

光学学报

基于原子系综四波混频过程的量子信息协议

荆杰泰^{1,2,3*}, 张凯¹, 刘胜帅¹

¹华东师范大学精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200062;

²中国科学院超强激光科学卓越创新中心, 上海 201800;

³山西大学极端光学协同创新中心, 山西 太原 030006

摘要 与经典体系相比,量子信息协议在大幅提高信息处理的安全性、保真度和容量方面具有巨大的优势。各种具有不同功能的量子信息协议已经被提出并实现。介绍了利用铷原子四波混频过程构建一套能兼容多种不同量子信息协议的多功能平台。基于这个平台可以实现并行 9 通道全光量子隐形传态,部分无实体量子态传输和最优 $N \rightarrow M$ 相干态量子克隆协议。更重要的是,部分无实体量子态传输协议可以同时连接全光量子隐形传态协议和最优 $1 \rightarrow M$ 相干态量子克隆协议。这些量子信息协议在全光量子通信中具有潜在的应用。

关键词 量子光学; 四波混频; 全光量子隐形传态; 部分无实体量子态传输; 量子克隆

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202242.0327003

Quantum Information Protocols Based on Four-Wave Mixing Process in Atomic Ensemble

Jing Jietai^{1,2,3*}, Zhang Kai¹, Liu Shengshuai¹

¹ State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200062, China;

² Center for Excellence in Ultra-Intense Laser Science, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

³ Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China

Abstract Compared with the classical system, quantum information protocol has great advantages in substantially improving the security, fidelity and capacity of information processing. Various quantum information protocols with diverse functionalities have been proposed and implemented. A multifunctional platform compatible with multiple different quantum information protocols based on rubidium atomic four-wave mixing process is introduced. Based on this multifunctional platform, the parallel 9-channel all-optical quantum teleportation, the partially disembodied quantum state transfer and optimal $N \rightarrow M$ coherent state quantum cloning can be implemented. More importantly, the partially disembodied quantum state transfer protocol can link the all-optical quantum teleportation protocol and the optimal $1 \rightarrow M$ coherent state quantum cloning protocol. These quantum information protocols have potential applications in all-optical quantum communication.

Key words quantum optics; four-wave mixing; all-optical quantum teleportation; partially disembodied quantum state transfer; quantum clone

收稿日期: 2021-08-30; 修回日期: 2021-10-28; 录用日期: 2021-11-04

基金项目: 上海市教育委员会科研创新计划(2021-01-07-00-08-E00100)、国家自然科学基金(11874155, 91436211, 11374104)、上海市科学技术委员会科技创新行动计划基础研究领域项目(20JC1416100)、上海市自然科学基金(17ZR1442900)、上海市科技创新行动计划(17JC1400401)、中国博士后科学基金(2020M681224)、上海市青年科技英才扬帆计划(21YF1410800)、国家重点基础研究发展计划(2016YFA0302103)、上海市市级科技重大专项(2019SHZDZX01)、111 计划(B12024)

通信作者: *jtjing@phy.ecnu.edu.cn

1 引言

量子信息协议旨在利用量子物理学的基本原理发展出超越经典信息系统的高安全性、高保真度和高容量的信息生成、传输和处理方法^[1-3]。目前,随着人们对量子信息科学的广泛深入研究,已提出了多种具有不同功能且在经典信息系统中无法实现的量子信息协议,例如量子隐形传态^[4-12]、量子密集编码^[13-14]、量子秘密共享^[15]和量子克隆^[16-18]等。

量子隐形传态协议使得一个未知的量子态能够在量子纠缠和经典通信的帮助下,从一个位置到另一个位置完成无实体的态传输。Bennett 等^[4]提出的量子隐形传态概念在学术界引起了极大的关注,并且在理论和实验上取得了显著进步。以量子隐形传态为基础,多种量子信息协议被提出,例如纠缠交换^[19]、量子中继器^[20]和量子计算^[21]。近些年来,为了实现量子隐形传态实用化^[22-24],人们在增加量子隐形传态距离方面做出了突破性的工作^[25-27],并且已实现从单一自由度到多自由度的扩展^[28]。然而,对量子通信协议的实用化来说,除了远距离传输外,另一个信息传输能力的重要衡量指标——通道容量也十分重要。在光通信中,将多个信道集成到一个信道中的技术——多路复用,可以大大提高光通信系统的信息传输能力。通过使用不同的光自由度,例如波长^[29-32]、偏振光^[33-34]、空间^[35-36]和时间^[37-38],人们在经典系统和量子系统中均已通过实验实现了复用技术。众所周知,光的轨道角动量原则上可以支持无限数量的光学模式。基于这一优点,光的轨道角动量^[39]作为实现多路复用的重要自由度已引起了广泛关注。最近,轨道角动量复用已在自由空间^[40-43]、光纤^[44]和芯片^[45]中实现。由于全光量子隐形传态协议^[10]在实现过程中不需要在经典通道中引入平衡零拍探测和光电调制,即其经典信道是全光的,故传输态的带宽不受光电转换的限制。这些优势促使光通信中的轨道角动量复用技术^[40-43]可直接应用于全光量子隐形传态中。

量子力学的基本原理限制了一个未知量子态的完美克隆^[46-47]。但是,这并未禁止未知量子态的不完美克隆,即近似克隆,进而量子克隆机的构建成为可能。自量子克隆机的概念被提出以来^[48],为了寻找最优的量子克隆机^[49],人们已经对其进行了广泛而深入的研究。通常,量子克隆有两种实现方案,即离散变量方案和连续变量方案。在离散变量体系中,量子克隆的保真度与克隆光子和输入光子处于

同一状态的概率有关。离散变量描述的量子态由具有离散能谱的物理量组成,例如偏振和轨道角动量。目前,最优的离散变量量子克隆机已经被实现,其克隆的是以光子的偏振^[50-53]或轨道角动量^[54-55]编码的量子态。不同的是,连续变量描述的量子态是由连续能谱的物理量组成的,例如光场的正交振幅和正交相位分量^[56]。在连续变量量子克隆中,量子态的量子信息被编码在光场的正交振幅和正交相位中。虽然连续变量的克隆操作是确定性的,但是克隆操作会将额外的噪声引入输入态中。这些添加到克隆操作中的额外噪声会导致连续变量方案完美克隆无法实现,此时满足不可克隆定理。表征克隆态和输入态间相似性的保真度在克隆操作中与单位增益下引入的噪声有关。在连续变量系统中,人们从理论^[57]和实验^[58-60]上研究了 $1 \rightarrow M$ 相干态量子克隆,该克隆以 1 个原始副本产生 M 个克隆副本。连续变量量子克隆中更普遍的是从 N 个原始副本产生 M 个克隆副本,从而实现所谓的 $N \rightarrow M$ 相干态量子克隆^[16-18]。然而,到目前为止,连续变量系统中所有量子克隆实验的实现都依赖于平衡零拍探测和光电转换^[58-61],进而量子态克隆被限制在单一的边带上并难以实现复杂的多到多克隆操作。在最初提出的连续变量系统的最优 $N \rightarrow M$ 量子克隆^[17-18]理论中,量子克隆机由光学参量放大器和一组分束器构成,这样的结构避免了当前连续变量量子克隆中的光电转换过程,从而可以灵活地实现 $N \rightarrow M$ 相干态量子克隆。然而,为了实现初始方案,需要一个难以实现的量子极限放大器^[58]。因此,这种最初在连续变量体系中提出的最优 $N \rightarrow M$ 量子克隆机^[17-18]尚未得到实验验证。

基于铷原子系综的四波混频过程在实际应用中具有优势,故其已经被证明是量子信息方面重要的资源^[62-69]。一方面,它是三阶非线性过程,可以在不借助光学腔的作用下实现很高的放大增益,并保证了生成光束的空间多模特性。另一方面,四波混频过程产生的关联光束的频率远离原子的共振频率,这大幅降低了整个非线性过程对关联光束的吸收损耗,所以基于铷原子系综的四波混频过程实现的参量放大器具有低噪声的特点^[70]。上述两个特点使得基于铷原子系综的四波混频过程在量子信息科学中可以发挥独特的优势。本文详细介绍了基于铷原子系综的四波混频过程的优势和实现多种连续变量量子信息协议的过程。第二节简要介绍了铷原子系综四波混频过程的基本原理;第三节介绍了轨道角

动量复用的全光量子隐形传态协议;第四节介绍了全光多功能量子态传输机,其可以通过全光部分无实体量子态传输协议连接另外两种不同的全光量子信息协议,即全光量子隐形传态和全光最优 $1 \rightarrow M$ 相干态量子克隆;第五节介绍了全光最优 $N \rightarrow M$ 相干态量子克隆协议;第六节为总结和展望。

2 四波混频原理

四波混频是光与物质间的三阶非线性相互作用,通过这种相互作用,可以实现四个电磁场间能量和动量的转换。由于 ^{85}Rb 原子具有简单的能级结构以及压缩光场的近共振特性,故被选为实验上产生四波混频的原子。四波混频过程是湮灭一个泵浦光光子,产生一个探针光光子,并同时湮灭另一个泵浦光光子,产生一个共轭光光子的循环过程,其可以用一个双 Δ 能级结构直观地表示,示意图如图 1 所示。其中, Δ 为单光子失谐; δ 为双光子失谐; probe、conjugate 分别代表产生的探针光光子和共轭光光子; F 代表原子的精细结构能级。在具体的实验过程中,一束功率较强的泵浦光和一束弱的探针光在原子池中心交叉,当满足一定的相位匹配条件(夹角约为 7 mrad)时,探针光会被放大,同时会产生一束相互关联的共轭光场。此时,探针光和共轭光间存在强度差压缩关系^[65]并具有纠缠特性^[63]。

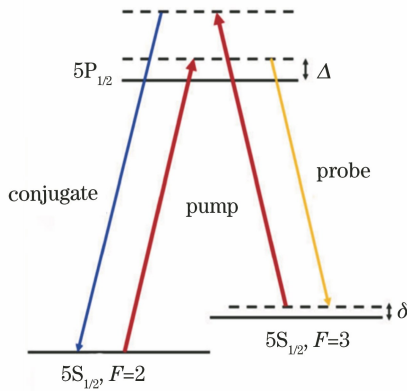


图 1 ^{85}Rb D1 线四波混频过程的能级图

Fig. 1 Energy level diagram of D1 line of ^{85}Rb for four-wave mixing process

3 全光量子隐形传态

3.1 轨道角动量全光量子隐形传态理论模型

图 2 为并行全光量子隐形传态示意图。轨道角动量复用爱因斯坦-波多尔斯基-罗森(EPR)纠缠态是从铷原子系综四波混频过程产生的。在此过程中,泵浦光功率非常强,可以视为经典场。因此,泵

