

## 相空间中对称的纠缠相干态及其非经典特性\*

张晓燕<sup>1)†</sup> 王继锁<sup>2)3)</sup>

1)(菏泽学院物理系, 菏泽 274015)

2)(聊城大学物理科学与信息工程学院, 聊城 252059)

3)(曲阜师范大学物理工程学院, 曲阜 273165)

(2010年11月16日收到; 2010年12月21日收到修改稿)

研究相空间中对称的纠缠相干态, 通过引入正交基矢, 利用 concurrence 方法计算了纠缠度, 研究了它们的单、双模压缩以及反聚束效应. 数值计算表明, 相空间中对称的纠缠相干态与非经典效应之间存在着密切的联系.

**关键词:** 纠缠相干态, concurrence, 非经典效应

**PACS:** 03.65.Ud, 42.50.-p

## 1. 引言

量子纠缠现象是量子力学不同于经典物理的一种奇妙的现象, 量子纠缠<sup>[1, 2]</sup>被认为是一种最重要的量子信息源, 已在量子隐形传态<sup>[3]</sup>、量子密集编码<sup>[4]</sup>、量子密钥分配<sup>[4]</sup>等量子信息领域得到广泛应用. 量子纠缠现象存在于很多量子体系中, 特别是在量子通信中, 量子纠缠被用作量子信道, 起着十分关键的作用<sup>[5, 6]</sup>. 最近, 一种非正交性的纠缠态-纠缠相干态引起了人们的关注. Van 等<sup>[7]</sup>研究了纠缠相干态的消相干问题, Wang 等<sup>[8]</sup>对纠缠相干态的特性进行了详细的分析计算; 随后, Xia 等发现对于某一类纠缠相干态, 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对应的问题<sup>[9]</sup>. 对纠缠与非经典效应之间关系的讨论引起了人们研究的兴趣.

本文研究相空间中对称的纠缠相干态, 通过引入正交基矢, 利用 concurrence 方法<sup>[10]</sup>计算它们的纠缠度, 并研究其单、双模压缩效应以及反聚束效应. 数值计算表明: 相空间中对称的纠缠相干态与非经典效应之间存在着密切联系, 进而通过计算, 分析提高纠缠相干态的纠缠量的可能途径.

## 2. 相空间中对称的纠缠相干态及其非经典特性

叠加态光场的非经典效应与相空间的干涉效应有密切关系, 为了清楚地得到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, 我们研究在相空间中对称的两类纠缠相干态<sup>[11, 12]</sup>

$$|\psi_1\rangle = \frac{1}{N_1}(|\alpha, \alpha\rangle + e^{i\chi} |-\alpha^*, -\alpha^*\rangle), \quad (1)$$

$$|\psi_2\rangle = \frac{1}{N_2}(|\alpha, -\alpha^*\rangle + e^{i\delta} |-\alpha^*, \alpha\rangle). \quad (2)$$

## 2.1. 相空间中第一类对称的纠缠相干态

考虑纠缠相干态(1)式, 其中  $|\alpha\rangle, |-\alpha^*\rangle$  是相干态, 满足  $a|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle, a|-\alpha^*\rangle = -\alpha^*|-\alpha^*\rangle$ , 复数  $\alpha = Re^{i\theta}$ ,  $N_1, N_2$  为归一化系数,  $\chi, \delta$  是相应双模相干态的相对相位, 在 Hilbert 空间中, 每一个模式的  $|\alpha\rangle$  和  $|-\alpha^*\rangle$  两个态是线性无关的归一化态, 满足

$$\begin{aligned} N_1^2 &= 2 + e^{i\chi}\langle\alpha|-\alpha^*\rangle\langle\alpha|-\alpha^*\rangle \\ &\quad + e^{-i\chi}\langle-\alpha^*|\alpha\rangle\langle-\alpha^*|\alpha\rangle \\ &= 2 + 2\exp(-2R^2 - 2R^2\cos 2\theta) \\ &\quad \times \cos(\chi - 2R^2\sin 2\theta). \end{aligned} \quad (3)$$

为了计算相空间中第一类对称的纠缠相干态

\* 国家自然科学基金(批准号: 10574060), 山东省自然科学基金(批准号: Y2008A16, ZR2010AQ024, ZR2010AQ027)和山东省高校科技计划项目(批准号: J09LA07, J10LA15)资助的课题.

