

Kerr 介质中双模纠缠相干光与 Bell 态原子相互作用系统的原子偶极压缩*

林继成^{1)†} 郑小虎²⁾ 曹卓良²⁾

1) 南京晓庄学院物理系, 南京 210017)

2) 安徽大学物理与材料科学学院, 合肥 230039)

(2006 年 5 月 5 日收到, 2006 年 6 月 9 日收到修改稿)

运用全量子理论并结合数值计算方法, 研究了 Kerr 介质腔中处于 Bell 态的两个全同二能级纠缠原子与双模纠缠相干光场相互作用系统的原子偶极压缩特性. 讨论了双原子体系的初态、光场的平均光子数、双模纠缠相干光场的纠缠程度以及 Kerr 介质与双模光场的耦合强度对原子偶极压缩特性的影响. 结果表明: 双原子体系的初态为 $|\beta_{11}\rangle$ 时, 不会出现偶极压缩效应; 初态为 $|\beta_{00}\rangle$, $|\beta_{01}\rangle$ 或 $|\beta_{10}\rangle$ 时在一定条件下可能出现原子压缩效应, 且此时原子压缩的特性与 Kerr 介质与双模光场的耦合强度、初始光场的平均光子数、双模纠缠相干光场的纠缠程度有关.

关键词: 量子光学, Bell 态, 双模纠缠相干光场, Kerr 介质

PACC: 4250

1. 引言

压缩态光场的噪声低于最小量子极限, 在光通信、高精度干涉测量以及弱信号检测等方面有着潜在的应用前景, 因而压缩态的研究受到人们的高度关注^[1, 2]. Jaynes-Cummings (J-C) 模型^[3]是描述原子与光场相互作用的精确可解的理想模型, 对这个模型及其拓展形式的理论研究, 已经揭示出了许多光场和原子的非经典特性^[4-10]. 量子纠缠现象首先被 Einstein-Podolsky-Rosen (EPR)^[11]和 Schrödinger^[12]注意到, 它是量子力学不同于经典物理最奇特的特征之一. 在量子信息学中, 纠缠态扮演着重要的角色, 在隐形传态、稠密编码、密钥分配等方面起着关键性的作用. 近几年来, 人们对原子与纠缠相干光场的作用体系的压缩特性、纠缠原子与光场作用体系的压缩特性进行了详细地研究^[4, 6, 13-17]; 介质环境为原子与场相互作用系统的真实环境, 研究介质的存在对系统的量子特性的影响具有实际意义, 因此人们对 Kerr 介质对这些压缩特性以及其他量子特性的影响也进行了讨论^[18-21], 但尚未见到对 Kerr 介质中纠缠原子与纠缠态光作用体系的量子特性的分析报道.

对纠缠光与纠缠原子相互作用动力学的研究, 不仅能加深对量子力学的理解, 而且能为量子信息学提供基础性的研究, 因而本文对 Kerr 介质腔中双模纠缠相干光场与 Bell 态原子相互作用系统的原子偶极压缩特性进行了研究.

2. 理论模型和态矢量

考虑在充满 Kerr 介质的高 Q 空腔中, 两个全同的处在某个 Bell 态的二能级原子与双模纠缠相干光场构成的系统, 原子与光场之间、Kerr 介质与光场之间具有耦合作用. 其中原子与光场通过双模双光子共振跃迁过程相耦合, 而 Kerr 介质与光场的作用在绝热近似下可用二次谐振子来描述^[18]. 在 J-C 模型和旋波近似 (rotating wave approximation) 条件下, 系统的 Hamiltonian 可表为 (取 $\hbar = 1$)

$$H = H_0 + V, \quad (1)$$

$$H_0 = \sum_{i=1}^2 \omega_i a_i^\dagger a_i + \sum_{i=1}^2 \omega_0 s_3^{(i)}, \quad (2)$$

$$V = g \sum_{i=1}^2 (a_1 a_2 s_+^{(i)} + a_1^\dagger a_2^\dagger s_-^{(i)}) + \chi \prod_{i=1}^2 a_i^\dagger a_i, \quad (3)$$

* 安徽省自然科学基金 (批准号 03042401) 和安徽省教育厅重点项目基金 (批准号 2006kj070A) 资助的课题.

† E-mail: lcc126@163.com

其中 a_i 和 a_i^+ 分别表示第 i ($i = 1, 2$) 模光子的湮没算符和产生算符; $s_3^{(i)}$ 和 $s_{\pm}^{(i)}$ 是第 i ($i = 1, 2$) 个原子的能量算符和跃迁算符; ω_i 是第 i ($i = 1, 2$) 模光子的频率, ω_0 为二能级原子的本征跃迁频率; g 是辐射场与原子偶极共振相互作用的耦合常数; χ 是表征 Kerr 介质与双模光场相互作用强度的耦合常数, 而(3)式的最后一项 $\chi \prod_{i=1}^2 a_i^+ a_i$ 是在绝热近似和忽略相位自调制效应近似下 Kerr 介质与双模光场的相互作用项^[18].

