



基于1560 nm外腔式激光器的拉曼光锁相技术

王凯楠 程冰 周寅 陈佩军 朱栋 翁堪兴 王河林 彭树萍 王肖隆 吴彬 林强

Phase locking technology for Raman laser system based on 1560nm external cavity lasers

Wang Kai-Nan Cheng Bing Zhou Yin Chen Pei-Jun Zhu Dong Weng Kan-Xing Wang He-Lin
Peng Shu-Ping Wang Xiao-Long Wu Bin Lin Qiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 170303 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210432

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210432>

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

大倾斜角度下基于冷原子重力仪的绝对重力测量

Measurement of absolute gravity based on cold atom gravimeter at large tilt angle

物理学报. 2018, 67(19): 190302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181121>

基于原子重力仪的车载静态绝对重力测量

Static measurement of absolute gravity in truck based on atomic gravimeter

物理学报. 2020, 69(6): 060302 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191765>

船载系泊状态下基于原子重力仪的绝对重力测量

Absolute gravity measurement based on atomic gravimeter under mooring state of a ship

物理学报. 2021, 70(4): 040304 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201522>

拉曼激光边带效应对冷原子重力仪测量精度的影响

Influence of Raman laser sidebands effect on the measurement accuracy of cold atom gravimeter

物理学报. 2019, 68(19): 194205 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190581>

基于原子干涉仪的微观粒子弱等效原理检验

Test of weak equivalence principle of microscopic particles based on atom interferometers

物理学报. 2018, 67(16): 160402 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180621>

原子芯片的基本原理、关键技术及研究进展

Fundamental principles, key enabling technologies, and research progress of atom chips

物理学报. 2021, 70(2): 023701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201561>

基于 1560 nm 外腔式激光器的拉曼光锁相技术*

王凯楠 程冰 周寅 陈佩军 朱栋 翁堪兴 王河林
彭树萍 王肖隆 吴彬[†] 林强[‡]

(浙江工业大学理学院, 浙江省量子精密测量重点实验室, 杭州 310023)

(2021 年 3 月 6 日收到; 2021 年 4 月 21 日收到修改稿)

拉曼光产生技术是量子精密测量领域的一个重要研究内容, 是冷原子重力仪、冷原子陀螺仪等量子惯性传感器的关键技术. 对于铷 87 原子, 需要两束频差 6.834 GHz 且相位稳定的 780 nm 激光来产生拉曼光. 基于两台外腔式 780 nm 激光器, 并利用光学锁相环技术可以产生拉曼光, 但系统复杂、环境适应性不强. 基于内腔式 1560 nm 激光器, 通过倍频和电光调制技术也可以产生拉曼光, 虽然系统简单、环境适应性强, 但测量性能受边带效应影响. 受限于内腔式激光器的线宽及反馈带宽性能, 一般无法利用光学锁相环方法来产生拉曼光. 鉴于此, 本文基于两台新型外腔式 1560 nm 激光器和自制锁相电路系统, 实现了一套低相噪的拉曼光系统, 相位噪声功率谱在 1—10 kHz 频段低至 -95 dBc/Hz. 通过与 780 nm 双激光器及混合双激光器锁相性能进行比较, 发现该方案略具优势. 此外, 通过分段积分的方法分析了该锁相性能对冷原子干涉仪相位噪声的影响. 本文实验结果为研制小型化、外场适用的拉曼光系统提供了一种方案.

关键词: 冷原子, 原子干涉仪, 拉曼激光**PACS:** 03.75.Dg, 67.85.-d, 42.55.Ye**DOI:** 10.7498/aps.70.20210432

1 引言

冷原子干涉仪自出现以来得到迅猛发展, 目前已经成为量子精密测量领域的一个重要工具. 基于冷原子干涉仪可以精确测量基本物理常数^[1]、验证等效原理^[2,3]、寻找暗能量^[4,5]等; 此外, 冷原子干涉仪还可以应用于高精度重力加速度^[6,7]、重力场梯度^[8,9]、旋转角速度^[10,11]、线加速度^[12,13]等参数的测量, 为新一代量子惯性传感器提供技术支撑. 尤其是在冷原子重力仪领域, 冷原子干涉仪技术的成熟促进了小型化冷原子重力仪的发展^[14–18], 目前其重力测量性能已经可以与传统最好的绝对重力仪相媲美^[14,19–22], 其可移动性、环境适应性也得

到提升, 一些外场应用试验逐渐开始出现^[23–27].

冷原子干涉仪大多是基于拉曼光脉冲操纵原子物质波以实现分束、偏转以及合束, 因此拉曼光产生技术一直是一个重要的研究内容. 拉曼光的产生有多种方法, 主要包括: 声光调制法、电光调制法和光学锁相法. 声光调制法是基于声光调制器 (AOM) 的正负一级边带产生拉曼光^[28], 但是由于 AOM 工作在 GHz 的高频段, 衍射效率不高, 且光路是自由空间, 传输易受环境干扰. 电光调制法是利用电光调制器 (EOM) 产生 GHz 的边带与其载波形成拉曼光^[29–40], 基于成熟的内腔式 1560 nm 激光器 (分布式反馈激光器、光纤激光器等), 通过倍频和电光调制技术可以产生拉曼光, 且调制效率高、技术成熟度高、环境适应性强, 但其调制边带容易引入

* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFC0601602)、国家自然科学基金 (批准号: 51905482, 61727821, 61875175, 11704334, 51905482) 和中国自然资源航空物探遥感中心项目 (批准号: DD20189831) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: wubin@zjut.edu.cn

[‡] 通信作者. E-mail: qlin@zjut.edu.cn

不稳定的系统效应. 光学锁相法是利用光学锁相环技术实现两台激光器的相位锁定^[41], 它是实验室较为常用的一种拉曼光产生方法, 具有效率高、稳定性强的优点, 且不受边带效应的影响. 通过增加锁定环路带宽、提高激光器性能, 基于 780 nm 外腔式激光器的锁相性能在近年得到一定提升, 在 0.1—100 kHz 频段的锁相相位噪声可优于 $-120 \text{ dB}\cdot\text{rad}^2/\text{Hz}$ ^[42-44]. 为了简化锁相方案、增强环境适应性, 分布式布拉格反射 (DBR) 激光器^[45]、分布式反馈 (DFB) 激光器^[46] 等内腔式激光光源也开始被用来搭建光学锁相环系统, 但是初期并未得到较好的锁相效果. 通过改进 DFB 激光器, 锁相的性能得到一定改善, 在 100 Hz 频偏下的锁相相位噪声可达 $-70 \text{ dB}\cdot\text{rad}^2/\text{Hz}$ ^[47-49]. 但是受限于内腔式激光器的反馈带宽, 其锁相性能较难进一步提高. 目前常用的外腔式 780 nm 激光器虽然可以实现锁相, 但易受环境影响不太适合在外场环境中使用.

鉴于上述问题, 本文基于一种新型的外腔式 1560 nm 激光器和自制锁相电路系统, 利用光学锁相法实现了拉曼光的产生. 实验上测量了激光器锁相后的拍频信号, 分析了相位噪声曲线. 此外, 还搭建了一套同步比对测试系统, 通过分析外腔式激光器的三种不同组合情况下的相位噪声, 发现基于新型外腔式 1560 nm 激光器的锁相性能略优于实验室现有方案. 最后, 以冷原子重力仪为例, 通过对相位噪声曲线进行分段积分, 分析了锁相噪声对冷原子重力仪灵敏度的影响. 本文实验方案可扩展为全光纤, 为实现低相位噪声、无边带效应、高稳定性、高可靠性、强环境适应性的拉曼光系统提供了一种新思路, 有望促进外场适用的量子惯性仪器研究的发展.

2 拉曼光锁相的原理及方案

拉曼光锁相环路是一个负反馈系统, 其原理示意图如图 1 所示. 主激光器 (ML) 与从激光器 (SL) 的输出光合束后被高速光电管 (PD) 接收, 接收到的信号在放大后与参考射频信号混频得到误差信号, 经环路滤波器后反馈至从激光器的电流调制口, 用于调节频率与相位使其与主激光器的频率、相位同步变化.

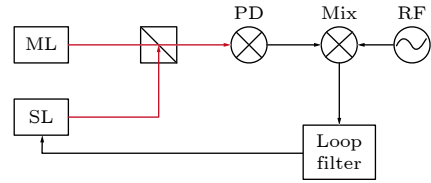


图 1 拉曼光锁相的原理示意图. ML, 主激光器; SL, 从激光器; PD, 高速光电管; Mix, 混频器; RF, 射频参考
Fig. 1. Schematic diagram of the optical phase-locked loop (OPLL) system. ML, master laser; SL, slave laser; PD, high-speed photodiode; Mix, mixer; RF, RF reference.

为了进一步分析光学锁相环的原理, 从频域上对其进行分析, 原理框图如图 2 所示.

由图 2 可知, 拉曼光锁相环路中参考信号的相位 $\phi_{\text{ref}}(s)$ 可以表示为

$$\phi_{\text{ref}}(s) = \phi_m(s) - \phi_s^n(s) - [\phi_r(s) - \phi_{\text{pd}}^n(s)]/K_{\text{pd}}, \quad (1)$$

其中 $\phi_m(s) = \phi_{m0} + \phi_m^n(s)$ 为主激光器的输出相位, ϕ_{m0} 是该激光器的静态相位, $\phi_m^n(s)$ 是激光器的相位噪声; $\phi_s(s) = \phi_{s0} + \phi_s^n(s)$ 为从激光器的输出相位, ϕ_{s0} 是从激光器的输出静态相位, $\phi_s^n(s)$ 表示其相位噪声; $\phi_r(s) = \phi_{r0} + \phi_r^n(s)$ 为外差锁相环中参考射频信号的相位, ϕ_{r0} 是该射频信号的输出静态相位, $\phi_r^n(s)$ 表示其相位噪声; $\phi_{\text{pd}}^n(s)$ 表示高速光电探头的

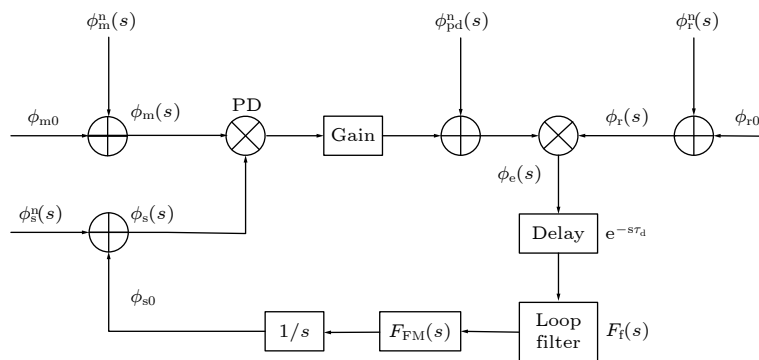


图 2 拉曼光锁相的频域原理图

Fig. 2. Diagram in frequency domain for the system of OPLL.