† E-mail: zxy9416932@163.com

的纠缠度, 可选正交基矢<sup>[8]</sup>

$$|0\rangle_1 = |\alpha\rangle_1, \quad (4a)$$

$$|1\rangle_1 = 1/\sqrt{1-|p_1|^2}(|-\alpha^*\rangle_1 - p_1|\alpha\rangle_1), \quad (4b)$$

$$|0\rangle_2 = |-\alpha\rangle_2, \quad (5a)$$

$$|1\rangle_2 = 1/\sqrt{1-|p_2|^2}(|\alpha\rangle_2 - p_2|-\alpha^*\rangle_2), \quad (5b)$$

其中  $p_1 = \langle\alpha|-\alpha^*\rangle$ ,  $p_2 = \langle-\alpha^*|\alpha\rangle$ ,  $|p_1|^2 = |p_2|^2$ . 利用上述正交基矢, 态(1)可写为

$$|\psi\rangle = \frac{1}{N_1}[(p_2 + e^{i\chi}p_1)|00\rangle + \sqrt{1-|p_2|^2}|01\rangle + e^{i\chi}\sqrt{1-|p_1|^2}|10\rangle],$$

于是得到约化密度矩阵

$$\begin{aligned} \rho_1 = \frac{1}{N_1^2} & [1 + (e^{i\chi} + e^{-i\chi})p_1p_2 \\ & + p_1^2]|0\rangle\langle 0| + (e^{-i\chi}p_2 + p_1)|0\rangle\langle 1| \\ & + (p_2e^{i\chi} + p_1)\sqrt{1-|p_1|^2}|1\rangle\langle 0| \\ & + (1-|p_1^2|)|1\rangle\langle 1|], \end{aligned} \quad (6)$$

其本征值<sup>[13]</sup>为

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{1-4(1-|p_1|^2)(1-|p_2|^2)/N_1^4}. \quad (7)$$

利用 Schmidt 分解<sup>[14]</sup>, (1)式可以表示为

$$|\psi\rangle = c_+|++\rangle + c_-|--\rangle, \quad (8)$$

其中  $|+\rangle_i$  和  $|-\rangle_i$  是态(1)的约化密度算符的正交本征矢,  $c_{\pm} = \sqrt{\lambda_{\pm}}$  ( $\lambda_{\pm}$  为本征值).

利用 concurrence<sup>[11]</sup>来度量态(1)的纠缠

$$C = |\langle\psi|\sigma_y \otimes \sigma_y|\psi^*\rangle|, \quad (9)$$

其中  $\sigma_y$  为泡利算符的第二分量,  $|\psi^*\rangle$  为  $|\psi\rangle$  的复共轭. 将(7),(8)式代入(9)式, 得到态(1)的纠缠度

$$\begin{aligned} S_2 = \frac{2}{N_1^2} & [-\alpha^{*2} - \alpha^2 + 2|\alpha|^2 - 4\alpha^{*2}e^{i\chi}\langle\alpha|-\alpha^*\rangle\langle\alpha|-\alpha^*\rangle - 4\alpha^2e^{-i\chi}\langle-\alpha^*|\alpha\rangle\langle-\alpha^*|\alpha\rangle] \\ & = \frac{[-R^2\cos 2\theta + R^2 - 4R^2\exp(-2R^2 - 2R^2\cos 2\theta)\cos(\chi - 2\theta + 2R^2\sin 2\theta)]}{[1 + \exp(-2R^2 - 2R^2\cos 2\theta)\cos(\chi - 2R^2\sin 2\theta)]}. \end{aligned} \quad (17)$$

