

连续变量光场偏振态的可逆控制系统

张晋亮¹, 吴量², 闫捷利³, 闫智辉^{3*}, 贾晓军^{1,3}¹山西大学物理电子工程学院, 山西 太原 030006;²山西工程科技职业大学信息工程学院, 山西 晋中 030619;³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 连续变量光场偏振态的量子隐形传态不仅适合于远距离的量子态传输,而且可以直接和原子节点相互作用。实现连续变量光场任意偏振态的可逆控制是实现其量子隐形传态的关键。设计和实现了基于现场可编程逻辑阵列的连续变量光场偏振态的可逆控制器。利用振幅分割型偏振测量方法和波片型偏振控制方法,实现了光场偏振态的测量与控制。通过算法优化和半开环结构设计,对于任意偏振态的测量误差平均值小于 0.543° ,转换误差平均值小于 0.474° ,还原误差平均值小于 0.636° 。该系统能够实现初始偏振态和预设偏振态之间有效转换,为连续变量偏振态的高效量子隐形传态的实现提供了必要的技术支持。

关键词 物理光学; 光场偏振态; 偏振控制; 偏振测量; 优化算法

中图分类号 O431.2 **文献标志码** A

DOI: 10.3788/AOS231755

1 引言

量子隐形传态利用量子纠缠和经典通道,可以使任意量子态实现从发送方到接收方的远距离传输^[1-3]。量子隐形传态是实现量子信息的重要基础,可以用于构建量子互联网,实现量子逻辑门^[4]。连续变量量子隐形传态具有制备、传输和测量效率高的优势,是实现量子通信的有效方式之一。随着量子信息的发展,人们对量子网络实用化提出了更高的要求。量子网络由量子通道和量子节点构成,因此,实用化发展需要在远距离量子节点之间进行量子态传输和分发。连续变量偏振态的测量方式简单,无需在测量端引入强本底光,光场与原子节点可以直接发生相互作用,光场偏振态和原子自旋波均使用 Stokes 算符描述。因此,连续变量偏振态是构建量子网络的重要量子资源之一^[5-6]。然而,连续变量光场偏振态的量子隐形传态需要光场偏振态的高效操控^[7]。

光场偏振控制器由偏振测量器和偏振控制器组成。偏振测量器可以分为分时测量和实时测量两类^[8-10]。分时测量通过转动部件或分时调制器实现 Stokes 参量的测量,本质上无法实现快速变化的偏振测量。实时测量通过空间调制分束同时测量不同

分路调制后的偏振^[11]。利用偏振分束器(PBS)、1/2波片(HWP)和1/4波片(QWP)可以实现分振幅全 Stokes 实时偏振成像系统,以及全 Stokes 参量的实时测量^[12]。偏振控制器主要有波片型^[13]、挤压光纤型^[14-16]、铌酸锂电光晶体^[17]、光纤环形^[18]等,其中波片型偏振控制器具有插入损耗低、控制精度高、成本低、可以无穷控制等特点,被广泛应用于中低速控制领域。偏振控制算法针对不同偏振控制器的特点,提出了梯度算法^[19]、模拟退火算法^[20]、遗传算法^[21]等实现任意偏振控制,能够有效解决极点、复位等问题,提高偏振控制器的控制效果。然而,除了偏振单向控制外,连续变量偏振态的量子隐形传态需要可逆控制,实现光场任意偏振态转换为用于量子远程传态的预设偏振态,之后再还原为初始偏振态。因此,连续变量光场偏振态的可逆控制器是实现连续变量光场偏振态的量子隐形传态的关键^[7]。为此,本文设计了基于现场可编程逻辑阵列(FPGA)的连续变量光场偏振态的可逆控制器,且利用半开环结构设计提高控制速度。利用振幅分割法偏振测量、1/4波片-1/2波片-1/4波片(后文简称 QHQ 波片)型偏振控制,结合优化算法,实现连续变量光场偏振态的有效转换和还原。实验数据表明:对于任意偏振态的测量误差平均值小于 0.543° ,转换误差平均值小

收稿日期: 2023-11-07; 修回日期: 2023-12-11; 录用日期: 2023-12-20; 网络首发日期: 2023-12-23

基金项目: 国家自然科学基金(62122044, 61925503, 11904218, 12147215, 11834010, 62135008)、国家重点研发计划(2022YFA1404500)、山西省高等学校科技创新项目(2019L0794)、山西省“1331工程”重点学科建设计划(62135008)

通信作者: *zhyan@sxu.edu.cn

于 0.474° , 还原误差平均值小于 0.636° 。

2 实验原理

通常利用 Stokes 参量来描述光场的偏振态, Stokes 参量直接与光强对应便于测量分析, 具体表达式为

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_0 + I_{90^\circ} \\ I_0 - I_{90^\circ} \\ I_{45^\circ} - I_{135^\circ} \\ I_R - I_L \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{E}_x^2 + \vec{E}_y^2 \\ \vec{E}_x^2 - \vec{E}_y^2 \\ 2\vec{E}_x\vec{E}_y \cos \delta \\ 2\vec{E}_x\vec{E}_y \sin \delta \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中: S_0 为偏振光的总光强 ($I_0 + I_{90^\circ}$); S_1 为水平方向与竖直方向偏振光的光强差 ($I_0 - I_{90^\circ}$); S_2 为 45° 方向与 -45° 方向偏振光的光强差 ($I_{45^\circ} - I_{135^\circ}$); S_3 表示右旋分量与左旋分量偏振光的光强差 ($I_R - I_L$); \vec{E}_x 和 \vec{E}_y 分别为偏振光在 x 、 y 方向上的相位分量, δ 为两者的相位差。

光场偏振态的变换用穆勒矩阵 \mathbf{M} ($M_{i,j} \in \mathbf{M}$, $i, j = 0, 1, 2, 3$) 来描述。将输入 Stokes 参量与穆勒矩阵进行点乘即可得到输出状态, 具体过程为

$$\mathbf{R}(\theta, \varphi) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2(2\theta) + \sin^2(2\theta)\cos\varphi & \sin(2\theta)\cos(2\theta) - \sin(2\theta)\cos(2\theta)\cos\varphi & \sin\varphi\sin(2\theta) \\ 0 & \sin(2\theta)\cos(2\theta) - \sin(2\theta)\cos(2\theta)\cos\varphi & \sin^2(2\theta) + \cos^2(2\theta)\cos\varphi & -\sin\varphi\cos(2\theta) \\ 0 & -\sin\varphi\sin(2\theta) & \sin\varphi\cos(2\theta) & \cos\varphi \end{bmatrix} \quad (4)$$

