

两模光场与原子相互作用中光场周期性和频效应

—理想 Kerr 介质腔中非关联双模相干态光场与 V 型三能级原子相互作用系统中光场的不等阶和压缩效应*

赖振讲^{1,2} 侯 洵^{1,3} 杨志勇¹ 白晋涛¹ 孙中禹^{4,5}

(1 西北大学光子学与光子技术研究所,西北大学光电子技术省级重点开放实验室,西安 710069)

(2 河南师范大学物理系,新乡 453002)

(3 中国科学院西安光学精密机械研究所,瞬态光学技术国家重点实验室,西安 710068)

(4 西安交通大学电子与信息工程学院,西安 710049)

(5 空军工程大学电讯工程学院,西安 710077)

摘 要 利用多模压缩态理论,通过数值计算研究了高 Q Kerr 介质腔中非关联双模相干态光场与 V 型三能级原子相互作用系统中双模光场的不等幂次高次和压缩效应,分别绘出了两模光场第一模 i 次方第二模 j 次方不等幂次和压缩度的第一正交分量($Sh1_{ij}$),第二正交分量($Sh2_{ij}$)的时间演化曲线.结果表明:1)Kerr 介质的存在和嵌放在介质中的 V 型三能级原子是产生双模光场不等阶和压缩效应的物质条件,二者缺一不可.2)腔中光场和原子发生光子交换是导致双模光场不等幂次和压缩效应的微观机制.3)在不考虑坐标度的情况下,不同条件下的时间演化曲线呈现非常相似的“崩坍—复原—凹谷”式结构,且复原区的波型振荡次数及凹谷区的振荡下降和振荡上升型式一样.4)在 χ 以及 $\langle n_1 \rangle, \langle n_2 \rangle$ 不变的条件下,不等幂次高次和压缩度时间演化曲线的崩坍—复原—凹谷式结构的持续时间随压缩阶次的升高而缩短,压缩度随压缩阶次的升高而迅速下降.5)在平均光子不变(即 $\langle n_1 \rangle, \langle n_2 \rangle$ 恒定),但 Kerr 介质不同(即 χ 变化)的条件下,不等幂次高次和压缩度曲线的周期随 Kerr 介质的三阶非线性极化系数 χ 的增加而缩短,幅度则不受 Kerr 介质的三阶非线性极化系数变化的影响.6)不等幂次高次和压缩效应的持续时间等强烈地依赖于 Kerr 介质的非线性程度, χ 越大不等阶和压缩效应持续时间就越短.在相同压缩幂次的情况下,不等幂次高次和压缩度演化曲线正向幅度随平均光子数的增大而增大.

关键词 高 Q Kerr 介质腔;非关联双模相干态光场;V 型三能级原子,不等幂次高次和压缩效应;不等幂次高次和压缩度

0 引 言

最近人们对多模压缩态的概念作了多种推广^{1~13}.1989 年 M. Hillery 首先把光场压缩的概念推广到双模场的情形,首次提出了和压缩与差压缩的概念⁹,指出和频的形成会导致具有 $Su(1,1)$ 代数结构的正交相位分量的双模和压缩.文献 10~13 建立了多模辐射场的广义非线性等阶与不等阶高阶压缩理论,从理论上将现有的有关单、双模辐射场的压缩及高阶压缩理论统一到了更为普遍的多模辐射场的压缩理论体系之中,并揭示了广阔的应用前景和重大的理论价值.文献 14 和文

* 陕西省自然科学基金(批准号:2001SL04;2000SL10)、陕西省教育厅专项科研基金(批准号:99JK091;00JK115)和西北大学科学基金(批准号:99NW38)资助项目

献¹⁵的研究结果都表明:光场与物质(原子)之间的相互作用可以导致光场的压缩,改变光场的量子统计性质. 目前人们已经分别对单光子、简并双光子、简并多光子以及附加 Kerr 介质 J-C 模型系统中单模光场的压缩及高阶压缩特性进行了大量的深入研究. 本文则在文献¹⁶的基础上,利用文献^{10~13}所建立的多模压缩态理论,研究附加 Kerr 介质的高 Q 腔中非关联双模相干态光场与 V 型三能级原子相互作用系统中双模光场的不等幂次高次和压缩特性,并由此揭示出光场强度(即平均光子数)、Kerr 介质的非线性程度对不等幂次高次和压缩特性的影响. 该研究结果,对于人们深入了解双模光场与物质(原子)之间相互作用的本质及光场参与非线性过程后的特性变化等具有重要指导作用.

