

非经典态光场的判据

姚 德 民

郭 光 灿

(中国科学技术大学基础物理中心) (中国科学技术大学物理系)

1987 年 4 月 6 日收到

提 要

本文给出一个判别非经典态光场的普遍方法, 由之仔细讨论了两类有实际意义的单模非经典态光场(反聚束光场和压缩态光场)的非经典实质。

一、引 言

70 年代以来, 人们通过光子计数测量首先探测到一类非经典态光场, 即所谓反聚束光场。这类光场是在二阶相干度上体现出不同于经典态光场的特征^[1]。第二类非经典态光场是所谓亚 Poisson 分布态光场, 它是从光子数的统计分布上体现非经典特征的。在单模光场的情况下, 亚 Poisson 分布性与反聚束性等价^[2]。最近人们又实现了另一类非经典态光场——压缩态光场的产生, 这类光场是通过小的噪声分量而体现非经典特征的^[3]。非经典态光场以其潜在的应用前景^[4]受到了人们的极大重视, 成为量子光学研究领域中的新课题。

从理论上来看, 经典态与非经典态的分别就在于能否用经典概率论的语言对状态的统计行为做出适当的描述。为了深入地研究非经典行为, 理论工作者必须回答下面的问题: 到底在多大程度上还可以在经典概率论的框架中描述光场状态的统计行为? 如何产生、判别和描述非经典态光场?

最近, Hillery^[5] 从理论上明确区分了经典与非经典态的定义, 并给出了一个非经典态的判据。Hillery 的判据在判别非经典性时是充分的, 然而远非是必要的, 而且其判别方式(即投影算符的选择)依赖于被判别的态。本文的目的正是为了弥补 Hillery 判据的这些缺陷。我们给出了一种判别非经典态光场的普遍方法, 由之我们还深入地研究了实验上已经得到的非经典态光场的特征。

为简单起见, 我们只限于讨论单模光场。

二、非经典态光场

对于单模光场, 人们已经从实验上产生和探测到两类非经典态。一类是所谓反聚束态光场, 满足^[1]

$$g^{(2)}(0) - 1 \equiv \frac{V(n) - \bar{n}}{\bar{n}^2} < 0, \quad (1)$$

其中 $\bar{n}$ 和 $V(n)$ 分别表示光子数的平均值和方差。如果记这类状态的 Glauber P -表示^[6] 为 $P^{(1)}(\alpha, \alpha^*)$, 则

$$\int d^2\alpha P^{(1)}(\alpha, \alpha^*) (|\alpha|^2 - |\langle\alpha\rangle|^2)^2 < 0. \quad (2)$$

这里

$$\langle\alpha\rangle \equiv \int d^2\alpha P^{(1)}(\alpha, \alpha^*) \alpha. \quad (3)$$

因而 $P^{(1)}(\alpha, \alpha^*)$ 不可能恒为非负, 从而失去了其准概率密度的意义, 表现出非经典性。

第二类单模非经典态光场是所谓压缩态光场。对压缩态, 存在一个角度 θ 使之满足^[3]

$$:V(Y): < 0. \quad (4)$$

其中 $::$ 表示正规乘积,

$$Y = Y(\theta) \equiv \frac{1}{2} (d e^{-i\theta} + d^+ e^{i\theta}), \quad (5)$$

d 和 d^+ 分别为光模的消灭和产生算符。如果记这类状态的 Glauber P -表示为 $P^{(2)}(\alpha, \alpha^*)$, 则

$$\int d^2\alpha P^{(2)}(\alpha, \alpha^*) [(\alpha e^{-i\theta} + \alpha^* e^{i\theta}) - (\langle\alpha\rangle e^{-i\theta} + \langle\alpha^*\rangle e^{i\theta})]^2 < 0. \quad (6)$$