通常使用相位延迟量固定的波片, HWP 的相位延迟量为 180° , 对应的穆勒矩阵为 $\mathbf{R}(\theta, 180^\circ)$; QWP 的相位延迟量为 90° , 对应的穆勒矩阵为 $\mathbf{R}(\theta, 90^\circ)$ 。

2.1 偏振测量

偏振测量部分采用基于振幅分割法^[12]的偏振测量系统来实现, 该系统如图 1 所示, 通过 PPBS、波片、PBS 等光学器件将偏振光场分束调制并同时测量以实

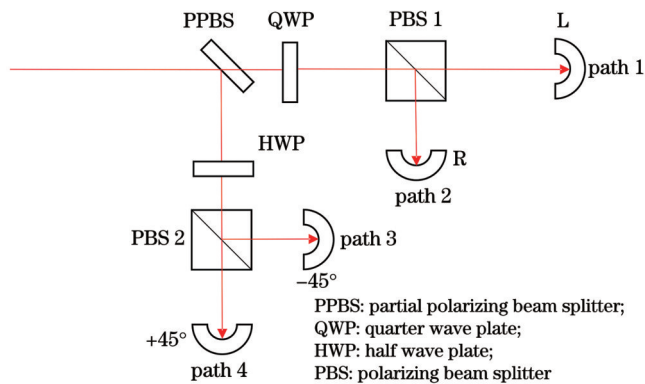


图 1 振幅分割型偏振测量原理图

Fig. 1 Principle diagram of amplitude-split polarization measurement

$$\mathbf{S}' = \begin{bmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{bmatrix} = \mathbf{M} \cdot \mathbf{S} = \begin{bmatrix} M_{00} & M_{01} & M_{02} & M_{03} \\ M_{10} & M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{20} & M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{30} & M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} \quad (2)$$

部分偏振分束器和波片是该系统的主要部件。部分偏振分束器 p 光和 s 光的透射率分别为 T_p 、 T_s , 其透射光路的穆勒矩阵 $\mathbf{P}(T_p, T_s)$ 为

$$\mathbf{P}(T_p, T_s) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} T_p + T_s & T_p - T_s & 0 & 0 \\ T_p - T_s & T_p + T_s & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\sqrt{T_p T_s} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\sqrt{T_p T_s} \end{bmatrix} \quad (3)$$

部分偏振分束器 p 光和 s 光的反射率分别为 $R_p = 1 - T_p$ 和 $R_s = 1 - T_s$, 则反射部分的穆勒矩阵为 $\mathbf{P}(R_p, R_s)$ 。根据部分偏振分束器对 p 光和 s 光透射率和反射率的不同, 可以分为 PBS (偏振分束器: $T_p = 1$, $T_s = 0$)、PPBS (部分偏振分束器: $0 < T_p \neq T_s < 1$)、NPBS (消偏振分束器: $0 < T_p = T_s < 1$)。波片的旋转角度 θ 和相位 φ 的穆勒矩阵 $\mathbf{R}(\theta, \varphi)$ 为

现偏振光的实时测量。探测系统 path 1~path 4 的穆勒矩阵为

$$\begin{cases} \mathbf{M}_{\text{path 1}} = \mathbf{P}(1, 0) \cdot \mathbf{R}(22.5^\circ, 180^\circ) \cdot \mathbf{P}(T_p, T_s) \\ \mathbf{M}_{\text{path 2}} = \mathbf{P}(0, 1) \cdot \mathbf{R}(22.5^\circ, 180^\circ) \cdot \mathbf{P}(T_p, T_s) \\ \mathbf{M}_{\text{path 3}} = \mathbf{P}(1, 0) \cdot \mathbf{R}(45^\circ, 90^\circ) \cdot \mathbf{P}(R_p, R_s) \\ \mathbf{M}_{\text{path 4}} = \mathbf{P}(0, 1) \cdot \mathbf{R}(45^\circ, 90^\circ) \cdot \mathbf{P}(R_p, R_s) \end{cases} \quad (5)$$

探测器只能测到穆勒矩阵的第一行, 由每个路径穆勒矩阵的第一行可以得到测量光路的路径矩阵 \mathbf{M}_{path} 。

$$\mathbf{M}_{\text{path}} = \begin{bmatrix} \mathbf{M}_{\text{path 1}}(1, 1) & \mathbf{M}_{\text{path 1}}(1, 2) & \mathbf{M}_{\text{path 1}}(1, 3) & \mathbf{M}_{\text{path 1}}(1, 4) \\ \mathbf{M}_{\text{path 2}}(1, 1) & \mathbf{M}_{\text{path 2}}(1, 2) & \mathbf{M}_{\text{path 2}}(1, 3) & \mathbf{M}_{\text{path 2}}(1, 4) \\ \mathbf{M}_{\text{path 3}}(1, 1) & \mathbf{M}_{\text{path 3}}(1, 2) & \mathbf{M}_{\text{path 3}}(1, 3) & \mathbf{M}_{\text{path 3}}(1, 4) \\ \mathbf{M}_{\text{path 4}}(1, 1) & \mathbf{M}_{\text{path 4}}(1, 2) & \mathbf{M}_{\text{path 4}}(1, 3) & \mathbf{M}_{\text{path 4}}(1, 4) \end{bmatrix} \quad (6)$$

初始偏振光的 Stokes 参量通过路径矩阵 \mathbf{M}_{path} 之后便可得到探测器测量的光强度矢量 \mathbf{I} , 具体表达式为

$$\mathbf{I} = \mathbf{M}_{\text{path}} \cdot \mathbf{S}_0 \quad (7)$$

进一步得到此时光强度矢量 \mathbf{I} 的展开式为

$$\mathbf{I} = \begin{bmatrix} I_{\text{path 1}} \\ I_{\text{path 2}} \\ I_{\text{path 3}} \\ I_{\text{path 4}} \end{bmatrix} =$$

