

DOI: 10.19650/j.cnki.cjsi.J2210108

水平对抛式原子干涉陀螺物理系统研制^{*}

王先华, 贾 森, 王一丁

(中国科学院西安光学精密机械研究所光电技术部 西安 710119)

摘 要:水平对抛式原子干涉陀螺以物质波和 Sagnac 效应为基础,能够对其载体在运动过程中水平方向上产生的角速度及角加速度进行高精度测量。陀螺的物理系统为原子的冷却、囚禁、干涉提供超高真空环境和特定磁场环境,并为激光操控和探测原子态提供光学通路,是陀螺的核心部分。为了实现原子干涉测量并满足高精度测量的需求,在分析原子干涉陀螺运行原理的基础上明确了陀螺物理系统的功能及基本结构,理论分析了物理系统的真空度、磁场等关键指标,然后根据分析和设计结果研制了一套水平对抛式原子干涉陀螺物理系统,测量结果显示真空度可稳定维持在 10^{-8} Pa 量级,利用这套系统获得的冷原子团直径约 6 mm、原子数量约 8×10^9 个、原子温度为 12.8 μ K,满足后续原子干涉测量需求。

关键词:原子干涉测量;陀螺仪;角速度;Sagnac 效应

中图分类号: TH712 TH762 **文献标识码:** A **国家标准学科分类代码:** 420.6 510.2

Research and development of the physical system for horizontal counter-propagating atom interferometric gyroscope

Wang Xianhua, Jia Sen, Wang Yiding

(Department of Photoelectric Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics,
Chinese Academy of Science, Xi'an 710119, China)

Abstract: Based on matter wave and Sagnac effect, the angular velocity and acceleration in horizontal direction of the carrier can be measured by the horizontal atom interferometric gyroscope. The physical system is the key subsystem of a gyroscope, which provides the circumstances of ultrahigh vacuum with special magnetic distributions and optical paths for control and detection of atom states by lasers. To realize of atom interferometry and satisfy the requirements of high-precision measurement, the principles of atom interferometric gyroscope operation are analyzed, and the functional requirements and basic mechanical components are clarified. Based on the theoretical analysis, the key specifications including vacuum degrees and magnetic distributions of each functional area are proposed. Therefore, a physical system of atom interferometric gyroscope is constructed, the measurement results reveal that the vacuum held steady at 10^{-8} Pa, and the diameter of cold atom cloud generating from this system is 6 mm, with the quantity of 8×10^9 and temperature of 12.8 μ K, which satisfies the requirement of the subsequent experiments.

Keywords: atom interferometric measurement; gyroscope; angular velocity; Sagnac effect

0 引 言

自 1913 年 Sagnac 在干涉仪中观察到由转动引起的相位移动现象以来,以其名字命名的 Sagnac 效应成为高精度转动测量的基础。在其后的一百多年中,随着激光

技术的出现和利用激光操控中性原子技术的实现, Sagnac 型干涉仪的测量灵敏度获得了极大的提高。尤其是利用激光操控中性原子实现物质波干涉的 Sagnac 干涉仪,理论上比同等条件下光波干涉仪的测量灵敏度还要高 10 个量级以上,因此不仅在基础物理、地球物理、基准计量等多个领域都具有巨大的应用潜力,还有望成为

收稿日期:2022-07-09 Received Date: 2022-07-09

^{*} 基金项目:中国科学院“西部之光”人才培养计划“西部青年学者”项目(E129321101, XAB2021YN16)、陕西省重点研发计划(2021GY-284)项目资助

下一代惯性导航系统的核心器件,从而成为近年来国内外研究的热点^[1-5]。

1991年美国斯坦福大学首次在原子干涉过程中观察到了陀螺效应^[6];2008年已实现随机游走小于 $40\text{ }\mu\text{rad/h}$ 、最大角速度测量范围达到 0.175 rad/s 的冷原子干涉陀螺^[7];2011年陀螺的灵敏度已达到 $84\text{ nrad s}^{-1}\text{ Hz}^{-1/2}$ ^[8]。法国对冷原子干涉技术的研究紧随美国,2006年巴黎天文台研制成了一套六轴原子惯性传感器,可以实现各3个正交方向线性加速度和转动角速度的测量,在600 s的积分时间下线性加速度和转动角速度的测量分辨率分别达到 $0.64\text{ }\mu\text{m/s}^2$ 和 $0.14\text{ }\mu\text{rad/s}$ ^[4];2018年实现了万秒稳定度达到 0.3 nrad/s ^[9],其性能与当时最好的光纤陀螺持平。德国在冷原子干涉技术领域也展开了深入研究,2008年汉诺威大学搭建了一套集成化的原子陀螺与加速度计联合系统,灵敏度分别达到 $0.2\text{ mrad s}^{-1}\text{ Hz}^{-1/2}$ 和 $2\text{ mm s}^{-2}\text{ Hz}^{-1/2}$ ^[10];2015年其原子陀螺的灵敏度达到 $0.12\text{ }\mu\text{rad s}^{-1}\text{ Hz}^{-1/2}$,用该原子陀螺测得的地球转速相对不确定度仅为 1.2% ^[11]。此外,意大利佛罗伦萨大学^[12]、英国伯明翰大学^[13]、韩国标准科学研究院^[14]等也都在开展原子干涉惯性技术相关领域的研究。

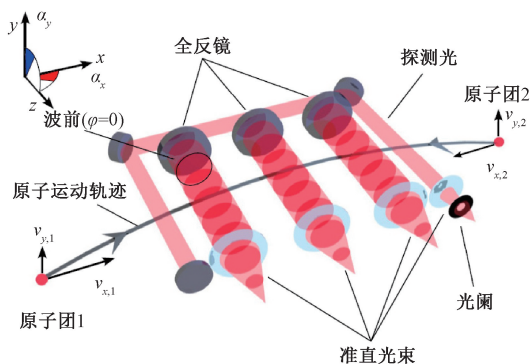
近年来,国内也加大了对冷原子干涉陀螺研究的投入,目前已有多家科研单位和高等院校开展了相关领域的研究工作,包括清华大学、华中科技大学、中国科学院精密测量科学与技术创新研究院等。其中,2018年中科院精测院实现的双冷原子干涉仪结构的原子陀螺灵敏度约为 $1.2\text{ }\mu\text{rad s}^{-1}\text{ Hz}^{-1/2}$,2000 s积分时间下稳定度达到 61 nrad/s ^[15];在此基础上,2021年搭建的平抛双回路冷原子干涉陀螺灵敏度达到 $0.15\text{ }\mu\text{rad s}^{-1}\text{ Hz}^{-1/2}$,23000 s积分时间下分辨率达到 0.95 nrad/s ^[16]。同时,国内也有团队对冷原子干涉陀螺系统的应用展开了前期研究,其中,张淋等^[17]分析了Raman激光相位噪声和反射镜振动噪声对干涉相位结果及测量稳定性的影响,黄晨等^[18]提出的一种Raman光光强补偿算法有效提升了原子陀螺在复杂环境下的系统稳定性,为后续冷原子干涉陀螺的应用提供了良好的参考。