此时 $P^{(2)}(\alpha, \alpha^*)$ 也不可能恒为非负。

最近, Hillery^[5] 明确地区分了经典态与非经典态的定义。一个状态在下述意义下是经典的, 其 Glauber P -表示满足

- (1) 恒为非负;
- (2) 不比 δ 函数更奇异。

否则就是非经典态。这就明确了非经典态的基本特征是 Glauber P -表示的可负性和奇异性。

直接根据上述定义来判别一个状态的经典性与否实际上是行不通的, 因为一般情况下求不出所给状态 P -表示的明显形式。事实上, 到目前为止, 还没有人给出一个有实际意义的非经典态 P -表示的显式。即使是对目前已在实验上得到的两类非经典态光场(考虑单模情况)特别是压缩态光场, 使之满足(2)式或(6)式的到底是 P -表示的可负性(不比 δ 函数更奇异, 且可取负值的函数), 还是奇异性(比 δ 函数更奇异), 也不很清楚。另外, 这两种“现实”的非经典光场仅是通过测量两个特征的物理量(二阶相关度、涨落)来表征其相应的非经典性的, 而根据一般定义非经典性绝非仅此而已。

因此有必要建立一个普遍的判据, 由之不仅能说明上述两种“现实”的非经典态光场的行为, 还可能预期着新的非经典性。而且这一判据能够不要求 P -表示的显式并使用方便。

三、非经典态的普遍判据

设光场的状态由密度算符 ρ 来描述, ρ 的 Glauber P -表示形式上记为 $P(\alpha, \alpha^*)$, 即

$$\hat{\rho} = \int d^2\alpha P(\alpha, \alpha^*) |\alpha\rangle\langle\alpha|, \quad (7)$$

其中 $|\alpha\rangle$ 为相干态, $\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle$.

注意到

$$\begin{aligned} \lim_{\sigma \rightarrow 0} \frac{1}{\pi\sigma^2} \exp\left\{-\frac{|\alpha - \bar{\alpha}|^2}{\sigma^2}\right\} &= \delta(\operatorname{Re}(\alpha - \bar{\alpha}))\delta(\operatorname{Im}(\alpha - \bar{\alpha})) \\ &\equiv \delta(\alpha - \bar{\alpha})\delta(\alpha^* - \bar{\alpha}^*). \end{aligned} \quad (8)$$

这里我们限定 $0 < \sigma < 1$, α 和 $\bar{\alpha}$ 均为复变数, 考虑积分式

$$\bar{T}(\bar{\alpha}, \bar{\alpha}^*; \sigma^2) \equiv \int d^2\alpha P(\alpha, \alpha^*) \cdot \frac{1}{\pi\sigma^2} \exp\left\{-\frac{|\alpha - \bar{\alpha}|^2}{\sigma^2}\right\} \quad (9)$$

在 $\sigma \rightarrow 0$ 时的行为. 显然, 如果 $P(\alpha, \alpha^*)$ 在某一点 $\alpha = \alpha_0$, $\alpha^* = \alpha_0^*$ 附近不比 δ 函数更奇异, 则 $\bar{T}(\bar{\alpha}, \bar{\alpha}^*; \sigma^2)$ 当 $\sigma \rightarrow 0$ 时在点 $\bar{\alpha} = \alpha_0$, $\bar{\alpha}^* = \alpha_0^*$ 附近也不比 δ 函数更奇异, 且与 $P(\alpha, \alpha^*)$ 有相同的符号; 如果 $P(\alpha, \alpha^*)$ 在某一点 $\alpha = \alpha_0$, $\alpha^* = \alpha_0^*$ 附近比 δ 函数更奇异, 则 $\bar{T}(\bar{\alpha}, \bar{\alpha}^*; \sigma^2)$ 当 $\sigma \rightarrow 0$ 时在点 $\bar{\alpha} = \alpha_0$, $\bar{\alpha}^* = \alpha_0^*$ 附近也比 δ 函数更奇异. 结论反之亦真.