通过么正变换可得, 在相互作用绘景中当仅考虑双光子共振情况(即 $\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$)时, 相互作用哈密顿量为

$$V'(t) = g \sum_{i=1}^2 (a_1 a_2 s_+^{(i)} + a_1^+ a_2^+ s_-^{(i)}) + \chi \prod_{i=1}^2 a_i^+ a_i. \quad (4)$$

设, 初始时刻双原子体系处于如下 Bell 态之一:

$$\begin{aligned} |\beta_{00}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|-, -\rangle + |+, +\rangle), \\ |\beta_{10}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|-, -\rangle - |+, +\rangle), \\ |\beta_{01}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|-, +\rangle + |+, -\rangle), \\ |\beta_{11}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|-, +\rangle - |+, -\rangle), \end{aligned} \quad (5)$$

而光场为双模纠缠相干光场^[15], 即

$$\begin{aligned} |\Psi_F(0)\rangle &= \alpha |\alpha_1\rangle |\alpha_2\rangle + \beta |-\alpha_1\rangle |-\alpha_2\rangle \\ &= \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} F_{n_1, n_2} |n_1, n_2\rangle, \end{aligned} \quad (6)$$

其中

$$F_{n_1, n_2} = e^{-(m^2+n^2)\gamma_2} \frac{\alpha n^{n_1} m^{n_2} + \beta (-n)^{n_1} (-m)^{n_2}}{\sqrt{n_1! n_2!}}, \quad (7)$$

这里 m 和 n 为光场两个模的平均光子数的平方根, ψ_1 和 ψ_2 是光场两个模的相位因子, 为方便计已取 $\psi_1 = \psi_2 = 0$. (6)式中的 α 和 β 是描述双模纠缠相干光场纠缠度的参量(设为实数), $\alpha, \beta \in [0, 1]$, 且满足 $\alpha^2 + \beta^2 = 1$. 因此, 系统的初态可表为

$$|\psi_{AF}(0)\rangle = |\beta_{ij}\rangle \otimes |\psi_F(0)\rangle \quad (i, j = 0, 1), \quad (8)$$

系统在任意时刻 t 的态矢可表为

$$|\psi'_{AF}(t)\rangle = \sum_{n_1, n_2} (a_{n_1, n_2}(t) |-, -, n_1, n_2\rangle$$

$$\begin{aligned} &+ b_{n_1-1, n_2-1}(t) |+, -, n_1-1, n_2-1\rangle \\ &+ c_{n_1-1, n_2-1}(t) |-, +, n_1-1, n_2-1\rangle \\ &+ d_{n_1-2, n_2-2}(t) |+, +, n_1-2, n_2-2\rangle). \end{aligned} \quad (9)$$

将(4)和(9)式代入相互作用绘景下的 Schrödinger 方程

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\psi'_{AF}(t)\rangle = V'(t) |\psi'_{AF}(t)\rangle, \quad (10)$$

可得四个关于系数 $a_{n_1, n_2}, b_{n_1-1, n_2-1}, c_{n_1-1, n_2-1}, d_{n_1-2, n_2-2}$ 的一阶微分方程, 解此微分方程组可得

$$a_{n_1, n_2}(t) = A_1 e^{-i\gamma_1 gt} + A_2 e^{-i\gamma_2 gt} + A_3 e^{-i\gamma_3 gt}, \quad (11a)$$

$$b_{n_1-1, n_2-1}(t) = B_1 e^{-i\gamma_1 gt} + B_2 e^{-i\gamma_2 gt} + B_3 e^{-i\gamma_3 gt}, \quad (11b)$$

$$c_{n_1-1, n_2-1}(t) = C_1 e^{-i\gamma_1 gt} + C_2 e^{-i\gamma_2 gt} + C_3 e^{-i\gamma_3 gt}, \quad (11c)$$

$$d_{n_1-2, n_2-2}(t) = D_1 e^{-i\gamma_1 gt} + D_2 e^{-i\gamma_2 gt} + D_3 e^{-i\gamma_3 gt}, \quad (11d)$$

其中

$$\lambda = \frac{\chi}{g},$$

$$\gamma_1 = 2r \cos \phi - \frac{B}{3},$$

$$\gamma_2 = 2r \cos \left(\phi + \frac{2\pi}{3} \right) - \frac{B}{3},$$

$$\gamma_3 = 2r \cos \left(\phi - \frac{2\pi}{3} \right) - \frac{B}{3},$$

$$r = \sqrt{\frac{|P|}{3}},$$

$$\phi = \frac{1}{3} \arccos \left(-\frac{3}{2} \sqrt{\frac{3Q^2}{|P^3|}} \right),$$

$$B = \lambda (N_1^2 + N_2^2 + N_3^2),$$

$$N_1 = \sqrt{n_1 n_2}, N_2 = \sqrt{(n_1 - 1)(n_2 - 1)},$$

$$N_3 = \sqrt{(n_1 - 2)(n_2 - 2)},$$

$$P = C - \frac{B^2}{3}, Q = D + \frac{2B^3}{27} - \frac{BC}{3},$$

$$C = \lambda^2 (N_1^2 N_2^2 + N_2^2 N_3^2 + N_3^2 N_1^2) - \lambda (N_2^2 + N_3^2),$$

$$D = \lambda N_1^2 (\lambda^2 N_2^2 N_3^2 - \lambda (N_2^2 + N_3^2)),$$

而 $A_1, A_2, A_3, B_1, B_2, B_3, C_1, C_2, C_3, D_1, D_2, D_3$ 均为待定常数, 它们的值由系统初态确定. 如 $t = 0$ 时双原子体系处在 $|\beta_{00}\rangle$ 态, 可以得出