浦噪声不会为系统增加额外的量子噪声。轨道角动量复用四波混频过程的哈密顿量可以描述为

$$\hat{H} = i\hbar \sum_l \gamma_l \hat{b}_{1,l}^\dagger \hat{b}_{2,-l}^\dagger + \text{H. c.}, \quad (1)$$

式中: $\hat{b}_{1,l}^\dagger$ 和 $\hat{b}_{2,-l}^\dagger$ 是相应轨道角动量模式 l 的产生算符; l 和 $-l$ 是产生算符相应的拓扑荷数; γ_l 是四波混频过程中每对轨道角动量模式的相互作用强度。基于(1)式可以将轨道角动量复用的四波混频过程中每个输入输出关系表示为

$$\hat{b}_{1,l} = \sqrt{G_{1,l}} \hat{b}_{\text{in},l} + \sqrt{G_{1,l} - 1} \hat{b}_{\text{in},-l}^\dagger, \quad (2)$$

$$\hat{b}_{2,-l}^\dagger = \sqrt{G_{1,l} - 1} \hat{b}_{\text{in},l} + \sqrt{G_{1,l}} \hat{b}_{\text{in},-l}^\dagger, \quad (3)$$

式中: $G_{1,l} = \cosh^2(\gamma_l \tau) = \cosh^2(\gamma_{-l} \tau)$ 是相应轨道角动量模式 l 的强度增益,其中 τ 是相互作用时间; $\hat{b}_{\text{in},l}$ 和 $\hat{b}_{\text{in},-l}^\dagger$ 是真空输入。对于每个轨道角动量复用模式,将 $\hat{b}_{2,-l}$ 分发给 Alice(发送方),并将 $\hat{b}_{1,l}$ 分发给 Bob(接收方),其中 $\hat{b}_{2,-l}$ 和 $\hat{b}_{1,l}$ 分别代表经过四波混频过程产生的纠缠光束 EPR_2 和 EPR_1 相应轨道角动量模式的湮灭算符。Alice 在 $\hat{b}_{2,-l}$ 的帮助下,利用基于轨道角动量模式匹配的参量放大器放大携带轨道角动量模式 l 的输入态 $\hat{a}_{\text{in},l}$ 。相应的轨道角动量模式的相干态 $\hat{a}_{\text{in},l}$ 的强度增益为 $G_{2,l}$ 。当泵浦光束是高斯光束时,由于轨道角动量守恒,故该参量放大器可以对输入轨道角动量模式为 l 和 $-l$ 的输入态进行参量放大。放大后的态 $\hat{a}_{c,l}$ 可以表示为

$$\hat{a}_{c,l} = \sqrt{G_{2,l}} \hat{a}_{\text{in},l} + \sqrt{G_{2,l} - 1} \hat{b}_{2,-l}^\dagger. \quad (4)$$

然后, Alice 通过全光经典通道向 Bob 发送 $\hat{a}_{c,l}$ 。为了获取输入态, Bob 通过分束器将 $\hat{a}_{c,l}$ 和它所拥有的另一束 EPR 光束 $\hat{b}_{1,l}$ 耦合,分束器的分束比为 $\epsilon = 1/G_{2,l}$ 。Bob 处获得的输出态 $\hat{a}_{\text{out},l}$ 为

$$\hat{a}_{\text{out},l} = \hat{a}_{\text{in},l} + \sqrt{\frac{G_{2,l} - 1}{G_{2,l}}} (\hat{b}_{2,-l}^\dagger - \hat{b}_{1,l}) \approx \hat{a}_{\text{in},l} + \hat{b}_{2,-l}^\dagger - \hat{b}_{1,l}, \quad (5)$$

(5)式中 $\hat{b}_{2,-l}^\dagger$ 和 $\hat{b}_{1,l}$ 是 EPR 纠缠态,在非常高的放大增益($G_{2,l} \gg 1$)和参量增益($G_{1,l} \gg 1$)下二者值趋近于 0,此时输出态 $\hat{a}_{\text{out},l}$ 中仅保留了 $\hat{a}_{\text{in},l}$,进而实现了量子隐形传态。值得注意的是,虽然放大过程会引入很大的噪声到输入态中,但是这些增加的噪声

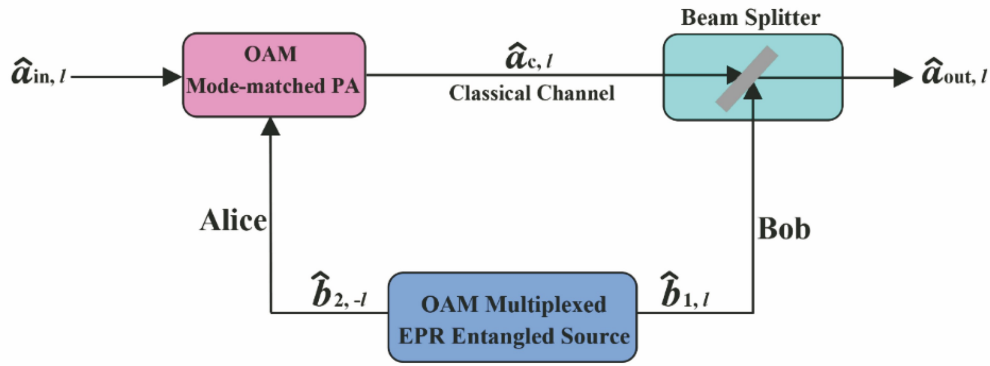


图 2 并行全光量子隐形传态示意图^[71]

Fig. 2 Schematic diagram of parallel all-optical quantum teleportation^[71]

可以通过 Bob 处的操作消除掉,这是因为放大过程中引入的噪声和 Bob 拥有的 EPR 光束间的噪声是相互关联的。利用两个纠缠光束间的量子相关性消除了噪声,进而实现了量子隐形传态。

在量子隐形传态实验中,可以通过量子隐形传态保真度 F 来量化态重构的质量,其取值范围为 $0 \sim 1$ 。若保真度 F 高于没有纠缠帮助的经典隐形传态的保真度,则表明成功实现了量子隐形传态。保真度 F 是以密度矩阵为特征的输入态和输出态间的相似性。对于携带轨道角动量的相干态,保真度可以表示为

$$F_l = \frac{2}{\sigma_Q} \exp\left(\frac{2}{\sigma_Q} |\beta_{\text{out}} - \beta_{\text{in}}|^2\right), \quad (6)$$

式中: σ_Q 是输出态在 Q 函数下的噪声并且 $\sigma_Q = \sqrt{(1 + \sigma_w^{X_l})(1 + \sigma_w^{Y_l})}$, 其中 $\sigma_w^{X_l}$ 和 $\sigma_w^{Y_l}$ 是输出态的正交振幅和正交相位分量在 Wigner 表述下的噪声, X_l 和 Y_l 是相应轨道角动量模式下的正交振幅和正

交相位分量; β_{out} 和 β_{in} 是在 Alice 处输入态和 Bob 处输出态的复振幅。 $\sigma_w^{X_l}$ 和 $\sigma_w^{Y_l}$ 的表达式为

$$\sigma_w^{X_l} = \sigma_w^{Y_l} = 1 + \frac{2(G_{2,l} - 1)}{G_{2,l}} (\sqrt{G_{1,l}} - \sqrt{G_{1,l} - 1})^2, \quad (7)$$

此时携带轨道角动量的相干态的量子隐形传态保真度的表达式为

$$F_l = \frac{1}{1 + \frac{G_{2,l} - 1}{G_{2,l}} (\sqrt{G_{1,l}} - \sqrt{G_{1,l} - 1})^2} \approx \frac{1}{1 + (\sqrt{G_{1,l}} - \sqrt{G_{1,l} - 1})^2}. \quad (8)$$

3.2 实验实现轨道角动量全光量子隐形传态

通过轨道角动量复用的纠缠态进行并行全光量子隐形传态的详细实验装置如图 3 所示,其中 Alice、Bob 和 Victor 分别代表全光量子隐形传态的发送方、接收方和验证方,且 Alice 和 Bob 通过一

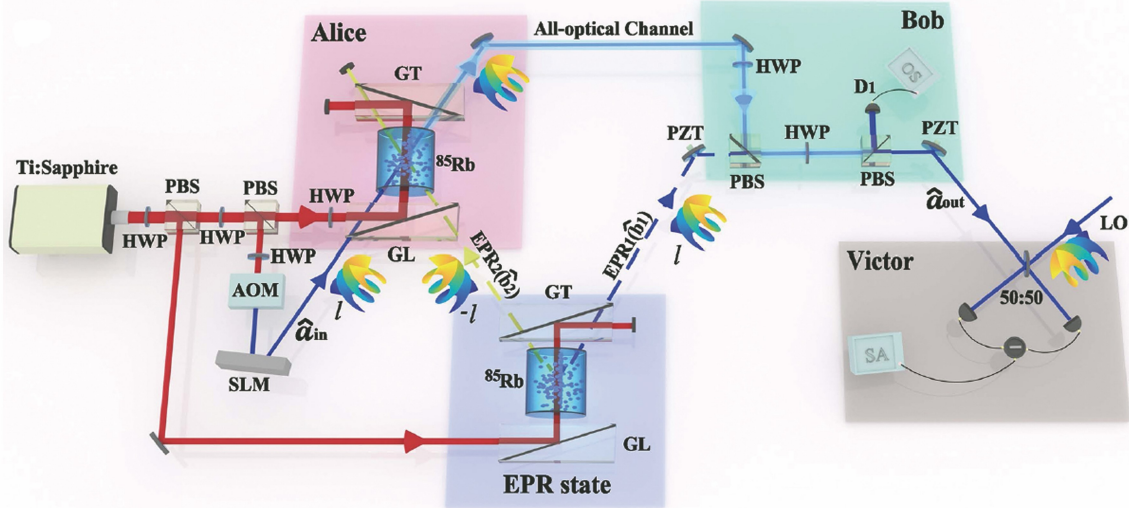


图 3 并行全光量子隐形传态的详细实验装置^[71]

Fig. 3 Detailed experimental setup for parallel all-optical quantum teleportation^[71]

