

# 基于含楔角非线性晶体的高纠缠度纠缠源

周瑶瑶<sup>1</sup>, 蔚娟<sup>2</sup>, 闫智辉<sup>2</sup>, 贾晓军<sup>2</sup>

<sup>1</sup>太原师范学院物理系, 山西 太原 030031;

<sup>2</sup>山西大学光电研究所量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西 太原 030006

**摘要** 连续变量 Einstein-Podolsky-Rosen 纠缠态光场可由工作在阈值以下的非简并光学参量放大器获得, 输入耦合镜、输出耦合镜及非线性晶体等光学元件对于偏振方向相互垂直的两束光场的镀膜参数存在差异, 具体表现为输出耦合镜的光学镀膜对偏振方向相互垂直的输出光场的透射率不同。结合实验, 详细讨论了镀膜参数差异对纠缠度的影响, 为进一步提高纠缠态光场的纠缠度提供了参考。

**关键词** 量子光学; Einstein-Podolsky-Rosen 纠缠态; 输出耦合镜; 镀膜参数; 纠缠度

中图分类号 O431.2

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0727001

## Entanglement Source with High Entanglement Degree Based on Wedged Nonlinear Crystals

Zhou Yaoyao<sup>1</sup>, Yu Juan<sup>2</sup>, Yan Zhihui<sup>2</sup>, Jia Xiaojun<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics, Taiyuan Normal University, Taiyuan, Shanxi 030031, China;

<sup>2</sup>State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China

**Abstract** Continuous variable Einstein-Podolsky-Rosen entangled optical fields can be obtained by a non-degenerate optical parametric amplifier (NOPA) operated below the threshold pump power. The optical coating parameters of optical components as input coupler, output coupler and nonlinear crystal for the two orthogonally polarized beams are different manifested as the transmissivity difference of optical coatings of the output coupler for two orthogonally polarized beams. The influence of the coating parameter difference on entanglement degree is discussed in detail based on the experimental research, which provides references for further improving the entanglement degree of entangled state light fields.

**Key words** quantum optics; Einstein-Podolsky-Rosen entangled state; output coupler; coating parameter; entanglement degree

**OCIS codes** 270.5570; 270.5585; 270.6570

## 1 引 言

近年来,包括量子通信和量子计算在内的量子信息科学发展迅速。量子通信领域中的量子离物态<sup>[1-4]</sup>、量子纠缠交换<sup>[1,5-6]</sup>、量子密集编码<sup>[5,7-9]</sup>等,及量子计算中 Shor<sup>[10-11]</sup>的整数分解和 Grover<sup>[12]</sup>的量子搜索算法等都离不开最基本的量子资源。量子纠缠是最基本的量子资源之一,而连续变量纠缠态光场具有独特的优势,它的制备是进行连续变量量子信息研

究的基础<sup>[13-16]</sup>。事实证明,纠缠态光场的质量是量子信息传递速率与效率的保障。在量子离物态中,所使用量子资源的纠缠度越高,对应量子离物态的保真度就越高<sup>[4]</sup>,故如何提高纠缠态光场的纠缠度是量子信息研究的关键问题之一。利用工作在阈值以下的非简并光学参量放大器(NOPA)可以制备出 Einstein-Podolsky-Rosen(EPR)纠缠态光场<sup>[17-20]</sup>。

在探索提高纠缠度方法的过程中,研究者们取得了不少成果。Ou 等<sup>[21]</sup>制备出了振幅正关联、相

收稿日期: 2018-01-18; 收到修改稿日期: 2018-02-05

基金项目: 国家重点研发计划项目(2016YFA0301402)、国家自然科学基金(11474190, 11654002, 61775127)、山西青年三晋学者项目、山西省回国留学人员科研资助项目

