

强度相关耦合双 Jaynes-Cummings 模型中的 纠缠和量子失谐*

胡要花[†] 谭勇刚 刘强

(洛阳师范学院物理与电子信息学院, 洛阳 471022)

(2012 年 11 月 8 日收到; 2012 年 11 月 30 日收到修改稿)

研究强度相关耦合双 Jaynes-Cummings 模型中, 两运动原子初始处于最大纠缠态、光场初始处于单模热态时, 强度相关耦合、热光场平均光子数以及原子运动对两原子的纠缠和量子失谐的影响. 结果表明: 考虑强度相关耦合时, 纠缠和量子失谐均出现周期性地消失和回复现象, 并且, 回复以后的纠缠和量子失谐能达到初始值. 腔场温度的升高会加速纠缠和量子失谐的消失. 此外, 原子运动的场模结构参数对该模型中的纠缠和量子失谐影响很大, 其值选择合适时, 两个原子能够自始至终地保持纠缠或量子失谐状态.

关键词: 强度相关耦合, 双 Jaynes-Cummings 模型, 纠缠, 量子失谐

PACS: 42.50.-p, 03.67.Bg, 34.80.Pa

DOI: 10.7498/aps.62.074202

1 引言

量子纠缠作为量子信息处理的重要物理资源受到了人们的广泛关注, 并已广泛应用于量子计算和量子信息科学的各个领域^[1]. 长时间纠缠的量子纠缠态能在大范围量子网络工作和量子中继站^[2,3]中实现远距离量子通信起重要作用, 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, 实际应用时, 纠缠体系不可避免地会与环境相互作用, 从而在计算装置和通讯通道中产生退相干效应, 导致纠缠衰减甚至突然消失^[4], 这是实现各种量子信息过程的严重障碍. 文献 [5] 对双 Jaynes-Cummings (J-C) 模型 (可以模拟为量子网络中相距遥远的两节点) 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, 原子纠缠并不是稳定的, 而是周期性地退纠缠或者突然消失. 因此无相互作用量子系统间的纠缠动力学, 以及如何防止其纠缠衰减或突然消失, 已成为当前量

子信息处理的一个关键课题^[6-9].

量子光学中 J-C 模型^[10] 是描述原子与光场相互作用的经典模型, 但它只考虑原子和光场的耦合程度与光场强度无关的情况. 为了反映原子与光场相互作用对光场强度的依赖关系, 1981 年 Buck 和 Sukumar 提出了一个强度相关耦合 J-C 模型^[11]. 而后很多研究者发现该模型中的稳态纠缠^[12,13]、方差压缩的回复与崩塌现象^[14] 以及双 J-C 模型中的纠缠转换^[15] 等具有严格的周期性. 本文考虑由两个强度相关耦合 J-C 模型组成的系统, 其中包含两个物理上完全分离的单模量子化腔场, 每腔中有一个运动的二能级原子. 每一个原子只能单独地与自己所在的腔场发生相互作用, 而两个原子之间没有任何相互作用. 初始时刻, 两原子处于最大纠缠态、光场处于单模热混合态. 众所周知, 由于量子系统与环境的相互作用, 纯态的纠缠很难保持和操纵, 因此研究混合态的纠缠尤为重要. 热态是一种处于热平衡温度下的混合态, 因此本文研究腔场处于热态的情形.

近来的研究表明, 对于混合态而言, 有些非纠

* 国家自然科学基金 (批准号: 10905028)、NSFC-河南人才培养联合基金 (批准号: U1204616) 和河南省基础与前沿技术研究中心 (批准号: 102300410050) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: huyaohual@sina.com

缠态也包含一部分量子关联^[16],也能执行经典计算机所无法完成的任务^[17,18].随后,Ollivier等发现量子纠缠并不包含所有的量子关联,有些分离态也存在一部分量子关联,于是他们提出了一个新的度量量子关联的物理量——量子失谐(discord)^[19].2008年,Lanyon等^[20]在实验上实现了基于量子失谐而不是基于量子纠缠的量子计算.目前的研究已经发现量子失谐可以应用于实现单量子比特的确定性量子计算(DQC1)^[17,21]、估计Grover搜索算法中的量子关联^[22]、研究量子相变^[23]等.这些工作使得量子失谐引起了广泛的关注^[24-26].本文在计算两原子的量子纠缠时,还计算量子失谐,并比较分析纠缠和量子失谐这两种量子信息资源,哪一种对热噪声环境有更强的抵抗力、更适合用于量子信息处理.

