

反 Jaynes-Cummings 模型下纠缠相干光场量子特性的研究*

张英杰 夏云杰[†] 任廷琦 杜秀梅 刘玉玲

(曲阜师范大学物理工程学院, 曲阜 273165)

(2008 年 2 月 28 日收到, 2008 年 5 月 9 日收到修改稿)

一个二能级原子在经典场的驱动下与单模光场相互作用, 在强经典驱动和大失谐的情况下, 原子与光场的相互作用可以化为有效的反 Jaynes-Cummings 模型. 在该模型下主要研究了双模纠缠相干光场中的一束与受强经典场驱动的二能级原子相互作用, 在演化过程中, 对原子作选择性测量, 即通过操纵参加相互作用光场的作用时间以及选择适当的光场参数, 可以在较长的时间范围和较大的相干参数范围内很好地控制未参加相互作用的相干光场的量子统计特性, 得到预期的非经典光场.

关键词: 量子光学, 反 Jaynes-Cummings 模型, 反聚束效应, 压缩效应

PACC: 0365, 4250

1. 引言

纠缠是量子力学最显著的特性之一. 所谓“纠缠”是指: 如果两个子系统处于纠缠态, 那么即使两个子系统在空间上相距很远, 也不能将它们视为独立的. 纠缠意味着分离的两个子系统之间的关联, 说明了量子的非局域性现象. 另一方面纠缠也是进行诸如量子计算^[1,2]、量子纠错^[3]、量子稠密编码^[4]和量子隐形传态^[5,6]等量子信息工程的重要基础. 最初, 人们主要研究具有分立变量系统的量子纠缠, 如原子纠缠、光子纠缠和光子偏振方向纠缠等. 多光子纠缠和多粒子纠缠都已经在实验上得到实现^[7,8]. 压缩态是典型的连续变量量子态, 这一非经典光场中某一正交相位振幅的起伏要比真空态小, 从而在光通信和微弱信号检测中有重要应用. 双模压缩态是典型的连续变量纠缠态, 已经证明它在量子信息处理中具有重要的作用. 对于连续变量系统, 压缩特性有时候是更重要的量子特性. 最近的研究表明在固体量子线路这种人工原子结构中可以产生量子纠缠和纠缠态的压缩^[9]. 如何利用压缩态产生

量子纠缠态是最近的研究重点^[10,11].

研究表明^[12] 相干态腔场类似于自旋为 1/2 的粒子. 人们研究用纠缠相干态验证量子非定域性^[13], 并将纠缠相干态应用于量子信息过程^[14-16], 开始研究双模纠缠相干光场的非经典性质^[17]和其与原子之间的相互作用^[18]. 近年来利用纠缠的奇妙关联来远程操纵原子的性质已经取得了一些研究进展, Yang 等^[19]提出初始处于纠缠态的两个二能级原子, 其中一个原子与腔场发生相互作用, 通过控制腔外原子来操纵腔内原子的发射性质, 与远程控制原子的性质相对应, 本文主要研究远程控制光场的量子统计性质, 由于纠缠光束容易制备^[20], 我们以双模纠缠相干光场 $N_{\pm}(|\alpha\rangle|\beta_{\pm}\rangle + |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$ (其中 $N_{\pm} = (2 \pm 2e^{-\chi(|\alpha|^2 + |\beta|^2)})^{-1/2}$ 为归一化常数) 作为研究对象^[15], 首先考虑了一个二能级原子在经典场的驱动下与单模光场的相互作用, 在强经典场驱动和大失谐的条件下, 得到了有效的 JC (Jaynes-Cummings) 模型和反 JC 模型. 从文献 [21] 中可知, 能量不守恒项对光场的性质有很强的影响, 所以主要是围绕反 JC 模型进行了纠缠相干光场的量子特性的研究. 通过操纵相互作用的时间和选择相干光场

* 国家自然科学基金(批准号: 10774088) 国家自然科学基金重点项目(批准号: 10534030) 和曲阜师范大学科研基金(批准号: XJ0621) 资助的课题.

[†] 通讯联系人, E-mail: yjxia@mail.qfnu.edu.cn

的参数,达到自由改变未参加相互作用光场的量子统计性质这一目的.在反 JC 模型相互作用下,我们可以在较长的时间范围和较大的相干参数范围内更好地得到所期望的非经典效应.

