

量子比特的普适远程翻转和克隆^{*}

李艳玲 冯 健[†] 孟祥国 梁宝龙

(聊城大学物理科学与信息工程学院, 聊城 252059)

(聊城大学光通信研究所, 聊城 252059)

(2007 年 1 月 8 日收到, 2007 年 2 月 6 日收到修改稿)

提出一种把量子隐形传态、最佳普适量子比特翻转和最佳普适量子克隆三者结合起来的量子比特普适远程翻转和克隆方案. 当发送者和处于不同地点的三个接收者共享一个特定的四粒子纠缠态作为量子信道时, 通过发送者的 Bell 基测量、经典通信和各个接收者的局域幺正变换, 一个接收者能够以 $2/3$ 的最佳保真度得到一份原未知量子比特的正交补态, 另外两个接收者能够分别以 $5/6$ 的最佳保真度得到原未知量子比特的一份拷贝. 此方案用较少的量子纠缠资源同时完成了未知量子比特的普适远程翻转和克隆, 且其保真度分别达到了最佳. 实现此方案的关键在于构造出发送者和接收者共享的特定四粒子纠缠态作为量子信道, 分析了此特殊四粒子态内在的纠缠结构.

关键词: 量子比特, 量子远程翻转, 量子远程克隆, 保真度

PACC: 0365

1. 引 言

量子信息以量子态作为载体, 量子信息的全部过程遵守量子力学的基本规律, 量子理论对施加于量子态上的精确操作有许多限制, 例如, 量子不可克隆定理^[1], 量子不可翻转定理^[2-6], 量子不可删除定理^[7,8], 量子不可解纠缠定理^[9,10]等, 因此, 量子态的非精确操作就引起了人们的浓厚兴趣. 作为两种重要的量子操作, 量子近似克隆^[11,12]和量子近似翻转^[2,3,13]已得到广泛研究, 发现 $1 \rightarrow 2$ 的普适量子比特克隆机输出态的最佳保真度可达 $5/6$ ^[12], $1 \rightarrow 1$ 的普适量子比特翻转机输出态的最佳保真度可达 $2/3$ ^[2,3,13].

随着量子通信、量子密码术、量子远程控制、远程量子计算的发展, 量子态的远程克隆^[14-19]和量子态及其多份拷贝的远程制备^[20-23]得到了较深入的研究. Muroa^[14]首先提出了把量子隐形传态和最佳普适量子克隆结合起来的量子远程克隆方案, 利用此方案可以实现“一对多”量子信息的发布, 即一个发送者可以把其持有的未知量子比特同时传送给处于不同地点的多个接收者; 文献^[15-19]分别研

究了 d 维量子比特远程克隆、 $N \rightarrow M$ ($M > N$) 量子比特远程克隆、量子比特非对称远程克隆、依赖于态的远程克隆以及用腔 QED 技术实现量子比特最佳对称远程克隆的方案, 文献^[24,25]分别从理论上和实验上研究了连续变量量子态的远程克隆. 另一方面, 研究表明, 两自旋反平行量子态所包含的信息多于两自旋平行量子态所包含的信息^[2]; 并且, 量子克隆操作和量子翻转变换密切相关^[3], 这两种过程的最佳保真度存在着直接联系^[26,27]. 于是, 关于量子克隆-翻转变换的研究^[28-33]日益得到重视, 分别提出了量子概率克隆-翻转机(即反克隆机)^[28,29]和最佳普适量子克隆-翻转机^[28], 给出了通过参量下转换实现最佳普适量子克隆-翻转的方案^[30]和经典辅助下量子克隆-翻转的方案^[31]; 实验上, 实现了最佳量子克隆-翻转过程^[32]及其恢复^[33].

最近, Ricci 小组提出了通过量子隐形传态实现发送方量子比特 $1 \rightarrow 2$ 最佳克隆和接收方 $1 \rightarrow 1$ 最佳翻转的方案^[34,35], 并从实验上进行了验证. 此方案利用两粒子最大纠缠态作为量子信道, 需以特殊的量子态为基进行投影测量来完成. 值得注意的是, 上述方案仅限于在发送方实现 $1 \rightarrow 2$ 最佳克隆和在单一接收方实现 $1 \rightarrow 1$ 最佳翻转, 即仅限于在

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10574060)和山东省自然科学基金(批准号:Y2004A09)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: fjlcsdc@sina.com; fj@lcu.edu.cn

两体中实现量子克隆和远程翻转,而量子通信、量子密码术、量子远程控制、远程量子计算等领域的发展,要求研究量子信息空间非局域多远程分发和操纵的方案,作为该方案的基本单元,处于不同地点的三个接收者如何分别获得发送者发送的未知量子态的拷贝及其正交补态,则成为必须要解决的问题.