$$\begin{aligned}
 A_1 &= \frac{[\gamma_1^2 + \lambda\gamma_1(N_2^2 + N_3^2) + \lambda^2 N_2^2 N_3^2 - 2N_2^2]x_{10} + 2N_1 N_2 x_{40}}{(\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_1 - \gamma_3)}, \\
 A_2 &= \frac{[\gamma_2^2 + \lambda\gamma_2(N_2^2 + N_3^2) + \lambda^2 N_2^2 N_3^2 - 2N_2^2]x_{10} + 2N_1 N_2 x_{40}}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_3)}, \\
 A_3 &= \frac{[\gamma_3^2 + \lambda\gamma_3(N_2^2 + N_3^2) + \lambda^2 N_2^2 N_3^2 - 2N_2^2]x_{10} + 2N_1 N_2 x_{40}}{(\gamma_3 - \gamma_1)(\gamma_3 - \gamma_2)}, \\
 B_1 &= -\frac{(\gamma_1 + \lambda N_1^2)N_2 x_{40} + (\gamma_1 + \lambda N_3^2)N_1 x_{10}}{(\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_1 - \gamma_3)}, \\
 B_2 &= -\frac{(\gamma_2 + \lambda N_1^2)N_2 x_{40} + (\gamma_2 + \lambda N_3^2)N_1 x_{10}}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_3)}, \\
 B_3 &= -\frac{(\gamma_3 + \lambda N_1^2)N_2 x_{40} + (\gamma_3 + \lambda N_3^2)N_1 x_{10}}{(\gamma_3 - \gamma_1)(\gamma_3 - \gamma_2)}, \\
 D_1 &= \frac{[\gamma_1^2 - \lambda\gamma_1(N_1^2 + N_2^2) + \lambda^2 N_1^2 N_2^2 - 2N_1^2]x_{40} + 2N_1 N_2 x_{10}}{(\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_1 - \gamma_3)}, \\
 D_2 &= \frac{[\gamma_2^2 - \lambda\gamma_2(N_1^2 + N_2^2) + \lambda^2 N_1^2 N_2^2 - 2N_1^2]x_{40} + 2N_1 N_2 x_{10}}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_3)}, \\
 D_3 &= \frac{[\gamma_3^2 - \lambda\gamma_3(N_1^2 + N_2^2) + \lambda^2 N_1^2 N_2^2 - 2N_1^2]x_{40} + 2N_1 N_2 x_{10}}{(\gamma_3 - \gamma_1)(\gamma_3 - \gamma_2)}, \\
 x_{10} &= \frac{1}{\sqrt{2}}F_{n_1, m_2}, \quad x_{40} = \frac{1}{\sqrt{2}}F_{n_1-1, m_2-2},
 \end{aligned}$$

3. 原子偶极压缩效应

为了分析双原子体系的偶极压缩特性,定义两个正交的偶极振幅分量算符^[22]:

$$\begin{aligned}
 S_1 &= \frac{1}{2} \sum_{j=1}^2 (s_+^{(j)} + s_-^{(j)}), \\
 S_2 &= \frac{1}{2i} \sum_{j=1}^2 (s_+^{(j)} - s_-^{(j)}), \quad (12)
 \end{aligned}$$

S_1, S_2 满足对易关系:

$$[S_1, S_2] = iS_3, \quad (13)$$

其中

$$S_3 = s_3^{(1)} + s_3^{(2)}. \quad (14)$$

偶极振幅分量算符 S_1, S_2 的涨落定义为

$$(\Delta S_i)^2 = S_i^2 - \langle S_i \rangle^2 \quad (i = 1, 2). \quad (15)$$

若系统处在某一状态 $|\psi\rangle$, 使得

$$F_i = 2(\Delta S_i)^2 - |S_3| < 0 \quad (i = 1, 2), \quad (16)$$

成立, 则称双原子体系的偶极振幅分量 S_i 的涨落被压缩. 由(9)(12)和(14)式可得

$$\begin{aligned}
 S_1 &= \frac{1}{2}(s_+^{(1)} + s_-^{(1)} + s_+^{(2)} + s_-^{(2)}) \\
 &= \frac{1}{2} \sum_{n_1, m_2} (a_{n_1, m_2} b_{n_1, m_2}^* + c_{n_1-1, m_2-1} d_{n_1-1, m_2-1}^* + a_{n_1-1, m_2-1}^* b_{n_1-1, m_2-1} + c_{n_1-2, m_2-2}^* d_{n_1-2, m_2-2} \\
 &\quad + a_{n_1, m_2} c_{n_1, m_2}^* + b_{n_1-1, m_2-1} d_{n_1-1, m_2-1}^* + a_{n_1-1, m_2-1}^* c_{n_1-1, m_2-1} + b_{n_1-2, m_2-2}^* d_{n_1-2, m_2-2}), \quad (17a)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 S_2 &= \frac{1}{2i}(s_+^{(1)} - s_-^{(1)} + s_+^{(2)} - s_-^{(2)}) \\
 &= \frac{1}{2i} \sum_{n_1, m_2} (a_{n_1, m_2} b_{n_1, m_2}^* + c_{n_1-1, m_2-1} d_{n_1-1, m_2-1}^* - a_{n_1-1, m_2-1}^* b_{n_1-1, m_2-1} - c_{n_1-2, m_2-2}^* d_{n_1-2, m_2-2} \\
 &\quad + a_{n_1, m_2} c_{n_1, m_2}^* + b_{n_1-1, m_2-1} d_{n_1-1, m_2-1}^* - a_{n_1-1, m_2-1}^* c_{n_1-1, m_2-1} - b_{n_1-2, m_2-2}^* d_{n_1-2, m_2-2}), \quad (17b)
 \end{aligned}$$

