

采用原子磁强计和磁通门磁强计标定磁场线圈常数及对比

赵妮¹, 杨永彪¹, 张露露¹, 李杨¹, 赵军业¹, 杨保东^{2,3}, 王彦华^{2,3}, 何军^{1,3}, 王军民^{1,3,†}

1. 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西大学光电研究所, 太原 030006;
2. 山西大学物理电子工程学院, 太原 030006;
3. 极端光学协同创新中心, 山西大学, 太原 030006)

摘要: 在磁场测量中通常需要亥姆霍兹线圈对或鞍型无矩线圈通电流来提供稳定的、均匀的磁场环境。磁场线圈常数是指给定的磁场线圈中通入单位电流可在磁场线圈中心产生的磁场强度。精确地标定磁场线圈常数, 对于环境磁场的补偿、磁屏蔽效果的评估、磁强计灵敏度的评估等都具有重要意义。在高磁导率坡莫合金(Permalloy)多层磁屏蔽环境下, 我们分别采用自主研发的光泵铷-87 原子自旋自由进动衰减型(Free Induction Decay: FID)磁强计和高售的磁通门磁强计, 对待测磁场线圈在低噪声、高精度的恒流电源驱动下所产生的磁场进行测量, 标定了磁场线圈常数, 并对两种测量方法做了比较。实验结果表明, 光泵铷-87 原子 FID 磁强计有较高的灵敏度(1~10 Hz 分析频率范围内, 典型灵敏度为 6.5 pT/Hz^{1/2}), 且没有零漂问题, 性能显著优于磁通门磁强计。我们还利用所研制的光泵铷-87 原子 FID 磁强计对高售的磁通门磁强计进行了标校。

关键词: 磁场线圈常数; 原子磁强计; 磁通门磁强计; 拉莫尔频率; 自旋自由进动衰减(FID)

中图分类号: **文献标志码:** A

0、引言

由亥姆霍兹线圈对或鞍型无矩线圈通电流可产生均匀磁场, 在光泵原子磁强计^[1-3]、原子自旋陀螺仪^[4-5]、中子自旋滤波器^[6-7]、脑磁和心磁检测^[8-9]、基础物理研究等许多领域得到了广泛应用。磁场精密测量领域, 评价磁强计性能的指标主要包括准确度、灵敏度、带宽、空间分辨率和稳定性等。通常需要通过亥姆霍兹线圈对或鞍型无矩线圈通电流产生均匀的测试磁场, 从而去标定磁强计的磁场测量灵敏度以及其他指标。但首先需要对磁场线圈常数, 也就是磁场线圈中通入单位电流在磁场线圈中心产生的磁场强度, 进行精确标定。

测量磁场线圈常数可采用不同的磁强计。比如, 将磁通门磁强计或霍尔磁强计的探头置于在多层磁屏蔽桶内置的磁场线圈的中心以测量磁场, 在测量磁场线圈常数时可在很大程度降低背景磁场及起伏的影响。然而, 磁通门磁强计和霍尔磁强计的灵敏度较差, 而且都存在零点漂移问题, 在使用过程中需要反复校准; 此外, 其探头放置的角度和方位还会引起航向误差。因此, 该方法在测量磁场线圈常数时的精度有限。光泵原子磁强计通过原子系综与磁场、光场的相互作用来读出磁场信息, 不存在零漂问题, 而且由于其高灵敏度和易于小型化等优点, 已被广泛应用于磁场精密测量及磁场线圈常数标定^[10-13]。

基金项目: 国家自然科学基金项目(项目批准号: 12474483); 山西省基础研究计划项目(项目编号: 202403021211013)

作者简介: 赵妮(1998—), 女, 汉族, 山西运城人, 硕士研究生, 主要研究方向为量子技术、原子物理。E-mail: 1569381067@qq.com

†通信作者, 王军民, E-mail: wwjjmm@sxu.edu.cn

近年来采用光泵原子磁强计标定磁场线圈常数受到许多研究者的关注。Breschi 等人^[14]提出了一种基于自旋排列态的原子自由进动衰减(Free Induction Decay: FID)型三轴磁场线圈原位标定方法。Zhang 等人^[15]采用自旋极化共磁强计标定磁场线圈常数。Chen 等人^[16]基于测量惰性气体原子系综的 FID 信号标定磁场线圈常数。Zhao 等人^[17]通过无损相位测量和相干光抽运使铷原子系综的自旋极化相干再生,拉莫尔进动信号连续振荡,实现磁场线圈常数标定。Wang 等人^[18]通过检测 FID 瞬态响应信号,根据 FID 信号频率和相关拉比振荡幅度标定磁场线圈常数。Wang 等人^[19]通过双光束无自旋交换弛豫(Spin Exchange Relaxation-Free: SERF)原子磁强计对三轴磁场线圈交替采用方波信号,得到相应的 FID 曲线,然后通过快速傅里叶变换(Fast Fourier Transform: FFT)提取拉莫尔进动频率,实现了三轴磁场线圈常数的标定。

