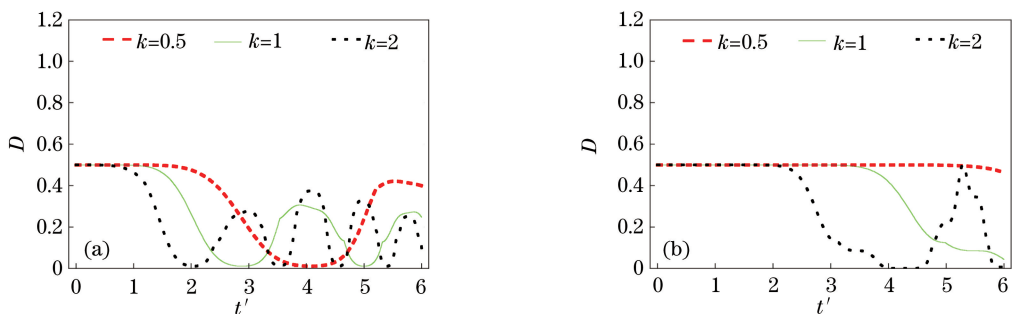


图 7 $p=1.2$ 时几何量子失协的演化规律。(a) 单光子过程; (b) 双光子过程

Fig. 7 Evolution of geometric quantum discord when $p=1.2$. (a) Single-photon process; (b) two-photon process

为了更清楚地对三种关联进行对比, 在图 8 中同时展示了运动原子和场相互作用过程中各种量子关联的演化规律。可以看出, 在取相同参数的情况

下, 量子纠缠均呈现出优越性。值得注意的是, 单光子过程中, 耦合系数的线性变化对几何量子失协的调控尤为明显, 即量子纠缠和量子失协演化到最小

值时,几何量子失协反而变为最大。比较图 8(b)、(d)可以发现,对于双光子过程,各种量子关联长时间处于较低状态,从 0 开始的恢复速度也较缓慢。通过线性变化耦合系数进行调控后,不仅量

子关联的降低被延缓,而且量子关联的恢复也加快了。这是由于当原子和场的耦合发生绝热变化或者突然变化时,末态的振幅中存在 t^2 或 t^3 项,见(6)~(7)式。

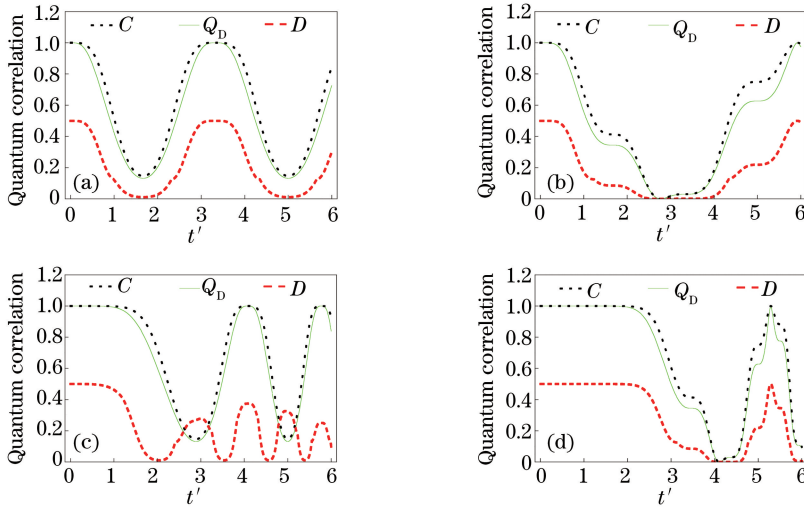


图 8 $p=1.2$ 时运动原子和场相互作用模型中的量子关联的演化规律。(a)单光子过程,耦合系数为常数;(b)双光子过程,耦合系数为常数;(c)单光子过程,耦合系数线性变化, $k=2$;(d)双光子过程,耦合系数线性变化, $k=2$

Fig. 8 Evolution of quantum correlations in moving atom-field interaction model when $p=1.2$. (a) Single-photon process, constant coupling coefficient; (b) two-photon process, constant coupling coefficient; (c) single-photon process, linear change of coupling coefficient, $k=2$; (d) two-photon process, linear change of coupling coefficient, $k=2$

