

双模 $SU(2)$ 相干态场与一个 Λ 型三能级原子 共振相互作用的光场非经典性质*

郑乃清[†]

(宁德师范高等专科学校物理与电气工程系, 宁德 352100)
(2009 年 6 月 24 日收到; 2009 年 7 月 14 日收到修改稿)

采用全量子理论和数值计算方法, 研究了初始处于 $SU(2)$ 相干态的双模腔场与一个 Λ 型三能级原子共振相互作用的光场非经典性质, 讨论了在没有对原子进行态选择测量、直接对原子进行态选择测量和应用经典微波场并对原子进行态选择测量的三种情况下, 两个腔模总光子数、配分参量和耦合系数对光场非经典性质的影响. 结果表明, 增加两个腔模的总光子数 M 或对原子进行态选择测量, 双模差压缩明显增强; 减小配分参量和应用经典场并对原子进行态选择测量, a 模光子的亚 Poisson 统计分布的平均程度变浅, 而 b 模变深; 两模间的反相关特征保持不变, 增加 M 或直接对原子进行态选择测量, 反相关平均程度变浅; 直接对原子进行态选择测量, 违背 Cauchy-Schwartz 不等式.

关键词: $SU(2)$ 相干态场, Λ 型三能级原子, 态选择测量

PACC: 4250

1. 引 言

光场与原子的相互作用是量子光学的重要研究课题. 近年来, 人们通过对原子进行选择测量研究了光场的一些重要的非经典性质, 如光场的压缩性质、亚 Poisson 分布、反聚束以及对 Cauchy-Schwartz 不等式的违背等^[1, 2]. $SU(2)$ 相干态光场^[3]是一种典型的双模关联场, 在量子光学中有着广泛的应用^[4], 人们已经提出了制备 $SU(2)$ 相干态的各种方案^[5-7]. 近年来, 人们相继研究了 $SU(2)$ 相干态光场的量子统计性质^[8]、与原子相互作用过程中原子和光场的动力学性质^[3, 4, 9-11]. 最近, 人们研究了原子质心运动对 Λ 三能级原子动力学行为的影响^[12], 一个 Λ 型三能级原子和两个量子化场相互作用的纠缠和相干^[13]等. 本文研究了一个双模 $SU(2)$ 相干态场与一个 Λ 型三能级原子共振相互作用的光场非经典性质, 讨论了两个腔模光场的总光子数 M 、配分参量以及耦合系数对双模光场差压缩、光子统计分布、光场的模间相干性以及 Cauchy-Schwartz 不等式的违背的影响. 结果发现, 增

加 M 或对原子进行态选择测量, 双模差压缩明显增强; 减小配分参量和应用经典场并对原子进行态选择测量, a 模光子的亚 Poisson 统计分布的平均程度变浅, 而 b 模变深; 两模间的反相关特征保持不变, 增加 M 或直接对原子进行态选择测量, 反相关平均程度变浅; 直接对原子进行态选择测量, Cauchy-Schwartz 不等式被违背.

2. 模型与态矢

考虑一个双模 $SU(2)$ 相干态场与一个 Λ 型三能级原子共振相互作用, 原子的高能级用 $|i\rangle$ 表示, 两个低能级分别用 $|e\rangle$ 和 $|g\rangle$ 表示, 能级 $|e\rangle$ 和 $|g\rangle$ 之间的跃迁是电偶极禁戒的. 假设能级 $|i\rangle$ 和 $|e\rangle$ 之间的跃迁只与第一个腔模耦合, 能级 $|i\rangle$ 和 $|g\rangle$ 之间的跃迁只与第二个腔模耦合, 在相互作用绘景中, 在旋转波近似下, 系统的 Hamilton 量为 (令 $\hbar = 1$)

$$H_1 = g_1(a|i\rangle\langle e| + a^+|e\rangle\langle i|) + g_2(b|i\rangle\langle g| + b^+|g\rangle\langle i|). \quad (1)$$

* 宁德师范高等专科学校科研基金(批准号:2009J002)资助的课题.

[†] E-mail: fjndtc_znq@sina.com

其中 a^+ (b^+) 和 a (b) 分别表示两个腔场的产生和湮没算符, g_1 和 g_2 是原子与相应腔场的耦合系数.

假设在初始时刻, 原子处于高能级 $|i\rangle$, 双模光场处于 $SU(2)$ 相干态, 即

$$|\psi_f(0)\rangle = \sum_{n=0}^M F_n |n, M-n\rangle, \\ F_n = (1 + |T|^2)^{-M/2} \left[\frac{M!}{n!(M-n)!} \right]^{1/2} T^n. \quad (2)$$

其中, M 为双模光场的总光子数, 复参量 $T = |T|e^{-i\varphi}$, $|T|^2$ 为两模平均光子数之比, φ 为相位角, 取 $\varphi = 0$. 引入配分参量^[4] $S = |T|^2/(1 + |T|^2)$, 则

$$|F_n|^2 = \frac{M!}{n!(M-n)!} S^n (1-S)^{M-n}. \quad (3)$$

于是, 系统在初始时刻的态矢

$$|\psi(0)\rangle = \sum_{n=0}^M F_n |i, n, M-n\rangle. \quad (4)$$

经过相互作用时间 t 后, 系统的态演化为

$$|\psi(t)\rangle = \sum_{n=0}^M F_n [\cos\Omega_n t |i, n, M-n\rangle \\ - i\cos\theta_n \sin\Omega_n t |e, n+1, M-n\rangle \\ - i\sin\theta_n \sin\Omega_n t |g, n, M-n+1\rangle], \quad (5)$$

