中国科学:信息科学 2022年 第52卷 第4期:700-712

SCIENTIA SINICA Informationis

纪念清华大学电子工程系成立 70 周年专刊・论文



非平衡光纤干涉仪的相位稳定方法研究

杨川荣¹, 袁晨智^{1*}, 范云茹¹, 张瑞明¹, 李加睿¹, 邓光伟¹, 宋海智^{1,2}, 王浟^{1,2}, 尤立星³, 周强^{1*}

1. 电子科技大学基础与前沿研究院,成都 610054

2. 西南技术物理研究所, 成都 610041

3. 中国科学院上海微系统与信息技术研究所, 上海 200050

* 通信作者. E-mail: c.z.yuan@uestc.edu.cn, zhouqiang@uestc.edu.cn

收稿日期: 2021-12-09; 修回日期: 2022-02-07; 接受日期: 2022-02-25; 网络出版日期: 2022-03-31

国家重点研发计划 (批准号: 2018YFA0307400, 2017YFA0304000, 2017YFB0405100, 2018YFA0306102)、国家自然科学基金 (批 准号: 61775025, 62005039, 91836102, U19A2076, 12074058) 和中国博士后科学基金 (批准号: 2020M673178) 资助项目

摘要 光量子信息技术通过使用光子承载量子信息,在量子通信、量子精密测量、线性光量子计算中 发挥着重要作用.近年来,非平衡光纤干涉仪被广泛应用于光量子比特信息的制备、操控和测量过程 中.然而,基于光纤器件的非平衡光纤干涉仪容易受到环境温度、应力等物理量变化的扰动,使得其使 用过程需要反馈控制的配合.现有反馈控制装置常使用一束参考激光结合光电探测来实现,容易在光 量子比特信息中引入额外噪声.因此,本文面向光量子信息应用,验证了一种基于弱相干参考光结合 单光子探测计数的反馈控制方案.在理论分析基础上,我们实现了对臂长差约为1m的非平衡光纤迈 克尔逊干涉仪 (fiber Michelson interferometer)的反馈控制,相位抖动小于 0.042 弧度,并在该干涉仪 中测量到单光子干涉的条纹可见度大于 99%.

关键词 非平衡光纤干涉仪,反馈控制,弱相干光,光子计数

1 引言

量子信息科学是量子力学原理与现代信息科学紧密结合而形成的一门新兴交叉学科^[1,2],在目前信息科学的前沿领域占据着重要的地位.在量子信息技术中,量子信息即量子比特的载体包括光子^[3,4]、原子^[5,6]、离子^[7,8]、人工原子^[9]等,而光子由于传输速度快、与外界耦合小等优点,成为量子信息技术中重要的量子信息载体之一.通过光量子信息技术,人们在量子通信^[2,10,11]、量子精密测量^[12]以及量子计算^[13,14]中取得了一系列重要进展.其中,非平衡光纤干涉仪是光量子比特信息制备、操控和测量过程中不可或缺的关键器件.比如,非平衡光纤干涉仪可用于频率片 (frequency-bin)

引用格式:杨川荣,袁晨智,范云茹,等. 非平衡光纤干涉仪的相位稳定方法研究. 中国科学:信息科学, 2022, 52: 700-712, doi: 10. 1360/SSI-2021-0410
 Yang C R, Yuan C Z, Fan Y R, et al. A phase stabilization method for unbalanced fiber interferometer (in Chinese). Sci Sin Inform, 2022, 52: 700-712, doi: 10.1360/SSI-2021-0410

© 2022《中国科学》杂志社

纠缠态制备^[15,16]、能量 – 时间纠缠态测量^[17,18]、时间片 (time-bin) 纠缠态产生和测量^[19]、时间片 量子比特信息制备和测量^[20,21]等;此外,配合具有相位随机特性的脉冲激光源,非平衡光纤干涉仪还 可用于将相位随机性转换成光强随机性,进而通过光电转换生成量子随机数^[22,23].

在上述非平衡光纤干涉仪的应用中,双臂相位差的稳定性影响光量子比特信息的制备、操控和测量过程的性能,例如频率片纠缠态的纯度、能量 – 时间和时间片纠缠态的测量保真度、量子隐形传态的态传输保真度、量子随机数的真随机性等.但是,由于光纤器件对于温度、应力等条件十分敏感^[24],非平衡光纤干涉仪,尤其是随着其臂长差的增加,其两臂间的相位差存在不可避免的抖动,需要采取主动反馈控制的措施对其进行稳定.常用的稳定光纤干涉仪的方案通过将一束反馈控制激光注入干涉仪并利用光电探测的方法对其强度进行测量,进一步结合反馈控制环路完成干涉仪的主动相位反馈稳定^[25~28],此时反馈控制激光通过信道串扰、拉曼 (Raman)散射或其他非线性散射过程会在量子比特信息中引入噪声,影响结果的准确性^[29].利用弱参考光和单光子探测技术是解决该问题的一个重要途径,目前研究人员已经利用该技术路线克服了相位编码量子密钥分发中编解码干涉仪之间的相位同步问题^[30,31].

为解决上述问题,我们提出了一种以弱相干光作为参考光、以单光子计数作为光探测手段,并结 合反馈控制环路实现光纤迈克尔逊干涉仪 (fiber Michelson interferometer) 主动相位稳定的方案.在 理论分析弱相干参考光强度涨落、频率抖动以及干涉仪固有相位差抖动对于单光子计数涨落的贡献 基础上,我们给出了主动相位稳定对弱相干光源的要求.在实验中,我们将满足要求的激光衰减至单 光子水平作为参考光,使用超导纳米线单光子探测 (superconducting nanowire single photon detector, SNSPD) 对其进行计数,配合比例 – 积分 – 微分 (proportional-integral-derivative, PID) 算法和压电 相位调制对干涉仪进行反馈控制,实现了对臂长差约为 1 m 的光纤迈克尔逊干涉仪的稳定控制.在 实验结果中,稳定控制情况下,干涉仪两臂的相位差抖动小于 0.042 弧度,单光子干涉测量得到的条 纹可见度大于 99%.本文所验证的方法可与前人在非平衡光纤马赫 – 曾德尔干涉仪 (Mach-Zehnder interferometer)^[32,33]等方面取得的进展一道为发展实用化的光量子信息技术提供支持.

