

# 原子玻色-爱因斯坦凝聚体对光场压缩特性的影响

周 明 黄春佳\*

(长沙理工大学物理与电子科学学院, 湖南 长沙 410076)

**摘要** 运用全量子理论,研究了单模压缩相干态光场与  $\Xi$  型三能级原子玻色-爱因斯坦凝聚体(BEC)相互作用系统中光场的压缩特性。结果表明:光场在与原子 BEC 相互作用过程中呈现周期性压缩, BEC 原子能级的初始占据率对光场的压缩特性具有重要影响,光场压缩的振荡周期与光场圆频率有关。当初始时刻原子全部处于基态时,光场压缩呈现规则的周期性振荡。而当初始时刻激发态上有原子占据时,光场压缩的时间演化曲线产生明显的畸变,且这种畸变随初始时刻激发态原子占据率的增大而增大。激发态原子占据率还对光场的最大压缩深度有一定的影响,激发态原子占据率较大时,光场的最大压缩深度也较大。

**关键词** 量子光学; 玻色-爱因斯坦凝聚; 光场的压缩特性; 压缩相干态光场; 三能级原子

**中图分类号** O431.2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20092904.1096

## Influence of An Atomic Bose-Einstein Condensate on Squeezing Properties of Light

Zhou Ming Huang Chunjia\*

(*School of Physics and Electron Science, Changsha University of Science and Technology, Changsha, Hunan 410076, China*)

**Abstract** The squeezing properties of the single-mode squeezing coherent light interacting with a three-level  $\Xi$ -scheme atomic Bose-Einstein condensate (BEC) are studied by means of quantum theory. The results show that the fluctuation of the light field can be squeezed periodically. The initial occupancy of the BEC atomic levels has great influence on the squeezing properties of light and the period of oscillation of the squeezing is relating to the circle frequency of the light. If all the BEC atoms are in the ground state at the initial moment, the squeezing of light appears regular periodicity. However, if some of the atoms are in the excited states at the initial moment, the distortion of the squeezing periodicity of light will emerges obviously, and this distortion is growing with the increase of the excited state's occupancy. The occupancy of the excited states also influences the squeezing depth of light. The greater the occupancy of the excited states is, the deeper the squeezing.

**Key words** quantum optics; bose-einstein condensation; squeezing properties of light; squeezing coherent light; three-level atom

## 1 引 言

早在 1924 年,爱因斯坦在理论上就预言,当温度足够低时理想玻色子就会出现玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)。1995 年,美国科学家在实验室观察到了中性碱金属原子的玻色-爱因斯坦凝聚<sup>[1~3]</sup>。此后人们对 BEC 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,取得了一系列成果<sup>[4~22]</sup>。众所周知,光场与原子的相互作用在原子冷却、BEC 制备和探测过程中起着十分关键的作用。不言而喻,深入研究光场在与原子 BEC 相互作用过程中的量子特性无疑具有重要的理论意义和实用价值。本文在文献[9,10]的基础

收稿日期: 2008-06-12; 收到修改稿日期: 2008-09-22

作者简介: 周 明(1956—),女,教授,主要从事量子光学、原子与分子物理等方面的研究。E-mail: zhoumtr@126.com

\* 通信联系人。E-mail: hcjcsust@126.com

上,考虑原子间的相互作用并保留系统动力学方程中的非线性项,针对不同的原子初态,研究了单模压缩相干态光场与 $\Xi$ 型三能级原子 BEC 相互作用系统中光场的压缩特性,着重讨论了 BEC 原子的能级布居情况及光场初始压缩因子对光场压缩性质的影响。

## 2 系统哈密顿量与光场算符

假设一原子阱中有相当数量的超冷 $\Xi$ 型三能级原子发生玻色-爱因斯坦凝聚,一束圆频率为 $\omega$ 的单模压缩光通过该原子阱并与其中的原子玻色-爱因斯坦凝聚体相互作用,如图 1 所示。计入原子间的相互作用,系统的哈密顿量可表示为