2. 理论模型与体系的波函数

考虑两束处于纠缠的相干光场 $N_{\pm}(|\alpha\rangle|\beta\rangle \pm |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$ (其中 $N_{\pm} = (2 \pm 2e^{-\alpha|\alpha|^2 + \beta|\beta|^2})^{-1/2}$ 为归一化常数),光场 $|\beta\rangle$ 与一个二能级原子发生相互作用,其中原子受到强经典场的驱动,在旋波近似下体系的哈密顿量为^[22]

$$H = \omega_0 \sigma^+ \sigma + \omega a^+ a + \Omega (e^{-i\omega_L t} \sigma^+ + e^{i\omega_L t} \sigma) + g(\sigma^+ a + \sigma a^+), \quad (1)$$

其中 $\omega_0, \omega, \omega_L$ 分别为原子的本征跃迁频率、相干光场 $|\beta\rangle$ 的频率和经典驱动场的频率, $|e\rangle$ 和 $|g\rangle$ 分别为二能级原子的激发态和基态,且

$$\sigma^z = \frac{1}{2}(|e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|),$$

$$\sigma = |g\rangle\langle e|, \sigma^+ = |e\rangle\langle g| \quad (2)$$

分别为二能级原子的赝自旋算符, g 为原子与相干光场的耦合系数, Ω 为经典驱动场的拉比频率,取 $\hbar = 1$.

对 (1) 式进行 $U = e^{-i\omega_L(\sigma^+ \sigma + a^+ a)t}$ 的么正变换,可得

$$H = \Delta \sigma^+ \sigma + \delta a^+ a + \Omega(\sigma^+ + \sigma) + g(\sigma^+ a + \sigma a^+), \quad (3)$$

其中 $\Delta = \omega_0 - \omega_L$ 和 $\delta = \omega - \omega_L$. 为简单起见,我们取 $\Delta = 0$, 则可将上式写为

$$H^L = H_0^L + H_{\text{int}}^L,$$

$$H_0^L = \delta a^+ a + \Omega(\sigma^+ + \sigma),$$

$$H_{\text{int}}^L = g(\sigma^+ a + \sigma a^+). \quad (4)$$

H^L 在相互作用绘景下可写为

$$H^I = \frac{g}{2}(|+\rangle\langle +| - |-\rangle\langle -| + e^{2i\Omega t} |+\rangle\langle -| - e^{-2i\Omega t} |-\rangle\langle +|) a e^{-i\delta t} + \text{H.c.} \quad (5)$$

其中 $|\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle \pm |e\rangle)$. 在经典场满足 $\Omega, \delta \gg g$ 的强驱动条件下,且 $\delta = \pm 2\Omega$ (5) 式可写为

$$H_{\text{JC}}^{(+)} = \frac{g}{2}(|+\rangle\langle -| + |-\rangle\langle +| a^+), \quad (6a)$$

$$H_{\text{JC}}^{(-)} = \frac{g}{2}(|-\rangle\langle +| + |+\rangle\langle -| a^+), \quad (6b)$$

可以看到在强经典场的驱动下,我们得到了二能级原子与光场 $|\beta\rangle$ 的 JC 模型和反 JC 模型. 由于反 JC 模型反映了原子跃迁和光场光子的产生和湮灭之间的能量不守恒,这种能量不守恒项在光场强度较强的情况下,对场的非经典性质影响特别大. 例如在光场的平均光子数 $\bar{n} = 6$, 在这种能量不守恒项的演化下,光场的压缩程度变深,且压缩持续的时间变长. 所以本文主要是通过二能级原子与光场 $|\beta\rangle$ 在 (6b) 式的演化,来很好地控制未参加相互作用的相干光场 $|\alpha\rangle$ 的量子统计特性.

设原子的初始状态为 $|g\rangle$, 则初始时刻系统总的状态为 $|\Psi(0)\rangle = N_{\pm}(|\alpha\rangle|\beta\rangle \pm |-\alpha\rangle|-\beta\rangle) \otimes |g\rangle$, 由相互作用绘景下的薛定谔方程

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = H_{\text{JC}}^{(-)} |\Psi(t)\rangle, \quad (7)$$

我们可以求出系统任意时刻 t 的波函数

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_n [C_{1n} |n, +\rangle + C_{2n} |n, -\rangle + C_{3n} |n-1, -\rangle + C_{4n} |n+1, +\rangle], \quad (8)$$