2 原理

光量子信息技术中常用的光纤干涉仪包括迈克尔逊干涉仪和马赫 – 曾德尔干涉仪. 在迈克尔逊 干涉仪中,波长不同的光量子信号和弱相干参考光通过波分复用器件输入到分光比为 1:1 的光纤耦合 器 (beam splitter, BS) 中,经过分束后进入到干涉仪的两臂中进行传播. 在非平衡情况下,干涉仪的两 臂之间存在着臂长差 ΔL,同时在一臂中加入相位调制模块对两臂间的相对相位 φ 进行调制. 干涉仪 两臂的末端均连接光纤反射镜,反射后的两束光分别沿干涉仪的两臂进行反向传输,并再次在 BS 上 相遇后干涉输出,最终通过波分复用器件将信号光和参考光分开. 在主动反馈控制方案中,可以对弱 相干参考光子计数处理产生反馈控制信号.

在实际物理过程中,沿干涉仪两臂传输的弱相干参考光可能获得两方面的相位差:一是来自干涉 仪两臂的光程差 2n_{eff}ΔL (n_{eff} 为参考光波长在光纤中的等效折射率),一是来自相位调制模块的可调 相位差 φ_c. 我们可以通过反馈控制 φ_c 补偿环境变化引起的光程差变化,进而实现对干涉仪的稳定反 馈控制.值得指出的是,上述稳定反馈控制方法要求参考光自身的强度和频率特性稳定.但是,实际器 件的参数总是存在不同程度的偏差,以下结合理论推导,对非平衡迈克尔逊干涉仪稳定控制所需光源 进行分析,假设输入干涉仪的参考光场表达式为

$$E_{\rm in}(t) = C_{\rm E} \sqrt{N(t)} e^{i[2\pi f(t)t + \varphi_{\rm i}(t)]},\tag{1}$$

其中, N(t) 表示参考光子流密度 (photon flux), f(t) 表示参考频率, $\varphi_i(t)$ 表示参考激光的初相, $C_E = \sqrt{4\pi\hbar f_0/cA_{\text{eff}}\varepsilon_0 n_f}$ 为电场强度与光子流密度换算过程中引进的系数 (其中 f_0 为参考光的中心频率, A_{eff} 为光纤中参考光模场有效面积, n_f 为纤芯材料折射率, c, ε_0 和 \hbar 分别为光速、真空介电常量和约化的普朗克常数). 依照干涉仪的原理 ^[34], 其两个输出端在 t 时刻的光子流密度为 (具体推导过程参见附录 A)

$$N_{\rm o1,o2}\left(t\right) \approx \frac{N'\left(t\right)}{2} \left\{ 1 \pm \cos\left[4\pi \frac{f'\left(t\right)\bar{n}_{\rm eff}\Delta L_0}{c} + \varphi_{\rm it}\left(t\right) + \varphi_{\rm c}\right] \right\},\tag{2}$$

其中下标 o1 和 o2 分别表示干涉仪的两个输出端口, \bar{n}_{eff} 和 ΔL_0 分别为不存在环境条件变化时光纤等 效折射率和干涉仪两臂长度差, $N'(t) = N(t - T_{10})$ 和 $f'(t) = f(t - T_{10})$ 表示参考光在干涉仪中延时 后的光子流密度和频率, T_{10} 为不存在环境条件变化时干涉仪长臂的延时, $\varphi_{it}(t)$ 为环境变化引起的双 臂相对相位差抖动. 值得注意的是, 在得到式 (2) 的过程中, 假定光子流密度 N'(t) 涨落和频率 f'(t) 抖动的特征时间尺度均大于干涉仪两臂之间的延时差 $\Delta T = 2\bar{n}_{eff}\Delta L_0/c$.

在反馈控制过程中,为了获得控制信号,需要周期性地对时长为*T*的时间段内的参考光子探测事件进行计数,该时长定义为反馈计数周期.由式(2)可以得到反馈计数周期内的光子数为

$$\widetilde{N}_{\rm o1,o2} \left(kT \right) = \int_{(k-1)T}^{kT} N_{\rm o1,o2}(t) \,\mathrm{d}t, \tag{3}$$

其中 k 表示该时间段为第 k 个计数周期, 通常情况下可以选择适当的 T, 使得 N'(t), f'(t) 和 $\varphi_{it}(t)$ 的变化量 $\delta N'(t)$, $\delta f'(t)$ 和 $\delta \varphi_{it}(t)$ 远远大于它们的平均值 N'_0 , f'_0 和 φ_{it0} . 因此, 将式 (2) 进行泰勒 (Taylor) 展开且近似保留其中的线性项, 然后带入式 (3) 可以得到 $\tilde{N}_{o1,o2}(kT)$ 的方差为

$$\left\langle \delta^2 N_{\rm o1,o2} \left(kT \right) \right\rangle = V_{N'} + V_{f'} + V_{\varphi_{\rm it}},\tag{4}$$

其中

$$V_{N'} = \frac{1}{4} \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi f_0'}{\mathrm{FSR}_{\mathrm{f}}} + \varphi_{\mathrm{it}}\left(t\right) + \varphi_{\mathrm{c}}\right) \right]^2 \left\langle \left[\int_{(k-1)T}^{kT} \delta N'(t) \,\mathrm{d}t \right]^2 \right\rangle,$$

$$V_{f'} = \frac{N_0'^2}{4} \left(\frac{2\pi}{\mathrm{FSR}_{\mathrm{f}}}\right)^2 \sin^2\left(\frac{2\pi f_0'}{\mathrm{FSR}_{\mathrm{f}}} + \varphi_{\mathrm{it}}\left(t\right) + \varphi_{\mathrm{c}}\right) \left\langle \left[\int_{(k-1)T}^{kT} \delta f'(t) \,\mathrm{d}t \right]^2 \right\rangle,$$

$$V_{\varphi_{\mathrm{it}}} = \frac{N_0'^2}{4} \sin^2\left(\frac{2\pi f_0'}{\mathrm{FSR}_{\mathrm{f}}} + \varphi_{\mathrm{it}}\left(t\right) + \varphi_{\mathrm{c}}\right) \left\langle \left[\int_{(k-1)T}^{kT} \delta \varphi_{\mathrm{it}}(t) \,\mathrm{d}t \right]^2 \right\rangle.$$
(5)

