2002 年 10 月　　西北大学学报(自然科学版)　　Oct 2002
第 32 卷第 5 期　　Journal of Northwest University (Natural Science Edition)　　Vol 32 No. 5

第Ⅱ类多模叠加态光场的不等幂次差压缩特性

王菊霞[1], 杨志勇[2], 夏聪玲[3], 薛　红[1], 侯　洵[2, 4]

(1. 渭南师范学院 量子光学与光子学研究室/物理学系, 陕西 渭南　714000; 2. 西北大学 光子学与光子技术研究所/光电子技术省级重点开放实验室; 3. 西北大学 物理学系, 陕西 西安　710069; 4. 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, 陕西 西安　710068)

摘要: 利用多模不等幂次压缩态的一般理论, 详细研究了第Ⅱ类两态叠加多模叠加态光场的场幅幂次不等的差压缩特性(即 N_j 次方 X 压缩特性), 结果发现: 第Ⅱ类多模叠加态在一定的条件下存在周期性变化的广义非线性二阶不等幂次 N_j 次方 X 压缩效应; 发现了“奇异压缩”现象; 说明这个多模叠加态光场是一种典型的多模非经典光场。

关　键　词: 多模叠加态光场; 差压缩; N_j 次方 X 压缩; 多模非经典光场
中图分类号: O 431. 2　　文献标识码: A　　文章编号: 1000-274X(2002)05-0489-04

自 1970 年 Stoler D. 提出“压缩”的概念以来[1], 人们从单模、双模到多模光场进行了一系列深入细致的研究[2～7], 并指出可将其应用到许多方面[8, 9]。就多模压缩态的研究而言, 1998 年建立了一般的多模压缩态理论[2～4]。可迄今为止, 尚未发现利用一般理论解决有关 N_j 次方 X 压缩方面的具体问题, 本文通过大量计算, 求得第Ⅱ类两态叠加多模叠加态光场 N_j 次方 X 压缩的一般理论结果, 详细地分析得知: 在一定的条件下, 该态呈现出周期性变化的广义非线性二阶不等幂次 N_j 次方 X 压缩效应, 其特点是压缩幂次不相等, 且可通过多模光场的参量下转换即差频过程来产生。由于文献[5]说明第Ⅱ类多模叠加态存在 N 次方 Y 压缩和 N 次方 H 压缩, 本文的结果证实它还存在另一种纯量子效应——N_j 次方 X 压缩效应, 那么进一步说明这个多模叠加态是一种典型的多模非经典光场。

1　态 $|\Psi_2^{(2)}\rangle_{2q}$ 的组成

第Ⅱ类多模叠加态 $|\Psi_2^{(2)}\rangle_{2q}$ 是由多模(即 $2q$ 模)虚相干态及其相反态的线性叠加组成的, 其数学表达式为[5]

$$|\Psi_2^{(2)}\rangle_{2q} = C_{pq}^{(I)}|\{iZ_j\}\rangle_{2q} + C_{nq}^{(I)}|\{-iZ_j\}\rangle_{2q}, \tag{1}$$

式中

$$C_{pq}^{(I)} = r(I)_{pq}\cdot\exp[i\theta_{pq}^{(I)}], \tag{2a}$$

$$C_{nq}^{(I)} = r(I)_{nq}\cdot\exp[i\theta_{nq}^{(I)}], \tag{2b}$$

$$Z_j = R_j\exp[i\varphi_j],$$

$$j = 1, 2, 3\cdots, q, q+1, \cdots, 2q, \tag{3}$$

$$|\{iZ_j\}\rangle_{2q} = \exp[-\frac{1}{2}(\sum_{j=1}^{2q}|Z_j|^2)]\cdot \sum_{\{n_j\}=0}^{\infty}\{\prod_{j=1}^{2q}[\frac{(iZ_j)^{n_j}}{\sqrt{n_j!}}]\}|\{n_j\}\rangle_{2q}, \tag{4a}$$

$$|\{-iZ_j\}\rangle_{2q} = \exp[-\frac{1}{2}(\sum_{j=1}^{2q}|Z_j|^2)]\cdot \sum_{\{n_j\}=0}^{\infty}\{\prod_{j=1}^{2q}[\frac{(-iZ_j)^{n_j}}{\sqrt{n_j!}}]\}|\{n_j\}\rangle_{2q}。 \tag{4b}$$

