

# 虚光场效应对原子激光压缩性质的影响\*

赵建刚 孙长勇† 孟祥国 苏 杰

(聊城大学物理科学与信息工程学院, 聊城 252059)

(2008 年 12 月 20 日收到 2009 年 2 月 12 日收到修改稿)

在压缩真空态光场和二能级原子玻色-爱因斯坦凝聚体相互作用系统中, 应用全量子理论, 分别在旋波近似和非旋波近似下, 研究了原子激光的压缩特性以及原子本征频率、光场-原子的耦合系数、光场初始压缩因子以及虚光场对原子激光压缩特性的影响. 研究表明, 原子激光的两个正交分量均可被周期性压缩, 原子的本征频率决定了原子激光两个正交分量涨落的量子 Rabi 频率, 光场与原子的耦合系数决定了原子激光正交分量涨落的崩塌-回复振荡频率, 当光场初始压缩因子增大和考虑虚光场效应时, 原子激光正交分量的压缩深度均加深.

关键词: 玻色-爱因斯坦凝聚, 压缩真空态, 原子激光, 虚光场效应

PACC: 4250, 3280

## 1. 引 言

自从美国物理学家于 1995 年在实验室观察到具有弱相互作用的中性碱金属原子的玻色-爱因斯坦凝聚现象(Bose-Einstein condensation, 简称 BEC)以来<sup>[1-3]</sup>, 人们以极大的兴趣对原子激光的产生及其独特性质以及原子 BEC 与光场的相互作用进行了大量的实验和理论研究, 取得了一系列的研究成果<sup>[4-28]</sup>. 1997 年, Mewes 等<sup>[4]</sup>利用射频脉冲将初态处于捕获态的原子跃迁到非捕获态, 实现脉冲原子激光. 接着, 在原子激光的设计和放大方面取得了一系列的实验进展<sup>[5-8]</sup>, 这进一步引起和激发了人们对原子激光耦合输出及其独特性质的理论研究<sup>[9,10]</sup>. You 等<sup>[11]</sup>提出了一种普遍的原子与光子相互作用的量子场论, 不仅可用于超冷原子的量子统计性质, 而且可用于描写 BEC 的形成及其量子光学性质, 景辉等<sup>[13]</sup>进一步研究了压缩原子激光的量子动力学理论, 提出利用压缩相干光与原子 BEC 的相互作用可以产生压缩原子激光, 刘伍明等<sup>[14]</sup>运用逆散射的方法, 研究了一维光晶格中, 凝聚体原子间的相互作用对物质波干涉结果的影响, 并得到解析结果, 周明等<sup>[25]</sup>研究了原子间相互作用对光场与原子 BEC 相互作用系统中耦合输出的相干原子束压缩性

质的影响.

近年来, 人们对光场与原子 BEC 相互作用系统中量子光学性质的研究, 许多都采用旋波近似方法处理非经典光场与原子 BEC 之间的相互作用, 处理方法采用旋波近似, 而对其相互作用过程中的虚光场效应未作考虑<sup>[14,24,25,28]</sup>. 而大量的研究表明, 虚光子过程是光场与原子相互作用过程中的真实物理过程, 它可以导致相互作用过程中光场和原子量子特性的变化以及在物理过程中引起量子噪声<sup>[29-31]</sup>. 因此, 对光场与原子 BEC 相互作用系统中虚光场效应的研究是一个既有理论价值又有实际意义的课题, 越来越受到人们的关注. 本文应用全量子理论, 分别在旋波近似和非旋波近似下, 忽略非线性的原子间的相互作用<sup>[13]</sup>, 研究了压缩真空态光场与二能级原子 BEC 相互作用系统中原子激光的压缩特性. 通过数值计算, 得到了原子激光正交分量涨落的时间演化曲线, 并进一步讨论了原子的本征频率、光场初始压缩因子和虚光场对原子激光压缩性质的影响.

## 2. 旋波近似下原子激光的压缩性质

考虑二能级原子 BEC 与压缩真空态光场的相互作用系统. 在旋波近似下, 系统的哈密顿量为

$$H = \omega_0 b_2^\dagger b_2 + \omega_a a^\dagger a + g'(ab_1 b_2^\dagger + a^\dagger b_1^\dagger b_2) \quad (1)$$

\* 国家自然科学基金(批准号:10847143)和山东省自然科学基金(批准号:Q2007A01)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: sunchangyong@luc.edu.cn; zhaojiangang2007@sohu.com

式中  $b_i^\dagger$  和  $b_i$  ( $i = 1, 2$ ) 分别为原子第  $i$  个原子态的产生算符与湮灭算符,  $a^\dagger$  和  $a$  是压缩真空态光场的产生算符和湮灭算符,  $\omega_a$  为光场的圆频率,  $\omega_0$  为原子基态和激发态之间的本征跃迁圆频率,  $g'$  为原子和光场之间的耦合系数.