在该式的推导中,利用了 $\langle \delta N'(t) \rangle = 0$, $\langle \delta f'(t) \rangle = 0$, $\langle \delta \varphi_{it}(t) \rangle = 0$, 以及 N'(t), f'(t) 和 $\varphi_{it}(t) \geq$ 间的独立性. 同时,为了更有效地与实验相结合,使用了干涉仪的自由光谱区 FSR_f = c/2 $\bar{n}_{eff}\Delta L_0$. 由 式 (4) 和 (5) 可以看到,反馈控制系统中计数的抖动由 N'(t) 涨落、f'(t) 抖动和 $\varphi_{it}(t)$ 抖动共同决定. 根据相位稳定的原理,只有当 $\varphi_{it}(t)$ 抖动的贡献大于 N'(t) 涨落和 f'(t) 抖动的贡献时,才能将相位 稳定在设定值,否则反馈控制过程就成为相位主动扰动过程,而不是稳定过程. 这就要求式 (4) 中前 两项远远小于第 3 项. 同时,反馈控制过程还要求 $\varphi_{it}(t)$ 的抖动能够传递至 $N_{o1,o2}(t)$,即式 (5) 中第 3 项里的正弦函数不能为 0. 根据这两个原则可以得到实现干涉仪相位稳定的两个必要条件为

$$V_{N'} < V_{\varphi_{\rm it}}, \quad V_{f'} < V_{\varphi_{\rm it}}. \tag{6}$$

702

当干涉仪两臂的相位差设置为 $2k\pi$,即工作点位于干涉曲线的最大值位置时,由式 (5)可知 $V_{N'} > V_{\varphi_{it}} = V_{f'} = 0$,式 (6)中的两个条件显然无法满足,此时无法实现相位稳定,反而参考光的光子流密 度涨落会通过反馈过程带来相位的扰动.当干涉仪两臂的相位差设置为 $(2k+1)\pi$,即工作点位于干涉 曲线的最小值位置时,由式 (5)可知 $V_{N'} = V_{\varphi_{it}} = V_{f'} = 0$,此时干涉仪相位抖动无法传递到输出端 口的光子流密度涨落上,因而无法实现相位稳定.但是如果工作点不位于干涉曲线的最大值和最小值, 式 (6)就有可能满足,且不同的工作点对于参考光稳定性的要求可能是不一样的.在得到式 (6)中的 两个条件之后,如何根据实验数据获得 $V_{N'}, V_{f'}$ 和 $V_{\varphi_{it}}$ 就成为一个关键问题.在实验中,通常可以在 开环条件下以小于 T 的采样时间对 $\delta N'(t), \delta f'(t)$ 和 $N_{o1,o2}(t)$ 进行测量.对测量得到的 $\delta N'(t)$ 进行 傅里叶 (Fourier)变换,可以得到

$$\int_{(k-1)T}^{kT} \delta N'(t) dt = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{(k-1)T}^{kT} \int \delta N'(\Omega_{N'}) e^{-i\Omega_{N'}t} d\Omega_{N'} dt$$

$$= \frac{-iT}{\sqrt{2\pi}} \int \delta N'(\Omega_{N'}) \operatorname{sinc}\left(\frac{\Omega_{N'}T}{2}\right) e^{-i\Omega_{N'}\left(k-\frac{1}{2}\right)T} d\Omega_{N'}.$$
(7)

从上式中第 2 个等式可以看到, 反馈控制中计数时长的存在实际上相当于在频域对于 N'(t) 的涨 落施加了滤波. 同时, 滤波函数 sinc ($\Omega_{N'}T/2$) 的非零区域主要在 $\Omega_{N'} = -2\pi/T$ 和 $\Omega_{N'} = 2\pi/T$ 之间, 故最终对于反馈控制过程有贡献的参考光子流密度涨落的频率分量主要位于 0 与 1/T 之间. 同理, 对 于 $\delta f'(t)$ 和 $\delta \varphi_{it}(t)$ 也存在类似于式 (7) 的表达式. 由此, 可以将式 (5) 中 3 个等式右边的方差写为

$$\left\langle \left[\int_{(k-1)T}^{kT} \delta X(t) \, \mathrm{d}t \right]^2 \right\rangle = T^2 \langle |\delta X_{\rm AF}(kT)|^2 \rangle, \tag{8}$$

其中

$$\delta X_{\rm AF}\left(kT\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \delta X\left(\Omega_X\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{\Omega_X T}{2}\right) e^{-i\Omega_X kT} \,\mathrm{d}\Omega_X, \quad X \in \left\{N', f', \varphi_{\rm it}\right\}. \tag{9}$$

运用式 (4)~(9) 就可以判断弱相干参考光的稳定性是否满足相位稳定方案的要求.

3 实验与结果

3.1 实验装置

实验系统如图 1(a) 所示,干涉仪为商用的光纤干涉仪,其长臂和短臂差的静态值约为 1 m. 长臂 和短臂末端均有法拉第 (Faraday) 旋镜.长臂缠绕在一个可以接受控制电压的压电陶瓷 (piezoelectric ceramic transducer, PZT) 套管上,通过改变控制电压的幅度可以改变套管直径,从而控制干涉仪长臂光 纤长度.信号光产生自一台连续激光器 L₁ (CTL 1550, TOPTICA Photonics AG),波长中心值为 1531.00 nm.为了验证上文关于激光器稳定性与相位稳定方案有效性的理论,在实验中选用两束分别产生自激 光器 L₂ (CTL 1550, TOPTICA Photonics AG) 和 L₃ (PPCL300, Pure Photonics) 的参考光进行研究, 且中心波长均设置为 1540.50 nm. 信号光和参考光经滤除边带噪声后,经衰减器衰减至单光子水平,进入密集波分复用器 1 (dense wavelength division multiplexer, DWDM1) 实现合束.从 DWDM1 中输 出的光子经隔离器进入干涉仪的左侧输入/输出端口.在干涉仪中经过反射和干涉后的信号光或者参考光从两个输入/输出端口出射.随后,用密集波分复用器 2 (DWDM2) 分离从右侧端口出射的信号 光或者参考光.从 DWDM2 出射的参考光经偏振调节后进入一台超导纳米线单光子探测器 (SNSPD1,



图 1 (网络版彩图) 非平衡迈克尔逊光纤干涉仪的相位稳定实验系统与干涉仪开环测量典型结果. (a) 实验系统,图 中 DWDM, ISO, BS, FM, PZT 和 SNSPD 分别为密集波分复用器、光隔离器、分束器、光纤法拉第旋镜、压 电陶瓷和超导纳米线单光子探测器; (b) 干涉仪自由光谱区测量结果; (c) 干涉仪开环条件下输出参考光子计数随时 间演化测量结果; (d) 干涉仪开环条件下输出参考光子计数随机变化的频域特性

