

# 超稳激光频率锁定系统中干涉效应抑制与锁频电路设计

肖锐<sup>1,2</sup>, 晏北飞<sup>1,2</sup>, 蔡桢荻<sup>1,2</sup>, 方鹏程<sup>1</sup>, 徐晏琪<sup>1</sup>, 王艳<sup>1</sup>, 孙焕尧<sup>1</sup>, 陈群峰<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>中国科学院精密测量科学与技术创新研究院波谱与原子分子物理国家重点实验室, 湖北 武汉 430071;

<sup>2</sup>中国科学院大学, 北京 100049

**摘要** 超稳激光是精密测量领域的关键工具,其频率稳定度很大程度上取决于频率锁定稳定度。笔者理论研究了干涉效应对锁频误差信号的影响,并通过实验研究了降低干涉效应的方法,以提高激光的频率锁定稳定度。经过优化后,锁频系统的锁定稳定度相对于参考腔线宽达到了  $9 \times 10^{-7}$ 。在参考腔线宽为 21 kHz(精细度为 7.5 万)的情况下,将  $1.5 \mu\text{m}$  激光的频率稳定度锁定到  $4.0 \times 10^{-16}$  水平,接近 10 cm 参考腔的热噪声极限。本文所提降低干涉效应的方法是研制稳定度高达  $10^{-17}$  水平的超稳激光器的重要参考。

**关键词** 激光器; 激光稳定; Pound-Drever-Hall 稳频; 干涉效应; 超稳腔; 超稳激光

中图分类号 TN248

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL231206

## 1 引言

超稳激光具有很高的频率稳定度和很窄的线宽,是精密测量物理领域非常重要的工具,已被广泛应用于原子光钟<sup>[1-3]</sup>、引力波探测<sup>[4]</sup>、量子通信<sup>[5-6]</sup>等物理研究中。随着实验精度的提高,人们对激光线宽和频率稳定度的要求越来越高,如何提高超稳激光的频率稳定度是一个重要的研究课题。目前广泛使用的获取超稳激光的方法是 Pound-Drever-Hall (PDH) 稳频技术<sup>[7]</sup>。该技术将激光器的频率锁定到一个高精度法布里-珀罗(F-P)腔上,以实现激光线宽的压窄和频率稳定度的提高。如果反馈系统拥有足够高的信噪比、适合的环路带宽和增益,那么激光器的自由运转频率噪声和漂移将会被完全抑制,最终频率稳定度主要取决于作为频率参考的超稳腔(参考腔)和用于反馈控制激光频率的伺服系统的性能。因而,提高参考腔的腔长稳定度和频率锁定系统的性能是提高超稳激光频率稳定度的关键。

提高参考腔的腔长稳定度有一套成熟的方案,即将参考腔保持在一个真空、隔振并且严格控温的环境中,以减小外界环境对腔长的干扰。参考腔的腔长稳定度可以做到只受限于自身的热噪声极限<sup>[8-9]</sup>。采用增加腔体长度<sup>[10]</sup>、将腔体材料改为单晶硅或蓝宝石并降低腔体温度<sup>[11-14]</sup>、改变腔镜镀膜工艺<sup>[15]</sup>等方法可以降低参考腔的热噪声极限。

频率锁定系统的性能主要受光学和电路两方面的影响。在 PDH 稳频方案中,光路对频率锁定稳定度的影响主要是由相位调制过程中引入的剩余幅度调制(RAM)和光路中的干涉效应引起的<sup>[16-17]</sup>。有关降低 RAM 的研究有很多,比如可以通过主动反馈抑制<sup>[18-19]</sup>,也可以通过被动方式降低<sup>[20]</sup>,但是在干涉效应方面的研究则相对较少。一般情况下,超稳激光通过在激光器与相位调制器(EOM)之间插入光学隔离器(以隔离干涉效应)来获得,这种做法在腔的线宽较窄且对激光频率稳定度要求没达到小系数  $10^{-16}$  时是足够的,但是如果追求更高的频率稳定度,或者参考腔线宽较宽时,则需要进一步降低干涉效应并提高锁定的稳定度。

锁定电路采用的参考电压、芯片的噪声本底和温度系数会影响锁定后的稳定度,而反馈带宽和增益决定了对激光频率噪声和漂移的抑制。由于激光的频率抖动较大并且线宽较宽,用于超稳激光频率锁定的自由运转激光器的线宽在 kHz 到百 kHz 水平,频率漂移在百 MHz 水平,而超稳激光的频率稳定度在 1 Hz 以下,因此要求锁定电路具有足够大的反馈带宽(约 10 倍激光线宽)和低频增益(如果自由运转激光 1 s 频率稳定度为 1 MHz,超稳激光的目标稳定度为 0.1 Hz,则 1 s 积分时间的抑制比需要达到  $10^7$  以上),这样才能实现对激光频率噪声和漂移的全面抑制。

收稿日期: 2023-09-14; 修回日期: 2023-10-20; 录用日期: 2023-11-08; 网络首发日期: 2023-11-17

基金项目: 国家重点研发计划(2020YFA0309801)、中国科学院稳定支持基础研究领域青年团队计划(YSTR-055)

通信作者: \*qfchen@apm.ac.cn

笔者在理论上研究了干涉效应对误差稳定度的影响,在实验上研究了有效降低光路干涉效应的措施。在消除光路干涉效应之后,采用自主研制的频率锁定电路,实现了激光频率的高稳定度锁定,锁定稳定度相对于参考腔线宽达到了  $9 \times 10^{-7}$ 。在参考腔的线宽为 21 kHz 时,超稳激光频率锁定系统将激光的频率稳定度锁定到  $4.0 \times 10^{-16}$ ,接近 10 cm 参考腔的热噪声极限。

## 2 超稳激光系统干涉效应研究

### 2.1 超稳激光系统介绍

本研究中的两套超稳激光系统采用相同的锁频方案实现,其结构和连接示意图如图 1 所示。频率锁定方案为 PDH 方案与参考腔透射光强锁定。对透射光强进行锁定可以有效控制腔内光强,进而控制腔镜的加热效应,提高参考腔的腔长稳定度。

