

# Kerr 介质中耦合双原子与双模压缩真空场 相互作用系统的光子统计性质\*

方家元 黄春佳 黄祖洪 周 明

(长沙理工大学物理与电子科学系,长沙 410077)

(2003 年 3 月 12 日收到 2003 年 6 月 18 日收到修改稿)

研究了存在 Kerr 介质时,双模压缩真空场与耦合二能级原子相互作用系统中光子的统计性质,讨论了 Kerr 介质与光场的耦合强度、光场的初始压缩因子和原子的初态对光子统计性质的影响.数值计算结果表明,光子周期性交替呈现聚束和反聚束效应,光场两模之间总是呈现正相关,并且这种相关为非经典相关. Kerr 介质的影响使光场的二阶相干度演化曲线呈现周期性的崩塌-回复现象.随着 Kerr 效应的加强,崩塌-回复周期变短,以至消失.

关键词: Kerr 介质, 耦合双原子, 双模压缩真空场, 光子统计性质

PACC: 4250

## 1. 引 言

描述光场与原子相互作用系统的重要理论模型是 Jaynes-Cummings (J-C) 模型<sup>[1]</sup>, 但 J-C 模型没有考虑原子间的相互作用, 因而无法揭示原子间相互作用对原子和光场的量子行为所产生的影响. 近年来, 与 J-C 模型一样, 描述两个全同二能级原子与光场相互作用的 Tavis-Cummings (T-C) 模型<sup>[2]</sup>引起了人们的广泛兴趣, 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>[3-9]</sup>. 田永红等<sup>[4]</sup>研究了双模  $SU(2)$  相干态场与两个耦合原子相互作用中原子的动力学行为和光场的量子性质, 黄春佳等<sup>[6]</sup>研究了耦合双原子与压缩真空场 Raman 相互作用过程中光场的量子特性. 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. 光子的量子统计性质是光场典型的非经典效应, 近年来人们对各种理论模型中的光子统计性质进行了广泛的研究<sup>[10-15]</sup>. 另一方面, Kerr 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>[12-19]</sup>. 陶向阳等<sup>[12]</sup>研究了 Kerr 效应和虚光场对三能级原子-场系统光子反聚束效应的影响. 但对 Kerr 介质存在时双模压缩真空场与耦合双原子相互作用系统中光子统计性质的研究尚未见报道, 因此本文研究了 Kerr 介质中双模压缩真空场与耦合双原子系统中光子的

统计性质, 讨论了 Kerr 介质与双模辐射场耦合强度、光场的初始压缩因子和原子的初始状态对光子统计性质的影响.

## 2. 理论模型

考虑被 Kerr 介质包围的双模辐射场与耦合二能级原子相互作用系统, 在旋波近似下, 系统的哈密顿量为

$$\begin{aligned} H = & \omega_1 a_1^\dagger a_1 + \omega_2 a_2^\dagger a_2 + \omega_0 \sum_{l=1}^2 S_3^{(l)} \\ & + \epsilon \sum_{l=1}^2 (a_1 a_2 S_+^{(l)} + a_1^\dagger a_2^\dagger S_-^{(l)}) \\ & + \Omega (S_+^{(1)} S_-^{(2)} + S_-^{(1)} S_+^{(2)}) + \chi a_1^\dagger a_2^\dagger a_1 a_2, \end{aligned} \quad (1)$$

式中  $a_j^\dagger$  和  $a_j$  分别为第  $(j=1, 2)$  模光场的产生和湮没算符,  $S_3^{(l)}$  和  $S_\pm^{(l)}$  为第  $(l=1, 2)$  个原子的自旋算符,  $\omega_j (j=1, 2)$  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-偶极相互作用常数,  $\chi$  为 Kerr 介质与双模辐射场的耦合系数.

为简便起见, 只考虑共振情形, 即光场频率和原子本征跃迁频率之间满足  $\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$  的条件.

将哈密顿量改写为

\* 湖南省教育厅科研计划项目(批准号 011040010128)资助的课题.

$$H = H_0 + H_1, \tag{2}$$

式中

$$H_0 = \omega_1 a_1^\dagger a_1 + \omega_2 a_2^\dagger a_2 + \omega_0 \sum_{l=1}^2 S_3^{(l)}, \tag{3}$$

$$H_1 = \epsilon \sum_{l=1}^2 (a_1 a_2 S_+^{(l)} + a_1^\dagger a_2^\dagger S_-^{(l)}) + \Omega (S_+^{(1)} S_-^{(2)} + S_-^{(1)} S_+^{(2)}) + \chi a_1^\dagger a_2^\dagger a_1 a_2. \tag{4}$$

