

依赖强度耦合 Jaynes-Cummings 模型中原子和场的 Disentangled-states 及其演化特性*

黄燕霞¹⁾²⁾ 郭光灿¹⁾

¹⁾(中国科学技术大学物理系, 非线性科学中心, 合肥 230026)

²⁾(湖北师范学院物理系, 黄石 435002)

(1998 年 4 月 23 日收到; 1998 年 7 月 6 日收到修改稿)

分析了依赖强度耦合 Jaynes-Cummings 模型在初始相干光场较强的情况下 ($\bar{n} \gg 1$) 原子和场退耦合的条件, 详细地研究了对于不同的原子初态原子和场的各种 disentangled-states 的确切表达式及其演化的周期性, 并且用密度算符间的距离对原子和场的这些 disentangled-states 及其演化进行了充分的论证.

PACC: 4250

1 引 言

依赖强度耦合 Jaynes-Cummings 模型(JCM)是 Buck 和 Sukumar 为反映光场与原子相互作用对强度依赖性而提出的理论模型^[1], 目前, 许多学者研究了该模型中原子反转的崩溃与回复现象^[2], 光场的压缩效应^[3], 光场的位相特性^[4]以及反映光场与原子关联效应的场熵的演化特性^[5]. 特别是文献[5]指出该模型的场熵演化具有严格的周期性, 且原子的相干性并不影响场熵演化的周期性. 即对于不同的原子初态, 在 $gt = \frac{n}{2}\pi$ ($n=0, 1, 2, \dots$) 时, 场熵都为零或趋近于零. 这意味着对应这些时刻原子和场这个纠缠着的量子系统已经退耦合. 最近, 已有许多作者研究了单光子 JCM 和双光子 JCM 在初始相干光场很强的条件下原子和场态的演化规律^[6-12], 并指出在某些特定时刻原子与场退耦合, 原子演化为唯一的“吸引态”, 退耦合的场态为广义的 Schrödinger cat 态. 那么, 在强度相关 JCM 中, 原子和场在某些特定时刻退耦合所形成的 disentangled-states 的特性和演化规律如何? 为此, 本文首先分析了在初始相干光场较强的条件下 ($\bar{n} \gg 1$) 原子和场退耦合的条件, 指出了原子相干俘获现象的存在. 然后详细地研究了原子的相干性对原子和场的 disentangled-states 的特性和演化规律的影响, 并运用密度算符间的距离^[13]对原子和场的 disentangled-states 及其演化进行了充分的论证, 给出一幅幅准确而直观的原子和场态的演化图像.

* 国家自然科学基金(批准号: 69438010)资助的课题.

2 依赖强度耦合 JCM 的场熵

依赖强度耦合 JCM 的哈密顿量为^[1]

$$H = \omega a^\dagger a + \omega_0 s_z + g(s_+ a \sqrt{a^\dagger a} + \sqrt{a^\dagger a} a^\dagger s_-), \quad (1)$$

式中 $a^\dagger, a$ 为频率为 ω 的辐射场的产生和湮没算符; $s_z, s_\pm$ 为原子的反转和跃迁算符; ω_0 为原子的跃迁频率; g 为场与原子的耦合常数.

设原子的初态为

$$|\theta, \varphi\rangle = \cos \frac{\theta}{2} |e\rangle + e^{-i\varphi} \sin \frac{\theta}{2} |g\rangle, \quad (2)$$

而场初始处于相干态

$$|\alpha\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} b_n |n\rangle, \quad b_n = e^{i n \beta} e^{-\frac{\bar{n}}{2}} \frac{\bar{n}^{\frac{n}{2}}}{\sqrt{n!}}, \quad (3)$$

式中 $0 \leq \theta \leq \pi, 0 \leq \varphi \leq 2\pi$ 反映原子的极化状态, $\bar{n}$ 和 β 分别为光场的初始平均光子数和位相角. 设初始光场与原子是退耦合的, 即系统的初始态矢为

$$|\varphi(0)\rangle = |\alpha\rangle \otimes |\theta, \varphi\rangle. \quad (4)$$