当然,可以通过“两步方案”完成上述任务,即发送者通过先对被发送未知量子态进行局域最佳克隆和翻转操作,然后分别将各个未知量子态的拷贝及其正交补态通过量子隐形传态方案分发给三个接收者.但一方面,这种“两步方案”需要三个两粒子最大纠缠态作为量子信道,消耗了较多的量子纠缠资源(3e-bit);另一方面,在“两步方案”中,发送者不仅需要完成两量子比特局域操作,还需要向三个接收者分别发送不同的2 bit经典信息.由此可见,“两步方案”是一种消耗较多量子纠缠和经典信息资源的方案.由于量子纠缠是一种昂贵的资源,人们总希望用尽可能少的资源完成同一任务.本文提出一种把量子隐形传态、最佳普适量子比特翻转和最佳普适量子克隆三者结合起来的量子比特普适远程翻转和克隆方案.当发送者和处于不同地点的三个接收者共享一个特定的四粒子纠缠态作为量子信道时,通过发送者的 Bell 基测量、经典通信和各个接收者的局域么正变换,一个接收者能够以 2/3 的最佳保真度得到一份原未知量子比特的正交补态,另外两个接收者能够分别以 5/6 的最佳保真度得到原未知量子比特的一份拷贝.此方案用较少的量子纠缠资源同时完成了未知量子比特的普适远程翻转和克隆,且其保真度分别达到了最佳.与“两步方案”相比较,我们的方案大大节省了量子纠缠和经典信息资源,只需一个四粒子纠缠态作为量子信道,发送者只需公开播送2 bit相同的经典信息.实现此方案的关键在于构造出发送者和接收者共享的特定四粒子纠缠态作为量子信道,本文分析了此四粒子态的内在纠缠结构.

2. 量子比特的最佳普适翻转变换

量子理论禁止对未知量子态的精确翻转^[2-6],那么量子态的非精确翻转变换就激发了人们的研究兴趣,文献[13]从近似操作的角度研究了量子比特的近似翻转变换,并给出了 1→1 的量子比特最佳

普适翻转变换的具体形式.当把装置的末态取为对称子空间的基矢时,1→1 量子比特的最佳普适翻转变换可表示如下^[13]:

$$U_{11} |0_A\rangle |\sum_M\rangle = -\sqrt{\frac{2}{3}} |1_A\rangle |00_M\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |0_A\rangle \times \left[\frac{1}{\sqrt{2}} (|01_M\rangle + |10_M\rangle) \right], \quad (1)$$

$$U_{11} |1_A\rangle |\sum_M\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} |0_A\rangle |11_M\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} |1_A\rangle \times \left[\frac{1}{\sqrt{2}} (|01_M\rangle + |10_M\rangle) \right], \quad (2)$$

其中 $|A\rangle$ 指量子比特变换前后的态, M 指装置的初末态, $|\sum_M\rangle$ 表示装置的双模标准空态.

对于任意量子比特输入态

$$|\varphi_X\rangle = \alpha |0_X\rangle + \beta |1_X\rangle, (\alpha^2 + |\beta|^2 = 1), \quad (3)$$

可得到

$$U_{11} |\varphi_X\rangle |\sum_M\rangle = \alpha |\phi_{0_{XM}}\rangle + \beta |\phi_{1_{XM}}\rangle, \quad (4)$$

其中

$$|\phi_{0_{XM}}\rangle = -\sqrt{\frac{2}{3}} |1_X\rangle |00_M\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |0_X\rangle \times \left[\frac{1}{\sqrt{2}} (|01_M\rangle + |10_M\rangle) \right], \quad (5)$$

$$|\phi_{1_{XM}}\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} |0_X\rangle |11_M\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} |1_X\rangle \times \left[\frac{1}{\sqrt{2}} (|01_M\rangle + |10_M\rangle) \right], \quad (6)$$

