

玻色算符的逆算符及其相关的奇偶相干态*

杨庆怡¹⁾²⁾ 韦联福³⁾ 丁良恩^{1)†}

¹⁾ 华东师范大学物理系, 光谱学与波谱学教育部重点实验室, 上海 200062)

²⁾ 广西大学物理系, 南宁 530004)

³⁾ 上海交通大学物理系, 上海 200030)

(2002 年 7 月 2 日收到, 2002 年 10 月 31 日收到修改稿)

利用玻色算符的逆算符 \hat{a}^{-1} 和 \hat{a}^{+1} , 定义了一类新的奇偶相干态, 即增、减光子奇偶相干态. 它们分别是算符为 $\hat{a}^{-k}\hat{a}^{k+2}$, $\hat{a}^{+k}\hat{a}^2\hat{a}^{+k}$ 的本征态, 可由 \hat{a}^{-k} 和 \hat{a}^{+k} 分别作用于通常的奇偶相干态来产生. 数值计算结果表明, 这类新的奇偶相干态都是非经典的光场态, 它们都能呈现出光子反群聚效应及光场正交相位振幅分量的压缩效应.

关键词: 玻色算符的逆算符, 奇偶相干态, 光子反群聚效应, 量子压缩效应

PACC: 4250

1. 引 言

具非经典特性(即光子反群聚效应及量子压缩效应)的量子光场态及其实验制备, 一直是学术界研究的热点问题. 光子反群聚是光子在时间上呈离散分布的一种量子效应, 在目前所熟知的量子保密通信方案中, 信息通常编码于单光子量子态上, 这要求单光子源发射出的光子态呈现出明显的反群聚特征, 即光场态的二阶关联函数 $g^{(2)}(\tau)$ 在 $\tau=0$ 时趋于 0. 光子反群聚效应成为单光子源发出单光子的品质特性的重要判据^[1-3]. 光场的正交相位振幅分量的量子压缩是指其涨落小于相干态的最小量子涨落的现象. 在光通信及各种量子探测中量子噪声的影响成为主要因素, 利用光场的压缩效应来降低量子噪声是提高信噪比的一个重要手段, 而在量子保密通信中压缩效应同样也有着重要的应用^[4]. 非经典光场可通过各种方法来产生, 例如, 压缩算符 $\exp\left(\frac{1}{2}\xi^* \hat{a}^2 - \frac{1}{2}\xi \hat{a}^{+2}\right)$ 作用到相干态 $|\alpha\rangle$ ^[5] 可以获得光场的压缩态^[6,7]; 玻色产生算符 \hat{a}^+ 作用于相干态可以得到具有明显非经典特性的光场态^[8]; 而通过如下方式^[9]:

$$\begin{aligned} \hat{a}^{-1} |n\rangle &= (n+1)^{-1/2} |n+1\rangle, \\ \hat{a}^{+1} |n\rangle &= \begin{cases} n^{-1/2} |n-1\rangle & (n \neq 0), \\ 0 & (n = 0) \end{cases} \end{aligned} \quad (1)$$

定义的玻色算符的广义逆算符 \hat{a}^{-1} 作用于相干态也可以获得非经典光场态^[10,11]. 由于(1)式中的算符 \hat{a}^{-1} 和 \hat{a}^{+1} 满足

$$\hat{a}\hat{a}^{-1} = \hat{a}^{+1}\hat{a}^+ = I$$

$$\hat{a}^{-1}\hat{a} = \hat{a}^+ \hat{a}^{+1} = I - |0\rangle\langle 0|, \quad (2)$$

因此, \hat{a}^{-1} 是 \hat{a} 的右逆, 而 \hat{a}^{+1} 是 \hat{a}^+ 的左逆.

奇偶相干态 $|\alpha_{\pm}\rangle$ 是另一种典型的非经典光场态, 它们的量子统计特性及其实验制备的研究在近几年受到人们极大的关注. 我们知道, 奇偶相干态具有完全不同的量子统计性质, 即奇相干态 $|\alpha_{\pm}\rangle$ 总是反群聚的, 但不存在压缩效应, 而偶相干态 $|\alpha_{\pm}\rangle$ 却总是群聚的, 但必定存在压缩效应. 利用玻色湮没算符 \hat{a} 的作用可以实现它们之间的相互转换. 最近, Dodonov 等^[12] 和 Xin 等^[13] 几乎同时对通过玻色产生算符 \hat{a}^+ 作用于通常的奇偶相干态来获得非经典量子态进行了研究, 而路洪等^[14] 则对奇偶 $SU(1,1)$ 相干态的叠加态的量子统计性质作出了讨论. 在此, 本文证明由(1)式定义的玻色算符的广义逆算符作用于通常的奇偶相干态 $|\alpha_{\pm}\rangle$ 也将获得新的非经典光场态, 并通过计算光场的二阶关联函数