散粒噪声; K_{pd} 是相关系数, 与高速光电管的增益、光电管响应度、激光重合度及激光光功率密度有关; 误差信号的相位可写为 $\phi_e(s) = \phi_{ref}(s) - \phi_s(s)$.

从频域分析该环路, 可得到开环传递函数 $G_{op}(s)$ 为

$$G_{op}(s) = \frac{\phi_s(s)}{\phi_e(s)} = \frac{K_{dc}F_f(s)F_{FM}(s)\exp(-s\tau_d)}{s}, \quad (2)$$

其中 $K_{dc} = K_{pd}K_fK_s$ 表示环路的直流增益, K_f , K_s 分别表示环路滤波器的直流增益和从激光器电流频率调制响应的直流增益, $F_f(s)$ 是环路滤波函数, $F_{FM}(s)$ 是从激光器的频率响应函数, τ_d 表示环路延时. 闭环的传递函数可以表示为

$$\begin{aligned} H_o(s) &= \frac{\phi_s(s)}{\phi_{ref}(s)} = \frac{\phi_s(s)}{\phi_s(s) + \phi_e(s)} = \frac{G_{op}(s)}{1 + G_{op}(s)} \\ &= \frac{K_{dc}F_f(s)F_{FM}(s)\exp(-s\tau_d)}{s + K_{dc}F_f(s)F_{FM}(s)\exp(-s\tau_d)}. \end{aligned} \quad (3)$$

误差的传递函数可表示为

$$E_o(s) = 1 - H_o(s). \quad (4)$$

基于 (4) 式可得从激光器的相位与环路内各信号源的相位之间的关系:

$$\begin{aligned} \phi_s(s) &= H_o(s)\{\phi_m(s) + \phi_m^n(s) - \phi_s^n(s) \\ &\quad - [\phi_r(s) + \phi_r^n(s) - \phi_{pd}^n(s)/K_{pd}]\} \\ &= H_o(s)[\phi_m(s) + \phi_m^n(s) + \phi_{pd}^n(s)/K_{pd}] \\ &\quad + E_o(s)\{\phi_s^n(s) + [\phi_r(s) + \phi_r^n(s)/K_{pd}]\}. \end{aligned} \quad (5)$$

由 (5) 式可知, 主激光器的相位噪声及高速光电管的散粒噪声会通过闭环传递函数叠加至从激光器的相位, 射频信号的相位噪声及从激光器自身的相位噪声通过误差传递函数叠加至从激光器的相位. 一般情况下, 闭环传递函数为低通滤波器, 误差传递函数为高通滤波器, 滤波器带宽为从激光器能跟随主激光器相位的最大带宽. 综上分析, 环路带宽、环路各部分引入的相位噪声是影响整个环路锁相性能的主要因素.

3 拉曼光锁相实验

实验系统的示意图如图 3 所示, 主要是为了评估基于新型外腔式 1560 nm 激光器锁相的性能. 因为拉曼光是针对铷 87 原子设计的, 需要两束频差 6.834 GHz 且相位稳定的 780 nm 激光来实现. 因此外腔式 1560 nm 激光器需要通过掺铒光纤放

大器 (EDFA) 放大, 经周期性铌酸锂晶体 (PPLN) 倍频至 780 nm. 结合实验室正在使用的外腔式 780 nm 激光器, 设计三种组合方式来研究不同激光器之间锁相的性能. 组合 1 和组合 3 分别是外腔式 1560 nm 激光器系统 (FL1 和 FL2) 和 780 nm 激光器系统 (DL1 和 DL2) 各自锁相, 组合 2 是两系统 (FL2 和 DL1) 之间进行锁相. 组合 3 是实验室正在使用且比较成熟的锁相方案, 已经应用于多套小型化冷原子重力仪, 可以作为相对参考. 组合 1 是需要验证的激光器方案, 该方案具有无边带效应、环境适应性强的特点. 组合 2 是对比实验, 验证两种不同激光器的锁相性能. 三种组合方式除光源稍有不同外其余参数皆保持严格一致.

主激光器通过频率调制谱 (FM) 锁定在 ^{87}Rb D2 线的 $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$ 共振跃迁上, 从激光器通过调整参数使其频率基本在 ^{87}Rb D2 线 $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ 共振跃迁处. 主、从激光器分别分出 1.5 mW 激光, 两束激光合束后通过高速光电管探测拍频信号. 该信号首先经低噪声放大器放大至 0 dBm, 再通过定向耦合器将信号分为两部分, 一部分 (约 -10 dBm) 输送给频谱分析仪 (SA) 用于测量拍频信号评估环路锁相性能, 另一部分用于跟参考的 7 GHz 信号进行混频. 混频后得到一个 165.317 MHz 左右的低频信号送给自制的频率相位探测模块 (PFD), 该模块先将输入的信号送入分频器进行二分频, 后将其与直接数字频率合成器 (DDS) 的信号进行频率相位探测, 再积分放大后得到与之对应的误差信号, 送入比例积分微分 (PID) 控制系统, 根据环路需求对信号进行处理后反馈给激光器的调制口, 从而控制从激光器的输出频率和相位, 形成闭环控制.