个全光通道相连。偏振分束器(PBS)用于将激光分为两部分。一束垂直偏振的光用作 ^{85}Rb 蒸气池中四波混频过程的泵浦光束,以实现轨道角动量复用的并行纠缠态的生成。在这种双 Λ 结构的四波混频过程中,两个泵浦光子中一个光子转换为 EPR_1 (从泵浦光束中蓝失谐),另一个光子转换为 EPR_2 (从泵浦光束中红失谐)。在格兰激光偏振器(GL)的反射下,该泵浦光束会入射到 ^{85}Rb 蒸气池中。来自第一个 PBS 的水平偏振光也会被另一个 PBS 分成两束光。一束低功率的光可通过声光调制器(AOM)和空间光调制器(SLM)生成携带轨道角动量模式的输入相干态 \hat{a}_{in} 。另一束高功率的光可作为基于轨道角动量模式匹配的参量放大器的泵浦光束。Alice 在 EPR_2 的帮助下,通过基于轨道角动量模式匹配的参量放大器放大了携带轨道角动量模式的输入态。将 \hat{a}_{in} 的强度增益设置为 $G_{2,l} = 10 \gg 1$,以确保放大后的 \hat{a}_{in} 可以视为经典场。Alice 通过全光经典通道将放大的信号发送给 Bob。为了重构输入态,接收方 Bob 通过一个可调透过率的分束器将放大后的 \hat{a}_{in} 和 EPR_1 耦合。 EPR_1 的路径中放置了一个压电陶瓷(PZT),用来改变 EPR_1 和 EPR_2 之间的相对相位。该分束器的分束比是 $\epsilon = 1/G_{2,l}$,可在通过光电探测器后连接到示波器进行精确设置。然后,Victor 利用平衡零拍探测器测量输出模式 \hat{a}_{out} 的正交振幅(相位)噪声,并计算其传输保真度 F 。在输出态 \hat{a}_{out} 的路径中也放置了一个 PZT,用来改变信号光和本地光间的相对相位。

图 4(a)、(b)展示了 Victor 处的平衡零拍探测器在频率为 2 MHz 边带上测得的 $l=1$ 的轨道角动量模式输出态的正交振幅(通过微控制单元将本地光束和 \hat{a}_{out} 之间的相对相位锁定为 $0^{[66]}$)和正交相位(通过比例积分微分电路将本地光束和 \hat{a}_{out} 之间的相对相位锁定为 $\pi/2^{[72]}$)的噪声。 EPR 纠缠态的正交振幅差 $\hat{X}_{b_1} - \hat{X}_{b_2}$ 的噪声为 2.51 ± 0.16 dB,如图 4(c)所示。 EPR 纠缠态的正交相位和 $\hat{Y}_{b_1} + \hat{Y}_{b_2}$ 的噪声为 2.58 ± 0.18 dB,如图 4(d)所示。从图 4(c)、(d)中可以发现,最低噪声低于相应的散粒噪声极限,表明在两种轨道角动量模式之间存在纠缠。在图 4(a)、(b)中,最下方的直线是遮挡住纠缠源和轨道角动量模式匹配的参量放大器的泵浦光束

后测得的正交振幅和正交相位的噪声,表示的是输入态的噪声基准。为了实现全光量子隐形传态,需要将纠缠分发给 Alice 和 Bob。 EPR_1 和 EPR_2 间的相对相位由 PZT 扫描。Victor 测得的输出态的正交振幅和正交相位的噪声由图 4(a)、(b)中的曲线表示,其中曲线最小值分别表示 EPR_1 和 EPR_2 之间的相对相位对应于 $\hat{X}_{b_1} - \hat{X}_{b_2}$ 和 $\hat{Y}_{b_1} + \hat{Y}_{b_2}$ 。因此,可以将每个曲线的最小值表示为在纠缠的帮助下输出态正交振幅 \hat{X}_{out} 和正交相位 \hat{Y}_{out} 的噪声。 \hat{X}_{out} 和 \hat{Y}_{out} 的噪声几乎相等,并且比输入态相应正交分量的噪声高 3.58 ± 0.21 dB。这表明在 EPR 纠缠的帮助下,通过量子隐形传态重构出态的保真度为 0.61 ± 0.02 。为了和相应的经典全光隐形传态进行比较,对纠缠进行遮挡,测得的正交振幅和相位噪声由图 4(a)、(b)中中间位置的直线表示,它们比相应输入态的正交分量噪声高 4.66 ± 0.12 dB。计算得出的经典全光隐形传态的保真度为 0.51 ± 0.01 ,并将这个保真度作为经典极限来衡量量子隐形传态是否成功。本团队研究得到的全光量子隐形传态保真度为 0.61 ± 0.02 ,这突破了经典极限。接着,进行了输出态的模式分析如图 4(e)所示,输出态的轨道角动量模式和输入态完全一致。这些实验结果表明,本团队成功地实现了轨道角动量模式为 $l=1$ 的相干态的量子隐形传态。

为了证明轨道角动量复用全光量子隐形传态可以提高通道容量,将输入态携带的拓扑荷数从 -5 变化到 5 并对经过全光隐形传态后的输出态进行了上述一系列正交振幅和正交相位的噪声测量。在整个过程中保持放大增益为 $G_{2,l} = 10$ 不变,结果如图 5(a)所示。折线是带有纠缠的全光量子隐形传态的保真度,横坐标对应携带不同的轨道角动量模式的相干态,而直线是经典全光隐形传态的保真度。结果表明,通过全光量子隐形传态传递携带 $-4 \sim 4$ 拓扑荷数的相干态的保真度优于经典隐形传态的相应保真度。此外,可以看到,对于纠缠存在的轨道角动量模式的全光量子隐形传态来说, l 越大,保真度越低。这是因为随着拓扑荷数的增加,轨道角动量复用的纠缠源的纠缠度变差。通过压缩判据 $I_{b_1, b_2, -l} = \text{Var}(\hat{X}_{b_1} - \hat{X}_{b_2}) + \text{Var}(\hat{Y}_{b_1} + \hat{Y}_{b_2})$ 计算了轨道角动量复用的纠缠源的纠缠度 $^{[73-75]}$,其中 $\text{Var}(\cdot)$ 表示相应正交振幅差和正交相位和的噪声,测量结果如图 5(b)所示。综上所述,本团队成功构建了 9 个不同轨道角

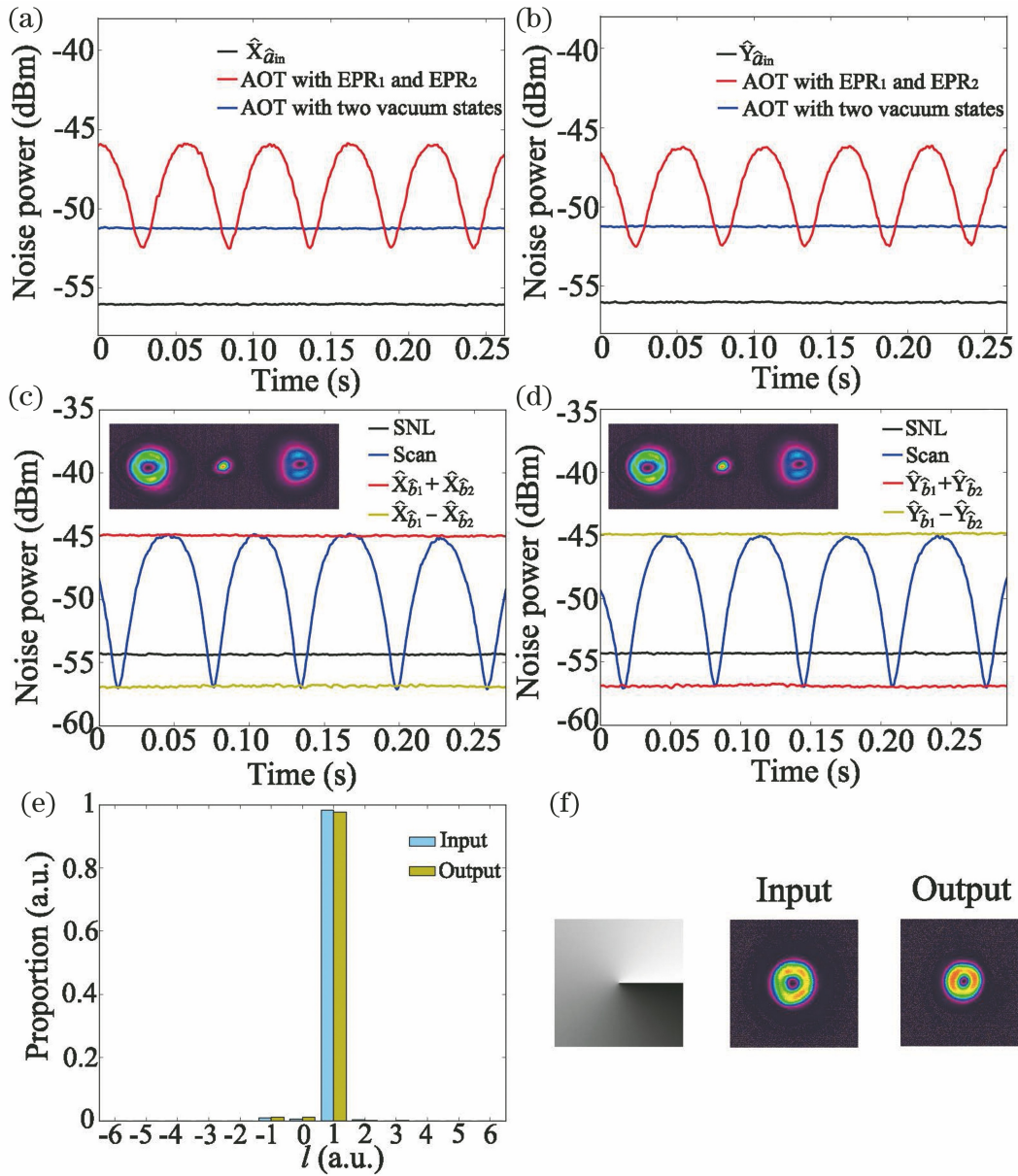


图 4 $l=1$ 时输出态的正交分量噪声^[71]。(a)输出态的正交振幅的噪声;(b)输出态的正交相位的噪声;(c)轨道角动量复用纠缠源的正交振幅测量;(d)轨道角动量复用纠缠源的正交相位测量;(e)轨道角动量模式分析的结果;(f) $l=1$ 时计算机生成的全息相图以及相应的输入和输出场图像

Fig. 4 Quadrature noise of output state when $l=1$ ^[71]. (a) Noise of amplitude quadrature of output state; (b) noise of phase quadrature of output state; (c) amplitude quadrature measurement of orbital angular momentum multiplexed entanglement source; (d) phase quadrature measurement of orbital angular momentum multiplexed entanglement source; (e) results of orbital angular momentum mode analysis; (f) computer-generated hologram and corresponding images of input and output fields when $l=1$