在共振条件下 ($\omega_0 = \omega$), 在相互作用图像中, 可求得系统在任意时刻 t 的态矢为

$$|\psi(t)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} [A_n(t) |e, n\rangle + B_n(t) |g, n\rangle], \quad (5)$$

$$A_n(t) = \cos \frac{\theta}{2} b_n \cos((n+1)gt) - i \sin \frac{\theta}{2} e^{-i\varphi} b_{n+1} \sin((n+1)gt),$$

$$B_n(t) = \sin \frac{\theta}{2} e^{-i\varphi} b_n \cos(ngt) - i \cos \frac{\theta}{2} b_{n-1} \sin(ngt).$$

则场的约化密度算符为 $\rho_f(t) = \text{Tr}_a[|\psi(t)\rangle\langle\psi(t)|] = |c\rangle\langle c| + |s\rangle\langle s|$,

$$|c\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} A_n(t) |n\rangle, \quad |s\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} B_n(t) |n\rangle. \quad (6)$$

下标 $f(a)$ 表示场(原子). 原子和场的约化密度算符具有共同的本征值 $\pi^\pm$ ^[14]

$$\pi^\pm = \langle c|c\rangle \pm e^{\mp\sigma} |\langle c|s\rangle|, \quad (7)$$

相应的本征态为

$$|\psi_f^\pm\rangle = (2\pi^\pm \cosh \sigma)^{-\frac{1}{2}} \left\{ \exp\left(\frac{1}{2}(i\varphi \pm \sigma)\right) |c\rangle \pm \exp\left(-\frac{1}{2}(i\varphi \pm \sigma)\right) |s\rangle \right\}, \quad (8)$$

$$|\psi_a^\pm\rangle = (2\cosh \sigma)^{-\frac{1}{2}} \left\{ \exp\left(-\frac{1}{2}(i\varphi \mp \sigma)\right) |e\rangle \pm \exp\left(\frac{1}{2}(i\varphi \mp \sigma)\right) |g\rangle \right\}, \quad (9)$$

其中 $\sigma = \text{arc sinh}(x)$, $x = [|\langle c|c\rangle - \langle s|s\rangle|]/2|\langle c|s\rangle|$,

$$e^{i\varphi} = \langle c|s\rangle/|\langle c|s\rangle|.$$

场和原子的熵可由其约化密度算符的本征值 $\pi^\pm$ 来计算^[14]

$$S_a(t) = S_f(t) = -\pi^+ \ln \pi^+ - \pi^- \ln \pi^-. \quad (10)$$

原子的粒子数反转为

$$W = 2 \langle \psi(t) | s_z | \psi(t) \rangle = \langle c | c \rangle - \langle s | s \rangle. \quad (11)$$

3 原子和场的各种 disentangled-states

3.1 原子相干俘获的发生

当 $\theta = \pi/2$, $\varphi - \beta = 0, \pi$ 时, 取 $\bar{n} = 49$, 对 (10), (11) 式进行数值计算可知此时的原子反转和场熵都恒为零, 即 $W(t) = 0$, $s_a(t) = s_f(t) = 0$. 这表明原子和场在整个演化过程中持续退耦. 此时

$$\begin{aligned} |\psi(t)\rangle &= |\psi_a(t)\rangle \otimes |\psi_f(t)\rangle, \\ |\psi_a(t)\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [e^{\mp i g t} |e\rangle \pm e^{-i\beta} |g\rangle], \end{aligned} \quad (12)$$

$$|\psi_f(t)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} b_n e^{\mp i n g t} |n\rangle. \quad (13)$$

即当原子初态满足退耦合条件 $\theta = \pi/2$, $\varphi - \beta = 0, \pi$ 时, 原子和场在整个演化过程中总是分别处于纯态 (12), (13) 式. 场始终保持在相干态, 原子和场的作用对场而言只导致了一个 gt 的相移, 对原子而言只在激发态 $|e\rangle$ 上产生了一个相位因子 $e^{\mp i g t}$. 此时, 原子的粒子布居数和光场的相干性质都与初时相同, 原子的反转和光场的位相涨落^[4]及光子数涨落都不随时间变化. 即出现了相干俘获现象^[15].

