

文章编号 : 0253-2239(2001)08-0923-06

# 双模压缩真空场与二能级原子相互作用系统中 光场的压缩特性

黄春佳 厉江帆 周 明

(长沙电力学院物理与信息工程系, 长沙 410077)

摘要: 研究了双模压缩真空场与二能级原子双光子跃迁相互作用系统中光场的压缩特性及虚光子过程对光场压缩特性的影响。数值计算结果表明, 光场呈现出周期性压缩现象, 而虚光子过程则对光场的压缩具有抑制作用并产生量子噪声, 光场的压缩与系统初始状态及本身性质密切相关。

关键词: 双模压缩真空场; 二能级原子; 光场压缩; 虚光场效应

中图分类号: O431.2 文献标识码: A

## 1 引 言

光场和原子的相互作用是现代量子光学研究的中心内容, 通过光场和原子的相互作用产生压缩光一直是量子光学中十分活跃的研究课题。由于压缩光在光通讯和弱信号检测等领域具有重要的应用前景, 自 1976 年 Yuen<sup>[1]</sup>提出压缩态概念以来, 人们对压缩光进行了广泛的研究<sup>[2~8]</sup>, 并在理论和实验方面均取得了重要进展。在实验上各种产生和探测压缩光的方法相继获得成功, 在理论上也已经证明, 光场的压缩可以通过原子与光场的相互作用等方法来实现<sup>[9~11]</sup>, 从而使得研究光场和原子的相互作用系统中光场的压缩效应更具有实际意义。本文应用全量子理论, 分别在旋波近似和非旋波近似下探讨了双模压缩真空场与二能级原子相互作用系统中光场的压缩性质。通过数值计算, 得到了在旋波近似下光场涨落函数的时间演化规律, 并进一步讨论了光场的压缩性质与系统本身性质的关系以及虚光子过程对光场压缩性质的影响。

## 2 旋波近似下光场的压缩性质

在旋波近似下, 二能级原子与双模光场双光子跃迁相互作用系统的哈密顿量为

$$H = \omega_0 S_3 + \omega_1 a_1^\dagger a_1 + \omega_2 a_2^\dagger a_2 + \epsilon (a_1^\dagger a_2^\dagger S_- + a_1 a_2 S_+), \quad (1)$$

其中  $a_i$  和  $a_i^\dagger$  分别为第  $i$  ( $i = 1, 2$ ) 模光场的湮没算

符和产生算符,  $S_3$  和  $S_\pm$  为原子的赝自旋算符,  $\omega_0$  为原子的本征跃迁频率,  $\epsilon$  为原子与光场的耦合系数。

将系统的哈密顿量改写为

$$H = H_0 + H_1, \quad (2)$$

其中

$$H_0 = \omega_0 S_3 + \omega_1 a_1^\dagger a_1 + \omega_2 a_2^\dagger a_2, \quad (3)$$

$$H_1 = \epsilon (a_1^\dagger a_2^\dagger S_- + a_1 a_2 S_+), \quad (4)$$

$H_1$  代表光场-原子相互作用能量。

为简便起见, 只考虑共振情形, 即光场频率  $\omega_i$  ( $i = 1, 2$ ) 和原子本征跃迁频率  $\omega_0$  之间满足  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_0$  的条件。

设初始时刻 ( $t = 0$ ) 原子处于相干叠加态

$$|\psi_A(0)\rangle = \cos(\theta/2)|e\rangle + \sin(\theta/2)e^{-i\varphi}|g\rangle, \quad (5)$$

式中  $\cos(\theta/2)$  和  $\sin(\theta/2)$  分别为原子处于激发态  $|e\rangle$  和基态  $|g\rangle$  的几率幅,  $\varphi$  为原子态相位; 光场处于双模压缩真空态<sup>[12]</sup>

$$\left. \begin{aligned} |0, 0, \zeta\rangle &= \sum_{n=0}^{\infty} f_n |n, m\rangle, \\ f_n &= (-e^{i\zeta} \tanh r)^n / \cosh r, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

式中  $\zeta = r e^{i\varphi}$  为复压缩参数。原子-光场耦合系统初始时刻的态矢可表示为

$$|\psi(0)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} f_n \left[ \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) |e, m, m\rangle + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) e^{-i\varphi} |g, m, m\rangle \right]. \quad (7)$$