假定初始时刻所有原子均处于基态并发生 BEC, 激发态为真空态, 系统的态矢可表示为

$$|\psi(0)\rangle = |\alpha_1\rangle \otimes |\Phi(0)\rangle_s, \quad (2)$$

其中

$$|\Phi(0)\rangle_s = |0_2\rangle \otimes |0_g\rangle, \quad (3)$$

式中  $|\alpha_1\rangle$  表示在基态发生 BEC 的原子处于相干态<sup>[12]</sup>, 有  $b_1|\alpha_1\rangle = \sqrt{N_0}e^{-i\theta}|\alpha_1\rangle$ ,  $N_0$  为处于  $|\alpha_1\rangle$  的平均原子数, 而  $|0_2\rangle$  表示原子能级  $|2\rangle$  处于真空态,  $|0_g\rangle$  表示光场处于压缩真空态, 它是由压缩算符  $S(\xi) = \exp\left[\frac{1}{2}(-\xi a^{\dagger 2} + \xi^* a^2)\right]$  对真空场作用后形成的, 它使得光场的某一正交分量的量子噪声减小, 而另一分量的量子涨落增大, 其中  $\xi = re^{i\varphi}$ ,  $r$  为光场的初始压缩因子, 表示压缩程度. 在粒子数表象中, 压缩真空态的态函数可以表示为

$$|0_g\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} b_n |2n\rangle, \quad (4)$$

其中

$$b_n = \frac{1}{\sqrt{\cosh r}} \frac{(-e^{i\varphi} \tanh r)^n [(2n)!]^{1/2}}{n! 2^n}. \quad (5)$$

由于考虑的是弱光场, 为了使体系的运动方程便于求解, 我们可采用 Bogoliubov 近似, 即假定初始时刻处于 BEC 的原子数目很大, 以至于在与光场相互作用过程中基态原子数的缓慢变化可以忽略不计, 从而可以将体系哈密顿中的  $b_1^\dagger$  和  $b_1$  分别用  $\sqrt{N_0}e^{i\theta}$  和  $\sqrt{N_0}e^{-i\theta}$  代替, 令  $g = g'\sqrt{N_0}$ , 为简单起见, 只考虑共振情形, 即设  $\omega_a = \omega_0 = \omega$ , 同时为了便于书写方便将  $b_2$  写成  $b$ , 则  $H$  可简化为

$$H = \omega b^\dagger b + \omega a^\dagger a + g(ab^\dagger e^{-i\theta} + a^\dagger b e^{i\theta}), \quad (6)$$

由此我们得到关于  $a, b$  的海森堡方程为

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial t} a(t) &= [a(t), H] = \omega a(t) + g e^{i\theta} b(t), \\ i \frac{\partial}{\partial t} b(t) &= [b(t), H] = \omega b(t) + g e^{-i\theta} a(t). \end{aligned} \quad (7)$$

解以上方程组得

$$a(t) = \cos(gt) a(0) e^{-i\omega t} - i \sin(gt) e^{i\theta} b(0) e^{-i\omega t}, \quad (8)$$

$$b(t) = -i \sin(gt) e^{-i\theta} a(0) e^{-i\omega t} + \cos(gt) b(0) e^{-i\omega t}. \quad (9)$$

为了研究原子激光的压缩效应, 定义原子激光的两个缓变的正交分量算符<sup>[32]</sup>为

$$U_1 = \frac{1}{2}(b + b^\dagger), \quad (10)$$

$$U_2 = \frac{1}{2i}(b - b^\dagger). \quad (11)$$

$U_1, U_2$  满足下列对易关系:

$$[U_1, U_2] = \frac{i}{2}, \quad (12)$$

相应的不确定关系为

$$(\Delta U_1)(\Delta U_2) \geq 1/16. \quad (13)$$

引入

$$Q_i = (\Delta U_i)^2 - \frac{1}{4} \quad (i = 1, 2). \quad (14)$$

若在某一状态下,  $Q_i < 0$  ( $i = 1, 2$ ), 则表示原子激光的第  $i$  个正交分量的量子噪声被压缩. 当系统处于 (2) 式所描述的状态时, 利用 (9) 式可得

