

专题: 量子信息处理

量子无噪声线性放大*

崔诗荷¹⁾ 杜明明²⁾ 李喜云¹⁾ 周澜^{1)†} 盛宇波²⁾

1) (南京邮电大学理学院, 南京 210023)

2) (南京邮电大学电子与光学工程学院、柔性电子(未来技术)学院, 南京 210023)

(2025年7月2日收到; 2025年7月29日收到修改稿)

量子通信基于量子力学基本原理实现信息的安全传输. 光子是量子通信中重要的信息载体. 基于光子的量子通信协议需要在通信双方传输光子, 但传输过程中由于环境噪声的存在不可避免地会发生光子传输损耗. 光子传输损耗极大地降低了长距离量子通信的通信效率, 甚至威胁通信安全, 成为实现长距离量子通信的主要障碍. 量子无噪声线性放大 (noiseless linear amplification, NLA) 是抵御光子传输损耗的重要方法, 它通过局域操作和后选择, 可有效地提高输出态中目标态的保真度或平均光子数, 且完美保留目标态的编码信息. 因此, 在量子通信中使用 NLA 技术可有效克服光子传输损耗, 延长通信距离, 对于实现远距离量子通信具有重要意义. 近年来, 研究人员提出了许多 NLA 方案, 并完成了部分方案的实验演示, 证明了 NLA 的可行性. 本文重点介绍在离散变量和连续变量量子系统中针对不同量子态的 NLA 方案, 并总结了几个具有代表性的 NLA 实验, 最后, 对 NLA 技术进行总结和展望. 本综述可为未来长距离量子通信网络的实用化发展提供理论支持.

关键词: 量子通信, 量子无噪声线性放大, 连续变量, 离散变量**PACS:** 03.67.Pp, 03.67.Hk, 03.65.Ud**DOI:** 10.7498/aps.74.20250865**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250865

1 引言

量子通信是基于量子力学基本原理的新型信息传输技术. 与经典通信相比, 量子通信具有发现窃听的能力, 理论上具有绝对安全性. 光子凭借其传输快、易操作等优势, 成为量子通信的重要载体. 然而, 光子在实际的噪声量子信道传输过程中会出现传输损耗. 光子在光纤中的传输效率公式为 $\eta = 10^{-\alpha d/10}$ [1], 目前广泛采用的标准光纤对应 $\alpha = 0.2$ dB/km, 可以看出光子的传输效率随传输距离的增加呈指数式下降. 由于量子不可克隆定理的存在, 我们无法准确复制量子态, 这使得光子的传输存在一个极限距离. 另外, 即使在极限距离之内, 光子也有一定的概率发生丢失. 这将使得单光

子态变成一定概率的单光子和真空态的混合态. 在传输距离之内, 光子丢失不仅严重影响量子通信的成功概率和保真度, 而且对量子通信的安全性造成重要威胁 [1-4].

对于光子传输丢失的问题, 人们用两种方法来克服. 第一, 使用量子中继来加长光子纠缠的距离 [2-7]. 它的核心思想是利用纠缠交换, 实现类似经典中继的功能, 从而加长纠缠信道的距离. 第二, 人们提出了量子放大的思想 [8-39]. 量子放大的基本模型可以如下描述, 一个单光子 (纠缠光子对中的单光子) 在信道传播过程中, 传输效率为 p . 那么经过传输, 将变成概率为 p 的单光子态 (纠缠态) 和概率为 $1-p$ 的真空态 (剩余单光子态) 的混合态. 量子比特放大的思想就是要通过局域操作, 使得单光子态 (纠缠态) 的概率 p 增大.

* 国家自然科学基金 (批准号: 12175106, 92365110) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhou@njupt.edu.cn

量子态放大常被称为无噪线性放大 (noiseless linear amplification, NLA), 是抵御光子传输损耗的重要方法. NLA 由 Ralph 和 Lund^[8] 于 2009 年首先提出. 它是一种概率性的量子操作, 可以在不引入额外噪声的情况下以一定的增益 $g > 1$ 放大量子态的振幅, 实现 $|\psi\rangle \rightarrow |g\psi\rangle$, 其核心思想是通过局域操作和后选择实现信号的放大. 该方案于 2012 年获得了实验验证^[9]. 随后, 诸多针对离散变量 (discrete variable, DV) 和连续变量 (continuous-variable, CV) 的 NLA 方案相继提出^[10-27]. DV 领域内, 2010 年 NLA 被证实还可用于纠缠态的提取^[10]. 随后, NLA 被应用到量子通信领域, 多个设备无关量子密钥分发 (device-independent quantum key distribution, DI QKD) 方案采用 NLA 来抵御光子传输损耗, 延长安全通信距离^[11-13]. 2012 年, Zhang 等^[14] 提出了单光子空间纠缠态的 NLA 方案. 后来, Monteiro 等^[15] 改良了 Zhang 等^[14] 的方案, 并将 NLA 应用于基于单光子空间纠缠的 QKD 中. 2013 年, 首个基于纠缠态辅助的极化编码纠缠态 NLA 方案提出^[16]. 该方案在运行成功时, 可使输出态中目标态的保真度放大为 1 (增益达到最大值), 而且成功概率不会随着增益的增加而渐近降低到零. 随后, Kocsis 等^[18] 实验实现了单光子极化量子比特的放大, 在实现放大功能的同时可有效保护光子的极化编码特性. 另一方面, NLA 证实可与纠缠浓缩结合, 在对目标纠缠态进行放大的同时将退化后的非最大纠缠态概率性地恢复为最大纠缠态^[19]. 2015 年, Zhou 和 Sheng^[20] 提出了利用交叉克尔介质的首个可循环使用的单光子空间纠缠态的 NLA 方案, 通过循环使用该方案, 可有效提高方案的总成功概率和增益. 近年来, 研究人员提出了针对单光子多自由度超编码和超纠缠的 NLA 方案^[24-26]. 另一方面, CV 领域内研究人员近年提出了多个新型 NLA 方案^[28-39]. 例如, 2020 年, Winnel 等^[29] 提出了一个基于线性光学元件的广义 n -光子量子剪刀 (quantum scissor, QS) NLA 方案, 该方案可同时实现对 Fock 态的高阶截断和放大. 2021 年, QS 和光催化技术分别用于对频率自由度编码的相干态进行放大^[30]. 2022 年, Guanzon 等^[32] 提出可利用线性光学元件对任意的 n 阶 Fock 态同时实现理想的量子隐形传态和放大. 除了基于 QS 的方案以外, 基于光子加减法^[34]、测量滤波^[35]、量子催化^[36] 等方案也被相继提出,

并得到广泛应用^[37-39].

本文旨在对一些重要的 DV NLA 方案和 CV NLA 方案进行介绍. 第 2 节介绍 DV 量子系统中针对不同量子态的 NLA 理论方案. 第 3 节介绍 CV 量子系统中重要的 NLA 理论方案. 第 4 节介绍几个重要的 QS-NLA 实验. 最后, 第 5 节对 NLA 进行总结和展望.

2 DV 量子系统中的 NLA 方案

2.1 基于 QS 的 DV-NLA 方案

2.1.1 基于 QS 的单光子 NLA 方案

2009 年, Ralph 和 Lund^[8] 提出了基于 QS 的单光子 NLA 方案, 这也是目前使用最广泛的 NLA 方案. 该方案的原理图如图 1 所示.

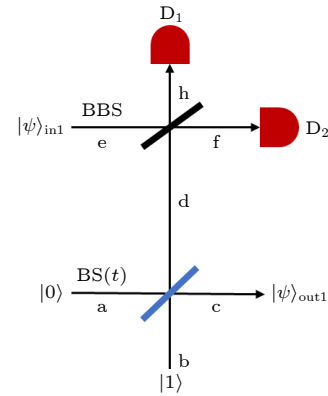


图 1 单光子 QS-NLA 方案原理图^[8]. BS(t) 和 BBS 分别是透射率为 t 和 $1/2$ 的分束器, D_1 , D_2 为理想的单光子探测器. 输入态和辅助单光子态分别从空间模式 e 和 b 进入 QS. 当探测器 D_1 , D_2 只有一个探测到单光子, 另一个没有探测到光子时, 该 NLA 方案运行成功

Fig. 1. Schematic diagram of a single-photon QS-NLA protocol^[8]. BS(t) and BBS are beam splitters with the transmittance t and $1/2$, respectively. D_1 and D_2 are ideal single-photon detectors. The input state and auxiliary single-photon state enter the QS from the spatial modes e and b , respectively. When one detector detects only a single photon and the other detector does not detect a photon, the NLA scheme runs successfully.

整个 QS 装置由透射率分别为 t 和 $1/2$ 的两个分束器和能区分入射光子数的理想单光子探测器 (detector, D) D_1 和 D_2 组成. 输入态为叠加态 $|\psi\rangle_{in1} = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$, $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 分别代表真空态和单光子态, 系数满足 $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. 首先, 辅助单光子态 $|1\rangle$ 分别由空间模式 a , b 进入透射率为 t 的分束器 (beam splitter, BS). BS(t), 该操作可用算符

表示为

$$U_{BS(t)} = \exp[\theta(\hat{a}\hat{a}^\dagger - \hat{a}^\dagger\hat{a})],$$

$$\theta = \arctan \sqrt{(1-t)/t},$$

其中 \hat{a}^\dagger , \hat{a} 表示相应模式的产生、湮灭算符, 得到辅助纠缠态:

$$|\psi\rangle_{cd} = U_{BS(t)}|0\rangle_a|1\rangle_b = \sqrt{t}|0\rangle_c|1\rangle_d + \sqrt{1-t}|0\rangle_d|1\rangle_c. \quad (1)$$

然后, 将空间模式 d 的输出态与从 e 进入的输入态 $|\psi\rangle_{in1}$ 一起通过透射率为 1/2 的分束器 (balanced beam splitter, BBS), 工作原理为

$$|1\rangle_e \xrightarrow{\text{BBS}} \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_h + |1\rangle_f),$$

$$|1\rangle_d \xrightarrow{\text{BBS}} \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_h - |1\rangle_f).$$

此时, 总量子态为

$$|\psi\rangle_{\text{chf}} = \alpha\sqrt{t}|0\rangle_c \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_h|0\rangle_f + |0\rangle_h|1\rangle_f) \\ + \alpha\sqrt{1-t}|1\rangle_c|0\rangle_h|0\rangle_f \\ + \beta\sqrt{t}|0\rangle_c \frac{1}{\sqrt{2}}(|2\rangle_h|0\rangle_f + |0\rangle_h|2\rangle_f) \\ + \beta\sqrt{1-t}|1\rangle_c \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_h|0\rangle_f + |0\rangle_h|1\rangle_f). \quad (2)$$

在两个输出模式 h, 和 f 分别设置一个理想的单光子探测器 D_1 和 D_2 . 只有当 D_1 探测到单个光子, D_2 没有探测到光子, 或 D_2 探测到单个光子, D_1 没有探测到光子时, 预示着该 NLA 方案成功运行, 此时输出模式 c 上的输出态为

$$|\psi\rangle_{\text{out1}} = |\psi\rangle_c = \sqrt{t}(\alpha|0\rangle \pm g_1\beta|1\rangle), \quad (3)$$

其中“+”对应 D_1 响应, “-”对应 D_2 响应. g_1 代表输出态中单光子态的增益, 通过计算可得 $g_1 = \sqrt{(1-t)/t}$, 由分束器的透射率 t 决定, 当 $t < 1/2$ 时, $g_1 > 1$, 说明输出态中单光子态的比例增加, 成功实现对单光子态的放大. 该 NLA 方案的成功概率为 $P_1 = t\alpha^2 + (1-t)\beta^2$. 该方案既可以实现对单光子态的完美放大, 又不破坏输入态中的量子相位关系, 保持了量子相干性.

