

# 纠缠相干态及其非经典特性\*

夏云杰† 高德营

(曲阜师范大学物理工程学院, 曲阜 273165)

(2006 年 10 月 31 日收到, 2006 年 11 月 17 日收到修改稿)

通过引入正交基矢, 连续变量形式的纠缠相干态转化成分立形式, 然后用 concurrence 方法计算了纠缠度, 同时研究了其非经典效应(压缩效应, 反聚束效应). 发现纠缠总是伴随着压缩效应和反聚束效应两者之一, 并随相应非经典效应的增大而增大.

关键词: 纠缠, 非经典效应, concurrence

PACC: 0365, 4250

## 1. 引言

自从 1935 年<sup>[1,2]</sup>以来, 纠缠被认为量子力学中最为奇特的性质, 而现在纠缠是公认的量子信息处理过程中的一种基本资源, 因此, 纠缠应该在各个方面得到研究. 双模压缩态作为量子信道来实现量子隐型传态<sup>[3,4]</sup>和用作其他量子信息处理后<sup>[5,6]</sup>, 连续变量系统引起了人们的极大研究兴趣<sup>[7]</sup>. 到现在为止, 很多的理论和实验工作在研究高斯态的纠缠特性<sup>[8]</sup>. 对于高斯态, 已得出了不可分离判据的充要条件<sup>[9]</sup>. 应用 Duan 等引入的一对 EPR 类算符的起伏, 我们过去得到了一类推广的 EPR 纠缠态(GEES), 并已证明如果一个态是 GEES 态, 不管它是高斯态, 纯态或混合态, 它必然是双模压缩态, 同时发现, 对某一类纠缠相干态, 纠缠与压缩没有对应关系, 提出了纠缠是否与其他非经典效应有关这样一个问题<sup>[10]</sup>.

本文主要研究了两种形式的纠缠相干态, 通过 concurrence<sup>[11]</sup>方法计算它们的纠缠度, 并同时研究了它们的压缩效应和反聚束效应. 通过数值计算可以得出, 纠缠总是伴随着压缩效应和反聚束效应两种非经典现象中的一种, 非经典效应越大, 纠缠也越大. 这表明连续变量纠缠态与非经典效应之间存在深刻的联系.

## 2. 二种形式纠缠相干态的压缩和反聚束特性

### 2.1. 第一种形式的纠缠相干态

考虑如下的纠缠相干态<sup>[12]</sup>:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{N} [\mu |\alpha, \alpha + \nu| - \alpha, -\alpha\rangle], \quad (1)$$

其中  $|\alpha\rangle, |-\alpha\rangle$  是相干态, 满足  $a|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle$ ,  $a|-\alpha\rangle = -\alpha|-\alpha\rangle$ , 其中复数  $\alpha = Re^{i\theta}$ ,  $\mu, \nu$  是复常数,  $N$  为归一化系数, 满足  $N^2 = |\mu|^2 + |\nu|^2 + (\mu^* \nu + \mu \nu^*) e^{-4k^2}$ .

为了计算态(1)这种连续变量纠缠相干态的纠缠度, 可按下列方式选择正交基矢<sup>[13]</sup>:

$$\begin{aligned} |0_1\rangle &= |\alpha_1\rangle, \\ |1_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1-P^2}} (|-\alpha_1 - P\alpha_1\rangle), \\ |0_2\rangle &= |-\alpha_2\rangle, \\ |1_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1-P^2}} (|\alpha_2 - P(-\alpha_2)\rangle), \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $P = e^{-2k^2}$ . 利用上述正交基矢, 态(1)可写为

$$|\psi\rangle = \frac{1}{N} [(\mu P + \nu P)|00\rangle + \mu \sqrt{1-P^2}|01\rangle + \nu \sqrt{1-P^2}|10\rangle]. \quad (3)$$

由此容易得到约化密度矩阵

$$\rho_1 = \frac{1}{N^2} (|\mu|^2 + P^2(|\nu|^2 + \mu\nu^* + \nu\mu^*))|0\rangle\langle 0|$$

\* 国家自然科学基金重点项目(批准号: 10534030)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yjxia@mail.qfnu.edu.cn

$$\begin{aligned}
 &+ P\sqrt{1-P^2}(\mu\nu^* + |\nu|^2)|0 \ 1| \\
 &+ P\sqrt{1-P^2}(\mu^*\nu + |\nu|^2)|1 \ 0| \\
 &+ |\nu|^2(1-P^2)|1 \ 1|), \quad (4)
 \end{aligned}$$

