

构造 a^N 的各正交归一本征态的方法

时维春 常健斌¹⁾ 韩士杰

东北林业大学物理系, 哈尔滨 150040

1992年3月18日收到

本文用 N 个相干态 $|\alpha \exp(i2\pi n/N)\rangle$ ($n = 1, 2, \dots, N-1$) 为基矢构造 a^N 的各个正交归一本征态系的方法, 研究了这些态的压缩和反聚束性质. 结果表明, a^N 有存在振幅 m ($m < N$) 次方压缩效应和反聚束效应的正交归一本征态系.

PACC: 4250

一、引 言

非经典光场是当前量子光学中的一个重要的前沿课题. 为了在理论上得到量子力学允许且具有各种非经典效应的光场态, 人们对光子湮没算符各次幂的正交归一本征态的数学结构、数学性质和量子统计性质做了许多研究工作^[1-4]. 文献[1]和[2]的作者以不同方法给出了 a^N 的同一正交归一本征态系的不同表象中的表示形式. 这个本征态系是由 a^N 的本征值为 a^N 的 N 个相干态形式的本征态 $|\alpha \exp(i\frac{2\pi}{N}n)\rangle$ ($n = 0, 1, 2, \dots, N-1$) 平方相加而成, 具有 a 作用下而转换的性质. 这些本征态中, 只有 a^2 的一个本征态——偶相干态具有通常的压缩性质^[3], a^4 的本征态存在振幅平方压缩^[4], 一般地说, $N-1$ 偶数的 a^N 的本征态存在振幅 $N/2$ 次方压缩^[5]. 本文给出了以 $N(N > 1)$ 个相干态

$$|\alpha \exp(i\frac{2\pi}{N}n)\rangle \quad (n = 0, 1, 2, \dots, N-1)$$

为基矢构造 a^N ($N > 1$) 的各正交归一本征态系的方法, 进而讨论了这些本征态的非经典效应.

二、构造 a^N 的正交归一本征态

因为 $[a^N, a] = 0$, 故 a^N 和 a 有组成完备系的共同本征态. a^N 的本征值为 a^N 的 a^N 和 a 的共同归一本征态有 N 个.

$$|\alpha_n\rangle = |\alpha \exp(i\frac{2\pi}{N}n)\rangle, \quad n = 0, 1, 2, \dots, N-1. \quad (1)$$

它们不正交,

1) 东北林业大学计算中心, 哈尔滨 150040.

$$\langle \alpha_n | \alpha_{n'} \rangle = e^{-|\alpha|^2} \cdot \exp \left\{ |\alpha|^2 \exp \left[i \frac{2\pi}{N} (n' - n) \right] \right\} \quad (2)$$

作线性变换

$$|\varphi\rangle_N = S |\alpha\rangle_N, \quad (3)$$

式中

$$|\alpha\rangle_N = \begin{bmatrix} |\alpha_0\rangle \\ |\alpha_1\rangle \\ \vdots \\ |\alpha_{N-1}\rangle \end{bmatrix}, \quad |\varphi\rangle_N = \begin{bmatrix} |\varphi_0\rangle_N \\ |\varphi_1\rangle_N \\ \vdots \\ |\varphi_{N-1}\rangle_N \end{bmatrix}, \quad (4)$$

S 为 $N \times N$ 矩阵。若 ${}_N\langle \varphi_i | \varphi_{i'} \rangle_N = \delta_{ii'}$, 则

$$\sum_{n=0}^{N-1} \sum_{n'=0}^{N-1} e^{-|\alpha|^2} \cdot \exp \left\{ |\alpha|^2 \exp \left[i \frac{2\pi}{N} (n' - n) \right] \right\} \cdot S_{in}^* S_{i'n'} = \delta_{ii'}. \quad (5)$$

