

量子态远程传送的实验实现*

潘建伟¹⁾

(中国科学技术大学近代物理系 合肥 230026)

安东·塞林格

(奥地利因斯布鲁克大学实验物理研究所 奥地利)

摘要 量子态的远程传送在量子通信与量子计算网络中扮演着极为重要的角色. 文章报道了国际上关于量子态远程传送的第一个实验实现. 在实验中, 通过对携带极化信息的初始光子以及 EPR 关联对中的另一个光子进行联合的 Bell 态测量, 使得关联对中的另一个光子获得了初始光子的极化信息. 而后一光子可以与初始光子相距任意远.

关键词 量子, 远程传送, 关联对

EXPERIMENTAL REALIZATION OF QUANTUM TELEPORTATION

Pan Jianwei

(Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230027)

Anton Zeilinger

(Institute for Experimental Physics, University of Innsbruck, Austria)

Abstract Quantum teleportation plays an important role in quantum communication and computation networks. We describe the first experimental realization of quantum teleportation. In the experiment, an initial photon which carries the polarization that is to be teleported and one of a pair of entangled photons are subjected to a measurement such that the second photon acquires the polarization of the initial photon. This latter photon can be arbitrarily far away from the initial one.

Key words quantum, teleportation, entangled pair

远程传送(teleportation)这一词最初来源于科幻小说《星际旅行》. 故事中, 星球战士利用它可以在某一地点突然消失而瞬间地出现在遥远的另一地点. 人们可以问: 在现实生活中是否真的存在某种手段, 可以把某一客体以最快捷的方式送到遥远的另一地点? 如果有, 又将是一种什么样的手段?

在经典物理学中, 答案是简单而肯定的. 根据经典物理学, 客体的所有性质都可以通过测量被精确测定, 而任何客体又完全由它的性质

所决定. 这样, 如果知道了某一客体的所有性质, 原则上人们便可以在遥远的另一地点将完全类同于该客体的复制品制造出来, 从而达到上述目的.

然而, 量子物理学的海森伯测不准原理却告诉我们: 如果体系的状态是事先未知的, 那么即使是像单原子(或单粒子)这样简单的量子体系, 要精确测量它的状态也是不可能的, 更不用

* 1998 - 11 - 12 收到初稿, 1999 - 04 - 01 修回

1) 奥地利因斯布鲁克大学实验物理所客座研究人员

说复杂的宏观客体了.从而量子物理学便从根本上否定了经典物理学所给上述方案的可行性.事实上,测不准原理直接意味着 Wootters - Zurek 非克隆定理^[1],即单个未知量子态不可能被克隆.因为,若可以对单个未知量子态进行克隆,那么通过对其大量复制品的重复测量,人们便由此获得该量子体系的所有性质,达到精确测量的目的.而这是为测不准原理所禁止的.

值得庆幸的是,量子物理学在否定上述经典方案的同时,实际上也已给出了寻找实现远程传送可行方案的出路.1993年,Bennett 及其合作者指出,至少量子态的远程传送,即实现量子态从一个粒子到另一个粒子的转换是可能的^[2].在文献[2]中,Bennett 等人利用 EPR 关联对的非定域关联特性,给出了可用于实现量子态远程传送的方案.

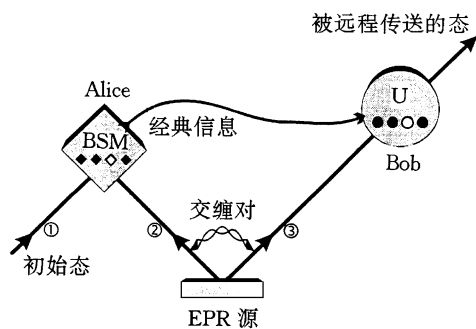


图1 量子态远程传送原理图

该方案可形象地介绍如下(见图1):假定 Alice 手中有个初始光子(记为光子1)处于某一未知的极化叠加态(可称为量子信息态,其中的量子信息为复系数 α 和 β) $|\psi\rangle_1 = \alpha|\rightarrow\rangle_1 + \beta|\downarrow\rangle_1$, 这里态矢 $|\rightarrow\rangle$ ($|\downarrow\rangle$) 标记光子沿水平(竖直)方向极化.她希望在遥远的另一地点的 Bob 以最快的方式拥有一个处于相同极化态 $|\psi\rangle$ 的光子.为了做到这一点,我们让 Alice 与 Bob 事先共同享有一个由光子 2 与 3 组成的 EPR 关联对.其中 Alice 拥有光子 2, Bob 拥有光子 3, 他们处于如下的关联态中:

$$|\psi^-\rangle_{23} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\rightarrow\rangle_2 |\downarrow\rangle_3 - |\downarrow\rangle_2 |\rightarrow\rangle_3). \quad (1)$$