其中 $|\{n_j\}\rangle_{2q} = |n_1, n_2, \cdots, n_{q-1}, n_q, \cdots, n_{2q}\rangle$ 为多模光子数态, $2q$ 为光场的腔模(即纵模)总数。态的正交归一化条件为

$${}_{2q}\langle\Psi_2^{(2)}|\Psi_2^{(2)}\rangle_{2q} = r_{pq}^{(I)2} + r_{nq}^{(I)2} + 2r_{pq}^{(I)}r_{nq}^{(I)}\cdot \exp[-2(\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)]\cdot\cos[\theta_{pq}^{(I)} - \theta_{nq}^{(I)}] = 1。 \tag{5}$$

收稿日期: 2001-11-29
基金项目: 陕西省自然科学基金(2001SL 4); 陕西省教委专项科研基金(99JK091); 渭南师院重点科研基金(01YKF001)资助项目
作者简介: 王菊霞(1965-), 女, 陕西合阳人, 渭南师范学院副教授, 主要从事量子光学、非线性光学研究。

© 1994-2006 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

2 多模压缩态理论及其结果

2.1 N_j 次方 X 压缩的定义[2]

在频率为ω_j ($j=1,2,3,\cdots,q,q+1,\cdots 2q$) 的多模辐射场中,先定义两对厄密算符

$$C_q^+(N_{j_c})=\prod_{j_c=1}^{q}a_{j_c}^{+N_{j_c}}, C_q(N_{j_c})=\prod_{j_c=1}^{q}a_{j_c}^{N_{j_c}}, \tag{6}$$

$$L_{2q}^+(N_{j_L})=\prod_{j=q+1}^{2q}a_{j_L}^{+N_{j_L}}, L_{2q}(N_{j_L})=\prod_{j=q+1}^{2q}a_{j_L}^{N_{j_L}}, \tag{7}$$

式中 a_j^+ (a_j) 表示多模辐射场中第 j 模光场的产生(湮没) 算符。再定义两个正交厄密算符

$$\left.\begin{aligned} X_1^{2q}(N_j)&=2^{-1}[C_q(N_{j_c})L_{2q}^+(N_{j_L})+C_q^+(N_{j_c})L_{2q}(N_{j_L})] \\ X_2^{2q}(N_j)&=2^{-1}i[C_q(N_{j_c})L_{2q}^+(N_{j_L})-C_q^+(N_{j_c})L_{2q}(N_{j_L})] \end{aligned}\right\}。 \tag{8}$$

利用Cauchy-Schwartz 不等式可导出测不准关系式

$$\langle X_1^{2q}(N_j)\rangle\cdot\langle X_2^{2q}(N_j)\rangle\geq 16^{-1}\cdot \left|\langle[C_q^+(N_{j_c})L_{2q}(N_{j_L}),C_q(N_{j_c})L_{2q}^+(N_{j_L})]\rangle\right|^2, \tag{9}$$

式中

$$\langle\Delta X_m^2(N_j)_{2q}\rangle=\langle[X_m^{2q}(N_j)]^2\rangle-\langle X_m^{2q}(N_j)\rangle^2,$$

其中$m=1,2$。在式(9) 中,如果

$$\langle\Delta X_m^2(N_j)_{2q}\rangle<4^{-1}\cdot \left|\langle[C_q^+(N_{j_c})L_{2q}(N_{j_L}),C_q(N_{j_c})L_{2q}^+(N_{j_L})]\rangle\right|, \tag{10a}$$

或者

$$4\langle\Delta X_m^2(N_j)_{2q}\rangle-\left|\langle[C_q^+(N_{j_c})L_{2q}(N_{j_L}), C_q(N_{j_c})L_{2q}^+(N_{j_L})]\rangle\right|<0。 \tag{10b}$$

在此令

$$G_m=4\langle\Delta X_m^2(N_j)_{2q}\rangle-\left|\langle[C_q^+(N_{j_c})L_{2q}(N_{j_L}),C_q(N_{j_c})L_{2q}^+(N_{j_L})]\rangle\right|。$$