下面求满足(5)式的变换矩阵 S 。注意到

$$\begin{aligned} & \sum_{n'=0}^{N-1} \exp \left\{ |\alpha|^2 \exp \left[i \frac{2\pi}{N} (n' - n) \right] \right\} \cdot \exp \left(-i \frac{2\pi}{N} l' n' \right) \\ &= \exp \left(-i \frac{2\pi}{N} l' n \right) \cdot \sum_{n'=0}^{N-1} \exp \left\{ |\alpha|^2 \exp \left[i \frac{2\pi}{N} (n' - n) \right] \right\} \\ & \quad \cdot \exp \left(-i \frac{2\pi}{N} l' n' \right), \end{aligned} \quad (6)$$

那么, 满足(5)式的变换矩阵 S 的元素为

$$S_{in} = \frac{1}{N} \exp \left(\frac{i|\alpha|^2}{2} \right) \cdot \sum_{l=0}^{N-1} u_{il} A_l^{-\frac{1}{2}} \exp \left(-i \frac{2\pi}{N} l n \right), \quad (7)$$

其中

$$A_l = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \exp \left\{ |\alpha|^2 \exp \left(i \frac{2\pi}{N} n \right) \right\} \cdot \exp \left(-i \frac{2\pi}{N} l n \right), \quad (8)$$

u_{il} 为 $N \times N$ 么正矩阵 U 的元素。再考虑到量子力学态函数可差任意相因子, 么正矩阵 U 具有如下性质:

$$U^+ U = U U^+ = I, \quad \det U = 1, \quad (9)$$

矩阵 U 的全体构成了 $SU(N)$ 群。

满足条件(9)式的矩阵 U 有无穷多个, 从而有无穷多个 S 矩阵。随着 S 选取的不同, 可以得到 a^N 的不同正交归一本征态系。也就是说, a^N 的正交归一本征态系不是唯一的。

记 $U = I$ (I 为单位矩阵) 的矩阵 S 为 S_0 , (3)式又可写作

$$|\varphi\rangle_N = U S_0 |\alpha\rangle_N, \quad (10)$$

即为得到 a^N 的各正交归一本征态系, 可以先将基矢 $|\alpha\rangle_N$ 作一正交化线性变换(不是唯一的), 得到 a^N 的一个正交归一本征态系, 再通过 $SU(N)$ 变换, 进而得到 a^N 的各个正交归一本征态系。

$U = I$ 的变换

$$|\phi\rangle_N = S_0|\alpha\rangle_N, \quad (11)$$

给出的 a^N 的正交归一本征态在 Glauber 相干态表象和 Fock 表象中的表示式分别为

$$|\phi_j\rangle_N = \frac{1}{N} C_j \exp\left(\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \sum_{n=0}^{N-1} \exp\left(-i \frac{2\pi}{N} jn\right) \left| \alpha \exp\left(i \frac{2\pi}{N} n\right) \right\rangle, \quad (12)$$

其中 $C_j = A_j^{-\frac{1}{2}}$, A_j 由(8)式给出.

$$|\phi_j\rangle_N = C_j \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^{Nn+j}}{\sqrt{(Nn+j)!}} |Nn+j\rangle, \quad (13)$$

$$A_j = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2(Nn+j)}}{(Nn+j)!}. \quad (14)$$

可见, (11)式给出的正交归一本征态, 恰是文献[1]和文献[2]分别以不同的方法给出的 a^N 的正交归一本征态.

三、态的压缩性质

讨论 a^N 的正交归一本征态的通常意义下的压缩性质. 光场的两个正交相位振幅算符的定义为

$$X_1 = \frac{1}{2}(a + a^\dagger), \quad Y_1 = \frac{1}{2i}(a - a^\dagger). \quad (15)$$

若态的相位振幅算符的起伏小于相干态的相应分量的起伏, 即 $\langle \Delta X_1^2 \rangle < 1/4$ 或 $\langle \Delta Y_1^2 \rangle < 1/4$, 则称该态具有压缩性质.