为了分析态(1)的双模压缩特性, 引入二个正交算符<sup>[16]</sup>

$$Y_1 = \frac{a + b + a^+ + b^+}{2\sqrt{2}},$$

$$\begin{aligned} C = 2c_+c_- & = 2\sqrt{(1-|p_1|^2)(1-|p_2|^2)/N_1^2} \\ & = \frac{[1 - \exp(-2R^2 - 2R^2\cos 2\theta)]}{[1 + \exp(-2R^2 - 2R^2\cos 2\theta)\cos(\chi - 2R^2\sin 2\theta)]}. \end{aligned} \quad (10)$$

为了分析态(1)的单模压缩特性, 引入两个正交算符

$$X_1 = (a + a^+)/2, X_2 = (a - a^+)/2i, \quad (11)$$

由它们的厄米性可知,  $X_1, X_2$  满足对易关系  $[X_1, X_2] = i/2$  和不确定关系  $\langle(\Delta X_1)^2\rangle\langle(\Delta X_2)^2\rangle \geq 1/16$ . 如果在某个正交分量上满足

$$\langle(\Delta X_i^2)\rangle \leq 1/4 \quad (i = 1, 2), \quad (12)$$

则称在  $X_i$  分量上存在压缩效应. 为了表征这种压缩程度, 可定义函数<sup>[15]</sup>

$$S_i = 4\langle(\Delta X_i)^2\rangle - 1 \quad (i = 1, 2), \quad (13)$$

当  $S_i < 0$  时, 系统具有压缩, 当  $S_i = -1$  时, 系统具有最大压缩(100%). 下面讨论在  $X_2$  分量上的压缩:

$$\begin{aligned} S_2 = 4\langle(\Delta X_2)^2\rangle - 1 & = -\langle a^2\rangle \\ & - \langle a^{+2}\rangle + 2\langle a^+a\rangle, \end{aligned} \quad (14)$$

对于态(1)式, 有

$$\begin{aligned} \langle a^+a\rangle & = \langle\psi_1|a^+a|\psi_1\rangle \\ & = \frac{1}{N_1^2}[2|\alpha|^2 - \alpha^{*2} \\ & \quad \times e^{i\chi}\langle\alpha|-\alpha^*\rangle\langle\alpha|-\alpha^*\rangle \\ & \quad + \alpha^2e^{-i\chi}\langle-\alpha^*|\alpha\rangle\langle-\alpha^*|\alpha\rangle], \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \langle a^{+2}\rangle & = \langle a^2\rangle = \langle\psi_1|a^2|\psi_1\rangle \\ & = \frac{1}{N_1^2}[\alpha^{*2} + \alpha^2 + \alpha^{*2} \\ & \quad \times e^{i\chi}\langle\alpha|-\alpha^*\rangle\langle\alpha|-\alpha^*\rangle \\ & \quad + \alpha^2e^{-i\chi}\langle-\alpha^*|\alpha\rangle\langle-\alpha^*|\alpha\rangle]. \end{aligned} \quad (16)$$

将(15),(16)式代入(14)式, 可得在正交分量  $X_2$  上的压缩度

$$Y_2 = \frac{a - a^+ + b - b^+}{2\sqrt{2}i}, \quad (i = 1, 2), \quad (18)$$

它们的不确定关系为  $\langle(\Delta Y_1)^2\rangle\langle(\Delta Y_2)^2\rangle \geq 1/16$ . 定义函数  $Z_i = 4\langle(\Delta Y_i)^2\rangle - 1$  作为双模压缩的量

度. 当  $Z_i < 0$  时, 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

$$Z_2 = \langle a^+ a + b^+ b + ab^+ + a^+ b \rangle - \frac{1}{2} \langle a^2 + b^2 + a^{+2} + b^{+2} + 2ab + 2a^+ b^+ \rangle. \quad (19)$$

由于在态(1)中模 1 和模 2 是对称的, 所以反聚束效应和亚泊松分布在数学上是等价的. 引入 Mandel 因子<sup>[17]</sup>

$$Q = \langle a^+ a^+ a a \rangle / \langle a^+ a \rangle - \langle a^+ a \rangle, \quad (20)$$