作者简介: 周瑶瑶(1989—),女,博士,讲师,主要从事量子光学与量子信息方面的研究。E-mail: zhouyy@tynu.edu.cn

位反关联的两组份 EPR 纠缠态光场。在研究连续变量纠缠态光场产生方法的同时,研究者们希望能进一步提高其纠缠度<sup>[18,22-26]</sup>。Wang 等<sup>[26]</sup>对激光进行降噪处理并对激光模式进行过滤,将振幅反关联、相位正关联的两组份 EPR 纠缠态光场的纠缠度提高到了 6 dB。Yan 等<sup>[27]</sup>采用操控的方法,使三个 NOPA 腔级联,纠缠态光场的纠缠度被放大,最终获得了纠缠度高达 8.1 dB 的 EPR 纠缠态光场。影响纠缠度最直接的因素是组成光学参量振荡腔的各个光学元件。Zhou 等<sup>[28]</sup>解决了 NOPA 腔阈值随输出镜透射率的增加而急剧增大的问题,将纠缠度提高到了 8.4 dB。但是,在实际测量中,两束输出光场在示波器上显示的幅值大小并不完全相同,且在具体的腔形设计中,不同的腔形所对应的输出镜对偏振方向相互垂直的光场的透射率也有所不同。

各个光学元件对信号光场和闲频光场的镀膜参数不完全相同,具体表现为输出耦合镜对两个偏振方向相互垂直的光场的透射率不同,本文详细分析了该情况对纠缠度的影响。

## 2 理论分析

EPR 纠缠态光场是由含有 II 类磷酸钛氧钾 (KTP) 晶体的工作在阈值以下的 NOPA 腔产生的。图 1 所示为 NOPA 腔的工作原理图,其中  $\hat{a}_0^{\text{in}}$ 、 $\hat{a}_1^{\text{in}}$ 、 $\hat{a}_2^{\text{in}}$  分别为通过 NOPA 腔输入耦合镜之前的抽运光场、信号光场和闲频光场, $\hat{a}_1^{\text{out}}$ 、 $\hat{a}_2^{\text{out}}$  分别为输出的种子光场和抽运光场在腔内与非线性晶体发生非线性相互作用之后的输出光场。用  $T_1$  表示 NOPA 腔的输出耦合镜对信号光场的透射率,用  $T_2$  表示输出耦合镜对闲频光场的透射率,则工作在参量反放大状态的 NOPA 腔的噪声场可以写为

$$\begin{cases} i\omega\tau\delta\hat{a}_1(\Omega) = -k_1\delta\hat{a}_2^+(\Omega) - \gamma_3^1\delta\hat{a}_1(\Omega) + \\ \sqrt{2\gamma_1^1}\delta\hat{a}_1^{\text{in}}(\Omega) + \sqrt{2\gamma_2^1}\delta\hat{b}_1^{\text{in}}(\Omega) \\ i\omega\tau\delta\hat{a}_2(\Omega) = -k_2\delta\hat{a}_1^+(\Omega) - \gamma_3^2\delta\hat{a}_2(\Omega) + \\ \sqrt{2\gamma_1^2}\delta\hat{a}_2^{\text{in}}(\Omega) + \sqrt{2\gamma_2^2}\delta\hat{b}_2^{\text{in}}(\Omega) \end{cases}, \quad (1)$$

式中  $\delta\hat{a}_1$ 、 $\delta\hat{a}_2$  分别为腔内信号光场和闲频光场的交流项的起伏, $\delta\hat{a}_1^+$ 、 $\delta\hat{a}_2^+$  分别为其共轭算符, $\delta\hat{b}_1^{\text{in}}$ 、 $\delta\hat{b}_2^{\text{in}}$  分别为额外噪声引起的各种损耗耦合到信号光场和闲频光场的真空光场交流项的起伏, $\Omega$  为分析频率的角频率, $\omega = 2\pi\Omega$ ,  $\tau$  为光场在光学腔内环行一周所用的时间, $k_1$  和  $k_2$  分别为不同