其中, $\Omega_n = \sqrt{g_1^2(n+1) + g_2^2(M-n+1)}$, $\sin\theta_n = \frac{g_2 \sqrt{M-n+1}}{\Omega_n}$, $\cos\theta_n = \frac{g_1 \sqrt{n+1}}{\Omega_n}$. 为了方便计算, 令 g_1, g_2 为实数. 若直接对原子进行态选择性测量, 假设探测到原子处于激发态 $|e\rangle$, 光场将坍缩为

$$|\psi_f(t)\rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^M F_n \cos\theta_n \sin\Omega_n t |n+1, M-n\rangle, \quad (6)$$

其中 N 是归一化因子,

$$N = \left[\sum_{n=0}^M F_n^2 \cos^2\theta_n \sin^2\Omega_n t \right]^{1/2}.$$

现在, 假设让原子经过一个经典微波场, 相互作用后原子经历了以下的变换^[14]

$$|g\rangle \rightarrow \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right) |g\rangle + ie^{-i\phi} \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right) |e\rangle, \quad (7)$$

$$|e\rangle \rightarrow \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right) |e\rangle + ie^{i\phi} \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right) |g\rangle. \quad (8)$$

其中参数 φ 和 ϕ 可通过调节经典场的幅度和相位加以控制, 在此, 取 $\varphi = \pi/2$, $\phi = -\pi/2$. 那么系统的态演化为

$$|\psi(t)\rangle = \sum_{n=0}^M F_n [\cos\Omega_n t |i, n, M-n\rangle \\ - \frac{i}{\sqrt{2}} \cos\theta_n \sin\Omega_n t (|e, n+1, M-n\rangle \\ + |g, n+1, M-n\rangle) \\ - \frac{i}{\sqrt{2}} \sin\theta_n \sin\Omega_n t (|g, n, M-n+1\rangle \\ - |e, n, M-n+1\rangle)]. \quad (9)$$

然后, 对原子也进行态选择测量, 假设探测到原子处于激发态 $|e\rangle$, 光场将坍缩为

$$|\psi_f(t)\rangle = \frac{1}{N'} \sum_{n=0}^M F_n [\cos\theta_n \sin\Omega_n t |n+1, M-n\rangle \\ - \sin\theta_n \sin\Omega_n t |n, M-n+1\rangle], \quad (10)$$

其中 N' 为归一化因子,

$$N' = \left[\sum_{n=0}^M (F_n^2 \cos^2\theta_n \sin^2\Omega_n t \\ - 2F_n F_{n+1} \cos\theta_n \sin\Omega_n t \sin\theta_{n+1} \sin\Omega_{n+1} t \\ + F_{n+1}^2 \sin^2\theta_n \sin^2\Omega_n t) \right]^{1/2}. \quad (11)$$

3. 光场的非经典性质

3.1. 光场的双模差压缩

对于双模 $SU(2)$ 相干态场仅讨论双模差压缩, 定义两 Hermit 算符^[15]

$$W_1 = \frac{1}{2}(ab^+ + a^+ b), \quad (12)$$

$$W_2 = \frac{i}{2}(ab^+ - a^+ b). \quad (13)$$

其对易关系为

$$[W_1, W_2] = \frac{i}{2}(a^+ a - b^+ b). \quad (14)$$

如果双模光场的两正交变量的任一分量 W_i 的量子涨落满足

$$(\Delta W_i)^2 < \frac{1}{4} |\langle a^+ a \rangle - \langle b^+ b \rangle| \\ (i = a \text{ 或 } b), \quad (15)$$

或

$$r_i = 4[\langle (W_i)^2 \rangle - \langle W_i \rangle^2] \\ - |\langle a^+ a \rangle - \langle b^+ b \rangle| < 0 \\ (i = a \text{ 或 } b). \quad (16)$$

则称双模光场的第 i 个模存在差压缩.

