

光腔中两原子共振荧光的相干性质*

程桂平¹⁾ 柯莎莎¹⁾ 张立辉²⁾ 李高翔¹⁾

1) 华中师范大学物理科学与技术学院, 武汉 430079)

2) 江汉大学物理系, 武汉 430056)

(2006 年 5 月 31 日收到, 2006 年 7 月 5 日收到修改稿)

研究了置于光腔中的两个二能级原子, 在强相干场驱动下的共振荧光光场的辐射场相干性质, 发现在坏腔条件下, 可以通过调节光腔与相干场的频率来提高一阶可见度和减小二阶关联函数. 这是因为改变光腔与相干场的频率会引起原子修饰态布居数的改变, 导致一阶可见度和二阶关联函数发生显著变化.

关键词: 光腔, 两个二能级原子, 一阶可见度, 二阶关联函数

PACC: 4250

1. 引言

自 Eichmann 等人率先观察到两个束缚原子的辐射场存在杨氏干涉效应后^[1], 人们对这一现象产生了极大的兴趣, 这是因为对这一效应的研究不仅可验证量子力学的基本原理, 而且对于量子信息科学的发展起着积极的推动作用^[2]. Jakob 等人已经证实了在两个四能级原子辐射场的杨氏双缝干涉实验中, 利用条件量子擦除器 (conditional quantum erasure) 可消除任一光子路径的可预见性^[3]. Skornia 等人曾研究过与场相互作用但相互间无关联的两原子荧光光场的非经典干涉效应^[4]. Rudolph 和 Ficek 发现对于由相干场驱动的两原子, 辐射场会产生中心为暗条纹的干涉模式^[5], 而一阶可见度和双原子某些纠缠态的纠缠度一一对应^[1], 量子纠缠态度量也是人们感兴趣的课题之一. 最近, 单传家等人研究了 Tavis-Cummings 模型中两纠缠原子纠缠的演化特性^[6]. Sun 等人也研究过 N 个光子纠缠态的量子纠缠和量子非局域性质^[7]. 此外, 人们还研究了利用非相干驱动场提高两原子的相干性, 以及两个四能级原子的共振荧光场的干涉效应^[8,9]. 但是, 在强场情况下, 由于非弹性散射过程占主导地位, 它将会导致两原子之间的相干性大幅度降低. 若达到强场极限, 一阶相干可见度将会完全消失. 若将两原子与一个

单模光腔作用, 它将有可能提高这两个原子的相干性^[8]. Kochan 等人通过研究置于光腔中的两原子共振荧光光场性质, 发现腔场可诱导原子间的关联从而改变两原子辐射场的一阶可见度^[10]. Meyer 等人证实了置于单模光腔中由非相干场驱动的两原子, 辐射场也会产生中心为暗条纹的干涉模式^[11]. 腔场的量子性质要通过对原子状态的测量来推断, 因而研究腔内原子的辐射谱显现出重要意义, 高云峰等人曾研究过两原子双光子跃迁过程中的腔场谱^[12]. 最近, Zheng 提出了利用弱相干腔场进行原子态的传输方案^[13]. 本文则考虑了由相干场驱动并与一个单模且频率可调的坏腔相互作用的两个二能级原子, 若腔与原子的失谐调到总的拉比频率的附近, 既能提高荧光场的一阶干涉效应, 又能保证辐射场有较好的空间分布.

2. 激光场驱动下位于光腔中两个二能级原子所满足的主方程

我们考虑两个二能级原子置与一个单模光腔中, 这两个原子还分别与强激光场作用. ω_L 和 ω_C 分别为相干激光场和腔场的频率, ω_{A_i} ($i = 1, 2$) 是第 i 个原子的跃迁频率. 假定两原子之间的距离足够大以至于可忽略两者之间的偶极-偶极相互作用. 将激光场的频率 ω_L 作为参考频率, 则原子-光场耦合

* 国家自然科学基金 (批准号 60478049) 和教育部优秀青年教师基金资助的课题.

