

基于免退纠缠态的原子态隐形传输

王中结 阮飞 方旭

安徽师范大学物理与电子信息学院, 安徽 芜湖 241000

摘要 量子隐形传态易受噪声环境的影响。为了减小这种不利影响,基于振幅衰减噪声模型,提出一种基于免退纠缠态和量子错误避免代码技术的量子隐形传态方案。在这个方案中,一种4比特的免退纠缠态被作为量子纠缠信道,被传输的单个比特的量子信息被编码为两个比特。该方案的优点是隐形传输具有非常高的保真度,并且具有100%成功率。该项研究对改善量子通讯有重要的作用。

关键词 量子光学;隐形传输;免退纠缠态;量子错误避免编码

中图分类号 O431

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.0327001

Teleportation for Atomic State Based on Disentanglement-Free State

Wang Zhongjie Ruan Fei Fang Xu

College of Physics and Electronic Information, Anhui Normal University, Wuhu, Anhui 241000, China

Abstract Quantum teleportation is easily effected by noisy environment. In order to decrease this adverse effect induced by the amplitude-damping noisy environment, a scheme for quantum teleportation is proposed based on disentanglement-free state and quantum error-avoiding codes. In this scheme, a kind of disentanglement-free four-qubit state is used as the quantum entanglement channel, and single qubit of the teleported quantum information is encoded into two qubits. This scheme has the advantages that quantum teleportation has full fidelity and the success probability for this teleportation scheme is 100%. The study has important applications in improvement of quantum communication.

Key words quantum optics; quantum teleportation; disentanglement-free state; quantum error-avoiding codes

OCIS codes 270.5565; 060.5565; 270.1670

1 引言

在过去的二十年中,量子态的隐形传输已进行了广泛的理论和实验研究^[1-12]。针对不同的原子态的隐形传输,人们提出了各种不同的方案,例如,单个比特态的隐形传输^[2],任意二比特态的隐形传输^[4],三粒子GHZ态的隐形传输^[5]以及一对多的隐形传输^[6]等。利用不同的量子纠缠信道来进行量子隐形传输的建议也已经被提出,如贝尔纠缠态^[2],三粒子纠缠态^[7],三粒子和五粒子GHZ态^[8]等。量子隐形传态已在不同的物理系统中得到实验证实,如光子系统^[9],囚禁离子系统^[10],原子系统^[11]。然而,由于任何物理系统不可能与其周围的环境相隔离,噪声环境引起的退相干将不可避免地发生。这将导致所传输的量子信息和量子纠缠信道恶化。因此,为实现高品质的量子隐形传态,尤其是远距离的量子通信,需要克服的障碍之一是环境引起的退相干。最近,人们通过使用各种热库模型研究噪声对量子隐形传输的影响^[13-16],结果表明,在噪声环境中,量子隐形传态的保真度会随时间减少。目前,光子的隐形传输距离可达100 km,保真度达89%^[17]。为了获得高保真度的量子隐形传输,许多方法已被使用,如纠缠纯化技术^[18],量子纠错码(QECC)技术^[19]和量子中继技术^[20],免退纠缠态^[21]等。但是,文献[21]的作者提出了这种免退纠缠态要求热库必须处于真空态。

收稿日期: 2014-09-24; 收到修改稿日期: 2014-11-14

基金项目: 安徽省自然科学基金(090412060)

作者简介: 王中结(1962—),男,教授,硕士生导师,主要从事量子光学与量子信息等方面的研究。

E-mail: wuliwzj@mail.ahnu.edu.cn

本文针对非真空的振幅衰减噪声,提出并论证了一种抗这种噪声的免退纠缠态。接着提出了基于这种免退纠缠态的量子隐形传态方案。被传送的量子信息编码为2量子比特,而纠缠的4量子比特的原子态被作为量子通道。这个方案不仅可以避免振幅衰减型的退相干的影响,而且具有100%的成功率。