此关联态与光子 1 无关,并未包含光子 1 的任何极化信息.这一关联对只表示光子 2 与 3 将总是处于相反的极化态中,就是说,对关联对中任一个光子的极化状态作测量将会自动地决定另一个光子的极化状态,即使两个光子相距任意远或中间有障碍物阻隔也是如此.例如,对(1)式中光子 2 的极化状态作测量,一旦此测量导致光子 2 投影到 $|\rightarrow\rangle$ 态上,则光子 3 必定相应处于与之相垂直的 $|\downarrow\rangle$ 极化态上,反之亦然.

实现量子态远程传送的关键是对 Alice 手中的光子 1 与 2 进行联合的 Bell 态测量,即是把光子 1 与 2 所组合的极化态投影到如下 4 个可能的最大极化关联态中:

$$\begin{aligned} |\psi^\pm\rangle_{12} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\rightarrow\rangle_1 |\downarrow\rangle_2 \pm |\downarrow\rangle_1 |\rightarrow\rangle_2), \\ |\phi^\pm\rangle_{12} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\rightarrow\rangle_1 |\rightarrow\rangle_2 \pm |\downarrow\rangle_1 |\downarrow\rangle_2). \end{aligned} \quad (2)$$

如果某次测量把光子 1 与 2 投影到其中反对称态 $|\psi^-\rangle_{12}$ 上,则我们知道无论光子 1 的极化状态如何,光子 2 必须处于与之垂直的极化状态中.同时,由于我们初始已让光子 2 与 3 处于 $|\psi^-\rangle_{12}$ 反对称态上,于是光子 2 的极化状态又必须垂直于光子 3 的极化状态.这只能是光子 3 的终态同于光子 1 的初态,即光子 3 荷载了原来的信息态

$$|\psi\rangle_3 = \alpha|\rightarrow\rangle_3 + \beta|\downarrow\rangle_3. \quad (3)$$

应该指出,由于在 Bell 态测量过程中光子 1 与 2 被投影到某一关联态中,光子 1 已经失去了它原有的极化信息.所以,量子态的远程传送过程与非克隆定理并不矛盾.

当然,完整的 Bell 态测量将不仅以一定的几率(25%)把光子 1 与 2 投影到反对称态 $|\psi^-\rangle_{12}$ 上,而且也会分别以相同几率把光子 1 与 2 投影到(2)式中另外 3 个关联态上.后一情况发生时,对应于 3 个不同的 Bell 态测量结果,光子 3 将被投影到 3 个不同的状态中.此时,正如 Bennett 等人指出的^[2],在收到 Alice 通过经典通信渠道发来的她的 Bell 态测量结果之后, Bob 就可以根据不同的测量结果相应地选择一

物理

个不依赖于光子 1 初态的幺正变换,把光子 3 的状态变换到 $|\phi\rangle_3$ 极化态,从而实现了完全的量子态远程传送.这里,我们强调:即使人们只能选择性地区分 4 个 Bell 态中的一个,也已成功地实现了量子态的远程传送.当然,也就只有 25% 的成功率.在我们的实验中,将只选择区分反对称态 $|\psi^-\rangle_{12}$ 态.

让我们对上述结果作一些简单的评论.由于量子态从光子 1 到光子 3 的转换过程中两光子可以相距任意远,所以人们称之为远程传送.在量子态的远程传送过程中,不是直接把光子 1 本身传送到 Bob 处,而是利用光子 2 与 3 的非定域关联特性把包含在光子 1 初始状态里的量子信息转换到 Bob 手中的光子 3 上.这样, Alice 甚至无须知道 Bob 究竟在何处,她只需以公开的方式向全世界发布她的 Bell 态的测量结果.更进一步的是,光子 1 的初态不仅仅是对 Alice 而且可以是对任何人都未知的,甚至可以认为,从量子力学观点看,光子 1 的状态是完全未定的.例如,光子 1 本身也可以是某一关联对中的一个,从而它不具有任何独立的关于自身的极化信息.在这种情况下最终导致了关联态的互换^[3,4].