Figure 1 (Color online) The experiment setup of phase stabilization of unbalanced fiber Michelson interferometer and the typical results in open-loop measurements. (a) Experiment setup, DWDM: dense wavelength division multiplexer, ISO: isolator, BS: beam splitter, PZT: piezoelectric ceramic transducer, SNSPD: superconducting nanowire single photon detector; (b) result of the FSR measurement; (c) the time evolution of photon counts of reference light output from the interferometer versus time; (d) the frequency representation of the result in (c)

赋同量子科技),效率为 80%,暗计数 <50 Hz. 单光子探测过程产生的电脉冲信号经整形后进入反馈 控制电路. 在该电路中,首先在反馈计数周期内处理芯片 (STM32G431, STMicroelectronics N.V.) 中 进行单光子计数,处理芯片再根据实时计数值与预设计数值之差,利用 PID 控制算法 (增量式 PID 控 制算法) 生成反馈数字信号并经过数模转换变为模拟电压信号,进一步利用电压放大器 (PZT 高压驱 动模块,讯秒光电) 产生放大后的电压信号. 该信号作用在压电陶瓷套管上,通过相位调制的方法补偿 环境条件变化引起的相位抖动,完成干涉仪的相位稳定. 反馈控制的效果则利用两种方法来测量: 首 先, SNSPD1 中输出的电脉冲信号在进入反馈控制电路的同时,也被输入一台时间数字转换器 (time to digital converter, TDC, quTAG, qutools GmbH) 进行光子计数,光子计数随时间的抖动可以用来 判断反馈控制是否发挥作用;进一步,DWDM2 中输出的信号光也输入另一台超导纳米线单光子探测 器 SNSPD2,并随之利用 TDC 对其进行光子计数. 在改变施加于压电陶瓷的电压时,记录信号光和 参考光子计数,利用单光子干涉条纹的可见度来判断反馈控制过程是否有效克服了测量过程中的相位 抖动.

3.2 实验结果

3.2.1 干涉仪开环特性测试与反馈参数选取

实验中,判断干涉仪是否正常工作以及确定激光器频率稳定性是否满足相位稳定方案的要求均 需要知道自由光谱区 FSR_f. 我们通过干涉仪输出参考光子计数随着参考光频率变化形成的干涉曲 线来测量 FSR_f. 在实验中,利用 L₂ 的扫频功能在 1.2 THz 范围内扫描参考光频率,并通过光电探 测器 (PDA10CS, Thorlabs, Inc) 结合示波器的方法测量干涉曲线, 得到的结果如图 1(b) 所示. 根据 图 1(b) 可以得到 FSR_f = 104 MHz. 干涉仪在反馈控制开环状态下的特性是判断反馈控制效果的 基础. 为了对该特性进行研究, 我们断开反馈环路, 将 L₂ 输出的光衰减至单光子水平后输入干涉仪, 通过改变施加在 PZT 上的电压使干涉仪工作在相位为 π/2 的位置 (此时光子计数速率的平均值为 ~60 kHz), 对干涉仪输出的参考光子计数随时间的变化进行测量, 测量结果如图 1(c) 所示, 测量时长 为 25 min. 从图 1(c) 中可以看到, 参考光子计数存在明显的长时不稳, 且幅度明显大于短时涨落. 对 图 1(c) 中的数据进行傅里叶变换,得到光子计数变化的频域特性,如图 1(d) 中的归一化谱密度所示. 图 1(d) 中的归一化谱密度分辨率为 5.5×10⁻⁴ Hz, 归一化的标准为直流分量处的谱密度. 可以看到光 子计数变化的频谱由两部分组成,一种随着频率 fp 具有明显的下降或者起伏,另一种则为一个宽谱、 均匀分布且归一化谱密度小于 -65 dB 的噪声. 以约 $f_p = 1$ Hz 为界, 在该频率之前和之后这两种噪 声分别起主导作用.可以看到光子计数变化的频谱分量也主要集中在小于1Hz的范围以内.根据光 子计数的频谱分布,估计相位漂移的主导速度小于1Hz,反馈控制速度应大于相位漂移速度.因此,在 后续的反馈环路设计中,反馈计数周期 T 选择为小于 1 s. 我们在实验中分别测试了 T = 500 ms, T = 200 ms和 T = 80 ms的反馈控制结果.

3.2.2 参考光子流密度涨落/频率抖动测量结果与分析

判断相位稳定方案有效性的一个重要基础就是获得弱相干参考光的光子流密度涨落和频率抖动 的定量结果.针对频率抖动的定量表征问题,我们利用波长计 (WS8-10, HighFinesse GmbH) 对来自 L2 和 L₃ 的参考光波长随时间的抖动进行测量.测量中,设置进入波长计的光功率约为 –10 dBm,并将 测得的波长转化为频率失谐量,结果如图 2(a) 所示.图 2(a) 中,来自 L3 的激光短时频率抖动幅度达 到了 210 MHz, 远远超出了图 1(b) 中所示的干涉仪自由光谱区 FSR_f = 104 MHz. 因此, L₃ 的频率稳 定性不满足用于相位稳定的条件.为了进一步验证该结论,我们利用 L₂和 L₃ 衰减形成的弱相干光作 为参考光, 断开反馈控制电路与压电陶瓷的连接, 利用数字函数发生器 (arbitrary function generator, AFG, TEKTRONIX, INC.) 直接产生三角波信号扫描施加在 PZT 上面的电压, 同时对干涉仪输出的 参考光进行光子计数,得到的结果如图 2(b) 所示.从图中可以看到,当以 L₂ 作为参考光源时,随着 电压信号的增加,参考光子计数按照余弦规律发生变化,即形成了干涉曲线,干涉曲线的峰值计数速 率为 120 kHz. 但是以 L₃ 作为参考光源却得不到类似结果, 只能观察到可见度很低的光子计数无规 则振荡. 图 2(a) 和 (b) 的结果均说明 L₃ 的频率稳定性不满足干涉仪相位稳定方案的要求. 对于 L₂, 其频率抖动幅度明显小于 L3, 但是要判断其是否满足式 (6) 的要求, 还需要对其频率抖动作出定量研 究. 波长计的参数设置导致图 2(a) 中采样周期是非均匀的, 且不能被反馈计数周期整除, 因此无法采 用相邻数据求和的方式对其短时涨落进行平均.因此,借助式 (8),我们对 T = 500 ms, T = 200 ms 和 T = 80 ms 的频率抖动方差进行计算,得到 $\langle |\delta f'_{AF}(kT)|^2 \rangle$ 分别为 0.15, 0.15 和 0.17 MHz. 此处,我 们只关注激光器频率在短时间内的抖动,因此上述方差计算过程中使用的频率变化数据为 6 min 以内 的数据.为了定量表征输入干涉仪的弱相干参考光子流密度的涨落.我们在平均计数速率为 120 kHz