在先前的工作中,我们基于光泵铷原子 FID 磁强计测试表征了商用恒流电源的电流噪声^[20]。在测试的六种恒流电源中,美国 Key Sight 公司 B2961A 型恒流电源的电流噪声水平相对最低。为了避免恒流电源的电流噪声对磁场测量和磁场线圈常数标定的精度的影响,本实验中选用低噪声、高稳定度的 B2961A 型精密恒流电源,驱动置于高磁导率坡莫合金(Permalloy)四层磁屏蔽桶中的单轴无矩磁场线圈产生轴向的均匀磁场。基于光泵铷原子 FID 磁强计和磁通门磁强计测量磁场线圈常数,并比较二者的测量结果及精度。此外,我们还基于所研制的光泵铷原子 FID 磁强计对商售磁通门磁强计进行了标校。

1、实验装置

采用光泵铷原子 FID 磁强计进行磁场信号测量的原理简述如下。在充有缓冲气体的原子气室中,不考虑核自旋,⁸⁷Rb 原子基态能级为 $5S_{1/2} (m_J = +1/2)$ 和 $5S_{1/2} (m_J = -1/2)$ 。在 y 方向施加弱磁场 B_0 , 每个 ⁸⁷Rb 原子以角频率 $\omega = \gamma \cdot B_0$ 做拉莫尔自旋进动, γ 为旋磁比,但原子系综的宏观磁矩几乎为零。在 y 方向施加共振于 ⁸⁷Rb 原子 795nm 的 D1 跃迁线的 σ^+ 圆偏振泵浦光,耦合 $5S_{1/2} (m_J = -1/2) - 5P_{1/2} (m_J = +1/2)$ 跃迁,可实现 ⁸⁷Rb 原子系综自旋极化态 $5S_{1/2} (m_J = +1/2)$ 态的制备,原子系综的宏观磁矩沿泵浦光的波矢量方向。在 z 方向施加角频率等于拉莫尔频率的射频磁场 B_{rf} , ⁸⁷Rb 原子在基态 $5S_{1/2} (m_J = +1/2)$ 和 $5S_{1/2} (m_J = -1/2)$ 之间发生磁偶极跃迁,原子系综的自旋极化态被破坏。施加射频磁场 $\pi/2$ 脉冲,原子的宏观磁矩演化到垂直于静磁场 B_0 所在的平面内。随后撤去射频磁场,原子的宏观磁矩发生自由进动衰减(FID),直至演化到热平衡态。采用频率大失谐的线偏振探测光束结合平衡偏振仪可探测原子系综的 FID 信号。

为 795nm 的分布式布拉格反射器式(Distributed Bragg Reflector: DBR)单频半导体激光器提供, 用饱和吸收光谱 (Saturated Absorption Spectroscopy: SAS)锁频方法将其频率锁定在 ^{87}Rb 原子 795nm 波长 D1 跃迁线 $5S_{1/2}(F_g=2) - 5P_{1/2}(F_e=1)$ 超精细跃迁, 用于铷-87 原子系综自旋极化态的制备。泵浦光通过两个声光频移器 (Acousto-Optic Modulator: AOM1, AOM2), AOM1 用于主动反馈改善光强的稳定度, AOM2 用于泵浦光的开关控制。泵浦光束经望远镜扩束至直径约 10 mm, 经过 $\lambda/4$ 波片转换为圆偏振光束, 沿 y 方向(平行于 B_0 方向)穿过铷原子气室。波长为 780 nm 的单频 DBR 半导体激光器提供探测光, 利用共焦的法布里-珀罗腔 (F-P 腔) 无调制激光频率锁定方法将其频率锁定在蓝失谐于 ^{87}Rb 原子 780 nm 波长 D2 跃迁线 $5S_{1/2}(F_g=2) - 5P_{3/2}(F_e=3)$ 超精细跃迁约 6 GHz。AOM3 作为探测光的开关。线偏振的探测光束经线偏振器 LP 进一步提高其偏振度后, 沿 x 方向穿过铷原子气室(经过两个 45 度入射角的全反镜和两个直角全反射棱镜, 在铷原子气室处探测光束的直径约 2 mm), 到达由 $\lambda/2$ 波片和沃拉斯顿棱镜组成的平衡偏振仪, 通过平衡差分光电探测器探测偏振面旋转信息, 由数据采集系统 NI-DAQ (National Instrument 公司 NI-USB6363 型) 和计算机 LabView 程序采集 FID 信号。通过设定时序控制系统, 实现在时间上铷-87 原子系综自旋极化的泵浦过程、自旋极化态的 $\pi/2$ 射频脉冲操控、自旋自由进动 (FID) 信号探测三者互相没有重叠, 消除了相互之间的影响。