系统所满足的主方程如下:

$$\dot{\rho} = - [H_A + H_C + H_I, \rho] + L_A \rho + L_C \rho, \quad (1)$$

其中

$$H_A = \sum_{i=1}^2 \frac{1}{2} \Delta_i \sigma_i^z + \sum_{i=1}^2 \frac{1}{2} \Omega_i (\sigma_i^+ + \sigma_i^-), \quad (2a)$$

$$H_C = \delta a^\dagger a, \quad (2b)$$

$$H_I = \sum_{i=1}^2 g_i (\sigma_i^- a^\dagger + \sigma_i^+ a), \quad (2c)$$

$$L_A \rho = \sum_{i=1}^2 \gamma_i (2\sigma_i^- \rho \sigma_i^+ - \sigma_i^+ \sigma_i^- \rho - \rho \sigma_i^+ \sigma_i^-), \quad (2d)$$

$$L_C \rho = \kappa (2a \rho a^\dagger - a^\dagger a \rho - \rho a^\dagger a), \quad (2e)$$

这里 H_A 和 H_C 分别是由相干场驱动的原子和腔场的哈密顿量, H_I 描述原子与腔的相互作用项, $L_A \rho$ 和 $L_C \rho$ 分别刻画原子的自发辐射和腔模的损耗过程, $\Omega_i (i=1, 2)$ 为与第 i 个原子作用的相干场的拉比频率, $\Delta_i = \omega_{\Lambda_i} - \omega_L$ 和 $\delta = \omega_C - \omega_L$ 分别是第 i 个原子的共振频率和腔场与驱动场的频率差, $\sigma_i^\pm (i=1, 2)$ 是第 i 个原子的赝自旋算符, 并且满足对易关系 $[\sigma_i^+, \sigma_i^-] = \sigma_i^z$ 和 $[\sigma_i^z, \sigma_i^\pm] = \pm \sigma_i^\pm$, g_i 是原子与腔的耦合常数, γ_i 和 κ 分别是第 i 个原子和腔的衰变常数.

假定原子与光腔的耦合很弱且光腔本身的品质因子很低, 即有 $\kappa \gg g \gg \gamma$ 成立. 在此坏腔条件下, 腔模对真空场的反应相对于它与原子间的作用较快, 原子总是处于由真空场诱发的腔模中, 因此通过绝热消除腔场的变量, 得到原子的约化密度所满足的主方程^[14, 15]:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_A(t) = & - [H_A, \rho_A] \\ & + \sum_{j=1}^2 \gamma_j (2\sigma_j^- \rho_A \sigma_j^+ - \sigma_j^+ \sigma_j^- \rho_A - \rho_A \sigma_j^+ \sigma_j^-) \\ & + \gamma_{C_1} \{ \sigma_1^- \rho_A S_1^+ \} + [S_1^- \rho_A, \sigma_1^+] \\ & + \gamma_{C_2} \{ \sigma_2^- \rho_A S_2^+ \} + [S_2^- \rho_A, \sigma_2^+] \\ & + \gamma_{C_3} \{ \sigma_1^- \rho_A S_2^+ \} + [S_1^- \rho_A, \sigma_2^+] \\ & + [\sigma_2^- \rho_A, S_1^+] + [S_2^- \rho_A, \sigma_1^+ \}, \quad (3) \end{aligned}$$

这里

$$\gamma_{C_1} = g_1^2 / \kappa, \gamma_{C_2} = g_2^2 / \kappa, \gamma_{C_3} = g_1 g_2 / \kappa.$$

为计算简单起见, 我们仅考虑两个完全相同的原子, 即可假定 $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$, $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$, $g_1 = g_2 = g$, $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$, $\gamma_{C_1} = \gamma_{C_2} = \gamma_{C_3} = \gamma_C$,

因此

$$S_1^- = A_0 \sigma_1^z + A_1 \sigma_1^+ + A_2 \sigma_1^-, \quad (4a)$$

$$S_2^- = A_0 \sigma_2^z + A_1 \sigma_2^+ + A_2 \sigma_2^-, \quad (4b)$$

$$S_1^+ = A_0^* \sigma_1^z + A_1^* \sigma_1^- + A_2^* \sigma_1^+, \quad (4c)$$

$$S_2^+ = A_0^* \sigma_2^z + A_1^* \sigma_2^- + A_2^* \sigma_2^+, \quad (4d)$$

其中

$$A_0 = \frac{\kappa \Omega}{4 \Omega^2} \left[\frac{2\Delta}{\kappa + i\delta} - \frac{\bar{\Omega} + \Delta}{\kappa + i(\delta - \bar{\Omega})} + \frac{\bar{\Omega} - \Delta}{\kappa + i(\delta + \bar{\Omega})} \right], \quad (5a)$$

$$A_1 = \frac{\kappa \Omega^2}{4 \Omega^2} \left[\frac{2}{\kappa + i\delta} - \frac{1}{\kappa + i(\delta - \bar{\Omega})} - \frac{1}{\kappa + i(\delta + \bar{\Omega})} \right], \quad (5b)$$

$$A_2 = \frac{\kappa}{4 \Omega^2} \left[\frac{2\Omega^2}{\kappa + i\delta} + \frac{(\bar{\Omega} + \Delta)^2}{\kappa + i(\delta - \bar{\Omega})} + \frac{(\bar{\Omega} - \Delta)^2}{\kappa + i(\delta + \bar{\Omega})} \right], \quad (5c)$$

这里 $\bar{\Omega} = \sqrt{\Omega^2 + \Delta^2}$ 是总的拉比频率, 等式(3)的第一项描述原子的相干演化过程, 第二项代表原子在真空中的自发辐射项, 最后三项表征腔模诱导的衰变项.

