

非共振相互作用系统中密度算符 间距的演化^{*}

刘堂昆^{1) 2) 3)} 王继锁^{1) 2)} 柳晓军^{1) 2)} 詹明生¹⁾

¹⁾(中国科学院武汉物理与数学研究所波谱与原子分子物理国家重点实验室, 武汉 430071)

²⁾(中国科学院安徽光学精密机械研究所激光光谱学开放研究实验室, 合肥 230031)

³⁾(湖北师范学院物理系, 黄石 435002)

(1998 年 12 月 31 日收到; 1999 年 1 月 28 日收到修改稿)

考虑到失谐量和原子初始相干性, 给出了任意初态分布的二能级原子与任意单模场相互作用的密度算符间距的一般表达式。着重讨论了一个任意态分布的二能级原子与相干态光场相互作用时失谐量对密度算符间距演化的影响。结果表明: 密度算符间距明显地依赖于失谐量的取值。

PACC: 4250

1 引言

近年来, 在量子光学领域中, 人们为了用来描述量子体系的信息关联与纠缠程度, 引进了熵、纯度和密度算符间距的概念^[1-6]。研究表明: 在 Jaynes-Cummings(J-C) 模型中, 若子系统光场和原子初始时刻无关联地处于纯态, 则光场-原子相互作用系统的熵 S 为零, 且不随时间演化。在 $t > 0$ 的任意时刻, 子系统光场和原子的熵(或纯度)相等。而根据间距的概念, 在 $t > 0$ 的任意时刻, 系统的间距 $D_s(t)$ 不为零, 且 $D_s(t)$ 总是大于或等于子系统的间距 $D_f(t)$ (或 $D_a(t)$), 而子系统的间距 $D_f(t)$ 和 $D_a(t)$ 并不一定相等。这表明, 对于一个量子系统, 它的态在相互作用演化过程中的一些量子信息, 并不完全由其熵、纯度等反映出来。亦即初态为无关联的纯态的系统, 人们无法了解该系统与其子系统以及子系统之间的信息的差异。但是, 量子态密度算符间距却与之不同, 它能反映出系统与其子系统以及子系统之间的信息的差异。这就体现了间距概念在量子理论中的优越性, 它为人们揭示了更多有关量子态的信息。文献[5]讨论了克尔介质 J-C 模型中密度算符间距和熵的演化规律。但到目前为止, 非共振和原子初始相干性对密度算符间距的影响还未见报道。本文考虑到失谐量和原子初始相干性, 给出了任意初态分布的二能级原子与任意单模场相互作用的密度算符间距的一般表达式。着重讨论了一个任意分布的二能级原子与相干态光场相互作用时失谐量对密度算符间距演化的影响。

* 国家自然科学基金(批准号: 19774069) 资助的课题。

2 非共振时子系统密度算符的一般特征

在 J-C 模型中, 系统的哈密顿量在旋波近似下可表示为

$$H = \omega a^+ a + \omega_0 s_z + \varepsilon(s_+ a + a^+ s_-), \quad (1)$$

式中 ω 为辐射场的频率, ω_0 为原子跃迁频率, ε 为辐射场与原子的耦合系数, a^+ , a 分别为频率为 ω 的光场的产生和湮没算符, s_z , s_{\pm} 为原子的反转和跃迁算符. 在相互作用表象中($\hbar=1$), 系统的时间演化算符为

$$U(t, 0) = \exp(-iHt) = \begin{bmatrix} C & -iD \\ -iS & T \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式中

$$\begin{aligned} C &= \cos(\mu t) - i \left[\frac{\Delta}{2\varepsilon} \right] \frac{\sin(\mu t)}{\mu}, & D &= a \frac{\sin(v t)}{v}, \\ S &= a^+ \frac{\sin(\mu t)}{\mu}, & T &= \cos(v t) + i \left[\frac{\Delta}{2\varepsilon} \right] \frac{\sin(v t)}{v}, \\ \mu &= \sqrt{\left[\frac{\Delta}{2\varepsilon} \right]^2 + aa^+}, & v &= \sqrt{\left[\frac{\Delta}{2\varepsilon} \right]^2 + a^+ a}, \end{aligned}$$

