

专题: 量子信息处理

量子多模下的非局域量子纠缠制备研究进展*

李涛^{1)†} 王雪琦¹⁾ 解志浩^{1)2)‡}

1) (南京理工大学物理学院, 江苏省半导体器件光电混合集成研究中心, 南京 210094)

2) (南京大学现代工程与应用科学学院, 微结构国家实验室, 南京 210023)

(2025 年 5 月 1 日收到; 2025 年 5 月 26 日收到修改稿)

非局域量子纠缠是未来量子网络的一种核心资源. 局域产生的量子纠缠在通过量子信道传输时呈现指数衰减的分发效率, 大幅降低了量子网络节点之间生成非局域量子纠缠的效率. 该问题在涉及多对非局域量子纠缠的实际量子技术中将进一步加剧. 空间多模、时间多模以及频率多模等经典多模技术在一定程度上加快了非局域量子纠缠的生成速率, 但并未提升单次信道传输效率. 量子多模技术基于单光子的高维编码, 能够在一次量子信道传输中, 在量子网络节点间同时生成多对非局域量子纠缠. 因此, 量子多模有望提升涉及多对非局域量子纠缠的实际量子技术的性能. 本文介绍了基于量子多模的非局域量子纠缠生成机制, 讨论基于高维单光子传输和高维双光子纠缠分发的量子多模技术在实现非局域量子纠缠中的特点, 分析量子多模在加速非局域量子逻辑纠缠生成中的应用, 并展望其在构建大规模量子网络中的潜在优势.

关键词: 量子网络, 量子多模, 高维光子, 并行量子纠缠**PACS:** 03.67.Dd, 03.65.Ud, 03.67.Hk**DOI:** 10.7498/aps.74.20250589**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250589

1 引言

量子网络是经典通信网络的量子化对应, 由量子网络节点和量子信道组成^[1-3]. 量子网络节点之间的非局域量子纠缠不仅可以用于研究量子力学的基本问题, 还可以应用于各类量子信息技术, 如量子通信、分布式量子计算和分布式量子传感等^[3]. 基于纠缠的量子直接通信改变了保密通信框图, 实现了无密码、无密文和无泄漏的量子保密通信^[4-14]. 模块化的分布式量子计算可以在快速增加量子计算规模的同时, 消除量子比特之间的串扰^[15-21]. 分布式量子传感利用非局域量子纠缠, 在时间同步等领域展现出前所未有的精度^[22-27].

生成量子网络节点之间的非局域量子纠缠是

实现未来量子网络的关键要求. 目前主要有三类方法制备非局域静态量子比特之间的量子纠缠^[28]:

1) 在一个量子节点内生成静态量子比特与光量子比特之间的杂化纠缠^[29], 将光量子比特传输到另一个节点与其内静态量子比特作用, 生成非局域纠缠^[30-34]; 2) 在两节点各生成一对杂化纠缠, 将两光子传到中间节点进行贝尔态分析, 基于纠缠转移生成目标非局域纠缠^[35-38]; 3) 在中间节点生成双光子纠缠^[39,40], 将两个光子分别传输到两节点并与静态比特相互作用, 基于量子存储生成目标非局域纠缠^[41-47]. 这些方法均受限于光量子比特在量子信道传输中的指数衰减, 限制了纠缠节点之间的距离^[3].

基于纠缠蒸馏^[48]和纠缠转移^[49-51]的量子中继技术可大幅降低信道损耗的影响^[30,52,53], 有望实现

* 国家自然科学基金 (批准号: 11904171) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: tao.li@njust.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: zhihaoxie@smail.nju.edu.cn

千公里非局域纠缠. 此外, 引入经典多模技术, 可以使两节点间生成非局域纠缠的效率线性增加^[30-32]. 例如, 使用频率多模技术^[54], 在节点内同时生成 N 对不同频光子与静态比特的杂化纠缠, 并将所有光子发送给中间节点, 则在中间节点贝尔态分析的效率增加约 N 倍, 从而提升生成单对非局域纠缠的效率. 时间多模和空间多模也可实现类似增强^[55-58]. 在光纤量子信道中, 空间多模往往转化为时间多模以节省光纤信道的利用率^[58].

量子多模基于单光子高维编码^[59-63]加速非局域纠缠生成^[64], 可利用单光子传输在两个量子网络节点之间同时生成多对非局域纠缠. 量子多模非局域纠缠生成方法可分为三类, 且每类与无多模的非局域纠缠生成方法对应. 量子多模的核心在于高维编码单光子与多静态比特之间的相互作用^[65]. 生成高维单光子与多静态比特间杂化纠缠是前两类方法的前提, 后续调控高维光子态及其与多静态比特相互作用, 可生成多对非局域纠缠^[66,67]. 利用高维光子纠缠分发并结合光子态调控, 也可将高维光子纠缠^[68]转化为多对静态比特之间的纠缠, 构成第三类方法^[69]. 目前量子多模主要利用时间仓模式 (time-bin mode) 高维编码^[70-72]. 基于高维单光子传输, 不仅可同时生成多对贝尔纠缠, 还可同时生成多体纠缠态^[66], 甚至生成非局域逻辑比特纠缠^[73]. 基于高维双光子纠缠分发, 量子多模方法可以同时生成多对非局域纠缠, 并与经典空间多模^[30-32]相结合, 进一步加快非局域量子纠缠的生成效率, 用于研究超越线性架构的多量子比特节点量子网络^[1,74-76].

2 原子腔耦合系统单光子散射与控制极化翻转单元

一个高效的单光子与单个静态物理量子比特之间的相互作用接口可以通过将天然或人工原子耦合到单边光学腔来实现^[77-80]. 在弱入射光场极限下, 原子与光学腔耦合系统的反射系数可以描述为^[81]

$$r_s(\omega) = 1 - \frac{2\beta(i\Delta_s + 1)}{(i\Delta_s + 1)(i\Delta_c + 1) + C}, \quad (1)$$

式中, $\Delta_s = 2(\omega_s - \omega)/\gamma$ 是原子偶极跃迁频率 ω_s 与输入光场频率 ω 之间的有效失谐; $\Delta_c = 2(\omega_c - \omega)/\kappa$ 是腔模频率 ω_c 与输入光场频率 ω 之间的有效

失谐; $C = 4g^2/\kappa\gamma$ 是偶极-腔耦合系统的协同参数, 其中 g 表示原子与腔的耦合速率, $\kappa = \kappa_c + \kappa_l$ 是腔的总损耗, γ 是原子激发态衰减速率; $\beta = \kappa_c/\kappa$ 是将散射光子耦合到输出模式的概率. 当输入光的频率和极化同时与原子跃迁匹配时, 反射系数将表现出特征行为, 可以与输入光的频率或极化不匹配时的行为区分开来. 这种量子态依赖的散射可以用于实现单光子与单个固态自旋之间的确定性相互作用^[77].

考虑与单边纳米腔耦合的带负电硅空位 (SiV^-) 色心的偶极跃迁. 金刚石 SiV^- 色心由一个居于晶格间隙的硅原子和两个邻近的碳空位构成^[82], 如图 1(a) 所示. 相关能级包括两个电子自旋基态 (即 $|g\rangle$ 和 $|e\rangle$) 和两个激发态 (即 $|g'\rangle$ 和 $|e'\rangle$), 如图 1(b) 所示. 在 737 nm 附近存在两个线性 H 极化偶极跃迁, 频率分别为 ω_g 和 $\omega_e = \omega_g + \Delta$ ^[83]. 为了实现单光子与单个自旋之间的状态依赖散射, 沿 SiV^- 对称轴施加强磁场调控出大的失谐 Δ , 输入 H 极化光子的频率为 $\omega \approx \omega_g$. 此时, 电子自旋状态 $|g\rangle$ ($|e\rangle$) 对应的入射光子将以单位振幅和相位移动 $0(\pi)$ 散射^[66,83].

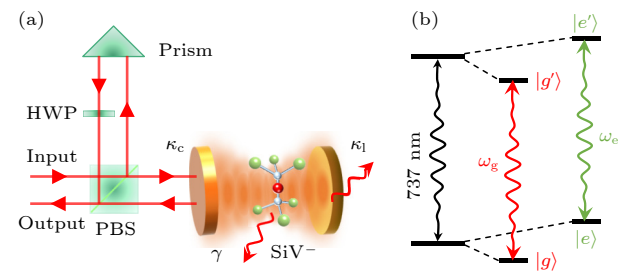


图 1 (a) 受控极化翻转单元示意图; (b) SiV^- 色心的相关能级图和光学跃迁^[73]

Fig. 1. (a) Schematic of a controlled-polarization-flip unit; (b) relevant energy levels and optical transitions of a SiV^- color center^[73].