3. 稳态的关联函数

将原子密度主方程在态矢 $|1_1\rangle|1_2\rangle, |1_1\rangle|0_2\rangle, |0_1\rangle|1_2\rangle, |0_1\rangle|0_2\rangle$ 中展开, 原子所辐射的荧光光场的一阶可见度 C 和二阶关联函数 S 分别为表示为^[14]

$$C = \frac{\sigma_1^+ \sigma_2^- + \sigma_2^+ \sigma_1^-}{\sigma_1^+ \sigma_1^- + \sigma_2^+ \sigma_2^-} = \frac{2\rho_{bc}}{2\rho_{aa} + \rho_{bb} + \rho_{cc}}, \quad (6a)$$

$$S = \frac{4 \sigma_1^+ \sigma_2^+ \sigma_1^- \sigma_2^-}{\sigma_1^+ \sigma_1^- + \sigma_2^+ \sigma_2^- + \sigma_1^+ \sigma_2^- + \sigma_2^+ \sigma_1^-} = \frac{4\rho_{aa}}{(2\rho_{aa} + \rho_{bb} + \rho_{cc} + 2\rho_{bc})^2}, \quad (6b)$$

其中, $\rho_{aa}, \rho_{bb}, \rho_{cc}$ 分别为原子在激发态 $|1_1\rangle|1_2\rangle, |1_1\rangle|0_2\rangle, |0_1\rangle|1_2\rangle$ 上的布居数, ρ_{bc} 表征态 $|1_1\rangle|0_2\rangle$ 和 $|0_1\rangle|1_2\rangle$ 之间的相干项, 而 $|1_i\rangle, |0_i\rangle$ 分别代表第 i 个二能级原子的基态和激发态.

下面我们对荧光场关联函数进行数值分析. 为了满足坏腔条件, 先设定参数 $\gamma = 1, g = 20, \kappa = 200$,

若 $\Delta = 20, \Omega = 200$, 如图 1(a) 和 1(b) 所示, 一阶可见度很小, 而二阶关联函数较大, 但在 $\delta = \pm 200$ 附近一阶可见度有明显的向上跃变情况, 而二阶关联函数却表现为向下的跃变现象. 同时还可看出两图出现不对称的两峰分布, 右边的峰值较大于左边的峰值. 此外, $\delta = 0$ 时一阶可见度并不为零, 但当 δ 取

-55 和 -430 附近一阶可见度为零且二阶关联函数为 1. 若 $\Delta = 200, \Omega = 100$, 情况正好相反, 如图 1(c) 和 1(d) 所示, 一阶可见度很大, 而二阶关联函数较小, 在 $\delta = \pm 200$ 附近一阶可见度有向下跃变情况, 而二阶关联函数却表现为向上跃变现象. 但两图都呈现左边的跃变情况较明显的现象.

