

# Stark 位移对热环境下双 Jaynes-Cummings 模型中原子纠缠的影响\*

胡要花<sup>†</sup>

(洛阳师范学院物理与电子信息学院, 洛阳 471022)

(2012 年 1 月 18 日收到; 2012 年 2 月 4 日收到修改稿)

研究双光子跃迁的双 Jaynes-Cummings 模型中, 两原子初始处于最大纠缠态、光场初始处于单模热态时的原子纠缠动力学, 考虑双光子过程中的 Stark 位移、热光场的平均光子数对原子纠缠的影响. 结果表明: 不考虑 Stark 位移时, 两原子在系统演化过程中周期性地出现退纠缠现象, 而考虑 Stark 位移时, 两原子长时间地纠缠. 特别是当 Stark 位移参数取值较大且热光场的平均光子数值比较小时, 两原子能保持稳定地纠缠. 这些结果表明, 可以利用 Stark 位移对热环境下双 Jaynes-Cummings 模型中的原子纠缠进行调控.

**关键词:** 双 Jaynes-Cummings 模型, 单模热光场, Stark 位移, 纠缠

**PACS:** 03.67.Bg, 42.50.Ct, 42.50.Lc

## 1 引言

在大范围量子网络工作和量子中继站<sup>[1,2]</sup>中实现远距离量子通信任务时, 长时间纠缠的量子纠缠态起着重要作用, 因此人们希望量子纠缠态能够有高的纠缠度和长的纠缠保持时间. 然而实际的纠缠体系不可避免地会与周围环境发生相互作用, 从而在通讯通道和计算装置中产生退相干效应, 导致纠缠衰减甚至突然死亡, 这是量子信息处理任务实现的严重障碍. 2004 年 Yu 等<sup>[3]</sup>在研究退相干机理时发现, 初始纠缠后来无相互作用的两个二能级原子分别与非局域的真空库相互作用时, 原子纠缠发生“突然死亡 (sudden death)”现象. 此后, Almeida 等<sup>[4]</sup>在实验上证实了这种现象的存在. 最近, 文献<sup>[5]</sup>对双 Jaynes-Cummings (J-C) 模型 (可以模拟为量子网络中的两节点) 系统中的两个二能级原子的纠缠进行了研究, 发现初始纠缠后来无相互作用的两个二能级原子在与各自腔场相互作用时, 原子纠缠并不稳定, 而是周期性地退纠缠或者突然死

亡, 这是量子技术应用 (特别是量子网络工作) 上的大障碍. 因此研究无相互作用的固定系统间的纠缠动力学, 以及如何防止其中的纠缠衰减或突然死亡, 已成为当前量子信息处理的一个关键课题<sup>[6-8]</sup>.

双光子 J-C 模型<sup>[9]</sup>描述的是一个二能级原子通过双光子跃迁与一个单模量子化光场相互作用, 是量子光学中被研究得最广泛的模型之一. 双光子跃迁是指原子通过虚中间态直接吸收 (或者辐射) 两个光子, 达到较高能态 (或者较低能态) 的过程, 是一种三阶非线性过程. 在此模型中, 当原子的两能级与中间能级耦合较强烈, 则 Stark 位移较明显, 不可忽略<sup>[10-13]</sup>. 最近, 文献<sup>[14, 15]</sup>报道了利用双光子跃迁非线性过程中的 Stark 位移诱导量子纠缠. Abdel-Aty 和 Moya-Cessa<sup>[16]</sup>的工作表明, Stark 位移可以有效地防止纠缠突然死亡, 使得初始处于分离态或混合态的两量子比特长时间地保持纠缠. 在文献<sup>[5, 16]</sup>的启发下, 我们研究了初始处于纠缠态、光场初始处于真空态 (均为纯态)、并且经由双光子跃迁的双 J-C 模型中, Stark 位移对原子纠缠的调控作用<sup>[17]</sup>. 结果发现在 Stark 位移作

\* 国家自然科学基金 (批准号: 10905028) 和河南省科技计划 (批准号: 102300410050) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: huyaohua1@sina.com

用下,两原子不再出现退纠缠现象,而且当 Stark 位移参数选择合适时,出现长时间、稳定的原子纠缠,即控制 Stark 位移参数便可有效地调控纠缠.然而纯态量子系统在与环境相互作用过程中,由于退相干效应的存在,纯态纠缠很难产生和保持.因此,研究混合态量子纠缠的调控具有更重要的意义.最常见的混合态就是单模热光场,它代表以特定的温度与库相联系的系统,可由一处于热平衡状态的单模腔体产生.本文考虑由两个 J-C 模型组成的系统,其中包含两个物理上完全分离的、理想的单模量子化腔场,每腔中有一个二能级原子.因此,这两个原子没有任何相互作用,每一个原子只能单独地与自己所在的腔场发生相互作用.初始时刻,两原子处于最大纠缠态、光场处于单模热态.我们研究双光子跃迁过程中的 Stark 位移对两原子之间纠缠的影响,并探寻用 Stark 位移调控原子纠缠的可能性.