$$g^{(2)}(0) = \hat{a}^{+2}\hat{a}^2 / \hat{a}^+ \hat{a}^2, \quad (3)$$

及光场的正交相位振幅 $X_1 = (\hat{a} + \hat{a}^+) / 2$ 的量子涨落

$$\begin{aligned} (\Delta X_1)^2 &= X_1^2 - \langle X_1 \rangle^2 \\ &= \frac{1}{4} [\hat{a}^{+2} + \hat{a}^2 + 2\hat{a}^+ \hat{a} + 1] \end{aligned} \quad (4)$$

* 国家重点基础研究发展规划(973)项目(批准号 D01CG309301)和上海市重点学科资助的课题.

† 通信联系人, 电话 021-62232453

来讨论它们的反群聚效应及压缩效应的量子统计特性.

2. 增光子奇偶相干态及其非经典特性

从玻色湮没算符的逆算符 \hat{a}^{-1} 的定义可以看到 \hat{a}^{-1} 与 \hat{a}^+ 的作用相类似, 它们都是产生一个光子的操作. 用 \hat{a}^{-1} 连续作用到奇偶相干态 $|\alpha_{o,e}\rangle$ 上 k 次所得到的量子态为

$$|\alpha_{o,-k}\rangle = F_{o,-k} \hat{a}^{-k} |\alpha_o\rangle = \frac{F_{o,-k}}{\alpha^k \sqrt{\sinh|\alpha|^2}} \times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^{2n+1+k}}{\sqrt{(2n+1+k)!}} |2n+1+k\rangle, \quad (5)$$

$$|\alpha_{e,-k}\rangle = F_{e,-k} \hat{a}^{-k} |\alpha_e\rangle = \frac{F_{e,-k}}{\alpha^k \sqrt{\cosh|\alpha|^2}} \times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^{2n+k}}{\sqrt{(2n+k)!}} |2n+k\rangle. \quad (6)$$

式中 $F_{o,-k}$ 和 $F_{e,-k}$ 分别为态 $|\alpha_{o,-k}\rangle$ 和 $|\alpha_{e,-k}\rangle$

的归一化常数, 并且

$$|F_{o,-k}|^2 = |\alpha|^{2k} \sinh|\alpha|^2 / \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2(2n+1+k)}}{(2n+1+k)!},'$$

$$|F_{e,-k}|^2 = |\alpha|^{2k} \cosh|\alpha|^2 / \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2(2n+k)}}{(2n+k)!}.$$

利用如下的关系:

$$\hat{a}^k \hat{a}^{-k} = \hat{a}^{+k} \hat{a}^{-k} = I,$$

$$\hat{a}^{-k} \hat{a}^k = \hat{a}^{+k} \hat{a}^{-k} = I - \sum_{i=0}^{k-1} |i\rangle \langle i| \quad (7)$$

容易证明, 态 $|\alpha_{o,-k}\rangle$ 是算符 $\hat{F} = \hat{a}^{-k} \hat{a}^{k+2}$ 的本征值为 α^2 的本征态, 即

$$\hat{a}^{-k} \hat{a}^{k+2} |\alpha_{o,-k}\rangle = \alpha^2 |\alpha_{o,-k}\rangle, \quad (8)$$

因此, 态 $|\alpha_{o,-k}\rangle$ 可称为增光子奇偶相干态. 不难求得在态 $|\alpha_{o,+k}\rangle$ 下光场的二阶关联函数为

$$g_{o,-k}^{(2)}(0) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2(2n+1+k)}}{(2n+1+k)!} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2(2n-1+k)}}{(2n-1+k)!} / \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2(2n+k)}}{(2n+k)!} \right]^2 \quad (k \geq 1) \quad (9)$$

和

$$g_{e,-k}^{(2)}(0) = \begin{cases} \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2(2n+1)}}{(2n+1)!} \right]^2 / \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{4n}}{(2n)!} \right]^2 & (k=1), \\ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2(2n+k)}}{(2n+k)!} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2(2n+k-2)}}{(2n+k-2)!} / \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2(2n+k-1)}}{(2n+k-1)!} \right]^2 & (k \geq 2). \end{cases} \quad (10)$$