$$b(t) = 0, \quad (15)$$

$$b^\dagger(t) = e^{-(2\theta - \varphi + 2\omega t)} \sin^2(gt) \sinh r \cosh r, \quad (16)$$

$$b^\dagger(t) b(t) = \sin^2(gt) \sinh^2 r. \quad (17)$$

将 (15)–(17) 代入 (14) 式得

$$\begin{aligned} Q_{RW1} &= \frac{1}{2} \sin^2(gt) [\cos(2\theta - \varphi + 2\omega t) \\ &\quad \times \sinh r \cosh r + \sinh^2 r], \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} Q_{RW2} &= \frac{1}{2} \sin^2(gt) [\cos(2\theta - \varphi + 2\omega t) \\ &\quad \times \sinh r \cosh r - \sinh^2 r]. \end{aligned} \quad (19)$$

从 (18) 和 (19) 式不难看出, 光场的两个正交分量的涨落均随时间周期性地变化, 并且  $Q_{RWi}$  ( $i = 1, 2$ ) 含有频率分别为  $2\omega$  和  $2g$  的两种振荡, 前者是由原子频繁发射和吸收光子造成的量子 Rabi 振荡, 后者表征原子与光场相互作用所引起的崩塌-回复效应. 当

$$\cos(2\theta - \varphi + 2\omega t) < -\tanh r \quad (20)$$

时, 有  $Q_{RW1} < 0, Q_{RW2} < 0$ , 即原子激光的  $U_1$  和  $U_2$  分量都能被压缩. 当

$$-\tanh r < \cos(2\theta - \varphi + 2\omega t) < \tanh r \quad (21)$$

时, 有  $Q_{RW1} > 0, Q_{RW2} < 0$ , 即原子激光的  $U_2$  分量被压缩, 而  $U_1$  不能被压缩. 当

$$\cos(2\theta - \varphi + 2\omega t) > \tanh r \quad (22)$$

时, 有  $Q_{RW1} > 0, Q_{RW2} > 0$ , 即原子激光的  $U_1$  和  $U_2$  分量都不能被压缩. 在此我们不妨选取  $2\theta - \varphi = 0$ , 则

由(20)–(22)式可知,当

$$\begin{aligned} & \frac{(2n-1)\pi - \arccos(\tanh r)}{2\omega} < t \\ & < \frac{(2n-1)\pi + \arccos(\tanh r)}{2\omega} \end{aligned} \quad (23)$$

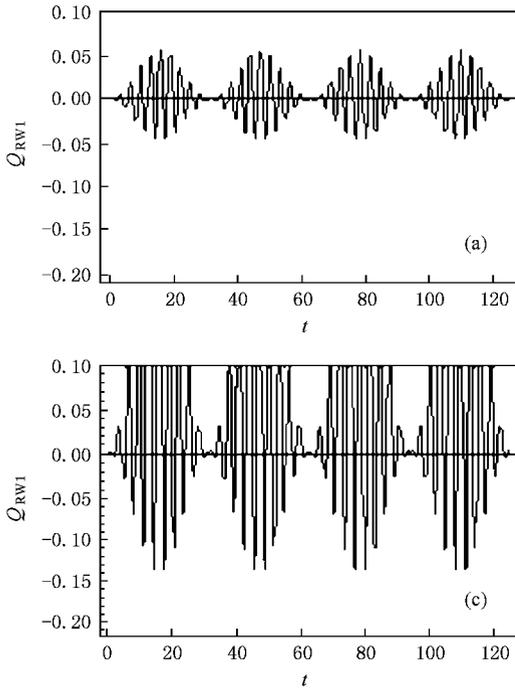
时,原子激光的  $U_1$  和  $U_2$  分量都能被压缩;当

$$\begin{aligned} & \frac{2n\pi + \arccos(\tanh r)}{2\omega} < t \\ & < \frac{\chi(n+1)\pi - \arccos(\tanh r)}{2\omega} \end{aligned} \quad (24)$$

或者

$$\begin{aligned} & \frac{\chi(n-1)\pi + \arccos(\tanh r)}{2\omega} < t \\ & < \frac{2n\pi - \arccos(\tanh r)}{2\omega} \end{aligned} \quad (25)$$

时,原子激光的  $U_2$  分量被压缩,而  $U_1$  不能被压缩;



当

$$\begin{aligned} & \frac{2n\pi - \arccos(\tanh r)}{2\omega} < t \\ & < \frac{2n\pi + \arccos(\tanh r)}{2\omega} \end{aligned} \quad (26)$$

