

基于原子系综和线性光学器件的量子中继

韩 超

(宁波大学 理学院, 浙江 宁波 315211)

摘要: 有噪信道上的量子通信出错率随着信道长度呈指数式增长, 量子中继是应对此问题的一种有效方法. 提出一种具有实验可行性的量子中继方案, 利用原子系综来制备量子纠缠, 利用偏振分束器来完成量子纠缠的纯化和交换, 为实现远程量子通信提供了一种有效方法.

关键词: 量子中继; 原子系综; 线性光学器件

中图分类号: O413; O562

文献标志码: A

文章编号: 1001-5132 (2017) 04-0074-04

在量子网络中量子通信需要在远程站点间传输和交换量子信息. 通常量子信道是有噪声的, 因此影响了信息传输的保真度. 远程站点间通信的一个障碍是传输出错率随着信道长度增加呈指数式增长. 量子中继^[1]是应对此问题从而实现远程量子通信的一个有效方法. 量子中继将远距离信道分成许多小段, 并制备一定量保真度大于某特定值的纠缠态. 在每一小段上通过纠缠纯化来提高纠缠态的保真度, 通过纠缠交换将相邻的小段连接以形成更长的信道. 通过轮流执行纠缠纯化和纠缠连接, 最终可在远程站点间建立高保真的纠缠对.

然而偏振纠缠光子对大多由参量下转换得到. 下转换的输出是多光子对的相干叠加态而不是纯的双光子最大纠缠态. 只有当 $|\alpha| \ll 1$ 时下转换才产生单个光子对^[2], 这里 α 是产生最大纠缠态的几率幅, 这种情况下产生的真空态占了主要部分. 对在量子中继中的使用, 这将是难以接受的缺陷. 量子中继需要许多纠缠光子对, 这需要例如 N 个下转换一起输出光子对, 而这样的概率仅为 $|\alpha|^{2N}$. 然而, 某个下转换过程产生 N 个光子, 其他的下转换没有输出, 其概率也接近此大小, 而且 N 个光子对的任意分布均有相当的概率 $|\alpha|^{2N}$, 如文献[2]所示, 这将严重地影响到大多数的应用.

因此人们希望得到一种纠缠源, 可以按需产

生偏振纠缠光子对, 且输出保真度非常接近于 1. 用原子系综^[3]实现的纠缠源满足此要求. 相比基于对单粒子控制的量子信息方案, 基于原子系综的方案具有独特的优势^[4], 这使其在量子信息过程中的潜在应用成为可能. 近年来, 基于原子系综的量子信息过程得到了较多关注^[5-14], 但未见有用于量子中继的方案.

本文充分利用原子系综的存储优势和光子的传输优势, 提出了一个基于原子系综和线性光学器件的量子中继的可行方案.

1 纠缠制备

制备纠缠的原子系综由一系列的全同的原子构成, 其原子的能级结构如图 1 所示. 双 Λ 型能级结构亚稳态 $|g\rangle$ 、 $|h\rangle$ 和 $|v\rangle$ 分别对应于 ^{87}Rb 原子基态 $5S_{1/2}$ 的塞曼分裂能级 $|F=1, M_F=0\rangle$ 、 $|F=2, M_F=-2\rangle$ 和 $|F=2, M_F=2\rangle$. 高能级 $|e_h\rangle$ 和 $|e_v\rangle$ 则分别对应于激发态 $5P_{1/2}$ 的塞曼分裂子能级. 长相干寿命在冷囚禁原子系统^[15]和室温原子蒸气^[16]中都被观测到. 本文使用文献[3]中的符号和相应定义. 集体原子算符定义为:

$$s = \frac{1}{\sqrt{N_a}} \sum_{i=1}^{N_a} |g\rangle_i \langle s|, \quad (1)$$

式中: $s = h, v$, 原子总数 $N_a \gg 1$. 记 $|\text{vac}\rangle = \otimes_i |g\rangle_i$, 表示系综中所有原子均处于基态. 于是可以定义

一组基矢 $|h\rangle = h^+|vac\rangle$, $|v\rangle = v^+|vac\rangle$. 原子的集体激发态 $|h\rangle$ 和 $|v\rangle$ 可以转换为光子激发, 由于存在集体增强的相干相互作用, 这一转化过程有很高的效率^[15-16].