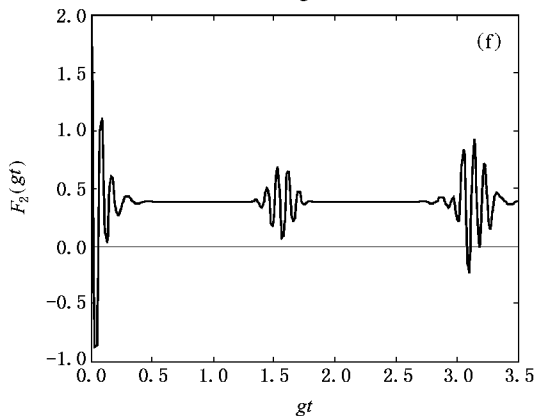
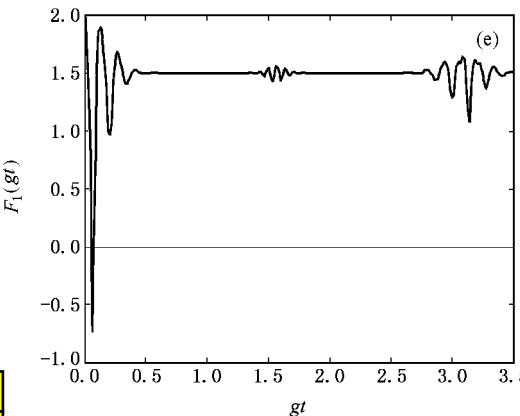
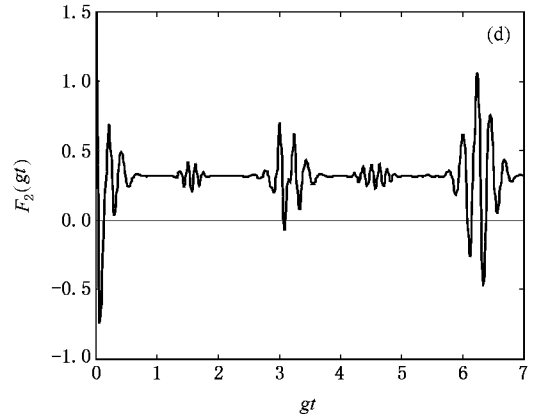
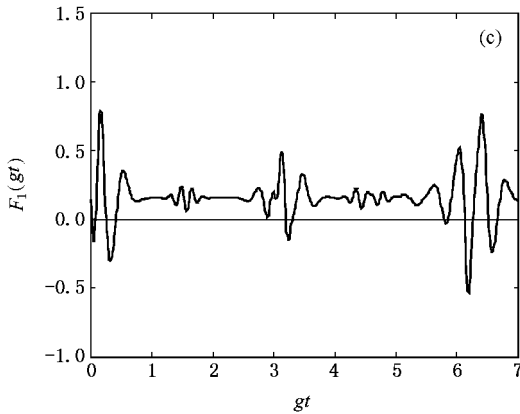
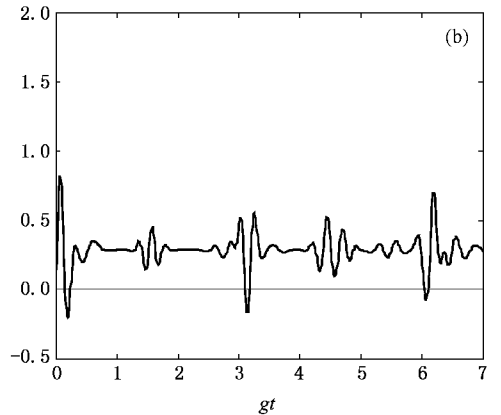
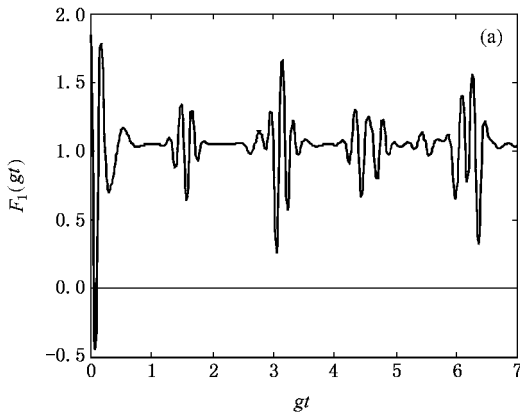
$$S_1^2 = \frac{1}{2}(1 + s_+^{(1)} s_+^{(2)} + s_-^{(1)} s_-^{(2)} + s_+^{(1)} s_-^{(2)} + s_-^{(1)} s_+^{(2)})$$

$$= \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sum_{n_1 m_2} (a_{n_1 m_2} d_{n_1 m_2}^* + a_{n_1-2, m_2-2}^* d_{n_1-2, m_2-2} + b_{n_1-1, m_2-1}^* c_{n_1-1, m_2-1} + b_{n_1-1, m_2-1} c_{n_1-1, m_2-1}^*), \quad (17c)$$

$$S_2^2 = \frac{1}{2}(1 - s_+^{(1)} s_+^{(2)} - s_-^{(1)} s_-^{(2)} + s_+^{(1)} s_-^{(2)} + s_-^{(1)} s_+^{(2)})$$

$$= \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sum_{n_1 m_2} (b_{n_1-1, m_2-1}^* c_{n_1-1, m_2-1} + b_{n_1-1, m_2-1} c_{n_1-1, m_2-1}^* - a_{n_1 m_2} d_{n_1 m_2}^* - a_{n_1-2, m_2-2}^* d_{n_1-2, m_2-2}), \quad (17d)$$

$$S_3 = s_3^{(1)} + s_3^{(2)} = \sum_{n_1 m_2} (|d_{n_1-2, m_2-2}^*|^2 - |a_{n_1 m_2}|^2), \quad (17e)$$