那么,对于$m=1,2$这两个不同的取值,只要有其中之一满足式(10),即$G_m<0$,则称多模辐射场的第m 个正交分量存在任意幂次N_j 次方X 压缩效应。

2.2 一般理论结果

对于态 $|\Psi_2^{(2)}\rangle_{2q}$ 而言,根据上述N_j 次方X 压缩的定义及其本文式(1～ 5),经过大量的繁复计算可求得

$$G_1=4\langle\Delta X_1^2(N_j)_{2q}\rangle-\left|\langle[C_q^+(N_{j_c})L_{2q}(N_{j_L}),\right.$$

$$\left.C_q(N_{j_c})L_{2q}^+(N_{j_L})]\rangle\right|=\prod_{j_L=q+1}^{2q}[\prod_{m=0}^{N_{j_L}-1}(n_{j_L}-m)]\cdot$$

$$\prod_{j_c=1}^{q}[\prod_{m=1}^{N_{j_c}}(N_{j_c}+m)]+$$

$$\prod_{j_L=q+1}^{2q}[\prod_{m=1}^{N_{j_L}}(n_{j_L}+m)]\cdot\prod_{j_c=1}^{q}[\prod_{m=0}^{N_{j_c}-1}(n_{j_c}-m)]-$$

$$\left|\prod_{j_L=q+1}^{2q}[\prod_{m=0}^{N_{j_L}-1}(n_{j_L}-m)]\cdot\right.$$

$$\prod_{j_c=1}^{q}[\prod_{m=1}^{N_{j_c}}(N_{j_c}+m)]-$$

$$\left.\prod_{j_L=q+1}^{2q}[\prod_{m=1}^{N_{j_L}}(n_{j_L}+m)]\cdot\prod_{j_c=1}^{q}[\prod_{m=0}^{N_{j_c}-1}(n_{j_c}-m)]\right|+$$

$$2r_{pq}^{(I)2}[\prod_{j=1}^{2q}R_j^{2N_j}]\cos[\sum_{j_c=1}^{q}(2N_{j_c}\varphi_{j_c}+N_{j_c}\pi)-$$

$$\sum_{j_L=q+1}^{2q}(2N_L j_L\varphi_{j_L}+N_{j_L}\pi)]+$$

$$2r_{pq}^{(I)2}[\prod_{j=1}^{2q}R_j^{2N_j}]\cos[\sum_{j_c=1}^{q}(2N_{j_c}\varphi_{j_c}-N_{j_c}\pi)-$$

$$\sum_{j_L=q+1}^{2q}\cdot(2N_{j_L}\varphi_{j_L}-N_{j_L}\pi)]+4r_{pq}^{(R)}r_{nq}^{(R)}\cdot$$

$$\exp[-2(\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)][\prod_{j=1}^{2q}R_j^{2N_j}]\cdot$$

$$\cos[2(\sum_{j_c=1}^{q}(N_{j_c}\varphi_{j_c})-\sum_{j_L=q+1}^{2q}(N_{j_L}\varphi_{j_L}))]\cdot$$

$$\cos[\sum_{jC=1}^{q}N_{j_L}\pi+\sum_{j_L=q+1}^{2q}N_{j_L}\pi+(\theta_{pq}^{(R)}-\theta_{nq}^{(R)})]-$$

$$4[\prod_{j=1}^{2q}R_j^{2N_j}]\cdot\{r_{pq}^{(I)2}\cos[\sum_{j_c=1}^{q}(N_{j_c}\varphi_{j_c}-N_{j_c}\frac{\pi}{2})-$$

$$\sum_{j_L=q+1}^{2q}(N_{j_L}\varphi_{j_L}-N_{j_L}\frac{\pi}{2})]+r_{nq}^{(I)2}\cdot$$

$$\cos[\sum_{j_c=1}^{q}(N_{j_c}\varphi_{j_c}-N_{j_c}\frac{\pi}{2})-$$

$$\sum_{j_L=q+1}^{2q}(N_{j_L}\varphi_{j_L}-N_{j_L}\frac{\pi}{2})]+2r_{pq}^{(R)}r_{nq}^{(R)}\cdot$$

$$\exp[-2(\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)]\cdot\cos(\sum_{j_c=1}^{q}(N_{j_c}\varphi_{j_c})-$$

$$\sum_{j_L=q+1}^{2q}(N_{j_L}\varphi_{j_L})\cdot\cos[\sum_{j_c=1}^{q}N_{j_c}\frac{\pi}{2}+$$

$$\sum_{j_L=q+1}^{2q}(N_{j_L}\frac{\pi}{2}+(\theta_{pq}^{(R)}-\theta_{nq}^{(R)})]\}^2。 \tag{11}$$