QS 实现无噪声线性放大的物理原理即为光子的量子隐形传态 (quantum teleportation, QT). 将辅助光子通过 $BS(t)$ 构建单光子在不同路径上的空间纠缠. 将其中一条路径上光子和入射光子通过 BBS 进行单光子干涉和测量, 根据测量结果可

将入射光子的全部信息完全传递到输出路径的辅助光子上, 再通过调节 $BS(t)$ 的透射率, 可改变输出态中目标态的保真度, 从而实现对目标态的无噪声线性放大.

2.1.2 基于 QS 的单光子极化量子比特 NLA 方案

贝尔不等式对量子物理学产生了巨大的影响, 贝尔不等式的违反保证了量子非局域关联性的存在. DI QKD 方案基于贝尔不等式的违反来保证产生密钥的安全性^[40-42]. 但是, 贝尔不等式的实验检测需要极高的测量精度. 光子传输损耗对贝尔不等式违背的实验实现带来了巨大障碍, 这对 DI QKD 方案的实际安全性也造成了重大威胁. 2010 年, Gisin 等^[11] 提出了一种基于单光子源和线性光学的偏振量子比特放大器, 可以克服贝尔测试中的信道损耗问题. 图 2 为该方案的原理图.

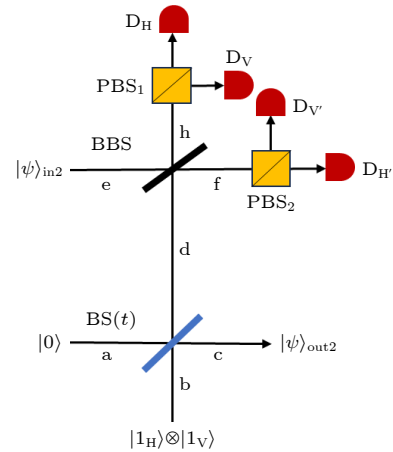


图 2 基于 QS 的单光子极化量子比特 NLA 方案原理图^[11]. 处于正交偏振态的两个单光子态 $|1_H\rangle \otimes |1_V\rangle$ 一起作为辅助态进入 QS. PBS 代表偏振分束器, 可以完全透射水平偏振 (H) 的光子, 完全反射垂直偏振 (V) 的光子. D_H , D_V , $D_{H'}$, $D_{V'}$ 为 4 个理想单光子探测器

Fig. 2. Schematic diagram of a single-photon polarized qubit QS-NLA protocol^[11]. Two single-photon states in orthogonal polarization $|1_H\rangle \otimes |1_V\rangle$ enter the QS together as auxiliary states. Polarization beam splitter (PBS) can totally transmit the horizontal (H) polarization and reflect the vertical (V) polarization. D_H , D_V , $D_{H'}$, $D_{V'}$ are four ideal single photon detectors.

该方案将真空态和单光子极化量子比特组成的归一化相干叠加态作为输入态:

$$|\psi\rangle_{\text{in2}} = \alpha|0\rangle + (\beta_H|1_H\rangle + \beta_V|1_V\rangle). \quad (4)$$

与传统单光子态 NLA 方案^[8] 的不同之处在于: 辅

助光子由一个处于水平偏振的单光子态 $|1_H\rangle$ 和一个处于竖直偏振的单光子态 $|1_V\rangle$ 组成. 2 个辅助光子经 $BS(t)$ 后形成辅助纠缠态:

$$\begin{aligned} & |1_H\rangle_b |1_V\rangle_b \xrightarrow{BS(t)} (\sqrt{t}|1_H\rangle_d + \sqrt{1-t}|1_H\rangle_c) \\ & \quad \otimes (\sqrt{t}|1_V\rangle_d + \sqrt{1-t}|1_V\rangle_c) \\ & = t|1_H 1_V\rangle_d + (1-t)|1_H 1_V\rangle_c \\ & \quad + \sqrt{t(1-t)}(|1_H\rangle_d |1_V\rangle_c + |1_H\rangle_c |1_V\rangle_d). \end{aligned} \quad (5)$$

空间模式 d 中的光子与空间模式 e 的输入态 $|\psi\rangle_{in2}$ 一起通过 BBS, 对输出态在 H/V 基上进行测量. 该测量装置由 2 个偏振分束器 (polarization beam splitter, PBS) 和 4 个理想单光子探测器组成. PBS 可完全透射 H 偏振光子, 完全反射 V 偏振光子. 当探测器 D_H, D_V 同时响应时, 得到输出态为

$$|\psi\rangle_{out2} = \frac{t}{2} [\alpha |0\rangle + g_2 (\beta_H |1_H\rangle + \beta_V |1_V\rangle)]. \quad (6)$$

g_2 代表输出态中单光子极化量子比特的增益, $g_2 = \sqrt{(1-t)/t}$, 当 $t < 1/2$ 时, $g_2 > 1$, 放大方案运行成功, 同时输出态完美保留了单光子在极化自由度上的编码信息. 除上述情况外, 当探测器 ($D_H, D_{V'}$), ($D_{H'}, D_V$) 或 ($D_{H'}, D_{V'}$) 响应时, 通过施加相位翻转操作也可以得到 (6) 式所示输出态, 因此该方案的成功概率为

$$P_2 = 4|\langle\psi\rangle_{out2}|^2 = t^2\alpha^2 + t(1-t)(\beta_H^2 + \beta_V^2).$$

2013 年, Kocsis 等^[18] 提出了另一种单光子极化量子比特的 NLA 方案, 并完成了实验验证. 其原理图如图 3 所示, 考虑输入态 $|\psi\rangle_{in3} = |\psi\rangle_{in2}$. 为保护光子的极化特性, 本方案将输入态通过一个 PBS, 然后在 PBS 对应输出路径上分别放置基于辅助光子 $|1_H\rangle$ 和 $|1_V\rangle$ 的 QS, 分别记为 QS_H 和 QS_V . 当 QS_H 和 QS_V 的探测器均成功响应后, 两个 QS 的输出态再经过一个 PBS 耦合到一条输出路径, 从而得到 (6) 式所示的输出态, 完美保留光子在偏振自由度的编码特性. 方案的总成功概率为

$$P_3 = t^2\alpha^2 + t(1-t)(\beta_H^2 + \beta_V^2),$$

增益为 $g_3 = \sqrt{(1-t)/t}$, 与单光子 NLA 方案的增益相同.

与单光子 NLA 方案的成功概率 P_1 相比, 当参数 α, t 相同时, 极化量子比特 NLA 方案的成功概率均低于 P_1 . 说明本方案以牺牲成功概率为代价, 保留了光子的偏振特性.

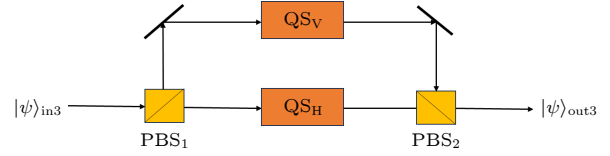


图 3 基于 QS 的单光子极化量子比特 NLA 方案原理图^[18]. QS_H 和 QS_V 分别为辅助光子为 $|1_H\rangle$ 和 $|1_V\rangle$ 的理想单光子 QS 装置^[8], PBS 为偏振分束器

Fig. 3. Schematic diagram of a single-photon polarization qubit QS-NLA protocol^[18]. QS_H and QS_V are ideal single-photon quantum scissors with the auxiliary photons $|1_H\rangle$ and $|1_V\rangle$, respectively^[8], and PBS is the polarization beam splitter.

2.1.3 基于 QS 的单光子纠缠态 NLA 方案

单光子纠缠态 (single-photon entanglement state, SPE) 的具体形式为

$$|\psi\rangle_{SPE} = (1/\sqrt{2})(|0\rangle_A |1\rangle_B + |1\rangle_A |0\rangle_B). \quad (7)$$

SPE 是量子通信中的重要资源, 被广泛应用于 QT^[43] 和量子非局域测试^[44]. 然而, 在实际应用中, 量子信道中的环境噪声可能导致光子在传输和存储过程中完全丢失变为真空态. 因此, 当 SPE 通过有损信道传输后, 最终会成为混合态: $\rho = \eta|\psi\rangle_{SPE}\langle\psi| + (1-\eta)|00\rangle\langle 00|$, 其中 η 为信道的传输效率, 这代表光子在传输过程中有 $1-\eta$ 的概率丢失. 2012 年, Zhang 等^[14] 提出了一种使用 NLA 保护 SPE 免受光子损耗影响的有效方法.

如图 4 所示, 本 NLA 方案的输入态为混合态:

$$\rho_{in4} = \eta|\psi\rangle_{AB}\langle\psi| + (1-\eta)|00\rangle\langle 00|,$$

其中 $|\psi\rangle_{AB} = |\psi\rangle_{SPE}$. 在 A, B 空间模式上分别放置一个理想的单光子 QS, 同时运行两个单光子 QS. 只有两条路径的 QS 同时得到探测器成功响应时, 本方案运行成功. 根据输入态的概率分布, 首先考虑 $|\psi\rangle_{AB}$ 通过 NLA 装置的情况, 两个 QS 的探测器成功响应对应的总输出态为

$$|\psi\rangle_{out4}^{(1)} = \sqrt{t(1-t)}|\psi\rangle_{AB}. \quad (8)$$

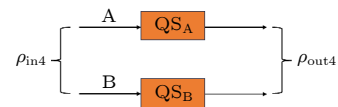


图 4 基于 QS 的 SPE-NLA 方案原理图^[14]. QS_A 和 QS_B 为理想的单光子 QS^[8], 分别放置于输入态的空间模式 A, B 上

Fig. 4. Schematic diagram of the QS-SPE-NLA protocol^[14]. QS_A and QS_B are ideal single-photon QSs^[8], which are located on spatial modes A and B of the input state, respectively.