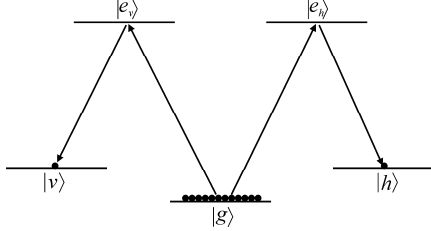


图1 原子能级结构

塞曼子能级 $|g\rangle$ 与 $|h\rangle$ 和 $|g\rangle$ 与 $|v\rangle$ 之间可通过大失谐的拉曼跃迁来耦合. 不妨设定光场和相应的到上能级 $|e_h\rangle$ 和 $|e_v\rangle$ 的跃迁失谐量 Δ 都相同. $|g\rangle \rightarrow |e_h\rangle$ 和 $|g\rangle \rightarrow |e_v\rangle$ 的跃迁通过 2 束相同频率 ω_p , 不同偏振的短脉冲激光驱动. $|e_h\rangle \rightarrow |h\rangle$ 和 $|e_v\rangle \rightarrow |v\rangle$ 跃迁同时释放前向散射的斯托克斯光子, 与此同时原子系综分别演化为 $h^+|vac\rangle$ 和 $v^+|vac\rangle$ 态. 假定光与原子相互作用时间很短以致前向散射光中平均光子数远小于 1.

纠缠制备的具体步骤如下:

(1)按照文献[3]中的方法, 在原子系综 1 和 2 之间产生 h 和 v 模的激发. 利用左旋的圆偏振光来驱动系综 1, 对于系综 2, 需采用同步的右旋圆偏振光. 通过 50/50 的分束器, 将来自于两个系综的斯托克斯光子汇合, 并产生干涉, 然后利用单光子探测器 D_1 和 D_2 进行探测. 当仅有 1 个单光子探测器探测到光子时, 这 2 个原子系综就坍塌到叠加态:

$$|\psi_{12}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(h_1^+ + e^{i\varphi_{12}}v_2^+)|vac\rangle, \quad (2)$$

式中: $\varphi_{12} = \varphi_2 - \varphi_1$ 是相位差, 其大小取决于连接 2 个系综的光学信道.

(2)接下来需要用左旋的圆偏振光激励系综 2, 而对于系综 1 则反过来采用右旋圆偏振光脉冲. 有且仅有 1 个探测器响应时, 系统态演化为:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{2}(h_1^+ + e^{i\varphi_{12}}v_2^+)(h_2^+ + e^{i\varphi_{21}}v_1^+)|vac\rangle. \quad (3)$$

测量模 $|h\rangle$ 和 $|v\rangle$ 的光子数, 可得到各个原子系综辐射出的光子偏振态信息, 这是应用该原子系综纠缠态的必要步骤. 在后选择测量中, 保留两边

的探测器均测得 1 个光子的情况, 也就是每个原子系综各有 1 次激发的情况, 此时系统态 $|\psi\rangle$ 就被投影为:

$$|\psi_{eff}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(h_1^+h_2^+ + v_1^+v_2^+)|vac\rangle, \quad (4)$$

这正是最大纠缠态.

本系统中, 最主要的噪声是光子损失, 包含信道衰减、原子系综中的自发辐射、斯托克斯光子和信道的耦合不完美以及单光子探测器不能完美地区分 1 个和 2 个光子. 噪声仅仅影响探测各个系综激发的成功概率. 一旦激发被探测到, 系综仍然处于式(4)所示的纠缠态上. 因此本方案制备纠缠的保真度不受实际噪声和器件非完美性的影响.

原子系综之间建立好“偏振”最大纠缠态后, 将 2 束频率均为 ω_i , 偏振不同(左旋和右旋圆偏振)的反泵浦激光脉冲作用在原子系综上, 使其发生拉曼跃迁 $|h\rangle \rightarrow |g\rangle$ 或 $|v\rangle \rightarrow |g\rangle$, 并发出前向散射的反斯托克斯光子. 利用 1/4 波片可将原子系综产生的反斯托克斯光子转变为线偏振态, 同时也是最大纠缠态:

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|HH\rangle + |VV\rangle), \quad (5)$$

式中: H 和 V 分别表示光子的水平和竖直偏振. 系综纠缠转化为光子纠缠的效率接近 1. 利用原子系综相对较长的比特储存时间以及转化为光子比特的高效性, 可以实现按需制备高保真的光子纠缠.

