

基于四组分纠缠态的量子离物传态

孙颖榕¹, 霍美如¹, 闫智辉^{1,2}, 贾晓军^{1,2}

¹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;

²山西大学极端光学协同创新中心, 山西 太原 030006

摘要 提出了一种利用四组分纠缠态光场实现开放传输的量子离物传态网络的实验方案。将未知量子态在输入节点与纠缠态光场的一个子模进行联合测量后,可以根据需求选择经典通道的传输方向,在其他任意一个节点处恢复出该量子态。通过计算由三种不同传输方式恢复出的量子态的保真度,证明了三种方式均可成功实现量子离物传态,达到开放传输的目的。

关键词 量子光学; 量子离物传态; 纠缠态光场; 保真度

中图分类号 O431.2

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0527001

Quantum Teleportation Based on Four-Partite Entangled States

Sun Yingrong¹, Huo Meiru¹, Yan Zhihui^{1,2}, Jia Xiaojun^{1,2}

¹ State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China;

² Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China

Abstract An experimental scheme for realizing open-destination quantum teleportation network is proposed by means of the four-partite entangled states of light. After the joint measurement of the unknown quantum state with a sub-mode of the entangled state light field in the input node, one can recover this unknown state at any other nodes by choosing a transmission direction of classical channels according to the requirement. Through the calculations of the quantum state fidelity in three different transmission directions, it is proved that the quantum teleportation by these three means is all possible and the open transmission is realized.

Key words quantum optics; quantum teleportation; entangled state light field; fidelity

OCIS codes 270.5565; 270.5585; 270.6570

1 引 言

量子离物传态^[1-6]通过本地操作和经典通信,利用量子纠缠达到传递未知量子态信息的目的,其是量子信息^[7]处理技术中最重要的协议之一,是完成量子计算^[8]以及构建量子网络^[9-14]等量子信息处理技术的基础。量子离物传态方案是由 Bennett 等^[1]于 1993 年最先提出,并由 Bouwmeester 等^[15]于 1997 年首次实验实现。随后,利用两组分量子纠缠态光场传送未知量子态的连续变量量子离物传态方案被理论提出并经实验实现^[16-18]。2017 年,超远距

离的量子离物传态实验通过量子卫星在星地之间成功实现^[19]。

利用两组分纠缠只能实现量子态从一个节点到另一个节点的传送,而量子信息研究的深入发展对量子离物传态提出了更高的要求,比如需要在量子网络中的某些节点之间传递量子态,或者量子态的传递需要实现第三方的操控^[20]。多组分纠缠是实现量子信息网络和量子计算的重要资源^[21-24],随着组分的增加,纠缠类型也更加丰富,可利用各种纠缠特性设计更为复杂的量子离物传态网络方案^[25-38]。在分离变量领域,在 Bouwmeester 等^[25]制备出三组

收稿日期: 2017-11-17; 收到修改稿日期: 2017-12-19

基金项目: 国家重点研发计划(2016YFA0301402)、国家自然科学基金(61775127, 11474190, 11654002)、青年三晋学者支持计划专项、山西省“1331 工程”重点学科建设计划

作者简介: 孙颖榕(1992—),女,硕士研究生,主要从事量子光学方面的研究。E-mail: 1157304311@qq.com

导师简介: 贾晓军(1979—),男,博士,教授,主要从事量子光学与量子信息方面的研究。E-mail: jiaxj@sxu.edu.cn (通信联系人)

分 GHZ (Greenberger-Home-Zeilinger) 纠缠后不久, Karlsson 等^[39]提出了利用三组分纠缠态实现量子离物传态的方案, 即通过使用三组分纠缠态可以实现量子态从一个发送者传送到另外两个接收者中的任意一个。Lee 等^[26-27]分析了环境噪声对量子离物传态的影响, 指出初始态的纯度对最终结果有决定性意义, 还提出了利用多组分纠缠实现纠缠态传送的方法。Zheng 等^[28]提出了利用非最大纠缠量子通道实现纠缠态的离物传送方案, 并且给出了实验成功概率的计算方法。Man 等^[40]分析了量子离物传态中量子资源利用率的问题, 提出了更为经济可行且可控的量子离物传态方案。Li 等^[30]提出利用四组分 Cluster 纠缠态实现四用户的可控量子离物传态方案, 计算结果表明, 利用 Cluster 态作为量子资源, 可以实现单比特及双比特量子态在两个站点间的离物传送。Chen 等^[31]设计了一个包括多个发送站、多个接收站及一个控制站的量子离物传态网络模型, 控制站可以方便地监视发送站和接收站之间的通信, 通过编码降低公共信道和经典通信的使用要求, 提高量子态的传送效率。