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{4}S_0 + \frac{T_p - T_s}{4}S_1 + \frac{\sqrt{T_p T_s}}{2}S_2 \\ \frac{1}{4}S_0 + \frac{T_p - T_s}{4}S_1 - \frac{\sqrt{T_p T_s}}{2}S_2 \\ \frac{1}{4}S_0 - \frac{T_p - T_s}{4}S_1 + \frac{\sqrt{(1-T_p)(1-T_s)}}{2}S_3 \\ \frac{1}{4}S_0 - \frac{T_p - T_s}{4}S_1 - \frac{\sqrt{(1-T_p)(1-T_s)}}{2}S_3 \end{bmatrix}. \quad (8)$$

根据式(8)计算得出:四路的光强和等于 S_0 ;前两路的光强和与后两路的光强和的差值与 S_1 成正比,即 $(I_{\text{path 1}} + I_{\text{path 2}}) - (I_{\text{path 3}} + I_{\text{path 4}}) = (T_p - T_s)S_1$;path 1与path 2的光强差与 S_2 成正比,即 $I_{\text{path 1}} - I_{\text{path 2}} = \sqrt{T_p T_s} S_2$;path 3与path 4的光强差与 S_3 成正比,即 $I_{\text{path 3}} - I_{\text{path 4}} = \sqrt{(1-T_p)(1-T_s)} S_3$ 。

在确定光学元件的仪器参数后,通过探测器可得到光强度矢量,由此可以反演出探测偏振光的 Stokes 参量,具体公式为

$$\begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \mathbf{M}_{\text{path}}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} I_{\text{path 1}} \\ I_{\text{path 2}} \\ I_{\text{path 3}} \\ I_{\text{path 4}} \end{bmatrix}. \quad (9)$$

任意偏振态可以在庞加莱球中一一对应, S_1 、 S_2 、 S_3 分别为庞加莱球的三个坐标。在庞加莱球中,赤道平面为线偏振,极点为圆偏振,其余位置为椭圆偏振。根据 Stokes 参量与椭圆率和方位角的关系可以计算得到输入场偏振光的方位角 θ_{in} 和椭圆率 φ_{in} ,用于后续偏振控制,具体公式为

$$\begin{cases} 2\theta_{\text{in}} = \arctan(S_2/S_1) \\ 2\varphi_{\text{in}} = \arcsin(S_3/S_0) \end{cases}. \quad (10)$$

偏振椭圆方位角的 2 倍,即 $2\theta_{\text{in}}$ 在庞加莱球中为赤道上的投影与轴 S_1 的夹角, $2\theta_{\text{in}} \in [-\pi, \pi]$;偏振椭圆率的 2 倍,即 $2\varphi_{\text{in}}$ 在庞加莱球中为与赤道平面的夹角, $2\varphi_{\text{in}} \in [-\pi/2, \pi/2]$ 。

2.2 偏振控制

偏振控制部分以 QHQ 波片型偏振控制^[22]为基础设计,使用相位延迟固定的波片,通过旋转波片的角度实现偏振态的转换,具体结构如图 2 所示。

在图 3 中, $P_{\text{SOP}0}(\theta_{\text{in}}, \varphi_{\text{in}})$ 为入射场初始偏振态; $P_{\text{SOP}1}(\theta_1, 0)$ 为经过 QWP 1 后的线偏振态; $P_{\text{SOP}2}(\theta_{\text{set}}, 0)$ 为经过 HWP 1 达到的预设偏振态; $P_{\text{SOP}3}(\theta_3, 0)$ 为经

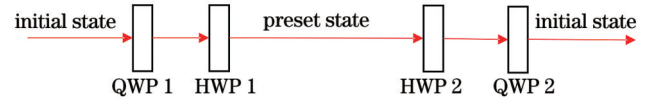


图 2 偏振控制的结构图

Fig. 2 Structure diagram of polarization control

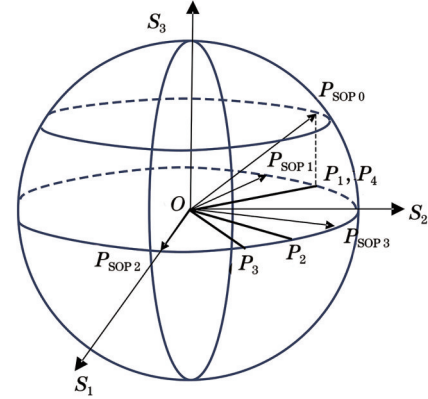


图 3 用庞加莱球表示波片对偏振光作用

Fig. 3 Poincaré sphere to represent of action of wave plate on polarized light

过 HWP 2 后的偏振态; OP_1 、 OP_2 、 OP_3 、 OP_4 分别为 QWP 1、HWP 1、HWP 2、QWP 2 快轴对应的线段。波片对入射偏振态的物理作用在庞加莱球上表现为入射偏振态绕该波片的快轴对应的线段顺时针旋转一定的角度。旋转角度由波片所延迟的相位决定,HWP 的相位延迟量为 180° ,QWP 的相位延迟量为 90° 。如图 3 所示,入射场偏振态经过偏振测量得到的初始偏振态为 $P_{\text{SOP}0}(\theta_{\text{in}}, \varphi_{\text{in}})$;QWP 1 旋转角度 $p_1 = \theta_{\text{in}}$,使 $P_{\text{SOP}0}$ 绕 OP_1 旋转 90° 转换成线偏振态 $P_{\text{SOP}1}(\theta_1 = \theta_{\text{in}} + \varphi_{\text{in}}, 0)$;HWP 1 旋转角度 $p_2 = (\theta_1 + \theta_{\text{set}})/2 = (\theta_{\text{in}} + \varphi_{\text{in}} + \theta_{\text{set}})/2$,使 $P_{\text{SOP}1}$ 绕 OP_2 旋转 180° 转换成预设偏振态 $P_{\text{SOP}2}(\theta_{\text{set}}, 0)$,此时偏振态完成正向控制可以进行隐形传态的协议处理;HWP 2 旋转角度 $p_3 = (\theta_3 + \theta_{\text{set}})/2 = (\theta_{\text{in}} - \varphi_{\text{in}} + \theta_{\text{set}})/2$,使 $P_{\text{SOP}2}$ 绕 OP_3 旋转 180° 转换成偏振态 $P_{\text{SOP}3}(\theta_3 = \theta_{\text{in}} - \varphi_{\text{in}}, 0)$,此时 $\theta_3 = \theta_{\text{in}} - \varphi_{\text{in}}$ 以保证后续通过 QWP 2 将其旋转还原;QWP 2 旋转角度 $p_4 = p_1 = \theta_{\text{in}}$,使 $P_{\text{SOP}3}$ 绕 OP_4 旋转 90° 转换成偏振态 $P_{\text{SOP}0}(\theta_{\text{in}}, \varphi_{\text{in}})$,此时偏振态完成逆向控制,被转换成初始偏振态。