4 结 论

针对单模腔场中运动的两个二能级原子,分别讨论了单光子过程和双光子过程中各种量子关联的演化规律,主要分析了场模结构参数 p 和耦合系数线性变化的斜率 k 对量子纠缠、量子失协和几何量子失协演化的调控作用。研究表明,当考虑原子运动时,可以通过调节 p 的取值来调控量子关联。对于单光子过程,随着 p 的增大,各种量子关联的最小值也增大。当原子和场的耦合发生绝热变化或者突然变化时,调节 k 可以延长各种量子关联保持最大值的时间,且该方法对双光子过程的调控更为明显。另外, k 越小,各种量子关联保持最大值的时间越长,恢复最大值的时间也越短。在该系统中,可以通过改变 p 和 k 来调控纠缠、量子失协及几何量子失协。

参 考 文 献

- [1] Nielson M A, Chuang I L. Quantum computation and quantum information: 10th anniversary edition [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2011.
- [2] Qiu C D, Lu D M. Entanglement characteristics in two-dimensional coupled cavity systems[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(5): 0527001.
- [3] Yang X L, Sun T, Zhang B, *et al.* Classical-field-assisted three-atom quantum entanglement dynamics[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(5): 0527001.
- [4] Yan L. Effect of interatomic distance in photonic band gap on entanglement evolution property among three atoms[J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(8): 0827001.
- [5] Briegel H J, Dür W, Cirac J I, *et al.* Quantum repeaters for communication[EB/OL]. (1998-03-20) [2017-06-03]. <https://arxiv.org/abs/quant-ph/9803056>.
- [6] Rosenfeld W, Hocke F, Henkel F, *et al.* Towards long-distance atom-photon entanglement[J]. Physical Review Letters, 2008, 101(26): 260403.
- [7] Dakic B, Vedral V, Brukner C. Necessary and