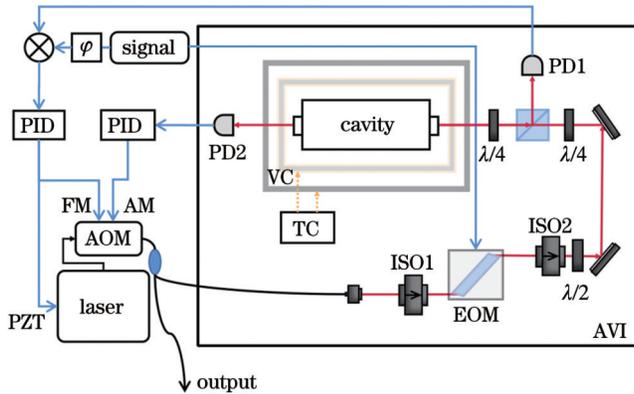


图 1 超稳激光系统装配示意图(AVI为主动隔振平台,VC为真空室,TC为温控,ISO为光学隔离器,PD为光电探测器。红线代表自由空间光路,蓝线代表电路,黑色连接表示光纤)

Fig. 1 Schematic diagram of ultra-stable laser system assembly (AVI represents the active vibration isolation platform, VC is the vacuum chamber, TC is temperature control, ISO stands for optical isolator, and PD denotes photo detector. The red lines represent the optical paths, the blue lines represent the electrical circuits, and the black connecting lines represent optical fibers)

实验中使用的光源是中国科学院安徽光学精密机械研究所研制的  $1.5 \mu\text{m}$  激光器<sup>[21]</sup>。激光输出后进入光纤声光调制器(AOM),目的是实现激光频率和光强的快速调制。激光从声光调制器输出后进入 1:99 分束器进行分束,其中 99% 部分作为输出,1% 部分用于激光频率锁定。频率锁定光路中的光学隔离器用于阻断激光的反向传播,电光调制器(EOM)用于对激光进行相位调制从而产生 PDH 锁定信号,入腔前的偏振分束器(PBS)和四分之一波片( $\lambda/4$ )用于提取参考腔的反射激光信号。实验中的 EOM 是本课题组采用布鲁斯特切角菱形铌酸锂( $\text{LiNbO}_3$ )晶体自制的,其剩余幅度调制(RAM)可低至百万分之一水平<sup>[20]</sup>。高速光电

探测器(PD1)探测参考腔的反射激光信号,其输出与 EOM 的相位调制信号进行混频,产生用于激光频率锁定的误差信号。误差信号经过比例-积分-微分(PID)调制之后分为高速和低速两路输出,其中高速输出反馈到 AOM 进行频率调制实现激光线宽压窄,低速输出反馈到激光器的压电陶瓷(PZT)进行激光频率慢漂消除。参考腔的透射光强信号通过光电探测器转化为电压信号后反馈到 AOM 驱动进行幅度调制,实现腔内光强锁定。

相比于一般的 PDH 方案,本方案在 EOM 的输出端增加了光学隔离器、半波片和四分之一波片,以进一步消除光路中的干涉效应。之前的研究通常把干涉效应当作 RAM 的一部分,未对其进行单独研究。实际上,干涉效应与 RAM 并不直接相关。下面将针对干涉效应对锁定误差信号的影响进行理论分析,并通过实验研究如何有效消除干涉效应。

### 2.2 干涉效应对锁定误差的影响

在超稳激光锁定中采用的参考腔是 F-P 腔,为了获得更高的锁定误差对比度,激光与参考腔的模式匹配度一般要达到 80% 以上,如果没有光学隔离器,从参考腔反射的激光几乎完全从原光路返回。为了保护激光器同时减小光路干涉,需要在激光器的输出端到 EOM 之间插入一个或多个光学隔离器,以阻断参考腔到激光器的返回激光。但是由于隔离器的隔离度有限,而且光学元件(比如隔离器、波片、透镜等)的表面会有少部分反射光和散射光在光场中往返传播,并与入射光发生干涉,因此,实际光路中的干涉效应难以完全消除。如果反射光没有经过 EOM,则干涉光只是对激光的强度有轻微干扰,不会对锁定误差信号有直接干扰。如果反射光经过 EOM,则干涉效应会直接干扰锁定误差信号,与 EOM 调制过程中是否存在 RAM 无关。干涉效应产生的误差信号直流偏置电压分析如下。

在 PDH 稳频方案中,光经过 EOM 后,它的电场相位会受到一个深度为  $\beta$ 、频率为  $\Omega_m$  的调制,调制后的电场强度大小记为  $E_{10}$ ,其表达式为

$$E_{10} = E_0 \exp\{i[\omega t + \beta \sin(\Omega_m t)]\}, \quad (1)$$

式中: $E_0$ 为初始电场强度的大小。该表达式可以用贝塞尔函数展开。在 PDH 锁频中,激光的调制深度较小,只保留到一阶调制项,即

$$E_{10} \approx E_0 \{J_0(\beta) \exp(i\omega t) + J_1(\beta) \exp[i(\omega + \Omega_m)t] - J_1(\beta) \exp[i(\omega - \Omega_m)t]\}, \quad (2)$$

式中: $J_i$ 为  $i$  阶贝塞尔函数; $\omega$  为光的载波频率。

由于激光传播路径中存在光学隔离器,反向传播光损耗严重,经过二次反射后与入射激光同向传播的干涉激光强度一般在入射激光的千分之一以下,因而只需要考虑往返一次的光与入射光的干涉。假设干涉

光与入射光的空间模式完全重合,往返受到的 EOM 调制相同,则形成的干涉光场的电场强度  $E_{\text{inf}}$  可以写成

$$E_{\text{inf}} \approx E_{10} + c_{\text{res}} \left[ J_0(\beta) + J_1(\beta) \exp(i\Omega_m t) - J_1(\beta) \exp(-i\Omega_m t) \right]^2 E_{10} \exp(i\Delta\varphi). \quad (3)$$

式(3)右侧第一项是入射光场,第二项是入射光经过反射后往返传播时额外受到 EOM 两次调制后的光场,  $c_{\text{res}}$  是经过两次反射后的场强与初始场强的比值,  $\Delta\varphi$  是两束光之间的相位差(该项会随着光程抖动而变化)。PD 探测到的光强为电场强度的模的平方,即

$$P_{\text{inf}} = |E_{\text{inf}}|^2 = E_{\text{inf}} \cdot E_{\text{inf}}^* \quad (4)$$

在 PDH 方案中,锁定误差信号是通过混频器提取  $1\Omega_m$  调制项的虚部得到的<sup>[22]</sup>,所以干涉效应对误差信号有影响的项是式(4)中  $1\Omega_m$  调制项的虚部系数。经过简单计算可以得到该项系数为

$$V_{\text{inf}} = 8c_{\text{res}} \left[ J_0(\beta)^3 J_1(\beta) + 3J_0(\beta) J_1(\beta)^3 \right] \sin(\Delta\varphi) E_{10}^2. \quad (5)$$