在相互作用绘景中, 设  $t$  时刻系统状态演化为

$$|\psi_{\text{RWA}}^{(1)}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} [a_n^{(0)}(t)|e, m, m\rangle + b_n^{(0)}(t)|g, m, m\rangle] \quad (8)$$

将(4)式和(8)式代入薛定谔方程

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\psi_{\text{RWA}}^{(1)}(t) = H_1^{(1)}(t) |\psi_{\text{RWA}}^{(1)}(t)\rangle, \quad (9)$$

得到

$$i \dot{a}_n^{(0)}(t) = \epsilon(n+1)b_{n+1}^{(0)}(t), \quad (10)$$

$$i \dot{b}_n^{(0)}(t) = \epsilon n a_{n-1}^{(0)}(t). \quad (11)$$

解(10)式、(11)式,得到下列结果

$$a_n^{(0)}(t) = f_n \cos(\theta/2) \cos[(n+1)\epsilon t] - i f_{n+1} \sin(\theta/2) e^{-i\varphi} \sin[(n+1)\epsilon t] \quad (12)$$

$$b_n^{(0)}(t) = f_n \sin(\theta/2) e^{-i\varphi} \cos(n\epsilon t) - i f_{n-1} \cos(\theta/2) \sin(n\epsilon t). \quad (13)$$

为讨论光场的压缩效应,定义双模光场的两个缓变的正交复振幅算符

$$U_1 = \frac{1}{2^{3/2}} (a_1 e^{i\omega_1 t} + a_1^+ e^{-i\omega_1 t} + a_2 e^{i\omega_2 t} + a_2^+ e^{-i\omega_2 t}), \quad (14)$$

$$U_2 = \frac{1}{(2i)^{3/2}} (a_1 e^{i\omega_1 t} - a_1^+ e^{-i\omega_1 t} + a_2 e^{i\omega_2 t} - a_2^+ e^{-i\omega_2 t}), \quad (15)$$

容易证明,  $U_1$ 、 $U_2$  满足下列对易关系

$$[U_1, U_2] = i/2, \quad (16)$$

及相应的测不准关系

$$(\Delta U_1)^2 (\Delta U_2)^2 \geq 1/16, \quad (17)$$

其中

$$(\Delta U_i)^2 = U_i^2 - U_i^2 \quad (i=1, 2), \quad (18)$$

对于给定的状态,若光场  $U_i$  ( $i=1, 2$ ) 分量的涨落函数  $Q_i^{(0)}$  ( $i=1, 2$ ) 满足

$$Q_i^{(0)} = (\Delta U_i)^2 - 1/4 < 0 \quad (i=1 \text{ 或 } 2), \quad (19)$$

则称光场的  $U_i$  ( $i=1, 2$ ) 分量被压缩。

当系统处在(8)式给出的  $|\psi_{\text{RWA}}^{(1)}(t)\rangle$  态时,由(14)式和(15)式容易求得

$$U_1 = U_2 = 0, \quad (20)$$

$$U_1^2 = \frac{1}{4} [a_1^+ a_1 + a_2^+ a_2 + (a_1^+ a_2^+ e^{-i\omega_0 t} + a_1 a_2 e^{i\omega_0 t}) + 1] \quad (21)$$

$$U_2^2 = \frac{1}{4} [a_1^+ a_1 + a_2^+ a_2 - (a_1^+ a_2^+ e^{-i\omega_0 t} + a_1 a_2 e^{i\omega_0 t}) + 1] \quad (22)$$

在(21)式、(22)式中已经用到了共振条件  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_0$ 。由(8)式、(12)式、(13)式可以进一步得到

$$a_1^+ a_1 = a_2^+ a_2 = A_1 + A_2 + A_3 + A_4 + A_5 + A_6, \quad (23)$$

$$A_1 = -\{\cos^2(\theta/2) - 65 - 36\cos(2\epsilon t) - 27\cos(4\epsilon t) + 16\cos(2\epsilon t)\cosh(4r)\sin^2(\epsilon t) - 48\cosh(4r)\sin^2(\epsilon t) - 8\cosh(8r)\sin^4(\epsilon t) + 64\cosh(2r)\sin^2(2\epsilon t)\}\sinh^2 r \quad (8K), \quad (24a)$$

