

## 量子信息讲座

### 第六讲 量子隐形传态<sup>\*1)</sup>

郭光灿 郭 涛 郑仕标 王青俊

(中国科学技术大学物理系, 合肥 230026)

**摘要** 量子隐形传态是一个新颖和有趣的研究课题. 它是量子力学奇妙特性的一种应用. 文章阐述了量子隐形传态的基本原理, 以及 EPR 效应, Bell 基测量等相关的概念, 并介绍基于量子光学技术而实现的两个量子隐形传态的成功实验.

**关键词** 量子隐形传态, EPR 效应, Bell 基

### QUANTUM TELEPORTATION

Guo Guangcan Guo Tao Zheng Shibiao Wang Qingjun

(Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

**Abstract** Quantum teleportation, based on certain striking features of quantum mechanics, is a novel and interesting subject. The fundamental principles underlying quantum teleportation, along with related concepts such as the EPR effect and Bell basis measurement, is reviewed. We also describe two successful experiments recently performed.

**Key words** Quantum teleportation, EPR effect, Bell basis

### 1 何谓量子隐形传态

在科幻电影或神话小说中, 常常出现这样的场面: 一个神秘人物在某个地方突然消失掉, 其后却在别的地方莫名其妙地显现出来. 远距隐形传物 (teleportation) 的概念即来源于此. 人们可以将这种隐形传物的过程想像成为如下图像: 有股神奇的力量将被传送的人或物瞬间地离解掉, 被离解的各种基本单元 (如原子) 弥散于大自然中, 于是这个人或物便在人们面前消失掉, 随后在另一个地方则发生相反的过程, 自

然界中相关的原子在这股神奇力量作用下汇集起来并构造成与原来一模一样的人或物. 更接近于物理规律的一种想法是: 先提取原物的所有信息, 并将这些信息传送到接收地点, 然后依

\* 国家高等学校博士学科点专项科研基金资助项目

1997-09-29 收到初稿, 1998-09-15 修回

1) “Teleportation”常被译成“远距传物”, 其实并不准确. 按照该词所描述的情景, 与我国古代神话中常用的“遁”更接近. 为更突出其物理含义, 我们认为“Quantum Teleportation”应理解为量子态的隐形传送, 强调其无影无踪的传送特征, 因此我们取此意而译为“量子隐形传态”

据这些信息,选取与构成原物完全相同的基本单元(如原子),制造出原物的完美的复制品.遗憾的是,这种实现远距隐形传物的方法是违背量子力学的不确定关系的.不确定关系认为,不可能对一个物体(量子体系)的所有物理量都进行精确测量,因而提取一个物体的所有信息是不可能的.当然,人们还可以提出另一种不必对物体进行力学量测量的可能方案.按照量子力学的理论,物体的全部信息可由其量子态给出,换句话说,只要我们能精确地复制物体的量子态,并使远处相同类型的原子集合处于与原物完全相同的量子态上,则这种隐形传物也就成为现实.可惜的是,完全精确地复制量子态是不可能的,它违背了量子力学的一条基本定理,即量子不可克隆定理<sup>[1]</sup>,也就是说,通用的量子复制机是不存在的.因此,隐形传物只不过是种幻想而已.当然还必须指出,隐形传物与医学上广泛采用的CT技术以及通讯中的传真技术是不同的.CT技术恢复出的图像仅仅是视觉效应,而不是被传送后的物,传真的图像在量子力学的层次上看,由于不确定原理的限制,它不可能与原来的图像一模一样.

1993年,Bennett等4个国家的6位科学家联合在《Phys. Rev. Lett.》上发表了一篇题为“经由经典和EPR通道传送未知量子态”的开创性文章<sup>[2]</sup>,重新点燃人们研究隐形传物的兴趣,并引发一系列富有成果的研究.

Bennett等人提出的是一种量子隐形传态(quantum teleportation)的方案,其基本思想是:为实现传送某个物体的未知量子态,可将原物的信息分成经典信息和量子信息两个部分,它们分别经由经典信道和量子信道传送给接收者.经典信息是发送者对原物进行某种测量而获得的,量子信息是发送者在测量中未提取的其余信息.接受者在获得这两种信息之后,就可以制造出原物的完美的复制品.在这个过程中,原物并未被传给接受者,它始终留在发送者处,被传送的仅仅是原物的量子态,发送者甚至可以对这个量子态一无所知,而接受者是将别的物质单元(如粒子)变换成为处于与原物完全相

同的量子态,原物的量子态在发送者进行测量及提取经典信息时已遭破坏.因此,这是一种量子态的隐形传送,最终恢复原物量子态的粒子也可以不必与原物同类,只要它们满足相同的量子代数即可.由于经典信息对量子态的隐形传送是必不可少的(否则将违背量子不可克隆定理),而经典信息传递速度不可能快于光速,因此,量子隐形传态也不会违背相对论的光速最大原理.

