

三能级原子系统中原子偶极压缩 和光场压缩间的关联*

徐大海¹⁾ 彭金生²⁾ 田永红¹⁾ 韩立波¹⁾

1), 湖北荆州师范学院物理系, 荆州 434104
2), 华中师范大学物理系, 武汉 430079

摘 要 通过考察三能级原子与单模和双模场相互作用系统中原子偶极压缩和光场压缩随时间的演化规律, 研究了原子偶极压缩与光场压缩之间的关系, 讨论了原子偶极压缩与光场压缩之间相互转换的特征, 并给出了初始处于偶极压缩状态的原子辐射压缩光的条件。

关键词 偶极压缩, 光场压缩, 关联。

1 引 言

自 1976 年 Yuen^[1] 提出压缩态的概念以来, 人们对压缩光进行了广泛的研究^[2-5], 并在光通信和引力波检测等方面展示了良好的应用前景, 因而一直是量子光学领域中最活跃的课题之一。1981 年 Walls 等^[6] 将光场的压缩概念推广到原子系统, 研究了单原子共振荧光系统中原子偶极压缩效应, 提出了处于稳态偶极压缩的二能级原子可辐射出稳态的压缩光场。Knight 等^[7] 在单光子 J-C 模型中证明了初始处于偶极压缩状态的原子, 在一定时刻可能辐射出压缩光场。这表明原子偶极压缩与光场压缩之间存在着密切的联系。近年来, 我们研究了 J-C 模型中原子偶极压缩和光场压缩间的关联^[8], 双模 J-C 模型中原子偶极压缩与双模光场压缩间的关联^[9]。本文则是在上述研究的基础上, 进一步研究三能级原子与单模和双模场相互作用系统中原子偶极压缩与光场压缩间的关联, 这一问题的研究无论在理论和实际上都是有意义的。

2 三能级原子与单模光场相互作用系统中原子偶极压缩与光场压缩之间的关联

考虑一个如图 1 所示的级联三能级原子与单模场相互作用。其中能级 $|1\rangle$ 与 $|2\rangle$ 及 $|2\rangle$ 与 $|3\rangle$ 间的跃迁分别与频率为 ω_1 的单模辐射场相联系, $|3\rangle$ 与 $|1\rangle$ 之间的单光子跃迁是电偶极禁戒的。为了简明起见, 假定三个能级是等间隔的, 且只考虑双光子共振情况, 在旋波近似下,

* 国家自然科学基金和湖北省教委自然科学基金资助课题。

收稿日期: 1998-06-25; 收到修改稿日期: 1998-10-21

系统的哈密顿量可写为^[7]

$$H = H_0 + H_I \tag{1}$$

其中

$$H_0 = \sum_{i=1}^3 \omega |i\rangle \langle i| + \omega_a a^\dagger a, \quad \omega (i=1, 2, 3) \tag{2}$$

$H_I = [a^\dagger (g_1 |1\rangle \langle 2| + g_2 |2\rangle \langle 3|) + (g_1 |2\rangle \langle 1| + g_2 |3\rangle \langle 2|)] a$ 式中 $\omega (i=1, 2, 3)$ 为原子第 i 个能级的本征频率, a^\dagger 、 a 分别为频率为 ω_a 的辐射场的产生和湮灭算符, g_1 、 g_2 是频率为 ω_a 的单模光场与原子的耦合常数。

如果初始时刻光场处于真空辐射场, 三能级原子处在基态和最高激发态的叠加态,

$$|\Psi(0)\rangle = \cos(\theta/2) |3\rangle + (\exp i\varphi \sin(\theta/2) |1\rangle), \tag{4}$$

则系统在初始时刻的态矢为

$$|\Psi(0)\rangle = \cos(\theta/2) |3, 0\rangle + \exp(i\varphi \sin(\theta/2)) |1, 0\rangle. \tag{5}$$

那么在 t 时刻, 原子-光场耦合系统的态矢在相互作用绘景中演化为

$$|\Psi(t)\rangle = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) [c_3(t) |3, 0\rangle + c_2(t) |2, 1\rangle + c_1(t) |1, 2\rangle] + \exp(i\varphi \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)) |1, 0\rangle \tag{6}$$