4 锁相结果与分析

4.1 拍频信号及其噪声功率谱

由第 2 节分析可知, 锁相的误差信号可以表示为

$$\phi_e(s) = \phi_m(s) - \phi_s(s) - \phi_r(s)/K_{pd} + \phi_{pd}^n(s)/K_{pd}. \quad (6)$$

由于三种组合方案除光源外其余部分均保持一致, 我们分出一部分拍频信号作为监测点 (如图 3 所示), 通过分析锁相后的拍频信号谱线及其噪声功率谱来评估锁相性能. 针对组合 1, 由频谱分析仪测量到的拍频信号谱线如图 4 所示, 该信号的线宽

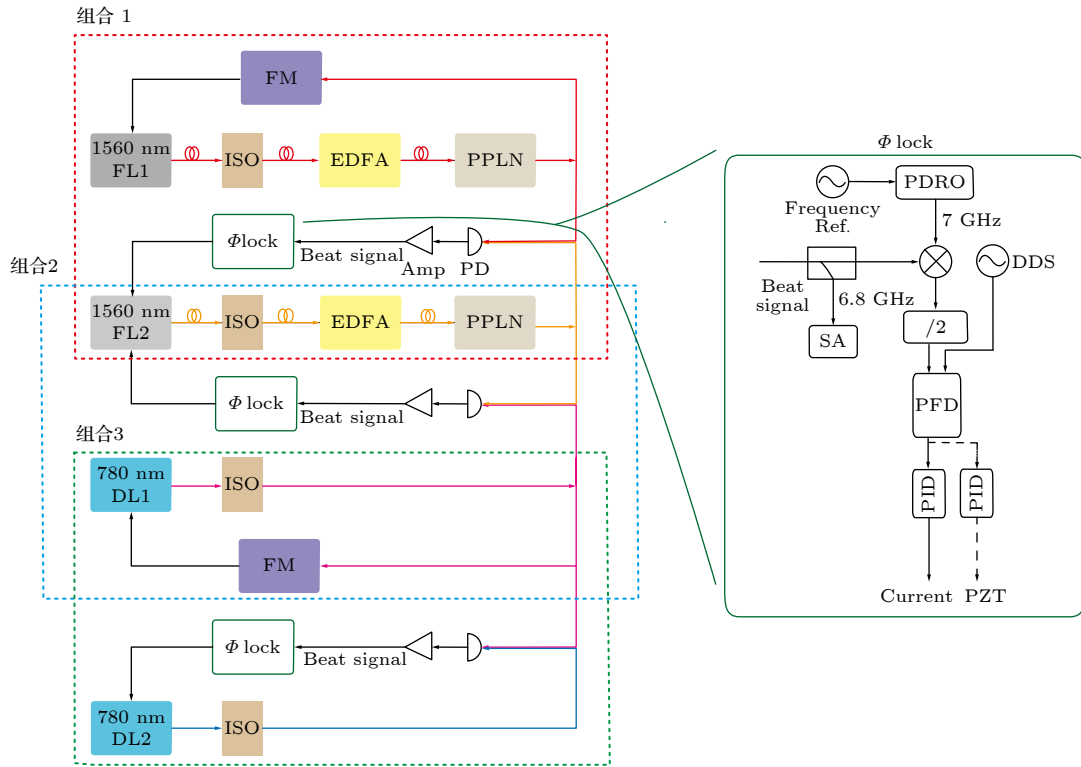


图 3 实验系统示意图. 1560 nm FL1, 光纤激光器; 1560 nm FL2, 外腔式光纤输出型激光器; 780 nm DL1 和 780 nm DL2, 外腔式激光器; ISO, 隔离器; EDFA, 掺铒光纤放大器; PPLN, 周期性铌酸锂晶体; FM, 频率调制光谱; PD, 高速光电管; Amp, 低噪声放大器; Beat signal, 拍频信号; Φ lock, 相位锁定方法; SA, 频谱分析仪; PFD, 频率相位检测模块; PID, 比例积分微分控制模块; DDS, 直接数字合成器; Frequency Ref, 频率参考; /2, 二分频; Current, 电流调制口; PZT, 压电陶瓷调制口; PDRO, 锁相介质振荡器

Fig. 3. Schematic diagram of the experimental system. 1560 nm FL1, fiber laser; 1560 nm FL2, fibered laser; 780 nm DL1 and 780 nm DL2, external cavity diode laser; ISO, isolator; EDFA, erbium-doped fiber amplifier; PPLN, periodic lithium niobate crystal; FM, frequency modulation spectroscopy; PD, high-speed photodiode; Amp, low noise amplifier; Beat signal, Beatnote signal; Φ lock, phase locking method; SA, spectrum analyzer; PFD, frequency phase detector module; PID, the module of proportional integral derivative controller; DDS, direct digital synthesizer; Frequency Ref, frequency reference; /2, two-way frequency; Current, current modulation port; PZT, piezoelectric ceramic modulation port; PDRO, phase locked dielectric resonator oscillator.