根据以上两式, 在图 1 和图 2 中分别给出了在态 $|\alpha_{o,-k}\rangle$ 下光场在 $k \leq 4$ 的二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 随 $|\alpha|$ 的变化关系. 从图中可以看出, $g^{(2)}(0)$ 总小于 1, 并且随着 $|\alpha|$ 的单调增加而趋向于 1. 因此 \hat{a}^{-k} 作用于奇偶相干态上所得到的量子态光子总是反群聚的. 并且, 两个新量子态的二阶关联函数之间满足 $g_{e,-(k+1)}^{(2)}(0) = g_{o,-k}^{(2)}(0)$ 的关系.

同样, 容易计算出在态 $|\alpha_{e,-k}\rangle$ 下光场的正交相位振幅分量 X_1 的量子涨落为

$$(\Delta X_1)_{o,-k}^2 = \frac{1}{4} [2|\alpha|^2 (\cos 2\theta + A) + 1] \quad (k \geq 1), \quad (11)$$

$$(\Delta X_1)_{e,-k}^2 = \frac{1}{4} [2|\alpha|^2 (\cos 2\theta + B) + 1] \quad (k \geq 1), \quad (12)$$

其中

$$A = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2(2n+k)}}{(2n+k)!} / \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2(2n+k+1)}}{(2n+k+1)!},$$

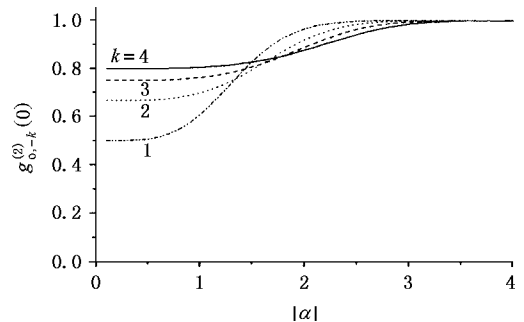


图 1 \hat{a}^{-k} 作用于奇相干态的 $g^{(2)}(0) - |\alpha|$ 曲线

$$B = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2(2n+k-1)}}{(2n+k-1)!} / \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2(2n+k)}}{(2n+k)!}.$$

通过数值计算知道, $A > 1$ 和 $B > 1$, 则以上两式的涨落均大于 $1/4$, 因此, 态 $|\alpha_{o,-k}\rangle$ 和 $|\alpha_{e,-k}\rangle$ 均不呈现压缩现象.

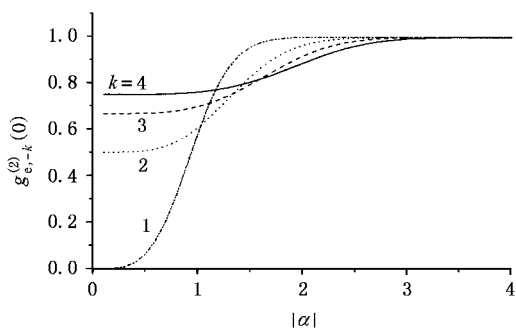


图2 \hat{a}^{-k} 作用于偶相干态的 $g^{(2)}(0)-|\alpha|$ 曲线

3. 减光子奇偶相干态及其非经典特性

同样,玻色产生算符的逆算符 \hat{a}^{+1} 与玻色湮没算符 \hat{a} 类似,都是湮没一个光子的操作.将 \hat{a}^{+1} 连续作用到奇偶相干态 $|\alpha_{o,e}\rangle$ 上 k 次所得到的量子态为

$$\begin{aligned}
 |\alpha_{o,e}, +k\rangle &= F_{o,+k} \hat{a}^{+k} |\alpha_{o,e}\rangle \\
 &= \frac{F_{o,+k}}{\sqrt{\sinh |\alpha|^2}} \sum_{n=[k/2]}^{\infty} \frac{\alpha^{2n+1}}{(2n+1)!} \\
 &\quad \times \sqrt{(2n+1-k)!} |2n+1-k\rangle, \quad (13)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 |\alpha_{o,e}, -k\rangle &= F_{e,+k} \hat{a}^{+k} |\alpha_{o,e}\rangle \\
 &= \frac{F_{e,+k}}{\sqrt{\cosh |\alpha|^2}} \sum_{n=[(k+1)/2]}^{\infty} \frac{\alpha^{2n}}{(2n)!} \\
 &\quad \times \sqrt{(2n-k)!} |2n-k\rangle, \quad (14)
 \end{aligned}$$

