

多光子纠缠实验新进展

——五光子纠缠技术及终端开放的隐形传态实验*

张安宁 陈宇翱 赵志 杨涛 潘建伟[†]

(中国科学技术大学近代物理系 合肥微尺度物质科学国家实验室 合肥 230026)

摘要 在实验上发展了多光子纠缠技术,利用已有的四光子纠缠技术结合新发展的单光子源技术,在世界上第一次实现了五光子纠缠,并在此基础上实现了新型的量子隐形传态——终端开放的隐形传态.实验结果在量子力学基础问题的检验、信息论、密码学和量子计算等重要应用方向上,都具有显著的意义和价值.实验方法将大大促进未来网络化量子通信、线性光学量子计算、量子力学基础检验等重要科学问题的研究.

关键词 纠缠、隐形传态、终端开放

Experimental demonstration of five-photon entanglement and open-destination teleportation

ZHANG An-Ning CHEN Yu-Ao ZHAO Zhi YANG Tao PAN Jian-Wei[†]

(Department of Modern Physics and Hefei National Laboratory for Physical Sciences at Microscale, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

Abstract Based on the technique developed in previous multi-photon interferometry, we experimentally combine an entangled four-photon state with a single photon state to achieve the first ever entanglement of five photons in the world. And then making use of this five-photon source, we also demonstrate a novel type of quantum teleportation, called open-destination teleportation. Our experiment result is of great importance in experimental test of some fundamental problems in quantum mechanics, information theory, cryptography, and quantum computation etc. Also our experimental method will greatly promote the study of distributed quantum communication, linear-optics based quantum computation, and experimental test of some fundamental problems in quantum mechanics etc.

Key words entanglement, teleportation, open-destination

1 量子信息论简介

量子信息论,作为量子力学和信息科学相结合的产物,是一门刚刚崛起但前景广阔的新兴学科.它主要包括量子通信和量子计算^[1,2]两部分.量子信息论拥有不同于经典信息学的独特优点——包括物理学基本原理保证安全性的密码通信^[3,4],能够极大地提高某些复杂数学问题求解速度的量子计算^[5]等等.近年来,量子信息论在理论和实验上都取

得了重大突破:量子态的隐形传态^[6-8]、量子纠缠的隐形传态^[9,10]、连续变量的隐形传态^[11,12]、三体纠缠的实验实现^[13,14]、四体纠缠的实验实现^[15,16]、量子力学和定域实在论之间矛盾的实验检验^[17,18]等等,这些已经取得的实验和理论结果进一步

* 国家自然科学基金、国家重点基础研究发展计划(批准号:2003CB309300)、中国科学院知识创新工程资助项目
2005-01-10 收到

[†] 通讯联系人. Email: Pan@ustc.edu.cn

揭示出量子力学深刻的物理内涵——纠缠的非定域性和关联坍塌。尽管量子信息论仍处于实验和理论的原创性研究阶段,但这些重大的进展已经让我们深刻地认识到,量子信息论为量子理论的实际应用提供了一个全新的视角和生长点。与以前的量子力学应用完全不同的是,在量子信息论的应用中人们利用的是量子态本身,其基本任务是量子态的存储、操纵、传输和输出。可以预言,量子信息论的发展会导致一个全新的量子技术时代。

量子纠缠源是量子通信和量子计算的基础^[1,2],对比原子级联辐射^[19]、离子阱^[20]、腔 QED^[14,21-23]等,极化纠缠光子的量子纠缠源在量子通信和量子密码^[24]等方面有许多优点。因为光子具有传播速度快、与环境耦合小、并且光纤传输技术比较成熟等优势,所以在远程量子通信和量子密钥分配时,一般使用光子。但是,在远程量子通信中的噪声干扰会导致信号在传播过程中发生错误,另外,在量子计算中也不可避免地存在着噪声引起的错误,为了能够实现量子计算和远程量子通信,我们需要采用量子纠错技术。理论研究表明,普适的量子纠错需要五个或者更多粒子的纠缠技术^[25,26]。我们在国际上首次实现的五光子纠缠^[27]达到了量子纠错所需的最小资源需求。

首先,我们在实验上成功地制备了高亮度高质量的四光子 Greenberger - Horne - Zeilinger (GHZ) 态纠缠源,利用该纠缠源在世界上第一次完整验证了四光子 GHZ 态对定域实在论的违背,并且首次证明了该方法产生的态是真正的四光子 GHZ 态^[18],在这一纠缠源的基础上,我们首次实现了基于纠缠交换的量子中继器^[28],我们的实验结果结合量子纠缠浓缩的实现,原理性地证明了基于上述技术可以在遥远的两地建立最大纠缠,从而为未来远距离量子通信的实现奠定了基础,最近,我们利用单光子源和四光子纠缠源的作用,在世界上首次实现了五光子纠缠,并实现了未知量子态终端开放的隐形传态^[27],以及可升级非破坏的控制非门^[29]。我们的实验结果也有很多进一步的应用,比如说,量子密钥共享^[30,31]、基于测量的量子计算^[32,33]等等。

2 五光子纠缠理论方案

众所周知,三体纠缠^[13,14]与四体纠缠^[15,16]已在实验上实现,并成功地应用于验证量子力学和定域实在论之间的矛盾^[17,18]。但如果我们要进行普适的纠错,三体、四体纠缠是不够的,必须要掌握更高的

纠缠技术——至少要五粒子纠缠,才能实现普适纠错^[25,26]。毫无疑问,在实验上实现五光子纠缠,是重要而且极具挑战性的工作。

我们注意到, Rarity 于 1999 年提出了一个高亮度的三光子源的理论方案(用一对纠缠光子对和一个弱的单光子源构造)^[34]。如果我们能在实验上实现这个三光子的方案,再结合我们已经掌握的四光子纠缠技术,我们就能想办法制备出五光子纠缠态来!