在连续变量领域, Yonezawa 等^[20]设计并实验构建了利用三组分 GHZ 纠缠态光场实现三节点的量子离物传态网络。He 等^[41-42]提出了利用各种纠缠态光场实现连续变量多用户之间的量子离物传态方案, 发现不但可以利用多个两组分纠缠态光场实现多组分纠缠态的量子传送, 还可以利用 Graph 态的纠缠特性, 实现量子态在两个站点间的多路径传送。开放传输的量子离物传态网络利用一个 N 组分纠缠态光场, 将需要传递的量子态与其中一个子模进行联合测量, 然后通过投影测量和恰当的经典信息传递, 可在其他任意一个节点恢复出该量子态^[43]。这个方案还可用于基于测量的量子计算及多体量子通信^[8, 44-46]。为了实现连续变量开放传输的量子离物传态网络, 以实验制备的四组分 GHZ 纠缠态^[47]为量子资源, 一个连续变量开放量子离物传态网络的实验方案被提出: 当未知量子态在输入端的某个节点被联合测量后, 通过选择不同的经典通道, 可以实现该量子态在其他三个节点中任意一个节点的重构与恢复, 达到传送开放量子态的目的, 满足量子信息传输及量子计算的需求。本文在计算了离物传态网络上不同节点间重构量子态保真度的基础上, 分析了保真度与不同物理参数之间的依赖关系。该研究为开展相关的实验研究和量子信息开

放传输的研究提供了参考。

2 理论模型

离线制备的四组分 GHZ 纠缠态光场是实现开放传输量子离物传态的基础资源, 它由两个非简并的光学参量放大器或者四个简并的光学参量放大器输出的四束压缩态光场通过分束器网络耦合而得到^[47-50]。压缩态光场指光波场 \hat{a}_j 的某一可观测量, 如正交振幅 ($\hat{x}_{a_j} = \hat{a}_j + \hat{a}_j^\dagger$, 上标 + 代表厄米共轭) 或正交相位分量 $\left[\hat{y}_{a_j} = \frac{1}{i} (\hat{a}_j - \hat{a}_j^\dagger) \right]$ 的量子起伏被“压缩”到相应的标准量子极限以下。对于正交振幅 (或相位) 压缩态光场, 其正交振幅 (或相位) 分量的噪声起伏低于对应的量子噪声极限 (QNL), 可以表示为 $\delta^2 \hat{x}_{a_j} = \exp(-2r)$ [或 $\delta^2 \hat{y}_{a_j} = \exp(-2r)$], 而同时其正交相位 (或振幅) 分量的噪声起伏表示为 $\delta^2 \hat{y}_{a_j} = \exp(2r)$ [或 $\delta^2 \hat{x}_{a_j} = \exp(2r)$], 其中 r 为该压缩光的压缩参量。当 r 趋于无穷时, 压缩态为理想压缩, 在实际实验中, 压缩参数由平衡零拍探测器测量, 非理想的平衡零拍探测器会对实际的压缩度产生影响^[51]。实验上不存在无限大的能量和损耗等, 不可能产生无限压缩^[50]。当两个非简并的光学参量放大器输出的两束正交振幅压缩态光场及两束正交相位压缩态光场在三个 50:50 分束器上以特定的相位差耦合时, 输出场 $\hat{b}_1, \hat{b}_2, \hat{b}_3, \hat{b}_4$ 即为类 GHZ 四组分纠缠态光场, 其正交振幅和相位分量可以用初始输入态表示为

$$\begin{cases} \hat{x}_{b_1} = \frac{1}{2} [\exp(-r)\hat{x}_{a_2}^{(0)} - \exp(r)\hat{y}_{a_3}^{(0)} - \sqrt{2}\exp(r)\hat{x}_{a_1}^{(0)}] \\ \hat{y}_{b_1} = \frac{1}{2} [\exp(r)\hat{y}_{a_2}^{(0)} + \exp(-r)\hat{x}_{a_3}^{(0)} - \sqrt{2}\exp(-r)\hat{y}_{a_1}^{(0)}] \\ \hat{x}_{b_2} = \frac{1}{2} [\exp(-r)\hat{x}_{a_2}^{(0)} - \exp(r)\hat{y}_{a_3}^{(0)} + \sqrt{2}\exp(r)\hat{x}_{a_1}^{(0)}] \\ \hat{y}_{b_2} = \frac{1}{2} [\exp(r)\hat{y}_{a_2}^{(0)} + \exp(-r)\hat{x}_{a_3}^{(0)} + \sqrt{2}\exp(-r)\hat{y}_{a_1}^{(0)}] \\ \hat{x}_{b_3} = \frac{1}{2} [\exp(-r)\hat{x}_{a_2}^{(0)} + \exp(r)\hat{y}_{a_3}^{(0)} + \sqrt{2}\exp(r)\hat{x}_{a_1}^{(0)}] \\ \hat{y}_{b_3} = \frac{1}{2} [\exp(r)\hat{y}_{a_2}^{(0)} - \exp(-r)\hat{x}_{a_3}^{(0)} + \sqrt{2}\exp(-r)\hat{y}_{a_1}^{(0)}] \\ \hat{x}_{b_4} = \frac{1}{2} [\exp(-r)\hat{x}_{a_2}^{(0)} + \exp(r)\hat{y}_{a_3}^{(0)} - \sqrt{2}\exp(r)\hat{x}_{a_1}^{(0)}] \\ \hat{y}_{b_4} = \frac{1}{2} [\exp(r)\hat{y}_{a_2}^{(0)} - \exp(-r)\hat{x}_{a_3}^{(0)} - \sqrt{2}\exp(-r)\hat{y}_{a_1}^{(0)}] \end{cases}, \quad (1)$$