3.2 原子和场的各种 disentangled-states

在强场近似下 ($\bar{n} \gg 1$), $b_{n+1} \approx b_n e^{i\beta}$, $b_{n-1} \approx b_n e^{-i\beta}$, 则 (5) 式可简化为

$$\begin{aligned} |\psi(t)\rangle &= \sum_{n=0}^{\infty} b_n \left[\cos \frac{\theta}{2} \cos((n+1)gt) - i \sin \frac{\theta}{2} e^{-i(\varphi-\beta)} \sin((n+1)gt) \right] |e, n\rangle \\ &+ \sum_{n=0}^{\infty} b_n \left[\sin \frac{\theta}{2} e^{-i\varphi} \cos(ngt) - i \cos \frac{\theta}{2} e^{-i\beta} \sin(ngt) \right] |g, n\rangle. \end{aligned} \quad (14)$$

由 (14) 式可知, 除了 $\theta = \pi/2$, $\varphi - \beta = 0, \pi$ 外, 对于其他的原子初态, 原子和场总是纠缠的. 但在一些特定时刻 $gt = n\pi/2$ (n 为整数) 时, 场 (原子) 熵都为零, 原子和场消纠缠, 原子和场自动地周期地演化为纯态. 下面详细讨论原子和场的各种 disentangled-states.

1. 当 $gt = m\pi$ 时 (m 为整数), 由 (14) 式

$$|\psi(t)\rangle = \left[\cos \frac{\theta}{2} (-1)^m |e\rangle + \sin \frac{\theta}{2} e^{-i\varphi} |g\rangle \right] \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{mn} b_n |n\rangle.$$

此时原子和场的 disentangled-states 为

$$|\psi_a(t)\rangle = \pm \cos \frac{\theta}{2} |e\rangle \pm \sin \frac{\theta}{2} e^{-i\varphi} |g\rangle, \quad (15)$$

$$|\psi_f(t)\rangle = |\pm \alpha\rangle, \quad \text{“}\pm\text{” 对应 } m \text{ 为偶数和奇数.} \quad (16)$$

由 (15), (16) 式可知, 对应着 $gt = m\pi$ 这些时刻, 原子的粒子数反转和光场的相干性质都

与初始时相同.

2. 当 $gt = 2m\pi + \pi/2$ 时 (m 为整数), 则有

$$\cos(ngt) = \sin((n+1)gt) = \cos \frac{n}{2}\pi,$$

$$\sin(ngt) = -\cos((n+1)gt) = \sin \frac{n}{2}\pi,$$

$$|\phi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|e\rangle + ie^{-i\beta}|g\rangle] \sum_{n=0}^{\infty} \left[\cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{n}{2}\pi + i \sin \frac{\theta}{2} e^{-i(\varphi-\beta)} \cos \frac{n}{2}\pi \right] b_n |n\rangle.$$

此时原子和场的 disentangled-states 为

$$|\psi_a(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|e\rangle + ie^{-i\beta}|g\rangle], \quad (17)$$

$$|\chi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{n\pi}{2} + i \sin \frac{\theta}{2} e^{-i(\varphi-\beta)} \cos \frac{n}{2}\pi \right] b_n |n\rangle. \quad (18)$$

3. 当 $gt = (2m+1)\pi + \frac{\pi}{2}$ 时, 则有

$$\cos(ngt) = -\sin((n+1)gt) = \cos \frac{n}{2}\pi,$$

$$\sin(ngt) = \cos((n+1)gt) = -\sin \frac{n}{2}\pi,$$

$$|\phi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|e\rangle - ie^{-i\beta}|g\rangle] \sum_{n=0}^{\infty} \left[ie^{-i(\varphi-\beta)} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{n}{2}\pi - \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{n}{2}\pi \right] b_n |n\rangle,$$