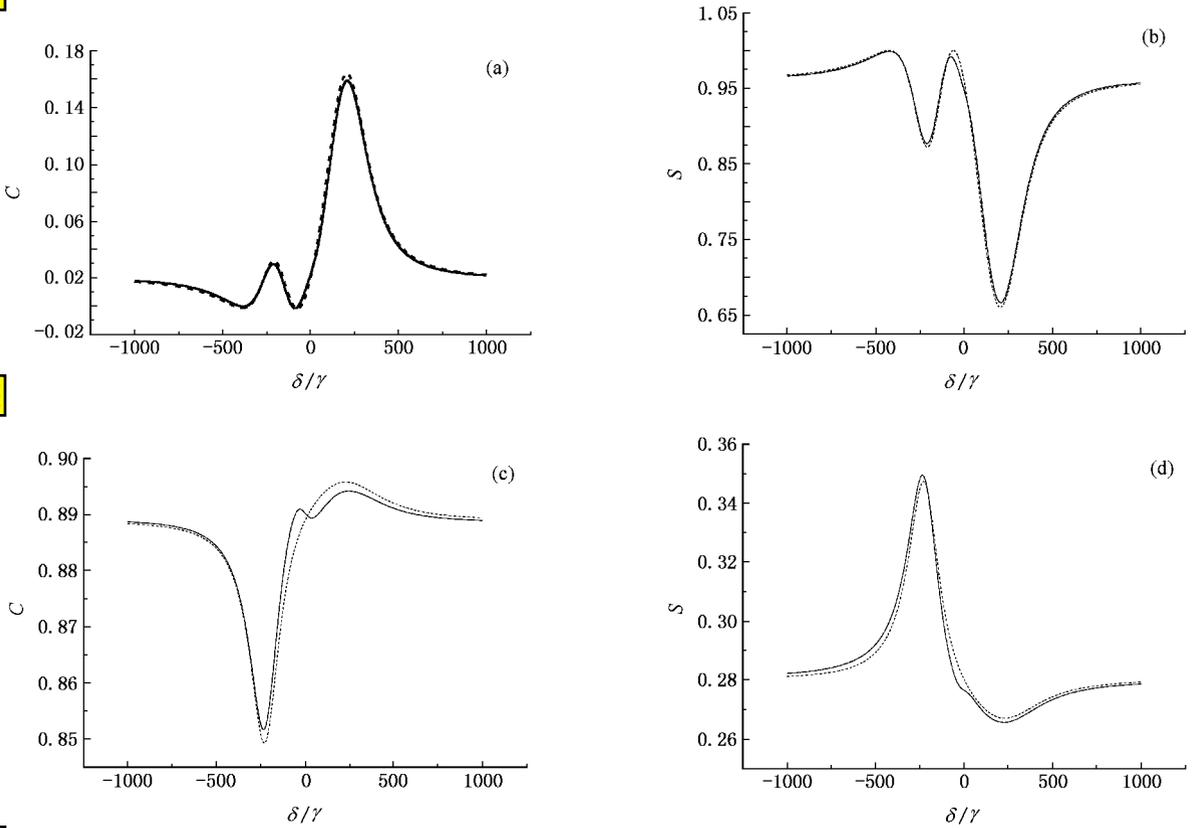


图 1 一阶可见度 C 和二阶关联函数 S 分别在裸态和修饰态表象中随失谐 δ 的演化 $\gamma = 1, g = 20, \kappa = 200$ (a) (b) $\Delta = 20, \Omega = 200$ (c), (d) $\Delta = 200, \Omega = 100$; ——为裸态表象中的 C 和 S ;为修饰态表象中的 C 和 S

对上面的结果可用修饰态方法加以解释. 修饰态 $|\alpha\rangle$ 即原子与相干光场耦合系统的本征态, 满足本征方程 $H_\Lambda |\alpha\rangle = \lambda_\alpha |\alpha\rangle$, 它具有如下形式:

$$|e\rangle = |+_1\rangle + |+_2\rangle, \quad (7a)$$

$$|s\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+_1\rangle - |+_2\rangle + |-_1\rangle + |-_2\rangle), \quad (7b)$$

$$|a\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+_1\rangle - |+_2\rangle - |-_1\rangle + |-_2\rangle), \quad (7c)$$

$$|g\rangle = |-_1\rangle - |-_2\rangle, \quad (7d)$$

四个态相对应的本征值分别为

$$\lambda_e = \bar{\Omega}, \lambda_s = 0, \lambda_a = 0, \lambda_g = -\bar{\Omega}, \quad (8)$$

这里, $| \pm_i \rangle = \sqrt{\frac{\bar{\Omega} \mp \Delta}{2\bar{\Omega}}} |0\rangle \pm \sqrt{\frac{\bar{\Omega} \pm \Delta}{2\bar{\Omega}}} |1\rangle$ 是第 i 个原子与相干场作用的修饰态.

当 $\bar{\Omega} \gg \gamma, \gamma_C$ 时, 利用 secular 近似后, 在修饰态表象里的布居运动方程可转化为速率方程的形式:

$$\dot{\rho}_{ee} = -(R_{es} + R_{ea})\rho_{ee} + R_{se}\rho_{ss} + R_{ae}\rho_{aa}, \quad (9a)$$

$$\dot{\rho}_{ss} = -(R_{se} + R_{sa} + R_{sg})\rho_{ss} + R_{es}\rho_{ee} + R_{as}\rho_{aa} + R_{gs}\rho_{gg}, \quad (9b)$$

$$\dot{\rho}_{aa} = -(R_{ae} + R_{as} + R_{ag})\rho_{aa} + R_{ea}\rho_{ee} + R_{sa}\rho_{ss} + R_{ga}\rho_{gg}, \quad (9c)$$

$$\dot{\rho}_{gg} = -(R_{gs} + R_{ga})\rho_{gg} + R_{sg}\rho_{ss} + R_{ag}\rho_{aa}, \quad (9d)$$