再考虑真空态通过装置的情况, 两个 QS 的探测器成功响应对应的总输出态为

$$|\psi\rangle_{\text{out}4}^{(2)} = t|0\rangle_A|0\rangle_B. \quad (9)$$

因此, 输出的混合态可用密度算符表示为

$$\begin{aligned} \rho_{\text{out}4} = & \frac{\eta(1-t)}{t+\eta-2t\eta} |\psi\rangle_{AB} \langle\psi| \\ & + \frac{t(1-\eta)}{t+\eta-2t\eta} |00\rangle \langle 00|. \end{aligned} \quad (10)$$

该放大方案的放大效果可用输出混合态中单光子纠缠态的保真度 F_4 来表征, 具体公式为

$$F_4 = {}_{AB} \langle\psi| \rho_{\text{out}4} |\psi\rangle_{AB} = \frac{\eta(1-t)}{t+\eta-2t\eta}. \quad (11)$$

输出态中 SPE 的增益为

$$g_4 = \frac{F_4}{\eta} = \frac{(1-t)}{t+\eta-2t\eta}. \quad (12)$$

当 $F_4 > \eta$, 即 $g_4 > 1$ 时, $|\psi\rangle_{\text{SPE}}$ 在输出态中的比例得到放大, 此时仍要求 $t < 1/2$. 该方案成功概率为 $P_4 = t(t+\eta-2t\eta)$, 与单光子 NLA 方案相比, 本方案成功概率更低, 说明本方案通过牺牲成功概率保留了输出态的单光子空间纠缠性质.

2.2 其他类型的 DV-NLA 方案

基于 QS 的 NLA 方案虽然可以实现放大, 得到高保真度的单光子和单光子纠缠态, 但成功概率较低且成功概率随着增益 g 的增加而降低. 当输出态中目标态的保真度接近 1 时, 成功概率接近于 0. 因此, 为了提高放大器性能, 得到更好的放大效果, 近年来科学家们对放大器进行了更深入的研究, 提出了一些改良型 NLA 方案.

2.2.1 具有局域正交压缩操作的 NLA 方案

2013 年, Yang 等^[17] 提出一种将局部正交压缩操作与单光子 QS 相结合的高效 NLA 方案. 放大装置如图 5 所示, 与传统单光子 NLA 方案相比, 辅助光子通过 BS(t) 后, 在空间模式 d 上加入局域正交压缩操作, 得到新的辅助纠缠态:

$$\begin{aligned} |\psi\rangle'_{cd} &= I_c \otimes \hat{S}(-\xi) |\psi\rangle_{cd} \\ &= \sqrt{1-t}|1\rangle_c \hat{S}(-\xi) |0\rangle_d + \sqrt{t} \frac{\hat{a} \hat{S}(-\xi)}{\sinh(\xi)} |0\rangle_d |0\rangle_c. \end{aligned} \quad (13)$$

正交压缩操作是连续变量量子信息处理中的一种常见的技术, 用算符 $\hat{S}(-\zeta) = e^{-\zeta(\hat{a}^2 + \hat{a}^{\dagger 2})/2}$ 表示, $\xi \in [0, 1]$ 为压缩系数, 该操作满足关系:

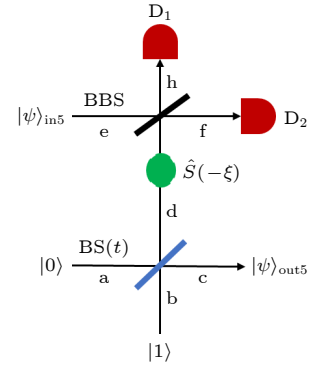


图 5 具有局域正交压缩操作的单光子 NLA 方案原理图^[17]. $\hat{S}(-\zeta)$ 代表局域正交压缩操作

Fig. 5. Schematic diagram of a single-photon NLA protocol with local orthogonal squeezing operation^[17]. $\hat{S}(-\zeta)$ stands for local orthogonal squeezing operation.

$$\sinh(\xi) \hat{S}(-\xi) |1\rangle = \hat{a} \hat{S}(-\xi) |0\rangle,$$

$$\hat{S}(-\xi) |0\rangle = \frac{1}{\sqrt{\cosh(\xi)}} \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{1}{2} \tanh(\xi)\right)^k \frac{\sqrt{(2k)!}}{k!} |2k\rangle. \quad (14)$$

当输入态为单光子态和真空态的叠加态 $|\psi\rangle_{in5} = \alpha |0\rangle + \beta |1\rangle$, 其中 $\alpha^2 + \beta^2 = 1$. 当输入态与辅助纠缠态一起通过分束器 BBS, 只有当 $k = 0, 1$ 时, 才可能得到成功的探测器响应情况 (D_1 和 D_2 中只有一个探测器探测到 1 个光子, 另一个探测器无响应). 此时, c 端口得到输出态为

$$|\psi\rangle_{\text{out}5} = \sqrt{t} \frac{1}{\cosh(\xi)^{3/2}} (\alpha |0\rangle \pm g_5 \beta |1\rangle). \quad (15)$$

增益 g_5 的计算公式为 $g_5 = \sqrt{(1-t) \cosh(\xi)}/t$. 由 (15) 式可以得知, 当压缩参数 $\xi = 0$ 时, 该方案放大效果等于传统单光子 QS 方案的放大效果. 但是, 当 $\xi > 0$ 时, 增益 $g_5 > g_1$. 因此, 可以通过对辅助态施加局域正交压缩操作, 可通过增大压缩系数提高单光子态的增益, 实现高效的 NLA. 并且, 由于压缩操作的加入使辅助纠缠态改变, 进入 BBS 的光子数增加, 探测器成功响应情况增加, 成功概率为

$$P_5 = \frac{\alpha^2 t}{\cosh \xi^3} + \frac{\beta^2 (1-t)}{\cosh \xi^4},$$

也得到了提高. 2024 年, Feng 等^[27] 提出将该与局部正交压缩相结合的单光子 NLA 方案扩展到含有极化特性的 SPE 中, 在对 SPE 进行高效放大的同时, 可完美保留光子在极化自由度上的编码信息.

2.2.2 基于纠缠辅助的 NLA 方案

2013 年, 一种基于理想双光子纠缠辅助的单光子极化量子比特 NLA 方案被提出^[16]. 该方案在运行成功时, 可使输出态中目标态的保真度放大为 1(增益达到最大值), 而且成功概率不会随着增益的增加而渐近降低到零.

为了方便与 Gisin 提出的极化量子比特 NLA 方案^[11] 比较, 考虑同样的输入态, 即

$$|\psi\rangle_{\text{in6}} = \alpha|0\rangle + (\beta_{\text{H}}|1_{\text{H}}\rangle + \beta_{\text{V}}|1_{\text{V}}\rangle).$$

本方案选择极化贝尔态作为辅助态:

$$|\psi\rangle_{\text{a}_1\text{a}_2} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1_{\text{H}}\rangle_{\text{a}_1}|1_{\text{H}}\rangle_{\text{a}_2} + |1_{\text{V}}\rangle_{\text{a}_1}|1_{\text{V}}\rangle_{\text{a}_2}). \quad (16)$$

辅助光子分别从端口 a_1 和 a_2 进入装置. 如图 6 所示, 输入态以及辅助态经过四个偏振分束器, PBS_{in} 和 PBS_{out} 完全反射垂直偏振, 完全透射水平偏振. 部分偏振分束器 PPBS_1 完全反射垂直偏振光, 以反射率 r 反射水平偏振光, 可以表示为

$$\begin{aligned} |1_{\text{H}}\rangle_{\text{a}_1} &\rightarrow -r|1_{\text{H}}\rangle_{\text{D}_1} + \sqrt{1-r^2}|1_{\text{H}}\rangle_{\text{out}}, \\ |1_{\text{H}}\rangle_{\text{in}} &\rightarrow r|1_{\text{H}}\rangle_{\text{out}} + \sqrt{1-r^2}|1_{\text{H}}\rangle_{\text{D}_1}, \\ |1_{\text{V}}\rangle_{\text{a}_1} &\rightarrow -|1_{\text{V}}\rangle_{\text{D}_1}. \end{aligned} \quad (17)$$

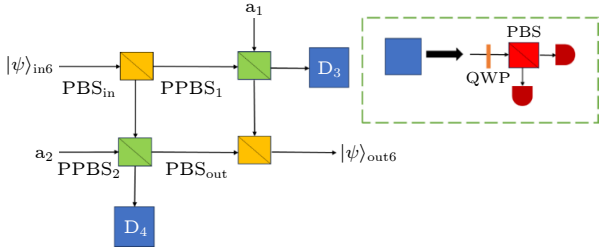


图 6 基于纠缠辅助的极化量子比特 NLA 方案原理图^[16]. PPBS_1 , PPBS_2 代表部分偏振分束器 (partial polarization beam splitter, PPBS). D_3 和 D_4 是标准偏振分析检测模块^[45], 每个检测模块由一个 1/4 玻片 (quarter wave plate, QWP), 1 个 PBS 和 2 个理想单光子探测器组成
Fig. 6. Schematic diagram of a polarized qubit NLA scheme based on entanglement assistance^[16]. PPBS_1 , PPBS_2 stand for partially polarized beam splitter. D_3 and D_4 are standard polarization analysis blocks^[45], each consisting of a quarter wave plate (QWP), a PBS, and two ideal single-photon detectors.

类似地, PPBS_2 完全反射水平偏振, 以反射率 r 反射垂直偏振光. 放大器是否成功由偏振检测模块 D_3 和 D_4 决定^[43], 两个探测模块分别在对角基 $(|1_{\text{H}}\rangle + |1_{\text{V}}\rangle)$ 和 $(|1_{\text{H}}\rangle - |1_{\text{V}}\rangle)$ 上对输出光子进行检测, 只有在 D_1 和 D_2 上检测到相同偏振的光子时, 该

放大方案运行成功, 得到输出态:

$$|\psi\rangle_{\text{out6}} \rightarrow \alpha r|0\rangle + \frac{3r^2-1}{2}(\beta_{\text{H}}|1_{\text{H}}\rangle + \beta_{\text{V}}|1_{\text{V}}\rangle). \quad (18)$$

增益 $g_6 = (3r^2 - 1)^2 / (4r^2)$, 成功概率为

$$P_6 = r^2 \left[|\alpha|^2 + g_6 (|\beta_{\text{H}}|^2 + |\beta_{\text{V}}|^2) \right],$$

其大小取决于增益和输入态系数. 当部分偏振分束器反射率 $r = 1$ 时, 增益 $g_2 = 1$, 成功概率 $P_6 = r^2$; 当 $r \rightarrow 0$ 时, 输出态中真空项被完全抑制, 目标极化量子比特占比趋于 1, 且 $P_6 \rightarrow (|\beta_{\text{H}}|^2 + |\beta_{\text{V}}|^2) / 4$, 成功概率不会降低到零.