## 2 系统模型和约化密度矩阵

考虑由两个 J-C 模型组成的系统,该系统由两个有效二能级原子(用 A 和 B 标记)和两个分离的单模量子化腔场(用 a 和 b 标记)组成,其中原子 A, B 分别经由双光子过程与处于热混合态的光场 a, b 相互作用,而两个原子之间没有任何相互作用.该双 J-C 模型的哈密顿量可以表示为

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_{A,a} + \mathbf{H}_{B,b}, \quad (1)$$

为了简单起见,我们假设这两个原子与各自腔场相互作用时的耦合常数相同.原子的激发态和基态分别用  $|e\rangle$  和  $|g\rangle$  标记.现在我们讨论原子 A 和腔场 a 的相互作用,对于包含 Stark 位移的简并双光子 J-C 模型,其有效哈密顿量  $\mathbf{H}_{A,a}$  在旋波近似下可以表示为(设  $\hbar = 1$ )<sup>[18,19]</sup>

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{A,a} = & \omega \mathbf{a}^\dagger \mathbf{a} + \frac{1}{2} \omega_0 \mathbf{S}_A^z \\ & + \mathbf{a}^\dagger \mathbf{a} (\beta_1 \mathbf{S}_A^- \mathbf{S}_A^+ + \beta_2 \mathbf{S}_A^+ \mathbf{S}_A^-) \\ & + g (\mathbf{a}^{\dagger 2} \mathbf{S}_A^- + \mathbf{a}^2 \mathbf{S}_A^+), \end{aligned} \quad (2)$$

( $\mathbf{H}_{B,b}$  的表示式与此类似),式中  $\mathbf{a}^\dagger, \mathbf{a}$  分别表示频率为  $\omega$  的光场 a 的产生和湮灭算符,  $\mathbf{S}_A^z = |e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|$ ,  $\mathbf{S}_A^+ = |e\rangle\langle g|$ ,  $\mathbf{S}_A^- = |g\rangle\langle e|$  为跃迁频率跃迁为  $\omega_0$  的原子 A 的反转和跃迁算符.等号右边第三项描述了原子激发态和基态的动力学 Stark 位移,它依赖于单光子耦合常数、失谐量

及场的强度和统计性质.由耦合常数  $g_1$ (相对于基态  $|g\rangle$  与中间态  $|j\rangle$  之间的跃迁)、 $g_2$ (相对于激发态  $|e\rangle$  与中间态  $|j\rangle$  之间的跃迁)和失谐量  $\Delta$  可确定两能级的 Stark 位移参数  $\beta_1$  和  $\beta_2$ ,以及原子与场之间的有效耦合常数  $g$ :

$$\begin{aligned} \beta_1 &= g_1^2 / \Delta, \\ \beta_2 &= g_2^2 / \Delta, \\ g &= g_1 g_2 / \Delta, \end{aligned} \quad (3)$$

为了简单起见,我们考虑共振相互作用( $\omega_0 = 2\omega$ ).

将  $\mathbf{H}_{A,a}$  在态空间  $|e, n\rangle, |g, n+1\rangle$  对角化,可得到相互作用表象中的时间演化算符<sup>[18,19]</sup>

$$U_{A,a}(t) = \begin{pmatrix} U_{11}(n, t) & U_{12}(n, t) \\ U_{21}(n, t) & U_{22}(n, t) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

矩阵元

$$\begin{aligned} U_{11}(n, t) &= \sin^2(\theta_n) \exp(-i\lambda_n^+ t) \\ &+ \cos^2(\theta_n) \exp(-i\lambda_n^- t), \\ U_{12}(n, t) &= \frac{1}{2} \sin(2\theta_n) [\exp(-i\lambda_n^+ t) \\ &- \exp(-i\lambda_n^- t)] = U_{21}(n, t), \\ U_{22}(n, t) &= \sin^2(\theta_n) \exp(-i\lambda_n^- t) \\ &+ \cos^2(\theta_n) \exp(-i\lambda_n^+ t), \end{aligned} \quad (5)$$