同时,还应指出, Bennett 等人的方案并不意味着人们可以通过它建立超光速的通信联系,因此狭义相对论依然成立.在量子态的远程传送过程中,包含在光子 1 初态中的极化信息被分解成两部分:一部分为量子信息,相应于 Alice 对光子 1 与 2 进行 Bell 态测量后 Bob 手中光子 3 的投影态,此过程是瞬时发生的;另一部分则为经典信息,相应于 Alice 对 Bell 态测量的结果.如前所述, Bob 为了重建光子 1 的初始状态,必须知道 Alice 的测量结果,而经典信息至多只能以光速传递.

最后,我们着重指出, Alice 在进行 Bell 态的测量过程中并没有获得光子 1 极化性质的任何信息.这正说明,为什么利用两光子关联态能使量子态远程传送获得成功,而任何试图测量单粒子叠加态的方案都不能奏效.也正因为如此,使得量子态远程传送绕过了非克隆定理的

限制.因为在成功地实现了量子态远程传送之后,光子 1 已不再处于原先的初态,从而光子 3 并非是光子 1 的复制品而仅仅是量子态的转移——量子远程传送的产物.

毫无疑问,为了在实验上实现量子态的远程传送,我们需要进行 EPR 关联对的制备与测量.理论上,通过对单粒子施行 Hadamard 操作,对两粒子间进行 C-NOT 操作,人们可以方便地进行 Bell 态的测量与制备^[5].然而,到目前,实际上只有少数几种实验手段能够被用来制备 EPR 关联态,而且也还不存在已被实现的实验技术可用来区分所有的 4 个 Bell 态.可幸的是,最近技术的发展已允许人们通过 II 型参量下转换过程来方便地产生高品质的 EPR 极化关联光子对.并且,利用两光子间的干涉效应人们已至少能够区分 4 个 Bell 态中的两个.

在我们的实验中(见图 2)^[6],通过 II 型的参量下转换过程,一个入射到 BBO 晶体上的泵浦光子将以一定的几率自发地衰变为两个次级光子 2 与 3,它们将处于(1)式所示的关联态中.在泵浦脉冲经过反射后再次经过 BBO 晶体时将产生另一光子对 1 与 4,我们选择光子 1 作为将被远程传送的初始光子.在此,我们将只区分其中的反对称态,即光子 1 与 2 到 $|\psi^-\rangle_{12}$ 态上的投影.

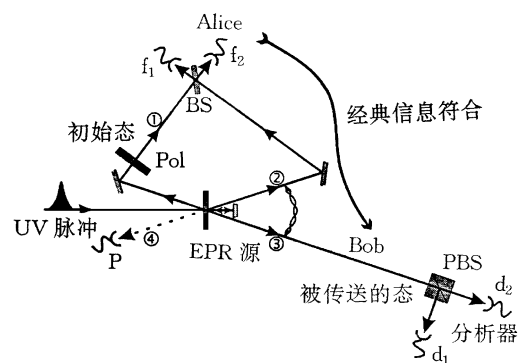


图 2 实验装置简图

为了实现这一目标,我们可让光子 1 与 2 在分束器 BS 上进行干涉,然后测量探测器 f_1 与 f_2 之间的符合计数.由于光子是玻色子,服从玻色统计.这样,当两个全同光子在分束器上重叠干涉后,出射的末态整体波函数必须是交

换对称的.如果光子 1 与 2 的极化波函数处于反对称态 ψ_{12}^- , 则其空间波函数就必须也是反对称的.从而光子 1 与 2 将总是出现在分束器 BS 不同的输出端口上.如果光子 1 与 2 处于另 3 个变换对称的极化态上, 则相应地它们的空间波函数也须是交换对称的.也即光子 1 与 2 将总是同时出现在分束器的某一输出端口上.因此, 在光子 1 与 2 通过分束器后, 一旦我们观测到 f_1 与 f_2 之间的符合计数, 就自动意味着实现了光子 1 与 2 到反对称极化态 ψ_{12}^- 上的投影.