(a) 原子初态为 $|\beta_{00}\rangle$ 时, F_1 的时间演化曲线, $m = n = 2.6$, $\alpha = 0.2$, $\chi/g = 0.08$ (b) 原子初态为 $|\beta_{00}\rangle$ 时, F_2 的时间演化曲线, $m = n = 2.6$, $\alpha = 0.2$, $\chi/g = 0.08$ (c) 原子初态为 $|\beta_{10}\rangle$ 时, F_1 的时间演化曲线, $m = n = 2.6$, $\alpha = 0.2$, $\chi/g = 0.08$ (d) 原子初态为 $|\beta_{10}\rangle$ 时, F_2 的时间演化曲线, $m = n = 3.3$, $\alpha = 0.2$, $\chi/g = 0.08$ (e) 原子初态为 $|\beta_{01}\rangle$ 时, F_1 的时间演化曲线, $m = n = 4.5$, $\alpha = 0.2$, $\chi/g = 0.08$ (f) 原子初态为 $|\beta_{01}\rangle$ 时, F_2 的时间演化曲线, $m = n = 4.1$, $\alpha = 0.2$, $\chi/g = 0.08$

利用 (12)–(17) 式即可判断是否出现偶极压缩. 当原子处在初态 $|\beta_{11}\rangle$ 时情况比较特别, 此时

$$F_i = 0 \quad (i = 1, 2),$$

不可能出现偶极压缩. 从物理上来看, 初态处于 $|\beta_{11}\rangle$ 的双原子体系在其状态演化过程中与腔场体系之间不表现出净能量的交换, 从效果上看两个子系统间似乎不存在相互作用, 因此无论是在什么情况下均不可能产生偶极矩的压缩. 下面就其余三种情况进行讨论.

运用数值计算方法生成各种条件下的图表, 经分析发现, 当 $\chi/g = \alpha$ (没有 Kerr 介质) 且原子的初态为 $|\beta_{00}\rangle$ 或 $|\beta_{01}\rangle$ 时, 不会出现偶极压缩效应; 当原子

初态为 $|\beta_{10}\rangle$ 时, F_2 恒为正, 即原子偶极矩的吸收部分没有压缩, 但在一定的条件下, F_1 可在某些时间范围内小于零, 这表明仅原子偶极矩的色散部分有可能得到压缩. 而当加入 Kerr 介质后, 对应于这三种初态均可出现原子偶极矩的吸收部分和色散部分的压缩 (如图 1(a)–(f)).

图 2(a)–(c) 描绘了原子初态为 $|\beta_{10}\rangle$, 取 $m = n = 2.5$, $\alpha = 0.2$, 而 $\lambda = \chi/g$ 取不同的值时的 F_1 的时间演化曲线. 由图可见, 当其他参量不变时, 随着 λ 值的增大, F_1 的时间演化曲线振幅变大, 原子偶极压缩的深度加深、压缩次数增多, 这表明 Kerr 效应对原子偶极压缩有着强烈的影响.