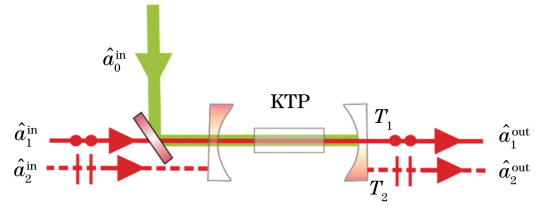


图 1 NOPA 腔的工作原理图

Fig. 1 Schematic of NOPA cavity

透射率下的非线性耦合效率。用  $L$  表示耦合到腔内的真空光场对应于种子光场的透射率,为了方便表达,令  $\gamma_1^1 = T_1/2$ ,  $\gamma_1^2 = T_2/2$ ,  $\gamma_2 = L/2$ ,  $\gamma_3^1 = \gamma_1^1 + \gamma_2$ ,  $\gamma_3^2 = \gamma_1^2 + \gamma_2$ 。

NOPA 腔的输入光场与输出光场之间的关系满足

$$\begin{cases} \delta\hat{a}_1^{\text{out}}(\Omega) = \sqrt{2\gamma_1^1}\delta\hat{a}_1(\Omega) - \delta\hat{a}_1^{\text{in}}(\Omega) \\ \delta\hat{a}_2^{\text{out}}(\Omega) = \sqrt{2\gamma_1^2}\delta\hat{a}_2(\Omega) - \delta\hat{a}_2^{\text{in}}(\Omega) \end{cases}. \quad (2)$$

产生算符和湮灭算符的定义为

$$\begin{cases} \hat{a} = (\hat{X} + i\hat{Y})/2 \\ \hat{a}^\dagger = (\hat{X} - i\hat{Y})/2 \end{cases}, \quad (3)$$

式中  $\hat{X}$ 、 $\hat{Y}$  分别为正交振幅分量和正交相位分量。

因为产生算符和湮灭算符不是厄米算符,实验中无法直接测量,所以需要将其投影到可以直接在实验上测量的正交振幅算符和正交相位算符。重新定义两个由产生、湮灭算符线性组合而成的厄米算符,即正交振幅算符和正交相位算符:

$$\begin{cases} \hat{X} = \hat{a} + \hat{a}^\dagger \\ \hat{Y} = i(\hat{a}^\dagger - \hat{a}) \end{cases}. \quad (4)$$

产生、湮灭算符之间的对易关系为

$$[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1, \quad (5)$$

故正交振幅分量以及正交相位分量之间的对易关系可表示为

$$[\hat{X}, \hat{Y}] = 2i. \quad (6)$$

正交振幅分量和正交相位分量的海森堡不确定关系可以表示为

$$\Delta X \Delta Y \geq 1, \quad (7)$$

式中正交振幅分量的标准差  $\Delta X = \sqrt{\langle \hat{X}^2 \rangle - \langle \hat{X} \rangle^2}$ ,

正交相位分量的标准差  $\Delta Y = \sqrt{\langle \hat{Y}^2 \rangle - \langle \hat{Y} \rangle^2}$ ,真空态光场噪声起伏的标准方差为 1。根据海森堡不确定关系,若其中一个正交分量的量子起伏小于 1,另