$$G_2=4\langle\Delta X_2^2(N_j)_{2q}\rangle-\left|\langle[C_q^+(N_{j_c})L_{2q}(N_{j_L}),\right.$$

$$\left.C_q(N_{j_c})L_{2q}^+(N_{j_L})]\rangle\right|=\prod_{j_L=q+1}^{2q}[\prod_{m=0}^{N_{j_L}-1}(n_{j_L}-m)]\cdot$$

$$\prod_{j_c=1}^{q}\cdot[\prod_{m=1}^{N_{j_c}}(N_{j_c}+m)]+$$

© 1994-2006 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$\prod_{j_L=q+1}^{2q}[\prod_{m=1}^{N_{j_L}}(n_{j_L}+m)]\cdot\prod_{j_c=1}^{q}[\prod_{m=0}^{N_{j_c}-1}(n_{j_c}-m)]-$$

$$\Big|\prod_{j_L=q+1}^{2q}\cdot[\prod_{m=0}^{N_{j_L}-1}(n_{j_L}-m)]\prod_{j_c=1}^{q}[\prod_{m=1}^{N_{j_c}}(N_{j_c}+m)]-$$

$$\prod_{j_L=q+1}^{2q}[\prod_{m=1}^{N_{j_L}}(n_{j_L}+m)]\prod_{j_c=1}^{q}[\prod_{m=0}^{N_{j_c}-1}(n_{j_c}-m)]\Big|-$$

$$2r_{pq}^{(I)2}[\prod_{j=1}^{2q}R_j^{2N_j}]\cdot\cos[\sum_{j_c=1}^{q}(2N_{j_c}\varphi_{j_c}+N_{j_c}\pi)-$$

$$\sum_{j_L=q+1}^{2q}(2N_{j_L}\varphi_{j_L}+N_{j_L}\pi)]-2r_{nq}^{(I)2}[\prod_{j=1}^{2q}R_j^{2N_j}]\cdot$$

$$\cos[\sum_{j_c=1}^{q}(2N_{j_c}\varphi_{j_c}-N_{j_c}\pi)-$$

$$\sum_{j_L=q+1}^{2q}\cdot(2N_{j_L}\varphi_{j_L}-N_{j_L}\pi)]-4r_{pq}^{(R)}r_{nq}^{(R)}\cdot$$

$$\exp[-2(\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)][\prod_{j=1}^{2q}R_j^{2N_j}]\cdot$$

$$\cos[2(\sum_{j_c=1}^{q}(N_{j_c}\varphi_{j_c})-\sum_{j_L=q+1}^{2q}(N_{j_L}\varphi_{j_L}))]\cdot$$

$$\cos[\sum_{j_c=1}^{q}N_{j_c}\pi+\sum_{j_L=q+1}^{2q}N_{j_L}\pi+(\theta_{pq}^{(R)}-\theta_{nq}^{(R)})]-$$

$$4[\prod_{j=1}^{2q}R_j^{2N_j}]\cdot\{r_{pq}^{(I)2}\cdot\sin[\sum_{j_c=1}^{q}(N_{j_c}\varphi_{j_c}+N_{j_c}\frac{\pi}{2})-$$

$$\sum_{j_L=q+1}^{2q}(N_{j_L}\varphi_{j_L}-N_{j_L}\frac{\pi}{2})]+r_{nq}^{(I)2}\cdot$$

$$\sin[\sum_{j_c=1}^{q}(N_{j_c}\varphi_{j_c}-N_{j_c}\frac{\pi}{2})-$$

$$\sum_{j_L=q+1}^{2q}(N_{j_L}\varphi_{j_L}-N_{j_L}\frac{\pi}{2})]+2r_{pq}^{(R)}r_{nq}^{(R)}\cdot$$

$$\exp[-2(\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)]\cdot\sin(\sum_{j_c=1}^{q}(N_{j_c}\varphi_{j_c})-$$

$$\sum_{j_L=q+1}^{2q}(N_{j_L}\varphi_{j_L})\cdot\cos[\sum_{j_c=1}^{q}N_{j_c}\frac{\pi}{2}+$$

$$\sum_{j_L=q+1}^{2q}(N_{j_L}\frac{\pi}{2}+(\theta_{pq}^{(R)}-\theta_{nq}^{(R)})]\}^2。\qquad(12)$$