式中 $\hat{x}_{b_j}, \hat{y}_{b_j}$ ($j = 1, 2, 3, 4$) 为类 GHZ 四组分纠缠

态的四个子模的正交振幅和正交相位分量; $\hat{x}_{a_j}^{(0)}$ 、 $\hat{y}_{a_j}^{(0)}$ ($j=1,2,3,4$) 为初始输入态的正交振幅和正交相位分量,其噪声起伏为散粒噪声极限,即 $V(\hat{x}_{a_j}^{(0)}) = V(\hat{y}_{a_j}^{(0)}) = \frac{1}{4}$, 其中 V 为不同子模之间的噪声关联起伏。通过计算可以看出,类 GHZ 四组分纠缠态的正交振幅及相位分量具有很强的量子关联,其关联噪声起伏低于相应的量子噪声极限:

$$\begin{cases} V(\hat{y}_{b_1} - \hat{y}_{b_2}) = V(\hat{y}_{b_2} - \hat{y}_{b_3}) = \frac{1}{2} \exp(-2r) \\ V(\hat{y}_{b_3} - \hat{y}_{b_4}) = V(\hat{y}_{b_1} - \hat{y}_{b_4}) = \frac{1}{2} \exp(-2r) \\ V(\hat{x}_{b_1} + \hat{x}_{b_2} + \hat{x}_{b_3} + \hat{x}_{b_4}) = \exp(-2r) \end{cases} \quad (2)$$

$$\begin{cases} V(\hat{y}_{b_1} - \hat{y}_{b_2}) + V(\hat{x}_{b_1} + \hat{x}_{b_2} + g_3 \hat{x}_{b_3} + g_4 \hat{x}_{b_4}) \geq 1 \\ V(\hat{y}_{b_2} - \hat{y}_{b_3}) + V(g_1 \hat{x}_{b_1} + \hat{x}_{b_2} + \hat{x}_{b_3} + g_4 \hat{x}_{b_4}) \geq 1 \\ V(\hat{y}_{b_3} - \hat{y}_{b_4}) + V(g_1 \hat{x}_{b_1} + g_2 \hat{x}_{b_2} + \hat{x}_{b_3} + \hat{x}_{b_4}) \geq 1 \\ V(\hat{y}_{b_1} - \hat{y}_{b_4}) + V(\hat{x}_{b_1} + g_2 \hat{x}_{b_2} + g_3 \hat{x}_{b_3} + \hat{x}_{b_4}) \geq 1 \end{cases} \quad (3)$$

式中 g 为增益因子,通过调节该增益因子,可以使不同子模之间的关联噪声达到最小值^[52]。若类 GHZ 四组分纠缠态的四个子模 $\hat{b}_1, \hat{b}_2, \hat{b}_3, \hat{b}_4$ 同时违背(3)式中的任意三个^[47],则该光场为量子不可分的类 GHZ 四组分态光场。

相干态、压缩态、纠缠态等非经典态均可被量子离物传送^[53-55],以相干态为例计算实验参量对传送结果的影响。利用四组分类 GHZ 纠缠态光场实现开放量子离物传态网络的结构示意图如图 1 所示,将 GHZ 纠缠态光场的四个子模 $\hat{b}_1, \hat{b}_2, \hat{b}_3, \hat{b}_4$ 分别发送给 Alice、Bob、Claire、David 四个节点。选择 Alice 作为输入端,首先考虑 Bob 作为传送节点恢复被传送相干态的情况。将要传递的相干态与 Alice 收到的纠缠态的子模 \hat{b}_1 利用本底光进行联合测量^[3,5],联合测量的结果分别为 $\hat{x}_u = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x}_{in} + \hat{x}_{b_1})$,

$\hat{y}_u = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{y}_{in} - \hat{y}_{b_1})$,其中 $\hat{x}_{in}, \hat{y}_{in}$ 分别为相干态的振