在冷原子干涉陀螺系统中,物理系统为原子的冷却、囚禁、干涉提供超高真空环境和特定磁场环境,并为了利用激光操控和探测原子态提供光学通路,是陀螺的核心部件。物理系统决定了整个陀螺的构型,也在很大程度上决定了最终测量的稳定性和灵敏度。为了实现原子干涉测量并满足高精度测量的需求,本文根据原子干涉陀螺的运行原理首先明确了对陀螺物理系统的功能需求及其基本组成部件,并根据理论分析对各功能区的真空度、磁场等关键技术指标提出需求,然后根据分析和设计结果搭建了一套水平对抛式原子干涉陀螺的物理系统,并

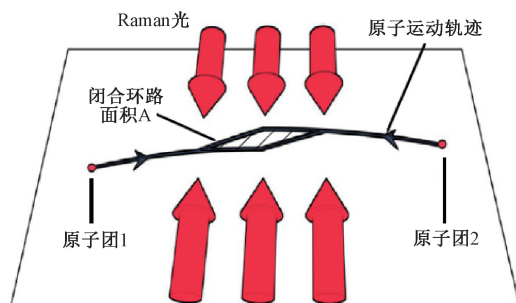
对真空度和磁场环境进行了数值仿真和实际测量,测量结果与分析设计保持了较好的吻合度,最后利用这套系统获得了冷原子团及相关参数,满足后续干涉测量实验需求。

1 原子干涉陀螺的运行原理

水平对抛式原子干涉陀螺的运行原理如图1所示。在水平对抛式原子干涉陀螺的运行过程中,由陀螺水平两端产生的2个冷原子团(原子团1和原子团2)同时对抛,经过初态制备和速度选择后推送至陀螺的水平中心区域,然后利用特定频率的激光操控原子在此区域进行干涉,在干涉过程中,由于陀螺的转动会改变干涉信号的相位差,从而可以根据相位差的改变测量出转动的大小,如图1(a)所示。为了方便表述,图1(a)中给出了坐标系定义,其中 x 轴(左右)为系统的水平轴向, y 轴(上下)和 z 轴(前后)构成系统的径向。



(a) 水平对抛式原子干涉陀螺的运行原理示意图^[19]
(a) Schematic diagram of the atom interferometer gyroscope with counter-propagating parabolic trajectories in horizontal



(b) 原子干涉过程中原子运动轨迹形成的闭合环路^[20]
(b) Enclosed area produced by the atom interference

图1 水平对抛式原子干涉陀螺的运行原理示意图

Fig.1 Schematic diagram of the atom interferometer gyroscope with counter-propagating parabolic trajectories in horizontal

对于典型的三脉冲($\pi/2-\pi-\pi/2$)原子干涉仪而言,其中的 $\pi/2$ 激光脉冲相当于光学干涉仪中的分束镜,原

子团中有 $1/2$ 的原子吸收光子的能量并发生受激辐射,从而改变运动轨迹,原子团分裂成两团; π 脉冲相当于反射镜,原子团中的所有原子都吸收光子的能量并发生受激辐射,整个原子团的运动轨迹都发生偏转,如图 1(b) 所示。原子团在 $\pi/2-\pi-\pi/2$ 3 个激光脉冲的作用下形成 1 个闭合环路,则干涉后信号的最终相位差可表示为^[20]:

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi_{\text{Laser}} + \Delta\Phi_{\text{acc}} + \Delta\Phi_{\text{rot}} + \Delta\Phi_{\text{EM}} \quad (1)$$

其中, $\Delta\Phi_{\text{Laser}}$ 是由 3 个激光脉冲($\pi/2-\pi-\pi/2$ 脉冲)引入的相位差,在激光器相位锁定的条件下,激光脉冲的相位差保持恒定; $\Delta\Phi_{\text{acc}}$ 是陀螺的线性加速度导致的相位漂移,如重力加速度等; $\Delta\Phi_{\text{rot}}$ 是陀螺转动引入的相位差,假定这个闭合环路的面积为 A ,陀螺以角速度 Ω 顺时针旋转,则由 Sagnac 效应引起的原子干涉信号相移为^[20]:

$$\Delta\Phi_{\text{rot}} = \frac{2E}{\hbar c^2} \Omega \cdot A \quad (2)$$

其中, $E=mc^2$ 为原子的能量(m 为原子质量), $\hbar$ 为约化 Planck 常数, c 为光速; $\Delta\Phi_{\text{EM}}$ 为电磁场引起原子能级移动而带来的相移。

采用水平对抛式结构后,两个冷原子团产生的原子干涉信号的相移分别为 $\Delta\Phi_1$ 和 $\Delta\Phi_2$,由激光脉冲、重力场和电磁场所引起的干涉信号相移都是相同的,而每个冷原子团运行轨迹都形成一个闭合环路,在两个冷原子团运动轨迹严格重合的条件下,两个闭合环路面积互为相反数,即 $A_1 = -A_2$,因此有:

$$\Delta\Phi_{\text{total}} = \Delta\Phi_1 - \Delta\Phi_2 = 2 \cdot \frac{2E}{\hbar c^2} \Omega \cdot A = \frac{4E}{\hbar c^2} \Omega \cdot A, \quad (3)$$