2 系统模型和约化密度矩阵

考虑由两个强度相关耦合J-C模型组成的系统,该系统由两个运动的二能级原子(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与初始处于热混合态的光场a相互作用,原子B与场b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

$$H = H_A + H_B, \quad (1)$$

在旋波近似下,考虑原子运动的强度相关耦合J-C模型哈密顿量 H_A 和 H_B 可以表示为(设 $\hbar = 1$)^[11]

$$H_j = \omega_j a_j^\dagger a_j + \omega_{0j} S_j^z + g_j f_j(z) (S_j^+ a_j \sqrt{a_j^\dagger a_j} + \sqrt{a_j^\dagger a_j} a_j S_j^-), \quad (j = A, B), \quad (2)$$

式中 a_j^\dagger, a_j 分别表示频率为 ω_j 的光场的产生和湮没算符, S_j^z, S_j^+, S_j^- 是跃迁频率为 ω_{0j} 的原子的反转和跃迁算符. g_j 为光场与原子之间的有效耦合常数, $f_j(z)$ 为场模的形式参数.设原子沿 z 轴运动,因此只需要考虑模场形式函数对 z 轴的依赖关系.因此原子运动可以具体化为 $f_j(z) \rightarrow f_j(v_j t)$,式中 v_j 为原子运动的速度.为了具体讨论方便,定义TEM_{mnp}模^[27]

$$f_j(v_j t) = \sin\left(\frac{p_j v_j \pi t}{L_j}\right), \quad (3)$$

式中 p_j ($j = A, B$)表示长度为 L_j 的腔中模场的半波数.为了简单起见,假设 $p_A = p_B = p, L_A = L_B = L, \omega_{0A} = \omega_{0B} = \omega_0, \omega_A = \omega_B = \omega, g_A = g_B = g$,并且考

虑运动二能级原子与场共振作用(即 $\omega_0 = \omega$).在相互作用表象中,由(2)式表示的哈密顿量的时间演化算符为

$$U_{ij} = \cos[(a_j^\dagger a_j + 1)g\theta_j(t)]|e\rangle_j \langle e| - i \frac{\sin[(a_j^\dagger a_j + 1)g\theta_j(t)]}{a_j^\dagger a_j + 1} a_j \sqrt{a_j^\dagger a_j} |e\rangle_j \langle g| + \cos[a_j^\dagger a_j g\theta_j(t)]|g\rangle_j \langle g| - i \frac{\sin[a_j^\dagger a_j g\theta_j(t)]}{a_j^\dagger a_j} \sqrt{a_j^\dagger a_j} |g\rangle_j \langle e|, \quad (4)$$

式中 $\theta_j(t) = \int_0^t f(v_j t') dt' = [1 - \cos(\beta_j t)]/\beta_j, \beta_j = p\pi v_j/L$.选择原子的运动速度 $v_A = gL/\pi = v_B = v, \theta(t)$ 可以表示为

$$\theta(t) = \frac{1}{pg} [1 - \cos(pgt)]. \quad (5)$$

假设两原子初始处于最大纠缠纯态 $|\Phi(0)\rangle_{AB} = (|eg\rangle + |ge\rangle)/\sqrt{2}$.两腔场a和b初始处于单模热态

$$\rho_{fa}(0) = \sum_n P_n |n\rangle \langle n|, \quad \rho_{fb}(0) = \sum_m P_m |m\rangle \langle m|. \quad (6)$$

其中 P_n 和 P_m 是权重函数

$$P_n = \frac{\bar{n}^n}{(1 + \bar{n})^{n+1}}, \quad P_m = \frac{\bar{m}^m}{(1 + \bar{m})^{m+1}}, \quad (7)$$

$\bar{n} = [\exp(\hbar\omega/k_B T_a) - 1]^{-1}, \bar{m} = [\exp(\hbar\omega/k_B T_b) - 1]^{-1}$ 分别表示腔场a和腔场b的平均光子数,由腔体的热平衡温度决定, k_B 是波尔兹曼常数.

