



# 紧凑型冷原子重力仪和精密重力加速度测量

姜伯楠<sup>1,2,3</sup>, 龙金宝<sup>1,2,3</sup>, 李琛阳<sup>1,2,3</sup>, 陈浜侃<sup>1,2,3</sup>, 陈帅<sup>1,2,3\*</sup>

1. 中国科学技术大学近代物理系, 微尺度物质科学国家研究中心, 合肥 230026;

2. 中国科学院量子信息与量子科技创新研究院, 上海 201315;

3. 上海量子科学研究中心, 上海 201315

\*联系人, E-mail: shuai@ustc.edu.cn

收稿日期: 2020-07-15; 接受日期: 2020-10-20; 网络出版日期: 2021-05-27

国家重点基础研究发展计划(编号: 2016YFA0301601)、国家自然科学基金(编号: 11604321)、安徽省量子通信与量子计算机重大项目引导性项目(编号: AHY120000)、上海市量子信息技术重大专项(编号: 2019SHZDZX01)和国家自然科学青年基金(编号: 11804019)资助

**摘要** 冷原子重力测量技术是一种基于中性冷原子干涉原理的重力测量技术, 其使用全同原子系综作为质量块及重力信息存储器, 使用“拉曼光尺”作为自由下落位移测量工具, 可以实现优于激光干涉绝对重力仪的测量灵敏度和较好的测量准确度。自第一台实验室冷原子重力仪诞生以来, 经过近30年的发展, 原子干涉重力测量技术已经成为基础研究和计量学领域实施精确和准确的绝对重力测量的成熟方法之一。同时, 随着近年来紧凑型冷原子重力仪的迅速发展, 原子干涉重力测量技术已经走出实验室, 进入地球物理、惯性导航、空间应用等动态测量应用领域, 用于进一步补充和增强现有以经典设备为主的动态重力加速度测量技术。本文将重点介绍冷原子重力测量技术的发展路线、冷原子重力仪在动态测量应用中的最新进展及其所面临的技术挑战, 并对冷原子重力测量未来的工程应用研究和基础理论研究进行展望。

**关键词** 原子干涉仪, 紧凑型重力仪, 动态测量

**PACS:** 37.25.+k, 03.75.Dg, 04.80.Cc

## 1 重力加速度测量和冷原子干涉仪

重力所产生的自由落体加速度“ $g$ ”是一种随空间和时间的变化而变化的物理量, 精确(Precise)和准确(Accurate)地测量 $g$ 值, 对于基础物理、计量学、地球物理、惯性导航等领域都有着极其重要的意义<sup>[1,2]</sup>。测量重力加速度的重力仪主要有相对重力仪和绝对重力仪两种类型, 其典型性能如表1所示。

石英弹簧式重力仪是较为常见的一类相对重力仪, 其系统内部是石英弹簧支撑的质量块, 通过石英弹簧的伸缩量测量重力加速度的变化量, 可以实现亚 $\mu\text{Gal}$ 水平的测量精度<sup>[3]</sup>。由于石英弹簧式重力仪的系统十分紧凑且便于搬运, 因而常用于野外流动观测, 以及海洋、航空重力地图绘制<sup>[4]</sup>。海洋或航空型石英弹簧式重力仪一般可以达到亚 $\text{mGal}$ 水平的测量精度<sup>[5]</sup>。石英弹簧式重力仪都存在较大的

**引用格式:** 姜伯楠, 龙金宝, 李琛阳, 等. 紧凑型冷原子重力仪和精密重力加速度测量. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2021, 51: 074205  
Jiang B-N, Long J-B, Li C-Y, et al. Compact cold atom gravimeters and precise gravity measurement (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2021, 51: 074205, doi: 10.1360/SSPMA-2020-0268

漂移<sup>[6]</sup>, 常见的CG6型重力仪漂移可达20  $\mu\text{Gal}/\text{d}$  (<https://scintrexltd.com>), 海洋或航空型的GT-2M或GT-2A重力仪的天漂移一般在亚mGal水平, 月漂移可达mGal水平(<http://www.canadianmicrogravity.com>). 由于漂移的存在, 石英弹簧式重力仪必须周期性地使用绝对重力仪进行校准, 同时, 在重力地图绘制任务中, 还需要规划特殊的交叠航路以确定漂移参数及测量的有效性, 这就增加了动态重力加速度测量的时间和经济成本<sup>[7-10]</sup>.

为了解决石英弹簧式重力仪中常见的漂移并进一步降低测量噪声, 超导重力仪使用磁悬浮超导球体重建了机械弹簧和质量块的功能<sup>[11,12]</sup>, 利用超导电流的稳定性, 构造出一个稳定的非机械性弹簧, 使得相对重力加速度测量的精度和稳定性大幅提升, 超导重力仪的灵敏度可达0.3  $\mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ , 精度可达0.001  $\mu\text{Gal}$ , 漂移低于0.5  $\mu\text{Gal}/\text{月}$ <sup>[13]</sup>. 超导重力仪一般仅用于静态测量或校准, 未见于动态重力加速度测量应用, 这主要是由于运输过程中产生的机械振动会造成超导的磁通跳跃, 导致超导重力仪的测量读数发生偏移<sup>[4]</sup>.

与相对重力仪不同, 绝对重力仪测量的是真空环境中的自由落体质量块的绝对加速度, 不存在漂移问题, 故常用于基础物理研究、计量学等以绝对重力加速度作为观测量或参考量的应用领域<sup>[14]</sup>. 同时, 随着近年来紧凑型冷原子重力仪的发展, 绝对重力仪也开始逐渐被应用于野外流动观测及动态重力加速度测量, 以期进一步补充和增强现有以相对重力仪为主动态重力加速度测量技术<sup>[15-21]</sup>.

FG5-X是目前应用最为广泛的激光干涉绝对重力仪, 它通过测量自由落体反射镜的下落位置解算重力加速度<sup>[22,23]</sup>, 其在安静实验室环境中的短期灵敏度为15  $\mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ , 精度在长时间积分后可达0.1  $\mu\text{Gal}$ , 准确度可达2  $\mu\text{Gal}$ <sup>[24]</sup>. FG5-X的灵敏度主要受限于自身的机械结构, 一方面, 机械疲劳和反射镜的位置误差将不断降低重力仪的灵敏度; 另一方面, 为了减少机械磨损、延长使用寿命, 并充分缓冲反射镜自由下落产生的振动, FG5-X采用非连续测量模式, 重复测量频率不超过1 Hz, 这也进一步限制了其灵敏度<sup>[25,26]</sup>. 在集成度方面, FG5-X体积1.5  $\text{m}^3$ , 总重

150 kg, 功耗500 W, 较高的SWaP(体积Size, 重量Weight, 功耗Power)和对工作环境温度需保持20°C–30°C的要求(<http://microglacoste.com/product/fg5-x-absolute-gravimeter>), 使其更适合于实验室环境中的静态重力加速度测量、比对或校准<sup>[1,4,22]</sup>. 激光干涉绝对重力仪在动态重力加速度测量方面的应用较少, 2012年瑞士苏黎世理工学院的Baumann等人<sup>[27]</sup>首次使用改进型FGL绝对重力仪在阿尔卑斯山区进行了航空重力测量, 其理论测量精度为2.5 mGal.

与激光干涉绝对重力仪不同, 冷原子重力仪以全同中性原子组成的冷原子团替代传统的机械质量块<sup>[28]</sup>, 具有更好的系统鲁棒性(无机械疲劳问题)、更高的工作频率(桑迪亚国家实验室的Biedermann研究组、Draper实验室等为美国DARPA PINS-HiDRA项目研制的紧凑型冷原子重力仪的重复测量频率可达50–330 Hz<sup>[26,29-31]</sup>)以及更高的测量灵敏度(4.2  $\mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ <sup>[32]</sup>), 也更适合紧凑型的设计和集成化的工程应用<sup>[2]</sup>, 英国伯明翰大学Kai Bongs研究组<sup>[33]</sup>为欧盟iSense项目研制的基于原子芯片系统的冷原子重力仪, 体积120 L, 总重63 kg, 功耗240 W, 分别只有FG5-X的1/5.1, 1/24.5和1/2.1, 同时, 美国DARPA的micro-PNT计划<sup>[34]</sup>、法国LP2N的Bouyer研究组与军工企业iXBlue联合开展的iXAtom项目<sup>[35,36]</sup>等都瞄准了冷原子重力仪的高精度、低SWaP军事应用.

冷原子重力仪的物理实现基于中性原子的受激拉曼双光子跃迁<sup>[37,38]</sup>, 经过三次等周期间隔T的拉

表 1 相对重力仪和绝对重力仪的典型性能

Table 1 The typical performance of relative and absolute gravimeters

类型	灵敏度 ( $\mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ )	精确度 ( $\mu\text{Gal}$ )	漂移 ( $\mu\text{Gal}/\text{d}$ )	准确度 ( $\mu\text{Gal}$ )
石英弹簧	–	0.1	20	–
海洋型	–	200	3000(月)	–
航空型	–	500	< 100	–
超导悬浮 <sup>[13]</sup>	0.3	0.001	1–10(年)	–
FG5-X <sup>[24]</sup>	15	0.1	–	2
FGL航空型 <sup>[27]</sup>	–	2500	–	–
原子干涉 <sup>[24,32]</sup>	4.2	0.1	–	< 10
海洋型 <sup>[16]</sup>	800	< 1000	–	~ 1000
航空型 <sup>[15]</sup>	–	300	–	~ 1000

曼激光与原子相互作用(在紧凑型冷原子重力仪中,多为 $\frac{\pi}{2}-\pi-\frac{\pi}{2}$ 拉曼激光脉冲序列),测量上抛或自由下落的冷原子团的下落位置 $\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \mathbf{x}_3$ ,并将重力加速度信息写入、存储于原子态的相干相位<sup>[39]</sup>

$$\phi_0 = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{g} T^2 = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot (\mathbf{x}_1 - 2\mathbf{x}_2 + \mathbf{x}_3), \quad (1)$$

其中,  $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ 是拉曼光有效波矢. 进一步测量基态的原子布居数<sup>[40]</sup>,可以获得原子干涉条纹

$$P = P_0 - A \cos [(\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{g} - \alpha) T^2], \quad (2)$$

其中,  $P_0$ 和 $A$ 分别是原子干涉条纹的偏置和幅度,  $\alpha$ 是拉曼激光的频率啁啾速率. 实验上, 使用 $\alpha$ 对原子干涉条纹进行相位调制,以追踪 $g$ 值所对应的原子干涉条纹相位零点,并最终通过频率测量读取重力加速度的绝对值<sup>[41-44]</sup>.

冷原子重力仪释放冷原子团的方式有上抛和自由下落两种,其中,上抛方式将冷原子团的运动轨迹折叠,可以在同样的真空系统体积内实现比自由下落方式更长的干涉时间,但也需要更多的激光频率和更复杂的冷原子团操纵<sup>[32]</sup>;在紧凑型冷原子重力仪,特别是其动态测量应用中,一般都采用自由下落方式释放冷原子团<sup>[43]</sup>.