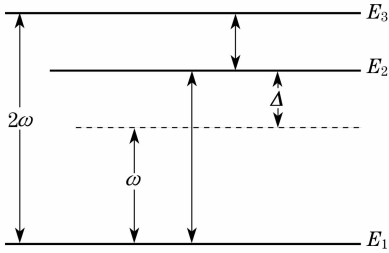


图 1  $\Xi$ 级联型三能级原子与光场耦合系统

Fig.1 System of three-level  $\Xi$ -scheme atoms coupled to light field

$$H = H_F + H_A + H_{FA} + H_{AA}, \quad (1)$$

其中 $H_F$ 为自由场的哈密顿量:

$$H_F = \omega a^\dagger a, \quad (2)$$

$H_A$ 为裸原子的哈密顿量(取 $E_1=0$ ):

$$H_A = E_2 b_2^\dagger b_2 + E_3 b_3^\dagger b_3, \quad (3)$$

$H_{FA}$ 为光场与原子相互作用哈密顿量(取旋波近似):

$$H_{FA} = \epsilon_1 (a^\dagger b_1^\dagger b_2 + ab_1 b_2^\dagger) + \epsilon_2 (a^\dagger b_2^\dagger b_3 + ab_2 b_3^\dagger), \quad (4)$$

$H_{AA}$ 为原子间相互作用哈密顿量:

$$H_{AA} = \sum_{\substack{i,j,k,l=1 \\ (i \leq j)}}^3 U_{i,j,k,l} b_i^\dagger b_j^\dagger b_k b_l \delta_{i+j,k+l} = \Omega_{11} b_1^\dagger b_1^\dagger b_1 b_1 + \Omega_{22} b_2^\dagger b_2^\dagger b_2 b_2 + \Omega_{33} b_3^\dagger b_3^\dagger b_3 b_3 + \Omega_{12} b_1^\dagger b_2^\dagger b_1 b_2 + \Omega_{21} b_2^\dagger b_1^\dagger b_2 b_1 + \Omega_{13} b_1^\dagger b_3^\dagger b_1 b_3 + \Omega_{31} b_3^\dagger b_1^\dagger b_3 b_1 + \Omega_{23} b_2^\dagger b_3^\dagger b_2 b_3 + \Omega_{32} b_3^\dagger b_2^\dagger b_3 b_2. \quad (5)$$

(2)~(5)式中, $a^\dagger$ 和 $a$ 分别为光场光子的产生算符和湮没算符, $b_j^\dagger$ 和 $b_j$ 分别表示在第 $j$ ( $j=1,2,3$ )个能级上原子的产生算符和湮没算符, $\omega$ 为光场圆频率, $E_j$ 表示原子第 $j$ ( $j=1,2,3$ )个能级的能量(取 $E_1=0$ ), $\epsilon_1$ 和 $\epsilon_2$ 表示光场与原子相互作用强度。(5)式中, $\Omega_{ij} b_i^\dagger b_j^\dagger b_i b_j = \Omega_{ij} (b_i^\dagger b_i) (b_j^\dagger b_j)$ ,前三项代表处于同一能级上的原子之间的相互作用能量,后三项代表处于不同能级上的原子之间的相互作用能量, $\Omega_{ij}$ ( $i,j=1,2,3$ )表示原子间相互作用强度。为简便计,在以下讨论中设 $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$ , $\Omega_{ij} = \Omega$ 。

本文仅讨论弱光场情形,并采用熟知的博戈留波夫(Bogoliubov)近似<sup>[23]</sup>,即假定初始时刻处于玻色爱因斯坦凝聚态的原子数目很大,以至于在与光场相互作用的过程中基态原子数的缓慢变化可以忽略不计,从而可以将系统哈密顿量中的 $b_1$ 和 $b_1^\dagger$ 分别用 $\sqrt{N_1} e(-i\theta)$ 和 $\sqrt{N_1} e(i\theta)$ 替代。考虑到处于 $E_2, E_3$ 能级的原子数远小于处于玻色爱因斯坦凝聚态的原子数( $N_1 \gg N_2, N_3$ )且稀薄气体中原子间的相互作用很小,故可略去(5)式中 $\Omega_{22} b_2^\dagger b_2^\dagger b_2 b_2$ , $\Omega_{33} b_3^\dagger b_3^\dagger b_3 b_3$ 和 $\Omega_{23} b_2^\dagger b_3^\dagger b_2 b_3$ 三项。为简便计,取 $\theta=0$ 。系统哈密顿量简化为