上两式中, n_{j_c}, n_{j_L} 分别表示第 j_c, j_L 模的光子数。

3　态 $|\Psi_2^{(2)}\rangle_{2q}$ 的 N_j 次方 X 压缩效应

3.1　压缩幂次为偶数的情形

当各模压缩幂次不相等, 但均为偶数时, 即: $N_j = 2k_j\,(k_j = 1, 2, 3, \cdots)$, $j = 1, 2, 3, \cdots, 2q$, 同时各模光子数小于各自的压缩幂次, 即 $0 \le n_j \le N_j - 1$ ($j = 1, 2, 3, \cdots, 2q$), 式(11, 12) 分别简化为

$$G_1 = 2[\prod_{j=1}^{2q}R_j^{2N}]\cdot\cos[4(\sum_{j_c=1}^{q}(K_{j_c}\varphi_{j_c}-$$

$$\sum_{j_L=q+1}^{2q}(K_{j_L}\varphi_{j_L}))]-4[\prod_{j=1}^{2q}R_j^{2N}]\cdot$$

$$\cos^2[2(\sum_{j_c=1}^{q}(K_{j_c}\varphi_{j_c})-\sum_{j_L=q+1}^{2q}(K_{j_L}\varphi_{j_L}))]\cdot$$

$$\{(r_{pq}^{(R)2}+r_{nq}^{(R)2})\cdot\cos[\sum_{j_c=1}^{q}K_{j_c}\pi-\sum_{j_L=q+1}^{2q}K_{j_L}\pi]+$$

$$2r_{pq}^{(R)}r_{nq}^{(R)}\cdot\exp[-2(\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)]\cdot\cos[\theta_{pq}^{(R)}-\theta_{nq}^{(R)}]\cdot$$

$$\cos[\sum_{j_c=1}^{q}K_{j_c}\pi+\sum_{j_L=q+1}^{2q}K_{j_L}\pi]\}^2=$$

$$-2[\prod_{j=1}^{2q}R_j^{2N_j}]<0。\qquad(13)$$

$$G_2 = -2[\prod_{j=1}^{2q}R_j^{2N}]\cdot\cos[4(\sum_{j_c=1}^{q}(K_{j_c}\varphi_{j_c}-$$

$$\sum_{j_L=q+1}^{2q}(K_{j_L}\varphi_{j_L}))]-4[\prod_{j=1}^{2q}R_j^{2N}]\cdot$$

$$\sin^2[2(\sum_{j_c=1}^{q}(K_{j_c}\varphi_{j_c})-\sum_{j_L=q+1}^{2q}(K_{j_L}\varphi_{j_L}))]\cdot$$

$$\{(r_{pq}^{(R)2}+r_{nq}^{(R)2})\cdot\cos[\sum_{j_c=1}^{q}K_{j_c}\pi-\sum_{j_L=q+1}^{2q}K_{j_L}\pi]+$$

$$2r_{pq}^{(R)}r_{nq}^{(R)}\cdot\exp[-2(\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)]\cdot\cos[\theta_{pq}^{(R)}-\theta_{nq}^{(R)}]\cdot$$

$$\cos[\sum_{j_c=1}^{q}K_{j_c}\pi+\sum_{j_L=q+1}^{2q}K_{j_L}\pi]\}^2=$$

$$-2[\prod_{j=1}^{2q}R_j^{2N_j}]<0。\qquad(14)$$

显然, 在这种情况下, 态 $|\Psi_2^{(2)}\rangle_{2q}$ 的两个正交分量存在程度相同的 N_j 次方 X 压缩效应, 也就是两个分量的量子涨落不遵循测不准关系, 我们把这种现象称为“奇异压缩”。这正是本文不同于现有报道的新结论。

3.2　压缩幂次为奇数的情形

当各模压缩幂次不相等, 但均为奇数时, 即: $N_j = 2k_j + 1$ ($k_j = 1, 2, 3, \cdots, j = 1, 2, 3, \cdots, 2q$, 同时各模光子数小于各自的压缩幂次, 即 $0 \le n_j \le N_j - 1$, $j = 1, 2, 3, \cdots, 2q$, 由式(11, 12) 得知, 如果 N_j 与 φ_j 共同满足

$$[\sum_{j_c=1}^{q}(N_{j_c}\varphi_{j_c})-\sum_{j_L=q+1}^{2q}(N_{j_L}\varphi_{j_L})]\in[K\pi+\frac{\pi}{4},$$

$$K\pi+\frac{3\pi}{4}],\quad K=0,\ \pm1,\ \pm2,\ \pm3,\cdots\qquad(15)$$

则有　$G_1 < 0$;　$G_2 > 0$ 。　(16)