式中

$$\begin{aligned} \sin(\theta_n) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( 1 + \frac{\xi_n}{\Omega_n} \right)^{1/2}, \\ \lambda_n^\pm &= g \frac{n(1+r^2) + 2r^2}{r} \pm \Omega_n, \\ \Omega_n &= [g^2(n+1)(n+2) + \xi_n^2]^{1/2}, \\ \xi_n &= \frac{g}{2r} [n(1-r^2) - 2r^2], \\ r &= \left( \frac{\beta_1}{\beta_2} \right)^{1/2}. \end{aligned}$$

如果不考虑 Stark 位移,有

$$\begin{aligned} \sin(\theta'_n) &= \frac{1}{\sqrt{2}}, \\ \Omega'_n &= g[(n+1)(n+2)]^{1/2}, \\ \lambda_n^{\pm'} &= \pm \Omega'_n. \end{aligned}$$

对应地,原子 B 与腔场 b 相互作用的演化算符  $U_{B,b}(t)$  与  $U_{A,a}(t)$  形式类似.

假设两原子初始处于最大纠缠纯态

$$|\Phi(0)\rangle_{AB} = (|eg\rangle + |ge\rangle) / \sqrt{2}, \quad (6)$$

两腔场 a 和 b 初始处于单模热态

$$\begin{aligned}\rho_{fa}(0) &= \sum_n P_n |n\rangle \langle n|, \\ \rho_{fb}(0) &= \sum_m P_m |m\rangle \langle m|,\end{aligned}\quad (7)$$

其中  $P_n$  和  $P_m$  是权重函数,

$$\begin{aligned}P_n &= \frac{\bar{n}^n}{(1+\bar{n})^{n+1}}, \\ P_m &= \frac{\bar{m}^m}{(1+\bar{m})^{m+1}},\end{aligned}\quad (8)$$

$\bar{n} = [\exp(\hbar\omega/\kappa_B T_a) - 1]^{-1}$ ,  $\bar{m} = [\exp(\hbar\omega/\kappa_B T_b) - 1]^{-1}$  分别表示腔场 a (热平衡温度为  $T_a$ ) 和腔场 b (热平衡温度  $T_b$ ) 的平均光子数,  $k_B$  是玻尔兹曼常数.

根据演化算符 (4) 式和初始条件 (6), (7) 式, 并利用量子光学方法可以得到该双 J-C 模型的密度算符

$$\begin{aligned}\rho(t) &= U_{A,a} \otimes U_{B,b} [\rho_{AB}(0) \otimes \rho_{fa}(0) \otimes \rho_{fb}(0)] \\ &\quad \times U_{B,b}^\dagger \otimes U_{A,a}^\dagger,\end{aligned}\quad (9)$$

对场变量求迹, 可得任意时刻两原子的约化密度算符  $\rho_{A,B}(t)$ . 在原子基  $|ee\rangle, |eg\rangle, |ge\rangle, |gg\rangle$  下, 约化密度矩阵  $\rho_{A,B}(t)$  可以表示为

$$\begin{aligned}\rho_{A,B}(t) &= \text{Tr}_{a,b}[\rho(t)] \\ &= \begin{pmatrix} \rho_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \rho_{22} & \rho_{23} & 0 \\ 0 & \rho_{32} & \rho_{33} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \rho_{44} \end{pmatrix},\end{aligned}\quad (10)$$

矩阵元

$$\begin{aligned}\rho_{11} &= \frac{1}{2} \sum_n \sum_m [P_n P_{m+2} U_{11}(n) U_{11}^*(n) U_{12}(m) \\ &\quad \times U_{12}^*(m) + P_{n+2} P_m U_{12}(n) U_{12}^*(n) \\ &\quad \times U_{11}(m) U_{11}^*(m)], \\ \rho_{22} &= \frac{1}{2} \sum_n \sum_m [P_n P_m U_{11}(n) U_{11}^*(n) U_{22}(m-2) \\ &\quad \times U_{22}^*(m-2) + P_{n+2} P_{m-2} U_{12}(n) U_{12}^*(n) \\ &\quad \times U_{21}(m-2) U_{21}^*(m-2)], \\ \rho_{23} &= \frac{1}{2} \sum_n \sum_m P_n P_m U_{11}(n) U_{22}^*(n-2) \\ &\quad \times U_{22}(m-2) U_{11}^*(m), \\ \rho_{33} &= \frac{1}{2} \sum_n \sum_m [P_{n-2} P_{m+2} U_{21}(n-2) U_{21}^*(n-2) \\ &\quad \times U_{12}(m) U_{12}^*(m) + P_n P_m U_{22}(n-2)\end{aligned}$$