$\Delta = \omega_0 - \omega$ 为失谐量. 设辐射场初始处在光子数叠加态 $|\Psi_f(0)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} F(n)|n\rangle$, 则辐射场的密度算符为

$$\rho_f(0) = |\Psi_f(0)\rangle\langle\Psi_f(0)| = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} F(n) F^*(m) |n\rangle\langle m|, \quad (3)$$

式中 $|n\rangle$ 为光子数本征态, $F(n)$ 为辐射场中具有 n 个光子的概率幅. 不同的辐射场, $F(n)$ 是不同的. 设原子初始处在基态和激发态的相干叠加态 $|\Psi_a(0)\rangle = r_+ |e\rangle + r_- |g\rangle$, 则原子的密度算符为

$$\rho_a(0) = |\Psi_a(0)\rangle\langle\Psi_a(0)| = \begin{bmatrix} |r_+|^2 & r_+ r_-^* \\ r_+^* r_- & |r_-|^2 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

并满足 $|r_+|^2 + |r_-|^2 = 1$. 在 $t=0$ 时, 由于辐射场和原子无关联, 则系统的密度算符为

$$\rho_s(0) = \rho_a(0) \otimes \rho_f(0). \quad (5)$$

当系统演化到任意时刻, 则子系统光场的约化密度算符为

$$\rho_f(t) = \text{Tr}_{\text{原子}}[U(t, 0) \rho_s(0) U^*(t, 0)] = |C'\rangle\langle C'| + |S'\rangle\langle S'|, \quad (6)$$

式中 $|C'\rangle = |C\rangle + |S\rangle$, $|S'\rangle = |S\rangle + |T\rangle$. 而

$$\begin{aligned} |C\rangle &= r_+ |C\rangle |\Psi_f(0)\rangle, & |D\rangle &= -ir_- |D\rangle |\Psi_f(0)\rangle, \\ |S\rangle &= -ir_+ |S\rangle |\Psi_f(0)\rangle, & |T\rangle &= r_- |T\rangle |\Psi_f(0)\rangle. \end{aligned}$$

子系统原子的约化密度算符为

$$\rho_a(t) = \text{Tr}_{\text{光场}}[U(t, 0) \rho_s(0) U^*(t, 0)] = \begin{bmatrix} |C'\rangle\langle C'| & |C'\rangle\langle S'| \\ |S'\rangle\langle C'| & |S'\rangle\langle S'| \end{bmatrix}. \quad (7)$$

原子和光场的约化密度算符具有共同的本征值

$$\pi^{\pm} = \langle C' | C' \rangle \pm \exp(\mp \lambda) |\langle C' | S' \rangle|, \quad (8)$$

相应的本征态分别为

$$|\Psi_f^{\pm}\rangle = (2\pi^{\pm} \cosh \lambda)^{-1/2} \left[\exp\left(\frac{1}{2}(i\beta \pm \lambda)\right) |C'\rangle \pm \exp\left(-\frac{1}{2}(i\beta \pm \lambda)\right) |S'\rangle \right], \quad (9)$$

$$|\Psi_a^{\pm}\rangle = (2\cosh \lambda)^{-1/2} \left[\exp\left(-\frac{1}{2}(i\beta \mp \lambda)\right) |e\rangle \pm \exp\left(\frac{1}{2}(i\beta \mp \lambda)\right) |g\rangle \right], \quad (10)$$

式中 $\lambda = \sinh^{-1}(\Omega/2)$, $\Omega = (\langle C' | C' \rangle - \langle S' | S' \rangle)/|\langle C' | S' \rangle|$, $\exp(i\beta) = \langle C' | S' \rangle / |\langle C' | S' \rangle|$. (8)–(10)式分别为非共振时初态任意分布的二能级原子和光场的约化密度算符的本征值和本征态. 很明显. 当失谐量 $\Delta = 0$ 、原子初始处于激发态 $|e\rangle$ (即 $r_+ = 1$, $r_- = 0$)、光场处于相干态 $|\alpha\rangle$ 时, π^{\pm} 的表达式与文献[6]一致.