3. 量子比特的普适 1→1 远程翻转和 1→2 远程克隆

在本节中,我们给出量子比特 1→1 普适远程翻转和 1→2 普适远程克隆的方案.假设 Alice 持有未知单比特量子态 $|\varphi_X\rangle$,她想以不依赖于 $|\varphi_X\rangle$ 的最佳保真度把此量子态传送给处于不同地点的三个接收者 Bob,Charlie 和 David,使其中一个接收者获得原未知量子态的正交补态 $|\varphi_X^\perp\rangle$,另外两个接收者分别获得原未知量子态的一份拷贝,但粒子 X 始终留在 Alice 一方,并且比较少地使用量子纠缠资源.由于作为量子信道的多粒子纠缠态结构决定了量子信息的传播和处理方式^[15],因此,寻找并构造出合适的多粒子纠缠态作为量子信道是实现本方案的关键,这个多粒子纠缠态应当由发送者和所有

接收者共享,并且在发送者实施局域测量并公开播送其测量结果后,三个接收者仅通过局域操作就能分别得到原未知量子态(3)的最佳正交补态和最佳拷贝.受上节给出的量子比特最佳普适翻转变换^[13]的启发,我们选择 Alice, Bob, Charlie 和 David 共享如下四粒子纠缠态作为量子信道:

$$|\psi\rangle_{PBCD} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_P |\phi_0\rangle_{BCD} + |1\rangle_P |\phi_1\rangle_{BCD}) \quad (7)$$

其中

$$\begin{aligned} |\phi_0\rangle_{BCD} = & \sqrt{\frac{1}{6}}|0\rangle_B |0\rangle_C |1\rangle_D \\ & + \sqrt{\frac{1}{6}}|0\rangle_B |1\rangle_C |0\rangle_D \\ & - \sqrt{\frac{2}{3}}|1\rangle_B |0\rangle_C |0\rangle_D, \quad (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} |\phi_1\rangle_{BCD} = & \sqrt{\frac{2}{3}}|0\rangle_B |1\rangle_C |1\rangle_D \\ & - \sqrt{\frac{1}{6}}|1\rangle_B |0\rangle_C |1\rangle_D \\ & - \sqrt{\frac{1}{6}}|1\rangle_B |1\rangle_C |0\rangle_D, \quad (9) \end{aligned}$$

P 为发送者 Alice 持有, B, C, D 分别为接收者 Bob, Charlie, David 持有,三者处于不同的地点.待传送粒子和信道粒子所组成系统的初态为

$$\begin{aligned} |\Phi\rangle_{XPBCD} = & |\varphi_X\rangle |\psi\rangle_{PBCD} \\ = & \frac{1}{2} [|\phi^+\rangle_{XP} (\alpha |\phi_0\rangle_{BCD} + \beta |\phi_1\rangle_{BCD}) \\ & + |\phi^-\rangle_{XP} (\alpha |\phi_0\rangle_{BCD} - \beta |\phi_1\rangle_{BCD}) \\ & + |\psi^+\rangle_{XP} (\alpha |\phi_1\rangle_{BCD} + \beta |\phi_0\rangle_{BCD}) \\ & + |\psi^-\rangle_{XP} (\alpha |\phi_1\rangle_{BCD} - \beta |\phi_0\rangle_{BCD})] \quad (10) \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} |\phi^\pm\rangle & = \frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle \pm |11\rangle), \\ |\psi^\pm\rangle & = \frac{1}{\sqrt{2}}(|01\rangle \pm |10\rangle). \quad (11) \end{aligned}$$

Alice 对粒子 X 和 P 进行 Bell 基测量(BM_{XP}),并把测量结果(2 bit 经典信息)通过经典信道公开播送给接收者 Bob, Charlie 和 David,接收者根据获得的经典信息对各自持有的粒子做相应的局域么正变换.对应于不同的测量结果,三个接收者对其持有的粒子所做的局域么正变换不同,其对应关系如表 1 所示.

例如,若 Alice 对其持有粒子的测量结果为 $|\phi^+\rangle_{XP}$,并通过经典信道把测量结果公开播送给

表 1 各种可能的 Bell 基测量结果及三个接收者对其持有的粒子所做的相应局域么正变换

BM_{XP}	对粒子 B 的变换	对粒子 C 的变换	对粒子 D 的变换
$ \phi^+\rangle_{XP}$	I_B	I_C	I_D
$ \phi^-\rangle_{XP}$	$(-\sigma_z)_B$	$(-\sigma_z)_C$	$(-\sigma_z)_D$
$ \psi^+\rangle_{XP}$	$(-\sigma_x)_B$	$(-\sigma_x)_C$	$(-\sigma_x)_D$
$ \psi^-\rangle_{XP}$	$(-i\sigma_y)_B$	$(i\sigma_y)_C$	$(-i\sigma_y)_D$

