

引用格式: WANG Xianhua, JIA Sen, LI Junqiang. Design and Experiment of Raman Laser System for Atom Interferometric Measurement[J]. Acta Photonica Sinica, 2021, 50(9):0914001

王先华,贾森,李军强.用于原子干涉测量的Raman光系统设计与实验[J].光子学报,2021,50(9):0914001

用于原子干涉测量的 Raman 光系统设计与实验

王先华¹, 贾森¹, 李军强^{1,2}

(1 中国科学院西安光学精密机械研究所 光学定向与瞄准技术研究室, 西安 710119)

(2 陕西师范大学 物理学与信息技术学院, 西安 710119)

摘要:研究了基于光学锁相环技术的 Raman 光系统,系统包含参考光、主激光和从激光三束激光,其中参考光采用调制转移光谱稳频后用做频率基准,主激光相对于参考光频差 1 GHz 实现相对于激发态远红失谐以避免激光与原子的直接作用,从激光相对于主激光频差 6.8 GHz 用于激发⁸⁷Rb 原子基态超精细能级之间的跃迁,采用两套光学锁相环分别实现主、从激光的锁频锁相。测量结果表明,两套光学锁相环的相位噪声在 100 Hz~1 MHz 频段分别低于 -70 dBc/Hz 和 -65 dBc/Hz,因此相位噪声对单次原子干涉重力测量的影响为 5.3×10^{-7} 。采用两台锥形放大器分别对主、从激光进行功率放大以保证主、从激光功率比严格为 1:2,采用光纤传输与空间光传输相结合的设计实现主、从激光的合束、偏振统一及频率调制,最终获得的 Raman 光总功率为 180 mW。持续功率测量结果显示,在没有额外增加功率稳定元件的条件下 Raman 光的总功率最大起伏小于 5%,满足原子干涉测量实验需求。

关键词:原子干涉测量;Raman 激光脉冲;受激 Raman 跃迁;光学锁相环;相位噪声

中图分类号:TH762;O439

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20215009.0914001

Design and Experiment of Raman Laser System for Atom Interferometric Measurement

WANG Xianhua¹, JIA Sen¹, LI Junqiang^{1,2}

(1 *Optical Direction and Pointing Technique Research Department, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Science, Xi'an 710119, China*)

(2 *School of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an 710119, China*)

Abstract: Based on optical phase-locked loop technology, a Raman laser system including three lasers, reference, master and slave lasers, is studied. Among which, the reference laser was firstly frequency-locked by modulated transfer spectrum technology and then as a standard frequency; the master laser, which has a frequency difference of 1 GHz relative to the reference laser, was red detuned from excited state to prevent direct interaction between lasers and atoms; the slave laser, having a frequency difference of 6.8 GHz relative to the master laser, was used to excite the transmission between the hyperfine energy levels of ground state⁸⁷Rb atoms. Respectively, the master and slave lasers were locked by two sets of optical phase-locked loop. The measurement results reveal that the phase noises of the two sets of optical phase-locked loop are within the range of 100 Hz to 1 MHz and lower than -70 dBc/Hz and -65 dBc/Hz respectively, and accordingly, the influence of phase noise on atom interferometric gravity measurement is as low as 5.3×10^{-7} per shot. The master and slave lasers are amplified by two separate tapered-amplifiers to ensure that the master laser's power is half to that of the slave laser; the composition, polarization

基金项目:中国科学院“西部之光”西部青年学者项目(No.E129321101),陕西省重点研发计划(No.2021GY-284),西安光学精密机械研究所“一三五”重点培育项目(No.Y855F21213)

第一作者(通讯作者):王先华(1981—),男,副研究员,博士,主要研究方向为冷原子物理、精密测量。Email: xhwang@opt.ac.cn

收稿日期:2021-04-08;录用日期:2021-06-08

<http://www.photon.ac.cn>

unification, and frequency modulation of both the master and slave lasers are realized by the combination laser transmission in fiber and free space. As a result, the Raman laser with a total power of 180 mW is realized, and the maximum fluctuation of total power less than 5% is achieved in long-term power measurement depended not on any additional power stabilizer, satisfying the experimental requirement of atom interferometry measurement.

Key words: Atom interferometric measurement; Raman laser pulse; Stimulated raman transition; Optical phase-locked loop; Phase noise

OCIS Codes: 140.3425; 140.3550; 000.2780; 020.2930; 350.5030

0 引言

原子干涉测量技术对线性加速度、角速度及角加速有着较高的测量精度,因此在精密测量、地球物理、环境监测、地质勘探、惯性导航等领域都有广泛的应用^[1-5]。在 Raman 型原子干涉仪中,通过施加 $\pi/2-\pi-\pi/2$ 三个激光脉冲来操控原子实现受激 Raman 跃迁,从而利用物质波和原子基态超精细能级结构提高被测物理量的测量精度。同时,受激 Raman 跃迁过程可以大幅度降低对激光频率稳定性的要求,这是因为在 Raman 激光脉冲持续时间内激光频率漂移或相位抖动都会使干涉条纹被平均掉,而受激 Raman 跃迁采用两束光的差频,这就可以把不同频率激光的相位锁定在同一个微波振荡器频率上,或者一个激光频率通过调制由另一个激光频率产生,而稳定超精细跃迁频率远比稳定激光器容易。另外,Raman 跃迁频率还与能级的光位移有关,如果三个 Raman 激光脉冲的强度相等且不变,则光频移会自动抵消^[6]。