式中

$$\left. \begin{aligned} c_3(t) &= \frac{2g_1^2 + g_2^2 \cos(\Omega t)}{\Omega^2}, & c_2(t) &= \frac{-ig_2}{\Omega} \sin(\Omega t), \\ c_1(t) &= \frac{\sqrt{2} g_1 g_2}{\Omega^2} [\cos(\Omega t) - 1], & \Omega &= 2g_1^2 + g_2^2. \end{aligned} \right\} \tag{7}$$

Ω 是与原子拉比(Rabi)频率有关的参量。为了简单起见, 仅考虑 $\sqrt{2} g_1 = g_2 = g$ ($\Omega = \sqrt{2} g$) 的情况。从(6)式出发, 先讨论三能级原子-单模场系统中原子偶极压缩效应, 然后讨论光场的压缩效应, 进而研究两种压缩效应之间的关联。

2.1 三能级原子偶极压缩效应

为了讨论原子偶极压缩效应, 先给出有关三能级原子总偶极算符的定义^[7, 11]

$$D_+ = \alpha_{21} |2\rangle \langle 1| + \alpha_{32} |3\rangle \langle 2|, \quad D_- = (D_+)^+ \tag{8}$$

式中 $(D_+)^+$ 表示算符 D_+ 的共轭转置; α_{21} 、 α_{32} 为无量纲常数, 它们的比值 α_{32}/α_{21} 为能级 $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ 、 $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ 之间偶极矩之比, 为了简便起见, 将这一比值取为 $\sqrt{2}$, 则(8)式可改写为

$$D_+ = \sqrt{2} |3\rangle \langle 2| + |2\rangle \langle 1|, \quad D_- = \sqrt{2} |2\rangle \langle 3| + |1\rangle \langle 2| \tag{9}$$

利用 D_+ 、 D_- , 则可进一步定义三能级原子总偶极算符

$$D_1 = \frac{1}{2}(D_+ + D_-), \quad D_2 = \frac{1}{2i}(D_+ - D_-) \tag{10}$$

实际上 D_1 、 D_2 分别对应原子偶极矩色散和吸收分量。

若系统存在某个状态, 使得

$$(\Delta D_i)^2 < \frac{1}{4} | [D_+, D_-] | \quad (i=1, 2), \tag{11}$$

或
$$Q_i = (\Delta D_i)^2 - \frac{1}{4} | [D_+, D_-] | < 0 \tag{12}$$

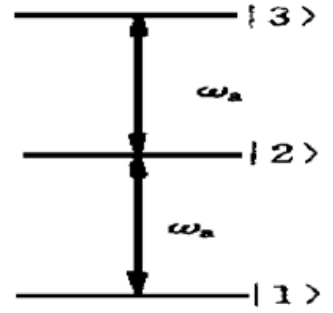


Fig. 1 Scheme of the interaction between three-level atom and single mode

就称原子偶极矩的 D_i 分量的涨落被压缩, 即原子偶极呈现压缩效应。

由(6)式不难得到, 描述原子偶极矩 D_i 分量涨落函数 Q_i 随时间的演化规律为

$$Q_1 = \frac{1}{4} [1 + \cos(\Omega t)] \left[\frac{5 - 3 \cos(\Omega t)}{4} \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + \frac{\sqrt{2}}{2} \sin \theta \cos \varphi \right] + \frac{1}{4} - \frac{1}{4} \left| 3 \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos^4\left(\frac{\Omega t}{2}\right) - 1 \right| \quad (13)$$

$$Q_2 = \frac{1}{4} [1 + \cos(\Omega t)] \left[\frac{5 - 3 \cos(\Omega t)}{4} \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) - \frac{\sqrt{2}}{2} \sin \theta \cos \varphi \right] + \frac{1}{4} - \frac{1}{4} \left| 3 \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos^4\left(\frac{\Omega t}{2}\right) - 1 \right| \quad (14)$$