通过组合一个 SiV^- 色心与纳米腔耦合系统、一个反射棱镜和一个偏振分束器 (PBS), 可以直接扩展成一个受控极化翻转 (CPF) 单元^[73]. PBS 反射 V 极化并透射 H 极化光子模式. 当自旋状态为 $|e\rangle$ 时, CPF 单元翻转光子极化; 当自旋状态为 $|g\rangle$ 时, CPF 单元保持光子极化不变. 在实际散射过程中, SiV^- 与腔耦合系统不可避免地会引入损耗, 降低 H 极化模式中光子的振幅. 为了消除其对 CPF 单元保真度的影响, 可以在 V 极化路径中引入一个可调滤波器以平衡两种模式的振幅. 该滤波器可

以通过调节半波片 (HWP) 的轴向取向与 PBS 组合实现^[73]. 在不引起混淆的情况下, 为简化符号表示, 将 CPF 单元简称为与单边腔耦合的对应 SiV-电子自旋或 QM.

3 基于极化和时间仓光量子比特编码的两对非局域量子纠缠态制备

2019 年, Piparo 等^[64]首次将量子多模引入非局域量子纠缠态制备, 提出了基于极化和时间仓光量子比特编码的两对非局域量子纠缠态制备方案, 如图 2 所示. τ 表示为光子引入一个时间延迟; H 为半波片, 翻转光子极化状态 $|A\rangle \leftrightarrow |D\rangle$; PBS_i 表示极化分束器, 透过极化状态为 $|D\rangle$ 的光子并反射极化状态为 $|A\rangle$ 的光子; OS 为光学开关, 实现对光子不同时间仓态的空间输出模式调控. 在理想情况下, 光子与一个电子自旋比特 QM 相互作用后, 系统的量子态演化如下:

$$\begin{aligned} |g\rangle|D\rangle &\rightarrow |g\rangle|D\rangle, \quad |g\rangle|A\rangle \rightarrow |g\rangle|A\rangle, \\ |e\rangle|D\rangle &\rightarrow |e\rangle|A\rangle, \quad |e\rangle|A\rangle \rightarrow |e\rangle|D\rangle, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $|D\rangle = (|H\rangle + |V\rangle)/\sqrt{2}$, $|A\rangle = (|H\rangle - |V\rangle)/\sqrt{2}$.

当入射光子初态为 $|D\rangle$, QM 初态为 $|\psi\rangle_{\text{in}} = (|g\rangle + |e\rangle)/\sqrt{2}$ 时, 光子与 QM1 相互作用后, 进入光子态调控单元 PSE ($|A_S\rangle \rightarrow |D_L\rangle$). 系统演化为

$$|S_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|g_1\rangle|D_S\rangle + |e_1\rangle|D_L\rangle), \quad (3)$$

其中下标 S 和 L 分别表示短时间仓和长时间仓. 随后, 光子与 QM3 相互作用, 生成光子极化和时间仓量子比特与两个 QM 之间的杂化纠缠态:

$$\begin{aligned} |S_2\rangle &= \frac{1}{2}(|g_1\rangle|g_3\rangle|D_S\rangle + |g_1\rangle|e_3\rangle|A_S\rangle \\ &+ |e_1\rangle|g_3\rangle|D_L\rangle + |e_1\rangle|e_3\rangle|A_L\rangle). \end{aligned} \quad (4)$$

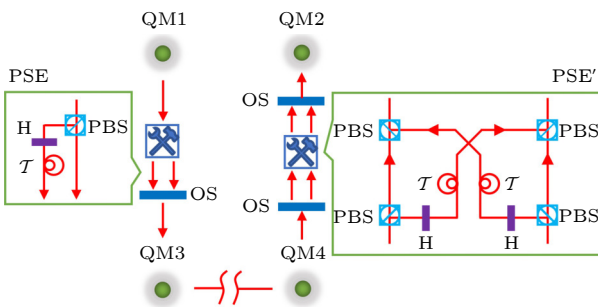


图 2 两对非局域量子纠缠制备方案^[64]

Fig. 2. Schematic for nonlocally entangling two pairs of stationary qubits^[64].

光子经过信道传输到达邻近网络节点, 与 QM4 相互作用, 并经过光子态调控单元 PSE' ($|A_S\rangle \leftrightarrow |D_L\rangle$) 后, 与 QM2 相互作用. 4 个 QM 与单光子极化和时间仓量子比特系统演化为^[64]

$$\begin{aligned} |S_3\rangle &= \frac{1}{2}(|\phi_{12}^+\rangle|\phi_{34}^+\rangle|D_S\rangle + |\psi_{12}^+\rangle|\phi_{34}^+\rangle|A_S\rangle \\ &+ |\phi_{12}^+\rangle|\psi_{34}^+\rangle|D_L\rangle + |\psi_{12}^+\rangle|\psi_{34}^+\rangle|A_L\rangle), \end{aligned} \quad (5)$$

其中 $|\phi_{ij}^+\rangle = (|g_i\rangle|g_j\rangle + |e_i\rangle|e_j\rangle)/\sqrt{2}$, $|\psi_{ij}^+\rangle = (|g_i\rangle|e_j\rangle + |e_i\rangle|g_j\rangle)/\sqrt{2}$ 是两个 QM 贝尔态. 此时, 两个量子网络节点中的两对 QM 均处于贝尔态并与光子纠缠. 在合适的基矢下测量单光子的量子态, 便可以以预报的形式生成两对非局域贝尔态.

4 基于单光子极化和时间仓高维编码的多对非局域量子纠缠态制备

第 3 节简单介绍了引入时间仓量子比特的量子多模非局域量子纠缠制备方案. 单光子的极化和时间仓量子比特编码使得单次单光子传输可生成两对非局域量子纠缠^[64]. 考虑光子时间仓编码的高维特性, 引入时间仓高维量子位编码^[67,70-72]有望实现单光子传输生成多对非局域量子纠缠^[65].

图 3 给出了一种基于单光子极化和时间仓高维编码生成 n 对非局域量子纠缠的原理图. $\mathcal{T}_{(T_i)}$ 表示为光子引入一个长度为 $T_i = 2^{n-1-i}$ 的时间延迟; PBS'_i 表示极化分束器, 透过极化状态为 $|A\rangle$ 的光子并反射极化状态为 $|D\rangle$ 的光子; 其他元件与图 2 一致. 光子初态为 $|D\rangle$, 所有电子自旋比特 QM 的初态均为 $|\psi\rangle_{\text{in}}$. 在量子节点 A 中, 光子每次与一个 QM 作用后, 便通过光子态调控单元 PSE_m 加倍时间仓维度, 将电子自旋比特与光子极化之间的纠缠转化为电子自旋比特与光子时间仓高维量子位之间的纠缠. 这里, PSE_m 实现如下变换 $\mathcal{T}_{(d_l)}|A\rangle \rightarrow \mathcal{T}_{(d_l+T_m)}|D\rangle$, 其中 $d_l = 2^{(n-m)l}$, $l = 0, 1, \dots, 2^{m-1} - 1$. 在光子与第 m 个 QM 相互作用后, 它们组成系统的量子态演化为

$$|\Phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2^m}} \sum_{i=0}^m \mathcal{T}_n^{(i,m)} |g_1 g_3 \dots g_{2m-1}\rangle |D\rangle, \quad (6)$$

其中, 算符 $\mathcal{T}_n^{(i,m)}$ 分别表示为

$$\mathcal{T}_n^{(i,m)} = \begin{cases} \mathcal{T}_{(0)}, & i = 0, \\ t_n^i + \sigma_P^X \sigma_{2m-1}^X t_n^{i-1}, & i = 1, 2, \dots, m, \end{cases}$$

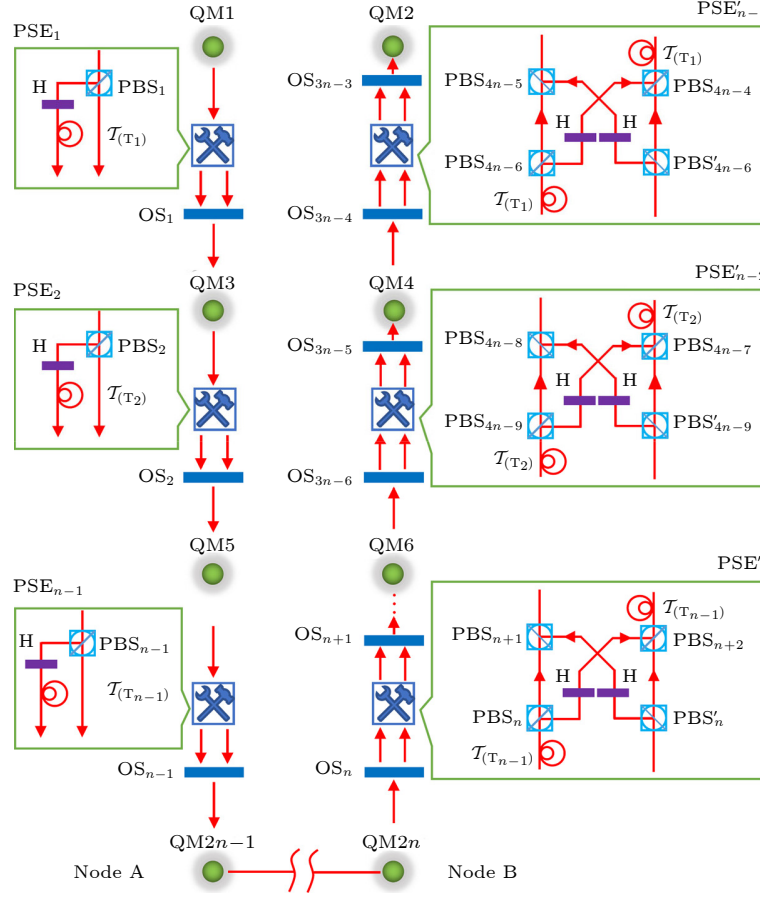

 图 3 基于高维单光子编码的 n 对非局域静态量子比特纠缠制备^[65]