制备 Raman 光的方法主要包括声光调制^[7-8](Acousto-Optic Modulation, AOM)、电光调制^[9-10](Electro-Optic Modulation, EOM)、光学锁相环^[11-13](Optical Phase-Locked Loop, OPLL)等。声光调制是利用声光效应使激光移频获得频差,但目前移频量达到 GHz 量级的声光调制器其衍射效率很低,需要经过放大、调制、再放大后激光功率才能满足需求,而且衍射光经反射后会因振动导致两束激光的光程差变化引入额外的噪声;电光调制是利用电光调制器对种子激光进行调制产生具有特定频差的边带,由载波和边带或者不同边带共同组成 Raman 激光对,但经电光调制器调制产生边带频率的同时会产生额外的边带频率,从而引入噪声和误差;光学锁相环是一种产生高质量相干光的有效方法,其基本思路是先将参考光频率锁住,然后将主激光与参考光拍频,通过反馈环路使主激光相位稳定,并获得一定频率失谐,再将从激光与主激光拍频并使从激光相位稳定,从而获得具有固定相位以及频差的一对激光。光学锁相环能主动抑制激光器的相位噪声,频差可调且最终的输出功率与频差无关,因此美国 Stanford 大学的 Kasevich 研究团队^[14]、德国 Humboldt 大学的 Peters 研究团队^[15]、法国巴黎天文台^[16]等多个原子干涉测量技术研究团队都采用了此方案。由于 Raman 光的噪声和稳定性直接影响原子干涉测量最终结果的灵敏度和稳定度,因此优化系统结构、降低相位噪声、提高整体稳定性以提高 Raman 光的性能仍需要深入研究。

本文研究了基于光学锁相环技术的 Raman 光系统,系统包含参考光、主激光和从激光三束激光,其中参考光采用调制转移光谱稳频后用做频率基准,主激光相对于参考光频差 1 GHz 实现相对于激发态远红失谐以避免激光与原子的直接作用,从激光相对于主激光频差 6.8 GHz 用于激发 ⁸⁷Rb 原子基态超精细能级之间的跃迁,采用两套光学锁相环分别实现主、从激光的锁频锁相。在设计和搭建的过程中采用降低噪声和提高稳定性的方案,实现了低相噪、高稳定的 Raman 激光脉冲,为 Raman 光及相关领域中光学锁相环的实现和应用提供参考。

1 光学锁相原理

1.1 光学锁相原理

相位锁定是将主激光器和从激光器的拍频信号输入混频器,与一个本地频率参考进行混频后,得到从激光器相对于主激光器的相位差,然后通过高速电子反馈控制系统控制从激光器的电流和压电陶瓷,压缩从激光器的相位噪声,实现从激光器与主激光器相位差的锁定,在剩余相位噪声很小的时候,从激光器的线宽也完全跟随主激光器。相位锁定的系统框图如图 1。由于主激光器与从激光器的频差可以通过本地频率参考来设置,频差的范围任意可调,而且设置方便,对需要快速大范围改变频差的系统来说是十分重要的。

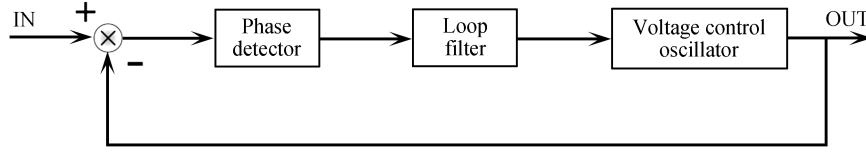


图1 相位锁定的系统框图

Fig.1 System diagram of optical phase-locked loop

1.2 相位噪声对原子干涉测量的影响

对原子干涉测量系统中Raman光的相位噪声进行精确量化时,通常采用灵敏度函数 $g(t)$ 来描述跃迁概率和干涉测量相位之间的关系,其定义为^[17]

$$g(t) = 2 \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta P(\delta\phi, t)}{\delta\phi} \quad (1)$$

式中, $\delta\phi$ 为干涉过程中某一时刻 t 干涉相位的变化量, $\delta P(\delta\phi, t)$ 为相应的跃迁概率变化,因此灵敏度函数表示的是跃迁概率随着相位的变化率。根据原子干涉测量的跃迁概率和由系统波函数演化求得的灵敏度函数值,可推出Raman光的相位噪声对原子干涉测量的影响为^[17]

$$(\sigma_{\phi}^{\text{rms}})^2 = \int_0^{+\infty} |H_{\varphi}(\omega)|^2 S_{\varphi}(\omega) d\omega \quad (2)$$