该系数  $V_{\text{inf}}$  会在混频器提取  $1\Omega_m$  调制项时叠加到 PDH 的锁频误差信号上。其中相位差  $\Delta\varphi$  不是一个固定值,它会随光程在亚波长水平上的变化而变化,而且光程也会随着温度变化、机械结构老化、气压变化、气流、振动等发生变化,从而导致误差信号直流偏置电压对入射光路的光程长度非常敏感。该偏置电压对光程的敏感程度由系数  $c_{\text{res}}$  决定,即由激光往返一次的剩余电场强度决定。要使  $c_{\text{res}}$  达到  $1 \times 10^{-6}$  的水平,则往返一次光强衰减需要达到  $1 \times 10^{-12}$ 。可见,要使干涉效应的影响足够小,需要对反向传播的激光提出很高的隔离要求。

### 2.3 干涉效应的消除

由式(5)可知,要提高锁定误差的稳定度,有提高光路稳定性和减小干涉光强度两个方案。其中,提高光路稳定性可能需要对光程长度进行主动控制,成本较高,而阻断反向光传播的成本较低。接下来介绍如何在实验上有效隔离反向传播激光,从而减小干涉效应。为了避免激光自由运转时频率漂移扫过参考腔谐振导致误差信号幅度变化,使用反射镜代替参考腔将激光原路反射。使用数字万用表 Agilent 34401A 测量不同条件下锁频误差信号的电压值并计算稳定度。开展的对比实验条件设置如下:实验 1,采用常规 PDH 光路设计,即只在 EOM 前有光学隔离器,EOM 后到 PBS 之间没有除反射镜以外的其他光学元件,入腔前的四分之一波片和 PBS 不变;实验 2,在 EOM 后增加一个隔离器 ISO2,并用二分之一波片调整 ISO2 的出射光偏振,使 PBS 透射光最强;实验 3,二分之一波片之后再增加一个四分之一波片并进一步优化 PBS 透射光的强度;实验 4,挡住照射在 PD1 上激光,测量 PD1 和锁定电路组成的复合系统的稳定度本底;实

验 5,以  $50 \Omega$  负载代替 PD1 接到混频器射频(RF)输入端,测量排除 PD1 噪声本底后锁频电路的噪声本底。在实验中,笔者优化了进腔前的四分之一波片的偏转角度,使从 PBS 反射的激光强度达到最大,即从 PBS 反向透射的激光达到最小。5 组数据的 Allan 偏差(ADEV)如图 2 所示,图中 5 种曲线分别对应 5 个对比实验测得的误差信号的稳定度,右轴坐标显示电压对应的相对腔线宽的频率锁定不稳定度,该数据是根据实验 1 测得的误差信号斜率( $D \approx 32 \mu\text{V}/\text{Hz}$ )和腔线宽  $21 \text{ kHz}$  转化得到的。图 2 最右端轴显示的是频率偏差除以激光频率后对应的频率稳定度。

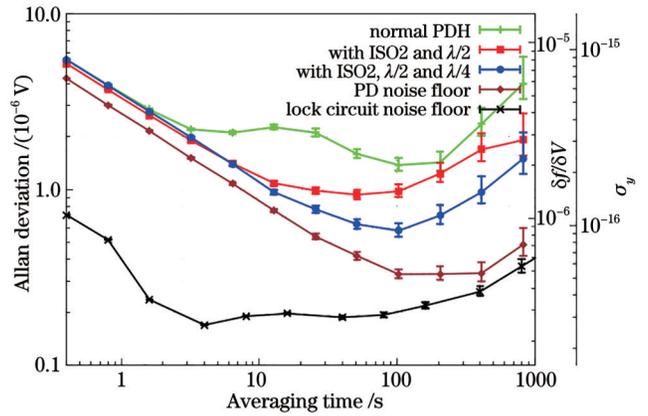


图 2 不同光路隔离配置下误差信号稳定度对比图(左轴为误差信号的电压值,右轴为经过误差信号斜率换算的频率偏差与腔线宽的比值,以及频率偏差除以光频率后对应的频率稳定度)

Fig. 2 Comparison of error signal stability under different optical path isolation configurations (The left axis is the error signal voltage value. The right axis represents the ratio of the frequency deviation converted from the error signal slope to the cavity linewidth, and the corresponding frequency stability of the frequency deviation divided by optical frequency)

实验 1 是只在 EOM 前有隔离器的普通 PDH 方案。由于隔离器 ISO1 的存在,而且入腔四分之一波片与 PBS 将腔反射光尽可能地反射到 PD1,光路内部的反射光大大减少,光路中剩余的干涉效应已经很小,10 s 积分便可达到  $2 \mu\text{V}$  水平;但是也可以明显看到由于受到外界的影响,10~100 s 的误差稳定度曲线有明显的鼓包。在 EOM 后插入隔离器 ISO2 和半波片(实验 2),并优化 PBS 的透射之后,光路的干涉效应得到了进一步抑制,误差信号稳定度相比于实验 1 在 10 s 附近有超过两倍的提升,稳定度最高达到了  $1 \mu\text{V}$ 。在半波片后面再增加一个四分之一波片(实验 3),并进一步优化激光与 PBS 偏振的匹配从而提高 PBS 透射之后,光路的干涉效应得到了进一步抑制,稳定度在 100 s 积分时间处达到最高值  $0.5 \mu\text{V}$ 。棕色线展示了没有激光时 PD1 和锁定电路组成的复合系统的共同稳定度,可以看到,在没有激光时,本底的稳定度在 10 s

积分时间以下提高得不多,此时锁定的短期稳定度受限于电路的噪声本底。黑色线展示了用 50 Ω 端子代替 PD1 接到混频器 RF 输入端时锁定电路的稳定度,此时锁定电路的稳定度在 3~100 s 积分时间内达到 200 nV,相比于带 PD 的稳定度本底提高了约 10 倍。可见,在干涉效应得到有效消除之后,PD1 的本底噪声将是频率锁定稳定度的一个主要限制因素。

