

两类压缩态光场的特性比较*

何林生 柳尚青

(中国科学院安徽光机所, 230031)

提要: 本文指出光场压缩态 $|\alpha, s\rangle_A = S(s)D(\alpha)|0\rangle$ 和 $|\alpha, s\rangle_B = D(\alpha)S(s)|0\rangle$ 不完全等价, 它们实质上是本文命名的压缩子 (Squeezon) 湮灭算符 $b = SaS^+$ 的两个本征态, 具有完全相同的压缩特性, 但本征值不同, 光子统计分布和光子统计特性有显著差异, 所含的能量状况亦很不相同。

关键词: 压缩态, 压缩子湮灭算符。

Comparison of features for two kinds of squeezed state fields

He Linsheng, Liu Shangqing

(Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Hefei)

Abstract: It is shown that the squeezed states $|\alpha, s\rangle_A = S(s)D(\alpha)|0\rangle$ and $|\alpha, s\rangle_B = D(\alpha)S(s)|0\rangle$ are not fully equivalent. In fact, they are two eigenstates of annihilation operator of squeezon called by us, as $b = SaS^+$, with the same squeezing features but different eigenvalues. Their statistical distributions and features of photons have striking difference and the status of energies contained by them are quite different.

Key words: squeezed state, squeezon annihilation operator

压缩态光场已受到人们广泛重视。这不仅由于它代表着一类非经典光场, 体现着光场的一种量子特性, 在科学上有重大意义, 而且由于它的电场正交分量之一噪声小于量子噪声, 在光通讯、光学计算机、各种精密测量(如引力波检测)及高分辨光谱中有着诱人的应用^[1, 2]。现在不但已在实验上得到了连续波压缩态光场, 而且实现了脉冲压缩态光场。其中最大压缩量已达量子噪声以下 63%^[3]。

已出现的多种形式的压缩态定义是否完全等价呢? 我们发现, 压缩态可分为先平移后压缩型和先压缩后平移型两大类。这两类压缩态虽然可以通过一个变换联系起来, 它们的压缩特性完全一致, 但它们的光子统计分布、光子统计特性却有很大的差异, 因而它们和物质相互作用也将有所不同。本文着重论述这两类压缩态光场的统计特性的差别, 而不深入讨论它们的产生过程。

一、压缩态的定义和压缩子湮灭算符

压缩态定义和性质在文献[1]中已有很好的评述。压缩态光场是这样一种光场, 其电场正

Table 1. Definitions of squeezed states and squeeze operators

分类	压缩算符	定缩态定义	变换关系和压缩子算符	b 的本征态吗?	定义者及文章
A类 压缩相干态, 或先平移后压缩	U_L 无具体形式	$ \alpha\rangle_s = U_L \alpha\rangle$ $= U_L D(\alpha) 0\rangle$	$b_L = U_L a U_L^\dagger$ $= \mu a + \nu a^\dagger,$ $ \mu ^2 - \nu ^2 = 1$	$b_L \alpha\rangle_s = \alpha \alpha\rangle_s$	H. P. Yuen [4]
	$U_z = \exp\left[\frac{1}{2}(za^2 - z^*a^{*2})\right]$ $z = re^{i\phi}$	$ \alpha, z\rangle_z = U_z \alpha\rangle$ $= U_z D(\alpha) 0\rangle$	$b_z = U_z a U_z^\dagger$ $= \mu a + \nu a^\dagger,$ $ \mu ^2 - \nu ^2 = 1,$ $\nu = e^{-i\phi} \text{sh}r$	$b_z \alpha, z\rangle_z = \alpha \alpha, z\rangle_z$	D. Stoler [5]
B类 先压缩真空态后平移	$S_1 = \exp\left[\frac{1}{2}(za^{*2} - z^*a^2)\right]$ $z = re^{i\phi}$	$ \alpha, z\rangle_1 = D(\alpha)S_1(z) 0\rangle$	$b_1 = S_1^\dagger a S_1$ $= \mu a + \nu a^\dagger,$ $ \mu ^2 - \nu ^2 = 1,$ $\nu = e^{i\phi} \text{sh}r$	否 $b_1 \alpha, z\rangle_1 \neq \beta_1 \alpha, z\rangle_1$	J. W. Hollenhorst [6]
	$S_2 = \exp\left[\frac{1}{2}(z^*a^2 - za^{*2})\right]$ $z = re^{i\phi}$	$ \alpha, z\rangle_2 = D(\alpha)S_2(z) 0\rangle$	$b_2 = S_2^\dagger a S_2$ $= \mu a - \nu a^\dagger,$ $ \mu ^2 - \nu ^2 = 1,$ $\nu = e^{i\phi} \text{sh}r$	否 $b_2 \alpha, z\rangle_2 \neq \beta_2 \alpha, z\rangle_2$	C. M. Cave [7]
	$S z\rangle = \exp\left[\frac{1}{2}(z^*a^2 - za^{*2})\right]$ $z = re^{i\phi}$	$ \alpha, z\rangle = D(\alpha)S(z) 0\rangle$	$b = S a S^\dagger$ $= \mu a + \nu a^\dagger$ $ \mu ^2 - \nu ^2 = 1,$ $\nu = e^{i\phi} \text{sh}r$	$b \alpha, z\rangle = \beta \alpha, z\rangle,$ $\beta = \mu\alpha + \nu\alpha^*$	范洪义, 郭光灿 [8]