其中,

$$|H_{\varphi}(\omega)|^2 = \frac{16}{[1 - (\omega/\Omega)^2]^2} \sin^2 \left[\frac{\omega T}{2} \right] \left[\sin \frac{\omega(T-2\tau)}{2} + \frac{\omega}{\Omega} \cos \left(\frac{\omega T}{2} \right) \right]^2 \quad (3)$$

为Raman光相位噪声的传递函数, $S_{\varphi}(\omega)$ 为相位噪声的功率谱, $\omega=2\pi f$ 为角频率, Ω 为Rabi频率, τ 为Raman光脉冲宽度, $\Omega\tau=\pi/2$, T 为脉冲间隔时间。代入典型参数 $T=100$ ms, $\tau=30$ μ s,传递函数的图像如图2,可以看出传递函数呈带通特性,对频率低于 $1/T$ 和高于 $1/\tau$ 的相位噪声具有抑制作用。

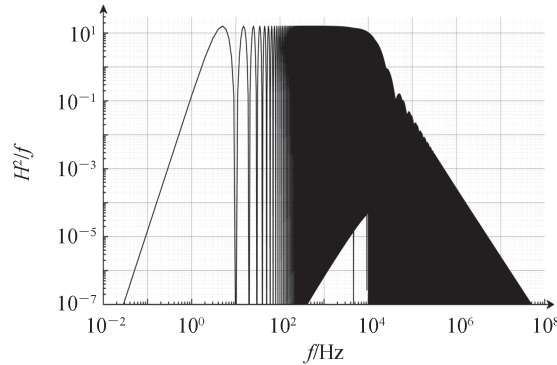


图2 Raman光相位噪声的传递函数

Fig.2 The transfer function of Raman laser's phase noise

将测得的Raman光相位噪声数据和相应的传递函数数据代入式(2)即可得到 σ_{ϕ} 的值。在原子干涉重力测量过程中,Raman光相位噪声对重力测量的影响为 $\sigma_g = \sigma_{\phi} / k_{\text{eff}} T^2$ ^[1, 15],其中 k_{eff} 为Raman光的有效波矢,测量重力时Raman光的有效波矢 $k_{\text{eff}}=1.6105734 \times 10^7$ /m。若要构建测量精度好于10 μ Gal(即 $10^{-8}g$, $g=9.8$ m/s²为重力加速度)量级的重力仪,则要求Raman光的相位噪声对干涉测量的影响 σ_{ϕ} 小于16.1 mrad($T=100$ ms),进一步增大脉冲间隔时间 T 则可以降低对Raman光相位噪声的要求。

此外,式(3)描述的是单次测量的Raman光相位噪声传递函数,对于多次连续测量,式(3)应修正为^[17]

$$|H_m(\omega)|^2 = \frac{4}{m^2} \frac{\sin^4(\omega m T_c / 2)}{\sin^2(\omega T_c / 2)} |H_{\varphi}(\omega)|^2 \quad (4)$$

式中, m 为测量次数, T_c 为每次的测量时长。

2 Raman光系统设计

2.1 Raman光的频率关系

Raman光是频率差为 6.834 682 904 GHz(对应于 ^{87}Rb 原子基态超精细能级差,简称 6.8 GHz)、相对于激发态远红失谐的两束相干激光束, ^{87}Rb 原子 D_2 线跃迁能级超精细结构及Raman光对应的频率如图3。参考光锁定在 $5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F'=3$ 跃迁峰上;主激光相对于参考光的频率相差 1 GHz 锁定,实现相对于激发态远红失谐,以避免激光与原子的直接作用;从激光相对于主激光的频率相差 6.8 GHz 锁定,用于激发 ^{87}Rb 原子基态超精细能级之间的跃迁。

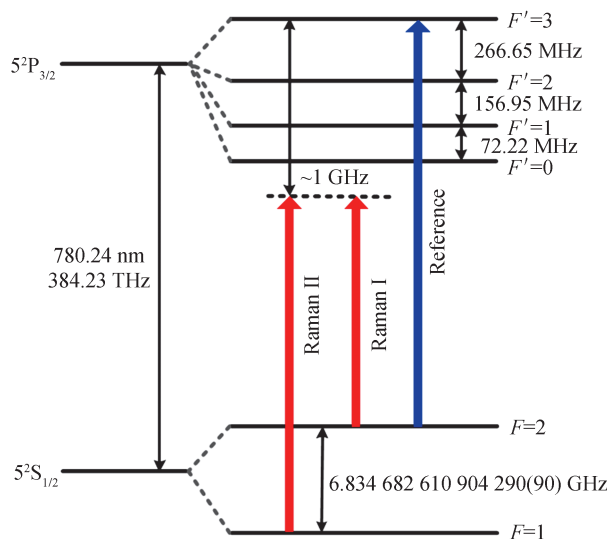


图3 ^{87}Rb 原子 D_2 线跃迁能级超精细结构及Raman光对应的频率

Fig.3 Rubidium 87 D_2 transition hyperfine structure and the corresponding frequencies of the Raman laser system