 Fig. 3. Nonlocal entanglement generation for n pairs of stationary qubits based on high-dimensional encoding of a single photon^[65].

$$t_n^k = \sum_{\substack{i_1=1, \\ i_1 < i_2 < \dots < i_k}}^{m-1} \mathcal{T}_{(T_{i_1})} \cdots \mathcal{T}_{(T_{i_k})} \sigma_{2i_1-1}^X \cdots \sigma_{2i_k-1}^X.$$

在光子与第 n 个 QM 作用后, 光子与量子节点 A 中的 n 个 QM 演化为高维杂化纠缠态:

$$|\Phi_n\rangle = \frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{i=0}^n \mathcal{T}_n^{(i,n)} |g_1 g_3 \cdots g_{2n-1}\rangle |D\rangle. \quad (7)$$

随后, 光子经信道传输到量子节点 B, 与其中的每一个 QM 相互作用, 除与 QM2 相互作用以外, 其他的每次作用后均引入一个光量子态调控单元 PSE'_m . 这里, PSE'_m 实现光量子态变换 $\mathcal{T}_{(2i)}|A\rangle \leftrightarrow \mathcal{T}_{(2i+1)}|D\rangle$. 最终, 系统的量子态在光子与 QM2 作用后演化为杂化纠缠态^[65]:

$$|\Phi_{2n}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{i=0}^n \mathcal{T}_{n,n}^{(i,n)} |\phi_{1,2}\rangle |\phi_{3,4}\rangle \cdots |\phi_{2n-1,2n}\rangle |D\rangle, \quad (8)$$

其中,

$$\mathcal{T}_{n,n}^{(i,n)} = \begin{cases} \mathcal{T}_{(0)}, & i = 0, \\ t_{n,n}^{i,n} + \sigma_P^X \sigma_1^X t_{n,n}^{(i-1,n)}, & i = 1, 2, \dots, n, \end{cases}$$

$$t_{n,n}^{k,n} = \sum_{i_1=1}^{n-1} \sum_{i_1 < i_2 < \dots < i_k}^{n-1} \mathcal{T}_{(T_{i_1})} \cdots \mathcal{T}_{(T_{i_k})} \sigma_{2i_1+2}^X \cdots \sigma_{2i_k+2}^X.$$

(8) 式表明高维编码的光子与 n 对电子自旋量子比特纠缠. 在合适的基矢下测量单光子, 可以以预报的形式生成 n 对非局域贝尔纠缠.

5 基于单光子极化和时间仓高维编码的多对多体非局域量子纠缠态制备

非局域多体量子纠缠具有超越两体量子纠缠的特性, 生成非局域多体量子纠缠可以构造结构更复杂、功能更丰富的量子网络^[84-95]. 将量子多模用于生成非局域多体量子纠缠同样可以呈现加速效应. 下面介绍量子多模下的多体非局域 Greenberger-Horne-Zeilinger (GHZ) 态制备方法^[66].

图 4 给出了一种基于单光子极化和时间仓高维编码生成 M 对 N 量子比特非局域 GHZ 态的方法. 光子初态为 $|D\rangle$, 所有电子自旋比特的初态均为 $|\psi\rangle_{\text{in}}$. 在前 $N-1$ 个量子节点中, 除了电子自

旋比特 $s_{N-1,1}$ 以外, 光子每次与电子自旋比特相互作用后均通过一个如图 4(b) 所示的光子态调控单元 TBE_{k_m} , 加倍时间仓维度, 将电子自旋比特与光子极化之间的纠缠转化为电子自旋比特与光子时间仓高维量子位之间的纠缠. 在光子经过 TBE_{k_m} 调制后, 光子与 m 个电子自旋量子比特的量子态演化为

$$|\Phi_m\rangle = \frac{1}{\sqrt{2^m}} \sum_{t=0}^{2^m-1} \otimes_{i=1}^m \hat{\delta}_{1j_i^{(t)}} |g_1, \dots, g_m\rangle |D_{t_m}\rangle, \quad (9)$$

其中 t 表示一个十进制数, 可以展开为一个 m 位二进制数 $j_1^{(t)} j_2^{(t)} \dots j_m^{(t)}$; 下标 t_m 表示时间延迟, $t_m = tk_m T_\Delta$; 当 $j_i^{(t)} = 0$ 时, 第 i 个电子自旋比特的状态为 $|g\rangle$. 当 $j_i^{(t)} = 1$ 时, 第 i 个电子自旋比特的状态为 $|e\rangle$; 当 $j_t^{(t)} = 1$ 时, 算符 $\hat{\delta}_{1j_t^{(t)}} = \hat{\sigma}_i^X = |g\rangle_i \langle e| + |e\rangle_i \langle g|$; 当 $j_t^{(t)} = 0$ 时, 算符 $\hat{\delta}_{1j_t^{(t)}} = \hat{I}_i = |g\rangle_i \langle g| + |e\rangle_i \langle e|$.

为了简便, 将电子自旋比特分为 M 个单元, $S^{(1)}, \dots, S^{(k')}, \dots, S^{(M)}$. 当光子与第 $(N-1)M$ 个电子自旋比特 $s_{N-2,M}$ 相互作用后, 系统状态演化为

$$|\Phi_{K+1}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2^{K+1}}} \sum_{x=0}^{2^{K+1}-1} |G_{S^{(1)}}\rangle_x |G_{S^{(2)}}\rangle_x \dots |G_{S^{(M)}}\rangle_x \otimes (|g_{N-2,M}\rangle |D_x\rangle + |e_{N-2,M}\rangle |A_x\rangle), \quad (10)$$

其中 $k' = M - k + 1$, $k = 1, 2, \dots, M$, 并且 $|G_{S^{(k')}}\rangle$

可以表示为

$$|G_{S^{(k')}}\rangle = \begin{cases} |g_{s_0,M} g_{s_1,M} \dots g_{s_{N-2,M}}\rangle, & k' = 1 \\ |g_{s_0,k} g_{s_1,k} \dots g_{s_{N-2,k}}\rangle, & k' = 2, 3, \dots, M. \end{cases}$$

(10) 式中的 x 表示时间仓, 可展开为一个二进制数 $j_1 j_2 \dots j_m \dots j_K$. $|G_{S^{(k')}}\rangle_x$ 表示光子处于时间仓 x 时 $S^{(k')}$ 的量子态. 当 $k' = 1$ 时, $|G_{S^{(1)}}\rangle_x = \otimes_{m'=0}^{N-3} \hat{\delta}_{1j_m'} |G_{S^{(1)}}\rangle$; 当 $k' = 2, 3, \dots, M$ 时, $|G_{S^{(k')}}\rangle_x = \otimes_{m'=0}^{N-2} \hat{\delta}_{1j_m'} |G_{S^{(k')}}\rangle$, 其中 m' 是不大于 $(m-k)/M$ 的最大整数. 此时光子与 $(N-1)M$ 个电子自旋之间形成杂化纠缠, 光子的时间仓状态与前 $(N-1)M-1$ 个电子自旋有关, 光子的极化状态与第 $(N-1)M$ 个电子自旋有关.

随后, 光子经过图 4(c) 所示的 AA 光子态调控单元, 交换光子极化状态为 $|A\rangle$, 时间仓为 x 和 $x_1 = j_1^{(1)} j_2^{(1)} \dots j_m^{(1)} \dots j_K^{(1)}$ 的光子态. 这里, $j_m^{(1)} = j_m$, 但当 $m = M, 2M, \dots, (N-2)M$ 时, $j_m^{(1)} = \bar{j}_m$. 依次与量子节点 N 中的所有电子自旋相互作用, 并经过图 4(d) 所示的 $\text{AD}_{k'}$ 调控光子态. 当 $x < x_{k'}$ 时, $\text{AD}_{k'}$ 交换光子状态 $|A_x\rangle \leftrightarrow |D_{x_{k'}}\rangle$; 当 $x_{k'} < x$ 时, $\text{AD}_{k'}$ 交换光子状态 $|A_{x_{k'}}\rangle \leftrightarrow |D_x\rangle$. 这里, $x_{k'} = j_1^{(k')} j_2^{(k')} \dots j_m^{(k')} \dots j_K^{(k')}$, $j_m^{(k')} = j_m$, 但是当 $m = k, M+k, \dots, (N-2)M+k$ 时, $j_m^{(k')} = \bar{j}_m$. 最终, 系统的量子态在光子与电子自旋 $s_{N-1,M}$ 相互作用后演化为^[66]