光泵铷原子 FID 磁强计测量的磁场 B_0 与拉莫尔频率 ω 之间的关系为:

$$\omega = \gamma \cdot B_0 \quad (1)$$

其中 γ 表示 ^{87}Rb 原子基态($F_g=2$)的旋磁比, $\gamma = 6.99583 \text{ Hz/nT}$ 。

2、实验结果及讨论

2.1、磁场测量及误差

图 2 为基于光泵铷原子 FID 磁强计的磁场测量结果。实验中, 通过优化泵浦光功率、铷-87 原子数密度、探测光功率、射频磁场强度等, 得到高信噪比、窄线宽的磁共振信号。优化的泵浦光束功率为 5 mW (高斯直径约 10 mm), 优化的探测光束功率为 30 μW (高斯直径约 2 mm)。采用压控恒流源驱动射频磁场线圈在铷原子气室处产生射频磁场, 射频磁场线圈常数为 136.718 nT/mA, 通过磁场线圈常数可以将压控恒流源的输出电流转换为射频磁场强度, 射频磁场强度设定为 410.154 nT。设定时序周期 T 为 50 ms, 泵浦光开启时间 T_{Pump} 为 20 ms, 射频磁场开启时间 T_{RF} 为 0.2 ms, 探测光开启时间 T_{Probe} 为 29.8 ms, 参见图 1 中的时序示意图。恒流电源施加 100 mA 电流驱动无矩磁场线圈, 沿 y 方向产生 $B_0 = 12.6 \mu\text{T}$

的静磁场。射频磁场 B_{RF} 的频率设定为 88.147 kHz，与铷-87 原子基态(F=2)的拉莫尔频率共振 ($12.6 \mu\text{T} \times 6.99583 \text{ Hz/nT} \sim 88.147 \text{ kHz}$)。原子气室温度被控制在 $\sim 85^\circ\text{C}$ ，对应的铷-87 原子数密度约为 $2.2 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ 。图 2(a) 为一个时序周期内典型的 FID 信号，拟合得到铷-87 原子系综的自旋横向弛豫时间为 $T_2 = 2.43 \pm 0.01 \text{ ms}$ 。图 2(b) 为将图 2(a) 的 FID 信号进行快速傅里叶变换 (FFT) 得到的频域内的磁共振信号，将磁共振信号作洛伦兹拟合，其半高全宽 (FWHM) 为 $337.276 \pm 1.906 \text{ Hz}$ ，其中心频率为拉莫尔频率 88347.469 Hz。根据拉莫尔频率与 ^{87}Rb 原子基态旋磁比的关系，见(1)式，可以计算得到磁场值 $B_0 = 12.62859 \mu\text{T}$ 。图 2(c) 为测量 6000 个时序周期得到的磁场值，内插图为其统计分布，磁场的平均值为 $B_0 = 12.62859 \mu\text{T}$ 。图 2(d) 为根据图 2(c) 一系列的磁场测量值计算得到的磁场噪声功率谱密度 (Power Spectral Density: PSD)，在带宽为 1~10 Hz 分析频率范围内，灵敏度为 $6.5 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ 。

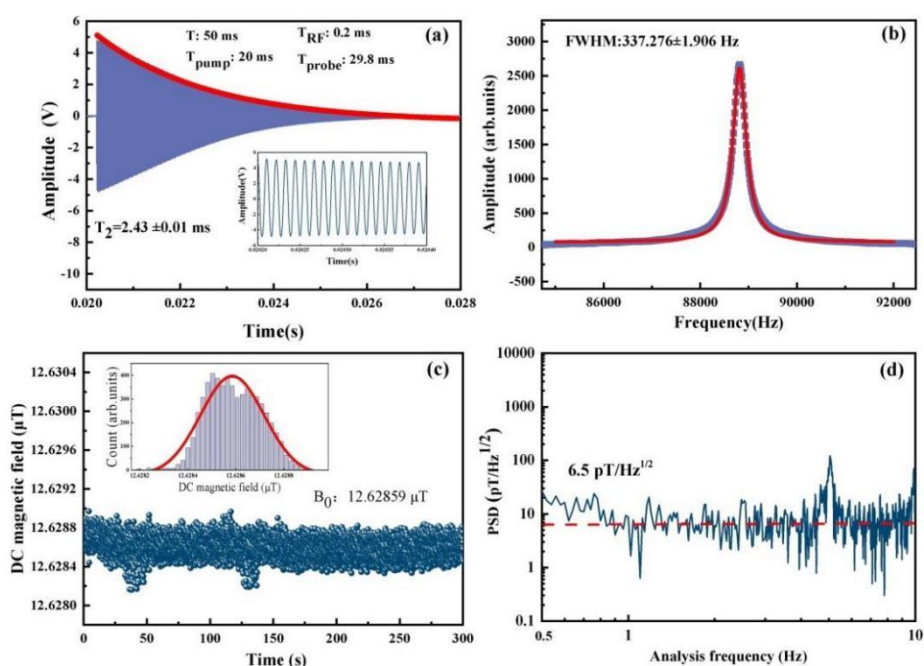


Fig. 2 (a) A typical FID signal; (b) The FID signal after FFT; (c) Measured DC magnetic field values for 6000 sampling periods; (d) The power spectral density (PSD) of magnetic field noise, the sensitivity is $6.5 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ with analysis frequency range of 1~10 Hz.