与频谱分析仪最高分辨率 (1 Hz) 相当, 即激光器的锁定线宽小于 1 Hz; 此外, 由拍频信号谱线还可以分析出环路带宽约为 0.8 MHz.

对锁相后的拍频信号谱线做进一步处理, 可以

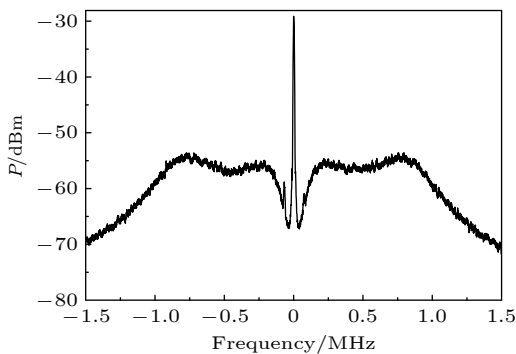


图 4 锁相后的拍频信号谱线

Fig. 4. Spectra of the closed-loop beat note.

得到其噪声功率密度谱, 进而分析锁相后的相位噪声, 数据如图 5 所示. 红线为拍频信号 (6.8 GHz) 的相位噪声功率谱, 黑线和蓝线分别为 DDS (82.6 MHz) 和 PDRO (7 GHz) 输出点的相位噪声功率谱, 由 (6) 式知这两项会直接影响最后的锁相性能. 分析图 5 可知, 在 10 Hz—1 kHz 频带范围内, 残余误差相位较小, 相位噪声功率谱几乎与 PDRO 的相位噪声功率谱重合. 在 1 kHz—0.8 MHz 频带范围内, 相位噪声能得到一定程度的抑制, 但是仍大于射频参考器件引入的相位噪声, 目前主要受环路带宽、从激光器本身相位噪声等因素影响. 在频率超过 0.8 MHz 之后, 由于超出环路带宽, 不受环路控制, 相位噪声是两个光源本身的相位噪声的叠加.

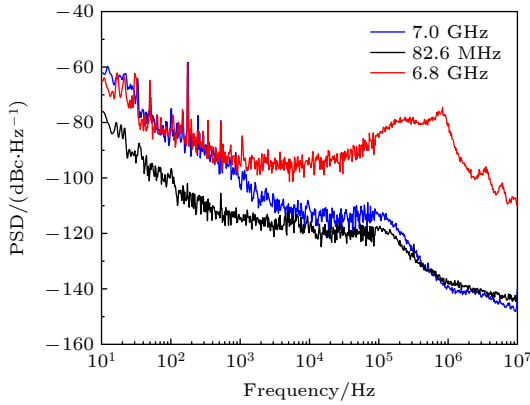


图 5 光锁相环各部分的相位噪声功率谱

Fig. 5. Phase noise spectral density for several parts of the OPLL system.

4.2 不同激光器组合进行锁相的性能比较

如图 3 所示, 针对实验室现有的激光器, 设计了三种组合方式来评估基于 1560 nm 外腔式激光器的锁相性能. 组合 1 是需要验证的新方案, 组合 2 是交叉检测方案, 组合 3 是实验室正在使用的成熟方案. 通过对比和分析这些组合方案的测量结果, 可以详细评估锁相性能. 在基本保证实验条件不变的情况下, 三种组合方式测量到的噪声功率谱线如图 6 所示, 图中黑线、红线、蓝线分别对应组合 1、组合 2、组合 3 方案的测量结果. 由图 6 可知, 组合 1 和组合 3 方案的噪声功率谱线在 10 Hz—1 kHz 频率范围内几乎重合, 在 1—80 kHz 频率范围内, 组合 1 的相位噪声略低于组合 3. 组合 1 和组合 3 的拍频信号噪声功率谱在 1—10 kHz 频率范围内分别可达 -95 和 -92 dBc/Hz. 由组合 2 和组合 3 的实验曲线可知, 在 10 Hz—80 kHz 频率范围内, 两套方案的测量结果基本重合, 其相位噪声功率谱的差别主要由主激光器本身的相位噪声引入.

拉曼光相位噪声是冷原子重力仪的主要噪声源, 下面分析三种组合方案的锁相性能对原子干涉仪噪声的贡献. 基于图 6 的相位噪声功率谱, 结合原子干涉仪的传递函数, 通过分段积分方法可以得到该相位噪声对原子干涉仪的影响. 计算结果如图 7 所示, 黑线、红线、蓝线分别对应组合 1、组合 2、组合 3. 经过分析, 在 10 Hz—1 kHz 频带范围内, 三种组合方案的相噪对原子干涉仪相位的贡献基本一致; 在 1—80 kHz, 组合 1 比组合 2、组合 3 略好一点. 总体上, 三种组合方案在 1—500 kHz 范围内, 原子干涉仪相位噪声的幅度一直增加, 该

频段对整个相噪的贡献较大; 在 100—500 kHz 之间存在一个峰, 该峰可以通过调节控制环路的 PID 参数将其推至更高频段, 以此优化锁相性能, 但是该峰不可能推至环路带宽以外, 目前是限制锁相性能的主要因素之一.