$$A_2 = -\{16\cosh r [\cos^2(\epsilon t) - \cosh(2r)\sin^2(\epsilon t)] \sin(2\epsilon t) \sin\theta \sin(\zeta - \varphi) \sinh^3 r\} K, \quad (24b)$$

$$A_3 = -\{2\sin^2(\epsilon t) - 2 - 6\cos(2\epsilon t) - 15\cosh(2r) - 9\cos(2\epsilon t)\cosh(2r) + 4\cosh(4r)\sin^2(\epsilon t) - 2\cosh(6r)\sin^2(\epsilon t)\}\sin^2(\theta/2)\sinh^4 r \quad K, \quad (24c)$$

$$A_4 = \{\cos^2(\theta/2)\cosh^2 r \sin^2(\epsilon t) [11 - 3\cos(2\epsilon t) + 20\cosh(4r) + 4\cos(2\epsilon t)\cosh(4r) + 2\cosh(8r)\sin^2(\epsilon t)]\} (2K), \quad (24d)$$

$$A_5 = \{\sin^2(\theta/2)\sinh^2 r [57 + 68\cos(2\epsilon t) + 3\cos(4\epsilon t) + 8\cosh(8r)\sin^4(\epsilon t) + 8\cosh(4r)\sin^2(2\epsilon t)]\} (8K), \quad (24e)$$

$$A_6 = -\{4\cosh r \sin(2\epsilon t) \sin\theta \sin(\zeta - \varphi) [\sinh r - \sinh(3r)]\} K. \quad (24f)$$

$$(24a) \sim (24f) \text{ 式中, } K = [3 + \cos(2\epsilon t) + 2\cosh(4r)\sin^2(\epsilon t)]^2, \quad (25)$$

$$\text{以及 } (a_1^+ a_2^+ e^{-i\omega_0 t} + a_1 a_2 e^{i\omega_0 t}) = B_1 + B_2 + B_3 + B_4 + B_5 + B_6 + B_7 + B_8, \quad (26)$$

其中

$$B_1 = -\{\cos^2(\theta/2)\cosh r \sinh r \cos[\{182\cos(\epsilon t) + 71\cos(3\epsilon t) + 3\cos(5\epsilon t) - 256\cos(\epsilon t)\cosh(2r)\sin^2(\epsilon t) + 64\cos^3(\epsilon t)\cosh(4r)\sin^2(\epsilon t) + 16\cos(\epsilon t)\cosh(8r)\sin^4(\epsilon t)\}]\} (8K), \quad (27a)$$

$$B_2 = \{\sin\theta \sin(2\zeta - \varphi) \cosh^2 r [2\sin(\epsilon t) + 28\cosh(2r)\sin^3(\epsilon t) + 4\cos(2\epsilon t)\cosh(2r)\sin^3(\epsilon t) - 16\cosh(4r)\sin^5(\epsilon t) + 8\cosh(6r)\sin^5(\epsilon t) + 19\sin(3\epsilon t) + \sin(5\epsilon t)] \sinh^2 r\} (2K), \quad (27b)$$

$$B_3 = \{\sin\theta\sin\varphi\sinh^2 r [ -32\cos^2(\epsilon t)\cosh(2r)\sin(\epsilon t) + 11\sin^3(\epsilon t) - 3\cos(2\epsilon t)\sin^3(\epsilon t) + 20\cosh(4r)\sin^3(\epsilon t) + 4\cos(2\epsilon t)\cosh(4r)\sin^3(\epsilon t) + 2\cosh(8r)\sin^5(\epsilon t) ]\} / (2K), \quad (27c)$$

$$B_4 = \{2\cos\zeta\cosh r\sin^2(\epsilon t) [ 14\cos(\epsilon t) + 2\cos(3\epsilon t) - 47\cos(\epsilon t)\cosh(2r) - \cos(3\epsilon t)\cosh(2r) + 8\cos(\epsilon t)\cosh(4r)\sin^2(\epsilon t) - 4\cos(\epsilon t)\cosh(6r)\sin^2(\epsilon t) ] \sin^2(\theta/2)\sinh^3 r\} / K, \quad (27d)$$