可知,水平对抛式原子干涉陀螺不仅可以消除激光相位抖动和重力加速度等因素对旋转测量的影响,还可以使测量的灵敏度提高一倍^[21]。

此外,对于原子和光子,其粒子能量分别为 $E_{\text{atom}} = mc^2$ 和 $E_{\text{photon}} = \hbar\omega$,以⁸⁷Rb 原子和 He-Ne 激光为例,其原子质量和激光波长分别为 $m_{\text{Rb}} = 1.443 \times 10^{-25}$ kg 和 $\lambda = 2\pi c/\omega \approx 632.8$ nm,因此有 $E_{\text{atom}}/E_{\text{photon}} \approx 1.2 \times 10^{11}$,这也是在相同干涉闭合环路面积和旋转速率的条件下原子干涉比光学干涉具有高得多的测量灵敏度的原因^[20-22]。

2 原子陀螺物理系统的组成及研制要求

2.1 物理系统的组成

根据上述原理分析,水平对抛式原子干涉陀螺的运行过程主要包括冷原子产生、初态制备和速度选择、干涉测量、末态探测 4 个步骤,整个过程在陀螺的物理系统内完成。冷原子的产生在磁光阱(magneto-optical trap, MOT)

区内完成,原子的干涉测量在干涉区内完成,初态制备和速度选择、末态探测分别在态制备区和探测区内完成,而态制备区和探测区因其功能相近可以统一为探测区,因此,水平对抛式原子干涉陀螺的物理系统应至少包含左 MOT 区、左探测区、干涉区、右探测区、右 MOT 区以及相应的支撑和调节结构。

2.2 物理系统的研制要求

物理系统研制的技术指标要求主要体现在真空度、通光窗口及磁场 3 个方面。

1) 真空度

三维磁光阱(3D-MOT)由真空环境中 3 个正交方向由六束两两对射的、偏振方向相反的圆偏振光和一个梯度磁场构成,3D-MOT 中原子的装载过程是一个动态过程,装载率和碰撞损失率相互竞争,最后达到平衡^[23-26]。稳态时,被囚禁的原子数量 N 可表示为^[27]:

$$N = \frac{2d^4 \Gamma_{\text{sc}}^2 v_{\text{rec}}^2}{\sqrt{\pi} u^4 \sigma} \frac{P_{\text{Rb}}}{P_{\text{Rb}} + P_{\text{b}}} \quad (4)$$

其中, d 为冷却光的光斑直径, Γ_{sc} 为 Rb 原子的光子散射率, v_{rec} 为单光子反冲速度, $u = (2k_{\text{B}}T/m)^{1/2}$,式中 k_{B} 为 Boltzmann 常数, T 为原子温度, m 为原子质量, P_{Rb} 和 P_{b} 分别为 Rb 原子和其他背景原子的分压。

一方面,为了保证最终干涉信号有足够的信噪比,需要囚禁住 $10^8 \sim 10^9$ 个原子,要求 P_{Rb} 和 P_{b} 数值相当,室温时 Rb 原子的饱和蒸气压 $P_{\text{Rb}} \approx 10^{-5}$ Pa,因此背景真空应满足 $P_{\text{b}} < 10^{-5}$ Pa;另一方面,由背景 Rb 原子导致的光的空间折射率改变为^[28-29]:

$$\Delta n_{\text{ref}} = n_{\text{ref}} - 1 = \text{Im}\alpha/k_{\text{eff}} \quad (5)$$

其中,

$$\text{Im}\alpha = \frac{n\sigma}{2} \frac{1}{1+s} \frac{\Delta}{\Gamma/2} \frac{1}{1 + [\Delta/(\Gamma\sqrt{1+s/2})]^2} \quad (6)$$

式中: n 是原子密度, σ 是原子共振散射截面, Δ 是失谐量, Γ 是原子激发态自然线宽, $s=I/I_0$ 是饱和参量, k_{eff} 是有效波矢。在大失谐的情况下有 $\Delta \gg \Gamma\sqrt{1+s/2}$,因此:

$$\Delta n_{\text{ref}} = \text{Im}\alpha = \frac{n\sigma}{2} \frac{\Gamma/2}{\Delta} \quad (7)$$

$$\frac{\Delta k_{\text{eff}}}{k_{\text{eff}}} = \frac{\Delta n_{\text{ref}}}{k_{\text{eff}}} = \frac{\text{Im}\alpha}{k_{\text{eff}}} = \frac{n\sigma}{2} \frac{\Gamma/2}{\Delta} \frac{1}{k_{\text{eff}}} \quad (8)$$

室温时,压强 P 和 Rb 原子密度 n_{Rb} 的关系为:

$$n_{\text{Rb}} \approx 2.4 \times 10^{14} P \quad (9)$$

其中,压强 P 的单位为 Pa, n_{Rb} 的单位为个/ cm^3 。取参数 $\Gamma = 6.067$ MHz, $\Delta = 1$ GHz, $k_{\text{eff}} = 1.6 \times 10^7/\text{m}$, $\sigma = 2.5 \times 10^{-9} \text{ cm}^2$,有:

$$\frac{\Delta k_{\text{eff}}}{k_{\text{eff}}} = 0.006P \quad (10)$$

若目标精度 $\Delta k_{\text{eff}}/k_{\text{eff}} = 10^{-9}$, 则 Rb 背景引起的压强应满足 $P < 1.6 \times 10^{-7}$ Pa, 通常无法区分 Rb 背景分压和其他原子的背景分压, 故统一要求真空度应优于 10^{-7} Pa。

为了进一步提高原子数量, 可以先在真空度较低的 2D-MOT 区对原子进行预冷却, 形成冷原子束流, 然后再用一束激光将预冷却后的冷原子束流推送到 3D-MOT 区形成冷原子团, 从而更快、更多地获得冷原子, 因此 2D-MOT 区与 3D-MOT 区之间需要维持 2~3 个量级的压差, 真空度优于室温时 Rb 原子的饱和蒸气压 (10^{-5} Pa) 即可。

综合原子的冷却和囚禁以及原子干涉测量对真空度的要求, 物理系统的真空度的设计指标为: 3D-MOT 区及与其直接连通的干涉区、探测/态制备区的真空度优于 10^{-7} Pa, 2D-MOT 区的真空度优于 10^{-5} Pa。

