连续变量量子密钥分发中的硅光子学集成时域平衡零差探测器

Yanxiang Jia，[1,2] *Xuyang Wang*，[1、2、*] *Xiao Hu*，[3,4] *Xin Hua*，[3,4] *YuZhang*，[1,2] *Xubo Guo*，[1,2] *Shengxiang Zhang*，[4] *Xi Xiao*，[3、4、*] *Shaohua Yu*，[3,4] *Jun Zou*，[5] 以及 *Yongmin Li*[1、2、*]

[1]量子光学与量子光学器件国家重点实验室，山西大学光电研究所，中华人民共和国太原市 030006

[2]极端光学协同创新中心，山西大学，中华人民共和国太原市 030006

[3]光通信技术与网络国家重点实验室，中国信息通信科技集团有限公司（CICT），中华人民共和国武汉市 430074

[4]国家信息光电子创新中心，中华人民共和国武汉市 430074

[5]浙江工业大学理学院，中华人民共和国杭州 310023

关键词：硅光子集成时域平衡零差探测器、连续变量量子密钥分发、量子层析

摘要

我们设计并通过实验展示了一种硅光子集成时域平衡零差探测器（TBHD），其光学部分的尺寸为 1.5 mm × 0.4 mm。为自动、精确地平衡探测器，我们采用了新型可变光衰减器，实现了 86.9 dB 的共模抑制比。在量子层析实验中，我们重构了相干态的密度矩阵和维格纳函数，保真度达到 99.97 %。我们还展示了该 TBHD 在连续变量量子密钥分发（CVQKD）系统中的可行性。这有助于使用 TBHD 将基于 GG02协议的连续变量量子密钥分发系统光学电路集成到硅光子芯片上。

引言

时域平衡零差探测器（TBHDs）在量子层析[1–5]和连续变量量子密钥分发[6–16]（CVQKD）等量子信息领域中至关重要。这些探测器可用于测量脉冲量子信号的正交分量。此外，TBHDs 与光子计数技术兼容，可用于探测强度约为几个光子的信号光束。传统上，TBHDs 采用自由空间光学器件或光纤光学器件制造。[17,18]随着量子信息和大规模光集成技术的不断发展，在集成平台上实现时域平衡零差探测器的传统功能已至关重要。[19–21]

近期，有研究报道了集成在硅光子芯片上的频域平衡零差探测器（FBHDs）。[22,23]这些研究主要关注探测器的带宽。然而，采用电荷与整形放大器的 TBHDs，与采用跨阻放大器的 FBHDs 不同。[24,25]这些研究中的光学芯片采用垂直耦合，通过一维（1D）光栅耦合器将光耦合进芯片，其插入损耗为 >4 dB。在量子信号探测中，任何损耗都会降低信号噪声比，因此建议采用耦合损耗可降至约 1–2 dB 的边缘耦合器。为实现 50/50 耦合，研究人员使用了两个 50/50 耦合器，并在二者之间设置一个热光相位调制器，这相当于一个 2×2 马赫-曾德尔干涉仪（MZI）。[22] MZI 的工作点位于最大梯度点，因此对漂移偏置电压的变化很敏感$_{偏置}$电压 。随后，系统会变得不稳定。该结构在每条输出路径中都包含一个热光 MZI 调制器。[23] 每个 MZI 的工作点都位于顶点，因此难以确定漂移方向。详情见附录 A。此外，典型 MZI 的插入损耗约为 0.6 dB（每个 50/50 多模干涉（MMI）耦合器的损耗约为 0.3 dB），这会降低 TBHD 的探测效率。通常，实际 50/50 耦合器的分光比非常接近 50/50，只需 <3 % 的衰减即可实现平衡。对于上述两种 MZI 结构，都应施加偏置电压$_{偏置}$电压 ，以实现良好的平衡性能。

实现TBHD的技术难点在于如何稳定地获得约70–80 dB的高共模抑制比（CMRR）。[17]TBHD要达到平衡，必须确保50/50耦合器两个输出端的光强和光路相等，并使两个光电二极管（PDs）对脉冲光束的响应相匹配。[17,18] 电荷与整形放大器的设计应确保散粒噪声与电子噪声比（SENR）较高，且

输出脉冲呈高斯分布。[14,15] 在本研究中，为了在芯片上实现性能良好的TBHD，我们采用并验证了多种方法。首先，使用基于PIN相位调制器的可变光衰减器（VOAs）来调节50/50多模干涉耦合器的平衡。其衰减原理是自由载流子吸收。可变光衰减器的插入损耗约为0.1 dB，低于马赫-曾德尔干涉仪结构的插入损耗。PIN相位调制器的尺寸也小于马赫-曾德尔干涉仪结构。其次，利用两个锗光电探测器的可调偏置电压确保响应一致。采用低噪声电荷与整形放大器，使SENR达到19.42 dB。最后，实现了86.9 dB的共模抑制比。在稳定性测试中，当SENR为10 dB时，未经校准的测量时间为60 s。为进一步展示TBHD的性能，我们设计并实现了一项典型的量子层析实验。采用最大似然法重建了相干态的密度矩阵和维格纳函数$\alpha \backslash = 1\ 04$。保真度达到99.97%。

| /

在量子通信领域，已有多项研究致力于将离散变量量子密钥分发系统集成到硅光子集成电路上。[26-35]目前仅有一项关于硅光子集成连续变量量子密钥分发系统的研究报道。[36] 该研究采用连续光束和基于边带方法的 FBHD。接收器芯片（使用二维光栅耦合器）的插入损耗较高（约为 6.5 dB）。基于脉冲光束和平衡零拍探测器的典型 GG02协议仍未在硅光子芯片上得到验证。验证 GG02协议面临多项挑战，包括生成高消光比脉冲、利用延迟线实现时间复用，以及在芯片上实现具有高共模抑制比的集成平衡零拍探测器。本文不仅实现了硅光子集成平衡零拍探测器，还开展了基于该探测器的 50千米连续变量量子密钥分发实验

以证明其集成到系统中的可行性。我们的研究成果有望为将整个连续变量量子密钥分发系统（基于平衡零拍探测器的 GG02协议）集成到芯片上铺平道路。

第2节介绍硅光子集成平衡零拍探测器的结构和特性，并详细表征可变光衰减器。第3节展示了基于硅光子集成平衡零拍探测器的量子层析实验。第4节展示了使用硅光子集成平衡零拍探测器、基于GG02协议的连续变量量子密钥分发实验。最后，第5节给出结论。

结　　构及硅光子集成平衡零拍探测器的特性

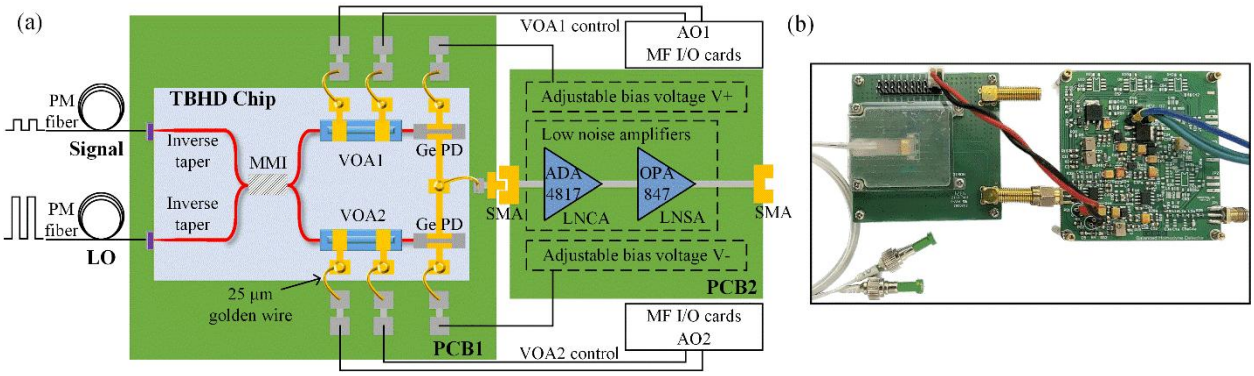


图1. 硅光子集成平衡零拍探测器的结构和实物照片。(a) 平衡零拍探测器的结构。(b) 平衡零拍探测器的实物照片。LNCA：低噪声电荷放大器；LNSA：低噪声成形放大器；M I/O卡：多功能输入/输出卡。