为了更清楚地描述量子隐形传态的基本原理,我们必须先介绍一下著名的EPR(Einstein-Podolsky-Rosen)效应和Bell基.

## 2 EPR 效应和 Bell 基

1935年,Einstein, Podolsky 和 Rosen 三人提出一个被人们称为EPR佯谬的著名假想实验<sup>[3]</sup>,其本意是企图证明量子力学是不完备的.这个实验原理可作如下表述:设想总自旋为零的两个自旋为  $\hbar/2$  的粒子A和B(俗称为EPR粒子对)沿相反方向传输.按照量子力学理论,在某个方向上测量粒子A(或B)的自旋,测值为  $\pm(\hbar/2)$  的几率各为  $1/2$ .但如果在  $X$  方向上测量粒子A的自旋  $s_x^{(1)}$ ,并得到值  $\hbar/2$ ,那么粒子B必定会处于本征值为  $-\hbar/2$  的自旋算符  $s_x^{(2)}$  的本征态上.若对粒子A选择测量的是自旋  $s_y^{(1)}$ ,且测得  $\hbar/2$  值,则可以完全确定粒子B的自旋  $s_y^{(2)}$  应为  $-\hbar/2$  的本征值.在这两种场合,对粒子A进行一次测量均会导致粒子B以百分之百的几率给出某个确定输出值.

爱因斯坦等人认为,若能完全确定地预言对某个粒子变量一次测量的输出,且又不干扰该粒子,那么“...就存在一个对应于这个物理量的物理实在元素...”.按照这种看法,粒子B的  $s_x^{(2)}$  和  $s_y^{(2)}$  的值都应有相应“物理实在元素”存在.然而  $s_x^{(2)}$  和  $s_y^{(2)}$  并不对易,按照量子力学,它们不能同时具有确定的值.而且粒子A和B相距甚远,它们不可能在极短时间内彼此“沟通”.但上述结果却表明,对粒子A某个量的测

量显然会影响着粒子 B 的量子态. 爱因斯坦等人认为, 这些严重的矛盾证明“量子力学是不完备的”. 然而后来的实验事实并不支持 EPR 的观点.

这个佯谬的起源在于局域性 (locality) 的经典概念, 它将一个客观物理实在与每个粒子及其力学变量相联系. 在量子力学中, 只要体系不处于某个力学量算符的本征值, 则该力学变量并不确切地具有一个值, 除非对它进行测量, 因此, 在某种意义上讲, 测量产生物理实在!

按照量子力学理论, EPR 粒子对作为一个量子系统处于如下的量子态 (俗称为 EPR 态):

$$\begin{aligned} |(A, B)\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (| \begin{smallmatrix} \downarrow & \downarrow \\ A & B \end{smallmatrix} \rangle - | \begin{smallmatrix} \uparrow & \uparrow \\ A & B \end{smallmatrix} \rangle), \quad (1) \end{aligned}$$

式中  $| \begin{smallmatrix} \downarrow & \downarrow \\ A & B \end{smallmatrix} \rangle$  代表粒子 A 自旋向上的本征态, 其余符号的含义类推. 这实际上就是一种量子纠缠态. 对处于态 (1) 的体系单独地预言粒子 A (或 B) 测得自旋向上 (或向下) 的几率为  $1/2$ , 但一旦测得粒子 A 的自旋向上 (或向下), 则粒子 B 的自旋必定向下 (或向上). 不管两个粒子相距多远, 它们都处于这种相互关联状态, 这就是量子力学的非局域性效应 (non-local effect). 许多实验证实, 非局域性效应是量子力学的基本特性. 爱因斯坦等人对量子力学理论的责疑虽然被否定, 但是上述非局域性效应却是他们根据量子力学原理在 EPR 实验中揭示出来的, 因此人们又称之为 EPR 效应.

用于判断爱因斯坦局域性理论是否正确的最主要根据乃是由隐参数理论推导出来的 Bell 不等式<sup>[4]</sup>. 实验结果违背了 Bell 不等式, 证实了非局域性效应的存在. 对于两个两态粒子的量子系统, 存在有如下 4 个量子态, 即

$$\begin{aligned} | \begin{smallmatrix} \downarrow \downarrow \\ 12 \end{smallmatrix} \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (| \begin{smallmatrix} \downarrow & \downarrow \\ 1 & 2 \end{smallmatrix} \rangle + | \begin{smallmatrix} \uparrow & \uparrow \\ 1 & 2 \end{smallmatrix} \rangle), \quad (2-1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} | \begin{smallmatrix} \uparrow \uparrow \\ 12 \end{smallmatrix} \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (| \begin{smallmatrix} \uparrow & \uparrow \\ 1 & 2 \end{smallmatrix} \rangle - | \begin{smallmatrix} \downarrow & \downarrow \\ 1 & 2 \end{smallmatrix} \rangle), \quad (2-2) \end{aligned}$$

这 4 个态是 Clauser 等人的 Bell 算符的本征

态<sup>[5]</sup>,  $| \begin{smallmatrix} \downarrow & \downarrow \\ 12 \end{smallmatrix} \rangle$  为单重态, 其余的为三重态, 它们构成四维希尔伯特空间的完备正交归一基, 称为 Bell 基.