$$B_5 = -\{\sin\theta\sin\varphi [ 1 + \cosh(2r) ] \sin(\epsilon t) [ 32\cos^2(\epsilon t)\cosh(2r) + 11\sin^2(\epsilon t) - 3\cos(2\epsilon t)\sin^2(\epsilon t) + 20\cosh(4r)\sin^2(\epsilon t) + 4\cos(2\epsilon t)\cosh(4r)\sin^2(\epsilon t) + 2\cosh(8r)\sin^4(\epsilon t) ]\} / (4K), \quad (27e)$$

$$B_6 = -\{2\cos^2(\theta/2)\cos\zeta\cosh^3 r\sin^2(\epsilon t)\sinh r [ 14\cos(\epsilon t) + 2\cos(3\epsilon t) + 47\cos(\epsilon t)\cosh(2r) + \cos(3\epsilon t)\cosh(2r) + 8\cos(\epsilon t)\cosh(4r)\sin^2(\epsilon t) + 4\cos(\epsilon t)\cosh(6r)\sin^2(\epsilon t) ]\} / K, \quad (27f)$$

$$B_7 = -\{\sin^2(\theta/2)\cos(\epsilon t)\cos\zeta [ 57 + 68\cos(2\epsilon t) + 3\cos(4\epsilon t) + 128\cosh(2r)\sin^2(\epsilon t) + 8\cosh(8r)\sin^4(\epsilon t) + 8\cosh(4r)\sin^2(2\epsilon t) ] \cosh r \sinh r\} / (4K), \quad (27g)$$

$$B_8 = \{\sin\theta\sin(\epsilon t)\sin(2\zeta - \varphi)\sinh^2(2r) [ 11 + 20\cos(2\epsilon t) + \cos(4\epsilon t) - 14\cosh(2r)\sin^2(\epsilon t) - 2\cos(2\epsilon t)\cosh(2r)\sin^2(\epsilon t) - 8\cosh(4r)\sin^4(\epsilon t) - 4\cosh(6r)\sin^4(\epsilon t) ]\} / (4K), \quad (27h)$$

(27a)~(27h) 式中的  $K$  仍由 (25) 式给出。

由 (19) 式 ~ (27) 式可最终得出  $Q_i^{(0)}$  ( $i = 1, 2$ ) 的表达式并进一步对光场的压缩性质进行数值分析。数值计算结果表明, 在双模压缩真空场作用下的二能级原子确能辐射压缩光, 其压缩性质与腔场的初始压缩参数、原子的初始状态及原子-光场的耦合常数密切相关。

图 1(a)~图 1(c) 给出了原子初始状态分别为

激发态、基态和等几率叠加态时,  $Q_1^{(0)}$  的时间演化规律 ( $r = 1$ )。显然, 光场的压缩时间与原子-光场的耦合常数  $\epsilon$  成反比; 当原子初态为基态时, 光场的压缩时间最长, 而当原子初态为等几率相干叠加态时, 光场的压缩深度最深。图 1(d) 描述了  $Q_1^{(0)}$  与光场的初始压缩因子  $r$  的关系 ( $\theta = 0, \epsilon t = 6.28$ ), 它表明, 当  $r$  从零逐渐增大时, 光场的压缩程度由浅到深然后又由深到浅以至最终消失。

