

高鲁棒性小型化量子磁强计研制及其地磁环境应用研究 *

王鑫¹⁾²⁾³⁾ 江敏^{1)4)†} 彭新华^{1)3)4)†}

1) (中国科学技术大学物理学院, 合肥 230026)

2) (中国船舶航海保障技术实验室, 天津 300131)

3) (合肥国家实验室, 合肥 230088)

4) (中国科学技术大学合肥微尺度物质科学国家研究中心, 合肥 230026)

弱磁探测是量子传感领域的重要分支, 在资源勘探、导航定位、环境监测和军事反潜等应用场景中, 具有不可替代的价值。目前, 量子磁强计普遍存在难以兼顾小体积、高灵敏度及高鲁棒性的技术难题, 制约了其在高速移动平台或剧烈磁场扰动场景下的应用。本文研制了一套基于光磁共振原理的高鲁棒性小型化铷原子磁强计, 依托高度集成, 探头体积仅 7 cm^3 ; 物理参数上, 通过对射频强度及反馈增益的优化, 磁强计灵敏度达到 $10\text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$, 追踪摆率达 25200 nT/s ; 算法上, 引入基于二倍频解调幅值的失锁判据, 使系统具备自主失锁判定与亚秒级的重锁恢复能力。此外, 还开展了多种外场应用测试, 成功实现了对地磁变化的长期稳定监测、隐蔽磁性目标物的遥感探测, 以及地下磁性目标的二维定位。所发展的技术路径为缩小高性能量子传感与外场工程应用之间的差距提供了一种可行方案, 有助于推动小型化量子磁强计在真实环境中的落地部署。

关键词: 弱磁探测; 量子传感; 原子磁强计; 小型化; 高鲁棒性

PACS: 07.55.Ge, 32.30.Dx, 07.05.Dz, 91.25.Rt

* “量子通信与量子计算机” 国家科技重大专项 (批准号: 2021ZD0303205)、国家自然科学基金 (批准号: T2388102, 11927811, 92476204, 12150014, 12205296, 12274395, 12261160569)、中国科学院青年创新促进会人才项目 (批准号: 2023474)、中国船舶航海保障技术实验室开放基金项目 (批准号: 2024010101) 资助的课题。

† Corresponding author. E-mail: dxjm@ustc.edu.cn, xhpeng@ustc.edu.cn (通信作者)

The First Author. E-mail: bradwang@mail.ustc.edu.cn (第一作者)

1 引 言

磁场作为最基本的物理场之一，对其进行高精度的微弱信号探测不仅是检验基础物理规律^[1,2]的重要手段，更已成为支撑深地资源勘查^[3,4]、无源地磁导航^[5]、空间物理^[6-8]以及国防安全^[9,10]等国家重大需求的核心基础技术。近年来，随着量子传感技术的飞速发展，利用原子、光子及自旋等微观系统的量子特性进行物理量精密测量的技术路线日益成熟，为突破传统物理仪器的探测极限提供了全新途径^[11,12]。在这一新兴技术谱系中，各类量子磁强计不断刷新着探测极限的同时，也在灵敏度、体积功耗与环境鲁棒性的制约中寻求平衡。超导量子干涉仪与无自旋交换弛豫原子磁强计实现了亚 fT 量级的超高灵敏度，代表了当前弱磁探测的最高水平，依托低温制冷或完备磁屏蔽等条件，在实验室高精度测量中发挥着核心作用^[13-15]。氮空位金刚石磁强计具备极佳的环境耐受性与高空间分辨率，具有广阔的应用前景^[16-18]；相干布居囚禁原子磁强计凭借全光学激励实现了装置的极简设计与超低功耗，未来通过提升暗态共振信号对比度，可进一步缩小与常规光泵浦机制的灵敏度差距^[19,20]；基于非线性磁光旋转效应的原子磁强计巧妙地兼顾了极宽带宽与优异灵敏度，进一步增强其光学偏振检波系统的抗震动能力，将助推其在复杂环境下的稳定作业^[21-23]。