整个过程波片旋转角度的具体计算公式为

$$\begin{cases} p_1 = \theta_{\text{in}} \\ p_2 = (\theta_{\text{in}} + \varphi_{\text{in}} + \theta_{\text{set}})/2 \\ p_3 = (\theta_{\text{in}} - \varphi_{\text{in}} + \theta_{\text{set}})/2 \\ p_4 = \theta_{\text{in}} \end{cases}, \quad (11)$$

式中: p_1 、 p_2 、 p_3 、 p_4 分别对应波片 QWP 1、HWP 1、

HWP 2、QWP 2 快轴的方位角; θ_{in} 、 φ_{in} 分别为通过偏振探测系统得到的输入偏振光的方位角和椭圆率; θ_{set} 为通过程序设定线偏振光的方位角。

3 实验方案与优化算法

3.1 实验方案

实验方案如图 4 所示,其中 PBS 为正交的偏振分束器,PPBS 为 p 光和 s 光透反比不等的偏振分束器,NPBS 为对偏振没有影响的非偏振分束器,redpitaya 为基于 ZYNQ (Zynq-7000 All ProgrammableSoC) 的 FPGA。

整个实验主要由偏振产生、偏振测量、偏振控制、

上位机四部分组成。偏振产生部分由激光器出来的激光经过 PBS 透射形成 p 光(即为水平线偏振光),再经过 HWP 和 QWP 的组合产生庞加莱球内的任意偏振光,用于后续实验测量与控制。前馈偏振测量部分使用振幅分割型的实时偏振测量系统,将四个探测器测到的光强转换成信号发送给 redpitaya,计算测量矩阵并处理得到偏振光场的 Stokes 参量 S 、方位角、椭圆率、波片旋转角度等信息。反馈偏振测量系统与前馈测量系统相同,对测量得到的偏振与前馈测量得到的信息进行分析处理,得到控制误差,以供控制优化使用。上位机负责显示前馈和反馈测量部分的信息,控制优化算法处理并将优化后的波片旋转信息发送至装载有波片的电动旋转架,以实现精确的偏振控制。

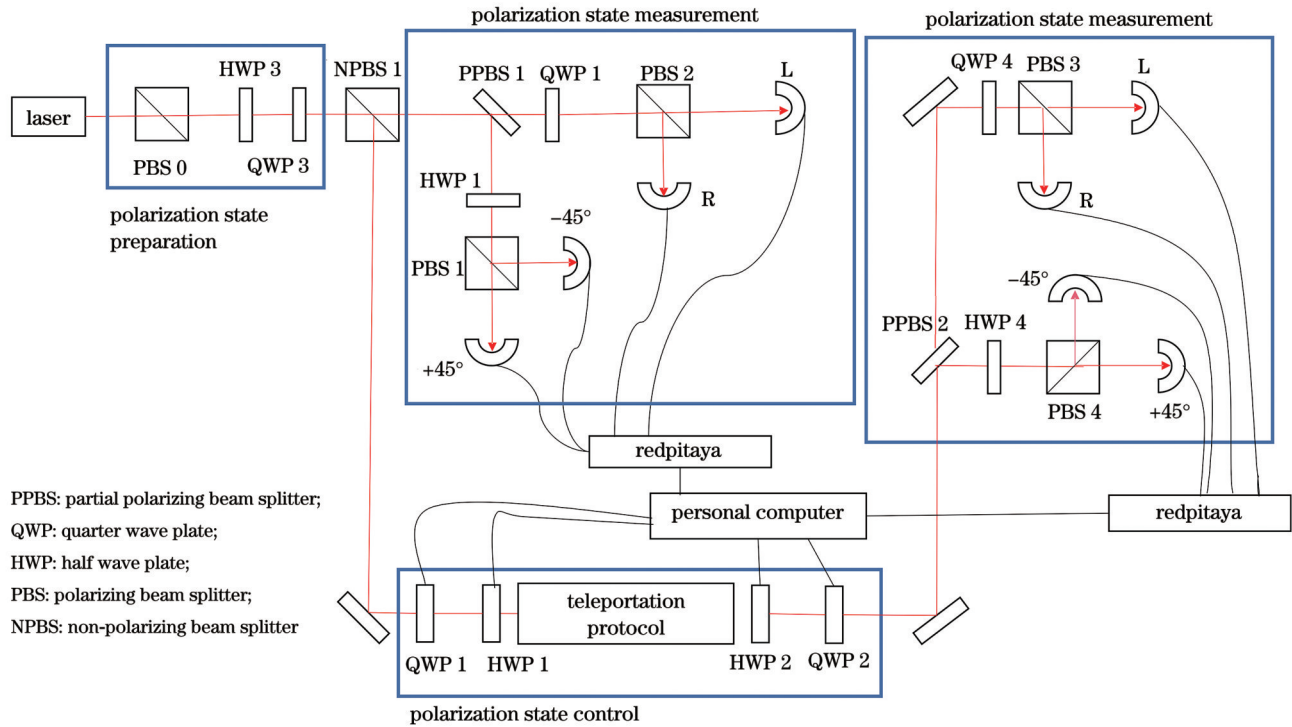


图 4 偏振控制系统的光路图

Fig. 4 Optical path diagram of polarization control system

3.2 算法优化

在控制过程中受到波片快轴的装载角度和相位等光学系统误差的影响,从而产生控制误差。设计优化算法对波片旋转角度进行处理以减小控制误差。优化过程中需要反馈测量信息,对优化信息进行存储,以便在之后的控制过程中直接使用。