2.2 Raman光光路系统设计

Raman光系统中包含参考光、主激光和从激光三束激光,如图4。其中,参考光作为频率基准锁定在 ^{87}Rb 原子的 $5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F'=3$ 跃迁频率上;主激光与参考光拍频以构建第一光学锁相环,拍频的频率差为 1 GHz,且该频差可以调节;从激光与主激光拍频以构建第二光学锁相环,拍频的频率差为 6.8 GHz。第一、第二光学锁相环均通过反馈的方法使拍频的频率保持稳定,实验中使用德国Toptica公司生产的数字激光锁定单元DigiLock 110模块实现参考光的频率锁定,使用快速模拟线宽控制单元FALC 110模块实现光学锁相环的反馈锁定。

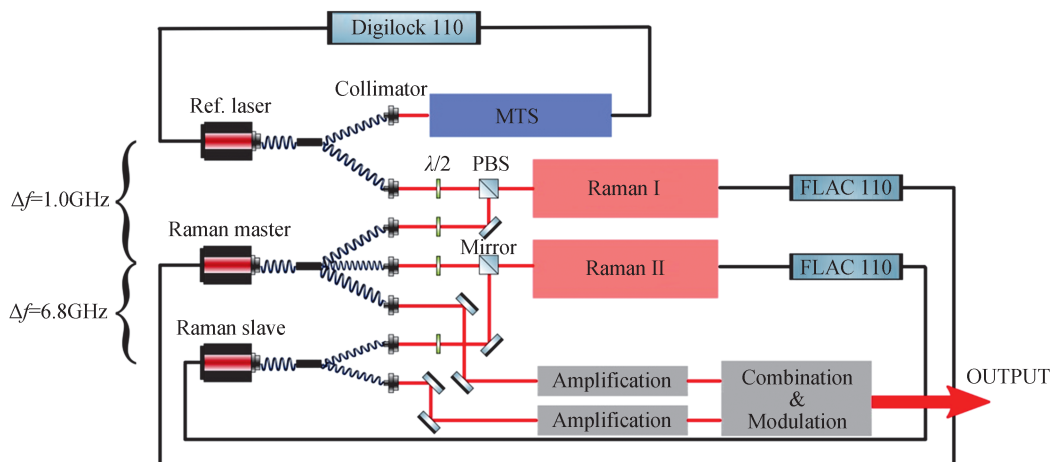


图4 Raman光系统框图

Fig.4 Block diagram of Raman laser system

产生参考光、主激光和从激光的窄线宽半导体激光器均采用德国 Toptica 公司生产的 DL pro 型激光器。三台激光器的输出光经光纤耦合器耦合进入光纤分束器,其中参考光和从激光使用的是一分二分束器,主激光使用的是一分三分束器,分束器的分束比均为均分。光纤分束器的输出端连接光纤准直器,输出光成为空间准直光后输出。

参考光分束后,其中一路输出光经稳频后作为频率基准,另一路与主激光拍频。主激光分束后的两路输出光分别与参考光和从激光拍频,第三路输出进行功率放大。从激光分束后的其中一路输出光与主激光拍频,另一路输出进行功率放大。功率放大后的主、从激光经合束、偏振统一、频率调制后准直为直径约 20 mm 的光束输出至原子干涉测量系统,成为最终操控冷原子团的 Raman 光。

3 Raman 光系统搭建及实验结果

3.1 参考光稳频

Raman 光频率的稳定性由参考光决定,实验中采用调制转移光谱(Modulation Transfer Spectra, MTS)稳频的方法将参考光锁定在 ^{87}Rb 原子的 $5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F'=3$ 跃迁频率上,这是由于调制转移光谱没有 Doppler 背景且在峰值附近的鉴频曲线具有更大的斜率。而 $5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F'=3$ 跃迁峰的幅值最大,也有利于提高频率锁定的稳定性。调制转移光谱稳频光路如图 5(a),参考光经半波片($\lambda/2$)和偏振分光棱镜(Polarization Beam Splitter, PBS)分为泵浦光和探测光,泵浦光经电光调制器(Electro-Optic Modulator, EOM)调制后在 Rb 原子气室中由于三阶非线性作用与反向进入的探测光发生简并四波混频过程,强泵浦光的频率调制转移到未经调制的弱探测光上,然后使用光电探测器探测探测光。光电探测器的输出信号与解调信号输入相位探测器进行解调,相位探测器解调出的信号输出后经低频滤波后接入参考光激光器的 DigiLock 110 反馈控制模块进行稳频。

实验中获得的调制转移光谱如图 5(b),可以看出,调制转移光谱本底平直,不存在 Doppler 背景,且在锁定峰 $5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F'=3$ 处信号的幅值最大,因此能够获得稳定性更好的频率基准。利用 DigiLock 110 反馈控制模块将参考光频率锁定在指定的跃迁峰上,锁定后对参考光的频率稳定性进行了测量,结果显示参考光的频率稳定性为 $4 \times 10^{-12} @1 \text{ s}$ 。