交分量之一的噪声小于平均量子噪声, 即

$$\langle(\Delta a_i)^2\rangle < 1/4, \quad (i=1 \text{ 或 } 2). \quad (1)$$

这种定义一般只适于判断光场是否有压缩效应, 不大适于理论分析和完整地表征压缩光场的状态。因此有人引进压缩态其它定义形式, 如表 1。它们实质上是压缩态大家族中一部分成员。为了区别起见, 我们在表 1 中已将原文的记号适当改写, 并加了下标。本文下面主要讨论表中定义的压缩态光场的特性异同。从表 1 可见:

1. 形式上实现压缩态的方式有两大类: A 类, 先平移产生相干态, 再压缩相干态, 记这类压缩态为 $|\alpha, z\rangle_A = S(z)D(\alpha)|0\rangle$; B 类, 先压缩真空态, 再“相干”平移, 这类压缩态记为 $|\alpha, z\rangle_B = D(\alpha)S(z)|0\rangle$ 。这两类压缩态可以通过变换

$$\begin{aligned} D(\alpha)S(z) &= S(z)D(\beta) \\ \beta &= \mu\alpha + \nu\alpha^* \end{aligned} \quad (2)$$

相联系。其中 α 是相干振幅, z 是压缩因子。应该注意到, 当 A、B 两类的参数 α 和 z 分别相同时, 它们并不完全等价。

Hirota^[9] 曾构造一个 U 变换: $U = D(\tilde{\alpha})S^\dagger(z)$, 使 $|\alpha, z\rangle_B = U|\alpha\rangle$, 这里 $\tilde{\alpha} = \alpha - \alpha_{\text{out}}$, $\alpha_{\text{out}} = \mu\alpha + \nu\alpha^*$, 不过他未能找到实现这一变换的物理过程。是否存在具体的物理过程, 通过压缩相干态 $|\alpha\rangle$ 产生和 $|\alpha, z\rangle_B$ 完全等效的压缩态光场, 至今未有明确答案。

2. 当 $\alpha=0$, 各压缩态均变为压缩真空态, 当 $r=0$, 各压缩态都变为相干态。这是这些定义的一致之处。

3. 我们将 Bogoliubov 变换后的算符 $b = SaS^+ = \mu a + \nu a^+$ 叫压缩子 (Squeezon) 湮灭算符, 相应的准粒子^[4,8] 叫压缩子, 因为它的本征态具有压缩效应。根据文献中各自定义的压缩态及变换关系, 可证明[6, 7]中定义的压缩态不是算符 $b_i (i=1, 2)$ 的本征态:

$$b_1 |\alpha, z\rangle_1 = (\mu\alpha + \nu^* \alpha^*) |\alpha, z\rangle_1 + 2\mu\nu^* D(\alpha) S_1(z) |1\rangle, \quad (3)$$

$$b_2 |\alpha, z\rangle_2 = (\mu\alpha - \nu\alpha^*) |\alpha, z\rangle_2 - 2\mu\nu D(\alpha) S_2(z) |1\rangle. \quad (4)$$

该结果是定义 $b = S_i^\dagger a S_i$ 所致。凡令 $b = SaS^+$, 压缩态就是压缩子湮灭算符 b 的本征态。事实上 $|\alpha, z\rangle_A$ 和 $|\alpha, z\rangle_B$ 是 b 的两个有相同压缩效应而本征值不同的本征态。 A 类态本征值就是相干幅 α , 而 B 类态本征值 β 不但依赖于相干幅 α , 还依赖于压缩因子 z 。

二、两类压缩态光场统计特性的异同

现把这两类压缩态统计特性的比较列于表 2。表 2 中 A, B 态的光子二阶乘矩分别为

$$\langle a^{+2} a^2 \rangle = \langle a^+ a \rangle^2 + 2|\alpha|^2 |\nu|^2 (3 + 4|\nu|^2) - (1 + 4|\nu|^2) 2R_e(\mu\nu^* \alpha^2) + |\nu|^2 + 2|\nu|^4, \quad (5)$$

$$\langle a^{+2} a^2 \rangle = \langle a^+ a \rangle^2 + |\nu|^2 \left[2|\alpha|^2 \left(1 \pm \frac{\mu \cos(2\theta - \varphi)}{|\nu|} \right) + \mu^2 + |\nu|^2 \right], \quad (6)$$