根据初始条件和演化算符(4)式,可以求得任意时刻该双J-C模型的密度算符

$$\rho(t) = U_{IA} \otimes U_{IB} [\rho_{AB}(0) \otimes \rho_{fa}(0) \otimes \rho_{fb}(0)] U_{IB}^\dagger \otimes U_{IA}^\dagger, \quad (8)$$

其中 $\rho_{AB}(0) = |\Psi(0)\rangle \langle \Psi(0)|$ 为初始时刻的原子密度算符.对场变量求迹,可得任意时刻两原子的约化密度算符 $\rho_{AB}(t)$.在原子基 $|ee\rangle, |eg\rangle, |ge\rangle, |gg\rangle$ 下,约化密度矩阵 $\rho_{AB}(t)$ 可以表示为

$$\rho_{AB}(t) = \text{Tr}_{a,b}[\rho(t)] = \begin{pmatrix} \rho_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \rho_{22} & \rho_{23} & 0 \\ 0 & \rho_{32} & \rho_{33} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \rho_{44} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

矩阵元

$$\begin{aligned}\rho_{11} &= \frac{1}{2} \sum_n \sum_m \left(P_n P_{m-1} C_{n+1}^2 S_{m-1}^2 \right. \\ &\quad \left. + P_{n-1} P_m S_{n-1}^2 C_{m+1}^2 \right), \\ \rho_{22} &= \frac{1}{2} \sum_n \sum_m \left(P_n P_m C_{n+1}^2 C_m^2 \right. \\ &\quad \left. + P_{n-1} P_m S_{n-1}^2 S_{m+1}^2 \right), \\ \rho_{23} &= \frac{1}{2} \sum_n \sum_m P_n P_m C_n^2 C_m^2 C_{n+1}^2 C_{m+1}^2, \\ \rho_{33} &= \frac{1}{2} \sum_n \sum_m \left(P_n P_{m-1} S_{n+1}^2 S_{m-1}^2 \right. \\ &\quad \left. + P_n P_m C_n^2 C_{m+1}^2 \right), \\ \rho_{32} &= \rho_{23}^*, \quad \rho_{44} = 1 - \rho_{11} - \rho_{22} - \rho_{33}.\end{aligned}\quad (10)$$

其中 * 表示复数共轭, P_n 和 P_m 由方程 (7) 确定, 时间相关函数

$$C_n = \cos[ng\theta(t)], \quad S_n = \sin[ng\theta(t)], \quad (11)$$

式中 $\theta(t)$ 由 (5) 式确定.

为了比较量子纠缠和量子失谐, 在下一节, 我们将利用两原子的约化密度矩阵 (9), 并借助于数值计算, 展示该系统中两原子的量子纠缠和量子失谐演化规律.

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 Wootters 等 [28,29] 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, ρ 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 (9) 表示的原子纠缠的共生纠缠度为

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

两体复合系统的量子失谐定义为子系统间的总关联 $\mathcal{S}(\rho_{AB})$ 与经典关联 $\mathcal{Q}(\rho_{AB})$ 的差值 [19]

$$\mathcal{D}(\rho_{AB}) = \mathcal{S}(\rho_{AB}) - \mathcal{Q}(\rho_{AB}). \quad (14)$$

两体复合系统 ρ_{AB} 的两个子系统 A 和 B 之间的总关联 $\mathcal{S}(\rho_{AB})$ 由量子互信息来度量

$$\mathcal{S}(\rho_{AB}) = S(\rho_A) + S(\rho_B) - S(\rho_{AB}), \quad (15)$$

式中 $S(\rho_{AB}) = -\text{Tr}(\rho_{AB} \log_2 \rho_{AB})$ 是冯诺依曼熵 [30], $\rho_A = \text{Tr}_B(\rho_{AB})$ 和 $\rho_B = \text{Tr}_A(\rho_{AB})$ 分别是子系统 A 和 B 的约化密度算符. 子系统 A 和 B 之间的经典关联定义为 [19,31]

$$\mathcal{Q}(\rho_{AB}) = \max_{\{\Pi_k\}} \left[S(\rho_A) - \sum_k p_k S(\rho_k) \right], \quad (16)$$

其中 $\{\Pi_k\}$ 是作用在 B 系统上的一组投影算符, $\rho_k = \text{Tr}_B[(I_A \otimes \Pi_k) \rho_{AB} (I_A \otimes \Pi_k)] / p_k$ 表示测量结果为 k 的子系统 A 的状态, 其相应的概率为 $p_k = \text{Tr}_{AB}[(I_A \otimes \Pi_k) \rho_{AB} (I_A \otimes \Pi_k)]$.

