

k 光子么正算符的性质*

郭光灿 伍昌鸿

(中国科学技术大学物理系)

1986年7月24日收到

提 要

本文研究了 k 光子么正演化算符 $S_k(z)$ 的性质, 包括相空间在 $S_k(z)$ 作用下其性质的改变, 以及相干态和真空态经高阶非线性作用后的特性. 结果预言光场应存在有迄今尚未为人认识的新非经典效应.

一、引 言

压缩态 (squeezed state) 在某正交位相分量上具有比相干态更小的量子噪声, 因而在光通讯、引力波检测等方面有着潜在的应用前景, 故成为当前量子光学领域中极其引人注目的研究课题. 理论上业已证明, 许多双光子的非线性过程可以产生压缩态. 最近采用四波混频系统在实验上也已观察到压缩效应. 与此有关的另一个问题即高阶非线性过程是否也会产生压缩效应, 自然也成为令人感兴趣的课题.

对于单模光场, 形式上可以将 k 个光子非线性过程的相应演化么正算符 $S_k(z)$ 定义为^[1]

$$S_k(z) = \exp[z_k(a^+)^k - z_k^* a^k], \quad z_k = z/k!. \quad (1)$$

不难看出, 当 $k=1$ (即单光子过程) 时, k 光子的么正算符便是平移算符 $D(\alpha)$ (令 $\alpha=z$),

$$D(\alpha) = \exp[\alpha a^+ - \alpha^* a]. \quad (2)$$

而当 $k=2$ (即双光子过程) 时, $S_k(z)$ 则为复参数压缩算符 $S(z)$,

$$S(z) = \exp\left[\frac{1}{2} z a^{+2} - \frac{1}{2} z^* a^2\right], \quad z = r e^{i\theta}, \quad (3)$$

其中 r 为压缩因子, θ 为压缩角. 由此可见, (1) 式所定义的算符 $S_k(z)$ 具有更高的普适性.

Hillery 等人^[1] 证明了, $S_k(z)$ ($k \geq 3$) 对真空态 $|0\rangle$ 的作用不会产生压缩效应. Fisher 等人^[2] 指出, 将压缩算符推广至高阶不可能获得压缩的基态. 当然这些文献都没有更详细地讨论高阶么正算符 $S_k(z)$ 的性质. 本文将研究 k 光子么正算符的某些性质. 首先讨论 $S_k(z)$ 对相空间的作用, 然后研究相干态和真空态经 $S_k(z)$ ($k \geq 3$) 么正演化后光场的非经典特性.

* 中国科学院科学基金资助的课题.

二、算符 $S_k(z)$ 对相空间的作用

一般地说, 光场状态在相空间中的坐标可由算符 x_1 和 x_2 在该态的平均值来表示, 其中厄密算符 x_i 由下式定义:

$$a = x_1 + ix_2,$$

式中 a 为单模光场的消灭算符, x_1 和 x_2 在物理上是电场算符两个正交位相上的振幅算符, 它们是实验上可以观测的物理量算符, 不管光场状态如何, 算符 x_1 和 x_2 总保持不变. 当然若态矢量受到演化算符 $S_k(z)$ 作用, 势必会引起 x_1 和 x_2 的期待值产生相应的变化, 这个变化也可以看作是算符 $S_k(z)$ 对相空间作用的结果, 因此, $S_k(z)$ 对态的作用可等效于它对整个相空间的变换.

