

基于量子隐形传态的完全 Bell 基测量

任继刚, 周 飞, 易震环, 彭承志, 潘建伟

(清华大学 物理系, 北京 100084)

摘要: 完全区分 4 个 Bell 态是实现量子隐形传态过程的关键, 目前线形光学的办法还不能对 Bell 态进行完全的测量。我们根据两光子量子隐形传态方案利用 Mach-Zehnder 干涉仪, 通过高位希尔伯特空间中偏振与路径之间的纠缠实现了完全 bell 基测量。通过引入参考光的方法, 达到干涉仪两臂相位的自动稳定; 该方案成功应用于 16 km 自由空间量子隐形传态实验中。

关键词: 量子隐形传态; Bell 基测量; M-Z 干涉仪

中图分类号: O431

文献标识码: A

0 引言

在量子通信中, 如何将一个粒子所携带的信息准确的从一方传输到另一方是关键问题。我们假设 Alice 有一些处于任意 $|\psi\rangle$ 态的粒子, 她想处于另一个远距离的 Bob 端也同样拥有此态的粒子, 我们当然可以直接将粒子传送到 Bob, 但是如果 Alice 和 Bob 之间的通信信道存在很大干扰, 这种方法就不能够实现。或者我们通过测量粒子得到相应的信息, 再通过其它的通道传输信息。但不可克隆定理^[1]告诉我们完美的量子态克隆是不可能实现的, 也就是说任何一个人不可能只通过测量过程掌握一个量子态的完整信息, 那么 Alice 和 Bob 该采用什么方案实现了?

1993 年由 Bennett 等人提出的量子隐形传态方案^[2]正好解决了这一两难的问题。Alice 有一个量子系统, 其中有一个粒子 1, 它处于某一初始态, Alice 想将这种量子态传送给另一端的 Bob, Alice 和 Bob 也同时共享一个由 EPR 源^[3]产生的纠缠粒子对 2 和 3。Alice 将这个初始态粒子和处于纠缠态的其中一个粒子做联合 bell 基测量, 将测量结果通过经典信道传送给 Bob, Bob 根据得

到的经典信息, 对另外一个辅助粒子做相应的么正变换, 使其变为处于初始量子态的粒子, 从而实现量子隐形传态, 已经在很多实验中实现^[4-6]。

实现量子隐形传态最本质的一点是将粒子 1 和粒子 2 做联合 bell 基测量, 使其投影到四个 bell 态中的某一个:

$$\begin{aligned} |\Psi_{12}^{\pm}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|H_1\rangle|V_2\rangle \pm |V_1\rangle|H_2\rangle) \\ |\Phi_{12}^{\pm}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|H_1\rangle|H_2\rangle \pm |V_1\rangle|V_2\rangle) \end{aligned} \quad (1)$$

然而目前通过线性光学的方法只能区分两个 bell 态, 无法实现完全 bell 态的测量, 在这里我们依据两光子量子隐形传态方案^[7]实现了一种可以用于自由空间量子隐形传态实验的完全 bell 基测量的实验系统, 通过引入经典参考光的方式, 以主动反馈的方式实现了 Bell 基测量装置相位的自动稳定。

1 用于量子隐形传态的完全 Bell 态测量原理

方案原理装置如图 1 所示:

20 收稿日期: 2009-06-10

基金项目: 清华 985 基金(批准号:051110001); 国家自然科学基金(批准号:60708023)

作者简介: 任继刚(1978-), 男, 河北唐山人, 清华大学博士研究生, 研究方向: 量子光学与量子信息。

E-mail: renjigang01@mails.thu.edu.cn

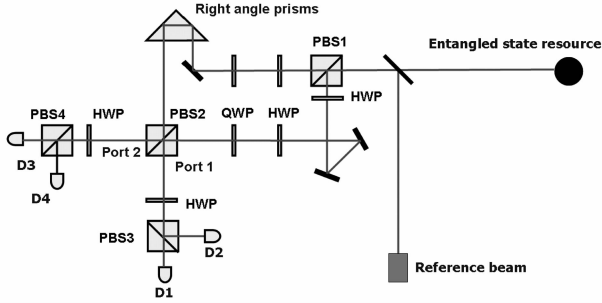


图1 Bell态测量装置原理图

Fig. 1 Principle of Bell State measurement

我们通过Ⅱ-型参量下转换过程直接产生一对纠缠光子^[8]，下转换光子波长为806 nm，两光子处于极化纠缠态

$$|\psi\rangle_{1p2p} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_{1p}|V\rangle_{2p} - |V\rangle_{1p}|H\rangle_{2p}) \quad (2)$$