这里  $H_1$  代表相互作用能量. 在相互作用绘景中, 有

$$H_1^I = \epsilon \sum_{l=1}^2 (a_1 a_2 S_+^{(l)} + a_1^\dagger a_2^\dagger S_-^{(l)}) + \Omega (S_+^{(1)} S_-^{(2)} + S_-^{(1)} S_+^{(2)}) + \chi a_1^\dagger a_2^\dagger a_1 a_2. \tag{5}$$

设初始时刻 ( $t = 0$ ) 原子处于相干叠加态,

$$|\psi_A(0)\rangle = \cos(\theta/2)|e, e\rangle + \sin(\theta/2)e^{-i\varphi}|g, g\rangle. \tag{6}$$

光场处于双模压缩真空态<sup>[20]</sup>,

$$a_n(t) = k_n e^{i\alpha_n t} + \lambda_n e^{i\beta_n t} + \eta_n e^{i\gamma_n t}, \tag{10}$$

$$b_n(t) = \frac{k_{n-2} \{ \alpha_{n-2}^2 - \mathcal{X}(n-1) \} \epsilon^2 + (n-2) \chi [ (n-1) \chi + \Omega ] + \alpha_{n-2} [ (5-6n+2n^2) \chi + \Omega ]}{2n(n-1) \epsilon^2} e^{i\alpha_{n-2} t} + \frac{\lambda_{n-2} \{ \beta_{n-2}^2 - \mathcal{X}(n-1) \} \epsilon^2 + (n-2) \chi [ (n-1) \chi + \Omega ] + \beta_{n-2} [ (5-6n+2n^2) \chi + \Omega ]}{2n(n-1) \epsilon^2} e^{i\beta_{n-2} t} + \frac{\eta_{n-2} \{ \gamma_{n-2}^2 - \mathcal{X}(n-1) \} \epsilon^2 + (n-2) \chi [ (n-1) \chi + \Omega ] + \gamma_{n-2} [ (5-6n+2n^2) \chi + \Omega ]}{2n(n-1) \epsilon^2} e^{i\gamma_{n-2} t}, \tag{11}$$

$$c_n(t) = d_n(t) = - \frac{k_{n-1} [ \alpha_{n-1} + (n-1) \chi ]}{2n\epsilon} e^{i\alpha_{n-1} t} - \frac{\lambda_{n-1} [ \beta_{n-1} + (n-1) \chi ]}{2n\epsilon} e^{i\beta_{n-1} t} - \frac{\eta_{n-1} [ \gamma_{n-1} + (n-1) \chi ]}{2n\epsilon} e^{i\gamma_{n-1} t}. \tag{12}$$

在 (10)–(12) 式中,

$$\alpha_n = - \frac{p_n}{3} - \frac{2^{1/3} h_n}{3v_n} + \frac{v_n}{3 \times 2^{1/3}}, \tag{13}$$

$$\beta_n = - \frac{p_n}{3} + \frac{(1+i\sqrt{3})h_n}{3 \times 2^{2/3} v_n} - \frac{(1-i\sqrt{3})v_n}{6 \times 2^{1/3}}, \tag{14}$$

$$\gamma_n = - \frac{p_n}{3} + \frac{(1-i\sqrt{3})h_n}{3 \times 2^{2/3} v_n} - \frac{(1+i\sqrt{3})v_n}{6 \times 2^{1/3}}, \tag{15}$$

$$h_n = - p_n^2 + 3q_n, \tag{16}$$

$$v_n = [ -2p_n^3 + 9p_n q_n + \sqrt{4(-p_n^2 + 3q_n)^2 + (-2p_n^3 + 9p_n q_n - 27w_n)^2 - 27w_n} ]^{1/3}, \tag{17}$$

$$p_n = (5 + 6n + 3n^2) \chi + \Omega, \tag{18}$$

$$|0, 0, \zeta\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} f_n |n, n\rangle, \tag{7}$$

$$f_n = (-e^{i\xi} \tanh r)^n / \cosh r,$$

式中  $\zeta = r e^{i\xi}$  为复压缩参数,  $r$  为表征光场压缩程度的压缩因子,  $\xi$  为压缩方向角, 为简便起见, 本文取  $\xi = 0$ .