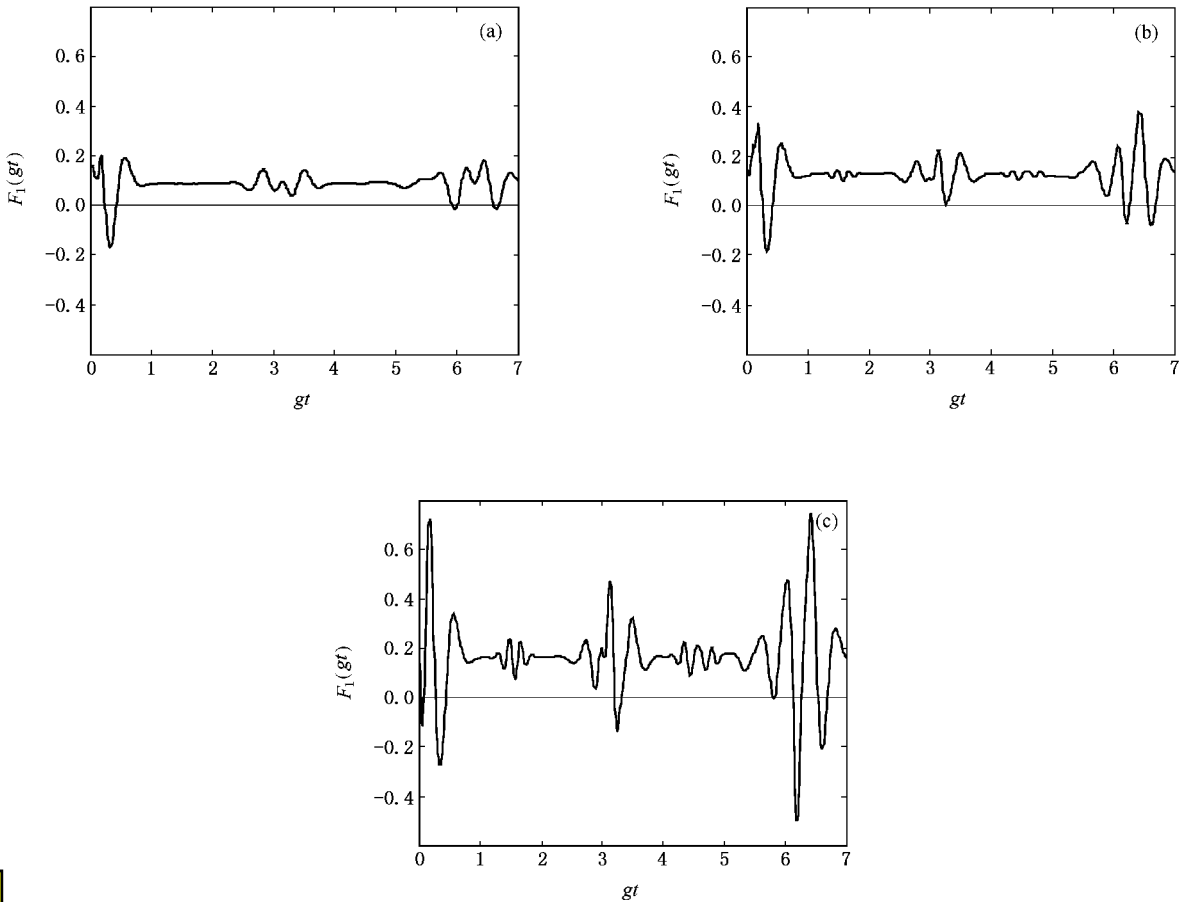


图 2 原子初态为 $|\beta_{10}\rangle$ 时, F_1 的时间演化曲线 (a) $m = n = 2.5$, $\alpha = 0.2$, $\chi/g = 0.01$ (b) $m = n = 2.5$, $\alpha = 0.2$, $\chi/g = 0.04$ (c) $m = n = 2.5$, $\alpha = 0.2$, $\chi/g = 0.08$

图 3(a)–(c) 描绘了原子初态为 $|\beta_{10}\rangle$, 取 $\alpha = 0.2$, $\lambda = \chi/g = 0.04$, 而初始光场的平均光子数取不同值时, F_1 的时间演化曲线. 当初始平均光子数很少时, 演化曲线看不出有什么规律 (如图 3(a)), 并且不出现原子偶极压缩; 当初始平均光子数增大到某一数值时, 压缩开始呈现 (如图 3(b)), F_1 的时间

演化曲线出现类似于原子反转的“崩塌和回复”的有规律地振荡. 保持其他条件不变而增加初始光场的光子数会使得曲线振荡频率增大且中心下移、压缩次数增多且压缩深度变深 (如图 3(b)–(c)).

图 4(a)–(c) 显示出, 原子初态为 $|\beta_{00}\rangle$ 时, 在保持其他条件不变的情况下, 光场的纠缠程度不同 (即

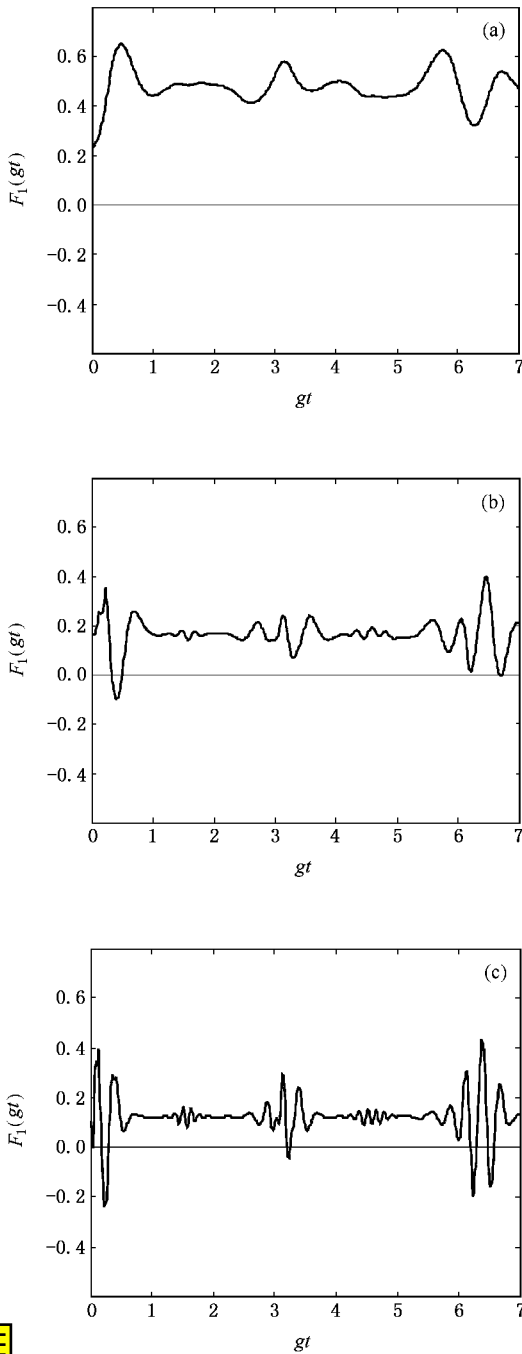


图3 原子初态为 $|\beta_{10}\rangle$ 时, F_1 的时间演化曲线 (a) $m=n=1.2$, $\alpha=0.2$, $\chi/g=0.04$ (b) $m=n=2.2$, $\alpha=0.2$, $\chi/g=0.04$ (c) $m=n=3.1$, $\alpha=0.2$, $\chi/g=0.04$

α 的取值不同)对 F_1 的演化曲线的影响.可以看出,当 α 从0开始逐步增大时曲线的振荡频率基本保持不变, $\alpha=0$ 时已经存在的首次压缩不因 α 的增大而受到明显的影响,在 gt 轴上某些原来振幅较小的振荡(例如图中 $gt=1.5$ 附近)将得到增强,随着 α 的增大,这些振荡的幅度逐渐增大,最终形成新的压缩点.