其中

$$C_{1n} = \frac{1}{\sqrt{2}} N_{\pm} \frac{\beta^n}{\sqrt{n!}} e^{-\frac{|\beta|^2}{2}} \times [|\alpha\rangle \pm (-1)^n |-\alpha\rangle] \cos \frac{g}{2} \sqrt{nt},$$

$$C_{2n} = \frac{1}{\sqrt{2}} N_{\pm} \frac{\beta^n}{\sqrt{n!}} e^{-\frac{|\beta|^2}{2}} \times [|\alpha\rangle \pm (-1)^n |-\alpha\rangle] \cos \frac{g}{2} \sqrt{n+1}t,$$

$$C_{3n} = \frac{-i}{\sqrt{2}} N_{\pm} \frac{\beta^n}{\sqrt{n!}} e^{-\frac{|\beta|^2}{2}} \times [|\alpha\rangle \pm (-1)^n |-\alpha\rangle] \sin \frac{g}{2} \sqrt{nt},$$

$$C_{4n} = \frac{-i}{\sqrt{2}} N_{\pm} \frac{\beta^n}{\sqrt{n!}} e^{-\frac{|\beta|^2}{2}} \times [|\alpha\rangle \pm (-1)^n |-\alpha\rangle] \sin \frac{g}{2} \sqrt{n+1}t. \quad (9)$$

为了更好地研究光场 $|\alpha\rangle$ 的量子统计性质,对原子做选择性测量. 经过计算分析得到无论原子处于基态还是激发态,都会出现下文所讨论的现象和结果. 为简单起见,在文中只是具体分析了测量后原子处于基态时,相干光场 $|\alpha\rangle$ 的非经典性质. 则两模光场的波函数为

$$|\Psi(t)\rangle_g = \frac{1}{\sqrt{2N_g}} \sum_n [C_{1n}|n\rangle + C_{2n}|n\rangle + C_{3n}|n-1\rangle + C_{4n}|n+1\rangle] \quad (10)$$

其中 N_g 为归一化常数,

$$N_g = \frac{N_{\pm}}{2} e^{-\beta^2} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{|\beta|^{2n}}{n!} [1 \pm (-1)^n e^{-2|\alpha|^2}] \times \left(\cos \frac{g\sqrt{n+1}t}{2} + \cos \frac{g\sqrt{nt}}{2} \right) + [1 \pm (-1)^{n+1} e^{-2|\alpha|^2}] \times \left[\frac{|\beta|^{2(n+1)}}{n!} \sin^2 \frac{g\sqrt{n+1}t}{2} + \frac{|\beta|^{2(n-1)}}{(n-1)!} \sin^2 \frac{g\sqrt{nt}}{2} + \frac{|\beta|^{2(n-1)}}{\sqrt{(n+1)!}\sqrt{(n-1)!}} (\beta^{*2} + \beta^2) \times \sin \frac{g\sqrt{n+1}t}{2} \sin \frac{g\sqrt{nt}}{2} \right] \right\} \quad (11)$$

3. 光场的聚束和反聚束效应

光场的二阶相干度为

$$g^{(2)}(t) = \frac{a_1^{+2} a_1^2}{a_1^+ a_1^2} \quad (12)$$

对于初态 $t=0$ 时两种不同的双模纠缠相干光场,通过简单计算便可以得到光场 $|\alpha\rangle$ 的二阶相干度为

$$g_{\pm}^{(2)}(0) = \frac{(1 \pm e^{-2|\alpha|^2 - 2|\beta|^2})}{(1 \mp e^{-2|\alpha|^2 - 2|\beta|^2})} \quad (13)$$

其中 $g_{+}^{(2)}(0)$ 为初始时刻纠缠光场为 $N_{+}(|\alpha\rangle|\beta\rangle + |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$ 的情况下的光场 $|\alpha\rangle$ 的二阶相干度, $g_{-}^{(2)}(0)$ 为初始时刻纠缠光场为 $N_{-}(|\alpha\rangle|\beta\rangle - |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$ 的情况下的光场 $|\alpha\rangle$ 的二阶相干度。

在初始时刻,光场 $|\alpha\rangle$ 的二阶相干度为 $g_{+}^{(2)}(0)$ 和 $g_{-}^{(2)}(0)$,如(13)式所示。我们可以看出,在 $|\alpha|, |\beta|$ 的取值范围 $(0, \infty)$ 内, $g_{+}^{(2)}(0) > 1, 0 < g_{-}^{(2)}(0) \leq 1$ 。也就是说,初态为 $N_{+}(|\alpha\rangle|\beta\rangle + |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$ 时,光场 $|\alpha\rangle$ 没有反聚束效应;而对于初态为 $N_{-}(|\alpha\rangle|\beta\rangle - |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$ 时,光场 $|\alpha\rangle$ 有反聚束效应。