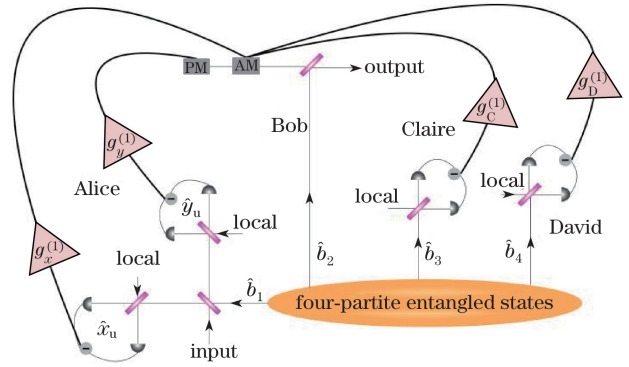


图 1 量子态传递至 Bob 处的开放量子离物传态网络的结构示意图

Fig. 1 Structural diagram of open-destination quantum teleportation network for quantum state transferred to Bob 幅和相位分量。同时,Claire 和 David 也分别测量他们收到的纠缠光场子模的正交振幅分量的噪声信息。为了在 Bob 处重构所传递的量子态,Alice、Claire 和 David 将他们的测量信息通过公共信道发送给 Bob。Bob 收到经典信号后,通过振幅调制器 (AM)和相位调制器 (PM)将该信号加载到自己所拥有的纠缠光场的子模上,并对其进行平移操作,即可恢复出该量子态:

$$\begin{cases} \hat{x}_{tel}^B = \hat{x}_{b_2} + \sqrt{2} g_x^{(1)} \hat{x}_u + g_c^{(1)} \hat{x}_{b_3} + g_d^{(1)} \hat{x}_{b_4} \\ \hat{y}_{tel}^B = \hat{y}_{b_2} + \sqrt{2} g_y^{(1)} \hat{y}_u \end{cases} \quad (4)$$

式中 $g_x^{(1)}, g_y^{(1)}, g_c^{(1)}, g_d^{(1)}$ 分别为第一种方案下各站点反馈经典信号的增益因子,通过调节该增益因子,可以最大限度地恢复未知量子态^[56]。为了保证重构量子态与输入量子态的一致性,将 $g_x^{(1)}, g_y^{(1)}$ 两个增益因子取单位增益 1,此时恢复出的量子态的正交振幅与相位分量可以分别表示为

$$\begin{cases} \hat{x}_{tel}^B = \hat{x}_{b_2} + \sqrt{2} \hat{x}_u + g_c^{(1)} \hat{x}_{b_3} + g_d^{(1)} \hat{x}_{b_4} \\ \hat{y}_{tel}^B = \hat{y}_{b_2} + \sqrt{2} \hat{y}_u \end{cases} \quad (5)$$

保真度是衡量量子离物传态过程中输入态与输出态相似度的一个重要指标^[17,57-58],可写成 $F = \langle \psi_{in} | \hat{\rho}_{out} | \psi_{in} \rangle$,其中 ψ_{in} 为输入态, $\hat{\rho}_{out}$ 为输出态的密度矩阵算符。只有当保真度大于某个特定边界值时,才能说明完成了真正意义上的量子离物传递^[3-5]。该方案下恢复量子态的保真度为

$F^B =$

$$\frac{2}{\sqrt{[2 + 2\exp(-2r)] \left[2 + \frac{1}{2} \exp(2r) (g_c^{(1)} - g_d^{(1)})^2 + \frac{1}{4} \exp(2r) (-2 + g_c^{(1)} + g_d^{(1)})^2 + \frac{1}{4} \exp(-2r) (2 + g_c^{(1)} + g_d^{(1)})^2 \right]}} \quad (6)$$

下面分析未知相干态在 Claire 处恢复的情况, 测量方案及经典信号传递示意图如图 2 所示。将要传递的相干态与 Alice 收到的纠缠态的子模 \hat{b}_1 利用本底光进行联合测量, 同时 Bob 和 David 也分别利用本底光测量收到的纠缠光场子模正交振幅分量的噪声信息。然后, Alice、Bob 和 David 将他们的测量信息通过公共信道发送给 Claire。 Claire 收到经典信号后, 通过 AM 和 PM 将该信号加载到自己所拥有的纠缠光场的子模上, 并对其进行平移操作, 即可恢复出该量子态:

$$\begin{cases} \hat{x}_{\text{tel}}^{\text{C}} = \hat{x}_{b_3} + \sqrt{2}g_x^{(2)}\hat{x}_u + g_B^{(2)}\hat{x}_{b_2} + g_D^{(2)}\hat{x}_{b_4} \\ \hat{y}_{\text{tel}}^{\text{C}} = \hat{y}_{b_3} + \sqrt{2}g_y^{(2)}\hat{y}_u \end{cases}, \quad (7)$$

式中 $g_x^{(2)}$ 、 $g_y^{(2)}$ 、 $g_B^{(2)}$ 、 $g_D^{(2)}$ 分别为第二种方案下各站点反馈经典信号的增益因子。这种方案下恢复量子