为了实现完全Bell基测量，我们利用两个极化分束器PBS1和PBS2组成一个Mach-Zehnder干涉仪，其中光子1经过一个极化分束器后，它有两个可能的路径，定义 $|U\rangle$ 表示光子1经过PBS后走上面的路径； $|D\rangle$ 表示光子1经过PBS后走下面的路径。所以经过第一个PBS后，考虑到路径自由度光子态可表示为：

$$|\psi'\rangle_{1w1p2p} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|U\rangle_{1w}|H\rangle_{1p}|V\rangle_{2p} - |D\rangle_{1w}|V\rangle_{1p}|H\rangle_{2p}) \quad (3)$$

下标 w 代表路径，下标 p 代表极化。我们选择走下面路径的光子通过一个半波片，角度放在 45° ，它将使极化产生 90° 的旋转，使 V 光变为 H 光，来擦除掉光子1的极化信息，这时光子1的路径(w)自由度与光子2的极化(p)自由度就处与如下的最大纠缠态上面：

$$|\psi\rangle_{1w2p} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|U\rangle_{1w}|V\rangle_{2p} - |D\rangle_{1w}|H\rangle_{2p}) \quad (4)$$

Alice用一个半波片和一个四分之一波片将光子1的极化制备到想要传输的量子态 $|\psi\rangle_{1p} = \alpha|H\rangle_{1p} + \beta|V\rangle_{1p}$ 上，这时整体的量子态可表示为：

$$|\psi\rangle_{1p1w2p} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|U\rangle_{1w}|V\rangle_{2p} - |D\rangle_{1w}|H\rangle_{2p}) \times (\alpha|H\rangle_{1p} + \beta|V\rangle_{1p}) \quad (5)$$

我们现在引入四个类似于Bell态的正交态：

$$\begin{aligned} |\psi^-\rangle_{1w1p} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|D\rangle_{1w}|V\rangle_{1p} - |U\rangle_{1w}|H\rangle_{1p}) \\ |\psi^+\rangle_{1w1p} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|D\rangle_{1w}|V\rangle_{1p} + |U\rangle_{1w}|H\rangle_{1p}) \\ |\phi^-\rangle_{1w1p} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|D\rangle_{1w}|H\rangle_{1p} - |U\rangle_{1w}|V\rangle_{1p}) \\ |\phi^+\rangle_{1w1p} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|D\rangle_{1w}|H\rangle_{1p} + |U\rangle_{1w}|V\rangle_{1p}) \end{aligned} \quad (6)$$

我们利用这四个态作为基矢重新整理(5)

$$\begin{aligned} |\psi\rangle_{1p1w2p} &= |\psi\rangle_{1p} \otimes |\psi\rangle_{1w2p} \\ &= \frac{1}{2} [|\psi^-\rangle_{1p1w} (-\alpha|H\rangle_{2p} - \beta|V\rangle_{2p}) + \\ &\quad |\psi^+\rangle (-\alpha|H\rangle_{2p} + \beta|V\rangle_{2p}) + \\ &\quad |\phi^-\rangle_{1p1w} (\alpha|V\rangle_{2p} + \beta|H\rangle_{2p}) + \\ &\quad |\phi^+\rangle (\alpha|V\rangle_{2p} - \beta|H\rangle_{2p})] \end{aligned} \quad (7)$$

对于Alice，在基矢 $|\psi^+\rangle_{1w1p}$ 、 $|\phi^+\rangle_{1w1p}$ 上对光子的极化和路径自由度进行联合测量，我们定义PBS2左边输出端口为B，向下输出端口为A。当光子1塌缩到量子态 $|\psi^+\rangle$ ，光子将从干涉仪的端口A出射，离开干涉仪后，光子1的路径信息被擦除掉，此时的光子态为： $|\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|V\rangle \pm |H\rangle)$ ，那么我们在端口A的方向通过1个半波片将 $\pm 45^\circ$ 偏振态旋转为水平垂直偏振状态，再经过1个PBS，我们就可以将 $|\psi^+\rangle$ 完全区分， $|\psi^+\rangle$ 将引起探测器D1的响应，而 $|\psi^-\rangle$ 将引起探测器D2的响应。同理， $|\phi^+\rangle$ 将引起探测器3的响应， $|\phi^-\rangle$ 将引起探测器4的响应。可以看到这种两光子的Bell态分析仪可以达到完全的Bell态测量，从而真正实现主动的完全的量子隐形传态。

2 主动反馈相位稳定方案

另外一个关键的问题也必须引起我们的注意，两光子隐形传态原型方案中默认M-Z干涉仪两臂之间的单光子位相是稳定的且为零。然而实际过程中，在自然状态下M-Z干涉仪两臂之间的相位差是随环境变化而随机变化的，这就会对Bell态测量造成致命的影响。所以实际应用过程中我们必须设法将M-Z干涉仪的相位稳定在某