如图 1 所示,极化纠缠光子对 2-3 和 4-5 都处在态 $|\Phi^+\rangle$ 上,

$$|\Phi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|H\rangle + |V\rangle|V\rangle), \quad (1)$$

H 和 V 分别表示光子的水平和垂直极化方向。

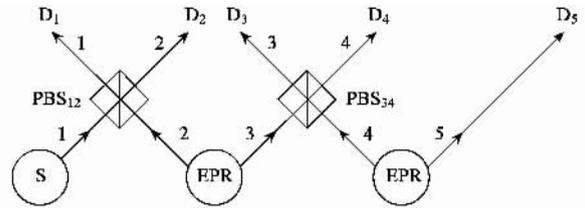


图1 制备五光子纠缠态的原理示意图(两个 EPR 纠缠源分别发射一对处于态 $|\Phi^+\rangle$ 纠缠光子对,单光子源 S 发出处于态 $|+\rangle$ 的光子,在 1,2,3,4 四个光子在两个极化分束器 PBS₁₂、PBS₃₄ 上交迭之后,当五个出口各有且仅有一个光子的情况下,这五个光子将处在五体 GHZ 纠缠态下)

利用我们已掌握的四光子技术,即在两对光子对中各选一个光子(这里是光子 3 和 4),让它们在极化分束器(PBS₃₄)上交迭,那么在有四体符合的情况下,2,3,4,5 这四个光子将处于四光子的 GHZ 态^[16,35]

$$|\Phi_{2345}\rangle =$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|H_2\rangle|H_3\rangle|H_4\rangle|H_5\rangle + |V_2\rangle|V_3\rangle|V_4\rangle|V_5\rangle). \quad (2)$$

为了得到五光子纠缠态,我们将光子 1 的态制备为 $\frac{1}{\sqrt{2}}(|H_1\rangle|V_1\rangle)$,同时调节光子 1 和光子 2 的光程,使得它们同时到达极化分束器(PBS₁₂),那么在有五体符合的情况下,这些光子将处在五光子的 GHZ 态:

$$|\Phi_{12345}^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H_1\rangle|H_2\rangle|H_3\rangle|H_4\rangle|H_5\rangle + |V_1\rangle|V_2\rangle|V_3\rangle|V_4\rangle|V_5\rangle). \quad (3)$$

要特别注意的是,只有在五个出口都有且仅有一个光子的情况下,我们得到的才是五光子纠缠态,好在

这个后选择过程既不会影响对量子非定域性的检验^[17,18],也不会影响五光子在线性光学系统的量子信息处理中的实际应用^[36,37].

3 终端开放的隐形传态理论方案

在多粒子量子通信和量子计算中有个重要且极具挑战性的实验——终端开放的隐形传态^[6,38],在所谓的终端开放的隐形传态(open-destination teleportation)中,一个未知的单光子态将会被传送到一个 N 粒子的相干叠加态上,可以用来实现分布式的量子信息处理^[32,33].接下来,通过对其中 $N-1$ 个粒子作一定方向的投影测量,原来的这个被传送的未知量子态可以在 N 个粒子中的任意一个粒子上被读出.

最近,我们利用五光子 GHZ 态纠缠技术,成功演示了这种新型的量子隐形传态——终端开放的隐形传态.

图 2 所描述的装置可以用来实现终端开放的隐形传态,也可以等价的被视为一种编码和解码的操作.在终端开放的隐形传态中,我们用四体的 GHZ 态(2)式]作为源,而光子 1 作为被传送的未知态,假设光子 1 处于未知的极化态 $|\psi_1\rangle = \alpha|H_1\rangle + \beta|V_1\rangle$,为了克服光子 1 上不可避免的退相干效应,我们可以使用量子纠错,比如说为了发现并纠正比特翻转的错误^[39,40],我们可以先将未知光子 1 的态编码到三个量子比特上,即

$$|\Psi_{345}\rangle = \alpha|H_3\rangle|H_4\rangle|H_5\rangle + \beta|V_3\rangle|V_4\rangle|V_5\rangle, \quad (4)$$

需要注意,为了实现普适的量子纠错,我们需要更复杂的编码过程.

为了完成三比特的编码,我们首先将光子 2,3,4 和 5 制备至(2)式所示的四光子 GHZ 态上,然后将光子 1 和 2 在 Bell 态下作分解,全部的五个光子的态可以被写为:

$$\begin{aligned} |\Phi_{12345}\rangle &= |\Psi_1\rangle|\Phi_{2345}\rangle \\ &= \frac{1}{2} [|\Phi^+_{12}\rangle(\alpha|H_3\rangle|H_4\rangle|H_5\rangle + \beta|V_3\rangle|V_4\rangle|V_5\rangle) \\ &\quad + |\Phi^-_{12}\rangle(\alpha|H_3\rangle|H_4\rangle|H_5\rangle - \beta|V_3\rangle|V_4\rangle|V_5\rangle) \\ &\quad + |\Psi^+_{12}\rangle(\alpha|V_3\rangle|V_4\rangle|V_5\rangle + \beta|H_3\rangle|H_4\rangle|H_5\rangle) \\ &\quad + |\Psi^-_{12}\rangle(\alpha|V_3\rangle|V_4\rangle|V_5\rangle - \beta|H_3\rangle|H_4\rangle|H_5\rangle)]. \end{aligned} \quad (5)$$