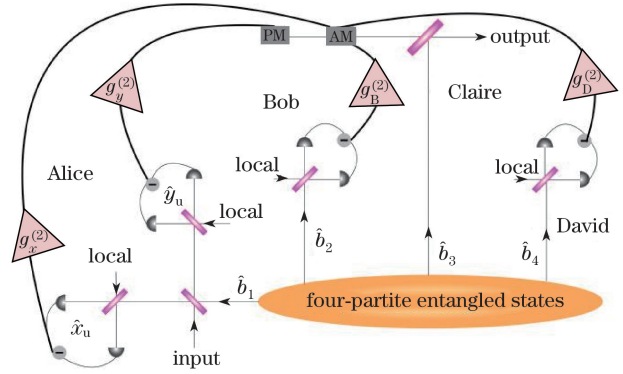


图 2 量子态传递至 Claire 处的开放量子离物传态网络的结构示意图

Fig. 2 Structural diagram of open-destination quantum teleportation network for quantum state transferred to Claire

态的保真度为

$$F^{\text{C}} = \frac{2}{\sqrt{[2 + 2\exp(-2r)] \left[2 + \frac{1}{2}\exp(2r)(g_B^{(2)} - 1)^2 + \frac{1}{2}\exp(2r)(-1 + g_D^{(2)})^2 + \frac{1}{4}\exp(2r)(g_D^{(2)} - g_B^{(2)})^2 + \frac{1}{4}\exp(-2r)(2 + g_B^{(2)} + g_D^{(2)})^2 \right]}}. \quad (8)$$

最后考虑未知相干态在 David 处恢复的情况, 此时测量方案及经典信号传递示意图如图 3 所示。为了在 David 处重构所传递的量子态, Alice、Bob 和 Claire 将他们的测量信息通过公共信道发送给 David, David 收到经典信号后, 通过 AM 和 PM 将该信号加载到自己所拥有的纠缠光场的子模上, 并对其进行平移操作, 即可恢复出该量子态:

$$\begin{cases} \hat{x}_{\text{tel}}^{\text{D}} = \hat{x}_{b_4} + \sqrt{2}g_x^{(3)}\hat{x}_u + g_B^{(3)}\hat{x}_{b_2} + g_C^{(3)}\hat{x}_{b_3} \\ \hat{y}_{\text{tel}}^{\text{D}} = \hat{y}_{b_4} + \sqrt{2}g_y^{(3)}\hat{y}_u \end{cases}. \quad (9)$$

该方案下恢复量子态的保真度为

$$F^{\text{D}} = \frac{2}{\sqrt{[2 + 2\exp(-2r)] \left[2 + \frac{1}{2}\exp(2r)(g_B^{(3)} - 1)^2 + \frac{1}{2}\exp(2r)(1 - g_C^{(3)})^2 + \frac{1}{4}\exp(2r)(g_C^{(3)} - g_B^{(3)})^2 + \frac{1}{4}\exp(-2r)(2 + g_C^{(3)} + g_B^{(3)})^2 \right]}}. \quad (10)$$

3 数值结果与分析

理想的量子离物传态需要理想的量子纠缠态, 而在实际情况中不可能产生理想的纠缠态, 完全理想的量子离物传态是不可能实现的。Braunstein 等^[17]发现, 当未知态为相干态时, 量子离物传态的经典极限为 $F=1/2$, 超过这一极限的量子离物传态被判断为利用了量子纠缠态。Grosshans 等^[58]从量子克隆和量子非破坏测量的角度分析了量子离物传态的边界, 提出 $F=2/3$ 为量子离物传态的不可克隆极限, 超越这一极限可使传送量子态的非经典性成为可能。

通道增益因子对恢复未知态的保真度有着重要的影响, 以第一种方案为例, 分析不同压缩参数下保真度的变化情况。图 4 所示为压缩参数分别取 0.6 和 2 时, 量子态恢复的保真度随增益因子的变化情况, 可以看出, 当压缩参数为 0.6 时, 即使两个通道的增益因子均为 0, 用于开放量子离物传态的四组分纠缠态之间仍存在一定的量子纠缠。因此, 此时恢复量子态的保真度也大于经典边界 0.5, 随着增益因子的增大, 保真度也逐渐增大。当两个经典通道的增益因子均为 0.8 时, 保真度可以达到最大值 0.70。随后, 随着增益因子的增大, 保真度反而减小, 说明对于一个确定的量子系统, 开放量子离物传态

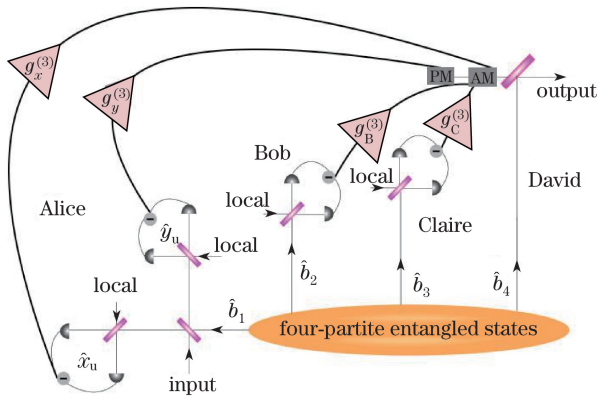


图 3 量子态传递至 David 处的开放量子离物传态网络的结构示意图

Fig. 3 Structural diagram of open-destination quantum teleportation network for quantum state transferred to David