X_1 和 Y_1 的起伏为

$$\begin{aligned} \langle \Delta X_1^2 \rangle &= \frac{1}{4} (2\langle a^\dagger a \rangle + \langle a^{\dagger 2} + a^2 \rangle - \langle a^\dagger + a \rangle^2 + 1), \\ \langle \Delta Y_1^2 \rangle &= \frac{1}{4} (2\langle a^\dagger a \rangle - \langle a^{\dagger 2} + a^2 \rangle + \langle a^\dagger + a \rangle^2 + 1). \end{aligned} \quad (16)$$

由于态 $|\phi_j\rangle_N$ 具有 a 作用下而转换的性质:

$$\begin{aligned} a|\phi_0\rangle_N &= \alpha C_0 C_{N-1}^{-1} |\phi_{N-1}\rangle_N, \\ a|\phi_j\rangle_N &= \alpha C_j C_{j-1}^{-1} |\phi_{j-1}\rangle_N, \quad (j \neq 0). \end{aligned} \quad (17)$$

令 $\alpha = |\alpha|e^{i\theta}$, 由(17)式得

$${}_2\langle \phi_i | a^{\dagger 2} + a^2 | \phi_i \rangle_2 = 2|\alpha|^2 \cos 2\theta, \quad {}_2\langle \phi_i | a^\dagger + a | \phi_i \rangle_2 = 0, \quad (18)$$

$${}_N\langle \phi_j | a^\dagger + a | \phi_j \rangle_N = {}_N\langle \phi_j | a^{\dagger 2} + a^2 | \phi_j \rangle_N = 0, \quad (N \geq 3). \quad (19)$$

$$\begin{aligned} {}_N\langle \phi_0 | a^\dagger a | \phi_0 \rangle_N &= |\alpha|^2 C_0^2 C_{N-1}^{-2} > 0, \\ {}_N\langle \phi_j | a^\dagger a | \phi_j \rangle_N &= |\alpha|^2 C_j^2 C_{j-1}^{-2} > 0 \quad (j \neq 0), \end{aligned} \quad (20)$$

不难看出, 只有 a^2 的本征态可能存在压缩效应(实际上, 由于 $C_0^2 < C_1^2$, 只有偶相干态有压缩, 而奇相干态无压缩); 而 $a^N (N \neq 2)$ 的正交归一本征态 $|\phi_j\rangle_N$ 不存在这种压缩效应. 正是 a^N 的相干态平权迭加的正交本征态的 a 作用而转换的性质决定了它们的相位振幅算符的上述起伏性质.

下面讨论 $a^N (N \geq 3)$ 是否存在压缩效应的正交归一本征态系。取

$$u_{00} = \frac{C_0^{-1}}{\sqrt{C_0^{-2} + C_2^{-2}}}, \quad u_{02} = \frac{C_2^{-1}}{\sqrt{C_0^{-2} + C_2^{-2}}}, \quad u_{0l} = 0 (l = 3, 4, \dots, N-1),$$

U 的其余矩阵元素由(9)式确定, 其中定得 $u_{01} = 0$ 。于是

$$|\varphi_0\rangle_N = \frac{1}{\sqrt{C_0^{-2} + C_2^{-2}}} (C_0^{-1}|\varphi_0\rangle_N + C_2^{-1}|\varphi_2\rangle_N). \quad (21)$$