相比于以上的量子磁传感技术，Mz 模式光磁共振碱金属原子磁强计凭借精简的单光路构型与常规加热条件，为探头微缩与低功耗运行提供了重要基础^[19,24-26]。相对于同样是单光路的自由感应衰减（free induction decay, FID）脉冲模式，Mz 模式基于连续波光磁共振机制，避免了信号采集期间的数据空白。然而，将其部署于复杂外场时，一样面临着“灵敏度-体积-动态鲁棒性”相互制约的情形：探头极致压缩会导致参与共振的有效原子数锐减，且原子的壁碰撞弛豫加剧，二者共同恶化了磁强计的本底灵敏度；同时，常规的窄带闭环锁定往往将摆率局限在 $10^3 \sim 10^4$ nT/s 量级（如美国 QuSpin 公司生产的 Mz 磁强计摆率约为 10000 nT/s^[27]），遭遇空间磁场突变时易发生失锁，磁强计失去测量能力。

为突破上述瓶颈，本文研制了一套探头体积仅 7cm^3 的高鲁棒性小型化 Mz 模式铷原子磁强计。通过射频强度及反馈增益调优，磁强计灵敏度优化至 $10\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ，摆率提高到 25200 nT/s；进一步，通过引入二倍频解调幅值作为失锁判据，赋予了磁强计亚秒级的失锁自判与重锁恢复功能。后续章节将详细阐述磁强计的测量原理、小型化集成及性能优化过程，并展示其在长期地磁监测、地铁磁场遥感以及地下磁性目标定位等场景中的实测表现。

2 Mz 模式测磁原理

Mz 模式原子磁强计的核心机制在于监测碱金属原子系综在待测磁场与交变射频场共同作用下的光磁共振效应，从而连续、精确地反演磁场强度。在圆偏振泵浦光的极化作用下，碱金属原子系综产生宏观极化磁矩，其磁化矢量 $\vec{M}$ 在空间磁场中的动力学演化遵循布洛赫方程 [28,29]：

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{B}) - \begin{pmatrix} \Gamma_2 M_x \\ \Gamma_2 M_y \\ \Gamma_1 (M_z - M_0) \end{pmatrix}, \quad (1)$$

式中， γ 为原子旋磁比， $\vec{B}$ 为总空间磁场矢量， Γ_1 与 Γ_2 分别为纵向与横向自旋弛豫率， M_x, M_y, M_z 分别为磁化矢量 $\vec{M}$ 在空间直角坐标系中的三分量， M_0 为系统仅在泵浦光作用下达到的稳态纵向磁化强度。在典型 Mz 构型中，抽运光轴与待测外磁场 $B_0(t)$ 均沿 z 轴 [24,26]。地磁探测环境下，纵向外场变化的特征频率 ω_{sig} 通常远低于原子的弛豫率 Γ_1, Γ_2 ($\sim 10^3$ Hz)。在此条件下，系统内部通过弛豫达到平衡的速率远快于外场变化，磁化矢量的宏观演化能够绝热地跟随瞬时磁场。这一物理图像即为准静态近似，其核心条件为 $\omega_{\text{sig}} \ll \min(\Gamma_1, \Gamma_2)$ 。需要强调的是，准静态并不等同于绝对稳态（即并非要求 $d\vec{M}/dt = 0$ ）。由于系统绝热跟随，瞬态导数项 $d\vec{M}/dt$ 虽然不为零，但相较于极化弛豫项可以忽略不计，因此可在任意时刻直接利用稳态解的形式来描述其宏观共振行为。

若施加沿 x 轴的横向交变射频场 $B_{\text{rf}} \cos(\omega_{\text{rf}} t)$ （其中 B_{rf} 为射频磁场幅值， ω_{rf} 为射频角频率），当其频率等于原子拉莫尔进动频率时，横向射频场会诱导自旋翻转并破坏原子极化，致使其重新吸收光子，透射光强减弱，透射光的衰减幅度直接表征了光磁共振信号 S 的大小，其与纵向磁矩损耗 $(M_0 - M_z)$ 呈严格的线性关系。在旋波近似下，变换到以射频频率旋转的坐标系后，横向射频场等效为恒定场。基于准静态近似的绝热跟随，缓慢变化的待测外磁场 $B_0(t)$ 亦可视作短时恒定，从而可忽略微小的瞬态导数项，直接求解该旋转坐标系下的布洛赫方程稳态解，导出光磁共振信号 S 的频域解析式 [26]：

$$S \propto M_0 - M_z \propto M_0 \frac{R \cdot \Gamma_2^2}{\delta^2 + \Gamma_2^2(1 + R)}, \quad (2)$$