经过(6b)式演化后,对原子进行选择测量后处于基态时,光场 $|\alpha\rangle$ 的二阶相干度为

$$g_{\pm}^{(2)}(t) = \left(\sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{|\beta|^{2n}}{n!} [1 \pm (-1)^n e^{-2|\alpha|^2}] \right. \right.$$

$$\times \left(\cos \frac{g\sqrt{n+1}t}{2} + \cos \frac{g\sqrt{nt}}{2} \right) + [1 \pm (-1)^{n+1} e^{-2|\alpha|^2}] \times \left[\frac{|\beta|^{2(n+1)}}{n!} \sin^2 \frac{g\sqrt{n+1}t}{2} + \frac{|\beta|^{2(n-1)}}{(n-1)!} \sin^2 \frac{g\sqrt{nt}}{2} + \frac{|\beta|^{2(n-1)}}{\sqrt{(n+1)!}\sqrt{(n-1)!}} (\beta^{*2} + \beta^2) \times \sin \frac{g\sqrt{n+1}t}{2} \sin \frac{g\sqrt{nt}}{2} \right] \left. \right\}^2 \times \left(\sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{|\beta|^{2n}}{n!} [1 \pm (-1)^{n+1} e^{-2|\alpha|^2}] \right. \right. \times \left(\cos \frac{g\sqrt{n+1}t}{2} + \cos \frac{g\sqrt{nt}}{2} \right) + [1 \pm (-1)^n e^{-2|\alpha|^2}] \times \left[\frac{|\beta|^{2(n+1)}}{n!} \sin^2 \frac{g\sqrt{n+1}t}{2} + \frac{|\beta|^{2(n-1)}}{(n-1)!} \sin^2 \frac{g\sqrt{nt}}{2} + \frac{|\beta|^{2(n-1)}}{\sqrt{(n+1)!}\sqrt{(n-1)!}} (\beta^{*2} + \beta^2) \times \sin \frac{g\sqrt{n+1}t}{2} \sin \frac{g\sqrt{nt}}{2} \right] \left. \right\}^{-2} \quad (14)$$

然后对(14)式作数值计算,我们可得到光场 $|\alpha\rangle$ 的二阶相干度 $g_{\pm}^{(2)}(t)$ 随时间 t 和 β 的变化关系,如图1所示。

我们已经在文献[23]中研究了一般JC模型作用下双模纠缠相干光场的量子演化特性。随着时间的演化,光场 $|\alpha\rangle$ 的二阶相干度在0.95以上,只能得到较弱的量子反聚束效应。由图1我们可以看出,在反JC模型作用下光场 $|\alpha\rangle$ 可以得到小至0.6的二阶相干度,并且还可以看出,图1(a)与(b)两图是相互补充的,当初态为双模纠缠相干光场 $N_{-}(|\alpha\rangle|\beta\rangle - |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$ 时,光场 $|\alpha\rangle$ 可以长时间保持在小至0.6的反聚束效应,偶尔在较短的时间内出现聚束效应,这时正好对应初态双模纠缠相干光场为 $N_{+}(|\alpha\rangle|\beta\rangle + |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$ 的情况下,出现反聚束效应的时间区域。也就是说,我们可以控制双模纠缠相干态的初态,使光场 $|\alpha\rangle$ 始终出现反聚束效应。如果双模纠缠相干光场初态给定,在强的经典驱动场的驱动下,通过操纵参加相互作用光场的作用时间 t 以及选择适当的光场参数 β ,可以很好控制光

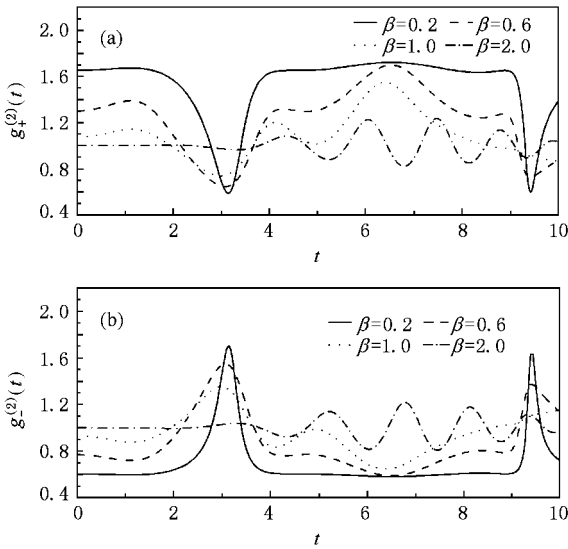


图1 光场 $|\alpha\rangle$ 二阶相干度随时间的演化曲线 $\alpha=1, g=2$ 。(a) 初态双模纠缠相干光场 $N_+(|\alpha|\beta + |-\alpha|-\beta)$,原子选择测量结果为基态;(b)初态双模纠缠相干光场 $N_-(|\alpha|\beta - |-\alpha|-\beta)$,原子选择测量结果为基态