其中 $R_{\alpha\beta}(\alpha, \beta = e, s, a, g)$ 代表原子从态 $|\alpha\rangle$ 到态 $|\beta\rangle$ 的跃迁速率, 表达式如下:

$$R_{es} = R_{sg} = \frac{(\Delta + \bar{\Omega})^2}{2\bar{\Omega}^2}$$

$$\times \left[\gamma + 2\gamma_c \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + (\delta - \bar{\Omega})^2} \right], \quad (10a)$$

$$R_{se} = R_{gs} = \frac{(\Delta - \bar{\Omega})^2}{2\bar{\Omega}^2}$$

$$\times \left[\gamma + 2\gamma_c \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + (\delta + \bar{\Omega})^2} \right], \quad (10b)$$

$$R_{ea} = R_{ag} = \gamma \frac{(\Delta + \bar{\Omega})^2}{2\bar{\Omega}^2}, \quad (10c)$$

$$R_{ae} = R_{ga} = \gamma \frac{(\Delta - \bar{\Omega})^2}{2\bar{\Omega}^2}, \quad (10d)$$

$$R_{as} = R_{sa} = \gamma \frac{\Omega^2}{2\bar{\Omega}^2}, \quad (10e)$$

尽管 ρ_{as} 和 ρ_{sa} 的振荡频率也为零,但是我们考虑的是两个完全相同的原子,由于干涉等作用可相互抵消,并且不难证明在方程(9)内 ρ_{as} 和 ρ_{sa} 项均为零,则稳态的布居解为

$$\rho_{ee} = \frac{(R_{es} + R_{ea})R_{se}^2 + R_{ae}R_{se}(2R_{as} + R_{se}) + R_{ae}^2(R_{as} + R_{es} + R_{se})}{F}, \quad (11a)$$

$$\rho_{ss} = \frac{R_{ae}^2R_{es} + (R_{as} + R_{ea})(R_{ea} + R_{es})R_{es} + R_{ea}(R_{as}(R_{ea} + R_{es}) + R_{es} + R_{se})}{F}, \quad (11b)$$

$$\rho_{gg} = \frac{R_{ae}R_{es}^2 + R_{ea}R_{es}^2 + R_{as}(R_{ea} + R_{es})^2 + R_{ea}^2(R_{es} + R_{se})}{F}, \quad (11c)$$

$$\rho_{aa} = 1 - \rho_{ee} - \rho_{ss} - \rho_{gg}, \quad (11d)$$

这里

$$F = R_{as}(R_{ea} + R_{es} + R_{se})(R_{ea} + R_{es} + R_{se} + 2R_{ae}) + R_{ae}^2(R_{as} + 2R_{es} + R_{se}) + R_{ea}(R_{es}(R_{ea} + R_{es}) + (2R_{ea} + R_{es})R_{se} + 2R_{se}^2) + R_{ae}(R_{es}(R_{ea} + 2R_{es}) + (R_{ea} + R_{es})R_{se} + R_{se}^2).$$

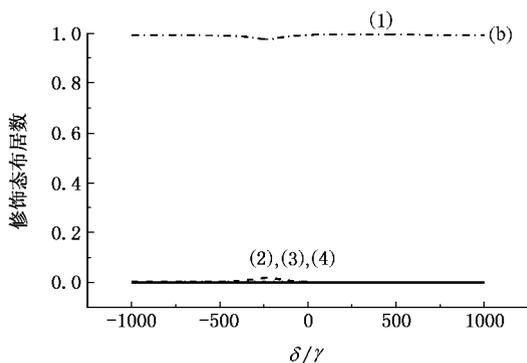
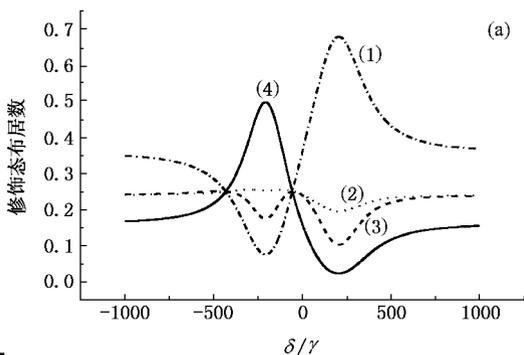