2) 通光窗口

3D-MOT 区需要 6 个冷却光的通光窗口, 根据上述原子数量 N 的表达式, 在 P_{Rb} 和 P_{b} 数值相当的条件下来囚禁住 $10^8 \sim 10^9$ 个原子也要求冷却光的光斑直径需要达到 20 mm 以上, 因此 3D-MOT 中六束冷却光的通光窗口直径应在 25 mm 以上; 同时, 3D-MOT 区还需要至少 3 个直径为 10 mm 以上的通光窗口用于输入回泵光和测量原子参数。

2D-MOT 区的 4 个冷却光通光窗口设计为 20 mm × 70 mm 的长条形, 用于制备足够数量的预冷原子束流, 同时预留一个直径为 10 mm 的推送光通光窗口。

对于三脉冲 ($\pi/2 - \pi - \pi/2$) 原子干涉陀螺, 干涉区需要 15 个光学窗口, 分别用于传输 3 个操控原子的激光脉冲、对原子进行初态制备和末态探测和对应位置的原子荧光探测。干涉区传输操控原子的激光脉冲的光学窗口直径设计为 45 mm, 以确保扩束准直后的激光脉冲光束以小角度入射时能够无遮挡地通过, 从而能够分辨出线性加速度和转动引起的相移^[10]。

通光窗口的光学性能应满足以下需求^[27]: (1) 对 780 nm 激光的透射率大于 99%; (2) 具有较高的面型精度, 而且在与物理系统的基体真空密封之后, 仍然能够在承受压差时保持较高的面型精度, 以避免引起激光波前的畸变而影响测量精度。

3) 磁场环境

MOT 区对梯度磁场的要求可以以一维两束激光对射的情况下原子的受力分析来估算, 此时原子的受力 $\mathbf{F}$ 可表示为^[30-31]:

$$\mathbf{F} = \hbar k \left[\frac{\Gamma}{2} \left[\frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + 4(\delta - kv - \beta_{\text{B}}^+ z)^2/\Gamma^2} - \frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + 4(\delta + kv - \beta_{\text{B}}^- z)^2/\Gamma^2} \right] \right] \quad (11)$$

其中, $\hbar$ 为约化 Planck 常数, k 为激光波矢, Γ 为原子跃迁谱线的自然线宽, I 与 I_0 分别为激光光强和饱和激光光强, δ 为激光的失谐量, v 为原子的运动速度, z 为偏离中心位置 (即梯度磁场零点位置) 的距离, $\beta_{\text{B}}^{\pm} = (m_e^+ g_e^{\pm} - m_g^+ g_g^{\pm}) \mu_{\text{B}} \gamma_{\text{B}} / \hbar$, 式中 m_e 和 m_g 分别为原子位于能级 $|e\rangle$ 和能级 $|g\rangle$ 的磁量子数, g_e 和 g_g 分别原子为位于能级 $|e\rangle$ 和能级 $|g\rangle$ 的 Landé 因子, 上标 +、- 分别对应磁子能级 $\Delta m_{\text{F}} = \pm 1$ 的跃迁, μ_{B} 是 Bohr 磁子, γ_{B} 是磁场梯度。由于 ^{87}Rb 原子冷却和囚禁对应于 $5^2\text{S}_{1/2}$, $F=2 \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}$, $F'=3$ 跃迁谱线, 故其 $\beta_{\text{B}}^+ = -\beta_{\text{B}}^- = 2\pi \times 1.39 \text{ MHz} \times (\gamma_{\text{B}}/\text{Gs})$ 。在磁光阱中心附近, 原子处于稳态时有: $|kv| \ll \Gamma$, $|\beta_{\text{B}}^{\pm} z| \ll \Gamma$, 此时原子的受力 $\mathbf{F}$ 可近似为:

$$\mathbf{F} = -\gamma v - \alpha z \quad (12)$$

其中,

$$\begin{cases} \gamma = -\frac{\delta}{\Gamma} \frac{8\hbar k^2 I/I_0}{(1 + I/I_0 + 4\delta^2/\Gamma^2)^2} \\ \alpha = \frac{\gamma\beta}{k} \gamma_{\text{B}} \end{cases} \quad (13)$$

γ 和 α 分别为阻尼系数和弹性系数, 式 (13) 中 $\beta \equiv \beta_{\text{B}}^+/\gamma_{\text{B}}$ 。此时原子的运动方程为:

$$m\ddot{z} + \gamma\dot{z} + \alpha z = 0 \quad (14)$$

其中, m 为 ^{87}Rb 原子的质量, 过阻尼条件要求 $\gamma/m > 2\sqrt{\alpha/m}$, 因此有 $\gamma_{\text{B}} < \gamma k/(4m\beta)$ 。一般实验中有 $I/I_0 \sim 7$, $\delta/\Gamma \sim -2$, 对应于 $\gamma_{\text{B}} < 20 \text{ Gs/cm}$ 。另外, 磁场梯度的大小还决定了被囚禁的原子团的尺寸, 其关系可按 $|\beta_{\text{B}}^+ \times r_0| \sim \Gamma$ 来估计^[29], 其中 r_0 为原子团半径, 按 $r_0 \sim 5 \text{ mm}$ 估计, 对应 $\gamma_{\text{B}} \sim 9 \text{ Gs/cm}$ 。

在 3D-MOT 区的外围还需要安装 3 对地磁补偿线圈, 用来在 3D-MOT 区的中心区域构建出一个零磁区域, 防止地磁场对原子的能级及磁场梯度产生影响。地磁场的强度约为 0.5 Gs, 因此地磁补偿线圈产生的均匀磁场强度能够达到 0.5 Gs, 与地磁场相互抵消即可。

在原子干涉测量的过程中, 需要将冷原子团中处于 $m_{\text{F}}=0$ 磁子能级的原子选择出来参与干涉测量, 从而减小背景磁场带来的 Zeeman 效应, 这可以通过在水平方向加上一个偏置磁场 (C 场) 来使不同磁子能级态的原子由于 Zeeman 效应对应的跃迁共振频率被区分开, 一般 Raman 光线宽约 100 kHz, 一阶 Zeeman 系数为 0.7 MHz/Gs, 因此要求偏置磁场 (C 场) 强度不小于 70 mGs^[31]。同时, 地磁场的强度为 0.5 Gs, 远大于 C 场的强度, 会引入测量噪声和系统误差, 因此需要将地磁场屏蔽至 C 场强度的 1% 以下, 即强度小于 1 mGs、不均匀度小于 0.1 mGs。