其中， $\delta = \omega_{\text{rf}} - \gamma B_0$ 为射频失谐量； $R = (\gamma B_{\text{rf}})^2 / (\Gamma_1 \Gamma_2)$ 为射频饱和参数。该解析式表明信号 S 呈现典型的偶对称洛伦兹线型。当射频频率达到共振中心（即失谐量 $\delta = 0$ ）时，吸收信号达到极值： $S_{\text{max}} \propto M_0 R / (1 + R)$ 。此外，洛伦兹线型的半高全宽 $\Delta\omega = 2\Gamma_2 \sqrt{1 + R}$ 也会受到射频饱和参数 R 的非线性调制。

为实现对动态磁场 $B_0(t)$ 的连续测量，系统必须将射频频率实时锁定于变化的拉莫尔频率。由于洛伦兹吸收谱具有偶对称，仅凭吸收幅值无法判断频率失谐的方向，也就无法调节射频频率去跟踪。因此，系

统引入频率调制技术，通过提取洛伦兹线型的一阶导数来指示偏离方向^[25,30]。在射频信号上叠加低频正弦调制后，实际作用于气室的射频频率变为： $\omega_{\text{rf}}(t) = \omega_c + \omega_m \sin(\Omega t)$ ，式中 ω_c 为射频中心频率， ω_m 为调制幅度， Ω 为低频调制频率。当 ω_m 远小于线宽时，透射光强信号进行泰勒展开：

$$S[\omega_{\text{rf}}(t)] \approx S(\omega_c) + \left. \frac{dS}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_c} \omega_m \sin(\Omega t) + O(\omega_m^2), \quad (3)$$

频率调制在透射光强中激发出了一个与 Ω 同频的交流分量，通过锁相放大进行相敏解调，可提取出与线型的一阶导数成正比的误差信号 $D(\omega_c) \propto \left. \frac{dS}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_c} \omega_m$ ，其呈奇对称色散线型，在共振中心 ($\delta = 0$) 处线性过零，其正负符号直接指示了射频的失谐方向。系统以此构建负反馈闭环追踪回路，实时调节射频源输出频率，迫使误差信号趋于零^[30]，从而将射频中心频率动态锁定在原子的拉莫尔频率 ($\omega_c \approx \gamma B_0$) 上。最终，系统仅需输出该锁定的射频中心频率，便可依据拉莫尔频率关系连续、精准地换算出外磁场强度。

需要指出的是，上述基于稳态线型导出的连续测磁机制，高度依赖于准静态近似的有效性。对布洛赫方程在共振点附近进行动态小信号求解可知，系统对动态外场的响应服从一阶低通动力学，尽管宏观判据取决于 $\min(\Gamma_1, \Gamma_2)$ ，但由于鉴频误差信号直接源自横向磁化矢量的演化，且受到射频功率导致的谱线展宽调制，其实际响应的特征时间常数由系统的有效弛豫率决定： $\Gamma_{\text{eff}} = \Gamma_2 \sqrt{1 + R}$ ，约 10^3 Hz。对于特征频率为 ω_{sig} 的外场扰动，系统响应的幅度衰减 $A(\omega_{\text{sig}})$ 与相位延迟 $\theta(\omega_{\text{sig}})$ 满足如下关系式：

$$A(\omega_{\text{sig}}) = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega_{\text{sig}}/\Gamma_{\text{eff}})^2}}, \quad \theta(\omega_{\text{sig}}) = -\arctan\left(\frac{\omega_{\text{sig}}}{\Gamma_{\text{eff}}}\right). \quad (4)$$

由此关系式可清晰界定外场变化频率大小对系统闭环锁定的影响：当外场变化较为缓慢， $\omega_{\text{sig}} \leq 100$ Hz ($\omega_{\text{sig}} \ll \Gamma_{\text{eff}}$) 时，引起的幅度衰减小于 1% 且相位延迟小于 5° ，准静态近似以极高精度成立；而当外场快速变化，特征频率逼近物理截止极限 ($\omega_{\text{sig}} \approx \Gamma_{\text{eff}} \sim 10^3$ Hz) 时，系统将产生 -45° 的相位延迟与 3 dB 的信号衰减，准静态近似严重退化。一旦 ω_{sig} 继续升高并跨过该极限，相位延迟将迅速逼近 -90° ，导致射频频率跟踪无法精确锁定磁场，基于稳态线型做出的失锁判据也将失效。