图 2 (网络版彩图) 参考光子数涨落/频率抖动测量结果与分析结果. (a) 参考光频率失谐随时间演化测量结果,其 中黑色和红色曲线分别为以 L₂ 和 L₃ 作为参考光源得到的结果; (b) 干涉仪输出参考光子计数与施加于 PZT 的电 压的关系,图中黑色和红色曲线分别为以 L₂ 和 L₃ 作为参考光源得到的结果; (c) 参考光子数随时间演化的测量结 果; (d) 不同干涉仪工作相位上,参考光子数涨落、频率抖动和干涉仪相位抖动引起的干涉仪输出光子计数方差 $V_{N'}$, $V_{f'}$ 和 $V_{\varphi_{it}}$. 在 (d) 中,反馈计数周期设置为 500 ms

Figure 2 (Color online) Experiment results of the photon number fluctuation and frequency jitter of the reference light. (a) The time evolution of frequency detuning of the reference light. (b) The photon counts of the reference light versus the PZT voltage. In both (a) and (b), the red and black dots are obtained in the measurements with L_2 and L_3 , respectively. (c) The time evolution of the reference photon counts. (d) The variance $V_{N'}$, $V_{f'}$ and $V_{\varphi_{it}}$ in photon counts of reference light output from the interferometer, induced by the reference photon number fluctuation, frequency jitter and phase jitter in interferometer, respectively. In (d), the photon counting period in feedback control is set at 500 ms

的条件下,利用 SNSPD1 和 TDC 对来自激光器 L₂ 的弱相干光进行光子计数,计数值随时间的演化 如图 2(c) 所示,图中每个点的计数周期为 10 ms. 根据式 (5),在反馈控制信号获得过程中,反馈计数 时间 T 内的光子计数涨落将平均掉.因此,针对 T = 500 ms, T = 200 ms 和 T = 80 ms 这 3 种情况, 我们对相邻的 50, 20 和 8 个点进行求和,然后计算求和后数据的方差,得到式 (8) 中的 $\langle |\delta N'_{AF}(kT)|^2 \rangle$ 分别为 1.38 × 10⁵, 2.2 × 10⁴ 和 3.54 × 10³.为了避免参考光子流密度长时不稳带来的影响,上述标准 差计算过程中用到的数据为 7.5 min 之内光子流密度变化数据.

在掌握了参考光子流密度涨落和频率抖动的标准差之后,根据式 (5) 就可以得到光子流密度涨落和频率抖动引起的干涉仪输出参考光子计数方差 $V_{N'}$ 和 $V_{f'}$.要判断式 (6) 中的两个条件是否满足,还需要干涉仪固有相位抖动的数据. 该数据可以从图 1(c) 所示的开环条件下干涉仪输出光子计

数随时间演化的数据中提取出来. 具体而言,首先,需要针对 T = 500 ms, T = 200 ms 和 T = 80 ms 将图 1(c) 中的数据进行滤波以消除计数的短时抖动. 进一步,根据式 (2),可以得到每个数据点 对应的干涉仪工作点,即 $\varphi_0(kT) = \arccos[2N_{o2}(kT)/N_0 - 1]$ (针对图 1(c) 中长时变化斜率为负的部 分)或者 $\varphi_0(kT) = \arccos[2N_{o2}(kT)/N_0 - 1] + \pi$ (针对图 1(c) 中长时变化斜率为正的部分). 在反馈 控制过程中,针对相邻的两个反馈计数周期之间的相位抖动,系统可以通过相位补偿使工作点恢复至 设定值,因此计算每个工作点所对应的光子计数方差时,只需要考虑相邻几个反馈计数周期之间的抖 动. 在实际计算过程中,选择求取 13 个相邻计数周期的光子计数方差 ($\delta^2 \tilde{N}_{o1,o2}(kT)$). 根据式 (4),利 用 ($\delta^2 \tilde{N}_{o1,o2}(kT)$) 减去 $V_{N'}$ 和 $V_{f'}$,可以得到干涉仪相位涨落引起的参考光子计数方差 $V_{\varphi_{it}}$. 图 2(d) 给出了利用上文测得的 ($|\delta N'_{AF}(kT)|^2$) 和 ($|\delta f'_{AF}(kT)|^2$) 计算得到的不同相位点的 $V_{N'}$ 和 $V_{f'}$,以及利 用 ($\delta^2 \tilde{N}_{o1,o2}(kT)$) 和式 (4) 计算得到的 $V_{\varphi_{it}}$. 可以看到在大多数相位点,式 (6) 中的前两个条件是成 立的,即光源的稳定性满足干涉仪相位稳定方案的要求. 但是图中有小于 0 的 $V_{\varphi_{it}}$ 出现,这在物理上 是不允许出现的,且这部分数据只出现在 $\varphi_0 = 0 \sim 0.2\pi$ 范围之内,这个结果可能来源于参考光子流 密度涨落测量和干涉仪开环光子计数抖动测量中平均光子计数速率设置的偏差,即图 2(c) 中光子计 数平均值略高于图 1(c) 中的最大值.