3 物理系统的研制

水平对抛式原子干涉陀螺物理系统的整体设计图如图 2 所示,外形尺寸约 $1\,300\text{ mm}\times 470\text{ mm}\times 600\text{ mm}$ 。物理系统安装在一整块底板上,底板上遍布螺纹孔,便于后续光学元器件的安装。

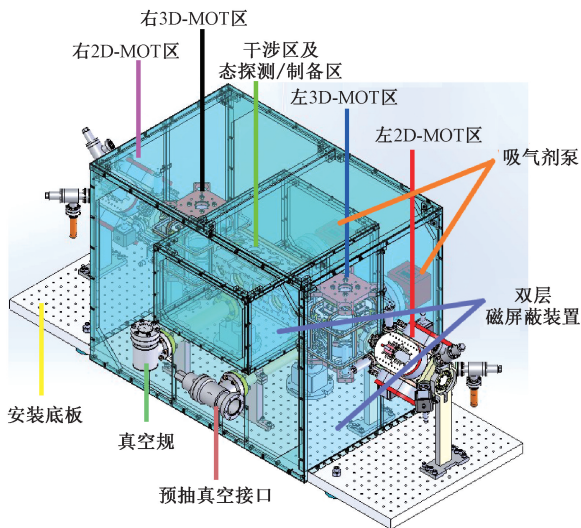


图 2 水平对抛式原子干涉陀螺物理系统设计图

Fig. 2 Design drawing of horizontal counter-propagating atom interferometric gyroscope

物理系统的基材选用了 TC4 钛合金来制作,保证其在室温下具有较低的出气率、较低的热膨胀系数、较高的电阻率和较高的磁化率^[27,32];透光窗口选用了热膨胀系数较小且与 TC4 钛合金相近且镀有增透膜的石英玻璃来制作,对 780 nm 近红外激光的透射率高于 99.5% ;面型精度为 $\lambda/8\sim\lambda/10$,厚度为 6 或 8 mm ;透光窗口与 TC4 钛合金基体之间的真空密封采用三角形纯铝密封圈及钢丝密封垫,再经带硅橡胶垫的法兰压紧来完成;用于维持超高真空的主泵组采用了离子泵+吸气剂复合泵(SAES getter, NEX Torr D500-5,),在 2D-MOT 区还配置了 $1\sim 2$ 个小型离子泵(Gamma, TiTan DI 3 l/s)来消除各功能区之间管路流导的限制。

下面对物理系统的各个功能区详细介绍。

3.1 3D-MOT 区

3D-MOT 区的装配设计图如图 3 所示,其架构采用了 $(0,0,1)$ 方向,水平方向上有两对正交的冷却光,垂直方向上有一对冷却光,回泵光及原子团探测等其他光学窗口在水平方向斜向上或斜向下伸出来;真空管道接口在两端。产生梯度磁场的反 Helmholtz 线圈安装在垂直方向上,地磁补偿线圈安装在基体外围,同时预留光学元件的固定/调节结构。此外,3D-MOT 内表面还涂覆光吸

收涂层,对光的吸收率高于 95% ,消除杂散光对信号探测的影响。

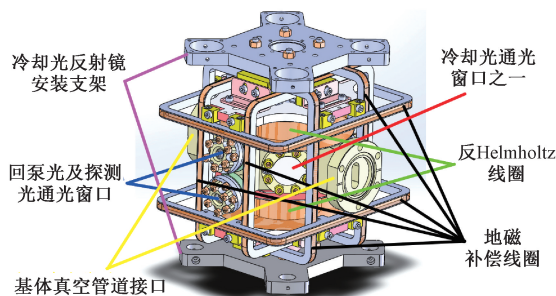


图 3 3D-MOT 区的装配设计图

Fig. 3 Assemble design illustration of 3D-MOT

产生梯度磁场的反 Helmholtz 线圈对每个线圈的匝数为 680 ,开槽缝的铝合金骨架利于散热和减小涡流,对制作好的磁场线圈在通电 $1, 2$ 和 3 A 的情况下分别测量了轴线上的磁场分布,结果如图 4 所示,在 3D-MOT 区中心(定义为相对位置 0 mm)左右各 60 mm 的区域内磁场梯度分别可以达到 $10.84, 21.69$ 和 31.68 Gs/cm ,与仿真计算得到的磁场梯度 12.8 Gs/cm/A 较为接近,实际使用时同样可按照需求调节线圈通电电流以产生合适的磁场梯度。

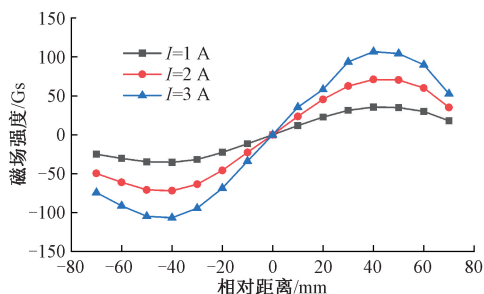


图 4 3D-MOT 区反 Helmholtz 线圈产生的磁场分布

Fig. 4 Measurement results of magnetic distribution in 3D-MOT area generated from anti-Helmholtz coils

3D-MOT 区分别在 X, Y, Z 方向上设计有 3 对 Helmholtz 线圈,产生的磁场用来抵消地磁场及杂散磁场,使其中心区域的磁场趋于 0 ,如图 3 所示。利用附加的安装调节零件可以微调这 3 对线圈的位置,使补偿场的中心与 3D-MOT 的光场和梯度磁场中心重合。每个线圈的匝数均为 15 ,在通电 $0.2, 0.6$ 及 1 A 的情况下测得在中心区域产生的磁场强度分别为 $0.2, 0.8$ 和 1.5 Gs ,与仿真计算得到的磁场强度 3 Gs/A 较为接近。