3 态的密度算符间距

近年来, 为了描述量子光学中的非经典态, Knöll 和 Orlowski^[4]应用 Hilbert-Schmidt 模的距离, 研究了 J-C 模型中的动力学行为. 由于密度算符是线性、有界、正定和自伴的算符, 其 Hilbert-Schmidt 模为

$$\|\rho\|_2 = \sqrt{\text{Tr} \rho^2} = \sqrt{\text{Tr} \rho^2},$$

因此, 两个态的密度算符 ρ_1 和 ρ_2 的归一化间距定义为^[4]

$$D(\rho_1, \rho_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\text{Tr} \rho_1^2 + \text{Tr} \rho_2^2 - 2\text{Tr}(\rho_1 \rho_2)]^{1/2}. \quad (11)$$

显然, $0 \leq D(\rho_1, \rho_2) \leq 1$. 当 $D(\rho_1, \rho_2) = 0$ 时, 则表明态空间两点间距最“近”, 密度算符 ρ_1 和 ρ_2 描述相同的量子态; 当 $D(\rho_1, \rho_2) = 1$ 时, 则表明态空间两点间距最“远”, 密度算符 ρ_1 和 ρ_2 描述的两个态是正交的. 若选择原子和光场的参考态为 $|\tilde{\Psi}_a(t)\rangle$ 和 $|\tilde{\Psi}_f(t)\rangle$, 则两个态的密度算符 ρ_1 和 ρ_2 的间距 $D(\rho_1, \rho_2)$ 为

$$D_s(t) = \left[1 - \left| \langle \tilde{\Psi}_a(t) | \Psi_a^t \rangle \sqrt{\pi^t} \langle \tilde{\Psi}_f(t) | \Psi_f^t \rangle + \langle \tilde{\Psi}_a(t) | \Psi_a^t \rangle \sqrt{\pi^t} \langle \tilde{\Psi}_f(t) | \Psi_f^t \rangle \right|^2 \right]^{1/2}, \quad (12)$$

$$D_a(t) = \left[1 - \pi^t \pi^t - \left| \langle \tilde{\Psi}_a(t) | \Psi_a^t \rangle \right|^2 \pi^t - \left| \langle \tilde{\Psi}_a(t) | \Psi_a^t \rangle \right|^2 \pi^t \right]^{1/2}, \quad (13)$$

$$D_f(t) = \left[1 - \pi^t \pi^t - \left| \langle \tilde{\Psi}_f(t) | \Psi_f^t \rangle \right|^2 \pi^t - \left| \langle \tilde{\Psi}_f(t) | \Psi_f^t \rangle \right|^2 \pi^t \right]^{1/2}, \quad (14)$$

式中的 π^{\pm} , $|\Psi_a^{\pm}\rangle$ 和 $|\Psi_f^{\pm}\rangle$ 由(8)–(10)式给定. $D_s(t)$, $D_a(t)$ 和 $D_f(t)$ 分别为整个系统、原子和光场的密度算符间距. 这就是任意初态分布的二能级原子与任意单模场相互作用的密度算符间距的一般表达式.

本文只考察原子和光场的参考态为初始态的情况, 即 $|\tilde{\Psi}_a(t)\rangle = |\Psi_a(0)\rangle = r_+ |e\rangle + r_- |g\rangle$, $|\tilde{\Psi}_f(t)\rangle = |\Psi_f(0)\rangle = |\alpha\rangle$ (相干态). 故有

$$\langle C | C \rangle = |r_+|^2 \sum_{n=0}^{\infty} p(n) \{ \cos^2(\mu_1 \alpha) + (\Delta/2\varepsilon)^2 \sin^2(\mu_1 \alpha) / \mu_1^2 \}, \quad (15)$$