一值上(比如零)。

以往的许多实验都采用被称为被动稳定的方法,即保护干涉仪不被空气流动和温度漂移影响。但是这种方法仅仅能稳定几秒钟到几分钟的量级,而且如果不进行检查,不能保证我们的系统确定性的处在所需要的位置。

实验中我们采用了一种实时反馈的方法主动对相位进行稳定。如图 1 所示其中全反棱镜固定在电控纳米微移动平台上用来调节干涉仪的相位差。将一束用来稳相的波长为 808 nm 的激光经衰减后逆着光子 1 飞行的方向耦合进入干涉仪。假设稳相光的偏振态设置为: $|\psi\rangle = \alpha|H\rangle + \beta|V\rangle$, 经过第一个极化分束器后,光子态为:

$$|\psi\rangle = \alpha|H\rangle|U\rangle + i\beta|V\rangle|D\rangle \quad (8)$$

反射路径上的光子通过一块半波片将 $|V\rangle$ 变为 $|H\rangle$, 之后上下两个路径的光子经过用于态制备的四分之一波片和半波片,极化态被制备到: $\alpha|H\rangle + \beta|V\rangle$, 于是光子的量子态可表示为:

$$|\psi\rangle = (\alpha|H\rangle + \beta|V\rangle) \otimes (\alpha|U\rangle + i\beta|D\rangle) \quad (9)$$

经过 M-Z 干涉仪后,上下两个路径之间会产生一个相位差:

$$|\psi\rangle = (\alpha|H\rangle + \beta|V\rangle) \otimes (\alpha|U\rangle e^{i\phi} + i\beta|D\rangle) \quad (10)$$

经过第二个极化分束器时,设上面路径投射端口为 1,下面路径投射端口为 2,于是光子在极化分束器上干涉后的光子态为:

$$\begin{aligned} |\psi\rangle &= \alpha^2|H\rangle|1\rangle e^{i\phi} + i\alpha\beta|V\rangle|2\rangle e^{i\phi} + \\ & i\alpha\beta|H\rangle|2\rangle - \beta^2|V\rangle|1\rangle \\ &= (\alpha^2 e^{i\phi}|H\rangle - \beta^2|V\rangle)|1\rangle + \\ & i\alpha\beta(|H\rangle + e^{i\phi}|V\rangle)|2\rangle \end{aligned} \quad (11)$$

考虑来自 PBS2 的端口 1 的光子状态,如果参考光选择合适入射态(45° 偏振),通过纳米微移动平台调节干涉仪的相位差,此时由半波片和 PBS4 组成的测量装置是对 $\pm 45^\circ$ 基矢进行测量,当极化分束器两路 D3 和 D4 的探测值之比最大时干涉仪的相位就已经被调节到 0 (或 2π)。同时将比值通过计算机采集,使其比值(tan)可以反映干涉仪本身的对比值,并以此作为反馈信号,控制纳米移动平台,将干涉仪的相位锁定在需要的位置。

程序的具体算法如下:当该比值大于设定的某一阈值的时候,认为现在的相位已经稳定在需要的位置,一旦该比值小于阈值,系统自动调节纳米微移动平台向某一方向移动,并比较移动前后比值的大小,如果该比值变大,证明移动方向正确(否则就反向移动),继续向该方向移动,直到比值大于阈值,系统认定现在的相位已经重新稳定到所需要的位置,另外由于利用两路计数的比值来稳定相位,有效的消除了稳相激光器功率不稳带来的影响。所有的比较,数据收集和命令发送都是通过电脑来执行的。