硅光子集成平衡零拍探测器的示意图如图1a所示。该芯片采用符合行业标准的有源硅绝缘体上硅（SOI）工艺制造。此外，芯片基于SOI衬底，其埋氧层厚度为3-μm，顶层硅厚度为220 nm。芯片上光学部分的整体尺寸为1.5 mm × 0.4 mm，远小于基于光纤的双平衡零差探测器。信号光束和本振（LO）光束分别通过两个

芯片边缘的反向锥形波导耦合进入芯片。在芯片边缘封装了数值孔径较大的保偏（PM）光纤，用于引导光信号。反向锥形波导尖端的尺寸约为140 nm × 220 nm，其模场直径约为4.5 μm，与保偏光纤的数值孔径相匹配。随后，实现了2 dB的边缘耦合损耗。在芯片中，信号光束和本振光束以TE模式传输，并在50/50多模干涉耦合器中相互干涉。为平衡50/50多模干涉耦合器的两条输出路径，采用了两个基于PIN相位调制器的可变光衰减器；施加正向电压时，自由载流子吸收效应会引入额外损耗。在两条输出路径的末端，使用两个锗光电探测器探测干涉光束。其响应度为0.9 A/W，在3.7 V偏置电压下暗电流为64 nA。为平衡两条输出路径的光程，50/50多模干涉耦合器的两条输出波导设计为等长。两个锗光电探测器的偏置电压可调，以确保两只光电探测器的响应一致。通过上述方法，两路输出的脉冲光电子得以良好平衡并充分相减。

芯片后级的低噪声电荷与成形放大器对于确保平衡零拍探测器在低电子噪声水平下工作至关重要。采用运算放大器 ADA4817 对相减后的光电子进行积分，并将其用作低噪声电荷放大器。低噪声成形放大器则选用带宽较高的 OPA847。有关电子电路的更多详情，请参见文献 (17)、(18)。整个装置置于金属盒内，以抵御电磁干扰（图1b）。

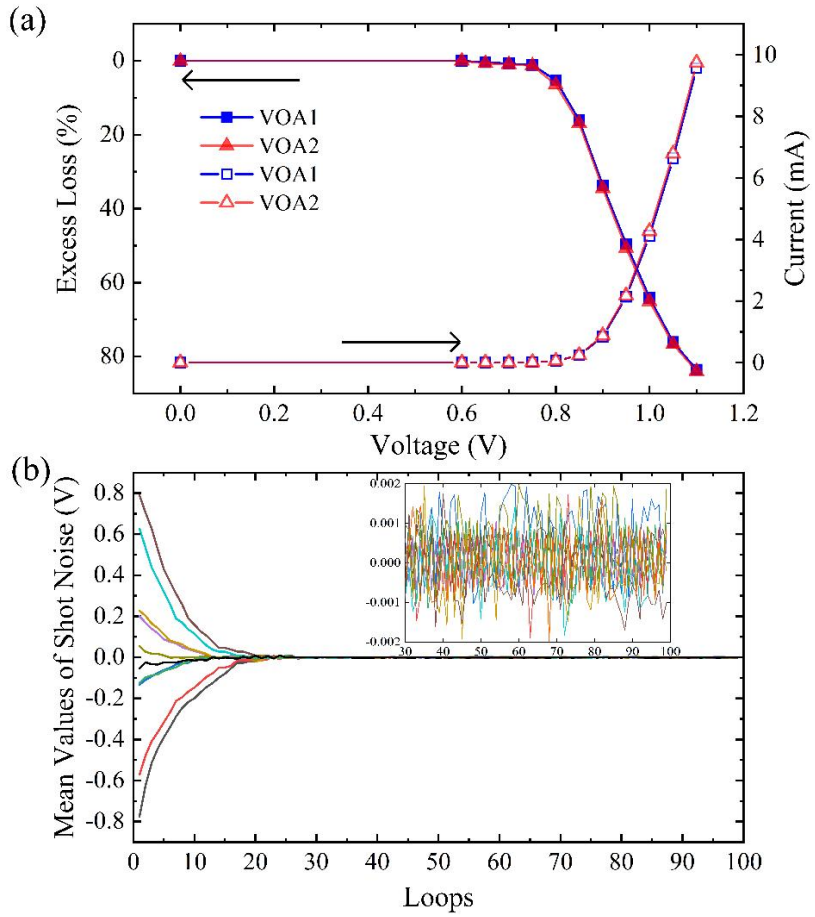


图2. (a) PIN相位调制器的附加损耗与所施加正向电压的关系，以及相应的电压–电流归因线。(b) 探测器从不平衡状态到平衡状态的演变过程。

图2展示了 PIN相位调制器的额外损耗与所施加正向电压之间的关系。蓝色实心方块线和红色实心三角线分别表示两个可变光衰减器的额外损耗，空心方块线和空心三角线则是对应的电压—电流特性曲线。最大衰减幅度为 $>$ 80%，对应电流约为 9.5 mA，低于约 10 mA 的损坏阈值。该衰减幅度足以补偿 50/50 MMI 耦合器两条输出路径之间的不平衡；该耦合器的典型不平衡量为 $<$ 3%。[37]

表1. 施加电压对应的额外损耗和电流

正向	VOA1		VOA2	
电压（V）	损耗（%）	电流（mA）	损耗（%）	电流（mA）
0	0.0	0	0.0	0
0.6	0.0	0	0.0	0
0.65	0.4	0	0.7	0
0.7	0.7	0	1.0	0
0.75	1.1	0.01	1.3	0.01
0.8	5.3	0.06	6.5	0.06
0.85	16.0	0.24	16.9	0.24
0.9	33.7	0.84	34.5	0.88
0.95	49.5	2.14	50.7	2.18
1	64.1	4.12	65.1	4.27
1.05	76.1	6.64	76.7	6.79
1.1	83.6	9.56	84.0	9.74

表1列出了图2中所有点的数值。当施加电压在0.65至0.7 V之间时，要达到 1×10^{-4}的调谐灵敏度，所需的平均电压精度约为1.67 mV。当施加电压在0.75至0.8 V之间时，要达到 1×10^{-4}的调谐灵敏度，所需的平均电压精度约为0.12 mV。因此，电压精度随施加电压的增加而提高。根据额外损耗-电压曲线，可以设计一种自动平衡技术。该技术与基于弯曲光纤损耗-半径特性的自动平衡技术类似。38 自动平衡过程及结果如图2b所示。从任意初始未平衡状态达到平衡状态约需20个循环。当50/50多模干涉耦合器的两条输出路径的强度达到平衡时，散粒噪声的平均值可控制在 ±2 mV范围内。