其本征值<sup>[14]</sup>和本征态矢为

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{1 - \frac{4|\mu\nu|^2}{N^4}(1-P^2)}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned}
 |\pm\rangle_1 = &\frac{N^2 - 2|\nu|^2(1-P^2) \pm \sqrt{N^4 - 2|\mu\nu|^2(1-P^2)}}{2P\sqrt{1-P^2}(|\nu|^2 + \nu\mu^*)} \\
 &\times |0 \ +1\rangle. \quad (6)
 \end{aligned}$$

$\rho_2$  的本征值与  $\rho_1$  相同,  $\rho_2$  相应的本征态矢由  $|\pm\rangle_2$  来表示. 利用 Schmidt 分解<sup>[15]</sup>, 可以得到

$$|\psi\rangle = c_+|++\rangle + c_-|--\rangle, \quad (7)$$

其中  $c_{\pm} = \sqrt{\lambda_{\pm}}$ .

度量纠缠的方法很多, 其中一种为 concurrence 方法, 由于态(1)本质上是两态系统, 我们可以用 concurrence 来度量态(1)的纠缠, 其定义为

$$c = |\langle \psi | \sigma_y \otimes \sigma_y | \psi^* \rangle|, \quad (8)$$

其中  $\sigma_y$  为泡利算符的第二分量,  $|\psi^*\rangle$  为  $|\psi\rangle$  的复共轭.

把(5)式和(7)式代入(8)式, 可以得到态(1)的纠缠度<sup>[11]</sup>

$$\begin{aligned}
 c &= 2c_+c_- \\
 &= \frac{2|\mu||\nu|(1 - e^{-4R^2})}{|\mu|^2 + |\nu|^2 + (\mu\nu^* + \mu^*\nu)e^{-4R^2}}. \quad (9)
 \end{aligned}$$

为了简便, 考虑  $\mu, \nu$  为实数, 则

$$c = \frac{2|\mu||\nu|(1 - e^{-4R^2})}{\mu^2 + \nu^2 + 2\mu\nu e^{-4R^2}}. \quad (10)$$

首先, 我们考虑在  $\alpha = Re^{i\theta}$  中  $\theta = 0$ . 为了分析(1)的双模压缩特性, 引入算符<sup>[16]</sup>

$$\begin{aligned}
 Y_1 &= \frac{a + b + a^+ + b^+}{2\sqrt{2}}, \\
 Y_2 &= \frac{a - a^+ + b - b^+}{2\sqrt{2}i},
 \end{aligned} \quad (11)$$

它们的对易关系为  $[Y_1, Y_2] = \frac{i}{2}$ , 不确定关系为

$(\Delta Y_1)(\Delta Y_2) \geq \frac{1}{16}$ , 定义函数  $Z_i = 4(\Delta Y_i)^2 - 1, i = 1, 2$ . 它可作为压缩的度量. 若  $Z_i < 0$ , 则系统具有压缩, 当  $Z_i = -1$  时, 系统具有最大压缩.

通过计算, 可得态(1)的双模压缩度为

$$\begin{aligned}
 Z_2 &= a^+a + b^+b + ab^+ + a^+b \\
 &\quad - \frac{1}{2}(a^2 + b^2 + a^{+2} + b^{+2} + 2ab + 2a^+b^+) \\
 &= \frac{-16\mu\nu R^2 e^{-4R^2}}{\mu^2 + \nu^2 + 2\mu\nu e^{-4R^2}}. \quad (12)
 \end{aligned}$$

由于态(1)中对于模一和模二是对称的, 其反聚束效应和亚泊松分布在数学上是一致的, 为了研究它的反聚束效应, 一个可行的方法是计算 Mandel 因子  $Q$ <sup>[17,18]</sup>

$$Q = \frac{a^+a^+aa}{a^+a} - a^+a. \quad (13)$$

若  $Q < 0$ , 则表示存在非经典现象——反聚束效应. 容易得到

$$\begin{aligned}
 Q &= R^2 \left( \frac{\mu^2 + \nu^2 + 2\mu\nu e^{-4R^2}}{\mu^2 + \nu^2 - 2\mu\nu e^{-4R^2}} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{\mu^2 + \nu^2 - 2\mu\nu e^{-4R^2}}{\mu^2 + \nu^2 + 2\mu\nu e^{-4R^2}} \right). \quad (14)
 \end{aligned}$$