此时原子和场的 disentangled-states 为

$$|\psi_a(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|e\rangle - ie^{-i\beta}|g\rangle], \quad (19)$$

$$|\chi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{n=0}^{\infty} \left[i \sin \frac{\theta}{2} e^{-i(\varphi-\beta)} \cos \frac{n\pi}{2} - \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{n}{2}\pi \right] b_n |n\rangle. \quad (20)$$

由(17)–(20)式可知: 在 $gt = k\pi + \frac{\pi}{2}$ (k 为整数) 时, 原子都交替地演化为两个正交的

“原子吸引态” $\frac{1}{\sqrt{2}}[|e\rangle \pm ie^{-i\beta}|g\rangle]$, 且与原子初态无关. 而场却交替地演化为奇偶相干态的叠加态

$$|\chi(t)\rangle = A \sum_{n=0}^{\infty} \cos \frac{n\pi}{2} b_n |n\rangle \pm B \sum_{n=0}^{\infty} \sin \frac{n}{2}\pi b_n |n\rangle, \quad (21)$$

叠加态的权重因子 A, B 由原子初态决定,

$$A = \sqrt{2}i \sin \frac{\theta}{2} e^{-i(\varphi-\beta)}, \quad B = \sqrt{2} \cos \frac{\theta}{2}.$$

下面以原子初始处于基态、激发态和“吸引态”为例来讨论(21)式的特性.

(a) 当 $\theta = \pi, \varphi = 0$ 时, 即原子初态为基态, 由(21)式可知, 在 $gt = k\pi + \frac{\pi}{2}$ 时, 场都周期地演化为偶相干态

$$|a\rangle_e = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{n=0}^{\infty} \cos \frac{n\pi}{2} b_n |n\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|ia\rangle + |-ia\rangle]. \quad (22)$$

(b) 当 $\theta=0$, $\varphi=0$ 时, 即原子初态为激发态, 由 (21) 式可知, 在 $gt = k\pi + \frac{\pi}{2}$ 时, 场周期地演化为奇相干态

$$|\alpha\rangle_0 = \sqrt{2} \sum_{n=0}^{\infty} b_n \sin \frac{n}{2} \pi |n\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}i} [|i\alpha\rangle - |-i\alpha\rangle]. \quad (23)$$

(c) 当 $\theta = \frac{\pi}{2}$, $\varphi = \frac{\pi}{2}$ 时, 即原子初态为“吸引态” $|\psi_a(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|e\rangle - i |g\rangle]$. 由 (21) 式可知, 在 $gt = k\pi + \frac{\pi}{2}$ 时场交替演化为等分量的奇偶相干态的叠加态

$$|\alpha\rangle_{\pm} = \sum_{n=0}^{\infty} \left[\cos \frac{n}{2} \pi \pm \sin \frac{n}{2} \pi \right] b_n |n\rangle, \quad (24)$$

其中

$$\begin{aligned} |\alpha\rangle_+ &= \sum_{n=0}^{\infty} \left[\cos \frac{n}{2} \pi + \sin \frac{n}{2} \pi \right] b_n |n\rangle \\ &= -ie^{i\pi/4} \frac{1}{\sqrt{2}} [|\alpha e^{i\pi/2}\rangle + e^{i\pi/2} |\alpha e^{-i\pi/2}\rangle] \\ &= -ie^{i\pi/4} |\beta\rangle_{YS}, \\ |\beta\rangle_{YS} &= \frac{1}{\sqrt{2}} [|\alpha e^{i\pi/2}\rangle + e^{i\pi/2} |\alpha e^{-i\pi/2}\rangle] = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\beta\rangle + e^{i\pi/2} |-\beta\rangle] \end{aligned}$$

是 YS 相干态^[16], 这里 $\beta = i\alpha$.

$$\begin{aligned} |\alpha\rangle_- &= \sum_{n=0}^{\infty} \left[\cos \frac{n}{2} \pi - \sin \frac{n}{2} \pi \right] b_n |n\rangle \\ &= e^{i\pi/4} \frac{1}{\sqrt{2}} [|\alpha e^{i\pi/2}\rangle + e^{-i\pi/2} |\alpha e^{-i\pi/2}\rangle] \\ &+ \langle \alpha | \alpha \rangle_- = e^{-2|\alpha|^2} \approx 0, \text{ 即 } |\alpha\rangle_{\pm} \text{ 趋于正交.} \end{aligned}$$

以上的讨论是在强场近似下利用近似的波函数 (14) 式进行的, 下面采用密度算符间的距离并用精确的波函数 (5) 式对上述的原子和场的各种 disentangled-states 及其演化进行论证.