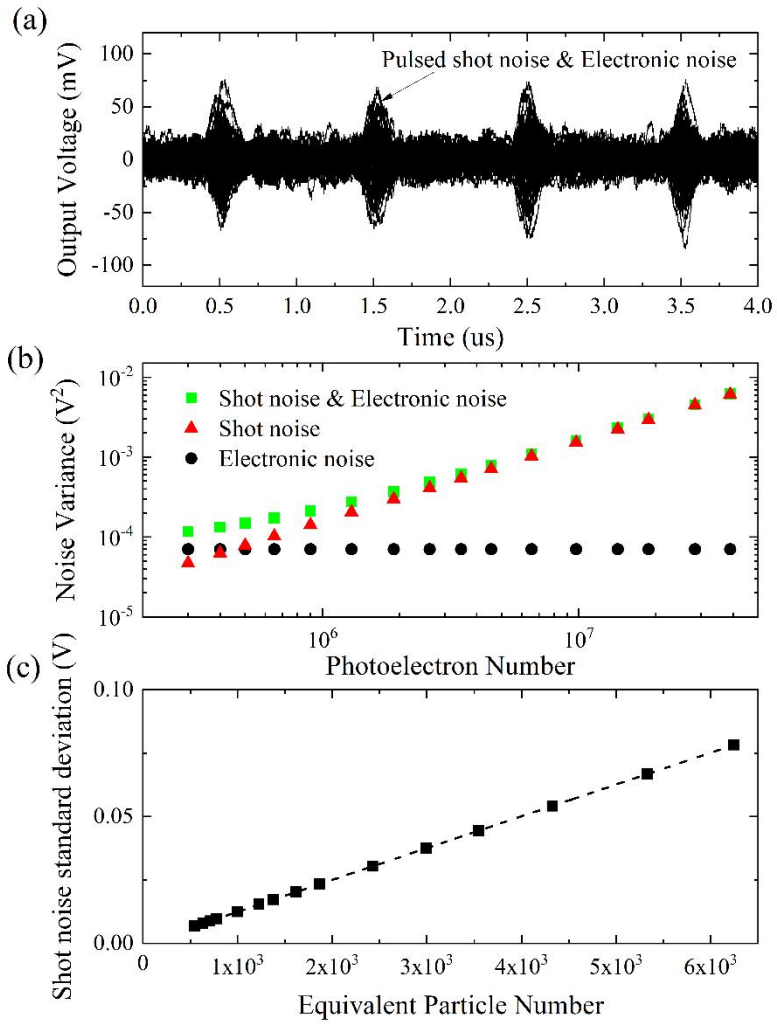


图 3. 平衡零拍探测器的性能。(a) 输出电脉冲的时间轨迹。(b) 电子噪声、散粒噪声及其总和的方差随光电子数的变化。(c) 平衡零拍探测器的线性增益。

采用上述自动平衡技术后，输出散粒噪声的示波器（Tektronix MSO 5204B）轨迹如图3a所示。脉冲重复频率为1 MHz，输出电脉冲的全宽约为200 ns。两个光电探测器的测得光电子数为1.42×10^7，信号与电子噪声比为15 dB。测得的共模抑制比为86.9 dB。附录B介绍了平衡零拍探测器共模抑制比的详细测量方法。相比之下

对于采用商用铟镓砷光电二极管的平衡零拍探测器，无需筛选匹配光电二极管。我们推断，这两个锗光电探测器是在同一晶圆上采用相同工艺制造的，因此其性能相似。

为测量探测器的线性度，我们调节了本振光束的强度，测量结果如图 3b 所示。绿色方块表示测得的方差，即散粒噪声与电子噪声之和。扣除电子噪声方差（黑色圆点，7×10^{-5} V^2）后，红色三角形所示的剩余方差即为散粒噪声方差。信号与电子噪声比最高可达 19.42 dB。散粒噪声方差 ^{2} 散粒噪声方差Δ 与光电子数 $\eta \cdot \beta^2$之间的关系可表示如下:

$$\Delta V_{\mathrm{SN}}^2 = G^2 \cdot \eta \cdot |\beta|^2 \tag{1}$$

其中， η为平衡零拍探测器的探测效率， β^2为本振光束的强度。根据公式 1，可计算出平衡零拍探测器的增益如下:

$$G = \sqrt{\Delta V_{\mathrm{SN}}^2} \Big/ \sqrt{\eta \cdot |\beta|^2} \tag{2}$$

增益也是图 3c 中拟合虚线的斜率。黑色点的横、纵坐标值分别是图 3b 中红色点对应坐标值的平方根。$\eta \cdot \beta^2$这一项可定义为等效粒子数。探测器的增益为 1.25×10^{-5} V/光子，线性拟合中残差平方和为 2.27×10^{-36} V^2，表明平衡零拍探测器具有良好的线性度。

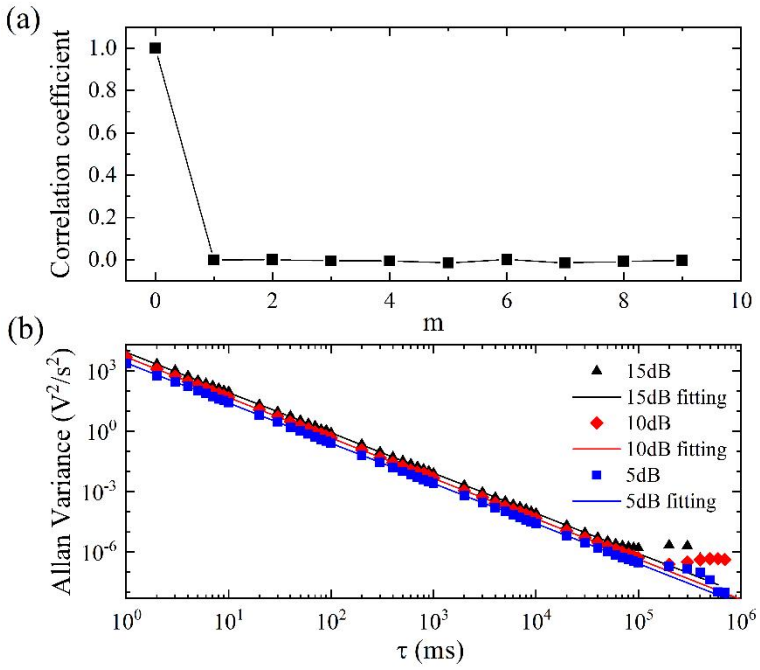


图 4. TBHD 的时间分辨能力和稳定性。(a) 第 n 个脉冲与第 (n + m) 个脉冲之间的相关系数（CC）。(b) TBHD 峰值在10^6 毫秒时间段内的阿伦方差。

使用公式 3 计算相邻脉冲之间的相关系数（CC），以检验平衡零拍探测器的时间分辨能力。在实验中，使用了约 5×10^6 输出峰值点5 10^6 + 9( ) (1, 2, ,) Pii = ⋯ ×,

$$\mathrm{CC}(m)=\frac{\langle XY\rangle-\langle X\rangle\langle Y\rangle}{\sqrt{\langle X^2\rangle-\langle X\rangle^2}\sqrt{\langle Y^2\rangle-\langle Y\rangle^2}} \tag{3}$$

其中 ( ) ( )$XiPi$=和 ^{6}( ) ( ) (0,1, ,5 10 ; 0,1, 2, ,9) $YiPimim$= + = ⋯ × = ⋯, 。图 4a 展示了脉冲重复频率为 1 MHz 时的 CC。当 0m = 时，出现了完美相关,