### 3 伺服电路设计及性能

实验中使用的 PD 和锁频电路均为自主研制产品。上一节的测试结果显示,锁频电路具有很高的参考稳定度,环路噪声主要来源于 PD。本节将简要介绍锁频电路设计方案。由于激光器的线宽在 kHz 以上,激光器内部的频率调谐器件为 PZT,其反馈带宽在 10 kHz 左右,不足以有效抑制激光的频率抖动。故而,笔者通过在激光输出端插入 AOM 进行移频并通过驱动 AOM 进行快速频率调制来实现激光线宽的压窄,同时将慢速反馈输入到激光器的 PZT 控制端,调制激光器的 PZT,从而抵消激光的频率漂移。

锁频电路示意图如图 3 所示。PD input 与 PD1 的交流输出相连,local 与调制信号源的输出相连,两个信号经过混频后产生锁定误差信号;误差信号先与参考电压作差,以调节误差信号的偏置。偏置调节之后的信号分为两路,一路输出作为误差监测,另一路经过一个增益调节单元后进入 PID 调节电路。PID 调节电路由比例-微分和积分两个分支组成,其中比例-微分支采用高速运放,以确保反馈电路有足够大的带宽。高速运放具有较大的偏置电压和温度系数,而积分过程会产生很大的增益( $> 10^5$ ),为了保证电路在满足反馈带宽的同时具有低偏置电压和温度系数,积分分支采用高稳定度运放实现,并且采用两重积分设计(提高电路的低频增益)。两个分支采用高速运放合并之后作为快环输出,用于控制 AOM 的驱动频率,进而实现

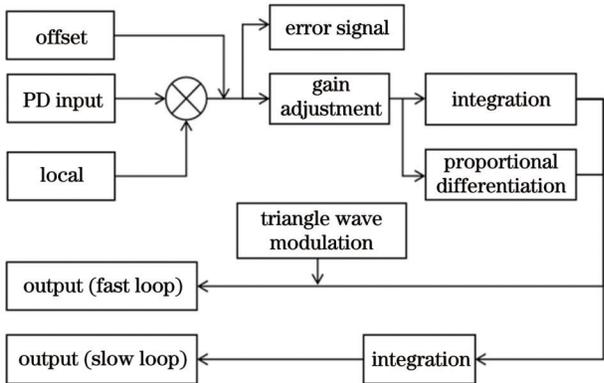


图 3 锁频电路设计示意图,⊗代表混频器,箭头表示信号流动的方向

Fig. 3 Frequency locking circuit design schematic, where the ⊗ symbol represents a mixer, and arrows indicate the direction of signal flow

激光频率锁定。由于 AOM 的频率调节范围限制在 10 MHz 左右,无法实现激光频率的长时间锁定,所以将快环的输出信号分出一支进行低速积分后作为低速反馈信号,经过高压放大之后输出到激光器的 PZT 控制输入端,以补偿激光频率的长漂。PZT 的频率调节范围在 5 GHz 以上,可以满足激光频率长时间锁定的要求。为了方便锁定误差的查找和优化,快环输出上额外叠加了一个连续周期性三角波,以实现激光频率的小范围扫描。激光频率锁定后关闭该三角波,以减小对激光频率的扰动。

采用网络分析仪对 PID 电路的带宽进行评估,在只有比例增益时测得其 3 dB 带宽约为 20 MHz,如图 4 所示。在实际使用中,有效反馈带宽会受到激光频率驱动器相应带宽的限制。比如在本实验中,反馈带宽被 AOM 频率调制带宽限制,约为 800 kHz。激光频率锁定后误差信号的频谱如图 5 所示。该图显示频谱在 800 kHz 附近有一个凸起,增益如果再增加,电路将在该频率点起振。

PID 参数优化后,锁频电路在激光器远离腔共振自由运转时和锁定时的误差信号 Allan 偏差如图 6 所

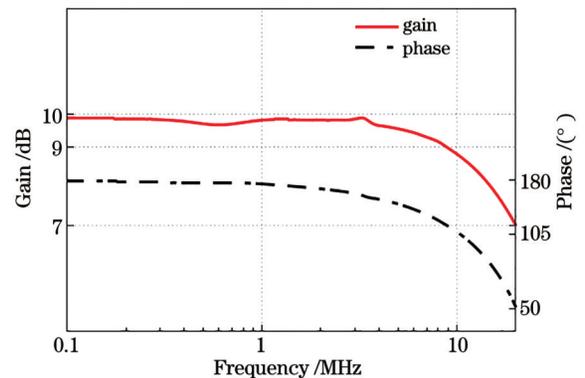


图 4 电路纯比例增益带宽(实线代表不同频率处的增益,点划线代表对应的相位角)

Fig. 4 Circuit pure proportional gain bandwidth (The solid line represents the gain at different frequencies, while the dot dash line represents the corresponding phase angles)

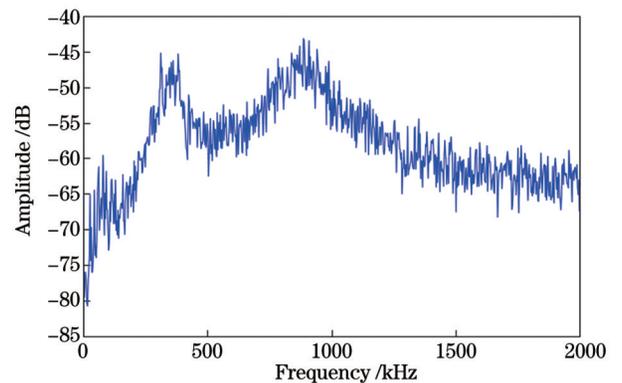


图 5 激光频率锁定后误差信号的频谱

Fig. 5 Spectrum of the error signal after laser frequency locking

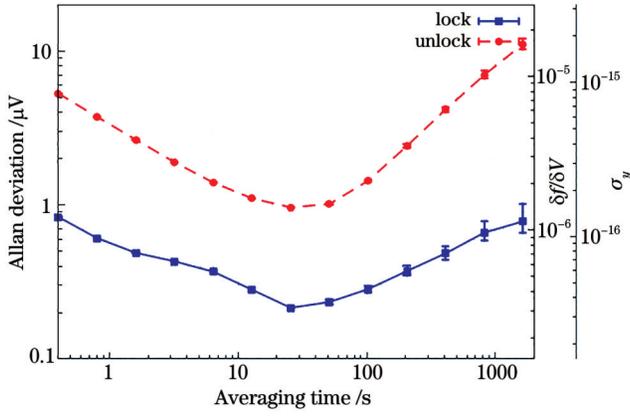


图 6 频率锁定前后误差信号稳定性对比

Fig. 6 Comparison of error signal stability before and after frequency locking

示。频率锁定后误差信号的不稳定度最高为 200 nV，远低于远离共振自由运转时的不稳定度(1  $\mu\text{V}$ )。这说明锁频电路的低频增益足够大，误差信号中的光学、电学噪声都作为光学频率噪声被抑制，从而实现了将激光的频率抖动抑制到光路和电路引进的稳定度极限水平。