利用(17)式, 由(16)式得

$$\begin{aligned} {}_3\langle\varphi_0|\Delta X_1^2|\varphi_0\rangle_3 &= \frac{1}{4} + \frac{|\alpha|^2}{2(C_0^{-2} + C_2^{-2})} (C_{N-1}^{-2} + C_1^{-2} + C_0^{-2} \cos 2\theta \\ &\quad - \frac{2C_2^{-2}}{C_0^{-2} + C_2^{-2}} \cos^2 \theta) = \frac{1}{4} + \frac{|\alpha|^2}{2(A_0 + A_2)} \\ &\quad \times \left(A_{N-1} + A_1 + A_0 \cos 2\theta - \frac{2A_2}{A_0 + A_2} \cos^2 \theta \right), \\ {}_4\langle\varphi_0|\Delta X_1^2|\varphi_0\rangle_4 &= \frac{1}{4} + \frac{|\alpha|^2}{2(A_0 + A_2)} [A_{N-1} + A_1 + (A_0 + A_2) \cos 2\theta], \\ {}_N\langle\varphi_0|\Delta X_1^2|\varphi_0\rangle_N &= \frac{1}{4} + \frac{|\alpha|^2}{2(A_0 + A_2)} (A_{N-1} + A_1 + A_0 \cos 2\theta), \quad (N \geq 5). \end{aligned} \quad (22)$$

由(8)式知, 无论 N 为何值, 都有: 当 $|\alpha|^2 \rightarrow 0$ 时, $A_0 \rightarrow 1$, $A_l \rightarrow 0 (l = 1, 2, \dots, N-1)$, 如取 $\theta = \pi/2$, 则必存在某 $|\alpha|^2 = |\alpha_N|^2$, 在 $|\alpha|^2 < |\alpha_N|^2$ 时,

$${}_N\langle\varphi_0|\Delta X_1^2|\varphi_0\rangle_N < \frac{1}{4}, \quad (N \geq 3). \quad (23)$$

$|\alpha_N|^2$ 与 N 有关。(23)式表明, $N \geq 3$ 的态 $|\varphi_0\rangle_N$ 存在相位振幅 X 分量的压缩。也就是说, a^N 也存在含有通常压缩性质的态的正交归一本征态系。

类似于文献[6]关于相位振幅算符平方两个正交分量的定义, 相位振幅算符 m 次方的两个正交分量定义为

$$X_m = \frac{1}{2} (a^m + a^{+m}), \quad Y_m = \frac{1}{2i} (a^m - a^{+m}). \quad (24)$$

文献[5]证明了, 若光场态满足

$$\langle \Delta X_m^2 \rangle < \frac{1}{4} \left\langle \prod_{l=1}^m (a^+ a + l) - \prod_{l=0}^{m-1} (a^+ a - l) \right\rangle, \quad (25)$$

亦即

$$\langle : \Delta x_m^2 : \rangle = \frac{1}{4} (2\langle a^{+m} a^m \rangle + \langle a^{+2m} + a^{2m} \rangle - \langle a^{+m} + a^m \rangle^2) < 0, \quad (26)$$

则该光场态存在相位振幅 m 次方的 X 分量压缩, 并指出: 仅当 N 为偶数时, $|\varphi_i\rangle_N$ 才只可能存在振幅 $m = (2p+1)N/2$ ($p = 0, 1, 2, \dots$) 次方压缩。

下面讨论 $a^N (N \neq 2m)$ 的各正交归一本征态系中是否存在振幅 m (a^N 的本征态的 X_{pN+m} 和 X_m 的起伏规律相同, 故限定 $m \leq N$) 次方压缩性质的系。取 a^N 的一个正交归一本征态系, 其中一态(记作 $|\varphi_0^m\rangle_N$) 为

$$|\varphi_0^m\rangle_N = \frac{1}{\sqrt{C_0^{-2} + C_{2m-kN}^{-2}}} (C_0^{-1}|\phi_0\rangle_N + C_{2m-kN}^{-1}|\phi_{2m-kN}\rangle), \quad (m < N), \quad (27)$$