3.2.3 干涉仪相位稳定实验结果

在证实了激光器 L2 的稳定性可以满足实现相位稳定的必要条件之后, 我们进一步对干涉仪的相 位稳定方案进行了实验测试. 首先, 选择不同的反馈计数周期, 测量有反馈和断开反馈回路的情况下干 涉仪输出参考光子计数随时间的演化,实验结果如图 3(a)~(c) 所示. 在测量中均设置干涉仪的工作点 在 π/2 的位置, 平均光子计数速率 60 kHz. 从图中可以看到在选择 3 个反馈计数周期的条件下, 反馈 回路对于光子计数速率均起到了稳定效果. 在关闭反馈回路之后, 光子计数均发生了明显的漂移. 通 过实验中多次测试,在反馈控制的 PID 算法中只需要保留积分项就可以实现稳定干涉仪输出光子计 数的稳定. 但是当反馈计数周期设置为不同值时, 需要对积分项的系数 k_i 进行调整. 针对 T = 500, 200 和 80 ms, 实验中优化过的 ki 分别为 1.2×10⁻², 6×10⁻³ 和 3×10⁻³. 因此, 针对上述 3 个反 馈计数周期,均可以实现有效的相位稳定.对于 T = 500 ms 和 T = 200 ms,关闭反馈回路后光子 计数分别在 $60 \sim 83 \text{ kHz}$ 和 $80 \sim 115 \text{ kHz}$ 范围内发生缓慢漂移, 而对于 T = 80 ms, 由于测试环境变得 足够稳定,关闭反馈回路之后,光子计数只是迅速偏离设定的工作点,然后稳定在 116 kHz 附近.在 图 3(a)~(c) 中有反馈的情况下, 通过辅助的环境干扰, 我们分别在测试的第 5 和 6 min 之间加入一 个主动的相位扰动,从插图中的细节放大结果可以看到反馈控制系统对此类相位扰动也实现了有效补 偿.图 3(d)~(g) 分别展示了开环情况下和 3 种有反馈情况下由光子计数值反演得到的干涉仪相位统 计分布结果,其中图 3(d) 为图 1(c) 的统计结果,而后三者则分别为图 3(a)~(c) 中反馈控制开启部分 的统计结果. 对图 3(e)~(g) 中的相位分布进行高斯 (Gauss) 拟合, 可以得到其标准差均小于 0.042 弧 度,相比于图 3(d) 中的相位在约 2.87 弧度范围内的分布,缩小了约 68 倍.

进一步,在开启反馈控制环路的基础上,我们设置不同的干涉仪工作点,对参考光和信号光的单光 子干涉条纹进行测量,结果如图 4 所示.可以看到,随着干涉仪工作点的变化,参考光和信号光的光子 计数均形成了明显的余弦曲线,即干涉条纹.由于参考光和信号光的中心频率不同,两条曲线之间存在 一个固定的相位差.对两条干涉条纹进行拟合,得到二者的可见度分别为 99.83% ± 0.02% 和 99.70% ± 0.02%,说明在测量过程中反馈控制真正起到了稳定干涉仪相位的作用,也说明在图 4 所设置的所 有相位处,干涉仪固有相位抖动的影响要大于参考光子流密度涨落和频率漂移的影响.



图 3 (网络版彩图) 非平衡光纤迈克尔逊干涉仪的相位稳定实验结果. (a)~(c) 中浅粉色区域为反馈控制开启的条件下干涉仪输出参考光子数随时间演化的结果,浅蓝色区域为反馈控制关断时的结果. (a)~(c) 中的 T 分别为 500, 200 和 80 ms. (d) 为开环条件下干涉仪相位统计分布; (e)~(g) 则分别为图 3(a)~(c) 所对应的反馈控制开启条件下的干涉仪相位统计分布

Figure 3 (Color online) Experiment results in stabilizing the phase in unbalanced fiber Michelson interferometer. In (a) \sim (c), the shallow pink region contains the time evolution of the photon counts of the output reference light with feedback on, while the shallow blue region corresponds to the results with feedback turned off. In (a) \sim (c), the photon counting period in feedback control is set at 500, 200 and 80 ms, respectively. (d) The open-loop phase distribution of interferometer. (e) \sim (g) are the phase distribution corresponding to the results with feedback in (a) \sim (c), respectively

4 小结

本文理论分析并实验实现了基于单光子探测的非平衡光纤干涉仪相位稳定反馈控制方案,可以有

708



图 4 (网络版彩图)参考光和信号光单光子干涉条纹实验结果. 红色 (蓝色)数据和线分别表示参考 (信号)光的实 验结果

Figure 4 (Color online) Experiment results of the single photon interference of the reference (red dots and line) and signal (blue dots and line) light

效减小反馈控制光对光量子比特信号的影响. 在实验中, 我们对臂长差约为 1 m 的非平衡光纤迈克尔 逊干涉仪进行了相位反馈控制. 在反馈控制开启情况下, 干涉仪的相对相位差抖动小于 0.042 弧度, 单 光子干涉的条纹可见度达到 99.83% ± 0.02%. 本文提出的相位稳定方案相比参考激光结合光电探测的 方案具有噪声低的优点, 可进一步将该方案应用于能量 – 时间纠缠检测等光量子信息实验. 由于 PID 方法在单光子干涉曲线导数为 0 处本身适用性不佳, 因此本文所描述的相位稳定方法在相位为 π 的 整数倍时不能实现有效稳定. 但是在大多数光量子信息实验中, 本文提出的方法结合干涉条纹的拟合 可以给出较为准确和稳定的实验结果.

此外,近期有文献报道了借助双频正交偏振参考光,利用经典光探测的方法实现了光纤干涉仪在 任意工作点上的相位稳定^[35].下一步可以将该方法与本文提出的方案相结合,解决干涉仪在干涉曲线 最大值和最小值点的稳定问题.

参考文献

- 1 Kimble H J. The quantum internet. Nature, 2008, 453: 1023–1030
- 2 Guo G C. Research status and future of quantum information technology. Sci Sin Inform, 2020, 50: 1395–1406 [郭光 灿. 量子信息技术研究现状与未来. 中国科学: 信息科学, 2020, 50: 1395–1406]
- 3 Elshaari A W, Pernice W, Srinivasan K, et al. Hybrid integrated quantum photonic circuits. Nat Photonics, 2020, 14: 285–298
- 4 Pan J W, Chen Z B, Lu C Y, et al. Multiphoton entanglement and interferometry. Rev Mod Phys, 2012, 84: 777–838
- 5 Reiserer A, Rempe G. Cavity-based quantum networks with single atoms and optical photons. Rev Mod Phys, 2015, 87: 1379–1418
- 6 Yu Y, Ma F, Luo X Y, et al. Entanglement of two quantum memories via fibres over dozens of kilometres. Nature, 2020, 578: 240–245
- 7 Monroe C, Kim J. Scaling the ion trap quantum processor. Science, 2013, 339: 1164–1169
- 8 Xi Q, Wei S H, Yuan C Z, et al. Experimental observation of coherent interaction between laser and erbium ions ensemble doped in fiber at sub 10 mK. Sci China Inf Sci, 2020, 63: 180505
- 9 Zhang X, Li H-O, Wang K, et al. Quantum computation based on semiconductor quantum dots. Sci Sin Inform, 2017, 47: 1255–1276 [张鑫, 李海欧, 王柯, 等. 基于半导体量子点的量子计算. 中国科学: 信息科学, 2017, 47: 1255–1276]