#### 4 参考腔的性能参数

本研究中使用两台参考腔的腔体均采用超低膨胀系数(ULE)玻璃制成，腔长为 10 cm，腔镜基底采用

熔融石英玻璃。第一台参考腔的腔镜是一对曲率半径为 1 m 的凹镜，第二台参考腔的腔镜是平面镜与曲率半径为 1 m 的凹面镜的组合。通过衰荡法测得 1560 nm 处第一、二台参考腔的线宽分别为 21 kHz 和 4.2 kHz，耦合效率分别为 15% 和 48%，对应的精细度分别为 7.1 万和 36 万。与其他的超稳激光相关工作比较，第二台参考腔的线宽及耦合对比度属于正常水平，第一台参考腔的腔镜性能较差，线宽为正常水平的 5 倍，耦合效率只有正常水平的 1/3。

两台参考腔的腔体都采用可搬运的支撑结构设计<sup>[23-25]</sup>，腔体设计详见文献[26-27]。采用扰动的方法分别从轴向、水平和垂直这三个方向来测量两台参考腔的振动敏感度，测算的振动敏感度数值如表 1 所示。两台参考腔的频率变化以及对应的加速度变化如图 7 所示。

表 1 两台参考腔在三个正交方向上的振动敏感度

Table 1 Vibration sensitivity of the two reference cavities in three orthogonal directions

Direction	Vibration sensitivity / ( $10^{-10} \text{g}^{-1}$ )	
	No.1	No.2
Axial	1.6	3.9
Horizontal	3.5	1.0
Vertical	3.4	0.8

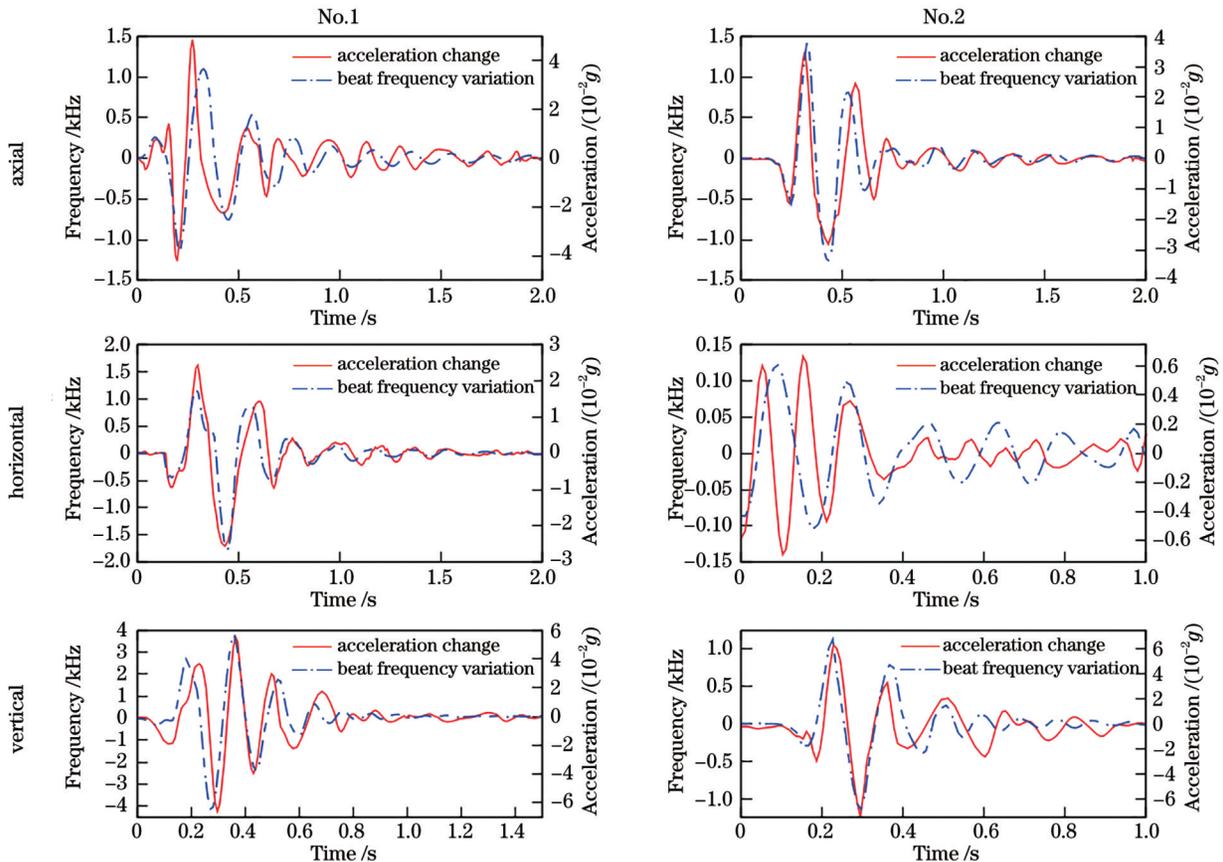


图 7 两台参考腔的振动敏感度测试

Fig. 7 Vibration sensitivity test for the two reference cavities

腔体放置在真空室中,使用 10 L/s 和 2 L/s 的离子泵分别将腔体保持在  $8.5 \times 10^{-7}$  Pa 和  $4.0 \times 10^{-6}$  Pa 的真空度下。使用帕尔贴对外层的真空室和内层的保温层进行控温,外层温度控制在室温附近,内层温度控制在参考腔的热膨胀系数过零温度附近。腔的热膨胀系数过零温度测量方法如下:先大幅度改变内层控制温度,使零膨胀温度位于当前温度和新控制温度之间,之后记录拍频频率随时间的变化,对拍

频率随时间的变化进行拟合(其中温度变化采用二阶低通滤波模型进行拟合,热膨胀系数-温度关系采用二次方程近似),从而得出热膨胀系数过零温度。实验拟合得出两个参考腔的热膨胀系数过零温度分别为 15.1 °C(第一台参考腔)和 11.1 °C(第二台参考腔),如图 8 所示。温控稳定工作之后,内层控温点温度的 Allan 偏差在 1~10000 s 积分时间内保持在 30  $\mu$ K 以下,如图 9 所示。