式中当 $N > 2m$ 时, $k = 0$; 当 $N \leq 2m$ 时, $k = 1$. 注意到 $C_i^{-2} = A_i$, 利用(17)式, 计算得

$$\begin{aligned} {}_{3m}\langle\varphi_0^m|:\Delta X_m^2:|\varphi_0^m\rangle_{3m} &= \frac{|\alpha|^{2m}}{2(A_0 + A_{2m})} \left(A_{2m} + A_m + A_0 \cos 2m\theta \right. \\ &\quad \left. - \frac{2A_{2m}}{A_0 + A_{2m}} \cos^2 m\theta \right), \\ {}_{4m}\langle\varphi_0^m|:\Delta X_m^2:|\varphi_0^m\rangle_{4m} &= \frac{|\alpha|^{2m}}{2(A_0 + A_{2m})} [A_{3m} + A_m + (A_0 + A_{2m}) \cos 2m\theta], \\ {}_N\langle\varphi_0^m|:\Delta X_m^2:|\varphi_0^m\rangle_N &= \frac{|\alpha|^{2m}}{2(A_0 + A_{2m-kN})} (A_{N-m} + A_m + A_0 \cos 2m\theta), \\ &\quad (N \neq 3m \text{ 和 } 4m). \end{aligned} \quad (28)$$

取 $\theta = \pi/2m$, 注意到 $|\alpha|^2 = 0$ 时, $A_0 = 1$, $A_j = 0$ ($j \neq 0$), 可知, 当 $|\alpha|^2 \rightarrow 0$ 时, 由(27)式定义的态都有

$${}_N\langle\varphi_0^m|:\Delta X_m^2:|\varphi_0^m\rangle_N < 0, \quad (29)$$

即态 $|\varphi_0^m\rangle_N$ ($m < N$) 存在振幅 m 次方的 X 分量压缩. 这说明 a^N 含有存在振幅 m ($m < N$) 次方压缩的态的正交归一本征态系.

对于 a^N 的任意本征态来说, 都有 $\langle a^{+N} a^N \rangle = |\alpha|^{2N}$, $\langle a^{+2N} + a^{2N} \rangle = \alpha^{*2N} + \alpha^{2N}$, $\langle a^{+N} + a \rangle = \alpha^{*N} + \alpha^N$, 故有

$$\langle :\Delta X_N^2: \rangle = 0, \quad (30)$$

a^N 的本征态都是 X_N 的最小测不准态, 不存在振幅 N 次方的 X 分量压缩. 同样可以证明, a^N 的本征态也都是 Y_N 的最小测不准态, 不存在振幅 N 次方的 Y 分量压缩. 总之, a^N 的本征态是振幅 N 次方的最小测不准态, 不存在振幅 N 次方压缩.

四、反聚束性质

根据二阶相干度的定义

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle a^{+2} a^2 \rangle}{\langle a^+ a \rangle^2}, \quad (31)$$

对于(27)式给出的态(已包括(21)式的态), 计算得

$$\begin{aligned} g^{(2)}(0) &= \frac{(A_{N-2} + A_{2m-2})(A_0 + A_{2m})}{(A_{N-1} + A_{2m-1})^2} \quad (2m < N), \\ g^{(2)}(0) &= \frac{A_{N-2} A_0}{A_{N-1}^2} \quad (2m = N, N \text{ 为偶数}), \\ g^{(2)}(0) &= \frac{(A_{N-2} + A_{N-1})(A_0 + A_1)}{(A_{N-1} + A_0)^2} \quad (2m = N + 1, N \text{ 为奇数}), \\ g^{(2)}(0) &= \frac{(A_{N-2} + A_{2m-N-2})(A_0 + A_{2m-N})}{(A_{N-1} + A_{2m-N-1})} \quad (2m > N + 1). \end{aligned} \quad (32)$$

分析 $|\alpha|^2 \rightarrow 0$ 和 $|\alpha|^2 \rightarrow \infty$ 的两种极限情况:

1. 因为在 $|\alpha|^2 = 0$ 时, $A_0 = 1$, $A_l = 0 (l \neq 0)$, 并注意到 $A'_0 = A_{N-1}$, $A'_l = A_{l-1} (l \neq 0)$, 故

$$\begin{aligned} \lim_{|\alpha|^2 \rightarrow 0} g^{(2)}(0) &= 0, & (2m = N+1, N \text{ 为大于 } 1 \text{ 的奇数}), \\ \lim_{|\alpha|^2 \rightarrow 0} g^{(2)}(0) &= \infty, & (2m \neq N+1). \end{aligned} \quad (33)$$