2 免退纠缠态

由于量子比特周围的噪声环境诱导的退相干,作为量子通道的纠缠态将退化为混合态,从而量子态隐形传输的品质将会下降。在这节中,针对振幅衰减噪声,试图找到一个免退纠缠的原子态。为此,考虑4个二能级原子把它们分成两组,其中一组包含两个原子记为1,2,另一组包含两个原子记为3,4。两组原子可以远远彼此分开。每组二能级原子(激发态 $|e\rangle$ 和基态 $|g\rangle$)与各自的热库耦合。假定热库由一系列不同频率的简谐振子模拟,这个系统的哈密顿是($\hbar=1$)^[22]

$$H = H_S + H_B + H_{SB}, \quad (1)$$

$$H_S = \frac{1}{2} \omega_a \sum_{i=1}^4 \sigma_{z,i}, \quad (2)$$

$$H_B = \sum_k (\omega_{1,k} b_{1,k}^+ b_{1,k} + \omega_{2,k} b_{2,k}^+ b_{2,k}), \quad (3)$$

$$H_{SB} = \sum_{i=1}^2 \sum_k [\lambda_{ik} \sigma_{x,i} (b_{1,k} + b_{1,k}^+)] + \sum_{i=3}^4 \sum_k [g_{ik} \sigma_{x,i} (b_{2,k} + b_{2,k}^+)] \quad (4)$$

式中 ω_a 是原子跃迁频率, $\omega_{i,k}$ ($i=1,2$)第 i 个热库的第 k 个模式的频率, $b_{j,k}^+$ 和 $b_{j,k}$ 分别是第 j 个热库中第 k 个模式的产生与湮灭算符, λ_{ik} 和 g_{ik} 分别是热库1和2中的第 k 个模式与第 i 个原子的耦合系数, $\sigma_{z,i}$ 和 $\sigma_{x,i}$ 是第 i 个原子的泡利算符。由于每组原子彼此接近,可以假设它们与各自热库的耦合系数是相同的,即 $\lambda_{ik} = \lambda_k, g_{ik} = g_k$ 。这样,原子与热库的相互作用哈密顿可重写为

$$H_{SB} = \sum_k \lambda_k (\sigma_{x,1} + \sigma_{x,2}) (b_{1,k} + b_{1,k}^+) + \sum_k g_k (\sigma_{x,3} + \sigma_{x,4}) (b_{2,k} + b_{2,k}^+), \quad (5)$$

应当指出的是相互作用哈密顿(5)式描述了所谓的振幅退相干。

为了消除(1)式中所所述的原子自由哈密顿,引入两个相同的大失谐光场,让它们分别作用于各组原子。在绝热近似下,描述这种相互作用的哈密顿是($\hbar=1$)^[23]

$$H_d = -\frac{\hbar |g|^2 |E|^2}{\omega_L - \omega_a} \sum_{i=1}^4 \sigma_i^z = -\frac{\omega_d}{2} \sum_{i=1}^4 \sigma_i^z, \quad (6)$$

式中 $\omega_d = 2|g|^2 |E|^2 / (\omega_L - \omega_a)$, ω_L 是光场频率, g 是耦合系数, $|E|^2$ 是光场强度。考虑到激光场的作用后,整个系统的哈密顿为

$$H_t = H_S + H_B + H_{SB} + H_d = H'_S + H_B + H_{SB}, \quad (7)$$

式中 $H'_S = \frac{1}{2} \omega'_a \sum_{i=1}^4 \sigma_{z,i}$, $\omega'_a = \omega_a - \omega_d$ 。可以通过调节激光强度 $|E|^2$ 改变 ω_d ,使得 $\omega'_a = 0$,从而消除(7)式中原子自由哈密顿 H'_S 。