动量模式复用的全光子量子隐形传态并行通道。

4 全光多功能量子态传输机

在上述的实验中,本团队在一个全光平台上只实现了一种信息协议,且目前的量子信息系统只能执行单一的信息协议或处理单一的通信任务。然

而,量子信息任务不可能是一成不变的。因此,开发一个可以兼容多种量子信息协议的多功能平台对于未来量子信息的实际应用至关重要。本团队提出了一种全光的量子态传输机,它由一个基于⁸⁵Rb 原子系综四波混频过程的增益可调参量放大器,一个光学分束器和一个 EPR 纠缠源组成。本团队在实验

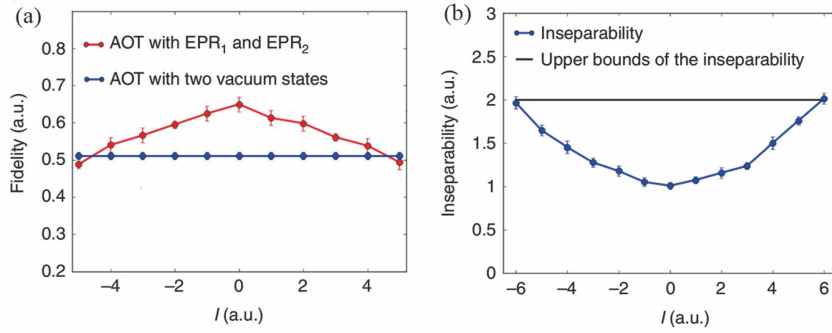


图 5 全量子隐形传态的保真度与输入模式的拓扑荷数的关系^[71]。(a)用于传送不同轨道角动量模式的全光隐形传态的保真度;(b)轨道角动量复用纠缠源的纠缠度随拓扑荷数 l 的变化

Fig. 5 Relationship between fidelity of all-optical teleportation and topological charge of input mode^[71]. (a) Fidelity of all-optical teleportation for teleporting different orbital angular momentum modes; (b) inseparability of orbital angular momentum multiplexed entanglement source varying with topological charge l

上证明了该设备可以实现全光部分无实体量子态传输协议^[76]。同时,证明了与全量子隐形传态相比,部分无实体量子态传输协议可以在相同强度的纠缠下提高态传输保真度。更重要的是,全光部分无实体量子态传输协议连接了另外两种不同的全量子信息协议,即全量子隐形传态^[10]和全光最优 $1 \rightarrow M$ 相干态量子克隆。在一个全光平台上实现了三种不同的量子信息协议,展示了全光平台的多功能性。

4.1 全光多功能量子态传输机理论模型

全量子态传输机的模型与全量子隐形传态类似,如图 2 所示。在不考虑轨道角动量的情况下,输出态和保真度的表达式可以写为

$$\hat{a}_{\text{out}} = \hat{a}_{\text{in}} + \sqrt{\frac{G_2 - 1}{G_2}} (\hat{b}_1^\dagger - \hat{b}_2), \quad (9)$$

$$F = \frac{1}{1 + \frac{G_2 - 1}{G_2} (\sqrt{G_1} - \sqrt{G_1 - 1})^2}. \quad (10)$$

在纠缠强度固定,即参量增益 G_1 固定的情况下,参量放大器放大增益 G_2 越小,输出态的保真度越高。也就是说,可以通过降低参量放大器的放大增益 G_2 来有效提高量子态传输的保真度。在这样的条件下,全量子态传输机相当于实现了最初在理论工作中提出的部分无实体量子态传输协议^[76]。

当 $G_2 \gg 1$ 时,(10)式可以简化为

$$F_{\text{AOQT}} \approx \frac{1}{1 + (\sqrt{G_1} - \sqrt{G_1 - 1})^2}, \quad (11)$$

式中: F_{AOQT} 为全量子隐形传态的保真度。在上述条件下,全量子态传输机执行的是全量子隐形传态协议。当 Alice 和 Bob 不分享 EPR 纠缠态时,(10)式可简化为

$$F_{\text{clone}} = \frac{G_2}{2G_2 - 1}, \quad (12)$$

在这种情况下,全量子态传输机实现了连续变量最优 $1 \rightarrow M$ 相干态量子克隆协议,其中克隆副本数目 M 等于参量放大器的放大增益 G_2 。因此,可以清楚地看到通过在不同条件下操作全量子态传输机,部分无实体量子态传输协议可以将全量子隐形传态协议和最优 $1 \rightarrow M$ 相干态量子克隆协议联系起来,这显示了全光平台的多功能性。需要注意的是,部分无实体量子态传输协议的态传输保真度可以在 $G_1 > 1$ 的情况下超过最优 $1 \rightarrow M$ 相干态量子克隆协议保真度。换句话说,最优 $1 \rightarrow M$ 相干态量子克隆协议的保真度是部分无实体量子态传输协议的经典极限。当 $M(G_2) \gg 1$ 时,最优 $1 \rightarrow M$ 相干态量子克隆的保真度为 0.5,对应于全量子隐形传态的经典极限。

4.2 实验实现全光多功能量子态传输机

用于实现全量子态传输机的实验装置如图 6 所示。实验装置与全量子隐形传态类似。利用全量子态传输机实现三种全光协议的典型结果如图 7 所示。首先,通过设置放大增益为 $G_2 = 2$ 来展示部分无实体量子态传输协议的实现。图 7(a)表示 Victor 将平衡零拍探测器的相位锁定在 0 的情况,对应于输出态的正交振幅 \hat{X} 的测量。图 7(b)表示 Victor 将平衡零拍探测器的相位锁定在 $\pi/2$ 的情况,对应于输出态的正交相位 \hat{Y} 的测量。输入态的噪声能量通过阻挡所有泵浦光束来测量,如图 7(a)、(b)中最下方的直线所示。如果第一个四波混频过程的泵浦关闭而第二个四波混频过程的泵浦打开,即 EPR 纠缠态被阻挡,放大依然保持,则实

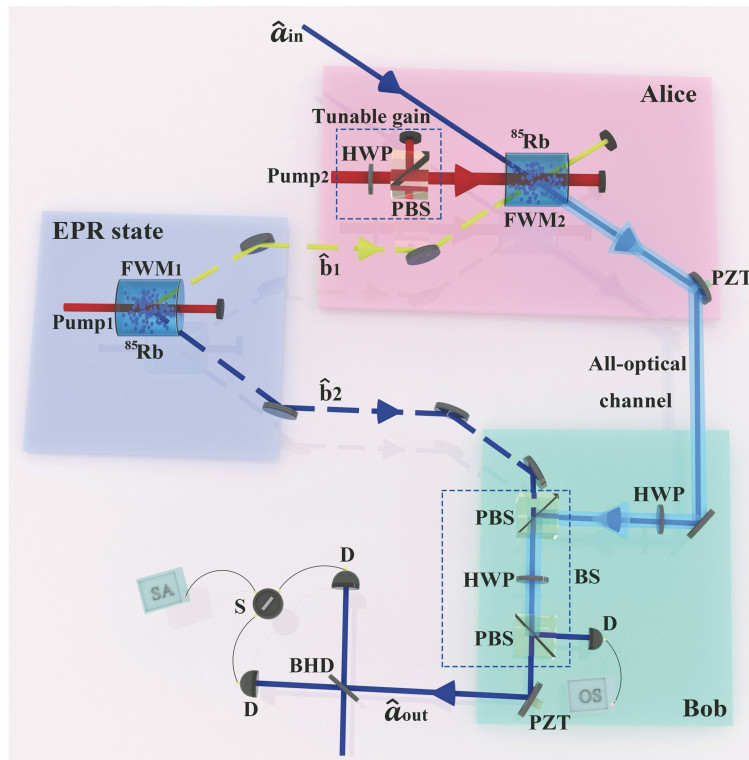


图 6 多功能全光量子态传输机的实验布置^[77]

Fig. 6 Experimental layout for multifunctional all-optical quantum state transfer machine^[77]

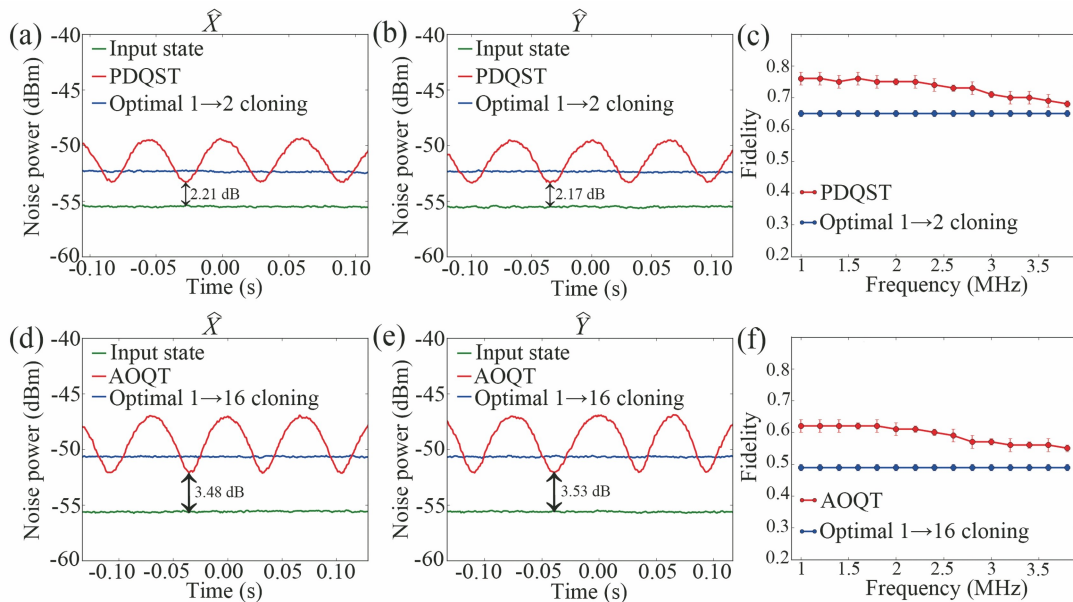


图 7 Victor 处平衡零拍探测器测量的输出态的噪声能量^[77]。放大增益为 2 时(a)正交振幅和(b)正交相位的测量；(c)放大增益为 2 时保真度随边带频率的变化；放大增益为 16 时(d)正交振幅和(e)正交相位的测量；(f)放大增益为 16 时保真度随边带频率的变化

Fig. 7 Noise power of output state measured by balanced homodyne detector at Victor^[77]. Measurement of (a) amplitude quadrature and (b) phase quadrature with amplification gain of 2; (c) fidelity varying with sideband frequency with amplification gain of 2; measurement of (d) amplitude quadrature and (e) phase quadrature with amplification gain of 16; (f) fidelity varying with sideband frequency with amplification gain of 16