1. 平移算符 $D(\alpha)$ 对相空间的作用

设光场的态矢为 $|\phi\rangle$, 则它在相空间中的坐标为

$$\bar{x}_1 = \langle \phi | x_1 | \phi \rangle, \quad \bar{x}_2 = \langle \phi | x_2 | \phi \rangle,$$

态矢 $|\phi\rangle$ 经平移算符 $D(\alpha)$ 作用后变为新的态矢 $|\phi'\rangle$, 即 $|\phi'\rangle = D(\alpha)|\phi\rangle$. 令 $\alpha = \alpha_1 + i\alpha_2$, 态矢 $|\phi'\rangle$ 的坐标为

$$\begin{aligned} \bar{x}_1' &= \langle \phi' | x_1 | \phi' \rangle = \langle \phi | D^\dagger(\alpha) x_1 D(\alpha) | \phi \rangle = x_1 + \alpha_1, \\ \bar{x}_2' &= \bar{x}_2 + \alpha_2. \end{aligned}$$

若写成矩阵形式, 则为

$$\begin{pmatrix} \bar{x}_1' \\ \bar{x}_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{x}_1 \\ \bar{x}_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

可见平移算符的作用相当于对整个相空间作了个平移, 它不改变相空间的性质.

2. 压缩算符 $S(z)$ 对相空间的作用

若引入施转算符 $R(\theta) = \exp(-i\theta a^\dagger a)$, 则 $S(z)$ 可分解为^[3]

$$S(z) = R(-\theta/2)S(r)R(\theta/2),$$

由此式出发, 同样可得到, 在 $S(z)$ 作用下, 态矢的坐标进行了如下的变换:

$$\begin{pmatrix} \bar{x}_1' \\ \bar{x}_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta/2 & -\sin\theta/2 \\ \sin\theta/2 & \cos\theta/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e' & 0 \\ 0 & e^{-r} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta/2 & \sin\theta/2 \\ -\sin\theta/2 & \cos\theta/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{x}_1 \\ \bar{x}_2 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

可见复参量压缩算符 $S(z)$ 对相空间的作用可分为三个过程. 首先是一个旋转变换, 将相空间顺时针转过 $\theta/2$; 然后是一个伸缩变换, 它是产生压缩效应的原因, 其作用是将相空间在 x_1 和 x_2 方向上分别伸展和压缩 e' 倍而保持相空间中任意图形的面积不变; 最后一个过程是将相空间逆时针转回 $\theta/2$. 图 1 为上述变换过程的示意图, 其中包括了对相干态 $|\alpha\rangle = D(\alpha)|0\rangle$ 及坐标轴的变换. 由此图可获得压缩的平均光子数和误差椭圆.