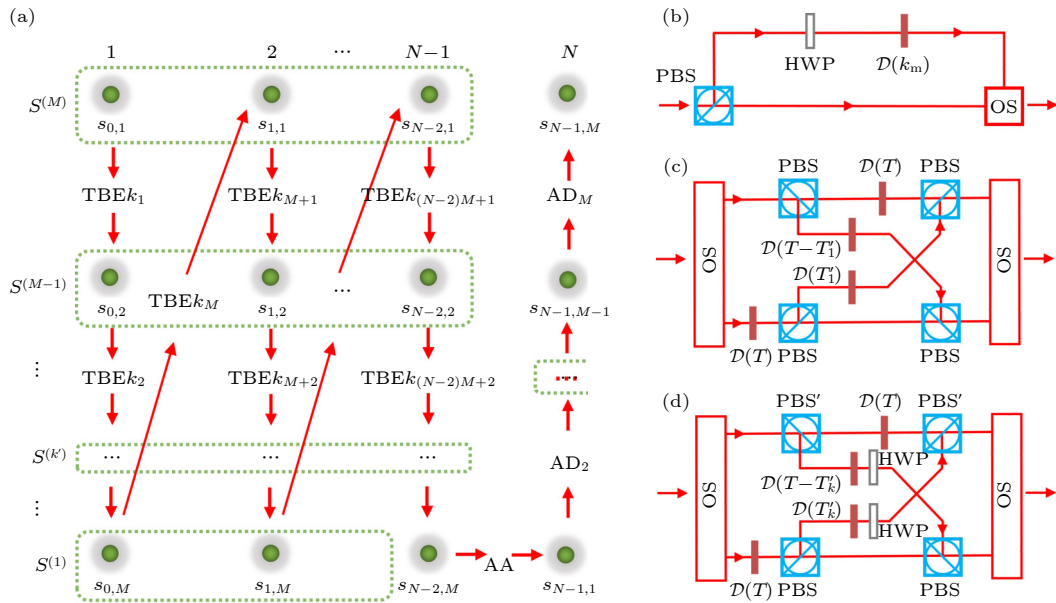


图 4 基于高维单光子编码的 M 对 N 量子比特非局域 GHZ 态制备^[66]

Fig. 4. Nonlocal GHZ-state generation for M pairs of N stationary qubits based on high-dimensional encoding of a single photon^[66].

$$\begin{aligned}
 |\Phi_{MN}\rangle = & \frac{1}{\sqrt{2^{K+2}}} \sum_{x=0}^{2^K-1} |\varphi_1\rangle_x \otimes_{k'=2}^{M-1} |\varphi_{k'}\rangle_x [|D_x\rangle \\
 & \otimes (|G'_{S(M)}\rangle |g_{N-1,M}\rangle + |\bar{G}'_{S(M)}\rangle |e_{N-1,M}\rangle) \\
 & + |A_x\rangle (|G'_{S(M)}\rangle |e_{N-1,M}\rangle \\
 & + |\bar{G}'_{S(M)}\rangle |g_{N-1,M}\rangle)], \quad (11)
 \end{aligned}$$

其中,

$$\begin{aligned}
 |\varphi_1\rangle_x &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|G_{S(1)}\rangle_x |G_{1,2}\rangle + |\bar{G}_{S(1)}\rangle_x |\bar{G}_{1,2}\rangle), \\
 |\varphi_{k'}\rangle_x &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|G'_{S(k')}\rangle |g_{N-1,k'}\rangle + |\bar{G}'_{S(k')}\rangle |e_{N-1,k'}\rangle), \\
 |G_{1,2}\rangle &= \begin{cases} |g_{N-2,M} g_{N-1,1}\rangle, & x < x_2 \\ |g_{N-2,M} e_{N-1,1}\rangle, & x > x_2 \end{cases}, \\
 |G'_{S(k')}\rangle &= \begin{cases} |G_{S(k')}\rangle_x, & x < x_{k'} \\ |G_{S(k')}\rangle_{x_{k'}}, & x > x_{k'} \end{cases},
 \end{aligned}$$

并且 $|G_{S(k')}\rangle_{x_{k'}} = \otimes_{l=0}^{N-2} \hat{\sigma}_{S_{l,k}}^X |G_{S(k')}\rangle_x$, $k' = 2, 3, \dots, M$. 可见, 在合适的基矢下测量单光子, 可以以预报的形式生成 M 对 N 量子比特非局域 GHZ 态, 其中第 k' 个 GHZ 态由时间仓 x 和 $x_{k'}$ 的值确定, 而第 M 个 GHZ 态则由光子的时间仓和极化状态联合确定. 值得注意的是, 上述方法在 $N = 2$ 时等同于第 4 节中的多对非局域贝尔纠缠态制备方法.

6 基于高维光子纠缠分发的量子多模非局域量子纠缠态制备

前文介绍了基于单光子高维编码量子多模非局域量子纠缠态的制备方案. 本节简单介绍基于双光子高维纠缠分发的量子多模非局域量子纠缠态制备方案^[69]. 图 5 给出了生成三对非局域量子纠缠的方法. 中间节点产生高维纠缠态^[96]:

$$|\Psi_p\rangle = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_{i=0}^7 \mathcal{T}_1(i) \mathcal{T}_2(i) |DD\rangle, \quad (12)$$

其中时间算符 $\mathcal{T}_{1(2)}(i)$ 表示对光子 $p_{1(2)}$ 引入 iT_Δ 的时间延迟. 利用 Pockel 盒 (PC') 将上述时间模式高维纠缠转化为时间仓高维量子位和极化的超纠缠态:

$$|\Psi_{p_1}\rangle = \frac{1}{2} \sum_{i=0}^3 \mathcal{T}_1(i) \mathcal{T}_2(i) |\phi_p\rangle, \quad (13)$$

其中 $|\phi_p\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|DD\rangle + |AA\rangle)$ 是光子的极化贝尔态.

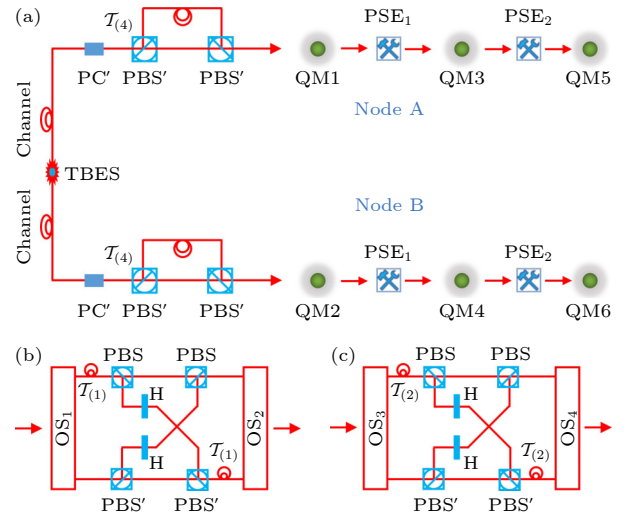


图 5 基于高维双光子纠缠分发的 3 对非局域静态量子比特纠缠制备^[69]

Fig. 5. Nonlocal entanglement generation for 3 pairs of stationary qubits based on two-photon high-dimensional entanglement distribution^[69].

两个光子分别与 QM1 和 QM2 相互作用, 经过图 5(b) 所示的光子态调控单元 PSE₁, 完成光子态变换 $\mathcal{T}(0)|A\rangle \leftrightarrow \mathcal{T}(1)|D\rangle$ 和 $\mathcal{T}(2)|A\rangle \leftrightarrow \mathcal{T}(3)|D\rangle$. 系统的量子态演化为

$$|\xi_1\rangle = \frac{1}{2} [(\phi_T^{0,1} + \phi_T^{2,3})|\phi_{12}\rangle + (\psi_T^{0,1} + \psi_T^{2,3})|\psi_{12}\rangle] |\phi_p\rangle, \quad (14)$$

其中 $\phi_T^{i,j} = \frac{1}{\sqrt{2}} [\mathcal{T}_1(i) \mathcal{T}_2(j) + \mathcal{T}_1(j) \mathcal{T}_2(i)]$, $\psi_T^{i,j} = \frac{1}{\sqrt{2}} \times [\mathcal{T}_1(i) \mathcal{T}_2(j) - \mathcal{T}_1(j) \mathcal{T}_2(i)]$, 两个电子自旋比特处于纠缠态, 并与光子的时间仓模式纠缠, 而光子的极化被初始化到贝尔纠缠态 $|\phi_p\rangle$ 用于下一对电子自旋量子纠缠的制备.