从(13)、(14)式不难得知 $\varphi = \pm \pi/2$ 时, Q_1 、 Q_2 均不小于 0, 即原子偶极不能被压缩, 当 $\varphi = 0$ 时, $Q_1 \geq 0$, Q_2 可能小于零, 而当 $\varphi = \pi$ 时, $Q_2 \geq 0$, Q_1 可能小于零。取 $\varphi = 0$ 来讨论原子偶极矩 D_2 分量的压缩与时间 t 和原子初态参数 θ 之间的关系。 Q_2 分量可以简化为

$$Q_2 = \frac{1}{4} (1 + \cos \Omega t) \left(1 + \cos \theta - \frac{\sqrt{2}}{2} \sin \theta \right), \quad 2 \arccos \sqrt{\frac{1}{3}} < \theta < \pi \quad (15)$$

$$Q_2 = \frac{1}{2} - \frac{1}{8} (1 + \cos \Omega t) \left[\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) (3 \cos \Omega t - 1) + \sqrt{2} \sin \theta \right], \quad 0 < \theta < 2 \arccos \sqrt{\frac{1}{3}} \quad (16)$$

从(15)式可以看出, 当 $2 \arccos(\sqrt{1/3}) < \theta < \pi$ 时, 原子偶极矩 D_2 分量的涨落在整个时间演化过程中, 除了在 $t = (2k+1)\pi/\sqrt{2}g$ ($k = 0, 1, 2, \dots$) 时刻外, 均处于压缩状态, 并且有一定的周期性, 其周期为 $2\pi/\sqrt{2}g$ 。而(16)式表明, 当 $0 < \theta < 2 \arccos(\sqrt{1/3})$ 时, Q_2 小于零仅出现在

$$0 \leq \sqrt{2}gt < \arccos \left\{ \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \left[\frac{\sqrt{3} - \sqrt{2} \sin(\theta/2)}{\cos(\theta/2)} \right] \right\} \quad (17)$$

或

$$2k\pi - \arccos \left\{ \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \left[\frac{\sqrt{3} - \sqrt{2} \sin(\theta/2)}{\cos(\theta/2)} \right] \right\} < \sqrt{2}gt < 2k\pi + \arccos \left\{ \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \left[\frac{\sqrt{3} - \sqrt{2} \sin(\theta/2)}{\cos(\theta/2)} \right] \right\} \quad (18)$$

时间范围内。当 $\cos \theta = -\sqrt{2/3}$ 时, 在 $t = 2k\pi/g$ ($k = 0, 1, 2, \dots$) 的时间点被压缩到最小值 $\frac{1}{4}(2 - \sqrt{6})$, 此时三能级原子偶极矩 D_2 分量的量子噪声被抑制到最小。因此, 处于适当初态的三能级原子 ($\theta \neq 0, \pi$), 在与真空辐射场作用时, 原子偶极矩的 D_2 分量可被周期性地压缩, 其周期与原子-光场相互作用系统中的耦合强度有关, 压缩持续的时间以及压缩程度依赖于初态参数。

2.2 光场压缩效应与三能级原子偶极压缩效应的关系

对于单模光场定义两个缓变的正交厄米算符

$$x_1 = [a \exp(i\alpha t) + a^\dagger \exp(-i\alpha t)]/2, \quad x_2 = [a \exp(i\alpha t) - a^\dagger \exp(-i\alpha t)]/2i \quad (19)$$

若存在 F_i

$$F_i(\Delta x_i)^2 - \frac{1}{4} < 0 \quad (i = 1 \text{ 或 } 2), \quad (20)$$

则称光场 x_i ($i = 1$ 或 2) 分量的涨落被压缩。

由(6)式可得出, 在 $\varphi = 0$ 时

$$F_1 = \frac{1}{4} \left\{ 1 + \cos \left[\sqrt{2} g \left(t - \frac{\pi}{\sqrt{2} g} \right) \right] \right\} \left(1 + \cos \theta - \frac{\sqrt{2}}{2} \sin \theta \right), \quad (21)$$

$$F_2 = \frac{1}{4} \left[1 - \cos(\sqrt{2} g t) \right] \left(1 + \cos \theta + \frac{\sqrt{2}}{2} \sin \theta \right) \geq 0 \quad (22)$$

(21)式表明, 当 $2 \arccos(\sqrt{1/3}) < \theta < \pi$ 时, $F_1 < 0$ 即光场的 x_1 分量的涨落可被压缩, 比较(15)和(21)两式, 可以看到 F_1 除了在时间上与 Q_2 相差半个周期外, 其随时间的演化规律以及对原子初态的依赖关系与 Q_2 完全相同。这就是说, 当 $2 \arccos(\sqrt{1/3}) < \theta < \pi$ 时, 原子偶极矩的 D_2 分量和光场 x_1 分量都呈现周期性压缩效应, 两种压缩效应以 $\pi/\sqrt{2}g$ 的时间间隔相互转化, 光场 x_1 分量出现压缩的时间点, 要比原子偶极矩的 Q_2 分量出现压缩的时间点滞后半个周期, 其最大压缩程度为 44.5%。