$$H = \omega a^\dagger a + (E_2 + 2\Omega N_1) b_2^\dagger b_2 + (E_3 + 2\Omega N_1) b_3^\dagger b_3 + \epsilon \sqrt{N_1} (a^\dagger b_2 + ab_2^\dagger) + \epsilon (a^\dagger b_2^\dagger b_3 + ab_2 b_3^\dagger) + N_1^2 \Omega. \quad (6)$$

采用逐级迭代法求解系统的海森伯运动方程,

$$i\dot{a} = [a, H] = \omega a + \epsilon b_2 + \epsilon b_2^\dagger b_3, \quad (7)$$

$$i\dot{b}_2 = [b_2, H] = (E_2 + 2\Omega N_1) b_2 + \epsilon a + \epsilon a^\dagger b_3, \quad (8)$$

$$i\dot{b}_3 = [b_3, H] = (E_3 + 2\Omega N_1) b_3 + \epsilon ab_2. \quad (9)$$

得光场算符的一级迭代近似解为

$$a(t) = \gamma(t)a(0) + \delta(t)b_2(0) + \kappa(t)a^\dagger(0)b_3(0) + \lambda(t)b_2^\dagger(0)b_3(0), \quad (10)$$

其中

$$\gamma(t) = -\frac{\epsilon [e^{i\eta t} (\zeta + \omega) - e^{i\zeta t} (\eta + \omega)]}{(\eta - \zeta)}, \quad (11)$$

$$\delta(t) = -\frac{\epsilon (e^{i\eta t} - e^{i\zeta t})}{(\eta - \zeta)}, \quad (12)$$

$$\kappa(t) = -\epsilon \{ e^{i(\eta+\zeta+2N_1\Omega+E_3)t} (\eta + \omega)(\zeta + \omega) \times [e^{i(\eta+\zeta+2N_1\Omega+E_3)t} (\eta - \zeta) - e^{i\eta t} (\eta + 2N_1\Omega) + e^{i\zeta t} (\zeta + 2N_1\Omega) - (e^{i\eta t} - e^{i\zeta t}) E_3] \} \times [(-\eta + \zeta)(\eta + 2N_1\Omega + E_3)(\zeta + 2N_1\Omega + E_3)]^{-1}, \tag{13}$$

$$\lambda(t) = -\epsilon \{ e^{-i(\eta+\zeta+2N_1\Omega+E_3)t} [e^{i\eta t} (\eta + 2N_1\Omega)(\zeta + \omega) - e^{i\zeta t} (\eta + \omega)(\zeta + 2N_1\Omega) + e^{-i(\eta+\zeta+2N_1\Omega+E_3)t} (\eta - \zeta) \cdot (-\omega + 2N_1\Omega) + [e^{-i(\eta+\zeta+2N_1\Omega+E_3)t} (\eta - \zeta) + e^{i\eta t} (\zeta + \omega) - e^{i\zeta t} (\eta + \omega)] E_3 \} \times [(\eta - \zeta)(\eta + 2N_1\Omega + E_3)(\zeta + 2N_1\Omega + E_3)]^{-1}, \tag{14}$$

以及

$$\eta = \frac{1}{2} [-\omega - 2N_1\Omega - E_2 - \sqrt{(\omega + 2N_1\Omega + E_2)^2 - 4(2\omega N_1\Omega + \omega E_2 - \epsilon^2)}], \tag{15}$$

$$\zeta = \frac{1}{2} [-\omega - 2N_1\Omega - E_2 + \sqrt{(\omega + 2N_1\Omega + E_2)^2 - 4(2\omega N_1\Omega + \omega E_2 - \epsilon^2)}]. \tag{16}$$