Bell 基在量子信息中有着广泛的用途, 现在已经设计出许多方法来实现对 Bell 基的测量. 当然, 这里所指的两态粒子包括了很多不同类型的量子体系, 例如, 自旋为  $\hbar/2$  的粒子、正交偏振的光子、两能级的原子等.

### 3 量子隐形传态的基本原理

现在设想粒子 1 处于某个未知的量子态

$$\begin{aligned} |\phi_1\rangle &= a | \begin{smallmatrix} \downarrow & \downarrow \\ 1 & 2 \end{smallmatrix} \rangle + b | \begin{smallmatrix} \uparrow & \uparrow \\ 1 & 2 \end{smallmatrix} \rangle, \\ |a|^2 + |b|^2 &= 1. \quad (3) \end{aligned}$$

发送者 Alice 要把量子态  $|\phi_1\rangle$  传送给接受者 Bob, 但粒子 1 始终要留在 Alice 这里. 基于 Bell 基矢联合测量的量子隐形传态方案一般分为以下 3 个步骤:

(1) 预先将粒子 2 和 3 制备成处于如下的 EPR 对, 其量子态为

$$| \begin{smallmatrix} \downarrow \downarrow \\ 23 \end{smallmatrix} \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (| \begin{smallmatrix} \downarrow & \downarrow \\ 2 & 3 \end{smallmatrix} \rangle - | \begin{smallmatrix} \uparrow & \uparrow \\ 2 & 3 \end{smallmatrix} \rangle), \quad (4)$$

于是由粒子 1 和这个 EPR 对所构成量子体系的量子态为态 (3) 和 (4) 的直积  $| \begin{smallmatrix} \downarrow \downarrow \\ 123 \end{smallmatrix} \rangle = |\phi_1\rangle \otimes | \begin{smallmatrix} \downarrow \downarrow \\ 23 \end{smallmatrix} \rangle$ . 在式 (2) 的 Bell 基矢表象中, 这个直积态可以表示为

$$\begin{aligned} | \begin{smallmatrix} \downarrow \downarrow \\ 123 \end{smallmatrix} \rangle &= \frac{1}{2} I | \begin{smallmatrix} \downarrow \downarrow \\ 12 \end{smallmatrix} \rangle ( - a | \begin{smallmatrix} \downarrow & \downarrow \\ 3 & 2 \end{smallmatrix} \rangle + b | \begin{smallmatrix} \uparrow & \uparrow \\ 3 & 2 \end{smallmatrix} \rangle \\ &+ | \begin{smallmatrix} \downarrow \downarrow \\ 12 \end{smallmatrix} \rangle ( - a | \begin{smallmatrix} \downarrow & \downarrow \\ 3 & 2 \end{smallmatrix} \rangle + b | \begin{smallmatrix} \uparrow & \uparrow \\ 3 & 2 \end{smallmatrix} \rangle \\ &+ | \begin{smallmatrix} \downarrow \downarrow \\ 12 \end{smallmatrix} \rangle ( a | \begin{smallmatrix} \downarrow & \downarrow \\ 3 & 2 \end{smallmatrix} \rangle + b | \begin{smallmatrix} \uparrow & \uparrow \\ 3 & 2 \end{smallmatrix} \rangle \\ &+ | \begin{smallmatrix} \downarrow \downarrow \\ 12 \end{smallmatrix} \rangle ( a | \begin{smallmatrix} \uparrow & \uparrow \\ 3 & 2 \end{smallmatrix} \rangle - b | \begin{smallmatrix} \downarrow & \downarrow \\ 3 & 2 \end{smallmatrix} \rangle ), \quad (5) \end{aligned}$$

式中态  $| \begin{smallmatrix} \downarrow \downarrow \\ 12 \end{smallmatrix} \rangle$ ,  $| \begin{smallmatrix} \uparrow \uparrow \\ 12 \end{smallmatrix} \rangle$  是粒子 1 和 2 所在的四维希尔伯特空间的 Bell 基.