一个正交分量的量子起伏必然大于 1,这说明量子起伏小于 1 的正交分量被压缩了,这样的量子态被称为压缩态<sup>[29-30]</sup>。

根据 Duan 等<sup>[31-32]</sup>提出的两组份 EPR 纠缠态光场的判据,若工作在参量反放大状态的 NOPA 腔

输出的两束光场之间的正交分量的量子关联噪声小于散粒噪声基准,则这两束光场之间是相互纠缠的。

将(1)~(4)式结合,通过数学软件的计算,可以得到 NOPA 腔输出光场的正交振幅分量之和与正交相位分量之差的表达式分别为

$$\begin{aligned} \delta\hat{X}_{a1}^{\text{out}} + \delta\hat{X}_{a2}^{\text{out}} &= -\delta\hat{X}_{a1}^{\text{in}} - \delta\hat{X}_{a2}^{\text{in}} + \\ &\frac{2k_2\sqrt{\gamma_1^1\gamma_1^2}\delta\hat{X}_{a1}^{\text{in}} - 2\gamma_1^2(\gamma_3^1 + i\omega\tau)\delta\hat{X}_{a2}^{\text{in}} + 2k_2\sqrt{\gamma_1^2\gamma_2}\delta\hat{X}_{b1}^{\text{in}} - 2\sqrt{\gamma_1^2\gamma_2}(\gamma_3^1 + i\omega\tau)\delta\hat{X}_{b2}^{\text{in}}}{k_1k_2 - \gamma_3^1\gamma_3^2 - i\omega\tau\gamma_3^1 - i\omega\tau\gamma_3^2 + \omega^2\tau^2} + \\ &\frac{2\gamma_1^1(\gamma_3^2 + i\omega\tau)\delta\hat{X}_{a1}^{\text{in}} - (2k_1\sqrt{\gamma_1^1\gamma_1^2})\delta\hat{X}_{a2}^{\text{in}} + 2\sqrt{\gamma_1^1\gamma_2}(\gamma_3^2 + i\omega\tau)\delta\hat{X}_{b1}^{\text{in}} - 2k_1\sqrt{\gamma_1^1\gamma_2}\delta\hat{X}_{b2}^{\text{in}}}{k_1k_2 - (\gamma_3^1 + i\omega\tau)(\gamma_3^2 + i\omega\tau)}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \delta\hat{Y}_{a1}^{\text{out}} - \delta\hat{Y}_{a2}^{\text{out}} &= \delta\hat{Y}_{a2}^{\text{in}} - \delta\hat{Y}_{a1}^{\text{in}} + \\ &\frac{2k_2\sqrt{\gamma_1^1\gamma_1^2}\delta\hat{Y}_{a1}^{\text{in}} + 2\gamma_1^2(\gamma_3^1 + i\omega\tau)\delta\hat{Y}_{a2}^{\text{in}} + 2k_2\sqrt{\gamma_1^2\gamma_2}\delta\hat{Y}_{b1}^{\text{in}} + 2\sqrt{\gamma_1^2\gamma_2}(\gamma_3^1 + i\omega\tau)\delta\hat{Y}_{b2}^{\text{in}}}{k_1k_2 - \gamma_3^1\gamma_3^2 - i\omega\tau\gamma_3^1 - i\omega\tau\gamma_3^2 + \omega^2\tau^2} + \\ &\frac{2\gamma_1^1(\gamma_3^2 + i\omega\tau)\delta\hat{Y}_{a1}^{\text{in}} + 2k_1\sqrt{\gamma_1^1\gamma_1^2}\delta\hat{Y}_{a2}^{\text{in}} + 2\sqrt{\gamma_1^1\gamma_2}(\gamma_3^2 + i\omega\tau)\delta\hat{Y}_{b1}^{\text{in}} + 2k_1\sqrt{\gamma_1^1\gamma_2}\delta\hat{Y}_{b2}^{\text{in}}}{k_1k_2 - (\gamma_3^1 + i\omega\tau)(\gamma_3^2 + i\omega\tau)}, \end{aligned} \quad (9)$$

式中  $\hat{X}_{a1}^{\text{in}}(\hat{Y}_{a1}^{\text{in}})$ 、 $\hat{X}_{a2}^{\text{in}}(\hat{Y}_{a2}^{\text{in}})$ 、 $\hat{X}_{b1}^{\text{in}}(\hat{Y}_{b1}^{\text{in}})$ 、 $\hat{X}_{b2}^{\text{in}}(\hat{Y}_{b2}^{\text{in}})$  分别为注入光场  $\hat{a}_1^{\text{in}}$ 、 $\hat{a}_2^{\text{in}}$ 、 $\hat{b}_1^{\text{in}}$ 、 $\hat{b}_2^{\text{in}}$  的正交振幅(相位)分量。