$$\langle D | D \rangle = |r_-|^2 \sum_{n=0}^{\infty} p(n) n \sin^2(v_1 \alpha) / v_1^2, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \langle C | D \rangle = & - ir_+^* r_- \sum_{n=0}^{\infty} p(n) \sqrt{n} \exp(i \varphi_c) \{ \cos(\mu_1 \alpha) \\ & + i(\Delta/2 \epsilon) \sin(\mu_1 \alpha) / \mu_1 \} \sin(v_2 \alpha) / v_2, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\langle D | C \rangle = \langle C | D \rangle^*, \quad (18)$$

$$\langle S | S \rangle = |r_+|^2 \sum_{n=0}^{\infty} p(n) (n+1) \sin^2(\mu_1 \alpha) / \mu_1^2, \quad (19)$$

$$\langle T | T \rangle = |r_-|^2 \sum_{n=0}^{\infty} p(n) \{ \cos^2(v_1 \alpha) + (\Delta/2 \epsilon)^2 \sin^2(v_1 \alpha) / v_1^2 \}, \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \langle S | T \rangle = & - ir_+^* r_- \sum_{n=0}^{\infty} p(n) \sqrt{n} \exp(i \varphi_c) \{ \cos(v_2 \alpha) \\ & + i(\Delta/2 \epsilon) \sin(v_2 \alpha) / v_2 \} \sin(\mu_1 \alpha) / \mu_1, \end{aligned} \quad (21)$$

$$\langle T | S \rangle = \langle S | T \rangle^*, \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \langle C | S \rangle = & - i |r_+|^2 \sum_{n=0}^{\infty} p(n) \sqrt{n} \exp(-i \varphi_c) \{ \cos(\mu_2 \alpha) \\ & + i(\Delta/2 \epsilon) \sin(\mu_2 \alpha) / \mu_2 \} \sin(\mu_1 \alpha) / \mu_1, \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \langle C | T \rangle = & r_+^* r_- \sum_{n=0}^{\infty} p(n) \{ \cos(\mu_1 \alpha) + i(\Delta/2 \epsilon) \sin(\mu_1 \alpha) / \mu_1 \} \{ \cos(v_1 \alpha) \\ & + i(\Delta/2 \epsilon) \sin(v_1 \alpha) / v_1 \}, \end{aligned} \quad (24)$$

$$\langle D | S \rangle = r_+ r_-^* \sum_{n=0}^{\infty} p(n) \bar{n} \exp(-i 2 \varphi_c) \sin(\mu_1 \alpha) \sin(v_3 \alpha) / (\mu_1 v_3), \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \langle D | T \rangle = & i |r_-|^2 \sum_{n=0}^{\infty} p(n) \sqrt{n} \exp(-i \varphi_c) \{ \cos(v_1 \alpha) \\ & + i(\Delta/2 \epsilon) \sin(v_1 \alpha) / v_1 \} \sin(v_2 \alpha) / v_2, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\langle \Psi_a(0) | \Psi_a^\pm \rangle = [2 \cosh(\lambda)]^{-1/2} [r_+^* \exp[-(i\beta \mp \lambda)/2] \pm r_-^* \exp[(i\beta \mp \lambda)/2]], \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \langle \Psi_f(0) | \Psi_f^\pm \rangle = & [2\pi^\pm \cosh(\lambda)]^{-1/2} [\exp[(i\beta \pm \lambda)/2] \langle \Psi_f(0) | C' \rangle \\ & \pm \exp[-(i\beta \pm \lambda)/2] \langle \Psi_f(0) | S' \rangle], \end{aligned} \quad (28)$$

$$\langle \Psi_f(0) | C' \rangle = \langle \Psi_f(0) | C \rangle + \langle \Psi_f(0) | D \rangle, \quad (29)$$

$$\text{而} \quad \langle \Psi_f(0) | C \rangle = r_+ \sum_{n=0}^{\infty} p(n) \{ \cos(\mu_1 \alpha) - i(\Delta/2 \epsilon) \sin(\mu_1 \alpha) / \mu_1 \}, \quad (30)$$