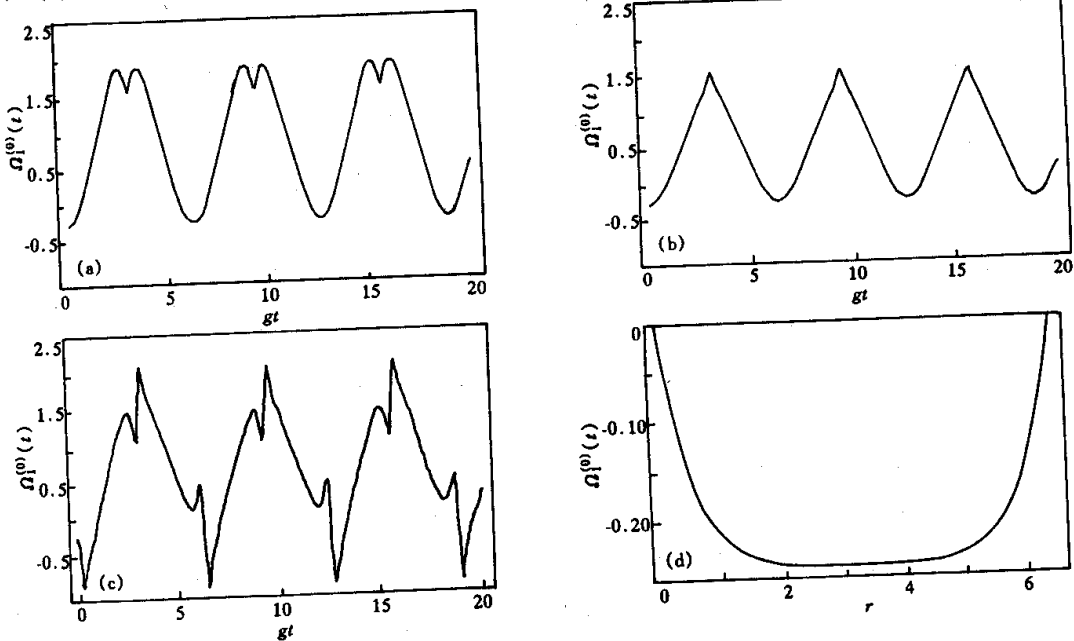


Fig. 1 The time evolution of  $Q_1^{(0)}$  for  $\varphi - \zeta = \pi/2$ . (a)  $r = 1, \theta = 0$ ; (b)  $r = 1, \theta = \pi$ ; (c)  $r = 1, \theta = \pi/2$ ; (d)  $\theta = 0, \epsilon t = 6.28$

作用系统的哈密顿量为

$$H = \omega_0 S_3 + \omega_1 a_1^+ a_1 + \omega_2 a_2^+ a_2 + \epsilon (a_1^+ a_2^+ S_- + a_1 a_2 S_+ + a_1^+ a_2^+ S_+ + a_1 a_2 S_-), \quad (28)$$

仍只考虑共振情形. 将系统的哈密顿量改写为

### 3 非旋波近似下光场的压缩性质

在非旋波近似下, 二能级原子与双模光场相互

$$H = H_0 + H_1, \quad (29)$$

其中

$$H_0 = \omega_0 S_3 + \omega_1 a_1^\dagger a_1 + \omega_2 a_2^\dagger a_2, \quad (30)$$

$$H_1 = \epsilon (a_1^\dagger a_2^\dagger S_- + a_1 a_2 S_+) + \epsilon (a_1^\dagger a_2^\dagger + S_+ + a_1 a_2 S_-), \quad (31)$$

(31)式中第二项为非旋波项. 在相互作用绘景中,  $H_1$  可表示为

$$H_1^I(t) = \epsilon (a_1^\dagger a_2^\dagger S_- + a_1 a_2 S_+) + \epsilon (a_1^\dagger a_2^\dagger S_+ e^{2i\omega_0 t} + a_1 a_2 S_- e^{-2i\omega_0 t}), \quad (32)$$

设  $t$  时刻系统状态演化为

$$|\psi^I(t)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} [a_n(t)|e, n, n\rangle + b_n(t)|g, n, n\rangle], \quad (33)$$

将(32)式和(33)式代入薛定谔方程

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\psi^I(t)\rangle = H_1^I(t) |\psi^I(t)\rangle, \quad (34)$$

得到

$$i \dot{a}_n(t) = \epsilon (n+1) b_{n+1}(t) + \epsilon n b_{n-1}(t) e^{2i\omega_0 t}, \quad (35)$$

$$i \dot{b}_n(t) = \epsilon n a_{n-1}(t) + \epsilon (n+1) a_{n+1}(t) e^{-2i\omega_0 t}. \quad (36)$$

将旋波近似下得到的(12)式、(13)式作为零级近似代入(35)式、(36)式右边,应用逐级迭代理论,精确到  $\epsilon/\omega_0$  的一次幂项,得

$$a_n(t) = a_n^{(0)}(t) + a_n^{(1)}(t), \quad (37)$$

$$b_n(t) = a_n^{(0)}(t) + b_n^{(1)}(t), \quad (38)$$

其中

$$a_n^{(1)}(t) = \frac{2n\epsilon\omega_0}{(n-1)^2\epsilon^2 - 4\omega_0^2} \times \{f_{n-1} \sin(\theta/2) e^{-i\varphi} [e^{2i\omega_0 t} \cos[(n-1)\epsilon t] - 1] - i f_{n-2} \cos(\theta/2) e^{2i\omega_0 t} \sin[(n-1)\epsilon t]\}, \quad (39)$$

$$b_n^{(1)}(t) = -\frac{\chi(n+1)\epsilon\omega_0}{(n+2)^2\epsilon^2 - 4\omega_0^2} \times \{f_{n+1} \cos(\theta/2) [e^{-2i\omega_0 t} \cos[(n+2)\epsilon t] - 1] - i f_{n+1} \sin(\theta/2) e^{-(2\omega_0 t + \varphi)} \sin[(n+2)\epsilon t]\}. \quad (40)$$