根据(8)、(9)式,令透射率之差  $g = T_1 - T_2$ ,参考具体的实验参数,选取频谱分析仪的分析频率  $\Omega = 2$  MHz, NOPA 腔的腔长  $l = 54$  mm 进行理论计算。当输出镜对其中一种偏振光场(水平偏振或者竖直偏振)的透射率  $T$  分别为 5%、7%、10%、12.5%时,分析输出两束光场之间的量子关联噪声随  $g$  的变化关系,结果如图 2 所示。经比较可知,对于相同的透射率之差  $g$ ,透射率越高,对应输出光场之间的量子关联噪声越小,量子关联噪声小于 1 时输出光场是相互纠缠的。当  $g$  在  $-0.125 \sim 0.15$  区间内逐渐增大时,这四条曲线的变化趋势均为先减小后增大,量子关联噪声在  $g = 0$  时达到最小值。 $g = 0$  对应输出镜对信号光场和闲频光场的透射率相等的情况,四种情况下量子关联噪声均小于 1。以  $g = 0$  对应的虚线为分界线,四条曲线分别向左向右延伸,对应的量子关联噪声均逐渐增大,甚至大于 1。这说明输出镜对信号光场和闲频光场的透射率相差越大,输出两束光场之间的量子关联噪声越大,甚至会出现没有纠缠的情况。

通过对图 2 的分析可知,若要制备纠缠度更大的纠缠态光场,应尽量满足最终输出镜对信号光场和闲频光场的透射率完全相等的条件。

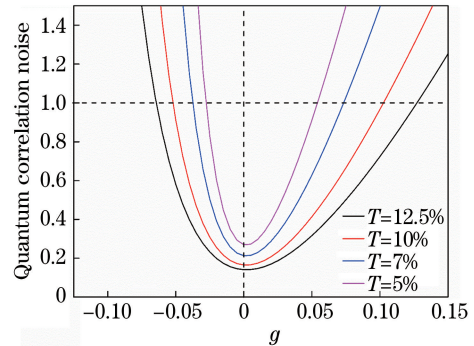


图 2 输出两束光场之间的量子关联噪声随  $g$  的变化曲线  
Fig. 2 Quantum correlation noise between two output beams versus  $g$

### 3 实验分析

由以上的理论分析发现,只有减少光学元器件对两个偏振方向相互垂直的光场镀膜参数的差异,才能提高输出的两组份纠缠态光场的纠缠度。影响纠缠度最直接最关键的系统之一是光学谐振腔,常见的光学腔分为环形腔和驻波腔两种,这两种不同的腔形对应的激光光束与光学镜片的法线夹角  $\Phi$  不同。在实验上选取了透射率为 5% 和 10% 的输出镜,通过改变  $\Phi$ ,测量输出镜对偏振方向相互垂直的两束光场的透射率之差  $g_1$  和  $g_2$ ,测量结果见表 1。

根据测量结果可知,当  $\Phi$  为  $0^\circ$  时,透射率差值最小; $\Phi$  越大,输出镜对两种偏振光场的透射率越

表 1 输出镜对偏振相互垂直光场的透射率之差与激光光束与输出镜法线夹角间的关系  
Table 1 Relationship between transmissivity difference for two orthogonally polarized beams for output coupler and normal angle of output coupler with respect to laser beam

$\Phi$	0°	5°	10°	15°	20°	25°	30°	35°	40°	45°
$g_1/\%$	0.01	0.53	0.86	1	0.5	1.6	3.2	4.3	4.8	8.46
$g_2/\%$	0	0.16	0.53	0.53	2.66	4.26	8.51	12.3	17.66	23.7