3.2 2D-MOT 区

2D-MOT 区的装配设计图如图 5 所示。为了便于安装和调试光学元件,2D-MOT 区与 3D-MOT 区连接时沿

中心轴(即 x 轴)旋转了 45° 。2D-MOT 区的尾部通过一个 CF16 超高真空阀与铷源连接,铷原子的释放剂量可以通过真空阀进行调节;安装一个 3 l/s 的小离子泵和一个 CF16 超高真空阀,分别用于维持超高真空和真空预抽制。靠近 2D-MOT 的一端增加一个过渡区,用于安装两个 3 l/s 的小离子泵和两个吸气剂来维持超高真空;同时装配 4 个带 CF16 接口的通光孔径为 10 mm 的光学窗口,可供观测使用。

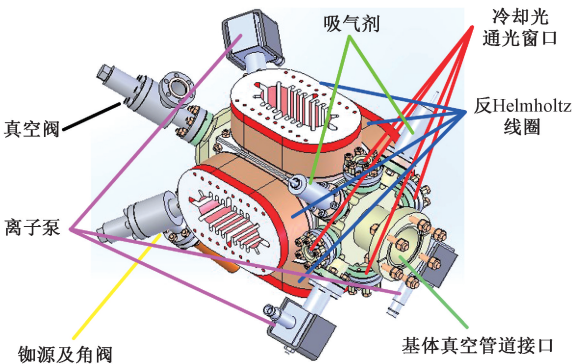


图5 2D-MOT 区的装配设计图

Fig. 5 Assemble design illustration of 2D-MOT

在 2D-MOT 中原子束流的运输方向上(即 x 轴)增加了一对空心冷却光,这样既能在轴向上对原子进行冷却,也可以将预冷原子团输送至 3D-MOT 区^[33]。这对光由一根空心无氧铜棒来实现,如图 6 所示,铜棒安装在 2D-MOT 与 3D-MOT 的连接管道处(即过渡区),铜棒的轴向中心有直径约 1.5 mm 的小孔,而且靠近 2D-MOT 区的端面削切成 45° 并镀金,以保证对冷却光的反射率高于 95%;同时,这根空心无氧铜棒内部增加了差分结构和高纯石墨吸气剂组件,一方面保持了 2D-MOT 区与 3D-MOT 区之间 2~3 量级的真空压差,另一方面也避免了非轴向运动的预冷原子进入 3D-MOT 区,防止原子速度分布的展宽。

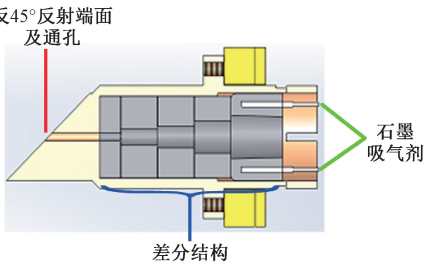


图6 差分结构的内部结构示意图

Fig. 6 Internal construction of the differential tube

在 2D-MOT 区有两对正交的长条形通光窗口,并相应地安装两对正交的“跑道形”反 Helmholtz 线圈,以产生所需的磁场梯度,如图 7 所示。每个线圈的匝数为 378,对制作好的磁场线圈在通电 1、2 和 3 A 的情况下分别测

量了轴线上的磁场分布,结果如图 7 所示,在 2D-MOT 区中心(定义为相对位置 0 mm)左右各约 60 mm 的区域内磁场梯度分别可以达到 9.07、18.07 和 27.07 Gs/cm,与仿真计算得到的磁场梯度 11.92 l Gs/cm 较为接近(其中电流 I 的单位为 A),实际使用时可按照需求调节线圈通电电流大小,以产生合适大小的磁场梯度。

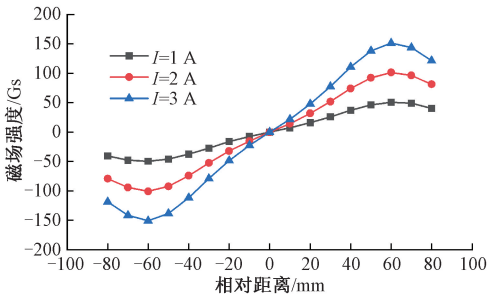


图7 2D-MOT 区反 Helmholtz 线圈产生的磁场分布

Fig. 7 Measurement results of magnetic distribution in 2D-MOT area generated from anti-Helmholtz coils

3.3 干涉区及探测/态制备区

干涉区及探测/态制备区的装配设计图如图 8 所示,干涉区的外围安装偏置磁场线圈,下方有 CF35 真空接口,用于连接前、后真空管道,腔内通径分别为 30 和 35 mm,分别用于连接预抽真空泵组和超高真空维持真空泵组。腔体内表面也涂覆吸光涂层。

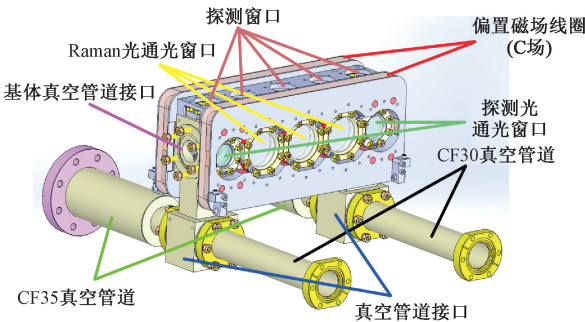


图8 干涉区及探测/态制备区的装配设计图

(未包含磁屏蔽装置)

Fig. 8 Assemble design illustration of interference area (without magnetic shield)

在干涉区外部设计了双层磁屏蔽装置,如图 2 所示。磁屏蔽装置的材料选用了高磁导率的 1J85 型坡莫合金材料,厚度为 1 mm,将制作好的磁屏蔽装置退磁处理后测试了内部的磁场强度,测试结果如图 9 所示,在干涉区中心(定义为相对位置 0 mm)左右各 150 mm 的区域内剩磁强度小于 1 mGs,在干涉区中心左右各约 100 mm 的区域内剩磁不均匀度小于 0.1 mGs,满足需求。

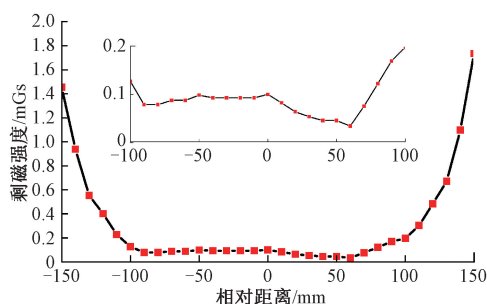


图 9 双层磁屏蔽装置内部磁场分布测量结果

Fig. 9 Measurement results of the magnetic field distribution inside the dual-layered magnetic shield device