3.3 原子和场的 disentangled-states 的论证

最近, Knoll 等^[13]引入两个密度算符 ρ_1 和 ρ_2 之间的距离为

$$D(\rho_1, \rho_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \| \rho_1 - \rho_2 \|_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} [\text{Tr} \rho_1^2 + \text{Tr} \rho_2^2 - 2\text{Tr}(\rho_1 \rho_2)]^{1/2}, \quad (25)$$

$0 \leq D(\rho_1, \rho_2) \leq 1$. 若 ρ_1, ρ_2 都为纯态, 即 $\rho_i = |\psi_i\rangle \langle \psi_i|$ ($i=1, 2$), 则有

$$D(\rho_1, \rho_2) = [1 - |\langle \psi_1 | \psi_2 \rangle|^2]^{1/2}. \quad (26)$$

显然, 若 $|\psi_1\rangle = |\psi_2\rangle$, 则 $D(\rho_1, \rho_2) = 0$; 若 $|\psi_1\rangle$ 与 $|\psi_2\rangle$ 正交, 则 $D(\rho_1, \rho_2) = 1$. 反之亦然.

若选择原子和场的参考态为 $|\tilde{\psi}_a\rangle$ 和 $|\tilde{\psi}_f\rangle$, 则系统在整个演化过程中原子和场相对于参考态 $|\tilde{\psi}_a\rangle$ 和 $|\tilde{\psi}_f\rangle$ 的距离分别为^[13]

$$D_a(t) = [1 - \pi^+ \pi^- - |\langle \tilde{\psi}_a | \psi_a^+ \rangle|^2 \pi^+ - |\langle \tilde{\psi}_a | \psi_a^- \rangle|^2 \pi^-]^{1/2}, \quad (27)$$

$$D_f(t) = [1 - \pi^+ \pi^- - |\langle \tilde{\psi}_f | \psi_f^+ \rangle|^2 \pi^+ - |\langle \tilde{\psi}_f | \psi_f^- \rangle|^2 \pi^-]^{1/2}, \quad (28)$$

式中的 $\pi^\pm$, $|\psi_f^\pm\rangle$ 和 $|\psi_a^\pm\rangle$ 由(6)–(9)式确定.

取 $\bar{n}=49$, $\beta=0$, 分别以原子初始处于基态、激发态以及“吸引态”时所形成的各种原子和场的 disentangled-states 为参考态, 对(27), (28)式进行数值计算并对标度时间 gt 作图, 如下所示:

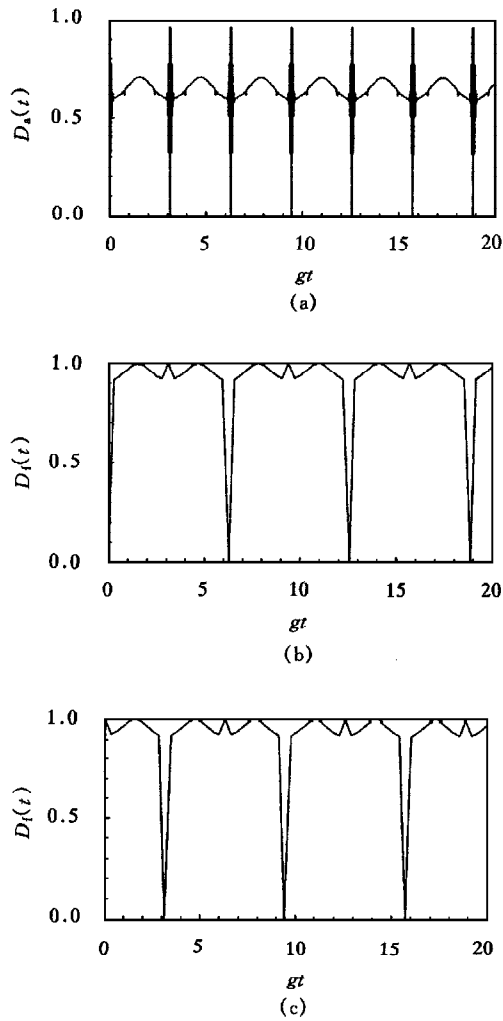


图 1 原子初始处于基态或激发态, 场处于相干态, $\bar{n}=49$, $\beta=0$ (a) $|\tilde{\psi}_a\rangle = |g\rangle$ 或 $|e\rangle$, 原子的距离为 $D_a(t)$; (b) $|\tilde{\psi}_f\rangle = |\alpha\rangle$, 场的距离为 $D_f(t)$; (c) $|\tilde{\psi}_f\rangle = |-\alpha\rangle$, 场的距离为 $D_f(t)$

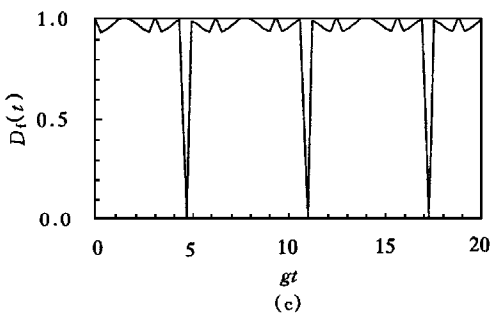
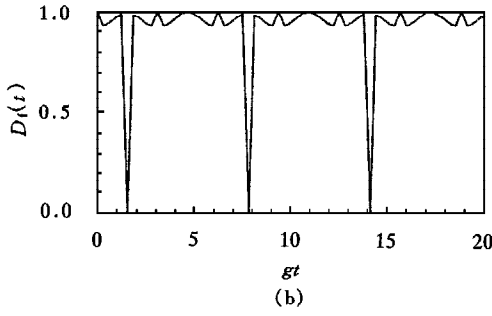
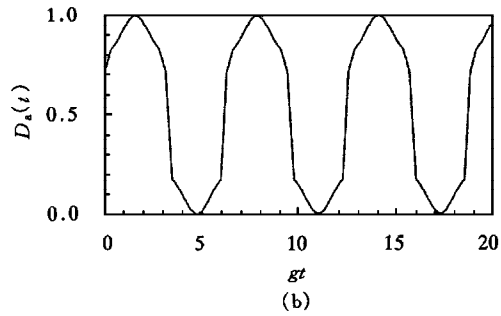
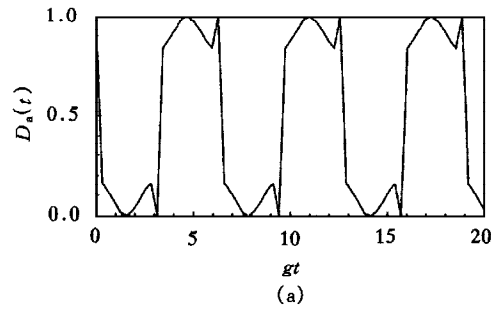
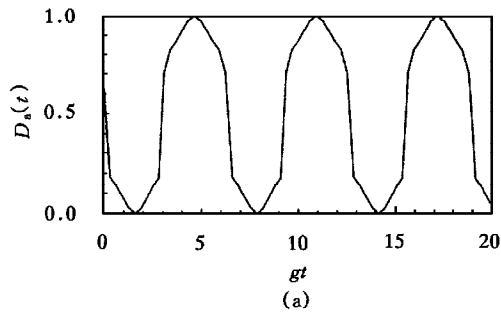