而当 $0m \neq$ 时，相关性消失。通过评估 CC，我们确认该探测器能够以 1 MHz 的重复频率区分单个光脉冲。

TBHD 的稳定性对于确定探测器在无需校准其平衡状态的低频漂移时能够准确工作的时长至关重要。当信号与电子噪声比为 10 dB 时，两个锗光电探测器的光电子总数为 4.55×10^6 ，对应的散粒噪声标准差为 26.6 mV。考虑到探测器的增益为 1.25×10^{-5} V/光电子，探测器平衡状态千分之一的漂移会导致 56.8 mV 的漂移，约为 2.1 个散粒噪声单位。因此，TBHD 的轻微失衡可能会使输出信号产生显著偏差。我们使用阿伦方差分析了探测器在不同时间尺度上的稳定性，其定义如下：

$$\sigma^2(n\tau_0, N) = \frac{1}{2n^2\tau_0^2(N-2n)} \cdot \sum_{i=0}^{N-2n-1} (x_{i+2n} - 2x_{i+n} + x_i)^2 \tag{4}$$

其中，x_i 为测量正交分量值，$\tau_0(\tau_0 = 1\text{ms})$ 为相邻采样点之间的时间间隔，n 为一段时间内的采样点数，N 为样本总数。所有正交分量值均以 1 kHz 的频率采集，时间尺度为 10^6 ms。随后，采用不同的n 计算不同时间尺度下的阿伦方差，如图 4b 所示。实线是使用时间为 < 1 s 的数据点进行线性拟合得到的。我们测量了不同信号与电子噪声比下的稳定性。当信号与电子噪声比分别为 15、10 和 5 dB 时，无需校准即可准确测量的时间窗口分别为 50、60 和 70 s。我们发现，信号与电子噪声比越低，探测器的稳定性越好。

通过上述分析，我们发现硅光子集成平衡零拍探测器的性能良好。其性能可与采用商用铟镓砷

光电二极管的平衡零拍探测器相媲美，但探测效率较低（主要归因于 2 dB 的边缘耦合损耗），且暗电流较大。未来，锗光电探测器的暗电流和边缘耦合损耗有望得到改善。幸运的是，在芯片上实现平衡零拍探测器无需选择匹配光电二极管。下一节将介绍使用硅光子集成平衡零拍探测器进行的量子层析和连续变量量子密钥分发实验。

层析成像中的芯片平衡零拍探测器

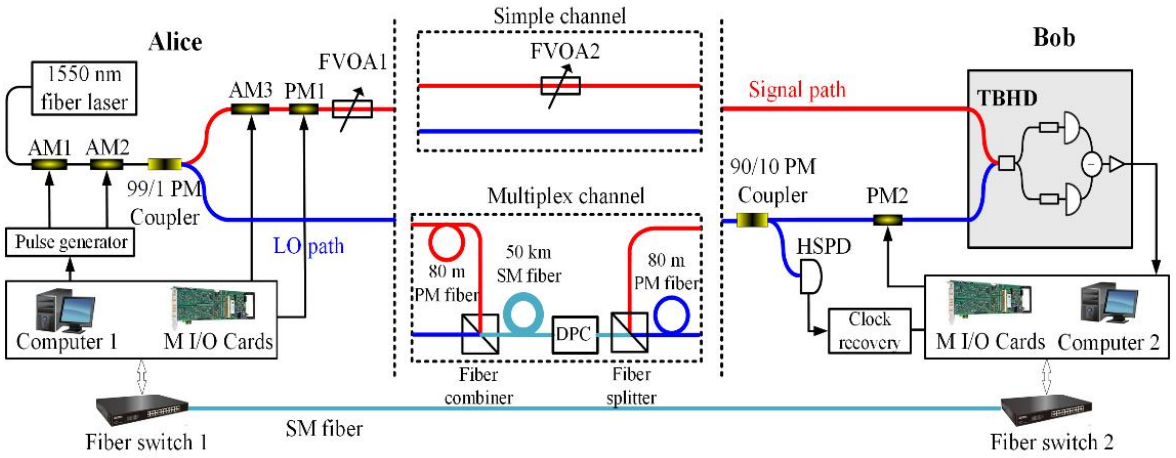


图 5. 用于执行量子层析和连续变量量子密钥分发的装置示意图。HSPD：高速光电探测器；M I/O 卡：多功能输入/输出卡。

作为我们平衡零拍探测器的应用，我们通过重构相干态的密度矩阵和维格纳函数，对其进行了量子层析。图5展示了使用简单信道进行量子层析的方案。这也是一种用于评估系统过量噪声的简单连续变量量子密钥分发装置。[39]在发送端，即 Alice 一侧，一束连续波长为1550 nm的激光束（Gooch & Housego，EM650）通过两个串联的幅度调制器（AM1和AM2，iXblue，MXER-LN-10）进行稳定调制，从而生成消光比高达80 dB的脉冲光束。[40]脉宽为100 ns，重复频率为0.5 MHz。随后，它们被

通过 99/1 偏振保持光纤耦合器分为信号光束和本振光束。使用幅度调制器 AM3 和相位调制器 PM1（KEYANG PHOTONICS，KY-PM-15-300M）可在相空间中对信号光束进行调制。光纤可变光衰减器 FVOA1 和 FVOA2 可将信号光束的强度衰减至合适的强度范围。在简单信道中，发送端的信号光束或本振光束与接收端的信号光束或本振光束直接连接。在接收端，即 Bob 端，使用 90/10 偏振保持光纤耦合器和高速光电探测器恢复时钟信号。此外，相位调制器 PM2 用于锁定相对相位并随机改变测量基。信号光束和本振光束被引入硅光子集成平衡零拍探测器。每一端均配置了一台计算机和相关的多功能输入输出卡。两台计算机通过光纤交换机连接，用于传输经典信息。

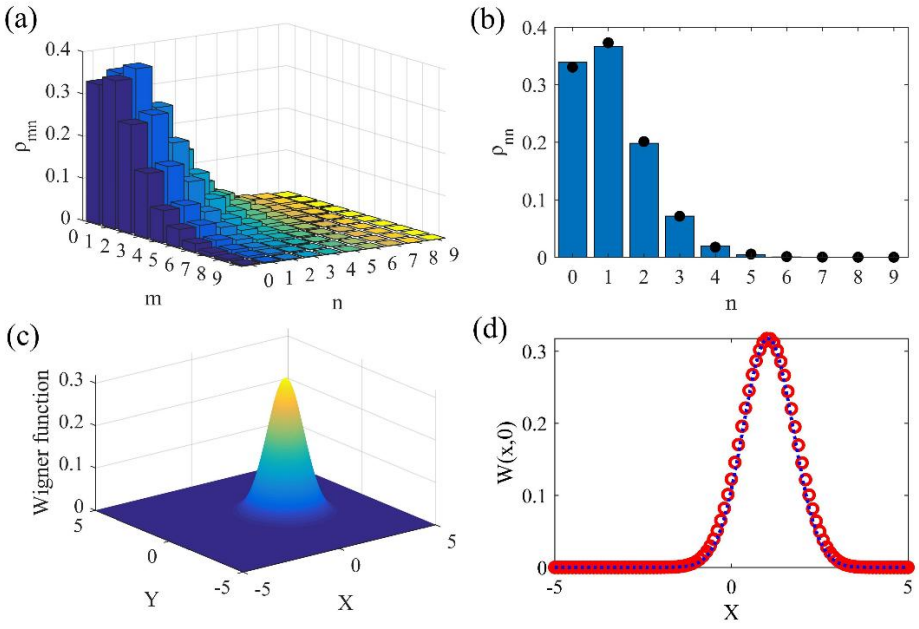


图 6. 使用最大似然法重构的相干态密度矩阵和维格纳函数。(a) 重构的密度矩阵。(b) 测得的光子数

分布（黑点），并以相干态的泊松分布 $\alpha = 1.04$。（蓝色柱状图）作比较。(c) 重构的维格纳函数。(d) 重构的 W（x; 0）（红色圆圈）以及相干态的 W（x;0） $\alpha = 1.04$。（黑色虚线）。