压缩态通常有两种不同形式的定义

$$|\alpha, z\rangle = D(\alpha)S(z)|0\rangle, \quad (6)$$

$$|z, \alpha\rangle = S(z)D(\alpha)|0\rangle. \quad (7)$$

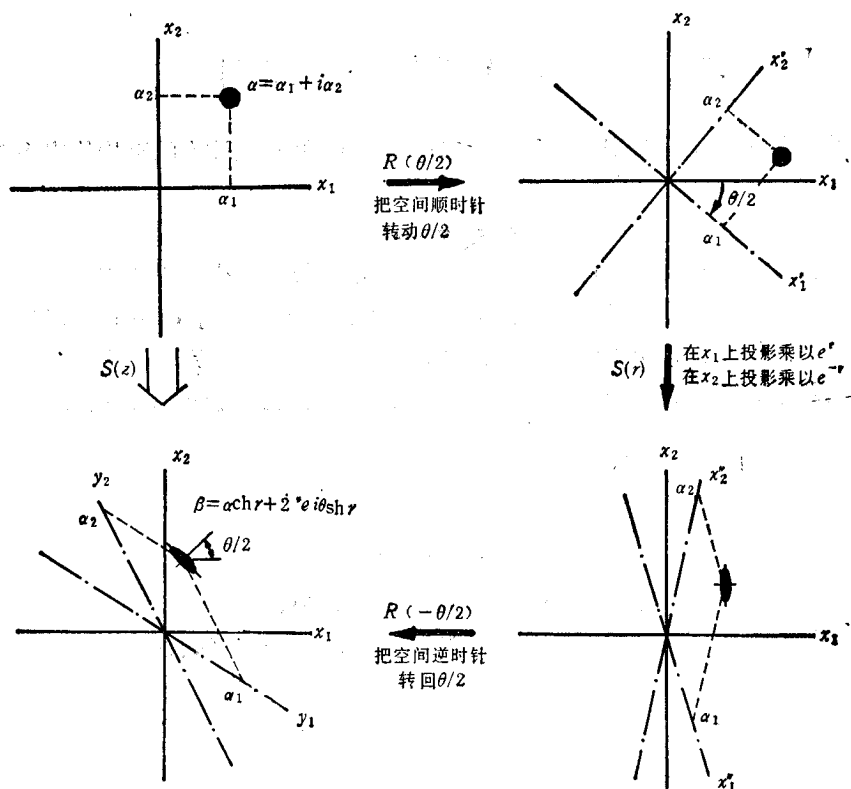


图1 $S(z)$ 对相空间作用过程的示意图. $z = re^{i\theta}$, 取 $e' = 1/2$; 实线坐标系表示与外界测量相联系的 x_1 和 x_2 ; 点划线表示变换后的坐标系; 图中还表示了从 $|\alpha\rangle \rightarrow S(z)|\alpha\rangle$ 的形成过程

这两种定义显然是不相同的, 因为算符 $S(z)$ 和 $D(\alpha)$ 并不对易, 它们分别对应于不同的物理过程, (6)式代表诸如对引力波振子进行量子非破坏性(quantum non-demolition)测量, (7)式表示采用某种过程将光腔中的相干态光场变换为压缩态. 但是可以证明^[2], 这两个算符在适当地变换参数之后可交换位置,

$$S(z)D(\alpha) = D(\beta)S(z), \quad (8)$$

其中 $\beta = \alpha \cosh r + \alpha^* e^{i\theta} \sinh r$.

两种定义等效性的实质不难由图1所示的变换得到更深刻的理解. 压缩效应只是在两个特殊方向上的标度变换, 对于相空间中每一点, 压缩作用都是一样的, 例如 $S(z)|0\rangle$ 和 $S(z)|\alpha\rangle$ 的压缩效应相同, 它们的态矢量可以依靠一个平移算符的作用相联系, 即 $D(\beta)S(z)|0\rangle = S(z)|\alpha\rangle$.

另一方面, 压缩算符 $S(z)$ 对消灭算符 a 的作用是线性的, 即

$$b = S(z)aS^\dagger(z) = a \cosh r - a^\dagger e^{i\theta} \sinh r, \quad (9)$$

且有

$$\begin{aligned} bS(z)|0\rangle &= 0, \quad |z, \alpha\rangle = S(z)D(\alpha)|0\rangle = S(z)D_a(\alpha)S^\dagger(z)S(z)|0\rangle \\ &= D_b(\alpha)S(z)|0\rangle, \end{aligned} \quad (10)$$

其中 $D_b(\alpha) = S(z)D_a(\alpha)S^\dagger(z)$ 为玻色场 $b(b^\dagger)$ 的平移算符, $D_a(\alpha)$ 为玻色场 $a(a^\dagger)$ 的平移算符. 由此可见, 定义(6)式中的 $D(\alpha)$ 是作用在算符 b 的本征态 $S(z)|0\rangle$ 上的. 这在图 1 中表现为相空间经变换之后, 其坐标轴是平直的. 相干态经变换之后的态在变换后的相空间中的坐标仍是 $\begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \end{pmatrix}$. 由于变换式(9)是线性的, 有 $D_b(\alpha) = D_a(\beta)$, 故 $|\beta, z\rangle = |z, \alpha\rangle$, 这便是算符 S 和 D 经参数变换后可以交换位置的原因.

实质上, 上述结论正是相空间性质的表现. 相空间在平移算符 $D(\alpha)$ (一阶演化算符) 作用下, 其空间的平移对称性和旋转对称性仍然保持不变. 其中相干态的起伏与位相无关, 而相空间经压缩算符 $S(z)$ (二阶演化算符) 作用后, 其旋转对称性被破坏, 新空间中的相干态 (对未变换的相空间而言是压缩态) 的起伏与位相有关, 但就对厄密算符 x_1 和 x_2 的测量而言, 相空间的平移对称性仍保持不变, 因而导致空间各点的压缩效应相同. 当然, 对于光场的其它统计特性来说, 这种平移不变性就不复存在了^[4].