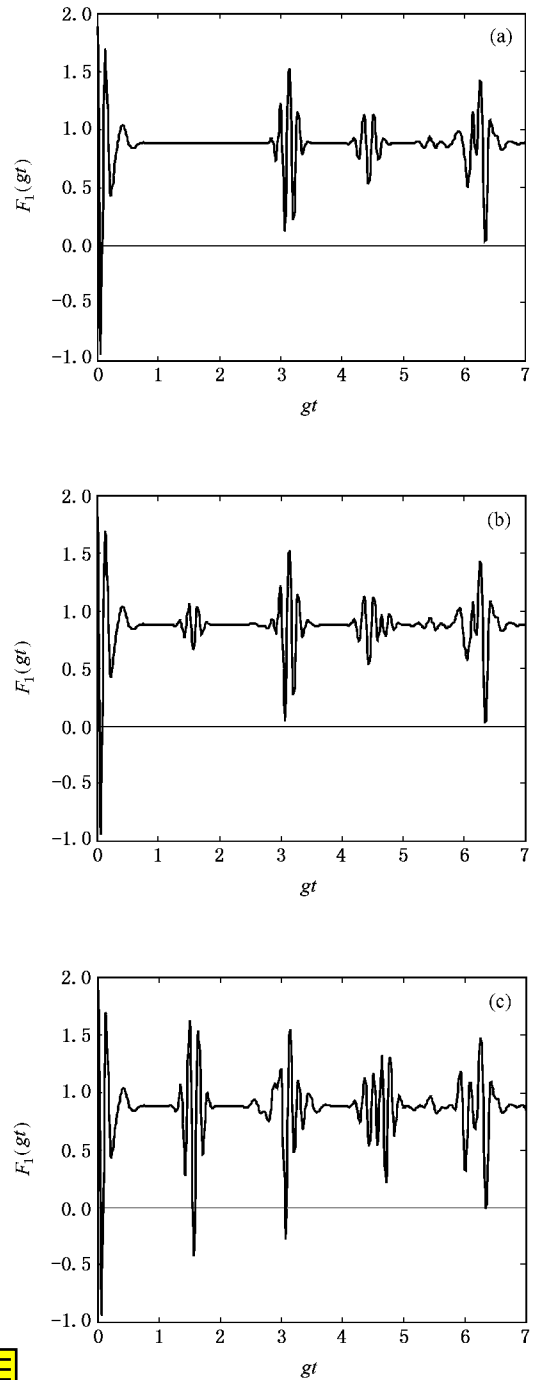


图4 原子初态为 $|\beta_{00}\rangle$ 时, F_1 的时间演化曲线 (a) $m=n=3$, $\alpha=0.2$, $\chi/g=0.065$ (b) $m=n=3$, $\alpha=0.1$, $\chi/g=0.065$ (c) $m=n=3$, $\alpha=0.707$, $\chi/g=0.065$

从图1—图4均可以看到,在一定的条件下偶极矩的压缩中有“崩塌和回复”现象出现,从根本上来说这种现象的产生与原子布居的“崩塌和回复”效应有关^[22],也就是与原子和腔场的相互作用强弱有关,因此只有当初始光场平均光子数达到一定的值时才会出现此效应.

4. 结 论

研究了在 Kerr 介质腔中,处于 Bell 态的两个全同二能级纠缠原子与双模纠缠相干态光场发生双模双光子共振相互作用时的原子偶极压缩特性,分析了 Kerr 介质、初始光场的强弱、双模纠缠相干态光场的纠缠程度等对原子压缩特性的影响.结果表明:当原子处在初态 $|\beta_{11}\rangle$ 时,无论有无 Kerr 介质均不会出现偶极压缩效应.而当原子处在初态 $|\beta_{00}\rangle$, $|\beta_{01}\rangle$ 和 $|\beta_{10}\rangle$ 时,若不考虑 Kerr 介质的影响则只有初态为 $|\beta_{01}\rangle$ 时原子偶极振幅分量 S_1 的涨落有可能被压缩.而考虑了 Kerr 介质的影响时,三种初态下的原子偶极振幅分量 S_1 和 S_2 的涨落均有可能被压缩.

在这种情况下,双模纠缠相干光场的初始光子数对压缩情况有非常明显的影响,当初始光子数较少时不会出现压缩,当初始平均光子数增大到一定数值时压缩才开始呈现,且在一定范围内随着初始光子数的增加 F_1 或 F_2 的时间演化曲线的振荡频率增大,整个曲线的中心下移,压缩次数增多且压缩深度变深.双模纠缠光场的纠缠程度对原子偶极压缩程度也存在明显的影响,在保持其它条件不变的情况下增大 α 值,会使得一些较小幅度的振荡得到加强,从而在 gt 轴上形成新的压缩点,但不对首次压缩产生明显影响. Kerr 介质与双模光场相互作用的强弱也对原子压缩有非常明显的影响,随着 χ/g 值的增大,原子偶极压缩的深度加深、压缩次数增多.