(2) 将 EPR 对的粒子 2 和 3 分别传送给通讯双方 Alice 和 Bob(图 1), Alice 接着采用能

识别 Bell 基的装置对粒子 1 和 2 进行联合探测,测得结果为每个 Bell 基的几率是  $1/4$ 。当然,Alice 进行一次测量只能得到一个结果,亦即粒子 1 和 2 的子系统在测量之后将坍缩到其中的一个 Bell 基上,并与粒子 3 消纠缠。基于量子非局域性,粒子 3 将由原来的纠缠态坍缩到相应的量子态上,按照式(5)不难看出,对粒子 1 和 2 的 Bell 测量将导致粒子 3 处于如表 1 所示的量子态上。

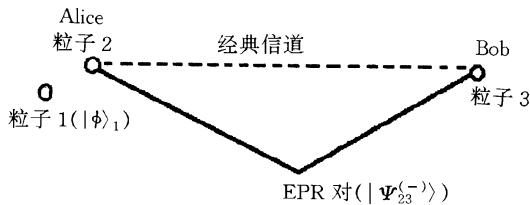


图 1 量子隐形传态的原理

表 1

测量之后粒子 1 和 2 可能的量子态	测量之后粒子 3 可能的量子态		
$ \frac{1}{2}^-\rangle$	- a	$ \frac{3}{2} - b\rangle$	$ \frac{3}{2} 1\rangle$
$ \frac{1}{2}^+\rangle$	- a	$ \frac{3}{2} + b\rangle$	$ \frac{3}{2} 2\rangle$
$ \frac{1}{2}^-\rangle$	a	$ \frac{3}{2} + b\rangle$	$ \frac{3}{2} 3\rangle$
$ \frac{1}{2}^+\rangle$	a	$ \frac{3}{2} - b\rangle$	$ \frac{3}{2} 4\rangle$

量子隐形传态的目的是将粒子 3 制备在粒子 1 原先的量子态上,亦即态  $|\phi_3 = a|\frac{3}{2} + b\rangle$ 。由表 1 可知,如用  $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$  表示态  $|\frac{3}{2} + b\rangle$ ,用  $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$  表示态  $|\frac{3}{2} - b\rangle$ ,测量后粒子 3 所处的量子态与欲传送的量子态之间有如下关系:

$$|\frac{1}{2} 3\rangle = U_1 \begin{cases} a \\ b \end{cases}, \quad U_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad (6-1)$$

$$|\frac{2}{2} 3\rangle = U_2 \begin{cases} a \\ b \end{cases}, \quad U_2 = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad (6-2)$$

$$|\frac{3}{2} 3\rangle = U_3 \begin{cases} a \\ b \end{cases}, \quad U_3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad (6-3)$$

$$\text{类型 } |\frac{4}{2} 3\rangle = U_4 \begin{cases} a \\ b \end{cases}, \quad U_4 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (6-4)$$

(3) Alice 将她对粒子 1 和 2 联合测量所得的结果(经典信息),经由经典信道传送给 Bob, Bob 便能确知粒子 3 的状态,然后对粒子 3 实施相应的幺正变换,即可使它处于被传送的未知态  $|\phi_3\rangle$  上。例如,当 Alice 测得粒子 1 和 2 的量子态为  $|\frac{1}{2}^-\rangle$  时,则粒子 3 将处于  $|\frac{3}{2} 3\rangle$  上, Bob 只要对其施加幺正变换  $U_3^{-1}$ ,便可使粒子 3 处于欲传送的量子态  $|\phi_3\rangle$  上,而留在 Alice 处的粒子 1 在联合测量之后,原始态  $|\phi_1\rangle$  已被破坏掉了。这样就实现了将未知量子态从 Alice 处传送到 Bob 处。

在上述量子隐形传态过程中,Alice 对粒子 1 和 2 的联合测量,获得了关于量子态  $|\phi_1\rangle$  的部分信息,量子测量是非幺正交换,它提供了经典信息。而 EPR 对所传送的是未被测量的信息,EPR 粒子起着量子信道的功用,Bob 接受到 Alice 传送过来的信息,才有可能将粒子 3 制备在欲传送的未知态上。这里并不要求粒子 2 和 3 与粒子 1 属同类粒子,只要它们有着相同的自旋代数就行。

Bennett 等人的开创性论文发表之后,关于量子隐形传态的各种方案相继出现,其中有基于 Bell 基联合测量实现量子态传送的模型<sup>[6,7]</sup>; G. Brassard 等人<sup>[8]</sup>指出了利用量子计算机中的受控非门和单个量子比特操作所构成的量子回路实现量子隐形传态; L. Vaidman 等人<sup>[9]</sup>提出用非局域测量方法实现量子态的隐形传送; A. Barenco 等人<sup>[10]</sup>则提出有别于量子隐形传态的量子态交换方案。

近年来,人们提出一系列基于腔量子电动力学的量子隐形传态的方案<sup>[11,12]</sup>。我们先后研究了用单个光腔来传送未知原子态<sup>[13]</sup>和利用单个原子传送光场的薛定谔猫态<sup>[14]</sup>的方案,这些方案与国外报道的结果相比具有明显的优势。