冷原子重力仪的灵敏度 $\sigma$ 与噪声和 $T$ 有关<sup>[25]</sup>(大动量转移也是提升冷原子重力仪灵敏度的方案之一,目前已经实现最大102倍反冲动量的动量传递,但效率一般不高,本文中不做进一步的讨论<sup>[45]</sup>),

$$\sigma = \frac{1}{\text{SNR}} \frac{1}{k_{\text{eff}} T^2}, \quad (3)$$

其中,  $\text{SNR}$ 是重力仪的信噪比. 对于相同的噪声水平,更长的原子干涉时间( $\sim 2T$ )可以实现更高的测量灵敏度,但主要受限于重力仪真空系统在原子团自由落体方向的几何尺寸,  $2T$ 从78增加至1910 ms, 真空系统的高度也由52 cm (法国航空实验室(ONERA)的GIRAFE重力仪<sup>[16,43]</sup>)增加至10 m(美国斯坦福大学的10 m原子干涉仪<sup>[46-48]</sup>),这一点我们将在后文中继续讨论,这里,仅通过干涉时间长度对冷原子重力仪做一个简单的划分: 大型冷原子重力仪,  $2T > 1000$  ms; 中型冷原子重力仪,  $2T > 200$  ms; 紧凑型(小型)冷原子重力仪,  $2T > 2$  ms (有报道的最

小干涉时间见于Biedermann研究组的紧凑型冷原子重力仪,重复工作频率最高330 Hz、对应测量灵敏度 $36.7 \text{ mGal}/\sqrt{\text{Hz}}$ <sup>[30]</sup>). 冷原子重力仪的噪声源主要由振动噪声、探测噪声、拉曼光的相位噪声、光频移或磁场产生的频率噪声等组成,对于各种噪声源的详细分析可以参见文献[49-51],其中,以现有技术水平,探测噪声、相位噪声和频率噪声都可以降低至mrad/单次测量的水平;但对于振动噪声,即便使用复杂的主、被动减振平台,也只能降低到10-100 mrad/单次测量的水平,这使得振动噪声成为限制冷原子重力仪灵敏度的主要噪声源<sup>[52]</sup>. 因此,绝大多数高灵敏度的冷原子重力测量都是在山洞、郊区、地下建筑等低振动噪声的安静环境中实现的. 华中科技大学的胡忠坤研究组<sup>[32]</sup>在安静的山洞实验室中,使用基于零长弹簧的主动减振平台,获得了 $4.2 \mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的冷原子重力仪灵敏度纪录. 德国洪堡大学Peters研究组<sup>[19]</sup>的GAIN紧凑型冷原子重力仪在郊区测量点与激光干涉绝对重力仪和超导相对重力仪进行了比对,测量灵敏度约 $9.6 \mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ ,长期测量精度可达 $0.05 \mu\text{Gal}$ , 测量精确度 $3.9 \mu\text{Gal}$ . 对于一些振动条件良好的静态测量环境,甚至可以不使用减振平台: 法国巴黎天文台和LP2N的研究组在地下建筑中,使用后期振动噪声修正的方法,获得了约 $14 \mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的测量灵敏度<sup>[53,54]</sup>; 中国科学技术大学的冷原子重力仪研究组在安静的山洞环境中,不使用任何减振平台和数据修正,可以实现 $70 \mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ 以下的测量灵敏度,在1000 s积分后可以实现低于 $2 \mu\text{Gal}$ 的测量精确度. 同时,由于运动载具的振动环境要比实验室地面更为恶劣,因而,振动噪声也成为限制冷原子重力仪动态测量应用的主要因素之一<sup>[55]</sup>,在海洋型或航空型冷原子重力仪中如何处理振动噪声,我们将在后文详细讨论.

造成 $g$ 值偏移(即原子干涉条纹相位零点的相位偏移)的系统误差决定了冷原子重力仪的准确度<sup>[25]</sup>. 冷原子重力仪的系统误差主要分为两种: 其中一种系统误差的正负符号与拉曼光有效波矢 $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ 的方向无关,如单光子光频移、磁场梯度、微波相移等,这部分系统误差可以通过翻转拉曼光有效波矢 $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ 方向的方法实现有效的抑制; 另一种系统误差的正负符号与拉曼光有效波矢 $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ 的方向相关,如科里奥利

力相移、波前畸变相移和双光子频移,这部分系统误差无法通过翻转拉曼光有效波矢 $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ 方向的方法进行抑制,成为了冷原子重力仪系统误差的主要组成部分<sup>[49,50]</sup>。科里奥利力相移主要与冷原子团在水平面内的横向运动、及荧光探测系统的对称性有关,这一方面是指冷原子团由于自身膨胀产生的横向速度,考虑到科里奥利力相移的正负符号与横向速度方向相关,对于对称性良好的荧光探测系统,这部分相移一般会被平均掉<sup>[50,56]</sup>;另一方面,也必须考虑冷原子团由于物理系统的不对称而获得的横向速度,如冷却光不可避免地不平衡等<sup>[57]</sup>。实验上,一般通过在水平面内两个相差 $180^\circ$ 的角度上进行重力加速度测量、再计算差值平均的方法评估重力仪的科里奥利力相移<sup>[58]</sup>。波前畸变相移也与冷原子团的横向膨胀有关,在测量冷原子团的下落位置时,拉曼反射镜及其对应的波片、真空窗镜,因光学元件本身或安装应力产生的面型改变而使拉曼光产生波前相位畸变,在拉曼光波前相位对冷原子团的横向空间分布进行积分后,产生系统误差;理论上,温度越低的原子团,横向膨胀越弱,波前畸变相移对重力加速度测量准确度的影响也越小<sup>[50]</sup>。实验上,一般通过改变拉曼激光直径<sup>[59]</sup>、探测系统直径<sup>[60]</sup>,或降低原子温度<sup>[50,61]</sup>等方法来拟合、推算波前畸变相移,但其不确定度仍是系统误差不确定度中最主要的组成部分<sup>[52]</sup>。双光子频移主要与拉曼激光所采用的回复反射式光路有关,这种光路结构有助于降低光纤传输附加相移、振动噪声、波前畸变等对重力测量产生的干扰,但在一组拉曼光与原子相互作用的同时也引入了非共振的额外拉曼光成分所产生的双光子频移,实验上,一般通过调制拉曼双光子跃迁的拉比频率来评估双光子频移<sup>[62]</sup>。总体而言,目前,虽然冷原子重力仪的准确度仍与FG5-X有一定的差距,但已经十分接近了<sup>[63]</sup>。

自1992年世界上第一台冷原子重力仪在斯坦福大学的朱棣文研究组诞生以来<sup>[38]</sup>,经过近30年的发展,全球约有50个研究组已经投入到与冷原子重力仪相关的物理问题与应用研究中<sup>[52]</sup>,涵盖了基础物理、计量学、地球物理、惯性导航等广泛的军用和民用领域,同时,在上述应用需求的牵引下,冷原子重力仪也不断发展和进化出更为多样的类型<sup>[2]</sup>。

基础物理研究要求重力加速度测量达到超高精度或高精度,一般需要建设大型冷原子重力仪,或至少是中型冷原子重力仪。以弱等效原理验证为例,目前,经典加速度计在地面实验室可以实现精度 $1.8 \times 10^{-13}$ 的Eötvös参数测量<sup>[64]</sup>,在空间项目MICROSCOPE中可以实现精度 $1.3 \times 10^{-14}$ 的Eötvös参数测量<sup>[65]</sup>。为实现与经典加速度计相似或更高的测量精度,冷原子重力仪需要将干涉时间提高到秒量级。为此,美国斯坦福大学的Kasevich研究组<sup>[46]</sup>和中国科学院武汉物理与数学研究所的詹明生研究组<sup>[66]</sup>各自独立建设了高达10 m的大型上抛式冷原子重力仪,通过长达秒量级的干涉时间,以达到 $4.0 \times 10^{-12} g$ 的单次测量灵敏度极限,用以搜寻铷-87和铷-85这两种同位素的自由落体加速度之间极其微弱的差别,从而实现对Eötvös参数的精密测量。目前,上述大型重力仪已经实现 $1.4 \times 10^{-11} g$ 的单次测量灵敏度,以及 $1.0 \times 10^{-12}$ 水平的Eötvös参数测量精度。如果原子干涉过程可以在失重环境中进行,那么在整个干涉过程中,冷原子团或超冷原子团都几乎不会发生下落,上述弱等效原理验证中的干涉时间将不再受限于真空系统的几何尺寸。欧洲航天局的ICE项目就是在零重力飞机创造的失重环境中使用紧凑型铷-87、钾-39双组分冷原子重力仪测量Eötvös参数<sup>[55,67]</sup>,ICE项目最终在微重力环境下实现了 $1.8 \times 10^{-4} g$ 的单次测量灵敏度和 $0.9 \times 10^{-4}$ 的Eötvös参数测量精度。事实上,受限于零重力飞机 $10^{-2} g/\sqrt{\text{Hz}}$ 水平的恶劣振动噪声环境,0–1.8g的加速度变化范围,以及 $5^\circ/\text{s}$ 的姿态摇摆,紧凑型重力仪的干涉时间从未超过10 ms。但是,ICE项目中SWaP受限、大动态范围、振动噪声恶劣的航空应用环境却推动了紧凑型冷原子重力仪的研发和工程化。同时,ICE项目所发展的集成激光系统<sup>[68]</sup>、振动噪声修正<sup>[69]</sup>等关键技术对今天的紧凑型冷原子重力仪及其动态测量应用产生了极为深远的影响。

计量学一般需要中型冷原子重力仪或紧凑型冷原子重力仪在实验室静态环境中完成高精度、高准确度的绝对重力加速度测量,如万有引力常数测量<sup>[70,71]</sup>、Watt天平实验<sup>[72]</sup>等。以使用普朗克常数重新定义国际单位制中的质量单位的Watt天平(又

称Kibble天平)实验为例, 实验过程中使用电磁力平衡质量块的重量, 因而需要对质量块所受重力加速度进行绝对测量, 以在质量和重量之间建立关系<sup>[73]</sup>, 法国巴黎天文台的研究组<sup>[53]</sup>为此研制了一台自由下落式紧凑型冷原子重力仪(使用前级二维磁光阱作为原子源,  $2T=100$  ms), 目标测量精度在秒时长积分后达到1  $\mu\text{Gal}$ , 目标准确度为1  $\mu\text{Gal}$ 水平; 2014年该重力仪的测量灵敏度为5.7  $\mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ , 测量精度在36 s积分后可达1  $\mu\text{Gal}$ , 2000 s积分内可达0.2  $\mu\text{Gal}$ , 准确度评估的不确定度为4  $\mu\text{Gal}$ .