从(12)和(14)式可以看出, 当  $\mu, \nu$  同为正或同为负时,  $Z_2 < 0, Q > 0$ , 表明态(1)存在着压缩, 不存在着反聚束效应; 当  $\mu, \nu$  取异号时,  $Z_2 > 0, Q < 0$ , 表明

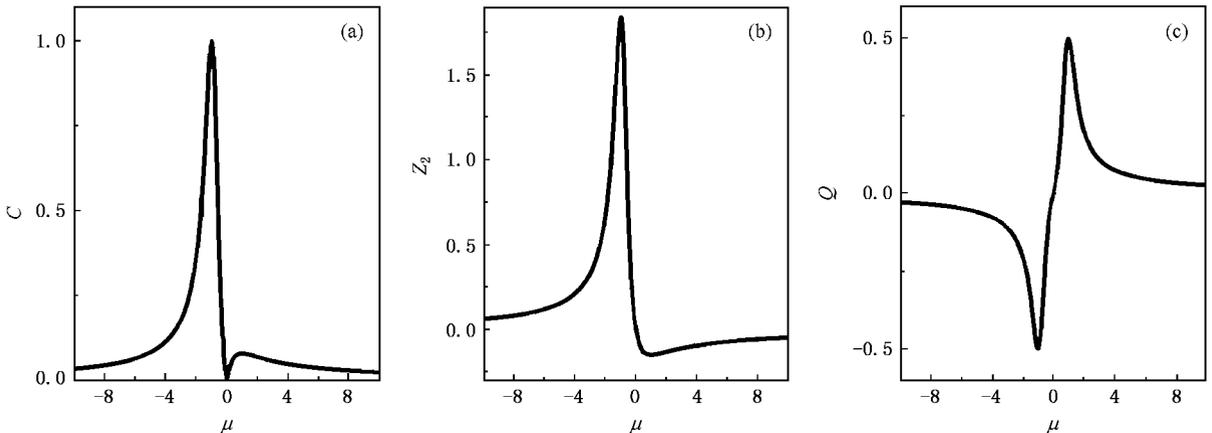


图 1 取  $\nu = 1, R = 0.2$  时 (a) 纠缠度  $C$  (b) 压缩度  $Z_2$  (c) Mandel 因子  $Q$  随参数  $\mu$  的变化

态(1)不存在压缩,存在反聚束,这明显地表明纠缠总是伴随着压缩和反聚束两种非经典效应之一。

当  $\nu = 1, R = 0.2$  时,纠缠度  $C$ 、压缩度  $Z_2$  和 Mandel 因子  $Q$  随着  $\mu$  的变化如图 1 所示,通过图 1,我们可以清楚地看到纠缠度  $C$ 、压缩度  $Z_2$  和 Mandel 因子  $Q$  三者之间的上述关系,压缩和反聚束不能在这一态中同时出现,但纠缠总是伴随着压缩效应和反聚束效应两者之一。在  $\mu > 0$  的区域,纠缠度  $C$  的变化趋势与压缩的变化趋势是一致的(图 1(a)和(b)),而在  $\mu < 0$  的区域,纠缠度  $C$  的变化趋势与反聚束效应的变化趋势是一致的(图 1(a)和(c))。某一种非经典效应越大,纠缠也一定越大,纠缠最大的位置一定对应某种最强的非经典效应,充分说明了纠缠是一种非经典关联。

我们知道在  $\alpha = Re^{i\theta}$  中,  $\theta$  的取值对光场的非经典效应有较大的影响,所以考虑  $\theta \neq 0$  时,研究态(1)的纠缠、压缩和反聚束效应之间的关系。

与上面相同的计算方法可以得到压缩度

$$\begin{aligned} Z_2 = & a^+ a + b^+ b + ab^+ + ba^+ \\ & - \frac{1}{2} (a^2 + b^2 + a^{+2} + b^{+2} + 2ab + 2a^+ b^+) \\ & + \frac{1}{2} (a + b - a^+ - b^+) \\ = & 4R^2 \left( \frac{\mu^2 + \nu^2 - 2\mu\nu e^{-4R^2}}{\mu^2 + \nu^2 + 2\mu\nu e^{-4R^2}} - \cos 2\theta \right) \\ & - \frac{8R^2 (\mu^2 - \nu^2) \sin^2 \theta}{(\mu^2 + \nu^2 + 2\mu\nu e^{-4R^2})}. \end{aligned} \quad (15)$$