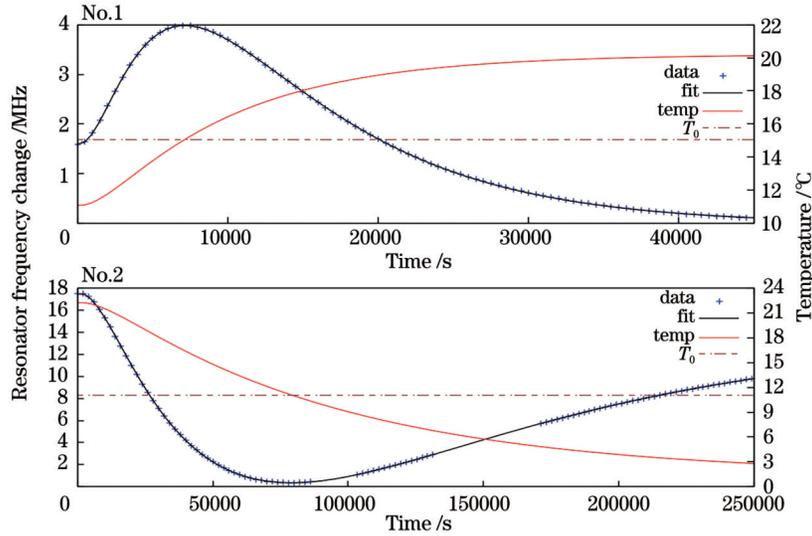


图 8 内层腔温度改变后拍频频率(扣除偏置频率之后)随时间的变化(data是测量的拍频频率,fit是拍频的拟合曲线,temp是拟合模型给出的腔温随时间变化的曲线, $T_0$ 是解算出的腔的热膨胀系数过零点温度)

Fig. 8 Plot of beat frequency variation over time after inner cavity temperature change (“data” represents the measured beat frequency values, “fit” is the fitted beat frequency curve, “temp” indicates the cavity temperature change over time predicted by the fitting model, and  $T_0$  represents the temperature at which the cavity’s thermal expansion coefficient crosses zero)

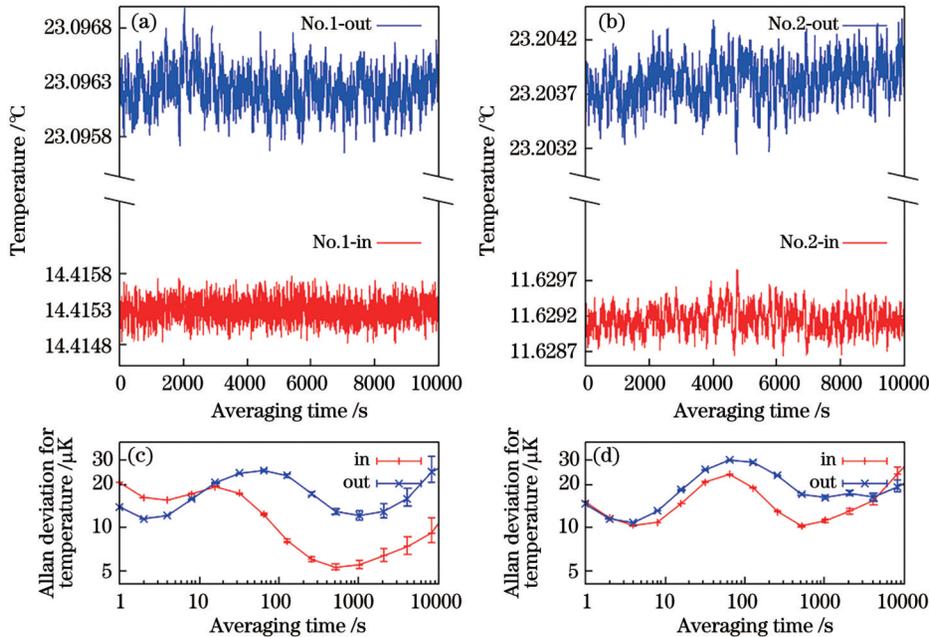


图 9 真空室及内部保温层的温度稳定性。(a)(b)第一台参考腔和第二台参考腔外层、内层温度随时间的变化图;(c)(d)使用图(a)、(b)中的温度数据计算得到的对应的 Allan 偏差

Fig. 9 Temperature stability of the vacuum chamber and internal insulation layer. (a)(b) Temperature variation graphs over time for the inner and outer layers of No. 1 and No. 2 reference cavities, respectively; (c)(d) corresponding Allan deviations calculated using the temperature data from figures (a) and (b)

## 5 超稳激光性能评估

完成参考腔的各项参数评估之后,通过拍频评估这两台超稳激光系统的频率稳定度。两台超稳激光器都通过保偏光纤输出激光,将两束超稳激光用光纤合束器合束之后送到高速 PD,以探测它们的拍频。拍频频率使用 Microchip 53100A 相位噪声分析仪进行采集,采样时间间隔为 0.01 s,测量时长为 30 min。去除 11.8 mHz/s 的线性漂移后,拍频频率随时间的变化以及对应的频率稳定度如图 10 所示。图 10 显示:拍频频率稳定度在 1 s 积分时间时为  $6.5 \times 10^{-16}$ ;在 2~5 s 积分时间内,拍频频率稳定度达到最高,Allan 偏差在 0.109 Hz 以下,相对光频稳定度为  $5.6 \times 10^{-16}$ ;在 10 s 积分时间时,拍频频率稳定度为  $5.8 \times 10^{-16}$ 。由于超稳激光的频率稳定度在接近热噪声极限时仅受限于腔的热噪声,可以假设两个参考腔具有相同的稳定度,则单台激光器的频率稳定度为拍频频率的稳定度除以  $\sqrt{2}$ ,即单台激光器的频率稳定度在 1 s 积分时间时为  $4.6 \times 10^{-16}$ ,2~5 s 积分时间时为  $4.0 \times 10^{-16}$ ,在 10 s 积分时间时为  $4.1 \times 10^{-16}$ ,该结果非常接近 10 cm 腔理论上的热噪声极限( $\approx 4 \times 10^{-16}$ )。该结果显示,虽然有一个参考腔的线宽较宽,对比度较差,但经过合适的优化之后,激光的频率稳定度仍然能够达到参考腔的热噪声极限。与笔者课题组之前的超稳激光工作<sup>[26-27]</sup>相