我们指出, 由于上述区分 ψ_{12}^- 态的方案有赖于两个独立产生的光子间的干涉效应, 人们必须保证光子 1 与 2 在分束器上有好的时间与空间上的重叠, 以此抹去光子 1 与 2 原有的路径信息.通常, 由于光子 2 与 3 在时间与频率上的高度关联, 通过测量光子 3, 人们可以揭示光子 2 的路径信息并由此区分光子 1 与 2, 这会破坏光子 1 与 2 在分束器上的干涉效应.为了确保光子 1 与 2 不可区分, 在实验上我们采取了增加干涉光子的相干长度的手段, 使得它们的相干长度大大超过它们被产生时的时间间隔.这样, 在光子 1 与 2 通过分束器后, 人们便在原则上也无法区分哪一个光子是与光子 3 协同产生的了.实验中, 我们使用脉冲宽度为 200fs 的紫外脉冲泵浦来产生关联光子对.然后, 我们选择频宽很窄的相干滤波片 ($\Delta\lambda = 4\text{nm}$) 置于探测器 f_1 与 f_2 前.这使得光子 1 与 2 的相干长度达到了 500fs, 大大超过了泵浦脉冲的宽度, 起到了抹去光子 1 与 2 路径信息的作用.应该提及, 由于光子 1 本身也是另一个关联对中的一个, 因此在实验中它的伴随光子 4 可用来作为(将被远程传送的)光子 1 已经存在的标识.

为了证明本实验方案可以实现任意量子态的远程传送, 我们必须在实验上证明该方案可以进行任何正交完备基的远程传送.在本实验中, 我们进行了水平(竖直), $45^\circ(-45^\circ)$ 以及左(右)旋等各种正交极化态的远程传送.下面, 我们仅以光子 1 沿 45° 以及 -45° 极化两种情形为例, 说明如何在实验上实现量子态的远程传送.

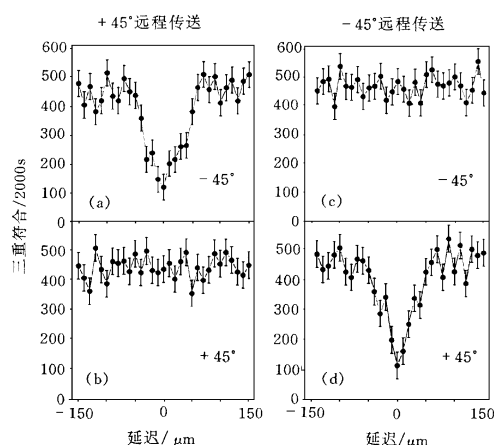


图 3 实验结果

相应的实验结果见图 3.

由前所述, 光子 1 与 2 将以 25% 的几率被投影到 ψ_{12}^- 态上, 因此, 一旦我们观测到探测器 f_1 与 f_2 之间的符合计数, 就意味着成功地进行了量子态的远程传送.

首先考虑光子 1 沿 45° 极化情形.为了证实, 在完成量子态远程传送之后光子 1 的极化态已被转换到光子 3 上, 我们在 Bob 处对光子进行了 45° 与 -45° 极化态分析(见图 2).在光子 3 通过极化分束器 PBS 后, 沿 45° 与 -45° 极化的光子将分别到达探测器 d_1 与 d_2 .这样, 在理想情况下, 如果测量三体符合计数 $f_1 f_2 d_1$ 以及 $f_1 f_2 d_2$, 则对应于所有的事例, 我们将以 25% 的几率获得 $f_1 f_2 d_1$ 符合计数, 而 $f_1 f_2 d_2$ 的符合计数则为零.为了确保光子 1 与 2 在分束器 BS 上的重合, 我们通过移动反射镜来改变第二个下转换光子对与第一个下转换光子对的相对延迟, 以此达到扫描光子 1 到达分束器时间的目的.利用这种手段, 我们可以找到光子 1 与 2 同时到达分束器的区域, 并由此实现量子态的远程传送.