式中 $F_{o,+k}$ 和 $F_{e,+k}$ 分别为态 $|\alpha_{o,e}, +k\rangle$ 和 $|\alpha_{o,e}, -k\rangle$ 的归一化常数,并且

$$\begin{aligned}
 |F_{o,+k}|^2 &= \frac{\sinh |\alpha|^2}{\sum_{n=[k/2]}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2(2n+1)}}{[(2n+1)!]} (2n+1-k)!}, \\
 |F_{e,+k}|^2 &= \frac{\cosh |\alpha|^2}{\sum_{n=[(k+1)/2]}^{\infty} \frac{|\alpha|^{4n}}{[(2n)!]} (2n-k)!}.
 \end{aligned}$$

这里,求和号下的方括号表示对括号中的数取整.同样可以证明,态 $|\alpha_{o,e}, +k\rangle$ 是算符 $\hat{G} = \hat{a}^{+k} \hat{a}^2 \hat{a}^{+k}$ 的本征值为 α^2 的本征态,即

$$\hat{a}^{+k} \hat{a}^2 \hat{a}^{+k} |\alpha_{o,e}, +k\rangle = \alpha^2 |\alpha_{o,e}, +k\rangle. \quad (15)$$

因此,将态 $|\alpha_{o,e}, +k\rangle$ 称为减光子奇偶相干态.同样地,可以求得在态 $|\alpha_{o,e}, -k\rangle$ 下光场的二阶关联函数为

$$g_{o,+k}^{(2)}(0) = \begin{cases} \frac{\sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{4n}}{(2n+1)(2n)!} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{4n}}{(2n+3)(2n)!}}{[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2(2n+1)}}{(2n+3)(2n+1)!}]^2} & (k=1), \\ \frac{\sum_{n=[k/2]}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2(2n+1)} (2n+1-k)!}{[(2n+1)!]} \sum_{n=[(k+2)/2]}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2(2n+1)} (2n+1-k)(2n-k)(2n+1-k)!}{[(2n+1)!]}}{[\sum_{n=[(k+1)/2]}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2(2n+1)} (2n+1-k)(2n+1-k)!}{[(2n+1)!]}]^2} & (k \geq 2) \end{cases} \quad (16)$$

和

$$g_{e,+k}^{(2)}(0) = \frac{\sum_{n=[(k+1)/2]}^{\infty} \frac{|\alpha|^{4n} (2n-k)!}{[(2n)!]} \sum_{n=[(k+3)/2]}^{\infty} \frac{|\alpha|^{4n} (2n-k)(2n-k-1)(2n-k)!}{[(2n)!]}}{[\sum_{n=[(k+2)/2]}^{\infty} \frac{|\alpha|^{4n} (2n-k)(2n-k)!}{[(2n)!]}]^2} \quad (k \geq 1). \quad (17)$$

根据以上两式,在图3和图4中分别给出了在态 $|\alpha_{o,e}, +k\rangle$ 下光场在 $k \leq 6$ 的二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 随 $|\alpha|$ 的变化关系.从图中可以看出,当 \hat{a}^{+k} 作用于奇相干态时,如果 k 为奇数,则都呈现出群聚现象;如果 k 为偶数,对于某一个 k 值,在 $|\alpha|$ 小于一定的值时呈现出反群聚现象,当 $|\alpha|$ 大于此值时则呈现出群聚现象.而当 \hat{a}^{+k} 作用于偶相干

态时情况正好相反,如果 k 为偶数,则都呈现出群聚现象;如果 k 为奇数,则对于某一 k 值,在 $|\alpha|$ 小于一定的值时呈现出反群聚现象,当 $|\alpha|$ 大于此值时则呈现出群聚现象.