- 10 Wang S, Yin Z Q, Chen W, et al. Experimental demonstration of a quantum key distribution without signal disturbance monitoring. Nat Photon, 2015, 9: 832–836
- 11 Xu F, Ma X, Zhang Q, et al. Secure quantum key distribution with realistic devices. Rev Mod Phys, 2020, 92: 025002
- 12 Liu L Z, Zhang Y Z, Li Z D, et al. Distributed quantum phase estimation with entangled photons. Nat Photonics, 2021, 15: 137–142
- 13 Zhong H S, Wang H, Deng Y H, et al. Quantum computational advantage using photons. Science, 2020, 370: 1460–1463
- 14 Qiang X, Zhou X, Wang J, et al. Large-scale silicon quantum photonics implementing arbitrary two-qubit processing. Nat Photon, 2018, 12: 534–539
- 15 Zhou Q, Dong S, Zhang W, et al. Frequency-entanglement preparation based on the coherent manipulation of frequency nondegenerate energy-time entangled state. J Opt Soc Am B, 2014, 31: 1801–1806
- 16 Zhang Z, Yuan C, Shen S, et al. High-performance quantum entanglement generation via cascaded second-order nonlinear processes. npj Quantum Inf, 2021, 7: 123
- 17 Cuevas A, Carvacho G, Saavedra G, et al. Long-distance distribution of genuine energy-time entanglement. Nat Commun, 2013, 4: 2871
- 18 Zhong T, Zhou H, Horansky R D, et al. Photon-efficient quantum key distribution using time-energy entanglement with high-dimensional encoding. New J Phys, 2015, 17: 022002
- 19 Reimer C, Kues M, Roztocki P, et al. Generation of multiphoton entangled quantum states by means of integrated frequency combs. Science, 2016, 351: 1176–1180
- 20 Valivarthi R, Puigibert M G, Zhou Q, et al. Quantum teleportation across a metropolitan fibre network. Nat Photon, 2016, 10: 676–680
- 21 Sun Q C, Mao Y L, Chen S J, et al. Quantum teleportation with independent sources and prior entanglement distribution over a network. Nat Photon, 2016, 10: 671–675
- 22 Yuan Z L, Lucamarini M, Dynes J F, et al. Robust random number generation using steady-state emission of gainswitched laser diodes. Appl Phys Lett, 2014, 104: 261112
- 23 Nie Y Q, Huang L, Liu Y, et al. The generation of 68 Gbps quantum random number by measuring laser phase fluctuations. Rev Sci Instruments, 2015, 86: 063105
- 24 Musha T, Kamimura J, Nakazawa M. Optical phase fluctuations thermally induced in a single-mode optical fiber. Appl Opt, 1982, 21: 694–698
- 25 Cho S B, Noh T G. Stabilization of a long-armed fiber-optic single-photon interferometer. Opt Express, 2009, 17: 19027–19032
- 26 Xavier G B, von der Weid J P. Stable single-photon interference in a 1 km fiber-optic Mach-Zehnder interferometer with continuous phase adjustment. Opt Lett, 2011, 36: 1764–1766
- 27 Toliver P, Dailey J M, Agarwal A, et al. Continuously active interferometer stabilization and control for time-bin entanglement distribution. Opt Express, 2015, 23: 4135–4143
- 28 Cho S B, Kim H. Active stabilization of a fiber-optic two-photon interferometer using continuous optical length control. Opt Express, 2016, 24: 10980–10986
- Yuan C, Yu H, Zhang Z, et al. Quantum entanglement distribution coexisting with classical fiber communication.
 In: Proceedings of Asia Communications and Photonics Conference, 2019
- 30 Chen W, Han Z F, Mo X F, et al. Active phase compensation of quantum key distribution system. Sci Bull, 2008, 53: 1310–1314
- 31 Zhang L J, Wang Y G, Yin Z Q, et al. Real-time compensation of phase drift for phase-encoded quantum key distribution systems. Chin Sci Bull, 2011, 56: 2305–2311
- 32 Yanikgonul S, Guo R, Xomalis A, et al. Phase stabilization of a coherent fiber network by single-photon counting. Opt Lett, 2020, 45: 2740–2743
- 33 Pulford D, Robillard C, Huntington E. Single photon locking of an all-fiber interferometer. Rev Sci Instruments, 2005, 76: 063114
- 34 Born M, Wolf E. Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light. New York: Pergamon Press, 1959
- 35 Roztocki P, MacLellan B, Islam M, et al. Arbitrary phase access for stable fiber interferometers. Laser Photonics Rev, 2021, 15: 2000524

附录 A 非平衡干涉仪输出参考光子流密度公式推导

输入非平衡迈克尔逊干涉仪的参考光经 1:1 光纤耦合器后分为两路. 根据正文中式 (1), 两路始端的光场表达式为

$$E_{i1}(t) = E_{i2}(t) = C_E \sqrt{\frac{N(t)}{2}} e^{i[2\pi f(t)t + \varphi_i(t)]}.$$
(A1)

在经过干涉仪两臂正向传输、并且经光纤反射镜反射后反向传播回 1:1 光纤耦合器的光场的表达式为

$$E_{i3}(t) = -C_{\rm E} \sqrt{\frac{N(t - T_1(t))}{2}} e^{i[2\pi f(t - T_1(t))(t - T_1(t)) + \varphi_i(t - T_1(t)) + \varphi_c]},$$

$$E_{i4}(t) = -C_{\rm E} \sqrt{\frac{N(t - T_2(t))}{2}} e^{i[2\pi f(t - T_2(t))(t - T_2(t)) + \varphi_i(t - T_2(t))]},$$
(A2)

该组公式中等号右边第一个负号表示光纤反射镜引起的附加 π 相位; T₁(t) 和 T₂(t) 为光场在干涉仪两臂往返分别引起的延时; φ_c 为相位调制模块引进的固定相位.根据光场干涉的原理^[34],从 1:1 光纤耦合器两个端口上输出的光场表达式为

$$E_{o1}(t) = \frac{E_{i3}(t) + E_{i4}(t)}{\sqrt{2}},$$

$$E_{o2}(t) = \frac{E_{i3}(t) - E_{i4}(t)}{\sqrt{2}},$$
(A3)

由正文中式 (1) 所蕴含的光子流密度和电场强度表达式之间的关系可知, 从非平衡迈克尔逊干涉仪两个输出端口输出 的参考光子流密度表达式为 $N_{o1}(t) = |E_{o1}(t)|^2 / C_E$ 和 $N_{o2}(t) = |E_{o2}(t)|^2 / C_E$. 将式 (A2) 和 (A3) 带入这两个表达式, 可得

$$N_{o1}(t) = \frac{N(t - T_{1}(t))}{4} + \frac{N(t - T_{2}(t))}{4} + \frac{\sqrt{N(t - T_{1}(t))N(t - T_{2}(t))}}{2} \cos \Delta\varphi,$$

$$N_{o2}(t) = \frac{N(t - T_{1}(t))}{4} + \frac{N(t - T_{2}(t))}{4} - \frac{\sqrt{N(t - T_{1}(t))N(t - T_{2}(t))}}{2} \cos \Delta\varphi,$$
(A4)