1 模型及其精确解

由文献^{16、17}知,高 Q Kerr 介质中 V 型三能级原子与双模光场相互作用的有效哈密顿在旋波近似下可表为

$$H_{\text{eff}}=H_0+H_I \tag{1}$$

$$H_0=\omega_1 N_1+\omega_2 N_2+\omega_2 P e \tag{2}$$

式中

$$\begin{aligned} N_1 &= a_1^+ a_1 + R_{22}, N_2 = a_2^+ a_2 + R_{11}, P e = R_{22} + \\ &R_{11} + R_{00}, H_I = \chi a_1^+ a_1 a_2^+ a_2 + \delta_1 R_{22} + \delta_2 R_{11} \\ &+ g_1 (a_1 R_{20} + R_{02} a_1^+) + g_2 (a_2 R_{10} + R_{01} a_2^+) \end{aligned} \tag{3}$$

在式(1)至式(3)中, g_1 和 g_2 分别为第 1、2 模光场与原子的耦合系数, δ_1 和 δ_2 分别为第 1、2 模光场的单光子失谐量, $a_1(a_1^+)$ 和 $a_2(a_2^+)$ 分别为双模光场中第 1、2 模的光子湮没(产生)算符, χ 是与 Kerr 介质的三阶非线性极化系数有关的常量, $R_{ij} = |i\rangle\langle j|$ 为原子能级的上升和下降算符(取 $\hbar=1$). 考虑在 $t=0$ 的初始时刻原子处于激发态 $|2\rangle$, 光场处于非关联双模相干态 $|\alpha_1\rangle|\alpha_2\rangle$; 则在福克表象中双模光场可表为

$$\begin{aligned} |\psi(0)\rangle_f &= \sum_{n_1, n_2} F_{n_1, n_2} |n_1, n_2\rangle \\ F_{n_1, n_2} &= \exp[-(|\alpha_1|^2 + |\alpha_2|^2)/2] \alpha_1^{n_1} \alpha_2^{n_2} / \\ &(n_1! n_2!)^{1/2} \end{aligned} \tag{4}$$

$t>0$ 的任意时刻,系统的态矢量在相互作用表象中可表示为

$$\begin{aligned} |\Psi_I(t)\rangle &= \sum_{n_1, n_2} F_{n_1, n_2} \exp[-i\omega_1\{(n_1+1) \\ &+ \omega_2(n_2+1) + n_2(n_1+1)\chi\}t] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\cdot |B_2(n_1, n_2, t)|^2, n_1, n_2\rangle + B_1(n_1, \\ &n_2, t)|1, n_1+1, n_2-1\rangle + B_0(n_1, n_2, t) \\ &|0, n_1+1, n_2\rangle \end{aligned} \tag{5}$$

将式(5)代入薛定谔方程

$$i\partial_t|\Psi(t)\rangle = H_I|\Psi(t)\rangle \tag{6}$$

经过运算得到¹⁶

$$\begin{aligned} B_2(n_i, \delta_i, t) &= \sum_{i=1}^3 A_i (\lambda_i^2 - \chi[(n_1+1) - \delta_2] \\ &\cdot \lambda_i - g^2 n_2) e^{i\lambda_i t} \\ B_1(n_i, \delta_i, t) &= g_1 g_2 (n_2 (n_1+1))^{1/2} \sum_{i=1}^3 A_i e^{i\lambda_i t} \\ B_0(n_i, \delta_i, t) &= g_1 (n_1+1)^{1/2} \sum_{i=1}^3 A_i (-\lambda_i \\ &+ \chi(n_1+1) - \delta_2) e^{i\lambda_i t} \end{aligned} \tag{7}$$