考虑到在实际情况下辅助光源的不完美性, 2015 年, Ouyang 等^[21] 使用实际的自发参量下转换 (spontaneous parametric down-conversion, SPDC) 产生不完美纠缠态作为辅助态, 理论上证明了 SPDC 光源产生的真空态不干扰放大, 可以自动消除, 因此利用 SPDC 产生的不完美纠缠态作为辅助的 NLA 在现实实验条件下可以较好地实现放大. 2022 年, Li 等^[25] 提出了基于纠缠态辅助的偏振-时间片纠缠态 NLA 方案.

2.2.3 可同时抵御光子损耗和退相干的 NLA 方案

在实际传输过程中, 除了光子丢失外, SPE 也会发生纠缠退相干, 从最大纠缠态退化为非最大纠缠态, 即

$$|\psi'\rangle_{\text{AB}} = \alpha|1\rangle_{\text{A}}|0\rangle_{\text{B}} + \beta|0\rangle_{\text{A}}|1\rangle_{\text{B}}, \quad (|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1)$$

这种情况可以通过纠缠浓缩概率性地将非最大纠缠态恢复为最大纠缠态. 2013 年, Zhou 和 Sheng^[19] 提出了一种将单光子纠缠态的 QS-NLA 和浓缩相结合的高效 NLA 方案, 既可以增加纠缠态的保真度, 又可以从概率性地低纠缠中提取最大纠缠态.

该方案示意与图 4 所示的基于 QS 的方案类似, 但由于输入态不是最大纠缠态, 因此 QS_{A} 和 QS_{B} 中, $\text{BS}(t)$ 的透射率并不相同, 分别设置为 t_1 , t_2 . 输入态为

$$\rho_{\text{in7}} = \eta|\psi'\rangle_{\text{AB}}\langle\psi'| + (1-\eta)|00\rangle\langle 00|,$$

其中 $|\psi'\rangle_{\text{AB}}$ 为非最大纠缠态. 当 QS_{A} 和 QS_{B} 均得到探测器成功响应时, 总输出态为

$$\rho_{\text{out7}} = \eta'|\psi''\rangle_{\text{AB}}\langle\psi''| + (1-\eta')|00\rangle\langle 00|, \quad (19)$$

其中,

$$|\psi''\rangle_{AB} = \alpha\sqrt{t_2(1-t_1)}|1\rangle_A|0\rangle_B \\ \pm \beta\sqrt{t_1(1-t_2)}|0\rangle_A|1\rangle_B,$$

± 根据探测器的不同响应情况划分, 保真度为

$$\eta' = \frac{\eta(\alpha^2 t_2 + \beta^2 t_1 - t_1 t_2)}{\eta(\alpha^2 t_2 + \beta^2 t_1) + t_1 t_2 - 2\eta t_1 t_2}.$$

我们发现通过调节 QS_A 和 QS_B 中可变分束器 (variable beam splitter, VBS) 的透射率, 使其满足:

$$\frac{\alpha^2}{\beta^2} = \frac{t_1(1-t_2)}{t_2(1-t_1)}. \quad (20)$$

输出态 $|\psi''\rangle_{AB}$ 成为最大纠缠态. 增益为

$$g_T = \frac{\alpha^2 t_2 + \beta^2 t_1 - t_1 t_2}{\eta(\alpha^2 t_2 + \beta^2 t_1) + t_1 t_2 - 2\eta t_1 t_2},$$

当 $\eta' > \eta$ 时, 该放大器成功实现放大, 与之前基于 QS 的 NLA 方案相比, 本方案同时解决了长距离量子通信中光子丢失和退相干问题, 在 SPE 的长距离量子通信中具有重要意义.

2.2.4 单光子空间纠缠态的可循环 NLA 方案

上述提到的关于单光子纠缠态的放大方案都是通过执行一次放大操作来提高输出混合态中 SPE 的保真度. 但是在强噪声环境中, SPE 的初始保真度极低时, 执行一轮放大协议之后得到的纠缠态的质量可能会达不到安全和高效的长距离量子通信的标准. 因此, 2013 年 Zhou 和 Sheng^[20] 首次提出通过利用克尔介质构造的量子非破坏性探测 (quantum non-demolition detection, QND) 门, 设计了一种可以多次循环放大 SPE 的高效 NLA 方案.

QND 门构造如图 7 所示, 当相干态 $|\alpha\rangle_p$ 和叠加态 $|\psi\rangle = \gamma|0\rangle_{a_1} + \delta|1\rangle_{a_2}$ 通过该 QND 门后, 可得到

$$|\psi\rangle_p = \gamma|0\rangle_{a_1}|\alpha\rangle_p + \delta|1\rangle_{a_2}|\alpha e^{-i\theta}\rangle_p. \quad (21)$$

相干态 $|\alpha\rangle_p$ 的相位移通过 Homodyne 测量得到. 因此, 通过测量相干态的相移, 可以在不破坏光子的情况下判断对应空间模式上光子的数量.

如图 8 所示, 输入态为混合态:

$$\rho_{\text{ins}} = \eta|\psi\rangle_{a_1 b_1} \langle\psi| + (1-\eta)|00\rangle\langle 00|,$$

其中, $|\psi\rangle_{a_1 b_1}$ 为 SPE. 单光子源 S_1, S_2 发射辅助单光子沿着 c_1, d_1 分别通过透射率为 t 的可变分束器 VBS_1, VBS_2 形成辅助态.

通过操作光开关 (optical switch, OS), 使 $c_2,$

d_2 上的光子与 a_1, b_1 上的光子先通过 QND 门, 根据测量结果选择相干态 $|\alpha\rangle_p$ 发生相移 $\pm\theta$ 的项 (Homodyne 测量不能区分 $\pm\theta$), 其余项舍去. 选中的输出项进入 BBS_1 和 BBS_4 , 最终在每个 BBS 的两个输出端放置理想单光子探测器. 当每个 BBS 输出端只有一个探测器探测到光子, 另一个没有探测到光子时, 方案运行成功, 得到输出态:

$$\rho_{\text{out8}}^{(1)} = \eta_1|\psi\rangle_{c_3 d_3} \langle\psi| + (1-\eta_1)|00\rangle\langle 00|. \quad (22)$$

$\rho_{\text{out8}}^{(1)}$ 上标 (1) 代表循环次数, 系数

$$\eta_1 = \frac{\eta(1-t)}{\eta(1-t) + (1-\eta)t},$$

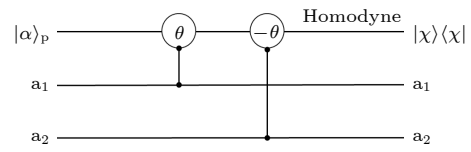


图 7 利用交叉克尔介质构造的非破坏性测量 (quantum non-demolition detection, QND) 门原理图^[20]. 空间模式 $a_1(a_2)$ 的光子与相干态 $|\alpha\rangle_p$ 一起通过交叉克尔介质. 空间模式 a_1 中的单光子将使相干态 $|\alpha\rangle_p$ 获得 θ 的相移, 而空间模式 a_2 中的单光子将使相干态 $|\alpha\rangle_p$ 获得 $-\theta$ 的相移

Fig. 7. Schematic diagram of a quantum nondestructive detection (QND) gate using cross-Kerr nonlinear construction^[20]. Photons of spatial mode $a_1(a_2)$ pass through the cross-Kerr medium together with the reference light $|\alpha\rangle_p$. A single photon in the spatial mode a_1 will shift the phase θ acquired by the coherent state $|\alpha\rangle_p$, while a single photon in the spatial mode a_2 will shift the phase $-\theta$ it gains.

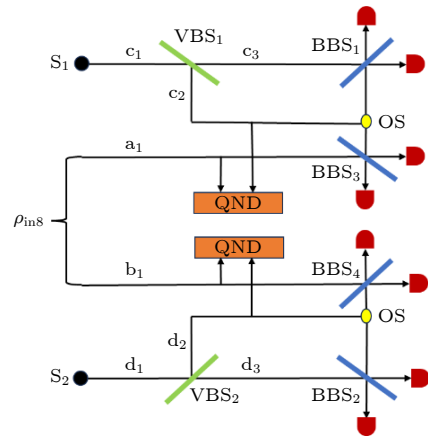


图 8 单光子空间纠缠态的可循环 NLA 方案原理图^[20]. S_1 和 S_2 为两个单光子源, OS 为光开关, QND 为量子非破坏性探测门

Fig. 8. Schematic diagram of a cyclic NLA protocol for a single-photon spatial-mode entangled state^[20]. S_1 and S_2 are two single-photon sources, OS is an optical switch, and QND represents quantum non-demolition detection gate.

成功概率 $P_8^{(1)'}$ 为

$$P_8^{(1)} = \eta t(1-t) + (1-\eta)t^2,$$

增益 $g_8^{(1)}$ 为

$$g_8^{(1)} = \frac{\eta_1}{\eta} = \frac{(1-t)}{\eta(1-t) + t(1-\eta)},$$

当 $t < 1/2$ 时, $g_8^{(1)} > 1$, 放大方案成功.

再次操作 OS, 使 c_2, d_2 中第一次探测后被丢弃的项分别与 c_3, d_3 上的光子通过 BBS₂, BBS₃, 探测器成功响应情况同上. 当探测器成功响应后, a_1, b_1 处得到新一轮的输入态:

$$\rho_{\text{out8}}^{(1)'} = \eta'_1 |\psi\rangle_{a_1 b_1} \langle\psi| + (1-\eta'_1) |00\rangle \langle 00|. \quad (23)$$

系数 η'_1 为

$$\eta'_1 = \frac{\eta(t^2 - t + 1)}{(2\eta - 1)t^2 - t^2 - \eta t + 1},$$

成功概率 $P_8^{(1)'}$ 为

$$P_8^{(1)'} = (2\eta - 1)t^2 - \eta t + 1.$$

然后, 操作 OS, 重复第一步的操作, 得到第二次循环后的输出态为

$$\rho_{\text{out8}}^{(2)} = \eta_2 |\psi\rangle_{c_3 d_3} \langle\psi| + (1-\eta_2) |00\rangle \langle 00|. \quad (24)$$

系数 η_2 为

$$\eta_2 = \frac{\eta'_1(1-t)}{\eta'_1(1-t) + (1-\eta'_1)t},$$

成功概率 $P_8^{(2)}$ 为

$$P_8^{(2)} = P_8^{(1)'} [\eta' t(1-t) + (1-\eta')t^2],$$

增益 $g_8^{(2)}$ 为

$$g_8^{(2)} = \frac{\eta_2}{\eta'_1} = \frac{(1-t)}{\eta'_1(1-t) + t(1-\eta'_1)},$$

当 $t < 1/2$ 时, $g_8^{(2)} > 1$, 放大成功, 证明第二轮放大后获得的态与初始混合态相比 SPE 保真度得到了提高, 循环放大方案成功.