设  $t$  时刻系统状态演化为

$$|\psi(t)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} [ a_n(t)|e, e, n, n\rangle + b_n(t)|g, g, n, n\rangle + c_n(t)|e, g, n, n\rangle + d_n(t)|g, e, n, n\rangle ]. \tag{8}$$

在 (6)–(7) 式给定的初始条件下, 求解系统的薛定谔方程

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = H_1^I |\psi(t)\rangle, \tag{9}$$

可得下列结果:

$$q_n = - \mathcal{X} (5 + 6n + 2n^2) \epsilon^2 + \chi [ (4 + 12n + 18n^2 + 12n^3 + 3n^4) \chi + \mathcal{X} (2 + 2n + n^2) \Omega ], \tag{19}$$

$$w_n = (2 + n) \chi \{ - \mathcal{X} (1 + 2n + 2n^2) \epsilon^2 + n^2 \chi [ (1 + n) \chi + \Omega ] \}, \tag{20}$$

$$k_n = \frac{1}{(\alpha_n - \beta_n) \chi (\alpha_n - \gamma_n)} \{ \mathcal{X} (2 + 3n + n^2) \epsilon^2 f_{n+2} \times e^{-i\varphi} \sin(\theta/2) + [ 2\epsilon^2 + 4n\epsilon^2 + 2n^2 \epsilon^2 + n^4 \chi^2 + n^2 \chi \gamma_n + \beta_n (n^2 \chi + \gamma_n) ] f_n \cos(\theta/2) \}, \tag{21}$$

$$\lambda_n = \frac{1}{(\beta_n - \alpha_n) \chi (\beta_n - \gamma_n)} \{ \mathcal{X} (2 + 3n + n^2) \epsilon^2 f_{n+2} \times e^{-i\varphi} \sin(\theta/2) + [ 2\epsilon^2 + 4n\epsilon^2 + 2n^2 \epsilon^2 + n^4 \chi^2$$

$$+ n^2 \chi \gamma_n + \alpha_n (n^2 \chi + \gamma_n) \} f_n \cos(\theta/2) \}, \quad (22)$$

$$\eta_n = \frac{1}{(\gamma_n - \alpha_n)(\gamma_n - \beta_n)} \{ \chi(2 + 3n + n^2) \epsilon^2 f_{n+2} \times e^{-i\theta} \sin(\theta/2) + [2\epsilon^2 + 4n\epsilon^2 + 2n^2\epsilon^2 + n^4\chi^2 + n^2\chi\beta_n + \alpha_n(n^2\chi + \beta_n)] f_n \cos(\theta/2) \}. \quad (23)$$

将(10)–(23)式代入(8)式,即可得到系统态矢的时间演化式.

## 3. 光子的统计性质

### 3.1. 光子的聚束效应和反聚束效应

光场的二阶相干度定义为

$$g_j^{(2)}(t) = \frac{a_j^{+2} a_j^2}{a_j^+ a_j^2} \quad (j = 1, 2). \quad (24)$$

令

$$G_j(t) = g_j^{(2)}(t) - 1 \quad (j = 1, 2). \quad (25)$$

若  $G_j(t) = 0$ , 即  $g_j^{(2)}(t) = 1$ , 则光场是二阶相干的; 若  $G_j(t) > 0$ , 即  $g_j^{(2)}(t) > 1$ , 则称光子呈现聚束效应; 反之, 若  $G_j(t) < 0$ , 即  $g_j^{(2)}(t) < 1$ , 则称光子呈现反聚束效应.

当系统处于由(8)式所描述的状态时, 可以求得

$$a_1^+ a_1 = a_2^+ a_2 = \sum_{n=0}^{\infty} \{ n [ |a_n(t)|^2 + |b_n(t)|^2 + |c_n(t)|^2 + |d_n(t)|^2 ] \}, \quad (26)$$

$$a_1^{+2} a_1^2 = a_2^{+2} a_2^2 = \sum_{n=0}^{\infty} \{ n(n-1) [ |a_n(t)|^2 + |b_n(t)|^2 + |c_n(t)|^2 + |d_n(t)|^2 ] \}. \quad (27)$$

根据(24)–(27)式对  $G_1(t)$  做数值计算, 所得结果如图 1 所示.