另外, 从(21)式可以看到, 当 $t = \pi/\sqrt{2}g$ 时, 即在光场出现最佳压缩的时间点, 系统的态矢演化为

$$|\mathcal{Q}(\frac{\pi}{\sqrt{2}g})\rangle = |1\rangle \left[\sin \frac{\theta}{2} |0_f\rangle - \cos \frac{\theta}{2} |2_f\rangle \right] = |1\rangle \odot |\mathcal{Q}(\frac{\pi}{\sqrt{2}g})\rangle \quad (23)$$

式中, \odot 表示直积运算, $|\mathcal{Q}(\pi/\sqrt{2}g)\rangle$ 是真空态与双光子的叠加态, 显然它是光场的压缩态。这表明, 初始处于压缩态的原子在真空场作用下, 会自发地衰变到基态^[11], 在此过程中辐射出压缩光, 而当 $t = 2\pi/\sqrt{2}g$ 时, 系统的态矢演化为

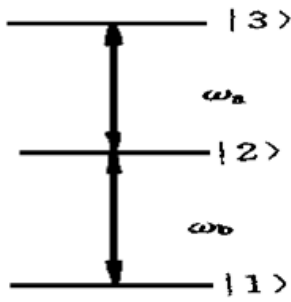
$$|\mathcal{Q}(\frac{2\pi}{\sqrt{2}g})\rangle = \left[\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) |3\rangle + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) |0\rangle \right] |0_f\rangle \quad (24)$$

显然, 此时原子偶极处于压缩态, 而光场处于真空态, 这就是说, 处于基态的原子在与压缩光场作用的过程中吸收光子, 其偶极矩的量子噪声能最大限度地被抑制。如果在 $t = \pi/\sqrt{2}g$ 时刻光场是处于最佳压缩状态($\varphi = 0, \cos \theta = -\sqrt{2/3}$), 那么, 在 $t = 2\pi/\sqrt{2}g$ 时刻, 原子偶极矩 D_2 分量的涨落将被压缩到最小程度; 反之, $t = 0$ 时, 处于最佳偶极压缩状态的原子($\varphi = 0, \cos \theta = -\sqrt{2/3}$), 在真空辐射场的作用下能辐射出压缩程度最深的叠加态光场。这意味着, 在三能级原子-单模场相互作用系统中光场的压缩效应和原子偶极压缩效应之间, 在一定的初始条件下, 按线性规律进行转换。

综上所述, 在三能级原子-单模场相互作用系统中, 光场的 x_1 分量与原子偶极矩 D_2 分量的涨落, 当 $\varphi = 0, 2 \arccos(\sqrt{1/3}) < \theta < \pi$ 时, 都呈现周期的压缩效应, 并且两种压缩效应以时间间隔 $t = \pi/\sqrt{2}g$ 线性转化。

3 三能级原子与双模场相互作用系统中光场压缩与原子偶极压缩间的关联

描述一个如图 2 所示的三能级原子与双模光场相互作用系统的哈密顿量, 在旋波近似下可写为^[7]



$$H = \omega_a a^\dagger a + \omega_b b^\dagger b + \sum_{i=1}^3 \alpha_i |i\rangle \langle i| + [g_1(b^\dagger |1\rangle \langle 2| + |2\rangle \langle 1| b) + g_2(a^\dagger |2\rangle \langle 3| + |3\rangle \langle 2| a)] \quad (25)$$

为了便于与上面的结果进行比较, 只考虑共振情况, 而且假定初始时刻辐射场处于真空态, 原子处在激发态和基态的叠加态。在 $t = 0$ 时刻, 系统的态矢为

$$|\varphi(0)\rangle = [\cos(\frac{\theta}{2})|3\rangle + \exp(i\varphi)\sin(\frac{\theta}{2})|1\rangle] |0_a\rangle |0_b\rangle \quad (26)$$

Fig. 2 Scheme of the interaction between three-level atom and a pair of modes $g_1 = g_2 = g$