重力加速度测量也是研究地球物理, 如地下水变化、岩浆流动等的重要方法, 长期、高精度的重力加速度监测, 对于了解甚至预测地震、海啸等地质灾害也有一定意义, 同时, 重力仪也可以用来勘探石油、煤炭等矿产资源<sup>[3,4]</sup>. 与基础物理、计量学应用不同, 地球物理研究多数为野外长期或流动观测, 一方面, 要求冷原子重力仪具备足够的鲁棒性以在野外环境中实现长期、稳定的绝对重力加速度监测; 另一方面, 考虑到重力仪在不同观测点间搬运或运输对SWaP的限制, 只有低SWaP的紧凑型冷原子重力仪能够满足流动观测需求<sup>[2]</sup>; 同时, 对于地球物理研究, 在远离人类活动的观测点地面振动噪声一般在 $10^{-7}\text{--}10^{-9}g/\sqrt{\text{Hz}}$ 水平, 而在人类活动密集的闹市观测点, 振动噪声则可以达到 $10^{-5}\text{--}10^{-6}g/\sqrt{\text{Hz}}$ 水平<sup>[21]</sup>, 虽然振动噪声环境大幅优于航空或海洋应用, 但也必须发展满足可搬运需求的低SWaP振动噪声处理方法. 法国巴黎天文台的研究组<sup>[20,51]</sup>发展了一系列借助地震计或经典加速度计的振动噪声反馈修正方法, 如后期振动噪声修正、非线性锁定或实时激光相位补偿等, 由于上述方法降低了高精度冷原子重力测量对高SWaP主动隔振平台的依赖, 从而大幅提升了冷原子重力仪的可搬运性, 该研究组在巴黎闹市区布置的紧凑型冷原子重力仪, 采用非线性锁定方法, 获得了55  $\mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的测量灵敏度<sup>[51]</sup>. 为了进一步提高紧凑型冷原子重力仪的流动观测能力, 加利福尼亚大学伯克利分校的Müller研究组<sup>[17]</sup>和浙江工业大学的林强研究组<sup>[18]</sup>都开展了车载紧凑型冷原子重力仪的流动观测研究(测量在停车静态环境下实施), 其中, Müller研究组使用了被动减振平台

处理振动噪声, 获得了500  $\mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的测量灵敏度和40  $\mu\text{Gal}$ 的测量精度, 林强研究组更考虑了地形起伏对重力仪敏感轴朝向的改变, 使用了位姿调平平台用于重力仪的姿态稳定. 地球物理应用需求同时也推动了紧凑型冷原子重力仪的产品化, 依托于美国斯坦福大学Kasevich研究组的AOSense公司(<https://aosense.com/>) (AOSense公司也承接了很多来自DARPA的冷原子重力仪、梯度仪、陀螺仪的惯性导航军用项目<sup>[34]</sup>)、依托于巴黎天文台的Muquans公司(<https://www.muquans.com/>)都先后推出了紧凑型冷原子重力仪的商用机, 如Muquans公司推出的重力仪商用机<sup>[74]</sup>, 其测量灵敏度为50  $\mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ , 长时积分后的精度可达亚 $\mu\text{Gal}$ 水平, SWaP优于FG5-X和FGL(体积430 L, 净重100 kg, 功耗300 W), 并计划于2020年6月在埃特纳火山展开长期的重力加速度监测工作. 值得注意的是, Müller研究组和Muquans公司都使用了金字塔反射镜结构来增强紧凑型冷原子重力仪的集成度.

惯性导航对高精度的航空或海洋型冷原子重力仪的需求极为迫切, 这主要是出于增强全球导航卫星定位系统在军事应用中的鲁棒性的考虑(全球导航卫星定位系统的导航信号, 一方面波段容易被阻塞, 另一方面在植被覆盖区域、水下、地下衰减严重; 在全球导航卫星定位系统拒止的情况下, 惯性导航成为主要替代方案之一)<sup>[26]</sup>. 目前, 惯性导航误差的主要来源是陀螺仪、加速度计及重力模型<sup>[75]</sup>, 对于加速度计而言, 要实现5 m/h水平的导航误差, 水平方向加速度计的精度需要达到约0.2 mGal, 垂直方向加速度计的精度需要达到约2.5  $\mu\text{Gal}$ , 这对于现有精度mGal或10 mGal水平的经典导航级加速度计是较难实现的<sup>[76]</sup>; 同时, 依托于高精度重力仪、梯度仪的重力辅助导航或重力模型修正也是实现接近卫星导航精度的高精度惯性导航的有力竞争方案<sup>[77]</sup>. 在惯性导航应用中, 需要在大动态范围、强振动噪声和极其有限的SWaP条件下实现动态测量, 如航空飞机应用环境(振动噪声为 $10^{-2}g/\sqrt{\text{Hz}}$ 水平, 加速度变化范围可达 $\pm 1\text{--}\pm 2g$ , 姿态摇摆5°/s). 因而, 相比于地球物理研究中的地面静态测量, 用于惯性导航的冷原子重力仪需要更为紧凑的物理系统、更强的振动噪声鲁棒性, 以及更低的死时间. 2003年,

美国DAPRA开展了PINS计划, 推动冷原子干涉仪在惯性导航领域的应用, 斯坦福大学的Kasevich研究组<sup>[78]</sup>在PINS的支持下实现了紧凑型冷原子干涉仪的车载重力梯度准动态测量, 在1 cm/s的车速下, 在约4 min积分时间内可以实现最优5E的重力梯度测量灵敏度。2011年, 在PINS计划的基础上, 针对惯性导航中的大动态范围问题, DARPA进一步在micro-PNT中开展了面向大动态范围惯性测量应用的PINS-HiDRA项目。在该项目支持下, 桑迪亚国家实验室的Biedermann研究组<sup>[30,31]</sup>在测量精度和动态性能之间进行了折中, 研制了重复测量频率可达50–330 Hz、灵敏度0.57–36.7 mGal/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 的紧凑型冷原子重力仪。欧盟也于2010年启动了与动态重力加速度测量有关的iSense计划, 在其支持下, 英国伯明翰大学的Kai Bongs研究组<sup>[33]</sup>研制了基于原子芯片的冷原子重力仪, 其SWaP远远优于FG5-X或FGL。紧凑型冷原子重力仪的动态测量一直到欧洲航天局验证弱等效原理的ICE项目才得以实现。ICE项目一方面使用基于通信波段激光器倍频的工业级全光纤激光系统, 极大提升了重力测量的鲁棒性<sup>[68]</sup>; 另一方面, 使用经典加速度计监测干涉时间内的振动噪声, 实现了重力测量信号对强振动噪声的抑制<sup>[55]</sup>。ICE项目最终在微重力环境下实现了 $1.8 \times 10^{-4} g$ 的单次测量灵敏度<sup>[67]</sup>。在ICE项目技术进步的推动下, 2018至2020年, 法国航空实验室进一步推进了ICE项目中的振动噪声处理技术, 使用经典加速度计填补了冷原子重力仪死时间内的重力信息敏感空白, 并使用陀螺稳定平台将重力仪的姿态稳定在0.1 mrad以内, 最终实现了航空和海洋动态重力加速度测量及重力地图绘制, 动态测量精度均达到亚mGal水平, 略优于常见的相对重力仪<sup>[15,16]</sup>。

另外, 随着近年来冷原子系统在空间项目中的成功应用, 如中国科学院上海光学精密机械研究所的刘亮、王育竹研究组<sup>[79]</sup>(为天宫二号研制的空间冷原子钟)、美国NASA的CAL空间冷原子实验室<sup>[80]</sup>、欧洲的探空火箭项目MAIUS<sup>[81]</sup>等, 诸如引力波探测一类的冷原子重力仪空间应用也开始被探讨和研究<sup>[82]</sup>。

随着冷原子重力测量技术在基础物理、计量学、地球物理、惯性导航等应用领域的发展, 可以

预见, 冷原子重力仪研究未来将沿两个方向继续深入: 一是进一步提升冷原子重力仪的精度和准确度, 寻找能够实现高精度、高准确度重力测量的新物理系统或新技术; 二是进一步推进紧凑型冷原子重力仪的工程应用, 研究解决具体工程问题所需的新技术, 提升技术成熟度。后文将沿着工程应用方向, 详细介绍紧凑型冷原子重力仪的集成技术及与动态重力加速度测量相关的发展。

## 2 紧凑型冷原子重力仪集成技术

如图1(a)所示, 工作在野外观测点的紧凑型冷原子重力仪包括了物理系统和集成控制系统。其中, 集成控制系统集合了激光系统、自动控制系统等,

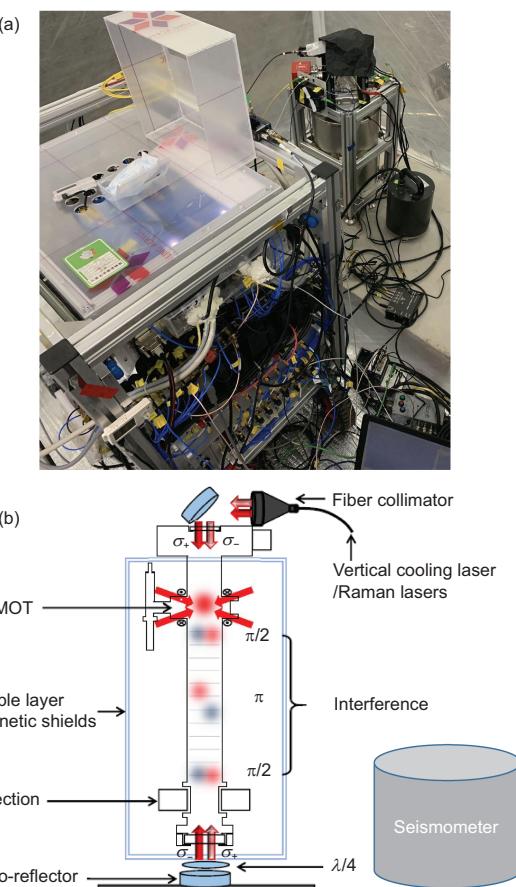


图1 (网络版彩图) (a) 工作在野外观测点的紧凑型冷原子重力仪; (b) 物理系统的示意图

**Figure 1** (Color online) (a) The compact cold atom gravimeter operating in field; (b) schematic diagram of the science package.