式中 ± 号之“+”号对应(6a)式, “-”号对应(6b)式。 θ 为相干幅相位角。由表 2 可见: 1. Yuen 的双光子相干态^[4]和 Stoler 的最小测不准波包态^[5]统计性质完全等价, Cave^[7]定义和范^[8]用的定义, 压缩态光场统计性质等价; 2. A 类和 B 类态光场压缩特性等价。可证明高阶压缩特性也一致^[10], $\langle (\Delta a_1)^{2m} \rangle = \left(\frac{1}{2} |\mu - \nu| \right)^{2m} (2m - 1)!!$, ($m=1, 2, 3, \dots$)。只不过 $B^{[6]}$ 类压缩态光场的压缩方向改变 $\pi/2$; 3. 所有的压缩态都有附加的量子噪声 $|\nu|^2$; 4. A, B 两类压缩态的振幅及其二阶矩和光子数及其二阶乘矩的平均值却截然不同。

Table 2. Comparison of statistical quantities for various definitional squeezed state fields

分类	$\langle a \rangle$	$\langle a^2 \rangle$	$\langle a^+ a \rangle$	$\langle a^{+2} a^2 \rangle$	$\langle \Delta a^2 \rangle$	$\langle \Delta a_1^2 \rangle$	$\langle \Delta a_2^2 \rangle$	$\langle \Delta a_1 \Delta a_2 \rangle$	$\langle \Delta a_2 \Delta a_1 \rangle$	附加噪声 $\langle \Delta a^+ \Delta a \rangle$
A	[4] $\beta' = \mu\alpha - \nu\alpha^*$	$\beta - \mu\nu$	$ \beta' ^2 + \nu ^2$	式(5)	$-\mu\nu$	$\frac{1}{4} \mu - \nu ^2$	$\frac{1}{4} \mu + \nu ^2$	$\frac{i}{4} (\mu\nu - \mu\nu^* + 1)$	$\frac{i}{4} (\mu\nu - \mu\nu^* - 1)$	$ \nu ^2$
	[5] β'	$\beta' - \mu\nu$	$ \beta' ^2 + \nu ^2$	式(5)	$-\mu\nu$	$\frac{1}{4} \mu - \nu ^2$	$\frac{1}{4} \mu + \nu ^2$	$\frac{i}{4} (\mu\nu - \mu\nu^* + 1)$	$\frac{i}{4} (\mu\nu - \mu\nu^* - 1)$	$ \nu ^2$
B	[6] α	$\alpha^2 + \mu\nu$	$ \alpha ^2 + \nu ^2$	式(6a)	$\mu\nu$	$\frac{1}{4} \mu + \nu ^2$	$\frac{1}{4} \mu - \nu ^2$	$\frac{i}{4} (\mu\nu^* - \mu\nu + 1)$	$\frac{i}{4} (\mu\nu^* - \mu\nu - 1)$	$ \nu ^2$
	[7] α	$\alpha^2 - \mu\nu$	$ \alpha ^2 + \nu ^2$	式(6b)	$-\mu\nu$	$\frac{1}{4} \mu - \nu ^2$	$\frac{1}{4} \mu + \nu ^2$	$\frac{i}{4} (\mu\nu - \mu\nu^* + 1)$	$\frac{i}{4} (\mu\nu - \mu\nu^* - 1)$	$ \nu ^2$
	[8] α	$\alpha^2 - \mu\nu$	$ \alpha ^2 + \nu ^2$	式(6b)	$-\mu\nu$	$\frac{1}{4} \mu - \nu ^2$	$\frac{1}{4} \mu + \nu ^2$	$\frac{i}{4} (\mu\nu - \mu\nu^* + 1)$	$\frac{i}{4} (\mu\nu - \mu\nu^* - 1)$	$ \nu ^2$

三、压缩效应与反聚束效应 (ABE) 及光子亚泊松统计分布 (SubP) 关系的异同

由上节结果可以推断, 在压缩效应和 ABE 及 SubP 三种非经典效应相互关系上, A 类态

和 B 类态是不相同的。已知单模稳态场中当 $\langle(\Delta N)^2\rangle < 0$ 时, 光子 ABE 和 SubP 同时出现^[11]。下面我们只讨论 $r > 0$ 的情况。

3.1 A 类压缩态光场

由(5)式知, 要求 $\langle(\Delta N)^2\rangle < 0$, 即要求

$$2|\alpha|^2 \left[3 + 4|\nu|^2 - (1 + 4|\nu|^2) \frac{\mu}{|\nu|} \cos(2\theta - \varphi) \right] + (2|\nu|^2 + 1) < 0. \quad (7)$$