当  $\mu = \nu$  时,

$$Z_2 = 4R^2 \left( \frac{1 - e^{-4R^2}}{1 + e^{-4R^2}} - \cos 2\theta \right). \quad (16)$$

可以看到,在一定条件下,  $Z_2$  为负值,故存在压缩。

当  $\mu = -\nu$  时,

$$Z_2 = 4R^2 \left( \frac{1 + e^{-4R^2}}{1 - e^{-4R^2}} - \cos 2\theta \right). \quad (17)$$

上式表明,  $Z_2$  总是正值,所以不存在压缩。(16)和(17)式与文献[10]中判据(30)和(31)是等价的,所以我们通过压缩度证明了文献[10]中测试算符的正确性。

反映反聚束效应的 Mandel 因子  $Q$  为

$$\begin{aligned} Q = & R^2 \left( \frac{\mu^2 + \nu^2 + 2\mu\nu e^{-4R^2}}{\mu^2 + \nu^2 - 2\mu\nu e^{-4R^2}} \right. \\ & \left. - \frac{\mu^2 + \nu^2 - 2\mu\nu e^{-4R^2}}{\mu^2 + \nu^2 + 2\mu\nu e^{-4R^2}} \right), \end{aligned} \quad (18)$$

它与(14)式相同。

通过简单的计算可以得到:当  $\mu = \nu$  时,  $Q > 0$ , 故没有反聚束效应;当  $\mu = -\nu$  时,  $Q < 0$ , 故存在着反聚束效应。

由(10)式及上面的分析可知:当  $\mu = -\nu$  时,态(1)一直保持最大纠缠,没有压缩效应,但存在反聚束效应;当  $\mu = \nu$  时,态(1)一直保持纠缠,没有反聚束效应,在一定条件下存在压缩效应。

因此,对于第一种形式的纠缠相干态,不管  $\theta = 0$  或  $\theta \neq 0$ ,当态(1)不存在压缩效应时,总存在反聚束效应,不存在反聚束效应时,存在压缩效应,即纠缠总是伴随着两种非经典现象的其中之一。

## 2.2. 第二种形式的纠缠相干态

现已知道,叠加态光场的非经典效应与相位空间的干涉效应有密切关系,为了更清楚地看出被叠加的两个态之间的相位之差对光场非经典效应的影响,考虑如下的纠缠相干态<sup>[12]</sup>:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{N} [ a|\alpha\rangle|\alpha\rangle + be^{i\phi}|\alpha^*\rangle|\alpha^*\rangle ] \quad (19)$$

其中  $|\alpha\rangle, |\alpha^*\rangle$  为相干态,满足  $a|\alpha\rangle = Re^{-i\theta}|\alpha\rangle$ ,  $a|\alpha^*\rangle = Re^{-i\theta}|\alpha^*\rangle$ ,  $a, b$  为实数,  $\phi$  为模一与模二之间的相对相位角,归一化系数  $N$  为

$$\begin{aligned} N^2 = & a^2 + b^2 + 2abe^{-2R^2+2R^2\cos 2\theta} \\ & \times \cos(\phi - 2R^2\sin 2\theta). \end{aligned}$$

为了计算态(19)这种连续变量形式的纠缠相干态的纠缠度,可选择以下正交基矢:

$$\begin{aligned} |0\rangle_1 = & |\alpha\rangle_1, \\ |1\rangle_1 = & \frac{1}{\sqrt{1-|P|^2}} (|\alpha^*\rangle_1 - P|\alpha\rangle_1), \\ |0\rangle_2 = & |\alpha^*\rangle_2, \\ |1\rangle_2 = & \frac{1}{\sqrt{1-|P|^2}} (|\alpha\rangle_2 - P^*|\alpha^*\rangle_2), \end{aligned} \quad (20)$$

其中  $P = a|\alpha^*\rangle, |P|^2 = e^{-2R^2+2R^2\cos 2\theta}$ 。

利用上述正交基矢,态(19)可写为

$$\begin{aligned} |\psi\rangle = & \frac{1}{N} [(aP + be^{i\phi}P)|00\rangle \\ & + a\sqrt{1-|P|^2}|01\rangle \\ & + be^{i\phi}\sqrt{1-|P|^2}|10\rangle]. \end{aligned} \quad (21)$$