现了最优 1→2 相干态量子克隆。在这种情况下，测得的输出态噪声功率比输入态相应的噪声功率高 3.17±0.10 dB，通过计算可得出保真度为 0.65±0.01。同时打开两个四波混频过程的泵浦光束并通

过 PZT 扫描 \hat{b}_1 和 \hat{b}_2 间的相对相位,此时的测量对应部分无实体量子态传输协议。图 7(a)中 Victor 测得的输出态噪声功率(曲线最低值)比相应的输入态噪声高 2.21 ± 0.18 dB。图 7(a)中 Victor 测得的输出态噪声功率(曲线最低值)比相应的输入态噪声高 2.17 ± 0.19 dB。通过计算可得出此时的保真度为 0.75 ± 0.02 ,超过了相应最优 $1 \rightarrow 2$ 相干态量子克隆的保真度,这表明部分无实体量子态传输协议被成功实现。为了比较,将放大增益设置为 $G_2 = 16 \gg 1$ 并测量相同纠缠强度下的输出态噪声能量,该情况对应于全光量子隐形传态。图 7(d)表示 Victor 将平衡零拍探测器的相位锁定在 0 的情况,对应于正交振幅的测量。图 7(e)表示 Victor 将平衡零拍探测器的相位锁定在 $\pi/2$ 的情况,对应于正交相位的测量。最下方直线表示输入态的噪声能量。中间直线表示最优 $1 \rightarrow 16$ 相干态量子克隆的输出态的噪声能量,比相应输入态的噪声能量高 4.89 ± 0.11 dB,计算得出的保真度 F 为 0.49 ± 0.01 。由于放大增益为 $16 \gg 1$,故此时保真度可以近似为全光量子隐形传态的经典极限。事实上,最优 $1 \rightarrow 16$ 相干态量子克隆的理论预测保真度为 0.516,这已经非常接近全光量子隐形传态的经典极限(0.5)。因此,将最优 $1 \rightarrow 16$ 克隆极限作为评估全光量子隐形传态实验成功与否的经典极限是合理的。图 7(d)、(e)中曲线的最小值表示全光量子隐形传态输出态的噪声能量,分别比相应输入态的噪声能量高 3.48 ± 0.20 dB 和 3.53 ± 0.19 dB。此时,计算得出的保真度为 0.62 ± 0.02 ,超过了实验测量的经典极限保真度,表明全光量子隐形传态协议被成功实施。从图 7 中可以看出,部分无实体量子态传输协议的输出态噪声能量明显低于全光量子隐形传态协议,清楚地显示了与全光量子隐形传态相比,部分无实体量子态传输协议具有增强态传输保真度的能力。实际上,在相同的纠缠强度下,输出态的保真度从 0.62 提高到了 0.75。由于所提平台是全光的,避免了传统连续变量量子信息协议中的光电和电光转换,故全光平台具有较高的信息传输带宽。为了研究全光平台的带宽特性,在相同的实验条件下,将分析频率从 1 MHz 增加到 3.8 MHz,间隔为 0.2 MHz,实验结果如图 7(c)、(f)所示。图 7(c)、(f)中上方的点线分别显示了部分无实体量子态传输协议和全光量子隐形传态协议的态传输保真度与分析频率的关系。图 7(c)、(f)中下方的点线分别显

示了最优 $1 \rightarrow 2$ 和 $1 \rightarrow 16$ 相干态量子克隆协议的保真度。可以看出,部分无实体量子态传输协议和全光量子隐形传态协议的保真度随着边带频率的增加而降低,这是因为 EPR 纠缠的强度在四波混频过程中随着边带频率的增加而减小。然而,最优 $1 \rightarrow 2$ 和 $1 \rightarrow 16$ 相干态量子克隆协议的保真度保持不变,这是因为最优 $1 \rightarrow M$ 相干态量子克隆没有涉及 EPR 纠缠。图 7(c)、(f)的结果清楚地表明只要态传输边带在纠缠的带宽内,量子态传输就可以成功。最近,利用全光相敏探测技术探测了太赫兹带宽压缩光^[78],故超大带宽全光量子态传输有望在未来实现。

5 全光最优 $N \rightarrow M$ 相干态量子克隆

连续变量量子克隆更普遍的是从 N 个原始副本产生 M 个克隆副本,进而实现所谓的 $N \rightarrow M$ 相干态量子克隆,故接下来将详细介绍用基于铷原子系综的四波混频过程实现全光最优 $N \rightarrow M$ 相干态量子克隆。

5.1 全光最优 $N \rightarrow M$ 相干态量子克隆理论模型

全光最优 $N \rightarrow M$ 量子克隆方案如图 8 所示。其中,C 代表能量集中操作;D 代表能量分配操作; $\hat{a}_{in,1}, \dots, \hat{a}_{in,N}$ 代表原始副本; \hat{a}_c 代表能量集中(信号)场; \hat{b} 代表闲置场; \hat{c} 代表泵浦场; \hat{a}_{out} 和 \hat{b}_{out} 代表四波混频过程的输出场算符; $\hat{a}_{clone,1}, \dots, \hat{a}_{clone,M}$ 代表克隆副本。上述场算符都是与相应光学场关联的湮灭算符。利用 $N-1$ 个分束器(BS)将 N 个相干态组合在一起。经过此操作, N 个相干态的能量集中到一个输入态 \hat{a}_c 上,可以表示为

$$\hat{a}_c = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n_1=1}^N \hat{a}_{in,n_1}, \quad (13)$$

式中: \hat{a}_{in,n_1} 是每个相干态对应的湮灭算符。将 \hat{a}_c 和泵浦光束 \hat{c} 注入到基于铷原子四波混频过程的参量放大器中。该联合(信号)场 \hat{a}_c 的频率相对泵浦光频率的蓝失谐为 1 GHz。四波混频过程之后的放大光场 \hat{a}_{out} 可以表示为

$$\hat{a}_{out} = \sqrt{G} \hat{a}_c + \sqrt{G-1} \hat{b}^\dagger, \quad (14)$$

式中: G 是放大器的强度增益。为了实现 $N \rightarrow M$ 量子克隆,四波混频过程的增益应等于 M/N 。因此, \hat{a}_{out} 可以表示为

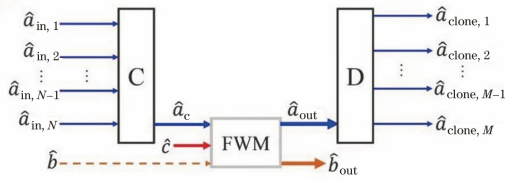


图 8 全光最优 $N \rightarrow M$ 量子克隆示意图^[79]

Fig. 8 Schematic diagram of all-optical optimal $N \rightarrow M$ quantum cloning^[79]

$$\hat{a}_{out} = \frac{\sqrt{M}}{N} \sum_{n_1=1}^N \hat{a}_{in,n_1} + \sqrt{\frac{M}{N} - 1} \hat{b}^\dagger. \quad (15)$$

\hat{a}_{out} 通过 $M-1$ 个 BS 后会被分成 M 个克隆副本。克隆副本的输出可以表示为

$$\hat{a}_{clone,l} = \frac{1}{\sqrt{M}} \hat{a}_{out} + \hat{\nu}_l, \quad (16)$$

式中： $\hat{\nu}_l$ 是通过分束器引入的真空态， $l=1, \dots, M$ 。 $\hat{\nu}_l$ 的噪声是 $(M-1)/M$ 。根据 (15)、(16) 式，克隆副本 $\hat{a}_{clone,l}$ 的最终表达式为

$$\hat{a}_{clone,l} = \frac{1}{N} \sum_{n_1=1}^N \hat{a}_{in,n_1} + \sqrt{\frac{1}{N} - \frac{1}{M}} \hat{b}^\dagger + \hat{\nu}_l. \quad (17)$$

量子克隆机的性能可以通过克隆副本与初始态的相似度即保真度来量化。全光最优 $N \rightarrow M$ 量子克隆的保真度可以表示为

$$F_{N \rightarrow M} = \frac{2}{\sqrt{[1 + (\Delta \hat{X}_{clone,l})^2][1 + (\Delta \hat{Y}_{clone,l})^2]}}, \quad (18)$$

式中： $\hat{X}_{clone,l} = \hat{a}_{clone,l} + \hat{a}_{clone,l}^\dagger$ 和 $\hat{Y}_{clone,l} = i(\hat{a}_{clone,l} - \hat{a}_{clone,l}^\dagger)$ 是克隆副本的正交振幅和正交相位。 $(\Delta \hat{X}_{clone,l})^2$ 和 $(\Delta \hat{Y}_{clone,l})^2$ 表示对应的噪声，其表达式为

$$(\Delta \hat{X}_{clone,l})^2 = (\Delta \hat{Y}_{clone,l})^2 = 1 + \frac{2}{N} - \frac{2}{M}. \quad (19)$$

根据 (18)、(19) 式可以计算出 $N \rightarrow M$ 克隆的保真度

$$F_{N \rightarrow M} = \frac{MN}{MN + M - N}. \quad (20)$$

从 (20) 式可以看出，对于给定的原始副本数 N ， $N \rightarrow M$ 量子克隆的保真度随着克隆数 M 的减少而增大。此外，可以发现，对于给定克隆数 M ，保真度随着原始副本数 N 的增加而增大。这意味着增加原始副本数量 N 或降低克隆数量 M 可以增强量子克隆的保真度，清楚地表明了 $N \rightarrow M$ 量子克隆在