### 3 光场的压缩效应

引入描述光场的两正交分量的厄密算符  $X_1$ ,

$X_2$ <sup>[24]</sup>

$$X_1 = \frac{1}{2}(a + a^+), \tag{17}$$

$$X_2 = \frac{1}{2i}(a - a^+), \tag{18}$$

它们的量子均方涨落满足如下测不准关系:

$$(\Delta X_1)^2 (\Delta X_2)^2 \geq \frac{1}{16}, \tag{19}$$

定义涨落压缩函数  $Q_1(t)$  和  $Q_2(t)$ :

$$Q_1(t) = (\Delta X_1)^2 - \frac{1}{4}, \tag{20}$$

$$Q_2(t) = (\Delta X_2)^2 - \frac{1}{4}. \tag{21}$$

如果在某种态中,  $Q_i (i=1$  或  $2) < 0$ , 则称光场的第  $i$  个分量的涨落被压缩。我们将针对系统的两种可能的初态, 分别讨论与  $\Xi$  型三能级原子玻色-爱因斯坦凝聚体相互作用过程中光场正交分量涨落的压缩性质。

1) 初始时刻原子均处于基态

若系统初始时刻所有原子均处于基态并发生玻色-爱因斯坦凝聚, 激发态为真空态。那么系统的初始态矢可表示为

$$|\Psi(0)\rangle = |\beta_1\rangle_g \otimes |\Phi(0)\rangle, \tag{22}$$

上式中  $|\beta_1\rangle_g$  为原子基态湮没算符  $b_1$  的本征态, 表示在基态发生玻色-爱因斯坦凝聚的原子处于相干态, 即有  $b_1 |\beta_1\rangle_g = \sqrt{N_1} e^{-i\theta}$ , 此处  $N_1$  为处于  $|\beta_1\rangle_g$  态的平均原子数。为简便计, 不妨取  $\theta = 0$ 。而

$|\Phi(0)\rangle = |0\rangle_2 \otimes |0\rangle_3 \otimes |\alpha, \xi\rangle_f$ , 其中  $|0\rangle_2, |0\rangle_3$  和  $|\alpha, \xi\rangle_f$  分别表示初始时刻原子的两激发态为真空态而光场处于压缩相干态:

$$|\alpha, \xi\rangle_f = D(\alpha) S(\xi) |0\rangle, \tag{23}$$

其中  $D(\alpha) = e(\alpha a^+ - a^* a), S(\xi) = e[1/2(\xi^* a^2 - \xi a^{+2})]$ , 且有  $\alpha = \sqrt{n} e(i\beta), \xi = re(i\varphi)$ ,  $n$  为初始光场的平均光子数,  $r$  为光场的初始压缩因子,  $\varphi$  为压缩方向角。为简便计, 不妨取  $\beta = 0, \varphi = 0$ 。

由(20)~(21)式可得

$$Q_1(t) = \frac{1}{4} [-\gamma(t)^2 \text{sh } r \text{ ch } r - \gamma(t)^* \text{sh } r \text{ ch } r + 2|\gamma(t)|^2 \text{sh}^2 r], \tag{24}$$

$$Q_2(t) = \frac{1}{4} [-\gamma(t)^2 \text{sh } r \text{ ch } r - \gamma(t)^* \text{sh } r \text{ ch } r - 2|\gamma(t)|^2 \text{sh}^2 r]. \tag{25}$$

2) 初始时刻原子激发态上有原子占据

若系统初始时刻处于基态  $|\beta_1\rangle_g$  的平均原子数为  $N_1$ , 处于激发态  $|\beta_2\rangle_{e_2}$  和  $|\beta_3\rangle_{e_3}$  的平均原子数分别为  $N_2$  和  $N_3$ , 而光场处于压缩相干态。那么系统的初始态矢可表示为

$$|\Psi(0)\rangle = |\beta_1\rangle_g \otimes |\beta_2\rangle_{e_2} \otimes |\beta_3\rangle_{e_3} \otimes |\alpha, \xi\rangle, \tag{26}$$