与上面同样的计算方法可以得到态(19)的纠缠度

$$c = \frac{2|a||b|(1 - e^{-2R^2+2R^2\cos2\theta})}{a^2 + b^2 + 2abe^{-2R^2+2R^2\cos2\theta}\cos(\phi - 2R^2\sin2\theta)}. \quad (22)$$

而态(19)的压缩度为

$$Z_2 = 8R^2\sin^2\theta\left(\frac{a^2 + b^2}{N^2} - \frac{(a^2 - b^2)^2}{N^4}\right). \quad (23)$$

当  $a = b$  时,

$$Z_2 = 8R^2\sin^2\theta\left(\frac{1}{1 + e^{-4R^2\sin^2\theta}\cos(\phi - 2R^2\sin2\theta)}\right). \quad (24)$$

显然,对参数的任何选择均有  $Z_2 \geq 0$ ,故不存在压缩.

当  $a = -b$  时

$$Z_2 = 8R^2\sin^2\theta\left(\frac{1}{1 - e^{-4R^2\sin^2\theta}\cos(\phi - 2R^2\sin2\theta)}\right). \quad (25)$$

同样可以推得  $Z_2 \geq 0$ ,故也不存在压缩.

而反映反聚束效应的 Mandel 因子  $Q$  为

$$Q = R^2\left[\frac{(a^2 + b^2 + 2abe^{-2R^2+2R^2\cos2\theta}\cos(\phi - 4\theta - 2R^2\sin2\theta))}{(a^2 + b^2 + 2abe^{-2R^2+2R^2\cos2\theta}\cos(\phi - 2\theta - 2R^2\sin2\theta))} - \frac{(a^2 + b^2 + 2abe^{-2R^2+2R^2\cos2\theta}\cos(\phi - 2\theta - 2R^2\sin2\theta))}{(a^2 + b^2 + 2abe^{-2R^2+2R^2\cos2\theta}\cos(\phi - 2R^2\sin2\theta))}\right]. \quad (26)$$

当  $a = b$  时,

$$Q = R^2\left(\frac{(1 + e^{-2R^2+2R^2\cos2\theta}\cos(\phi - 4\theta - 2R^2\sin2\theta))}{(1 + e^{-2R^2+2R^2\cos2\theta}\cos(\phi - 2\theta - 2R^2\sin2\theta))} - \frac{(1 + e^{-2R^2+2R^2\cos2\theta}\cos(\phi - 2\theta - 2R^2\sin2\theta))}{(1 + e^{-2R^2+2R^2\cos2\theta}\cos(\phi - 2R^2\sin2\theta))}\right). \quad (27)$$

可以看到  $Q$  是  $\theta, \phi, R$  的函数,如果假设其中两个不变, $Q$  是另外一个变量的函数,可以得到存在  $Q$  小于零的情况,故存在着反聚束效应.

当  $a = -b$  时,

$$Q = R^2\left(\frac{(1 - e^{-2R^2+2R^2\cos2\theta}\cos(\phi - 4\theta - 2R^2\sin2\theta))}{(1 - e^{-2R^2+2R^2\cos2\theta}\cos(\phi - 2\theta - 2R^2\sin2\theta))} - \frac{(1 - e^{-2R^2+2R^2\cos2\theta}\cos(\phi - 2\theta - 2R^2\sin2\theta))}{(1 - e^{-2R^2+2R^2\cos2\theta}\cos(\phi - 2R^2\sin2\theta))}\right). \quad (28)$$