域

## 4 实验研究进展

1997年12月,奥地利学者(其中第二作者是中国科技大学毕业生)在国际著名刊物《自然》上报道了世界上第一个实现量子隐形传态的实验结果<sup>[15]</sup>,此事轰动了学术界和欧美的新闻界。紧接着,意大利学者于1998年初在《Phys. Rev. Lett.》上也报道了另一个成功的量子隐形传态实验结果<sup>[16]</sup>。下面我们简要地介绍这两个实验的原理和结果。

量子隐形传态实验研究的主要困难在于制备作为量子通道的EPR粒子对(即两粒子的最大纠缠单重态)和联合测量Bell基态,以及对单个粒子的任意幺正变换操作。上述两个成功的实验都是采用单个光子偏振态作为待传送的量子态,以及使用型参量下转换非线性光学过程所产生的自发辐射孪生光子对作为EPR粒子对。在光学参量下转换过程中,一个入射到适当非线性光学材料的泵浦光子会同时产生出一对光子(称为孪生光子对),在型参量过程中,这两个光子具有相同的频率但其偏振态彼此正交,它们处于如(1)式所示的纠缠态上,这里的本征态| 和| 分别代表两个正交的偏振本征态。所不同的是奥地利小组所使用的泵浦光源是200fs的脉冲激光器,而意大利小组使用的是连续氪离子激光器。

图2是奥地利小组的实验原理装置。O是纠缠光子对的光源(即参量下转换器件),孪生光子分别传送给Alice和Bob,Alice处有半透半反分束器BS和光子探测器A<sub>1</sub>,A<sub>2</sub>,Bob处有偏振探测器PD和两个光子探测器B<sup>+</sup>,B<sup>-</sup>。第三者Carol通过偏振器把其光子制备到待发送的偏振态上,这个光子入射到分束器BS,与Alice的光子叠加在一起。为叙述方便,我们将Alice,Bob,Carol三人的光子分别称为A,B,C光子。根据分束器的量子理论,每个入射光子的反射或透射的几率相同,当分束器的两个输入口同时有一个光子进入时,两个光子的反射和透射几率幅将发生重叠。基于量子力学的幺正性,若两个光子同时被反射会出现一个附加负号,因此,两个过程会彼此抵消。当然,只有在两个入射光子处于对称态的场合才会出现这种情况。在两个入射光子处于反对称态[即如(1)式所示的单重纠缠态]时,两种几率将会出现另一个附加相对负号,因而产生相长干涉。因此,若A光子和C光子处于单重纠缠态,那么分束器BS两个输出端的探测器将同时记录到光子(即符合计数)。借助于探测器A<sub>1</sub>和A<sub>2</sub>的这种符合计数,可以将A光子和B光子投影到Bell基中的单重态上。为了确实一个未知的量子态能够被隐形传送,该实验首先演示一组完备基矢可以被隐形传送,然后再证实这个基矢的叠加态也可以被隐形传送。为此,先使C光子处于