$$\times U_{22}^*(n-2) U_{11}(m) U_{11}^*(m)],$$

$$\rho_{32} = \rho_{23}^*,$$

$$\rho_{44} = 1 - \rho_{11} - \rho_{22} - \rho_{33},\quad (11)$$

其中 \* 表示复数共轭,  $P_n$  和  $P_m$  由方程 (8) 确定, 时间相关函数由 (5) 式确定.

在下一节, 我们将利用两原子的约化密度矩阵 (5) 式, 并借助于数值计算, 展示该系统中两原子的量子纠缠演化规律.

### 3 数值结果和讨论

能用来量度两个量子比特之间纠缠的方法有很多种, 本文用的是文献 [20, 21] 提出的方法, 即共生纠缠度  $C$  (concurrence), 定义为

$$C = \max(0, \sqrt{\lambda_1} - \sqrt{\lambda_2} - \sqrt{\lambda_3} - \sqrt{\lambda_4}),\quad (12)$$

式中  $\lambda_1, \dots, \lambda_4$  是矩阵  $\tilde{\rho} = \rho(\sigma_y \otimes \sigma_y) \rho^*(\sigma_y \otimes \sigma_y)$  的本征值.  $\rho$  是量子态的密度矩阵. 共生纠缠度  $C$  的取值范围是 0 到 1,  $C = 0$  时没有纠缠, 而  $C = 1$  为最大纠缠态. 由密度矩阵 (10) 表示的原子纠缠的共生纠缠度为

$$C(t) = 2 \max\{0, |\rho_{23}| - \sqrt{\rho_{11}\rho_{44}}\}.\quad (13)$$

由方程 (11) 和 (13), 并借助于数值计算方法可以直观地展示两原子的纠缠演化规律, 揭示热环境下 Stark 位移以及光场的平均光子数对远距原子纠缠的影响, 结果如图 1, 图 2 和图 3 所示.

图 1 展示了弱热态 (平均光子数  $\bar{n} = \bar{m} = 0.01$ ) 环境下, 双 J-C 模型中远距原子受 Stark 位移影响时的纠缠演化规律. 在图 1(a) 中,  $\beta_1 = \beta_2 = 0$ , 即不考虑 Stark 位移的情况, 可以看出此时原子纠缠随  $gt$  的变化是周期性的, 周期为  $n\pi/\sqrt{2}$ . 在  $t = n\pi/\sqrt{2}g$  时, 两原子退纠缠. 图 1(b), (c) 和 (d) 是考虑 Stark 位移时, 原子纠缠随时间的演化规律. 当 Stark 位移参数  $r = 1$ , 即二能级原子上下两能级的 Stark 位移相等时, 原子纠缠仍然周期性地演化, 但周期缩短, 如图 1(b) 所示. 而且此时原子纠缠的最小值增大, 两原子始终保持纠缠状态, 而不会出现退纠缠. 减小  $r$  值, 即较基态能级而言, 激发态能级与中间能级的耦合更强烈, 如图 1(c)  $r = 0.5$ , 两原子仍然能够保持纠缠状态. 但是与图 1(b) 比较, 我们发现其纠缠演化周期增加, 最小值降低. 如果继续减小 Stark 位移参数  $r$  到 0.1 (文中未列出图),

原子纠缠演化将与不考虑 Stark 位移 (图 1(a)) 时的情况相似. 然而如果增大  $r$  值 (相当于增强原子基态能级与中间能级之间的耦合强度), 此时原子纠缠最小值随  $r$  值增加而增加, 当  $r$  值较大时, 原子纠缠得以长时间保持. 如图 1(d)  $r = 5$  所示, 两原子处于较稳定的纠缠态, 其纠缠程度与初始时刻的纠缠度近似相等. 在经由双光子跃迁的双 J-C 模型中, 原子纠缠动力学出现这些特点是由于原子与光场双光子相互作用过程中的非线性特点所致. 上述这些特点表明, 在热环境下经由双光子跃迁的双 J-C 模型中, Stark 位移对原子纠缠有着强烈影响. 适当调节 Stark 位移参数值, 可以对热环境下双 J-C 模型中的原子纠缠进行调控.