在实验中，发送方 Alice 使用 AM3 和 FVOA1 精确调制信号光束的强度（FVOA2 的衰减设置为 0 dB）。随后，PM1 将相位从 0 扫描至 2π，步长为 $2\pi/5000$。在每个相位下，获取一个正交分量值 x。总共使用 5000 个样本，通过最大似然法和迭代算符 $\hat{R}$ 重构密度矩阵 $\hat{\rho}$。[1] 图 6a 展示了重构的密度矩阵。迭代表达式见公式 5。

$$\hat{\rho}^{(k+1)} = N\left[\hat{R}\left(\rho^{(k)}\right)\rho^{(k)}\cdot\hat{R}\left(\rho^{(k)}\right)\right] \tag{5}$$

使用重建的密度矩阵，根据测得的光子数分布计算出平均光子数 $\langle n \rangle = \sum n \cdot \rho = 1.08$。它对应于相干态 $\alpha = 1.04$。将重建的密度矩阵与理想相干态的密度矩阵进行比较 $\alpha = 1.04$，得到态制备保真度 F：

$$F = \langle\alpha|\hat{\rho}|\alpha\rangle = 99.97\% \tag{6}$$

图 6b 展示了测得的光子数分布与相干态 $\alpha = 1.04$。的泊松分布之间的比较。考虑接收端的探测效率 $\eta = 0.38$。Alice 制备的相干态为 $\alpha = 1.69$。。

根据计算得到的密度矩阵 ˆ ρ，可使用以下公式计算维格纳函数:

$$W\left(x,y\right)=tr\left[\hat{\rho}\cdot\exp\left[-2\left(\hat{a}^{\dagger}-\gamma^{*}\right)\left(\hat{a}-\gamma\right)\right]/\pi\right] \tag{7}$$

其中，$\hat{a}^{\dagger}$ 和 $\hat{a}$ 分别为产生算符和湮灭算符，γ 定义为 $\gamma = x + iy$。图 6c 展示了重构得到的维格纳函数。图 6d 中，红色圆形曲线表示重构得到的 $W(x)$，与相干态 $\alpha = 1.04$ 的 $W(x)$ 吻合良好。根据上述结果，我们可以推断，硅光子集成平衡零拍探测器能够可靠地重构量子态。

连续变量量子密钥分发实验中的芯片平衡零拍探测器

连续变量量子密钥分发实验的主要目的是证明，使用硅光子集成平衡零拍探测器可以在合理范围内测量过量噪声。实验装置如图 5 所示。

在连续变量量子密钥分发实验中，采用了GG02协议，所有方差均以散粒噪声为基准进行了归一化。在发送端，高斯调制方差校准为 $V_A = 5.8$，电子噪声为 $\upsilon_e = 0.1$。此外，采用了 $\beta = 0.98$ 的反向协调效率。使用包含 10^8 个数据样本的数据块来评估参数并提取密钥。在实验中，简单信道中的传输损耗设为5和10 dB（由FVOA2设定），复用信道的传输距离为50 km。在复用信道中，采用80米PM光纤进行时间复用，并使用光纤合波器和分束器进行偏振复用。复用信道

用于防止信号光束与本振光束相互干扰，以及两束光之间的相对相位快速变化。使用动态偏振控制器（DPC，General Photonics，PCD-M02-4X-7-FC/APC）将合并后的信号脉冲和本振脉冲的偏振态旋转回线偏振态，随后即可通过光纤分束器将其分开。测量了连续变量量子密钥分发系统的过量噪声及相应密钥率，并将结果绘于图7。

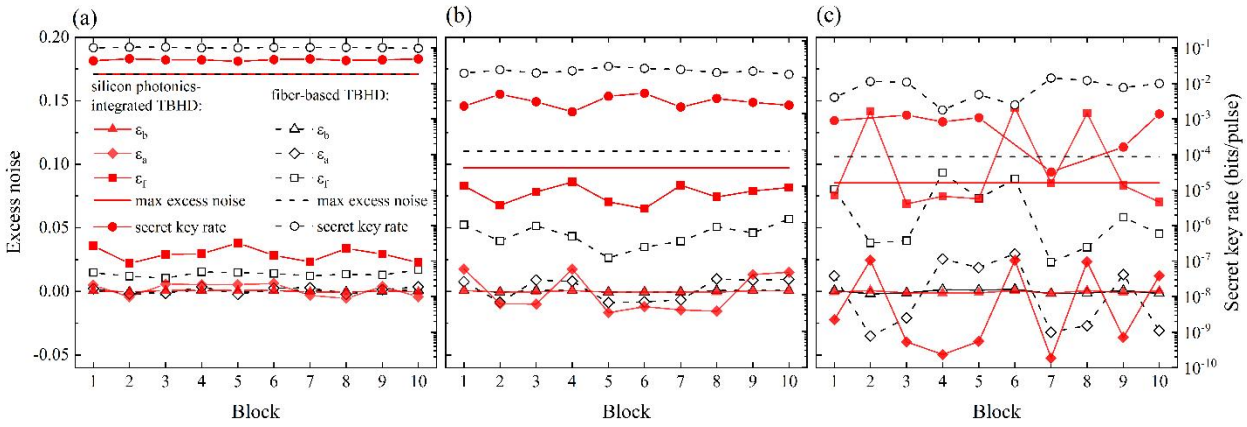


图 7. 不同传输情况下的过量噪声和密钥率。(a) 简单信道中的传输损耗为 5 dB，(b) 为 10 dB。(c) 复用信道中的五十千米单模光纤。

在图 7 中，红色实心点表示基于硅光子集成平衡零拍探测器的连续变量量子密钥分发系统的实验结果。作为对比，同形状的黑色空心点表示采用商用铟镓砷光电二极管的基于光纤的双平衡零差探测器实验结果。校准后的探测效率为 0.72。图 7a 描绘了简单信道中的总传输损耗为 5 dB 时的情况。红色实心三角形表示 Bob 端的过量噪声ε_b，计算公式如下[41]:

$$\varepsilon_b = \left\langle x_B^2 \right\rangle - 1 - \upsilon_e - T\eta V_A \tag{8}$$

其中，$\left\langle x_B^2 \right\rangle$表示接收端测量正交分量的方差。$T$ 表示传输损耗，η表示探测效率。它们与黑色空心三角形点几乎重合。过量噪声为负值ε_b，这主要是有限样本的统计效应所致。红色实心菱形点表示在传输信道输入端口归一化的过量噪声$T\varepsilon_b = \varepsilon_b \eta$。红色实心方形点表示考虑有限尺寸效应后的过量噪声$\varepsilon_f$：

$$\varepsilon_f = \varepsilon_a + z_{\delta_{PE/2}} \frac{(1+\eta T\varepsilon + \upsilon_e)\sqrt{2}}{\eta T\sqrt{m}} \tag{9}$$