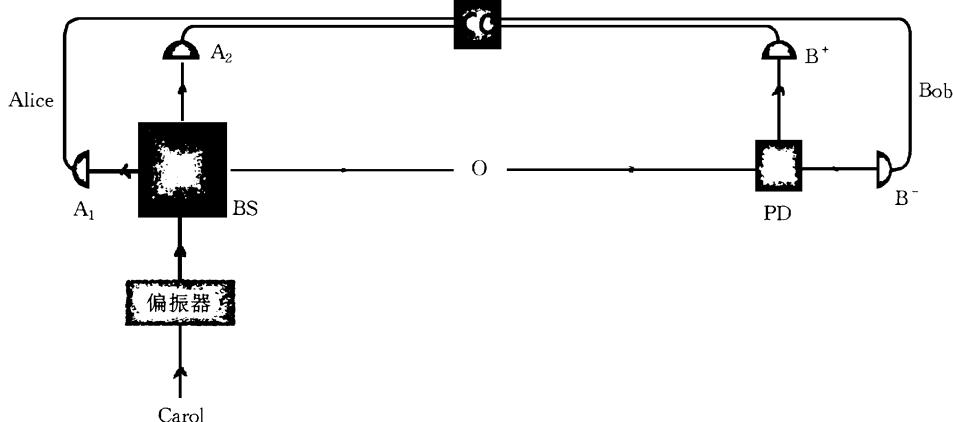


图2 奥地利小组的实验原理图

45°线偏振态,通过记录探测器  $A_1$  和  $A_2$  之间的符合,可以识别 C 光子与 A 光子单重态 $| - \rangle$ ,出现这个结果的几率是 25 %. 如果探测到  $A_1$  和  $A_2$  的符合,那么 B 光子应当处于 45° 的偏振态. 偏振探测器 PD 可以将 B 光子按其偏振状态的不同经由不同通道输出,当 B 光子处于 45° 偏振态时,探测器  $B^+$  接收到光子,而探测器  $B^-$  只能接收到处于 -45° 偏振的 B 光子. 为证实量子隐形传态,一旦探测器  $A_1$  和  $A_2$  同时记录到光子,此时应当只有  $B^+$  会记录到光子,而  $B^-$  不可能探测到光子. 因此,只要记录到  $B^+ A_1 A_2$  存在三重符合而  $B^- A_1 A_2$  不存在三重符合,便可证明 A 光子的偏振态已经传送给 B 光子了. 实验进一步分析 C 光子和 A 光子之间的相对时间延迟对三重符合计数的影响,从而更证明这里确实实现了量子态的隐形传送. 当 A 光子和 C 光子不同时到达分束器 BS,量子隐形传态不会发生,这时 A, C 光子各自独立地进入  $A_1$  或  $A_2$ ,因此在  $A_1$  和  $A_2$  之间出现符合计数的几率是 50 % (这是隐形传送的两倍),此时 B 光子不具有确定的偏振态,所以  $B^+$  和  $B^-$  各有 50 %几率记录到光子. 可见不发生量子隐形传态的场合,  $B^+ A_1 A_2$  (+45° 偏振分析) 和  $B^- A_1 A_2$  (-45° 偏振分析) 出现三重符合的几率均

为 25 %. 调节 A, C 光子到达 BS 的时间, 一旦相对时间差为零, 则  $B^- A_1 A_2$  三重符合几率便降低到零, 而  $B^+ A_1 A_2$  三重符合几率仍然保持不变. 这便是  $+45^\circ$  偏振态被成功地隐形传送的标志. 该论文还报道了传送 0 和  $45^\circ$  线偏振态, 以及圆偏振态的实验结果. 当然, 由于该实验只能识别单重态, 所以只有 25 % 几率能成功地实现量子态隐形传送.

图3是意大利学者的实验原理图.光学下转换光源O发射一对孪生光子,他们处于如下纠缠态:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} ( | \downarrow_1 \downarrow h_2 \rangle + | h_1 \downarrow \downarrow_2 \rangle ). \quad (7)$$

式中  $|$  和  $|_h$  分别表示垂直和水平线偏振态. 随后, 两个光子分别通过方解石(X), 方解石的功能是使不同偏振态的光子沿不同路径传送, 于是孪生光子便由偏振纠缠态变成如下的不同路径的纠缠态:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} ( | a_1 \rangle | a_2 \rangle + | b_1 \rangle | b_2 \rangle ) | \psi_1 \rangle | h_2 \rangle, \quad (8)$$

式中,  $|a_1\rangle$  表示光子 1 在路径  $a_1$  上并具有垂直偏振, 其余态表示类似意义. 作为量子隐形传态之用的 EPR 对便是这种路径(或称波矢  $k$ )纠缠态. 每个 EPR 光子具有相同的偏振态.

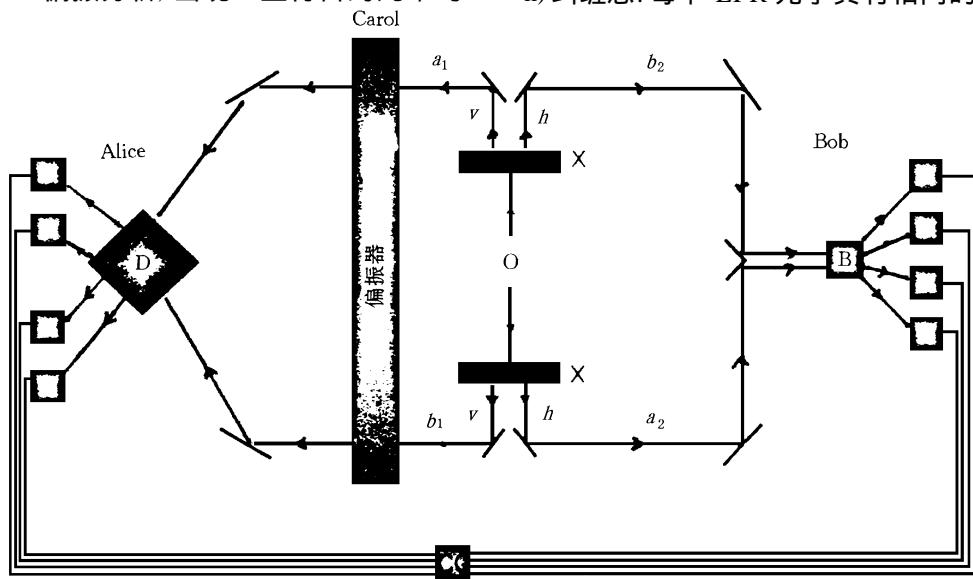


图 3 意大利小组的实验原理图

光子 1 的偏振自由度便可用来制备待传送的量子态. Carol 采用偏振器将光子 1 的偏振态由态  $| h_1 \rangle$  变换成待发送的态  $|\phi\rangle = |h_1\rangle + |h_1\rangle$ . 现在, 整个系统的量子态为

$$\text{实量} \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \left( |\text{态}\rangle, |\alpha_{\text{传}}\rangle + |\beta_1\rangle |b_2\rangle \right) - \left( |\alpha_1\rangle |h_1\rangle |h_2\rangle \right). \quad (9)$$