- sufficient condition for nonzero quantum discord[J]. Physical Review Letters, 2010, 105(19): 190502.
- [8] Ollivier H, Zurek W H. Quantum discord: a measure of the quantumness of correlations [J]. Physical Review Letters, 2002, 88(1): 017901.
- [9] Lanyon B P, Barbieri M, Almeida M P, *et al.* Experimental quantum computing without entanglement[J]. Physical Review Letters, 2008, 101(20): 200501.
- [10] Luo S. Quantum discord for two-qubit systems[J]. Physical Review A, 2008, 77(4): 140-140.
- [11] Lang M D, Caves C M. Quantum discord and the geometry of Bell-diagonal states[J]. Physical Review Letters, 2010, 105(15): 150501.
- [12] Girolami D, Adesso G. Quantum discord for general two-qubit states: analytical progress[J]. Physical Review A, 2011, 83(5): 10017-10028.
- [13] Chen Q, Zhang C, Yu S, *et al.* Quantum discord of two-qubit states[J]. Physical Review A, 2011, 84(4): 10814-10822.
- [14] Dakic B, Lipp Y O, Ma X, *et al.* Quantum discord as resource for remote state preparation [J]. Nature Physics, 2013, 8(9): 666-670.
- [15] Giorgi G L. Quantum discord and remote state preparation[J]. Physical Review A, 2013, 88(2): 022315.
- [16] Horodecki P, Tuziemski J, Mazurek P, *et al.* Can communication power of separable correlations exceed that of entanglement resource? [J]. Physical Review Letters, 2014, 112(14): 140507.
- [17] Jaynes E T, Cummings F W. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser[J]. Proceedings of the IEEE, 1962, 51(1): 89-109.
- [18] Li R Q, Lu D M. Quantum discord in the system of atoms interacting with coupled cavities[J]. Acta Physica Sinica, 2014, 63(3): 030301.
李锐奇, 卢道明. 原子与耦合腔相互作用系统中的量子失协[J]. 物理学报, 2014, 63(3): 030301.
- [19] Lü H Y, Yuan W, Hou X W. Dynamical entanglement in the model of field interacted with atoms of a nonlinear medium[J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(11): 110301.
吕海艳, 袁伟, 侯喜文. 场与非线性介质原子相互作用模型的量子纠缠动力学特性[J]. 物理学报, 2013, 62(11): 110301.
- [20] Song J, Cao Z L. Dynamical properties in the system of two identical two-level entangled atoms interacting with radiation fields in binomial states[J]. Acta Physica Sinica, 2005, 54(2): 696-702.
宋军, 曹卓良. 两纠缠原子与二项式光场相互作用的动力学[J]. 物理学报, 2005, 54(2): 696-702.
- [21] Hidayat C, Nakajima M, Takagi M, *et al.* Entangled states and information induced by the atom-field interaction[J]. Optics Communications, 2005, 250(1/2/3): 148-156.
- [22] Bashkirov E K, Rusakova M S. Atom-field entanglement in two-atom Jaynes-Cummings model with nondegenerate two-photon transitions[J]. Optics Communications, 2008, 281(17): 4380-4386.
- [23] Gao D Y, Xia Y J. Quantum correlation dynamics of motive atoms in cavity quantum electrodynamics[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2015, 52(8): 082701.
高德营, 夏云杰. 腔量子电动力学中运动原子量子关联的动力学[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(8): 082701.
- [24] Diedrich F, Bergquist J C, Itano W M, *et al.* Laser cooling to the zero-point energy of motion[J]. Physical Review Letters, 1989, 62(4): 403.
- [25] Liu X J, Fang M F, Zhou Q P. Quantum mechanical channel and quantum mutual entropy in the two photon Jaynes-Cummings model with atomic motion[J]. Acta Physica Sinica, 2005, 54(2): 703-709.
刘小娟, 方卯发, 周清平. 具有原子运动的双光子 J-C 模型中量子力学通道与量子互熵[J]. 物理学报, 2005, 54(2): 703-709.
- [26] Schlicher R R. Jaynes-Cummings model with atomic motion[J]. Optics Communications, 1989, 70(2): 97-102.
- [27] Joshi A, Lawande S V. Squeezing and quasiprobabilities for a two-photon Jaynes-Cummings model with atomic motion[J]. International Journal of Modern Physics B, 1992, 6(21): 3539-3550.
- [28] Chen A X, Wu S D, Jin L X, *et al.* Interaction of a moving two-level atom with a two-mode quantized cavity field[J]. Acta Physica Sinica, 2003, 52(10): 2466-2470.
陈爱喜, 吴曙东, 金丽霞, 等. 运动的二能级原子与双模量子化腔场的相互作用[J]. 物理学报, 2003, 52(10): 2466-2470.
- [29] Wang J C, Liao Q H, Wang Y Y, *et al.* Entropy exchange and entanglement of a moving atom with k-photon Jaynes-Cummings model[J]. Acta Physica Sinica, 2011, 60(11): 114208.
王继成, 廖庆洪, 王月媛, 等. k 光子 Jaynes-

- Cummings 模型与运动原子相互作用中的熵交换及纠缠[J]. 物理学报, 2011, 60(11): 114208.
- [30] Hu Y H. Entropy exchange and entanglement in the multi-photon J-C model of a moving atom[J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(12): 120302.
胡要花. 运动原子多光子 J-C 模型中的熵交换与纠缠[J]. 物理学报, 2012, 61(12): 120302.
- [31] Joshi A, Lawande S V. Generalized Jaynes-Cummings models with a time-dependent atom-field coupling[J]. Physical Review A, 1993, 48(3): 2276-2284.
- [32] Kayhan H. Control of sudden death of entanglement by transient effects [J]. Communications in Theoretical Physics, 2011, 56(9): 487-489.
- [33] Hu Y H, Tan Y G. Effect of the time-dependent atom-field couplings on entanglement[J]. Communications in Theoretical Physics, 2014, 62(7): 49-53.
- [34] Alsing P, Zubairy M S. Collapse and revivals in a two-photon absorption process[J]. Journal of the Optical Society of America B, 1987, 4(2): 177-184.
- [35] Hill S, Wootters W K. Entanglement of a pair of quantum bits[J]. Physical Review Letters, 1997, 78(26): 5022-5025.