由上面分析可得出如下结论: 即相干态在相空间中的测不准度本质上就是真空起伏, 而压缩态的测不准度则是压缩真空态特性的反映.

3. k 阶演化算符 $S_k(z)$ ($k > 2$) 对相空间的作用

在三阶及三阶以上的演化算符作用下相空间的平移对称性和旋转对称性均被破坏.

在变换后的相空间中, 其真空态 $S_k(z)|0\rangle$ 没有压缩效应, 但其它相点 $\begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \end{pmatrix}$ 经变换之后的态 $S_k(z)|\alpha\rangle = D_{b_k}(\alpha)S_k(z)|0\rangle$ 仍可能有压缩^[1], 其中

$$b_k = S_k(z)aS_k^\dagger(z). \quad (11)$$

这里不可能再存在 $D_b(\alpha) = D_a(\beta)$ 这种关系, 这就意味着, $D(\alpha)$ 和 $S_k(z)$ 对态矢的作用顺序不可能经某种参数变换之后进行交换.

应再次强调, 在 $k = 2$ 时, 就压缩效应而言, 定义(6)和(7)式的等效性完全是压缩算符 $S(z)$ 的特殊性质所决定, 因此实际应用时可视方便而任选其中一定义式, 而无须顾及相应的物理过程. 在近年的文献中多数采用(6)式^[5], 而在早期文献中则采用(7)式^[6]. 但就光场的其他统计特性而言, 这两定义式可能是有着本质的区别, 原因在于不能在相空间中计算诸如二阶相干度等物理量.

三、算符 $S_k(z)$ 对相干态 $|\alpha\rangle$ ($\alpha \neq 0$) 的作用

我们把算符 $S_k(z)$ 作用在相干态 $|\alpha\rangle$ 产生的态记为

$$|z, \alpha\rangle_k \equiv S_k(z)|\alpha\rangle = \exp[z_k(a^\dagger)^k - z_k^* a^k]|\alpha\rangle, \quad z_k = z/k!. \quad (12)$$

可以证明, $|z, \alpha\rangle_k$ 是变换后的 Fock 空间中的相干态,

$$b_k|z, \alpha\rangle_k = S_k(z)aS_k^\dagger(z)|\alpha\rangle = S_k(z)a|\alpha\rangle = \alpha|z, \alpha\rangle_k,$$

其中算符 b_k 由变换式(11)给出. 可见 $|z, \alpha\rangle_k$ 为 $b_k^\dagger b_k$ 的 Fock 空间中的相干态. 运用类比方法, 可得到许多类似于相干态的性质. 对应于 $k = 2$ 的压缩态, 其性质已有详细的讨论^[7]. 此外, 不难求出, $|z, \alpha\rangle_k$ 在自由哈密顿量作用下随时间的演化为

$$|z(t), \alpha(t)\rangle_k = |ze^{-ik\omega t}, \alpha e^{-i\omega t}\rangle_k. \quad (13)$$

对于 $k=2$ 时, $S_k(z)$ 的性质已经在文献[3]中讨论过. 这里仅研究 $k>2$ 时 $S_k(z)$ 对非真空相干态的作用, 且仅限于取 $|z|$ 为小参量的情况.

取 $|z|$ 的一级近似, 可以计算态 $|z, \alpha\rangle_k \simeq [1 + z_k(a^+)^k - z_k^* a^k]|\alpha\rangle$ 的有关参量:

$$\langle a \rangle = \langle a^+ \rangle^* = \alpha + z_k k (\alpha^*)^{k-1},$$

$$\langle a^2 \rangle = \langle a^{+2} \rangle^* = \alpha^2 + 2 z_k k \alpha (\alpha^*)^{k-1} + z_k k (k-1) (\alpha^*)^{k-2},$$

$$\langle a^+ a \rangle = |\alpha|^2 + 2 k \operatorname{Re}[z_k^* \alpha^k] = |\alpha|^2 + 2 k |z_k| \cdot |\alpha|^k \cos(k\theta_\alpha - \theta_z),$$

$$\langle a^{+2} a^2 \rangle = |\alpha|^4 + k(k-1)[z_k^* \alpha^k + z_k (\alpha^*)^k] + 2 k [z_k^* \alpha^* \alpha^{k+1} + z_k \alpha (\alpha^*)^{k+1}].$$