不平衡。根据前文的理论分析可知,透射率的不平衡会降低纠缠光场的纠缠度,甚至导致没有纠缠光输出。故在腔形设计上选择了输入、输出光场零角度入射的驻波结构的 NOPA 腔,这样可以减小光场非 0°入射时光学元件对两个偏振光场的镀膜参数的差异,避免了不必要的降低纠缠度的因素。

图 3 所示为实验中 NOPA 腔的结构示意图,其中 HWP 为半波片,PZT 为锆钛酸铅压电陶瓷。实验装置的实物图如图 4 所示,基本结构为包含有 II 类非线性楔角 KTP 晶体的半块光学参量振荡驻波腔,晶体的前表面 S1 同时作为整个光学腔的输入耦合镜,其镀膜对 1080 nm 光场高反,对 540 nm 光场的透过率为 20%,后表面 S2 切有 1°的楔角,镀膜对两个波长的光束均为高透。NOPA 腔的输出耦合镜 M0 为一个曲率半径为 50 mm 的凹镜,其镀膜对 540 nm 光场高反,对 1080 nm 光场的水平偏振和垂直偏振的透过率均为 12.5%。如图 3 所示,入射光线、反射光线、透射光线均与光学腔的输入耦合镜(晶体前表面)以及输出耦合镜垂直,在腔形设计上避免了导致光学元件对两个偏振光场镀膜参数差异的因素。激光光束与晶体后表面法线的夹角为 1°,导致两束输出光场在示波器上显示的幅值大小并不完全相同,但是由于角度较小,对最终输出光场的纠缠度影响不大。

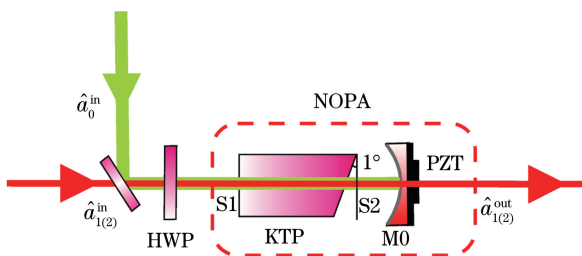


图 3 NOPA 腔的结构示意图  
Fig. 3 Structural diagram of NOPA cavity

为了能够产生 EPR 纠缠态光场,需要将晶体放置在控温炉中,温度被控温仪精确控制在 63 °C 左右,以满足晶体 II 类非临界相位匹配的要求,并且通过平移架调节 NOPA 腔中楔角晶体的位置,使得 NOPA 腔的腔长同时满足抽运光场、信号光场和闲

频光场在腔内共振的条件。此时锁定 NOPA 腔的腔长,并锁定输入光场和抽运光场之间的相对相位为  $\pi$ ,使 NOPA 腔工作在参量反放大状态,从而在实验上获得 EPR 纠缠态光场。

通过平衡零拍探测系统对所获得的 EPR 纠缠态光场的纠缠度进行测量<sup>[33]</sup>,得到了低于散粒噪声基准 8.4 dB 的振幅反关联、相位正关联的纠缠态光场,这里散粒噪声基准被归一化为 0 dBm。

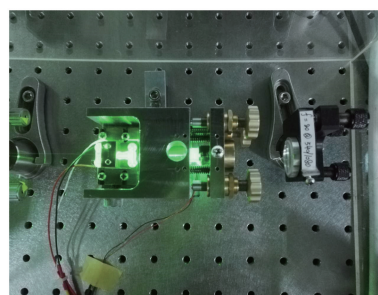


图 4 NOPA 腔的实物图  
Fig. 4 Picture of NOPA cavity

## 4 结 论

NOPA 腔的输出耦合镜对信号光场和闲频光场具有不同的镀膜参数,从理论上分析了该情况对纠缠态光场纠缠度的影响。研究表明,当透射率相差较大时,所获得的纠缠态光场的纠缠度很小甚至可能完全没有纠缠。故在具体的实验设计中,采用输入光场和输出光场均 0°入射的驻波腔,最大限度地避免由外界因素引起的偏振方向相互垂直光束的镀膜参数不同的情况,从而更大程度地提高 EPR 纠缠态光场的纠缠度。该结果为完成更加复杂的量子信息处理提供了质量更好的纠缠资源。