若  $Q < 0$ , 则表示此量子态存在反聚束效应. 对于态(1)式, 容易得到

$$Q = \frac{(2|\alpha|^4 + \alpha^{*4} e^{i\chi} \langle \alpha | -\alpha^* \rangle \langle \alpha | -\alpha^* \rangle + \alpha^4 e^{-i\chi} \langle -\alpha^* | \alpha \rangle \langle -\alpha^* | \alpha \rangle)}{(2|\alpha|^2 - \alpha^{*2} e^{i\chi} \langle \alpha | -\alpha^* \rangle \langle \alpha | -\alpha^* \rangle - \alpha^2 e^{i\chi} \langle -\alpha^* | \alpha \rangle \langle -\alpha^* | \alpha \rangle)} - \frac{(2|\alpha|^2 - \alpha^{*2} e^{i\chi} \langle \alpha | -\alpha^* \rangle \langle \alpha | -\alpha^* \rangle - \alpha^2 e^{i\chi} \langle -\alpha^* | \alpha \rangle \langle -\alpha^* | \alpha \rangle)}{(2 + e^{i\chi} \langle \alpha | -\alpha^* \rangle \langle \alpha | -\alpha^* \rangle + e^{-i\chi} \langle -\alpha^* | \alpha \rangle \langle -\alpha^* | \alpha \rangle)} = \frac{[R^2 \cos 2\theta + R^2 \exp(-2R^2 - 2R^2 \cos 4\theta) \cos(\chi - 4\theta + 2R^2 \sin 2\theta)]}{[1 - \exp(-2R^2 - 2R^2 \cos 2\theta) \cos(\chi - 2R^2 \sin 2\theta)]} - \frac{R^2 - R^2 \exp(-2R^2 - 2R^2 \cos 2\theta) \cos(\chi - 2\theta + 2R^2 \sin 2\theta)}{[1 + \exp(-2R^2 - 2R^2 \cos 2\theta) \cos(\chi - 2R^2 \sin 2\theta)]}. \quad (21)$$

### 2.2. 相空间中对称的第二类纠缠相干态

考虑纠缠相干态(2)式, 满足:

$$N_2^2 = 2 + e^{i\delta} \langle \alpha | -\alpha^* \rangle \langle -\alpha^* | \alpha \rangle + e^{-i\delta} \langle -\alpha^* | \alpha \rangle \langle \alpha | -\alpha^* \rangle = 2 + 2 \exp(-2R^2 - 2R^2 \cos 2\theta) \cos \delta. \quad (22)$$

为了计算态(2)这种纠缠相干态的纠缠度, 可选正交基矢

$$|0\rangle_1 = |\alpha\rangle_1, \quad (23a)$$

$$|1\rangle_1 = 1/[\sqrt{1 - |p_1|^2} (|-\alpha^*\rangle_1 - p_1 |\alpha\rangle_1)], \quad (23b)$$

$$|0\rangle_2 = |\alpha\rangle_2, \quad (24a)$$

$$|1\rangle_2 = 1/[\sqrt{1 - |p_2|^2} (|-\alpha^*\rangle_2$$

$$- p_2 |\alpha\rangle_2)], \quad (24b)$$

其中  $p_1 = p_2 = \langle \alpha | -\alpha^* \rangle = p$ ,  $|p_1|^2 = |p_2|^2$ . 利用上述正交基矢, 态(2)可写为

$$|\psi_2\rangle = \frac{1}{N_2} [(p + e^{i\delta} p) |00\rangle + \sqrt{1 - |p|^2} |01\rangle + e^{i\delta} \sqrt{1 - |p|^2} |10\rangle]. \quad (25)$$

与对态(1)的研究方法相同, 可得到态(2)的纠缠度为

$$C = 2c_+ c_- = 2(1 - |p|^2)/N_2^2 = \frac{[1 - \exp(-2R^2 - 2R^2 \cos 2\theta)]}{[1 + \exp(-2R^2 - 2R^2 \cos 2\theta) \cos \delta]}, \quad (26)$$