$$\langle \Psi_f(0) | D \rangle = - ir_- \sum_{n=0}^{\infty} p(n) \sqrt{n} \exp(i \varphi_c) \sin(v_2 \alpha) / v_2, \quad (31)$$

$$\langle \Psi_f(0) | S' \rangle = \langle \Psi_f(0) | S \rangle + \langle \Psi_f(0) | T \rangle, \quad (32)$$

$$\langle \Psi_f(0) | S \rangle = - ir_+ \sum_{n=0}^{\infty} p(n) \sqrt{n} \exp(-i \varphi_c) \sin(\mu_1 \alpha) / \mu_1, \quad (33)$$

$$\langle \Psi_f(0) | T \rangle = r_- \sum_{n=0}^{\infty} p(n) \{ \cos(v_1 \alpha) + i(\Delta/2\epsilon) \sin(v_1 \alpha)/v_1 \}, \quad (34)$$

式中 $p(n) = e^{-\bar{n}} \frac{(\bar{n})^n}{n!}$, $\mu_1 = \{(\Delta/2\epsilon)^2 + (n+1)\}^{1/2}$, $v_1 = \{(\Delta/2\epsilon)^2 + n\}^{1/2}$, $\mu_2 = \{(\Delta/2\epsilon)^2 + (n+2)\}^{1/2}$, $v_2 = \mu_1$, $v_3 = \mu_2$, $\exp(i\varphi_c) = \frac{a}{|\alpha|}$, $|\alpha| = \sqrt{\bar{n}}$. 由以上式子可以看出: 当 $\Delta = 0$ 、原子初始处于激发态 $|e\rangle$ 、光场处于相干态 $|\alpha\rangle$ 时, $D_s(t)$, $D_a(t)$ 和 $D_f(t)$ 的表达式与文献[4]一致.

4 数值计算与讨论

根据(12)–(14)式, 选择三种不同的初始原子分布[即(1)激发态: $r_+ = 1$, $r_- = 0$;

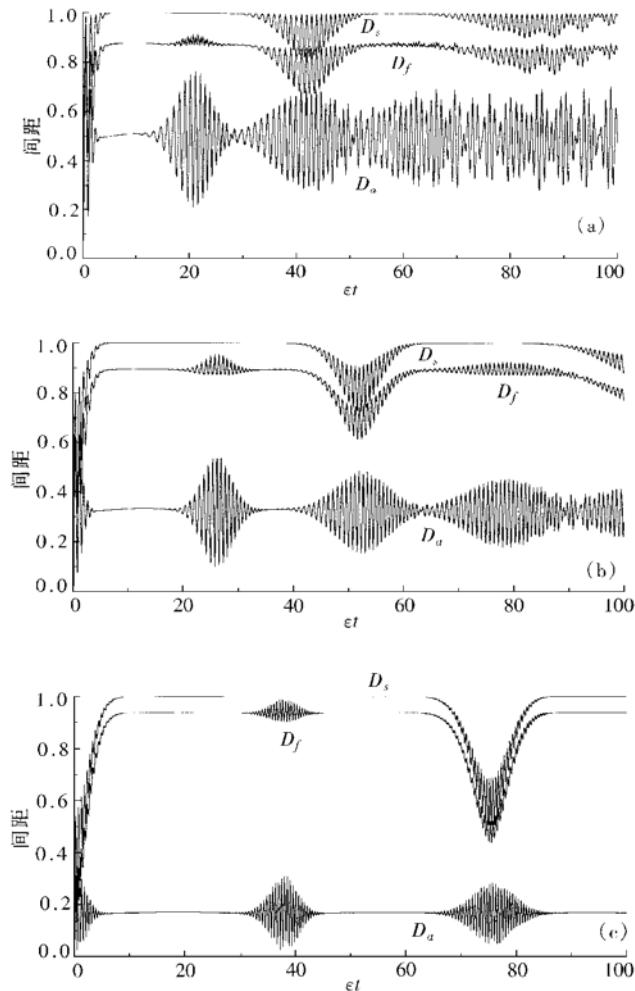


图 1 原子初始时刻处于激发态时 $D_s(t)$, $D_a(t)$ 和 $D_f(t)$ 随“时间” α 的演化 $r_+ = 1$, $r_- = 0$. (a) $\Delta = 0.1 \epsilon$, (b) $\Delta = 5 \epsilon$, (c) $\Delta = 10 \epsilon$