场 $|\alpha\rangle$ 发生较强的反聚束效应。

在演化过程中,对于初态为 $N_+(|\alpha|\beta + |-\alpha|-\beta)$ 的情况,由图1(a)我们可以看出,随着时间 t 的推移,光场 $|\alpha\rangle$ 产生了较强的聚束和反聚束交替振荡的现象,随着 β 继续增加,振荡的周期越来越短.我们还可以看出,在相同的时间 t 下, β 越大,光场 $|\alpha\rangle$ 产生的反聚束效应越弱.而对于初态为 $N_-(|\alpha|\beta - |-\alpha|-\beta)$ 的情况,由图1(b)我们可以发现,光场 $|\alpha\rangle$ 在绝大部分时间内都有较强的反聚束效应,并且 β 越小,光场的反聚束效应越强越容易保持.总起来说,由于研究的是纠缠相干光场,在初态为 $N_-(|\alpha|\beta - |-\alpha|-\beta)$ 的情况下,光场 $|\alpha\rangle$ 主要发生的是较强的反聚束效应;而在初态为 $N_+(|\alpha|\beta + |-\alpha|-\beta)$ 的情况下,光场 $|\alpha\rangle$ 只是偶尔出现较强的反聚束效应.所以,我们可应用两相干光场纠缠这一性质,在强经典驱动场的条件下,通过控制光场 $|\beta\rangle$ 与原子的相互作用时间和相干参数 β 的大小,使光场 $|\alpha\rangle$ 发生期望的反聚束量子效应。

4. 光场的压缩效应

首先定义光场的两个正交相位分量

$$X_1 = \frac{a_1 + a_1^\dagger}{2}, X_2 = \frac{a_1 - a_1^\dagger}{2i}, \quad (15)$$

光场的量子起伏为

$$\begin{aligned} (\Delta X_1)_\pm^2 &= X_1^2 - X_1^2, \\ (\Delta X_2)_\pm^2 &= X_2^2 - X_2^2. \end{aligned} \quad (16)$$

在初始时刻,对于两种不同的双模纠缠相干光场,由(15)(16)式我们可得到光场 $|\alpha\rangle$ 的量子起伏分别为

$$\begin{aligned} (\Delta X_1)_\pm^2 &= \frac{1}{4} + (\text{Re}\alpha)_\pm^2 + |\alpha|^2 \frac{\mp e^{-2|\alpha|^2 - 2|\beta|^2}}{1 \pm e^{-2|\alpha|^2 - 2|\beta|^2}}, \\ (\Delta X_2)_\pm^2 &= \frac{1}{4} + (\text{Im}\alpha)_\pm^2 + |\alpha|^2 \frac{\mp e^{-2|\alpha|^2 - 2|\beta|^2}}{1 \pm e^{-2|\alpha|^2 - 2|\beta|^2}} \end{aligned} \quad (17)$$

其中 $(\Delta X_1)_\pm^2$ ($\Delta X_2)_\pm^2$ 为初态纠缠光场为 $N_+(|\alpha|\beta + |-\alpha|-\beta)$ 的情况下光场 $|\alpha\rangle$ 的量子起伏, $(\Delta X_1)_\pm^2$ ($\Delta X_2)_\pm^2$ 为初态纠缠光场为 $N_-(|\alpha|\beta - |-\alpha|-\beta)$ 的情况下光场 $|\alpha\rangle$ 的量子起伏。

如(17)式所示,在 $|\alpha|, |\beta|$ 的取值范围内, $(\Delta X_1)_\pm^2 > 1/4$ 且 $(\Delta X_2)_\pm^2 > 1/4$.也就是说,初态为 $N_-(|\alpha|\beta - |-\alpha|-\beta)$ 时,光场 $|\alpha\rangle$ 没有压缩效应,而对于初态为 $N_+(|\alpha|\beta + |-\alpha|-\beta)$ 时, $(\Delta X_1)_\pm^2$ 和 $(\Delta X_2)_\pm^2$ 皆有可能出现小于0.25的情况,即光场 $|\alpha\rangle$ 可以产生压缩效应。