这意味着如果对光子 1 和光子 2 作 Bell 测量会将光

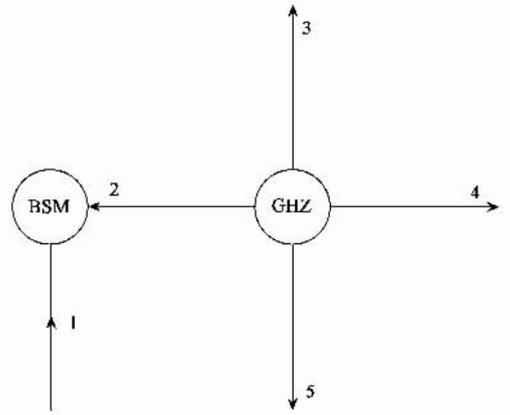


图 2 终端开放的隐形传态示意图(GHZ 纠缠源每次放出一组最大纠缠的四光子态 $|\Phi_{2345}\rangle$,未知光子 1 的极化态为 $|\psi_1\rangle = \alpha|H_1\rangle + \beta|V_1\rangle$.对光子 1 和光子 2 进行 Bell 测量后,我们可以将光子 1 的初始态编码到一个多体纠缠态 $|\Psi_{345}\rangle = \alpha|H_3\rangle|H_4\rangle|H_5\rangle + \beta|V_3\rangle|V_4\rangle|V_5\rangle$,进一步通过对光子 3,4 和 5 中的任何两个作 $+/-$ 基矢的投影测量,剩下的光子转换成光子 1 的最初的状态,实现了终端开放的隐形传态)

子 3,4 和 5 投影到(5)式所示的相应的四个态上,根据光子 1 和光子 2 的测量结果,可以设计与 $|\psi_1\rangle$ 无关的么正操作,将光子 3,4,5 转换成(4)式所示的三体叠加态 $|\Psi_{345}\rangle$ 上,这就实现了一个编码过程.在编码操作中,未知的单光子态被传送到一个三体叠加态上,从而可以被用来对 1 位的比特翻转错误进行纠错^[39,40].

显然,即使只识别出四个 Bell 态中的一个 ($|\Phi^+_{12}\rangle$)会使效率降低为 25%,但也已经足够示范这个编码操作的原理,这个编码操作可以用图 1 的装置来实现.首先,这个装置在光子 3 和光子 4 在 PBS_{34} 上交迭后可以制备编码操作所必须的四光子 GHZ 纠缠态 $|\Phi_{2345}\rangle$,其次,如我们前期的四光子纠缠态的实验^[18]一样,光子 1,2 向 $|\Phi^+_{12}\rangle$ 态的投影测量可以通过在 PBS_{12} 后对光子作 $+/-$ 基矢的极化测量来实现,其中 $|\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle \pm |V\rangle)$,对 Bell 态简单分析可知:光子 1,2 的 $|+_1\rangle|+_2\rangle$ 和 $|-_1\rangle|-_2\rangle$ 的符合意味着对 $|\Phi^+_{12}\rangle$ 的投影测量,这个投影使得光子 3,4,5 处于(4)式所示的态上.

在接下来的操作中,我们可以通过解码操作来读出未知态或者对未知态进行一些操作,以完成希望的量子信息处理过程,为了完成这个解码过程,我们对光子 3,4 和 5 三个光子中的任意两个光子在 $+/-$ 基矢下作局域的极化测量,比如说,如果我们

对光子 4 和光子 5 在 $+/-$ 基矢下作局域的极化分析. 这样如果两个光子的测量结果相同, 也就是说, 光子 4 和光子 5 处于态 $|+_4 +_5$ 或者 $|-_4 -_5$ 时, 剩下的光子 3 就坍缩到 $|\Psi_3 = \alpha|H_3 + \beta|V_3$ 上, 而如果两个光子的测量结果正好相反, 也就是说, 光子 4 和 5 处于 $|+_4 -_5$ 或者 $|-_4 +_5$ 时, 则剩下的光子 3 坍缩到 $\alpha|H_3 - \beta|V_3$, 在第二种情况中, 对光子 3 做一个简单的局域相位翻转操作, 就可以将光子 3 的态变换为 $|\Psi_3$, 也就是原始的未知光子 1 的态. 这样, 我们就把未知的量子态从光子 1 传送到光子 3.

需要指出的是, 通过同样的办法, 对光子 3 和 5 或者对光子 3 和 4 在 \pm 基矢下进行极化测量分析, 光子 1 的未知态同样可以分别被传送到光子 4 或者光子 5 上, 与最原始的隐形传态的方案^[6]作比较可知, 在编码操作之后, 传送的目的地在我们对三个光子中的两个作极化投影测量之前始终是开放的、任意的、不确定的, 这意味着即使光子 3 和 5 三个光子被分离到很远的地方, 我们依然可以自由选择将光子 1 的状态传送到哪个光子上, 因此我们把这样的编码和解码过程称为终端开放的隐形传态^[38], 在这个终端开放的隐形传态中, 我们并不需要预先的传送目标的协议. 因此, 人们不仅可以通过一开始共享一个多体纠缠态, 比如说 GHZ 态, 来完成终端开放的隐形传态, 而且还可以用另外一些态来实现终端开放的隐形传态, 比如 cluster 态^[33]和更一般的 graph 态^[41]. 终端开放的隐形传态在量子计算中还有其他的应用, 就是 Gottesman 和 Chuang 提出的将 GHZ 态和隐形传态相结合以实现量子逻辑门^[32], 还有, 结合纠缠态(cluster 态)和终端开放的量子隐形传态的分布式量子信息处理^[33].