由此, 根据非经典态的定义, 我们有下述判别定理. 状态 $\hat{\rho}$ 是非经典态的充分必要条件, 是存在一个复数 α_0 , 使得当 $\sigma \rightarrow 0$ 时按 (9) 式所定义的 $\bar{T}(\bar{\alpha}, \bar{\alpha}^*; \sigma^2)$ 满足 i) 在 $\bar{\alpha} = \alpha_0$, $\bar{\alpha}^* = \alpha_0^*$ 处不比 δ 函数更奇异但取负值; 或 ii) 在 $\bar{\alpha} = \alpha_0$, $\bar{\alpha}^* = \alpha_0^*$ 处比 δ 函数更奇异. 下面我们以此为基础建立一个便于应用的判据.

引入下述试探算符:

$$\hat{T}(\bar{\alpha}, \bar{\alpha}^*; \sigma^2) \equiv : \exp\left\{-\frac{1}{\sigma^2}(\hat{a}^+ - \bar{\alpha}^*)(\hat{a} - \bar{\alpha})\right\} : / \pi\sigma^2, \quad (10)$$

其中 $\hat{a}$ 和 $\hat{a}^+$ 分别表示光模的消灭和产生算符, $::$ 表示对其内的算符取正规乘积. 显然^[7]

$$\bar{T}(\bar{\alpha}, \bar{\alpha}^*; \sigma^2) = \operatorname{Tr}\{\hat{\rho}\hat{T}(\bar{\alpha}, \bar{\alpha}^*; \sigma^2)\}. \quad (11)$$

下面研究试探算符的性质:

$$\text{i)} \quad \hat{T}(\bar{\alpha}, \bar{\alpha}^*; \sigma^2) = \frac{1}{\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{|\bar{\alpha}|^2}{\sigma^2}\right) \cdot \exp\left(\frac{\bar{\alpha}}{\sigma^2}\hat{a}^+\right) \cdot \left(1 - \frac{1}{\sigma^2}\right)^{\hat{a}^+\hat{a}} \cdot \exp\left(\frac{\bar{\alpha}^*}{\sigma^2}\hat{a}\right). \quad (12)$$

这里利用了恒等式

$$:\exp(z\hat{a}^+\hat{a}): = (1 - z)^{\hat{a}^+\hat{a}} \quad (z \text{ 为任意复数}). \quad (13)$$

由此我们看到试探算符是厄密的. 进一步利用

$$\begin{aligned} e^{\beta\hat{a}^+} \cdot e^{z\hat{a}^+\hat{a}} \cdot e^{\beta^*\hat{a}} &= \exp(-|\beta|^2 e^{-z}) \cdot \exp(\beta^* e^{-z}\hat{a}) \\ &\quad \cdot \exp(z\hat{a}^+\hat{a}) \cdot \exp(\beta e^{-z}\hat{a}^+). \end{aligned} \quad (14)$$

有

$$\begin{aligned} \hat{T}(\bar{\alpha}, \bar{\alpha}^*; \sigma^2) &= \frac{1}{\pi\sigma^2} \exp\left\{\frac{|\bar{\alpha}|^2}{1 - \sigma^2}\right\} \\ &\quad \cdot \exp\left(\frac{\bar{\alpha}^*}{\sigma^2 - 1}\hat{a}\right) \left(1 - \frac{1}{\sigma^2}\right)^{\hat{a}^+\hat{a}} \cdot \exp\left(\frac{\bar{\alpha}}{\sigma^2 - 1}\hat{a}^+\right). \end{aligned} \quad (15)$$

ii) 试探算符有如下的所谓“反对角”表示:

$$\hat{T}(\bar{\alpha}, \bar{\alpha}^*; \sigma^2) = \frac{1}{\pi(1-\sigma^2)} \exp\left(-\frac{|\bar{\alpha}|^2}{1-\sigma^2}\right) \cdot \int \frac{d^2\alpha}{\pi} \exp\left\{\left(\frac{1-2\sigma^2}{1-\sigma^2}\right)|\alpha|^2 + \frac{\bar{\alpha}\alpha^* - \bar{\alpha}^*\alpha}{1-\sigma^2}\right\} |\alpha\rangle\langle -\alpha|. \quad (16)$$