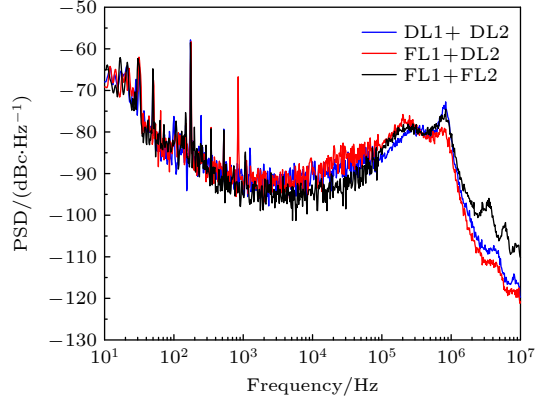


图 6 三种激光器组合锁相后的相位噪声功率谱

Fig. 6. Phase noise spectral density for three kinds of combinations of the lasers.

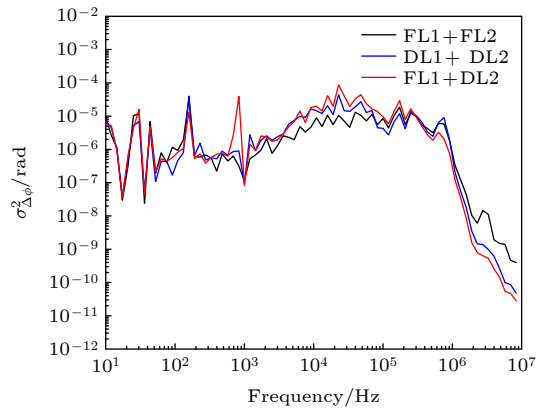


图 7 相噪分段积分的结果

Fig. 7. Results of subsection integral based on the phase noise spectra.

以冷原子重力仪为例, 进一步分析该相位噪声对重力测量性能的影响. 假设三束拉曼脉冲作用时间分别为 5, 10 和 5 μ s, 拉曼脉冲之间的时间间隔为 50 ms, 可得到三种组合方案下拉曼光相位噪声对重力测量噪声的影响. 如图 8 所示, 组合 1、组合 2 和组合 3 方案下的拉曼相位噪声贡献分别为 17.59, 25.41 和 20.88 mrad, 单点对重力测量噪声的贡献为 43.69, 63.11 和 51.85 μ Gal.

上述实验结果表明, 基于新型外腔式 1560 nm 激光器锁相的方案是可行的, 其锁相性能与传统外腔式 780 nm 激光器锁相的性能相当, 这为冷原子重力仪、冷原子陀螺仪等量子惯性器件的小型化、工程化、集成化提供了一种新的方案. 选用新型外

腔式 1560 nm 激光器, 有望构建全光纤光学系统, 提高光功率的利用率, 同时提升仪器的稳定性和环境适应性. 目前, 该新型激光器的锁相方案仍面临一些问题, 锁相性能受环路带宽限制; 激光器的线宽、响应及相位噪声影响锁定效果. 未来, 可以通过外加调制器增加环路带宽、优化环路控制环路、减小环路延时等方式提高锁相性能.

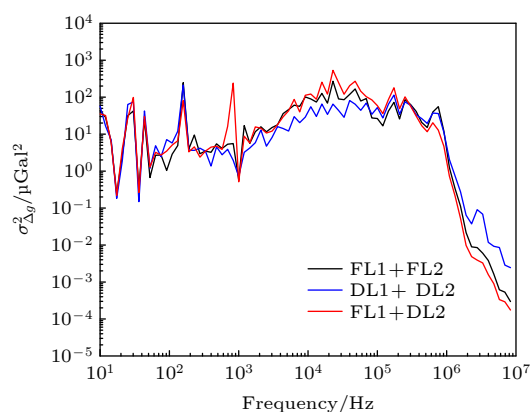


图 8 相噪对重力测量性能的影响

Fig. 8. Influence of the phase noise on the gravity measurement performance.

5 结 语

本文基于一种新型的外腔式 1560 nm 激光器, 利用光学锁相法实现了一套拉曼光系统. 通过测量到的激光器拍频信号光谱分析了锁相后的相位噪声, 结果表明, 在 1—10 kHz 频率范围内, 相位噪声幅度优于 -95 dBc/Hz. 此外, 通过搭建的一套比对测试系统, 研究了三种组合方案的锁相性能, 评估了新型外腔式 1560 nm 激光器锁相方案的可行性. 通过分段积分方法, 分析了该锁相效果对冷原子干涉仪相位的影响, 并以冷原子重力仪为例计算了其重力测量性能的贡献. 该锁相方案相较于常用的 780 nm 激光器锁相方案可扩展为全光纤, 为实现低噪声、无边带效应、高稳定性、高可靠性、环境适应性强的拉曼光系统提供了一种新思路, 可促进外场适用的量子惯性仪器的应用研究.