(1), 当 $|\alpha| = 0$, 则(7)式不能被满足, 即压缩真空态光场总是呈现聚束(BE)和光子超泊松统计分布(SubP); (2), 当 $\alpha \neq 0$, $\cos(2\theta - \varphi) < 0$ 时, 即在 α 相平面中 $\frac{3}{4}\pi > \theta - \frac{\varphi}{2} > \frac{\pi}{4}$ 或 $\frac{7\pi}{4} > \theta - \frac{\varphi}{2} > \frac{5\pi}{4}$ 的区域内, (7)式不能被满足, 光场呈现 BE 和 SubP; (3), 令

$$2\eta_0 = \pm \cos^{-1} \left[\frac{(3 + 4|\nu|^2)|\nu|}{(1 + 4|\nu|^2)\mu} \right] + m\pi, \quad (8)$$

当 $\cos(2\eta_0) > \cos(2\theta - \varphi) > 0$ 时, (7)式亦不能成立, 光场仍呈现 BE 和 SubP; (4), 当 $\cos(2\theta - \varphi) > \cos(2\eta_0) > 0$, 并且 $|\alpha|^2 > |\alpha_0|^2$,

$$|\alpha|_0^2 = \frac{1 + 2|\nu|^2}{2 \left[(1 + 4|\nu|^2) \frac{\mu}{|\nu|} \cos(2\theta - \varphi) - (3 + 4|\nu|^2) \right]}, \quad (9)$$

光场才呈现 ABE 和 SubP; (5) 当 $r \rightarrow 0$, $\eta_0 \rightarrow m\pi \pm \pi/4$, $|\alpha|_0 \rightarrow 0$, ($\cos(2\theta - \varphi) \neq 0$)。这表明当 $r \rightarrow 0^+$, 在实轴两侧 $\pi/4$ 范围内, 不管 $|\alpha|$ 为大于零的任何值, 均可获得 ABE 和 SubP; (6), 当 r 增大, η_0 变小, 并在 $r \rightarrow \infty$ 时 $\eta_0 \rightarrow m\pi$ 。在保证 $\cos(2\theta - \varphi) > 0$ 的情况下, $|\alpha|_0 \rightarrow \infty$, 即随着 r 增大, 呈现 ABE 和 SubP 的区域趋向 α 相平面的实轴远端(见图 1)。由(1)、(5)和(6)三点可得结论: α_x 轴上 $\alpha = 0$ 和 $\alpha = \infty$ 之点是“奇点”, 不呈现 ABE 和 SubP。

3.2 B 类压缩态光场

同上讨论, 为呈现 ABE 和 SubP, 要求

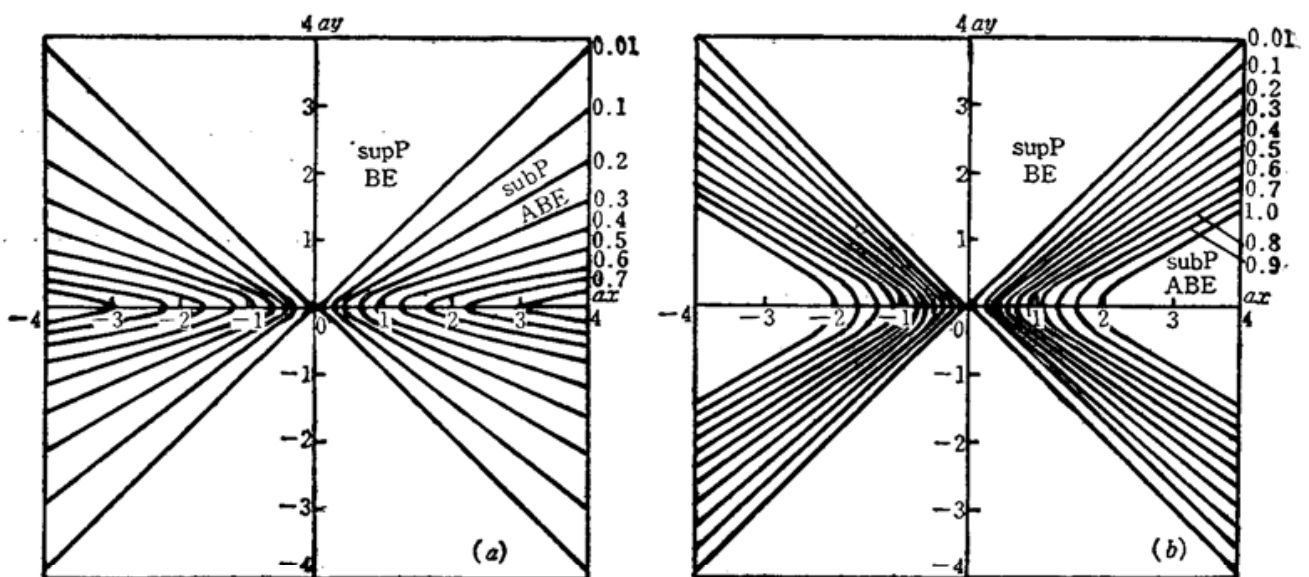


Fig. 1 Areas which exhibit photon antibunching effect (ABE) and photon subpoissonian