从而有

$$g_{(0)}^{(2)} = \frac{\langle a^{+2} a^2 \rangle}{\langle a^+ a \rangle^2} = \frac{|\alpha|^4 + \frac{4r}{(k-1)!} |\alpha|^{k+2} \cos(k\theta_\alpha - \theta_z) + \frac{2r}{(k-2)!} |\alpha|^k \cos(k\theta_\alpha - \theta_z)}{|\alpha|^4 + \frac{4r}{(k-1)!} |\alpha|^{k+2} \cos(k\theta_\alpha - \theta_z)}, \quad (14)$$

表 1

条 件	平均粒子数 $\langle n \rangle_k$	二阶相关度及有关性质
$\cos(k\theta_\alpha - \theta_z) > 0$	$\langle n \rangle_k > \alpha ^2$ (即平均粒子数增加)	$g_{(0)}^{(2)} > 1$, 聚束效应超泊松分布
$\cos(k\theta_\alpha - \theta_z) = 0$	$\langle n \rangle_k = \alpha ^2$ (即平均粒子数不变)	$g_{(0)}^{(2)} = 1$, 无聚束效应准泊松分布
$\cos(k\theta_\alpha - \theta_z) < 0$	$\langle n \rangle_k < \alpha ^2$ (即平均粒子数减小)	$g_{(0)}^{(2)} < 1$, 反聚束效应亚泊松分布

其中令 $z = r e^{i\theta_z}$ ($r > 0$), $\alpha = |\alpha| e^{i\theta_\alpha}$. 在 z (设 $z \neq 0$) 和 α 取不同值时, 态 $|z, \alpha\rangle_k$ 的统计性质如表 1 所示. 表 1 中准泊松分布表示粒子数均方差 $\langle \Delta n \rangle$ 与泊松分布相同, 但曲线形状不同的分布. 由表 1 所示, 态 $|\alpha, z\rangle_k$ 可以显示出非经典效应. 关于光场的非经典效应可参见文献[4].

同样可以计算出态 $|z, \alpha\rangle_k$ 的起伏 $\langle (\Delta x_i)^2 \rangle = \langle x_i^2 \rangle - \langle x_i \rangle^2$,

$$\langle (\Delta x_1)^2 \rangle = \frac{1}{4} \left\{ 1 + \frac{2r}{(k-1)!} |\alpha|^{k-2} \cos[(k-2)\theta_\alpha - \theta_z] \right\}. \quad (15)$$

利用旋转算符还可求出所有位相上的起伏. 令 y_1 表示在与 x_1 有 φ 相差的位相上场振幅的算符, 即

$$y_1 = R^+(\varphi) x_1 R(\varphi),$$

于是有

$$\langle (\Delta y_1)^2 \rangle = \frac{1}{4} \left\{ 1 + \frac{2r}{(k-1)!} |\alpha|^{k-2} \cos[(k-2)\theta_\alpha - \theta_z + 2\varphi] \right\}. \quad (16)$$

可以看出, 对于任何非真空相干态, 只要 $z \neq 0$, 总有某些位相值 φ 使得 $\cos[(k-2)\theta_\alpha - \theta_z + 2\varphi] < 0$, 从而有 $\langle (\Delta y_1)^2 \rangle < 1/4$. 因此, 高阶非线性过程对任何非真空相干态的作用在一级近似下均可有压缩效应. 据此可以推断, $S_k(\alpha)$ 对 $|\alpha\rangle$ ($\alpha \neq 0$) 作用会产生压

缩效应, $S_k(z)|\alpha\rangle (k > 2)$ 具有明显的非经典性质.