式中

$$\begin{aligned} A_1 &= 1/(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_1), A_2 = (\lambda_2 - \lambda_3)^{-1} \\ &\cdot (\lambda_1 - \lambda_2)^{-1}, A_3 = 1/(\lambda_3 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_3), r = \\ &|(Q^2/4 - R)^{1/6}| = |(p/3)^{1/2}|, u = 1/3 \arccos[|Q| \\ &/2(|p|/3)^{-3/2}], \lambda_i = \gamma_i - b/3, (i=1, 2, 3), b = \\ &-\chi(n_1 + n_2 + 1) + \delta_1 + \delta_2, c = -g_2^2 n_2 - g_1^2 \\ &(n_1+1) + (\chi n_2 - \delta_1)[\chi(n_1+1) - \delta_2], d = g_2^2 n^2 \\ &(n^2 \chi - \delta_1) + g_1^2 (n_1+1)[(n_1+1)\chi - \delta_2], p = c \\ &- b^2/3, Q = d - bc/3 + 2b^3/27 \end{aligned}$$

$Q<0$ 时

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= 2r \cos(u), \gamma_2 = 2r \cos(u + 2\pi/3) \\ \gamma_3 &= 2r \cos(u + 4\pi/3) \end{aligned}$$

$Q>0$ 时

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= 2r \cos(u + \pi/3), \gamma_2 = 2r \cos(u - \pi/3) \\ \gamma_3 &= 2r \cos(u - \pi) \end{aligned}$$

2 不等阶和压缩的计算

根据文献^{10~13}所述的有关双模及多模辐射场的不等幂次高次和压缩的压缩度定义

$$\begin{aligned} Shk_{ij} &= \langle (\Delta Hk_{ij})^2 \rangle - \langle [B_{ij}, B_{ij}^+] \rangle \langle [B_{ij}, \\ &B_{ij}^+] \rangle \quad (k=1, 2) \end{aligned}$$

式中 $B_{ij} = a_1^i a_2^j, B_{ij}^+ = a_1^{+i} a_2^{+j}, \langle (\Delta Hk_{ij})^2 \rangle = \langle (Hk_{ij})^2 \rangle - \langle Hk_{ij} \rangle^2$, 而 $H_{ij}^1 = 1/2(B_{ij} + B_{ij}^+), H_{ij}^2 = i/2(B_{ij}^+ - B_{ij})$ ($i=1, 2, 3, \dots; j=1, 2, 3, \dots; (i \neq j)$) 为两个正交厄密算符. 当 $-1 \leq Shk_{ij} < 0$ ($k=1, 2$)

时,就说两模场不等幂次高次和压缩度的第 k 个正交分量存在第一模 i 次方第二模 j 次方不等幂次高次和压缩效应(即第一模参与 i 光子第二模参与 j 光子的多光子和频效应). 本文给出不等幂次高次和压缩度的一般计算公式及其它一些量

的一般表达式·即

$$\begin{aligned} Sh1_{ij} &= [2\langle a_1^{+i} a_1^i a_2^{+j} a_2^j \rangle + 2\text{Re}[\langle a_1^{2i} a_2^{2j} \rangle] \\ &\quad - 4(\text{Re}[\langle a_1^i a_2^j \rangle])^2] / \langle a_1^{+i} a_1^i a_2^{+j} a_2^j \rangle \\ &\quad - a_1^{+i} a_1^i a_2^{+j} a_2^j \\ &= 2\langle F_{ij}(a_1^{+} a_1, a_2^{+} a_2) \rangle + 2\text{Re}[\langle a_1^{2i} a_2^{2j} \rangle] \\ &\quad - 4(\text{Re}[\langle a_1^i a_2^j \rangle])^2 / \langle D_{ij}(a_1^{+} a_1, a_2^{+} \\ &\quad \cdot a_2) \rangle \end{aligned} \quad (8a)$$

$$\begin{aligned} Sh2_{ij} &= [2\langle a_1^{+i} a_1^i a_2^{+j} a_2^j \rangle - 2\text{Re}[\langle a_1^{2i} a_2^{2j} \rangle] \\ &\quad - 4(\text{Im}[\langle a_1^i a_2^j \rangle])^2] / \langle a_1^{+i} a_1^i a_2^{+j} a_2^j \rangle \\ &\quad - a_1^{+i} a_1^i a_2^{+j} a_2^j \\ &= 2\langle F_{ij}(a_1^{+} a_1, a_2^{+} a_2) \rangle - 2\text{Re}[\langle a_1^{2i} a_2^{2j} \rangle] \\ &\quad - 4(\text{Im}[\langle a_1^i a_2^j \rangle])^2 / \langle D_{ij}(a_1^{+} a_1, a_2^{+} \\ &\quad \cdot a_2) \rangle \end{aligned} \quad (8b)$$