整个控制流程图如图 5 所示,程序主要由初始化、发送控制、反馈测量、控制优化四个模块组成。

初始化模块主要负责程序初始化和控制前馈偏振测量。根据式(9)和式(10)利用程序实现光强值到 Stokes 参量的转换,最终获得偏振光的方位角 θ 和椭圆率 φ 。根据式(11)分别得到 QWP 1、HWP 1、HWP 2 和 QWP 2 理论上的旋转角度 p_1 、 p_2 、 p_3 、 p_4 。

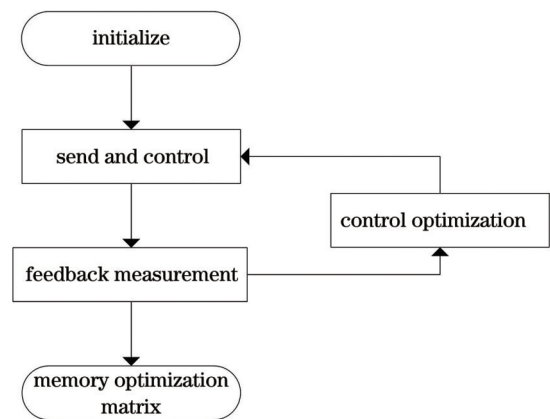


图 5 控制流程图

Fig. 5 Control flow chart

发送控制模块主要负责读取优化信息并对理论旋转角度进行优化处理,将波片的旋转信息发送给装载波片的电动旋转座,以进行角度旋转。

反馈测量主要负责控制后偏振信息的测量,对测量结果进行处理,得到误差 $\Delta\theta$ 、 $\Delta\varphi$ 并进行误差判断,若误差大于要求值,则进入控制优化,反之,控制结束,存储优化信息。

控制优化模块主要负责波片旋转角度的优化处理,以减小控制误差。控制优化模块分为预设转换优化和还原优化两部分,流程图如图 6(a)、(b)所示。预设转换优化主要实现任意偏振光到预设线偏振光的转换,此时预设偏振光椭圆率 φ 为 0 且只与 QWP 1 快轴的旋转角度有关。首先,只需要先保持 HWP 1 不变,优化 QWP1 快轴的旋转角度使偏振光椭圆率 φ 达到预

设椭圆率;其次,保持 QWP 1 不变,优化 HWP 1 快轴的旋转角度使其达到预设方位角。还原优化主要使预设线偏振光还原到初始任意偏振光,需要调取前馈测量信息进行误差分析,此时椭圆率 φ 与通过 HWP 2 后的线偏振光的方位角和 QWP 2 快轴的夹角有关。首先,保持 QWP 2 不变,优化 HWP 2 快轴的旋转角度使椭圆率 φ 达到初始偏振光椭圆率;其次,同时优化 HWP 2 和 QWP 2 快轴的旋转角度,在这一过程中保持通过 HWP 2 后线偏振光的方位角与 QWP 2 快轴的夹角不变,以保证椭圆率不变且使方位角达到初始偏振光的方位角。当偏振光椭圆率逐渐增加且偏振光近似为圆偏振光时,方位角测量误差变大,这里选择减小优化步长的方式进行处理,以达到更好的控制优化。

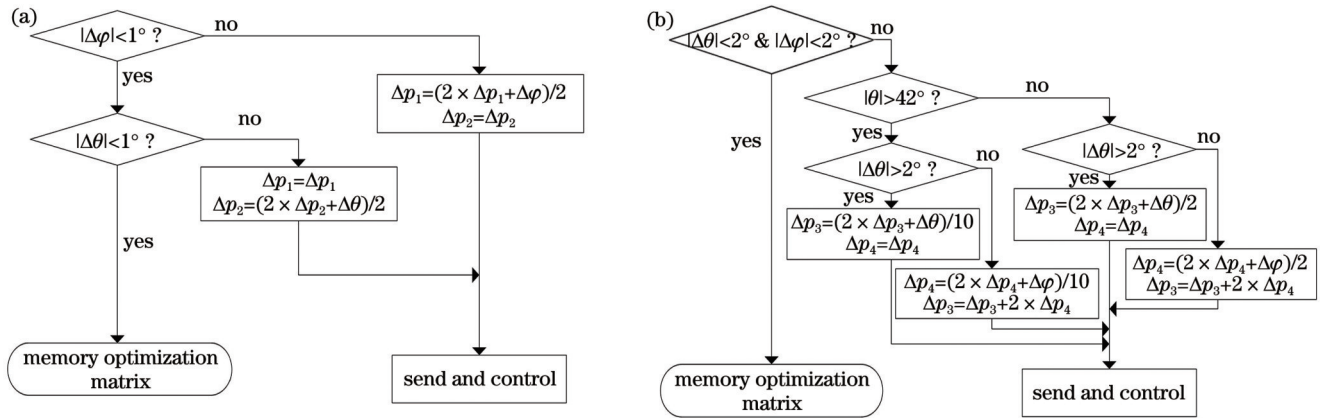


图 6 控制优化流程图。(a)预设控制优化流程图;(b)还原控制优化流程图

Fig. 6 Control optimization flow chart. (a) Process diagram of preset control optimization; (b) process diagram of restore control optimization

当偏振光接近圆偏振光时,椭圆率在 $\pm 45^\circ$ 附近且难以区分优化方向,此时将优化信息存储在寄存器,并比较近两次的优化结果,若优化后的结果比优化前的结果更差,则及时改变优化方向,再次进行优化处理。

4 实验结果分析

4.1 偏振测量结果

方位角的测量:偏振产生部分使用 HWP 产生线偏振光,将 HWP 从 0 开始旋转直到 180° ,测量间隔为 5° 。结果如图 7(a)、(b)所示,方位角测量值与理论值