三个接收者,则接收者 Bob, Charlie 和 David 根据收到的信息分别对其持有的粒子做么正变换 $(-\sigma_x)_B$, $(-\sigma_x)_C$ 和 $(-\sigma_x)_D$,接收方可得到

$$|\xi\rangle_{BCD} = \alpha |\phi_0\rangle_{BCD} + \beta |\phi_1\rangle_{BCD}. \quad (12)$$

由(8)(9)和(12)式得,描述粒子 B 的约化密度矩阵为

$$\rho_B = \frac{2}{3} |\varphi^\perp\rangle_{XX} \langle\varphi^\perp| + \frac{1}{3} |\varphi\rangle_{XX} \langle\varphi|, \quad (13)$$

Bob 所得正交补态的保真度为

$$F_B = \langle\varphi^\perp| \rho_B |\varphi^\perp\rangle = \frac{2}{3}. \quad (14)$$

(14)式表明, F_B 达到了 $1 \rightarrow 1$ 量子比特翻转输出态的最佳保真度^[23, 13],且与输入态无关.

描述粒子 C 和 D 的约化密度矩阵分别为

$$\rho_C = \rho_D = \frac{5}{6} |\varphi\rangle_{XX} \langle\varphi| + \frac{1}{6} |\varphi^\perp\rangle_{XX} \langle\varphi^\perp|, \quad (15)$$

接收者 Charlie 和 David 所得量子态的保真度为

$$F_C = F_D = \langle\varphi| \rho_C |\varphi\rangle = \frac{5}{6}. \quad (16)$$

(16)式表明, F_C 和 F_D 均达到了 $1 \rightarrow 2$ 量子比特克隆输出态的最佳保真度^[12],且均与输入态无关.由上述分析可知,接收者 Bob 以最佳保真度 $2/3$ 获得待传送未知量子比特的正交补态,同时,接收者 Charlie 和 David 分别以最佳保真度 $5/6$ 得到原未知量子比特的一份拷贝,且最佳保真度均不依赖于输入态,同时实现了量子比特的普适远程翻转和克隆.

计算表明,对应于 Alice 的其他测量结果,三个接收者分别实施如表 1 所示的相应么正变换,可得与(12)式相同的输出态.这样通过选择一个如(7)式所示的特定四粒子纠缠态作为量子信道,经过 Bell 基测量,经典通信以及接收者相应的局域么正变换,就以较少的量子纠缠资源同时完成了未知量子比特的 $1 \rightarrow 1$ 普适远程翻转和 $1 \rightarrow 2$ 普适远程克隆,且其保真度分别达到了最佳.

4. 量子信道纠缠结构分析

实现此方案的关键在于构造出如(7)式所示的特殊四粒子纠缠态作为量子信道,此纠缠态的特定纠缠结构在量子信息的传播和处理过程中起到了决定性的作用.因此,很有必要分析此四粒子纠缠态的纠缠结构.

粒子 B, C, D 作为一个整体与粒子 P 处于最大纠缠态.到目前为止,尚无一种统一的计算多粒子纠缠态纠缠度的方法^[36],所以,我们将不计算其总纠缠度,主要从两粒子纠缠的角度分析其内在纠缠结构.

在基 $\{|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle\}$ 下,描述粒子 P 和 B 的约化密度矩阵为

$$\rho_{PB} = \frac{1}{6} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (17)$$

其部分转置密度矩阵的最小本征值为 $1/6$.由 Peres-Horodecki 判据^[37,38]可得,粒子 P 和 B 是可分离的.

描述粒子 P 和 C, P 和 D 的约化密度矩阵分别为

$$\rho_{PC} = \rho_{PD} = \frac{1}{12} \begin{pmatrix} 5 & 0 & 0 & 4 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 4 & 0 & 0 & 5 \end{pmatrix}. \quad (18)$$

其部分转置密度矩阵的最小本征值为 $-1/4$.由 Peres-Horodecki 判据^[37,38]可得,粒子 P 和 C 以及 P 和 D 是不可分离的,经计算得, ρ_{PC} 及 ρ_{PD} 的共生纠缠度(concurrence)^[39]均为 $7/12$.

描述粒子 B 和 C 的约化密度矩阵为

$$\rho_{BC} = \frac{1}{12} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 5 & -4 & 0 \\ 0 & -4 & 5 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (19)$$

其部分转置密度矩阵的最小本征值为 $-1/4$.同理可得,粒子 B 和 C 是不可分离的,经计算得, ρ_{BC} 的共生纠缠度为 $1/2$.