引进如下的 Bell 基矢:

$$|\alpha_{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( |\alpha_1\rangle |h_1\rangle \pm |\beta_1\rangle |h_2\rangle \right),$$

$$|\beta_{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( |\alpha_1\rangle |h_1\rangle \pm |\beta_1\rangle |h_2\rangle \right). \quad (10)$$

它们是由光子 1 的路径和偏振两个自由度构成的, 于是系统的态可以重新写成

$$\begin{aligned} \text{有} \quad & \frac{1}{2} |\alpha_{+}\rangle \left( |\alpha_2\rangle + |\beta_2\rangle |h_2\rangle \right) \\ & + \frac{1}{2} |\alpha_{-}\rangle \left( |\alpha_2\rangle - |\beta_2\rangle |h_2\rangle \right) \\ & + \frac{1}{2} |\beta_{+}\rangle \left( |\alpha_2\rangle + |\beta_2\rangle |h_2\rangle \right) \\ & + \frac{1}{2} |\beta_{-}\rangle \left( |\alpha_2\rangle - |\beta_2\rangle |h_2\rangle \right). \quad (11) \end{aligned}$$

Alice 为识别四个 Bell 基, 首先在路径  $b_1$  上将光子的偏振态旋转  $90^\circ$ , 于是态  $|\beta_1\rangle |h_1\rangle$  变成  $|\beta_1\rangle |h_1\rangle$ , 态  $|\alpha_1\rangle |h_1\rangle$  变成  $|\alpha_1\rangle |h_1\rangle$ , 所以 Bell 基变成

$$\begin{aligned} |\alpha_{\pm}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( |\alpha_1\rangle \pm |\beta_1\rangle |h_1\rangle \right), \\ |\beta_{\pm}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( |\alpha_1\rangle \mp |\beta_1\rangle |h_1\rangle \right). \quad (12) \end{aligned}$$

Alice 的探测器 D 可以使这 4 个态分别从 4 个不同的输出口进入到各自的探测器中. 在 Bob 处, 采用半波片使路径  $b_2$  的光子偏振态旋转  $90^\circ$ , 路径  $a_2$  和  $b_2$  在偏振分束器 B 混合, 垂直偏振和水平偏振分别被透射和反射, 于是系统的态变成为

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} |\alpha_{+}\rangle \left( |h_2\rangle + |h_2\rangle \right) \\ & + \frac{1}{2} |\alpha_{-}\rangle \left( |h_2\rangle - |h_2\rangle \right) \end{aligned}$$

$$+ \frac{1}{2} |\alpha_{+}\rangle \left( |h_2\rangle + |h_2\rangle \right) \quad (13)$$

这时 Bob 可以根据 Alice 的测量输出采用相应的么正变换使光子 2 变为初始态  $|\alpha_2\rangle + |\beta_2\rangle$ . 实验上可使用 4 个探测器分别测量光子 2 的 4 个不同态, 然后分别将其输出与 Alice 的相应测量输出在相关计数器 (CC) 得到两者的符合计数.

为了确信实验真正实现了量子隐形传态, 必须考虑到在不存在 EPR 对的场合实现量子态传送的可能性. 设 Carol 以各自  $1/3$  的几率制备  $0^\circ, 120^\circ$  和  $-120^\circ$  的偏振态, 并发送给 Alice, 后者采用最佳方案进行测量以期获得关于该态的信息, 然后将测量结果经由经典通道告诉 Bob, Bob 再按照这个经典信息重构出量子态. 最后, 检验者将 Bob 重构的态与 Carol 原来的态作比较. 理论分析表明, 在这种量子态的经典传送中, 检验正确的平均几率  $S$  必须满足:

$$S \leq \frac{3}{4}. \quad (14)$$

该实验测量了  $S$  值并得到  $S = 0.831 \pm 0.009$ , 证实了量子隐形传态的成功.

1998 年底, 美国两个研究小组又分别成功地采用不同的方案, 在实验上实现了量子隐形传态<sup>[17,18]</sup>.