上式中  $|\beta_1\rangle_g, |\beta_2\rangle_{e_2}$  和  $|\beta_3\rangle_{e_3}$  均为相干态, 取相位角均为零, 有  $b_1 |\beta_1\rangle_g = \sqrt{N_1}, b_2 |\beta_2\rangle_{e_2} = \sqrt{N_2}, b_3 |\beta_3\rangle_{e_3} = \sqrt{N_3}$ 。假设  $N_2 = N_1 e[-\rho(\omega - \Delta)], N_3 = N_1 e(-2\rho\omega)$ , 其中  $\rho$  为与凝聚温度有关的量。显然,  $\rho\omega$  可用来表征初始时刻激发态上原子的占据率。

由(20)~(21)式可得

$$Q_1(t) = -\frac{1}{16} e^{-2r\rho\omega} (e^{4r+\rho\omega} [\gamma(t) - \gamma^*(t)]^2 - e^{6\rho\omega} [\gamma(t) + \gamma^*(t)]^2 + e^{2\rho\omega} N_1 \{ \kappa(t)^2 [4\alpha^2 \lambda(t)^2 - 4\alpha^2 - 1] + 2|\kappa(t)|^2 [4\alpha^2 |\lambda(t)|^2 - 4\alpha^2 - 1] + \kappa^{*2} (4\alpha^2 \lambda^{*2} - 4\alpha^2 - 1) \} + e^{4r+2\rho\omega} N_1 [\kappa(t) - \kappa^*(t)]^2 - 2e^{4(r+\rho\omega)} \sqrt{N_1} [\gamma(t) - \gamma^*(t)] [\kappa(t) - \kappa^*(t)] - 4e^{2(r+\rho\omega)} N_1^2 [\lambda(t) + \gamma^*(t) - 2][\lambda(t) +$$

$$\begin{aligned} & \gamma^*(t) + 2] + 4e^{2(r+3\rho\omega)} |\gamma(t)|^2 - 4e^{2(r+\rho\omega)} N_1 [|\kappa(t)|^2 + 2\gamma^*(t)\lambda(t)] - 4e^{2(r+2\rho\omega)} \cdot \\ & \sqrt{N_1} [\gamma^*(t)\delta^*(t) + \delta(t)\lambda(t)] - 8e^{2(r+\rho\omega+\rho\Delta)} N_1^{3/2} [\delta(t) + \delta^*(t)] [\lambda(t) + \gamma^*(t) - 2] + \\ & 8e^{r+\rho(\omega+\Delta)} N_1^{3/2} \alpha \{ \gamma^*(t) [\kappa(t) + \kappa^*(t)] - \kappa(t)\lambda(t) + \kappa^*(t) [\lambda(t) - 2\lambda^*(t)] \} - \\ & 8e^{r+\rho(3\omega+\Delta)} N_1 \alpha \{ \gamma(t) [\lambda(t) + \gamma^*(t) - 2] + \gamma^*(t) [\lambda(t) + \lambda^*(t) - 2] - \\ & [\delta(t) + \delta^*(t)] [\kappa(t)\lambda(t) + \kappa^*(t)\lambda^*(t) - \kappa(t) - \kappa^*(t)] \}, \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} Q_2(t) = & -\frac{1}{16} e^{-2r-6\rho\omega} (e^{6\rho\omega} [\gamma(t) - \gamma^*(t)]^2 - e^{4r+6\rho\omega} [\gamma(t) + \gamma^*(t)]^2 - e^{2\rho\omega} N_1 \{ \kappa(t)^2 [4\alpha^2 \lambda(t)^2 - 4\alpha^2 - 1] - \\ & 2|\kappa(t)|^2 [4\alpha^2 |\lambda(t)|^2 - 4\alpha^2 - 1] + \kappa^* \kappa (4\alpha^2 \lambda^{*2} - 4\alpha^2 - 1) \} - e^{4r+2\rho\omega} N_1 [\kappa(t) + \kappa^*(t)]^2 + \\ & 2e^{4(r+\rho\omega)} \sqrt{N_1} [\gamma(t) + \gamma^*(t)] [\kappa(t) + \kappa^*(t)] + 4e^{2(r+\rho\Delta)} N_1^2 [\gamma^*(t) - \lambda(t)]^2 + 4e^{2(r+3\rho\omega)} \cdot \\ & |\gamma(t)|^2 - 4e^{2(r+\rho\omega)} N_1 [|\kappa(t)|^2 + 2\gamma^*(t)\lambda(t)] + 4e^{2(r+2\rho\omega)} \sqrt{N_1} [\gamma^*(t)\delta^*(t) + \delta\lambda] - \\ & 8e^{2(r+\rho\omega+\rho\Delta)} N_1^{3/2} [\delta(t) - \delta^*(t)] [\gamma^*(t) - \lambda(t)] - 8e^{r+\rho\omega+\rho\Delta} N_1^{3/2} [\kappa(t) - \kappa^*(t)] [\gamma^*(t) - \lambda(t)] - \\ & 8e^{r+\rho(3\omega+\Delta)} N_1 \alpha \{ \gamma(t) [\gamma^*(t) - \lambda(t)] + \gamma^*(t) [\lambda(t) - \lambda^*(t)] + [\delta(t) - \delta^*(t)] \cdot \\ & [\kappa(t)\lambda(t) - \kappa^*(t)\lambda^*(t) + \kappa^*(t) - \kappa(t)] \}. \end{aligned} \quad (28)$$