激光系统产生用于原子冷却、原子干涉、荧光探测等重力测量各物理阶段所需的各频率激光; 自动控制系统用于重力测量周期内的激光频率、功率控制、原子荧光信号采集处理、闭环反馈以及g值解算。如图1(b)所示, 物理系统集合了原子源、真空系统及辅助仪器, 原子源是重力仪工作物质(即冷原子团)的来源; 被磁屏蔽包裹的真空系统是原子干涉物理过程发生的场所: 冷原子团经由三维磁光阱冷却至 $\mu\text{K}$ 水平后被释放, 自由下落到原子干涉区, 经与 $\frac{\pi}{2}-\pi-\frac{\pi}{2}$ 拉曼激光脉冲序列相互作用后, 携带重力加速度信息进入荧光探测区, 产生荧光信号; 辅助仪器包括用于测量地面振动的经典加速度计或地震计、用于测量敏感轴朝向的倾角计、温湿度计、气压计、GPS等, 图1(b)中的地震计在野外定点重力测量过程中实时监测拉曼后向反射镜的振动信号, 以修正重力加速度测量值中的振动噪声相位。在上述冷原子重力仪系统中, 原子源、真空系统、三维磁光阱及激光系统是提升系统集成度的关键组件, 下面将详细介绍与其相关的集成技术。

## 2.1 原子源

紧凑型冷原子重力仪对原子源的需求是复合性的, 一方面, 原子源需要为重力仪提供较强的原子供给以提高冷原子团的原子数、提高SNR; 另一方面, 要降低原子蒸汽对原子干涉区真空度的影响, 不破坏原子的相干性。同时, 原子源也必须具备较高的集成度。在实验室冷原子重力仪及早期的紧凑型冷原子重力仪中<sup>[32,53]</sup>, 考虑原子的相干性, 一般会增加额外的二维磁光阱真空系统, 产生强冷原子束流作为原子供给, 并通过与主真空系统间的差分管结构, 使得原子干涉区的真空度不受原子束流影响。但随着原子源技术的发展, 原子源对原子蒸汽的控制能力不断增强, 背景蒸汽装载也逐渐更多地出现在面向工程应用的紧凑型冷原子系统中。

在背景蒸汽装载技术中, 目前常用释放剂或纯金属作为原子源。其中, 释放剂将金属铬盐和吸气剂材料的混合物封装在镍铬合金外壳内, 电流流过释放剂产生的加热作用使铬盐还原释放出纯金属蒸汽, 进而可以通过电流控制原子蒸汽释放与真

空泵抽速间的平衡, 实现对原子蒸汽压的准实时控制<sup>[83]</sup>, 如NIST的Jin研究组使用紫外光致原子解吸附<sup>[84]</sup>与释放剂协同为原子芯片磁光阱提供原子蒸汽, 在单一玻璃腔体内实现了玻色爱因斯坦凝聚体的制备<sup>[85]</sup>, 这表明释放剂技术足以为空间冷原子相干性的物理系统服务; 纯金属原子源将纯金属密封在玻璃针剂中, 在真空环境中压破玻璃针剂, 产生原子蒸汽, 在刘亮、王育竹研究组研制的空间冷原子钟中就使用了纯金属原子源, 为此, 他们使用更为靠近原子干涉区的真空泵组及不同直径的真空管道组合保证了原子干涉区的真空度<sup>[86]</sup>。但无论释放剂还是纯金属原子源, 都只是对原子蒸汽进行单向的“释放”控制, 无法对释放后的原子蒸汽进行“吸附”。2019年, NIST的Kitching研究组<sup>[87]</sup>实现了可重复利用固态碱金属源, 如图2所示, 这种固态碱金属源通过电压改变陶瓷内碱金属离子的流动性, 从而对原子蒸汽进行双向的“释放”和“吸附”控制, 这一方面可以帮助我们在原子冷却完成后更为快速的“回收”原子蒸汽(清除时间~1 s, 相比紫外光致原子解吸附与释放剂提升了约10倍), 使其对原子干涉的影响降至更低; 另一方面, 原子蒸汽的“回收”也有效延长了原子源的服役期, 对于冷原子重力仪的长期可靠性至关重要。

## 2.2 真空系统

真空系统是原子干涉物理过程发生的场所, 由

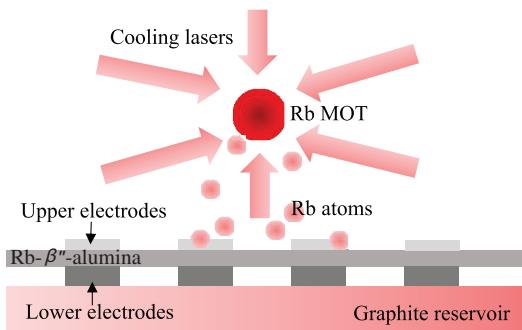


图2 (网络版彩图)三维磁光阱和可重复利用固态碱金属源的示意图<sup>[87]</sup>

**Figure 2** (Color online) Schematic diagram of the three-dimensional magneto-optical trap and the corresponding reversible solid-state alkali metal source [87].

于真空系统必须容纳冷原子团的整个运动轨迹,因此,在正常的重力环境中,冷原子团的自由下落距离,或者说是重力仪的干涉时间 $2T$ ,决定了真空系统的几何尺寸;进一步考虑(3)式所述相同SNR下测量灵敏度与干涉时间的关系,可知,真空系统的集成度极限取决于重力测量所需的灵敏度或精度。以Muquans的冷原子重力仪商用机为例<sup>[74]</sup>,其SNR~60,要达到 $10\text{ }\mu\text{Gal}$ 水平的单次测量灵敏度需要干涉时间 $2T\sim160\text{ ms}$ ,这时从三维磁光阱中心到荧光探测区中心的冷原子团自由下落距离仅约130 mm,是十分紧凑的;再考虑约2 Hz的重复测量频率<sup>[43]</sup>,紧凑型重力仪在1000 s积分后测量精度可以达到 $1\text{ }\mu\text{Gal}$ 或以下,已经能够满足地球物理、惯性导航的应用需求;这是冷原子重力仪真空系统的SWaP得以降低的前提。

对于上述长度100–200 mm的紧凑型真空系统,现有真空技术只需3–5 L/s左右的迷你或小型离子泵和NEG (Non-Evaporative Getter),如较为常用的st 702材料,即可维持在 $10^{-7}\text{ Pa}$ 、甚至于 $10^{-9}\text{ Pa}$ 的超高真空水平,而且其可靠性已经经过空间冷原子钟、空间冷原子实验室CAL等空间应用项目的验证<sup>[79,80]</sup>,如刘亮、王育竹研究组使用两台3 L/s迷你离子泵和NEG在近3年的在轨工作时间中将空间冷原子钟系统的真空度一直维持在 $\sim10^{-8}\text{ Pa}$ 水平。超高真空的获得则一般通过与真空系统非固连的更为复杂和庞大的前级泵组来实现,并不成为真空系统集成度的限制因素<sup>[85]</sup>。近年来,在DARPA “Chip-Scale Vacuum Micro Pumps”项目的推动下,伴随MEOMS (Micro Electro-Optical-Mechanical System)技术和NEG薄膜微型真空泵技术的发展,冷原子重力仪真空系统的集成度有望进一步提升:如图3所示,以MicroMOT为代表的“准芯片级”微型磁光阱样机已经出现<sup>[88]</sup>,该样机体积仅为 $20\text{ mm}\times24\text{ mm}\times5\text{ mm}$ ,使用NEG薄膜作为芯片尺度的微型真空泵,可以维持 $10^{-8}\text{ Pa}$ 水平的超高真空长达1000 h。

### 2.3 三维磁光阱

三维磁光阱是冷原子重力仪对工作物质进行冷

却和态制备的场所,一般需要相当数量的分光、扩束、反射、偏振器件等光学元件,是物理系统中较为复杂和消耗空间体积的一个组成部分,其集成化对于降低物理系统的SWaP具有重要意义。如图4所示,按照用于冷却原子的光束数量,三维磁光阱可以分为六光束磁光阱和四光束磁光阱两种结构<sup>[89]</sup>。对六光束磁光阱和四光束磁光阱的单光束集成,是三维磁光阱集成技术的前沿发展方向,一些研究工作已经深入到MOEMS领域。

六光束磁光阱的单光束集成目前多使用金字塔反射镜和中空金字塔反射镜来实现,这两种反射镜早在冷原子束流源<sup>[90,91]</sup>和冷原子钟<sup>[92,93]</sup>的集成化工作中已经被广泛探讨,如DARPA的一些集成冷原子频标项目<sup>[34]</sup>。金字塔反射镜由巴黎天文台的Lan-

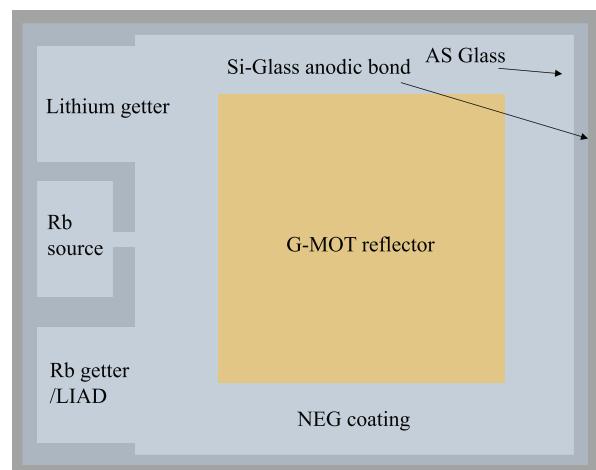


图3 (网络版彩图) MicroMOT原型机设计图<sup>[88]</sup>

Figure 3 (Color online) Prototype design of MicroMOT [88].

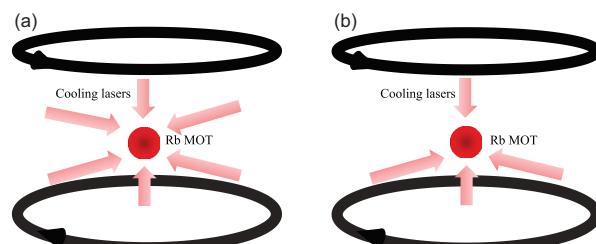


图4 (网络版彩图)标准六光束磁光阱(a)和四光束磁光阱(b)结构,黑色圆环代表反亥姆霍兹线圈<sup>[89]</sup>

Figure 4 (Color online) Configuration of standard 6- (a) and 4- (b) beam magneto-optical traps, the pair of black rings are anti-Helmholtz coils [89].

dragin研究组和LP2N的Bouyer研究组<sup>[94]</sup>首次引入到紧凑型冷原子重力仪的研究项目miniAtom中, miniAtom项目的成果后来演变为今天Muquans公司的重力仪产品。如图5(a)所示, 单束入射激光经金字塔反射镜四个反射面的单次和二次反射形成六光束磁光阱结构, 同时, 当冷原子团自由下落离开金字塔反射镜后, 单束入射激光与金字塔反射镜的二次反射光又可以形成拉曼激光的回复反射式光路, 这就将复杂的物理系统简化为一个边长20 mm的金字塔反射镜和一束分时频率复用的入射激光, 极大地提升了重力仪的集成度。中空金字塔反射镜由加利福尼亚大学伯克利分校的Müller研究组<sup>[17]</sup>首次应用到车载流动重力仪中, 并在实验室内成功实现了 $37 \mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的测量灵敏度和 $2 \mu\text{Gal}$ 的测量精度, 如图5(b)所示, 其思路是单束入射激光的边缘部分经四瓣反射镜的单次反射形成磁光阱的径向冷却光结构, 单束入射激光的中心部分则穿过金字塔反射镜的中部开孔, 并经高质量平面反射镜反射形成轴向冷却光或回复反射式拉曼光, 从而有效规避了金字塔反射镜的拼接角度、接缝等导致波前畸变的工艺难题, 可以有效降低系统误差。如图5(c)所示, 伦敦帝国学院的Cotter研究组<sup>[95]</sup>进一步在硅基芯片表面刻蚀出微型金字塔反射镜, 在边长25 mm的硅基底上制备出一个 $3 \times 3$ 的微型金字塔反射镜阵列, 每个金字塔中都可以形成高斯半径 $100 \mu\text{m}$ 、原子数7000的冷原子团; 硅基微型金字塔磁光阱阵列的出现, 使得同一重力测量点的多分布式重力测量成为可能, 是突破标准量子噪声极限的可能研究方向之一。