下面,提出一种免退纠缠态,其定义如下

$$|\Pi\rangle = (|\varphi\rangle_{12} |\psi\rangle_{34} - |\psi\rangle_{12} |\varphi\rangle_{34}) / \sqrt{2}, \quad (8)$$

$$|\varphi\rangle_{ab} = \frac{1}{2} (|gg\rangle_{ab} + |ge\rangle_{ab} - |eg\rangle_{ab} - |ee\rangle_{ab}), \quad (9)$$

$$|\psi\rangle_{ab} = \frac{1}{2} (|gg\rangle_{ab} - |ge\rangle_{ab} + |eg\rangle_{ab} - |ee\rangle_{ab}), \quad (10)$$

注意(9)式和(10)式下标 $ab=12$ 或 34 。容易看出态矢 $|\varphi\rangle_{ab}$ 和态矢 $|\psi\rangle_{ab}$ 是彼此正交的。下面,证明它们是免退纠缠态。对于原子态矢 $|\varphi\rangle_{ab}$ 和 $|\psi\rangle_{ab}$,容易得出

$$(\sigma_1^x + \sigma_2^x) |\varphi\rangle_{12} = 0, \quad (11)$$

$$(\sigma_1^x + \sigma_2^x)|\psi\rangle_{12} = 0, \quad (12)$$

$$(\sigma_3^x + \sigma_4^x)|\varphi\rangle_{34} = 0, \quad (13)$$

$$(\sigma_3^x + \sigma_4^x)|\psi\rangle_{34} = 0, \quad (14)$$

假定初始时刻原子系统的状态由(8)式描述而热库处于任意态矢 $|\chi\rangle_1|\phi\rangle_2$, 那么, 由(5)式和(11)~(14)式, 得到

$$H_{SB}|\Pi\rangle \otimes |\chi\rangle_1|\phi\rangle_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(H_{SB1} + H_{SB2})(|\varphi\rangle_{12}|\psi\rangle_{34} - |\psi\rangle_{12}|\varphi\rangle_{34}) \otimes |\chi\rangle_1|\phi\rangle_2 = 0, \quad (15)$$

根据薛定谔方程, 系统任意时刻的状态为

$$|\psi(t)\rangle = \exp(-iH_t t)|\Pi\rangle \otimes |\chi\rangle_1|\phi\rangle_2 = \sum_m \frac{(-it)^m}{m!} H_t^m |\Pi\rangle \otimes |\chi\rangle_1|\phi\rangle_2 = |\Pi\rangle \otimes \sum_m \frac{(-it)^m}{m!} H_B^m |\varphi_1\rangle_b |\varphi_2\rangle_b = |\Pi\rangle \otimes \exp(-itH_B) |\varphi_1\rangle_b |\varphi_2\rangle_b, \quad (16)$$

从式中可以看出原子态矢 $|\Pi\rangle$ 不受热库的影响, 因而 $|\Pi\rangle$ 是一个免退纠缠态。这里应该指出的是, 与文献[21]给出的免退纠缠态不同, 提出的免退纠缠态 $|\Pi\rangle$ 并不要求热库必须处于真空态。

3 免退纠缠态的制备

本节提出一种制备上述免退纠缠态 $|\Pi\rangle$ 的方法。考虑两个相同的二能级原子(基态 $|g\rangle$, 激发态 $|e\rangle$)A和B与单模腔场同时相互作用并通过经典光场驱动。这个系统的哈密顿量为(令 $\hbar = 1$)^[24]

$$H = \frac{\omega_a}{2} \sum_{j=A,B} \sigma_j^z + \omega_0 a^\dagger a + \sum_{j=A,B} \{g(a^\dagger \sigma_j^- + a \sigma_j^+) + \Omega[\sigma_j^+ \exp(-i\omega_d t) + \sigma_j^- \exp(i\omega_d t)]\}, \quad (17)$$