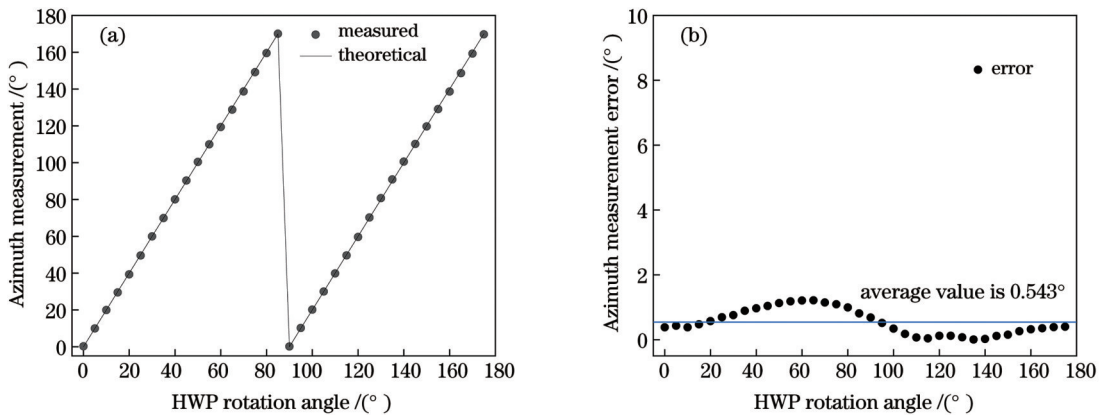


图 7 方位角测量结果及误差。(a)方位角测量结果;(b)方位角测量误差

Fig. 7 Azimuth measurement result and error. (a) Azimuth measurement result; (b) azimuth measurement error

接近,误差平均值为 0.543°。

椭圆率的测量:偏振产生部分使用 QWP 产生椭圆偏振光,将 QWP 从 0 开始旋转直到

180°,测量间隔为 5°,结果如图 8(a)、(b)所示。椭圆率测量值与理论值接近,误差平均值为 0.432°。

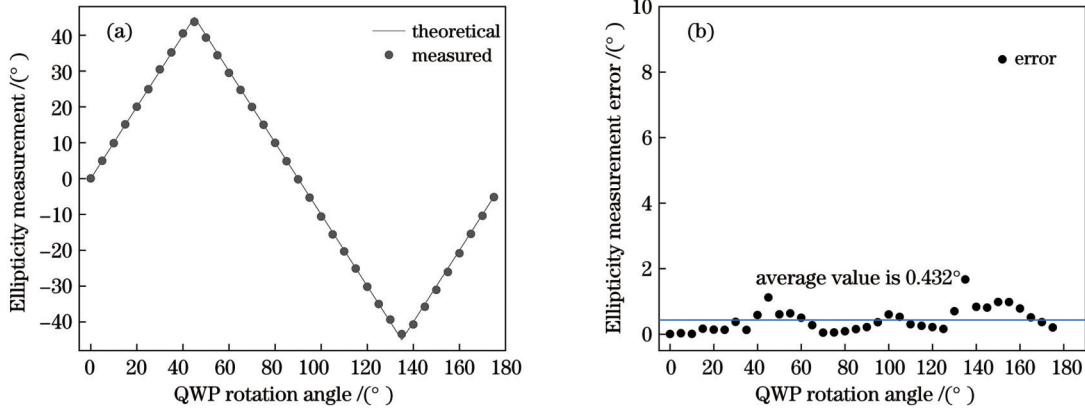


图 8 椭圆率测量结果及误差。(a)椭圆率测量结果;(b)椭圆率测量误差

Fig. 8 Ellipticity measurement result and error. (a) Ellipticity measurement result; (b) ellipticity measurement error

4.2 预设线偏振光的转换结果

对预设线偏振光进行控制转换需要对特定的方位角进行优化处理,所提实验针对 90°线偏振光进行优化处理,实现任意偏振光到 90°线偏振光的转换。结果如图 9 所示,转换后的线偏振光方位角在 90°附近,误差

平均值为 0.474°。

4.3 任意偏振光的还原结果

完成预设态偏振转换后,可进行量子隐形传态协议的处理,需要将偏振光还原为初始偏振光。所提实验将 90°线偏振光还原为初始偏振光,对还原后偏振光与初始偏振光的方位角和椭圆率进行误差分析。结果如图 10(a)、(b)所示,方位角还原误差平均值为 0.636°,椭圆率还原误差平均值为 0.479°。

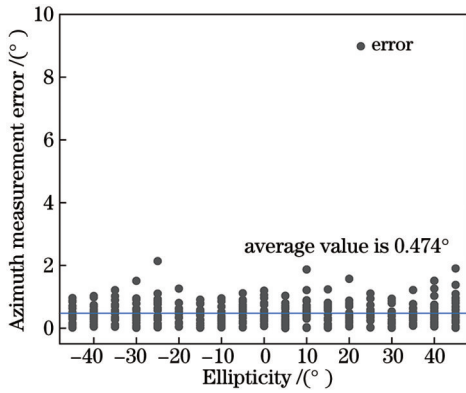


图 9 90°线偏振光控制误差

Fig. 9 90° line polarized light control error

5 总结

利用振幅分割型偏振测量方法和 QHQ 波片型偏振控制方法,实现了连续变量光场偏振态的可逆控制系统。通过优化算法和设计半开环结构,实现了连续变量偏振态的有效测量、转换以及初始态还原,将偏振测量误差平均值控制在 0.543°以下。在 QHQ 波片型偏振控制原理的基础上,提出了优化算法,减小了波片相位和角度等光学系统误差导致的控制误差。对于任意偏振控制转换,预设转换误差平均值小于 0.474°,还

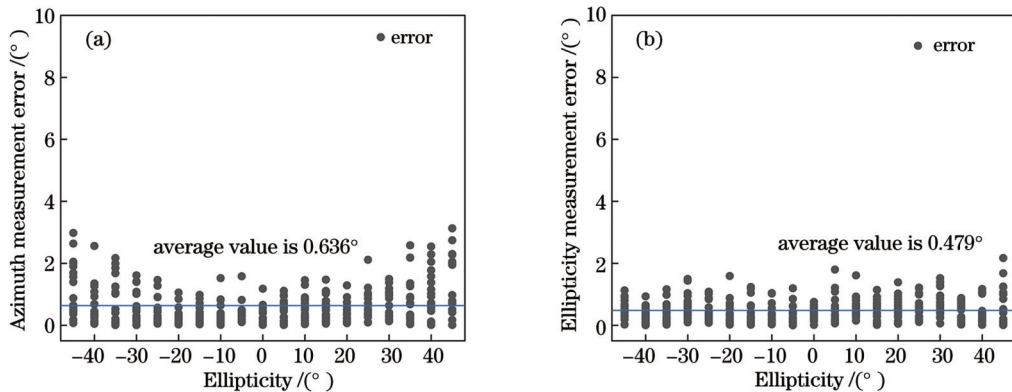


图 10 任意偏振光还原误差。(a)还原为初始态的方位角测量误差;(b)还原为初始态的椭圆率测量误差

Fig. 10 Arbitrary polarized light reduction error. (a) Azimuth measurement error of initial state reduction; (b) ellipticity measurement error of initial state reduction

