

文章编号: 0253-2239(2006)06-0921-7

# 克尔介质中压缩真空场与耦合双原子依赖强度 耦合系统光场的压缩特性\*

方家元<sup>1,2</sup> 厉江帆<sup>1,2</sup> 黄春佳<sup>1,2</sup> 黄祖洪<sup>1,2</sup>

(<sup>1</sup> 长沙理工大学物理与电子科学系, 长沙 410077)  
(<sup>2</sup> 长沙理工大学光电子学研究所, 长沙 410077)

**摘要:** 研究了存在克尔介质时依赖强度耦合单模压缩真空场与耦合双原子非共振相互作用系统光场的压缩性质, 运用数值方法讨论了系统参量对光场压缩性质的影响。结果表明: 克尔介质、失谐量、原子间相互作用、光场初始压缩因子对光场的压缩性质有较大的影响。随原子间偶极-偶极相互作用的增大, 光场的压缩随时间逐渐变浅, 压缩的次数减少; 随克尔效应或失谐量的增大, 光场的压缩程度先逐渐变浅后增强、压缩次数先减少后增多; 当光场初始压缩因子较小时, 光场压缩程度较小, 当光场初始压缩因子较大时, 光场压缩程度增大; 而原子的初始状态对光场的压缩程度没有明显的影响。

**关键词:** 量子光学; 克尔介质; 非共振相互作用; 依赖强度耦合; 光场的正交压缩

中图分类号: O431.2 文献标识码: A

## Light Squeezing in the System of Squeezed Vacuum Field Interacting with two Coupling Atoms Via Intensity-Dependent Coupling in Kerr Medium

Fang Jiayuan<sup>1,2</sup> Li Jiangfan<sup>1,2</sup> Huang Chunjia<sup>1,2</sup> Huang Zuhong<sup>1,2</sup>

(<sup>1</sup> Department of Physics and Electronic Science, Changsha University of Science and Technology, Changsha 410077)  
(<sup>2</sup> Institute of Optoelectronics, Changsha University of Science and Technology, Changsha 410077)

**Abstract:** The squeezing property of the light field in the non-resonant system of single-model squeezed vacuum field interacting with two coupling atoms via intensity-dependent coupling in Kerr medium is investigated. By using the numerical method, the relations between the squeezing property of the light field and the coupling parameter of the system are discussed. The results show that the squeezing property of the light field depends on the Kerr medium, the detuning, the interaction between atoms and the initial squeezed factor of light field. With the increase of the dipole-dipole interaction between atoms, the squeezing effect of light field gradually becomes weak and the squeezing time gradually decreases. With the increase of the Kerr effect or the detuning, the squeezing degree of light field gradually becomes weak first and strong later, the squeezing time gradually decreases first and increases later. The squeezing degree of light field is smaller for the cases of the small initial squeezed factor light field. On the contrary, the squeezing degree rises for the cases of the large initial squeezed factor of light field. But the influence of the atomic initial state on the squeezing degree of the light field is not noticeable.

**Key words:** quantum optics; Kerr medium; non-resonant interaction; intensity-dependent coupling; light field orthogonal squeezing

## 1 引 言

Jaynes-Cummings(J-C)模型<sup>[1]</sup>是描述原子与光场相互作用系统重要的理论模型,人们利用这一模型对原子与光场相互作用系统的非经典特性做了广泛深入的研究,为了反映原子和光场耦合时系统对光场强度的依赖, Buck 和 Sukumar 提出了一个依

赖强度耦合的 J-C 模型<sup>[2]</sup>,研究表明,该模型不仅可以精确求解,而且还能展示出光场与原子相互作用丰富的量子特性<sup>[3~6]</sup>,徐大海等<sup>[6]</sup>研究了克尔效应对依赖强度耦合的 J-C 模型中光场相位特性的影响。近年来,与 J-C 模型一样,描述两个二能级原子与光场相互作用的 Tavis-Cummings(T-C)模型<sup>[7]</sup>

\* 湖南省教育厅科研项目(04C121, 03A003, 04C102)和长沙理工大学基金资助课题。

作者简介: 方家元(1965~),湖南安乡人,长沙理工大学物理与电子科学系副教授,主要从事量子光学理论的研究。

E-mail: fangjy@csust.edu.cn

收稿日期: 2005-08-09; 收到修改稿日期: 2005-10-23

得到了广泛的讨论,人们对这一模型及其推广做了大量的研究,并揭示出它们各种各样的非经典性质<sup>[8~11]</sup>,研究表明,原子间的相互作用对原子和光场的量子特性具有重要影响。压缩态下可使光场算符的某一正交分量具有比相干态更小的量子噪声,因而压缩光在光通信、弱信号检测以及高精密度测量等方面具有重要的应用前景,自 Yuen<sup>[12]</sup> 提出光场的压缩态概念以来,人们对压缩光进行了大量深入的研究,得到了许多有意义的结果;另一方面,研究发现克尔介质对光场与原子相互作用系统的量子特性有重要影响<sup>[5,6,10,11,13~15]</sup>,黄春佳等<sup>[14]</sup>研究了克尔介质对双模压缩真空场与四能级原子相互作用系统中光场量子