光子对分别与电子自旋量子比特 QM3 和 QM4 相互作用, 并经过光子态调控单元 PSE₂ 交换量子态 $\mathcal{T}(0)|A\rangle \leftrightarrow \mathcal{T}(2)|D\rangle$ 和 $\mathcal{T}(1)|A\rangle \leftrightarrow \mathcal{T}(3)|D\rangle$ 后与 QM5 和 QM6 相互作用. 系统的量子态演化为^[69]

$$\begin{aligned}
 |\xi_3\rangle = & \frac{1}{4} [(\phi_T^{0,1} + \phi_T^{2,3})|\phi_{12}\rangle |\phi_{34}\rangle + (\psi_T^{0,1} + \psi_T^{2,3})|\psi_{12}\rangle \\
 & \otimes |\phi_{34}\rangle + (\psi_T^{0,2} + \psi_T^{1,3})|\phi_{12}\rangle |\psi_{34}\rangle + (\psi_T^{0,3} \\
 & + \psi_T^{1,2})|\psi_{12}\rangle |\psi_{34}\rangle] (|\phi_{56}\rangle |\phi_p\rangle + |\psi_{56}\rangle |\psi_p\rangle). \quad (15)
 \end{aligned}$$

最终, 可以通过独立测量两个光子的量子态, 以预报的形式生成 3 对非局域静态量子比特纠缠. 其中, 前 2 对非局域纠缠态由光子的时间仓确定, 最后 1 对纠缠态则由光子的极化确定. 与单光子高维编码相似^[65,66], 通过制备更高维度的双光子纠

缠, 该方法可以扩展用于生成更多对的非局域量子纠缠甚至多体纠缠.

7 基于高维单光子编码的非局域量子逻辑纠缠制备

量子多模不仅可以实现对非局域物理量子比特纠缠制备的加速, 也可以用于加速非局域量子逻辑比特纠缠的制备^[97]. 利用高维单光子编码, 适当调节光子量子态, 可以将物理量子比特演化为与光子纠缠的逻辑量子比特, 进而将逻辑量子比特与光子的纠缠转换为两个逻辑量子比特之间的纠缠^[73].

图 6 给出了一种基于高维单光子编码的非局域量子逻辑纠缠制备方法. 两个量子节点中的逻辑比特 L_A 和 L_B 分别由 4 个物理比特构成, 并且 L_A 和 L_B 的编码空间可以分别看作是稳定子 $S_A = \{Z_1 Z_3, X_1 X_2 X_3 X_4, Z_2 Z_4\}$ 和 $S_B = \{Z_1' Z_3', X_1' X_2' X_3' X_4', Z_2' Z_4'\}$ 的偶宇称子空间^[98-100], 其中泡利算符 $X_i = |g_i\rangle\langle e_i| + |e_i\rangle\langle g_i|$, $Z_i = |g_i\rangle\langle g_i| - |e_i\rangle\langle e_i|$. L_A 的逻辑计算基矢表示为

$$\begin{aligned} |\tilde{0}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|g_4 g_3 g_2 g_1\rangle + |e_4 e_3 e_2 e_1\rangle), \\ |\tilde{1}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|g_4 e_3 g_2 e_1\rangle + |e_4 g_3 e_2 g_1\rangle). \end{aligned} \quad (16)$$

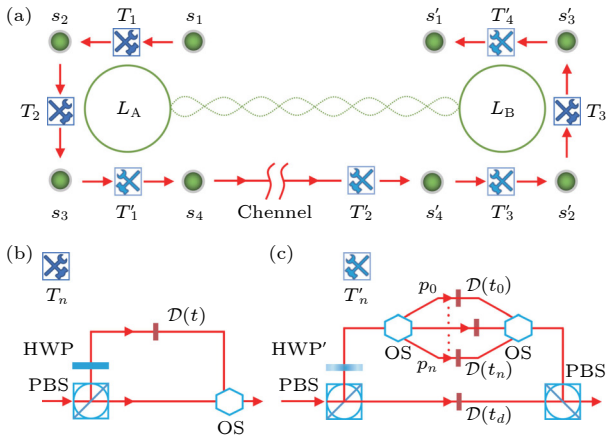


图 6 非局域逻辑量子比特纠缠制备^[73]

Fig. 6. Nonlocal logical-qubit entanglement generation^[73].

入射光子初态为 $|D\rangle$, 所有电子自旋 s_i 初始化为 $|\phi_i\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|g_i\rangle + |e_i\rangle)$. 当光子与 L_A 节点中 4 个 SiV-电子自旋相互作用并经过光量子态调控单元 $T_{1,2}$ 和 T_1' . 这里, T_n 为加倍时间仓数, 将所有处于 A 极化光子转换为 D 极化. T_1 , T_2 和 T_3 分别引入

时间延迟 T_Δ , $2T_\Delta$ 和 $8T_\Delta$. 光量子态调控单元 T_1' 交换量子态 $|A_0\rangle \leftrightarrow |A_3\rangle$ 和 $|A_1\rangle \leftrightarrow |A_2\rangle$. 系统的量子态可以演化为

$$|\varphi_1\rangle = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_{l=0}^3 (I + X_4 X_p) |l_{L_A}\rangle |D_l\rangle, \quad (17)$$

其中 $|0_{L_A}\rangle = |\tilde{0}\rangle$, $|1_{L_A}\rangle = X_1 |\tilde{0}\rangle$, $|2_{L_A}\rangle = X_2 |\tilde{0}\rangle$, $|3_{L_A}\rangle = X_2 X_1 |\tilde{0}\rangle$. 此时, L_A 的 4 个物理比特 $s_1 s_2 s_3 s_4$ 之间已经成功构建一个逻辑比特, 虽然此逻辑比特并没有完全制备在 $\{|\tilde{0}\rangle, |\tilde{1}\rangle\}$ 基矢上, 但是可以根据最终测得的光子状态对物理比特进行旋转, 使其投影到预定的逻辑态上.

随后, 将光子经信道传输到 L_B 所在节点, 经光子调控单元 T_2' , 完成变换 $|A_i\rangle \rightarrow |D_{7-i}\rangle$ 后, 与 L_B 中的 4 个电子自旋相互作用并调控光子量子态. 当时间仓满足关系式 $l = j_4^{(l)} j_3^{(l)} j_2^{(l)} j_1^{(l)}$ 且 $l \in \{0, \dots, 7\}$, $l' = j_4^{(l)} j_3^{(l)} j_2^{(l)} j_1^{(l)}$ 时, T_3' 交换量子态 $|A_l\rangle \leftrightarrow |A_{l'}\rangle$; 当时间仓满足关系式 $l = j_5^{(l)} j_4^{(l)} j_3^{(l)} j_2^{(l)} j_1^{(l)}$ 且 $l \in \{0, \dots, 15\}$, $l' = j_5^{(l)} j_4^{(l)} j_3^{(l)} j_2^{(l)} j_1^{(l)}$ 时, T_4' 交换量子态 $|A_l\rangle \leftrightarrow |A_{l'}\rangle$. 系统的量子态最终演化为

$$\begin{aligned} |\varphi_2\rangle &= \frac{1}{8} \sum_{l=0}^7 (I + \tilde{X} \tilde{X}') |l_{L_A}\rangle (|0_{L_B}\rangle |D_l\rangle + |1_{L_B}\rangle |A_l\rangle \\ &\quad + |2_{L_B}\rangle |D_{l+8}\rangle + |3_{L_B}\rangle |A_{l+8}\rangle), \end{aligned} \quad (18)$$

其中 $\tilde{X} = X_3 X_1$, $|4_{L_A}\rangle = \tilde{X} |1_{L_A}\rangle$, $|5_{L_A}\rangle = \tilde{X} |0_{L_A}\rangle$, $|6_{L_A}\rangle = \tilde{X} |3_{L_A}\rangle$, $|7_{L_A}\rangle = \tilde{X} |2_{L_A}\rangle$. 此时, 逻辑比特 L_B 被成功生成, 并通过测量光子的量子态, 将 L_A 与 L_B 投影到非局域的逻辑纠缠态上. 根据光子态测量结果, 对电子自旋施加单比特操控, 可以把 L_A 与 L_B 两个逻辑比特制备到逻辑纠缠态 $|\Phi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\tilde{0}\rangle|\tilde{0}'\rangle + |\tilde{1}\rangle|\tilde{1}'\rangle)$.

8 讨论与展望

到目前为止, 本文已经分析了理想条件下基于量子多模的非局域量子纠缠制备方法. 假定硅空位色心与单边纳米腔耦合系统可以实现单光子与单电子自旋量子比特的确定性相互作用, 忽略了光量子态调控单元中光学开关引入的插入损耗等^[101,102]. 但在实际的非局域纠缠态制备过程中, 单光子与静态量子比特的非理想相互作用将不可避免地影响生成的非局域纠缠的保真度和效率^[66,69,73].

目前, 基于硅空位色心与纳米腔耦合系统的量子

网络实验研究已取得诸多重要进展^[1,103,104]. Lukin 团队^[105]从块状金刚石中刻蚀出高品质纳米腔,并使用电子束曝光在聚合物抗蚀剂中制备纳米级注入窗口,将硅离子精准注入腔模最大处,随后在超高真空下高温退火形成 SiV-色心. 该工艺显著提升了硅空位色心与纳米腔耦合系统的协同参数 C , 可实现 $C > 100$, 对应的 SiV-色心与纳米腔的耦合速率、腔损耗率以及 SiV-色心激发态的衰减率平均值为 $(g, \kappa, \gamma) = 2\pi \times (8.38, 21.6, 0.12)$ GHz^[51]. 通过外加 $B \approx 0.5$ T 的磁场并调控应力, 可实现两个基态 $|g\rangle$ 和 $|e\rangle$ 对应偶极跃迁的较大失谐 $\Delta \approx 100$, 从而实现 SiV-色心自旋态依赖的单光子散射过程^[83,105]. 此外, SiV-色心具有 D_{3d} 反演对称性, 其基态与激发态的固有电偶极矩为零, 因此跃迁对纳米结构中的电场噪声不敏感^[82], 与单边纳米腔耦合的 SiV-色心在低温下显示出长相干时间. 在温度约为 100 mK 时, 通过引入动力学解耦等技术, SiV-色心的相干时间已延长至 $T_2 \approx 13$ ms^[106].