3 小型化集成与性能优化

为满足复杂外场下的轻便易携与高鲁棒性探测需求，本文小型化磁强计不仅在物理尺寸上实现了探头的极致微缩，更依托有序的参数调优与失锁重锁机制保障了磁强计的性能优越性与测量稳定性。

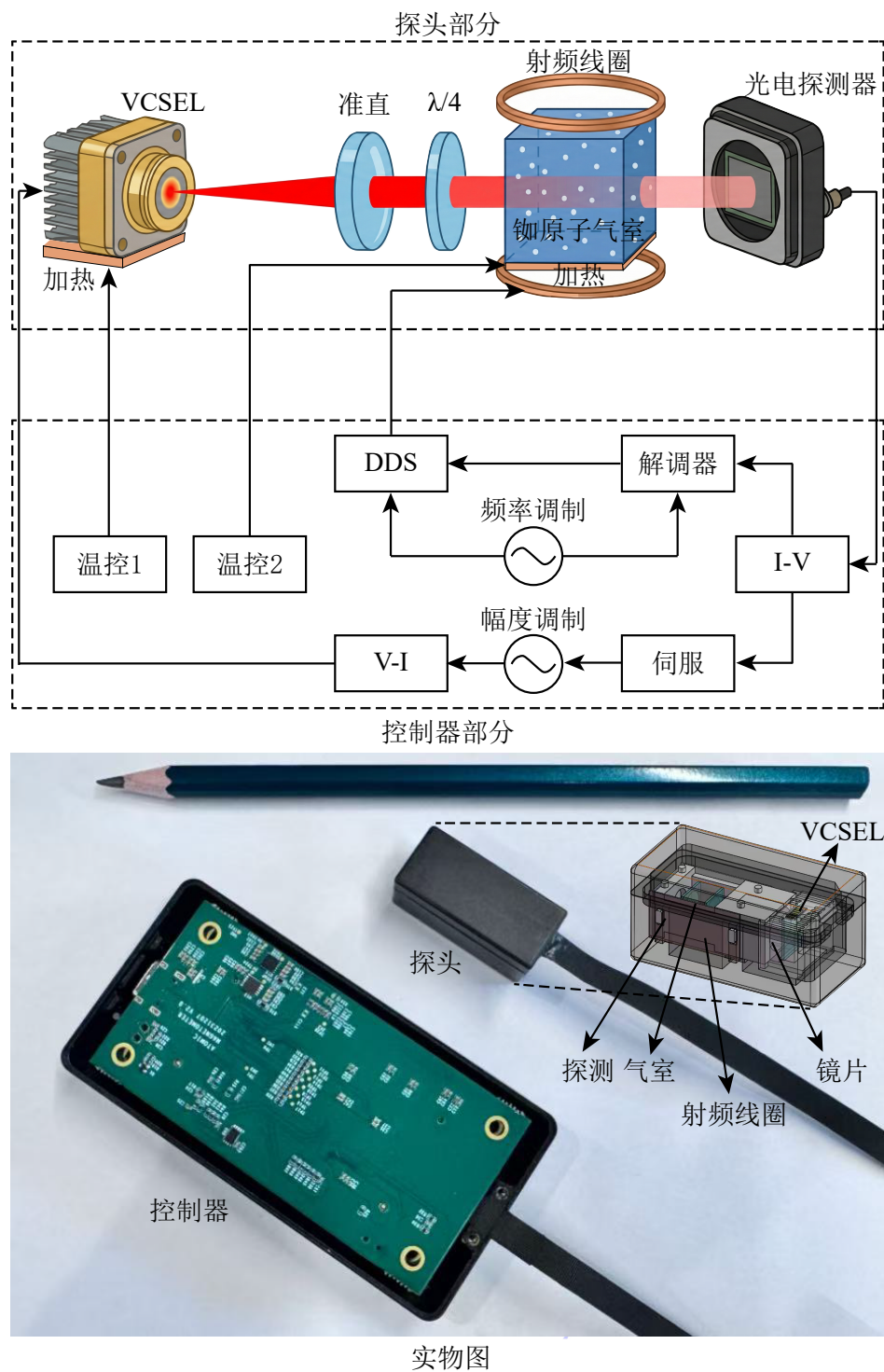


图 1 小型化磁强计系统结构示意及实物图

Fig. 1. Schematic diagram and photograph of the miniaturized magnetometer system.