显然  $a_n^{(0)}(t)$  和  $b_n^{(0)}(t)$  反映由旋波近似下的实光子过程对几率幅的贡献,而  $a_n^{(1)}(t)$  和  $b_n^{(1)}(t)$  则表征由非旋波项所引起的虚光子过程对几率幅的影响,由于在实际问题中  $\epsilon/\omega_0 \ll 1$ ,与前者比较,非旋波项是一高阶无穷小量.

运用与在旋波近似下完全类似的方法,可求得非旋波近似下光场  $U_i (i = 1, 2)$  分量的涨落函数  $Q_1$  和  $Q_2$  解析表达式.通过数值计算,亦可对非旋波近似下光场的压缩性质进行分析.图 2(a)~

图 2(c)为原子初始状态分别为激发态、基态和等几率叠加态时,  $Q_1$  的时间演化规律 ( $\epsilon/\omega_0 = 0.1$ ).图 2(d)描述了  $Q_1$  与光场的初始压缩因子  $r$  的关系 ( $\theta = 0$ ).图中虚线和实线分别表示旋波近似和非旋波近似情形下的  $Q_1$ - $r$  关系.可以看出,  $r$  较大时,虚光子过程对光场的压缩具有明显的抑制作用,  $r$  越大,虚光子过程对光场压缩的抑制作用也就越强.

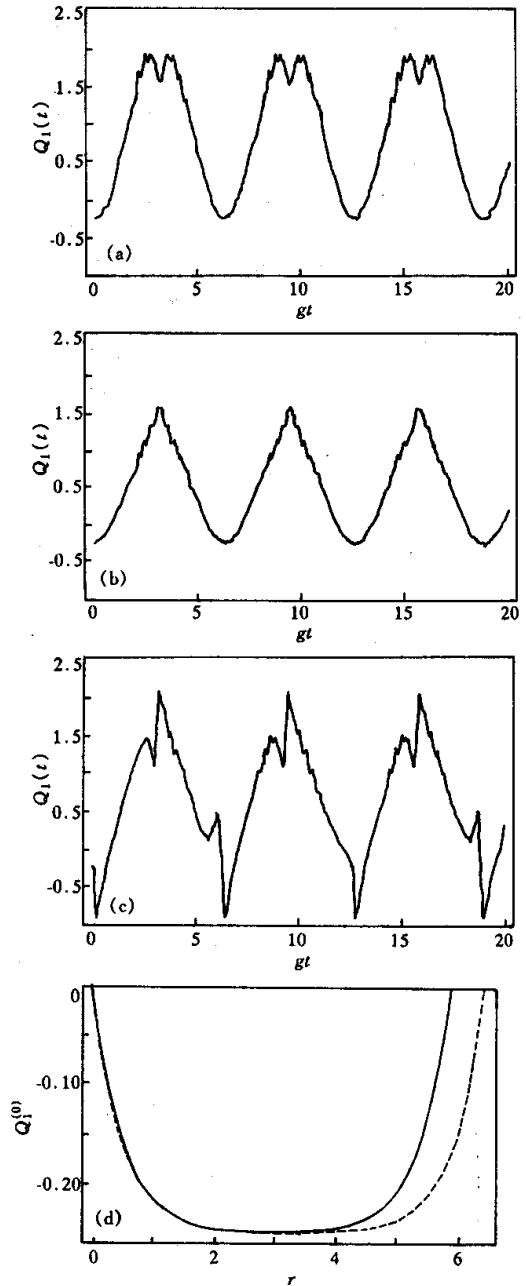


Fig. 2 The time evolution of  $Q_1$  for  $\varphi - \zeta = \pi/2$ . (a)  $r = 1, \theta = 0$ ; (b)  $r = 1, \theta = \pi$ ; (c)  $r = 1, \theta = \pi/2$ ; (d)  $\theta = 0, \epsilon t = 6.28$