图 2. (a) 典型的 FID 信号; (b) FFT 变换后的 FID 信号; (c) 6000 个连续采样周期的直流磁场值; (d) 磁场噪声功率谱密度，在 1~10 Hz 分析频率范围内，灵敏度为 $6.5 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ 。

实验中我们也采用商售的磁通门磁强计对无矩磁场线圈常数进行了测量。所用的磁通门磁强计为美国 MEDA 公司的 FVM-400 型便携式三轴磁通门磁强计，如图 3 所示。磁通门探

头尺寸为 25.4 mm×25.4 mm×100.6 mm，该磁通门磁强计的磁场测量范围为±100000 nT，分辨率为 1 nT。测量过程中，磁通门磁强计的探头感应区域置于磁屏蔽桶内磁场线圈的中心位置，通过调整探头的角度和位置，使其与后续放置铷原子气室的中心位置尽量重合。磁通门磁强计由于存在零漂问题，在使用过程中需要反复校准。通过恒流电源驱动无矩线圈产生磁场，在相同电流下，采用磁通门磁强计记录 300 秒内的磁场值读数，并取统计平均值。



Fig. 3 Model FVM-400 three-axis fluxgate magnetometer from MEDA, USA. Left hand, the instrument panel; Right hand, the three-axis fluxgate detector head.

图 3. 美国 MEDA 公司的 FVM-400 型三轴磁通门磁强计。左手是主机，右手是三轴磁通门探头。

恒流电源向磁场线圈施加相同的电流，在铷原子气室的中心位置产生相同强度的静磁场。实验中分别施加 20 mA、50 mA、100 mA、200 mA、250 mA 的电流至无矩线圈，基于光泵铷原子 FID 磁强计、磁通门磁强计测量得到的磁场值及其误差见表 1。结果表明，光泵铷-87 原子 FID 磁强计由于磁共振信号的线宽较窄，信噪比较高，测磁灵敏度为 6.5 pT/Hz^{1/2}；可根据拉莫尔频率和铷-87 原子基态(F_g=2)的旋磁比精确地得到磁场值，不存在零漂问题，其测量误差较小。而磁通门磁强计由于存在零漂问题，在使用过程中需要反复校准，测磁灵敏度也较差，分辨率为 1 nT。因此光泵铷原子 FID 磁强计的磁场测量精度明显优于磁通门磁强计。

光泵铷原子 FID 磁强计测得的磁场值，与对应的磁共振信号线宽，也列在了表 1 中。光泵铷原子 FID 磁强计的磁共振信号线宽与磁场测量值之间的关系，画在了图 4 中。随着恒流电源向无矩线圈施加的电流增大，沿 y 方向施加的静磁场值相应增强。随着静磁场的增强，磁场的轴向均匀性会变差，会导致磁共振信号展宽。此外，当磁场较强时，非线性 Zeeman 效应也会使得磁共振信号展宽。

Table 1 Comparison of magnetic fields measured by two methods under the applied current to the magnetic coil by the constant current source
表 1. 恒流电源向磁场线圈施加不同的电流情况下两种方法测量磁场的比较

电流(mA)	20	50	100	200	250
磁通门磁强计测得的 磁场值(nT)	2569 ±3	6367 ±8	12747 ±12	25501 ±13	31881 ±12
FID 磁强计测得的 拉莫尔频率(Hz)	17748.823 ±0.632	44419.960 ±0.914	88754.509 ±0.622	177562.703 ±0.438	221984.548 ±0.425
FID 磁强计测得的 的磁场值(nT)	2537.057 ±0.090	6349.491 ±0.131	12686.773 ±0.093	25381.220 ±0.063	31730.981 ±0.061
FID 磁强计测得的 磁共振线宽(Hz)	277.243 ±2.312	292.438 ±2.914	337.276 ±1.906	394.026 ±1.232	402.823 ±1.212

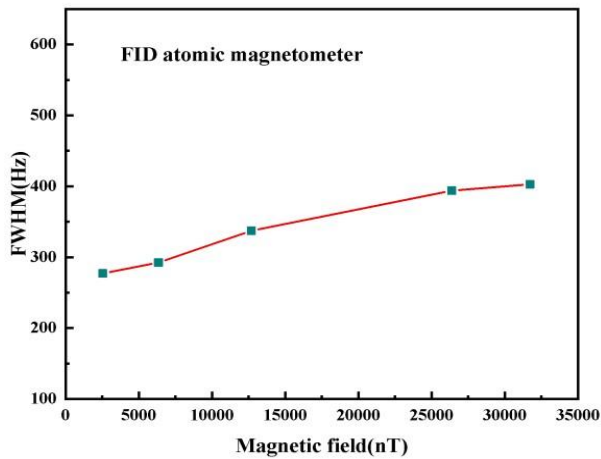


Fig. 4 Relationship between the magnetic field values measured by FID atomic magnetometer and the magnetic resonance linewidth. The longitudinal sizes of all the data points are much larger than the errors of the magnetic resonance linewidth.