在演化过程中,由(9)(10)(11)(15)(16)式我们可以得到各种情况下光场 $|\alpha\rangle$ 的量子起伏 $(\Delta X_1)_\pm^2$ 和 $(\Delta X_2)_\pm^2$.由上述的计算分析我们知道 $(\Delta X_1)_\pm^2$ 和 $(\Delta X_2)_\pm^2$ 是 $|\alpha|, \text{Re}\alpha, \text{Im}\alpha, |\beta|, \text{Re}\beta, \text{Im}\beta, g, \omega, t$ 诸多变量的复杂函数.考虑到其实际意义以及为了表征 β 和 t 对光场 $|\alpha\rangle$ 的影响,取 β 为实数;对于 $|\alpha|, \text{Re}\alpha, \text{Im}\alpha, \lambda, \omega, \beta$ 我们给它们赋予一定的数值,取 $\alpha=1$ 为实数.这样便可以得到光场 $|\alpha\rangle$ 的量子起伏在各种情况下的变化关系图(见图2和图3)。

对于初态为 $N_+(|\alpha|\beta + |-\alpha|-\beta)$ 的情况,由图2中的(a)(b)我们可以看到,光场 $|\alpha\rangle$ 可以产生比初态更强的压缩,而且可以保持一段较长的时间.在初态为 $N_-(|\alpha|\beta - |-\alpha|-\beta)$ 时,光场 $|\alpha\rangle$ 初始是没有压缩的情况下,图2中的(c),(d)反映了在反JC模型相互作用下,光场 $|\alpha\rangle$ 可以出现较强的压缩,并且可以保持在较长的一段时间内.压缩效应随着 $|\beta|$ 的增大而逐渐消失,但是与文献[23]相比,本文中光场 $|\alpha\rangle$ 的压缩效应更能在较大的相干参数 β 范围内得到保持。

在实验上时间是比较好控制的,我们在调整好时间的前提下,图3的(a)(b)给出了光场 $|\alpha\rangle$ 的两起伏分量 $(\Delta X_1)_\pm^2$ 和 $(\Delta X_2)_\pm^2$ 随 β 的变化关系.图3