(a) A-type squeezed state case; (b) B-type squeezed state case. The figures on the right side are the values of squeezing factor r . The area in each bowed curve is the corresponding area belong to SubP and ABE

$$2|\alpha|^2 \left[1 - \frac{\cos(2\theta - \varphi)}{|\nu|/\mu} \right] + |\nu|^2 + \mu^2 < 0. \quad (10)$$

虽然形式上也有与 A 类态类似的 6 点结论, 但 η_0 和 $|\alpha|_0^2$ 的表示式和 A 类态不相同,

$$2\eta_0 = m\pi \pm \cos^{-1} \left(\frac{|\nu|}{\mu} \right), \quad (11)$$

$$|\alpha|_0^2 = \frac{\mu^2 + |\nu|^2}{2 \left[\frac{\mu}{|\nu|} \cos(2\theta - \varphi) - 1 \right]}. \quad (12)$$

它们呈现 ABE 和 SubP 的区域如图 1 所示。显然 B 类压缩态的 ABE 和 SubP 区域大于 A 类压缩态的 ABE 和 SubP 区域, 且当压缩因子 r 增大时这种差别非常明显。因此可以说 B 类压缩态光场比 A 类压缩态光场容易呈现 ABE 和 SubP。 B 类^[6]压缩态之 ABE 和 SubP 区域应在 α_y 轴两侧。

四、光子统计分布特征的异同

由表 2 可见, A 、 B 两类压缩态光场的物理量的统计平均是不同的。这些差异应该在光子统计分布上有所反映。最近已有报道, 压缩态光子统计分布不是光滑的单峰曲线, 在某些条件下呈现振荡特征^[11, 12]。因此仔细比较这两类压缩态的光子统计分布是非常有意义的。

A 类压缩态光子统计分布函数已由 Yuen 给出^[4]

$$\rho_n^{(A)} = \frac{1}{\mu n!} \left(\frac{|\nu|}{2\mu} \right)^n H_n \left[\frac{\alpha}{(2\mu\nu)^{\frac{1}{2}}} \right] H_n \left[\frac{\alpha^*}{(2\mu\nu^*)^{\frac{1}{2}}} \right] \exp \left[-|\alpha|^2 + \operatorname{Re} \left(\frac{\nu^* \alpha^2}{\mu} \right) \right]. \quad (13)$$

仿[4]的方法可得 B 类压缩态光子统计分布函数

$$\rho_n^{(B)} = \frac{1}{\mu n!} \left(\frac{|\nu|}{2\mu} \right)^n H_n \left[\frac{\beta}{(2\mu\nu)^{\frac{1}{2}}} \right] H_n \left[\frac{\beta^*}{(2\mu\nu^*)^{\frac{1}{2}}} \right] \exp \left[-|\beta|^2 + \operatorname{Re} \left(\frac{\nu^* \beta^2}{\mu} \right) \right], \quad (14)$$

式中

$$\beta = \mu\alpha + \nu\alpha^*$$

由(13)和(14)式可见分布函数形式完全相同, 但后者以 β 或 β^* 代替前者的 α 或 α^* 。这表明 A 类压缩态 $|\alpha, z\rangle_A$ 和 B 类压缩态 $|\alpha, z\rangle_B$ 不等价, 而是 $|\beta, z\rangle_A$ 等价于 $|\alpha, z\rangle_B$ 。这和 [9] 的结果一致。

现在来考察压缩态 $|\alpha, z\rangle_A$ 和 $|\alpha, z\rangle_B$ 光子统计分布特性的差别。容易看出, 由于 $\rho_n^{(i)}$ ($i = A, B$) 中包含厄米多项 H_n , 使得光子统计分布出现“波动”特征。

为简单计, 下面设 $2\theta = \varphi$, 先考察几种特殊情况:

1. $|\alpha|$ 不变, $r \rightarrow \infty$ 的情况。易证对 A 类态, 有

$$\rho_0^{(A)} \rightarrow 0, \quad \left| \frac{\rho_{2m}^{(A)}}{\rho_{2m-2}^{(A)}} \right| \rightarrow \frac{2m-1}{2m}, \quad (15)$$

$$\frac{\rho_1^{(A)}}{\rho_0^{(A)}} = \frac{|\alpha|^2}{\operatorname{ch}^2 r} \rightarrow 0, \quad \frac{\rho_{2m+1}^{(A)}}{\rho_{2m-1}^{(A)}} \rightarrow \frac{2m+1}{2m}.$$