该方案可以推广到对输入态循环 n 次后的情况, 总的成功概率可以表示为

$$P_8^{(\text{total})} = \sum_{n=0}^{\infty} P_8^{(n)}, \quad (25)$$

其中 $P_8^{(n)}$ 为第 n 次放大的成功概率, 满足

$$P_8^{(n)} = P_8^{(n-1)'} [\eta'_{n-1} t(1-t) + (1-\eta'_{n-1})t^2],$$

$P_8^{(n-1)'}$ 表示第 n 次放大失败, 获得新的混合输入态的成功概率, 满足 $P_8^{(0)'} = 1$,

$$P_8^{(n)'} = P_8^{(n-1)'} [(2\eta'_{n-1} - 1)t^2 - \eta'_{n-1}t + 1].$$

第 n 次放大后输出态中得到 SPE 的保真度用 η_n 表示:

$$\eta_n = \frac{\eta'_{n-1}(1-t)}{\eta'_{n-1}(1-t) + t(1-\eta'_{n-1})}. \quad (26)$$

η'_{n-1} 是第 n 轮放大中初始混合态的保真度, 满足

$$\eta'_n = \frac{\eta'_{n-1}(t^2 - t + 1)}{(2\eta'_{n-1} - 1)t^2 - t^2 - \eta'_{n-1}t + 1}.$$

与单次放大相比, 本循环放大的成功概率和保真度都得到提高.

2018 年, Zhou 等 [22] 在该方案的基础上考虑了 SPE 在传输过程中的退相干, 将放大与纠缠浓缩相结合, 提出了一种高效循环放大方案, 既提高了输出目标态的保真度, 又同时将部分纠缠态恢复到最大纠缠态.

该方案示意图与图 4 的不同之处在于 VBS1 和 VBS2 中可变分束器的透射率并不相同, 分别为 t_1, t_2 . 当输入态为

$$\rho_{\text{in8}} = \eta |\psi\rangle'_{a_1 b_1} \langle\psi| + (1-\eta) |00\rangle \langle 00|,$$

其中 $|\psi\rangle'_{a_1 b_1}$ 为非最大纠缠态:

$$|\psi\rangle'_{a_1 b_1} = \alpha |1\rangle_{a_1} |0\rangle_{b_1} + \beta |0\rangle_{a_1} |1\rangle_{b_1},$$

满足 $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. 通过在每轮放大中保持 VBS1 不变, 重新调整 VBS2 的透射率 t_2 , 使其在第 k 次放大中满足:

$$\frac{\alpha^{2k}}{\beta^{2k}} = \frac{t_1(1-t_{2,k})}{t_{2,k}(1-t_1)}. \quad (27)$$

输出态为最大纠缠态, 且成功概率和保真度都得到提高.

为了方便比较不同的 NLA 方案类型, 表 1 列出不同 NLA 方案对应的目标量子态、增益、成功概率及方案的优势. 可以看出, 基于 QS 的 NLA 方案通过使用 BS(t), BBS 和单光子探测器进行后选择来实现无噪声放大, 但成功概率较低, 且随着增益的增加而减小. 后续改良方案中, 在 QS 中引入压缩操作改变辅助态, 从而可提高目标态的增益和成功概率, 利用双光子纠缠作为辅助纠缠态实现单光子量子比特的高保真放大, 且成功概率不趋零; 在对 SPE 的放大中, 考虑到非最大纠缠的情况, 可以通过动态调节 BS(t)(VBS) 透射系数将其恢复到最大纠缠态、还可以利用克尔介质构造 QND 门进行循环操作逐步提升目标态的保真度和成功概率.

表 1 离散变量量子系统不同 NLA 方案性能对比
 Table 1. Performance comparison of different NLA schemes for DV quantum systems.

方案类型	目标态	增益 g	成功概率 P	特点
单光子 NLA ^[8]	$ 1\rangle$	$\sqrt{(1-t)/t}$	$t\alpha^2 + (1-t)\beta^2$	保留量子相干性, 但成功概率随增益增加而降低.
单光子极化量子比特 NLA ^[11,18]	$ 1_H\rangle + 1_V\rangle$	$\sqrt{(1-t)/t}$	$t^2\alpha^2 + t(1-t)(\beta_H^2 + \beta_V^2)$	分别在水平(H)和垂直(V)路径上独立运行 QS, 牺牲成功概率来保护极化自由度的编码信息.
单光子纠缠态 NLA ^[14]	$\frac{ 1\rangle 0\rangle + 0\rangle 1\rangle}{\sqrt{2}}$	$\frac{(1-t)}{t + \eta - 2t\eta}$	$t(t + \eta - 2t\eta)$	在空间纠缠态的两条路径同时应用 QS, 通过后选择提高纠缠保真度.
具有局域正交压缩操作的 NLA ^[17]	$ 1\rangle$	$\sqrt{\frac{\cosh \xi(1-t)}{t}}$	$\frac{\alpha^2 t}{\cosh \xi^3} + \frac{\beta^2(1-t)}{\cosh \xi^4}$	引入正交压缩操作, 提升成功概率和增益.
基于纠缠辅助的 NLA ^[16]	$ 1_H\rangle + 1_V\rangle$	$\frac{(3r^2 - 1)^2}{4r^2}$	$r^2[\alpha ^2 + g_6(\beta_H ^2 + \beta_V ^2)]$	利用双光子纠缠态作为辅助资源, 通过部分偏振分束器(PPBS)实现保真度趋近 1, 成功概率不随增益趋零.
同时抵御光子损耗和退相干的 NLA ^[19]	$\frac{ 1\rangle 0\rangle + 0\rangle 1\rangle}{\sqrt{2}}$	$\frac{\alpha^2 t_2 + \beta^2 t_1 - t_1 t_2}{\eta(\alpha^2 t_2 + \beta^2 t_1) + t_1 t_2 - 2\eta t_1 t_2}$	—	同时解决光子丢失和退相干问题
可循环 NLA ^[20]	$\frac{ 1\rangle 0\rangle + 0\rangle 1\rangle}{\sqrt{2}}$	每轮增益的总和	每轮成功概率总和	利用交叉克尔介质进行循环操作逐步提高低保真度纠缠态的保真度.

这些方案分别在辅助态的选择、不同目标态的情况下以及性能表现(增益与成功概率的权衡)方面都进行了改良提高, 共同构成了 DV-NLA 的多样化方案.

3 CV 量子系统中的 NLA 方案

3.1 基于 QS 的 CV-NLA 方案

3.1.1 多个 1-QS 并行的 CV-NLA 方案

2009 年, Ralph 和 Lund^[8] 提出了基于 QS 的单光子无噪声线性放大器. 该放大器可将输入的 Fock 态的光子数截断为一阶, 同时通过增加单光子分量的振幅对截断后的输出态进行放大. 与离散变量不同, 对于弱相干态(相干态振幅较小), 该放大器可以作为一个理想的 NLA 放大器. 但是当相干态振幅较大时, 该 NLA 方案并不能实现理想的放大. 因此, Ralph 和 Lund^[8] 与 Xiang 等^[10] 提出并行使用多个 QS 的方案来放大振幅较大的相干态.

如图 9 所示, 输入态为

$$|\psi\rangle_{\text{in}9} = |\alpha\rangle = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle,$$

首先通过第一个 N 模 BBS 阵列将振幅均匀地划分为 $\alpha' = \alpha/\sqrt{N}$ ($\alpha' \ll 1$), 然后, 每条路径上的弱相干态 $|\alpha'\rangle$ 作为输入态通过一个理想的单光子 QS, 将其截断到单光子态并放大相应的振幅. 当每个

QS 的探测器成功响应时, 将 N 条输出路径的输出态通过第二个 N 模 BBS 阵列耦合到同一路径输出. 若其余 $N-1$ 条输出路径的探测器都没有探测到光子时, 该放大方案运行成功. 当 N 足够大, 满足 $N \gg g|\alpha|$ 时, 得到输出态为

$$|\psi\rangle_{\text{out}9} = t^{N/2} e^{-(1-g_9^2)|\alpha|^2/2} |g_9\alpha\rangle, \quad (28)$$

其中增益 $g_9 = \sqrt{(1-t)/t}$, 当 $t < 1/2$ 时, $g_9 > 1$, 成功实现对相干态的放大. 成功概率 $P_9 = t^N \times e^{-(1-g^2)|\alpha|^2}$, 随着 N 的增加而减小. 这表明, 得到更好放大的代价是降低成功概率.

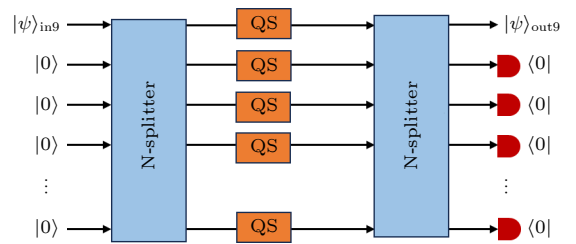


图 9 基于多个单光子量子剪刀(1-QS)并行的 NLA 方案示意图^[8]. 第一个 BBS 阵列 (N -splitter) 可均匀地将输入态分束到 N 条路径. 第二个 BBS 阵列用于将 N 条路径的输出态耦合到一条路径输出. 当所有 QS 都得到成功的探测器响应且其余 $N-1$ 个输出端没有探测到光子时, 方案成功
 Fig. 9. Schematic diagram of multiple 1-QS parallel NLA schemes^[8]. The N -splitter is an array of BBSs, which can split the input state into N spatial paths. The second N -splitter is used to couple the beams from N output spatial paths. If all the QSs obtain the successful detector responses and no photons is detected at the other output ports, the protocol is successful.

2021年, He等^[30]使用QS和光催化技术对频率自由度编码的相干态进行放大. 2023年Zhu等^[33]提出将本方案扩展到对任意极化-时间片段超编码的相干态进行放大, 这些方案在对输入相干态实现了无噪声放大的同时也成功保留了光子在不同自由度上的编码.

3.1.2 基于广义QS的NLA方案

Ralph和Lund提出的并行使用多个1-QS的CV-NLA方案只能在 N 足够大的条件下才能实现理想的放大, 当 N 小时运行该CV-NLA协议会导致输出态的系数失真, 从而不能实现对相干态理想的放大. 为解决这一问题, 2020年Winnel等^[29]又提出了一种可把输入态截断到更高阶的福克态(Fock state)并放大的方案, 被称为广义量子剪刀方案, 它能克服放大后输出态系数失真的问题.