图2 两原子修饰态布居数随失谐 δ 的演化 $\gamma = 1, g = 20, \kappa = 200$ (a), $\Delta = 20, \Omega = 200$ (b) $\Delta = 200, \Omega = 100$ (1)为基态布居数 (2)为第一激发态布居数 (3)为第二激发态布居数 (4)为第三激发态布居数

利用 secular 近似后,修饰态表象里双原子共振 荧光光场的一阶可见度 C 和二阶关联函数 S 分别为

$$C = \frac{\sigma_1^+ \sigma_2^- + \sigma_2^+ \sigma_1^-}{\sigma_1^+ \sigma_1^- + \sigma_2^+ \sigma_2^-} = \frac{\frac{\Omega^2}{2\bar{\Omega}^2} \rho_{ee} + \frac{\Delta^2}{\bar{\Omega}^2} \rho_{ss} - \rho_{aa} + \frac{\Omega^2}{2\bar{\Omega}^2} \rho_{gg}}{\frac{\bar{\Omega} + \Delta}{\bar{\Omega}} \rho_{ee} + \rho_{ss} + \rho_{aa} + \frac{\bar{\Omega} - \Delta}{\bar{\Omega}} \rho_{gg}}, \quad (12a)$$

$$S = \frac{4 \sigma_1^+ \sigma_2^+ \sigma_1^- \sigma_2^-}{\sigma_1^+ \sigma_1^- + \sigma_2^+ \sigma_2^- + \sigma_1^+ \sigma_2^- + \sigma_2^+ \sigma_1^-}^2$$

$$= \frac{4 \left(\left(\frac{\bar{\Omega} + \Delta}{\bar{\Omega}} \right)^2 \rho_{ee} + \frac{\Omega^2}{2\bar{\Omega}^2} \rho_{ss} + \left(\frac{\bar{\Omega} - \Delta}{\bar{\Omega}} \right)^2 \rho_{gg} \right)}{\left(\frac{\bar{\Omega} + \Delta}{\bar{\Omega}} \rho_{ee} + \rho_{ss} + \rho_{aa} + \frac{\bar{\Omega} - \Delta}{\bar{\Omega}} \rho_{gg} + \frac{\Omega^2}{2\bar{\Omega}^2} \rho_{ee} + \frac{\Delta^2}{\bar{\Omega}^2} \rho_{ss} - \rho_{aa} + \frac{\Omega^2}{2\bar{\Omega}^2} \rho_{gg} \right)^2}. \quad (12b)$$

当取定相同的参数时,修饰态表象与裸态表象里的关联函数图能较好吻合. 下面我们用修饰态理论来解释关联函数依赖于腔频的现象.

当 Δ 较小且 $\Omega \gg \Delta$ 时(如图 1(a) 和 1(b)), 双原子共振荧光光场的一阶可见度和二阶关联函数可分别近似表示为

$$C \approx \frac{1}{2}(1 - \rho_{ss} - 3\rho_{aa}), \quad (13a)$$

$$S \approx \frac{1 + \rho_{ss} - \rho_{aa}}{\left(\frac{3}{2} - \frac{1}{2}\rho_{ss} - \frac{3}{2}\rho_{aa} \right)^2}. \quad (13b)$$

由(13)式可知 C 和 S 的值仅与修饰态布居数有关. 我们知道若无光腔作用时, 在强场极限条件下两原子在四个修饰态布居概率分布近似相等, 即有 $C \approx 0, S \approx 1$, 表明原子辐射场的干涉模式消失. 但是若将两原子置于一单模光腔中, 即可通过调节光腔与相干场的频率差改变两原子修饰态布居数(如图 2 所示), 最终导致一阶可见度和二阶关联函数的改变. 因此若调节腔与相干场的失谐到某些特殊值时, 两原子共振荧光光场的相干性质可能增强. 当光腔与相干场的失谐调到 -55 和 -430 附近, 有

$$\frac{(\Delta + \bar{\Omega})^2}{2\bar{\Omega}^2} \left[\gamma + 2g \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + (\delta - \bar{\Omega})^2} \right] \approx \frac{(\Delta - \bar{\Omega})^2}{2\bar{\Omega}^2} \left[\gamma + 2g \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + (\delta + \bar{\Omega})^2} \right], \quad (14)$$

即 $R_{es} + R_{ea} \approx R_{se} + R_{ae}$ 成立, 此时两原子各修饰态布居数为

$$\rho_{aa}, \rho_{ee}, \rho_{ss}, \rho_{gg} \approx \frac{R_{ae}R_{es}^2 + R_{ea}R_{es}^2 + R_{as}(R_{ea} + R_{es})^2 + R_{ea}^2(R_{es} + R_{se})}{F} = \frac{1}{4}, \quad (15)$$