量子失谐的计算比较复杂, 很难得到解析表达式, 本文采用数值模拟的方法来计算. 选择一组投影测量算符 $\{\Pi_1 = |\vartheta_{\parallel}\rangle\langle\vartheta_{\parallel}|, \Pi_2 = |\vartheta_{\perp}\rangle\langle\vartheta_{\perp}|\}$, 其中 $|\vartheta_{\parallel}\rangle = \cos \vartheta |0\rangle + e^{i\phi} \sin \vartheta |1\rangle$ 和 $|\vartheta_{\perp}\rangle = -\cos \vartheta |1\rangle + e^{-i\phi} \sin \vartheta |0\rangle$. 对其中一个子系统 (比如 qubit B) 进行局域测量, 然后对参数 ϑ 和 ϕ 分别从 0 到 2π 做循环, 以求得 $\mathcal{Q}(\rho_{AB})$ 的最大值, 进一步求得量子失谐. 数值结果如图 1、图 2、图 3 和图 4 所示, 其中虚线表示量子纠缠, 实线表示量子失谐.

图 1 展示了既不考虑强度相关耦合, 也不考虑原子运动时, 热噪声环境下双 J-C 模型中的远距原子纠缠和量子失谐演化规律, 腔体热环境温度的高低由平均光子数的取值不同来体现. 当平均光子数值很小时, 如图 1(a) $\bar{n} = \bar{m} = 0.1$, 纠缠出现周期性地消失与回复, 量子失谐的演化与纠缠类似. 将平均光子数值增大到 1, 纠缠在很短的时间内就消失, 然后偶有回复, 然而量子失谐仍然出现近似周期性地回复, 如图 1(b) 所示. 将平均光子数值增大到 10 时, 从如图 1(c) 可以看出, 纠缠和量子失谐均在很短时间内消失, 并且不再回复. 这是因为, 平均光子数值增大, 相应地, 腔体的温度升高, 高温导致两原子的纠缠和量子失谐快速衰减.

光场强度相关耦合对 J-C 模型中的原子纠缠和量子失谐影响如图 2、图 3 和图 4 所示, 其中图 2 展示的是不考虑原子运动的情形. 对比图 2 和图 1, 不难发现, 纠缠和量子失谐在考虑强度相关耦合时对噪声环境干扰的抵御力更强. 纠缠和量子失谐均出现周期性地消失和回复现象, 周期为 π/g , 并且, 回复以后的纠缠和量子失谐能达到初始值. 在其他各类研究强度相关耦合模型的文献中, 也发现了其量子特性 [14]、量子纠缠 [15] 等具有严格的周期性. 在图 2(b) 中, 平均光子数的值取 1, 与取 0.1 时的情况相比, 此时两个原子处于退纠缠或无量子失谐的时间更长, 这是因为腔场温度的升高加速了

纠缠和量子失谐的消失. 在腔体高温环境下, 如图 2(c) $\bar{n} = \bar{m} = 10$, 与图 1(c) 不同的是, 纠缠和量子失谐消失一段时间以后又回复了, 并且是周期性地消失与回复. 纠缠和量子失谐的不同在于: 纠缠在很短时间内突然消失, 而量子失谐则是缓慢的衰减到零. 此外, 回复的纠缠并不是每次都能达到初始值, 而量子失谐则每次都能达到其初始值.