通过调控腔原子耦合系统参数, 可以引入自避错的单光子散射过程^[37,66,107–111], 并利用后选择的方法消除非理想散射对所制备的非局域纠缠保真度的影响^[37]. 基于实验可实现的参数^[51], 在后选择模式下, SiV-色心与纳米腔耦合系统的单光子散射效率将下降为 0.96^[66]. 在光学调控模式对称情况下, 光学开关插入损耗对非局域纠缠保真度的影响也可以忽略不计, 但会影响非局域纠缠的制备效率. 只有当开关插入损耗低于一定值时, 量子多模在信道传输中引入的效率增强效应才能得以体现^[69]. 随着节点间距的增加, 开关插入损耗的阈值可以适当降低, 但此时需要考虑静态量子比特有限退相干时间对非局域量子纠缠制备的影响. 在不考虑开关插入损耗的情况下, 基于量子多模的非局域纠缠态制备效率随静态量子比特数变化并不明显^[65,66]. 在相距 22 km 的两个量子网络节点内, 基于单光子量子多模制备 3 对和 10 对 SiV-色心贝尔纠缠的效率分别为 $\eta_3 = 0.217$ 和 $\eta_{10} = 0.069$ ^[65]. 这些效率与无多模加速下, 使用第一类纠缠方法^[31–34]制备 1 对相同间距 SiV-色心贝尔纠缠的效率 $\eta_1 = 0.300$ 相当.

量子多模的核心优势在于高维编码可提升单光子所携带的量子信息容量^[64–67]. 一个 2^n 维编码的单光子在一次传输所承载的量子信息, 相当于 n 个单量子比特编码的光子所传输的信息总量^[65–67].

在衰减系数为 α 的光纤信道中传输相同距离 L 时, 尽管两种方式所携带的量子信息容量相同, 但其无损耗传输效率分别为 $\eta_T = \exp(-\alpha L)$ 和 $\eta_{T'} = \exp(-\alpha n L)$. 传输效率比值 $\eta_T/\eta_{T'}$ 将随着距离 L 指数级增长^[65]. 量子多模技术通过测量一个单光子即可实现纠缠, 而后者需测量 n 个单光子, 在光子计数率方面也具有明显优势^[66,112]. 经典多模的核心是在给定时间内利用多模复用提升生成一对非局域纠缠的速率, 但是其有限的速率提升能力受限于节点内静态量子比特数 N ^[30–32]. 在 N 给定情况下, 同时生成多对非局域纠缠的速率将随纠缠对数的增加快速降低^[32].

在量子多模技术的传输优势不明显的情形下, 即当两个量子网络节点间距较小、所需静态量子比特纠缠较少时, 其所带来的效率提升并不显著^[69]. 反之, 量子多模技术则可提供高于经典多模方案的传输效率优势. 例如, 在基于光子纠缠分发制备非局域固态纠缠的方案中, 使用相同数量的光量子比特对 $n = 10$ 来制备 $L = 50$ km 两节点间 $m = 4$ 和 $m = 2$ 对 SiV-色心贝尔纠缠态时, 引入经典多模机制的 4 维编码量子多模相比经典多模方案可分别获得约 30 倍和 5 倍的效率提升; 与未引入经典多模的量子多模技术相比, 则分别提升约 3 倍和 2 倍^[69].

值得注意的是, 量子多模非局域纠缠的制备方法具有一定的普适性, 可直接推广应用于其他单光子与原子相互作用接口^[77], 甚至用于产生空间分离原子系统之间的非局域量子纠缠^[30]. 此外, 单光子具有多个自由度, 除了时间仓高维编码外, 频率、角动量和空间模式等也可用于编码高维量子位^[113–118], 使用一个或多个自由度编码有望进一步增加量子多模的模式数, 从而优化量子多模下的非局域量子纠缠制备及量子态传输等应用^[63,119–121].

当前的量子多模非局域纠缠制备主要研究了基于单光子高维编码的第一类非局域方法^[64–67,73]. 对于基于双光子高维纠缠分发的第三类方法, 已有三对非局域贝尔纠缠态制备的工作^[69], 其在经典多模加速下相较于第一类方法具有明显优势. 从理论上讲, 第三类方法同样可用于制备更多对非局域两体纠缠, 甚至用于制备非局域多体纠缠和逻辑纠缠. 基于纠缠转移实现量子多模非局域量子纠缠制备的第二类方法还未见报道, 其主要难点在于如何有效实现两个高维光子之间的纠缠态分析^[122–128]. 一旦具备高性能的高维光子纠缠态分析

方法, 基于第二类方法的量子多模和经典多模技术相结合将有望构建出更高效的量子网络.