参考文献

[1] Parker R H, Yu C, Zhong W, Estey B, Müller H 2018 *Science* **360** 191
 [2] Zhou L, Long S T, Tang B, Chen X, Gao F, Peng W C, Duan W T, Zhong J Q, Xiong Z Y, Wang J, Zhang Y Z, Zhan M S 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 013004

[3] Tino G M, Cacciapuoli L, Capozziello S, Lambiase G, Sorrentino F 2020 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **112** 103772
 [4] Hamilton P, Jaffe M, Haslinger P, Simmons Q, Müller H, Khoury J 2015 *Science* **349** 849
 [5] Jaffe M, Haslinger P, Xu V, Hamilton P, Upadhye A, Elder B, Khoury J, Müller H 2017 *Nat. Phys.* **13** 938
 [6] Peters A, Chung K Y, Chu S 2001 *Metrologia* **38** 25
 [7] Peters A, Chung K Y, Chu S 1999 *Nature* **400** 849
 [8] McGuirk J M, Foster G T, Fixler J B, Snadden M J, Kasevich M A 2002 *Phys. Rev. A* **65** 033608
 [9] Sorrentino F, Bodart Q, Cacciapuoli L, Lien Y H, Prevedelli M, Rosi G, Salvi L, Tino G M 2014 *Phys. Rev. A* **89** 023607
 [10] Dutta I, Savoie D, Fang B, Venon B, Alzar C L G, Geiger R, Landragin A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 183003
 [11] Gustavson T L, Bouyer P, Kasevich M A 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2046
 [12] Lautier J, Volodimer L, Hardin T, Merlet S, Lours M, Dos Santos F P, Landragin A 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 144102
 [13] Cheiney P, Fouche L, Templier S, Napolitano F, Battelier B, Bouyer P, Barrett B 2018 *Phys. Rev. Appl.* **10** 034030
 [14] Huang P W, Tang B, Chen X, Zhong J Q, Xiong Z Y, Zhou L, Wang J, Zhan M S 2019 *Metrologia* **56** 045012
 [15] Fu Z J, Wu B, Cheng B, Zhou Y, Weng K X, Zhu D, Wang Z Y, Lin Q 2019 *Metrologia* **56** 025001
 [16] Wu B, Wang Z Y, Cheng B, Wang Q Y, Xu A P, Lin Q 2014 *Metrologia* **51** 452
 [17] Freier C, Hauth M, Schkolnik V, Leykauf B, Schilling M, Wziontek H, Scherneck H G, Müller J, Peters A 2016 *J. Phys. Conf. Ser.* **723** 012050
 [18] Menoret V, Vermeulen P, Le Moigne N, Bonvalot S, Bouyer P, Landragin A, Desruelle B 2018 *Sci. Rep.* **8** 12300
 [19] Hu Z K, Sun B L, Duan X C, Zhou M K, Chen L L, Zhan S, Zhang Q Z, Luo J 2013 *Phys. Rev. A* **88** 043610
 [20] Wang S K, Zhao Y, Zhuang W, Li T C, Wu S Q, Feng J Y, Li C J 2018 *Metrologia* **55** 360
 [21] Gillot P, Francis O, Landragin A, Dos Santos F P, Merlet S 2014 *Metrologia* **51** L15
 [22] Bidel Y, Carraz O, Charriere R, Cadoret M, Zahzam N, Bresson A 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 144107
 [23] Wu X J, Pagel Z, Malek B S, Nguyen T H, Zi F, Scheirer D S, Müller H 2019 *Sci. Adv.* **5** eaax0800
 [24] Bidel Y, Zahzam N, Blanchard C, Bonnin A, Cadoret M, Bresson A, Rouxel D, Lequentrec-Lalancette M F 2018 *Nat. Commun.* **9** 9
 [25] Wu B, Zhou Y, Cheng B, Zhu D, Wang K N, Zhu X X, Chen P J, Weng K X, Yang Q H, Lin J H, Zhang K J, Wang H L, Lin Q 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 060302 (in Chinese) [吴彬, 周寅, 程冰, 朱栋, 王凯楠, 朱欣欣, 陈佩军, 翁堪兴, 杨秋海, 林佳宏, 张凯军, 王河林, 林强 2020 物理学报 **69** 060302]
 [26] Bidel Y, Zahzam N, Bresson A, Blanchard C, Cadoret M, Olesen A V, Forsberg R 2020 *J. Geod.* **94** 2
 [27] Cheng B, Zhou Y, Chen P J, Zhang K J, Zhu D, Wang K N, Weng K X, Wang H L, Peng S P, Wang X L, Wu B, Lin Q 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 040304 (in Chinese) [程冰, 周寅, 陈佩军, 张凯军, 朱栋, 王凯楠, 翁堪兴, 王河林, 彭树萍, 王肖隆, 吴彬, 林强 2021 物理学报 **70** 040304]
 [28] Zhang X W, Zhong J Q, Tang B, Chen X, Zhu L, Huang P W, Wang J, Zhan M S 2018 *Appl. Opt.* **57** 6545
 [29] Wang Q, Wang Z, Fu Z, Liu W, Lin Q 2016 *Opt. Commun.* **358** 82
 [30] Luo Q, Zhang H, Zhang K, Duan X C, Hu Z K, Chen L L, Zhou M K 2019 *Rev. Sci. Instrum.* **90** 043104
 [31] Zhu L X, Lien Y H, Hinton A, Niggelbaum A, Rammelo C,