态(2)的单模压缩度为

$$S_2 = \frac{[-R^2 \cos 2\theta + R^2 - 4R^2 \exp(-2R^2 - 2R^2 \cos 2\theta) \cos(\delta - 2\theta)]}{[1 + \exp(-2R^2 - 2R^2 \cos 2\theta) \cos \delta]}, \quad (27)$$

双模压缩度为

$$Z_2 = \frac{-4R^2 \cos 2\theta - 2R^2 - (2R^2 \cos 2\theta - 2R^2) [2 \cos \delta \exp(-2R^2 - 2R^2 \cos 2\theta)]}{[1 + \exp(-2R^2 - 2R^2 \cos 2\theta) \cos \delta]}, \quad (28)$$

及反映反聚束效应的 Mandel 因子

$$Q = \frac{R^2 + R^2 \cos(\delta - 4\theta) \exp(-2R^2 - 2R^2 \cos 2\theta)}{[1 - \exp(-2R^2 - 2R^2 \cos 2\theta) \cos(\delta - 2\theta)]} - \frac{R^2 - R^2 \exp(-2R^2 - 2R^2 \cos 2\theta) \cos(\delta - 2\theta)}{[1 + \exp(-2R^2 - 2R^2 \cos 2\theta) \cos \delta]}. \quad (29)$$

### 3. 纠缠与非经典特性之间的关系

下面详细讨论相空间中对称的纠缠相干态(1)和(2)式的纠缠度、单双模压缩以及反聚束效应之间的关系. 借助于数值计算, 可以得到相空间中第一、二类对称的纠缠相干态  $|\psi_1\rangle$  和  $|\psi_2\rangle$  的纠缠度、单双模压缩度以及 Mandel 因子  $Q$  随着相对相位和振幅  $R$  的变化曲线.

考虑当  $R=0.2, \theta=0$  时, 相空间中第一类对称的纠缠相干态  $|\psi_1\rangle$  的纠缠度  $C$ 、单模压缩  $S_2$ 、双模压缩  $Z_2$  及 Mandel 因子  $Q$  随着相对相位  $\chi$  的变化规律如图 1 所示. 从图 1 中可以看出, 纠缠、压缩和反聚束效应随着相对相位  $\chi$  作周期性变化, 纠缠与非经典效应(压缩、反聚束效应)具有伴随现象<sup>[18]</sup>. 当纠缠达到最大值时, 反聚束效应也达到最大值, 但不存在压缩现象. 当纠缠最小时, 存在压缩, 但不存在反聚束效应. 当某一种非经典效应越大时, 纠缠也就越大, 相应的纠缠最大的位置对应着最强的非经典效应, 这充分说明了纠缠是一种非经典的关联. 纠缠、压缩和反聚束效应之间有着密切的联系, 纠缠总是伴随着非经典效应中的一种, 并且我们还发现压缩和反聚束效应不能同时出现在同一

量子态中. 另外, 第二类与之对称的纠缠相干态  $|\psi_2\rangle$  随着相对相位  $\delta$  的变化与第一类纠缠相干态  $|\psi_1\rangle$  的结论类似, 表明这两种纠缠相干态在相空间中具有一定的对称性, 这里不再赘述.

下面我们研究当振幅  $R$  取不同值时, 相空间中这两类对称的纠缠相干态的纠缠与非经典效应的关系. 图 2 所示是当  $\chi=0, \theta=\pi/4$  时, 第一类纠缠相干态  $|\psi_1\rangle$  的纠缠度  $C$ 、单模压缩  $S_2$ 、双模压缩  $Z_2$  以及反映反聚束效应的 Mandel 因子  $Q$  随着振幅  $R$  的变化曲线, 从图中可以看到纠缠较大时, 反聚束效应较强, 而几乎没有压缩现象. 当压缩存在时, 对应较大的纠缠量, 而不存在反聚束效应. 当纠缠不存在时, 压缩及反聚束效应也将随之消失, 所以纠缠与压缩、反聚束效应具有伴随现象, 纠缠与非经典效应之间存在一定的对应关系.