式中

$$\begin{aligned} F_{ij}(a_1^{+} a_1, a_2^{+} a_2) &= \Pi_{l=0}^{i-1} (n_1 - l) \\ \Pi_{k=0}^{j-1} (n_2 - k), \quad D_{ij}(a_1^{+} a_1, a_2^{+} a_2) &= \Pi_{l=1}^i (n_1 + l) \Pi_{k=1}^j (n_2 + k) \end{aligned}$$

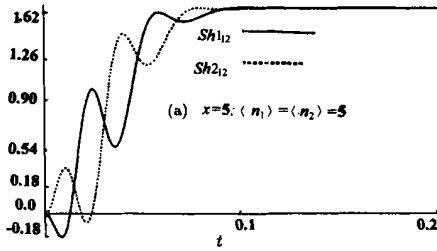


图 1 不等阶和压缩度 $Sh1_{12}, Sh2_{22}$ 的时间演化曲线

Fig.1 The time evolution curves of the unequal-power sumsqueezing degrees $Sh1_{12}, Sh2_{22}$

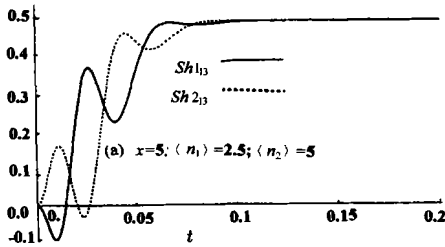


图 2(a) 不等阶和压缩度 $Sh1_{13}, Sh2_{13}$ 的时间演化曲线

Fig.2(a) The time evolution curves of the unequal-power sumsqueezing degrees $Sh1_{13}, Sh2_{13}$

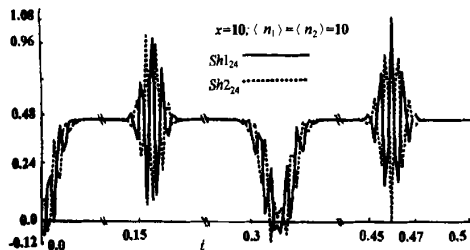


图 3 不等阶和压缩度 $Sh1_{24}, Sh2_{24}$ 的时间演化曲线

Fig.3 The time evolution curves of the unequal-power sumsqueezing degrees $Sh1_{24}, Sh2_{24}$

利用系统态矢量式(5),可将式(8)中各项表为

$$\begin{aligned} \langle F_{ij}(n_1, n_2) \rangle &= \sum_{n_1, n_2} |F_{n_1, n_2}|^2 [F_{ij}(n_1, n_2) \\ &\quad \cdot |B_2(n_1, n_2, t)|^2 + F_{ij}(n_1+1, n_2-1) \\ &\quad \cdot |B_1(n_1, n_2, t)|^2 + F_{ij}(n_1, n_2-1) |B_0(n_1, \\ &\quad n_2, t)|^2] \end{aligned} \quad (9a)$$

$$\begin{aligned} \langle a_1^{+i} a_2^{+j} \rangle &= \alpha_1^{+i} \alpha_2^{+j} \sum_{n_1, n_2} |F_{n_1, n_2}|^2 \exp[-i \\ &\quad \cdot (\beta(n_1+1) + \mu n_2 + \mu \beta) \chi t] [B_2^{*}(n_1, n_2, t) \\ &\quad \cdot B_2(n_1 + \mu, n_2 + \beta, t) + ((1 + \mu / (n_1 + 1)) \\ &\quad \cdot (n_2 / (n_2 + \beta))^{1/2} B_1^{*}(n_1, n_2, t) B_1(n_1 \\ &\quad + \mu, n_2 + \beta, t) + (1 + \mu / (n_1 + 1))^{1/2} \\ &\quad \cdot B_0^{*}(n_1, n_2, t) B_0(n_1 + \mu, n_2 + \beta, t)] \end{aligned} \quad (9b)$$