时,原子激光的  $U_1$  和  $U_2$  分量都不能被压缩. 由此可以看出,当  $2\theta - \varphi = 0$  时原子激光两个正交分量能否被压缩,完全取决于光场的初始压缩因子. 为了充分说明光场的初始压缩因子对原子激光正交分量压缩性质的影响,我们借助于数值计算得出  $Q_{RW1}$  和  $Q_{RW2}$  随时间的演化曲线,由于  $Q_{RW1}$  和  $Q_{RW2}$  的结果类似,这里只给出  $Q_{RW1}$  的时间演化曲线(见图1). 由图1可以看出,随着光场初始压缩因子的增大,原子激光正交分量的压缩深度逐渐加深,而其周期未受影响.

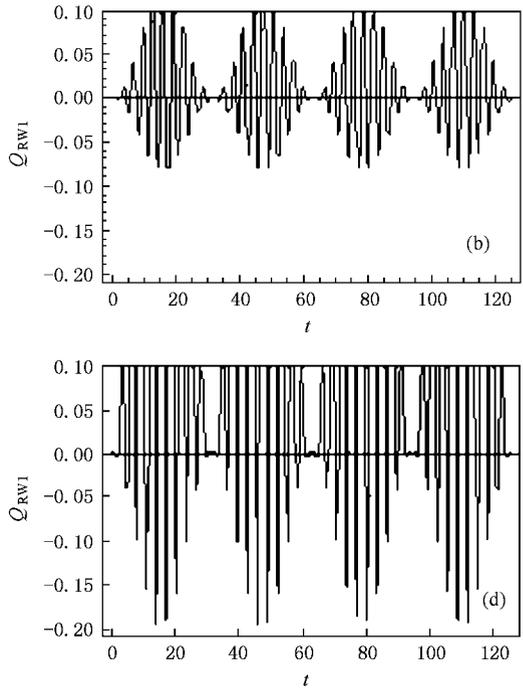


图1 不同光场初始压缩因子下  $Q_{RW1}$  随时间的演化曲线  $\omega=1.0, g=0.1$ . (a)  $r=0.1$  (b)  $r=0.2$  (c)  $r=0.4$  (d)  $r=0.8$

### 3. 非旋波近似下原子激光的压缩性质

在非旋波近似下,二能级原子 BEC 与压缩真空态光场相互作用系统的哈密顿量为

$$\begin{aligned} H = & \omega_0 b_2^\dagger b_2 + \omega_a a^\dagger a \\ & + g(ab_1 b_2^\dagger + a^\dagger b_1^\dagger b_2 + ab_1^\dagger b_2 + a^\dagger b_1 b_2^\dagger) \end{aligned} \quad (27)$$

我们仍然只考虑共振的情况,利用(1)式的化简方法,并令  $\theta=0$ ,将系统的哈密顿化简为

$$H = \omega b^\dagger b + \omega a^\dagger a + g(ab^\dagger + a^\dagger b + ab + a^\dagger b^\dagger), \quad (28)$$

由上式我们可以得出以下关于  $b, a, b^\dagger, a^\dagger$  的海森堡方程的矩阵形式:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} b(t) \\ a(t) \\ b^\dagger(t) \\ a^\dagger(t) \end{pmatrix}$$

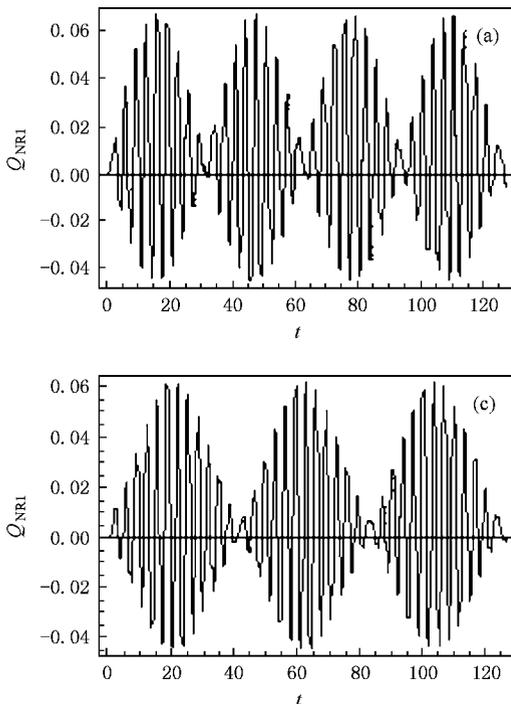
$$= \begin{pmatrix} \omega & g & 0 & g \\ g & \omega & g & 0 \\ 0 & -g & -\omega & -g \\ -g & 0 & -g & -\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b(t) \\ a(t) \\ b^\dagger(t) \\ a^\dagger(t) \end{pmatrix}. \quad (29)$$