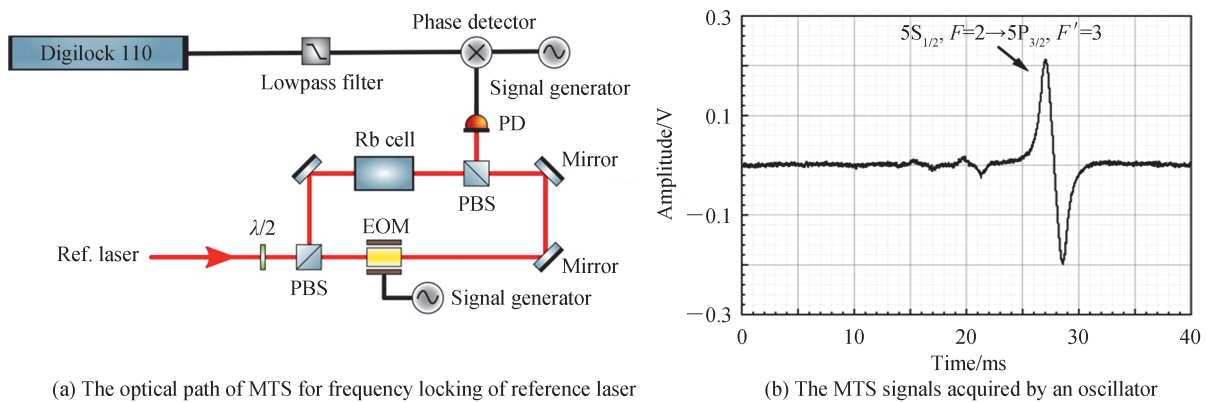


图 5 参考光的锁频调制转移光谱稳频光路及示波器采集到的调制转移光谱

Fig. 5 The optical path of MTS for frequency locking of reference laser and the MTS signals acquired by an oscillator

3.2 主激光光学锁相

主激光的锁相由主激光与参考光拍频构建的第一光学锁相环实现,如图 6(a)。准直输出的参考光和主激光经 PBS 合束后照射到高速光电二极管上,经 T 型偏置器输出的拍频信号首先由隔直器去除直流分量,然后由放大器进行信号放大,放大后的拍频信号分成两部分:一部分输入混频器,与信号源产生的标准 1 GHz 信号混频,混频后产生的零频信号输入主激光器的 FALC 110 模块用于稳频;另一部分经隔直器输入频谱分析仪,用于信号监测。同时,信号源产生的标准频率信号由铷频率标准驯服。

锁定前,频谱分析仪可以检测到由信号源产生的 1 GHz 标准信号,在该峰值信号的左右两侧均匀分布

着大小不等的数个信号,其中峰值最大的信号是主激光与参考光的拍频信号,其余各峰是标准信号与拍频信号的差频信号再与标准信号差频产生的,当标准信号与拍频信号完全重合(即频差为零)时,这些小峰也完全消失。精细调节主激光的频率,使其与标准频率尽量重合,同时逐渐增加 FALC 110 模块的主增益,当主增益增加到适当值时在频谱分析仪上就可以看到锁定现象,如图 6(b),锁定后中心频率(MR 峰)的信号幅值增加约 20 dBm,同时中心频率的两侧出现伺服边带(M1 峰),与中心频率的频差约为 375 kHz。此时频谱分析仪的参数设定为:中心频率为 1 GHz,扫频范围为 20 MHz,扫频带宽为 10 kHz。实验中采用了较小主增益,这是考虑到第二光学锁相环是锁定于第一光学锁相环上,在保证第一锁相环稳定工作的前提下尽可能减小对激光器的调制有助于降低第二光学锁相环的相位噪声和提高稳定性。