图 4. FID 原子磁强计测得的磁场值和磁共振线宽的关系。图中数据点方块的纵向尺寸已远大于磁共振信号的线宽值。

2.2、磁场线圈常数标定

光泵铷原子 FID 磁强计, 由于拉莫尔进动频率与磁场强度通过旋磁比直接关联(参见(1))

式)，不存在零点漂移问题，在磁场测量过程中不需要校准；而且光泵铷原子 FID 磁强计具有远优于磁通门磁场计的磁场测量灵敏度。

恒流电源向置于四层磁屏蔽桶内的无矩线圈施加电流，在磁场线圈内对称中心处产生静磁场。采用我们自主研发的光泵铷-87 原子 FID 磁强计通过 NI 数据采集卡和 LabView 程序记录 FID 信号，经 FFT 变换得到拉莫尔频率，进而得到磁场值。将测得的一系列磁场值统计平均即为相应电流情形下的磁场测量值。电流在 2-250 mA 范围逐渐增大，对应得磁场测量结果如图 5(a)所示。不同电流条件下，光泵铷原子 FID 磁强计测量磁场的误差如图 5(b)所示。对图 5(a)中的数据做线性拟合，可得到磁场与电流 I 之间的关系为：

$$B \text{ (nT)} = 126.956 \text{ (nT/mA)} \cdot I \text{ (mA)} - 4.914 \text{ (nT)} \quad (2)$$

光泵铷原子 FID 磁强计测量得到的磁场线圈常数为 $126.956 \pm 0.076 \text{ nT/mA}$ 。磁场线圈不加电流时。四层磁屏蔽桶内铷原子气室中心的残余磁场为 4.914 nT 。

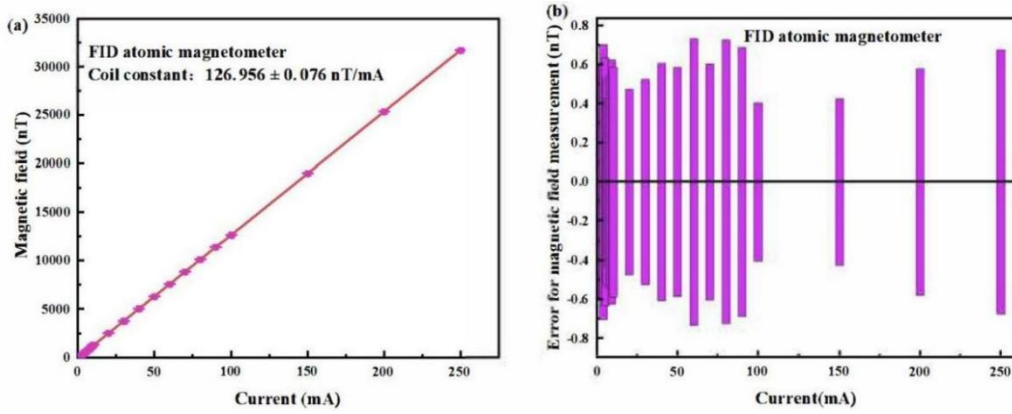


Fig. 5 (a) Result of the coil constant calibrated by using of an optically-pumped rubidium FID atomic magnetometer. The coil constant is $126.956 \pm 0.076 \text{ nT/mA}$. (b) Measurement error of magnetic field of optically-pumped rubidium FID atomic magnetometer at different current.

图 5. (a) 光泵铷原子 FID 原子磁强计标定磁场线圈常数。得到的磁场线圈常数为 $126.956 \pm 0.076 \text{ nT/mA}$ 。(b)不同电流条件下光泵铷原子 FID 磁强计测量磁场的误差。

恒流电源施加电流驱动无矩线圈产生磁场。在每个电流值情形，采用美国 MEDA 公司的 FVM-400 型磁通门磁强计记录了 300 秒内的磁场读数，统计平均后得到相应电流下的磁场测量值。在 2~250 mA 范围内逐渐增大电流，相应的磁场测量值如图 6(a)所示。不同电流条件下，磁通门磁强计测量磁场的误差如图 6(b)所示。对图 6(a)中的数据做线性拟合，可得到磁场与电流 I 之间的关系为：

$$B \text{ (nT)} = 127.3 \text{ (nT/mA)} \cdot I \text{ (mA)} - 4.914 \text{ (nT)} \quad (3)$$

商售的磁通门磁强计测量得到的磁场线圈常数为 $127.3 \pm 0.3 \text{ nT/mA}$ 。

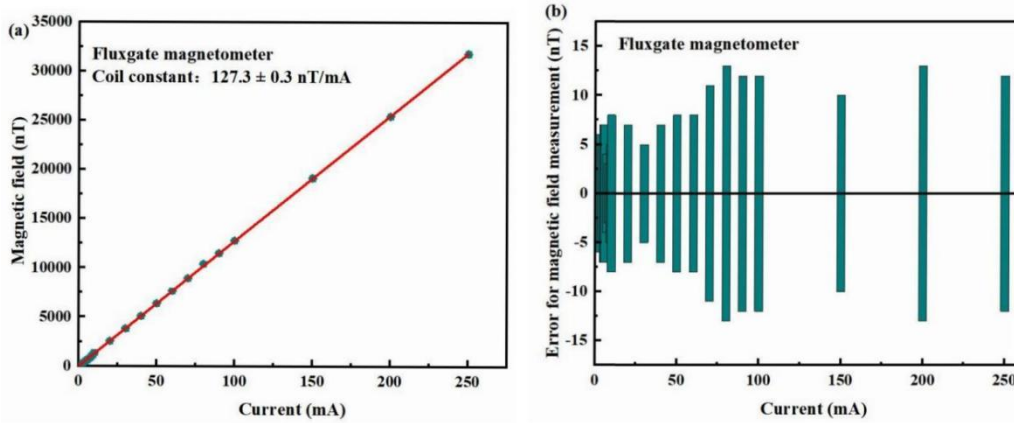


Fig. 6 (a) Result of the coil constant calibration by using a fluxgate magnetometer. The coil constant is 127.3 ± 0.3 nT/mA. (b) Measurement error of magnetic field of fluxgate magnetometer at different current.