利用系数矩阵的对角化技术,上述方程可以严格求解,其解如下:

$$\begin{aligned} b(t) &= \gamma_1 b(0) + \gamma_2 b^\dagger(0) + \gamma_3 a(0) + \gamma_4 a^\dagger(0) \\ a(t) &= \gamma_1 a(0) + \gamma_2 a^\dagger(0) + \gamma_3 b(0) + \gamma_4 b^\dagger(0), \end{aligned} \quad (30)$$

其中

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \frac{1}{2} \left( \cos(\lambda_1 t) + \cos(\lambda_2 t) - \frac{i(\omega - g)}{\lambda_1} \sin(\lambda_1 t) \right. \\ &\quad \left. - \frac{i(\omega + g)}{\lambda_2} \sin(\lambda_2 t) \right), \\ \gamma_2 &= \frac{ig}{2} \left( \frac{\sin(\lambda_1 t)}{\lambda_1} - \frac{\sin(\lambda_2 t)}{\lambda_2} \right), \\ \gamma_3 &= \frac{1}{2} \left( -\cos(\lambda_1 t) + \cos(\lambda_2 t) + \frac{i(\omega - g)}{\lambda_1} \sin(\lambda_1 t) \right. \\ &\quad \left. - \frac{i(\omega + g)}{\lambda_2} \sin(\lambda_2 t) \right), \\ \gamma_4 &= -\frac{ig}{2} \left( \frac{\sin(\lambda_1 t)}{\lambda_1} + \frac{\sin(\lambda_2 t)}{\lambda_2} \right), \\ \lambda_1 &= \sqrt{\omega^2 - 2\omega g}, \\ \lambda_2 &= \sqrt{\omega^2 + 2\omega g}. \end{aligned}$$



利用与旋波近似完全类似的方法,可求得非旋波近似下原子激光正交分量  $U_i(t)$  ( $i=1, 2$ ) 的涨落函数  $Q_{NRi}(t)$  ( $i=1, 2$ ) 的解析表达式如下:

$$\begin{aligned} Q_{NR1} &= \frac{1}{2} \sinh^2 r (\gamma_3 + \gamma_4^* (\gamma_3^* + \gamma_4) \\ &\quad - \frac{1}{4} \sinh r \cosh r [e^{i\varphi} (\gamma_3 + \gamma_4^*) \\ &\quad + e^{-i\varphi} (\gamma_3^* + \gamma_4)] \\ &\quad + \frac{1}{4} (\gamma_1 \gamma_2 + \gamma_1^* \gamma_2^* + \gamma_3 \gamma_4 \\ &\quad + \gamma_3^* \gamma_4^* + 2\gamma_2 \gamma_2^* + 2\gamma_4 \gamma_4^*)), \quad (31) \\ Q_{NR2} &= -\frac{1}{2} \sinh^2 r (\gamma_3 - \gamma_4^* (\gamma_4 - \gamma_3^*) \\ &\quad + \frac{1}{4} \sinh r \cosh r [e^{i\varphi} (\gamma_3 - \gamma_4^*) \\ &\quad + e^{-i\varphi} (\gamma_3^* - \gamma_4)] \\ &\quad - \frac{1}{4} (\gamma_1 \gamma_2 + \gamma_1^* \gamma_2^* + \gamma_3 \gamma_4 \\ &\quad + \gamma_3^* \gamma_4^* - 2\gamma_2 \gamma_2^* - 2\gamma_4 \gamma_4^*)). \quad (32) \end{aligned}$$

由于(31) (32)式比较复杂,很难直接看出  $Q_{NR1}, Q_{NR2}$  随时间的演化规律,我们借助于数值计算对非旋波近似下原子激光的压缩性质进行分析.由于  $Q_{NR1}, Q_{NR2}$  的函数关系具有对称性,我们只给出  $Q_{NR1}$  随时间的演化曲线(见图2).由图2可以看出,在非旋波近似下,  $Q_{NR1}$  随时间作周期性地变化,且与