具体方案如图10所示, 任意输入态在Fock基下可展开为

$$|\psi\rangle_{\text{in}10} = \sum_{n=0}^{\infty} C_n |n\rangle, \quad \sum_n |C_n|^2 = 1.$$

以基于3-QS的NLA方案为例, 将3个辅助光子(量子态为 $|3\rangle$)通过透射率为 t 的BS(t), 并采用由4个BBS和4个单光子探测器组成的四端口单光

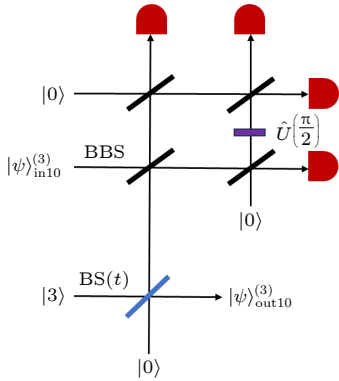


图10 基于3光子QS(3-QS)的NLA方案示意图^[29]. 本方案采用4端口单光子测量. 在其中3个端口探测到单光子, 另一个端口没有探测到光子的情况下, 该NLA方案运行成功. 当方案运行成功时, 需要对其中一条路径上的光子施加 $\pi/2$ 的相移

Fig. 10. Schematic diagram of NLA protocol based on generalized three-order quantum scissors (3-QS)^[29]. The NLA protocol depends on the four-port joint photon measurement. When three of the four ports each have a single photon and the last port does not have photon, the NLA protocol is successful. $\pi/2$ phase shift should be present on the photon in one of the paths.

子测量方案. 当4单光子探测器中有3个探测到单光子, 一个没有探测到光子时, 方案运行成功, 得到输出态:

$$|\psi\rangle_{\text{out}10}^{(3)} = \frac{\sqrt{6}}{8} \left(\frac{1}{g_{10}^2 + 1} \right)^{3/2} (C_0 |0\rangle + g_{10} C_1 |1\rangle + g_{10}^2 C_2 |2\rangle + g_{10}^3 C_3 |3\rangle). \quad (29)$$

$|\psi\rangle_{\text{out}10}^{(3)}$ 上标(3)代表输出态被截断和放大到三阶Fock态, 增益 $g_{10}^{(3)} = \sqrt{t/(1-t)}$, 当 $t > 1/2$ 时, $g_{10}^{(3)} > 1$ 成功放大. 考虑探测器的不同响应情况, 该NLA方案的总成功概率为

$$P_{10}^{(3)} = \frac{3}{8} \left(\frac{1}{g_{10}^2 + 1} \right)^3 (|c_0|^2 + |g_{10} c_1|^2 + |g_{10}^2 c_2|^2 + |g_{10}^3 c_3|^2).$$

可以将上述三光子NLA方案扩展到对7阶Fock态的放大, 具体过程如图11所示. 本方案使用7个光子作为辅助光子(量子态为 $|7\rangle$)和8端口单光子测量方案. 理论上该7-QS-NLA方案可以推广到对输入态进行 $(2S-1)$ 阶的截断和放大, 其中 $S = 1, 2, 3$ 等.

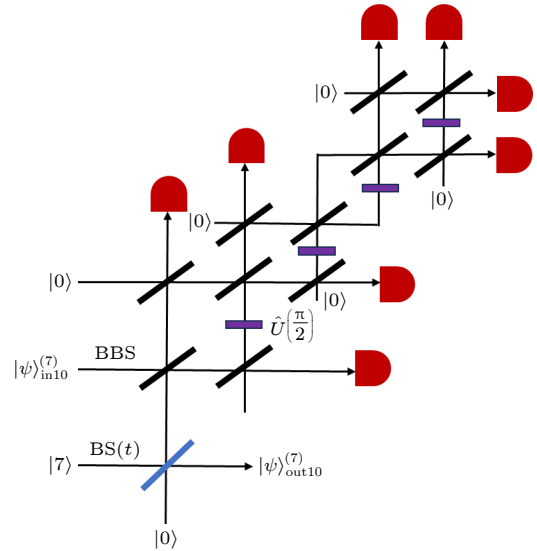


图11 基于7光子QS(7-QS)的NLA方案原理图^[29]. 本方案在BS(t)的一个输入端输入7光子辅助态. 运行8端口单光子测量方案. 当其中7个端口探测到单光子, 另一个端口没有探测到光子时, 方案运行成功

Fig. 11. Schematic diagram of the generalized seven-photon QS-NLA protocol^[29]. The NLA protocol depends on the seven-photon auxiliary state and the eight-port single-photon measurement module. When seven of the eight ports each detect a single photon and the other port does not, the NLA protocol is successful.

2022年, Zhong等^[31]在本文广义QS方案的基础上, 设计了针对极化频率超编码相干态的1-QS和3-QS的NLA方案, 实现相干态的单光子截断和三光子截断和放大的同时, 保持了光子极化-频率超编码的特性. 该方案也可以扩展到提高超编码多空间模纠缠上, 在未来的量子信息处理领域具有潜在的应用价值.

3.1.3 基于 n 光子 QS 的 NLA 方案

2022年, Guanzon等^[32]提出将传统的基于单光子QS(1-QS)的NLA方案推广到 n 光子QS(n -QS), 它可以对任意的阶Fock态进行截断和放大. 其作用过程可表示为

$$|\psi\rangle = \sum_{j=0}^{\infty} C_j |j\rangle \xrightarrow{n\text{-QS}} |g\psi_n\rangle = N \sum_{j=0}^n g^j C_j |j\rangle. \quad (30)$$

这是之前的NLA方案是无法达到的. 该方案也包含了2020年提出的只针对 $(2S-1)$ 阶放大方案^[29]的结果.

该方案通过图12所示的装置实现, 包括一个透射率为 t 的BS(t)、一个量子傅里叶变换 (quantum Fourier transform, QFT) 装置、 n 个辅助光子和 n 光子探测器. 图12(a)和图12(b)为放大方案的两种实现方式: 图12(a)使用聚束光子 (bunched photon, BP) $|n\rangle$ 作为辅助光子 (BP方案), 图12(b)使用 n 个单光子作为辅助光子 (SP方案). 输入态为

$$|\psi\rangle_{\text{in11}} = \sum_{n=0}^{\infty} C_n |n\rangle,$$

QFT用 $(n+1)$ 模分束器表示, 它能以固定的相位 $(F_{n+1})_{j,k}$ 在其 $(n+1)$ 个输出端口之间均匀地散射

光子:

$$(F_{n+1})_{j,k} = e^{-2i\pi(j-1)(k-1)/(n+1)} / \sqrt{(n+1)}.$$

图12(b)中QFT和BS(t)的操作均为图12(a)中相应操作的共轭转置. 在图12(a)中, 辅助态 $|n\rangle$ 和真空态一起通过分束器BS(t)获得辅助纠缠态. 分束器的一端与输入态一起进入QFT, 当QFT的输出端有 n 个端口探测到单光子, 一个端口探测到真空态时, 方案运行成功. 在图12(b)中, 首先让 n 个单光子和一个真空态进入QFT, 当输出端有 $n-2$ 个端口没有探测到光子时, 得到辅助纠缠态. 剩余两个端口, 其中一个与输入态一起通过BS(t), BS(t)输出端口的探测器一个没有探测到光子, 一个探测到 n 光子时, 方案运行成功. 经过计算, 两种装置的输出态均可表示为

$$|\psi\rangle_{\text{out11}} = |g_{11}\psi_n\rangle = \frac{\sqrt{n!}}{(n+1)^{\frac{n}{2}}(g_{11}^2+1)^{\frac{n}{2}}} \sum_{j=1}^n g_{11}^j c_j |j\rangle. \quad (31)$$

该方案的增益 g_{11} 通过调整BS(t)的透射率 t 来选择, 二者满足关系式 $g_{11} = \sqrt{t/(1-t)}$. 当 $t > 1/2$ 时, $g_{11} > 1$. 考虑到探测器的不同响应情况, 两种实现方式对应的成功概率并不相同, 分别为

$$\begin{aligned} P_{11}^{\text{BP}} &= (n+1) P_{11}, \\ P_{11}^{\text{SP}} &= \frac{(n+1)^n}{(n+1)!} P_{11}. \end{aligned} \quad (32)$$

其中,

$$\begin{aligned} P_{11}^{\text{BP}} &> P_{11}^{\text{SP}}, \quad n \in \{1, 2\}, \\ P_{11}^{\text{BP}} &= P_{11}^{\text{SP}}, \quad n = 3, \\ P_{11}^{\text{BP}} &< P_{11}^{\text{SP}}, \quad n \geq 3. \end{aligned} \quad (33)$$

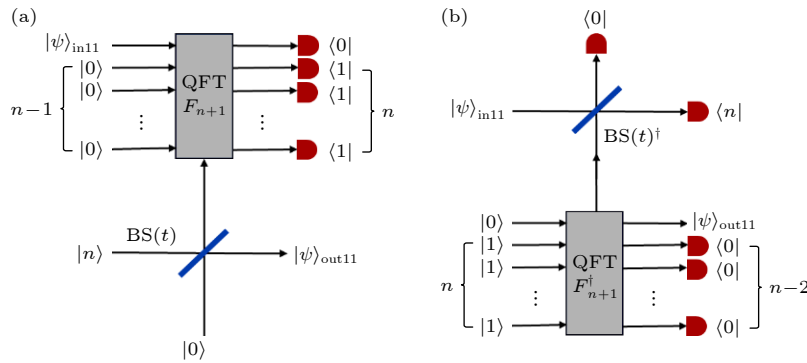


图12 基于 n 光子 QS (n -QS) 的 NLA 方案示意图^[32] (a) 使用 $|n\rangle$ 聚束光子作为辅助态 (BP 方案); (b) 使用 n 个单光子 $\otimes^n |1\rangle$ 作为辅助态 (SP 方案)

Fig. 12. Schematic diagram of NLA scheme based on n -photon QS^[32]: (a) $|n\rangle$ bunched photons are used as auxiliary state (BP protocol); (b) n single photons $\otimes^n |1\rangle$ are used as auxiliary state (SP protocol).

由于两种装置输出状态相同, 因此可以根据截断光子的数量 n 来选择不同的装置进行放大.

与并行使用 n 个 1-QS 的方案相比, 本方案只需要调节一个 BS(t) 的透射率即可调整增益, 而且本方案可以更好地放大到任意 n 阶的 FOCK 态得到更高的保真度.

3.2 其他类型的 CV-NLA 方案

除了基于 QS 的 CV-NLA 方案外, 2010 年 Zavatta 等^[34] 提出了一种基于光子加法和减法组合的方案, 实现了对弱相干态的无噪声线性放大. 该方案的原理是构造算符 $\hat{G} = (g - 2)\hat{a}^\dagger\hat{a} + \hat{a}\hat{a}^\dagger$, 当增益 $g = 2$ 时, $\hat{G} = \hat{a}\hat{a}^\dagger$. 对于弱相干态 $|\alpha\rangle \approx |0\rangle + \alpha|1\rangle$, 可得

$$\hat{a}\hat{a}^\dagger|\alpha\rangle = |0\rangle + 2\alpha|1\rangle. \quad (34)$$

实现了对单光子态的放大. Zavatta 等^[34] 实验证明了该方案对弱相干态 ($|\alpha| \leq 0.65$) 的放大保真度超过 90%, 远高于基于 QS 的 NLA 方案的保真度.