与金字塔反射镜或中空金字塔反射镜不同, 折叠光路是一种更为传统的六光束磁光阱集成技术。虽然折叠光路使用的入射光也只有一束, 但由于使用了大量的反射镜和波片, 其集成度和系统稳定性并不被看好。然而, 如图6所示, 天宫二号搭载的空间冷原子钟就使用折叠光路集成了移动光学黏胶系统<sup>[79]</sup>, 且运行良好, 这表明折叠光路对于紧凑型重力仪的三维磁光阱集成仍然具有重要的参考价值。

四光束磁光阱的单光束集成, 最早使用的是三块与单束入射激光成 $67.5^\circ$ 的反射镜<sup>[96]</sup>(图7(a)), 反射镜的单次反射光与单束入射激光形成四光

束磁光阱结构; 在英国M Squared公司的重力仪商用机方案中就采用了类似的集成技术(<https://www.m2lasers.com/>)。后来, 英国斯特斯克莱德大学的Arnold研究组将同一平面内的三块衍射光栅拼接起来<sup>[97]</sup>, 代替上述反射镜(图7(b)), 并进一步通过硅基芯片表面的光栅刻蚀实现了四光束磁光阱的光学芯片集成<sup>[98]</sup>(图7(c)); 如图3所示, 衍射光栅芯片更被封装在由硅酸铝玻璃与硅基底键合底形成的微型真空系统内, 实现了一款体积仅为 $20\text{mm} \times 24\text{mm} \times 5\text{mm}$ 的微型四光束磁光阱样机<sup>[88]</sup>。衍射光栅芯片的主要工艺困难是对衍射光的

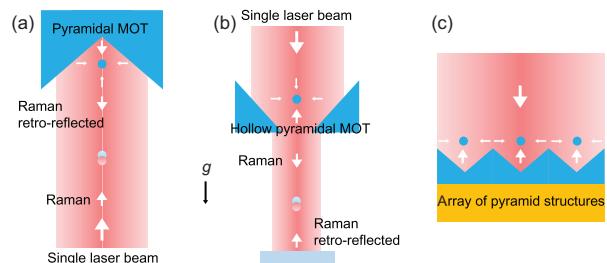


图5 (网络版彩图)基于金字塔反射镜(a)<sup>[94]</sup>和中空金字塔反射镜(b)<sup>[17]</sup>的紧凑型冷原子重力仪示意图, 以及(c)硅基芯片表面的微型金字塔磁光阱阵列<sup>[95]</sup>

**Figure 5** (Color online) Schematic diagram of the compact cold atom gravimeter based on pyramidal reflector (a) [94] and novel hollow pyramidal reflector (b) [17]; (c) an array of integrated magneto-optical traps on a chip using silicon pyramid structures [95].

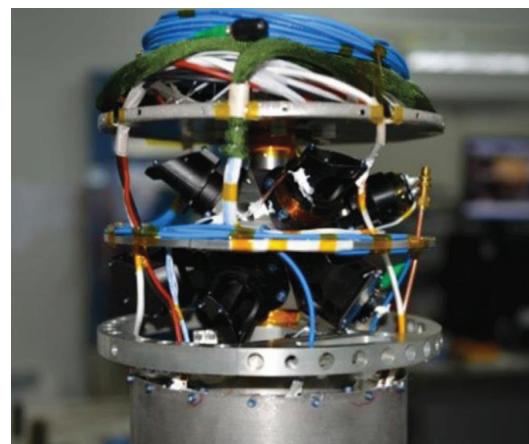


图6 (网络版彩图)天宫二号搭载的空间冷原子钟的集成磁光阱。图片引用自文献[79], 已获得授权

**Figure 6** (Color online) The magneto-optical trap setup of the cold atom clock operating on Tiangong-2 space station. Reprinted from ref. [79] with permission of Nature Publishing Group.

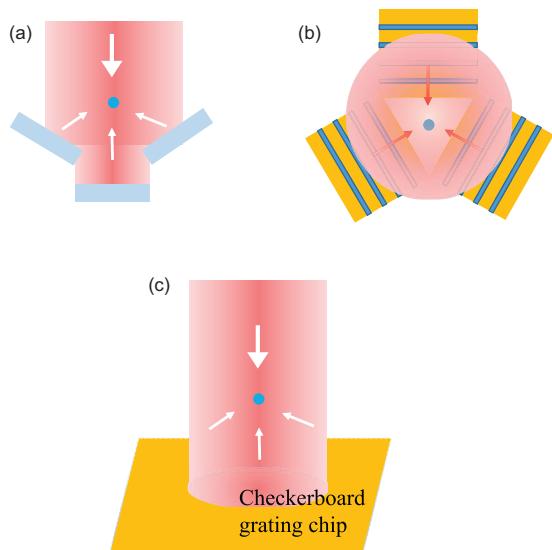


图7 (网络版彩图)基于三块反射镜(a)<sup>[96]</sup>, 三块光栅(b)<sup>[97]</sup>和光栅芯片(c)<sup>[98]</sup>的集成磁光阱的示意图

**Figure 7** (Color online) Schematic diagram of the miniature magneto-optical traps using (a) three mirrors [96], (b) three gratings [97] and (c) grating chip [98].

偏振控制, 这使得早期衍射光栅芯片制备的光学黏胶温度普遍偏高, 达 $10 \mu\text{K}$ 量级<sup>[89, 99]</sup>. 随着近年来衍射光栅芯片工艺的日益成熟, 其制备的光学黏胶温度已降低至 $3 \mu\text{K}$ 左右<sup>[98]</sup>, 能够满足冷原子重力测量对原子温度的要求.

同时, 与衍射光栅芯片相关的集成光学技术也值得注意, 如集成共焦显微镜技术<sup>[100]</sup>, 该技术既可以通过平面波导产生较大直径的冷却光, 又可以进行原子荧光信号收集, 对紧凑型重力仪的扩束系统和荧光收集系统的集成都具有重要的参考价值.

## 2.4 激光系统

如图8中的典型频率组成所示, 冷原子重力仪的激光系统主要由近共振和远失谐两种频率的激光光源组成. 近共振频率激光主要用于原子冷却、态清除或荧光探测; 远失谐频率激光, 即拉曼激光, 用来激发拉曼双光子跃迁, 完成态制备和原子干涉, 直接影响重力测量的噪声和系统误差<sup>[25]</sup>. 在欧洲航天局验证弱等效原理的零重力飞机项目ICE的推动下, 今天的紧凑型重力仪, 出于对系统鲁棒性和稳定性的考虑, 大多以光纤代替自由空间机械光路, 使用成

熟的工业级通信波段激光器作为种子光, 通过对种子光的倍频及频率跳变, 在全光纤光路中分时复用输出激光频率, 实现对上述激光系统的集成, 即光纤倍频激光系统<sup>[68]</sup>.

光纤倍频激光系统主要通过电光调制或光学锁相环产生原子干涉重力测量所需的频率, 详述如下.

### 2.4.1 电光调制

电光调制方法贯穿欧洲航天局验证等效原理的零重力飞机项目ICE的整个研究阶段, 从最早的Mach-Zehner调制器方案(因幅度调制无法控制载波和边带频率成分的功率比, 而未有后续研究)<sup>[101]</sup>, 一直发展到如图9所示的电光调制器方案<sup>[102]</sup>, 在紧凑型原子干涉仪的工程化进程中取得了巨大成功. 在电光调制方法中, 通信波段种子光经 $\text{LiNbO}_3$ 晶体调制后产生频率 $f_0$ 的载波和频率 $f_0 \pm n f_m$ 的边带成分, 再经EDFA放大和PPLN晶体倍频, 产生原子干涉所需的 $2f_0$ 和 $2f_0 + f_m$ 两个频率成分<sup>[103]</sup>; 通过对调制频率 $f_m$ 的频率和功率控制实现输出激光频率在载波和边带成分间的跳变以及亚多普冷却、原子干涉所需的频率啁啾; 从近共振到远失谐频率的大范

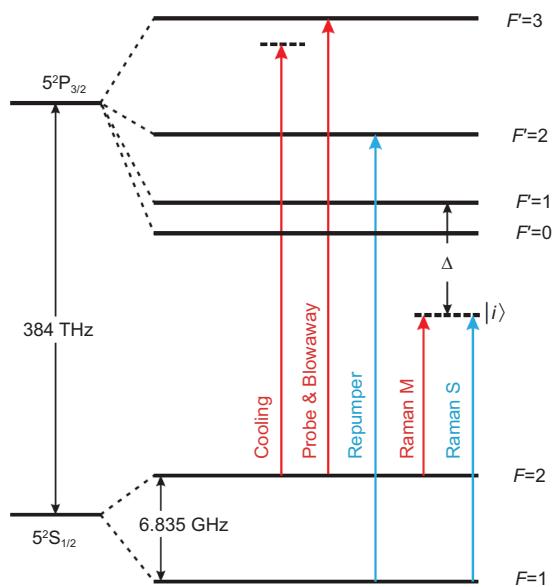


图8 (网络版彩图)铷87冷原子重力仪的典型频率组成

**Figure 8** (Color online) A typical frequency configuration of Rubidium 87 atomic gravimeter.

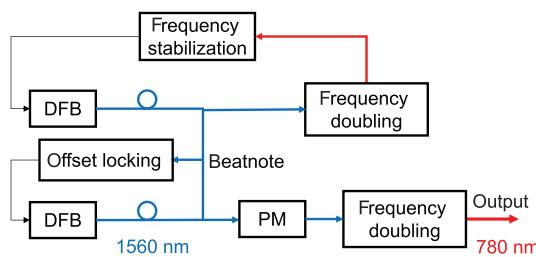


图9 (网络版彩图)产生冷原子重力仪激光光源的电光调制方法, PM: 相位调制器

Figure 9 (Color online) Phase modulation methods for laser generating in cold-atom gravimeters, PM: phase modulator.

围频率跃变可以通过直接改变种子光的频率锁定点<sup>[104, 105]</sup>, 或者增加一个频率参考光源并改变种子光与频率参考光源间offset locking的锁定频率来实现<sup>[102]</sup>. 然而, 电光调制必然会使种子光产生 $f_0 - nf_m$ 和 $f_0 + nf_m(n \neq 1)$ 等冗余的边带频率成分<sup>[105]</sup>, 使得重力测量产生额外系统误差<sup>[62, 103]</sup>. 虽然近年来先后提出了使用Dual Parallel Mach-Zehnder Modulator<sup>[106]</sup>或使用锯齿波信号源<sup>[107]</sup>的单边带调制方案来抑制冗余边带频率成分 $f_0 - nf_m$ 的产生, 但仍有不可忽略的冗余边带频率成分存在于输出激光中.

#### 2.4.2 光学锁相环

光学锁相环(图10)先通过两台种子光间的拍频将光频降低至微波频段, 再通过拍频信号与微波的外差转换到中频, 最后通过中频信号将两台种子光间的频差和相位锁定在高稳、低相噪的射频参考源上<sup>[108]</sup>; 一般而言, 需要增加第三台频率参考光源, 通过改变种子光之一与频率参考光源间offset locking的锁定频率来实现从近共振到远失谐频率的大范围频率跃变; 亚多普冷却、原子干涉所需的频率啁啾则通过扫描光学锁相环中的微波频率实现<sup>[109]</sup>. 与电光调制方法不同, 光学锁相环不会产生冗余边带频率成分, 在重力仪最为敏感的频带内, 相位噪声可以逼近低相噪射频参考源<sup>[110]</sup>, 因而, 在Muquans公司为空间冷原子重力梯度仪提供的技术成熟度4级的工业级激光系统样机, 及其测量精度低于1 μGal的紧凑型商用机重力测量实验中, 均使用了基于光学锁相环的光纤倍频激光系统<sup>[74, 82]</sup>.