为了揭示光场的压缩性质,对  $Q_i(t)$  ( $i=1,2$ ) 作数值计算是必要的。不失一般性,本文仅根据(24)式和(27)式进行数值分析,讨论光场  $X_1$  分量的压缩特性及其影响因素。数值计算结果表明,压缩态光场在与原子玻色-爱因斯坦凝聚体相互作用过程中,其正交分量将呈现出周期性的压缩特性,BEC 原子能级的初始占据率(由  $\rho\omega$  表征)对光场的压缩特性具有重要影响。 $Q_1(t)$  的时间演化曲线如图 2 所示。

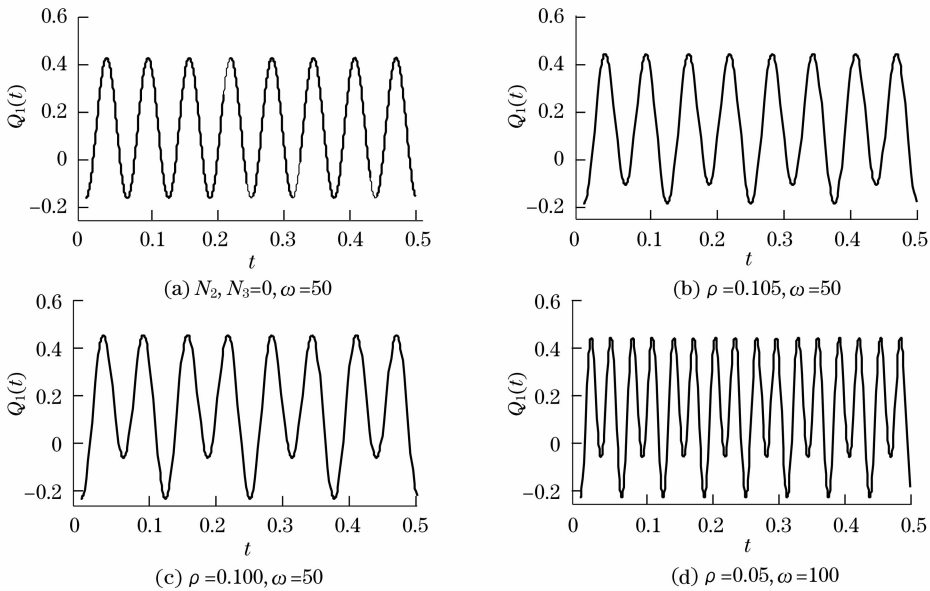


图 2  $Q_1(t)$  的时间演化曲线 ( $\Delta=0.1, \Omega=0.01, \epsilon=0.1, N_1=100000, \alpha=\sqrt{5}, r=0.5$ )

Fig. 2 Squeezing  $Q_1(t)$  as a function of time  $t$  with  $\Delta=0.1, \Omega=0.01, \epsilon=0.1, N_1=100000, \alpha=\sqrt{5}, r=0.5$