式中 ω_a , ω_0 , 和 ω_d 分别是原子跃迁频率, 腔场频率和经典光场频率, a 和 a^\dagger 分别为腔场的湮灭和产生算符, g 是原子与腔场间的耦合系数, Ω 是经典光场的拉比频率, $\sigma_j^z = (|e\rangle_j \langle e| - |g\rangle_j \langle g|)$, $\sigma_j^+ = |e\rangle_j \langle g|$, 和 $\sigma_j^- = |g\rangle_j \langle e|$ 分别为第 j 个原子的布居反转数算符, 上升和下降算符。选择 $\omega_d = \omega_0$ 和 $\Omega \gg \delta \gg g$ ($\delta = \omega_a - \omega_0$ 是失谐量), 可以得到该系统的演化算符为^[24]

$$U_{AB} = \exp(-itH_0) \exp(-itH_{\text{eff}}), \quad (18)$$

$$H_0 = \Omega \sum_{j=A,B} \sigma_j^x, \quad (19)$$

$$H_{\text{eff}} = \frac{\lambda}{2} \sum_{j=A,B} (|e\rangle_j \langle e| + |g\rangle_j \langle g|) + \lambda \sigma_A^x \sigma_B^x, \quad (20)$$

式中 $\sigma_j^x = \sigma_j^+ + \sigma_j^-$ ($j = A, B$), $\lambda = g^2/2\delta$ 。

接着假定 Alice 和 Bob 分别拥有原子 1, 2 和 3, 4, 并且假定原子 1 和 3 已制备在贝尔态 $|\psi\rangle_{13} = (|e\rangle_1 |g\rangle_3 - |g\rangle_1 |e\rangle_3)/\sqrt{2}$, 原子 2 和 4 处于基态。这样初始系统的态矢可表示为

$$|\psi\rangle = |g\rangle_2 |g\rangle_4 (|e\rangle_1 |g\rangle_3 - |g\rangle_1 |e\rangle_3)/\sqrt{2}, \quad (21)$$

现在, Alice 和 Bob 把各自的原子送入各自的光腔中演化, 并选择相互作用时间满足 $\Omega t = \pi$, $\lambda t = \pi/4$ 。这样, 由(18)式可得系统的演化算符为

$$U = U_{12} U_{34} = \exp(-i\pi/4) \exp(-i\pi \sigma_1^x \sigma_2^x/4) \exp(-i\pi \sigma_3^x \sigma_4^x/4), \quad (22)$$

根据(22)式, 系统的态矢 $|\psi\rangle$ 被演化为

$$|\psi'\rangle = U|\psi\rangle = \frac{1}{2} \exp(-i\pi/4) [(|eg\rangle_{12} - |ilge\rangle_{12})(|gg\rangle_{34} - |ilee\rangle_{34}) - (|gg\rangle_{12} - |ilee\rangle_{12})(|eg\rangle_{34} - |ilge\rangle_{34})], \quad (23)$$

接着, Alice 和 Bob 对各自原子 2 和 4 做旋转变换 $R_j(\theta) = \exp(-i\theta \sigma_j^z)$ ($j = 2, 4$) [这可由经典光场驱动原子实现, 参见(6)式]。做这样的操作后, 系统的态矢变为

$$|\psi''\rangle = R_2(\pi/4) R_4(\pi/4) |\psi'\rangle = \frac{1}{4} \exp(i\pi/4) [(|g\rangle_1 + |e\rangle_1)(|g\rangle_2 - |e\rangle_2)(|g\rangle_3 - |e\rangle_3)(|g\rangle_4 + |e\rangle_4) - (|g\rangle_1 - |e\rangle_1)(|g\rangle_2 + |e\rangle_2)(|g\rangle_3 + |e\rangle_3)(|g\rangle_4 - |e\rangle_4)] = \exp(-i3\pi/4) (|\varphi\rangle_{12} |\psi\rangle_{34} - |\psi\rangle_{12} |\varphi\rangle_{34})/\sqrt{2}, \quad (24)$$