仔细观察可以看到,在图 3(a)~图 3(c)中的曲线附加有一微小的快速振荡,这是虚光子过程产生的量子噪声。为了清楚地展示非旋波项对光场压缩效应的影响,不妨令

$$q_i = Q_i - Q_i^{(0)}, \quad (i = 1, 2), \quad (41)$$

显然,  $q_i$  ( $i = 1, 2$ ) 代表了虚光子过程对光场压缩的

贡献。图 3(a)~图 3(c)给出了原子初始状态分别为激发态、基态和等几率叠加态时,  $q_1$  的时间演化规律 ( $r=1, \epsilon/\omega_0=0.05$ )。图 3(d)~图 3(f)展示了  $q_1$  与  $r, \theta, \epsilon/\omega_0$  的关系,不难看出,虚光子过程对光场压缩的影响不仅与系统的初始状态有关,而且随  $\epsilon/\omega_0$  的增大而增强。

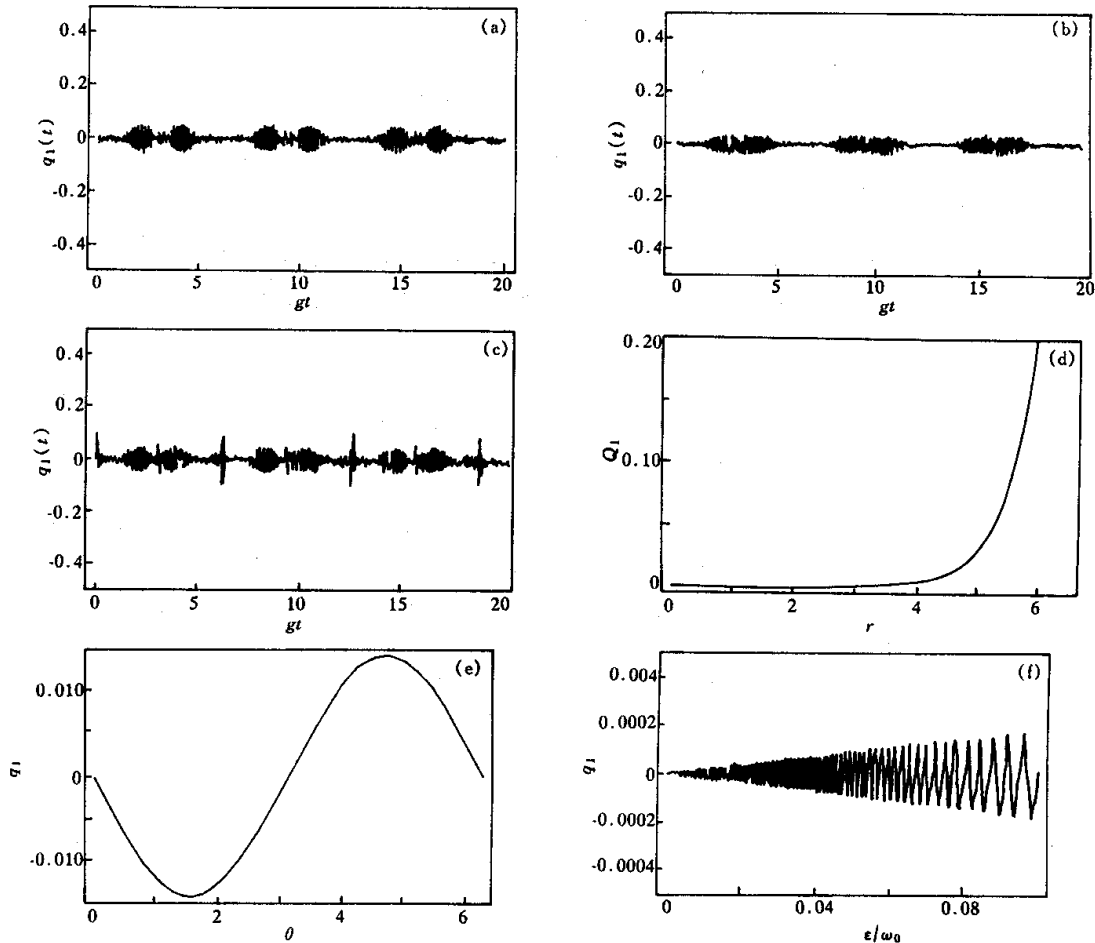


Fig. 3 The time evolution of  $q_1$  for  $\varphi - \zeta = \pi/2$ . (a)  $r=1, \theta=0$ ; (b)  $r=1, \theta=\pi$ ; (c)  $r=1, \theta=\pi/2$ ; (d)  $\theta=0, \epsilon t=6.28$ ; (e)  $r=1, \epsilon t=6.28$ ; (f)  $r=1, \theta=0, \epsilon t=6.28$

结论 本文分别在旋波近似和非旋波近似下研究了双模压缩真空场与二能级原子相互作用系统中光场的压缩特性。数值计算结果表明,在双模压缩真空场与二能级原子双光子跃迁相互作用系统中,光场呈现出周期性压缩现象,其压缩性质与系统初始状态参数密切相关:当原子初态为基态时,光场的压缩时间最长,而当原子初态为等几率相干叠加态时,光场的压缩深度最深;当光场初始压缩因子  $r$  从零开始逐渐增大时,光场的压缩深度经历一个由浅到

深然后又由深到浅以至最终消失的过程;而虚光子过程则对光场的压缩具有抑制作用并产生量子噪声,虚光子过程的这种影响与系统的初始状态及本身性质有关。

### 参 考 文 献

- [1] Yuen H P. Two-photon coherent of the radiation field. *Phys. Rev. (A)*, 1976, **13**(6) 2226~2243
- [2] London R, Knight P L. Squeezed light. *J. Mod. Opt.*, 1987, **34**(6/7):709~759
- [3] Peng Jinsheng, Li Gaoxiang. Influence of virtual-photon

- process on the squeezing of light in the two-photon Jaynes-Cummings model. *Phys. Rev. (A)*, 1993, **47**(4) 3167~3172
- [4] 郭光灿, 柴金华. 光泵三能级原子体系产生光子数压缩态. *物理学报*, 1991, **40**(6) 912~922
- [5] 李高翔, 彭金生. 论 Jaynes-Cummings 模型中原子偶极压缩和光场压缩间的关联. *物理学报*, 1995, **44**(10): 1670~1677
- [6] 郭红, 彭金生. 双模 Jaynes-Cummings 模型中原子偶极压缩和光场压缩间的关联. *光学学报*, 1998, **18**(2): 135~140