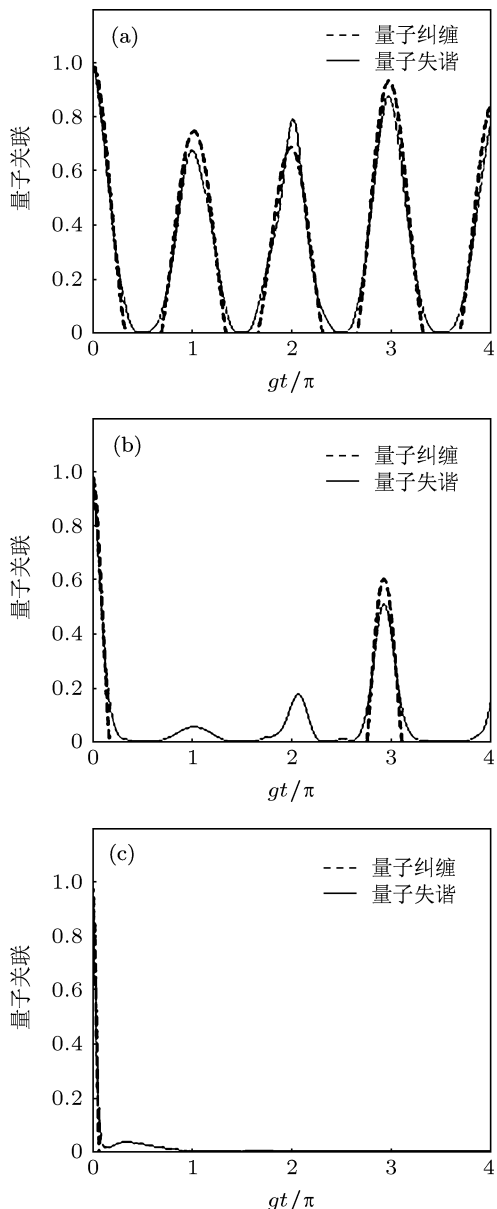


图 1 不考虑原子运动也无强度依赖耦合时双 J-C 模型中的原子纠缠和量子失谐演化规律 (a) $\bar{n} = \bar{m} = 0.1$; (b) $\bar{n} = \bar{m} = 1$; (c) $\bar{n} = \bar{m} = 10$

考虑原子运动情况下, 场模结构参数取值的不同对强度相关耦合双 J-C 模型中原子纠缠和量子失谐的影响如图 3 和图 4 所示, 在图 3 中场模结构参数值取 1, 可以看出纠缠和量子失谐周期性地消

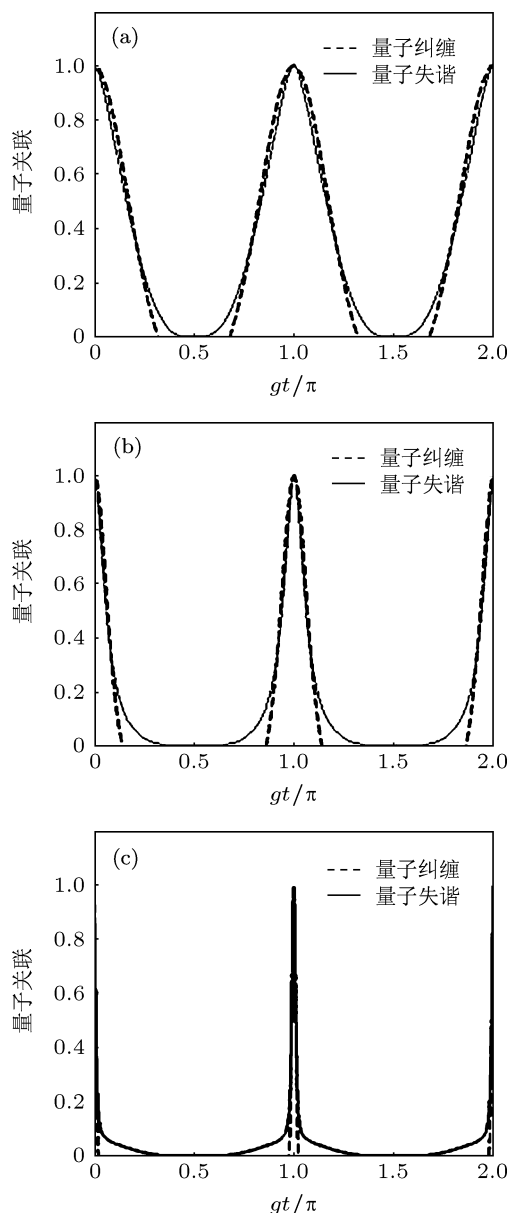


图 2 不考虑原子运动时强度相关耦合双 J-C 模型中的原子纠缠和量子失谐演化规律 (a) $\bar{n} = \bar{m} = 0.1$; (b) $\bar{n} = \bar{m} = 1$; (c) $\bar{n} = \bar{m} = 10$