(2) 基态: $r_+ = 0, r_- = 1$; (3) 激发态和基态的叠加态: 且取 $r_+ = r_- = 1/\sqrt{2}$] 来讨论失谐量 Δ 与耦合系数 ε 取不同的比值 ($\Delta/\varepsilon = 0.01, 0.1, 1, 5, 10$) 对 $D_s(t)$, $D_a(t)$ 和 $D_f(t)$ 随时间 αt 的演化规律的影响. 借助于数值计算, 其演化规律如图 1 至图 3 所示. 其中 $n = 10$, $\varphi_c = 0$, $\beta = 0$.

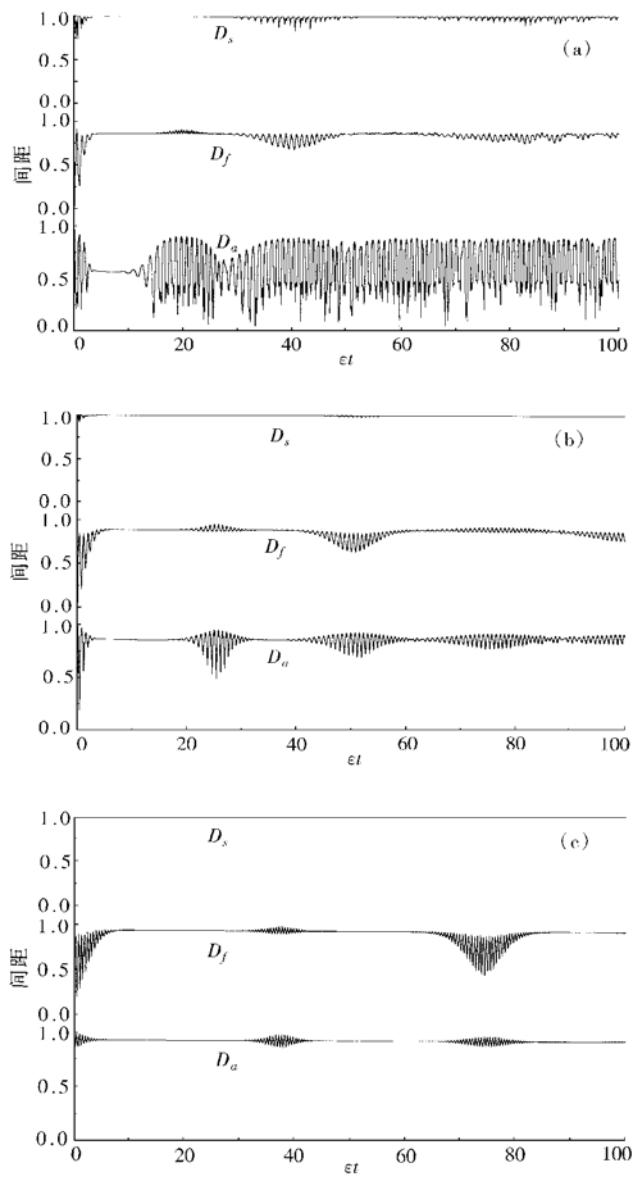


图 2 原子初始时刻处于基态时 $D_s(t)$, $D_a(t)$ 和 $D_f(t)$ 随“时间” αt 的演化 $r_+ = 0, r_- = 1$. Δ 值同图 1

计算结果表明: 除了 $D_s(t) = 1$ (两个态是正交的)这些区间之外, $D_f(t)$ 与 $D_s(t)$ 的振荡是同位相的. 当 $\Delta/\varepsilon \leq 1$ 时, 对上述三种不同的初始原子分布的情况, 其 $D_s(t)$, $D_a(t)$ 和 $D_f(t)$ 的演化曲线随着 Δ/ε 的不同取值, 各自变化不明显(鉴于此, 我们仅给出了 Δ/ε