- [7] Hongck M L. Generation of higher order squeezing of quantum electromagnetic fields. *Phys. Rev. (A)*, 1985, **32**(2) 974~982
- [8] Hillery M. Amplitude squeezing of the electromagnetic field. *Phys. Rev. (A)*, 1987, **36**(8) 3796~3802
- [9] Yang Xiaoping, Zheng Xiping. Squeezing of square of the field amplitude in the multiphoton Jaynes-Cummings model. *Phys. Lett. (A)*, 1989, **138**(8) 409~411
- [10] Scully M O, Wodkiewicz K, Zubairy M S. Two-photon correlated-spontaneous-emission laser: Quantum noise quenching and squeezing. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, **60**(18/19): 1832~1835
- [11] Wodkiewicz K, Knight P L, Buckle S J *et al.*. Squeezing and superposition. *Phys. Rev. (A)*, 1987, **35**(6) 2567~2577
- [12] 彭金生, 李高翔. 近代量子光学导论. 北京: 科学出版社, 1996. 185~192

## Light Squeezing in the System of Two-Mode Squeezed Vacuum Field Interacting with a Two-Level Atom

Huang Chunjia Li Jiangfan Zhou Ming

(Department of Physics and Information Engineering, Changsha University of Electric Power, Changsha 410077)

(Received 21 March 2000; revised 3 July 2000)

**Abstract:** The squeezing of light in the system of two-mode squeezed vacuum field interacting with a two-level atom within and without the rotating-wave approximation by means of quantum theory is studied. The numerical results indicate that the light field is squeezed periodically. Moreover, the squeezing of light field is restrained by the virtual-photon process and relates to the initial state parameters and the properties of the system.

**Key words:** two-mode squeezed vacuum field; two-level atom; light squeezing; virtual-photon field effect