图 2(a) 给出了初始时刻原子全部处于基态的情形下光场压缩的时间演化曲线。可看出,当初始时刻原子全部处于基态并发生玻色-爱因斯坦凝聚时,光场压缩呈现规则的周期性振荡。图 2(b)~(d) 给出的是初始时刻激发态上有原子占据情形下光场压缩的时间演化曲线。由图可知,当初始时刻激发态上有原子占据时,光场压缩的时间演化特性曲线产生明显的畸变,且这种畸变的大小与  $\rho\omega$  值的大小有关。 $\rho\omega$  值较大即激发态上的原子占据率较小

时,光场压缩的时间演化曲线的畸变较小,如图 2(b) 所示;而当  $\rho\omega$  值较小即激发态上的原子占据率较大时,光场压缩的时间演化曲线的畸变较大,如图 2(c) 所示。仔细观察图 2(b) 和图 2(c),可以发现,激发态上的原子占据率对光场的最大压缩深度也有一定的影响,即激发态上的原子占据率较大时光场的最大压缩深度也较大。图 2(d) 则表明,光场压缩的振荡周期与光场的圆频率有关,光场的圆频率越大,光场压缩的振荡周期越小。

## 4 结 论

运用全量子理论,研究了单模压缩相干态光场与  $\Xi$  型三能级原子 BEC 相互作用系统中光场的压缩特性。结果表明:光场在与原子 BEC 相互作用过程中呈现周期性压缩, BEC 原子能级的初始占据率对光场的压缩特性具有重要影响,光场压缩的振荡周期与光场圆频率有关。(1)当初始时刻原子全部处于基态并发生玻色-爱因斯坦凝聚时,光场压缩呈现规则的周期性振荡。(2)当初始时刻激发态上有原子占据时,光场压缩的时间演化曲线产生明显的畸变,且这种畸变的大小与初始时刻激发态上的原子占据率大小有关。当激发态上的原子占据率较小时,光场压缩的时间演化曲线的畸变较小,而当激发态上的原子占据率较大时,光场压缩的时间演化曲线的畸变则较大。(3)激发态上的原子占据率还对光场的最大压缩深度有一定的影响,激发态原子占据率较大时,光场的最大压缩深度也较大。(4)光场压缩的振荡周期与光场的圆频率有关,光场的圆频率越大,光场压缩的振荡周期越小。

## 参 考 文 献

- 1 M. H. Anderson, J. R. ENSCHER, M. R. Methews *et al.*. Observations of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor[J]. *Science*, 1995, **269**(5221):198~201
- 2 K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews *et al.*. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **75**(22): 3969~3973
- 3 M. O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn *et al.*. Output coupler for Bose-Einstein condensed atoms[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **78**(4):582~585
- 4 B. P. Anderson, M. A. Kasevich. Macroscopic quantum interference from atomic tunnel arrays[J]. *Science*, 1998, **282**(5394):1686~1689
- 5 I. Bloch, T. W. Hänsch, T. Esslinger. Atom laser with a cw output coupler[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, **82**(15):3008~3011
- 6 L. You, M. Lewenstein, J. Cooper. Quantum field theory of atoms interacting with photons. II. Scattering of short laser pulses from trapped bosonic atoms[J]. *Phys. Rev. A*, 1995, **51**(6): 4712~4827
- 7 C. P. Sun, H. Zhan, Y. X. Miao *et al.*. On the quantum dynamic theory of the MIT output coupler for the Bose-Einstein condensation[J]. *Commun. Theor. Phys.*, 1998, **29**(2):161~166
- 8 H. Jing, Y. A. Han, J. L. Chen *et al.*. Quantum dynamical theory for squeezed atom laser[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2000, **17**(12):862~864
- 9 Zhou Ming, Huang Chunjia. Squeezing properties of two-mode squeezed field interacting with Bose-Einstein condensate of  $\nu$ -type three-level atoms[J]. *Acta Phys. Sinica.*, 2003, **51**(11):2514~2516  
周 明,黄春佳.  $\nu$ 型三能级原子玻色-爱因斯坦凝聚体与双模压