2014 年, Chrzanowski 等^[35] 提出了一种基于测量的 CV-NLA 方案, 该方案首先对量子态进行后选择异差测量, 当测量结果 $\alpha = (x + ip)/\sqrt{2}$ 满足 $\alpha < \alpha_c$ 时, 利用以下滤波函数进行后选择,

$$P(\alpha) = e^{\frac{1}{2}(|\alpha|^2 - |\alpha_c|^2)(1 - g^{-2})}, \quad (35)$$

其中 α_c 为一个具有高保真度的截止值. 本方法用软件层面的数据处理替代复杂的物理硬件操作, 来模拟放大器的作用. Chrzanowski 等^[35] 证明了该方案可以在各种输入态下使用, 而无需重新进行实验配置, 并且更具可扩展性, 可以规避传统放大器

硬件导致的效率低下等因素, 它可以实现接近最佳的成功概率、任意精度的放大.

针对高损耗传输问题, 2015 年 Ulanov 等^[36] 提出一种利用量子催化技术的 NLA 方案实现弱双模压缩态的纠缠蒸馏与非真空态的放大. 目标态为 $|\psi\rangle = |00\rangle_{AB} - \gamma|11\rangle_{AB}$, 其中 0, 1 代表光子个数. 模式 B 经过透射率为 τ 有损信道后得到混合态:

$$\rho = (|00\rangle_{AB} - \gamma\tau|11\rangle_{AB})(\langle 00|_{AB} - \gamma\tau\langle 11|_{AB}) + \gamma^2(1 - \tau^2)|10\rangle_{AB}\langle 10|. \quad (36)$$

经过有透射率为 t 的分束器和理想单光子探测器组成的量子单光子催化装置, 当探测器探测到单光子时, 该装置成功运行, 得到输出态:

$$\rho = (t|00\rangle_{AB} - \gamma\tau|11\rangle_{AB})(t\langle 00|_{AB} - \gamma\tau\langle 11|_{AB}) + t^2\gamma^2(1 - \tau^2)|10\rangle_{AB}\langle 10|, \quad (37)$$

$$\rho \approx |\psi\rangle = t(|00\rangle_{AB} - \gamma\tau g|11\rangle_{AB}). \quad (38)$$

当 $g = 1/(\tau t)$ 时, 可将输出态成功恢复为初始目标态, 当 $g > 1/(\tau t)$ 可实现对单光子态的成功放大. Ulanov 等^[36] 通过实验证明, 利用量子催化技术可高效恢复纠缠并适用于任意高损耗路径中弱双模压缩态的纠缠蒸馏与放大.

表 2 从对应的目标量子态、增益、成功概率, 及方案的优势等方面对不同 CV-NLA 方案进行比较. 基于多个 1-QS 并行的 NLA 方案, 通过 BBS 阵列和 1-QS 实现对弱相干态的放大, 但成功概率随分束路径数增加而降低; 基于广义 QS 的 NLA 方案利用多光子辅助态和高阶截断技术, 可实现对 Fock 态的 $(2S - 1)$ 阶 ($S = 1, 2, 3$ 等) 截断和放大并避免失真; 基于 n -QS 的 NLA 方案克服了

表 2 连续变量量子系统不同 NLA 方案性能对比

Table 2. Performance comparison of different NLA schemes for CV quantum systems.

NLA 方案类型	目标态	增益 g	成功概率 P	特点
多个 1-QS 并行 ^[8]	弱相干态	$\sqrt{(1-t)/t}$	$t^N e^{-(1-g^2) \alpha ^2}$	放大弱相干态, 成功概率随着分束数量 N 的增加而降低
广义量子剪刀 ^[29]	Fock 态	$\sqrt{t/(1-t)}$	$\frac{3}{8} \left(\frac{1}{g^2+1}\right)^3 (c_0 ^2 + g c_1 ^2 + g^2 c_2 ^2 + g^3 c_3 ^2)$	可对输入 Fock 态进行 $(2S - 1)$ 阶截断并放大, 其中 $S = 1, 2, 3$ 等
n 光子量子剪刀 ^[32]	Fock 态	$\sqrt{t/(1-t)}$	$P^{BP} = (n+1)P$ $P^{SP} = (n+1)^n P/(n+1)!$	可以对任意的 n 阶 Fock 态进行截断和放大, 有两种实现方式, 可根据截断阶数来选择不同的方案, 得到最优的成功概率
光子加减法 ^[34]	$ 0\rangle + \alpha 1\rangle$	—	—	在保真度、增益和噪声控制上均突破经典极限
测量 ^[35]	任意输入态	2	—	通过特定滤波函数进行后选择, 得到接近最佳成功概率, 实现任意精度放大
量子催化 ^[36]	$ 00\rangle - \gamma 11\rangle$	$1/t$	$t^2 + \gamma^2\tau^2$	可高效恢复纠缠并适用于任意高损耗路径中弱双模压缩态的纠缠蒸馏与放大

广义 QS 方案的局限性, 实现了对 Fock 态任意阶截断和放大. 除了基于 QS 的方案以外, 光子加减法方案通过组合光子加法与减法操作, 以高保真度和低噪声实现对弱相干态的放大, 且无需干涉稳定性; 基于测量的方案通过后选择异差测量和数据处理模拟放大; 量子催化方案适用于高损耗信道中的纠缠态恢复与放大, 适用于极端损耗环境. 这些方案在增益、成功概率和实验复杂度上各有优劣, 共同推动了 CV-NLA 技术的发展, 为量子通信和精密测量提供了多样化解决方案.

4 QS-NLA 方案的实验实现

除了理论进展外, 随着当前量子技术的发展, NLA 的实验实现也取得了较大进步. 基于 QS 的放大器通过光子数截断和后选择实现对目标量子态的无噪声线性放大, 且放大前后保持量子相干性不变, 是量子信息处理中的重要技术. NLA 的实验实现依赖于高精度单光子探测和量子干涉技术, 未来在集成量子光学中有广阔应用前景. 下面简述基于 QS-NLA 方案的几个实验实现方案.

2010 年, Xiang 等^[10]提出通过线性光学元件与光子计数结合的方法来实现 2009 年 Ralph 和 Lund^[8]提出的相干态的 NLA 方案, 并进行了实验验证. 该实验装置图如图 13 所示. 首先利用 SPDC 产生水平偏振的单光子对 ($|1_H 1_H\rangle$), 作为输入态和辅助光子. 利用半波片 (half wave plate, HWP) 和 PBS 实现可调节分束器的功能. 通过调节 HWP 角度到合适的参数, 根据 D_1 和 D_2 或 D_3 的双光子复合测量进行输入校准和放大操作. 然后再次调节 HWP 的角度, 将放大后的输出态与参考光束进行干涉叠加, 调节相位 ϕ 并记录干涉条纹. 若为无噪声线性放大, 条纹可见度 V 应接近 1; 若为普通线性放大, 条纹可见度会因相位噪声显著降低, 从而验证了放大过程的线性与低噪声特性. 最终将得到的实验结果与理论结果进行比较, 成功在实验室中实现了相干态的 NLA, 为长距离量子通信和纠缠蒸馏提供了重要的技术验证.

同年, Ferreyrol 等^[46]提出了上述放大方案的另一种实现方式: 使用 SPDC 源生成纠缠光子对, 一个光子作为辅助光子, 另一个光子用于触发方案成功的情况. 输入信号经过高损耗信道后形成混合态, 再输入到放大器中通过使用零差检测和最大似

然重构算法^[47]来确定不同振幅和增益下输出态的 Wigner 准概率分布图像, 验证其噪声特性.

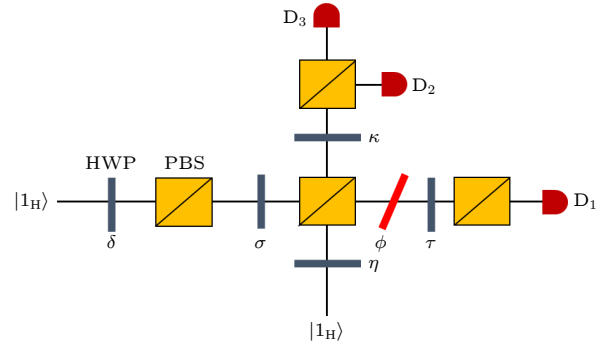


图 13 相干态的 NLA 方案的实验实现^[10]. 采用极化编码, 半波片和 PBS 实现可调谐分束器, 倾斜的 QWP 实现移相器. 辅助光子是一个单光子, 而输入态是由单光子产生的混合态

Fig. 13. Experimental implementation of an NLA protocol of coherent states^[10]. In polarization mode, the half-wave plate and PBS are used to achieve a tunable beam splitter, and the inclined quarter-wave plate is a phase shifter. The auxiliary particle is a single photon, while the input state is the mixed state produced by a single photon.

上述两种 NLA 实现方式应用于基于连续变量的量子信息科学中. 在 DV 量子体系中, Osorio 等^[9]于 2012 年在实验上实现了对电信波段的单光子的无噪声线性放大, 最大增益可达 $g = 1.98 \pm 0.20$, 突出了量子放大器在基于量子中继器的长距离量子通信中的潜力. 随后, 2013 年 Kocsis 等^[18]通过实验实现了单光子极化量子比特 (qubit) 的放大, 为实现长距离 DI QKD 开辟了新的道路.

5 总结与展望

NLA 作为量子信息处理中的重要技术, 已经在理论研究和实验实现方面取得了显著进展. 尽管仍面临成功概率低、器件效率要求高等技术挑战, 但随着量子操作技术的不断进步, NLA 将在量子通信、量子计算和精密测量等领域发挥越来越重要的作用.

本文将现有的 NLA 方案分为两类: DV 量子系统和 CV 量子系统. 在 DV 量子系统中, 详细介绍了单光子、单光子极化编码量子比特和单光子空间纠缠态的 NLA 方案. 近年来, 科学家们对量子态放大进行了更深入的研究和改进, 并提出在 QS 器件中增加局部正交压缩操作, 以双光子纠缠态作

为辅助态,与纠缠浓缩相结合,使用 Kerr 介质进行多次循环放大等高效的 NLA 方案,不仅提高了方案的成功概率,而且达到了更好的放大效果.在 CV 量子系统中,基于 QS 的 NLA 方案不断改进,不断提高放大阶数,改良了放大器在 CV 光场中的放大性能,基于光子加减法、测量滤波、量子催化等方案也被相继提出,分别从成功概率和保真度等方面对 CV-NLA 方案进行改良,并得到广泛应用.除了理论上的进展,随着当前量子技术的发展,NLA 的实验实现也取得了很大进展,介绍 QS-NLA 方案的典型实验实现,有助于其进一步发展.