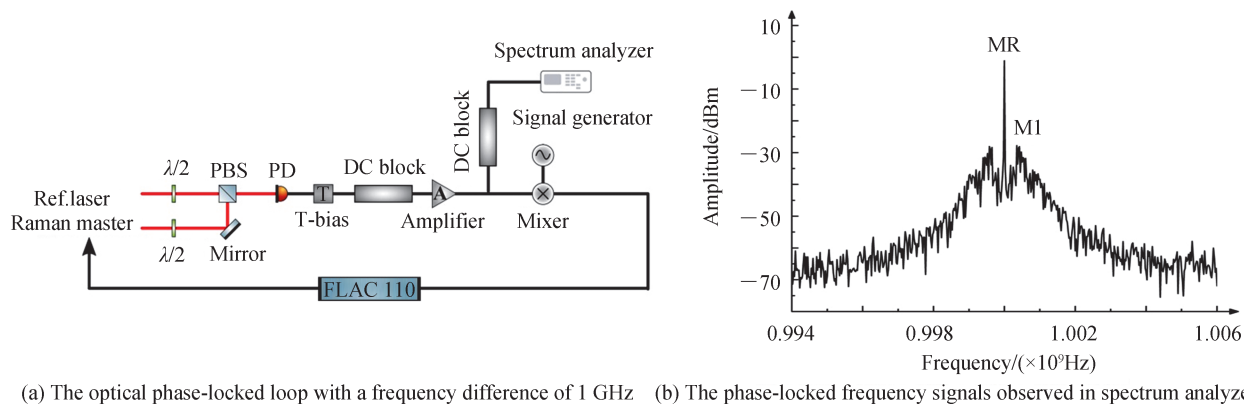


图 6 1 GHz 光学锁相环的结构及其锁定后在频谱分析仪上观测到的频率信号

Fig.6 The optical phase-locked loop with a frequency difference of 1 GHz and the phase-locked frequency signals observed in spectrum analyzer

3.3 从激光光学锁相

从激光的光学锁相由从激光与主激光拍频构建的第二光学锁相环实现,第二光学锁相环的构成与第一光学锁相环基本相同,锁定后在频谱分析仪上观测到的频率信号如图 7。锁定后,中心频率 6.8 GHz 信号的幅值增加约 30 dBm,伺服边带与中心频率的频差为 975 kHz,频谱分析仪的参数设定为:中心频率为 6.8 GHz,扫频范围为 20 MHz,扫频带宽为 10 kHz。由于 6.8 GHz 光学锁相环是建立在 1 GHz 光学锁相环的基础上,因此锁定后 6.8 GHz 的频率信号波形是两个光学锁相环锁定信号的叠加,在伺服边带处的波形略有差异。实验中测量了 1 GHz 和 6.8 GHz 信号的带宽,锁定前其 -3 dB 带宽为 1 MHz,锁定后为 13.7 kHz。

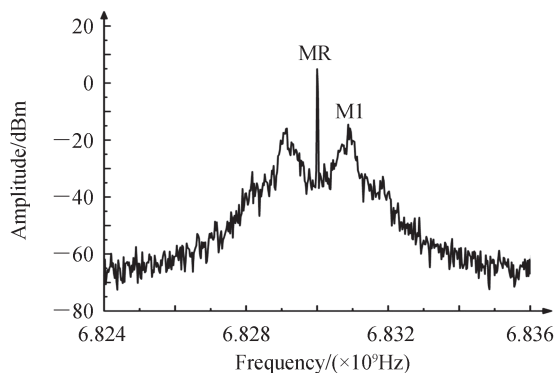


图 7 6.8 GHz 光学锁相环锁定后在频谱分析仪上观测到的频率信号

Fig.7 The frequency signals observed in spectrum analyzer after phase locked by the optical phase-locked loop with a frequency difference of 6.8 GHz

3.4 Raman 光的相位噪声

在原子干涉测量过程中,Raman 光的相位噪声影响着探测概率,而探测概率又决定了测量出的干涉条纹的相位,因此 Raman 光的相位噪声直接影响着测量精度。利用频谱分析仪的相位噪声测量模块测量了

1 GHz和6.8 GHz光学锁相环的相位噪声,测量结果分别如图8(a)、(b)。作为对比,信号源产生的1 GHz和6.8 GHz信号的相位噪声也分别在图8中给出。

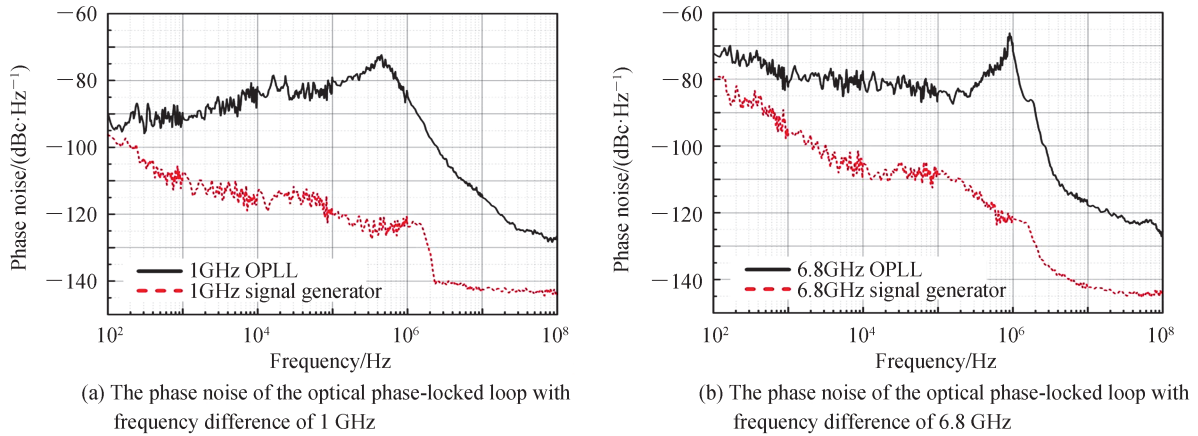


图8 1 GHz和6.8 GHz光学锁相环及其对应信号源的相位噪声

Fig.8 The phase noise of the optical phase-locked loop with frequency differences of 1 GHz & 6.8 GHz and the corresponding signals generated from signal generators