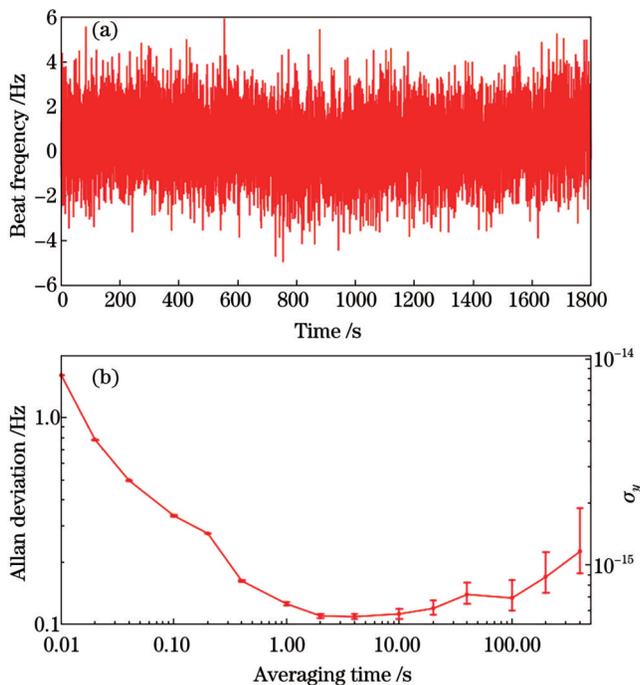


图 10 拍频数据。(a)去除 11.8 mHz/s 线性漂移后拍频频率随时间的变化;(b)使用图(a)中的数据计算得到的拍频频率的 Allan 偏差

Fig. 10 Beat frequency data plots. (a) Beat frequency variation over time with the linear drift of 11.8 mHz/s removed; (b) Allan deviation of the beat frequency calculated from the data in figure (a)

比较,之前工作中激光的频率稳定度在 0.1 s 积分时间时即可达到  $5 \times 10^{-16}$ ,而在本工作中 0.1 s 积分时间时的稳定度为  $2.2 \times 10^{-15}$ ,比之前的工作稍差。对照图 2 中 1 s 积分时间处的电路稳定度可知,在 1 s 及更短的积分时间内,拍频的频率稳定度很大程度上受限于第一台参考腔的线宽。

## 6 结 论

笔者在理论上分析了光路中干涉效应对 PDH 频率锁定误差信号的影响,通过实验研究了降低干涉效应的有效方法。在此基础上,笔者课题组研制了两台锁定于 10 cm ULE 参考腔的 1.5  $\mu\text{m}$  超稳激光器。通过它们之间的拍频测得单台超稳激光器的短期稳定度可以达到  $4.6 \times 10^{-16}$  (1 s 积分时间)和  $4.0 \times 10^{-16}$  (2~5 s 积分时间)。该超稳激光系统使用 1.5  $\mu\text{m}$  保偏光纤输出,可以直接接入光纤链路中用于远距离光频传输和量子通信。笔者对光路干涉效应消除的研究为未来研制频率稳定度达到  $10^{-17}$  的超稳激光器提供了参考。

致谢 感谢中国科学院安徽光学精密机械研究所提供的光纤激光器。

## 参 考 文 献

- [1] Ludlow A D, Boyd M M, Ye J, et al. Optical atomic clocks[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2015, 87(2): 637-701.
- [2] Brewer S M, Chen J S, Hankin A M, et al.  $^{27}\text{Al}^+$  quantum-logic clock with a systematic uncertainty below  $10^{-18}$ [J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(3): 033201.
- [3] Oelker E, Hutson R B, Kennedy C J, et al. Demonstration of  $4.8 \times 10^{-17}$  stability at 1 s for two independent optical clocks[J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(10): 714-719.
- [4] Adhikari R X. Gravitational radiation detection with laser interferometry[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2014, 86(1): 121-151.
- [5] Lucamarini M, Yuan Z L, Dynes J F, et al. Overcoming the rate-distance limit of quantum key distribution without quantum repeaters[J]. *Nature*, 2018, 557(7705): 400-403.
- [6] Chen J P, Zhang C, Liu Y, et al. Sending-or-not-sending with independent lasers: secure twin-field quantum key distribution over 509 km[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(7): 070501.
- [7] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, et al. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator[J]. *Applied Physics B*, 1983, 31(2): 97-105.
- [8] Numata K, Kemery A, Camp J. Thermal-noise limit in the frequency stabilization of lasers with rigid cavities[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(25): 250602.
- [9] Kessler T, Legero T, Sterr U. Thermal noise in optical cavities revisited[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2011, 29(1): 178-184.
- [10] Häfner S, Falke S, Grebing C, et al.  $8 \times 10^{-17}$  fractional laser frequency instability with a long room-temperature cavity[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(9): 2112-2115.
- [11] Kessler T, Hagemann C, Grebing C, et al. A sub-40-mHz-linewidth laser based on a silicon single-crystal optical cavity[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(10): 687-692.
- [12] Wiens E, Chen Q F, Ernsting I, et al. Silicon single-crystal cryogenic optical resonator[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(11): 3242-