4 五光子纠缠的实验实现

虽然五光子纠缠制备及操作的理论方案非常简单, 但是实验实现却非常具有挑战性. 迄今为止, 自发的参量下转换(SPDC)依然是最好的纠缠光子源, 并且在一系列实验中被用作最基础的纠缠源. 然而, 由于参量下转换的概然性, 使五光子实验中五体符合计数率会十分的低, 以致于实验所需要的时间超过实验条件能稳定的时间. 为了解决这个难题, 我们可以在合理的时间内收集到足够的实验数据以验证五光子纠缠的存在, 我们在实验中进行了很多技术革新, 首先, 我们将泵光最优地聚焦到 LBO

(LiB_3O_5)晶体上, 以达到最好的上转换效率, 但是这样的强光打在 LBO 上, LBO 的镀膜很快会被烧坏, 为了解决这个问题, 我们使用了放在氧气罩里的非镀膜的 LBO 晶体; 其次, 通过调节紫外光在 BBO (β -barium borate)上的聚焦等一系列实验光路参数, 我们同时达到了最好的纠缠光子对产生效率以及收集效率; 第三, 我们用两个 CCD 相机来监控激光的传播方向, 这样, 在回路的反馈效应的帮助下, 我们可以很好地稳定光束的传播方向. 运用这些方法, 我们将紫外脉冲光平均功率控制为 480mW, 我们在模 2, 3 和 4, 5 探测到原始的两对纠缠光子对的两体符合计数均为 $2.4 \times 10^4/\text{s}$, 同最近的一个实验^[42]相比, 我们的纠缠光子对在亮度上略有提高, 并且我们的纠缠源可以稳定足够长时间来让我们完成实验数据的采集.

图 3 为我们的实验装置示意图. 锁模钛宝石脉冲激光器产生持续时间为 200fs, 脉冲重复频率为 76MHz, 中心波长为 788nm 的激光脉冲, 产生的激光脉冲经过一个 LBO 倍频晶体, 在参量上转换过程下转变为波长为 394nm 的紫外光. 我们将这种混合有未发生参量上转换的红外光的紫外光通过三个可以透射红光而反射紫外光的双色分束器, 反射后的紫外激光脉冲两次经过一个 BBO 晶体, 在入射模 2, 3 和 4, 5 处产生两对纠缠光子对^[43], 并且两对光子都处于希望得到的态 $|\Phi^+$ 上. 透过双色分束器的红光(即未经过倍频的泵光)经过吸收镜片和两个极化片形成的衰减, 成为亮度很低的相干态, 以至于在每个脉冲里只有很小的概率探测到光子, 于是我们就制备了所需要的单光子源^[34], 这种单光子源也在许多实验^[44, 45]中被用到. 在实验中我们的符合时间设为 4nm, 可以忽略那些我们不需要的随机符合.

为了实现五光子纠缠, 我们首先通过调节延时(Delay1)使得入射模的 3 和 4 的光子同时到达 PBS_{34} , 以达到两个光子的相干交迭, 这是四光子纠缠技术, 在带宽为 $\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 3\text{nm}$ 的滤波片下, 经过光纤耦合的单光子探测器^[46]探测, 以实现四个光子的不可区分, 通过探测器 D_2, D_3, D_4 和 D_5 的四体符合, 我们得到(2)式所示的四光子 GHZ 态, $|H_2 |H_3 |H_4 |H_5$ 和 $|V_2 |V_3 |V_4 |V_5$ 的相干叠加的程度可以由在 $+/-$ 基矢下的对比度来证明, 在我们的实验中为 82%, 参见图 4(a). 进一步, 我们增加另一个极化分束器 PBS_{12} , 通过用 Delay2 改变单光子的入射光程, 从而使得光子 1 和光子 2 能够同时到达 PBS_{12} , 再用类似的办法实现两个光子的不