由图8可以看到,1 GHz光学锁相环的相噪在100 Hz~1 MHz频段低于-70 dBc/Hz,6.8 GHz光学锁相环的相噪在100 Hz~1 MHz频段低于-65 dBc/Hz;信号源的相位噪声在被测频段内低于光学锁相环的噪声,说明相位噪声的主要来源是光学锁相环路,而不是信号源。1 GHz光学锁相环的相噪在约400 kHz处出现了极大值,6.8 GHz光学锁相环的相噪在约1 MHz处出现了极大值,这是由于光学锁相环闭环传递函数的增益峰造成的相位噪声的尖峰,这一位置对应于光学锁相环锁定后伺服边带的位置,即反馈环路的带宽。

3.5 Raman光的相位噪声对原子干涉测量结果的影响

将图8(b)中测得的6.8 GHz光学锁相环的相位噪声数据及图2中的传递函数数据代入式(2)中,计算得到单次测量的 $\sigma_\varphi=0.086$ rad,所以,Raman光的相位噪声对原子干涉重力测量的影响为 $\sigma_g=\sigma_\varphi/k_{\text{eff}}T^2=5.3\times 10^{-7}$,即 $5.4\times 10^{-8}g$,可知Raman光的相位噪声满足现阶段的原子干涉重力测量的需求。进一步的Raman光相位噪声降低,可以通过优化光学锁相环中各个器件的参数、优化锁定控制单元的参数及适当延长Raman光脉冲之间的时间间隔 T 等措施来实现。

3.6 Raman光的功率放大及其稳定性

光学锁相之后的主、从激光的输出功率各有10 mW左右,而Raman光功率的大小直接影响Rabi频率的大小,较大的Rabi频率有利于提高态制备效率和干涉对比度,较小的Rabi频率有利于提高原子团温度和背景磁场的测量精度。一般设计Raman光的功率输出在100 mW以上,因此需要对主、从激光进行功率放大,并且主、从激光的功率比应当保持在1:2。为保证主、从激光的功率独立可调,采用了两台锥形放大器对主、从激光分别进行功率放大;放大后的主、从激光通过PBS合束,然后再经过半波片和PBS统一偏振,以消除后续光学器件对不同偏振方向光的选择性。偏振统一的主、从激光耦合进入了一段单模保偏光纤,以保证光纤经准直器输出后的光斑具有较小的直径和较好的形貌。随后,主、从激光进入一个声光调制器(Acousto-Optic Modulator, AOM),该AOM的作用是作为快速光开关及进行频率调制,AOM输出的激光进入光纤后由光纤准直器准直为直径约20 mm的光束输出至原子干涉测量系统,成为最终操控冷原子团的Raman光,如图9(a)。

放大后的Raman光的主激光功率为60 mW,从激光功率为120 mW;长时间功率监测显示,在不使用功率稳定元件时主激光的功率最大起伏小于7%,从激光的功率最大起伏小于3%,Raman光的总功率最大起伏小于5%,如图9(b),满足现阶段的原子干涉重力测量的需求。

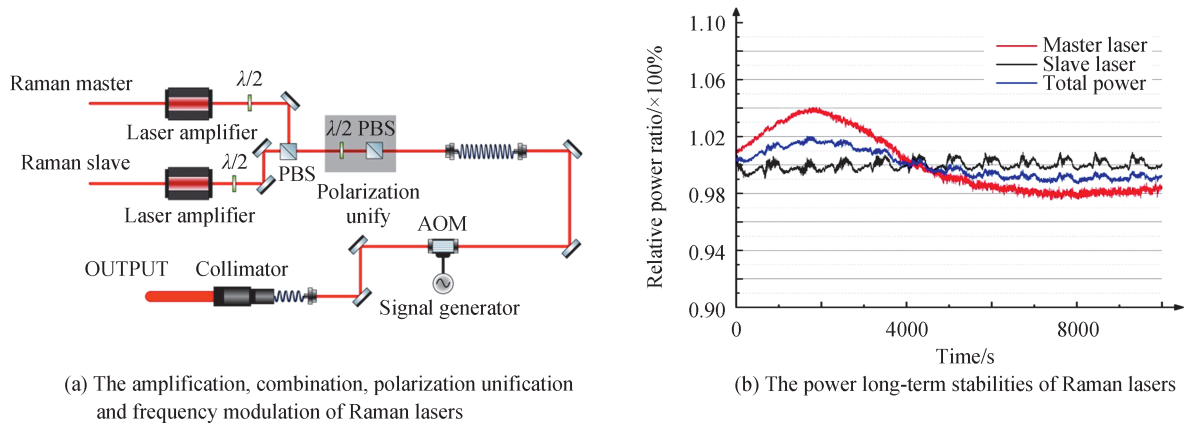


图9 Raman光的放大、合束、偏振统一及频率调制示意图及其长期功率稳定性测试

Fig.9 The amplification, combination, polarization unification and frequency modulation of Raman lasers and their long-term stabilities of powers