- 3245.
- [13] Matei D G, Legero T, Häfner S, et al. 1.5  $\mu\text{m}$  lasers with sub-10 mHz linewidth[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(26): 263202.
- [14] He L L, Zhang J X, Wang Z Y, et al. Ultra-stable cryogenic sapphire cavity laser with an instability reaching  $2 \times 10^{-16}$  based on a low vibration level cryostat[J]. *Optics Letters*, 2023, 48(10): 2519-2522.
- [15] Cole G D, Zhang W, Martin M J, et al. Tenfold reduction of Brownian noise in high-reflectivity optical coatings[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(8): 644-650.
- [16] Whittaker E A, Gehrtz M, Bjorklund G C. Residual amplitude modulation in laser electro-optic phase modulation[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1985, 2(8): 1320-1326.
- [17] Wong N C, Hall J L. Servo control of amplitude modulation in frequency-modulation spectroscopy: demonstration of shot-noise-limited detection[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1985, 2(9): 1527-1533.
- [18] Zhang W, Martin M J, Benko C, et al. Reduction of residual amplitude modulation to  $1 \times 10^{-6}$  for frequency modulation and laser stabilization[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(7): 1980-1983.
- [19] Li L F, Shen H, Bi J, et al. Analysis of frequency noise in ultra-stable optical oscillators with active control of residual amplitude modulation[J]. *Applied Physics B*, 2014, 117(4): 1025-1033.
- [20] Tai Z Y, Yan L L, Zhang Y Y, et al. Electro-optic modulator with ultra-low residual amplitude modulation for frequency modulation and laser stabilization[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(23): 5584-5587.
- [21] Yao B, Chen Q F, Chen Y J, et al. 280 mHz linewidth DBR fiber laser based on PDH frequency stabilization with ultrastable cavity [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(5): 0501014.
- [22] Black E D. An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization[J]. *American Journal of Physics*, 2001, 69(1): 79-87.
- [23] Chen X T, Jiang Y Y, Li B, et al. Laser frequency instability of  $6 \times 10^{-16}$  using 10-cm-long cavities on a cubic spacer[J]. *Chinese Optics Letters*, 2020, 18(3): 030201.
- [24] Argence B, Prevost E, Lévêque T, et al. Prototype of an ultra-stable optical cavity for space applications[J]. *Optics Express*, 2012, 20(23): 25409-25420.
- [25] Chen Q F, Nevsky A, Cardace M, et al. A compact, robust, and transportable ultra-stable laser with a fractional frequency instability of  $1 \times 10^{-15}$ [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2014, 85(11): 113107.
- [26] Tao B K, Chen Q F. A vibration-insensitive-cavity design holds impact of higher than 100 g[J]. *Applied Physics B*, 2018, 124(12): 228.
- [27] Xiao R, Xu Y Q, Wang Y, et al. Transportable 30 cm optical cavity based ultrastable lasers with beating instability of  $2 \times 10^{-16}$  [J]. *Applied Physics B*, 2022, 128(12): 220.

## Interference Suppression and Frequency-Locking Circuit Design in Ultra-Stable Laser Systems

Xiao Rui<sup>1,2</sup>, Yan Beifei<sup>1,2</sup>, Cai Zhendi<sup>1,2</sup>, Fang Pengcheng<sup>1</sup>, Xu Yanqi<sup>1</sup>, Wang Yan<sup>1</sup>,  
Sun Huanyao<sup>1</sup>, Chen Qunfeng<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics, Innovation Academy for Precision Measurement Science and Technology, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, Hubei, China;

<sup>2</sup>University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

### Abstract

**Objective** Ultra-stable lasers, characterized by high-frequency stability and extremely narrow linewidths, serve as vital tools in precision measurement and physics research. They find extensive applications in fields such as atomic clocks, gravitational wave detection, and quantum communication. With improvements in experimental precision, the demand for lasers with narrower linewidths and higher frequency stability has increased. Therefore, enhancing the frequency stability of ultra-stable lasers has become a significant area of research. Currently, the Pound–Drever–Hall (PDH) frequency stabilization technique is widely used for generating ultra-stable lasers. By employing this technique, the laser frequency is locked to a high-precision Fabry–Perot (FP) cavity to reduce the laser linewidth and improve frequency stability. If the feedback system has a sufficiently high signal-to-noise ratio (SNR), an appropriate loop bandwidth, and gain, it can fully suppress the free-running frequency noise and drift of the laser. Ultimately, the frequency stability primarily depends on the performance of the ultra-stable cavity (reference cavity), which serves as the frequency reference, and the servo system that controls the laser frequency. Thus, enhancing the stability of the reference cavity and optimizing the performance of the frequency-locking system are critical for improving the frequency stability of ultra-stable lasers.

**Methods** This study theoretically investigates the influence of interference effects on PDH locking error signals and identifies optimization directions for the optical path. In experiments, a reflection mirror was initially used instead of the reference cavity to prevent data distortion caused by laser frequency drifts when the laser operates freely and scans through the resonances of the reference cavity. Subsequently, an Agilent 34401A digital multimeter was employed to measure the voltage values of the locking error signals under different optical path conditions. The stabilities of the locking error were calculated and compared under different optical path designs. Finally, the optimal design for reducing interference effects in the optical path was chosen. A self-developed photodetector

and frequency-locking circuit were used to stabilize the laser frequency to a 10 cm reference cavity. To enhance the stability of the length of the reference cavity, it was enclosed within a vacuum chamber using a transportable mounting structure. Additionally, a Peltier temperature control system was installed inside the vacuum chamber to maintain the cavity temperature near the zero-crossing point of its coefficient of thermal expansion. The entire system was positioned on an active vibration isolation platform. We replicated this setup to create two independent ultra-stable laser systems. The two beams of ultra-stable lasers were combined using a fiber combiner and directed to a high-speed photodetector for beat-note detection. Beat-note frequencies were collected using a Microchip 53100A phase noise analyzer, which was used to evaluate the frequency stability of the locked lasers.

**Results and Discussions** The study reveals that adding isolators and wave plates after an electro-optic modulator (EOM) can effectively suppress interference in the optical path (Fig. 2). After optimization, the relative stability of the locked frequency system reaches  $9 \times 10^{-7}$ . The reference cavity's vibration sensitivity (Table 1, Fig. 7) and temperature instability (Fig. 9) are both sufficiently low, such that the impact of vibration noise and environmental temperature fluctuations on cavity length stability is overshadowed by that of thermal noise. With a reference cavity linewidth of 21 kHz (precision of 75000), the frequency stability of a 1.5  $\mu\text{m}$  laser is locked at the  $4.0 \times 10^{-16}$  level (Fig. 10), which is approaching the thermal noise limit of the 10 cm reference cavity.

**Conclusions** This study theoretically analyzes the influence of interference effects in the optical path on PDH frequency locking error signals and experimentally studies effective methods for reducing these effects. We develop two independent 1.5  $\mu\text{m}$  ultra-stable lasers locked onto two 10 cm ULE reference cavities. Through mutual comparison, the short-term stability of each individual laser is evaluated. The stability reaches  $4.6 \times 10^{-16}$  for integration times of 1 s and  $4.0 \times 10^{-16}$  for integration times in the range 2–5 s. This ultra-stable laser system, which utilizes a 1.5  $\mu\text{m}$  polarization-maintaining optical fiber output, is suitable for application in long-distance optical frequency transfer and quantum communication. The study on eliminating interference effects in the optical path provides a reference for future development of ultra-stable lasers with frequency stability at the level of  $10^{-17}$ .

**Key words** lasers; laser stabilization; Pound–Drever–Hall frequency stabilization; interference effects; ultra-stable cavity; ultra-stable laser