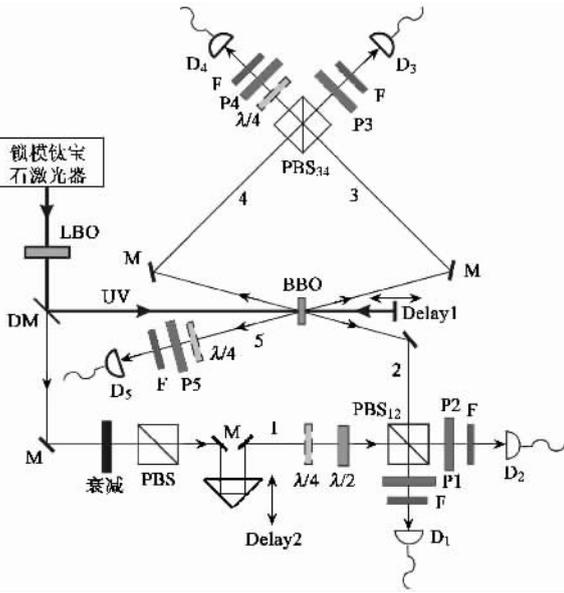


图3 五光子纠缠和终端开放的隐形传态的实验装置示意图 (锁模钛宝石激光器产生波长 788nm 的红色激光脉冲, 经过在 LBO 晶体上发生的倍频过程后产生波长 394nm 的紫外激光脉冲. 紫外光和红光通过双色分束器时分离, 在双色分束器上反射的紫外脉冲两次经过 BBO 晶体产生两对极化纠缠光子对 2, 3 和 4, 5. 透过的红色激光脉冲经过衰减再通过一个极化分束器 (PBS) 以制备我们五光子纠缠和终端开放的隐形传态所必需的单光子源. 两个延迟 Delay1 和 Delay2 分别用来调节光子 3 和 4 以及光子 1 和 2 的光程, 以使它们能同时到达各自的极化分束器. 最后我们用带宽为 3nm 的滤波片和光纤耦合的单光子探测器来探测符合计数. 图中在极化分束器前面的半波片 $\lambda/2$ 和四分之一波片 $\lambda/4$ 用来制备 $+/-$ 线偏振或者 R/L 椭圆偏振的入射态. 极化片 P1...P5 用作投影, 探测器前面的半波片和四分之一波片用来作 $+/-$ 或者 R/L 基矢的测量)

可区分, 为了验证这两个光子在 PBS_{12} 上在时间空间上都有很好的交迭, 我们先移走 PBS_{34} 来, 这样 1, 2 和 3 就相当于一个三光子 GHZ 态的制备, 当探测器 D_1, D_2 和 D_3 有三体符合情况下该三光子即为 GHZ 纠缠态, 这三个光子纠缠的对比度就意味着光子 1 和光子 2 在 PBS_{12} 上交迭的质量. 我们探测到的在 0 延迟下的三光子纠缠态在 $+/-$ 基矢下的对比度为 68%, 参见图 4 (b). 在光子 1 和光子 2 达到最好的交迭之后, 升起 PBS_{34} 至原来的位置, 根据 (3) 式, 在探测器 D_1, D_2, D_3, D_4 和 D_5 有五体符合的情况下意味着探测到着五光子 GHZ 纠缠态事例.

为了实验验证我们已经获得了五光子纠缠态, 首先, 我们在五体符合的条件下对五个光子在 H/V 基矢下作极化分析, 我们探测五个光子的所有 32 种组合的成分 $|H\rangle|H\rangle|H\rangle|H\rangle|H\rangle, \dots, |V\rangle|V\rangle|V\rangle|V\rangle|V\rangle$, 如果是五光子纠缠态, 则仅有 $|H\rangle|H\rangle$

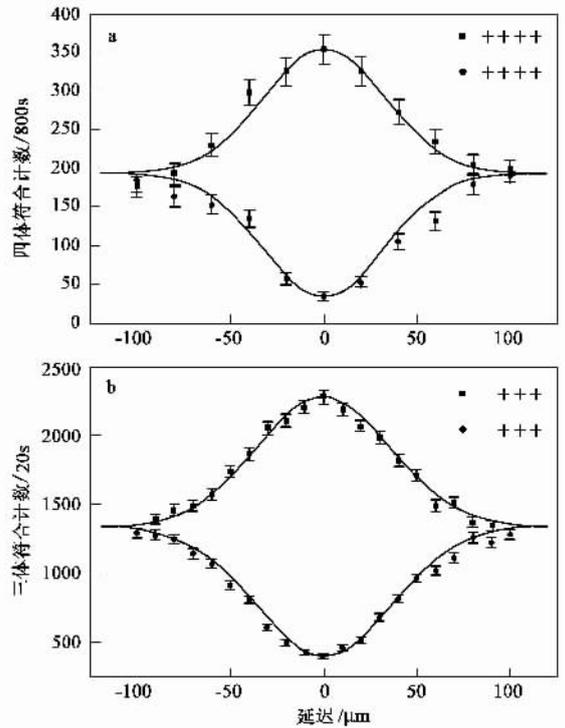


图4 光子 1, 2 以及光子 3, 4 达到最好交迭的实验证明 (a) 在没有放入 PBS_{12} 的情况下, 极化片的选择为 $|+_2\rangle|+_3\rangle|+_4\rangle|+_5\rangle$ 和 $|+_2\rangle|+_3\rangle|+_4\rangle|-_5\rangle$ 时的两个四体符合计数对于 Delay1 的位置的关系, 在 0 延迟的时候, 光子 3 和光子 4 达到最好的相干交迭 (b) 在降下 PBS_{34} 的时候极化片选择为 $|+_3\rangle|+_4\rangle|+_5\rangle$ 和 $|+_3\rangle|+_4\rangle|-_5\rangle$ 时两个三体符合计数和 Delay2 的位置的关系, 同样地, 在 0 延迟的时候, 光子 1 和光子 2 达到最好的相干交迭)

$|H\rangle|H\rangle|H\rangle$ 和 $|V\rangle|V\rangle|V\rangle|V\rangle|V\rangle$ 存在. 我们的实验结果参见图 5 (a), 我们可以看到, 在 H/V 基矢下, 我们希望得到的两个成分之一和任何一个噪声成分的比例平均为 40:1.