光场的正交相位振幅分量 X_1 的量子涨落为

$$(\Delta X_1)_{o,+k}^2 = \frac{1}{4} [\chi A |\alpha|^2 \cos 2\theta + C + 1]$$

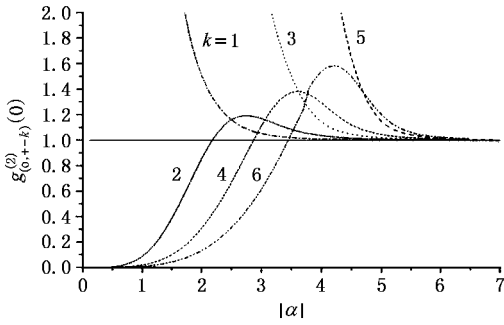


图 3 \hat{a}^{+-k} 作用于奇相干态的 $g_{(0,+k)}^{(2)}(0) - |\alpha|$ 曲线

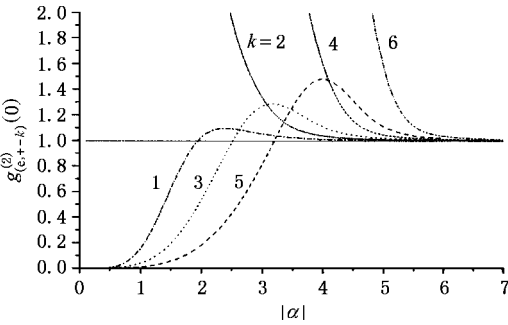


图 4 \hat{a}^{+-k} 作用于偶相干态的 $g_{(0,+k)}^{(2)}(0) - |\alpha|$ 曲线

$$(k \geq 1), \quad (18)$$

$$(\Delta X_1)_{e,+k}^2 = \frac{1}{4} [\chi A' |\alpha|^2 \cos 2\theta + C'] + 1$$

$$(k \geq 1), \quad (19)$$

其中

$$A = \sum_{n=[k/2]}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2n+1} (2n+3-k)!}{(2n+1)(2n+3)!}$$

$$| \sum_{n=[k/2]}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2n+1} (2n+1-k)!}{[(2n+1)!]^2} \quad (k \geq 1),$$

$$C = \sum_{n=[(k+1)/2]}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2n+1} (2n+1-k)(2n+1-k)!}{[(2n+1)!]^2}$$

$$| \sum_{n=[k/2]}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2n+1} (2n+1-k)!}{[(2n+1)!]^2} \quad (k \geq 1),$$

$$A' = \sum_{n=[(k+1)/2]}^{\infty} \frac{|\alpha|^{4n} (2n+2-k)!}{(2n)(2n+2)!}$$

$$| \sum_{n=[(k+1)/2]}^{\infty} \frac{|\alpha|^{4n} (2n-k)!}{[(2n)!]^2} \quad (k \geq 1),$$

$$C' = \sum_{n=[(k+2)/2]}^{\infty} \frac{|\alpha|^{4n} (2n-k)(2n-k)!}{[(2n)!]^2}$$

$$| \sum_{n=[(k+1)/2]}^{\infty} \frac{|\alpha|^{4n} (2n-k)!}{[(2n)!]^2} \quad (k \geq 1).$$

根据产生压缩的判据,由以上两式可以得到

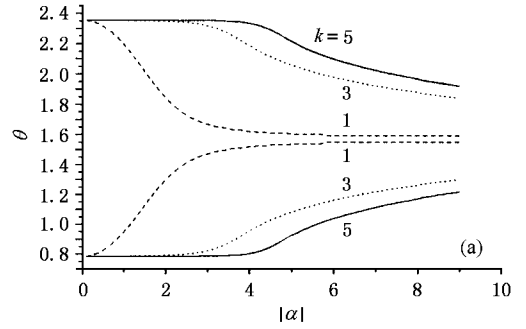


图 5 \hat{a}^{+-k} 作用于奇相干态 X_1 的压缩区域在 $\theta - |\alpha|$ 变化的情况 (a) k 为奇数 (b) k 为偶数