4 结论

本文研究了基于光学锁相环技术的Raman光系统,系统中包含了参考光、主激光和从激光三束激光,其中,参考光采用调制转移光谱稳频后定用做频率基准,主激光相对于参考光频差1 GHz实现相对于激发态远红失谐以避免激光与原子的直接作用,从激光相对于主激光频差6.8 GHz用于激发 ^{87}Rb 原子基态超精细能级之间的跃迁,采用两套光学锁相环分别实现主、从激光的锁频锁相。在光学锁相环中,采用两束激光的拍频信号与信号源发出的标准信号严格重合产生的零频信号作为反馈分别对主、从激光器进行调制和锁频后,1 GHz和6.8 GHz两套光学锁相环的相位噪声在100 Hz~1 MHz频段分别低于 -70 dBc/Hz 和 -65 dBc/Hz ,利用Raman的相位噪声传递函数计算得到单次测量时相位噪声对原子干涉重力测量的影响为 5.3×10^{-7} ;采用两台锥形放大器分别对主、从激光进行功率放大,获得了总功率为180 mW且主、从激光功率比为1:2的Raman光;在不使用功率稳定元件时,主激光的功率最大起伏小于7%,而从激光的功率最大起伏小于3%,Raman光的总功率最大起伏小于5%,满足现阶段的原子干涉测量的需求。

参考文献

- [1] PETERS A, CHUNG K Y, CHU S. Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms[J]. Nature, 1999, 400 (6747): 849-852.
- [2] FIXLER J B, FOSTER G T, MCGUIRK J M, et al. Atom interferometer measurement of the Newtonian constant of gravity[J]. Science, 2007, 315(5808): 74-77.
- [3] GAALOUL N, AHLERS H, SCHULZE T A, et al. Quantum tests of the equivalence principle with atom interferometry [J]. Acta Astronautica, 2010, 67(9): 1059-1062.
- [4] RICHESON J A. Gravity gradiometer aided inertial navigation within non-GNSS environments[D]. Maryland: University of Maryland, College Park, 2008.
- [5] LEEUWEN E H V. BHP develops airborne gravity gradiometer for mineral exploration[J]. The Leading Edge, 2000, 19 (12): 1296-1297.
- [6] WANG Yiqiu. Laser cooling and trapping of atoms[M]. Beijing: Peking University Press, 2007.
王义遒,原子的激光冷却与陷俘[M].北京:北京大学出版社,2007.
- [7] BOUYER P, GUSTAVSON T L, HARITOS K Q, et al. Microwave signal generation with optical injection locking[J]. Optics Letters, 1996, 21(18): 1502-1504.
- [8] MÜLLER H, WCHIOV S, LONG Quan, et al. Atom interferometry with up to 24-photon-momentum-transfer beam splitters[J]. Physics Review Letter, 2008, 100(18): 180405.
- [9] SHAHRIAR M S, TURUKHIN A V, LIPTEY T, et al. Demonstration of injection locking a diode laser using a filtered electro-optic modulator sideband[J]. Optics Communications, 2000, 184(5-6): 457-462.
- [10] XUE Hongbo, FENG Yanying, WANG Xiaojia, et al. Note: Generation of Raman laser beams based on a sideband injection-locking technique using a fiber electro-optical modulator[J]. Review of Scientific Instruments, 2013, 84(4): 046104.
- [11] YIM S H, LEE S B, KWON T Y, et al. Optical phase locking of two extended-cavity diodelasers with ultra-low phase

- noise for atom interferometry[J]. *Applied Physics B*, 2014, 115(4):491-495.
- [12] APPEL J, MACRAE A, LVOVSKY A I. A versatile digital GHz phase lock for external cavity diode lasers [J]. *Measurement Science and Technology*, 2009, 20(5): 055302.
- [13] MARINO A M, STROUD C R. Phase-locked laser system for use in atomic coherence experiments [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2008, 79(1): 013104.
- [14] CHU S, HOLLBERG L, BJORKHOLM J E, et al. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure[J]. *Physics Review Letter*, 1985, 55(1): 48-51.
- [15] SCHMIDT M, PREVEDELLI M, GIORGINI A, et al. A portable laser system for high-precision atom interferometry experiments[J]. *Applied Physics B*, 2011, 102(1): 11-18.
- [16] LÉVÈQUE T, GAUGUET A, CHAIBI W, et al. Low noise amplification of an optically carried microwave signal: application to atom interferometry[J]. *Applied Physics B*, 2010, 101(4): 723-729.
- [17] CHEINET P, CANUEL B, SANTOS F P D, et al. Measurement of the sensitivity function in a time-domain atomic interferometer[J]. *IEEE Transactions on Instrumentation & Measurement*, 2008, 57(6): 1141-1148.