图 1(a)–(g) 给出了两原子均处于激发态 ( $\theta = 0$ ) 时  $G_1(t)$  的时间演化规律. 可以看出, 当两个原子相距很远以致原子间的偶极-偶极相互作用可以忽略 ( $\Omega/\epsilon = 0$ ) 以及介质与光场的耦合也可以忽略 ( $\chi/\epsilon = 0$ ) 时, 光子的聚束效应和反聚束效应交替出现, 如图 1(a) 所示. 当介质与光场的耦合不能忽略但强度较弱时,  $G_1(t)$  的时间演化呈现周期性的崩塌-回复现象, 崩塌-回复周期随  $\chi/\epsilon$  的增大而缩短, 如图 1(b)(c) 所示. 当介质与光场的耦合较强时,  $G_1(t)$  的崩塌-回复现象消失而作周期性的振荡, 振荡周期随  $\chi/\epsilon$  的增大而缩短, 振荡幅度随  $\chi/\epsilon$  的增大而减小, 光子的聚束效应减弱, 反聚束效应增强,

如图 1(e) 所示. 当两个原子相距较近, 其偶极-偶极相互作用不能忽略但较弱时, 偶极-偶极相互作用也使  $G_1(t)$  的时间演化呈现周期性的崩塌-回复现象, 崩塌-回复周期随  $\Omega/\epsilon$  的增大而缩短, 如图 1(b), (d) 所示. 当原子间的偶极-偶极相互作用很强时,  $G_1(t)$  的崩塌-回复现象消失而作缓慢的周期振荡, 如图 1(f) 所示. 比较图 1(b) 与图 1(g) 可以看出, 光场的初始压缩因子  $r$  对光场的二阶相干度有较大的影响. 当  $r$  较小时,  $G_1(t)$  的振荡幅度较大, 光子的聚束效应和反聚束效应交替出现, 当  $r$  较大时,  $G_1(t)$  的振荡幅度较小, 光子只呈现聚束效应. 同样, 原子的初始状态  $\theta$  对光场的二阶相干度也有较大的影响. 当  $\theta$  较小时, 光子的聚束效应和反聚束效应交替出现, 随着  $\theta$  的增大,  $G_1(t)$  的振荡曲线上移, 当  $\theta$  达到一定值后, 光子只呈现聚束效应, 如图 1(b)(h) 所示.

### 3.2. 模间相关性

双模光场的模间量子相干度定义为

$$g_{12}^{(2)}(t) = \frac{a_1^+ a_2^+ a_2 a_1}{a_1^+ a_1 a_2^+ a_2}. \quad (28)$$

令

$$G_{12}(t) = g_{12}^{(2)}(t) - 1. \quad (29)$$

若  $G_{12}(t) > 0$ , 则光场两模间呈现正相关; 反之, 若  $G_{12}(t) < 0$ , 则光场两模间呈现负相关.

当系统处于由(8)式所描述的状态时, 可以求得

$$a_1^+ a_2^+ a_2 a_1 = \sum_{n=0}^{\infty} \{ n^2 [ |a_n(t)|^2 + |b_n(t)|^2 + |c_n(t)|^2 + |d_n(t)|^2 ] \}. \quad (30)$$

根据(26)(28)–(30)式对  $G_{12}(t)$  做数值计算, 所得结果如图 2 所示.

从图 2 可以看出, 系统中光场的两模之间呈现正相关, 与光场的二阶相干度相似, 介质与双模辐射场的耦合系数  $\chi$ 、原子间偶极-偶极相互作用常数  $\Omega$  使  $G_{12}(t)$  的时间演化呈现周期性的崩塌-回复现象, 崩塌-回复周期随  $\chi/\epsilon$ ,  $\Omega/\epsilon$  的增大而缩短, 如图 2(b)–(d) 所示. 光场的初始压缩因子  $r$  对双模光场的模间相关性有明显的影 响. 当  $r$  较小时,  $G_{12}(t)$  的振荡幅度较大, 平均相关较强, 当  $r$  较大时,  $G_{12}(t)$  的振荡幅度较小, 平均相关较弱, 如图 2(b)(e) 所示. 描述原子初始状态的  $\theta$  增大时,  $G_{12}(t)$  的时间演化曲线上移, 如图 2(b)(f) 所示.