图 2 初始条件同图 1 (a) 原子初态为基态时, $|\tilde{\psi}_a\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(-i|e\rangle + |g\rangle)$, 原子的距离为 $D_a(t)$ 或者原子初态为激发态时, $|\tilde{\psi}_a\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[-|e\rangle - i|g\rangle]$, 原子的距离为 $D_a(t)$; (b) 原子初态为基态时, $|\tilde{\psi}_a\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(i|e\rangle + |g\rangle)$, 原子的距离为 $D_a(t)$ 或者原子初态为激发态时, $|\tilde{\psi}_a\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|e\rangle - i|g\rangle]$, 原子的距离为 $D_a(t)$; (c) 原子初态为基态时, $|\tilde{\psi}_f\rangle = \sqrt{2} \sum_{n=0}^{\infty} \cos \frac{n}{2} \pi b_n |n\rangle$, 场的距离为 $D_f(t)$ 或者原子初态为激发态时, $|\tilde{\psi}_f\rangle = \sqrt{2} \sum_{n=0}^{\infty} \sin \frac{n\pi}{2} \cdot b_n |n\rangle$, 场的距离为 $D_f(t)$

图 3 原子初态为 $|\psi_a(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|e\rangle - i|g\rangle]$, 场初始为相干态 $|\alpha\rangle$, $\bar{n}=49$, $\beta=0$ (a) $|\tilde{\psi}_a\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[-|e\rangle - i|g\rangle]$, 原子的距离为 $D_a(t)$; (b) $|\tilde{\psi}_f\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \left[\cos \frac{n}{2} \pi + \sin \frac{n}{2} \pi \right] b_n |n\rangle$, 场的距离为 $D_f(t)$; (c) $|\tilde{\psi}_f\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \left[\cos \frac{n}{2} \pi - \sin \frac{n}{2} \pi \right] b_n |n\rangle$, 场的距离为 $D_f(t)$

以上密度算符间距离的数值计算充分论证了原子和场的各种 disentangled-states 及其演化规律, 给出了一幅幅直观的原子和场的态的演化图像。

4 原子相干性对原子和场的 Disentangled-states 的影响

4.1 原子相干性对场的 Disentangled-states 的影响

原子初始处于非相干激发态(即 $\theta=0$)或基态(即 $\theta=\pi$)时对应的场熵的演化行为完全相同^[5],但场态的演化行为则不相同.在 $gt = m\pi + \pi/2$ (m 为整数)对应于原子初态为激发态($\theta=0$)场周期地演化为奇相干态;对应于原子初态为基态($\theta=\pi$)场周期地演化为偶相干态.且场态与原子和场的相对位相 $\varphi - \beta$ 无关.而当原子初始处于相干激发态时($\theta \neq 0$, 或 π) 在 $gt = m\pi + \pi/2$ 时场却周期交替地演化为两个奇偶相干态的叠加态 $\frac{1}{\sqrt{2}}[A|\alpha\rangle_e \pm B|\alpha\rangle_o]$, 且叠加态的权重因子由原子的分布角 θ 及场与原子的相对位相 $\varphi - \beta$ 决定.随着 θ 值的增加($0 \leq \theta \leq \pi$)奇相干态分量的振幅越来越小(从 1—0),偶相干态分量的振幅越来越大(从 0—1).如在 $\theta = \pi/2$, $\varphi - \beta = \pi/2$ 时,即原子初态为“吸引态”(此时即等分量的相干叠加态)时,尽管场熵的演化行为与原子处于非相干态(基态或激发态)的情况相同^[5],但在 $gt = m\pi + \pi/2$ 这些时刻场既不演化到奇相干态,也不演化到偶相干态,而是周期交替地演化为等分量的奇偶相干态的叠加态 $|\alpha\rangle_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}[|\alpha\rangle_e \pm |\alpha\rangle_o]$.这表明场态的演化特性与原子的初态密切相关.特别指出的是:当 $\theta = \pi/2$, $\varphi - \beta = 0$ 或 π 时的原子初态 $|\theta, \varphi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|e\rangle \pm e^{-i\beta}|g\rangle]$ 为相干俘获态,此时场始终保持保持在相干态 $|\alpha e^{\mp i g t}\rangle$.在 $gt = m\pi$ 这些时刻,无论原子初态为何纯态,场总是交替地回到初态 $|\alpha\rangle$ (m 为偶数时)及与其相位差为 π 的相干态 $|\alpha\rangle$ (m 为奇数时).