可以看出态矢(24)式除了一个全局相位因子外就是所要制备的态 $|\Pi^-\rangle$ 。

4 量子隐形传态

在本节中,为了减小噪声环境的影响,提出一种基于上述免退纠缠态的隐形传态方案。假定被传输的量子态为

$$|\psi'\rangle = (\alpha|\varphi\rangle_{12} + \beta|\psi\rangle_{12}), \quad (25)$$

式中 α 和 β 是未知的系数,满足 $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$ 。假定发送者 Alice 有 4 个原子(标记为 1, 2, 3, 4),接收者 Bob 有两个原子(标记为 5, 6),原子 3, 4 和 5, 6 被作为纠缠信道,它们的状态为

$$|\Pi^-\rangle = (|\varphi\rangle_{34}|\psi\rangle_{56} - |\psi\rangle_{34}|\varphi\rangle_{56})/\sqrt{2}, \quad (26)$$

式中 $|\varphi\rangle_{ab}$ 和 $|\psi\rangle_{ab}$ 分别由(9)式和(10)式描述。有原子 1~6 组成的系统的初态可表示为

$$|\psi\rangle_i = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha|\varphi\rangle_{12} + \beta|\psi\rangle_{12}) \otimes (|\varphi\rangle_{23}|\psi\rangle_{45} - |\psi\rangle_{23}|\varphi\rangle_{45}). \quad (27)$$

把(9)式和(10)式代入(27)式,可得

$$|\psi\rangle_i = \frac{1}{2\sqrt{2}} \left[\alpha|g\rangle_1(|g\rangle_2 - |e\rangle_2)(|g\rangle_3 + |e\rangle_3)|\psi\rangle_{45} - \alpha|g\rangle_1(|g\rangle_2 + |e\rangle_2)(|g\rangle_3 - |e\rangle_3)|\varphi\rangle_{45} + \beta|e\rangle_1(|g\rangle_2 - |e\rangle_2)(|g\rangle_3 + |e\rangle_3)|\psi\rangle_{45} - \beta|e\rangle_1(|g\rangle_2 + |e\rangle_2)(|g\rangle_3 - |e\rangle_3)|\varphi\rangle_{45} \right], \quad (28)$$

接下来,针对原子 a 和 b 定义下列的贝尔态

$$|\Phi^\pm\rangle_{ab} = (|gg\rangle_{ab} \pm |ee\rangle_{ab})/\sqrt{2}, \quad (29)$$

$$|\Psi^\pm\rangle_{ab} = (|ge\rangle_{ab} \pm |eg\rangle_{ab})/\sqrt{2}, \quad (30)$$

利用(29)式和(30)式,重写(28)式为

$$|\psi\rangle_i = \left[|\Phi^+\rangle_{13}|\Phi^+\rangle_{24}(\alpha|\psi\rangle_{56} - \beta|\varphi\rangle_{56}) + |\Phi^+\rangle_{13}|\Psi^+\rangle_{24}(\alpha|\psi\rangle_{56} + \beta|\varphi\rangle_{56}) - |\Psi^+\rangle_{13}|\Phi^+\rangle_{24}(\alpha|\psi\rangle_{56} + \beta|\varphi\rangle_{56}) - |\Psi^+\rangle_{13}|\Psi^+\rangle_{24}(\alpha|\psi\rangle_{56} - \beta|\varphi\rangle_{56}) - |\Phi^-\rangle_{13}|\Phi^-\rangle_{24}(\alpha|\varphi\rangle_{56} - \beta|\psi\rangle_{56}) + |\Phi^-\rangle_{13}|\Psi^-\rangle_{24}(\alpha|\varphi\rangle_{56} + \beta|\psi\rangle_{56}) - |\Psi^-\rangle_{13}|\Phi^-\rangle_{24}(\alpha|\varphi\rangle_{56} + \beta|\psi\rangle_{56}) + |\Psi^-\rangle_{13}|\Psi^-\rangle_{24}(\alpha|\varphi\rangle_{56} + \beta|\psi\rangle_{56}) \right], \quad (31)$$