$\Delta/\epsilon = 0.1$ 时 $D_s(t)$, $D_a(t)$ 和 $D_f(t)$ 的演化曲线). 图 1 表示原子初始时刻处于激发态的情况. 当 $\Delta/\epsilon > 1$ 时, 随着 Δ/ϵ 取值的增大, 这时 $D_a(t)$ 振荡明显地呈现出崩塌和复原现象, 并且 $D_s(t)$, $D_a(t)$ 和 $D_f(t)$ 的振荡周期延长. 另外, 随着 Δ/ϵ 取值的增大, $D_a(t)$ 的值越来越小, 这说明当失谐量 Δ 比耦合系数 ϵ 大时原子的末态偏离初态的程度越来越小, 表明原子的末态离初态越来越“近”; 而 $D_s(t)$ 和 $D_f(t)$ 的值越来越大, 这说明系统和光场的末态偏离初态的程度越来越大, 即末态离初态越来越“远”. 由图 2 可以看出: 当原子初始时刻处于基态时, 随着 Δ/ϵ 取值的增大, $D_s(t)$, $D_a(t)$ 和 $D_f(t)$ 的值越来越大, 即末态离

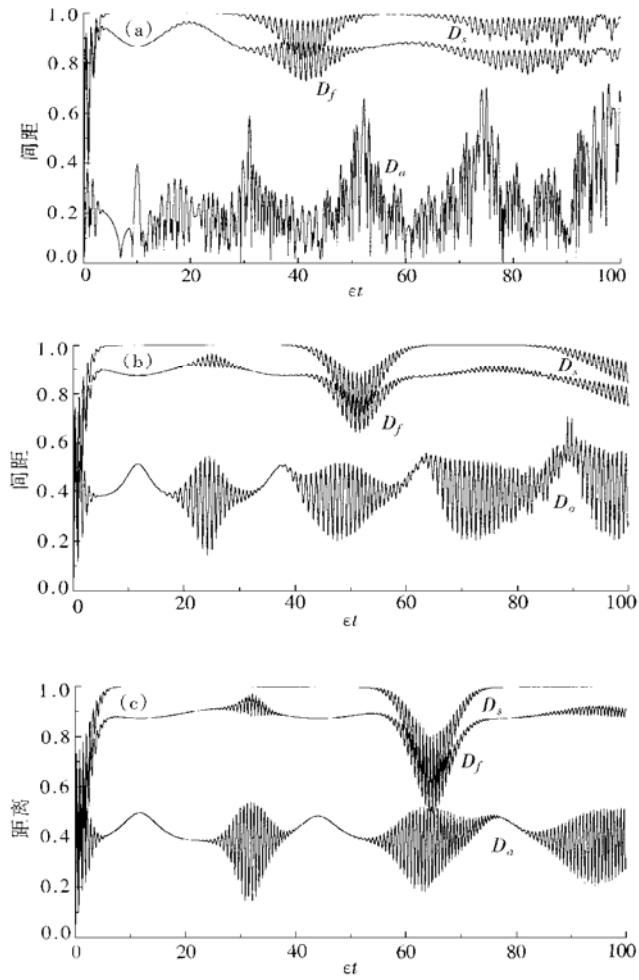


图 3 原子初始时刻处于叠加态时 $D_s(t)$, $D_a(t)$ 和 $D_f(t)$ 随“时间” ϵt 的演化 $r_+ = r_- = 1/\sqrt{2}$. Δ 值同图 1

初态越来越“远”. 当 $\Delta = 10\epsilon$ 时, $D_s(t)$ 在整个演化过程中其演化曲线呈一条 $D_s(t) = 1$ 的直线, 这表明系统的两态是正交的, 它离初态最“远”. 图 3 表示原子初始时刻处于叠加态时的 $D_s(t)$, $D_a(t)$ 和 $D_f(t)$ 的演化曲线, 它也表明了不同的 Δ/ϵ 值对其演化过程有着较强的影响.