这里利用了(15)式和下述恒等式(见附录):

$$(1-s)^{a+a^*} = \frac{1}{s-1} \int \frac{d^2\alpha}{\pi} \exp\left\{\frac{s-2}{s-1}|\alpha|^2\right\} |\alpha\rangle\langle -\alpha| \quad (s > 1). \quad (17)$$

顺便指出,不可能建立试探算符在相干态下的对角表示.

由(16)式立即得到

$$\bar{T}(\bar{\alpha}, \bar{\alpha}^*; \sigma^2) = \frac{1}{\pi(1-\sigma^2)} \exp\left(-\frac{|\bar{\alpha}|^2}{1-\sigma^2}\right) \cdot \int \frac{d^2\alpha}{\pi} \exp\left\{\left(\frac{1-2\sigma^2}{1-\sigma^2}\right)|\alpha|^2 + \frac{1}{1-\sigma^2}(\bar{\alpha}\alpha^* - \bar{\alpha}^*\alpha)\right\} \langle\alpha|\rho|-\alpha\rangle \quad (18)$$

此式是我们最重要的结果,它表明只要知道了一个状态 ρ 的所谓“反对角” Q -表示 $\langle\alpha|\rho|-\alpha\rangle$, 就可以通过积分式(18)所表示的 $\bar{T}(\bar{\alpha}, \bar{\alpha}^*; \sigma^2)$ 的行为来判别 ρ 的经典性与否. 显然一个状态的反对角 Q -表示 $\langle\alpha|\rho|-\alpha\rangle$ 远比其 Glauber P -表示易得到,所以我们最终得到了一个非常实用的、有充分必要性的判据.

为了研究状态 ρ 的经典性与否,我们只需考察(18)式等号右边的积分是否存在(当 $\sigma \rightarrow 0$ 时),如果积分存在,其符号如何($\bar{T}(\bar{\alpha}, \bar{\alpha}^*; \sigma^2)$ 是实数). 当 $\bar{\alpha}$ 和 $\bar{\alpha}^*$ 扫过整个复平面时,就可以根据 $\bar{T}(\bar{\alpha}, \bar{\alpha}^*; \sigma^2 \rightarrow 0)$ 的行为确定 ρ 的 Glauber P -表示 $P(\alpha, \alpha^*)$ 在整个复平面上的行为,只要存在一点 α_0, α_0^* , 使得 $P(\alpha, \alpha^*)$ 在此点附近比 δ 函数更奇异或取负值,则 ρ 就是非经典的. 显然,如果存在一个足够小但有限的 $\sigma(0 < \sigma < 1)$, 使 $\bar{T}(\bar{\alpha}, \bar{\alpha}^*; \sigma^2)$ 发散,则所考察的状态 ρ 必是非经典态,且 ρ 的 P -表示 $P(\alpha, \alpha^*)$ 在 $\alpha = \bar{\alpha}, \alpha^* = \bar{\alpha}^*$ 附近比 δ 函数更奇异. 在下一节中将运用所得的结果对单模反聚束态和单模压缩态作一些具体讨论.

因为试探算符 $\hat{T}$ 是厄密的,可把它看作是一个力学量算符. 而 $\bar{T} = \text{Tr}(\rho\hat{T})$ 则是此力学量在状态 ρ 的测量值. 上述判据意味着可以通过测量 $\hat{T}$ 来判别 ρ 的非经典性.

最后值得一提的是 ρ 算符的“反对角” Q -表示 $\langle\alpha|\rho|-\alpha\rangle$ 曾被用来讨论它的对角 P -表示 $P(\alpha, \alpha^*)$ 的求解^[8].