下一步, Alice 对每组原子分别做贝尔态测量。如果测量结果是 $|\Phi^+\rangle_{13}|\Phi^+\rangle_{24}$,则系统的态矢会塌缩为

$$|\psi''\rangle = (\alpha|\psi\rangle_{56} - \beta|\varphi\rangle_{56}), \quad (32)$$

Bob 对原子 5 和 6 做么正变换 $S_1: |\psi\rangle_{56} \rightarrow |\psi\rangle_{56}, |\varphi\rangle_{56} \rightarrow -|\varphi\rangle_{56}$, 会得到所传输的态矢,即由(17)式表示的态矢。其他情形列于表 1。在表 1 中,么正变换 $S_1: |\varphi\rangle_{56} \rightarrow |\psi\rangle_{56}, |\psi\rangle_{56} \rightarrow -|\varphi\rangle_{56}$, 么正变换 $S_2: |\varphi\rangle_{56} \rightarrow |\psi\rangle_{56}, |\psi\rangle_{56} \rightarrow |\varphi\rangle_{56}$, 么正变换 $I: |\varphi\rangle_{56} \rightarrow |\varphi\rangle_{56}, |\psi\rangle_{56} \rightarrow |\psi\rangle_{56}$ 。从表 1 中可以看到这个隐形传态机制具有 100% 的成功率。

表 1 免退相干子空间中量子隐形传态

Table 1 Quantum teleportation in decoherent-free subspace

Measurement result made by Alice	States of the atom 5 and 6	Transformation operated by Bob
$ \Phi^+\rangle_{13} \Phi^+\rangle_{24}$	$\alpha \psi\rangle_{56} - \beta \varphi\rangle_{56}$	S_1
$ \Phi^+\rangle_{13} \Psi^+\rangle_{24}$	$\alpha \psi\rangle_{56} + \beta \varphi\rangle_{56}$	S_2
$ \Psi^+\rangle_{13} \Phi^+\rangle_{24}$	$\alpha \psi\rangle_{56} + \beta \varphi\rangle_{56}$	S_2
$ \Psi^+\rangle_{13} \Psi^+\rangle_{24}$	$\alpha \psi\rangle_{56} - \beta \varphi\rangle_{56}$	S_1
$ \Phi^-\rangle_{13} \Phi^-\rangle_{24}$	$\alpha \varphi\rangle_{56} - \beta \psi\rangle_{56}$	I
$ \Phi^-\rangle_{13} \Psi^-\rangle_{24}$	$\alpha \varphi\rangle_{56} + \beta \psi\rangle_{56}$	I
$ \Psi^-\rangle_{13} \Phi^-\rangle_{24}$	$\alpha \varphi\rangle_{56} + \beta \psi\rangle_{56}$	I
$ \Psi^-\rangle_{13} \Psi^-\rangle_{24}$	$\alpha \varphi\rangle_{56} + \beta \psi\rangle_{56}$	I

5 讨 论

在该量子传输协议实际执行过程中,由于外场起伏和相位衰减噪声,自由哈密顿有可能不被完全消除(即 $\omega'_a \neq 0$)。因此,有必要分析一下自由哈密顿不能被消除时对纠缠信道的保真度的影响。为此,假定初始时纠缠信道中原子系统处于 $|II^-\rangle$,而热库的密度算符处于 $\rho_B(0) = \rho_{B1}(0) \otimes \rho_{B2}(0)$, $\rho_{B1}(0)$, $\rho_{B2}(0)$ 分别为与原子 1,2 和 3,4 相联系的两个热库的密度算符。态 $|II^-\rangle$ 的保真度可定义为^[25]

$$F(t) = \langle II^- | U_0^\dagger(t) \text{tr}_B \{ \exp(-iH_t t/\hbar) \rho_B(0) \otimes |II^-\rangle \langle II^-| \exp(iH_t t/\hbar) \} U_0(t) | II^- \rangle, \quad (33)$$