为了研究单模热光场的温度对双 J-C 模型中原子纠缠的影响, 我们取平均光子数为  $\bar{n} = \bar{m} = 0.1$  和  $\bar{n} = \bar{m} = 1$ , 分别做出原子纠缠的演化规律图, 如图 2 和图 3 所示, 并且与图 1 ( $\bar{n} = \bar{m} = 0.01$ ) 做比较. 比较图 1(a) 和图 3(a) 可以看出, 不考虑 Stark 位移时, 热光场平均光子数的增大 (意味着场的温

度增加) 时, 原子纠缠的最大值减小, 并且出现了突然死亡现象. 考虑 Stark 位移且原子的上下两能级与中间能级之间的耦合强度相同, 此时场的温度对原子纠缠的影响如图 1(b) 和图 3(b) 所示, 可以看出原子纠缠的最大值和最小值均随平均光子数的增加而下降, 且平均光子数较大 (如图 3(b)) 时出现退纠缠现象. 当激发态能级与中间能级的耦合更强烈时, 也出现了类似的结果, 见图 1(c) 和图 3(c). 当 Stark 位移参数  $r$  值较大, 例如  $r = 5$  (图 1(d) 和图 3(d)) 时, 平均光子数的增加导致原子纠缠减弱, 其最小值下降, 很难出现纠缠保持的状态, 而且原子纠缠出现高频振荡现象. 这些结果说明热光场的温度 (平均光子数值的大小) 对原子纠缠的影响很大, 环境温度的升高将导致原子纠缠减弱, 甚至出现退纠缠现象.

值得注意的是, 当两原子初始状态处于  $|\Phi(0)\rangle_{AB} = (|ee\rangle + |gg\rangle)/\sqrt{2}$ , 光场仍为单模热态时, 原子纠缠的演化规律与上面展示的初态为  $|\Phi(0)\rangle_{AB} = (|eg\rangle + |ge\rangle)/\sqrt{2}$  时的规律相类似.