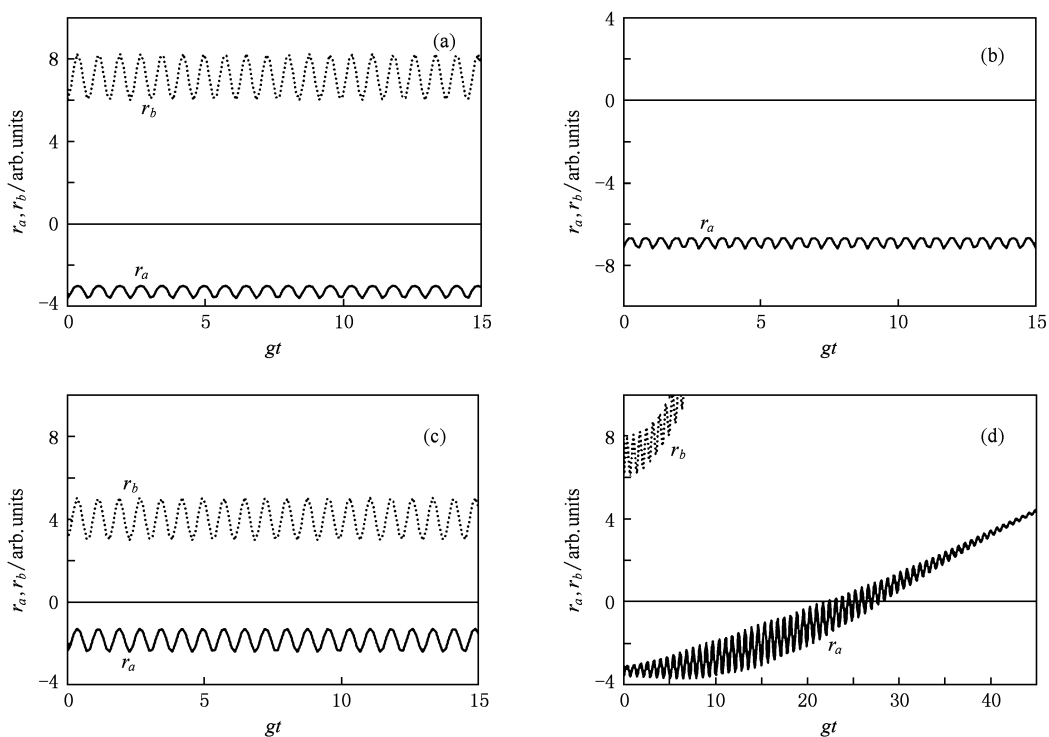


图 1 没有对原子进行态选择测量时, r_a (r_b) 的时间演化曲线 (a) $N=15$, $S=1/5$, $g_2=g_1$; (b) $N=30$, $S=1/5$, $g_2=g_1$; (c) $N=15$, $S=1/10$, $g_2=g_1$; (d) $N=15$, $S=1/5$, $g_2=1.1g_1$

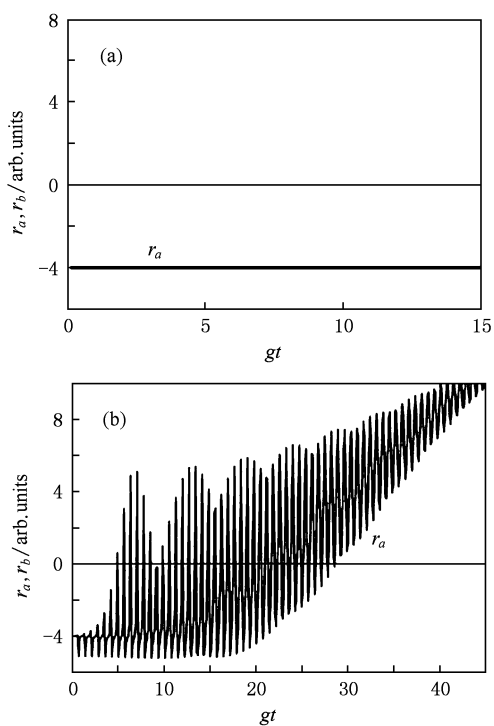


图 2 直接对原子进行态选择测量, 并且探测原子处于 $|e\rangle$ 态时, r_a (r_b) 的时间演化曲线 (a) $N=15$, $S=1/5$, $g_2=g_1$; (b) $N=15$, $S=1/5$, $g_2=1.1g_1$

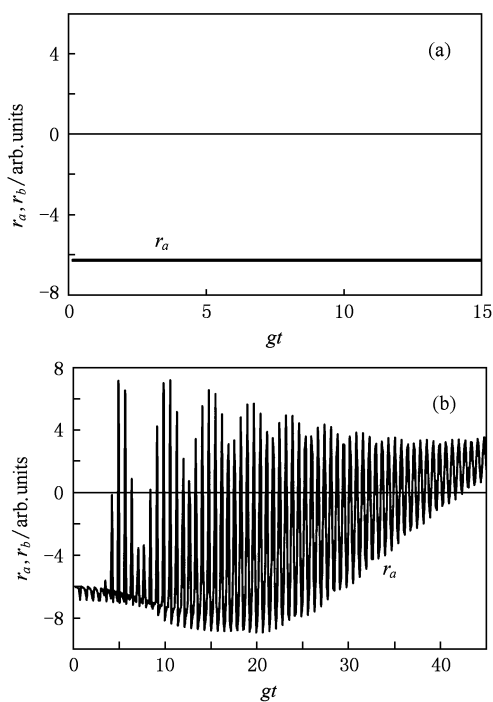


图 3 应用参数 $\varphi = \frac{\pi}{2}$, $\phi = -\frac{\pi}{2}$ 的经典场并探测原子处于 $|e\rangle$ 态时, r_a (r_b) 的时间演化曲线 (a) $N=15$, $S=1/5$, $g_2=g_1$; (b) $N=15$, $S=1/5$, $g_2=1.1g_1$

根据方程(5),(6)和(10)的三种状态以及方程(16),通过数值计算绘制了 r_i 的时间($T = gt$)演化曲线,所得的结果如图1—3所示,从图中可以发现 r_b 从来没有存在差压缩.现在研究 a 模的差压缩 r_a ,先讨论没有对原子进行态选择测量这种情况(如图1所示),当 $SU(2)$ 相干态光场的双模总光子数 $M = 15$, b 模的平均光子数是 a 模的4倍($S = 1/5$),两个耦合系数相等($g_2 = g_1$)时,如图1(a)所示, r_a 随时间做快速振荡,在全部演化时间内 a 模都存在差压缩;将图1(b),(c)与(a)比较,不难发现, M 增大时, r_a 的振荡频率增加,差压缩程度明显增强,当 S 减小时,差压缩程度明显减弱;将图1(d)与图1(a)比较, $g_2 = 1.1g_1$ (在这里考虑 $0 \leq T \leq 45$ 的条件,下同)时, r_a 的振荡振幅随时间演化在不同时刻起伏变化较大, r_a 仅在 $T < 28$ 时间内存在差压缩,差压缩程度明显减弱.接着讨论直接对原子进行态选择测量这种情况,如图2所示.与没有对原子进行态选择测量的对应情况相比较,差压缩程度略有增强,当 $g_2 = g_1$ 时,如图2(a)所示,差压缩程度不随时间改变;当 $g_2 = 1.1g_1$ 时,如图2(b)所示,仅在 $T < 29$ 的时间内存在差压缩.再讨论应用参数 $\varphi = \frac{\pi}{2}, \phi = -\frac{\pi}{2}$ 的经典场并探测原子处于 $|e\rangle$ 态的情况,如图3所示.与没有对原子进行态选择测