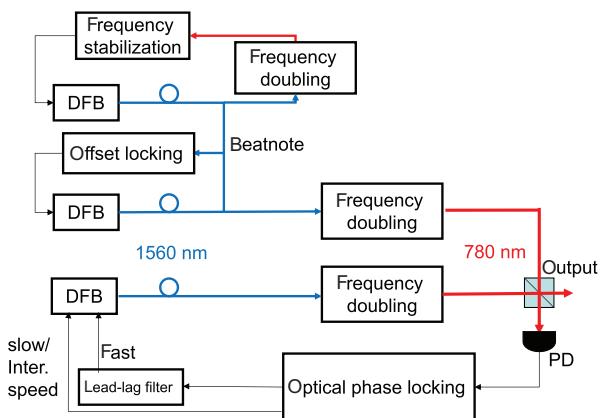


图10 (网络版彩图)产生冷原子重力仪激光光源的光学锁相环方法

Figure 10 (Color online) Optical phase-locking method for laser generating in cold-atom gravimeters.

### 3 与动态重力加速度测量相关的紧凑型冷原子重力仪技术的发展

动态重力加速度测量是绘制区域重力地图的重要方法, 对于地球物理和惯性导航都有着重要意义. 一方面, 重力地图可以反映冰川融化、火山活动、地下水位变化等地球物理问题, 勘探油气、矿物资源; 另一方面, 重力地图也可以用来构建更为精确的重力模型, 或作为重力辅助导航地图, 实现高精度惯性导航. 同时, 对于在航天、航空微重力环境中实施的基础科学的研究, 如弱等效原理的验证、引力波探测、寻找暗物质、暗能量等, 动态重力或重力梯度测量也是主要观测手段<sup>[2]</sup>. 目前的动态重力加速度测量仍主要使用相对重力仪实施<sup>[3]</sup>. 相对重力仪测量的是重力的变化量, 一方面, 无法满足部分应用对绝对重力加速度值的观测需求, 另一方面, 由于系统漂移的存在, 使其必须周期性地通过静态绝对重力仪进行校准, 同时在测量过程中, 需要规划交叠航路以确定系统漂移参数及测量信号的有效性, 这就大幅增加了动态重力加速度测量的时间和经济成本<sup>[7-10]</sup>. 为解决上述问题, 近年来, 使用紧凑型冷原子重力仪进行动态重力加速度测量的研究和工程应用逐渐发展起来.

冷原子重力仪动态测量的早期研究工作主要是流动静态测量或“准动态”测量, 例如, 加

利福尼亚大学伯克利分校的Müller研究组<sup>[17]</sup>使用被动减振平台的车载流动静态重力测量, 获得了 $500 \mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的测量灵敏度和 $40 \mu\text{Gal}$ 的测量精度, 斯坦福大学的Kasevich研究组<sup>[78]</sup>在车速 $1 \text{ cm/s}$ 的条件下进行了“准动态”重力梯度测量, 利用差分加速度测量抑制振动噪声的特性, 在约 $4 \text{ min}$ 积分时间内可以实现最优5E的重力梯度测量灵敏度。但是, 载具环境中真正意义上的高精度动态重力加速度测量, 因受限于振动噪声和复杂的环境条件, 而未能实现: 对于航空或海洋应用, 机舱或船舱内的振动噪声可以达到 $1\text{--}5 \text{ m/s}^2$ , 加速度变化范围 $\pm 1\text{--}\pm 2 \text{ g}$ , 海浪、气流等环境因素也在不断改变重力仪的敏感轴朝向和测量高度, 航空飞机的姿态摇摆可达 $5^\circ/\text{s}$ , 在恶劣海况下, 海浪高度可达 $2 \text{ m}$ 或以上<sup>[15, 16, 30, 55]</sup>。

对载具环境中振动噪声的处理是动态重力加速度测量的难点和研究重点之一。在实验室环境中, 冷原子重力仪主要采用主、被动减振平台来抑制振动噪声向拉曼反射镜的传导, 如负刚度被动减振平台、以及洪堡大学的Peters研究组<sup>[111, 112]</sup>在负刚度被动减振平台基础上改造的小型主动减振平台等, 但上述技术都难以推广到动态测量。负刚度被动减振平台是在载体、弹簧和负刚度金属片的作用力平衡点附近实现一个有效刚度很小的区域, 以压低减振平台的共振频率为主要目标, 但是低有效刚度也使得这个作用力平衡点很不稳定, 在高振动噪声或加速度大范围变化的情况下, 减振平台极易脱离平衡位置, 失去减振作用; 在负刚度被动减振平台基础上改造的主动减振平台在实际工作中也出现了无法适应高动态变化的振动环境的问题, 如无法处理靠近重力仪的实验室人员活动所产生的振动冲击<sup>[21]</sup>; 事实上, 即便是更为复杂的超级弹簧系统也难以应对航空应用中的恶劣振动噪声环境, 在用于航空重力测量的改进型FGL重力仪实验中, 主要是通过数据修正来处理振动噪声的<sup>[27]</sup>。在用于流动重力观测的冷原子重力仪研究中, 为应对闹市区地面 $10^{-5}\text{--}10^{-6} \text{ g}/\sqrt{\text{Hz}}$ 水平的振动噪声环境, 巴黎天文台的研究组发展出了一套反馈振动噪声修正技术: 先使用地震计记录的地面振动噪声, 再通过对重力测量值的基于振动相位关联性的数据修正或

实时的拉曼激光相位偿来消除振动相位噪声, 形成了对“冷原子重力仪+经典测量设备”互补工作模式的初步探索<sup>[20, 51]</sup>。在欧洲航天局验证弱等效原理的零重力飞机项目ICE的牵引下, 以上述工作为基础, 逐渐形成了“冷原子重力仪/加速度计+经典加速度计”互补工作模式及振动噪声修正技术: 先通过分析原子干涉信号的概率密度来获得原子干涉条纹的偏置 $P_0$ 和幅度 $A$ 信息并解算原子相位, 再根据与拉曼反射镜固连的加速度计测得的振动加速度推算原子相位所在的条纹周期并对原子相位进行修正, 修正后的原子相位对应载具加速度与振动加速度的合加速度, 在振动加速度已知的情况下, 载具加速度可以直接推出<sup>[55, 69]</sup>。ICE项目首次实现了真正意义上的动态重力加速度测量<sup>[67]</sup>。

动态重力加速度测量还必须进一步处理冷原子重力仪的“测量死区”问题。死时间是指每个重力仪工作周期内, 三维磁光阱补充工作物质、态制备以及荧光探测等阶段所需的时间<sup>[26]</sup>。由于在死时间内重力加速度信息不被测量, 从而造成了冷原子重力仪的不连续数据输出, 使得与重力仪重复工作频率或其倍频相同的噪声在混叠效应下进一步造成重力仪性能的劣化。为解决上述问题, 法国航空实验室的研究组在GIRAFE重力仪的海洋和航空动态重力加速度测量实验中, 将经典加速度计在死时间内的测量平均值加入到冷原子重力仪的重力测量值中, 作为冷原子重力仪两个测量周期之间的测量输出, 填补了死时间内的重力测量值空白<sup>[15, 16]</sup>。自此, 以处理动态测量中的振动噪声和死时间为主要目标的“冷原子重力仪/加速度计+经典加速度计”互补工作模式以较为完善的形式被呈现出来<sup>[69]</sup>。

目前, 海洋和航空型冷原子重力能够实现的动态测量精度均在亚mGal水平, 虽然已优于常用的相对重力仪, 但与高精度动态测量仍有一定差距<sup>[15, 16]</sup>。其主要原因有二: 一是, 为应对动态测量环境中较大的加速度变化对原子干涉条纹质量的影响, 需要在测量精度和重复工作频率之间进行折中, DARPA的PINS-HiDRA项目就以牺牲原子干涉时间为代价, 通过提升重复测量频率来降工作周期内环境加速度对冷原子团产生的影响<sup>[30, 31]</sup>, 在实际的海洋或航空应用中, 需要根据测量环境的变化调

整冷原子重力仪的原子干涉时间,如在浪高2–5 m、加速度变化1–5 m/s<sup>2</sup>的情况下,GIRAFE重力仪的原子干涉时间也需要由静态环境中的78 ms降低至20 ms<sup>[16]</sup>;二是,虽然“冷原子重力仪/加速度计+经典加速度计”互补工作模式使用经典加速度计测量值对测量死区进行了填补,但是测量死区客观上仍然存在,根据文献[76]中的理论,测量死区越长,互补工作模式中,冷原子重力仪测量精度对整体测量精度的修正作用越小,测量精度将逐渐向经典加速度计恶化。上述两个问题的解决方案,仍然需要我们进一步的探索。

## 4 展望

放眼未来,我们可以期待冷原子重力仪的工程应用研究和基础理论研究的进一步发展。

一方面,随着紧凑型冷原子重力仪的发展,冷原子重力测量技术迅速走出实验室,进入应用领域,如在地震台站监测重力加速度变化以实现对地震的预

报、组建地震台网、测量火山活动等,或瞄准惯性导航需求,发展大型舰船的重力辅助导航<sup>[2]</sup>。需要说明的是,冷原子重力仪/加速度计的发展与已有经典器件是互补的,而不是相互替代,比如,在动态重力测量中,对冷原子重力仪系统误差的标定就需要与相对重力仪进行比对,同时也需要借助经典加速度计来处理振动噪声和测量死区等问题。

另一方面,冷原子重力仪的基础理论创新和研究也远未结束,随着与原子、光子纠缠相关研究的不断发展<sup>[113–115]</sup>,20世纪八九十年代早期关于原子干涉仪突破标准噪声极限<sup>[116,117]</sup>达到海森堡极限的相关理论,逐渐在今天的原子干涉仪系统中具备了一定的实施可能。例如,借助硅基上的金子塔反射镜阵列和单光子探测,构建冷原子干涉仪的纠缠态,按照Scully等人<sup>[116,117]</sup>的理论,可以实现达到海森堡极限的相位探测噪声;同时,类比于光钟的量子网络构建理论<sup>[118]</sup>,借助于长距离纠缠<sup>[113,114]</sup>建构冷原子重力仪的量子网络也极有可能成为一个新的发展方向。