3 数值结果与讨论

将式(9a,b)代入式(8a,b),分别对 $\chi=5, 10$; $\langle n \rangle = 2.5, 5, 10$; $\langle n \rangle = 5, 10$ 情况进行数值计算结果如图 1~图 3 所示的不等幂次高次和压缩度的第一、二相位正交分量的时间演化曲线(场与原

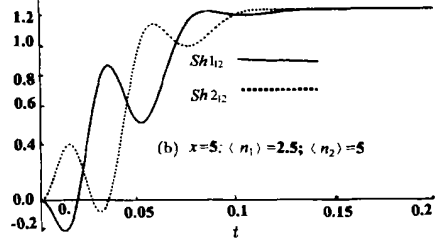


图 1(b) 不等阶和压缩度 $Sh1_{12}, Sh2_{22}$ 的时间演化曲线

Fig.2(b) The time evolution curves of the unequal-power sumsqueezing degrees $Sh1_{12}, Sh2_{22}$

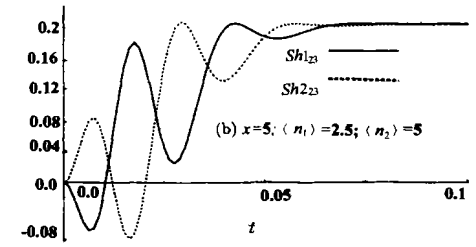


图 2(b) 不等阶和压缩度 $Sh1_{23}, Sh2_{23}$ 的时间演化曲线

Fig.2(b) The time evolution curves of the unequal-power sumsqueezing degrees $Sh1_{23}, Sh2_{23}$

子的耦合系数取作 $g_1 = g_2 = 1$, 光场与原子共振耦合, $\delta_1 = \delta_2 = 0$, 图中纵轴无量纲, 横轴以秒为单位乘以系数 $1.054571596 \times 10^{-34}$). 图 1(a) 为 $\chi = 5, \langle n \rangle = \langle n \rangle = 5$ 时光场的第一模 1 次方、第二模 2 次方和压缩度的第一、二正交相位分量的演化曲线·由图可见,在非关联双模相干态光场参与介质-原子相互作用后,第一正交分量首先进入不等幂次和压缩状态,其最大压缩度为 18%,当第一正交分量退出压缩,第二相位正交分

量进入和压缩状态,其最大压缩度为 7%. 图 1(b) 为 $\chi=5, \langle n_1 \rangle = 2.5, \langle n_2 \rangle = 5$ 时光场的第一模 1 次方、第二模 2 次方和压缩度的第一、二正交相位分量的演化曲线. 与图 1(a) 相比仅减少了第一模的光强(平均光子数),其时间演化曲线的形状相似,只是幅度有所变化,横坐标以上的幅度减少,而横坐标以下的幅度(体现和压缩度)有所增加,第一正交分量的最大和压缩度为 20%,第二正交分量的最大和压缩度为 10%. 增大两正交分量的压缩阶次,图 2(a) 为 $\chi=5, \langle n_1 \rangle = 2.5, \langle n_2 \rangle = 5$ 时光场的第一模 1 次方、第二模 3 次方和压缩度的第一、二正交相位分量的演化曲线. 与图 1 相比曲线的幅度及其最大和压缩度明显减少,但是压缩效应持续时间不变;在相同的参量下,图 2(b) 为第一模 2 次方、第二模 3 次方和压缩度的第一、二正交相位分量的演化曲线,由图 2 可以看出其幅度随压缩阶次的升高而减少的情况,第一正交相位分量的最大和压缩度为 6%,第二正交分量的最大和压缩度为 8%. 为了说明演化曲线的周期性变化的情况,图 3 为 $\chi=10, \langle n_1 \rangle = \langle n_2 \rangle = 10$ 时第一模 2 次方、第二模 4 次方不等幂次高次和压缩度的第一、二正交相位分量的演化曲线,其形状是“崩塌—复原—凹谷”型周期性结构. 周期性的压缩,同时也就出现了该系统中的周期性和频效应.