量和直接对原子进行态选择测量这两种情况相比较,差压缩程度都明显地增强了,当 $g_2 = g_1$ 时,如图3(a)所示,与直接对原子进行态选择测量情况相同,差压缩程度不随时间改变;当 $g_2 = 1.1g_1$ 时,如图3(b)所示,仅在 $T < 43$ 的时间内存在差压缩.

3.2. 亚 Poisson 光子统计分布

光场的 Mandel Q 参量反映了光子数分布对 Poisson 分布的偏离,是研究光场分布特性的一个重要统计参量,其定义为^[16]

$$Q = \frac{\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2}{\langle N \rangle} \tag{17}$$

令

$$Q_a = \frac{\langle (a^+ a)^2 \rangle - \langle a^+ a \rangle^2 - \langle a^+ a \rangle}{\langle a^+ a \rangle} \tag{18}$$

$$= \frac{\langle (a^+ a)^2 \rangle - \langle a^+ a \rangle^2}{\langle a^+ a \rangle} - 1,$$

$$Q_b = \frac{\langle (b^+ b)^2 \rangle - \langle b^+ b \rangle^2 - \langle b^+ b \rangle}{\langle b^+ b \rangle} \tag{19}$$

$$= \frac{\langle (b^+ b)^2 \rangle - \langle b^+ b \rangle^2}{\langle b^+ b \rangle} - 1.$$

当 $-1 \leq Q_i < 0$ ($i = a$ 或 b),第 i 个模存在亚 Poisson 统计分布.

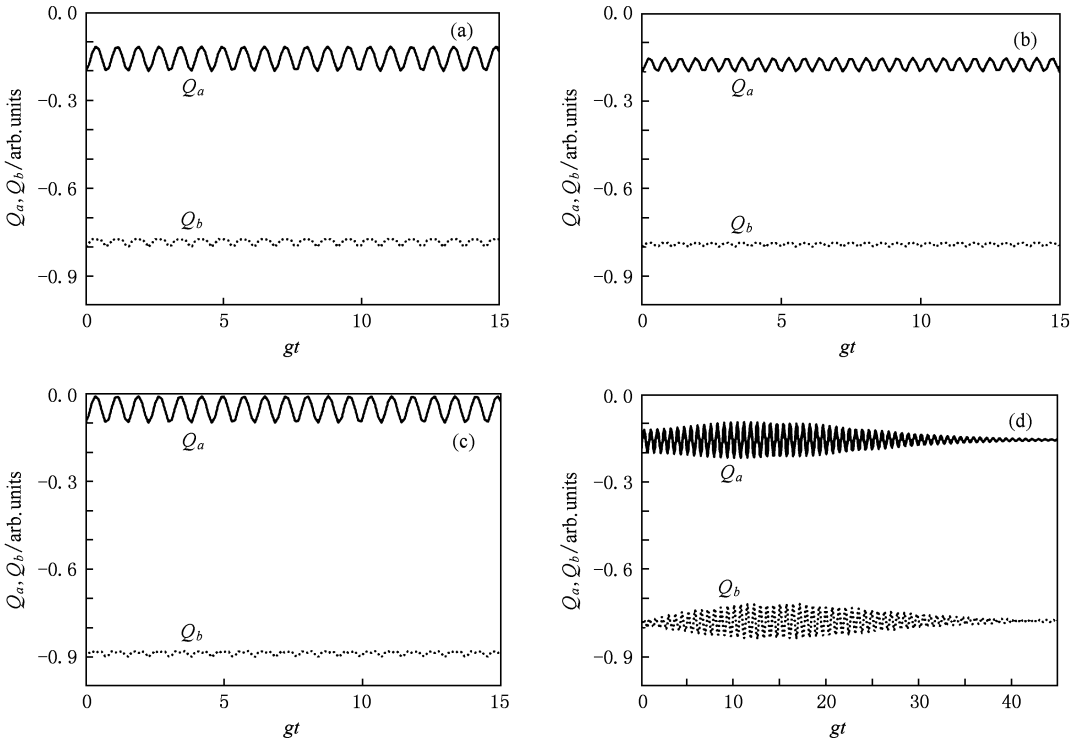


图4 没有对原子进行态选择性测量时, Q_a 和 Q_b 的时间演化曲线 (a) $N = 15, S = 1/5, g_2 = g_1$; (b) $N = 30, S = 1/5, g_2 = g_1$; (c) $N = 15, S = 1/10, g_2 = g_1$; (d) $N = 15, S = 1/5, g_2 = 1.1g_1$