即在 $|\alpha|^2 = 0$ 时, $|\varphi_0^m\rangle_N$ ($2m = N+1$, N 为大于 1 的奇数) 有最大的反聚束, 其它的 $|\varphi_0^m\rangle_N$ 有最大的聚束。

2. 利用(8)式, 所有的 $|\varphi_0^m\rangle_N$ 都有

$$\lim_{|\alpha|^2 \rightarrow \infty} g^{(2)}(0) = 1, \quad (34)$$

即不聚束, 也不反聚束。

下面具体分析分别包含 $|\varphi_0^1\rangle_3$ 和 $|\varphi_0^2\rangle_3$ 的 a^3 的两个正交归一本征态系的反聚束性质。它们为

$$\begin{aligned} |\varphi_0^1\rangle_3 &= \frac{1}{\sqrt{C_0^{-2} + C_2^{-2}}} (C_0^{-1}|\phi_0\rangle_3 + C_2^{-1}|\phi_2\rangle_3), \\ |\varphi_1^1\rangle_3 &= |\phi_1\rangle_3, \\ |\varphi_2^1\rangle_3 &= \frac{1}{\sqrt{C_0^{-2} + C_2^{-2}}} (-C_2^{-1}|\phi_0\rangle_3 + C_0^{-1}|\phi_2\rangle_3); \end{aligned} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} |\varphi_0^2\rangle_3 &= \frac{1}{\sqrt{C_0^{-2} + C_1^{-2}}} (C_0^{-1}|\phi_0\rangle_3 + C_1^{-1}|\phi_1\rangle_3), \\ |\varphi_1^2\rangle_3 &= \frac{1}{\sqrt{C_0^{-2} + C_1^{-2}}} (-C_1^{-1}|\phi_0\rangle_3 + C_0^{-1}|\phi_1\rangle_3), \\ |\varphi_2^2\rangle_3 &= |\phi_2\rangle_3. \end{aligned} \quad (36)$$

$|\varphi_1^1\rangle_3$ 和 $|\varphi_2^1\rangle_3$ 的反聚束性质文献^[4]中已讨论。 $|\varphi_0^1\rangle_3$ 和 $|\varphi_2^1\rangle_3$ 的二阶相干度为

$$\begin{aligned} g_0^{(2)}(0) &= \frac{(A_1 + A_0)(A_0 + A_2)}{(A_2 + A_1)^2}, \\ g_2^{(2)}(0) &= \frac{A_0 A_2 (A_0 + A_2)(A_1^2 A_1 + A_0^2)}{(A_2^2 + A_0^2 A_1)^2}. \end{aligned} \quad (37)$$

$|\varphi_0^2\rangle_3$ 和 $|\varphi_1^2\rangle_3$ 的二阶相干度为

$$\begin{aligned} g_0^{(2)}(0) &= \frac{(A_1 + A_2)(A_0 + A_1)}{(A_2 + A_0)^2}, \\ g_1^{(2)}(0) &= \frac{A_0 A_1 (A_0 + A_1)(A_1^2 + A_0^2 A_2)}{(A_1^2 A_2 + A_0^2)^2}. \end{aligned} \quad (38)$$