## 之用 对便 5 结束语

R

量子隐形传态应用了量子特性来实现信息的传送和处理, 其信息容量大, 可靠性高. 这种方法能完成纯经典方法或纯量子方法所无法做到的量子态传送. 当然, 在可以预见的将来, 人们不可能采用这种方法来实现科幻小说中的那种宏观物体的隐形传送. 然而, 量子隐形传态的实验成功更激发起人们的研究热情, 它将在量子计算和量子通讯等方面获得重要的应用. 当

(下转第 95 页)

消. 类似于图 4(b), 在图 7(c) 中分别以虚线和实线画出了(8)式左右两边作为  $z_t$  的函数关系, 它们的交点即给出  $z_t$ . 完全类似于滑动摩擦情形, 我们可以观察  $z_t$  上下变化一周期内  $F_t$  的变化. 设悬臂基座从远处向衬底逼近, 初始阶段由于  $z_B$  很大, 针尖与衬底间没有明显的相互作用,  $z_t$  相应平稳变化, 直到  $z_p$  到达 3 所标志的位置.  $z_B$  再要减小,  $\partial V_i / \partial z_t$  将大于  $k(z_p - z_t)$ , 弹簧的弹性力不再能抵消针尖衬底间的相互作用而呈现出不稳定性, 针尖实际位置突然降低到由 5 所代表的位置. 此后如基座进一步逼近衬底, 针尖将在经受衬底一段短时间的吸引之后受到衬底的强烈排斥, 但不会再出现不稳定性. 随后设悬臂基座回缩,  $z_B$  逐渐加大,  $z_t$  亦相应升高. 直至由 4 代表的位置出现不稳定, 弹性力超过针尖衬底之间的吸引力, 使针尖突然回缩至 2 而基本上不再受到衬底的作用. 图 7(d) 中用曲线表示出(9)式中的  $F_t$  与  $z_p$  的函数关系, 其中箭号表示实际过程. 在基座往返一周期中, 实际的  $F_t(z_p)$  关系表现出回线, 回线所围的面积正好表示体系的摩擦损耗.

(上接第 126 页)

然, 诸如热库引起的 EPR 对的消纠缠等问题妨碍着量子隐形传态的实现. 尽管如此, 量子隐形传态的提出深刻启迪人们: 量子力学的奇妙特性还有待于我们进一步认识和揭示. 我们深信, 在下一个世纪, 量子理论的发展和应用将会有更灿烂辉煌的前景.

## 参 考 文 献

- [1] W. K. Wootters, W. H. Zurek, *Nature*, **299** (1982), 802.
- [2] C. H. Bennett et al., *Phys. Rev. Lett.*, **70** (1993), 1895.
- [3] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen, *Phys. Rev.*, **47** (1935), 777.
- [4] J. S. Bell, *Physics*, **1** (1964), 105.
- [5] J. F. Clauser et al., *Phys. Rev. Lett.*, **23** (1969), 880.
- [6] L. Davidovich et al., *Phys. Rev. A*, **50** (1994), R895.
- [7] T. Sleator et al., in IQEC Technical Digest 1994, **9** (1994), 140.

28 卷 (1999 年) 2 期

无疑, 这种非保守性损耗也同样源出体系中出现的不稳定性, 极类似于滑动摩擦情形发生在原子尺度上的过程.

## 参 考 文 献

- [1] C. M. Mate, G. M. McClelland, R. Erlandsson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **59** (1987), 1942.
- [2] W. Zhong, D. Tomanek, *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990), 3054.
- [3] D. Tomanek, W. Zhong, H. Thomas, *Europhysics Lett.*, **15** (1991), 887.
- [4] N. Sasaki, M. Tsukada, *Sci. Rep. RITU*, **A44** (1997), 1.
- [5] D. Tomanek, Theory of Atomic-Scale Friction in Scanning Tunneling Microscopy, Chapter 11, Eds. R. Wiesendanger and H.-J. Güntherodt, Springer-Verlag, (1996).
- [6] 龚政, *物理*, **26** (1997), 247.
- [7] I. L. Singer, *J. Vac. Sci. Technol. A*, **12** (1994), 2605.
- [8] C. Mak, C. Daly, J. Krim, *Thin Solid Films*, **253** (1994), 190.
- [9] B. N. J. Persson, *J. Chem. Phys.*, **98** (1993), 1659.
- [10] A. L. Shluger, R. T. Williams, A. L. Rohl, *Surf. Sci.*, **343** (1995), 273.

- [8] G. Brassard, A. Mann, *Phys. Rev. A*, **51** (1995), R1727.
- [9] L. Vaidman, *Phys. Rev. A*, **49** (1994), 1473.
- [10] A. Barenco et al., *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995), 4083.
- [11] J. I. Cirac, A. S. Parkins, *Phys. Rev. A*, **50** (1994), R4441.
- [12] M. H. Y. Moussa, *Phys. Rev. A*, **54** (1996), 4661.
- [13] S. B. Zheng, G. C. Guo, *Phys. Lett. A*, **232** (1997), 171.
- [14] S. B. Zheng, G. C. Guo, *Phys. Lett. A*, **236** (1997), 180.
- [15] D. Bouwmeester, J. W. Pan, K. Mattle et al., *Nature*, **390** (1997), 575.
- [16] D. Boschi et al., *Phys. Rev. Lett.*, **80** (1998), 1121.
- [17] A. Furusawa et al., *Science*, **282** (1998), 637.
- [18] M. A. Nielsen et al., *Nature*, **396** (1998), 52.