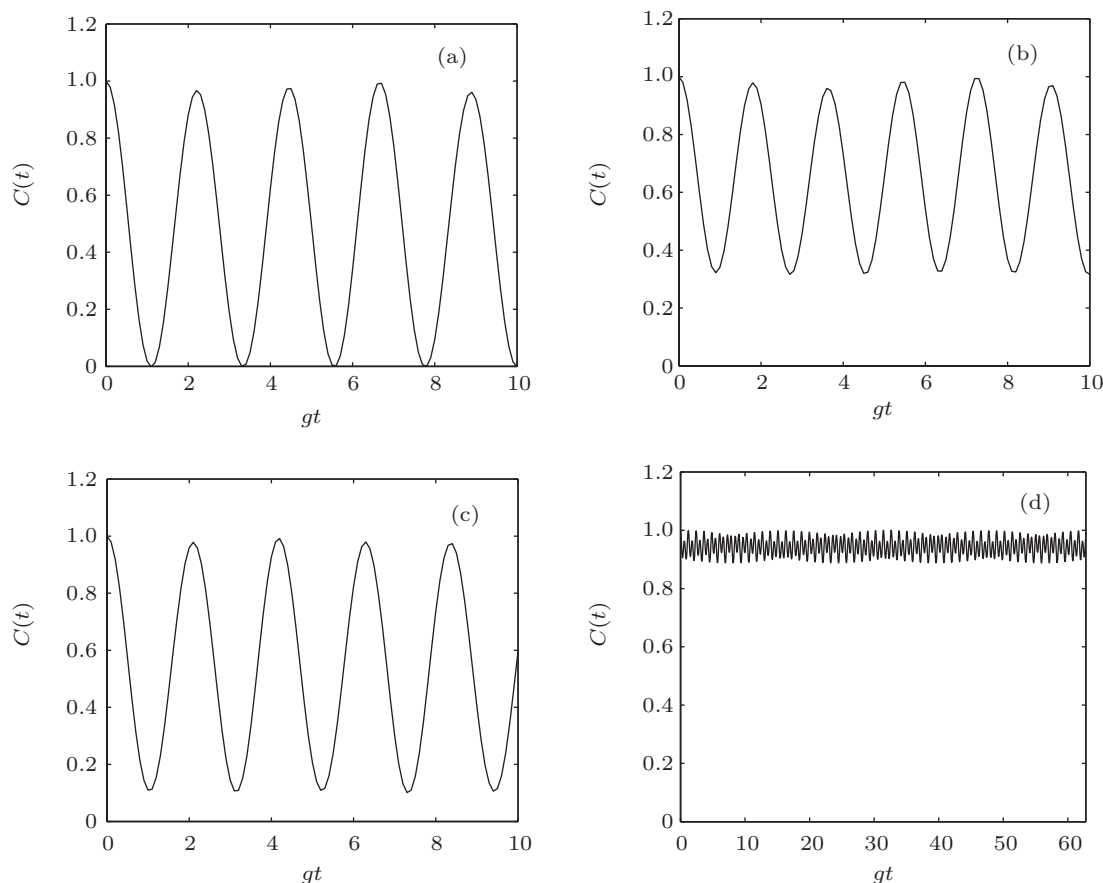


图 1  $\bar{n} = \bar{m} = 0.01$  时原子纠缠的演化规律 (a) 不考虑 Stark 位移 ( $\beta_1 = \beta_2 = 0$ ); (b)  $r = 1$ ; (c)  $r = 0.5$ ; (d)  $r = 5$

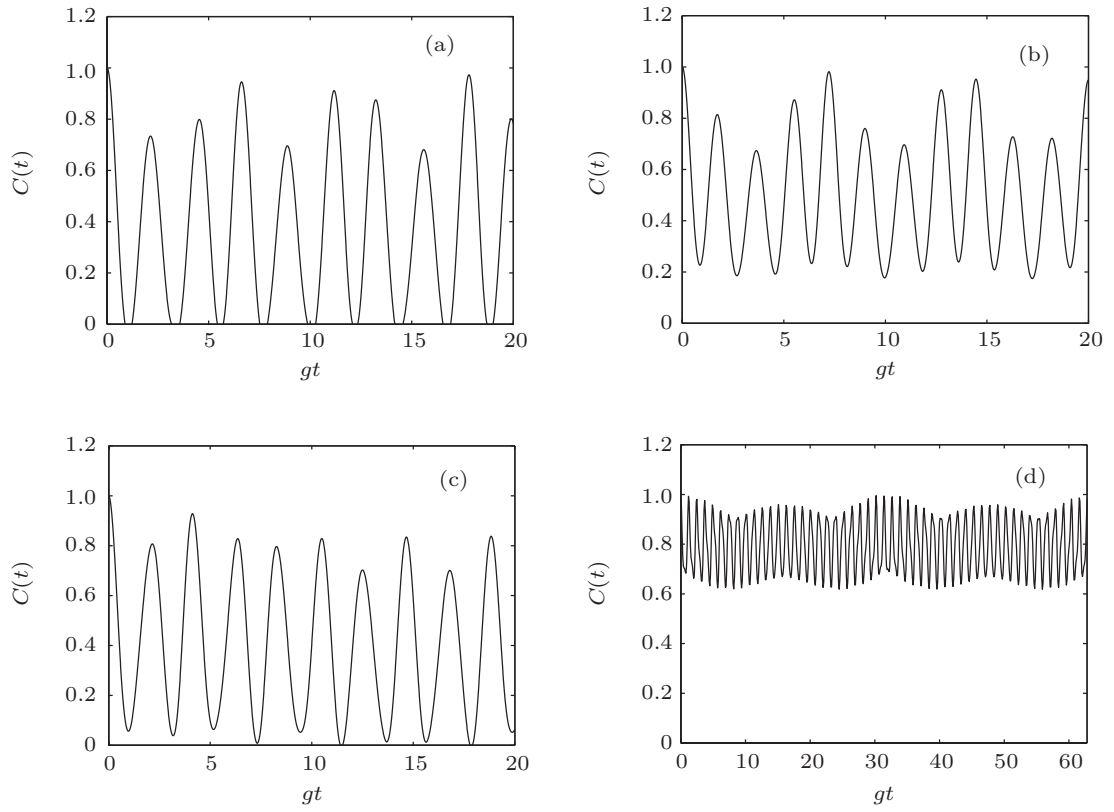


图2  $\bar{n} = \bar{m} = 0.1$  时原子纠缠的演化规律 (a) 不考虑 Stark 位移 ( $\beta_1 = \beta_2 = 0$ ); (b)  $r = 1$ ; (c)  $r = 0.5$ ; (d)  $r = 5$