特性的影响。本文将依赖强度耦合的 J-C 模型推广到存在克尔介质时耦合双原子的情况,研究了克尔介质中依赖强度耦合压缩真空场与耦合双原子非共振相互作用系统光场的压缩性质,讨论了克尔介质与光场耦合强度、原子间的偶极-偶极相互作用强度和失谐量等对光场压缩性质的影响。

## 2 理论模型

考虑被克尔介质包围的耦合双原子与单模压缩真空场依赖强度耦合系统,在旋波近似下,系统的哈密顿量为

$$H = \omega a^+ a + \omega_0 \sum_{l=1}^2 S_l^{(l)} + \epsilon \sum_{l=1}^2 [S_l^{(l)} a \sqrt{a^+ a} + \sqrt{a^+ a} a^+ S_l^{(l)}] + \Omega [S_+^{(2)} S_-^{(2)} + S_-^{(1)} S_+^{(2)}] + \chi (a^+ a a^+ a), \quad (1)$$

其中  $a^+$  和  $a$  分别为光场的产生和湮没算符,  $S_l^{(l)}$  和  $S_{\pm}^{(l)}$  为第  $l$  ( $l=1,2$ ) 个原子的赝自旋算符,  $\omega$  为光场频率,  $\omega_0$  为原子的本征跃迁频率,  $\epsilon$  为原子-光场的耦合系数,  $\Omega$  为原子间偶极-偶极相互作用常量,  $\chi$  为克尔介质与光场的耦合系数。

在相互作用绘景中,系统的哈密顿量为

$$H_1 = \epsilon \sum_{l=1}^2 [S_l^{(l)} a \sqrt{a^+ a} \exp(i\Delta t) + \sqrt{a^+ a} a^+ S_l^{(l)} \exp(-i\Delta t)] + \Omega [S_+^{(1)} S_-^{(2)} + S_-^{(1)} S_+^{(2)}] + \chi (a^+ a a^+ a), \quad (2)$$

其中  $\Delta = \omega_0 - \omega$  为失谐量。设初始时刻 ( $t=0$ ) 原子处于相干叠加态:

$$|\psi_A(0)\rangle = \cos(\theta/2) |e, e\rangle + \sin(\theta/2) \exp(-i\varphi) |g, g\rangle, \quad (3)$$

光场处于单模压缩真空场<sup>[16]</sup>:

$$|\psi_F(0)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} f_n |2n\rangle, \quad f_n = \frac{[-\exp(i\xi) \tanh r]^n \sqrt{(2n)!}}{n! 2^n \sqrt{\cosh r}}, \quad (4)$$

式中  $\zeta = r \exp(i\xi)$  为复压缩参量,为简便起见,本文取  $\xi = 0$ 。设  $t$  时刻系统状态演化为

$$|\psi^l(t)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} [a_{2n}(t) |e, e, 2n\rangle + b_{2n}(t) |g, g, 2n\rangle + c_{2n}(t) |e, g, 2n\rangle + d_{2n}(t) |g, e, 2n\rangle], \quad (5)$$

在(3)式、(4)式给定的初始条件下,求解系统的薛定谔方程

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\psi^l(t)\rangle = H_1 |\psi^l(t)\rangle, \quad (6)$$

可得下列结果:

$$a_{2n}(t) = \sum_{j=1}^3 k_{j,n} \exp(iu_{j,n} t), \quad (7)$$

$$b_{2n}(t) = \frac{\exp(-2i\Delta t)}{4\epsilon^2 n(2n-1)} \sum_{j=1}^3 k_{j,n-1} \exp(iu_{j,n-1} t) \{u_{j,n-1}^2 + [\Omega - \Delta + (8n^2 - 12n + 5)]u_{j,n-1} - 2(1-2n)^2 \epsilon^2 + 4\chi(n-1)^2 [\Omega - \Delta + (1-2n)^2 \chi]\}, \quad (8)$$

$$b_0(t) = f_0 \sin(\theta/2) \exp(-i\varphi), \quad (9)$$

$$c_{2n}(t) = d_{2n}(t) = -\frac{\exp(-i\Delta t)}{4n\epsilon} \sum_{j=1}^3 k_{j,n-1/2} \exp(iu_{j,n-1/2} t) [u_{j,n-1/2} + (1-2n)^2 \chi], \quad (10)$$