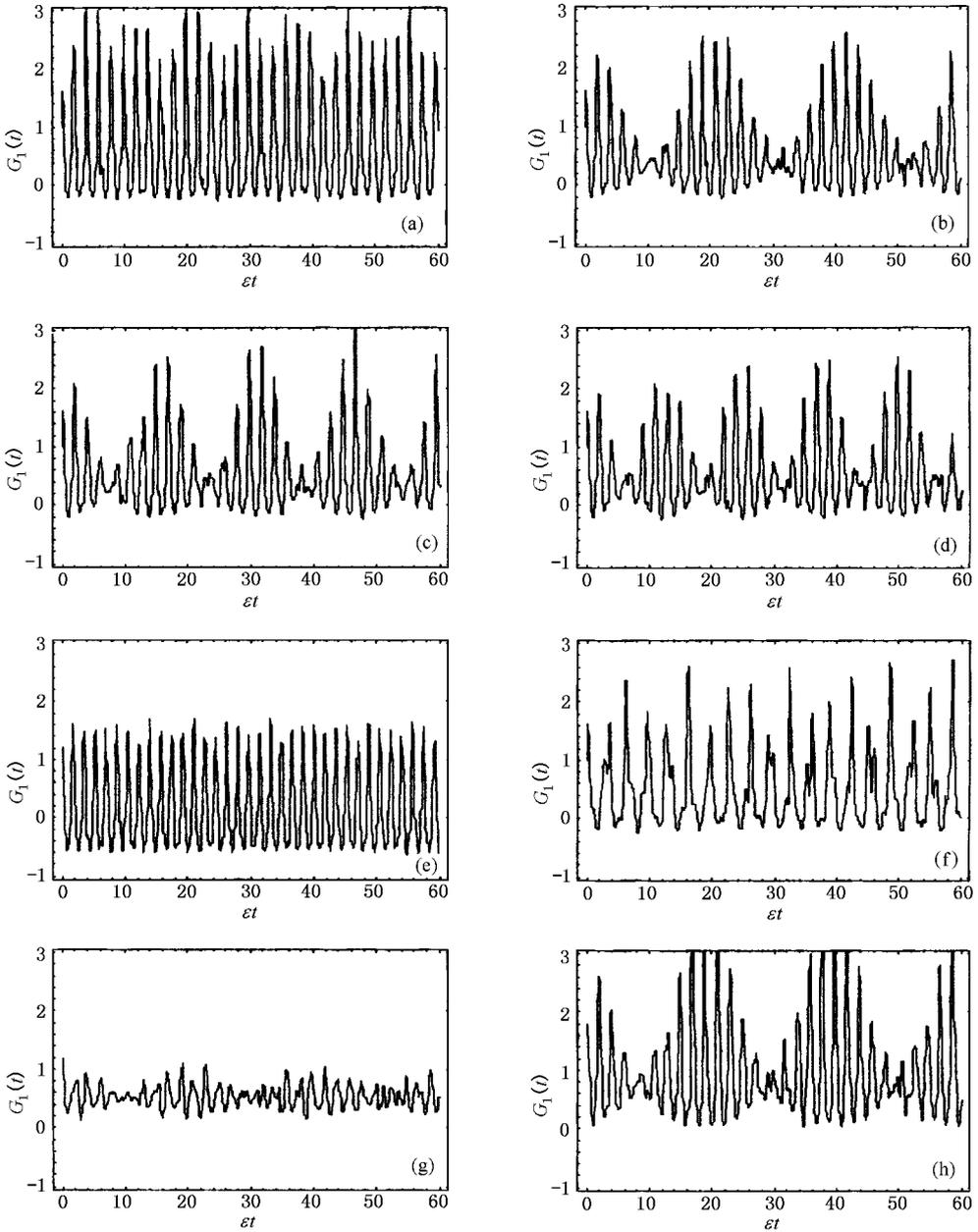


图 1  $G_1(t)$  的时间演化特性 ( $\varphi - \xi = \pi/2$ ) (a)  $\chi/\epsilon = 0, \Omega/\epsilon = 0, \beta = 0, r = 0.5$  (b)  $\chi/\epsilon = 0.04, \Omega/\epsilon = 0.2, \beta = 0, r = 0.5$  (c)  $\chi/\epsilon = 0.08, \Omega/\epsilon = 0.2, \beta = 0, r = 0.5$  (d)  $\chi/\epsilon = 0.04, \Omega/\epsilon = 0.4, \beta = 0, r = 0.5$  (e)  $\chi/\epsilon = 3, \Omega/\epsilon = 0.2, \beta = 0, r = 0.5$  (f)  $\chi/\epsilon = 0.04, \Omega/\epsilon = 3, \beta = 0, r = 0.5$  (g)  $\chi/\epsilon = 0.04, \Omega/\epsilon = 0.2, \beta = 0, r = 1$  (h)  $\chi/\epsilon = 0.04, \Omega/\epsilon = 0.2, \beta = \pi/3, r = 0.5$

### 3.3. Cauchy-Schwartz 不等式

对于双模光场, Cauchy-Schwartz 不等式表示为

$$a_1^+ a_2^+ a_2 a_1 \leq a_1^{+2} a_1^2 a_2^{+2} a_2^2 \quad (31)$$

令

$$K(t) = \frac{|a_1^{+2} a_1^2 a_2^{+2} a_2^2|^{1/2}}{a_1^+ a_2^+ a_2 a_1} - 1 \quad (32)$$

若  $K(t) > 0$  则光场两模间的相关为经典相关; 反之, 若  $K(t) < 0$  则光场两模间的相关为非经典相关.