增强克隆保真度方面的优势。

5.2 实验实现全光最优 $N \rightarrow M$ 相干态量子克隆

全光最优 $N \rightarrow M$ 相干态量子克隆的详细实验方案如图 9 所示。使用振幅调制器 (AM) 和相位调制器 (PM) 在 2 MHz 射频处对该信号光束的正交振幅 \hat{X} 和正交相位 \hat{Y} 进行调制。在调制后，该光束被送到态制备和能量集中模块。图 9(b)~(d) 分别表示 $4 \rightarrow M$ ， $2 \rightarrow M$ 和 $1 \rightarrow M$ 的态制备和能量集中操作。以图 9(b) 为例，对应的是 $4 \rightarrow M$ 的操作。一束光首先被 3 个 50:50 分束器分成 4 个相同的相干态副本，这 4 个制备好的相干态对应的是初始理论方案中的输入态^[18]。每个相干态副本的强度约为 $1 \mu\text{W}$ ，由图 10(a) 中最下方的直线表示。然后，使用 3 个 50:50 的 BS (BS1, BS2, BS3) 来实现能量集中操作。态制备和能量集中操作对于实现 $4 \rightarrow M$ 量子克隆是必不可少的^[18]。首先，用 BS1 联合 2 个相干态副本。将 PZT 放置在 1 个相干态副本的路径中，以改变 2 个相干态副本之间的相对相位。它们的干涉条纹由图 10(a) 中最下方的曲线表示，其干涉对比度为 97%。在用微控制单元锁定相对相位到干涉极大值后，BS1 具有 1 个明亮输出和 1 个真空输出，并且这 2 个相干态副本的能量会集中到一束光中，如图 10(a) 中中间位置的直线所示。同样，其他 2 个相干态副本的能量也被 BS2 集中到一束光中。然后，利用 BS3 联合 BS1 和 BS2 的 2 个明亮输出光束，它们的干涉条纹由图 10(a) 中上方的曲线表示，其干涉对比度为 97%。利用相同的相对相位锁定可以完成 4 个相干态副本的能量集中，如图 10(a) 中最上方的直线所示，能量集中光束的强度几乎是每个相干态副本的 4 倍。同时，通过平衡零拍探测器验证了 2 MHz 射频下 4 个相干态副本的态制备和能量集中。直流分量通过微控制单元来锁定平衡零拍探测器的相位为 0 或 $\pi/2$ ，对应正交振幅或正交相位的测量。首先，插入 5 个折叠镜来测量 4 个相干态副本在 2 MHz 射频处的噪声，如图 9(b) 所示。4 个相干态副本的正交振幅和正交相位的测量结果如图 10(b) 和图 10(c) 所示。可以看到，4 个相干态副本的正交振幅 ($\hat{X}_{in,1}, \hat{X}_{in,2}, \hat{X}_{in,3}, \hat{X}_{in,4}$) 的调制信号几乎相同，并且 4 个相干态副本的正交相位 ($\hat{Y}_{in,1}, \hat{Y}_{in,2}, \hat{Y}_{in,3}, \hat{Y}_{in,4}$) 的调制信号也几乎相同，表明在 2 MHz 射频下态制备已完成。然后，插入另一个折叠镜 (FM6) 来测量频率为 2 MHz

时能量集中光束 \hat{a}_c 的正交振幅和正交相位,将能量集中的光束注入到与上述相同的平衡零拍探测装置中,如图 10(b)、(c)所示。图 10(b)中最上方曲线所示的信号的正交振幅 \hat{X}_c 和图 10(c)中最上方曲线所示的正交相位 \hat{Y}_c 在频率为 2 MHz 处达到峰值。能量集中的光束的噪声大约比 4 个相干态副本光束的噪声高 6 dB。对数尺度高 6 dB 对应线性尺度高 4 倍,表明在 2 MHz 射频处的能量集中已完成。这些结果证明,在所提全光量子克隆机中通过直流分量检测的态制备和能量集中与通过射频模式的态制备和能量集中相同。由格兰激光偏振器(GL)组合后,能

量集中光束 \hat{a}_c 和泵浦光束在 ^{85}Rb 蒸气池的中心交叉实现了基于四波混频过程的参量放大,如图 9(a)所示。将能量集中光束作为四波混频过程的信号光束,对其进行放大后,可获得放大的信号光束 \hat{a}_{out} 。接着,将其发送到能量分配模块中以完成量子克隆,如图 9(a)所示。放大后的信号光束 \hat{a}_{out} 被一个分束器网络均分,该分束器网络由 M 个半波片和 M 个 PBS 组成。最后,克隆保真度由平衡零拍探测在检验模块中进行测量。相似地,利用不同的态制备和能量集中模块,可以实现 $2 \rightarrow M$ 和 $1 \rightarrow M$ 的全光最优相干态量子克隆,如图 9(c)和图 9(d)所示。

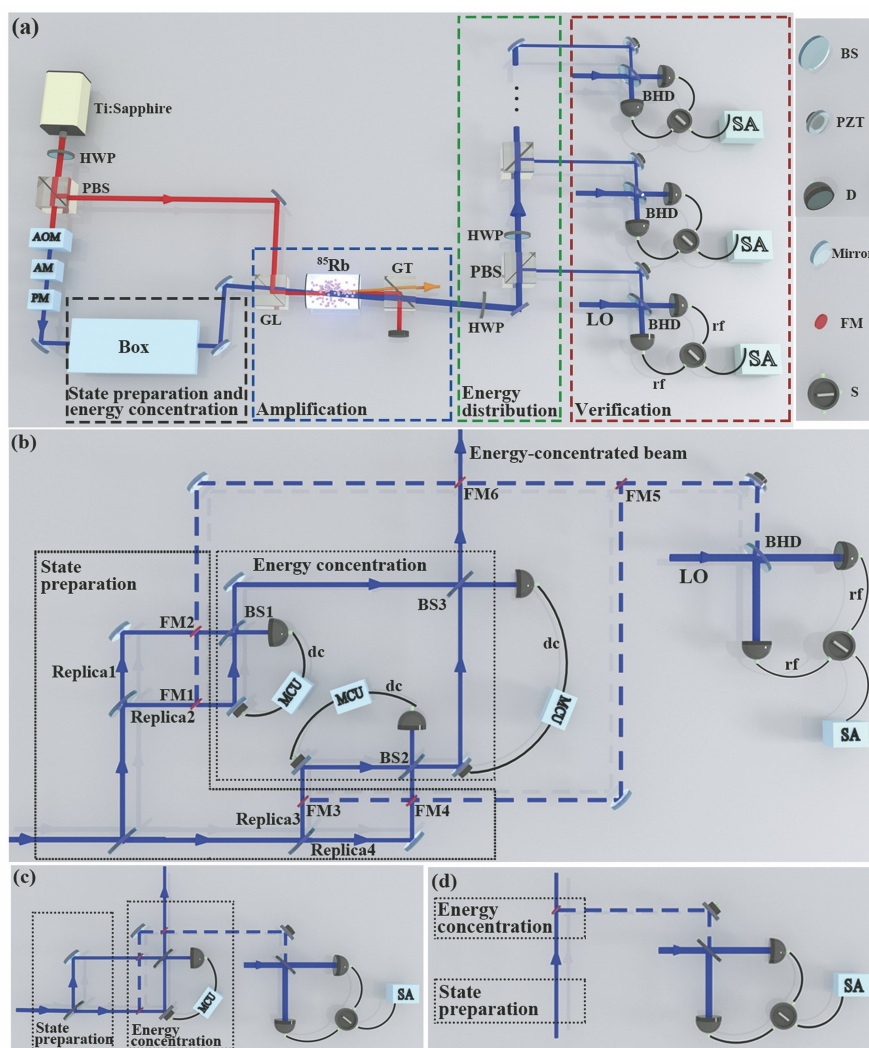


图 9 $N \rightarrow M$ 量子克隆的详尽实验布置^[79]。(a)详细实验方案;
(b) $4 \rightarrow M$ 、(c) $2 \rightarrow M$ 和 (d) $1 \rightarrow M$ 量子克隆的态制备和能量集中

Fig. 9 Detailed experimental layout for $N \rightarrow M$ quantum cloning^[79]. (a) Detailed experimental scheme;
state preparation and energy concentration for (b) $4 \rightarrow M$, (c) $2 \rightarrow M$, and (d) $1 \rightarrow M$ quantum cloning

图 11 展示了 $4 \rightarrow 16$ 相干态量子克隆的典型实验结果。图 11(a)、(b)中下方曲线是在 2 MHz 频

率下带有调制信号的一个相干态副本的正交振幅和正交相位的噪声能量。图 11(a)、(b)中上方曲线是

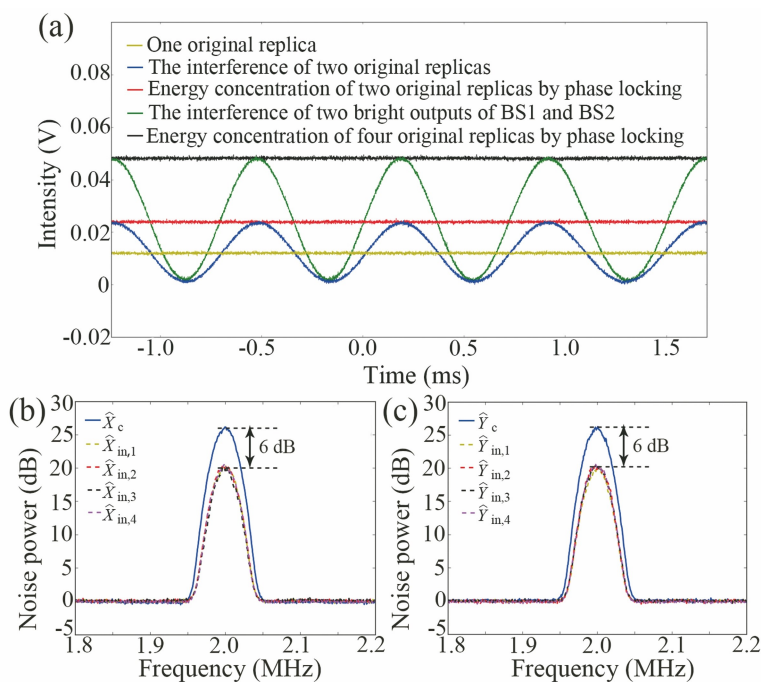


图 10 量子克隆的态制备和能量集中的典型结果^[79]。(a) 直流分量；
(b) $4 \rightarrow M$ 量子克隆的正交振幅；(c) $4 \rightarrow M$ 量子克隆的正交相位

Fig. 10 Typical results of state preparation and energy concentration for quantum cloning^[79]. (a) direct current component; (b) amplitude quadrature of $4 \rightarrow M$ quantum cloning; (c) phase quadrature of $4 \rightarrow M$ quantum cloning