2 纠缠纯化和交换

为了提取最大纠缠量子态, 还需要执行纠缠纯化. 两体纠缠纯化可用线性光学器件完成, 如图 2 所示^[17].

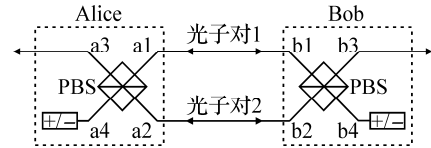


图2 纠缠纯化

水平偏振的光子进入偏振分束器(PBS)将直接透射, 而垂直偏振的光子却是反射. 当 PBS 的 2 个输出端口都有光子出射时可确定输入的 2 个光子偏振态相同. 非最大纠缠的光子对 1 和光子对 2 在 2 个 PBS 处相干叠加. 2 个 PBS 的 4 个输出端口均

有 1 个光子时, 在对角基下测量 a4 和 b4 输出的光子, 依据不同的测量结果, 对 a3 光子施加相应的么正操作, 可在 a3 和 b3 端得到 1 对纠缠光子. 相比输入 PBS 的光子对, 新获得的纠缠光子对的纠缠度更高. 成功概率只有使用受控非门完成纠缠纯化方案的一半^[18]. 纠缠交换如图 3 所示, 实际上就是 Bell 探测器, 利用分束器可以对 Bell 态进行部分区分^[19].

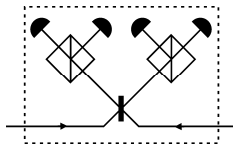


图 3 纠缠交换

3 量子中继

有了纠缠纯化和纠缠交换, 便可完成量子中继. 纠缠源准备好纠缠光子对, 将光子分别发送给 2 个相邻的中继站. 由于存在信道噪声, 中继站分享的光子对是处于非最大纠缠态的. 因此各中继站需要多对光子执行纠缠纯化操作, 从而得到更高纠缠度的光子对. 随后各站点对纯化后的光子对做纠缠交换操作. 如果纠缠交换成功, 距离更远的中继站之间就共享了高纠缠的光子对. 下面来分析量子中继的成功率.

为了纯化光子对, 必须考虑各个元件的成功率. 假定有 2 个纠缠源和 2 个量子效率为 η 的探测器, 并记由衰减导致的噪声参数为 γ . 那么纯化 1 对纠缠光子的概率为:

$$p_p = \frac{1}{2} p_e^2 \eta^2 (1 - \gamma), \quad (6)$$

式中: p_e 是纠缠源的成功概率.

为形成量子中继, 需从 2 对纯化后的光子出发来执行纠缠交换. 交换协议不是确定性的, 交换器需要探测器的复合计数, 并且完整的 Bell 探测只有一半的机会发生. 因此纠缠交换的成功概率为:

$$p_s = \frac{1}{2} \eta^2. \quad (7)$$

记所需元件的总数为 N_t . 一个中继需要 2 个纯化器和 1 个交换器, $N_t = 2N_p N_s$, 其中 $N_p = p_p^{-1}$, $N_s = p_s^{-1}$. 如果选择 $p_e = 0.9$, $\gamma = 1/2$ 和 $\eta = 0.3$, 那么 $N_t \sim 2500$. 在可集成情况下这是个容易接受

的数字. 而且当 η 增加到 0.8 时, N_t 的值将下降到约为 50.

4 结语

本文研究了在 2 个原子系综之间制备“偏振”的最大纠缠态的可能性. 制备过程分 2 步. 在每一步中当且仅当 1 个单光子探测器响应时制备成功. 将其投入应用时可获得有效的最大纠缠态. 由于储存光子相对较难, 而本方案用原子内态表征量子比特则可以持续相对较长的时间. 利用线性光学器件和探测器可完成纠缠纯化和纠缠交换. 有了纠缠源、纯化器和交换器, 便可实现量子中继. 本方案的物理要求适度, 现有实验技术可以满足, 因此具有可行性.