随着量子信息技术发展,科学家们追求以消耗更少的光学器件和辅助量子资源达到更好的放大效果,提出了基于量子催化的 NLA 方案^[36],它只使用 QS 方案中 50% 的量子资源,但在相同的成功概率下得到了更好的增益,在连续变量的放大中提出将基于 n -QS 方案的无噪声放大器扩展到一般的干涉耦合^[48],放大过程仅用一个 N 模分束器和对应数量的探测器,就可以实现将 Fock 态截断到任意阶,而且成功概率大大提高.这些方面都将成为以后 NLA 研究的重点,推动 NLA 的实用化发展.

参考文献

- [1] Scarani V, Bechmann-Pasquinucci H, Cerf N J, Dusek M, Lütkenhaus N, Peev M 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1301
- [2] Briegel H J, Dür W, Cirac J I, Zoller P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5932
- [3] Duan L M, Lukin M, Cirac I, Zoller P 2001 *Nature* **414** 413
- [4] Zhao B, Chen Z B, Chen Y A, Schmiedmayer J, Pan J W 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 240502
- [5] Briegel H J, Browne D E, Dür W, Raussendorf R, Nest M V den 2009 *Nat. Phys.* **5** 19
- [6] Azuma K, Tamaki K, Lo H K 2015 *Nat. Commun.* **6** 6787
- [7] Goswami S, Dhara S 2023 *Phys. Rev. Appl.* **20** 024048
- [8] Ralph T C, Lund A P 2009 *Proceedings of the 9th International Conference* **1110** 155
- [9] Osorio C I, Bruno N, Sangouard N, Zbinden H, Gisin N, Thew R T 2012 *Phys. Rev. A* **86** 023815
- [10] Xiang G Y, Ralph T C, Lund A P, Walk N, Pryde G J 2010 *Nat. Photonics* **4** 316
- [11] Gisin N, Pironio S, Sangouard N 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 070501
- [12] Curty M, Moroder T 2011 *Phys. Rev. A* **84** 010304
- [13] Pitkanen D, Ma X, Wickert R, Van Loock P, Lütkenhaus N 2011 *Phys. Rev. A* **84** 022325
- [14] Zhang S, Yang S, Zou X, Shi B, Guo G 2012 *Phys. Rev. A* **86** 034302
- [15] Monteiro F, Verbanis E, Vivoli V C, Martin A, Gisin N, Zbinden H, Thew R T 2017 *Quantum Sci. Technol.* **2** 024008
- [16] Meyer-Scott E, Bula M, Bartkiewicz K, Černoč A, Soubusta J, Jennewein T, Lemr K 2013 *Phys. Rev. A* **88** 012327
- [17] Yang S, Zhang S, Zou X, Bi S, Lin X 2013 *Phys. Rev. A* **87** 024302
- [18] Kocsis S, Xiang G Y, Ralph T C, Pryde G J 2013 *Nat. Phys.* **9** 23
- [19] Zhou L, Sheng Y B 2013 *J. Opt. Soc. Am. B* **30** 2737
- [20] Zhou L, Sheng Y B 2015 *Laser Phys. Lett.* **12** 045203
- [21] Ou-Yang Y, Feng Z F, Zhou L, Sheng Y B 2015 *Laser Phys.* **26** 015204
- [22] Zhou L, Chen L Q, Zhong W, Sheng Y B 2018 *Laser Phys. Lett.* **15** 015201
- [23] Wang D D, Jin Y Y, Qin S X, Zu H, Zhou L, Zhong W, Sheng Y B 2018 *Quantum Inf. Process.* **17** 56
- [24] Yang G, Zhang Y S, Yang Z R, Zhou L, Sheng Y B 2019 *Quantum Inf. Process.* **18** 317
- [25] Li Y P, Zhang J, Xu B W, Zhou L, Zhong W, Sheng Y B 2020 *Quantum Inf. Process.* **19** 261
- [26] Xu B W, Zhang J, Zhou L, Zhong W, Sheng Y B 2021 *Quantum Inf. Process.* **20** 163
- [27] Feng Y P, Gu J Q, Zhou L, Zhong W, Du M M, Li X Y, Sheng Y B 2024 *Quantum Inf. Process.* **23** 201
- [28] Seshadreesan K P, Krovi H, Guha S 2019 *Phys. Rev. A* **100** 022315
- [29] Winnel M S, Hosseinidehaj N, Ralph T C 2020 *Phys. Rev. A* **102** 063715
- [30] He M, Malaney R, Burnett B A 2021 *Phys. Rev. A* **103** 012414
- [31] Zhong W, Li Y P, Sheng Y B, Zhou L 2022 *Europhys. Lett.* **140** 18003
- [32] Guanzon J J, Winnel M S, Lund A P, Ralph T C 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 160501
- [33] Zhu Y, Zhu W, Zhong W, Du M, Sheng Y, Zhou L 2023 *Chin. Sci. Bull.* **68** 2411
- [34] Zavatta A, Fiurášek J, Bellini M 2010 *Nat. Photonics* **5** 52
- [35] Chrzanowski H M, Walk N, Assad S M, Janousek J, Hosseini S, Ralph T C, Symul T, Lam P K 2014 *Nat. Photonics* **8** 333
- [36] Ulanov A E, Fedorov I A, Pushkina A A, Kurochkin Y V, Ralph T C, Lvovsky A I 2015 *Nat. Photonics* **9** 764
- [37] Fiurášek J 2024 *Opt. Express* **32** 2527
- [38] Xin J 2024 *Opt. Express* **32** 48541
- [39] Notarnicola M N, Olivares S 2023 *Phys. Rev. A* **108** 022404
- [40] Acín A, Gisin N, Masanes L 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 120405
- [41] Acín A, Brunner N, Gisin N, Massar S, Pironio S, Scarani V 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 230501
- [42] Pironio S, Acín A, Brunner N, Gisin N, Massar S, Scarani V 2009 *New J. Phys.* **11** 045021
- [43] Lee H W, Kim J 2000 *Phys. Rev. A* **63** 012305
- [44] Hessmo B, Usachev P, Heydari H, Björk G 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 180401
- [45] Halenková E, Černoč A, Lemr K, Soubusta J, Drusová S 2012 *Appl. Opt.* **51** 474
- [46] Ferreyrol F, Barbieri M, Blandino R, Fossier S, Tualle-Brouiri R, Grangier P 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 123603
- [47] Lvovsky A I 2004 *J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt.* **6** S556
- [48] Fiurášek J 2022 *Phys. Rev. A* **105** 062425

SPECIAL TOPIC—Quantum information processing

Quantum non-deterministic noiseless linear amplification*CUI Shihe¹⁾ DU Mingming²⁾ LI Xiyun¹⁾ ZHOU Lan^{1)†} SHENG Yubo²⁾¹⁾ (*College of Science, Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing 210023, China*)²⁾ (*College of Electronic and Optical Engineering and College of Flexible Electronics (Future Technology), Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing 210023, China*)

(Received 2 July 2025; revised manuscript received 29 July 2025)

Abstract

Quantum communication can realize secure information transmission based on the fundamental principles of quantum mechanics. Photon is a crucial information carrier in quantum communication. The photonic quantum communication protocols require the transmission of photons or photonic entanglement between communicating parties. However, in this process, photon transmission loss inevitably occurs due to environmental noise. Photon transmission loss significantly reduces the efficiency of quantum communication and even threatens its security, so that it becomes a major obstacle for practical long-distance quantum communication. Quantum noiseless linear amplification (NLA) is a promising method for mitigating photon transmission loss. Through local operations and post-selection, NLA can effectively increase the fidelity of the target state or the average photon number in the output state while perfectly preserving the encoded information of the target state. As a result, employing NLA technology can effectively overcome photon transmission loss and extend the secure communication distance.

In this paper, the existing NLA protocols are categorized into two types, i.e. the NLA protocols in DV quantum systems and CV quantum systems. A detailed introduction is given to the quantum scissor (QS)-based NLA protocols for single photons, single-photon polarization qubits, and single-photon spatial entanglement in the DV quantum systems. The QS-based NLA can effectively increase the fidelity of the target states while perfectly preserving its encodings. In recent years, researchers have made efforts to study various improvements to the QS-based NLA protocols. In the CV quantum systems, researchers have adopted parallel multiple QS structure and generalized QS to increase the average photon numbers of the Fock states, coherent states and two-mode squeezed vacuum states. In addition to theoretical advancements, significant progress has also been made in the experimental implementations of NLA. The representative experimental demonstrations of QS-based NLA protocols are summarized.

Finally, the future development directions for NLA to facilitate its practical applications are presented. This review can provide theoretical support for practically developing NLA in the future.

Keywords: quantum communication, quantum noise-free linear amplification, continuous variables, discrete variables

PACS: 03.67.Pp, 03.67.Hk, 03.65.Ud**DOI:** [10.7498/aps.74.20250865](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250865)**CSTR:** [32037.14.aps.74.20250865](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20250865)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12175106, 92365110).

† Corresponding author. E-mail: zhoulan@njupt.edu.cn



量子无噪声线性放大

崔诗荷 杜明明 李喜云 周澜 盛宇波

Quantum non-deterministic noiseless linear amplification

CUI Shihe DU Mingming LI Xiyun ZHOU Lan SHENG Yubo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 190302 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250865

CSTR: 32037.14.aps.74.20250865

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250865>

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

无噪线性放大的连续变量量子隐形传态

Continuous variable quantum teleportation with noiseless linear amplifier

物理学报. 2022, 71(13): 130307 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212341>

连续变量量子计算和量子纠错研究进展

Research advances in continuous-variable quantum computation and quantum error correction

物理学报. 2022, 71(16): 160305 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220635>

基于不可信纠缠源的高斯调制连续变量量子密钥分发

Gaussian-modulated continuous-variable quantum key distribution based on untrusted entanglement source

物理学报. 2023, 72(4): 040301 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221902>

线性光学克隆机改进的离散极化调制连续变量量子密钥分发可组合安全性分析

Composable security analysis of linear optics cloning machine improved discretized polar modulation continuous-variable quantum key distribution

物理学报. 2024, 73(23): 230303 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241094>

基于实际探测器补偿的离散调制连续变量测量设备无关量子密钥分发方案

Discrete modulation continuous-variable measurement-device-independent quantum key distribution scheme based on realistic detector compensation

物理学报. 2022, 71(24): 240304 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221072>

基于非理想量子态制备的实际连续变量量子秘密共享方案

Practical continuous variable quantum secret sharing scheme based on non-ideal quantum state preparation

物理学报. 2024, 73(2): 020304 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20230138>