$$c_0(t) = d_0(t) = 0, \quad (11)$$

在(7)~(11)式中

$$u_{1,n} = -\frac{p_n}{3} + \frac{2^{1/3}(p_n^2 - 3q_n)}{3v_n} + \frac{v_n}{3 \times 2^{1/3}}, \quad (12)$$

$$u_{2,n} = -\frac{p_n}{3} - \frac{(1+i\sqrt{3})(p_n^2 - 3q_n)}{3 \times 2^{2/3}v_n} - \frac{(1-i\sqrt{3})v_n}{6 \times 2^{1/3}}, \quad (13)$$

$$u_{3,n} = -\frac{p_n}{3} - \frac{(1-i\sqrt{3})(p_n^2 - 3q_n)}{3 \times 2^{2/3}v_n} - \frac{(1+i\sqrt{3})v_n}{6 \times 2^{1/3}}, \quad (14)$$

$$v_n = [-2p_n^3 + 9p_nq_n + \sqrt{4(-p_n^2 + 3q_n)^3 + (-2p_n^3 + 9p_nq_n - 27w_n)^2} - 27w_n]^{1/3}, \quad (15)$$

$$p_n = \Omega - 3\Delta + (12n^2 + 12n + 5)\chi, \quad (16)$$

$$q_n = 2\Delta^2 - (16n^2 + 24n + 10)\epsilon^2 - 2\Delta[\Omega + (12n^2 + 8n + 3)\chi] + 4\chi[(12n^4 + 24n^3 + 18n^2 + 6n + 1)\chi + (2n^2 + 2n + 1)\Omega], \quad (17)$$

$$w_n = 8n^2\Delta^2\chi + 8\chi(n+1)^2\{2n^2\chi[(2n+1)^2\chi + \Omega] - (8n^2 + 4n + 1)\epsilon^2\} + 4\Delta\{(2n+1)^2\epsilon^2 - 2n^2\chi[\Omega + (6n^2 + 8n + 3)\chi]\}, \quad (18)$$

$$k_{1,n} = \frac{1}{(u_{1,n} - u_{2,n})(u_{1,n} - u_{3,n})} \{ (8n^2 + 12n + 4)\epsilon^2 f_{n+1} \exp(-i\varphi) \sin(\theta/2) + [2(2n+1)^2\epsilon^2 + 4n^2\chi(4n^2\chi + u_{3,n}) + u_{2,n}(4n^2\chi + u_{3,n})] f_n \cos(\theta/2) \}, \quad (19)$$

$$k_{2,n} = \frac{1}{(u_{2,n} - u_{1,n})(u_{2,n} - u_{3,n})} \{ (8n^2 + 12n + 4)\epsilon^2 f_{n+1} \exp(-i\varphi) \sin(\theta/2) + [2(2n+1)^2\epsilon^2 + 4n^2\chi(4n^2\chi + u_{3,n}) + u_{1,n}(4n^2\chi + u_{3,n})] f_n \cos(\theta/2) \}, \quad (20)$$

$$k_{3,n} = \frac{1}{(u_{3,n} - u_{1,n})(u_{3,n} - u_{2,n})} \{ (8n^2 + 12n + 4)\epsilon^2 f_{n+1} \exp(-i\varphi) \sin(\theta/2) + [2(2n+1)^2\epsilon^2 + 4n^2\chi(4n^2\chi + u_{2,n}) + u_{1,n}(4n^2\chi + u_{2,n})] f_n \cos(\theta/2) \}, \quad (21)$$

将(7)~(21)式代入(5)式,即可得到系统态矢的时间演化式。

### 3 光场的压缩性质

定义单模光场两个缓变的正交分量算符:

$$U_1 = [a \exp(i\omega t) + a^\dagger \exp(-i\omega t)]/2, \quad (22)$$

$$U_2 = [a \exp(i\omega t) - a^\dagger \exp(-i\omega t)]/(2i), \quad (23)$$

对于给定的状态,若光场  $U_j$  ( $j = 1, 2$ ) 分量的涨落函数  $F_j(t)$  满足

$$F_j(t) = \langle (\Delta U_j)^2 \rangle - 1/4 < 0, \quad (j = 1, 2) \quad (24)$$