由(7)–(9)式可知,粒子 C 和 D 是对称的,由此可得出粒子 B 和 D 亦是不可分离的,且 ρ_{BD} 的共生纠缠度为 $1/2$.

描述粒子 C 和 D 的约化密度矩阵为

$$\rho_{CD} = \frac{1}{6} \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2 \end{pmatrix}. \quad (20)$$

其部分转置密度矩阵的最小本征值为 $1/6$.同理可得,粒子 C 和 D 是可分离的.

由上述分析知,此四粒子纠缠态的纠缠结构如下:粒子 P 与 C, D 是不可分离的; B 与 C, D 也是不可分离的; P 与 B, C 与 D 是可分离的; P 与 C, D 的共生纠缠度相等, B 与 C, D 的共生纠缠度也相等,且前者大于后者.正是态 $|\psi\rangle_{PBCD}$ 内在的特殊纠缠结构决定了其适合作为普适量子远程克隆和翻转的量子信道,实现“一到三”量子信息的分发和操纵.

5. 小 结

提出了一种把量子隐形传态、最佳普适量子比特翻转和最佳普适量子克隆三者结合起来的量子比特普适远程翻转和克隆方案.当发送者和处于不同地点的三个接收者共享一个特定的四粒子纠缠态作为量子信道时,通过发送者的 Bell 基测量、经典通信和各个接收者相应的局域么正变换,一个接收者 Bob 能够以 $2/3$ 的最佳保真度得到一份原未知量子比特的正交补态,另外两个接收者 Charlie 和 David 能够分别以 $5/6$ 的最佳保真度得到原未知量子比特的一份拷贝,且最佳保真度均不依赖于输入态,即同时完成了 $1 \rightarrow 1$ 的量子比特远程翻转和 $1 \rightarrow 2$ 的量子比特远程克隆,且其保真度分别达到了最佳,实现了量子比特信息的空间非局域三方远程分发和翻转.

实现此方案的关键在于构造出(7)式所示的四粒子纠缠态作为量子信道,本文对此态的纠缠结构作了深入分析,发现此量子态具有如下纠缠结构:粒子 P 与 C, D 是不可分离的; B 与 C, D 也是不可分离的;而 P 与 B, C 与 D 是可分离的; P 与 C, D 的共生纠缠度相等, B 与 C, D 的共生纠缠度也相等,且前者大于后者(粒子 P 为发送者持有,粒子 B, C, D 分别为接收者 Bob, Charlie, David 持有).此纠缠态的特定纠缠结构在量子比特信息的传播和处理过程中起到了决定性的作用.

本方案用较少的量子纠缠资源同时完成了未知量子比特的 $1 \rightarrow 1$ 普适远程翻转和 $1 \rightarrow 2$ 普适远程克隆,其保真度分别达到了最佳,实现了量子信息空

间非局域三方远程分发和操作. 本方案仅需消耗一个四粒子纠缠态和2 bit经典信息,与“两步方案”相比较,大大节省了经典信息和宝贵的量子纠缠资源,简化了局域量子操作,显著提高了效率. 作为量子信息空间非局域多方远程分发和操纵方案的基本单元,本方案对于量子通信、量子密码术、量子远程控制、远程量子计算等领域的研究具有积极的意

义,并有助于加深对量子信息基本理论的理解.

关于量子信息空间非局域多方远程分发和操纵的研究,还有许多问题有待解决. 例如,使用更少量子纠缠资源完成同样远程分发和操纵任务,量子比特的 $N \rightarrow M$ (M, N 均为整数且 $M > N$) 最佳普适远程翻转和 $N \rightarrow (M + N)$ 远程克隆等问题有待于以后进行深入研究.