那么 t 时刻, 在相互作用绘景中系统的态矢为(这里为了简单起见, 取 $g_1 = g_2 = g$)

$$|\phi(t)\rangle = \cos(\frac{\theta}{2}) \{ \frac{1}{2} [1 + \cos(\sqrt{2}gt)] |3\rangle |0_a\rangle |0_b\rangle + [\frac{-i}{\sqrt{2}} \sin(\sqrt{2}gt)] |2\rangle |1_a\rangle |0_b\rangle + \frac{1}{2} (\cos\sqrt{2}gt - 1) |1\rangle |1_a\rangle |1_b\rangle \} + \exp(i\varphi)\sin(\frac{\theta}{2}) |1\rangle |0_a\rangle |0_b\rangle \quad (27)$$

显然, 由(27)式得出的描述原子偶极 $D_i (i = 1$ 或 $2)$ 分量的涨落函数 $Q_i (i = 1$ 或 $2)$ 与(13)、(14)两式是相同的, 因此, 这里只需要考虑双模光场的压缩情况。

为了讨论双模光场的压缩效应, 定义描述双模光场的两个缓变的正交厄米算符为

$$U_1 = 2^{-3/2} [a \exp(i\omega t) + b \exp(i\omega t) + a^\dagger \exp(-i\omega t) + b^\dagger \exp(-i\omega t)] \quad (28)$$

$$U_2 = i2^{-3/2} [a \exp(-i\omega t) + b \exp(-i\omega t) - a^\dagger \exp(i\omega t) - b^\dagger \exp(i\omega t)] \quad (29)$$

若存在

$$P_i = (\Delta U_i)^2 - \frac{1}{4} < 0 \quad (i = 1 \text{ 或 } 2), \quad (30)$$

则称双模光场的 U_i 分量的涨落被压缩^[2, 9]。由(25)~(29)式可得到

$$P_1 = \frac{1}{4} (1 - \cos\sqrt{2}gt) [\cos^2(\frac{\theta}{2}) - \frac{1}{2} \sin\theta \cos\varphi], \quad (31)$$

$$P_2 = \frac{1}{4} (1 - \cos\sqrt{2}gt) [\cos^2(\frac{\theta}{2}) + \frac{1}{2} \sin\theta \cos\varphi]. \quad (32)$$

显然, $\varphi = \pm \pi/2$ 时, P_1 、 P_2 的值均不小于零, 而原子偶极的 D_1 、 D_2 分量也不能被压缩, 即光场与原子偶极都不出现压缩效应; 当 $\varphi = 0$ 或 π 时, P_1 、 P_2 的值有可能小于零, 取 $\varphi = 0$ 来进行讨论。

$$P_1 = \frac{1}{4} (1 - \cos\sqrt{2}gt) [\cos^2(\frac{\theta}{2}) - \frac{1}{2} \sin\theta] \quad (33)$$

$$P_2 = \frac{1}{4} (1 - \cos\sqrt{2}gt) [\cos^2(\frac{\theta}{2}) + \frac{1}{2} \sin\theta] \geq 0 \quad (34)$$

从(33)式可以看出在 $\varphi = 0$ 、 $0 < \theta < \pi/2$ 时, P_1 的值不小于零。而当 $\pi/2 < \theta < \pi$ 时, 光场的 U_1 分量除了在 $t = 2k\pi/\sqrt{2}g (k = 0, 1, 2, \dots)$ 外, 将出现周期地压缩, 其周期为 $2\pi/\sqrt{2}g$; 当 $\theta = 3\pi/4$ 时, P_1 在 $t = (2k + 1)\pi/\sqrt{2}g (k = 0, 1, 2, \dots)$ 时间点时, 出现负的最大值 $[\frac{1}{4}(1 - \sqrt{2})]$, 可获得压缩程度为 41.4% 的双模压缩光场。值得注意的是, 原子偶极 D_2 分量的涨落, 当 $\varphi = 0$ 、 $2 \arccos(\sqrt{1/3}) < \theta < \pi$ 时才出现压缩效应。而且当 $\varphi = 0$ 、 $\cos\theta = -\sqrt{2/3}$