- Bongs K, Holynski M 2018 *Opt. Express* **26** 6542
- [32] Fang J, Hu J, Chen X, Zhu H, Zhou L, Zhong J, Wang J, Zhan M 2018 *Opt. Express* **26** 1586
- [33] Theron F, Bidet Y, Dieu E, Zahzam N, Cadoret M, Bresson A 2017 *Opt. Commun.* **393** 152
- [34] Diboune C, Zahzam N, Bidet Y, Cadoret M, Bresson A 2017 *Opt. Express* **25** 16898
- [35] Theron F, Carraz O, Renon G, Zahzam N, Bidet Y, Cadoret M, Bresson A 2015 *Appl. Phys. B* **118** 1
- [36] Lévêque T, Antoni-Micollier L, Faure B, Berthon J 2014 *Appl. Phys. B* **116** 997
- [37] Menoret V, Geiger R, Stern G, Zahzam N, Battelier B, Bresson A, Landragin A, Bouyer P 2011 *Opt. Lett.* **36** 4128
- [38] Carraz O, Lienhart F, Charrière R, Cadoret M, Zahzam N, Bidet Y, Bresson A 2009 *Appl. Phys. B* **97** 405
- [39] Lienhart F, Boussen S, Carraz O, Zahzam N, Bidet Y, Bresson A 2007 *Appl. Phys. B* **89** 177
- [40] Wu B, Cheng B, Fu Z J, Zhu D, Wu L M, Wang K N, Wang H L, Wang Z Y, Wang X L, Lin Q 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 194205 (in Chinese) [吴彬, 程冰, 付志杰, 朱栋, 邬黎明, 王凯楠, 王河林, 王兆英, 王肖隆, 林强 2019 物理学报 **68** 194205]
- [41] Le Gouet J, Kim J, Bourassin-Bouchet C, Lours M, Landragin A, Dos Santos F P 2009 *Opt. Commun.* **282** 977
- [42] Schmidt M, Prevedelli M, Giorgini A, Tino G M, Peters A 2011 *Appl. Phys. B* **102** 11
- [43] Yim S H, Lee S B, Kwon T Y, Park S E 2014 *Appl. Phys. B* **115** 491
- [44] Yim S H, Lee S B, Kwon T Y, Shim K M, Park S E 2019 *Appl. Opt.* **58** 2481
- [45] Ristic S, Bhardwaj A, Rodwell M J, Coldren L A, Johansson L A 2010 *J. Lightwave Technol.* **28** 526
- [46] Numata K, Chen J R, Wu S T 2012 *Opt. Express* **20** 14234
- [47] Friederich F, Schuricht G, Deninger A, Lison F, Spickermann G, Bolivar P H, Roskos H G 2010 *Opt. Express* **18** 8621
- [48] Guionie M, Frein L, Bondu F, Carre A, Loas G, Pinsard E, Cadier B, Alouini M, Romanelli M, Vallet M, Brumel M 2018 *Fiber Lasers and Glass Photonics: Materials through Applications* Strasbourg, France, April 22–26, 2018 p10683
- [49] Rouse C D, Brown A W, Wylie M T V, Colpitts B G 2011 *21st International Conference on Optical Fiber Sensors* Ottawa, Canada, May 15–19, 2011 p77532L

Phase locking technology for Raman laser system based on 1560 nm external cavity lasers*

Wang Kai-Nan Cheng Bing Zhou Yin Chen Pei-Jun Zhu Dong
Weng Kan-Xing Wang He-Lin Peng Shu-Ping
Wang Xiao-Long Wu Bin[†] Lin Qiang[‡]

(*Zhejiang Provincial Key Laboratory of Quantum Precision Measurement, College of Science,*

Zhejiang University of Technology, Hangzhou 310023, China)

(Received 6 March 2021; revised manuscript received 21 April 2021)

Abstract

The technology of generating Raman laser is not only an important research content in the field of quantum precision measurement, but also a core technology of quantum inertial sensors such as cold atom gravimeter, gyroscope. For ^{87}Rb atoms, two 780-nm lasers with a frequency difference of 6.834 GHz and a stable phase are needed to generate Raman light. Raman lasers can be generated by optical phase-locked loops of two 780-nm narrow linewidth external cavity tunable semiconductor lasers (ECDL). But the system thus developed is complicated in structure and very poor in environmental adaptability. The other method to generate Raman laser is based on intracavity 1560-nm laser with frequency doubling and electro-optic modulation technology. This system is simple in structure and strong in environmental adaptability, but it will introduce sideband effects and cannot achieve phase lock due to the limit by the linewidth and feedback bandwidth performance of the laser. In view of this, based on two new 1560-nm external cavity lasers and a home-made phase-locked circuit, in this paper the phase lock of the laser is achieved, and a Raman laser with low phase noise is obtained. The phase noise of beat note signal is as low as -95 dBc/Hz at the Fourier frequency in a range from 1 kHz to 10 kHz. A comparison of this system with the phase-locked performance of the 780-nm dual laser and the hybrid dual laser shows that this scheme has a slight advantage. In addition, the effect of the phase-locking performance on the phase noise of the cold atom interferometer through the method of piecewise integration is analyzed in this work. The experimental results given in this work provide a scheme for developing a miniaturized Raman optical system suitable for external fields.

Keywords: cold atom, atom interferometer, Raman lasers

PACS: 03.75.Dg, 67.85.-d, 42.55.Ye

DOI: [10.7498/aps.70.20210432](https://doi.org/10.7498/aps.70.20210432)

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFC0601602), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51905482, 61727821, 61875175, 11704334, 51905482), and the Program of China Aero Geophysical Survey and Remote Sensing Center for Natural Resources (Grant No. DD20189831).

[†] Corresponding author. E-mail: wubin@zjut.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: qlin@zjut.edu.cn