其次, 我们进一步的在 $+/-$ 基矢下对这五个光子作符合测量分析, 以证明 $|H\rangle|H\rangle|H\rangle|H\rangle|H\rangle$ 和 $|V\rangle|V\rangle|V\rangle|V\rangle|V\rangle$ 两个成分确实是相干叠加在一起的. 将 $|\Phi_{12345}\rangle$ 在 $+/-$ 基下展开将留下 $|+\rangle$ 的成分为奇数个的 16 项 (一共 32 项), 偶数个 $|+\rangle$ 的成分并不存在. 作为前面两个五光子的组成成分是否是相干叠加的验证, 我们可以检查各种成分是否存在. 图 5 (b) 是我们在 Delay2 置于 0 延迟的时候, $|+\rangle|+\rangle|+\rangle|+\rangle|+\rangle$ 和 $|+\rangle|+\rangle|+\rangle|+\rangle|-\rangle$ 的计数率关于 Delay1 位置的关系, 当 Delay1 处于 0 延迟时, 我们所需要的成分的可见度为 0.59 ± 0.07 , 这充分违背了定域实在论对五体的 Bell 型不等式的预言^[47]. 从而, 测量结果明显地证明我们实现了五体纠缠.

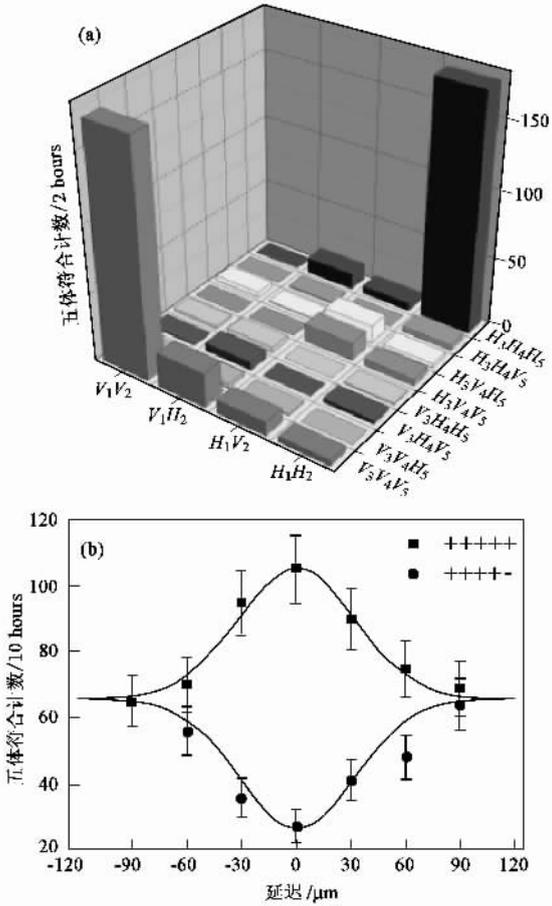


图5 五光子纠缠的观测结果 (a)为了证明五光子GHZ态已经被成功制备,我们在H/V基矢下对32种可能的组成成分作测量,实验结果表明,其信噪比平均为40:1,这证明了在实验的精度下,只有我们所希望的HHHHH和VVVVV的成分存在 (b)为了进一步验证两种成分确实是相干叠加在一起的,我们对五个光子在+/-基矢下作符合测量,在Delay2在0延迟的情况下两种组分+++++和++++-的计数关于Delay1的位置的关系曲线说明了这五个光子确实处在五光子GHZ纠缠态

5 终端开放的隐形传态的实验实现

同样的装置可以用来实现终端开放的隐形传态. 为了演示我们的终端开放的隐形传态对光子1的任意态都能工作,我们选择传送45°线性偏振|+和|-也就是 $\frac{1}{\sqrt{2}}(|H \pm |V\rangle)$,以及椭圆偏振右旋|R和左旋|L也就是 $\frac{1}{\sqrt{2}}(|H \pm i|V\rangle)$. 在实验中,我们对 $|\Phi_{12}\rangle$ 作Bell测量分析,我们所需要的 $|\Phi_{12}\rangle$ 的探测可以通过对PBS₁₂的两个出口作|+₁|+₂的投影测量来实现,然后,由我们前面已经讨

论的对输出的两个出口3,4的光子作|+|+的投影测量,出口5的光子就被转换到光子1的初始状态,也就是说,未知的光子1的状态被传送到光子5,为了证明光子1的初始状态同样可以被传送到其他不同的目标,比如说传送到光子4,我们可以同样地对3和5处的光子在+/-基矢下作极化分析,在3,5处的光子为|+|+的条件下,光子1的初始状态就被传送到光子4上.

如图5(b)所示,在我们的实验中,每次测量的时间为10小时. 现在我们来看将光子1传送到光子5或者光子4的保真度,我们分别将+/-线性偏振、R/L的圆偏振作光子1的初始状态进行隐形传态的测量,对应的保真度见表1,从中我们可以看到,所有传送的保真度(≈0.80±0.04)远远高于经典的2/3的限制,从而我们验证了终端开放的隐形传态.

表1 两个不同目标的隐形传态保真度

被传送态的极化方向	保真度	
	目标光子4	目标光子5
+	0.79 ± 0.04	0.80 ± 0.03
-	0.81 ± 0.04	0.77 ± 0.04
R	0.75 ± 0.04	0.79 ± 0.04
L	0.79 ± 0.04	0.82 ± 0.03

6 结论、意义和展望

虽然同前面的实验^[13,16,7]相比,我们的五光子纠缠及终端开放的隐形传态的实验实现看起来只是多了一个量子比特,但是其意义是相当深远的. 首先,我们的实验第一次在实验上成功的制备和操纵了五体纠缠态,这是普适的量子纠错所需要的最少的粒子数^[25,26],其次,终端开放的隐形传态的实现打开了分布式量子信息处理^[32,33]的各种新的可能性,最后,我们的实验技术可以广泛应用在许多有意义的量子信息实验中,比如比特翻转的量子拒错^[40]以及非破坏的控制非门^[48].