5 结 论

本文考虑到失谐量和原子初始相干性, 考察了一个任意态分布的二能级原子与相干态光场相互作用时失谐量对密度算符间距演化的影响。结果表明: (1) 密度算符间距不仅与原子初始分布有关, 而且对失谐量的变化比较敏感。失谐量 Δ 大于耦合系数 ϵ 时, 初始处于激发态的原子, 其 $D_a(t)$ 越来越小, 意味着末态离初态越来越“近”; 初始处于基态的原子, $D_a(t)$ 越来越大, 末态离初态越来越“远”; 初始处于叠加态的原子, 其 $D_a(t)$ 却保持在一定值的范围内振荡。(2) 满足 J-C 模型中间距的一般关系式: $D_s(t) \geq D_f(t)$, $D_s(t) \geq D_a(t)$ 。(3) 除了 $D_s(t)=1$ 这些区间之外, $D_f(t)$ 与 $D_s(t)$ 的振荡是同位相的, 不受原子初始分布的影响。另一方面, 当原子初始处于激发态或叠加态时, Δ/ϵ 的值增大, $D_f(t)$ 与 $D_s(t)$ 的崩塌加深、时间滞后。(4) 一般而言, $D_f(t)$ 比 $D_a(t)$ 大, 但当 Δ 比 ϵ 大得多时, 会出现 $D_a(t)$ 比 $D_f(t)$ 大的现象。(5) 间距 $D(\rho_1, \rho_2)$ 的大小依赖于两个态的纯度 ($I_p = \text{Tr} \rho^2$) 和它们之间的正交性。对激发态原子而言, 失谐量越大, 光场与原子纠缠越小, 纯度越大, 系统的间距越大; 叠加态原子的情况次之, 基态原子的情况与之相反。

综上所述, 失谐量对态密度算符间距, 即末态偏离初态的程度有调制作用, 这对人们进一步研究和了解量子系统的信息关联与纠缠程度具有一定意义。

- [1] S. J. D. Phoenix, P. L. Knight, *Ann. Phys. (N. Y.)*, **186**(1988), 381; *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 2833; *Phys. Rev.*, **A44**(1991), 6023.
- [2] S. M. Barnett, S. J. D. Phoenix, *Phys. Rev.*, **A40**(1989), 2404.
- [3] S. J. D. Phoenix, P. L. Knight, *J. Opt. Soc. Am.*, **B7**(1990), 116.
- [4] L. Knöll, A. Orlowski, *Phys. Rev.*, **A51**(1995), 1622.
- [5] Huang Yan-xia, Guo Guang-can, *Acta Physica Sinica (Overseas Edition)*, **5**(1996), 901.
- [6] 方卯发、周鹏, 物理学报, **43**(1994), 570 [Fang Maofa, Zhou Peng, *Acta Physica Sinica*, **43**(1994), 570(in Chinese)].

EVOLUTION OF DISTANCE BETWEEN DENSITY OPERATORS IN A NON-RESONANT INTERACTION SYSTEM*

LIU TANG-KUN¹⁾⁽²⁾³⁾ WANG JI-SUO¹⁾⁽²⁾ LIU XIAO-JUN¹⁾⁽²⁾ ZHAN MING-SHENG¹⁾

¹⁾(State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics, Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071)

²⁾(Laser Spectroscopy Laboratory, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031)

³⁾(Department of Physics, Hubei Normal University, Huangshi 435002)

(Received 31 December 1998; revised manuscript received 28 January 1999)

ABSTRACT

By considering the detuning and the initial atomic coherence, a general expression of distance between density operators of arbitrary initial states (reference states) is obtained. The emphasize is put on the influence of detuning on the evolution in the interaction of a two-level atom of arbitrary initial states with the coherent field. The results show that the distance between density operators is obviously dependent on the value of detuning.

PACC: 4250

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19774069).