这反映各偶光子数态分布 $\rho_{2m}^{(A)}$ 为同一数量级, 各奇光子数态分布 $\rho_{2m+1}^{(A)}$ 为同一数量级。但 $\rho_{2m+1}^{(A)}$ 是 $\rho_{2m}^{(A)}$ 的无穷小, 此时不管 $|\alpha|$ 值如何, A 类压缩态均趋向于由偶光子数态组成。因此在奇、偶光子数间必然产生逐渐趋向于等幅的“振荡”, 且为超泊松统计分布。

对 B 类压缩态, 有

$$\begin{aligned} \rho_0^{(B)} &\rightarrow 0, \quad \frac{\rho_{2m}^{(B)}}{\rho_{2m-2}^{(B)}} \rightarrow \frac{2m-1}{2m}, \\ \frac{\rho_1^{(B)}}{\rho_0^{(B)}} &\rightarrow 4|\alpha|^2, \quad \frac{\rho_{2m+1}^{(B)}}{\rho_{2m-1}^{(B)}} \rightarrow \frac{2m+1}{2m}. \end{aligned} \quad (16)$$

虽然各偶数态分布为同量级, 各奇数态分布也为同量级, 但与 A 类态不同的是, $\rho_{2m+1}^{(B)}$ 可小于、等于或大于 $\rho_{2m}^{(B)}$ 的数量级。因此 B 类压缩态一般由奇、偶光子数态叠加组成, 在奇、偶数态间趋于等幅振荡, 振荡幅依赖于 $|\alpha|$ 值。当 $|\alpha|$ 较大时, 它趋向于由奇光子数态为主组成。当 $|\alpha|$ 很小时, 它趋向由偶光子数态组成, 即趋向压缩真空态。显然在这些情况都呈现超泊松统计分布。

2. r 为定值, $|\alpha|$ 很大或 $\rightarrow \infty$ 的情况, 有

$$\rho_0^{(A)} = \frac{\exp[-|\alpha|^2(1-\text{th}r)]}{\text{ch}r}, \quad \frac{\rho_n^{(A)}}{\rho_{n-1}^{(A)}} \Rightarrow \frac{|\alpha|^2}{n \text{ch}^2r}, \quad (\text{当 } |\alpha| \gg \text{ch}r), \quad (17)$$

$$\rho_0^{(B)} = \frac{\exp[-|\alpha|^2(1+\text{th}r)]}{\text{ch}r}, \quad \frac{\rho_n^{(B)}}{\rho_{n-1}^{(B)}} \Rightarrow \frac{|\alpha|^2(1+\text{th}r)^2}{n}, \quad (\text{当 } |\alpha| \gg 1). \quad (18)$$

(17)式表明, 若 $|\alpha|^2 = N \text{ch}^2r$, 则在 N 之前 $\rho_n^{(A)}$ 随 n 上升, 在 N 之后 $\rho_n^{(A)}$ 下降, 不振荡。(18)

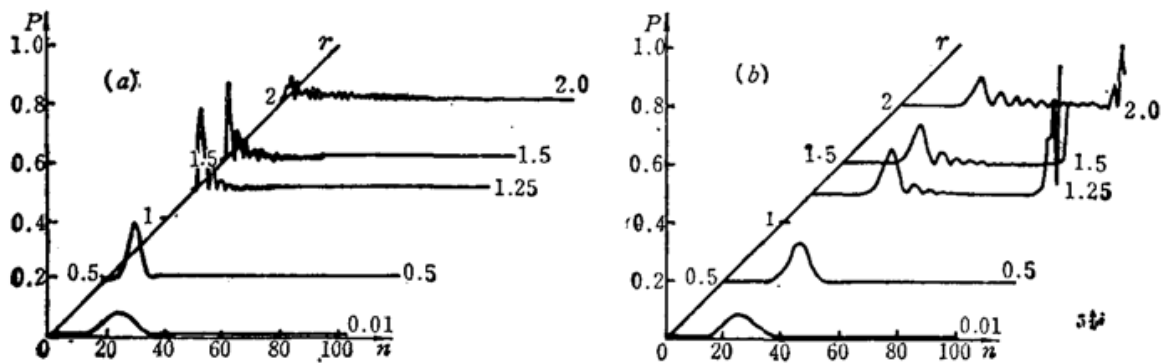


Fig. 2 Variation of statistical distribution of photons P with the photon number n and the squeezing factor r