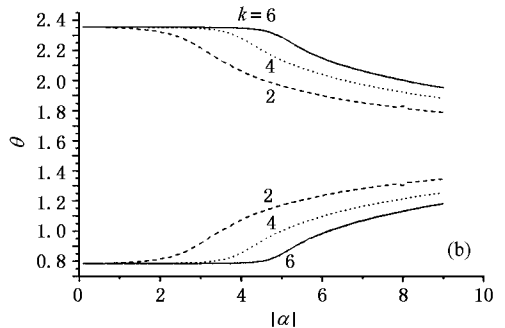
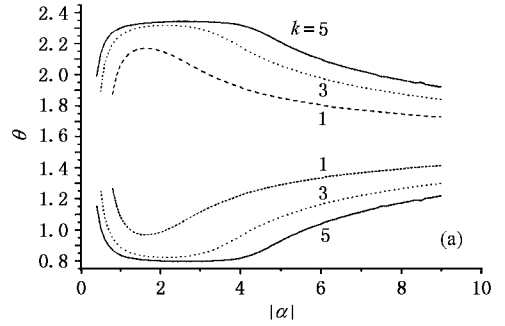
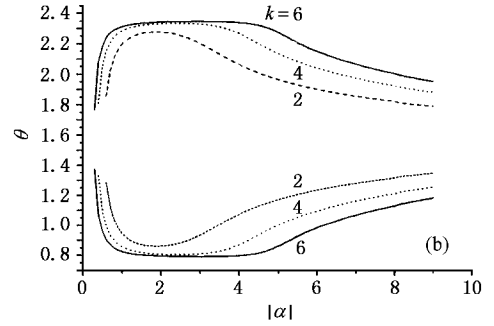


图 6 \hat{a}^{+-k} 作用于偶相干态 X_1 的压缩区域在 $\theta - |\alpha|$ 变化的情况 (a) k 为奇数 (b) k 为偶数

当 $A |\alpha|^2 \cos 2\theta + C < 0$ 时 $(\Delta X_1)_{o,+k}$ 产生压缩;

当 $A'|\alpha|^2\cos 2\theta + C' < 0$ 时 $(\Delta X_1)_{\alpha,+ - k}$ 产生压缩.

在图 5 和图 6 中给出了态 $|\alpha, + - k\rangle_{\alpha,\epsilon}$ 的压缩区域. 从图中可以看到, 奇偶相干态在 $\hat{a}^{+ - k}$ 的作用下均出现压缩, 但仅限制在参数空间的一定区域内, 而此区域随着 k 值的增大而拓宽.

4. 结论与讨论

本文讨论 \hat{a}^{-1} 和 $\hat{a}^{+ - 1}$ 作用于通常奇偶相干态所得到的量子态的量子统计性质. 相应的结果总结如下:

1. \hat{a}^{-k} 作用于奇相干态和偶相干态所得的新量子态都呈现出光子的反群聚现象, 但不出现压缩;
2. 当 $\hat{a}^{+ - k}$ 作用于奇相干态时, 如果 k 为奇数, 则呈现出群聚现象, 如果 k 为偶数, 则新的量子态在 $|\alpha|$ 小于某个值时呈现出反群聚现象, 而当 $|\alpha|$ 大于此值后则呈现出群聚现象;
3. 当 $\hat{a}^{+ - k}$ 作用于偶相干态时, 如果 k 为偶数, 则呈现出群聚现象, 如果 k 为奇数, 则新的量子态在 $|\alpha|$ 小于某个值时呈现出反群聚现象, 而当 $|\alpha|$ 大于此值后则呈现出群聚现象;
4. 奇偶相干态在 $\hat{a}^{+ - k}$ 的作用下均出现压缩, 呈现压缩的参数区域是有限的, 但此区域随着 k 值的增大而拓宽.

量子保密通信要求将通信双方传送的信息编码于单光子的量子态上, 为了获得单光子的量子态, 发射光子的装置(单光子源)应具有良好的单光子发射性能, 这一特性可以用光子的反群聚效应来进行描述. 而从我们讨论的结果来看, 奇偶相干态在算符 \hat{a}^{-k} 的作用下所得到的量子态都呈现出光子的反群

聚效应, 我们期望这一结果在单光子源的构造中会有一些的意义.

最后, 我们以 $|\alpha, - k\rangle_{\alpha,\epsilon}$ 为例给出一个制备本文所讨论的这种新的奇偶相干态的物理模型. 考虑如下两能级原子与单模光场的强度相关 Jaynes-Cummings 模型^[15,16] 其哈密顿量为

$$\hat{N}_I = g[\hat{a}f(\hat{N})\sigma_+ + f(\hat{N})\hat{a}^+\sigma_-], \quad (20)$$

其中 \hat{a} 和 \hat{a}^+ 分别为玻色湮没算符和玻色产生算符; σ_{\pm} 为原子的自旋反转算符; g 为原子-光场的耦合常数; $f(\hat{N}) = \hat{N}^{-1}$ 的定义式为

$$\hat{N}^{-1}|n\rangle = \hat{a}^{-1}\hat{a}^{+ - 1}|n\rangle = \begin{cases} |n^{-1}\rangle & (n \neq 0), \\ 0 & (n = 0). \end{cases} \quad (21)$$