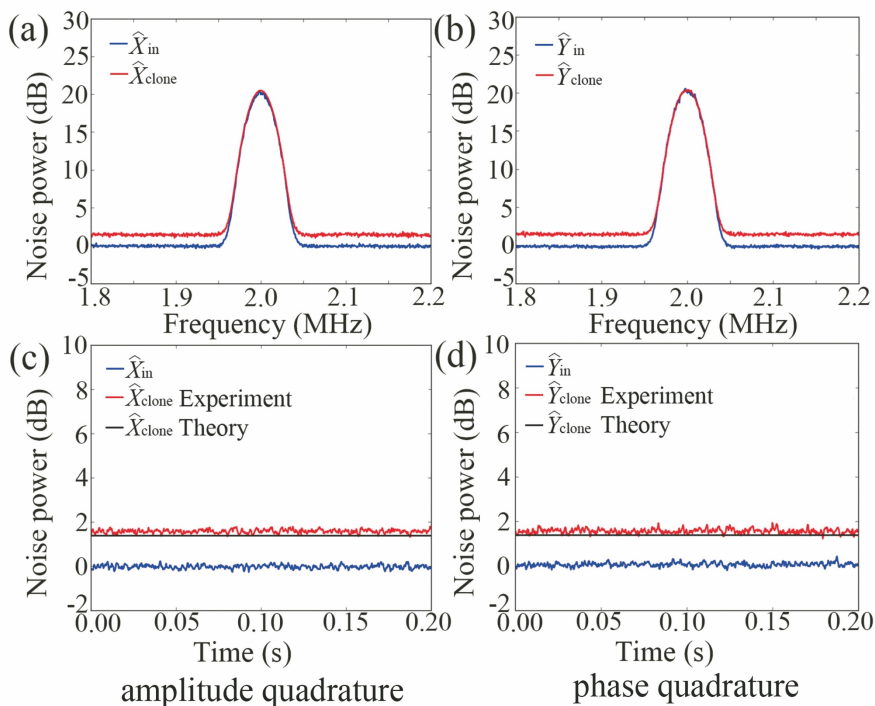


图 11 对于有和没有调制信号的 $4 \rightarrow 16$ 量子克隆典型结果^[79]。(a)(b)有调制信号；(c)(d)没有调制信号

Fig. 11 Typical results for $4 \rightarrow 16$ quantum cloning with and without modulation signal^[79].
(a)(b) With modulation signal; (c)(d) without modulation signal

在 2 MHz 频率下带有调制信号的一个克隆副本的正交振幅和正交相位的噪声能量。可以发现,相干

态副本的调制信号和克隆后副本的调制信号的峰值是重叠的,这表明克隆增益接近单位增益。从图 11

(a)、(b)中还可以看出,克隆副本的噪声水平高于相干态副本的噪声水平,说明克隆操作增加了额外的噪声。为了量化全光最优 $4 \rightarrow 16$ 相干态量子克隆的保真度,关闭了相干态副本的调制信号,并测量了在克隆操作过程中引入的频率为 2 MHz 的额外噪声。图 11(c)、(d)中最下方的直线表示一个初始副本的正交振幅和正交相位的噪声水平。图 11(c)、(d)中最上方的直线表示一个克隆副本的正交振幅和正交相位的噪声水平。克隆操作引入的额外噪声在正交振幅分量上是 1.60 ± 0.08 dB,在正交相位分量上是 1.50 ± 0.10 dB,通过计算可以得出克隆保真度为 $82.3\% \pm 1.0\%$ 。中间的直线是 $4 \rightarrow 16$ 克隆情况下相应的理论预测的最佳克隆极限,其保真度约为 84.2%。

$1 \rightarrow M$, $2 \rightarrow M$ 和 $4 \rightarrow M$ 的保真度如图 12 所示。首先,改变 M 从 2 到 4 进行 $1 \rightarrow M$ 量子克隆,其可以通过改变四波混频过程的增益和相应的分束比来

实现,相应的实验测量结果和理论预测非常接近,如图 12(a)所示。 $1 \rightarrow M$ 量子克隆的最佳保真度约为 $64.2\% \pm 1.1\%$,这是在 $M=2$ 时达到的,略低于 $2/3$ 的理论值。其次,改变 M 从 3 到 8 以实现 $2 \rightarrow M$ 量子克隆,相应的实验测量结果和理论预测如图 12(b)所示。可以看到, $2 \rightarrow M$ 量子克隆的实验测量结果和理论预测的保真度都随着克隆数 M 的增加而降低。 $2 \rightarrow M$ 量子克隆的最佳克隆保真度在 $2 \rightarrow 3$ 的情况下达到最大,其值为 $83.3\% \pm 1.2\%$ 。接着,改变 M 从 5 到 16 以实现 $4 \rightarrow M$ 量子克隆,如图 12(c)所示。获得的 $4 \rightarrow M$ 量子克隆保真度均高于 82%,在 $4 \rightarrow 5$ 量子克隆的情况下达到了最佳保真度 $93.3\% \pm 1.0\%$ 。图 12 的结果清楚地表明,随着相干态副本数 N 的增加, $N \rightarrow M$ 量子克隆的保真度在增加。克隆副本 M 的减少会导致量子克隆保真度的增加。出现上述现象的原因是克隆所引入的噪声随着 N 的增加和 M 的减少而减小。

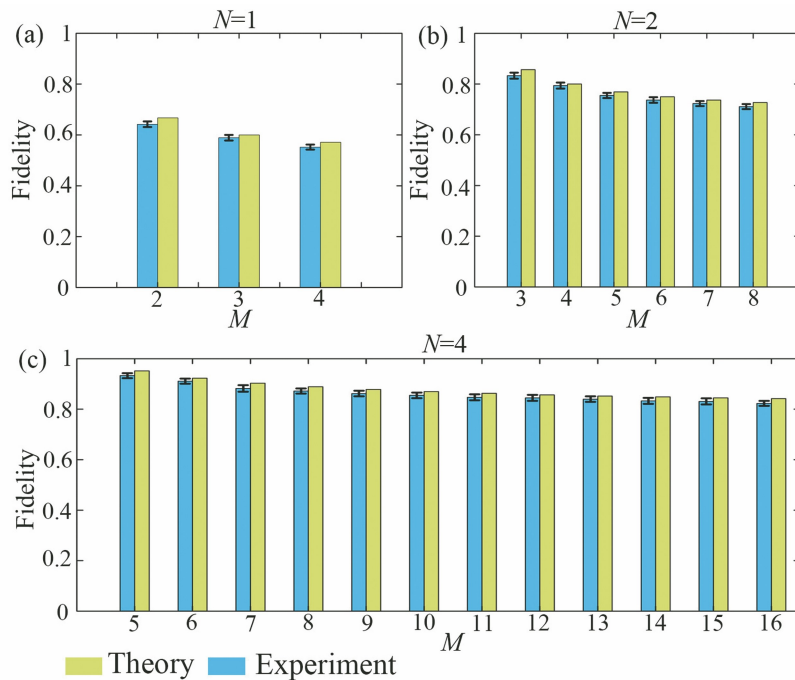


图 12 $N \rightarrow M$ 量子克隆的保真度^[79]。(a) $1 \rightarrow M$ 量子克隆的保真度, $M=2, 3, 4$; (b) $2 \rightarrow M$ 量子克隆的保真度, $M=3, \dots, 8$; (c) $4 \rightarrow M$ 量子克隆的保真度, $M=5, \dots, 16$

Fig. 12 Fidelities of $N \rightarrow M$ quantum cloning^[79]. (a) Fidelities of $1 \rightarrow M$ quantum cloning with $M=2, 3, 4$; (b) fidelities of $2 \rightarrow M$ quantum cloning with $M=3, \dots, 8$; (c) fidelities of $4 \rightarrow M$ quantum cloning with $M=5, \dots, 16$

6 结 论

全面介绍了利用基于铷原子系综四波混频过程的低噪声光学参量放大器实现多种功能的量子信息协议的系列工作,包括全光量子隐形传态,部分无实体量子态传输协议和量子克隆。首先,利用轨道角

动量复用的连续变量纠缠态实现了并行 9 通道的确定性多模量子隐形传态,证明了全光量子隐形传态结构可以实现高容量量子隐形传态。这使得将现代光通信的多路复用技术植入到量子隐形传态的经典通道中成为可能,为确定性实施并行量子通信协议开辟了道路。然后,展示了全光量子态传输机,其可

以通过部分无实体量子态传输协议连接全光子隐形传态协议和全光 $1 \rightarrow N$ 相干态量子克隆协议,展示了所提全光平台的多功能性,为全光子态传输机实现多能量子信息系统提供了一个范例。最后,演示了连续变量最优 $N \rightarrow M$ 相干态量子克隆,证明了随着初始相干态数量的增多可以提升克隆的保真度,连续变量最优 $N \rightarrow M$ 相干态量子克隆在实现全光高保真量子态分布和量子通信安全性检测方面存在潜在的应用。这些量子信息协议的实现为连续变量全光量子通信的发展奠定了基础。

参 考 文 献

- [1] Braunstein S L, van Loock P. Quantum information with continuous variables [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2005, 77(2): 513.
- [2] Kimble H J. The quantum Internet [J]. *Nature*, 2008, 453(7198): 1023-1030.
- [3] Pan J W, Chen Z B, Lu C Y, et al. Multiphoton entanglement and interferometry [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2012, 84(2): 777.
- [4] Bennett C H, Brassard G, Crépeau C, et al. Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels [J]. *Physical Review Letters*, 1993, 70(13): 1895-1899.
- [5] Ursin R, Jennewein T, Aspelmeyer M, et al. Quantum teleportation across the Danube [J]. *Nature*, 2004, 430(7002): 849.
- [6] Bouwmeester D, Pan J W, Mattle K, et al. Experimental quantum teleportation [J]. *Nature*, 1997, 390(6660): 575-579.
- [7] Furusawa A, Sørensen J L, Braunstein S L, et al. Unconditional quantum teleportation [J]. *Science*, 1998, 282(5389): 706-709.
- [8] Sherson J F, Krauter H, Olsson R K, et al. Quantum teleportation between light and matter [J]. *Nature*, 2006, 443(7111): 557-560.
- [9] Riebe M, Häffner H, Roos C F, et al. Deterministic quantum teleportation with atoms [J]. *Nature*, 2004, 429(6993): 734-737.
- [10] Ralph T C. All-optical quantum teleportation [J]. *Optics Letters*, 1999, 24(5): 348-350.
- [11] Olmschenk S, Matsukevich D N, Maunz P, et al. Quantum teleportation between distant matter qubits [J]. *Science*, 2009, 323(5913): 486-489.
- [12] Bussi eres F, Clausen C, Tiranov A, et al. Quantum teleportation from a telecom-wavelength photon to a solid-state quantum memory [J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(10): 775-778.
- [13] Mattle K, Weinfurter H, Kwiat P G, et al. Dense coding in experimental quantum communication [J]. *Physical Review Letters*, 1996, 76(25): 4656-4659.
- [14] Li X, Pan Q, Jing J, et al. Quantum dense coding exploiting a bright Einstein-Podolsky-Rosen beam [J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(4): 047904.
- [15] Hillery M, Bu ek V, Berthiaume A. Quantum secret sharing [J]. *Physical Review A*, 1999, 59(3): 1829.
- [16] Cerf N J, Iblisdir S. Optimal N -to- M cloning of conjugate quantum variables [J]. *Physical Review A*, 2000, 62(4): 040301.
- [17] Braunstein S L, Cerf N J, Iblisdir S, et al. Optimal cloning of coherent states with a linear amplifier and beam splitters [J]. *Physical Review Letters*, 2001, 86(21): 4938-4942.
- [18] Fiur sek J. Optical implementation of continuous-variable quantum cloning machines [J]. *Physical Review Letters*, 2001, 86(21): 4942-4945.
- [19] Pan J W, Bouwmeester D, Weinfurter H, et al. Experimental entanglement swapping: entangling photons that never interacted [J]. *Physical Review Letters*, 1998, 80(18): 3891-3894.
- [20] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, et al. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics [J]. *Nature*, 2001, 414(6862): 413-418.
- [21] Gottesman D, Chuang I L. Demonstrating the viability of universal quantum computation using teleportation and single-qubit operations [J]. *Nature*, 1999, 402(6760): 390-393.
- [22] Zhai S Q, Yuan N, Liu K. EPR quantum steering switch based on entanglement swapping [J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(16): 1627002. 翟淑琴, 袁楠, 刘奎. 基于纠缠交换的 EPR 量子导引开关 [J]. *光学学报*, 2021, 41(16): 1627002.
- [23] Zhai S Q, Yuan N. Manipulated multipartite continue-variable EPR steering with loss and gaussian noise [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(20): 2012001. 翟淑琴, 袁楠. 基于损耗和高斯噪声的连续变量多组分 EPR 导引操控 [J]. *中国激光*, 2021, 48(20): 2012001.
- [24] Wu T X, Li Y X, Meng W, et al. Enhancement of quantum teleportation fidelity based on partial memory channel [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(5): 0527001. 武天雄, 李云霞, 蒙文, 等. 基于部分记忆信道的量子隐形传态保真度增强方法研究 [J]. *激光与光电子学进展*, 2021, 58(5): 0527001.
- [25] Yin J, Ren J G, Lu H, et al. Quantum teleportation and entanglement distribution over 100-kilometre free-space channels [J]. *Nature*, 2012, 488(7410):