四、算符 $S_k(z)$ 对真空态的作用

Hillery 等人^[1]严格地证明了 $S_k(z) (k > 2)$ 对 $|0\rangle$ 的作用不产生压缩. 实际上可用类似方法证明, 这个结论对所有粒子数算符 a^+a 的本征态均成立. 尽管如此, 我们却无法由此就断言态 $|z, 0\rangle_k = S_k(z)|0\rangle$ 不具有非经典性质. 为弄清这个态的特性, 我们首先计算 $|z, 0\rangle_k$ 的二阶相干度 $g_{(2)}^{(z)}$.

取 $|z_k|$ 的高阶近似, 可将算符 $S_k(z)$ 展开为

$$S_k(z) = 1 + z_k(a^+)^k - z_k^* a^k + \frac{1}{2} z_k^2 (a^+)^{2k} + \frac{1}{2} z_k^{*2} a^{2k} - \frac{1}{2} z_k^* z_k [a^k (a^+)^k + (a^+)^k a^k] + \dots \quad (17)$$

应用算符运算的标准方法, 在二阶近似下可以计算出

$$\langle a^+a \rangle = {}_k\langle z, 0|a^+a|z, 0\rangle_k = \langle 0|z_k|^2 a^k a^+ a (a^+)^k|0\rangle = |z_k|^2 \cdot k \cdot k!.$$

在四阶近似下有

$$\begin{aligned} \langle a^{+2}a^2 \rangle &= |z_k|^2 k(k-1)k! + \frac{1}{4} |z_k|^4 k(2k-1)(2k)! \\ &\quad - \frac{1}{3} |z_k|^4 k(k-1)(2k)! - \frac{1}{3} |z_k|^4 k(k-1)(k!)^2. \end{aligned}$$

所以二阶相干度为

$$g_{(2)}^{(z)} = \left[|z_k|^2 k(k-1)k! + \frac{1}{4} |z_k|^4 k(2k-1)(2k)! - \frac{1}{3} |z_k|^4 k(k-1)(2k)! - \frac{1}{3} |z_k|^4 k(k-1)(k!)^2 \right] / \left[|z_k|^4 k^2 (k!)^2 \right] \quad (18)$$

由于 $k-2 > 0$, 不难证明

$$g_{(2)}^{(z)} > \frac{k-1}{|z_k|^2 k \cdot k!} + 2 = \frac{k-1}{\langle a^+a \rangle} + 2 > 2.$$

由此可见, $S_k(z) (k > 2, z \neq 0)$ 对真空态作用后所产生的态恒为聚束效应和超泊松分布, 且没有压缩效应. 换句话说, 态 $|z, 0\rangle_{k>2}$ 不具有业已为实验所证实的三类典型的非经典效应. 但据此我们仍无法得出态 $|z, 0\rangle_{k>2}$ 不是非经典场的结论. 恰好相反, 我们可以严格地证明, 态 $|z, 0\rangle_{k>2}$ 确实是非经典光场.

非经典光场指的是在相干态表象中不存在 Glauber- P 表示的一类光场. 光场的 P 表示是其密度算符的正规排列特征函数的傅里叶逆变换. 因此我们先计算 $\rho = |z, 0\rangle_k \langle z, 0|$ 的正规排列特征函数 $C^{(n)}(\xi)$. 按照特征函数的定义我们有

$$\begin{aligned} C^{(n)}(\xi) &= \text{Tr} [\rho e^{i\eta \xi^* a^+} \cdot e^{i\eta \xi a}] = \langle 0|S_k^+(z) e^{i\eta \xi^* a^+} \cdot e^{i\eta \xi a} S_k(z)|0\rangle \\ &= \langle 0|e^{-i\eta \xi^* a^+} S_k^+(z) e^{i\eta \xi^* a^+} \cdot e^{i\eta \xi a} S_k(z) e^{-i\eta \xi a}|0\rangle \\ &= \langle 0|e^{z_k^*(a^+ + i\eta \xi^*)^k - z_k(a^+)^k} \cdot e^{z_k(a^+ + i\eta \xi)^k - z_k^* a^k}|0\rangle \end{aligned} \quad (19)$$