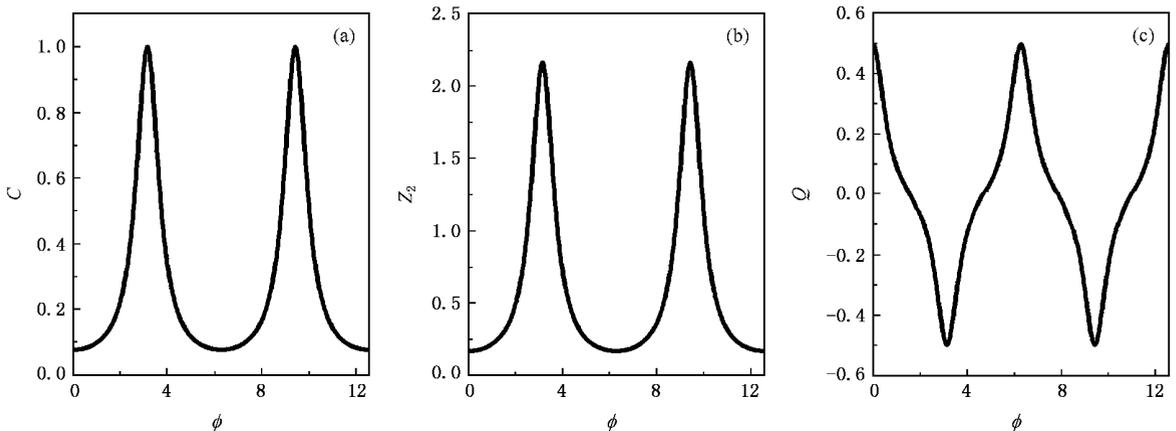


图2 当  $a = b, R = 0.2, \theta = \frac{\pi}{2}$  时 (a) 纠缠度  $C$  (b) 压缩度  $Z_2$  (c) Mandel 因子  $Q$  随  $\phi$  的变化

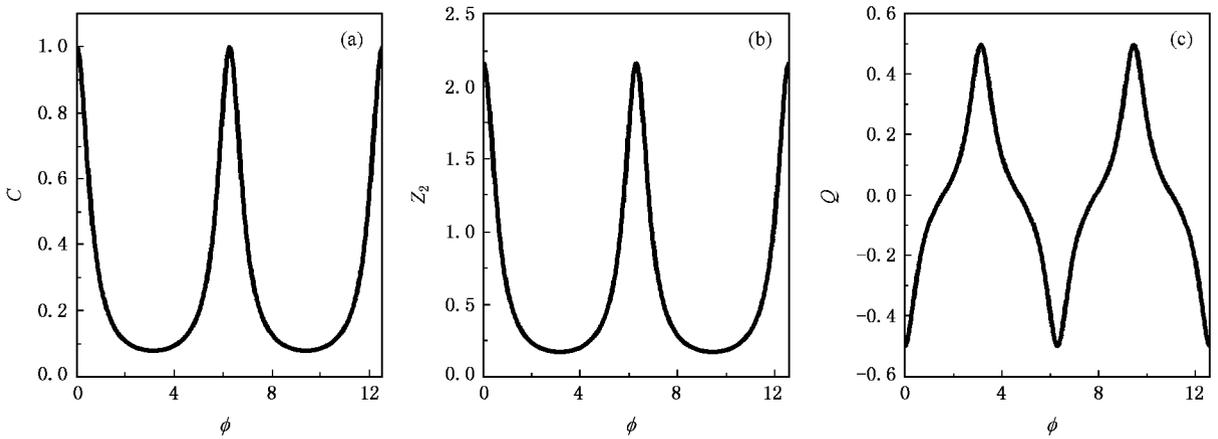


图3 当  $a = -b, R = 0.2, \theta = \frac{\pi}{2}$  时 (a) 纠缠度  $C$  (b) 压缩度  $Z_2$ , (c) Mandel 因子  $Q$  随  $\phi$  的变化

与上面同样的分析,可以得到在一定条件下  $Q$  小于零,故存在反聚束效应.

以上分析可以得到如下结论:当  $a = b$  或  $a = -b$  时,态不存在压缩,但存在反聚束效应.由(22)式可知,当  $a = b$  或  $a = -b$  时,态均为纠缠态.

当  $a = b, R = 0.2, \theta = \frac{\pi}{2}$  时,纠缠度  $C$ 、压缩度  $Z_2$  和 Mandel 因子  $Q$  随着  $\phi$  的变化如图 2 所示,当  $a = -b, R = 0.2, \theta = \frac{\pi}{2}$  时,纠缠度  $C$ 、压缩度  $Z_2$  和 Mandel 因子  $Q$  随着  $\phi$  的变化如图 3 所示.从图 2, 3 中可以更清楚地看到我们在上面得到解析表达式关系之后所进行的大致分析结果.进一步可以看到纠缠、反聚束效应随着  $\phi$  周期性变化,图 2 与图 3 中纠缠(反聚束效应)的变化规律是一样的,只是相差半个周期,同时可以看到,图 2, 图 3 中的 (c) 表明并不是所有的  $\phi$  值对应着  $Q < 0$ , 但最大反聚束效应一定对应着最大纠缠,然而这种纠缠态总是不存在压缩.