参考文献

- [1] Ruf M, Wan N H, Choi H, Englund D, Hanson R 2021 *J. Appl. Phys.* **130** 070901
- [2] Wehner S, Elkouss D, Hanson R 2018 *Science* **362** eaam9288
- [3] Reiserer A 2022 *Rev. Mod. Phys.* **94** 041003
- [4] Deng F G, Long G L, Liu X S 2003 *Phys. Rev. A* **68** 042317
- [5] Pan D, Liu Y C, Niu P, Zhang H, Zhang F, Wang M, Song X T, Chen X, Zheng C, Long G L 2025 *Sci. Adv.* **11** eadt4627
- [6] Ying J W, Sheng Y B, Zhou L, Kwek L C 2025 *Front. Phys.* **20** 33401
- [7] Sheng Y B, Zhou L, Long G L 2022 *Sci. Bull.* **67** 367
- [8] Zhang W, Ding D S, Sheng Y B, Zhou L, Shi B S, Guo G C 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 220501
- [9] Massa F, Moqanaki A, Baumeler A, Del Santo F, Kettlewell J A, Dakić B, Walther P 2019 *Adv. Quantum Technol.* **2** 1900050
- [10] Zhao P, Zhong W, Du M M, Li X Y, Zhou L, Sheng Y B 2024 *Front. Phys.* **19** 51201
- [11] Qi Z, Li Y, Huang Y, Feng J, Zheng Y, Chen X 2021 *Light Sci. Appl.* **10** 183
- [12] Ying J W, Wang J Y, Xiao Y X, Gu S P, Wang X F, Zhong W, Du M M, Li X Y, Shen S T, Zhang A L, Zhou L, Sheng Y B 2025 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **68** 240312
- [13] Liu C, Zhang C, Gu S P, Wang X F, Zhou L, Sheng Y B 2025 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **68** 250311
- [14] Cao Z, Wang Y, Chai G, Chen X, Lu Y 2025 *Chin. Phys. B* **34** 020308
- [15] Cirac J I, Ekert A K, Huelga S F, Macchiavello C 1999 *Phys. Rev. A* **59** 4249
- [16] Jiang L, Taylor J M, Sørensen A S, Lukin M D 2007 *Phys. Rev. A* **76** 062323
- [17] Qin W, Wang X, Miranowicz A, Zhong Z, Nori F 2017 *Phys. Rev. A* **96** 012315
- [18] Wu Y K, Duan L M 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 230302 (in Chinese) [吴宇恺, 段路明 2023 物理学报 **72** 230302]
- [19] Su W, Qin W, Miranowicz A, Li T, Nori F 2024 *Phys. Rev. A* **110** 052612
- [20] Hu Z G, Xu K, Zhang Y X, Li B B 2024 *Chin. Phys. Lett.* **41** 014203
- [21] Qiu J, Liu Y, Hu L, Wu Y, Niu J, Zhang L, Huang W, Chen Y, Li J, Liu S, Zhong Y, Duan L, Yu D 2025 *Sci. Bull.* **70** 351
- [22] Kómar P, Kessler E M, Bishof M, Jiang L, Sørensen A S, Ye J, Lukin M D 2014 *Nat. Phys.* **10** 582
- [23] Degen C L, Reinhard F, Cappellaro P 2017 *Rev. Mod. Phys.* **89** 035002
- [24] Hosseiny S M, Seyed-Yazdi J, Norouzi M 2025 *Front. Phys.* **20** 24201
- [25] Guo H, Wu T, Luo B, Liu Y X 2024 *Physics* **53** 384 (in Chinese) [郭弘, 吴腾, 罗斌, 刘院省 2024 物理 **53** 384]
- [26] Jiao Y F, Wang J, Zhang Q, Lin H Z, Jing H 2025 *Funda. Res.* **112** 012421
- [27] DeMille D, Hutzler N R, Rey A M, Zelevinsky T 2024 *Nat. Phys.* **20** 741
- [28] Munro W J, Azuma K, Tamaki K, Nemoto K 2015 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **21** 78
- [29] Togan E, Chu Y, Trifonov A S, Jiang L, Maze J, Childress L, Dutt M V G, Sørensen A S, Hemmer P R, Zibrov A S, Lukin M D 2010 *Nature* **466** 730
- [30] Sangouard N, Simon C, de Riedmatten H, Gisin N 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 33
- [31] Jones C, Kim D, Rakher M T, Kwiat P G, Ladd T D 2016 *New J. Phys.* **18** 083015
- [32] van Loock P, Alt W, Becher C, Benson O, Boche H, Deppe C, Eschner J, Höfling S, Meschede D, Michler P, Schmidt F, Weinfurter H 2020 *Adv. Quantum Technol.* **3** 1900141
- [33] Wang C, Zhang Y, Jin G S 2011 *Phys. Rev. A* **84** 032307
- [34] Li T, Miranowicz A, Hu X, Xia K, Nori F 2018 *Phys. Rev. A* **97** 062318
- [35] Cabrillo C, Cirac J I, García-Fernández P, Zoller P 1999 *Phys. Rev. A* **59** 1025
- [36] Yu C S, Yi X X, Song H S, Mei D 2007 *Phys. Rev. A* **75** 044301
- [37] Li T, Deng F G 2016 *Phys. Rev. A* **94** 062310
- [38] Hurst D L, Joanesarson K B, Iles-Smith J, Mørk J, Kok P 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 023603
- [39] Zhang J N, Zhang T Y, Duan J C, Gong Y X, Zhu S N 2024 *Chin. Phys. B* **33** 110301
- [40] Zhu P, Wang Y, Du Y, Yu M, Zhang K, Wang K, Xu P 2025 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **68** 260311
- [41] Lei Y, Asadi F K, Zhong T, Kuzmich A, Simon C, Hosseini M 2023 *Optica* **10** 1511
- [42] Li T, Yang G J, Deng F G 2016 *Phys. Rev. A* **93** 012302
- [43] Wang G, Long G 2020 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **63** 220311
- [44] Liu X, Hu J, Li Z F, Li X, Li P Y, Liang P J, Zhou Z Q, Li C F, Guo G C 2021 *Nature* **594** 41
- [45] Lago-Rivera D, Grandi S, Rakonjac J V, Seri A, de Riedmatten H 2021 *Nature* **594** 37
- [46] Wang Y F, Zhou Y, Wang Y, Yan H, Zhu S L 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 206701 (in Chinese) [王云飞, 周颖, 王英, 颜辉, 朱诗亮 2023 物理学报 **72** 206701]
- [47] Moiseev S A, Gerasimov K I, Minnegaliev M M, Moiseev E S, Deev A D, Balega Y Y 2025 *Front. Phys.* **20** 23301
- [48] Yan P S, Zhou L, Zhong W, Sheng Y B 2023 *Sci. China-Phys. Mech. Astron.* **66** 250301
- [49] Li T, Miranowicz A, Xia K, Nori F 2019 *Phys. Rev. A* **100** 052302
- [50] Lu C Y, Yang T, Pan J W 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 020501
- [51] Bhaskar M K, Riedinger R, Machielse B, Levonian D S, Nguyen C T, Knall E N, Park H, Englund D, Lončar M, Sukachev D D, Lukin M D 2020 *Nature* **580** 60
- [52] Wang T J, Song S Y, Long G L 2012 *Phys. Rev. A* **85** 062311
- [53] Sheng Y B, Zhou L, Long G L 2013 *Phys. Rev. A* **88** 022302
- [54] Sinclair N, Saglamyurek E, Mallahzadeh H, Slater J A, George M, Ricken R, Hedges M P, Oblak D, Simon C, Sohler W, Tittel W 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 053603
- [55] Chang W, Li C, Wu Y K, Jiang N, Zhang S, Pu Y F, Chang X Y, Duan L M 2019 *Phys. Rev. X* **9** 041033
- [56] Zhang S, Shi J, Liang Y, Sun Y, Wu Y, Duan L, Pu Y 2024 *Nat. Commun.* **15** 10306
- [57] Wang M, Jiao H, Lu J, Fan W, Li S, Wang H 2025 *Optica* **12** 274
- [58] Munro W, Harrison K, Stephens A, Devitt S, Nemoto K 2010 *Nat. Photonics* **4** 792
- [59] Erhard M, Krenn M, Zeilinger A 2020 *Nat. Rev. Phys.* **2** 365
- [60] Jiang G L, Liu W Q, Wei H R 2024 *Adv. Quantum Technol.* **7** 2400033

- [61] Jiang G L, Yuan J B, Liu W Q, Wei H R 2024 *Phys. Rev. Appl.* **21** 014001
- [62] Xu C, Huang S, Yu Q, Wei D, Chen P, Nie S, Zhang Y, Xiao M 2021 *Phys. Rev. A* **104** 063716
- [63] Lo Piparo N, Hanks M, Gravel C, Nemoto K, Munro W J 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 210503
- [64] Lo Piparo N, Munro W J, Nemoto K 2019 *Phys. Rev. A* **99** 022337
- [65] Xie Z, Liu Y, Mo X, Li T, Li Z 2021 *Phys. Rev. A* **104** 062409
- [66] Zhou H, Li T, Xia K 2023 *Phys. Rev. A* **107** 022428
- [67] Zheng Y, Sharma H, Borregaard J 2022 *PRX Quantum* **3** 040319
- [68] Du F F, Fan G, Wu Y M, Ren B C 2023 *Chin. Phys. B* **32** 060304
- [69] Xie Z, Wang G, Guo Z, Li Z, Li T 2023 *Opt. Express* **31** 37802
- [70] Doda M, Huber M, Murta G, Pivoluska M, Plesch M, Vlachou C 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 034003
- [71] Islam N T, Lim C C W, Cahall C, Qi B, Kim J, Gauthier D J 2019 *Quantum Sci. Technol.* **4** 035008
- [72] Vagniluca I, Da Lio B, Rusca D, Cozzolino D, Ding Y, Zbinden H, Zavatta A, Oxenløwe L K, Bacco D 2020 *Phys. Rev. Appl.* **14** 014051
- [73] Li J, Xie Z, Li Y, Liang Y, Li Z, Li T 2024 *Sci. China-Phys. Mech. Astron.* **67** 220311
- [74] Gong B, Tu T, Guo A L, Zhu L T, Li C F 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 044201
- [75] Canteri M, Koong Z X, Bate J, Winkler A, Krutyanskiy V, Lanyon B P 2024 arXiv: 2406.09480 [quant-ph]
- [76] Ruskuc A, Wu C J, Green E, Hermans S L N, Pajak W, Choi J, Faraon A 2025 *Nature* **639** 54
- [77] Borregaard J, Sørensen A S, Lodahl P 2019 *Adv. Quantum Technol.* **2** 1800091
- [78] Chen K C, Bersin E, Englund D 2021 *NPJ Quantum Inf.* **7** 2
- [79] Qin W, Miranowicz A, Li P B, Lu X Y, You J Q, Nori F 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 093601
- [80] Uppu R, Midolo L, Zhou X, Carolan J, Lodahl P 2021 *Nat. Nanotechnol.* **16** 1308
- [81] Reiserer A, Rempe G 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 1379
- [82] Radulaski M, Zhang J L, Tzeng Y K, Lagoudakis K G, Ishiwata H, Dory C, Fischer K A, Kelaita Y A, Sun S, Maurer P C, Alassaad K, Ferro G, Shen Z X, Melosh N A, Chu S, Vučković J 2019 *Laser Photonics Rev.* **13** 1800316
- [83] Nguyen C T, Sukachev D D, Bhaskar M K, Machiels B, Levonian D S, Knall E N, Stroganov P, Riedinger R, Park H, Lončar M, Lukin M D 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 183602
- [84] Fu Y, Yin H L, Chen T Y, Chen Z B 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 090501
- [85] Gao Z, Li T, Li Z 2020 *Sci. China-Phys. Mech. Astron.* **63** 120311
- [86] Wang X, Fu J, Liu S, Wei Y, Jing J 2022 *Optica* **9** 663
- [87] Li C L, Fu Y, Liu W B, Xie Y M, Li B H, Zhou M G, Yin H L, Chen Z B 2023 *Phys. Rev. Res.* **5** 033077
- [88] Li X L, Zhai S Q, Liu K 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 090301 (in Chinese) [李晓玲, 翟淑琴, 刘奎 2025 物理学报 **74** 090301]
- [89] Zhang C, Zhang Q, Zhong W, Du M M, Shen S T, Li X Y, Zhang A L, Zhou L, Sheng Y B 2025 *Phys. Rev. A* **111** 012602
- [90] Yang C P, Ni J H, Bin L, Zhang Y, Yu Y, Su Q P 2024 *Front. Phys.* **19** 31201
- [91] Ma M, Li Y, Shang J 2024 *Funda. Res.* doi: 10.1016/j.fmre.2024.03.031 (In Press)
- [92] Liu Y, Zhou Y, Wu L, Qin J, Yan Z, Jia X 2025 *Funda. Res.* **5** 132
- [93] Zhang Q, Ying J W, Wang Z J, Zhong W, Du M M, Shen S T, Li X Y, Zhang A L, Gu S P, Wang X F, Zhou L, Sheng Y B 2025 *Phys. Rev. A* **111** 012603
- [94] Du F F, Fan Z G, Ren X M, Ma M, Liu W Y 2025 *Chin. Phys. B* **34** 010303
- [95] Zhao P, Ying J W, Yang M Y, Zhong W, Du M M, Shen S T, Li Y X, Zhang A L, Zhou L, Sheng Y B 2025 *Phys. Rev. Appl.* **23** 014003
- [96] Du F F, Ma M, Bai Z Y, Tan Q L 2025 *Phys. Rev. A* **111** 032604
- [97] Sheng Y B, Zhou L 2024 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **67** 220331
- [98] Erhard A, Poulsen Nautrup H, Meth M, Postler L, Stricker R, Stadler M, Negnevitsky V, Ringbauer M, Schindler P, Briegel H J, Blatt R, Friis N, Monz T 2021 *Nature* **589** 220
- [99] Devitt S J, Munro W J, Nemoto K 2013 *Rep. Prog. Phys.* **76** 076001
- [100] Arab A R 2024 *Front. Phys.* **19** 51203
- [101] Borregaard J, Pichler H, Schröder T, Lukin M D, Lodahl P, Sørensen A S 2020 *Phys. Rev. X* **10** 021071
- [102] Wang C, Zhang M, Chen X, Bertrand M, Shams-Ansari A, Chandrasekhar S, Winzer P, Lončar M 2018 *Nature* **562** 101
- [103] Chakravarthi S, Yama N S, Abulnaga A, Huang D, Pederson C, Hestroffer K, Hatami F, de Leon N P, Fu K M C 2023 *Nano Lett.* **23** 3708
- [104] Knaut C M, Suleymanzade A, Wei Y C, Assumpcao D R, Stas P J, Huan Y Q, Machiels B, Knall E N, Sutula M, Baranes G, Sinclair N, De-Eknamkul C, Levonian D S, Bhaskar M K, Park H, Lončar M, Lukin M D 2024 *Nature* **629** 573
- [105] Nguyen C T, Sukachev D D, Bhaskar M K, Machiels B, Levonian D S, Knall E N, Stroganov P, Chia C, Burek M J, Riedinger R, Park H, Lončar M, Lukin M D 2019 *Phys. Rev. B* **100** 165428
- [106] Sukachev D D, Sipahigil A, Nguyen C T, Bhaskar M K, Evans R E, Jelezko F, Lukin M D 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 223602
- [107] Wang G Y, Li T, Ai Q, Alsaedi A, Hayat T, Deng F G 2018 *Phys. Rev. Appl.* **10** 054058
- [108] Ren B C, Deng F G 2017 *Opt. Express* **25** 10863
- [109] Cao C, Zhang L, Han Y H, Yin P P, Fan L, Duan Y W, Zhang R 2020 *Opt. Express* **28** 2857
- [110] Du F F, Ma M, Tan Q L 2024 *Adv. Quantum Technol.* **7** 2400322
- [111] Dong L, Zhang X Y, Lü L, Li S Y, Zhao Z L, Yuan Z Q, Ji Y Q, Xiu X M 2025 *Opt. Laser Technol.* **186** 112583
- [112] Chi Y, Yu Y, Gong Q, Wang J 2023 *Sci. China Inf. Sci.* **66** 180501
- [113] Liu W Q, Wei H R, Kwek L C 2020 *Phys. Rev. Appl.* **14** 054057
- [114] Deng F G, Ren B C, Li X H 2017 *Sci. Bull.* **62** 46
- [115] Du F F, Ren X M, Ma M, Fan G 2024 *Opt. Lett.* **49** 1229
- [116] Zeng H, Du M M, Zhong W, Zhou L, Sheng Y B 2024 *Funda. Res.* **4** 851
- [117] Liu Y K, Hou Y L, Yang Y L, Hou L M, Li Y H, Lin J, Chen X F 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 140303 (in Chinese) [刘圆凯, 侯云龙, 杨宜霖, 侯刘敏, 李渊华, 林佳, 陈险峰 2025 物理学报 **74** 140303]
- [118] Xu F, Wang M, Qiao C, Li S, Wang H, Su X 2025 *Sci. Bull.* **70** 876
- [119] Yang Y G, Liu B X, Xu G B, Jiang D H, Zhou Y H, Shi W