最近,在五光子纠缠源的基础上,我们实现了两个独立光子的非破坏可扩展的控制非(CNOT)门^[29]. 量子信息处理的主要元件是普适的2比特量子逻辑门,比如CNOT门. 光子对之间相互作用非常弱,这个缺点严重阻碍基于光子比特的量子计算. 而我们的实验克服了这个缺点,用线性光学元件成功

地构造了一个对两个独立光子的概率非破坏 CNOT 门. 并且, 我们验证了这样的方案制备的 CNOT 门不仅可以两个独立光子纠缠起来, 还可以通过将两个原本纠缠的光子解纠缠以完成对四个 Bell 态的完全测量, 从而完成完全的量子隐形传态. 我们实现的 CNOT 门虽然是概率的, 但是并未破坏输入的光子态, 从而是可升级的, 我们相信这个构造 CNOT 门的方法在线性网络的量子信息处理中将有很多更为新奇的应用.

参 考 文 献

[1] Bennett C H. Phys. Today ,1995 ,48(10) 24
 [2] Bouwmeester D , Ekert A , Zeilinger A. The Physics of Quantum Information [M]. Berlin : Springer-Verlag Heidelberg , 2000
 [3] Bennett C H , Brassard G. in Proc. IEEE Int. Conf. on Computers , Systems and Signal Processing Bangalore , India. IEEE , New York , 1984. 175—179
 [4] Ekert A. Phys. Rev. Lett. ,1991 67 661
 [5] Ekert A , Jozsa R. Rev. Mod. Phys. ,1996 68 733
 [6] Bennett C H *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1993 ,70 :1895
 [7] Bouwmeester D *et al.* Nature (London) ,1997 ,390 :575
 [8] Boschi D , Branca S , De Martini F *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1998 ,80 :1121
 [9] Zukowski M , Zeilinger A , Horne M A , Ekert A K. Phys. Rev. Lett. ,1993 ,71 ,4287
 [10] Pan J-W , Bouwmeester D , Weinfurter H , Zeilinger A. Phys. Rev. Lett. ,1998 80 3891
 [11] Braunstein S L , Kimble H J. Phys. Rev. Lett. ,1998 80 869
 [12] Furusawa A *et al.* Science ,1998 282 706
 [13] Bouwmeester D , Pan J-W , Daniell M *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1999 ,82 :1345 ; Bouwmeester *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2000
 [14] Rauschenbeutel A *et al.* Science 2000 ,288 2024
 [15] Sackett C A *et al.* Nature (London) 2000 ,404 256
 [16] Pan J-W , Daniell M , Gasparoni S *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2001 86 :4435
 [17] Pan J-W , Bouwmeester D , Daniell M *et al.* Nature (London) , 2000 403 515
 [18] Zhao Z *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2003 91 180401
 [19] Julsgaard B , Kozhokin A , Polzik E S. Nature 2001 ,413 :400
 [20] Cirac J I , Zoller P. Phys. Rev. Lett. ,1995 74 4091
 [21] Phoenix S J D , Barnett S M. J. Mod. Opt. ,1993 40(6) : 979
 [22] Hagley E *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1997 79 :1
 [23] Raimond J M , Brune M , Haroche S. Rev. Mod. Phys. , 2001 73(3) :565
 [24] Gisin N , Ribordy G , Tittel W *et al.* Rev. Mod. Phys. ,2002 , 74 :145
 [25] Bennett C H , DiVincenzo D P , Smolin J A *et al.* Phys. Rev. A ,1996 ,54 3824

[26] Laflamme R , Miquel C , Paz J P *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1996 ,77 198
 [27] Zhao Z *et al.* Nature ,2004 430 54
 [28] Zhao Z , Yang T , Chen Y -A *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2003 , 90 207901
 [29] Zhao Z *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2005 94 030501
 [30] Hillery M , Buzek V , Berthiaume A. Phys. Rev. , A ,1999 , 59 1829
 [31] Scarani V , Gisin N. Phys. Rev. Lett. 2001 ,87 117901
 [32] Gottesman D , Chuang I L. Nature ,1999 ,402 390
 [33] Raussendorf R , Briegel H J. Phys. Rev. Lett. ,2001 ,86 : 5188
 [34] Rarity J G , Tapster P R. Phys. Rev. , A ,1999 59 :R35
 [35] Zeilinger A , Horne M A , Weinfurter H *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1997 78 3031
 [36] Pan J-W , Simon C , Brukner C *et al.* Nature (London) , 2001 410 1067
 [37] Knill E , Laflamme R , Milburn G. Nature (London) ,2001 , 409 46
 [38] Karlsson A , Bourennane M. Phys. Rev. A ,1998 ,58 4394
 [39] Laflamme R , Miquel C , Paz J P *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1996 77 ,198
 [40] Bouwmeester D. Phys. Rev. A ,2001 ,63 R040301
 [41] Hein M , Eisert J , Briegel H J. <http://xxx.lanl.gov/quant-ph/0307130> 2003
 [42] Pan J-W , Gasparoni S , Rupert U *et al.* Nature ,2003 ,423 : 417
 [43] Kwiat P G , Mattle K , Weinfurter H *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1995 ,75 :4337
 [44] Kurtsiefer C *et al.* Nature 2002 ,419 450
 [45] Martini F De , Buzek V , Sciarrino F *et al.* Nature (London) , 2002 ,419 815
 [46] Zukowski M , Zeilinger A , Weinfurter H . Ann. NY. Acad. Sci. ,1995 755 91
 [47] Zukowski M , Kaszlikowski D. Phys. Rev. A , 1997 ,56 : R1682
 [48] Pittman T B , Jacobs B C , Franson J D. Phys. Rev. Lett. , 2002 88 257902