**致谢** 感谢中国科学技术大学冷原子重力仪研究组的全体成员,以及对本课题相关研究给予支持和帮助的专家学者。

## 参考文献

- 1 Faller J E. Thirty years of progress in absolute gravimetry: A scientific capability implemented by technological advances. *Metrologia*, 2002, 39: 425–428
- 2 Bongs K, Holynski M, Vovrosh J, et al. Taking atom interferometric quantum sensors from the laboratory to real-world applications. *Nat Rev Phys*, 2019, 1: 731–739
- 3 Seigel H O, Brcic I, Mistry P. A high precision,  $\mu$ Gal resolution, land gravimeter with worldwide range. In: Seigel H O, ed. *A Guide to High Precision Land Gravimeter Surveys*. Concord: Scintrex Ltd., 1993
- 4 Niebauer T M. Gravimetric methods—Absolute and relative gravity meter: Instruments concepts and implementation. In: *Treatise on Geophysics* (2nd ed). Elsevier, 2015. 3: 37–57
- 5 Sun Z, Zhai Z, Li Y. Status and development of airborne gravimeter. *Progr Geophys*, 2013, 28: 1–8
- 6 Meurers B. Scintrex CG5 used for superconducting gravimeter calibration. *Geodesy GeoDyn*, 2018, 9: 197–203
- 7 Forsberg R, Olesen A V, Einarsson I. Airborne gravimetry for geoid determination with Lacoste Romberg and Chekan gravimeters. *Gyroscopy Navig*, 2015, 6: 265–270
- 8 Verdun J, Bayer R, Klingelé E E, et al. Airborne gravity measurements over mountainous areas by using a lacoste and romberg air-sea gravity meter. *Geophysics*, 2019, 67: 807–816
- 9 Jensen T E, Nielsen J E, Olesen A V, et al. Strapdown airborne gravimetry using a combination of commercial software and stable-platform gravity estimates. In: International Association of Geodesy Symposia. New York: Springer, 2019. 103–109
- 10 Studinger M, Bell R, Frearson N. Comparison of AIRGrav and GT-1A airborne gravimeters for research applications. *Geophysics*, 2008, 73: I51–I61
- 11 Prothero W A. A Cryogenic Gravimeter. Dissertation for Doctoral Degree. San Diego: University of California, 1967
- 12 Prothero Jr. W A, Goodkind J M. A superconducting gravimeter. *Rev Sci Instrum*, 1968, 39: 1257–1262

- 13 Van Camp M, Williams S D P, Francis O. Uncertainty of absolute gravity measurements. *J Geophys Res*, 2005, 110: B05406
- 14 Niebauer T M, Sasagawa G S, Faller J E, et al. A new generation of absolute gravimeters. *Metrologia*, 1995, 32: 159–180
- 15 Bidel Y, Zahzam N, Bresson A, et al. Absolute airborne gravimetry with a cold atom sensor. *J Geod*, 2020, 94: 20
- 16 Bidel Y, Zahzam N, Blanchard C, et al. Absolute marine gravimetry with matter-wave interferometry. *Nat Commun*, 2018, 9: 627
- 17 Wu X, Pagel Z, Malek B S, et al. Gravity surveys using a mobile atom interferometer. *Sci Adv*, 2019, 5: eaax0800
- 18 Wu B, Zhou Y, Cheng B, et al. Static measurement of absolute gravity in truck based on atomic gravimeter. *Acta Phys Sin*, 2020, 69: 060302
- 19 Freier C, Hauth M, Schkolnik V, et al. Mobile quantum gravity sensor with unprecedented stability. *J Phys-Conf Ser*, 2016, 723: 012050
- 20 Merlet S, Le Gouët J, Bodart Q, et al. Operating an atom interferometer beyond its linear range. *Metrologia*, 2009, 46: 87–94
- 21 Chen B, Long J B, Xie H T, et al. A portable atomic gravimeter operating in noisy urban environments. *Chin Opt Lett*, 2020, 18: 9
- 22 Marson I, Faller J E. Review article: g—the acceleration of gravity: Its measurement and its importance. *J Phys E-Sci Instrum*, 1986, 19: 22–32
- 23 Carter W E, Peter G, Sasagawa G S, et al. New gravity meter improves measurements. *Eos Trans AGU*, 1994, 75: 90–92
- 24 Francis O, Baumann H, Volarik T, et al. The European comparison of absolute gravimeters 2011 (ECAG-2011) in Walferdange, Luxembourg: Results and recommendations. *Metrologia*, 2013, 50: 257–268
- 25 Peters A. High Precision Gravity Measurements Using Atom Interferometry. Dissertation for Doctoral Degree. Palo Alto: Stanford University, 1998
- 26 Rakholia A V. High Data-Rate Atom Interferometry for Measuring Dynamic Inertial Conditions. Dissertation for Doctoral Degree. Albuquerque: The University of New Mexico, 2015
- 27 Baumann H, Klingelé E E, Marson I. Absolute airborne gravimetry: A feasibility study. *Geophys Prospecting*, 2012, 60: 361–372
- 28 Cronin A D, Schmiedmayer J, Pritchard D E. Atom interferometers. *Rev Mod Phys*, 2009, 81: 1051
- 29 Butts D L, Kinast J M, Timmons B P, et al. Light pulse atom interferometry at short interrogation times. *J Opt Soc Am B*, 2011, 28: 416–421
- 30 McGuinness H J, Rakholia A V, Biedermann G W. High data-rate atom interferometer for measuring acceleration. *Appl Phys Lett*, 2012, 100: 011106
- 31 Rakholia A V, McGuinness H J, Biedermann G W. Dual-axis high-data-rate atom interferometer via cold ensemble exchange. *Phys Rev Appl*, 2014, 2: 054012
- 32 Hu Z K, Sun B L, Duan X C, et al. Demonstration of an ultrahigh-sensitivity atom-interferometry absolute gravimeter. *Phys Rev A*, 2013, 88: 043610
- 33 Malcolm J I. Construction of A Portable Platform for Cold Atom Interferometry. Dissertation for Doctoral Degree. Birmingham: University of Birmingham, 2015
- 34 Lutwak R. Micro-technology for positioning, navigation, and timing towards PNT everywhere and always. In: Proceedings of the 2014 International Symposium on Inertial Sensors and Systems. Laguna Beach: IEEE, 2014
- 35 Barrett B, Cheiney P, Battelier B, et al. Multidimensional atom optics and interferometry. *Phys Rev Lett*, 2019, 122: 043604
- 36 Cheiney P, Fouché L, Templier S, et al. Navigation-compatible hybrid quantum accelerometer using a Kalman filter. *Phys Rev Appl*, 2018, 10: 034030
- 37 Kasevich M, Chu S. Atomic interferometry using stimulated Raman transitions. *Phys Rev Lett*, 1991, 67: 181–184
- 38 Kasevich M, Chu S. Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer. *Appl Phys B*, 1992, 54: 321–332
- 39 Gustavson T L. Precision Rotation Sensing Using Atom Interferometry. Dissertation for Doctoral Degree. Palo Alto: Stanford University, 2000
- 40 Bordé C J. Atomic interferometry with internal state labelling. *Phys Lett A*, 1989, 140: 10–12
- 41 Peters A, Chung K Y, Chu S. Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms. *Nature*, 1999, 400: 849–852
- 42 Peters A, Chung K Y, Chu S. High-precision gravity measurements using atom interferometry. *Metrologia*, 2001, 38: 25–61
- 43 Bidel Y, Carraz O, Charrière R, et al. Compact cold atom gravimeter for field applications. *Appl Phys Lett*, 2013, 102: 144107
- 44 Savoie D, Altorio M, Fang B, et al. Interleaved atom interferometry for high-sensitivity inertial measurements. *Sci Adv*, 2018, 4: eaau7948
- 45 Chiow S, Kovachy T, Chien H C, et al. 102  $\hbar k$  large area atom interferometers. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 130403
- 46 Asenbaum P, Overstreet C, Kim M, et al. Atom-interferometric test of the equivalence principle at the  $10^{-12}$  level. arXiv: 2005.11624
- 47 Sugarbaker A, Dickerson S M, Hogan J M, et al. Enhanced atom interferometer readout through the application of phase shear. *Phys Rev Lett*, 2013, 111: 113002
- 48 Dickerson S M, Hogan J M, Sugarbaker A, et al. Multiaxis inertial sensing with long-time point source atom interferometry. *Phys Rev Lett*, 2013, 111: 083001
- 49 Weiss D S, Young B C, Chu S. Precision measurement of  $\hbar/m_{Cs}$  based on photon recoil using laser-cooled atoms and atomic interferometry.

- Appl Phys B*, 1994, 59: 217–256
- 50 Louchet-Chauvet A, Farah T, Bodart Q, et al. The influence of transverse motion within an atomic gravimeter. *New J Phys*, 2011, 13: 065025
- 51 Le Gouët J, Mehlstäubler T E, Kim J, et al. Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter. *Appl Phys B*, 2008, 92: 133–144
- 52 Geiger R, Landragin A, Merlet S, et al. High-accuracy inertial measurements with cold-atom sensors. arXiv: 2003.12516
- 53 Gillot P, Francis O, Landragin A, et al. Stability comparison of two absolute gravimeters: Optical versus atomic interferometers. *Metrologia*, 2014, 51: L15–L17
- 54 Farah T, Guerlin C, Landragin A, et al. Underground operation at best sensitivity of the mobile LNE-SYRTE cold atom gravimeter. *Gyroscopy Navig*, 2014, 5: 266–274
- 55 Geiger R, Ménoret V, Stern G, et al. Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry. *Nat Commun*, 2011, 2: 474
- 56 Farah T, Gillot P, Cheng B, et al. Effective velocity distribution in an atom gravimeter: Effect of the convolution with the response of the detection. *Phys Rev A*, 2014, 90: 023606
- 57 Gillot P, Cheng B, Merlet S, et al. Limits to the symmetry of a Mach-Zehnder-type atom interferometer. *Phys Rev A*, 2016, 93: 013609
- 58 Wu B, Zhu D, Cheng B, et al. Dependence of the sensitivity on the orientation for a free-fall atom gravimeter. *Opt Express*, 2019, 27: 11252–11263
- 59 Zhou M, Luo Q, Chen L, et al. Observing the effect of wave-front aberrations in an atom interferometer by modulating the diameter of Raman beams. *Phys Rev A*, 2016, 93: 043610
- 60 Schkolnik V, Leykauf B, Hauth M, et al. The effect of wavefront aberrations in atom interferometry. *Appl Phys B*, 2015, 120: 311–316
- 61 Karcher R, Imanaliev A, Merlet S, et al. Improving the accuracy of atom interferometers with ultracold sources. *New J Phys*, 2018, 20: 113041
- 62 Gauguet A, Mehlstäubler T E, Lévèque T, et al. Off-resonant Raman transition impact in an atom interferometer. *Phys Rev A*, 2008, 78: 043615
- 63 Wu S, Feng J, Li C, et al. The results of CCM.G-K2.2017 key comparison. *Metrologia*, 2020, 57: 07002
- 64 Schlamminger S, Choi K Y, Wagner T A, et al. Test of the equivalence principle using a rotating torsion balance. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 041101
- 65 Touboul P, Métris G, Rodrigues M, et al. MICROSCOPE Mission: First results of a space test of the equivalence principle. *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 231101
- 66 Zhou L, Long S, Tang B, et al. Test of equivalence principle at  $10^{-8}$  level by a dual-species double-diffraction Raman atom interferometer. *Phys Rev Lett*, 2015, 115: 013004
- 67 Barrett B, Antoni-Micollier L, Chichet L, et al. Dual matter-wave inertial sensors in weightlessness. *Nat Commun*, 2016, 7: 13786
- 68 Ménoret V, Geiger R, Stern G, et al. Dual-wavelength laser source for onboard atom interferometry. *Opt Lett*, 2011, 36: 4128–4130
- 69 Lautier J, Volodimer L, Hardin T, et al. Hybridizing matter-wave and classical accelerometers. *Appl Phys Lett*, 2014, 105: 144102
- 70 Li Q, Xue C, Liu J P, et al. Measurements of the gravitational constant using two independent methods. *Nature*, 2018, 560: 582–588
- 71 Lamporesi G, Bertoldi A, Cacciapuoti L, et al. Determination of the Newtonian gravitational constant using atom interferometry. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 050801
- 72 Robinson I A, Schlamminger S. The watt or Kibble balance: A technique for implementing the new SI definition of the unit of mass. *Metrologia*, 2016, 53: A46–A74
- 73 Baumann H, Klingelé E E, Eichenberger A L, et al. Evaluation of the local value of the Earth gravity field in the context of the new definition of the kilogram. *Metrologia*, 2009, 46: 178–186
- 74 Ménoret V, Vermeulen P, Le Moigne N, et al. Gravity measurements below  $10^{-9}$  with a transportable absolute quantum gravimeter. *Sci Rep*, 2018, 8: 12300
- 75 Groves P D. Navigation using inertial sensors. *IEEE Aerospace Electron Syst Magazine*, 2015, 30: 42–69
- 76 Jekeli C. Navigation error analysis of atom interferometer inertial sensor. *Navigation: J Insit Navigat*, 2005, 52: 1–14
- 77 Kwon J H, Jekeli C. Gravity requirements for compensation of ultra-precise inertial navigation. *J Navigation*, 2005, 58: 479–492
- 78 Wu X. Gravity Gradient Survey with A Mobile Atom Interferometer. Dissertation for Doctoral Degree. Palo Alto: Stanford University, 2009
- 79 Liu L, Lü D S, Chen W B, et al. In-orbit operation of an atomic clock based on laser-cooled  $^{87}\text{Rb}$  atoms. *Nat Commun*, 2018, 9: 2760
- 80 Aveline D C, Williams J R, Elliott E R, et al. Observation of Bose-Einstein condensates in an Earth-orbiting research lab. *Nature*, 2020, 582: 193–197
- 81 Müntinga H, Ahlers H, Krutzik M, et al. Interferometry with Bose-Einstein condensates in microgravity. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 093602
- 82 Trimeche A, Battelier B, Becker D, et al. Concept study and preliminary design of a cold atom interferometer for space gravity gradiometry. *Class Quantum Grav*, 2019, 36: 215004
- 83 Succi M, Canino R, Ferrario B. Atomic absorption evaporation flow rate measurements of alkali metal dispensers. *Vacuum*, 1985, 35: 579–582