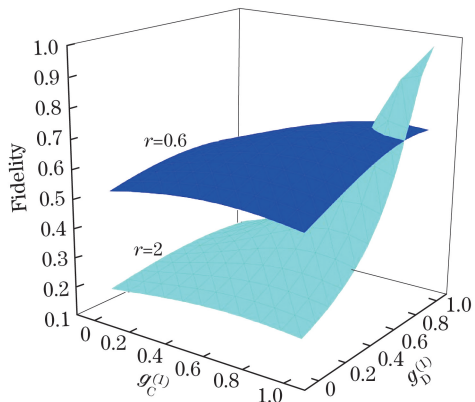


图 4 保真度与经典通道增益因子间的关系
Fig. 4 Relationship between fidelity and gain factor of classical channels

会存在一个最佳的经典通道增益因子。当压缩参数为 2 时,若两个经典通道的增益因子均为 0,由(2)式可知,用于传送量子态的光场之间不存在量子纠缠,此时恢复量子态的保真度为 0.19,小于经典边界值 0.5。随着增益因子的增大,系统的保真度逐渐增大,当两个经典通道的增益因子取 0.68 时,保真度达到经典边界值 0.5;而当两个经典通道的增益因子均为 1 时,保真度可以达到最大值 0.97。

若开放量子离物传态三种传送情况下经典通道的增益因子均取为最佳增益因子,根据(6)、(8)、(10)式,可得到保真度随着压缩态光场压缩参数的变化关系,如图 5 所示。

由保真度和压缩参数间的关系可知,当 r 为 0 时,保真度为量子离物传态的边界值 0.5,此时无法实现真正意义上的量子离物传态。当 $r > 0$ 后,保真度大于 0.5,随着压缩参数的增大,保真度逐渐增大。

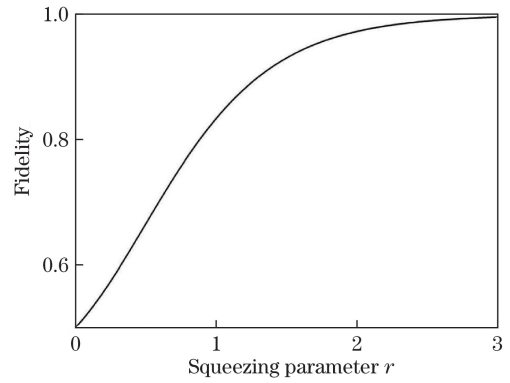


图 5 保真度与压缩参数间的关系

Fig. 5 Relationship between fidelity and squeezing parameter

当 $r=0.52$ 时,保真度达到不可克隆的边界值 $2/3$ 。而当 r 趋于无穷大时,保真度趋近于 1,即可达到完美的量子离物传态。目前在连续变量领域, $r=0.97$ 的两组分纠缠态光场^[59]及 $r=1.72$ 的压缩态光场^[48]已经分别实现了实验制备,如果利用相同的装置制备两个类似的两组分纠缠态或者四个单模压缩态,然后利用合适的分束器网络,就可以制备出实验所需的四组分类 GHZ 纠缠态光场,即可实现突破不可克隆边界的开放传输量子离物传态网络。

4 结 论

提出了一种利用四组分类 GHZ 纠缠态光场实现相干态的开放量子离物传态网络的方案,通过选择合适的经典信道发送路径及控制经典通道的增益因子,被传送的未知量子态可以在特定的节点恢复重构。理论计算证明了三种不同的组合方式均可成功实现离物传态,达到开放传输的目的。输入态变换成压缩态、纠缠态等非经典量子态时,也可实现其量子离物传送。在计算量子态重构保真度的基础上,讨论了压缩因子、增益因子等物理参数对量子态重构保真度的影响。结果表明,利用目前实验上已经制备的纠缠态光场,能够实现突破量子不可克隆边界的量子态传输,为实现更为复杂的量子计算和量子通信网络提供了参考。

参 考 文 献

- [1] Bennett C H, Brassard G, Crepeau C, *et al.* Teleporting an unknow quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels[J]. Physical Review Letters, 1993, 70(13): 1895-1899.
- [2] Boschi D, Branca S, Martini D F, *et al.* Experimental realization of teleporting an unknown pure quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen

- channels[J]. *Physical Review Letters*, 1998, 80(6): 1121-1125.
- [3] Furusawa A, Serensen J L, Braunstein S L, *et al.* Unconditional quantum teleportation[J]. *Science*, 1998, 282(5389): 706-709.
- [4] Bowen W P, Treps N, Buchler B C, *et al.* Experimental investigation of continuous-variable quantum teleportation[J]. *Physical Review A*, 2003, 67(3): 032302.
- [5] Zhang T C, Goh K W, Chou C W, *et al.* Quantum teleportation of light beams[J]. *Physical Review A*, 2003, 67(3): 033802.
- [6] Pirandola S, Eisert J, Weedbrook C, *et al.* Advances in quantum teleportation[J]. *Nature Photonics*, 2015, 9(10): 641-652.
- [7] Deng R J, Yan Z H, Jia X J. Analysis of electromagnetically induced transparency based on quantum memory of squeezed state of light[J]. *Acta Physica Sinica*, 2017, 66(7): 074201.
邓瑞婕, 闫智辉, 贾晓军. 基于电磁诱导透明机制的压缩光场量子存储的分析[J]. *物理学报*, 2017, 66(7): 074201.
- [8] Raussendorf R, Briegel H J. A one-way quantum computer[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 86(22): 5188-5191.
- [9] Kimble H J. The quantum internet[J]. *Nature*, 2008, 453(7198): 1023-1030.
- [10] Mehmet M, Ast S, Eberle T, *et al.* Squeezed light at 1550 nm with a quantum noise reduction of 12.3 dB[J]. *Optics Express*, 2011, 19(25): 25763-25772.
- [11] Wu Z Q, Zhou H J, Wang Y J, *et al.* Generation of bright amplitude squeezed-light at 1.3 μm by using a home-made all solid state laser as pump source[J]. *Acta Sinica Quantum Optica*, 2013, 19(1): 1-5.
邬志强, 周海军, 王雅君, 等. 利用自制的单频激光器获得近通讯波段正交振幅压缩态光场[J]. *量子光学学报*, 2013, 19(1): 1-5.
- [12] 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.
- [13] Sun Y, Zhao S H, Dong C. Measurement device independent quantum key distribution network based on quantum memory and entangled photon sources[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(3): 0327001.
孙颖, 赵尚弘, 东晨. 基于量子存储和纠缠光源的测量设备无关量子密钥分配网络[J]. *光学学报*, 2016, 36(3): 0327001.
- [14] Chen Y, Shen Y, Zou H X. An all-fiber continuous variable quantum key distribution based on multi-bits coding of single pulse[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(7): 0727001.
陈岩, 沈咏, 邹宏新. 基于单脉冲多位编码的全光纤连续变量量子密钥分发[J]. *光学学报*, 2015, 35(7): 0727001.
- [15] Bouwmeester D, Pan J W, Mattle K, *et al.* Experimental quantum teleportation[J]. *Nature*, 1997, 390(6660): 575-579.
- [16] Vaidman L. Teleportation of quantum states[J]. *Physical Review A*, 1994, 49(2): 1473-1476.
- [17] Braunstein S L, Kimble H J. Teleportation of continuous quantum variables[J]. *Physical Review Letters*, 1998, 80(4): 869-872.
- [18] Furusawa A, Sorensen J L, Braunstein S L, *et al.* Unconditional quantum teleportation[J]. *Science*, 1998, 282(7): 706-709.
- [19] Ren J G, Xu P, Yong H L, *et al.* Ground-to-satellite quantum teleportation[J]. *Nature*, 2017, 549(7670): 70-73.
- [20] Yonezawa H, Aoki T, Furusawa A. Demonstration of a quantum teleportation network for continuous variables[J]. *Nature*, 2004, 431(7007): 430-433.
- [21] Su X L, Zhao Y P, Hao S H, *et al.* Experimental preparation of eight-partite cluster state for photonic qumodes[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(24): 5178-5180.
- [22] Yukawa M, Ukai R, Looock P V, *et al.* Experimental generation of four-mode continuous-variable cluster states[J]. *Physical Review A*, 2008, 78(1): 012301.
- [23] Yokoyama S, Ukai R, Armstrong S C, *et al.* Ultra-large-scale continuous-variable cluster states multiplexed in the time domain[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(12): 982-986.
- [24] Chen M, Menicucci N C, Pfister O. Experimental realization of multipartite entanglement of 60 modes of a quantum optical frequency comb[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(12): 120505.
- [25] Bouwmeester D, Pan J W, Daniell M, *et al.* Observation of three photon Greenberger-Horne-Zeilinger entanglement[J]. *Physical Review Letters*, 1999, 82(7): 1345-1349.
- [26] Lee J, Kim M S. Entanglement teleportation via Werner states[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(18): 4236-4239.
- [27] Lee J, Min H, Oh S D. Multipartite entanglement for entanglement teleportation[J]. *Physical Review A*, 2002, 66(5): 052318.
- [28] Zheng Y Z, Gu Y J, Guo G C. Teleportation of a three-particle entangled W state[J]. *Chinese Physics*, 2002, 11(6): 537-542.