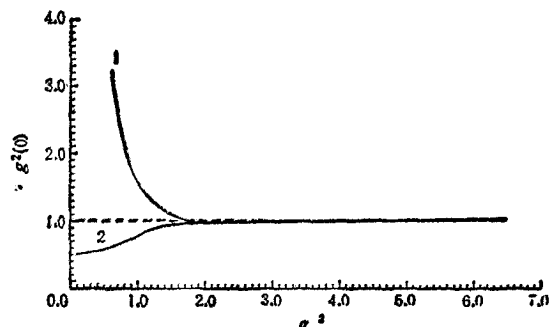


图1 曲线1和2分别为 $|\varphi_0^1\rangle_3$ 和 $|\varphi_2^1\rangle_3$ 的二阶相干度

图1和图2分别绘出(37)和(38)式给出的二阶相干度随 $|\alpha|^2$ 的变化。可以看出: 在 $|\alpha|^2 \rightarrow 0$ 时, $|\varphi_0^1\rangle_3$ 具有最大聚束效应(二阶相干度为 ∞); $|\varphi_0^2\rangle_3$ 和 $|\varphi_1^2\rangle_3$ 具有最大反聚束效应 ($g^{(2)}(0) = 0$), $|\varphi_1^1\rangle_3$ 具有反聚束效应, 但不是最大的。随 $|\alpha|^2$ 的增大, $|\varphi_0^1\rangle_3$ 的聚束效应减弱, $|\alpha|^2$ 接近 2 时, 开始具有反聚束效应; $|\varphi_1^1\rangle_3$, $|\varphi_0^2\rangle_3$ 和 $|\varphi_2^2\rangle_3$ 的

反聚束效应都随 $|\alpha|^2$ 的增大而减弱, $|\varphi_1\rangle$ 减弱最慢. 当 $|\alpha|^2$ 增大到一定值时, $|\varphi_0\rangle$ 和 $|\varphi_1\rangle$ 分别开始具有聚束效应. $|\alpha|^2$ 很大时, 各态的 $g^{(2)}(0)$ 都趋于 1, 既不聚束, 也不反聚束.

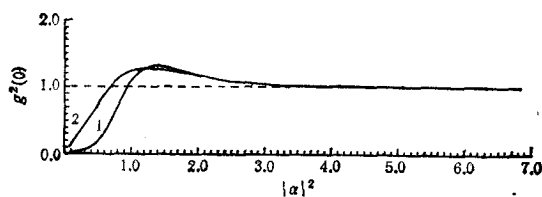


图 2 曲线 1 和 2 分别为 $|\varphi_1\rangle$ 和 $|\varphi_0\rangle$ 的二阶相干度

五、结 论

$a^N (N \geq 2)$ 的正交本征态系不是唯一的. 通过对 a^N 的一个正交归一本征态系作 $SU(N)$ 变换,

可以得到 a^N 的各个正交归一本征态系. a^N 有含存在通常压缩应的本征态的正交系, 也有含存在振幅 $m (m < N)$ 次方压缩效应的本征态的正交系. 一般地说, 这些态也具有反聚束效应.

- [1] 彭石安, 郭光灿, 物理学报, 39(1990), 51.
- [2] 李福利等, 物理学报, 40(1991), 1058.
- [3] 夏云杰, 郭光灿, 量子电子学, 5(1988), 301.
- [4] 时维春等, 东北林业大学学报, 20(1992), 61.
- [5] 时维春等, 光学学报, 12(1992), 888.
- [6] M. Hillery, *Phys. Rev.*, A36(1987), 3796.
- [7] 彭石安等, 量子电子学, 6(1989), 306.
- [8] 王继锁, 物理学报, 40(1991), 547.

A METHOD FOR CONSTRUCTING EVERY ORTHONORMAL EIGENSTATES SYSTEM OF a^N

SHI WEI-CHUN CHANG JIAN-BIN¹ HAN SHI-JIE

Department of Physics, Northeast Forestry University, Harbin 150040

(Received 18 March 1992)

ABSTRACT

In this paper, a method for constructing every orthonormal eigenstates system of a^N is given with N basic vectors of coherent states $|\alpha \exp(i2\pi n/N)\rangle (n=0, 1, \dots, N-1)$. Squeezing and antibunching in these states are studied. The results show that a^N have the orthonormal eigenstates system which exhibits amplitude m -th ($m < N$) power squeezing and antibunching.

PACC:4250

¹⁾ Center of Computation, Northeast Forestry University, Harbin 150040.