则称光场的  $U_j$  ( $j = 1, 2$ ) 分量被压缩。由(5)式所描述的状态可得

$$F_1(t) = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} 2n (|a_{2n}(t)|^2 + |b_{2n}(t)|^2 + |c_{2n}(t)|^2 + |d_{2n}(t)|^2) + \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \text{Re} \{ \sqrt{(2n+1)(2n+2)} [a_{2n}^*(t)a_{2n+2}(t) + b_{2n}^*(t)b_{2n+2}(t) + c_{2n}^*(t)c_{2n+2}(t) + d_{2n}^*(t)d_{2n+2}(t)] \} - \left( \sum_{n=0}^{\infty} \text{Re} \{ \sqrt{2n+1} [a_{2n}^*(t)a_{2n+1}(t) + b_{2n}^*(t)b_{2n+1}(t) + c_{2n}^*(t)c_{2n+1}(t) + d_{2n}^*(t)d_{2n+1}(t)] \} \right)^2, \quad (25)$$

$$F_2(t) = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} 2n [ |a_{2n}(t)|^2 + |b_{2n}(t)|^2 + |c_{2n}(t)|^2 + |d_{2n}(t)|^2 ] - \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \text{Re} \{ \sqrt{(2n+1)(2n+2)} [a_{2n}^*(t)a_{2n+2}(t) + b_{2n}^*(t)b_{2n+2}(t) + c_{2n}^*(t)c_{2n+2}(t) + d_{2n}^*(t)d_{2n+2}(t)] \} - \left( \sum_{n=0}^{\infty} \text{Im} \{ \sqrt{2n+1} [a_{2n}^*(t)a_{2n+1}(t) + b_{2n}^*(t)b_{2n+1}(t) + c_{2n}^*(t)c_{2n+1}(t) + d_{2n}^*(t)d_{2n+1}(t)] \} \right)^2. \quad (26)$$

将(7)式~(11)式代入(25)式和(26)式可以求出  $F_1(t)$  和  $F_2(t)$  的具体表达式。通过数值计算可以揭示光场的正交压缩特性。对  $F_1(t)$  所作的计算结果如图 1~图 5 所示。

当初始时刻两原子均处于激发态( $\theta = 0$ )、克尔效应常量  $\chi$  变化时  $F_1(t)$  的时间演化规律如图 1 所示。当克尔介质与光场的耦合可以忽略( $\chi/\epsilon = 0$ )时,光场  $U_1$  分量的涨落能被压缩,  $F_1(t)$  的时间演化呈现周

期性的崩塌-回复现象,如图 1(a)所示;  $F_1(t)$  对克尔效应常量  $\chi$  十分敏感,当介质与光场的耦合强度较弱时,光场的压缩随时间逐渐变浅,压缩的次数减少,振荡曲线随时间逐渐上升,如图 1(b)~图 1(d)所示;但当  $\chi/\epsilon$  增大到一定的程度,  $F_1(t)$  随时间作不规则振荡,光场  $U_1$  分量的压缩程度随之加深,压缩次数随之增多,如图 1(e)~图 1(f)所示。