与上面的分析类似, 图 3 所示是当  $\delta=0, \theta=\pi/4$  时, 相空间中第二类纠缠相干态  $|\psi_2\rangle$  的纠缠度  $C$ 、单模压缩  $S_2$ 、双模压缩  $Z_2$  以及 Mandel 因子  $Q$  随着振幅  $R$  的变化曲线, 从图 3 中可以看到, 纠缠与压缩是有一定关联的. 随着振幅  $R$  的变化, 纠缠存在时单模压缩效应存在, 而没有观察到双模压缩和反聚束效应. 当纠缠达到最大值时, 一切非经典效应也将随之消失. 随着纠缠量的不同, 一种非经典效应较强时, 另一种非经典效应就相对较弱, 并且

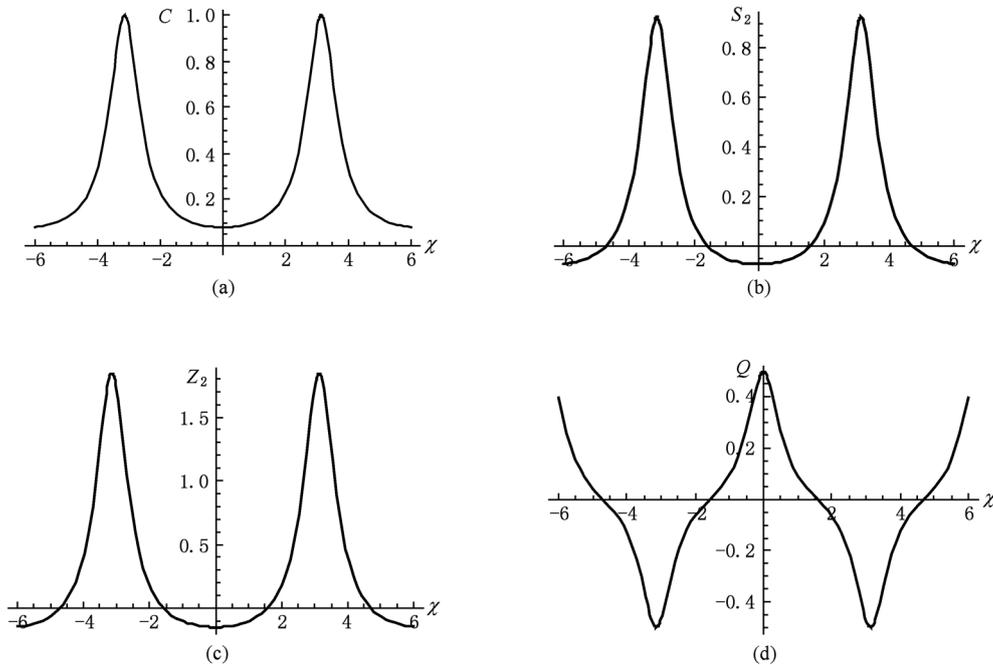


图 1 当  $R=0.2, \theta=0$  时, 第一类纠缠相干态  $|\psi_1\rangle$  (a) 纠缠度  $C$ ; (b) 单模压缩  $S_2$ ; (c) 双模压缩  $Z_2$ ; (d) Mandel 因子  $Q$ , 随相对相位  $\chi$  的变化曲线