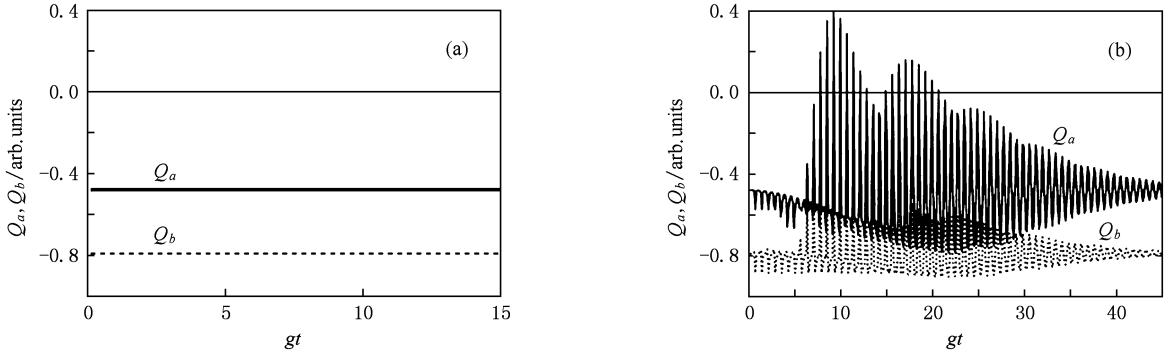


图 5 直接对原子进行态选择测量, 并且探测原子处于 $|e\rangle$ 态时, Q_a 和 Q_b 的时间演化曲线 (a) $N = 15, S = 1/5, g_2 = g_1$; (b) $N = 15, S = 1/5, g_2 = 1.1g_1$

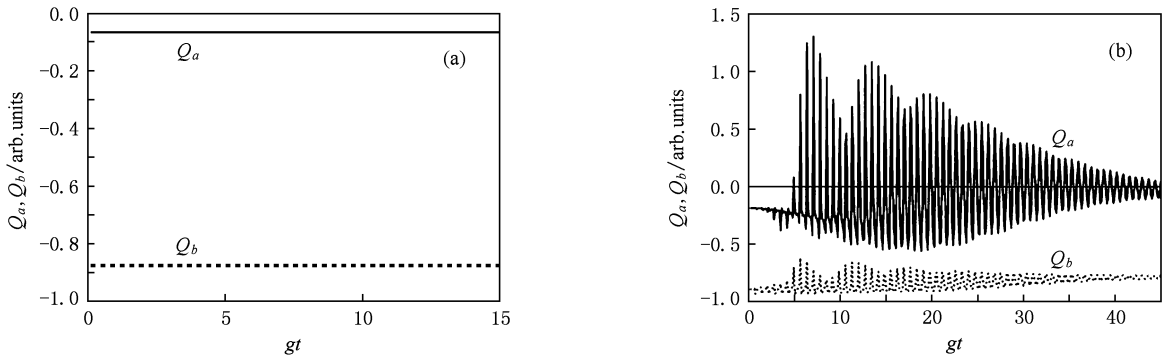


图 6 应用参数 $\varphi = \frac{\pi}{2}, \phi = -\frac{\pi}{2}$ 的经典场并探测原子处于 $|e\rangle$ 态时, Q_a 和 Q_b 的时间演化曲线 (a) $N = 15, S = 1/5, g_2 = g_1$; (b) $N = 15, S = 1/5, g_2 = 1.1g_1$

根据方程 (5), (6) 和 (10) 的三种状态以及方程 (18) 和 (19), 通过数值计算绘制了 Q_a 和 Q_b 的时间演化曲线, 所得的结果如图 4—6 所示. 先讨论没有对原子进行态选择测量这种情况 (如图 4 所示). 由图 4(a) 可见, Q_a 和 Q_b 随时间均做快速振荡, Q_a 的振荡幅度明显大于 Q_b , $Q_a < 0, Q_b < 0$, 说明 Q_a 和 Q_b 均呈现亚 Poisson 统计分布, 但 b 模的平均程度比 a 模的深; 将图 4(b) 和 (c) 与 4(a) 比较, 不难发现, M 增加时, Q_a 和 Q_b 的振荡频率增加而起伏减小, a 模和 b 模的亚 Poisson 统计分布平均程度都略有加深, S 减小时, a 模的亚 Poisson 统计分布的平均程度变浅, 而 b 模的变深; 将 4(d) 与 4(a) 比较, 当 $g_2 = 1.1g_1$ (在这里考虑 $0 \leq T \leq 45$ 的条件, 下同) 时, Q_a 和 Q_b 的振荡振幅随时间演化在不同时刻起伏变化较大, 但对 a 模和 b 模的亚 Poisson 统计分布的平均程度影响不明显. 接着讨论直接对原子进行态选择测量这种情况, 如图 5 所示. 与没有对原子进行态选择测量的对应情况相比较, a 模的亚 Poisson 统计分布程度明显变深, 当 $g_2 = g_1$ 时, 如图 5(a) 所示, 发现 a 模和 b 模均呈现亚 Poisson 统计分布且分布

程度不随时间改变; 当 $g_2 = 1.1g_1$ 时, 如图 5(b) 所示, a 模和 b 模的亚 Poisson 统计分布存在起伏, 而且 a 模在某些时刻出现了超 Poisson 统计分布. 再讨论应用参数 $\varphi = \frac{\pi}{2}, \phi = -\frac{\pi}{2}$ 的经典场并探测原子处于 $|e\rangle$ 态的情况, 如图 6 所示. 与没有对原子进行态选择测量和直接对原子进行态选择对应测量情况 (如图 5 所示) 相比较, b 模的亚 Poisson 统计分布的平均程度明显变深, 而 a 模明显变浅; 当 $g_2 = g_1$ 时, 如图 6(a) 所示, 发现 a 模和 b 模均呈现亚 Poisson 统计分布且分布程度也不随时间改变; 当 $g_2 = 1.1g_1$ 时, 如图 6(b) 所示, a 模和 b 模的亚 Poisson 统计分布存在起伏, 与直接对原子进行态选择测量情况相比较, a 模在更多的时刻出现了超 Poisson 统计分布.