由于操控原子进行干涉的 Raman 光是沿 z 轴传播的,因此偏置磁场的方向也是沿着 z 轴的,所以在干涉区的前、后安装了一对线圈,用于产生这个偏置磁场,如图 8 所示。每个线圈的匝数为 90,对制作好的磁场线圈在通电 0.2、0.6 和 1 A 的情况下分别测量了轴线上的磁场分布,结果显示磁场强度分别为 1.5、5 和 8.3 Gs,与仿真计算得到的磁场梯度 4 Gs/A 较为接近。

3.4 真空度的测量

目前物理系统已稳定运行,在室温 23℃、湿度 50% 的环境下,B-A 规显示的真空度为 2.8×10^{-8} Pa,左、右小离子泵控制器显示的真空度为 1.1×10^{-7} 和 9.1×10^{-8} Pa,因此目前物理系统的真空度满足后续实验需求。

当铷源安瓿被夹破开始释放铷原子时,真空度会出现短时下降约 2 个量级,之后会逐渐恢复到原真空度的水平。

4 物理系统的性能验证

在物理系统稳定运行的基础上,应用激光冷却和磁光阱技术获得了冷原子团,用 CCD 相机拍摄到的 3D-MOT 区中的原子团如图 10 所示,原子团的形状为椭圆形,原子团的亮度(原子密度)接近高斯分布,原子团

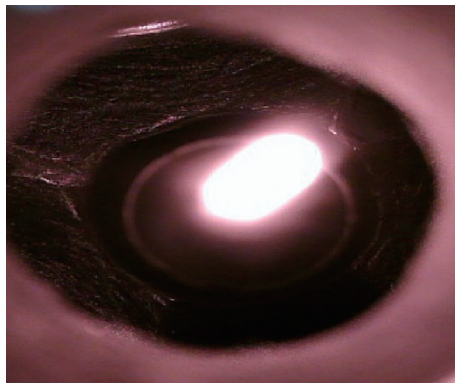


图 10 3D-MOT 区中冷却并囚禁的冷原子团

Fig. 10 Cooled and trapped cold atoms in 3D-MOT area

的高斯直径约为 6 mm,利用光电探测器测量原子荧光强度来估算原子数量得到原子的总数约为 8×10^9 个。

原子的温度采用飞行时间法(time of flight, TOF)^[34-36]进行测量,实际测量的 TOF 信号如图 11 所示,拟合得到原子团自由扩散的速度 $\sigma_v = 0.035$ m/s,对应于原子的温度 $T = 12.8$ μ K。

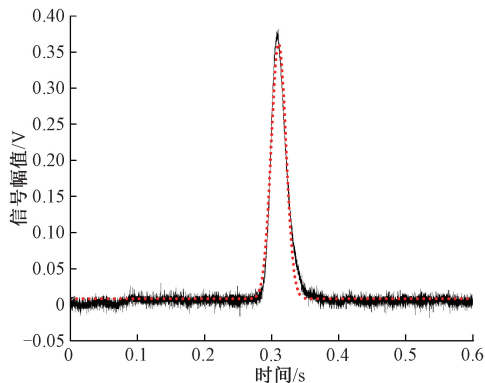


图 11 原子的飞行时间信号及其拟合曲线

Fig. 11 TOF signal of cold atoms and the fitting curve

5 结 论

原子干涉陀螺作为一种高端精密测量仪器,可以精确地测量载体的转动信息,原子的量子属性决定了冷原子干涉陀螺具有漂移小、精度高以及更好的长期稳定性等优势,且通过长时间积分后能够达到极高的转动测量分辨率。在冷原子干涉陀螺系统中,物理系统为原子的冷却、囚禁、干涉提供超高真空环境和特定磁场环境,并为了利用激光操控和探测原子态提供光学通路,是陀螺的核心部件。本文以水平对抛式原子干涉陀螺为原型,分析了原子干涉陀螺的运行原理;接着,根据各功能区的光学窗口、真空度及磁场的需求进行了装配设计,并评估了真空度和磁场分布;然后,搭建了一套水平对抛式原子干涉陀螺的物理系统,并对真空度和磁场环境进行了实际测量,结果显示研制的物理系统完全满足设计要求;最后,在这套物理系统获得了原子团直径约 6 mm、原子数量约 8×10^9 个、原子温度为 12.8 μ K 的冷原子团,后续实验可逐步开展。