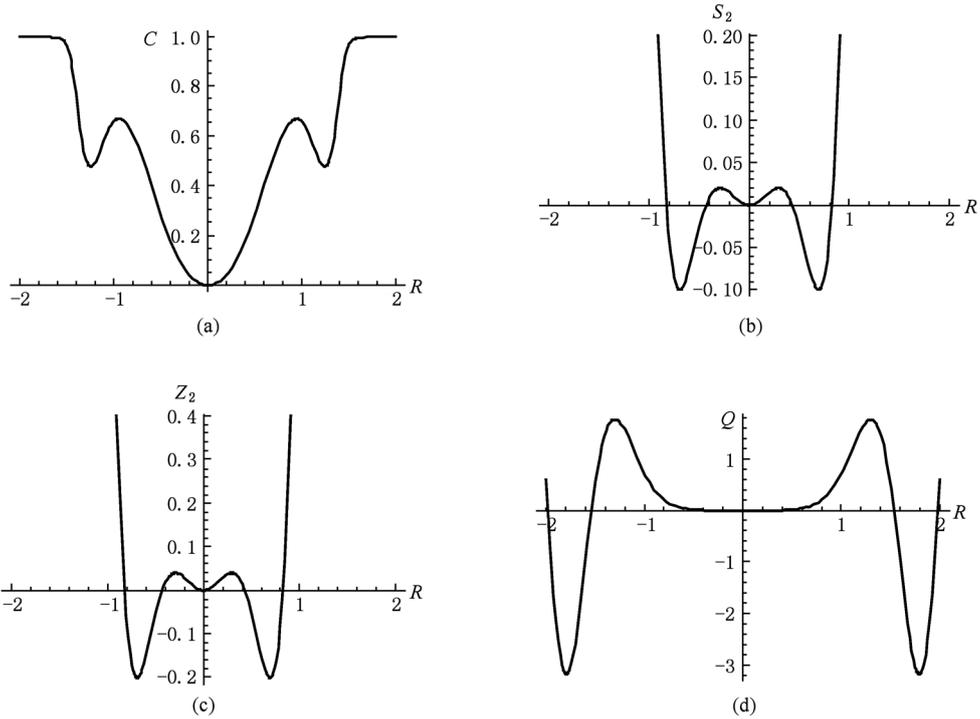


图2 当 $\chi = 0, \theta = \pi/4$ 时, 第一类纠缠相干态 $|\psi_1\rangle$  (a) 纠缠度 $C$ ; (b) 单模压缩 $S_2$ ; (c) 双模压缩 $Z_2$ ; (d) Mandel 因子 $Q$ , 随振幅 $R$ 的变化曲线

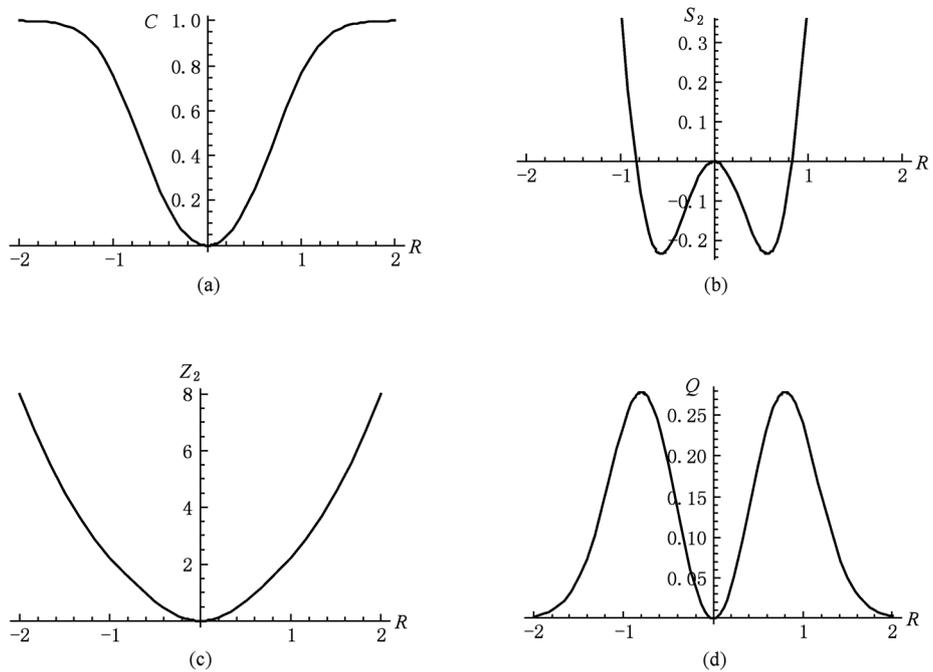


图3 当 $\delta = 0, \theta = \pi/4$ 时, 第二类纠缠相干态 $|\psi_2\rangle$  (a) 纠缠度 $C$ ; (b) 单模压缩 $S_2$ ; (c) 双模压缩 $Z_2$ ; (d) Mandel 因子 $Q$ , 随振幅 $R$ 的变化曲线

纠缠总是随着非经典效应的增强而增强, 而对同一量子态不可能同时具有两种很强的非经典效应. 当

振幅 $R$ 取不同值时, 此类纠缠相干态的单模压缩和双模压缩可以表现出完全不同的压缩特性.