3 实验结果

我们在 16 km 自由空间量子隐形传态实验中搭建了这套完全 Bell 基测量装置。图 2 为在自

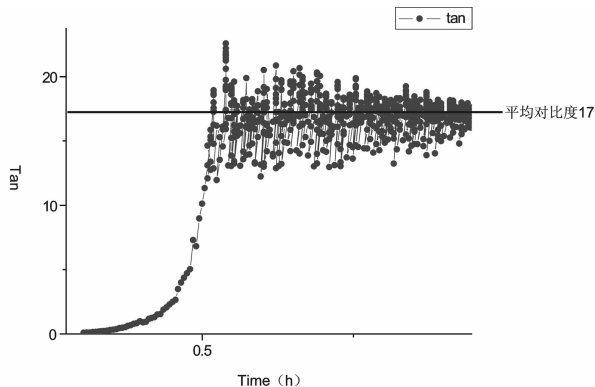


图 2 自然状态下干涉仪稳定性曲线

Fig. 2 The stabilization of the interferometer in slight turbulence

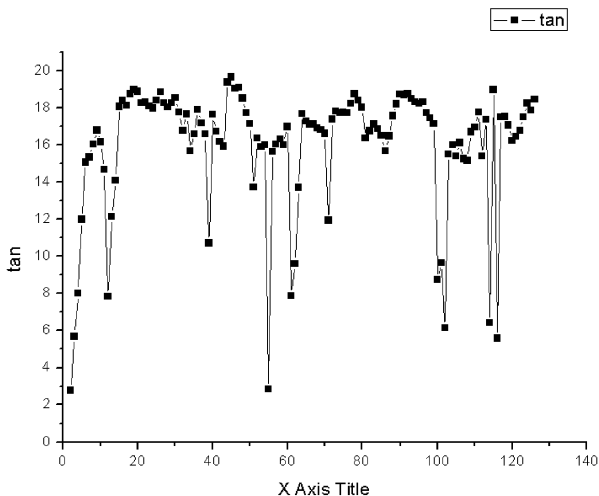


图 3 剧烈扰动下干涉仪稳定性曲线

Fig. 3 The stabilization of the interferometer in strong turbulence

然状态下 1 h 实验时间内测量得到的干涉仪稳定性曲线:

在实验中干涉仪平均对比度可以长时间稳定到 17:1, y 轴表示 D3 与 D4 探测的比值, 可以看到, 干涉仪工作得很好, 可以比较稳定的将相位长时间的锁定在需要的位置。

图 3 为存在强烈扰动(比如拍桌子之类)的情况下, 干涉仪的工作性能曲线:

从图中可以看到, 当引入干扰后, 干涉仪相位失锁, 但通过反馈作用, 干涉仪可以快速将相位调回所需要的位置。

通过该系统我们完成了 16 km 自由空间量子隐形传态实验, 实现六个非正交态的隐形传态,

保真度在 86.8% 到 91% 之间, 远大于经典的 66.7% 的限度。

4 结论

本文提出了一种基于马赫-泽登干涉仪的 Bell 基测量, 该方案可以应用于两光子量子隐形传态实验实现完全的 Bell 态测量。通过引入经典参考光的方式实现了干涉仪相位主动稳定, 干涉仪在 1 h 内平均对比度保持在 17:1。该系统成功应用于 16 km 量子隐形传态实验中, 实现六个非正交态保真度在 86.8% 到 91% 之间, 远大于经典限度。

参考文献:

- [1] WOOTERS W K, ZUREK W H. A Single Quantum Cannot be Cloned [J]. *Nature (London)*, 1982, **299**: 802.
- [2] BENNETT C, BRASSARD G, CREPEAU C, *et al.* Teleporting an Unknown Quantum State via Dual Cassic and Einstein-Podolsky-Rosen Channels [J]. *Phys Rev Lett*, 1993, **70**(13): 1895-1899.
- [3] EINSTEIN A, PODOLSKY B, ROSEN N. Can Quantum Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete? [J]. *Phys Rev*, 1935, **47**: 777.
- [4] BOUWMEESTER D, PAN J-W, MATTLE K, *et al.* Experimental Quantum Teleportation [J]. *Nature (London)*, 1997, **390**: 575-579.
- [5] ZHAO Z, *et al.* Experimental Demonstration of Five-photon Entanglement and Open-destination Teleportation [J]. *Nature*, 2004, **430**: 54-58.
- [6] ZHANG Q, *et al.* Experimental Quantum Teleportation of a Two-qubit Composite System [J]. *Nature Physics*, 2006, **2**: 678.
- [7] BOSCHI D, BRANCA S, DE MARTINI F, *et al.* Experimental Realization of Teleporting an Unknown Pure Quantum State via Dual Classical and Einstein-Podolsky-Rosen Channels [J]. *Phys Rev Lett*, 1998, **80**: 1121-1125.
- [8] KWIAT P G, MATTLE K, WEINFURTER H, *et al.* New high Intensity Source of Polarizationentangled Photon Pairs [J]. *Phys Rev Lett*, 1995, **75**: 4337-4341.
- [9] YU Ben-li, WU Xu-qiang. A Micro-vibration Signal Fidelity-pickup Interferometer Based on Optical Fiber Laser [J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics* (量子电子学报), 2006, **23**(4): 551-554.

Complete Bell Measurement Based on the Quantum Teleportation

REN Ji-gang, ZHOU Fei, PENG Cheng-zhi, PAN Jian-wei

(*Department of Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

Abstract: To completely distinguish the four Bell States is the key of Quantum teleportation. Now by insing linear optics methods, we can not perform complete Bell measurement. Based on the method of two photon quantum teleportation which uses Mach-Zehnder interferometer, we propose a scheme which can completely make the Bell measurement in the quantum teleportation experiment in upper dimension space. Through the introduction of the reference of beam we can stabilize the interferometer's phase automatically. The scheme is used in the 16km free space quantum teleportation experiment.

Key words: Quantum teleportation; Bell State Measurement; Mach-Zehnder interferometer