式中符号 $\text{tr}_B\{\dots\}$ 表示对热库求迹, $U_0(t) = \exp(-itH'_a)$ 。使用文献[25]给出的方法,将 $F(t)$ 展开成时间 t 的幂级数

$$F(t) = 1 - \frac{t}{\tau_1} - \frac{t^2}{\tau_2} - \dots, \quad (34)$$

根据(33)式容易求得直到二阶的各项系数为^[25]

$$\frac{1}{\tau_1} = 0, \quad (35)$$

$$\frac{1}{2\tau_2} = \langle II^- | U_0^\dagger(t) \text{tr}_B \{ [H_{SB}, [H_{SB}, \rho_B(0) \otimes |II^-\rangle \langle II^-|] + [(H_{SB}, H'_a) \rho_B(0) \otimes |II^-\rangle \langle II^-|] \} U_0(t) | II^- \rangle = 0, \quad (36)$$

(35)式和(36)式表明量子信道保真度在短时间内仍保持 1.0 水平。

在量子计算中,人们提出各种方案,文献[26]提出了一种基于 4 比特非对称的 QECC 方案,该方案能避免各种噪声。但如果用此方案制备纠缠信道就需要 8 个原子。这样的纠缠信道姑且不论它能否制备出来,就算能制备出来把它用于量子传输也是非常复杂的。与之不同,这里采用了外场与 QECC 技术相结合的方法实现了基于 4 比特的对称的免退纠缠态,并将其应用到量子隐形传输中。此外,文献[14]分析了真空环境中量子传输,指出量子传输的保真度与成功概率将明显恶化。给出的量子传输协议具有 100% 的成功概率和完全的保真度,从而能有效改善这种状况。

6 结 论

针对振幅衰减的噪声提出并论证了一种避免这种这种噪声的长寿命的纠缠态,提出一个新的基于这种免退纠缠态的量子隐形传态方案,这个方案不受振幅衰减的噪声环境的影响,因而具有完全的保真度,并且具有 100% 的成功率。

参 考 文 献

- 1 S L Braunstein, H J Kimble. Teleportation of continuous quantum variables [J]. Phys Rev Lett, 1998, 80(4): 869-872.
- 2 C H Bennett, G Brassard, C Crepeau, *et al.*. Teleporting an unknown quantum state via dual classical and einstein-podolsky-rosen channels [J]. Phys Rev Lett, 1993, 70(13): 1895-1899.
- 3 C Nölleke, A Neuzner, A Reiserer, *et al.*. Efficient teleportation between remote single-atom quantum memories [J]. Phys Rev Lett, 2013, 110(14): 140403.
- 4 Hongyi Dai, Pingxing Chen, Chengzu Li. Probabilistic teleportation of an arbitrary two-particle state by a partially entangled three-particle GHZ state and W state [J]. Opt Commun, 2004, 231(1-6): 281-287.
- 5 Yang Hongqin, Xie Shusen, Lu Zukang, *et al.*. Teleportation of a three-particle GHZ state via three-particle W states [J]. Acta Optica Sinica, 2006, 26(2): 300-304.
杨洪钦, 谢树森, 陆祖康, 等. 利用三粒子 W 态隐形传送三粒子 GHZ 态[J]. 光学学报, 2006, 26(2): 300-304.
- 6 Zhang Kan, Wang Zhongjie, Xing Jinjing. Teleportation of two qubits based on one-to-many without the Bell state measurement [J]. Journal of Anhui Normal University (Natural Science), 2010, 33(1): 34-38.
张 侃, 王中结, 邢晋晶. 基于非 BSM 的一对多二比特隐形传态[J]. 安徽师范大学学报(自然科学版), 2010, 33(1): 34-38.
- 7 A Karlsson, M Bourennane. Quantum teleportation using three-particle entanglement [J]. Phys Rev A, 1998, 58(6): 4394-4400.
- 8 S Muralidharan, P K Panigrahi. Perfect teleportation, quantum-state sharing, and superdense coding through a genuinely entangled five-qubit state [J]. Phys Rev A, 2008, 77(3): 032321.