原误差平均值小于 0.636° , 实现了偏振转换与还原。系统采用半开环式设计, 在控制过程中可直接使用算法优化后的信息, 其控制速度与需要实时反馈的闭环控制系统相比有所提升。

利用光纤系统和自由空间是实现量子态远距离传输的两个主要途径。通过对光纤中的偏振偏移进行保偏处理^[23], 能够实现 200 km 的量子密钥分发^[24]。自由空间对偏振不敏感^[25], 偏振态可直接实现远距离量子通信^[26-27]。利用该方案能够实现光场初始偏振态和预设偏振态之间的高效转换, 因此该方案对利用自由空间实现远距离态传输或者结合保偏控制器开展远距离光纤量子态传输研究均具有重要意义。

参 考 文 献

- [1] 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.
- [2] Bouwmeester D, Pan J W, Mattle K, et al. Experimental quantum teleportation[J]. *Nature*, 1997, 390: 575-579.
- [3] Huo M R, Qin J L, Cheng J L, et al. Deterministic quantum teleportation through fiber channels[J]. *Science Advances*, 2018, 4(10): eaas9401.
- [4] Su X L, Hao S H, Deng X W, et al. Gate sequence for continuous variable one-way quantum computation[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2828.
- [5] Glöckl O, Heersink J, Korolkova N, et al. A pulsed source of continuous variable polarization entanglement[J]. *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics*, 2003, 5(4): S492-S496.
- [6] Iskhakov T S, Agafonov I N, Chekhova M V, et al. Polarization-entangled light pulses of 10^5 photons[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(15): 150502.
- [7] Dolińska A, Buchler B C, Bowen W P, et al. Teleportation of continuous-variable polarization states[J]. *Physical Review A*, 2003, 68(5): 052308.
- [8] 殷玉龙, 孙晓兵, 宋茂新, 等. 分振幅型全 Stokes 同时偏振成像系统波片相位延迟误差分析[J]. *物理学报*, 2019, 68(2): 024203.
Yin Y L, Sun X B, Song M X, et al. Phase delay error analysis of wave plate of division-of-amplitude full Stokes simultaneous polarization imaging system[J]. *Acta Physica Sinica*, 2019, 68(2): 024203.
- [9] 唐凡春, 步扬, 吴芳, 等. 基于达曼光栅的快照式斯托克斯偏振测量方法[J]. *光学学报*, 2023, 43(13): 1312002.
Tang F C, Bu Y, Wu F, et al. Snapshot Stokes polarimetry method based on Dammann grating[J]. *Acta Optica Sinica*, 2023, 43(13): 1312002.
- [10] 冀海月, 李双, 向光峰, 等. 空间振幅调制光谱偏振测量技术信息提取研究[J]. *光学学报*, 2023, 43(12): 1212007.
Ji H Y, Li S, Xiang G F, et al. Research on information extraction of spectrum polarization measurement technology based on spatial amplitude modulation[J]. *Acta Optica Sinica*, 2023, 43(12): 1212007.
- [11] 李志诚, 唐志列, 陈萍, 等. 基于斯托克斯参量的光弹性应力分布及成像方法研究[J]. *光学学报*, 2012, 32(5): 0512005.
Li Z C, Tang Z L, Chen P, et al. Study of photoelastic stress distribution and imaging method based on Stokes parameters[J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, 32(5): 0512005.
- [12] Pezzaniti J L, Chenault D, Roche M, et al. Four camera complete Stokes imaging polarimeter[J]. *Proceedings of SPIE*, 2008, 6972: 69720J.
- [13] Rong W F, Dupont L, Wang Y X, et al. An endless reset-free polarization control method using two wave plates[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2010, 2(6): 865-872.
- [14] Wang B C, Li Z Y. Uniformly high-speed semi-open loop polarization control and PMD suppression[J]. *Chinese Optics Letters*, 2020, 18(5): 050601.
- [15] Jofre M, Anzolin G, Steinlechner F, et al. Fast beam steering with full polarization control using a galvanometric optical scanner and polarization controller[J]. *Optics Express*, 2012, 20(11): 12247-12260.
- [16] 张英强, 程子毓, 李海珍, 等. 基于 FPGA 的量子通信系统偏振态制备及控制集成化[J]. *激光与光电子学进展*, 2023, 60(11): 1106018.
Zhang Y Q, Cheng Z Y, Li H Z, et al. Polarization state preparation and control integration of a quantum communication system based on a field-programmable gate array[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2023, 60(11): 1106018.
- [17] Huang Z M, Liu C L, Li J F, et al. Fiber polarization control based on a fast locating algorithm[J]. *Applied Optics*, 2013, 52(27): 6663-6668.
- [18] 李申, 马海强, 吴令安, 等. 全光纤量子通信系统中的高速偏振控制方案[J]. *物理学报*, 2013, 62(8): 084214.
Li S, Ma H Q, Wu L A, et al. High-speed polarization controller for all-fiber quantum communication systems[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, 62(8): 084214.
- [19] Hirabayashi K, Amano C. Feed-forward continuous and complete polarization control with a PLZT rotatable-variable waveplate and inline polarimeter[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2003, 21(9): 1920-1932.
- [20] 李伟文, 章献民, 陈抗生, 等. 模拟退火算法在无端偏振控制器中的应用[J]. *光子学报*, 2005, 34(6): 820-824.
Li W W, Zhang X M, Chen K S, et al. Application of simulated annealing algorithm on endless polarization controller[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, 34(6): 820-824.
- [21] Mamdoohi G, Abas A F, Samsudin K, et al. Implementation of genetic algorithm in an embedded microcontroller-based polarization control system[J]. *Engineering Applications of Artificial Intelligence*, 2012, 25(4): 869-873.
- [22] 廖延娜, 张玮, 阴亚芳, 等. 方位角控制型偏振控制器的分析与研究[J]. *光通信研究*, 2010(1): 51-53, 65.
Liao Y N, Zhang W, Yin Y F, et al. Research on and analysis of polarization controllers using rotatable retarders[J]. *Study on Optical Communications*, 2010(1): 51-53, 65.
- [23] Wang D J, Zhang X, Liu J, et al. Novel polarization control approach to long-term fiber-optic frequency transfer[J]. *Chinese Physics Letters*, 2020, 37(9): 094201.
- [24] Zhang Y C, Chen Z Y, Pirandola S, et al. Long-distance continuous-variable quantum key distribution over 202.81 km of fiber[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(1): 010502.
- [25] Zheng Z T, Chen Z Y, Huang L Y, et al. Performance analysis of quantum key distribution using polarized coherent states in free-space channel[J]. *Chinese Physics B*, 2023, 32(3): 030306.
- [26] Heim B, Peuntinger C, Killoran N, et al. Atmospheric continuous-variable quantum communication[J]. *New Journal of Physics*, 2014, 16(11): 113018.
- [27] Peuntinger C, Heim B, Müller C R, et al. Distribution of squeezed states through an atmospheric channel[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(6): 060502.