图 6. (a)磁通门磁强计标定磁场线圈常数。得到的磁场线圈常数为 127.3 ± 0.3 nT/mA。(b)不同电流下磁通门磁强计测量磁场的误差。

2.3、采用光泵铷原子 FID 磁强计标校商售磁通门磁强计

在实验中，利用我们自主研发的光泵铷原子 FID 磁强计和商售的磁通门磁强计，在相同的电流条件下，分别测量置于四层磁屏蔽桶内的无矩磁场线圈对称中心处的多组磁场值。定义 $B = C \cdot B_a$ ，其中 B_a 为待标校的商售磁通门磁强计测得的磁场值， B 为我们自主研发的光泵铷-87 原子 FID 磁强计测得的磁场值， C 为标定因子。

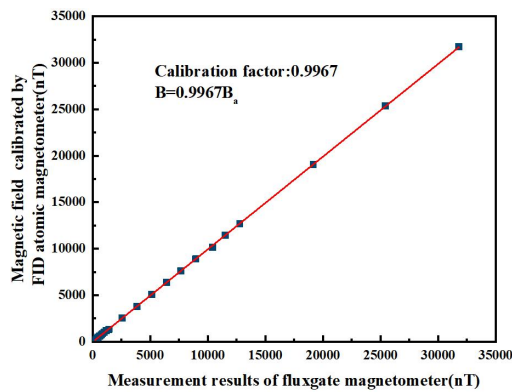


Fig. 7 The relationship between the magnetic field B values, calibrated by optically pumped FID Rubidium atomic magnetometer and the measured B_a values by using of the fluxgate magnetometer. The sizes of all the data points are much larger than the errors of the measured magnetic field values. In $B = C \cdot B_a$, the calibration factor $C = 0.9967$ is obtained by linear fitting.

图 7. 磁通门磁强计的磁场测量值 B_a 与光泵铷原子 FID 磁强计的磁场标定值 B 之间的关系。图中数据点方块的尺寸已远大于磁场值的测量误差。由数据点的线性拟合得到的标定关系 $B = C \cdot B_a$ 中的标定因子 $C = 0.9967$ 。

图 7 为采用我们自主研发的光泵铷-87 原子 FID 磁强计标校商售的美国 MEDA 公司的 FVM-400 型磁通门磁强计的 X 方向的测量结果。将光泵铷原子 FID 磁强计标定的磁场值和磁通门磁强计的磁场测量值进行线性拟合,磁通门磁强计的磁场测量值均偏大一些,得到的标定因子 $C = 0.9967$ 。

3、结论与展望

基于低噪声、高稳定度的恒流电源,在良好的高磁导率坡莫合金四层磁屏蔽条件下,采用自主研发的光泵铷原子 FID 磁强计和商售的磁通门磁强计分别对待测磁场线圈常数进行了实验测量,并作了对比分析。基于自主研发的光泵铷原子 FID 磁强计,测得的磁场线圈常数为 126.956 ± 0.076 nT/mA;基于商售的磁通门磁强计,测得的磁场线圈常数为 127.3 ± 0.3 nT/mA。前者的精度更高,显著优于后者。这得益于自主研发的光泵铷原子 FID 磁强计灵敏度更高,1~10 Hz 分析频率范围内,典型的灵敏度为 6.5 pT/Hz^{1/2},且没有零漂的问题。而磁通门磁强计的测磁灵敏度较差,且有明显的零漂问题。此外,我们还利用所研制的光泵铷原子 FID 磁强计对商售的磁通门磁强计的 X 轴向进行了标校示范。磁通门磁强计的磁场测量值均偏大一些,须乘以标定因子 0.9967 。

在后续工作中,可以通过引入偏振压缩态光场这一独特的光量子资源,使光泵原子磁强计的探测光可突破光子散粒噪声水平^[21-23],提高测量信噪比,进一步提升光泵原子磁强计的灵敏度,从而可更为精确地标定磁场线圈常数。此外,基于标定后的磁场线圈常数,可以通过主动反馈实现磁场稳定,从而进一步降低磁场噪声,实现更高灵敏度的原子磁强计。此外,我们还可以通过磁场线圈常数将磁场噪声功率谱密度转换为恒流电源的电流噪声功率谱密度,实现对恒流电源的电流噪声测试与表征^[24-25]。