其中 ξ 为复数, η 为实数, 并且利用到公式

$$e^{-xa^+}f(a, a^+)e^{xa^+} = f(a+x, a^+), e^{xa}f(a, a^+)e^{-xa} = f(a, a^+ + x).$$

由(19)式可知,不论取 $|z_k|$ 的多少有限阶近似, $C_k^{(g)}$ 总是 ξ 或 ξ^* 的多项式,它的傅里叶积分不收敛,也就是说对态 $|z, 0\rangle_{k>2}$ 而言,在所有有限阶近似下其 P 表示都不存在。

判断态 $|z, 0\rangle_{k>2}$ 是非经典光场的另一种更严格方法是证明 $|z, 0\rangle_{k>2}$ 所含有的光子数只能是 k 的整数倍,即 $|z, 0\rangle_{k>2}$ 只能是 k 的整数倍的粒子数态的线性组合。由于

$$|z, 0\rangle_k = \sum_n |n\rangle \langle n|z, 0\rangle_k, \quad k > 2. \quad (20)$$

利用旋转算符 $R(\varphi)$,可计算展开系数

$$\begin{aligned} \langle n|z, 0\rangle_k &= \langle n|S_k(z)|0\rangle = \langle n|R(\varphi)R^+(\varphi)S_k(z)R(\varphi)R^+(\varphi)|0\rangle \\ &= e^{in\varphi}\langle n|R^+(\varphi)S_k(z)R(\varphi)|0\rangle. \end{aligned} \quad (21)$$

令 $\varphi = 2\pi/k$, 则有

$$R^+(\varphi)S_k(z)R(\varphi) = S_k(z). \quad (21)$$

因此

$$\langle n|z, 0\rangle_k = e^{in\frac{2\pi}{k}}\langle n|z, 0\rangle_k. \quad (22)$$

当 n 不是 k 的整数倍时, $e^{in\frac{2\pi}{k}} \neq 1$, 必有 $\langle n|z, 0\rangle_k = 0$, 可见在(20)式的展开式中, $|z, 0\rangle_k$ 只能由 n 为 k 的整数倍的粒子数态迭加而成。按照文献[8]的判据,处于这种态的光场必是非经典光场。

综上所述,态 $|z, 0\rangle_{k>2}$ 肯定是非经典光场,但又不具有已有的三种非经典效应,由此可以推断,非经典光场还有其它非经典特性尚未揭示出来,因此更深入地研究态 $|z, 0\rangle_{k>2}$ 的性质将有助于进一步揭开光场的量子本质。

参 考 文 献

- [1] M. Hillery *et al.*, *Phys. Lett.*, **103A**(1984), 259.
- [2] R. A. Fisher *et al.*, *Phys. Rev.*, **D29**(1984), 1107.
- [3] 范洪义、郭光灿, *光学学报*, **5**(1985), 804.
- [4] 郭光灿、王善祥, 第八届全国激光会议报告, 西安, 1986.
- [5] D. F. Walls, *Nature*, **306**(1983), 141.
- [6] D. Stoler, *Phys. Rev.*, **D1**(1970), 3217.
- [7] H. P. Yuen, *Phys. Rev.*, **A13**(1976), 2226.
- [8] M. Hillery, *Phys. Rev.*, **A31**(1985), 338.

PROPERTIES OF k -PHOTON UNITARY OPERATOR

GUO GUANG-CAN WU CHANG-HONG

(Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei)

ABSTRACT

We have studied the properties of k -photon unitary operator $S_k(z)$, including the change in properties of phase space under the action of $S_k(z)$ and properties of coherent state and vacuum state which underwent the action of high order nonlinear processes. The results show that the light field should have some new non-classical properties which is unknown as yet.