## 4. 结 论

通过研究相空间中对称的这两类纠缠相干态,我们发现这两类对称纠缠相干态的纠缠度、压缩和反聚束效应之间有着密切的联系,在一定条件下纠缠和压缩存在着一定的对应关系,纠缠最大的位置对应着最强的非经典效应. 当选取不同的参数时,

纠缠相干态的单模压缩和双模压缩可以表现出完全不同的压缩特性,它的这种有趣的特性有待于我们进一步的研究. 此外,纠缠可以伴随压缩和反聚束效应,但在某种特定的条件下纠缠又是相对独立的,我们可以通过控制参量的变化,得到纠缠、压缩以及反聚束效应之间的对应关系. 希望在进一步的研究中能够掌握它们之间的变化规律,以便获得人们所期望的非经典特性.

- 
- [1] Schrödinger E 1935 *Proc. Cambridge Philos. Soc.* **31** 555
  - [2] Einstein A, Podolsky B, Roden N 1935 *Phys. Rev.* **47** 777
  - [3] Bennet C H, Brassard G, Crépeau C, Jozsa R, Peres A, Wootters W K 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1895
  - [4] Mattle K, Weinfurter H, Kwiat P G, Zeilinger A 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4656
  - [5] Furusawa A, Sorensen J L, Braunstein S L, Fuchs C A, Kimble H J, Polzik E S 1998 *Science* **282** 706
  - [6] 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]
  - [7] Van Enk S J, Hirota O 2001 *Phys. Rev. A* **64** 022313
  - [8] Wang X G 2002 *J. Phys. A: Math. Gen.* **35** 165
  - [9] Xia Y J, Guo G C 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 1877
  - [10] Wootters W K 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 2245
  - [11] Verstraete F, Audenaert K, Moor B D 2001 *Phys. Rev. A* **64** 012316
  - [12] Jeong H, Kim M S, Lee J 2001 *Phys. Rev. A* **64** 052308.
  - [13] Mann A, Sanders B C, Munro W J 1995 *Phys. Rev. A* **51** 989
  - [14] Knight P L, Shore B W 1993 *Phys. Rev. A* **48** 642
  - [15] Buzek V, Jex I 1990 *Int. J. Mod. Phys. B* **4** 659
  - [16] Loudon R, Knight P L 1987 *J. Mod. Opt.* **34** 709
  - [17] Mandel L 1979 *Opt. Lett.* **4** 205
  - [18] Xia Y J, Gao D Y 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3703 (in Chinese) [夏云杰、高德营 2007 物理学报 **56** 3703]

# Entangled coherent states in symmetry phase space and their nonclassical effects<sup>\*</sup>

Zhang Xiao-Yan<sup>1)†</sup> Wang Ji-Suo<sup>2)3)</sup>

1) (*Department of Physics, Heze University, Heze 274015, China*)

2) (*School of Physics Science, Liaocheng University, Liaocheng 252059, China*)

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

(Received 16 November 2010; revised manuscript received 21 December 2010)

## Abstract

We discuss the entangled coherent states in symmetry phase space by introducing orthogonal basis, calculate their entanglement by means of concurrence, and investigate their squeezing effects of single-mode and two-mode and antibunching effects. The calculations indicate that the entangled coherent state in symmetry phase space is closely related to nonclassical effect.

**Keywords:** entangled coherent state, concurrence, nonclassical effect

**PACS:** 03.65.Ud, 42.50.-p

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10574060), the Natural Science Foundation of Shandong Province of China (Grant Nos. Y2008A16, ZR2010AQ024, and ZR2010AQ027), and the Shandong Province Higher Educational Science and Technology Program (Grant Nos. J09LA07 and J10LA15).

<sup>†</sup> E-mail: zxy9416932@163.com