四、具体例子与讨论

反聚束态是最早发现的非经典态,而光子数本征态 $|n\rangle = \frac{1}{\sqrt{n!}}(\hat{a}^+)^n|0\rangle$ 在 $n \geq 1$ 时又是最简单的反聚束态,利用上面得到的判据可以非常明显地表征其非经典性. 此时

$$\langle\alpha|\rho|-\alpha\rangle = \langle\alpha|n\rangle\langle n|-\alpha\rangle = \frac{(-1)^n}{n!} |\alpha|^{2n} \exp(-|\alpha|^2), \quad (19)$$

$$\bar{T}(\bar{\alpha}, \bar{\alpha}^*; \sigma^2) = \frac{1}{\pi(1-\sigma^2)} \exp\left(-\frac{|\bar{\alpha}|^2}{1-\sigma^2}\right) \cdot \int \frac{d^2\alpha}{\pi} \frac{(-1)^n}{n!} |\alpha|^{2n}$$

$$\begin{aligned}
& \cdot \exp \left\{ -\frac{\sigma^2}{1-\sigma^2} |\alpha|^2 + \frac{1}{1-\sigma^2} (\bar{\alpha}\alpha^* - \bar{\alpha}^*\alpha) \right\} \\
&= \frac{1}{\pi(1-\sigma^2)} \exp \left(-\frac{|\bar{\alpha}|^2}{1-\sigma^2} \right) \left\{ \frac{1}{n!} \frac{\partial^n}{\partial x^n} \cdot \right\} \frac{d^2 \alpha}{x} \\
& \cdot \exp \left[-x |\alpha|^2 + \frac{1}{1-\sigma^2} (\bar{\alpha}\alpha^* - \bar{\alpha}^*\alpha) \right] \Big|_{x=\frac{\sigma^2}{1-\sigma^2}} \\
&= \frac{1}{\pi(1-\sigma^2)} \exp \left(-\frac{|\bar{\alpha}|^2}{1-\sigma^2} \right) \cdot \frac{1}{n!} \left\{ \frac{\partial^n}{\partial x^n} \left[\frac{1}{x} \exp \left(-\frac{|\bar{\alpha}|^2}{(1-\sigma^2)^2} \frac{1}{x} \right) \right] \right\} \Big|_{x=\frac{\sigma^2}{1-\sigma^2}}. \quad (20)
\end{aligned}$$

则

$$\bar{T}(\bar{\alpha}, \bar{\alpha}^*; \sigma^2 \rightarrow 0) = \lim_{k \rightarrow 0^+} \frac{1}{n!} \frac{\partial^n}{\partial x^n} \left\{ \frac{1}{\pi x} \exp \left(-\frac{|\bar{\alpha}|^2}{x} \right) \right\}. \quad (21)$$

我们有对光子数本征态 $|n\rangle$

$$\bar{T}(\bar{\alpha}, \bar{\alpha}^*; \sigma^2 \rightarrow 0) = \begin{cases} \delta(\bar{\alpha})\delta(\bar{\alpha}^*) & (n=0), \\ 0 & (n \geq 1, \bar{\alpha} \neq 0, \bar{\alpha}^* \neq 0), \\ \text{比 } \delta \text{ 函数更奇异} & \left(\begin{array}{c} n \geq 1, \\ \bar{\alpha} = 0, \bar{\alpha}^* = 0 \text{ 附近} \end{array} \right) \end{cases} \quad (22)$$

可见光子数本征态 $|n\rangle (n \geq 1)$ 是通过其 P -表示在一个点上的奇异性来体现非经典特征的。

双光子相干态

$$|\alpha, \xi\rangle \equiv D(\alpha)S(\xi)|0\rangle. \quad (23)$$

$$[D(\alpha) \equiv \exp(\alpha \hat{a}^\dagger - \alpha^* \hat{a}), \quad S(\xi) \equiv \exp\left(\frac{\xi}{2} \hat{a}^{\dagger 2} - \frac{\xi^*}{2} \hat{a}^2\right)]$$