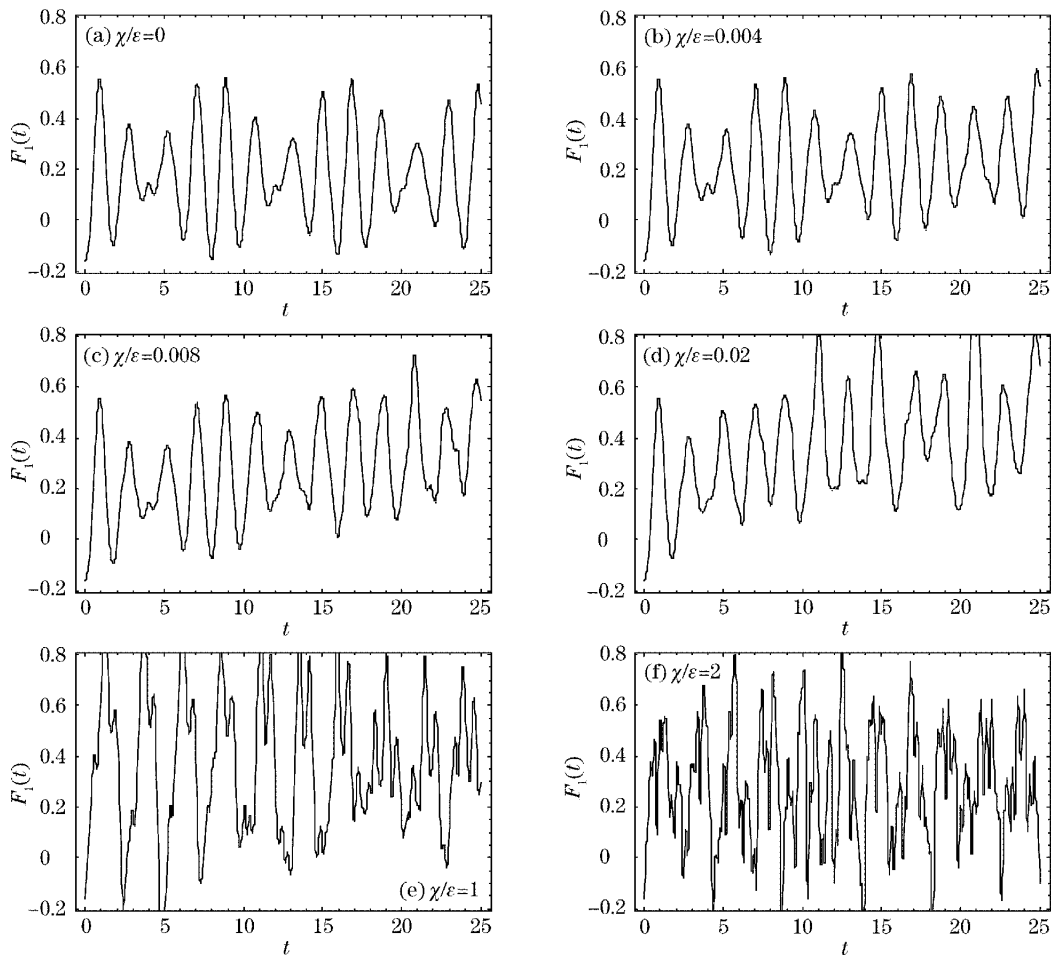


图 1  $F_1(t)$  对克尔效应常量  $\chi$  的依赖关系( $r=0.5, \Omega/\epsilon=0.01, \Delta/\epsilon=0.01$ )

Fig. 1 Dependence of  $F_1(t)$  on the Kerr effect constant  $\chi$  ( $r=0.5, \Omega/\epsilon=0.01, \Delta/\epsilon=0.01$ )

图 2 给出了初始时刻两原子均处于激发态( $\theta = 0$ )时,失谐量  $\Delta$  对  $F_1(t)$  的影响。当共振( $\Delta/\epsilon = 0$ )时,光场  $U_1$  分量的涨落能被周期性压缩,  $F_1(t)$  的时间演化呈现周期性的崩塌-回复现象,如图 2(a)所示;当失谐量较小、即  $\Delta/\epsilon$  较小时,光场压缩随时间逐渐变浅,压缩的次数减少,曲线振荡幅度随时间逐渐减小,随着  $\Delta/\epsilon$  增大,光场压缩随时间变浅的速度随之加快,如图 2(b)、图 2(c)所示;但当  $\Delta/\epsilon$  增大到一定的程度,光场  $U_1$  分量的压缩次数随之增多,最大压缩量增加,如图 2(d)所示。

图 3 给出了初始时刻两原子均处于激发态( $\theta = 0$ )、原子之间的耦合系数  $\Omega$  变化时  $F_1(t)$  的时间演化曲线。随着原子之间耦合强度的增大,光场压缩随时间逐渐变浅,压缩的次数减少,曲线振荡幅度随时间逐渐减小。

图 4 表明,当初始时刻两原子均处于激发态( $\theta = 0$ )时光场压缩强烈地依赖光场初始压缩因子  $r$ 。当  $r$  较小时,  $F_1(t)$  作周期性的拉比振荡,光场  $U_1$  分量的涨落能被周期性的压缩,压缩程度较小,如图 4(a)所示;当  $r$  较大时,曲线的振荡幅度较大,

光场压缩程度增大,如图 4(b)。

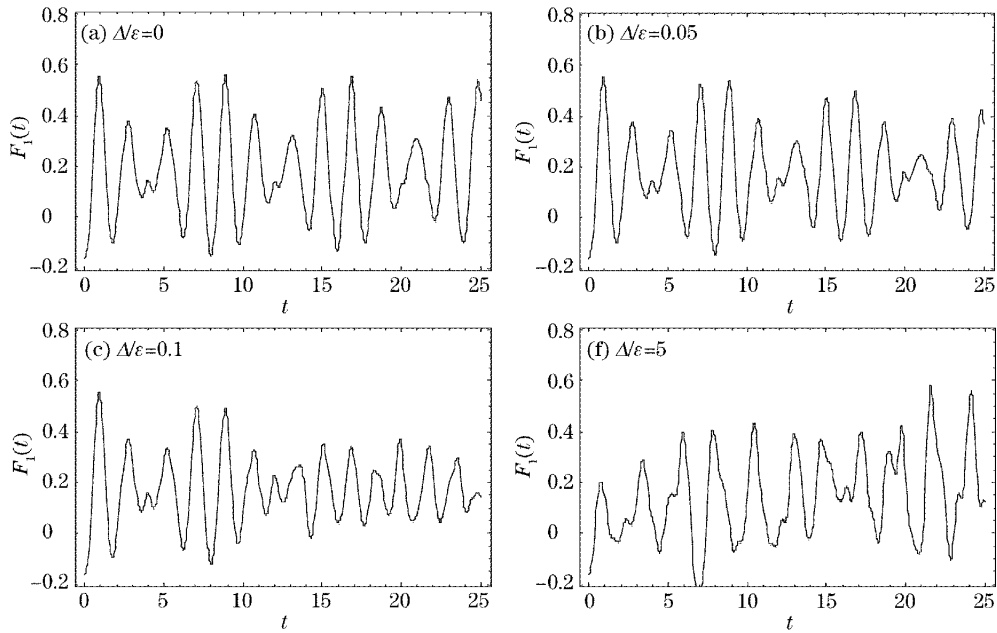


图 2  $F_1(t)$  对失谐量  $\Delta$  的依赖关系 ( $r=0.5, \chi/\varepsilon=0.001, \Omega/\varepsilon=0.01$ )