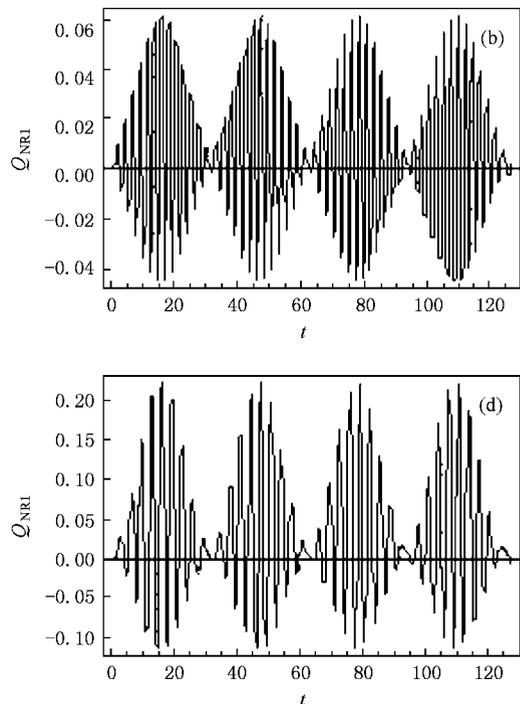


图2  $Q_{NR1}$  随时间的演化曲线 (a)  $\omega=1.0, g=0.1, r=0.1$  (b)  $\omega=1.4, g=0.1, r=0.1$  (c)  $\omega=1.0, g=0.075, r=0.1$ ; (d)  $\omega=1.0, g=0.1, r=0.3$

$Q_{\text{RWI}}$  类似也含有量子 Rabi 振荡和崩塌-回复现象两种形式的振荡,在一定的条件下, $U_1$  分量可被周期性压缩.由图 2(a)(b)比较还可以看出,原子发射和吸收光子造成的量子 Rabi 振荡频率随着原子本征跃迁频率  $\omega$  的增大而增大,而崩塌-回复振荡的频率不变;由图 2(a)(c)比较可以看出,当原子与光场的耦合系数减小时,崩塌-回复振荡的频率随之减小,而系统的量子 Rabi 振荡频率不变;由图 2(a),(d)比较可以看出,当压缩真空态光场的初始压缩因子增大时,两种振荡的频率基本不变, $U_1$  的压缩深度明显加深.由以上分析可以看出,原子激光正交分量的压缩深度完全取决于光场的初始压缩因子的大小.

#### 4. 虚光场效应对系统原子激光压缩性质的影响

为了充分说明虚光场效应对二能级原子 BEC 与压缩真空态光场相互作用系统中原子激光压缩性质的影响,我们下面给出了  $Q_{\text{NRI}}$  和  $\Delta Q (= Q_{\text{NRI}} - Q_{\text{RWI}})$  随时间演化的曲线(见图 3).由图 3(b)可以看出由非旋波项引起的虚光场效应反映在曲线上,即在旋波近似下量子 Rabi 振荡的基础上附加一个

类似崩塌-回复现象的振荡.和图 3(a)比较可以看出这种振荡的幅值相对于  $Q_{\text{NRI}}$  的幅值较小;但是由图 3(b)(c)比较可以看出随着光场-原子间的耦合系数的增大,虚光场效应随之增大,因此当光场较强时,不能采用旋波近似忽略虚光场效应;在图 3(d)中,我们给出了同一坐标中的  $Q_{\text{NRI}}, Q_{\text{RWI}}$  随时间的演化曲线,由此可以看出,虚光场效应使得原子激光正交分量的压缩深度变深.这一效应是由于在原子 BEC 与光场相互作用系统中虚光子过程和实光子过程相互干涉引起的,这与文献[29]结果一致.

#### 5. 结 论

本文分别在旋波近似和非旋波近似下,运用全量子理论和 Bogoliubov 近似,研究了压缩真空态光场与二能级原子 BEC 相互作用系统中原子激光的压缩特性,讨论了原子本征频率、光场与原子的耦合系数、光场初始压缩因子以及虚光场对系统原子激光压缩性质的影响.结果表明,在压缩真空态光场与二能级原子 BEC 相互作用系统中,原子激光的两个正交分量均可被周期性压缩,原子的本征频率  $\omega_0$  决定了原子激光两个正交分量涨落的量子 Rabi 频率,光场与原子的耦合系数  $g'$  决定了原子激光涨落