参考文献

- [1] MÜLLER H, PETERS A, CHU S. A precision measurement of the gravitational redshift by the interference of matter waves [J]. Nature, 2010, 463(7283): 926-929.
- [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] CADORET M, MIRANDES E, CLADÉ P, et al. Combination of bloch oscillations with a Ramsey-Borde interferometer: New determination of the fine structure constant[J]. Physical Review Letters, 2008, 101(23): 230801.
 - [4] CANUEL B, LEDUC F, HOLLEVILLE D, et al. Six-axis inertial sensor using cold-atom interferometry [J]. Physical Review Letters, 2006, 97(1): 010402.
 - [5] WU S J, SU E, PRENTISS M. Demonstration of an area-enclosing guided-atom interferometer for rotation sensing[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(17): 173201.
 - [6] RIEHLE F, KISTERS TH, WITTE A, et al. Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer [J]. Physical Review Letters, 1991, 67(2): 177-180.
 - [7] TAKASE K. Precision rotation rate measurement with a mobile atom interferometer [D]. Palo Alto: Stanford University, 2008.
 - [8] STOCKTON J K, TAKASE K, KASEVICH M A. Absolute geodetic rotation measurement using atom interferometry [J]. Physical Review Letters, 2011, 107: 133001.
 - [9] SAVOIE D, ALTORIO M, FANG B, et al. Interleaved atom interferometry for high-sensitivity inertial measurements[J]. Science Advances, 2018, 4(12): eaau7948.
 - [10] MÜLLER T, GILOWSKI M, ZAISER M, et al. A compact dual atom interferometer gyroscope based on laser-cooled Rubidium [J]. The European Physical Journal D, 2009, 53(3): 273-281.
 - [11] BERG P, ABEND S, TACKMANN G, et al. Composite-light-pulse technique for high-precision atom interferometry [J]. Physical Review Letters, 2015, 114(6): 063002.
 - [12] SALVI L, POLI N, VULETIĆ V, et al. Squeezing on momentum states for atom interferometry [J]. Physical Review Letters, 2018, 120(3): 033601.
 - [13] HINTON A, PEREA-ORTIZ M, WINCH J, et al. A portable magneto-optical trap with prospects for atom interferometry in civil engineering [J]. Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical, and Engineering Sciences, 2017, 375(2017): 20160238.
 - [14] YU D H, PARK S E, HEO M S, et al. Atomic clocks, gravimeters and interferometer research at KRISS [J]. AAPPs Bulletin, 2017, 27(1): 10-16.
 - [15] YAO Z W, LU S B, LI R B, et al. Calibration of atomic trajectories in a large-area dual-atom-interferometer gyroscope [J]. Physical Review A, 2018, 97(1): 013620.
 - [16] YAO Z W, CHEN H H, LU S B, et al. Self-alignment of a large-area dual-atom-interferometer gyroscope using parameter-decoupled phase-seeking calibrations [J]. Physical Review A, 2021, 103:023319.
 - [17] 张淋,高伟,李倩. 冷原子干涉陀螺仪实现及其性能分析[J]. 仪器仪表学报, 2018, 39(7): 11-18.
ZHANG L, GAO W, LI Q. Realization and performance analysis of gyroscope based on cold atom interference [J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2018, 39(7): 11-18.
 - [18] 黄晨,乐旭广,程俊,等. 三脉冲冷原子陀螺仪中基于内态演化的拉曼光光强补偿算法[J]. 导航定位与授时, 2021, 8(2): 45-49.
HUANG CH, YUE X G, CHENG J, et al. Compensation algorithm for Raman pulse intensity based on internal-state evolution in three pulse cold-atom interference gyroscope[J]. Navigation Positioning & Timing, 2021, 8(2): 45-49.
 - [19] TACKMANN G, BERG P, SCHUBERT C. Self-alignment of a compact large-area atomic Sagnac interferometer [J]. New Journal of Physics, 2012, 14(1): 015002.
 - [20] TACKMANN G, BERG P, ABEND S, et al. Large-area Sagnac atom interferometer with robust phase read out[J]. Comptes Rendus Physique, 2004, 15: 884-897.
 - [21] 陈霞,郑孝天. 原子干涉陀螺仪关键技术与研究进展[J]. 光学与光电技术, 2013, 11(5): 65-70.
CHEN X, ZHEN X T. Research progress and key technologies of interferometric atom gyroscope[J]. Optics & Optoelectronic Technology, 2013, 11(5): 65-70.
 - [22] 陈冻侃,陈帅,潘建伟. 原子干涉技术在惯性领域中的应用[J]. 导航与控制, 2020, 19(4/5): 29-40.
CHEN L K, CHEN SH, PAN J W. Atomic interference-based quantum technology and its application for inertial navigation [J]. Navigation and Control, 2020, 19(4/5): 29-40.
 - [23] LEE J H, MUN J. Optimized atomic flux from a frequency-modulated two-dimensional magneto-optical trap for cold fermionic potassium atoms[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2017, 34(7): 1415-1420.
 - [24] MONROE C, SWARM W, ROBINSON H, et al. Very cold trapped atoms in a vapor cell[J]. Physical Review

- Letters, 1990, 65(13): 1571-1574.
- [25] ANDERSON B P, KASEVICH M A. Loading a vapor-cell magneto-optic trap using light-induced atom desorption[J]. Physical Review A, 2001, 63(2): 23404.
- [26] PRENTISS M, CABLE A, BJORKHOLM J E, et al. Atomic-density-dependent losses in an optical trap[J]. Optics Letters, 1985, 13(6): 452-454.
- [27] 周敏康. 原子干涉重力测量原理性实验研究[D]. 武汉:华中科技大学, 2011.
ZHOU M K. Experimental demonstration of an atom interferometry gravimeter [D]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology, 2011.
- [28] PETERS A. High precision gravity measurements using atom interferometry[D]. Palo Alto: Stanford University, 1998.
- [29] MEYSTRE P, SARGENT M III. Elements of quantum optics (4th edition) [M]. Springer-Verlag, Berlin, 2007.
- [30] 王义遒. 原子的激光冷却与陷阱[M]. 北京:北京大学出版社, 2007.
WANG Y Q. Laser cooling and trapping of atoms[M]. Beijing: Peking University Press, 2007.
- [31] 段小春. 原子干涉重力梯度测量原理性实验研究[D]. 武汉:华中科技大学, 2011.
DUAN X CH. Principle experiment of measuring gravity gradient by atom interferometry[D]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology, 2011.
- [32] PETELSKI T. Atom interferometers for precision gravity measurements[D]. Firenze: Firenze University, 2005.
- [33] CHAUDHURI S, ROY S, UNNIKRISHNAN C S. Realization of an intense cold Rb atomic beam based on a two-dimensional magneto-optical trap: Experiments and comparison with simulations[J]. Physical Review A, 2006, 74(2): 023406.
- [34] SALOMON C, DALIBARD J, PHILLIPS W D, et al. Laser cooling of cesium atoms below 3 μK [J]. Europhysics Letters, 1994, 12(8): 683.
- [35] BRZOSOWSKI T M, MA CZYŃSKA M, ZAWADA M, et al. Time-of-flight measurement of the temperature of cold atoms for short trap-probe beam distances [J]. Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics, 2002, 4: 62.
- [36] HAGMAN H, SJÖLUND P, PETRA S J H, et al. Assessment of a time-of-flight detection technique for measuring small velocities of cold atoms[J]. Journal of Applied Physics, 2009, 105(8): 083109.

作者简介



王先华(通信作者), 2004 年和 2011 年于西安交通大学分别获得学士学位和博士学位, 现为中国科学院西安光学精密机械研究所副研究员, 主要研究方向为冷原子物理、精密测量技术。

E-mail: xhwang@opt. ac. cn

Wang Xianhua (Corresponding author) received his B. Sc. and Ph. D. degrees both from Xi'an Jiaotong University in 2004 and 2011, respectively. He is currently an associate professor at Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences. His main research interests include cold atom physics and precision measurement technology.