根据 (27) (30) (32) 式对  $K(t)$  作数值计算, 所

得结果如图 3 所示. 可以看出, 系统中光场的两模之间的相关为非经典相关, 介质与双模辐射场的耦合系数  $\chi$  及原子间偶极-偶极相互作用常数  $\Omega$  使  $K(t)$  的时间演化呈现周期性的崩塌-回复现象, 如图 3 (a) (b) 所示. 光场的初始压缩因子  $r$  对双模光场模间相关的非经典程度有明显的影 响. 当  $r$  较小时,  $K(t)$  的振荡幅度较大, 平均非经典程度较深, 当  $r$  较大时,  $K(t)$  的振荡幅度较小, 平均非经典程度较浅, 如图 3 (b) (c) 所示. 描述原子初始状态的  $\theta$  增大时,  $K(t)$  的振荡幅度减小, 即光场模间相关的非经典

程度的起伏减小,如图 3(b)(d)所示.

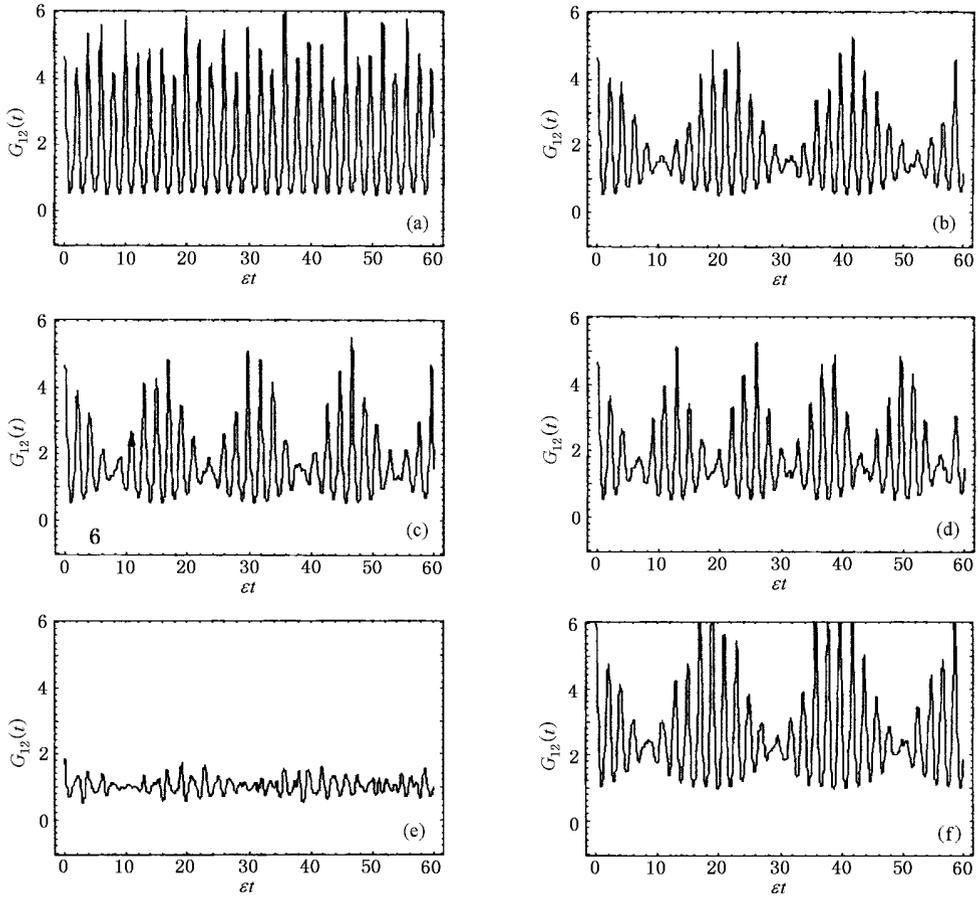


图 2  $G_{12}(t)$  的时间演化特性 ( $\varphi - \xi = \pi/2$ ) (a)  $\chi/\varepsilon = 0, \mu\Omega/\varepsilon = 0, \beta = 0, r = 0.5$  (b)  $\chi/\varepsilon = 0.04, \mu\Omega/\varepsilon = 0.2, \beta = 0, r = 0.5$  (c)  $\chi/\varepsilon = 0.08, \mu\Omega/\varepsilon = 0.2, \beta = 0, r = 0.5$  (d)  $\chi/\varepsilon = 0.04, \mu\Omega/\varepsilon = 0.4, \beta = 0, r = 0.5$  (e)  $\chi/\varepsilon = 0.04, \mu\Omega/\varepsilon = 0.2, \beta = 0, r = 1$  (f)  $\chi/\varepsilon = 0.04, \mu\Omega/\varepsilon = 0.2, \beta = \pi/3, r = 0.5$