4 结 论

1) 不等幂次高次和压缩特性强烈地依赖于

Kerr 介质的三阶非线性极化系数(χ),其幅度依赖于双模光场中各模的平均光子数($\langle n_1 \rangle$ 和 $\langle n_2 \rangle$); 2) 在 χ 以及 $\langle n_1 \rangle$ 、 $\langle n_2 \rangle$ 相同的情况下,不同压缩阶次的不等幂次高次和压缩度的时间演化曲线,其周期与 χ 以及压缩度的阶次成反比,其压缩度也随压缩阶次的升高而迅速下降. 3) Kerr 介质的存在和嵌放在介质中的 V 型三能级原子是产生双模光场不等阶和压缩效应的物质条件,二者缺一不可. 腔中光场和原子发生光子交换是导致双模光场不等幂次和压缩效应的微观机制. 4) 在不考虑坐标标度的情况下,所有时间演化曲线的形状都非常相似,呈现“崩塌—复原—凹谷”型周期性结构,且复原区的波形振荡次数以及凹谷区的振荡下降和振荡上升次数都一样. 5) 不等幂次高次和压缩效应的持续时间强烈地依赖于 Kerr 介质的非线性程度, χ 越大不等阶和压缩效应持续时间就越短. 从物理角度看,这是由于两模相干态光场在 Kerr 介质中随着时间的推移不断改变其相干特性,也就是两模光场的相关特性随时间发生变化,同时由于光场和原子在相互作用过程中不断进行着光子交换,也不断改变着光场的相位特性,其结果使得腔中呈现周期性变化的、模式不同的、各模光子数不同的量子态间的纠缠,产生和频效应. 因此,量子化光场与介质和原子相互作用的过程中,不同的量子态以不同的权重和相位因子进行相干叠加,从而影响不等幂次高次和压缩度的演化曲线.

参考文献

- 1 Stoler D. Equivalence classes of minimum uncertainty packets. *Phys Rev (D)*, 1970, 1(12): 3217~3219
- 2 Yuen H P. Two-phonon coherent states of the radiation field. *Phys Rev (A)*, 1987, A13(6): 2226~2243
- 3 [日] 广田修著, 程希望, 苗正培译. 光通信理论—量子论基础. 西安: 西安电子科技大学出版社, 1991, 1~228
- 4 Hong C K, Mandel L. Generation of higher-order squeezing of quantum electromagnetic field. *Phys Rev (A)*, 1985, 32(2): 974~982
- 5 Hillery M. Amplitude-squared squeezing of the electromagnetic field. *Phys Rev (A)*, 1987, 36(8): 3796~3802
- 6 Zhang Zhiming, Xu Lei, Chai Jinlin, et al. A new kind of higher-order squeezing of radiation field. *Phys Lett (A)*, 1990, 150(1): 27~30
- 7 Bergou J A, Hillery M, Yu Daoqi. Minimum uncertainty states for amplitude-squared squeezing: Hermite polynomial states. *Phys Rev (A)*, 1991, 43(1): 515~520
- 8 董传华. 高阶压缩的另一种定义. *光学学报*, 1996, 16(11): 1543~1548
- 9 Hillery M. Sum and difference squeezing of the electromagnetic field. *Phys Rev (A)*, 1989, 40(6): 3147~3155
- 10 杨志勇, 侯洵. 一种双模叠加态光场的两种非线性高阶压缩效应. *光子学报*, 1998, 27(4): 289~299
- 11 侯洵, 杨志勇. 第 I 类两态叠加多模叠加态光场的非线性高阶压缩特性研究. *光子学报*, 1998, 27(10): 865~878
- 12 杨志勇, 侯洵. 多模辐射场的广义非线性高阶差压缩-N 次方 X 压缩的一般理论. *光子学报*, 1998, 27(12): 1065~1069
- 13 杨志勇, 侯洵. 多模辐射场的广义非线性不等阶高阶压缩的一般理论. *光子学报*, 1999, 28(5): 385~392
- 14 Du S D, Gong C D. Higher-order squeezing for the quantized light field: Kth-power amplitude squeezing. *Phys Rev (A)*, 1993, 48(3): 2198~2212