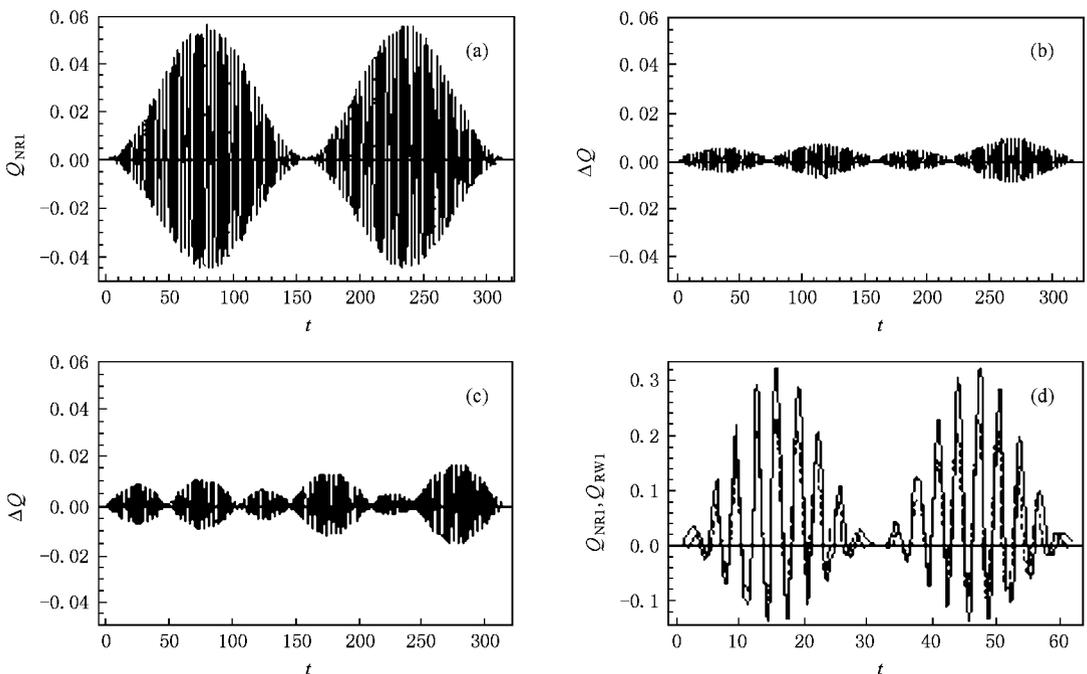


图 3  $Q_{\text{NRI}}, Q_{\text{RWI}}$  和  $\Delta Q$  随时间的演化曲线 (a) 当参数  $\omega = 1.0, g = 0.02, r = 0.1$  时,  $Q_{\text{NRI}}$  随时间的演化曲线 (b) 当参数  $\omega = 1.0, g = 0.02, r = 0.1$ ,  $\Delta Q$  随时间的演化曲线 (c) 当参数  $\omega = 1.0, g = 0.03, r = 0.1$ ,  $\Delta Q$  随时间的演化曲线; (d) 当  $\omega = 1.0, g = 0.1, r = 0.4$  时,  $Q_{\text{NRI}}$ (实线) 和  $Q_{\text{RWI}}$ (虚线) 随时间的演化曲线

的崩塌-回复振荡频率;当压缩真空态光场的初始压缩因子  $r$  增大时,原子激光正交分量的压缩深度变深,考虑虚光场效应时,原子激光正交分量的压缩深

度也变深,在光场较弱时,虚光场效应比较小,可以采用旋波近似,在光场较强时,虚光场效应明显增大,不能忽略虚光场效应采用旋波近似.