是最简单的压缩态,它是最近人们从实验上产生的压缩光的一个理想化表示。利用 $D(\alpha)$ 和 $S(\xi)$ 两算符的性质^[9],可得

$$\begin{aligned}
\langle \alpha' | \hat{\rho} | -\alpha' \rangle &= \langle \alpha' | \alpha \xi \rangle \langle \alpha \xi | -\alpha' \rangle \\
&= \text{sech } r \cdot \exp\{-|\alpha|^2 + 2\text{thr}(e^{-2i\theta}\alpha^2 + \text{c.c.})\} \cdot \exp\{-|\alpha'|^2 \\
& \quad + 2\text{thr}(e^{-2i\theta}\alpha'^2 + \text{c.c.}) + [(\alpha^* - 4\alpha\text{thr}e^{-2i\theta})\alpha' - \text{c.c.}]\}, \quad (24)
\end{aligned}$$

其中 $r = |\xi|$, $\xi = re^{2i\theta}$, c.c. 表示前一项的复共轭。此时

$$\begin{aligned}
\bar{T}(\bar{\alpha}, \bar{\alpha}^*; \sigma^2) &= \frac{1}{\pi(1-\sigma^2)} \exp\left(-\frac{|\bar{\alpha}|^2}{1-\sigma^2}\right) \cdot \text{sech } r \cdot \exp\{-|\alpha|^2 + 2\text{thr}(e^{-2i\theta}\alpha^2 + \text{c.c.})\} \\
& \cdot \left\{ \frac{d^2 \alpha'}{\pi} \exp\left\{-\frac{\sigma^2}{1-\sigma^2} |\alpha'|^2 + 2\text{thr} \cdot (e^{-2i\theta}\alpha'^2 + \text{c.c.})\right\} \right. \\
& \quad \left. - \left[\left(\frac{\bar{\alpha}^*}{1-\sigma^2} - \alpha^* + 4\alpha\text{thr}e^{-2i\theta} \right) \alpha' - \text{c.c.} \right] \right\}. \quad (25)
\end{aligned}$$

上式中的积分是复平面上 Gauss 型被积函数的积分,可以严格积分,由文献[10]中给出的结果知

i) 当 $\frac{\sigma}{1-\sigma^2} \leq 4\text{thr}$ 时,积分对任意的 $\alpha, \xi, \bar{\alpha}, \bar{\alpha}^*$ 都发散;

ii) 当 $\frac{\sigma}{1-\sigma^2} > 4\text{thr}$ 时,积分存在。由于我们将考虑 $\sigma \rightarrow 0$ 的情形,所以只有当

$r = 0$ 即相干态 $|\alpha\rangle$ 情形下积分才存在。事实上对相干态 $|\alpha\rangle$, (25) 式给出

$$\begin{aligned}\bar{T}(\bar{\alpha}, \bar{\alpha}^*; \sigma^2) &= \frac{1}{\pi\sigma^2} \exp\left\{-\frac{|\bar{\alpha} - \alpha|^2}{\sigma^2}\right\} \\ &\xrightarrow{\sigma \rightarrow 0} \delta(\bar{\alpha} - \alpha)\delta(\bar{\alpha}^* - \alpha^*).\end{aligned}\quad (26)$$

这与相干态的经典性完全一致。另一方面, 只要 $r = |\xi| \neq 0$ 就存在一个有限小的 σ 满足

$$\frac{\sigma}{1 - \sigma^2} < 4\text{thr},$$

从而使 $\bar{T}(\bar{\alpha}, \bar{\alpha}^*; \sigma^2)$ 对所有的 $\bar{\alpha}$ 和 $\bar{\alpha}^*$ 都不存在。这一结果表明双光子相干态必是非经典态, 其非经典性也是由于相应的 Glauber P -表示的奇异性所致, 而且这里的奇异性比光子数本征态 $|n\rangle$ ($n \geq 1$) 的奇异性更强, 因为此时 P -表示在复平面上是处处奇异的。