时, 出现最佳压缩。这就是说, 当 $\pi/2 < \theta < 2 \arccos \sqrt{1/3}$ 时, 虽然原子偶极噪声不能被压缩, 但由于双模光场与原子的耦合导致的干涉效应, 能使双模光场出现压缩。这表明, 三能级原子-双模光场相互作用系统中光场的压缩与原子偶极的压缩之间有一种非线性关系。而这种非线性关系, 可以从系统的态矢随时间演化的过程中明显反映出来。

在 $t_0 = t = \pi/\sqrt{2}g$ 时, 由(27)式可知, 系统的态矢演化为

$$|\varphi(\frac{\pi}{\sqrt{2}g})\rangle = |1\rangle[-\cos(\frac{\theta}{2})|1_a\rangle|1_b\rangle + \sin(\frac{\theta}{2})|0_a\rangle|0_b\rangle] = |1\rangle \otimes |\varphi(t_0)\rangle. \quad (35)$$

可以证明, $|\varphi(t_0)\rangle$ 态在 $\pi/2 < \theta < \pi$ 范围内, 双模光场 U_1 分量的涨落能被压缩, 并且在 $\theta = 3\pi/4$ 时, 处于最佳压缩态。这表明, $t = 0$ 时, 并不处于最佳偶极压缩状态($\varphi = 0, \theta = 3\pi/4$)的三能级原子, 在 $t = \pi/\sqrt{2}g$ 时能够辐射最佳的双模压缩光场, 此时原子不再处于压缩态, 而当 $t = 2\pi/\sqrt{2}g$ 时, 系统的态矢演化为

$$|\varphi(\frac{2\pi}{\sqrt{2}g})\rangle = [\cos(\frac{\theta}{2})|3\rangle + \sin(\frac{\theta}{2})|0\rangle]|0_a\rangle|0_b\rangle \quad (36)$$

此时, 原子处于偶极压缩态, 但并不是最佳偶极压缩态。这就是说, 如果把 $t = \pi/\sqrt{2}g$ 时刻作为双模光场-原子耦合系统的起始时刻, 那么初始处于最佳压缩状态的双模光场($\varphi = 0, \theta = 3\pi/4$), 在与基态原子发生双光子作用时, 并不能将原子偶极矩的量子噪声抑制到最小程度。这说明在这个相互作用系统中, 原子偶极压缩与光场 U_1 分量的压缩之间是一种非线性转换关系。同时注意到在这个相互作用系统中光场的最大压缩程度(41.4%), 要比单模三能级原子与单模光场相互作用系统中光场的最大压缩程度(44.5%)要浅, 这是因为在三能级原子与双模光场的耦合过程中, 由于两个场模相互关联, 使原子-光场间的双光子失谐量增大, 导致光场的压缩程度减弱^[7]。因此, 利用三能级原子与光场耦合制备压缩光场时, 采用单模光场要优于双模光场。

另外, 从(22)、(34)两式中可以看到, 当 $\varphi = 0$ 时, 无论 θ 取何值, 单模光场的 x_2 分量的涨落和双模光场的 U_2 分量的涨落都不能被压缩, 这一结论与文献[8]的结论是不相同的, 文献[8]指出在非简并的双光子 J-C 模型中, 如果原子偶极矩的某一分量处在压缩的初态条件下, 双模光场的两个正交分量可交替出现压缩。而本文的结果表明初始处于原子偶极压缩态的三能级原子, 只能诱导光场的某一分量出现压缩。

结 论 通过上述讨论和分析, 将三能级原子与单模和双模场相互作用系统中原子偶极压缩和光场压缩之间的关系归纳如下:

1) 原子偶极压缩效应和光场压缩效应, 不仅与时间 t 有关, 还依赖于原子初始所处的状态和概率幅值角 θ 以及相位角 φ 。当 $\varphi = \pm \pi/2$ 时, 无论 θ 取何值, 原子偶极和光场都不呈现压缩效应。

2) 在三能级原子与单模和双模场相互作用系统中, 如果原子初始处在(6)式所描述的叠加态, 且满足一定的条件 ($\varphi = 0, 2 \arccos \sqrt{1/3} < \theta < \pi$ 和 $0 < \theta < 2 \arccos \sqrt{1/3}$) 时, 原子偶极 D_2 分量的涨落均有相同的压缩规律。