Reversible Control System for Continuous Variable Light Field Polarization State

Zhang Jinliang¹, Wu Liang², Yan Jieli³, Yan Zhihui^{3*}, Jia Xiaojun^{1,3}

¹College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, Shanxi, China;

²College of Information Engineering, Shanxi Vocational University of Engineering Science and Technology, Jinzhong 030619, Shanxi, China;

³State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, Shanxi, China

Abstract

Objective Quantum teleportation can transfer arbitrary unknown quantum states between two distant users with the help of quantum entanglement, thereby facilitating the construction of quantum networks, implementation of quantum logic operations, and advancement in quantum computing. Continuous variable (CV) polarized light field is an important quantum resource, with advantages such as high efficiency in preparation, transmission, and measurement. It is suitable for long-distance quantum state transmission and can directly interact with atomic nodes. Therefore, it is desired to implement a quantum teleportation network of the CV polarized light field. However, the precise control and transformation of the polarization state of the light field are key to the quantum teleportation of an arbitrary CV polarization state. Quantum teleportation of the CV polarization state requires reversible control, enabling transformation from any arbitrary polarization state to a predetermined state for quantum teleportation, followed by restoration to the initial polarization state. Nevertheless, existing studies on polarization control primarily focus on unidirectional control, which fails to meet these requirements. This scheme intends to realize reversible precise regulation of any polarization state of the light field and achieve effective conversion between the initial polarization state and the predetermined polarization state.

Methods The amplitude-division polarization measurement method and the wave plate polarization controller are employed in this paper to achieve polarization measurement and reversible control. The field-programmable gate array (FPGA) and host computer are utilized for control optimization and information display. First, a combination of half wave plate (HWP) and quarter wave plate (QWP) is used to generate incident field polarization states uniformly distributed on the Poincare sphere. Second, an amplitude-division polarization measurement system consisting of the partial polarization beam splitter, polarization beam splitter, HWP, and QWP is employed to spatially modulate the incident polarization state of the light field. Full Stokes parameters are measured in real time through inversion, which are then converted into azimuth and elliptic frequency. Additionally, based on the obtained polarization measurement information, a wave plate polarization controller comprising of HWP and QWP is used to convert arbitrary polarizations into preset polarizations and restore the initial polarizations, thereby enabling reversible control over the polarization state of the light field. Finally, communication between the systems for both polarization measurement and control is realized by combining FPGA with the host computer, while an optimization algorithm designed specifically for controlling errors caused by optical systems enhances control accuracy.

Results and Discussions The reversible control system for the polarization state of the light field exhibits precise measurement and effective manipulation of polarization. The azimuth is measured by rotating HWP to generate linearly polarized light. The average error between the measured result and the theoretical value is 0.543° . The ellipticity is measured by rotating the QWP to produce different degrees of ellipticity polarization. The average error between the measured results and the theoretical value is 0.432° . The aforementioned results of the polarization azimuth and elliptic ratio measurements demonstrate the precise effectiveness of the polarization measurement system, thereby providing valuable test outcomes for the polarization control component. Through the forward polarization control of the incident polarized light field by QWP 1 and HWP 1, the azimuth of the converted linearly polarized light is close to 90° , and the average error is 0.474° . The forward polarization control successfully achieves precise and efficient conversion from the arbitrary polarization state to the predetermined target polarization state, with the measured value closely approximating the set value. The average error of the azimuth is 0.636° , and the average error of the ellipticity is 0.479° for the inverse polarization control of the incident polarized state by HWP 2 and QWP 2. The reverse polarization control successfully achieves accurate and efficient conversion from the preset polarization state to the initial incident polarization state, resulting in a restored polarization state that closely approximates the initial polarization state.

Conclusions The measurement and reversible control of the polarization state of the optical field are realized by using the amplitude split polarization measurement method and the wave plate polarization control method. Algorithm optimization and semi-open-loop structure design have been employed to achieve an average measurement error of less than 0.543° for any polarization state. Furthermore, the average preset conversion error is less than 0.474° and the average reduced conversion error is less than 0.636° for any polarization control conversion. The system can realize the effective conversion between the initial and the preset polarization states, which provides key technical support for the efficient quantum teleportation of the CV polarization state. Using an optical fiber system and free space is the main way to realize the long-distance transmission of quantum states. A quantum key distribution of 200 km can be achieved by maintaining a polarization offset in the optical fiber. Free space is not sensitive to polarization, so the polarization state can be easily and directly realized for long-distance quantum communication. This scheme can realize the efficient conversion between the initial and preset polarization state of the light field, so it is of great research significance for the long-distance state transmission in free space or long-distance optical fiber quantum state transmission combined with the bias-preserving controller.

Key words physical optics; polarization state of light field; polarization control; polarization measurement; optimization algorithm