失和回复, 温度越高, 消失越快, 处于退纠缠和无量子失谐的时间越长, 但每次回复后能达到初始值. 从图中可以看出, 三种取值情况下回复的周期均为 $2\pi/g$, 可见, 平均光子数的取值不同并不影响纠缠和量子失谐演化的周期. 分析 (5) 式, $\theta(t) = \frac{1}{pg} [1 - \cos(pgt)]$, 可以得到 $\theta(t)$ 是周期函数, 周期为 $2\pi/(pg)$, 而在图 3 中, $p = 1$. 比较图 1、图 2、图 3 和图 4 可以看出, 影响纠缠和量子失谐演化周期的是场模结构参数, 以及是否考虑强度相关耦合. 图 4 展示了场模结构参数值增大以后, 强度相关耦合双 J-C 模型中原子纠缠和量

子失谐的演化情况. 由图可以看出其演化周期为 $\pi/(2g)(=2\pi/(pg))$. 此外, 我们惊喜地发现: 在这种情况下, 两个原子能够自始至终地保持量子关联状态, 如图 4(a) 所示. 且随着腔体温度的升高 (对应平均光子数值由 0.1 增加到 1, 再到 10), 两原子的量子纠缠出现突然消失现象, 而量子失谐则始终存在, 不会消失. 因此, 较纠缠而言, 量子失谐在高温环境下有更强的抵御能力. 这些结果表明, 在热噪声环境下, 可以通过调节场模结构参数的取值来调控纠缠或者量子失谐.

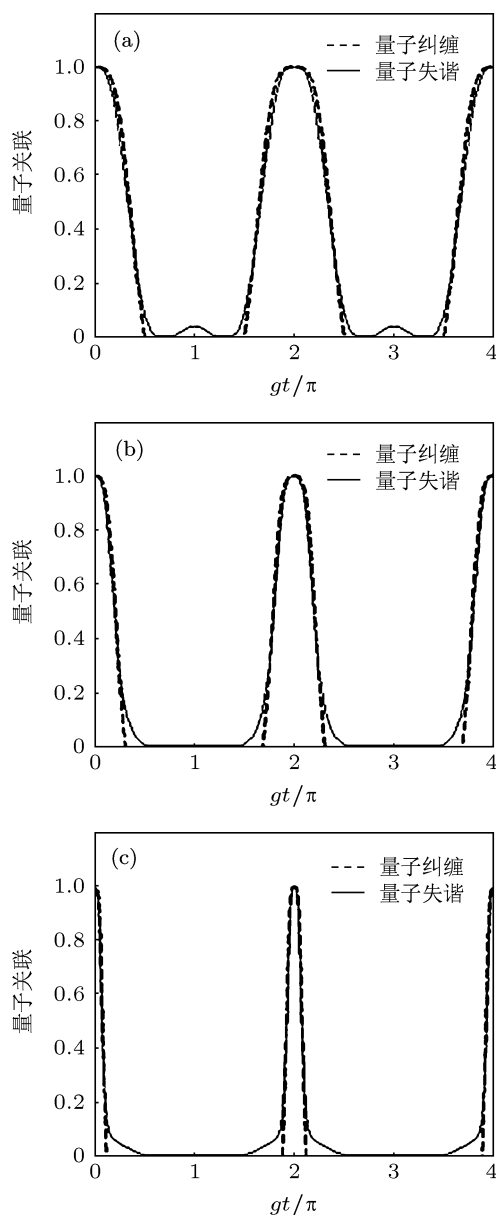


图 3 原子运动 $v = gL/\pi$ 、场模结构参数 $p = 1$ 时强度相关耦合双 J-C 模型中的原子纠缠和量子失谐演化规律 (a) $\bar{n} = \bar{m} = 0.1$; (b) $\bar{n} = \bar{m} = 1$; (c) $\bar{n} = \bar{m} = 10$

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, 本文所考虑模型中的原子纠缠和量子失谐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.