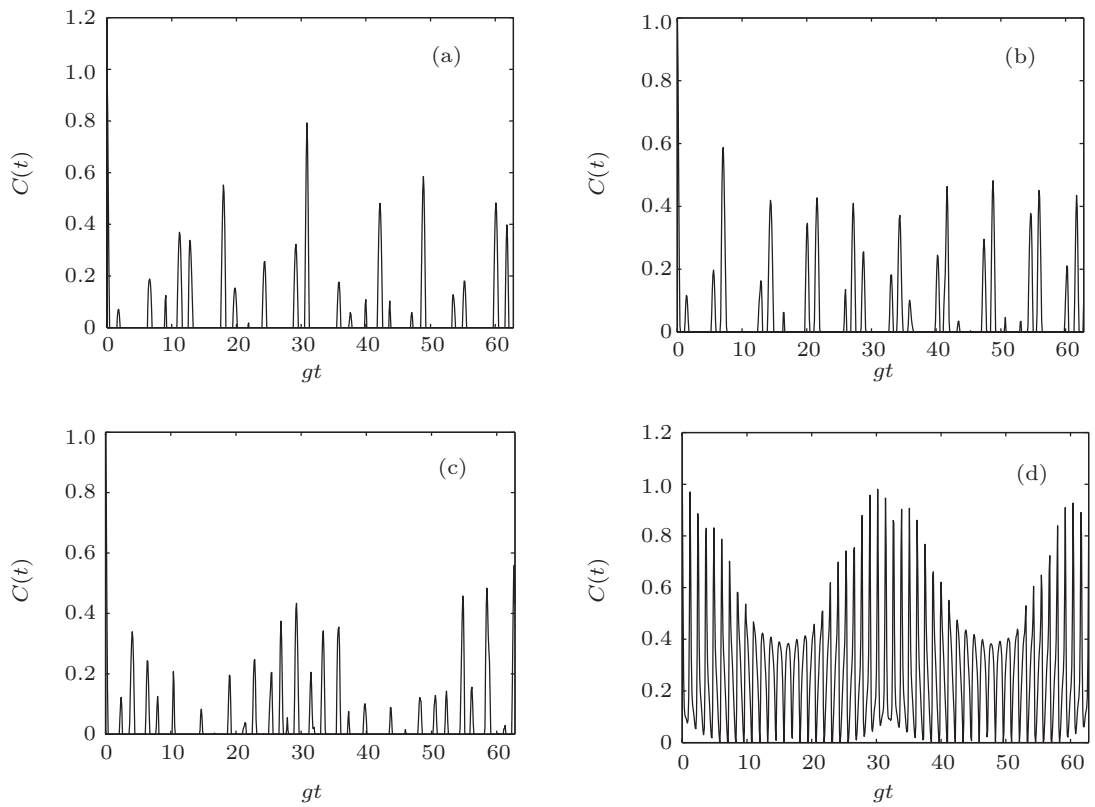


图3  $\bar{n} = \bar{m} = 1$  时原子纠缠的演化规律 (a) 不考虑 Stark 位移 ( $\beta_1 = \beta_2 = 0$ ); (b)  $r = 1$ ; (c)  $r = 0.5$ ; (d)  $r = 5$

## 4 结论

本文考虑经由双光子跃迁的双 J-C 模型, 研究两原子初始处于最大纠缠态、光场初始处于单模热态时, 双光子过程中的 Stark 位移、热光场的平均光子数对原子纠缠的影响, 探寻在热环境下用 Stark 位移控制原子纠缠的可能性. 得出以下结论: 1) 原子纠缠周期性地演化, 周期的长短受 Stark 位移控制; 2) 不考虑 Stark 位移时, 无论平均光子数值 (对应着光场的温度) 如何, 两原子在演化过程中周期性地出现退纠缠现象, 而考虑 Stark 位移时, 两原子长时间地纠缠, 特别是当 Stark 位移参数取值较大且热光场的平均光子数值比较小时, 两原子能保持稳定地纠缠, 纠缠度的值与初始时刻的值相