- 15 Wu L A, Kimble H J, et al. Generation of squeezed states by parametric down conversion. *Phys Rev Lett*, 1986, 57(20): 2520~2523
- 16 赖振讲, 陈霞, 李庆武. Kerr 介质中非关联双模相干态光场与 V 型三能级原子的相互作用. *量子光学学报*, 1999, 5(1): 49~59
- 17 赖云忠, 梁九卿. Kerr 介质中双模 $SU(1,1)$ 相干态光场与 V 型三能级原子的相互作用. *物理学报*, 1997, 46(9): 1710~1717

PERIODIC SUM-FREQUENCY GENERATION VIA TWO-MODE FIELD INTERACTING WITH V-TYPE THREE-LEVEL ATOM IN THE HIGHER- Q KERR MEDIUM CAVITY^{*}

Lai Zhenjiang^{1,2}, Hou Xun^{1,3}, Yang Zhiyong¹, Bai Jintao¹, Sun Zhongyu^{4,5}

¹ Institute of Photonics & Photon Technology, and Provincial Key Laboratory of Photo-electronic Technology, Northwest University, Xi'an 710069, P. R. China

² Department of Physics, Henan Normal University, Xinxiang 453002, P. R. China

³ Xi'an Institute of Optics & Precision Mechanics, and State Key Laboratory of Transient Optical Technology, the Academy of Sciences of China, Xi'an 710068, P. R. China

⁴ School of Electronic and information Engineering, Xi'an Jiaotong University, 710049, P. R. China

⁵ School of Telecommunication Engineering, AFEU. Xi'an 710077, P. R. China

Received date: 2002-01-11

Abstract By using the theory of multi-mode squeezed states established recently by Yang Zhiyong and Hou Xun in references it is studied in detail unequal-order periodic sum-frequency effects of the field in the system of two-mode non-correlated coherent state light field interacted with the V-type three-level atom in the higher- Q Kerr medium cavity. The result indicates that: 1) It is the essential condition that there are Kerr medium and V-type three-level atom embedded in the Kerr medium. 2) Interchanging photons between atom and light fields is the micro-mechanism which results in Unequal-order sum-squeezing effects. 3) the squeezing degree depend intensely on the Kerr nonlinear coefficients (χ). When the nonlinear coefficients (χ) of the Kerr medium and the strength of light field keep constantly, the period of the time evolution curves of the different power unequal-order sum-squeezing degree is inversely proportional to the order number (i, j) and the amplitude of unequal-order sum-squeezing degree decreases rapidly with the increasing of the order number (i, j). 4) If to do not consider the scale of the coordinate axis, the structures of the time-evolution curves for any power unequal-order sum-squeezing degree and in any condition are very similar and shown a periodic "collapse-revival-valley" model. 5) When the average number of photons keep constantly and the Kerr nonlinear coefficients (χ) change, the collapse duration of the curves of the unequal-order sum-squeezing degree get shorter with the increasing the Kerr nonlinear coefficients (χ) and the rate of change of the curves in during the revival increase with the increasing of the Kerr nonlinear coefficients (χ). 6) The amplitude of the unequal-order sum-squeezing degree, which is larger than zero, increases with the increasing of the strength of the light field. The amplitude that is less than zero decreases with the increasing of the strength of the light field.

Key words Higher- Q Kerr medium Cavity; Two-mode non-correlated coherent state field; V-type atom; unequal-order sum-squeezing degree; Unequal-order sum-squeezing effects



Lai Zhenjiang Was born on September 10, 1954, in Nanle County, Henan province, P. R. China. He graduated from physics department of Henan Normal University. Since 1994 he has been an associate professor and a tutor of Postgraduate. Currently he has been a Ph. D. candidate in optics at institute of Photonics & Photon Technology, and Provincial Key Laboratory of Phtronic Technology, Northwest University. Now he has published over 20 papers. And his major research fields include quantum optics, quantum information science, nonlinear optics, and quantum electronics.