其中

 $\Delta \varphi = 2\pi [f(t - T_1(t))(t - T_1(t)) - f(t - T_2(t))(t - T_2(t))] + \varphi_i (t - T_1(t)) - \varphi_i (t - T_2(t)) + \varphi_c.$ (A5) $\epsilon \equiv 2\pi [f(t - T_1(t))(t - T_1(t)) - f(t - T_2(t))] + \varphi_i (t - T_1(t)) - \varphi_i (t - T_2(t)) + \varphi_c.$ (A5)

一般为窄带激光,其带宽一般小于 MHz,因此参考光子流密度涨落、频率抖动和初相抖动的特征时间尺度一般都大于 1 µs,也就是远远大于干涉仪双臂的延时差.因此,可以进行以下近似:

$$f(t - T_{1}(t)) \approx f(t - T_{2}(t)),$$

$$N(t - T_{1}(t)) \approx N(t - T_{2}(t)),$$

$$\varphi_{i}(t - T_{1}(t)) \approx \varphi_{i}(t - T_{2}(t)).$$
(A6)

将式 (A6) 中的近似带入式 (A4), 可以得到

$$N_{\rm o1,o2}(t) \approx \frac{N(t - T_1(t))}{2} + \frac{N(t - T_1(t))}{2} \cos\left[2\pi f(t - T_1(t))\,\Delta T(t) + \varphi_{\rm c}\right],\tag{A7}$$

其中 $\Delta T(t)$ 为干涉仪双臂的延时差. $\Delta T(t)$ 为导致干涉仪相位涨落的根本原因,因而此处标记其为时变量. 进一步, $\Delta T(t)$ 可以被视为一个静态值 ΔT_0 和一个抖动量 $\delta T(t)$ 的叠加,即 $\Delta T(t) = \Delta T_0 + \delta T(t)$.静态值 ΔT_0 ,即不存在环境 条件扰动情况下的干涉仪两臂延时差,决定于该条件下干涉仪的光程差,即 $\Delta T_0 = 2\bar{n}_{eff}\Delta L_0/c, \bar{n}_{eff}$ 和 $2\Delta L_0$ 分别为光 纤等效折射率和干涉仪两臂长度差的静态值.将 $\Delta T(t)$ 的这个分解带入式 (A7),可以得到

$$N_{\rm o1,o2}(t) \approx \frac{N(t - T_{10})}{2} \pm \frac{N(t - T_{10})}{2} \cos\left\{2\pi f(t - T_{10}) \left[\frac{2\bar{n}_{\rm eff}\Delta L_0}{c} + \delta T(t)\right] + \varphi_c\right\},\tag{A8}$$

其中 T_{10} 为干涉仪长臂延时的静态值. 可以看到该式中输入参考光子流密度和频率均为 $t - T_{10}$ 时刻的值, 这是由干涉 仪双臂的延时造成的. 为了简化该式的形式, 可以令 $N'(t) = N(t - T_{10})$ 和 $f'(t) = f(t - T_{10})$. 因此, 式 (A8) 可以化 简为

$$N_{\rm o1,o2}(t) \approx \frac{N'(t)}{2} \pm \frac{N'(t)}{2} \cos\left[4\pi \frac{f'(t)\,\bar{n}_{\rm eff}\Delta L_0}{c} + 2\pi f'(t)\,\delta T(t) + \varphi_{\rm c}\right].$$
(A9)

参考光频率抖动可以视为一个平均值 f_0 和一个抖动量 $\delta f'(t)$ 的叠加. 考虑到 $\delta f'(t) \ll f_0$, $\delta T(t) \ll \Delta T_0$, 因此, $\delta f'(t)$ 和 $\delta T(t)$ 的乘积在式 (A9) 中可以忽略, 即

$$N_{\rm o1,o2}(t) \approx \frac{N'(t)}{2} \pm \frac{N'(t)}{2} \cos\left[4\pi \frac{f'(t)\,\bar{n}_{\rm eff}\Delta L_0}{c} + 2\pi f_0 \delta T(t) + \varphi_c\right].$$
 (A10)

711

可以看到时变相位 $2\pi f_0 \delta T(t)$ 完全由干涉仪两臂延时差的抖动引起. 在正文中为了方便讨论, 令 $\varphi_{it}(t) = 2\pi f_0 \delta T(t)$, 就得到了式 (2).

A phase stabilization method for unbalanced fiber interferometer

Chuanrong YANG¹, Chenzhi YUAN^{1*}, Yunru FAN¹, Ruiming ZHANG¹, Jiarui LI¹, Guangwei DENG¹, Haizhi SONG^{1,2}, You WANG^{1,2}, Lixing YOU³ & Qiang ZHOU^{1*}

1. Institute of Fundamental and Frontier Sciences, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China;

2. Southwest Institute of Technical Physics, Chengdu 610041, China;

3. Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200050, China

* Corresponding author. E-mail: c.z.yuan@uestc.edu.cn, zhouqiang@uestc.edu.cn

Abstract By using photons to carry quantum information, optical quantum information technology plays an essential role in quantum communication, quantum metrology, and linear optical quantum computing. In recent years, the unbalanced fiber interferometer has been widely applied in preparing, manipulating, and measuring photon qubits. However, the unbalanced fiber interferometer based on fiber devices is sensitive to the environment's thermal, mechanical, and acoustic noise. Thus, phase stabilization based on feedback control is essential in utilizing an unbalanced fiber interferometer. The existing phase stabilization methods typically employ a reference laser combined with optoelectronic detection, thus introducing additional noise to photon qubits. In this paper, we propose and demonstrate a feedback control method to stabilize a phase in an unbalanced fiber interferometer by combining weak coherent reference light and single photon counting. Using theoretical analysis, we realized the phase stabilization of an unbalanced fiber Michelson interferometer with an arm-length difference of about 1 m. The results showed that the jitter of the stabilized phase is less than 0.042 rad, while the visibility of single-photon interference fringes is higher than 99%.

Keywords unbalanced fiber interferometer, feedback control, weak coherent light, photon counting