- 9 D Bouwmeester, Pan Jianwei, K Mattle, *et al.*. Experimental quantum teleportation [J]. *Nature*, 1997, 390(6660): 575–579.
- 10 M A Nielsen, E Knill, R Laflamme. Complete quantum teleportation using nuclear magnetic resonance [J]. *Nature*, 1998, 396(6706): 52–55.
- 11 M D Barrett, J Chiaverini, T Schaetz, *et al.*. Deterministic quantum teleportation of atomic qubits [J]. *Nature*, 2004, 429(6993): 737–739.
- 12 Li Hongcai, Lin Xiu. A method to realize a quantum CNOT gate and teleportation [J]. *Chinese J Lasers*, 2003, 30(s1): 196–198.
李洪才, 林 秀. 实现控制非门和隐形传输的一种方法[J]. *中国激光*, 2003, 30(s1): 196–198.
- 13 Ge M, Zhu L F, Qiu Liang. Effect of pure phase decoherence on entanglement teleportation [J]. *Annalen der Physik*, 2008, 17(5): 336–342.
- 14 Liu Jin, Shao Bin, Xiang Shaohua, *et al.*. Teleportation of atomic states in a vacuum-induced environment [J]. *Communication in Theoretical Physics*, 2009, 51(1): 60–64.
- 15 D D B Rao, P K Panigrahi, C Mitra. Teleportation in the presence of common bath decoherence at the transmitting station [J]. *Phys Rev A*, 2008, 78(2): 022336.
- 16 Jinming Liu, Jian Li, Guangcan Guo. Improving the fidelity of continuous-variable quantum teleportation by tuning displacement gain [J]. *Chin Opt Lett*, 2003, 1(2): 114–117.
- 17 Yin Juan, Ren Jigang, Lu He, *et al.*. Quantum teleportation and entanglement distribution over 100-kilometre free-space channels [J]. *Nature*, 2012, 488(7410): 185–188.
- 18 C H Bennett, G Brassard, S Popescu, *et al.*. Purification of noisy entanglement and faithful teleportation via noisy channels [J]. *Phys Rev Lett*, 1996, 76(5): 722–725.
- 19 C H Bennett, D P Divincenzo, J A Smolin, *et al.*. Mixed-state entanglement and quantum error correction [J]. *Phys Rev A*, 1996, 54(5): 3824–3851.
- 20 H J Briegel, W Dür, J I Cirac, *et al.*. Quantum repeaters: the role of imperfect local operations in quantum communication [J]. *Phys Rev Lett*, 1998, 81(26): 5932–5935.
- 21 Yang Chuiping, Guo Guangcan. Disentanglement-free state of two pairs of two-level atoms [J]. *Phys Rev A*, 1999, 59(6): 4217–4222.
- 22 Duan Luming, Guo Guangcan. Preserving coherence in quantum computation by pairing quantum bits [J]. *Phys Rev Lett*, 1997, 79(10): 1953–1956.
- 23 Duan Luming, Guo Guangcan. Prevention of dissipation with two particles [J]. *Phys Rev A*, 1998, 57(4): 2399–2402.
- 24 S B Zheng. Generation of entangled states for many multilevel atoms in a thermal cavity and ions in thermal motion [J]. *Phys Rev A*, 2003, 68(3): 035801.
- 25 Duan Luming, Guo Guangcan. Perturbative expansions for the fidelities and spatially correlated dissipation of quantum bits [J]. *Phys Rev A*, 1997, 56(6): 4466–4470.
- 26 J Kempe, D Bacon, D A Lidar, *et al.*. Theory of decoherence-free fault-tolerant universal quantum computation [J]. *Phys Rev A*, 2001, 63(4): 042307.

栏目编辑: 刘丰瑞