其中$z_{\delta_{PE}} \sqrt{2}\,\mathrm{erf}^{-1}(2\delta_{PE} - 1)$，$m$ 是用于估计参数的数据量。每个数据块包含$N = 10^8$个数据点。用于评估参数的数据的最佳比例为$r = m/N$，即 0.1。系统的最终密钥率使用公式 10 计算。结果以红色实心圆点表示。

$$K_r^f = \frac{n}{N}\left(\beta I_{AB} - \chi_{BE}^{\delta_{PE}} - \Delta(n)\right) \tag{10}$$

其中$n = N - m$表示用于提取密钥的信号数量。I_{AB}是 Alice 和 Bob 之间的香农互信息。β 是反向协调效率。$\chi_{BE}^{\delta_{PE}}$表示与统计量相容的 Holevo信息的最大值，但发生概率为$\delta_{PE} = 10^{-10}$的情况除外。此外，$\Delta(n)$是有限情形下可达互信息的修正项。[42,43]

图7b展示了简单信道中传输损耗为10 dB时的过量噪声和密钥率。图7c绘制了复用信道中传输信道为50 km光纤时相应的过量噪声和密钥率。考虑到DPC和光纤分路器损耗，芯片上接收端平衡零拍探测器的探测效率变为0.28。相应地，基于光纤的双平衡零差探测器的探测效率变为0.53。每个子图中的红色实线和黑色虚线表示连续变量量子密钥分发系统所能承受的最大过量噪声。部分区块的过量噪声ε_f 超过了允许的最大过量噪声水平（图7c），其密钥率降为零。三种情况下的过量噪声ε_b 几乎相同。过量噪声ε_d 的差异主要源于传输损耗T 和探测效率 η的不同。例如，在简单信道中，使用硅光子集成平衡零拍探测器时的过量噪声约为基于光纤的双平衡零差探测器的两倍，主要是因为前者的探测效率仅为后者的一半。因此，除探测效率外，两种平衡零拍探测器在评估过量噪声方面的性能相似。

根据上述结果，我们可以得出结论：硅光子集成平衡零拍探测器适用于连续变量量子密钥分发系统。此外，与采用基于光纤的双平衡零差探测器的连续变量量子密钥分发系统一样，过量噪声也可以控制在较低水平。由于过量噪声ε_d 是相对于传输信道的输入端口归一化的，因此当$T\eta$的值降低时，过量噪声会增加。此外，应进一步优化影响探测效率的耦合器损耗和量子效率，以提升芯片上平衡零拍探测器的性能。

结论

我们基于业界标准的绝缘体上硅技术设计并演示了一种硅光子集成平衡零拍探测器。文中详细介绍了其结构和特性。信号光束和本振光束可通过封装边缘耦合器技术传入芯片，插入损耗约为 2 dB。采用基于 PIN 相位调制器的可变光衰减器，以及偏置电压可调的锗光电二极管，可实现 86.9 dB 的共模抑制比。电荷与整形放大器采用低噪声 ADA4817 和 OPA847，可确保信号与电子噪声比最高达到 19.42 dB。该平衡零拍探测器可输出全脉宽为 200 ns 的高斯形脉冲。散粒噪声的平均值可自动控制在 ± 2mV 范围内。探测器具有良好的线性度，增益为 12.5μV/光电子。利用该平衡零拍探测器，对相干态 $\alpha \backslash = 1\ 04$。进行了量子层析，保真度达到 99.97 %。为展示集成平衡零拍探测器在连续变量量子密钥分发系统中的性能，我们设计了采用简单信道和复用信道的连续变量量子密钥分发装置。当传输信道损耗分别为 5 dB、10 dB，以及传输距离为 50 km 光纤时，过量噪声可分别控制在 0.029 ± 0.009、0.077 ± 0.012 和 0.096 ± 0.049，并且考虑有限尺寸效应后仍可实现正密钥率。我们测量了平衡零拍探测器在不同信号与电子噪声比下的稳定性，结果显示，信号与电子噪声比较低时，探测器的稳定性更好。

我们的结果表明，硅光子集成平衡零拍探测器的性能可与基于商用铟镓砷光电二极管的平衡零拍探测器相当。由于这两个光电二极管是在同一晶圆上采用相同工艺制造的，因此其特性十分相似。因此，可以实现较高的共模抑制比，无需筛选芯片上的光电探测器。后续研究有望将基于GG02协议的整个连续变量量子密钥分发系统集成到芯片上。在接收端，主要挑战是集成平衡零拍探测器

到芯片上，这一点已在我们的工作中得到验证。在发送端，主要难点是生成高消光比脉冲。对于整个系统而言，时间复用也是一项具有挑战性的技术，因为在芯片上实现数百纳秒（数十米光程）的延迟十分困难。一种便捷的方法是通过阵列边缘耦合器将延迟光纤连接到芯片。另一种方法是将脉宽缩短至纳秒级（数十厘米光程）或数十皮秒级（数十微米光程）。这样便可在芯片上实现时间复用。

总之，我们设计并展示了硅光子集成平衡零拍探测器，该探测器在量子层析和连续变量量子密钥分发实验中表现出色。我们的研究成果将为利用平衡零拍探测器，将基于GG02协议的连续变量量子密钥分发系统整体集成到硅光子学芯片上铺平道路。

附录 A：平衡 FBHD 探测器的 MZI 结构

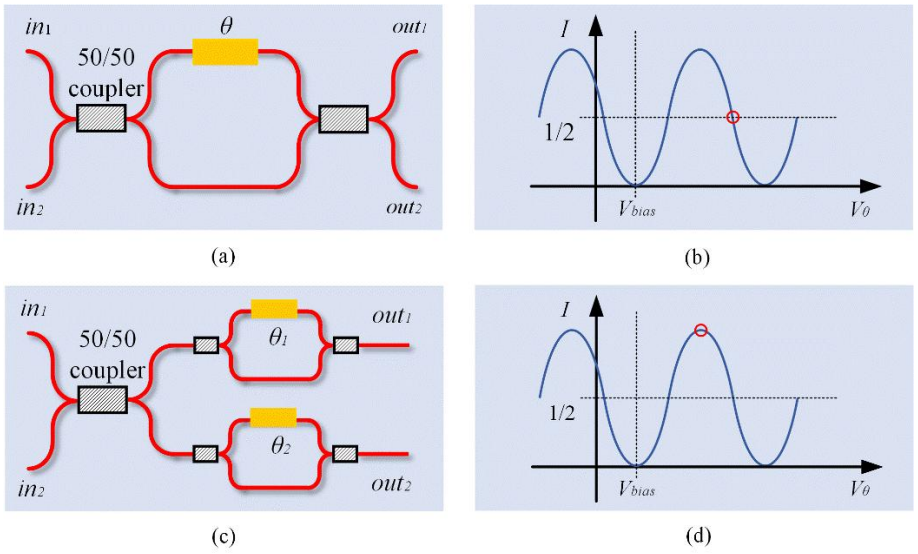


图8. 芯片上的两种 BHD 光学结构。(a) 一个 2×2 MZI 结构。(b) 输出光强与施加电压的关系。(c) 两个 1×1MZI 结构。(d) 输出光强与施加电压的关系。

图8a所示的 FBHD 光学结构是一种典型的 2×2 MZI。[23]输入端口为$_1in$ 和$_2in$ ，输出端口为$_1out$ 和$_2out$ 。当激光束注入 MZI 的一个输入端口时，归一化输出光强表示为:

$$I = \frac{1 \pm \cos\theta}{2} \tag{A1}$$

相对相位 θ 可通过施加电压V_θ进行控制。考虑偏置电压$_{bias}V$后，强度I 可转换为:

$$I = \left(1 + \cos\left[\left(V - V_{bias}\right) \cdot \pi / V_\pi\right]\right) / 2 \tag{A2}$$