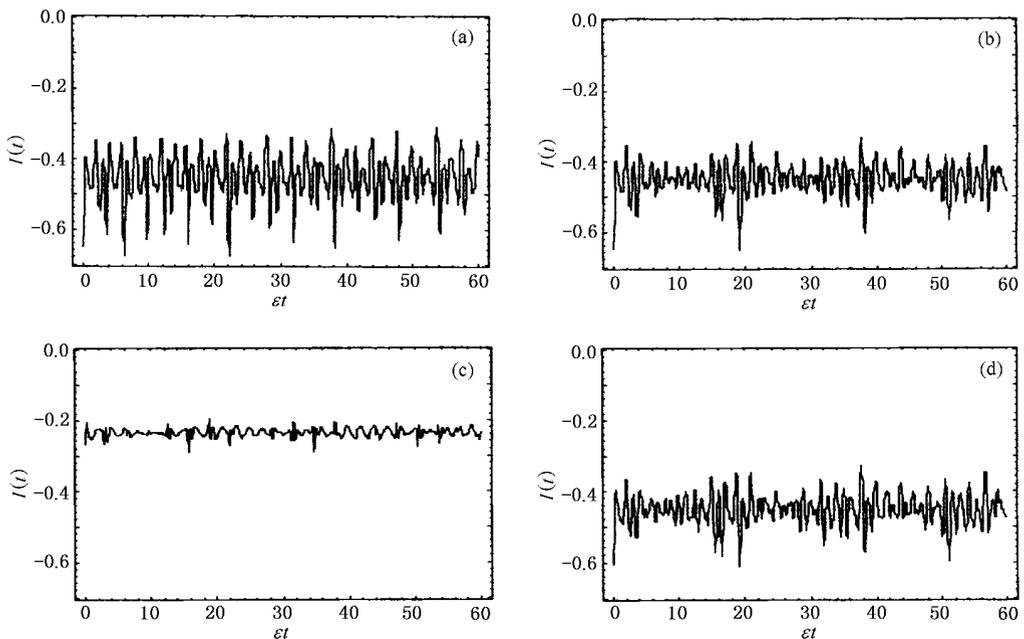


图 3  $I(t)$  的时间演化特性 ( $\varphi - \xi = \pi/2$ ) (a)  $\chi/\varepsilon = 0, \mu\Omega/\varepsilon = 0, \beta = 0, r = 0.5$  (b)  $\chi/\varepsilon = 0.04, \mu\Omega/\varepsilon = 0.2, \beta = 0, r = 0.5$  (c)  $\chi/\varepsilon = 0.04, \mu\Omega/\varepsilon = 0.2, \beta = 0, r = 1$  (d)  $\chi/\varepsilon = 0.04, \mu\Omega/\varepsilon = 0.2, \beta = \pi/3, r = 0.5$

## 4. 结 论

应用全量子理论和数值计算方法,研究了 Kerr 介质中双模压缩真空场与耦合双原子相互作用系统中光子的统计性质. 计算结果表明 (1) 介质与双模辐射场的耦合系数  $\chi$ 、原子间偶极-偶极相互作用常数  $\Omega$ 、光场的初始压缩因子  $r$  和原子初态  $\theta$  对光场的二阶相干度有较大的影响. 当  $\chi/\epsilon, \Omega/\epsilon$  较小时,  $G_1(t)$  的时间演化呈现周期性的崩塌-回复现象,光子的聚束效应和反聚束效应交替出现,当  $\chi/\epsilon$  较大

时,  $G_1(t)$  的崩塌-回复现象消失而作周期性的振荡,光子的聚束效应减弱,反聚束效应增强,当  $\Omega/\epsilon$  较大时,  $G_1(t)$  的崩塌-回复现象消失而作缓慢的周期振荡. 当  $r$  较小时,  $G_1(t)$  的振荡幅度较大,光子的聚束效应和反聚束效应交替出现,当  $r$  较大时,  $G_1(t)$  的振荡幅度较小,光子主要呈现聚束效应. 当  $\theta$  较小时,光子的聚束效应和反聚束效应交替出现,当  $\theta$  较大时,光子主要呈现聚束效应. (2) 系统中光场的两模之间呈现正相关,并且这种相关为非经典相关.