- 185-188.
- [26] Ma X S, Herbst T, Scheidl T, et al. Quantum teleportation over 143 kilometres using active feed-forward[J]. *Nature*, 2012, 489(7415): 269-273.
- [27] Ren J G, Xu P, Yong H L, et al. Ground-to-satellite quantum teleportation [J]. *Nature*, 2017, 549(7670): 70-73.
- [28] Wang X L, Cai X D, Su Z E, et al. Quantum teleportation of multiple degrees of freedom of a single photon[J]. *Nature*, 2015, 518(7540): 516-519.
- [29] Pysner M, Miwa Y, Shahrokhshahi R, et al. Parallel generation of quadripartite cluster entanglement in the optical frequency comb[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(3): 030505.
- [30] Roslund J, de Araújo R M, Jiang S F, et al. Wavelength-multiplexed quantum networks with ultrafast frequency combs [J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(2): 109-112.
- [31] Karl N J, McKinney R W, Monnai Y, et al. Frequency-division multiplexing in the terahertz range using a leaky-wave antenna [J]. *Nature Photonics*, 2015, 9(11): 717-720.
- [32] Joshi C, Farsi A, Clemmen S, et al. Frequency multiplexing for quasi-deterministic heralded single-photon sources[J]. *Nature Communications*, 2018, 9(1): 847.
- [33] Li X, Lan T H, Tien C H, et al. Three-dimensional orientation-unlimited polarization encryption by a single optically configured vectorial beam[J]. *Nature Communications*, 2012, 3: 998.
- [34] Hamel D R, Shalm L K, Hübel H, et al. Direct generation of three-photon polarization entanglement [J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(10): 801-807.
- [35] Zijlstra P, Chon J W M, Gu M. Five-dimensional optical recording mediated by surface plasmons in gold nanorods[J]. *Nature*, 2009, 459(7245): 410-413.
- [36] Richardson D J, Fini J M, Nelson L E. Space-division multiplexing in optical fibres [J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(5): 354-362.
- [37] Asavanant W, Shiozawa Y, Yokoyama S, et al. Generation of time-domain-multiplexed two-dimensional cluster state [J]. *Science*, 2019, 366(6463): 373-376.
- [38] Larsen M V, Guo X S, Breum C R, et al. Deterministic generation of a two-dimensional cluster state[J]. *Science*, 2019, 366(6463): 369-372.
- [39] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, et al. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes[J]. *Physical Review A*, 1992, 45(11): 8185-8189.
- [40] Wang J, Yang J Y, Fazal I M, et al. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing [J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(7): 488-496.
- [41] Xie G D, Li L, Ren Y X, et al. Performance metrics and design considerations for a free-space optical orbital-angular-momentum-multiplexed communication link[J]. *Optica*, 2015, 2(4): 357-365.
- [42] Yan Y, Xie G, Lavery M P, et al. High-capacity millimetre-wave communications with orbital angular momentum multiplexing [J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 4876.
- [43] Pan X, Yu S, Zhou Y, et al. Orbital-angular-momentum multiplexed continuous-variable entanglement from four-wave mixing in hot atomic vapor[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(7): 070506.
- [44] Bozinovic N, Yue Y, Ren Y X, et al. Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers[J]. *Science*, 2013, 340(6140): 1545-1548.
- [45] Ren H, Li X, Zhang Q, et al. On-chip noninterference angular momentum multiplexing of broadband light[J]. *Science*, 2016, 352(6287): 805-809.
- [46] Wootters W K, Zurek W H. A single quantum cannot be cloned[J]. *Nature*, 1982, 299(5886): 802-803.
- [47] Dieks D. Communication by EPR devices [J]. *Physics Letters A*, 1982, 92(6): 271-272.
- [48] Bužek V, Hillery M. Quantum copying: beyond the no-cloning theorem[J]. *Physical Review A*, 1996, 54(3): 1844.
- [49] Scarani V, Iblisdir S, Gisin N, et al. Quantum cloning[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2005, 77(4): 1225.
- [50] Irvine W T M, Linares A L, de Dood M J A, et al. Optimal quantum cloning on a beam splitter [J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(4): 047902.
- [51] Lamas-Linares A, Simon C, Howell J C, et al. Experimental quantum cloning of single photons[J]. *Science*, 2002, 296(5568): 712-714.
- [52] Fasel S, Gisin N, Ribordy G, et al. Quantum cloning with an optical fiber amplifier[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89(10): 107901.
- [53] Nagali E, Giovannini D, Marrucci L, et al. Experimental optimal cloning of four-dimensional quantum states of photons [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(7): 073602.
- [54] Nagali E, Sansoni L, Sciarrino F, et al. Optimal

- quantum cloning of orbital angular momentum photon qubits through Hong-Ou-Mandel coalescence [J]. *Nature Photonics*, 2009, 3(12): 720-723.
- [55] Bouchard F, Fickler R, Boyd R W, et al. High-dimensional quantum cloning and applications to quantum hacking[J]. *Science Advances*, 2017, 3(2): e1601915.
- [56] Weedbrook C, Pirandola S, Garcia-Patron R, et al. Gaussian quantum information [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2012, 84(2): 621.
- [57] Cerf N J, Ipe A, Rottenberg X. Cloning of continuous quantum variables [J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(8): 1754-1757.
- [58] Andersen U L, Josse V, Leuchs G. Unconditional quantum cloning of coherent states with linear optics [J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94 (24): 240503.
- [59] Koike S, Takahashi H, Yonezawa H, et al. Demonstration of quantum telecloning of optical coherent states [J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(6): 060504.
- [60] Haw J Y, Zhao J, Dias J, et al. Surpassing the no-cloning limit with a heralded hybrid linear amplifier for coherent states [J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 13222.
- [61] Sabuncu M, Andersen U L, Leuchs G. Experimental demonstration of continuous variable cloning with phase-conjugate inputs [J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(17): 170503.
- [62] Marino A M, Pooser R C, Boyer V, et al. Tunable delay of Einstein-Podolsky-Rosen entanglement [J]. *Nature*, 2009, 457(7231): 859-862.
- [63] Boyer V, Marino A M, Pooser R C, et al. Entangled images from four-wave mixing [J]. *Science*, 2008, 321(5888): 544-547.
- [64] Lawrie B J, Evans P G, Pooser R C. Extraordinary optical transmission of multimode quantum correlations via localized surface plasmons [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(15): 156802.
- [65] Qin Z Z, Cao L M, Wang H L, et al. Experimental generation of multiple quantum correlated beams from hot rubidium vapor [J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(2): 023602.
- [66] Liu S S, Lou Y B, Jing J T. Interference-induced quantum squeezing enhancement in a two-beam phase-sensitive amplifier [J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(11): 113602.
- [67] Pooser R C, Savino N, Batson E, et al. Truncated nonlinear interferometry for quantum-enhanced atomic force microscopy [J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(23): 230504.
- [68] Zhang K, Wang W, Liu S S, et al. Reconfigurable hexapartite entanglement by spatially multiplexed four-wave mixing processes [J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(9): 090501.
- [69] Hudelist F, Kong J, Liu C, et al. Quantum metrology with parametric amplifier-based photon correlation interferometers [J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 3049.
- [70] Pooser R C, Marino A M, Boyer V, et al. Low-noise amplification of a continuous-variable quantum state [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103: 010501.
- [71] Liu S, Lou Y, Jing J. Orbital angular momentum multiplexed deterministic all-optical quantum teleportation [J]. *Nature Communications*, 2020, 11 (1): 3875.
- [72] Huang K, le Jeannic H, Ruau del J, et al. Microcontroller-based locking in optics experiments [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2014, 85 (12): 123112.
- [73] 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.
- [74] Duan L M, Giedke G, Cirac J I, et al. Inseparability criterion for continuous variable systems [M]// Braunstein S L, Pati A K. *Quantum information with continuous variables*. Dordrecht: Springer, 2003: 145-153.
- [75] Simon R. Peres-Horodecki separability criterion for continuous variable systems [J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(12): 2726-2729.
- [76] Zhang J, Xie C, Peng K. Continuous-variable quantum state transfer with partially disembodied transport [J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95 (17): 170501.
- [77] Lou Y B, Liu S S, Jing J T. Experimental demonstration of a multifunctional all-optical quantum state transfer machine [J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(21): 210507.
- [78] Takanashi N, Inoue A, Kashiwazaki T, et al. All-optical phase-sensitive detection for ultra-fast quantum computation [J]. *Optics Express*, 2020, 28 (23): 34916-34926.
- [79] Liu S S, Lou Y B, Chen Y X, et al. All-optical optimal N -to- M quantum cloning of coherent states [J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126 (6): 060503.