Fig. 2 Dependence of  $F_1(t)$  on the detuning  $\Delta$  ( $r=0.5, \chi/\varepsilon=0.001, \Omega/\varepsilon=0.01$ )

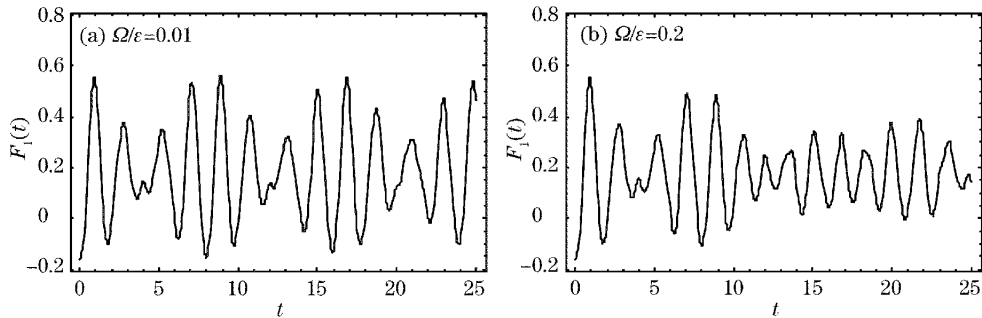


图 3  $F_1(t)$  对原子间的偶极-偶极相互作用的依赖关系 ( $r=0.5, \chi/\varepsilon=0.001, \Delta/\varepsilon=0.01$ )

Fig. 3 Dependence of  $F_1(t)$  on the dipole-dipole interaction between atoms ( $r=0.5, \chi/\varepsilon=0.001, \Delta/\varepsilon=0.01$ )

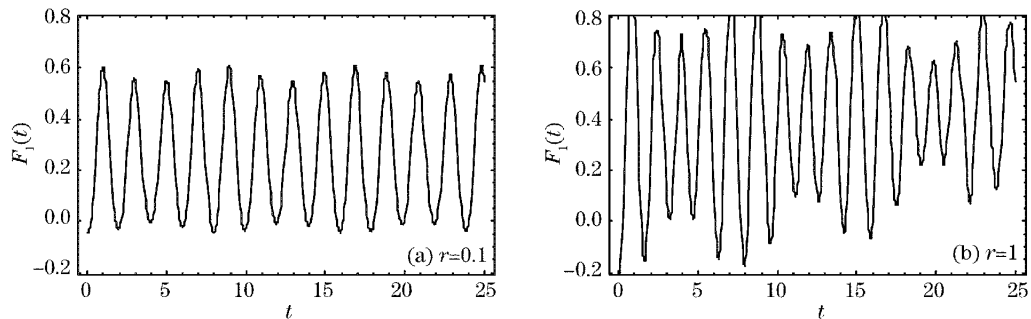


图 4  $F_1(t)$  对光场初始压缩因子  $r$  的依赖关系 ( $\chi/\varepsilon=0.001, \Omega/\varepsilon=0.01, \Delta/\varepsilon=0.01$ )

Fig. 4 Dependence of  $F_1(t)$  on the initial squeezed parameter  $r$  ( $\chi/\varepsilon=0.001, \Omega/\varepsilon=0.01, \Delta/\varepsilon=0.01$ )