- [ 1 ] Jaynes E T, Cummings F W 1963 *Proc. IEEE* **51** 89
- [ 2 ] Tavis M, Cummings F W 1968 *Phys. Rev.* **170** 379
- [ 3 ] Tian Y H, Peng J S, Xu D H *et al* 1999 *Chin. Phys.* **8** 252
- [ 4 ] Tian Y H, Peng J S 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 67 [ in Chinese ] 田永红、彭金生 2000 物理学报 **49** 67 ]
- [ 5 ] Wan L, Liu S M, Liu S Q 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 84 [ in Chinese ] [ 万琳、刘素梅、刘三秋 2002 物理学报 **51** 84 ]
- [ 6 ] Huang C J, Li J F, He H Y 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 473 [ in Chinese ] 黄春佳、厉江帆、贺慧勇 2001 物理学报 **50** 473 ]
- [ 7 ] Huang C J, Zhou M, Li J F *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 2159 [ in Chinese ] 黄春佳、周明、厉江帆等 2000 物理学报 **49** 2159 ]
- [ 8 ] Gao Y F, Feng J, Song T Q 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1650 [ in Chinese ] [ 高云峰、冯健、宋同强 1999 物理学报 **48** 1650 ]
- [ 9 ] Luo Z F, Xu Z Z, Xu L 1992 *Acta Phys. Sin.* **41** 1950 [ in Chinese ] [ 罗振飞、徐至展、徐磊 1992 物理学报 **41** 1950 ]
- [ 10 ] Lu H, Guo G C 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1433 [ in Chinese ] 路洪、郭光灿 1999 物理学报 **48** 1433 ]
- [ 11 ] Huang C J, Li J F, Zhou M *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1920 [ in Chinese ] 黄春佳、厉江帆、周明等 2001 物理学报 **50** 1920 ]
- [ 12 ] Tao X Y, Liu S Q, Nie Y Y *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1471 [ in Chinese ] [ 陶向阳、刘三秋、聂义友等 2000 物理学报 **49** 1471 ]
- [ 13 ] Tao X Y, Liu J M, Liu S Q *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1464 [ in Chinese ] [ 陶向阳、刘金明、刘三秋等 2000 物理学报 **49** 1464 ]
- [ 14 ] Lai Y Z, Li W D, Liang J Q 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1489 [ in Chinese ] 赖云忠、李卫东、梁九卿 1998 物理学报 **47** 1489 ]
- [ 15 ] Huang C J, Wen L 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1978 [ in Chinese ] [ 黄春佳、文立 2002 物理学报 **51** 1978 ]
- [ 16 ] Agarwal G S, Puri R R 1989 *Phys. Rev. A* **39** 2969
- [ 17 ] Amitabh J, Puri R R 1992 *Phys. Rev. A* **45** 5056
- [ 18 ] Lai Z J, Liu Z X 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1714 [ in Chinese ] 赖振讲、刘自信 2000 物理学报 **49** 1714 ]
- [ 19 ] Li G X, Peng J S 1993 *Acta Phys. Sin.* **42** 1443 [ in Chinese ] 李高翔、彭金生 1993 物理学报 **42** 1443 ]
- [ 20 ] Peng J S, Li G X 1996 *Introduction of Modern Quantum Optics* ( Beijing Science Press ) p192 [ in Chinese ] [ 彭金生、李高翔 1996 近代量子光学导论 (北京 科学出版社) 第 192 页 ]

# Statistic properties of photon in the system of two coupling atoms interacting with two-mode squeezed vacuum field in Kerr medium \*

Fang Jia-Yuan Huang Chun-Jia Huang Zu-Hong Zhou Ming

( Department of Physics and Electronic Science ,Changsha University of Science and Technology ,Changsha 410077 ,China )

( Received 12 March 2003 ; revised manuscript received 18 June 2003 )

## Abstract

The statistic properties of photons in the system of two-mode squeezing vacuum field interacting with two coupling atoms in Kerr medium are studied by means of quantum theory. The influences of coupling constant  $\chi$ , initial squeezed parameter  $r$  and the atomic initial state are discussed. The results obtained by means of numerical method show that the photon bunching and anti-bunching appear alternately, and the correlation of the two modes of light is both positive and non-classical. The periodical collapse-revival phenomenon of the time evolution of the second-order coherence degree of the two-mode field appears due to the influence of the Kerr effect. The periods of the collapse-revival become short up to disappearance with increasing Kerr effect.

**Keywords** : Kerr medium ,two coupling atoms , two-mode squeezed vacuum field , statistic properties of photon

**PACC** : 4250

---

\* Project supported by the Science Research Program of the Education Bureau of Hunan Province , China( Grant No. 011040010128 ).