通讯作者简介



潘建伟教授, 博士生导师, 男, 1970 年出生于浙江东阳. 1987 年至 1995 年就读于中国科学技术大学近代物理系, 先后获理论物理学士、硕士学位. 1999 年于奥地利维也纳大学获得物理学博士学位.

2001 年入选“中科院引进国外杰出人才”, 并获国家杰出青年基金. 2002 年被国家教育部聘为长江学者. 2003 年, 被奥地利科学院授予青年物理学家最高奖: Erich Schmid

奖.多年来他一直耕耘在量子物理学及量子信息学实验领域,开展了一系列有世界影响的开创性工作.他在世界上首次成功地实现了量子态隐形传送以及纠缠态交换.这个工作分别于1997年入选欧洲物理学会“年度国际物理学十大进展”、美国物理学会“年度国际物理学重大事件”,于1998年入选美国 Science“年度国际十大科技进展”,于1999年入选英国 Nature 特刊“百年物理学 21 篇经典论文”,入选国家科学技术部“1999 年基础研究十大新闻”.他关于“三光子纠缠态以及量子力学非定域的实验检验”的工作于2000年入选美国物理学会“年度国际物理学重大事件”.他关于“自由量子态隐形传输”的工作于2003年入选由欧洲物理学会“年度国际物理学十大进展”.他关于纠缠态纯化的实验实现被2003年5月的 Nature 杂志以封面文章的形式报道.他关于

“多光子量子纠缠态的操作与鉴别”的工作也分别被中国科学院、中国工程院与中国教育部评为2003年度中国十大科技进展、2003年度中国高校十大科技进展.2004年他关于“五光子纠缠和终端开放的量子态隐形传输”的论文,入选欧洲物理学会“年度国际物理学十大进展”,同时入选美国物理学会“年度国际物理学重大事件”,这不仅是欧洲物理学会首次将中国科学家在国内取得的研究成果选入“年度国际物理学十大进展”,同时也是美国物理学会首次将中国科学家在国内取得的研究成果选入“年度国际物理学重大事件”,该工作也入选中国教育部“中国高校十大科技进展”.到目前为止,潘建伟已在 Nature 杂志发表论文8篇, Physical Review Letters 杂志发表论文18篇,相关论文被国际同行引用1600多次.

封面说明

封面图表现的物理内容是“终端未定的隐形传态”:对一个任意量子态的入射粒子与四体 GHZ 纠缠态中的一个粒子进行联合 Bell 测量,使得入射粒子态的信息被编码到四体 GHZ 态剩余的三个粒子之上,这样,可以随意选择测量两个粒子,使入射粒子的信息被解码到我们随意指定的最后一个粒子之上,完成了“终端未定的隐形传态”.同时,通过后选择测量可以观察到入射粒子和四体 GHZ 纠缠态构成了五体 GHZ 纠缠态.

(中国科学技术大学近代物理系 张安宁等)

· 物理新闻和动态 ·

声波的负折射

一束光从空气射入水中,入射线和折射线将分别位于界面法线的两侧,并且入射角大于折射角,这便是通常意义下的折射定律.折射率 $n = \pm \sqrt{\epsilon\mu}$,其中 ϵ 是材料的介电常数 μ 是磁导率.一般情况下 n 为正值,这是因为,对常规材料而言, $\epsilon > 0$,同时 $\mu > 0$,并且电磁波的电场、磁场和波矢三者构成右手关系.然而,大约在30年前有理论学家提出,可能出现 $\epsilon < 0$ 、同时 $\mu < 0$ 的情况,此时电场、磁场和波矢之间构成左手关系.在左手关系的情况下,折射率 n 将取负值,入射光和折射光将位于界面法线的同一侧.这类反常的负折射率材料直到2000年才在实验中得到展示.

以上描述都是针对电磁波而言,那么对于声波是否可能出现负折射呢?最近,来自北京师范大学的 Zhang X D 和武汉大学的 Liu Z Y 使用计算机模拟,设计了一种二维声子晶体.他们认为,这种新材料作为负折射率光学晶体的声学等效物,将在超声、建筑、医疗和军事领域获得应用.

光导体材料中有载流子能带隙,光子晶体中有光子带隙,类似地声子晶体中也有声带隙.声子晶体的构成,要求材料的折射率周期地变化.当多种波长叠加而成的声波入射到材料,只有某些波长能够通过,而另一些则不能.这些波长在一个个折射率突变的界面上,反射成分因位相相同而增强. Zhang 和 Liu 证明,将成千上万个钢制小圆柱周期地排布在空气中,或者将水圆柱周期地布置于水银背景中,将可能产生负的声折射,进而,他们还设计了一个二维声学“超透镜”(superlens),它具有亚波长的分辨率,并可用于无反射操作.

[戴闻 编译自 Appl. Phys. Lett., 2004 85 341 和 Phys. World, 2004(8) 3]