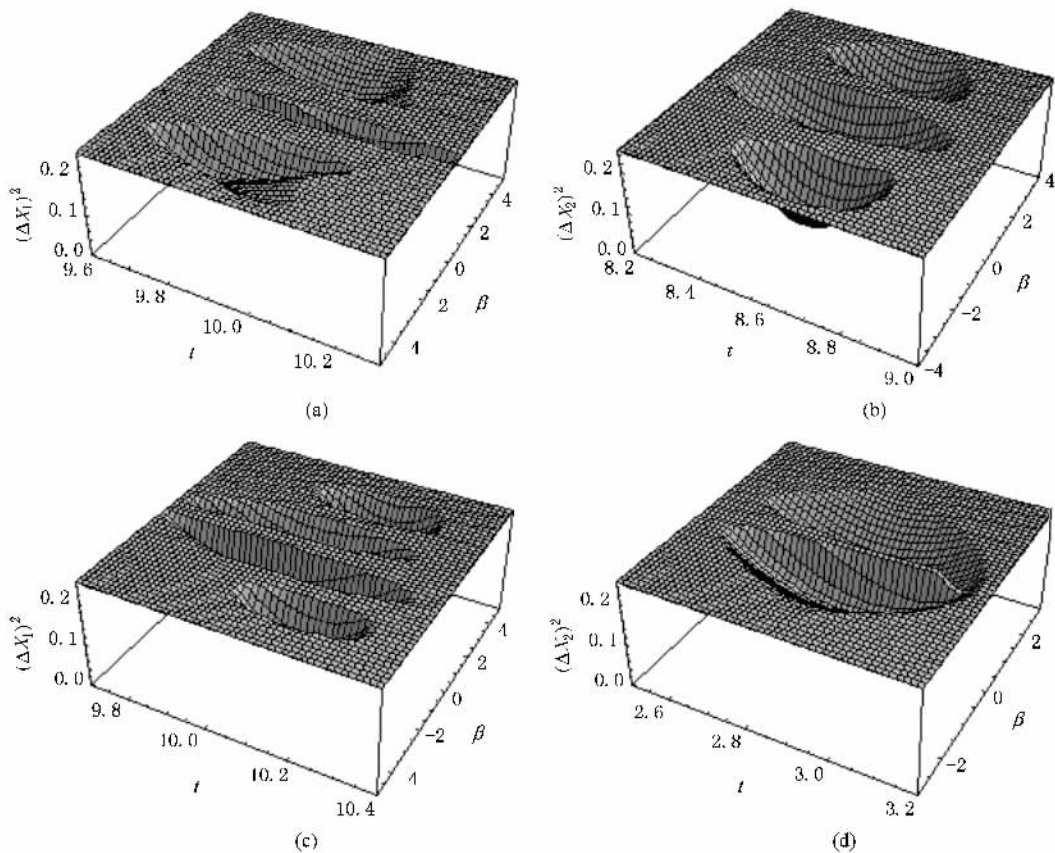


图2 光场 $|\alpha\rangle$ 的两起伏分量 $(\Delta X_1)^2$ 和 $(\Delta X_2)^2$ 随时间 t 和 β 的变化关系 $|\alpha|=1, \omega=1.1, g=2$. (a) 和 (b) 分别为初始时刻双模纠缠相干光场为 $N_+(\alpha|\beta + |-\alpha|-\beta)$ 时的两起伏分量 $(\Delta X_1)^2$ 和 $(\Delta X_2)^2$; (c) 和 (d) 分别为初始时刻双模纠缠相干光场为 $N_-(\alpha|\beta - |-\alpha|-\beta)$ 时的两起伏分量 $(\Delta X_1)^2$ 和 $(\Delta X_2)^2$

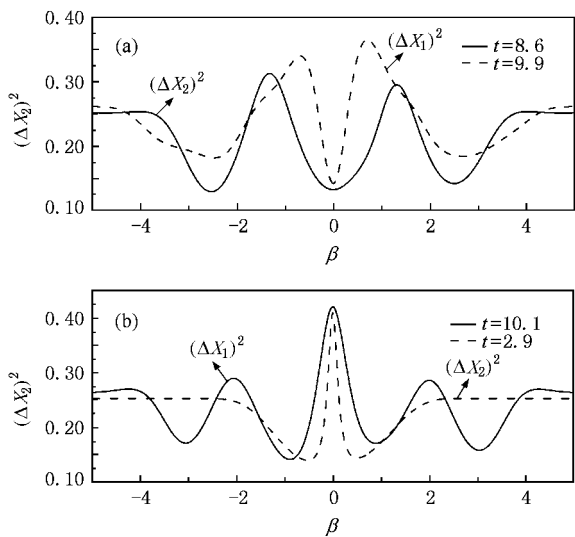


图3 光场 $|\alpha\rangle$ 的两起伏分量 $(\Delta X_1)^2$ 和 $(\Delta X_2)^2$ 在时间 t 确定时随 β 的变化关系 $|\alpha|=1, \omega=1.1, g=2$. (a) 初始时刻双模纠缠相干光场为 $N_+(\alpha|\beta + |-\alpha|-\beta)$ 时的两起伏分量 $(\Delta X_1)^2$ 和 $(\Delta X_2)^2$; (b) 初始时刻双模纠缠相干光场为 $N_-(\alpha|\beta - |-\alpha|-\beta)$ 时的两起伏分量 $(\Delta X_1)^2$ 和 $(\Delta X_2)^2$

也体现了在光场 $|\alpha\rangle$ 发生压缩的相干参数 β 范围内, 有无压缩是随着 β 的变化来回振荡的. 这样我们在调整好时间的前提下, 通过控制相干参数 β , 可以得到处于不同压缩程度的非经典光场 α .

与文献 [23] 比较, 在反 JC 模型相互作用下, 由于这种能量不守恒项, 在光场强度较强的情况下, 对光场的非经典性质有很强的影响. 图 2 也正好说明了这一性质, 在演化过程中, 光场 $|\alpha\rangle$ 在较长的时间范围和较大的相干参数 β 范围内可以产生比初态更强的压缩. 我们的目的是通过光场 $|\beta\rangle$ 和一个二能级原子的相互作用, 在强经典场的驱动下, 利用两场模之间纠缠的性质来很好的控制光场 $|\alpha\rangle$ 的量子特性. 所以在反 JC 模型相互作用下, 我们可以在较长的时间范围和较大的相干参数 β 范围内更好地控制得到期望的非经典效应.

5. 结 论

本文首先考虑了一个二能级原子在经典场的驱

动下与单模光场相互作用,在强经典场驱动和大失谐的条件下,得到了(6)式的有效的 JC 模型和反 JC 模型.由于反 JC 模型的这种能量不守恒项对光场的性质有很强的影响,所以主要是围绕该模型进行了纠缠相干光场的量子特性的研究.