其中，$_{bias}V$ 对应于相对相位的偏置电压$_{bias}\theta$ 。当输出端口$_1out$ 和$_2out$ 的光强平衡时，相对相位 θ为 π $2 \pm$ πn。工作点位于图8b红色圆圈附近，该处具有最大梯度。平衡点对$_{bias}\theta$ 或$_{bias}V$ 的漂移非常敏感。 /

图8c展示了50/50多模干涉耦合器各输出路径的光学结构，其中采用了一个 MZI 来调节两个输出端的平衡。各输出端口的归一化光强可表示为公式 A1。工作点位于图8d中红色圆圈（顶点）附近。当偏置电压 发生漂移时，很难确定应朝哪个方向调节电压,

对于上述两种马赫-曾德尔干涉仪结构，需要施加偏置电压，并采用相关的锁定技术，以实现精确且稳定的平衡性能。

附录B：平衡零拍探测器共模抑制比的测量方法

平衡零拍探测器的共模抑制比测量方法与FBHD不同。FBHD的共模抑制比可直接使用射频频谱分析仪，通过边带法测量。[44]然而，此方法不适用于平衡零拍探测器。平衡零拍探测器的共模抑制比可通过以下公式计算：

$$CMRR = 20 \cdot \log_{10} \left| \frac{G_{\mathrm{DM}}}{G_{\mathrm{CM}}} \right| \tag{B1}$$

其中，G_{DM} 为差模增益，G_{CM} 为共模增益。G_{DM} 也是电荷与整形放大器的增益，可通过以下公式计算：

$$\Delta V_{\mathrm{SN}}^2 = G_{\mathrm{DM}}^2 \cdot \eta \cdot |\beta|^2 \tag{B2}$$

其中，$|\beta|^2$ 是本振光束强度，$\eta\,\beta^2$ 是光电子数，^{2} 散粒噪声电压Δ 是散粒噪声方差。当我们测量G_{CM} 时，应调节平衡零拍探测器的两条输出路径，使其达到平衡。然而，即使两条路径的光强相等，两个光电二极管的响应也不可能完全相同。因此，剩余的光电子 Δ 会产生电压散粒噪声电压，即散粒噪声的非零均值。它们之间的关系可以表示为

–

as:

$$\Delta V_{SN} = G_{DM} \cdot \Delta \tag{B3}$$

平均电压 $_{SN}V$ 与输入光电子 $\eta \cdot \beta^{2}$ 之间的关系可表示如下：

$$\bar{V}_{SN} = G_{CM} \cdot \eta \cdot |\beta|^{2} \tag{B4}$$

在实验中，光电子数为 4.82 × 10^{6}/脉冲，SENR 为 10.3 dB。输出方差的平均值 $_{SN}V$ 为 0.00276 V。增益 $_{CM}G$ 可计算为 5.72 × 10^{-10}。最后，共模抑制比可计算为 86.9 dB。

作者信息

通讯作者

* 电子邮件：
wangxuyang@sxu.edu.cn。* 电子
邮件：xxiao@wri.com.cn * 电子邮
件：yongmin@sxu.edu.cn。

ORCID

Xuyang Wang:
0000-0003-0055-0929 Xi
Xiao:0000-0003-3696-877X
YongminLi: 0000-0003-0228-7693

资金来源

我们感谢中国山西省自然科学基金（202103021224010）、中国山西省留学人员管理委员会资助的研究项目（2022-016）以及广东省重点研发计划

（2020B0303040002）、中国航空科学基金（20200020115001）、中国国家自然科学基金（62175138）、山西省“1331工程”科研项目以及山西大学量子光学与量子光学器件国家重点实验室开放课题（编号：KF202006）。

注释

作者声明不存在相互竞争的经济利益。

参考文献

(1) Lvovsky, A. I.; Raymer, M. G. 连续变量光学量子态层析。Rev. Mod. Phys. 2009年，81，299–332。

(2) Tiunov, E. S.; (Vyborova), V. V. T.; Ulanov, A. E.; Lvovsky, A. I.; Fedorov, A. K. 通过机器学习实现实验量子同频层析。Optica 2020年，7，448–454。

(3) Smithey, D. T.; Beck, M.; Raymer, M. G.; Faridani, A. 使用光学同频层析测量光模式的维格纳分布和密度矩阵：在压缩态和真空态中的应用。Phys. Rev. Lett. 1993年，70，1244–1247。

(4) Breitenbach, G.; Schiller, S.; Mlynek, J. 压缩光量子态的测量。《自然》1997,387,471–475.

(5) Vasilyev, M.; Choi, S.-K.; Kumar, P.; D’Ariano, G. M. 双束量子态联合光子统计量的层析测量。《物理评论快报》2000, 84, 2354.

(6) Grosshans, F.; Grangier, P. 使用相干态的连续变量量子密码学。《物理评论快报》2002,88,057902.

(7) Silberhorn, C.; Ralph, T. C.; Lütkenhaus, N.; Leuchs, G. 连续变量量子密码学：突破 3 dB 损耗极限。《物理评论快报》2002, 89, 167901.

(8) Grosshans, F.; Van Assche, G.; Wenger, J.; Brouri, R.; Cerf, N. J.; Grangier, P. 高斯调制相干态量子密钥分发。《自然》2003，421，238–241。

(9) Lodewyck, J.; Bloch, M.; García-Patrón, R.; Fossier, S.; Karpov, E.; Diamanti, E.; Debuisschert, T.; Cerf, N. J.; Tualle-Brouri, R.; McLaughlin, S. W. 等。利用全光纤连续变量系统实现25 km距离上的量子密钥分发。《物理评论A》2007，76，042305。

(10) Jouguet, P.; Kunz-Jacques, S.; Leverrier, A.; Grangier, P.; Diamanti, E. 长距离连续变量量子密钥分发的实验演示。Nature Photonics 2013，7，378–381。

(11) Zhang,Y.; Chen, Z.; Pirandola, S.; Wang, X.; Zhou, C.; Chu, B.; Zhao, Y.; Xu, B.; Yu, S.; Guo, H. 通过202.81 km光纤实现长距离连续变量量子密钥分发。《物理评论快报》2020年，125，010502。

(12) Tian, Y.; Wang, P.; Liu, J.; Du, S.; Liu, W.; Lu, Z.; Wang, X.; Li, Y. 通过光纤实现连续变量测量设备无关量子密钥分发的实验演示。Optica 2022，9，492–500。

(13) Qi, B.; Lougovski, P.; Pooser, R.; Grice, W.; Bobrek, M. 在基于相干探测的连续变量量子密钥分发中“本地”产生本地振荡器。《Physical Review X》2015年, 5, 041009.

(14) Wang, X.; Liu, W.; Wang, P.; Li, Y. 全光纤单向连续变量量子密钥分发的实验研究。《物理评论A》2017年, 95, 062330.