应该指出的是, 对于一般的双光子相干态 $|\alpha, \xi\rangle$ ($\alpha \neq 0, \xi \neq 0$), 用 Hillery 给出的简单判据是难以行得通的。

我们已经有了两种“现实”的非经典光场, 它们都是以 P -表示的奇异性来体现非经典特征的。然而从理论上非经典性绝非仅此而已, 例如是否存在其 P -表示是可取负值的好函数且具有实际意义的非经典态光场呢? 这种光场如何由实际过程所产生呢? 作为判别非经典性的上述普遍判据将有助于对此类问题进行预期和探讨。

附 录

当 $s > 1$ 时

$$\begin{aligned}(1-s)^{\hat{a}+\hat{a}} &= (s-1)^{\hat{a}+\hat{a}} e^{i\pi\hat{a}+\hat{a}} \\ &= \exp[\hat{a}+\hat{a}\ln(s-1)] \cdot \int \frac{d^2\alpha}{\pi} |\alpha\rangle\langle\alpha| \cdot e^{i\pi\hat{a}+\hat{a}} \\ &= \int \frac{d^2\alpha}{\pi} \{\exp[\hat{a}+\hat{a}\ln(s-1)]|\alpha\rangle\} \cdot \{\langle\alpha|e^{i\pi\hat{a}+\hat{a}}\} \\ &= \int \frac{d^2\alpha}{\pi} \left\{\frac{1}{s-1} \exp\left[\left(1-\frac{1}{s-1}\right)|\alpha|^2\right]|\alpha\rangle\right\} \cdot \langle e^{-i\pi}\alpha| \\ &= \int \frac{d^2\alpha}{\pi} \frac{1}{s-1} \exp\left[\left(1-\frac{1}{s-1}\right)|\alpha|^2\right] \cdot |\alpha\rangle\langle-\alpha|.\end{aligned}$$

这里我们利用了两算符 $\exp(z\hat{a}+\hat{a})$ 和 $D(\alpha)$ 的对易关系 ($|\alpha\rangle = D(\alpha)|0\rangle$, $D(\alpha)$ 定义见前) 以及 $\exp(z\hat{a}+\hat{a})|0\rangle = |0\rangle$ (z 是复数)

参 考 文 献

- [1] D. F. Walls, *Nature*, **280**(1979), 451.
- [2] M. C. Teich, B. E. A. Saleh and D. Stoler, *Optics Comm.*, **46**(1983), 244; 郭光灿、王善祥、范洪义, *量子电子学*, **4**(1987), 1.
- [3] D. F. Walls, *Nature*, **306**(1983), 141.
- [4] H. P. Yuen and J. H. Shapiro, *IEEE Trans. Inform. Theory*, **IT26**(1980), 78; C. M. Caves, K. S. Thorne, R. W. P. Drever, V. D. Sandberg and D. Zimmerman, *Rev. Mod. Phys.*, **52**(1980), 341.
- [5] M. Hillery, *Phys. Rev.*, **A31**(1985), 338.
- [6] R. J. Glauber, *Phys. Rev.*, **131**(1963), 2776.
- [7] W. H. 路易塞尔, 辐射的量子统计性质, 科学出版社, (1982), 第三章.
- [8] C. L. Mehta, *Phys. Rev. Lett.*, **18**(1967), 752.

- [9] 范洪义、郭光灿, 光学学报, 3(1985), 804.
[10] 范洪义, 中国科学 (A 辑), (1)(1984), 61.

A CRITERION FOR NON-CLASSICAL STATE OF LIGHT

YAO DE-MIN

(Center for Fundamental Physics, University of Science and Technology of China, Hefei)

GUO GUANG-CAN

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

ABSTRACT

A general criterion for non-classical state of light is given, by which two kinds of non-classical single-mode states (antibunching and squeezing) are discussed in detail.