- 84 Torralbo-Campo L, Bruce G D, Smirne G, et al. Light-induced atomic desorption in a compact system for ultracold atoms. *Sci Rep*, 2015, 5: 14729
- 85 Du S. Atom-Chip Bose-Einstein Condensation in a Portable Vacuum Cell. Dissertation for Doctoral Degree. Boulder: University of Colorado, 2005
- 86 Ren W, Xiang J, Zhang Y, et al. Development of an ultra-high vacuum system for space cold atom clock. *Vacuum*, 2015, 116: 54–59
- 87 Kang S, Moore K R, McGilligan J P, et al. Magneto-optic trap using a reversible, solid-state alkali-metal source. *Opt Lett*, 2019, 44: 3002–3005
- 88 Rushton J A, Aldous M, Himsworth M D. Contributed review: The feasibility of a fully miniaturized magneto-optical trap for portable ultracold quantum technology. *Rev Sci Instrum*, 2014, 85: 121501
- 89 Nshii C C, Vangeleyn M, Cotter J P, et al. A surface-patterned chip as a strong source of ultracold atoms for quantum technologies. *Nat Nanotech*, 2013, 8: 321–324
- 90 Kohel J M, Ramirez-Serrano J, Thompson R J, et al. Generation of an intense cold-atom beam from a pyramidal magneto-optical trap: Experiment and simulation. *J Opt Soc Am B*, 2003, 20: 1161–1168
- 91 Camposeo A, Piombini A, Cervelli F, et al. A cold cesium atomic beam produced out of a pyramidal funnel. *Opt Commun*, 2001, 200: 231–239
- 92 Xu B M, Chen X, Wang J, et al. Realization of a single-beam mini magneto-optical trap: A candidate for compact CPT cold atom-clocks. *Opt Commun*, 2008, 281: 5819–5823
- 93 Bowden W, Hobson R, Hill I R, et al. A pyramid MOT with integrated optical cavities as a cold atom platform for an optical lattice clock. *Sci Rep*, 2019, 9: 11704
- 94 Bodart Q, Merlet S, Malossi N, et al. A cold atom pyramidal gravimeter with a single laser beam. *Appl Phys Lett*, 2010, 96: 134101
- 95 Pollock S, Cotter J P, Laliotis A, et al. Integrated magneto-optical traps on a chip using silicon pyramid structures. *Opt Express*, 2009, 17: 14109–14114
- 96 Vangeleyn M, Griffin P F, Riis E, et al. Single-laser, one beam, tetrahedral magneto-optical trap. *Opt Express*, 2009, 17: 13601–13608
- 97 Vangeleyn M, Griffin P F, Riis E, et al. Laser cooling with a single laser beam and a planar diffractor. *Opt Lett*, 2010, 35: 3453
- 98 McGilligan J P, Griffin P F, Elvin R, et al. Grating chips for quantum technologies. *Sci Rep*, 2017, 7: 384
- 99 McGilligan J P, Griffin P F, Riis E, et al. Diffraction-grating characterization for cold-atom experiments. *J Opt Soc Am B*, 2016, 33: 1271–1277
- 100 Sheard S, Suhara T, Nishihara H. Integrated-optic implementation of a confocal scanning optical microscope. *J Lightwave Technol*, 1993, 11: 1400–1403
- 101 Lienhart F, Boussen S, Carraz O, et al. Compact and robust laser system for rubidium laser cooling based on the frequency doubling of a fiber bench at 1560 nm. *Appl Phys B*, 2007, 89: 177–180
- 102 Stern G, Battelier B, Geiger R, et al. Light-pulse atom interferometry in microgravity. *Eur Phys J D*, 2009, 53: 353–357
- 103 Carraz O, Charrière R, Cadoret M, et al. Phase shift in an atom interferometer induced by the additional laser lines of a Raman laser generated by modulation. *Phys Rev A*, 2012, 86: 033605
- 104 Theron F, Carraz O, Renon G, et al. Narrow linewidth single laser source system for onboard atom interferometry. *Appl Phys B*, 2015, 118: 1–5
- 105 Luo Q, Zhang H, Zhang K, et al. A compact laser system for a portable atom interferometry gravimeter. *Rev Sci Instrum*, 2019, 90: 043104
- 106 Zhu L, Lien Y H, Hinton A, et al. Application of optical single-sideband laser in Raman atom interferometry. *Opt Express*, 2018, 26: 6542
- 107 Yim S H, Lee S B, Kwon T Y, et al. Optical phase-locking of two extended-cavity diode lasers by serrodyne modulation. *Appl Opt*, 2019, 58: 2481–2484
- 108 Cacciapuoti L, de Angelis M, Fattori M, et al. Analog+digital phase and frequency detector for phase locking of diode lasers. *Rev Sci Instrum*, 2005, 76: 053111
- 109 Cheinet P, Pereira Dos Santos F, Petelski T, et al. Compact laser system for atom interferometry. *Appl Phys B*, 2006, 84: 643–646
- 110 Yim S H, Lee S B, Kwon T Y, et al. Optical phase locking of two extended-cavity diode lasers with ultra-low phase noise for atom interferometry. *Appl Phys B*, 2014, 115: 491–495
- 111 Hensley J M, Peters A, Chu S. Active low frequency vertical vibration isolation. *Rev Sci Instrum*, 1999, 70: 2735–2741
- 112 Freier C. Measurement of Local Gravity Using Atom Interferometry. Dissertation for Doctoral Degree. Berlin: Humboldt-Universität zu Berlin, 2010
- 113 Duan L M, Monroe C. Robust probabilistic quantum information processing with atoms, photons, and atomic ensembles. *Adv At Mol Opt Phys*, 2008, 55: 419–463
- 114 Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, et al. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. *Nature*, 2001, 414: 413–418
- 115 Felinto D, Chou C W, Laurat J, et al. Conditional control of the quantum states of remote atomic memories for quantum networking. *Nat Phys*,

- 2006, 2: 844–848
- 116 Scully M O, Dowling J P. Quantum-noise limits to matter-wave interferometry. *Phys Rev A*, 1993, 48: 3186–3190
- 117 Yurke B, McCall S L, Klauder J R. SU(2) and SU(1,1) interferometers. *Phys Rev A*, 1986, 33: 4033–4054
- 118 Kómár P, Kessler E M, Bishop M, et al. A quantum network of clocks. *Nat Phys*, 2014, 10: 582–587

## Compact cold atom gravimeters and precise gravity measurement

JIANG Bo-Nan<sup>1,2,3</sup>, LONG Jin-Bao<sup>1,2,3</sup>, LI Chen-Yang<sup>1,2,3</sup>,  
CHEN Luo-Kan<sup>1,2,3</sup> & CHEN Shuai<sup>1,2,3\*</sup>

<sup>1</sup>Hefei National Laboratory for Physical Sciences at Microscale and Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China;

<sup>2</sup>Shanghai Branch, CAS Center for Excellence and Synergetic Innovation Center in Quantum Information and Quantum Physics, University of Science and Technology of China, Shanghai 201315, China;

<sup>3</sup>Shanghai Research Center for Quantum Sciences, Shanghai 201315, China

Atomic gravimetry measures the gravitational acceleration of an ensemble of identical neutral atoms through the atom interferometry based on Raman two-photon transition, where the Raman lasers are used as “optical ruler” and the identical neutral atoms play the role of test mass and quantum storage of gravity field information. As the novel gravimetry system suffers no mechanical wear and works at a higher repetition rate, atom gravimetry can reach a much better short-term sensitivity than the classical falling-corner-cube counterpart, and the accuracy is reasonably well. Since the very first in-laboratory device built over 30 years ago, atomic gravimetry has matured to a versatile tool that offers both precise and accurate absolute gravity measurement to fundamental research and metrology, such as testing the weak equivalence principle or linking the mass and weight of the test mass in Watt (Kibble) balance. As the current rapid development of compact cold-atom gravimeters, atomic gravimetry is moving out of the laboratory to be used as a quantum enhancement of classical devices in dynamical measurement, such as geophysics survey, inertial navigation and space mission. We review the roadmap for the development of cold-atom absolute gravimetry, highlight recent advances in the dynamical measurement using compact cold atom gravimeters and discuss the associated technological challenges. In the future, with the maturity of its application in dynamical measurement or civil engineering and the innovation in atom interferometry theory, atomic gravimetry could play a more and more important role in our life.

**atom interferometry, compact gravimeters, dynamical survey**

**PACS:** 37.25.+k, 03.75.Dg, 04.80.Cc

**doi:** [10.1360/SSPMA-2020-0268](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0268)