## 参 考 文 献

[1] Furusawa A, Sorensen J L, Braustein S L, *et al.* Unconditional quantum teleportation[J]. Science, 1998, 282(5389): 706-709.  
[2] Bouwmeester D, Pan J W, Mattle K, *et al.* Experimental quantum teleportation[J]. Nature, 1997, 390: 575-579.  
[3] Gottesman D, Preskill J. Secure quantum key

- distribution using squeezed states[J]. *Physical Review A*, 2001, 63(2): 022309.
- [4] Yukawa M, Benichi H, Furusawa A. High-fidelity continuous-variable quantum teleportation toward multi-step quantum operations[J]. *Physical Review A*, 2008, 77(2): 022314.
- [5] Li X Y, Pan Q, Jing J T, *et al.* Quantum dense coding exploiting a bright Einstein-Podolsky-Rosen beam[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(4): 047904.
- [6] Jia X J, Su X L, Pan Q, *et al.* Experimental demonstration of unconditional entanglement swapping for continuous variables[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(25): 250503.
- [7] Mattle K, Weinfurter H, Kwiat P G, *et al.* Dense coding in experimental quantum communication[J]. *Physical Review Letters*, 1996, 76(25): 4656-4659.
- [8] Braunstein S L, Kimble H J. Densecoding for continuous variables[J]. *Physical Review A*, 2000, 61(4): 042302.
- [9] Zhang J, Peng K C. Quantum teleportation and dense coding by means of bright amplitude-squeezed light and direct measurement of a Bell state[J]. *Physical Review A*, 2000, 62(6): 064302.
- [10] Shor P W. Algorithms for quantum computing: Discrete log and factoring [C]. *Proceedings of the 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science*, 1994: 124-134.
- [11] Shor P W. Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer[J]. *SIAM Journal on Computing*, 1997, 26(5): 1484-1509.
- [12] Grover L K. Quantum computers can search rapidly by using almost any transformation[J]. *Physical Review Letters*, 1998, 80(19): 4329-4332.
- [13] Zhao Y P, Hao S H, Su X L, *et al.* Generation system of continuous-variable six-partite and eight-partite star cluster entangled states[J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, 32(6): 0627002.  
赵亚平, 郝树宏, 苏晓龙, 等. 连续变量六组份和八组份星型 Cluster 纠缠态光场产生系统[J]. *光学学报*, 2012, 32(6): 0627002.
- [14] Zhang M, Zhou Y Y, Li F, *et al.* Realization of low threshold operation of NOPA with wedged KTP crystal[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(3): 0327001.  
张敏, 周瑶瑶, 李芳, 等. 利用楔角 KTP 晶体实现低阈值非简并光学参量放大器的运转[J]. *光学学报*, 2014, 34(3): 0327001.
- [15] Li Q, Deng X W, Zhang Q, *et al.* Experimental preparation of a pure two-mode squeezed state[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(4): 0427001.  
李强, 邓晓玮, 张强, 等. 实验制备纯的双模压缩态[J]. *光学学报*, 2016, 36(4): 0427001.
- [16] Wu L, Liu Y H, Deng R J, *et al.* Experimental preparation of bipartite polarization entangled optical fields at 795 nm [J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(5): 0527001.  
吴量, 刘艳红, 邓瑞婕, 等. 795 nm 两组份偏振纠缠光场的实验制备[J]. *光学学报*, 2017, 37(5): 0527001.
- [17] Peng K C, Jia X J, Su X L, *et al.* Optical manipulations of quantum states with continuous variables [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(9): 0900107.  
彭堃堃, 贾晓军, 苏晓龙, 等. 连续变量量子态的光学操控[J]. *光学学报*, 2011, 31(9): 0900107.
- [18] Jia X J, Su X L, Pan Q, *et al.* Experimental generation of two EPR entangled states with classical coherence[J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, 54(6): 2717-2722.  
贾晓军, 苏晓龙, 潘庆, 等. 具有经典相干性的两组 EPR 纠缠态光场的实验产生[J]. *物理学报*, 2005, 54(6): 2717-2722.
- [19] Zhao C Y, Tan W H. Quantum fluctuations in the time-dependent linearly driven degenerate parametric amplification [J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, 54(10): 4526-4531.  
赵超樱, 谭维翰. 含时的线性驱动简并参量放大系统的量子起伏[J]. *物理学报*, 2005, 54(10): 4526-4531.
- [20] Wang Y, Su X L, Shen H, *et al.* Toward demonstrating controlled-X operation based on continuous-variable four-partite cluster states and quantum teleporters [J]. *Physical Review A*, 2010, 81(2): 022311.
- [21] Ou Z Y, Pereira S F, Kimble H J, *et al.* Realization of the Einstein-Podolsky-Rosen paradox for continuous variables[J]. *Physical Review Letters*, 1992, 68(25): 3663-3666.
- [22] Zhang Y, Wang H, Li X Y, *et al.* Experimental generation of bright two-mode quadrature squeezed light from a narrow-band nondegenerate optical parametric amplifier[J]. *Physical Review A*, 2000, 62(2): 023813.
- [23] Bowen W P, Schnabel R, Lam P K, *et al.* Experimental characterization of continuous-variable entanglement[J]. *Physical Review A*, 2004, 69(1): 012304.
- [24] Laurat J, Coudreau T, Keller G, *et al.* Compact source of Einstein-Podolsky-Rosen entanglement and squeezing at very low noise frequencies[J]. *Physical*