参考文献

- [1] BUDKER D, ROMALIS M. Optical magnetometry[J]. *Nature Phys.*, 2007, **3**(4): 227-234. DOI: 10.1038/nphys566.
- [2] ZHANG R, KANTA D, WICKENBROCK A, *et al*, Heading-error free optical atomic magnetometry in the earth-field range[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2023, **130**(15):153601. DOI:10.1103/PhysRevLett.130.153601.
- [3] LI S R, MA D Y, WANG K, *et al*, High sensitivity closed-loop Rb optically pumped magnetometer for measuring nuclear magnetization[J]. *Opt. Express*, 2022, **30**(24): 43925–43937. DOI:10.1364/OE.473654.
- [4] MEYER D, LARSEN M. Nuclear magnetic resonance gyro for inertial navigation[J]. *Gyroscopy and Navigation*, 2014, **5**(2):75-82. DOI:10.1134/S2075108714020060.
- [5] WALKER T G, LARSEN M. Spin-exchange-pumped NMR gyros[J]. *Adv. At. Mol. & Opt. Phys.*, 2016, **65**: 373–401. DOI:10.1016/BS.AAMOP.2016.04.002.
- [6] JIANG C Y, TONG X, BROWN D R, *et al*, Development of a compact in situ polarized ³He neutron spin filter at Oak Ridge National Laboratory[J]. *Rev. Sci. Instrum.*, 2014, **85**(7):075112. DOI:10.1063/1.4890391.
- [7] KARIMI E, MARRUCCI L, GRILLO V, *et al*, Spin-to-orbital angular momentum conversion and spin-polarization filtering in electron beams[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, **108**(4):044801. DOI:10.1103/PhysRevLett.108.044801.
- [8] LIMES M E, FOLEY E L, KORNACK T W, *et al*, Portable magnetometry for detection of biomagnetism in ambient environments[J]. *Phys. Rev. Applied*, 2020, **14**(1): 011002. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.14.011002.
- [9] SANDER T H, PREUSSER J, MHASKAR R, *et al*, Magneto-encephalography with a chip-scale atomic magnetometer[J]. *Biomed. Opt. Express*, 2012, **3**(5): 981–990. DOI:10.1364/BOE.3.000981.
- [10] SHENG D, LI S, DURAL S, *et al*, Subfemtotesla scalar atomic magnetometry using multipass cells[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2013, **110**(16):160802. DOI:10.1103/PhysRevLett.110.160802.
- [11] HUNTER D, PICCOLOMO S, PRITCHARD J D, *et al*, Free-induction-decay magnetometer based on a microfabricated Cs vapor cell[J]. *Phys. Rev. Applied*, 2018, **10**(1):014002. DOI:10.1103/PhysRevApplied.10.014002.
- [12] LIU C, DONG H F, SANG J J. Submillimeter resolution magnetic field imaging with digital micromirror device and atomic vapor cell[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2021, **119**(11): 114002. DOI:10.1063/5.0061364.
- [13] ZHANG L L, BAI L L, YANG Y L, *et al*, Improving the sensitivity of an optically pumped rubidium atomic magnetometer by using of a repumping laser beam[J]. *Acta Physica Sinica*, 2021, **70**(23): 230702 (in Chinese). DOI:10.7498/APS.70.20210920.
张露露, 白乐乐, 杨煜林, 等. 采用反抽运光改善光泵铷原子磁强计的灵敏度[J]. *物理学报*, 2021, **70**(23): 230702. DOI:10.7498/APS.70.20210920.
- [14] BRESCHI E, GRUJIC Z, WEIS A. In situ calibration of magnetic field coils using free-induction decay of atomic alignment[J]. *Appl. Phys. B*, 2014, **115**(1): 85-91. DOI:10.1007/s00340-013-5576-1.
- [15] ZHANG H, ZOU S, CHEN X Y. A method for calibrating coil constants by using an atomic spin co-magnetometer[J]. *Eur. Phys. J. D*, 2016, **70**(10): 203. DOI:10.1140/epjd/e2016-70091-y.
- [16] CHEN L L, ZHOU B Q, LEI G Q, *et al*, A method for calibrating coil constants by using the free induction decay of noble gases[J]. *AIP Advances*, 2017, **7** (7): 075315. DOI:10.1063/1.4985742.
- [17] ZHAO Q, FAN B L, WANG S G, *et al*, A calibration method for coil constants using an atomic spin self-sustaining vector magnetometer[J]. *J. Magnetism & Magnetic Materials*, 2020, **514**:166977. DOI:10.1016/j.jmmm.2020.166977.
- [18] WANG Y X, TANG J J, ZHOU B Q, *et al*, Rabi oscillation of spin-polarized rubidium in the spin-exchange relaxation-free regime[J]. *Opt. Express*, 2022, **30**(19): 35071-35084. DOI: 10.1364/OE.471475.