图 5 给出了双原子系统处于不同初始状态时  $F_1(t)$  的时间演化规律。从图 5 可以看出,随  $\theta$  的增

大  $F_1(t)$  振荡的幅度明显地减小,但光场的压缩程度无显著的变化。

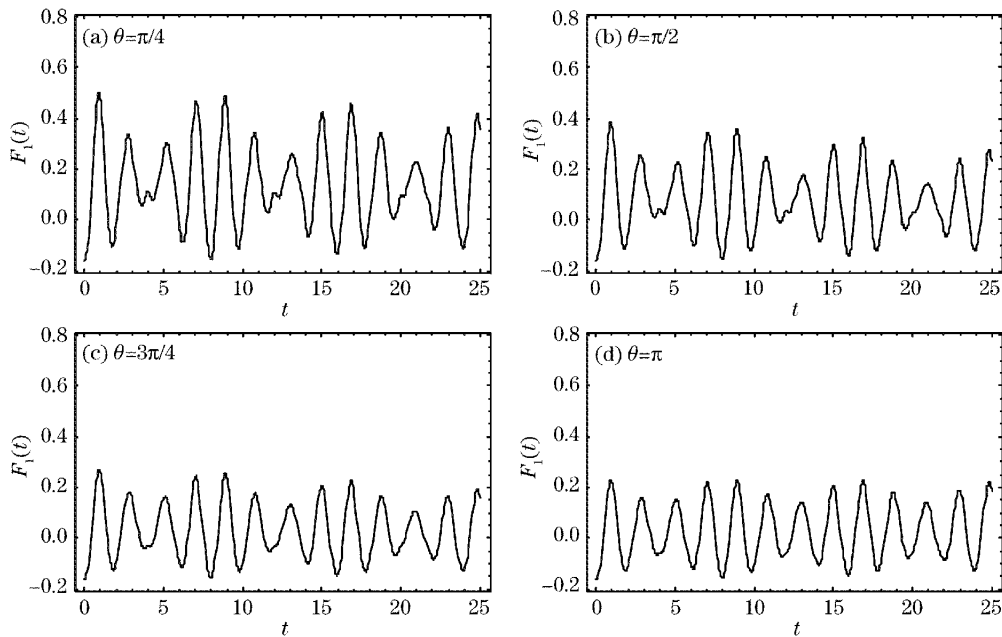


图 5  $F_1(t)$  对原子初态的依赖关系 ( $r=0.5, \chi/\epsilon=0.001, \Omega/\epsilon=0.001, \Delta/\epsilon=0.01, \varphi-\xi=\pi/2$ )

Fig. 5 Dependence of  $F_1(t)$  on the atomic initial state ( $r=0.5, \chi/\epsilon=0.001, \Omega/\epsilon=0.001, \Delta/\epsilon=0.01, \varphi-\xi=\pi/2$ )

## 4 结 论

应用全量子理论和数值计算方法,研究了克尔介质中依赖强度耦合单模压缩真空场与耦合双原子非共振相互作用系统光场压缩性质,计算结果表明:克尔介质与光场的耦合系数  $\chi$ 、失谐量  $\Delta$  和原子间偶极-偶极相互作用常量  $\Omega$  对光场的压缩特性有较大影响,随  $\chi/\epsilon$  (或  $\Delta/\epsilon, \Omega/\epsilon$ ) 的增大,光场的压缩随时间逐渐变浅,压缩的次数减少,但当  $\chi/\epsilon$  (或  $\Delta/\epsilon$ ) 增大到一定的程度,涨落函数  $F_1(t)$  随时间作不规则振荡,光场  $U_1$  分量的压缩程度随之加深,压缩次数随之增多;光场压缩强烈地依赖光场初始压缩因子  $r$ ,当  $r$  较小时,光场压缩程度较小,当  $r$  较大时,光场压缩程度增大;随表征双原子系统初始状态的  $\theta$  值增大  $F_1(t)$  振荡的幅度明显地减小,但光场的压缩程度无显著的变化。