- M, Shang T 2024 *Adv. Quantum Technol.* **7** 2400016
- [120] Lü M Y, Hu X M, Gong N F, Wang T J, Guo Y, Liu B H, Huang Y F, Li C F, Guo G C 2024 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **67** 230311
- [121] Tubío V D, Dijkstra M C, Borregaard J 2025 arXiv: 2505.16751 [quant-ph]
- [122] Sheng Y B, Deng F G, Long G L 2010 *Phys. Rev. A* **82** 032318
- [123] Wang T J, Lu Y, Long G L 2012 *Phys. Rev. A* **86** 042337
- [124] Ren B C, Du F F, Deng F G 2013 *Phys. Rev. A* **88** 012302
- [125] He L Y, Wang T J, Wang C 2016 *Opt. Express* **24** 15429
- [126] Wang T J, Yang G Q, Wang C 2020 *Phys. Rev. A* **101** 012323
- [127] Gong N F, Cai D B, Huang Z G, Qian L, Zhang R Q, Hu X M, Liu B H, Wang T J 2024 *Phys. Rev. Appl.* **22** 054045
- [128] Bharos N, Markovich L, Borregaard J 2025 *Quantum* **9** 1711

SPECIAL TOPIC—Quantum information processing

Research progress of nonlocal quantum entanglement preparation based on quantum multiplexing*

LI Tao^{1)†} WANG Xueqi¹⁾ XIE Zhihao^{1)2)‡}

¹⁾ (Engineering Research Center of Semiconductor Device Optoelectronic Hybrid Integration in Jiangsu Province, School of Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

²⁾ (National Laboratory of Solid State Microstructures, College of Engineering and Applied Sciences, Nanjing University, Nanjing 210023, China)

(Received 1 May 2025; revised manuscript received 26 May 2025)

Abstract

Nonlocal quantum entanglement is a fundamental resource for future quantum networks. However, the efficiency of generating nonlocal entanglement between distant nodes is severely limited by the exponential loss incurred when locally generated entangled states are distributed through lossy quantum channels. This limitation becomes more pronounced in practical scenarios requiring the simultaneous distribution of multiple entangled pairs. Although classical multiplexing approaches, such as spatial, temporal, and frequency multiplexing, can increase the nonlocal entanglement generation rate, they do not improve the single-shot transmission efficiency. In contrast, quantum multiplexing, which can be generated by high-dimensional encoding of single photons, allows for the parallel generation of multiple nonlocal entangled pairs in a single transmission round, thereby enhancing the overall efficiency of nonlocal entanglement generation. Quantum multiplexing thus presents a promising route toward scalable quantum networks. This review introduces the mechanisms of generating nonlocal entanglement through quantum multiplexing, and focuses on two main methods: using high-dimensional single-photon encoding and high-dimensional biphoton entanglement distribution. Then it examines how quantum multiplexing can accelerate the generation of nonlocal quantum logical entanglement. Finally, it briefly explores the potential of quantum multiplexing for building large-scale quantum networks.

Keywords: quantum networks, quantum multiplexing, high-dimensional photon, parallel quantum entanglement

PACS: 03.67.Dd, 03.65.Ud, 03.67.Hk

DOI: 10.7498/aps.74.20250589

CSTR: 32037.14.aps.74.20250589

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11904171).

† Corresponding author. E-mail: tao.li@njust.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: zhihaoxie@smail.nju.edu.cn

量子多模下的非局域量子纠缠制备研究进展

李涛 王雪琦 解志浩

Research progress of nonlocal quantum entanglement preparation based on quantum multiplexing

LI Tao WANG Xueqi XIE Zhihao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 160302 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250589

CSTR: 32037.14.aps.74.20250589

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250589>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于超纠缠的三用户全连接量子网络

A three-user fully connected quantum network based on hyperentanglement

物理学报. 2025, 74(14): 140303 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250458>

基于极化-空间模超纠缠的量子网络多跳纠缠交换方法研究

Multi-hop entanglement swapping in quantum networks based on polarization-space hyperentanglement

物理学报. 2022, 71(10): 100301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212173>

基于多尺度纠缠重整化假设的量子网络通信资源优化方案

Quantum network communication resource optimization scheme based on multi-scale entanglement renormalization ansatz

物理学报. 2024, 73(23): 230301 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241382>

用于量子纠缠密钥的多波长量子关联光子对的产生

Generation of multiwavelength quantum correlated photon pair for quantum entanglement key distribution

物理学报. 2024, 73(23): 230304 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241274>

基于量子Fisher信息测量的实验多体纠缠刻画

Experimentally characterizing multiparticle entanglement based on measuring quantum Fisher information

物理学报. 2023, 72(11): 110305 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230356>

基于测量的量子计算研究进展

Research progress of measurement-based quantum computation

物理学报. 2021, 70(21): 210301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210923>