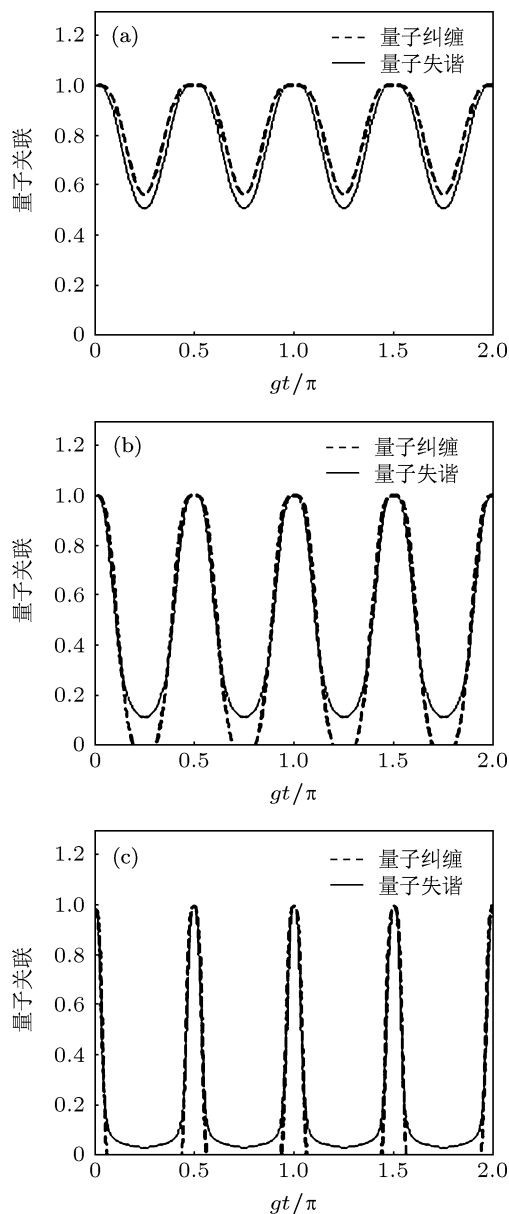


图 4 原子运动 $v = gL/\pi$ 、场模结构参数 $p = 4$ 时强度相关耦合双 J-C 模型中的原子纠缠和量子失谐演化规律 (a) $\bar{n} = \bar{m} = 0.1$; (b) $\bar{n} = \bar{m} = 1$; (c) $\bar{n} = \bar{m} = 10$

4 结论

本文考虑由两个强度相关耦合双 J-C 模型组成的系统, 研究两运动原子初始处于最大纠缠态、光场初始处于单模热态时, 强度相关耦合、原子运动以及热光场平均光子数对两原子的纠缠和量子

失谐的影响. 数值结果表明, 既不考虑强度相关耦合、也不考虑原子运动时, 纠缠和量子失谐均在很短时间内消失, 然后偶有回复. 考虑强度相关耦合时, 纠缠和量子失谐对噪声环境干扰的抵御力更强, 两者都出现周期性地消失和回复现象, 并且, 回复以后的纠缠和量子失谐能达到初始值. 纠缠和量子失谐的不同在于: 纠缠在很短时间内突然消失, 而量子失谐则是缓慢地衰减到零. 腔场温度的升高会加速纠缠和量子失谐的消失. 此外, 原子运动的场模结构参数对强度相关耦合双 J-C 模型中的纠缠

和量子失谐影响很大, 其值选择合适时, 两个原子能够自始至终地保持纠缠或量子关联状态. 这表明, 在热噪声环境下, 可以通过调节场模结构参数的取值来调控纠缠或者量子失谐. 众所周知, 原子总是处于运动状态的, 因此考虑原子运动比假设原子静止更符合实际情况. 而且随着激光致冷和原子囚禁技术的发展, 冷原子和超冷原子的获得必须考虑原子的空间运动和量子化光场的非均匀性. 因此本文的研究结果对热噪声环境下的纠缠和量子失谐调控有重要参考价值.