3.3. 模间相干性

双模场的模间二阶相干度定义为^[17]

$$g_{12}^{(2)} = \frac{\langle a^+ b^+ ab \rangle}{\langle a^+ a \rangle \langle b^+ b \rangle}, \quad (20)$$

令

$$G_{ab}(t) = g_{12}^{(2)}(t) - 1. \quad (21)$$

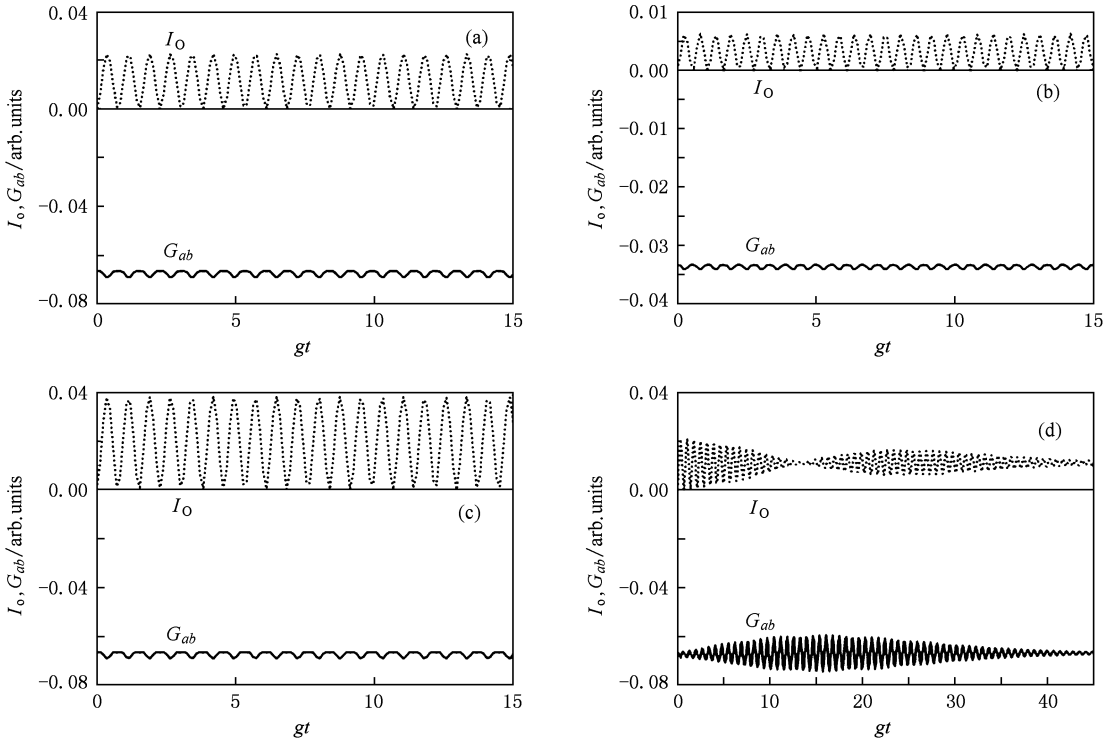


图 7 没有对原子进行态选择性测量时, I_0 和 G_{ab} 的时间演化曲线 (a) $N = 15, S = 1/5, g_2 = g_1$; (b) $N = 30, S = 1/5, g_2 = g_1$; (c) $N = 15, S = 1/10, g_2 = g_1$; (d) $N = 15, S = 1/5, g_2 = 1.1g_1$

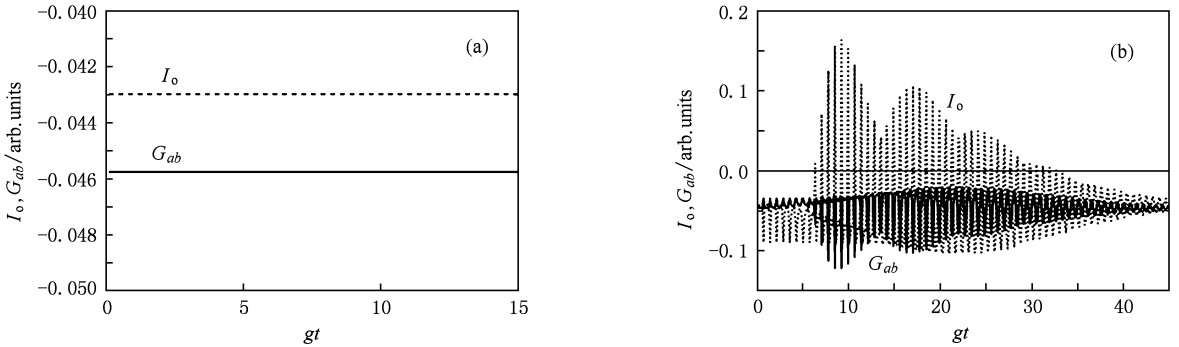


图 8 直接对原子进行态选择测量, 并且探测原子处于 $|e\rangle$ 态时, I_0 和 G_{ab} 的时间演化曲线 (a) $N = 15, S = 1/5, g_2 = g_1$; (b) $N = 15, S = 1/5, g_2 = 1.1g_1$

根据方程(5),(6)和(10)的三种状态以及方程(21),通过数值计算绘制了 G_{ab} 的时间演化曲线, 所得的结果如图 7—9 所示. 先讨论没有对原子进行态选择测量这种情况. 比较图 7(a)—(d), 不难发现, G_{ab} 随时间均做快速振荡, $G_{ab} < 0$, $SU(2)$ 相干态场两模间呈反相关, 但 M 增加时, G_{ab} 的振荡频率增加, 两模间的反相关平均程度变浅, S 减小和 g_2

若 $G_{ab}(t) > 0$, 则光场两模间呈正相关; 若 $G_{ab}(t) < 0$, 则光场两模间呈反相关.