则一阶可见度 $C \approx 0$ 以及二阶关联函数 $S \approx 1$, 并未提高两原子共振荧光光场的相干性质. 这是由于此时两原子都分别以相同的概率分布在基态和激发态上, 每个原子辐射的荧光光场都较强, 两原子只是彼此独立辐射荧光光子. 因此既无相位关联又无强度关联, 从而 $C \approx 0$ 和 $S \approx 1$. 当光腔与相干场的失谐调到 $\delta = \bar{\Omega}$ 时,

$$R_{es} = R_{sg} \approx \frac{(\Delta + \bar{\Omega})^2}{2\bar{\Omega}^2} (\gamma + 2\gamma_c), \quad (16a)$$

$$R_{se} = R_{gs} \approx \frac{(\Delta - \bar{\Omega})^2}{2\bar{\Omega}^2} \gamma, \quad (16b)$$

表明修饰态从 $|e\rangle$ 到 $|s\rangle$ 和从 $|s\rangle$ 到 $|g\rangle$ 的跃迁被极大提高, 而修饰态从 $|g\rangle$ 到 $|s\rangle$ 和从 $|s\rangle$ 到 $|e\rangle$ 的跃迁被抑制, 所以相对于失谐量 δ 为 -55 和 -430 时, 修饰态 $|g\rangle$ 的布居数增大, 而修饰态 $|e\rangle$ 和 $|s\rangle$ 的布居数都将减小. 此外, 由于 R_{ea}, R_{ae} 不含

$\frac{\kappa^2}{\kappa^2 + (\delta \pm \bar{\Omega})^2}$ 共振项, 因此改变光腔与相干场的失

谐时, ρ_{aa} 变化较小. 所以由 C 和 S 的近似表达式可知 $\delta = \bar{\Omega}$ 时 C 增大而 S 减小, 两原子共振荧光光场的相干性质有所提高. 这是因为由 ρ_{ee} 和 ρ_{ss} 可知原子处于上态的概率较小, 相对应两原子辐射的荧光光场较弱, 所以不仅一阶可见度有所提高, 而且出现光子的反聚束效应, 表明此时光子还具有良好的空间分布. 当光腔与相干场的失谐调到 $\delta = -\bar{\Omega}$ 时,

$$R_{se} = R_{gs} \approx \frac{(\Delta - \bar{\Omega})^2}{2\bar{\Omega}^2} (\gamma + 2\gamma_c), \quad (17a)$$

$$R_{es} = R_{sg} \approx \frac{(\Delta + \bar{\Omega})^2}{2\bar{\Omega}^2} \gamma, \quad (17b)$$

表明修饰态从 $|g\rangle$ 到 $|s\rangle$ 和从 $|s\rangle$ 到 $|e\rangle$ 的跃迁占主导地位, 所以相对于失谐量 δ 为 -55 和 -430 时, 修饰态 $|e\rangle$ 的布居数将增大, 而修饰态 $|g\rangle$ 和 $|s\rangle$ 的布居数都将减小. 由 C 和 S 的近似表达式可知 $\delta = -\bar{\Omega}$ 仍是 C 增大而 S 减小. 但是由于原子共振频率与相干场的频率差 Δ 大于零, 即有 $(\Delta + \bar{\Omega})^2 >$

($\Delta - \bar{\Omega}$) 成立, 并且由于 $\delta = \bar{\Omega}$ 时有

$$R_{es} = R_{sg} \approx \frac{(\Delta + \bar{\Omega})^2}{2\bar{\Omega}^2}(\gamma + 2\gamma_c), \quad (18)$$

$\delta = -\bar{\Omega}$ 时有

$$R_{gs} = R_{se} \approx \frac{(\Delta - \bar{\Omega})^2}{2\bar{\Omega}^2}(\gamma + 2\gamma_c), \quad (19)$$

很明显 $\delta = -\bar{\Omega}$ 时态 $|s\rangle$ 上的布居数 ρ_{ss} 比 $\delta = \bar{\Omega}$ 时的 ρ_{ss} 大, 从而在 $\delta = -\bar{\Omega}$ 时共振荧光的一阶可见度比 $\delta = \bar{\Omega}$ 时小, 而二阶关联函数比 $\delta = \bar{\Omega}$ 时大. 这是因为 $\delta = -\bar{\Omega}$ 时处于上态的布居数 ρ_{ee} 和 ρ_{ss} 都比 $\delta = \bar{\Omega}$ 时大, 此时两原子辐射的共振荧光场相对而言较强些, 因此一阶可见度提高的程度比 $\delta = \bar{\Omega}$ 时要小, 辐射的荧光光子呈现较差的空间分布.