- Review A, 2004, 70(4): 042315.
- [25] Takei N, Yonezawa H, Aoki T, *et al.* High-fidelity teleportation beyond the no-cloning limit and entanglement swapping for continuous variables[J]. Physical Review Letters, 2005, 94(22): 220502.
- [26] Wang Y, Shen H, Jin X L, *et al.* Experimental generation of 6 dB continuous variable entanglement from a nondegenerate optical parametric amplifier [J]. Optics Express, 2010, 18(6): 6149-6155.
- [27] Yan Z H, Jia X J, Su X L, *et al.* Cascaded entanglement enhancement [J]. Physical Review A, 2012, 85(4): 040305.
- [28] Zhou Y Y, Jia X J, Li F, *et al.* Experimental generation of 8.4 dB entangled state with an optical cavity involving a wedged type-II nonlinear crystal [J]. Optics Express, 2015, 23(4): 4952-4959.
- [29] Takeno Y, Yukawa M, Yonezawa H, *et al.* Observation of  $-9$  dB quadrature squeezing with improvement of phase stability in homodyne measurement[J]. Optics Express, 2007, 15: 4321-4327.
- [30] Vahlbruch H, Mehmet M, Chelkowski S, *et al.* Observation of squeezed light with 10-dB quantum-noise reduction [J]. Physical Review Letters, 2008, 100(3): 033602.
- [31] Duan L M, Giedke G, Cirac J I, *et al.* Inseparable criterion for continuous variable systems[J]. Physical Review Letters, 2000, 84(12): 2722-2725.
- [32] Simon R. Peres-Horodecki separability criterion for continuous variable systems[J]. Physical Review Letters, 2000, 84(10): 2726-2729.
- [33] Jin X L, Su J, Zheng Y H. Influence of the non-ideal balanced homodyne detection on the measured squeezing degree [J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(10): 1027001.  
靳晓丽, 苏静, 郑耀辉. 非理想平衡零拍探测系统对实测压缩度的影响 [J]. 光学学报, 2016, 36(10): 1027001.