- [1] Nielsen M A, Chuang I L 2000 *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge University Press: Cambridge)
- [2] Briegel H J, Dürr W, Cirac J I, Zoller P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5932
- [3] Rosenfeld W, Hocke F, Henkel F, Krug M, Volz J, Weber M, Weinfurter H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 260403
- [4] Yu T, Eberly J H 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 140404
- [5] Yöncü M, Eberly J H 2008 *Opt. Lett.* **33** 270
- [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] Man Z X, Xia Y J, An N B 2012 *Phys. Rev. A* **86** 012325
- [9] Lu D M 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 180301 (in Chinese) [卢道明 2012 物理学报 **61** 180301]
- [10] Jaynes E T, Cummings F W 1963 *Proc IEEE* **51** 89
- [11] Buck B, Sukumar C V 1981 *Phys. Lett. A* **81** 132
- [12] Barzanjeh Sh, Naderi M H, Soltanolkotabi M 2011 *Phys. Rev. A* **84** 063850
- [13] Liu X J, Zhou B J, Liu Y M, Jiang C L 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 230301 (in Chinese) [刘小娟, 周并举, 刘一曼, 姜春蕾 2012 物理学报 **61** 230301]
- [14] El-Orany Faisal A A 2006 *J. Mod. Opt.* **53** 1699
- [15] Xiong H N, Guo H 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 1805
- [16] Dakic B, Vedral V, Brukner C 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 190502
- [17] Knill E, Laflamme R 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5672
- [18] Bihama E, Brassard G, Kenigsberga D, Mor T 2004 *Theor. Comput. Sci.* **320** 15
- [19] Ollivier H, Zurek W H 2001 *Phys. Rev. Lett.* **88** 017901
- [20] Lanyon B P, Barbieri M, Almeida M P, White A G 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 200501
- [21] Datta A, Shaji A, Caves Carlton M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 050502
- [22] Cui J, Fan H 2010 *J. Phys. A: Math. Theor.* **43** 045305
- [23] Allegra M, Giorda P, Montorsi A 2011 *Phys. Rev. B* **84** 245133
- [24] Xu J W, Chen Q H 2012 *Chin. Phys. B* **21** 040302
- [25] Man Z X, Xia Y J, An N B 2011 *J. Phys. B* **44** 095504
- [26] Blandino R, Genoni M G, Etesse J, Barbieri M, Paris M G A, Grangier P, Tualle-Brouiri R 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 180402
- [27] Schlicher R R 1989 *Opt. Commun.* **70** 97
- [28] Wootters W K 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 2245
- [29] Hill S 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 5022
- [30] Vedral V 2002 *Rev. Mod. Phys.* **74** 197
- [31] Henderson L, Vedral V 2001 *J. Phys. A* **34** 6899

Entanglement and quantum discord in a double J-C model with intensity-dependent coupling*

Hu Yao-Hua[†] Tan Yong-Gang Liu Qiang

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

(Received 8 November 2012; revised manuscript received 30 November 2012)

Abstract

Considering a double J-C model with intensity-dependent coupling, we have studied the effects of the intensity-dependent coupling, the mean photon numbers and the atomic motion, on the entanglement and quantum discord between the two two-level atoms when the moving atoms are initially in a maximally entangled state and the fields are in the single-mode thermal fields. The results show that, the entanglement and quantum discord disappear and revive periodically, and can have up to their starting values after revival. A rise in cavity temperature accelerates the death of the entanglement and quantum discord. In addition, the field-mode structural parameter has a strong effect on the entanglement and quantum discord in the system. When the field-mode structural parameter takes a suitable value, the entanglement and quantum discord of the two atoms can be kept from start to finish.

Keywords: intensity-dependent coupling, double Jaynes-Cummings model, entanglement, quantum discord

PACS: 42.50.-p, 03.67.Bg, 34.80.Pa

DOI: 10.7498/aps.62.074202

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10905028), the NSFC-Henan Talent Development Joint Fund (Grant No. U1204616), and the Program for the Fundamental and Frontier Technology Research of Henan Province, China (Grant No. 102300410050)

[†] Corresponding author. E-mail: huyaohua1@sina.com