$= 1.1g_1$ (在这里考虑 $0 \leq T \leq 45$ 的条件, 下同) 时, 对两模间的反相关平均程度影响不明显. 接着讨论直接对原子进行态选择测量这种情况, 如图 8 所示. 当 $g_2 = g_1$ 时, 如图 8(a) 所示, 两模间呈现反相关, 且反相关程度不随时间改变, 但与图 7(a) 比较, 模间的反相关平均程度明显变浅了; 当 $g_2 = 1.1g_1$ 时, 如图 8(b) 所示, 两模间呈现反相关, 但有起伏, 与图

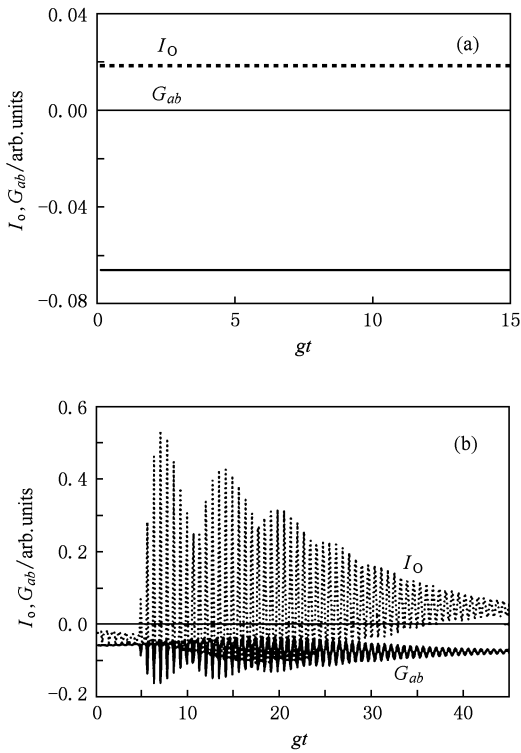


图9 应用参数 $\varphi = \frac{\pi}{2}$, $\phi = -\frac{\pi}{2}$ 的经典场并探测原子处于 $|e\rangle$ 态时, I_0 和 G_{ab} 的时间演化曲线 (a) $N = 15$, $S = 1/5$, $g_2 = g_1$; (b) $N = 15$, $S = 1/5$, $g_2 = 1.1g_1$

7(d) 比较模间的反相关平均程度明显变深了. 再讨论应用参数 $\varphi = \frac{\pi}{2}$, $\phi = -\frac{\pi}{2}$ 的经典场并探测原子处于 $|e\rangle$ 态的情况, 如图 9 所示. 两模间仍呈现反相关, 与没有对原子进行态选择测量情况相比较, 反相关平均程度变化不明显; 当 $g_2 = g_1$ 时, 如图 9(a) 所示, 反相关程度不随时间改变; 当 $g_2 = 1.1g_1$ 时, 如图 9(b) 所示, 出现起伏.

3.4. Cauchy-Schwartz 不等式

双模场的 Cauchy-Schwartz 不等式定义为^[18]

$$\langle a^+ a^2 \rangle \langle b^+ b^2 \rangle \geq \langle a^+ a b^+ b \rangle^2. \quad (22)$$

对 Cauchy-Schwartz 不等式的违背表示场模之间存在强烈的非经典关联, 作为对这种违背的测量, 引入 I_0 参量

$$I_0 = \frac{|\langle a^+ a^+ a a \rangle \langle b^+ b^+ b b \rangle|^{1/2}}{\langle a^+ a b^+ b \rangle} - 1$$

$$= \frac{|\langle (a^+ a)^2 \rangle - \langle a^+ a \rangle|^2 |\langle (b^+ b)^2 \rangle - \langle b^+ b \rangle|^2|^{1/2}}{\langle a^+ a b^+ b \rangle} - 1. \quad (23)$$

若 $I_0 > 0$, 则说明腔场两模间的相关性满足经典理论中的 Cauchy-Schwartz 不等式, 为经典相关; 反之, 若 $I_0 < 0$, 则表明 Cauchy-Schwartz 不等式不成立, 腔场两模之间的相关为非经典相关.

根据方程 (5), (6) 和 (10) 的三种状态以及方程 (23), 通过数值计算绘制了 I_0 的时间演化曲线, 所得的结果如图 7—9 所示. 先讨论没有对原子进行态选择测量这种情况, 如图 7 所示. I_0 随时间均做快速振荡, $I_0 > 0$, 没有违背 Cauchy-Schwartz 不等式, 腔场两模之间为经典相关; 但 M 增加时, I_0 的振荡频率增加, 两模间的经典相关平均程度变浅, S 减小时, 两模间的经典相关平均程度加深; $g_2 = 1.1g_1$ (在这里考虑 $0 \leq T \leq 45$ 的条件, 下同) 时, 两模间的经典相关平均程度变化不明显. 接着讨论直接对原子进行态选择测量这种情况. 当 $g_2 = g_1$ 时, 如图 8(a) 所示, 在全部演化时间内 $I_0 < 0$, 违背了 Cauchy-Schwartz 不等式, 而且腔场两模之间的非经典相关不随时间改变; 当 $g_2 = 1.1g_1$ 时, 如图 8(b) 所示, 在某些时刻违背了 Cauchy-Schwartz 不等式, 但两模间的非经典相关存在起伏. 再讨论应用参数 $\varphi = \frac{\pi}{2}$, $\phi = -\frac{\pi}{2}$ 的经典场并探测原子处于 $|e\rangle$ 态的情况. 当 $g_2 = g_1$ 时, 如图 9(a) 所示, 在全部演化时间内 $I_0 > 0$, 对 Cauchy-Schwartz 不等式没有违背, 而且两模之间的经典相关不随时间改变; 当 $g_2 = 1.1g_1$ 时, 如图 9(b) 所示, 在某些时刻违背了 Cauchy-Schwartz 不等式, 两模间的非经典相关也存在起伏, 但相关程度小于直接对原子进行态选择测量的情况.