4.2 原子相干性对原子的 Disentangled-states 的影响

尽管当系统的初态为纯态时,原子和场的熵相等,但原子和场的态的演化规律则不同.在 $gt = m\pi + \pi/2$ 时,无论原子初态为何纯态,原子都交替地演化为两个正交的“原子吸引态” $\frac{1}{\sqrt{2}}[|e\rangle \pm i e^{-i\beta}|g\rangle]$, 这个“吸引态”是唯一的(只有一个整体的相移),与原子初态无关.但在 $gt = m\pi$ 这些时刻,当原子初态为非相干态时($\theta=0$ 或 π),原子总是回到初态,而当原子初态为相干叠加态时,原子却周期交替地回到初态(m 为偶数)以及另一相干态 $-\cos \frac{\theta}{2}|e\rangle + \sin \frac{\theta}{2}e^{-i\varphi}|g\rangle$ (m 为奇数).

[1] B. Buck, C. V. Sukumar, *Phys. Lett.*, **A81**(1981), 132.

[2] P. Zhou, Z. L. Hu, J. S. Peng, *J. Mod. Opt.*, **39**(1992), 49.

[3] V. Buzek, *J. Mod. Opt.*, **36**(1989), 1151.

[4] P. Zhou, J. S. Peng, G. X. Li, *Acta Optica Sinica*, **13**(1993), 444(in Chinese).

[5] M. F. Fang, *Acta Optica Sinica*, **15**(1995), 296(in Chinese).

[6] J. Gea-Banacloche, *Phys. Rev. Lett.*, **65**(1990), 3385; *Phys. Rev.*, **A44**(1991), 5913.

- [7] S.J.D.Phoenix, P.L.Knight, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 2833; *Phys. Rev.*, **A44**(1991), 6023.
- [8] V.Buzek, H.Moya-cess, P.L.Knight, S.J.D.Phoenix, *Phys. Rev.*, **A45**(1992), 8190.
- [9] Huang Yan-xia, Guo Guang-can, *Acta Physica Sinica (Overseas Edition)*, **5**(1996), 901.
- [10] T.Nasreen, K.Zaheer, *Phys. Rev.*, **A49**(1994), 616.
- [11] H.T.Dung, N.D.Huyen, *Phys. Rev.*, **A49**(1994), 473.
- [12] E.E.HachIII, C.C.Gerry, *Phys. Rev.*, **A49**(1994), 490.
- [13] L.Knoll, A.Orlowski, *Phys. Rev.*, **A51**(1995), 1622.
- [14] S.J.D.Phoenix, P.L.Knight, *Ann. Phys. (N. Y.)*, **186**(1988), 381.
- [15] J.S.Peng, G.X.Li, *An Introduction for Modern Quantum Optics* (Science Press, Beijing. 1996) (in Chinese).
- [16] B.Yurke, D.Stoler, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 13.

THE ATOMIC AND THE FIELD DISENTANGLED-STATES AND ITS EVOLUTION PROPERTY IN THE INTENSITY DEPENDENT COUPLING JAYNES-CUMMINGS MODEL *

HUANG YAN-XIA^{1,2)} GUO GUANG-CAN¹⁾

¹⁾ (Department of Physics and Nonlinear Science Center,

University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

²⁾ (Department of Physics, Hubei Normal University, Huangshi 435002)

(Received 23 April 1998; revised manuscript received 6 July 1998)

ABSTRACT

In this paper, the disentanglement conditions in the intensity dependent coupling Jaynes-Cummings model are derived for large initial field ($\bar{n} \gg 1$). The atomic and the field disentangled-states are investigated in detail for varied initial atomic state, these disentangled-states and the periodicity of the dynamical evolution are examined by the distance between density operators.

PACC: 4250

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.69438010).