- [ 1 ] Anderson M H , Enscher J R , Methews M R , Wieman C E , Cornell E A 1995 *Science* **269** 198
- [ 2 ] Davis K B , Mewes M O 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969
- [ 3 ] Bradley C C , Sackett C A , Tollett J J , Hulet R G 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1687
- [ 4 ] Mewes M O , Andrews M R , Kurn D M , Durfee D S , Townsend C G , Ketterle W 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 582
- [ 5 ] Anderson B P , Kasevich M A 1998 *Science* **282** 1686
- [ 6 ] Hagley E W , Deng L , Kozuma M , Wen J , Helmerson K , Rolston S L , Phillips W D 1999 *Science* **283** 1706
- [ 7 ] Bloch I , Hansch T W , Esslinger T 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3008
- [ 8 ] Kozuma M , Suzuki Y , Torii Y , Sugiura T , Kuga T , Hagley E W , Deng L 1999 *Science* **286** 2309
- [ 9 ] Moy G M , Savage C M 1997 *Phys. Rev. A* **56** 1087
- [ 10 ] Steck H , Naraschevski M , Wallis H 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 1
- [ 11 ] You L , Lewenstein M , Cooper J 1995 *Phys. Rev. A* **5** 4712
- [ 12 ] Sun C P , Zhan H , Miao Y X , Li J 1998 *Commun. Theor. Phys.* **29** 161
- [ 13 ] Jing H , Chen J L , Ge M L 2001 *Phys. Rev. A* **63** 015601
- [ 14 ] Liu W M , Wu B , Niu Q 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2294
- [ 15 ] Yin J P , Gao W J , Hu J J , Wang Y Q 2002 *Opt. Commun.* **206** 99
- [ 16 ] Yu Z X , Jiao Z Y , Jin S , Wang J S 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 330
- [ 17 ] Kuang L M , Ouyang Z W 2000 *Phys. Rev. A* **61** 023604
- [ 18 ] Ji A C , Liu W M , Song J L , Zhou F 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 010402
- [ 19 ] Wu Y , Yang X X 2004 *Opt. Lett.* **29** 839
- [ 20 ] Yang W F , Gong S Q , Li R X , Xu Z Z 2006 *Phys. Rev. A* **74** 013407
- [ 21 ] Haine S A , Olsen M K , Hope J J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 133601
- [ 22 ] Lignier H , Sias C , Ciampini D , Singh Y , Zenessini A , Morsch O , Arimondo E 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 220403
- [ 23 ] Zhang J M , Liu W M , Zhou D L 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033620
- [ 24 ] Huang C J , Fang J Y , He H Y , Kong F Z , Zhou M 2008 *Physica A* **387** 3449
- [ 25 ] Zhou M , Huang C J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 54 ( in Chinese ) [ 周明、黄春佳 2004 物理学报 **53** 0054 ]
- [ 26 ] Huang J S , Chen H F , Xie Z W 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3435 ( in Chinese ) [ 皇劲松、陈海峰、谢征微 2008 物理学报 **57** 3435 ]
- [ 27 ] Zong F D , Zhang J F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2658 ( in Chinese ) [ 宗丰德、张解放 2008 物理学报 **57** 2658 ]
- [ 28 ] Zhou Y X , Xia Q F , Sun C Y 2008 *J. At. Mol. Phys.* **25** 633 ( in Chinese ) [ 周玉欣、夏庆峰、孙长勇 2008 原子与分子物理学报 **25** 633 ]
- [ 29 ] Peng J S , Li G X 1993 *Acta Phys. Sin.* **42** 568 ( in Chinese ) [ 彭金生、李高翔 1993 物理学报 **42** 568 ]
- [ 30 ] Liu S Q , Guo Q , Tao X Y , Fu C H 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1481 ( in Chinese ) [ 刘三秋、郭琴、陶向阳、付传鸿 1998 物理学报 **47** 1481 ]
- [ 31 ] Li Y P , Xia Y J , He J Y 2005 *J. At. Mol. Phys.* **22** 551 ( in Chinese ) [ 李永平、夏云杰、贺金玉 2005 原子与分子物理学报 **22** 551 ]
- [ 32 ] Peng J S , Li G X 1996 *Introduction to Quantum Optics* ( Beijing : Science Press ) p165 ( in Chinese ) [ 彭金生、李高翔 1996 量子光学导论(北京:科学出版社)第165页]

# Influence of the virtual photon field on the squeezing properties of atom laser<sup>\*</sup>

Zhao Jian-Gang Sun Chang-Yong<sup>†</sup> Meng Xiang-Guo Su Jie

(*School of Physics Science and Information Technology, Liaocheng University, Liaocheng 252059, China*)

(Received 20 December 2008 ; revised manuscript received 12 February 2009)

## Abstract

The squeezing properties of atom laser are investigated with and without rotating-wave approximation by means of quantum theory in the system of optical field interacting with Bose-Einstein condensate of two-level atoms. The influences of the atomic eigenfrequency, the interaction intensity between optical field and atoms, the initial squeezing factor of optical field and the virtual photon field on the squeezing properties are discussed. The results show that two quadrature components of atom laser can be squeezed periodically. The quantum Rabi frequency and the collapse and revival frequency of atom laser fluctuation depend on the atomic eigenfrequency and the interaction intensity between optical field and atoms respectively. When the initial squeezing factor of optical field increases and the virtual photon field is considered, the degree of squeezing of the atom laser also increases.

**Keywords** : Bose-Einstein condensate, squeezing vacuum state, atom laser, virtual photon field

**PACC** : 4250, 3280

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10847143 ) and the Natural Science Foundation of Shandong Province, China ( Grant No. Q2007A01 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : sunchangyong@lcu.edu.cn ; zhaojiangang2007@sohu.com