3) 当 $2 \arccos \sqrt{1/3} < \theta < \pi$ 时, 在三能级原子-单模场系统中, 原子偶极 D_2 分量的压缩量和光场 x_1 分量的压缩量之间以线性关系转化。当 $\varphi = 0, \pi/2 < \theta < \pi$ 时, 三能级原子-双模场的系统中, 原子偶极压缩和双模光场的压缩则按非线性关系转换, 但单模光场和双模光

场的压缩周期是相同的。

4) 在三能级原子-单模场相互作用系统中, 当 $\varphi=0, 2 \arccos(\sqrt{1/3}) < \theta < \pi$ 时, 光场被压缩, 并且只有 x_1 分量的涨落被压缩; 而当 $0 < \theta < 2 \arccos(\sqrt{1/3})$ 时光场不能被压缩。而在三能级原子-双模场相互作用系统中, 光场在 $\varphi=0, \pi/2 < \theta < \pi$ 时被压缩, 且只有 U_1 分量的涨落被压缩; 而当 $\varphi=0, 0 < \theta < \pi/2$ 时, 双模光场不会出现压缩, 即初始处在偶极压缩的原子并不一定会辐射出压缩光。

总之, 上述结论表明, 在三能级原子-光场相互作用系统中, 光场的压缩与原子偶极压缩效应之间存在一定的内在关联, 弄清它们之间的联系以及转化规律, 不仅能从理论上加深对光与原子量子噪声起伏的认识, 而且对在实际中利用光场与三能级相互作用系统制备压缩光有着十分重要的意义。

参 考 文 献

- [1] Yuen H P. Two-photon coherent states of the radiation field. *Phys. Rev.*, 1976, **A13**(6) : 2226~ 2243
 [2] London R, Knight P L. Squeezed light. *J. Mod. Opt.*, 1987, **34**(6/7) : 709~ 759
 [3] Peng Jingsheng, Li Gaoxing. Influence of virtual-photon process on the squeezing of light in the two-photon Jaynes-Cumming model. *Phys. Rev. (A)*, 1993, **47**(4) : 3167~ 3172
 [4] 徐大海, 彭金生, 李高翔. 压缩光场作用下原子的偶级压缩效应. *量子电子学*, 1993, **11**(3) : 375~ 380
 [5] 徐大海, 吴美钧, 彭金生. Kerr 效应对依赖强度耦合的 Jaynes-Cumming 模型中光场和原子偶级压缩效应的影响. *中国激光*, 1994, **21**(10) : 815~ 822
 [6] Walls D F, Zoller P. Reduced quantum fluctuations in resonance fluorescence. *Phys. Rev. Lett.*, 1981, **47**(10) : 709~ 711
 [7] Wodkiewicz K, Knight P L, Buckle S J *et al.*. Squeezing and superposition. *Phys. Rev.*, 1987, **A35**(6) : 2567~ 2577
 [8] 李高翔, 彭金生. 论 Jaynes-Cumming 模型中原子偶级压缩和光场压缩间的关联. *物理学报*, 1995, **44**(10) : 1670~ 1677
 [9] 郭红, 彭金生. 双模 Jaynes-Cumming 模型中原子偶级压缩与双模光场压缩间的关联. *光学学报*, 1998, **18**(2) : 135~ 140
 [10] 吴美钧, 彭金生. 在双模相干光场作用下三能级原子的偶级压缩效应. *量子电子学报*, 1997, **14**(4) : 315~ 320
 [11] 彭金生, 李高翔. 近代量子光学导论. 北京: 科学出版社, 1996. 372~ 378

Relations Between Atomic Dipole Squeezing and Field Squeezing in the Coupling System of a Three-Level Atom

Xu Dahai¹⁾ Peng Jinsheng²⁾ Tian Yonghong¹⁾ Han Libo²⁾
 1), Department of Physics, Jingzhou Teachers College, Jingzhou 434104)
 2), Department of Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430079

(Received 25 June 1998; revised 21 October 1998)

Abstract By means of investigating the time evolution of atomic dipole squeezing and field squeezing in the system of a three-level atom interacting with a single cavity mode and a pair of cavity modes, the relations between atomic squeezing and field squeezing are examined. The properties of the squeezing transformation between the atomic dipole quadrature components and the quadrature components are discussed. The conditions under which the initial atom in atomic dipole squeezing state can radiate squeezed light are presented.

Key words dipole squeezing, radiation field squeezing, relations.