参考文献:

- [1] BRIEGEL H J, DÜR W, CIRAC J I, et al. Quantum repeaters: The role of imperfect local operations in quantum communication[J]. *Physical Review Letters*, 1998, 81(26):5932-5935.
- [2] KOK P, BRAUNSTEIN S L. Postselected versus nonpostselected quantum teleportation using parametric down-conversion[EB/OL]. [2016-10-18]. <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRevA.61.042304>.
- [3] DUAN L M, LUKIN M D, CIRAC J I, et al. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics[J]. *Nature*, 2001, 414:413-418.
- [4] DUAN L M, CIRAC J I, ZOLLER P. Three-dimensional theory for interaction between atomic ensembles and free-space light[EB/OL]. [2016-09-10]. <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRevA.66.023818>.
- [5] LIU A P, CHENG L Y, GUO Q, et al. Universal quantum gates for hybrid system assisted by atomic ensembles embedded in double-sided optical cavities[EB/OL]. [2017-03-10]. <https://www.nature.com/articles/srep43675>.
- [6] MANUKHOVA A D, TIKHONOV K S, GOLUBEVA T Y, et al. Preservation of quantum correlations in a femto-second light pulse train within an atomic ensemble[EB/OL]. [2017-03-11]. <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRevA.95.013801>.
- [7] WANG S, BYRNES T. Quantum feedback control of atomic ensembles and spinor Bose-Einstein condensates [EB/OL]. [2016-11-12]. <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRevA.94.033620>.
- [8] QIAN P, GU Z J, CAO R, et al. Temporal purity and

- quantum interference of single photons from two independent cold atomic ensembles[EB/OL]. [2016-09-07]. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.117.013602>.
- [9] CHEN Y F, CHEN M F. One-step generation of three-dimensional entanglement between a single atom and an atomic ensemble via quantum Zeno dynamics[J]. Optics Communications, 2016, 364:29-36.
- [10] RUI J, JIANG Y, YANG S J, et al. Operating spin echo in the quantum regime for an atomic-ensemble quantum memory[EB/OL]. [2016-08-20]. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.115.133002>.
- [11] ZHANG C L, CHEN M F. Quantum state transfer between atomic ensembles trapped in separate cavities via adiabatic passage[EB/OL]. [2016-08-15]. <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1674-1056/24/7/070310/meta;jsessionid=3E29CC2D2DDFF0A7F5476C6C6558B051.c2.iopscience.cld.iop.org>.
- [12] DING D S, ZHANG W, ZHOU Z Y, et al. Quantum storage of orbital angular momentum entanglement in an atomic ensemble[EB/OL]. [2016-09-03]. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.114.050502>.
- [13] PAN G X, XIAO R J, ZHOU L. Quantum nondemolition measurement of entangled atomic ensembles in coupled cavity system[J]. International Journal of Theoretical Physics, 2014, 53(11):4057-4064.
- [14] LI T, YANG G J, DENG F G. Entanglement distillation for quantum communication network with atomic-ensemble memories[J]. Optics Express, 2014, 22(20): 23897-23911.
- [15] LIU C, DUTTON Z, BEHROOZI C H, et al. Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses[J]. Nature, 2001, 409:490-493.
- [16] PHILLIPS D F, FLEISCHHAUER A, MAIR A, et al. Storage of light in atomic vapor[J]. Physical Review Letters, 2001, 86(5):783-786.
- [17] PAN J W, SIMON C, BRUKNER Č, et al. Entanglement purification for quantum communication[J]. Nature, 2001, 410:1067-1070.
- [18] BENNETT C H, BRASSARD G, POPESCU S, et al. Purification of noisy entanglement and faithful teleportation via noisy channels[J]. Physical Review Letters, 1996, 76(5):722-725.
- [19] BRAUNSTEIN S L, MANN A. Measurement of the Bell operator and quantum teleportation[J]. Physical Review A, 1995, 51(3):R1727-R1730.

Quantum repeater with atomic ensembles and linear optics

HAN Chao

(Faculty of Science, Ningbo University, Ningbo 315211, China)

Abstract: In quantum communication via noisy channels, the error probability scales exponentially with the length of the channel. Quantum repeater can overcome this limitation. An experimentally feasible scheme of quantum repeater is presented. The entanglement is created using atomic ensembles. The swapping and purifying components are implemented by polarizing beam splitters.

Key words: quantum repeater; atomic ensemble; linear optics

(责任编辑 史小丽)