- [1] Wootters W K, Zurek W H 1982 *Nature* **292** 802
- [2] Gisin N, Popescu S 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 432
- [3] Bužek V, Hillery M, Werner R F 1999 *Phys. Rev. A* **60** R2626
- [4] Chattopadhyay I, Choudhary S K, Kar G, Kunkri S, Sarkar D 2006 *Phys. Lett. A* **351** 384
- [5] Chattopadhyay I, Sarkar D 2006 *Phys. Rev. A* **73** 044303
- [6] Chakrabarty I, Adhikari S, Choudhury B S arXiv: quant-ph/0605186
- [7] Pati A K, Braunstein S L 2000 *Nature* **404** 164
- [8] Feng J, Gao Y F, Wang J S, Zhan M S 2002 *Phys. Lett. A* **298** 225
- [9] Mor T 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1415
- [10] Feng J, Wang J S, Gao Y F, Zhan M S 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2083 (in Chinese) [冯健、王继锁、高云峰、詹明生 2001 物理学报 **50** 2083]
- [11] Scarani V, Iblisdir S, Gisin N 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 1225
- [12] Bužek V, Hillery M 1996 *Phys. Rev. A* **54** 1844
- [13] Bužek V, Hillery M, Werner R F 2000 *J. Mod. Opt.* **47** 211
- [14] Mourao M, Jonathan D, Plenio M B, Vedral V 1999 *Phys. Rev. A* **59** 156
- [15] Mourao M, Plenio M B, Vedral V 2000 *Phys. Rev. A* **61** 032311
- [16] Dür W, Cirac J I 2000 *J. Mod. Opt.* **47** 247
- [17] Chiu I 2003 *Phys. Rev. A* **67** 012323
- [18] Henderson L, Hardy L, Vedral V arXiv: quant-ph/9910028
- [19] Zhang W H, Ye L 2006 *Phys. Lett. A* **354** 344
- [20] Yu Y F, Feng J, Zhan M S 2003 *Phys. Lett. A* **310** 329
- [21] Bennett C H, DiVincenzo D P, Shor P W, Smolin J A, Terhal B M, Wootters W K 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 077902
- [22] Tan J, Fang M F 2006 *Chin. Phys.* **15** 2514
- [23] Zhang Y Q, Jin X R, Zhang S 2005 *Chin. Phys.* **14** 1732
- [24] Van Loock P, Braunstein S L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 247901
- [25] Zhao Z, Zhang A N, Zhou X Q, Chen Y A, Lu C Y, Karlsson A, Pan J W 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 030502
- [26] van Enk S J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 010502
- [27] De Martini F, Pelliccia D, Sciarrino F 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 067901
- [28] Song D D, Hardy L arXiv: quant-ph/0001105
- [29] Qiu D W 2003 *Phys. Lett. A* **308** 335
- [30] Simon C, Weihs G, Zeilinger A 2000 *J. Mod. Opt.* **47** 233
- [31] Pati A K 2001 *Phys. Rev. A* **61** 022308
- [32] Pelliccia D, Schettini V, Sciarrino F, Sias C, De Martini F 2003 *Phys. Rev. A* **68** 042306
- [33] Sciarrino F, Secondi V, De Martini F 2006 *Phys. Rev. A* **73** 040303
- [34] Ricci M, Sciarrino F, Sias C, De Martini F 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 047901
- [35] Sciarrino F, Sias C, Ricci M, De Martini F 2004 *Phys. Lett. A* **323** 34
- [36] Lee S, Joo J, Kim J 2005 *Phys. Rev. A* **72** 024302
- [37] Peres A 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 1413
- [38] Horodecki M, Horodecki P, Horodecki R 1996 *Phys. Lett. A* **233** 1
- [39] Wootters W K 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 2245

Universal quantum teleflipping and telecloning of qubit^{*}

Li Yan-Ling Feng Jian[†] Meng Xiang-Guo Liang Bao-Long

(*School of Physics Science and Information Engineering , Liaocheng University , Liaocheng 252059 , China*)

(*Institute of Optical Communication , Liaocheng University , Liaocheng 252059 , China*)

(Received 8 January 2007 ; revised manuscript received 6 February 2007)

Abstract

A scheme combining three processes of quantum teleportation , optimal universal quantum flipping and optimal universal quantum cloning for universal teleflipping and telecloning of arbitrary qubit is proposed . When a particular four-particle entangled state shared by the sender and three spatially separated receivers is used as quantum information channel , after the sender 's Bell measurement , classical communication and each receiver 's local unitary operation , one receiver can get one orthogonal complementing state of the original unknown state with the optimal fidelity of $2/3$, the other two receivers can respectively get one copy of the original unknown state with the optimal fidelity of $5/6$. This scheme implements the universal quantum teleflipping and telecloning simultaneously with corresponding optimal fidelity by using the reduced entanglement . The key to realizing this scheme is the construction of the particular four-particle entangled state shared by the sender and three receivers used as quantum information channel . The entanglement structure of the special four-particle entangled state is analyzed .

Keywords : qubit , quantum teleflipping , quantum telecloning , fidelity

PACC : 0365

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10574060) and the Natural Science Foundation of Shandong Province , China (Grant No. Y2004A09) .

[†] Corresponding author . E-mail : fjlcscd@sina.com ; fj@lcu.edu.cn