© 1994-2006 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

若$\left[\sum_{j_c=1}^{q}(N_{j_c}\varphi_{j_c})-\sum_{j_L=q+1}^{2q}(N_{j_L}\varphi_{j_L})\right]\in\left[K\pi-\frac{\pi}{4},K\pi+\frac{\pi}{4}\right]$, $K=0,\pm1,\pm2,\pm3,\cdots$ (17)

则 $G_1>0$; $G_2<0$。 (18)

可见,在各模压缩幂次均为奇数且各模光子数均小于相应的压缩幂次的条件下,同时各模场幅幂次N_j与相应初始相位φ的乘积分别满足式(15,17)时,态的第一、第二正交分量分别可呈现出周期性变化的广义非线性二阶不等幂次高次N_j次方X压缩效应。

4 结 论

综上所述,可得出以下两点结论:

1) 第Ⅱ类多模叠加态$|\Psi_2^{(2)}\rangle_{2q}$存在“奇异压缩”现象。其两个正交分量同时呈现程度相同的N_j次方X压缩。

2) 态$|\Psi_2^{(2)}\rangle_{2q}$是一种典型的多模非经典光场。在不同的条件下,其两个正交分量可分别呈现程度不同的周期性变化的广义非线性二阶不等幂次高次N_j次方X压缩效应。

参考文献:

[1] STOLER D. Equivalence classes of minimum uncertainty packets[J]. Phys Rev (D), 1970, D1(12): 3 217-3 219.

[2] 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[J]. 光子学报, 1999, 28(5): 385-392.

[3] 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[J]. 光子学报, 1998, 27(12): 1 065-1 069.

[4] 杨志勇, 侯 洵. 一种双模叠加态光场的两种非线性高阶压缩特性研究[J]. 光子学报, 1998, 27(4): 289-299.

[5] 杨志勇, 侯 洵. 第Ⅱ类两态叠加多模叠加态光场的非线性高阶压缩特性研究[J]. 光子学报, 1998, 27(11): 961-974.

[6] 王菊霞, 杨志勇, 王丽军, 等. 多模虚共轭相干态的相反态与多模真空态的叠加态的等阶N次方Y压缩[J]. 量子光学学报, 2001, 7(3): 118-123.

[7] 彭堃墀, 黄茂全, 刘 晶, 等. 双模光场压缩态的实验研究[J]. 物理学报, 1993, 42(7): 1 079-1 085.

[8] 王菊霞. 光场的压缩与高阶压缩[J]. 渭南师专学报(自然科学版), 1999, 14(5): 15-20.

[9] 杨志勇, 侯 洵. 光子学与光子技术对中西部科技经济发展的影响[J]. 西北大学学报(自然科学版), 1998, 28(6): 475-479.

(编 辑 曹大刚)

The property of two-order unequalled-power difference-squeezing in the second multi-mode superposition state light field

WANG Ju-xia[1], YANG Zhi-yong[2], XIA Cong-ling[3], XUE Hong[1], HOU Xun[2,4]

(1. Research Section of Quantum Optics & Photonics, and Physics Department, Weinan Normal College, Weinan 714000, China; 2. Institute of Photonics & Photon-Technology, and Provincial Key Laboratory of Photoelectronic Technology, Northwest University, Xi′an 710069, China; 3. Depatment of Physics, Northwest University, Xi′an 710069, China; 4. Xi′an Institute of Optics & Precision Mechanics, and State Key Laboratory of Transient Optical Tchnology, the Academy of Sciences of China, Xi′an 710068, China)

Abstract: By using of general theory of unequalled-power squeezing in multi-mode radiation field, the property of unequalled-power difference squeezing (that is N_j-th power X-squeezing) in the second kind of multi-mode light field state of superposition state with distinguishable two quantum states is firstly studied in detail. It is found that the second kind of multi-mode superposition state presents generalized nonlinear two-order unequalled-power N_j-th power X-squeezing effect that changes periodically under the certain conditions, and found the phenomenon of strange squeezing. The results demonstrate again that the multi-mode superposition state mentioned above is a kind of typical multi-mode nonclssical light field based on the document 5.

Key words: multi-mode superposition state light field; difference squeezing; N_j-th power X-squeezing; multi-mode nonclassical light field

© 1994-2006 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net