因此,对于第二种形式的纠缠相干态,态(19)不存在任何压缩效应,但存在反聚束效应,而且随纠缠的大小变化而变化,即这一相干迭加态中反聚束效应伴随着纠缠存在.从图 2 和图 3 清楚地看出,正交相位振幅的起伏随纠缠的增大而增大,这是一种完全不同于第一种纠缠态的另一类纠缠态.

值得注意的是,在不存在任何已知的非经典效应时,纠缠仍然存在,表明纠缠是一种独立的纯量子效应,它的奇特性有待进一步深入研究.

### 3. 讨论和结论

上面我们分析了两种形式纠缠相干态的纠缠、压缩效应和反聚束效应,发现纠缠与非经典效应的伴随现象.文献[10]研究的纠缠相干态,就是态(1)在  $\mu = 1, \nu = -1; \mu = 1, \nu = 1$  条件下的特殊情况,发现纠缠和压缩并不存在直接的对应关系,有纠缠时,没有压缩,或者只是在一定条件下有压缩(我们也得到这种关系).我们通过上面的分析可以得出,在一定条件下,没有压缩时的纠缠相干态,却一定存在着反聚束效应.从两种纠缠相干态的讨论,可以看出纠缠和反聚束效应存在着密切的关系,纠缠总是伴随着压缩和反聚束效应两者之一,并随非经典效应的增大而增大.

总之,我们通过分析两种形式的纠缠相干态,发现了纠缠与非经典效应的伴随现象,能不能从纠缠的基本理论出发,正如纠缠和压缩之间的关系可以通过 EPR 类算符的起伏得到一样,导出纠缠与反聚束效应之间的关系,这是我们今后将要研究的问题.

[1] Schrödinger E 1935 *Proc. Cambridge Philos Soc.* **31** 555

[2] Einstein A, Podolsky B, Rosen N 1935 *Phys. Rev.* **47** 777

[3] Furusawa A, Sorensen J L, Braunstein S L, Fuchs C A, Kimble H J, Polzik E S 1998 *Science* **282** 706

- [ 4 ] Zhang Q , Li F L , Li H R 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2275 ( in Chinese ) [ 张 茜、李福利、李宏荣 2006 物理学报 **55** 2275 ]
- [ 5 ] Vaidman L 1994 *Phys. Rev. A* **49** 1473
- [ 6 ] Braunstein S L , Kimble H J 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 869
- [ 7 ] Braunstein S L , van Loock P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 513
- [ 8 ] Tan H T , Xia H X , Li G X 2005 *Chin. Phys.* **14** 1382
- [ 9 ] Duan L M , Giedke G , Cirac J I , Zoller P 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2722
- [ 10 ] Xia Y J , Guo G C 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 1877
- [ 11 ] Wootters W K 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 2245
- [ 12 ] Sanders B C 1992 *Phys. Rev. A* **45** 6811
- [ 13 ] Wang X G 2002 *J. Phys. A : Math. Gen.* **35** 165
- [ 14 ] Mann A , Sanders B C , Munro W J 1995 *Phys. Rev. A* **51** 989
- [ 15 ] Knight P L , Shore B W 1993 *Phys. Rev. A* **48** 642
- [ 16 ] Loudon R , Knight P L 1987 *J. Mod. Opt.* **34** 709
- [ 17 ] Mandel L 1979 *Opt. Lett.* **4** 205
- [ 18 ] Tao M X , Lu H , She W L 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1996 [ 陶孟仙、路 洪、余卫龙 2002 物理学报 **51** 1996 ]

## Entangled coherent states and their nonclassical effects \*

Xia Yun-Jie<sup>†</sup> Gao De-Ying

( College of Physics and Engineering , Qufu Normal University , Qufu 273165 , China )

( Received 31 October 2006 ; revised manuscript received 17 November 2006 )

### Abstract

By introducing orthogonal basis , the entangled coherent states are converted to discrete ones. We calculate their entanglement by concurrence their nonclassical effects , such as squeezing and antibunching. We find that the entanglement always follows either one of squeezing or antibunching and the entanglement increases with the increase of one of the nonclassical effects.

**Keywords** : entanglement , nonclassical effects , concurrence

**PACC** : 0365 , 4250

\* Project supported by the Key Program of National Science Foundation of China ( Grant No. 10534030 ).

<sup>†</sup> E-mail : yjxia@mail.qfnu.edu.cn