在光子 1 与 2 不重合的区域里, 光子 1 与 2 将各自独立地以 50% 的几率到达 f_1 与 f_2 .这样, 我们将以 50% 的几率得到两体符合计数.由于此时光子 3 完全没有确定的极化方向, 它也将以 50% 的几率分别到达 d_1 与 d_2 .从而, 我们最终将分别以 25% 的几率得到 $f_1 f_2 d_1$ 与

物理

$f_1 f_2 d_2$ 三体符合计数.

上述分析表明,在移动反射镜的过程中,三体符合计数率 $f_1 f_2 d_1$ 将保持为一条水平线,而 $f_1 f_2 d_2$ 则将由 25% 的相对强度降至零.这一现象使得我们可以精确地寻找出光子 1 与 2 重叠的区域.

对于光子 1 沿 -45° 极化的情形, $f_1 f_2 d_1$ 与 $f_1 f_2 d_2$ 的三体符合计数正好互换.我们的实验结果以大约 70% 的分辨率很好地与上述理论符合,证实了我们成功地实现了量子态的远程传送.

在该实验中,利用脉冲泵浦光参量下转换过程产生的极化关联光子对以及双光子干涉技术,我们成功地实现了量子态从一个光子到另一个光子的转换.然而,我们却没有任何理由认为远程传送只能局限于该系统.实际上,人们也可以考虑原子或离子关联对的制备,并进一步考虑光子与原子,声子与离子间的联合 Bell 态测量.这样,量子态远程传送将允许人们把寿命短、退相干快的粒子的状态传送到某些更稳定的系统上.比如,利用它人们可以把包含在一个光子中的极化信息存储到很好地隔离于环境的稳定的束缚离子上,这使得量子信息的存储成为可能.同时,量子态的远程传送也自然地提供了各量子比特之间进行状态转换的桥梁:量子态的保存以及在不同量子位之间的转换在实际的量子计算网络中扮演着十分重要的角色.

应该指出,由于环境与通道噪声带来的不可避免的退相干效应,在 EPR 关联对的保存与输送过程中,其关联品质将随之退化,这将影响量子态在实际远程传送过程中的可行性.然而,利用关联态的纯化技术,人们仍可以改进关联对的关联品质,获得高品质的相距遥远的 EPR 关联对,从而真正达到量子态远程传送这一目的^[7].

量子态远程传送不仅仅是量子信息论的重要组成部分,而且也允许人们对量子力学的基

本问题进行更深入的检验.如前所述,如果 Alice 手中的光子 1 与另一个光子 4 也处于一个关联对中,则通过远程传送,光子 1 与对应光子 4 的关联性质将被传递到 Bob 手中的光子 3 上.从而使光子 3 与 4 将共处于一新的关联对中,尽管它们之间从来没有过任何相互作用或共同的历史.利用关联态互换来作 Bell 不等式的检验,可以揭示从未有过任何直接相互作用的粒子对的非定域性.最后,我们指出,利用在该实验中发展起来的技术,人们可以制备 3 个或更多个粒子的关联态(即 Greenberger-Horne-Zeilinger 态)^[8].利用它,在原则上人们可以不依赖于任何统计预言,而只是通过对一系列事例的单个测量,最终检验量子力学的非定域性^[9,10].

参 考 文 献

- [1] Wootters W K, Zurek W H. *Nature*, 1982, 299: 802—803
- [2] Bennett C H *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1993, 70: 1895—1898
- [3] Zukowski M, Zeilinger A, Horne M A *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1993, 71: 4287—4290
- [4] Pan J W, Bouwmeester D, Weinfurter H *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 80: 3891—3894
- [5] Bruss D, Ekert A, Huelga S F *et al.* *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 1997, 355: 2259—2266
- [6] Bouwmeester D, Pan J W, Mattle K *et al.* *Nature*, 1997, 390: 575—579
- [7] Bennett C H *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 76: 722—725
- [8] Greenberger D M, Horne M A, Shimony A *et al.* *Am. J. Phys.*, 1990, 58: 1131—1143; Zeilinger A, Horne M A, Weinfurter H *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 78: 3031—3034; Pan J W, Zeilinger A. *Phys. Rev. A*, 1998, 57: 2208
- [9] Bouwmeester D, Pan J W, Daniel M *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 82: 1345—1348
- [10] Pan J W, Bouwmeester D, Daniel M *et al.* *Nature*(submitted)