- 缩光场相互作用系统中光场的压缩特性[J]. *物理学报*, 2002, **51**(11):2514~2516
- 10 Zhou Ming, Fang Jiayuan, Huang Chunjia. Squeezing effect of light caused by Bose-Einstein condensate composed of interactive atoms[J]. *Acta Phys. Sinica.*, 2003, **52**(8):1916~1919  
周 明,方家元,黄春佳. 相互作用原子玻色-爱因斯坦凝聚体诱导的光场压缩效应[J]. *物理学报*, 2003, **52**(8):1916~1919
- 11 Zhou Ming, Huang Chunjia. Influence of the interaction between atoms on the squeezing properties of atomic laser[J]. *Acta Phys. Sinica.*, 2004, **53**(1): 54~57  
周 明,黄春佳. 原子间相互作用对原子激光压缩性质的影响[J]. *物理学报*, 2004, **53**(1):54~57
- 12 L. M. Kuang. Quantum statistical properties of photons and atoms in interaction of an atomic Bose-Einstein condensate with lasers[J]. *Commun. Theor. Phys.*, 1998, **30**(2):161~168
- 13 L. M. Kuang, L. Zhou. Generation of atom-photon entangled states in atomic Bose-Einstein condensate via electromagnetically induced transparency[J]. *Phys. Rev. A*, 2003, **68**(4): 043606
- 14 C. J. Huang, M. Zhou, K. W. Mo. A scheme for the generation of two-mode atomic laser[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2003, **1**(12):686~688
- 15 C. J. Huang, M. Zhou, F. Z Kong *et al.*. Fidelity of quantum state for interacting system of light field and Bose-Einstein condensate[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2005, **3**(7): 410~413
- 16 Zhou Ming, Huang Chunjia. Influence of the inter-atomic interaction on the squeezing properties of two-mode atom laser[J]. *Acta Optica. Sinica.*, 2006, **26**(10):1575~1579  
周 明,黄春佳. 原子间. 相互作用对双模原子激光压缩性质的影响[J]. *光学学报*, 2006, **26**(10):1575~1579
- 17 Yin Jianling, Liu Chengyi, Liu Jiang *et al.*. Propagation of the transverse separable atom laser beam[J]. *Acta Optica. Sinica.*, 2004, **24**(5):705~708  
殷建玲,刘承宜,刘 江等. 横向可分原子激光的传输[J]. *光学学报*, 2004, **24**(5):705~708
- 18 Kong Fanzhi, Zhou Ming, Huang Chunjia. Quantum coherence properties of atom laser induced by light field[J]. *Acta Optica. Sinica.*, 2008, **28**(7):1395~1399  
孔凡志,周 明,黄春佳. 光场诱导的原子激光的量子相干性[J]. *光学学报*, 2008, **28**(7):1395~1399
- 19 A. C. Ji, W. M. Liu, J. L. Song *et al.*. Dynamical creation of fractionalized vortices and vortex lattices[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **101**(1):010402
- 20 G. P. Zheng, J. Q. Liang, W. M. Liu. Phase diagram of two-species Bose-Einstein condensates in an optical lattice[J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **71**(5):053608
- 21 Z. W. Xie, Z. X. Cao, E. I. Kats *et al.*. Nonlinear dynamics of a dipolar Bose-Einstein condensate in an optical lattice[J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **71**(2):025601
- 22 C. J. Pethick, H. Smith. *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases* [M]. London: Cambridge University Press, 2002. 205~209
- 23 Ni Guangjiong, Chen Suqin. *Advanced Quantum Mechanics* [M]. Shanghai: Fudan University Press, 2000, 348~380  
倪光炯,陈苏卿. 高等量子力学[M]. 上海:复旦大学出版社, 2000. 348~380
- 24 Peng Jinsheng, Li Gaoxiang. *Introduction of Modern Quantum Optics* [M]. Beijing: Science Press, 1996, 165~166  
彭金生,李高翔. 近代量子光学导论[M]. 北京:科学出版社, 1996. 165~166