开始时, 假定原子处于激发态而光场处于奇偶相干态, 即 $|\Psi(0)\rangle = \begin{pmatrix} |\alpha\rangle_{\alpha,\epsilon} \\ 0 \end{pmatrix}$, 则在很短时间内, 即 $gt \ll 1$, 系统的演化可近似地表为

$$|\Psi(t)\rangle \approx |\Psi(0)\rangle - i\hat{H}_I t |\Psi(0)\rangle = \begin{pmatrix} |\alpha\rangle_{\alpha,\epsilon} \\ -gt\hat{N}^{-1}\hat{a}^{+ - 1}|\alpha\rangle_{\alpha,\epsilon} \end{pmatrix}, \quad (22)$$

所以, 如果测得原子处于基态, 则光场必定处于单光子激发的增光子奇偶相干态上, 即

$$|\Psi_f\rangle \sim \hat{N}^{-1}\hat{a}^{+ - 1}|\alpha\rangle_{\alpha,\epsilon} = \hat{a}^{-1}|\alpha\rangle_{\alpha,\epsilon}. \quad (23)$$

进一步地, 两个光子的增光子奇偶相干态可通过光场初态为 $\hat{a}^{-1}|\alpha\rangle_{\alpha,\epsilon}$ 而原子初态仍为激发态的系统的上述非么正过程来获得, 更高激发数的增光子奇偶相干态也可类似地获得. 所以, 本文所定义的增(减)光子奇偶相干态原则上都可以在通常奇偶相干态的光子激发(湮没)过程中进行制备.

[1] Brunel C, Lounis B, Tamarat P et al 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 2722
 [2] Michler P, Imamoglu A, Mason M D et al 2000 *Nature* **406** 968
 [3] Kurtsiefer C, Mayer S, Zarda P et al 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 290
 [4] Hillery M 2000 *Phys. Rev. A* **61** 022309
 [5] Glauber R J 1963 *Phys. Rev.* **131** 2766
 [6] Hillery M 1987 *Phys. Rev. A* **36** 3796
 [7] Walls D F 1983 *Nature* **306** 141
 [8] Agarwal G S and Tara K 1991 *Phys. Rev. A* **43** 492
 [9] Metha C L, Roy A K and Saxena G M 1992 *Phys. Rev. A* **46** 1565
 [10] Wei L F, Wang S J and Jie Q L 1997 *Chin. Sci. Bull.* **42** 1686

[11] Wei L F, Wang S J and Xi D P 1999 *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **1** 619
 [12] Dodonov V V, Korennoy Y A, Man'ko V I et al 1996 *Quantum Semiclass. Opt.* **8** 413
 [13] Xin Z Z, Duan Y B, Zhang W et al 1996 *J. Phys. B* **29** 2597
 [14] Lu H and Guo G C 1998 *Acta Phys. Sin.* **48** 1433 (in Chinese) [路洪、郭光灿 1998 物理学报 **48** 1433]
 [15] Buzek V 1990 *J. Mod. Opt.* **37** 033
 [16] Fan H Y and Fan J F 1994 *Commun. Theor. Phys.* **22** 495

Boson inverse operators and associated even and odd coherent states *

Yang Qing-yi^{1,2)} Wei Lian-Fu³⁾ Ding Liang-En^{1)†}

¹⁾Key Laboratory of Optical & Magnetic Resonance Spectroscopy ,
Department of Physics ,East China Normal University ,Shanghai 200062 ,China)

²⁾Department of Physics ,Guangxi University ,Nanning 530004 ,China)

³⁾Department of Physics ,Shanghai Jiaotong University ,Shanghai 200030 ,China)

(Received 2 June 2002 ; revised manuscript received 31 October 2002)

Abstract

A new kind of even and odd coherent states i. e. the photon-added and photon-depleted states , can be obtained from acting boson inverse operators on the usual even and odd coherent states. The new states are the eigenstates of the operators $\hat{a}^{-k}\hat{a}^{k+2}$ and $\hat{a}^{+k}\hat{a}^{+k+2}$, respectively. The results show that these states may reveal the anti-bunching and quantum squeezing effects.

Keywords : Boson inverse operators , even and odd coherent states , anti-bunching , quantum squeezing

PACC : 4250

* Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China(Grant No.001CG309301) and the Shanghai Priority Academic Discipline .

† Corresponding author ,Tel 021-62232453