近; 3) 光场平均光子数的大小对原子纠缠的影响也很大, 两原子的纠缠随平均光子数的增加而减弱, 甚至出现纠缠突然死亡现象. 在经由双光子跃迁的双 J-C 模型中, 原子纠缠动力学出现这些特点是由于原子与光场双光子相互作用过程中的非线性特点所致. 这些结果表明在热环境下经由双光子跃迁的双 J-C 模型系统中, Stark 位移对其中的原子纠缠有着强烈影响. 这里我们考虑的是经由双光子跃迁的双 J-C 模型, 考虑 Stark 位移的影响, 使模型更接近实验实现. 此外, 双光子微波激射器的成功运转<sup>[22]</sup>使得研究双光子过程中原子-光场的相互作用成为可能. 因此, 本文所考虑的模型是实际的, 可以被实验实现的. 本文的研究结果将进一步激励人们在实际的纠缠调控, 尤其是热环境下的纠缠调控过程中实现用 Stark 位移调控纠缠.

- [1] Briegel H J, Dürr W, Cirac J I, Zoller P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5932
- [2] Rosenfeld W, Hocke F, Henkel F, Krug M, Volz J, Weber M, Weinfurter H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 260403
- [3] Yu T, Eberly J H 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 140404
- [4] Almeida M P, de Melo F, Hor-Meyll M, Salles A, Walborn S P, Souto Riberio P H, Davidovich L 2007 *Science* **316** 579
- [5] Yöncü M, Yu T, Eberly J H 2006 *J. Phys. B* **39** S621
- [6] Lettner M, Mücke M, Riedl S, Vo C, Hahn C, Baur S, Bochmann J, Ritter S, Dürr S, Rempe G 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 210503
- [7] Yöncü M, Eberly J H 2010 *Phys. Rev. A* **82** 022321
- [8] Lu D M 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 090302 (in Chinese) [卢道明 2011 物理学报 **60** 090302]
- [9] Sukumar C V, Buck B 1981 *Phys. Lett. A* **83** 211
- [10] Alsing P, Zubairy M S 1987 *J. Opt. Soc. Am. B* **4** 177
- [11] Chotorlishvili L, Toklikishvili Z, Wimberger S, Berakdar J 2011 *Phys. Rev. A* **84** 013825
- [12] Wu Y, Yang X 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 013601
- [13] Gao Y F, Feng J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 762 (in Chinese) [高云峰, 冯健 2004 物理学报 **53** 762]
- [14] Semião F L, Furuya K 2007 *Phys. Rev. A* **75** 042315
- [15] Ateto M S 2009 *Int. J. Theor. Phys.* **48** 545
- [16] Abdel-Aty M, Moya-Cessa H 2007 *Phys. Lett. A* **369** 372
- [17] Hu Y H, Fang M F, Cai J W, Zeng K, Jiang C L 2008 *J. Mod. Opt.* **55** 3549
- [18] Nasreen T, Razmi M S K 1992 *Phys. Rev. A* **46** 4161
- [19] Fang M F, Liu X 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 435 (in Chinese) [方卯发, 刘翔 2000 物理学报 **49** 435]
- [20] Wootters W K 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 2245
- [21] Hill S 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 5022
- [22] Brune M, Raimond J M, Goy P, Davidovich L, Haroche S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 1899

# Effect of the Stark shift on entanglement in a double Jaynes-Cummings model in thermal environment\*

Hu Yao-Hua<sup>†</sup>

(Physics and Electronic Information College, Luoyang Normal University, Luoyang 471022, China)

(Received 18 January 2012; revised manuscript received 4 February 2012)

## Abstract

Considering a double two-photon Jaynes-Cummings (J-C) model, we study the effects of Stark shift and mean photon number on entanglement between two two-level atoms when the atoms are initially in a maximally entangled state and the fields are in the single-mode thermal fields. The results show that the two atoms evolve periodically into a disentangled separable state when Stark shift is not considered. However, in the presence of Stark shift, the two two-level atoms are no longer disentangled and long-lived entanglement can be obtained. For a larger value of the Stark shift parameter and a smaller mean photon number, the two atoms can remain in a stationary entangled state. These properties show that the Stark shift can be used to control entanglement in the double two-photon J-C model under the influence of thermal environment.

**Keywords:** double Jaynes-Cummings model, single-mode thermal field, Stark shift, entanglement

**PACS:** 03.67.Bg, 42.50.Ct, 42.50.Lc

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10905028) and the Science and Technology Project of Henan Province, China (Grant No. 102300410050).

<sup>†</sup> E-mail: huyaohual@sina.com