4. 结 论

本文研究了 $SU(2)$ 双模相干态光场与 Λ 型三能级原子共振相互作用过程中, 通过对原子进行态选择测量对光场非经典性质的影响, 得到如下结果.

1) 增加初态的总光子数 M 或对原子进行态选择测量, a 模的差压缩程度都明显地增强了; 减小配分参量 S 或两个耦合系数不同, 差压缩程度减弱.

2) 减小 S 和应用参数 $\varphi = \frac{\pi}{2}$, $\phi = -\frac{\pi}{2}$ 的经典场并对原子进行态选择测量, a 模的亚 Poisson 统计分布的平均程度变浅, 而 b 模的变深; 对原子进行态选择测量后, a 模出现了超 Poisson 统计分布.

3) 两模间的反相关特征保持不变, 增加初态的

总光子数 M 或直接对原子进行态选择测量,反相关平均程度变浅。

4) 直接对原子进行态选择测量,违背了

Cauchy-Schwartz 不等式,两模间呈现出非经典相关。

5) 当两个耦合系数相同并对原子进行态选择测量时,场的各种统计性质均不随时间改变。

- [1] Christopher C G, Himel G 1997 *Phys. Lett. A* **229** 17
 [2] Wu H Z, Su W J 2007 *Chin. Phys.* **16** 106
 [3] Buzek V, Quang T 1989 *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2447
 [4] Wodkiewicz K, Eberly J H 1985 *J. Opt. Soc. Am. B* **2** 458
 [5] Deb B, Gangopadhyay G, Ray D S 1995 *Phys. Rev. A* **51** 2651
 [6] Song K H 2000 *Acta Opt. Sin.* **20** 51 (in Chinese) [宋克慧 2000 光学学报 **20** 51]
 [7] Zheng S B 2003 *Chin. Phys.* **12** 977
 [8] Lu H, Peng J S, Wu M J 1995 *Acta Opt. Sin.* **15** 1365 (in Chinese) [路 洪、彭金生、吴美钧 1995 光学学报 **15** 1365]
 [9] Lai W K, Buzek V, Knight P L 1991 *Phys. Rev. A* **44** 2003
 [10] Tian Y H, Peng J S 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 67 (in Chinese)

- [田永红、彭金生 2000 物理学报 **49** 67]
 [11] Zhang L H, Li G X, Peng J S 2001 *Acta Photo. Sin.* **30** 1425 (in Chinese) [张立辉、李高翔、彭金生 2001 光子学报 **30** 1425]
 [12] Hu X P, Guo H 2009 *Acta. Phys. Sin.* **58** 272 (in Chinese) [胡孝平、郭 红 2009 物理学报 **58** 272]
 [13] Zhang J S, Xu J B 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2288
 [14] Guo G C, Zheng S B 1996 *Phys. Lett. A* **223** 332
 [15] Hillery M 1989 *Phys. Rev. A* **40** 3147
 [16] Shore B W, Knight P L 1993 *J. Mod. Opt.* **40** 1195
 [17] Lai W K, Buek V, Knight P L 1991 *Phys. Rev. A* **44** 6043
 [18] Reid M D, Walls D F 1986 *Phys. Rev. A* **34** 1260

Nonclassical properties of a two-mode $SU(2)$ coherent field resonantly interacting with a three-level Λ -type atom*

Zheng Nai-Qing[†]

(Department of Physics and Electrical Engineering, Ningde Teachers College, Ningde 352100, China)

(Received 24 June 2009; revised manuscript received 14 July 2009)

Abstract

Nonclassical properties of a two-mode field initially in an $SU(2)$ coherent state resonantly interacting with a three-level Λ -type atom are investigated by means of the quantum theory and numerical calculations. The dependence of the nonclassical properties on the total photon number of the two-mode, the partition parameter and the coupling constant is discussed for three cases: (1) no state-selective atomic measurement; (2) direct state-selective atomic measurement; and (3) state-selective atomic measurement after the application of a classical field. The results indicate that when the total photon number of the two-mode is increased or the state-selective measurement is performed on the atom, the difference squeezing of two-mode is distinctly enhanced; and when the partition parameter is decreased or the state-selective measurement is performed on the atom after the application of a classical field, the average intensity of the sub-Poisson statistic distribution of mode a is reduced and that of mode b is enhanced; when the total photon number of the two modes is increased or the direct state-selective measurement is performed on the atom, the anti-correlation character between the two modes is preserved, but the average intensity of the anti-correlation is reduced; and when the direct state-selective measurement is performed on the atom, the Cauchy-Schwartz inequality is violated.

Keywords: $SU(2)$ coherent field, Λ -type three-level atom, state-selective measurement

PACC: 4250

* Project supported by the Research Fund from Ningde Teachers College, China (Grant No. 2009J002).

[†] E-mail: fjndtc_znq@sina.com