(a) corresponding to A -type squeezed state; (b) corresponding to B -type squeezed state (the rise peaks in the tails of curves $r=1.25\sim 2.0$ are due to the cumulative error in computing), $|\alpha|=5$

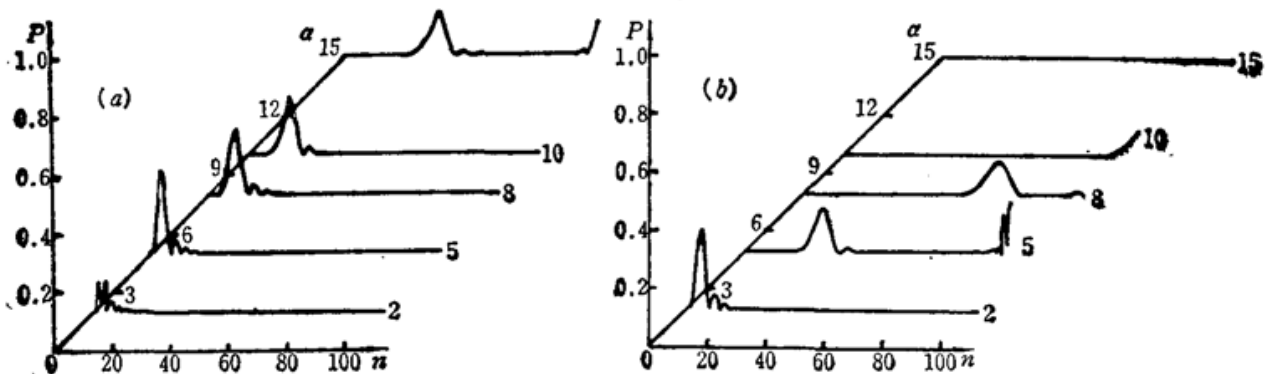


Fig. 3 Variation of statistical distribution of photons P with the photon number n and the coherent amplitude $|\alpha|$

(a) corresponding to A -type squeezed state; (b) corresponding to B -type squeezed state. For B -type state, when $|\alpha|=15$, the peak of P should be in $n > 100$ site and is not able to be displayed

式表明,若 $|\alpha|^2 = N/(1+\text{th}r)^2$,在 N 之前 $\rho_n^{(B)}$ 随 n 上升,在 N 之后 $\rho_n^{(B)}$ 随 n 下降,不振荡。两类压缩态均为光滑的单峰曲线。

3. 对某些有限的 $|\alpha|$ 和 r 值, $\rho_n^{(A)}$ 和 $\rho_n^{(B)}$ 随 n 的变化如图 2 和图 3 所示。我们可以发现, (1) 两类压缩态光子统计分布峰位置不同, A 类压缩态相对于相干态光子分布峰移向低光子数端,而 B 类压缩态分布峰移向高光子数端; (2) 两类压缩态均呈现波动特征。 A 类态波动幅值大, B 类态波动幅值小一些; (3) 当 $|\alpha|$ 值一定时, $\rho_n^{(i)}$ ($i=A, B$) 随 r 增大波动变剧烈; (4) 当 r 值一定时, $\rho_n^{(i)}$ 随 $|\alpha|$ 值增大波动变弱。总之,压缩态光场的光子统计分布呈现振荡或波动现象是一个重要的奇特特征。

五、光场能量的差异

由于 A 、 B 两类压缩态光场平均光子数不同(见表 1),因而它们的能量不同。显然 B 类态具有确定的光能,与相干振幅相位角 θ 和压缩角 φ 无关,即

$$E_B = \hbar\omega \langle n \rangle_B = \hbar\omega [|\alpha|^2 + |\nu|^2] \quad (19)$$

而 A 类压缩态光能依赖于相位角 θ 和压缩角 φ :

$$\begin{aligned} E_A &= \hbar\omega \langle n \rangle_A = \hbar\omega [|\beta'|^2 + |\nu|^2], \\ \beta' &= \mu\alpha - \nu\alpha^*. \end{aligned} \quad (20)$$

它们的能量变化如图 4 所示。这表明,适当调整相干幅相位和压缩角,在 $2\theta - \varphi = 0$ 情况, A 类压缩态所含能量比 B 类态小 $2\hbar\omega |\alpha|^2 |\nu| (\mu - |\nu|)$,而在 $2\theta - \varphi = \pi$ 时, A 类压缩态却比 B 类态多含 $2\hbar\omega |\alpha|^2 (\mu + |\nu|) |\nu|$ 能量,虽然它们有完全相同的压缩效应。