## 参 考 文 献

- 1 E. T. Jaynes, F. W. Cummings. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to beam maser [J]. *Proc. IEEE*, 1963, **51**(1): 89~109
- 2 B. Buck, C. V. Sukumar. Exactly soluble model of atom-phonon coupling showing periodic decay and revival [J]. *Phys. Lett.*, 1981, **A81**(2~3): 132~135
- 3 V. Bužek. Light squeezing in the Jaynes-Cummings model with intensity-dependent coupling [J]. *J. Mod. Opt.*, 1989, **36**(9): 1151~1162
- 4 Fang Maofa. Evolution of field entropy in the intensity-dependent coupling J-C model [J]. *Acta Optica Sinica*, 1995, **15**(3): 296~300 (in Chinese)
- 5 方卯发. 依赖强度耦合 J-C 模型场熵的演化 [J]. *光学学报*, 1995, **15**(3): 296~300
- 5 Huang Yanxia, Zhao Pengyi, Huang Xi *et al.*. Entanglement and disentanglement in the nonlinear interaction between squeezing vacuum state field and atom [J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(1): 75~81 (in Chinese)
- 黄燕霞, 赵朋义, 黄 熙 等. 压缩真空场与原子非线性作用过程中的纠缠与消纠缠 [J]. *物理学报*, 2004, **53**(1): 75~81
- 6 Xu Dahai, Peng Jinsheng, Tian Yonghong *et al.*. Phase properties of the field in the intensity-dependent coupling Jaynes-Cummings model in a high-Q cavity filled with a Kerr-like medium [J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(1): 56~61 (in Chinese)
- 徐大海, 彭金生, 田永红 等. 高 Q 克尔介质腔中依赖强度耦合的 J-C 模型中光场相位特性 [J]. *光学学报*, 2000, **20**(1): 56~61
- 7 M. Tavis, F. W. Cummings. Exact solution for an N-molecule-radiation-field hamiltonian [J]. *Phys. Rev.*, 1968, **170**(2): 379~384
- 8 Tian Yonghong, Peng Jinsheng. Influences of dipole-dipole interaction between atoms on the properties of light in the Tavis-Cummings model [J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(9): 1187~1193 (in Chinese)
- 田永红, 彭金生. Tavis-Cummings 模型中原子间偶极作用对光场性质的影响 [J]. *光学学报*, 2000, **20**(9): 1187~1193
- 9 Zuo Zhanchun, Xia Yunjie. The evolution property of three-body entanglement measure in Tavis-Cummings model [J]. *Acta Physica Sinica*, 2003, **52**(11): 2687~2693 (in Chinese)
- 左战春, 夏云杰. Tavis-Cummings 模型中三体纠缠态纠缠量的演化特性 [J]. *物理学报*, 2003, **52**(11): 2687~2693
- 10 Fang Jiayuan, Yan Xiaohong, Zhou Ming *et al.*. Quantum properties of light in the two-photon T-C model in Kerr medium [J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(7): 2133~2138 (in Chinese)
- 方家元, 颜晓红, 周 明 等. Kerr 介质中双光子 T-C 模型光场的量子特性 [J]. *物理学报*, 2004, **53**(7): 2133~2138
- 11 Liu Sanqiu, Wan Lin, Liu Sumei *et al.*. Squeezing effect of two coupling atoms interacting with a single mode light field in Kerr medium [J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(8): 902~906 (in Chinese)

Chinese)

刘三秋, 万琳, 刘素梅等. 克尔介质中“耦合双原子-场”模型的光场压缩效应[J]. 光学学报, 2002, 22(8): 902~906

12 H. P. Yuen. Two-photon coherent states of the radiation field [J]. *Phys. Rev.*, 1976, A13(6): 2226~2243

13 Tao Xiangyang, Liu Jinming, Liu Sanqiu *et al.*. Quantum statistic properties of non-resonance interaction between a three-level atom and two mode cavities with Kerr medium[J]. *Acta Physica Sinica*, 2000, 49(8): 1464~1470 (in Chinese)

陶向阳, 刘金明, 刘三秋等. Kerr 介质中三能级原子与双模场非共振相互作用的量子统计性质[J]. 物理学报, 2000, 49(8): 1464~1470

14 Huang Chunjia, Wen Li. Influences of Kerr medium on the quantum properties of field of the system of two-mode squeezed vacuum field interacting with four-level atom[J]. *Acta Physica*

*Sinica*, 2002, 51(9): 1978~1982 (in Chinese)

黄春佳, 文立. Kerr 介质对双模压缩真空场与四能级原子相互作用系统中光场量子特性的影响[J]. 物理学报, 2002, 51(9): 1978~1982

15 Zheng Xiaohu, Cao Zhuoliang. The statistics of photon of entangled fields interacting with a three-level atom in Kerr medium[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, 25(3): 419~424 (in Chinese)

郑小虎, 曹卓良. 克尔介质中纠缠光与三能级原子作用的光子统计[J]. 光学学报, 2005, 25(3): 419~424

16 Peng Jinsheng, Li Gaoxiang. *Introduction of Modern Quantum Optics* [M]. Beijing: Science Press, 1996. 184~184 (in Chinese)

彭金生, 李高翔. 近代量子光学导论[M]. 北京: 科学出版社, 1996. 184~184

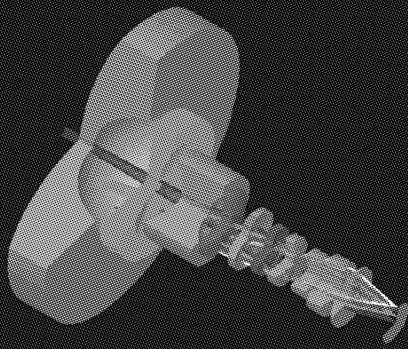
\*\*\*\*\*

• 广告 •



光研科学有限公司

光学软件权威供应商



ZEMAX<sup>®</sup>

光学设计软件

TFCIac<sup>®</sup>

薄膜设计软件

欢迎致电或浏览网页  
了解软件订购和课程安排详情

新加坡电话/传真: 65-65643659/65649627  
南京电话/传真: 025-57929358/57929359  
深圳电话: 0755-27698403

福州电话/传真: 0591-83730680/83721062  
北京电话/传真: 010-67126765/67113155  
[http:// www.wavelab-sci.com](http://www.wavelab-sci.com)