- [19] WANG K, MA D, LI S, *et al*, Triaxial coils in-situ calibration method based on measuring the alternating magnetic field-induced dynamic response of the SERF magnetometer[J]. *IEEE Sensors Journal*, 2023, **23**(16):18099-18107.
- [20] ZHAO N, ZHANG L L, YANG Y B, *et al*, Characterizing current noise of commercial constant-current sources by using an optically pumped rubidium atomic magnetometer[J]. *Rev. Sci. Instrum.*, 2023, **94**(9): 095001. DOI:10.1063/5.0159751.
- [21] SANDER T H, PREUSSER J, MHASKAR R, *et al*, Squeezed-light enhancement and backaction evasion in a high sensitivity optically pumped magnetometer[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2021, **127**(9): 193601. DOI: 10.1103/PHYSREVLETT.127.193601.
- [22] BAI L L, WEN X, YANG Y L, *et al*, Quantum-enhanced rubidium atomic magnetometer based Faraday rotation via 795-nm Stokes operator squeezed light[J]. *J. Opt.*, 2021, **23**(8): 085202. DOI:10.1088/2040-8986/AC1B7C.
- [23] DING Y D, ZHANG R, ZHENG J H, *et al*, Active stabilization of terrestrial magnetic field with potassium atomic magnetometer[J]. *Rev. Sci. Instrum.*, 2022, **93**(1):015003. DOI:10.1063/5.0073636.
- [24] CHEN D Y, MIAO P X, SHI Y C, *et al*. Measurement of noise of current source by pump-probe atomic magnetometer[J]. *Acta Physica Sinica*, 2022, **71**(2): 024202 (in Chinese). DOI:10.7498/APS.71.20211122.
陈大勇, 缪培贤, 史彦超, 等. 抽运-检测型原子磁力仪对电流源噪声的测量[J]. *物理学报*, 2022, **71**(2): 024202. DOI:10.7498/aps.71.20211122.
- [25] SHEN L, ZHANG R, WU T, *et al*, Suppression of current source noise with an atomic magnetometer[J]. *Rev. Sci. Instrum.*, 2022, **91**(8): 084701. DOI:10.1063/5.0009987.

Calibration of magnetic coil constant by using of atomic magnetometer and fluxgate magnetometer and their comparison

Zhao Ni¹, Yang Yong-Biao¹, Zhang Lu-Lu¹, Li Yang¹, Zhao Jun-Ye¹,
Yang Bao-Dong^{2,3}, Wang Yan-Hua^{2,3}, He Jun^{1,3}, Wang Jun-Min^{1,3,†}

- (1. State Key Laboratory of Quantum Optics and Optical Quantum Devices, and Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Tai Yuan 030006, China;
2. School of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Tai Yuan 030006, China;
3. Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Tai Yuan 030006, China)

Abstract: Magnetic field precision measurements were widely used in materials diagnosis and research, mineral resources exploration, magnetocardiography (MCG) and magnetoencephalography (MEG) detection, geomagnetic measurement, space magnetic field measurement, atomic spin gyro inertial navigation, dark matter searching, etc. In a magnetic field detection system, to achieve high-sensitivity magnetic field measurement, it is necessary to use magnetic coils to provide a stable and uniform magnetic field. The magnetic coil constant is the ratio of the generated magnetic field value at the center of the magnetic coil to the applied current. Precise calibration of the magnetic coil constant is very important for effective suppression of magnetic field noise, compensation of ambient magnetic field, evaluation of magnetic shielding effect, and calibration of sensitivity of magnetometer.

To precisely measure the magnetic coil constant, we employed two different methods under good magnetic shielding conditions: the optically-pumped free induction decay (FID) Rubidium atomic magnetometer developed by ourselves and the commercially available fluxgate magnetometer. A moment-free magnetic coil is placed in the center of a four-layer permally magnetic shielding. The uniform magnetic field is generated in center of the magnetic coils by a constant-current source (KeySight, Model B2961A) with low noise and high stability. The coil constant is measured by the fluxgate magnetometer and the optically-pumped FID Rubidium atomic magnetometer, and accuracy of the coil constant calibration are compared.

Optically-pumped atomic FID magnetometers employ spin polarization of atomic ensemble and Larmor precession of the macroscopic magnetic moment around the magnetic field to map the Larmor frequency information on the probe laser polarization rotation to extract the magnetic field information. Due to its advantages of high-sensitivity (typical $6.5 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ with analysis frequency range of 1~10 Hz in our case), high-resolution and wide dynamic range, it can meet the needs of different fields. In terms of measuring coil constant, the optically-pumped FID Rubidium magnetometer performs much better than the commercial fluxgate magnetometer due to its good signal-to-noise ratio (SNR) and high sensitivity, and the magnetic field values can be accurately obtained. The coil constant measured by the optically-pumped FID Rubidium atomic magnetometer is $126.956 \pm 0.076 \text{ nT/mA}$, and that measured by the fluxgate magnetometer is $127.3 \pm 0.3 \text{ nT/mA}$. Clearly the coil constant value measured by the optically-pumped FID Rubidium atomic magnetometer is much more accurate than that measured by the fluxgate magnetometer, because the former's sensitivity is much better and the former one has no zero point drifting.

The optically-pumped FID Rubidium atomic magnetometer has much better sensitivity and does not need to be calibrated during magnetic field measurement, because it does not have the problem of zero point drifting. Therefore, the optically-pumped FID Rubidium atomic magnetometer can be used to calibrate the commercial available fluxgate magnetometer. We compare the magnetic field values measured by our optically-pumped FID Rubidium atomic magnetometer with that of the commercial fluxgate magnetometer, and obtain the calibration coefficient of 0.9967.

Keywords: Magnetic coil constant; Atomic magnetometer; Fluxgate magnetometer; Larmor frequency; Free induction decay (FID)

† Corresponding author, Wang Jun-Min, E-mail: wjjmm@sxu.edu.cn