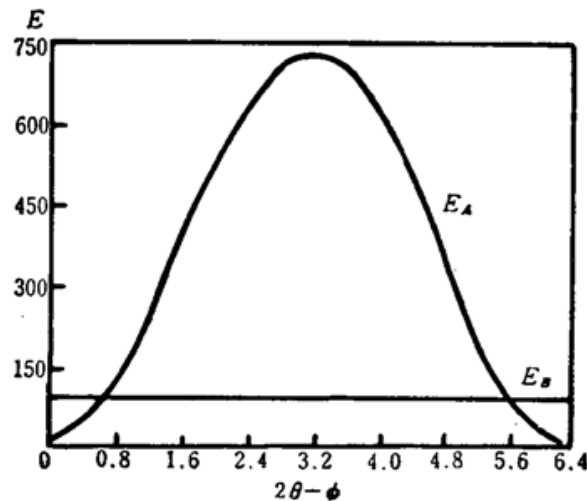


Fig. 4 Change of energy of the field with the difference of phases $2\theta - \phi$. E_A represents the energy of A -type field, E_B represent the energy of B -type field. $|\alpha| = 10$, $r = 1$

六、结 束 语

本文论证了两类压缩态 $|\alpha, z\rangle_A$ 和 $|\alpha, z\rangle_B$ 是压缩子湮灭算符 b 的两个不同本征态,它们代表的光场具有相同的压缩效应,但光子统计特性却有很大的差别。 A 类压缩态光场光子统

计分布比 B 类压缩态光场容易呈现“波动”特征。适当选择光场相干幅相位角和压缩方向,可以较小的能量获得具有相同压缩效应的 A 类压缩态光场。B 类态比 A 类态容易呈现光子反聚束效应和亚泊松统计分布。A 类态光子分布峰相对于相干态偏移向低光子数端, B 类态则偏向高光子数端。这种差别必然会影响到光场和物质的相互作用。

参 考 文 献

- 1 D. F. Walls, *Nature*, **306**, 141(1983)
- 2 B. Yurk, E. A. Whittacke, *Opt. Lett.*, **12**, 236(1987); J. Gea-Banacloche, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 543(1987); H. J. Carmichael *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2539 (1987)
- 3 H. J. Kimble *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B4**(13), 56(1987); L. A. Wu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 2520(1986)
- 4 H. P. Yuen, *Phys. Rev.*, **A13**, 2226(1976)
- 5 D. Stoler, *Phys. Rev.*, **D1**, 3217(1970); *ibid*, **D4**, 1925(1971)
- 6 T. N. Hollenhorst, *Phys. Rev.*, **D19**, 1669(1979)
- 7 C. M. Cave, *Phys. Rev.*, **D23**, 1693(1981)
- 8 范洪义, 郭光灿, *光学学报*, **5**, 804(1985)
- 9 O. Hirota, *Opt. Commun.*, **67**, 204(1988)
- 10 C. K. Hong, L. Mandel, *Phys. Rev.*, **A32**, 874(1985)
- 11 W. Schleich, J. A. Wheeler, *Nature*, **326**(6113), 574(1987)
- 12 A. Vourdas, R. M. Weiner, *Phys. Rev.*, **A36**, 5866(1987)

快 讯

铜蒸气激光器泵浦的 $Ti^{3+}:Al_2O_3$ 激光器

掺钛氧化铝晶体做为可调谐固体激光工作介质,正获得迅速发展,它正被广泛地应用于激光光谱学、非线性光学以及超短光脉冲等领域。

我们用铜蒸气激光器做泵浦源,采用半共焦腔结构,用一根长 10 mm, 截面为 $6.8 \times 5.9 \text{ mm}^2$ 的 $Ti^{3+}:Al_2O_3$ 棒,获得了 461 mW 的激光输出,斜率效率达 30%。

铜蒸气激光器为国产 CVL-20A 型,采用望远镜型非稳腔, M 数为 33。最大输出功率为 10 W,绿光占 90%。光束发散度为 0.5 mrad,束径 32 mm,重复频率为 5 kHz,激光脉冲半极大值处的宽度为 30 ns。起偏后水平方向的偏振度为 60%。 $Ti^{3+}:Al_2O_3$ 晶体的浓度为 0.047 Wt%,两端面被切成与 c 轴成布儒斯特角。

激光腔的全反射镜为 $R300 \text{ mm}$ 凹面镜,在 700~900 nm 范围内反射率为 99.8% 以上。输出腔片为透过率分别为 2% 和 5% 的平板,相应的阈值泵浦功率为 0.9 W 和 2 W。当进入晶体的泵浦功率为 5 W 时,获得 491 mW 的宽带输出。

输出激光的光谱为 750~820 nm,峰值波长为 780 nm。激光脉冲半极大值处的宽度为 80 ns,相对于泵浦激光脉冲滞后 350 ns。

(中国科学院上海光机所,于开义 孙国华 蒋新力 钱玉兰 邓佩珍 乔景文 汤星里

1991年2月1日收稿)