- [29] Man Z X, Xia Y J, An N B. Economical and feasible controlled teleportation of an arbitrary unknown n -qubit entangled state[J]. *Journal of Physics B*, 2007, 40(10): 1767-1774.
- [30] Li S S, Nie Y Y, Hong Z H, *et al.* Controlled teleportation using four-particle cluster state[J]. *Communications in Theoretical Physics*, 2008, 50(3): 633-636.
- [31] Chen X B, Xu G, Yang Y X, *et al.* Centrally controlled quantum teleportation[J]. *Optics Communications*, 2010, 283(23): 4802-4809.
- [32] Gao T, Yan F L, Li Y C. Optimal controlled teleportation[J]. *Europhysics Letters*, 2008, 84(5): 50001.
- [33] Wang G M, Ying M S. Perfect many-to-one teleportation with stabilizer states[J]. *Physical Review A*, 2007, 77(3): 032324.
- [34] Yeo Y, Chua W K. Teleportation and dense coding with genuine multipartite entanglement[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(6): 060502.
- [35] Yang C P, Chu S I, Han S Y. Efficient many-party controlled teleportation of multi-qubit quantum information via entanglement[J]. *Physical Review A*, 2004, 70(2): 022329.
- [36] Gorbachev V N, Trubiko A I, Rodichkina A A. Teleportation and dense coding via a multiparticle quantum channel of the GHZ-class[J]. *Quantum Information and Computation*, 2002, 2(5): 367-378.
- [37] Wang Z J, Ruan F, Fang X. Teleportation for atomic state based on disentanglement-free state[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(3): 0327001.
王中结, 阮飞, 方旭. 基于免退纠缠态的原子态隐形传输[J]. *光学学报*, 2015, 35(3): 0327001.
- [38] Dong K. Effect of interaction between two qubits on qubits entanglement properties of ultra-strongly coupling quantum oscillator[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(2): 0227003.
董锟. 量子比特间相互作用对同量子谐振腔强耦合的量子比特纠缠性质的影响[J]. *光学学报*, 2016, 36(2): 0227003.
- [39] Karlsson A, Bourennane M. Quantum teleportation using three-particle entanglement[J]. *Physical Review A*, 1998, 58(6): 4394-4400.
- [40] Man Z X, Xia Y J, An N B. Genuine multiqubit entanglement and controlled teleportation[J]. *Physical Review A*, 2007, 75(5): 052306.
- [41] He G Q, Zhang J T, Zeng G H. Teleportation of continuous variable multimode Greenberger-Horne-Zeilinger entangled states[J]. *Journal of Physics B*, 2008, 41(21): 215503.
- [42] Ren L J, He G Q, Zeng G H. Universal teleportation via continuous-variable graph states[J]. *Physical Review A*, 2008, 78(4): 042302.
- [43] Zhao Z, Chen Y, Zhang A, *et al.* Experimental demonstration of five-photon entanglement and open-destination teleportation[J]. *Nature*, 2004, 430(6995): 54-58.
- [44] 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.
- [45] Hillery M, Buzek V, Berthiaume A. Quantum secret sharing[J]. *Physical Review A*, 1999, 59(3): 1829-1834.
- [46] Scarani V, Gisin N. Quantum communication between N partners and Bell's inequalities[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 87(11): 117901.
- [47] Su X L, Tan A H, Jia X J, *et al.* Experimental preparation of quadripartite cluster and Greenberger-Horne-Zeilinger entangled states for continuous variables[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(7): 070502.
- [48] Vahlbruch H, Mehmet M, Danzmann K, *et al.* Detection of 15 dB squeezed states of light and their application for the absolute calibration of photoelectric quantum efficiency[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(11): 110801.
- [49] Huo M R, Qin J L, Yan Z H, *et al.* Generation of two types of nonclassical optical states using an optical parametric oscillator with a PPKTP crystal[J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 109(22): 221101.
- [50] Reid M D, Drummond P D. Quantum correlations of phase in nondegenerate parametric oscillation[J]. *Physical Review Letters*, 1988, 60(26): 2731-2733.
- [51] 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.
- [52] Loock P V, Furusawa A. Detecting genuine multipartite continuous-variable entanglement[J]. *Physical Review A*, 2003, 67(5): 052315.
- [53] Takei N, Aoki T, Koike S, *et al.* Experimental demonstration of quantum teleportation of a squeezed state[J]. *Physical Review A*, 2005, 72(4): 042304.
- [54] 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.
- [55] Su X L, Tian C X, Deng X W, *et al.* Quantum entanglement swapping between two multipartite

- entangled states[J]. Physical Review Letters, 2016, 117(24): 240503.
- [56] Ide T, Hofmann H F, Furusawa A, *et al.* Gain tuning and fidelity in continuous-variable quantum teleportation[J]. Physical Review A, 2002, 65(6): 062303.
- [57] Braunstein S L, Fuchs C A, Kimble H J. Criteria for continuous-variable quantum teleportation[J]. Journal of Modern Optics, 2000, 47(2): 267-268.
- [58] Grosshans F, Grangier P. Quantum cloning and teleportation criteria for continuous quantum variables[J]. Physical Review A, 2001, 64(1): 010301.
- [59] 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): 4953-4959.