而当 Δ 较大时, 若 $\Delta \gg \Omega$ (如图 1(c) 和 1(d)), 两原子辐射的共振荧光光场的一阶可见度和二阶关联函数可分别近似表示为

$$C \approx \frac{\rho_{ss} - \rho_{aa}}{2\rho_{ee} + \rho_{ss} + \rho_{aa}}, \quad (20a)$$

$$S \approx \frac{\rho_{ee}}{(\rho_{ee} + \rho_{ss})}. \quad (20b)$$

由于 $\Delta \sim \bar{\Omega}$, 因此任意调节光腔与相干场的失谐, 总是有 $R_{es} = R_{sg} \gg R_{gs} = R_{se}$ 成立, 则两原子修饰态布居数主要分布在基态上, 并且 ρ_{ss} 较大, ρ_{aa} 和 ρ_{ee} (如图 2(b) 所示). 由 C 和 S 的近似表达式可知双原子共振荧光光场的一阶可见度很大, 而二阶关联函数很小. 同样地, 这是因为此时两原子处于上态的几率很小, 相对应两原子辐射的荧光光场强度很弱, 表明两原子辐射的荧光光场有较好的相干性, 从而 C 很大而 S 很小.

4. 结 论

研究了由强相干场驱动的两原子与坏腔相互作用的关联函数. 主要讨论了原子与强场为小失谐条件下的相干效应, 通过调节腔与场的失谐到总的拉比频率附近, 既能提高两原子辐射的共振荧光光场的一阶相干度, 又能保证辐射的荧光光子有较好的空间分布.

- [1] Eichmann U, Bergquist J C, Bollinger J J, Gilligan J M, Itano W M, Wineland D J, Raizen M G 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 2359
- [2] Ficek Z, Tanas R 2002 *Phys. Rep.* **372** 369
- [3] Jakob M, Bergou J 2002 *Phys. Rev. A* **66** 062107
- [4] Skomina C, Zanthier J V, Agarwal G S, Werner E, Walther H 2001 *Phys. Rev. A* **64** 063801
- [5] Rudolph T, Ficek Z 1998 *Phys. Rev. A* **58** 748
- [6] Shan C J, Xia Y J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1585 (in Chinese)
[单传家、夏云杰 2006 物理学报 **55** 1585]
- [7] Sun Y H, Kuang L M 2006 *Chin. Phys.* **15** 0681
- [8] Yeoman G 1997 *Phys. Rev. A* **58** 764
- [9] Wong T, Tan S M, Collett M J, Walls D F 1996 *Phys. Rev. A* **55** 1288
- [10] Kochan P, Carmichael H J, Morrow P R, Raizen M G 1995 *Phys. Rev. Lett.* **70** 45
- [11] Meyer G M, Yeoman G 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 2650
- [12] Gao Y F, Feng J, Song T Q 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1650 (in Chinese)[高云峰、冯健、宋同强 1999 物理学报 **48** 1650]
- [13] Zheng S B 2005 *Chin. Phys.* **14** 1825
- [14] Zhou P, Swain S 1998 *Phys. Rev. A* **58** 1515
- [15] Peng J S, Li G X, Zhou P, Swain S 2000 *Phys. Rev. A* **61** 063807

The coherence of resonance fluorescence for two atoms in a cavity^{*}

Cheng Gui-Ping¹⁾ Ke Sha-Sha¹⁾ Zhang Li-Hui²⁾ Li Gao-Xiang¹⁾

¹⁾ *Department of Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430079, China*

²⁾ *Department of Physics, Jiangnan University, Wuhan 430056, China*

(Received 31 May 2006 ; revised manuscript received 5 July 2006)

Abstract

We have investigated the coherence of resonance fluorescence for a coherently driven two two-level atoms coupled to a single-mode cavity in the bad cavity limit. By adjusting the detuning of the cavity-mode frequency from the driving field frequency, we can enhance the fringe contrast factor as well as decrease the second order correlation function. The surprising effect produced by the detuning has an effect on the atomic dress-state population, which makes the fringe contrast factor and the second order correlation function changed evidently.

Keywords : optical cavity, two two-level atoms, fringe contrast factor, second order correlation function

PACC : 4250

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.60478049) and the EYTP from the Ministry of Education of China.