以双模纠缠相干光场和单个二能级原子为研究对象,取其中某一模光场与原子发生反 JC 模型相互作用,对原子进行选择测量后,主要对测量后原子处于基态时的系统进行了研究.研究发现,如果对相

互作用的时间 t 和参加相互作用的相干光场的参数 $|\beta|$ 实行一定的操纵,我们可以在较长的时间范围和较大的相干参数 β 范围内更好地控制和改变未参加相互作用光场的反聚束效应和压缩效应.也就是说,我们利用相干光场之间的纠缠关联实现了远程操纵光场的量子统计性质这一目的.这一研究能为连续变量的量子态控制和量子通讯提供一定的参考价值.

-
- [1] Divincenzo D P 1995 *Science* **270** 255
- [2] Ding S C , Jin Z 2007 *Chin. Sci. Bull.* **52** 2161
- [3] Bennett C H , Divincenzo D P , Smolin J A 1996 *Phys. Rev. A* **54** 3824
- [4] Bennett C H , Wiesner S J 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 2881
- [5] Bennett C H , Crepean C 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1895
- [6] Cirac J I , Parkins A S 1994 *Phys. Rev. A* **50** 4441
- [7] Pan J W , Gasparoni S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 4435
- [8] Rauschenbeutel A , Nogues G , Osnaghi S 2000 *Science* **288** 2024
- [9] Huo W Y , Long G L 2008 *New J. Phys.* **10** 013026
- [10] Su X L , Jia X J , Xie C D , Peng K C 2008 *Sci. China (Ser. G)* **51** 1
- [11] Zhang Y J , Ren T Q , Xia Y J 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1972
- [12] Gerry C C 1996 *Phys. Rev. A* **54** R2529
- [13] Zheng S B 2004 *Commun. Theor. Phys.* **42** 501
- [14] Vanenk S J , Hirota O 2001 *Phys. Rev. A* **64** 022313
- [15] Wang X G 2001 *Phys. Rev. A* **64** 022302
- [16] Cai X H , Guo J R , Nie J J , Jia J P 2006 *Chin. Phys. B* **15** 488
- [17] Xia Y J , Gao D Y 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3703 (in Chinese) [夏云杰、高德营 2007 物理学报 **56** 3703]
- [18] Zheng X H 2005 *J. At. Mol. Phys.* **22** 325 (in Chinese) [郑小虎 2005 原子与分子物理学报 **22** 325]
- [19] Yang C P , Guo G C 1999 *Phys. Lett. A* **255** 129
- [20] Luo Y , Li Y , Pan Q 2006 *Acta Opt. Sin.* **26** 305 (in Chinese) [罗 玉、李 莹、潘 庆 2006 光学学报 **26** 305]
- [21] Peng J S , Li G X 1996 *Introduction of Modern Quantum Optics* (Beijing : Science Press) p335 (in Chinese) [彭金生、李高翔 1996 近代量子光学导论(北京 科学出版社)第 335 页]
- [22] Solano E , Agarwal G S , Walther H 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 027903
- [23] Zhou Y , Zhang Y J , Xia Y J 2007 *Acta Opt. Sin.* **27** 1123 (in Chinese) [周 原、张英杰、夏云杰 2007 光学学报 **27** 1123]

Quantum properties of the entangled coherent light field under the anti-Jaynes-Cummings model^{*}

Zhang Ying-Jie Xia Yun-Jie[†] Ren Ting-Qi Du Xiu-Mei Liu Yu-Ling

(College of Physics and Engineering , Qufu Normal University , Qufu 273165 , China)

(Received 28 February 2008 ; revised manuscript received 9 May 2008)

Abstract

A two-level atom driven by a strong classical field interacts with a single-mode light field, and the interaction between the atom and the light field can turn into an effective anti-Jaynes-Cummings model under the conditions of strong driving and large detuning. In this paper, we mainly study the two-mode entangled coherent light field in this model, in which one mode of the entangled coherent light field interacts with a two-level atom driven by a strong classical field. During the evolution of the total system, we make a selective measurement on the atom. Through tuning the evolution time and the parameter of the coherent field, we can easily control the quantum statistical properties of the other mode of the entangled light fields and generate the expected non-classical light field in a longer interaction time and a wider region of coherent parameter.

Keywords : quantum optics , anti-Jaynes-Cummings model , anti-bunching , squeezing

PACC : 0365 , 4250

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10774088), the Key Program of National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10534030) and the Research Funds from Qufu Normal University (Grant No. XJ0621).

[†] Corresponding author. E-mail : yjxia@mail.qfnu.edu.cn