(15) Huang, D.; Huang, P.; Lin, D.; Wang, C.; Zeng, G. 无需发送本地振荡器的高速连续变量量子密钥分发。Optics Letters 2015年, 40, 3695–3698。

(16) Huang, D.; Lin, D.; Wang, C.; Liu, W.; Fang, S.; Peng, J.; Huang, P.; Zeng, G. 安全密钥率为 1 Mbps 的连续变量量子密钥分发。Optics Express 2015年, 23, 17511–17519。

(17) Hansen, H.; Aichele, T.; Hettich, C.; Lodahl, P.; Lvovsky, A.; Mlynek, J.; Schiller, S. 超灵敏脉冲式平衡外差探测器：在时域量子测量中的应用。Optics Letters 2001年, 26, 1714–1716。

(18) Du, S.; Li, Z.; Liu, W.; Wang, X.; Li, Y. 用于纳秒光场应用的高速时域平衡零差探测器。JOSA B 2018年, 35, 481–486。

(19) Siew, S. Y.; Li, B.; Gao, F.; Zheng, H. Y.; Zhang, W.; Guo, P.; Xie, S. W.; Song, A.; Dong, B.; Luo, L. W. 等. 硅光子技术及平台开发综述. Journal ofLightwave Technology 2021年, 39, 4374–4389.

(20) Diamanti, E.; Lo, H.-K.; Qi, B.; Yuan, Z. 量子密钥分发中的实际挑战. npjQuantum Information 2016年, 2, 1–12.

(21) Wang, J.; Sciarrino, F.; Laing, A.; Thompson, M. G. 集成光子量子技术。《自然》Photonics 2020年,14,273—284.

(22) Bruynsteen, C.; Vanhoecke, M.; Bauwelinck, J.; Yin, X. 用于超过 20 GHz 散粒噪声极限测量的集成式平衡外差光电探测器。Optica 2021年, 8, 1146–1152.

(23) Tasker, J. F.; Frazer, J.; Ferranti, G.; Allen, E. J.; Brunel, L. F.; Tanzilli, S.; D'Auria, V.; Matthews, J. C. 硅光子学与集成电子学接口，实现 9 GHz 压缩光测量。Nature Photonics 2021年, 15, 11–15.

(24) Chi, Y.-M.; Qi, B.; Zhu, W.; Qian, L.; Lo, H.-K.; Youn, S.-H.; Lvovsky, A.; Tian, L. 一种用于高速高斯调制相干态量子密钥分发的平衡外差探测器。New Journal of Physics 2011年, 13, 013003.

(25) Wang, S.; Xiang, X.; Zhou, C.; Zhai, Y.; Quan, R.; Wang, M.; Hou, F.; Zhang, S.; Dong, R.; Liu, T. 采用 LC 耦合和跨阻放大器电路的高信噪比光电探测器仿真及其验证。Review of Scientific Instruments 2017年, 88, 013107.

(26) Ma, C.; Sacher, W. D.; Tang, Z.; Mikkelsen, J. C.;Yang, Y.; Xu, F.; Thiessen, T.; Lo, H.- K.; Poon, J. K. 用于偏振编码量子密钥分发的硅光子发射器。Optica 2016年, 3，1274–1278。

(27) Sibson, P.; Kennard, J. E.; Stanisic, S.; Erven, C.; O'Brien, J. L.; Tho mpson, M. G. 用于高速量子密钥分发的集成硅光子学。Optica 2017年，4，172–177。

(28) Sibson, P.; Erven, C.; Godfrey, M.; Miki, S.; Yamashita, T.; Fujiwara, M.; Sasaki, M.; Terai, H.; Tanner, M. G.; Natarajan, C. M., 等. 基于芯片的量子密钥分发。《自然》通讯 2017年,8,1–6。

(29) Wang, C.-Y.; Gao, J.; Jiao, Z.-Q.; Qiao, L.-F.; Ren, R.-J.; Feng, Z.; Chen, Y.; Yan, Z.-Q.; Wang, Y.; Tang, H., 等. 用于测量设备无关量子密钥分发网络的集成测量服务器。Optics Express 2019年, 27, 5982–5989。

(30) Geng, W.; Zhang, C.; Zheng, Y.; He, J.; Zhou, C.; Kong, Y. 使用硅光收发器实现稳定量子密钥分发。Optics Express 2019年, 27, 29045–29054.

(31) Wei, K.; Li, W.; Tan, H.; Li, Y.; Min, H.; Zhang, W.-J.; Li, H.; You, L.; Wang, Z.; Jiang, X., 等. 利用集成硅光子学实现高速测量设备无关量子密钥分发。Physical Review X 2020年, 10, 031030.

(32) Cao, L.; Luo, W.; Wang, Y.; Zou, J.; Yan, R.; Cai, H.; Zhang, Y.; Hu, X.; Jiang, C.; Fan, W., 等. 利用集成硅光子系统实现基于芯片的测量设备无关量子密钥分发。Physical Review Applied 2020年, 14, 011001.

(33) Kong, L.; Li, Z.; Li, C.; Cao, L.; Xing, Z.; Cao, J.; Wang, Y.; Cai, X.; Zhou, X. 面向多用户的光子集成量子密钥分发接收机。Optics Express 2020年，28，18449–18455。

(34) Paraiso, T. K.; Roger, T.; Marangon, D. G.; De Marco, I.; Sanzaro, M.; Woodward, R. I.; Dynes, J. F.; Yuan, Z.; Shields, A. J. 一种光子集成量子安全通信系统。Nature Photonics 2021年，15，850–856。

(35) Beutel, F.; Gehring, H.; Wolff, M. A.; Schuck, C.; Pernice, W. 面向 GHz时钟速率的探测器集成式片上量子密钥分发接收端。npj Quantum Information 2021年，7，1–8。

(36) Zhang, G.; Haw, J. Y.; Cai, H.; Xu, F.; Assad, S.; Fitzsimons, J. F.; Zhou, X.; Zhang, Y.; Yu, S.; Wu, J. 等。一种用于连续变量量子密钥分发的集成硅光子芯片平台。Nature Photonics 2019年，13，839–842。

(37) Siew, S. Y.; Li, B.; Gao, F.; Zheng, H. Y.; Zhang, W.; Guo, P.; Xie, S. W.; Song, A.; Dong, B.; Luo, L. W. 等. 硅光子技术与平台开发综述. Journal ofLightwave Technology 2021年, 39, 4374–4389.

(38) Jian-Qiang, L.; Xu-Yang,W.; Zeng-Liang, B.; Yong-Min, L. 时域脉冲零差探测器的高精度自动平衡。《物理学报》2016年，65卷。

(39) Lodewyck, J.; Debuisschert, T.; Tualle-Brouri, R.; Grangier, P. 控制光纤连续变量量子密钥分发中的过量噪声。《物理评论A》2005年, 72, 050303.

(40) Wang, X.; Liu, J.; Li, X.; Li, Y. 用于连续变量量子密钥分发的稳定高消光比光脉冲的产生。IEEE Journal of Quantum Electronics 2015年, 51, 1–6.

(41) Liu, W.; Wang, X.; Wang, N.; Du, S.; Li, Y. 连续变量量子密钥分发中的不完美态制备。《物理评论A》2017年, 96, 042312.

(42) Leverrier, A.; Grosshans, F.; Grangier, P. 连续变量量子密钥分发的有限尺寸分析。《物理评论A》2010年, 81, 062343.

(43) Wang, P.; Wang, X.; Li, J.; Li, Y. 现实条件下单维连续变量量子密钥分发的有限尺寸分析。Optics Express 2017年, 25, 27995–28009.

(44) Jin, X.; Su, J.; Zheng, Y.; Chen, C.; Wang, W.; Peng, K. 基于两只任意光电二极管参数补偿的高共模抑制比平衡零差探测。Optics Express 2015年,23, 23859–23866.11.