- [1] Walls D F 1983 *Nature* **306** 141
- [2] Wu L A , Kimble H J , Hall J L , Wu H F 1986 *Phys Rev. Lett.* **57** 2520
- [3] Jaynes E T , Cummings F W 1963 *Proc. IEEE* **51** 89
- [4] 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]
- [5] Wu M J , Pen J S 1997 *Chinese journal of quantum electronics* **14** 315 (in Chinese) [吴美钧、彭金生 1997 量子电子学报 **14** 315]
- [6] Zheng X H , Cao Z L 2005 *Journal of atomic and molecular physics* **22** 325 (in Chinese) [郑小虎、曹卓良 2005 原子与分子物理学报 **22** 325]
- [7] Dong C H 2003 *Acta Opt. Sin.* **23** 142 (in Chinese) [董传华 2003 光学学报 **23** 142]
- [8] Zhou P , Peng J S 1989 *Acta Phys. Sin.* **38** 2044 (in Chinese) [周鹏、彭金生 1989 物理学报 **38** 2044]
- [9] Zhou P , Peng J S 1991 *Phys. Rev. A* **44** 3331
- [10] Wang Z C , Wang Q , Gu Y J , Guo G C 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 107 (in Chinese) [王忠纯、王琪、顾永建、郭光灿 2005 物理学报 **54** 107]
- [11] Einstein A , Podolsky B , Rosen N 1935 *Phys. Rev.* **47** 777
- [12] Schrödinger E 1935 *Naturwissenschaften* **23** 807 , 823 , 844
- [13] Zheng X H , Cao Z L 2004 *Journal of atomic and molecular physics* **21** 570 (in Chinese) [郑小虎、曹卓良 2004 原子与分子物理学报 **21** 570]
- [14] Liu T K , Wang J S , Zhan M S 2005 *Chinese journal of quantum electronics* **22** 396 (in Chinese) [刘堂昆、王继锁、詹明生 2005 量子电子学报 **22** 396]
- [15] Song J , Cao Z L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 696 (in Chinese) [宋军、曹卓良 2005 物理学报 **54** 696]
- [16] Jia X J , Su X L , Pan Q , Xie C D , Peng K C 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2717 (in Chinese) [贾晓军、苏晓龙、潘庆、谢常德、彭 堃 2005 物理学报 **54** 2717]
- [17] Huang C J , He H Y , Zhou M , Fang J Y , Huang Z H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1764 (in Chinese) [黄春佳、贺慧勇、周明、方家元、黄祖洪 2006 物理学报 **55** 1764]
- [18] Liu T K , Peng J S 1997 *Acta Opt. Sin.* **17** 991 (in Chinese) [刘堂昆、彭金生 1997 光学学报 **17** 991]
- [19] Huang C J , Wen L 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1978 (in Chinese) [黄春佳、文立 2002 物理学报 **51** 1978]
- [20] Lai Z J , Liu Z X 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1714 (in Chinese) [赖振讲、刘自信 2000 物理学报 **49** 1714]
- [21] Fang J Y , Huang C J , Huang Z H , Zhou M 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1081 (in Chinese) [方家元、黄春佳、黄祖洪、周明 2004 物理学报 **53** 1081]
- [22] Peng J S , Li G X 1996 *Introduction of Modern Quantum Optics* (Beijing : Science Press) p417 , p352 (in Chinese) [彭金生、李高翔著 1996 近代量子光学导论 (北京 : 科学出版社) 第 417 页 , 352 页]

Dipole squeezing in the system of the two-mode entangled coherent field interacting with atoms in Bell states in Kerr medium

Lin Ji-Cheng^{1,2)†} Zheng Xiao-Hu²⁾ Cao Zhuo-Liang²⁾

¹ *Department of Physics, Nanjing Xiaozhuang College, Nanjing 210017, China*

² *School of Physics and Material Science, Anhui University, Hefei 230039, China*

(Received 5 May 2006; revised manuscript received 9 June 2006)

Abstract

The atomic dipole squeezing effect in the system of two identical two-level atoms in the Bell state interacting with the two-mode entangled coherent state field in Kerr medium are investigated by means of solving the Schrödinger equation and numerical calculations. The effects on the atomic dipole squeezing effect produced by the atomic initial state, mean photon number of light field, the degree of the entanglement of the entangled coherent field, the coupling strength of the Kerr medium with the light field and the coupling strength of dipole-dipole interaction between atoms are discussed. The results show that the dipole squeezing effect does not appear for the Bell state $|\beta_{11}\rangle$, while there can be dipole squeezing effect under certain conditions for the Bell states $|\beta_{00}\rangle$ or $|\beta_{01}\rangle$ or $|\beta_{10}\rangle$. In the latter case, the dipole squeezing effect depends on the coupling strength of the Kerr medium with the light field, the mean photon number and the degree of entanglement of the two-mode entangled coherent field.

Keywords : quantum optics, Bell states, two-mode entangled coherent field, Kerr medium

PACC : 4250

* Project supported by the Natural Science Foundation of Anhui Province, China (Grant No. 03042401) and the Key Program of the Education Bureau of Anhui Province, China (Grant No. 2006kj070A).

† E-mail : lcc126@163.com