3.1 小型化集成

磁强计探头的极致小型化依赖于核心器件的微缩与微纳加工技术。如图 1 的探头部分所示，光路起点是一颗贴附控温铜片、封装仅 $2.5 \times 2.5 \times 1.6 \text{ mm}^3$ 的垂直腔面发射激光器 (vertical-cavity surface-emitting

laser, VCSEL)。相比边发射激光器, VCSEL 发散角小, 易与微型透镜及 $\lambda/4$ 波片在极小空间内完成光束准直与圆偏振化; 且谐振腔短, 单纵模输出稳定, 调节注入电流即可快速扫频^[31]。随后, 激光入射至由高真空火焰封离工艺制备的微型铷原子气室, 其尺寸被压缩至逼近该工艺极限的 $4 \times 4 \times 4 \text{ mm}^3$ ^[32-34]。室内充有纯铷与 200 Torr 缓冲猝灭氮气, 外壁紧贴控温铜片与基于柔性薄膜工艺制成的射频线圈。透射光终由光路末端的无磁光电二极管接收并转为电信号。至此, 整个探头封装尺寸被控制在 $3 \times 1.5 \times 1.5 \text{ cm}^3$, 图 1 的实物图部分详细展示了小型化探头的尺寸大小对比及内部核心结构。

控制器负责探头各元件的协同驱动, 并同样实现了高密度的物理集成。如图 1 控制器部分所示, 其内部集成了精密温控、激光锁频与闭环追踪三项核心功能。两路独立的高精度温控回路分别对 VCSEL 与气室实施温度控制, 通过贴附于需加热器件的铜片的交流加热方案, 将其动态温度波动抑制在 $\pm 10 \text{ mK}$ 以内。探测端输出的光电流经增益达 35000 V/A 的跨阻放大器转换为电压后分作两路: 一路馈入伺服通道, 通过调制 VCSEL 电流扫描吸收谱 (图 2(a)), 并将激光频率锁定于铷原子 D1 线吸收谷底以高效极化原子系综。另一路送入解调通道, 提取误差信号 $D(\omega_c)$ 并反馈至数字频率合成器, 实时调节射频以驱动自旋系统完成磁场闭环追踪。硬件布局上, 两块面积仅 $8 \times 2.5 \text{ cm}^2$ 的电路板采用垂直堆叠架构, 实现了紧凑的空间布局; 配合低功耗元器件选型, 整机稳态功耗被严格控制在 5 W 。

3.2 射频强度与反馈增益优化

射频磁场强度 B_{rf} 对磁强计灵敏度与动态追踪性能的影响, 源于其通过饱和参数 $R = (\gamma B_{\text{rf}})^2 / (\Gamma_1 \Gamma_2)$ 对公式 (2) 洛伦兹线型的调制。系统的等效磁场分辨力受限于综合电压噪声与鉴频斜率 $K = dD(\omega_c)/dB_0$ 的比值, 因 K 严格正比于线型峰宽比 $S_{\text{max}}/\Delta\omega \propto R/(1+R)^{3/2}$, 故共振吸收的峰宽比直接决定了磁强计的本底灵敏度^[26]。图 2(b) 展示了透射光强随射频频率扫描呈现的洛伦兹吸收线型, 当射频强度 (即饱和参数 R) 改变, 扫频线型的峰高 S_{max} 与线宽 $\Delta\omega$ 将经历三个变化阶段: 一、在弱射频区 ($R \ll 1$), 公式分母中的 R 项可忽略, 吸收幅值 S_{max} 随着射频强度线性攀升, 线宽 $\Delta\omega \sim 2\Gamma_2$ 基本保持不变; 二、进入中等射频区 ($R \sim 1$), 信号深度的增长显著放缓, 同时线宽的功率展宽开始显现; 三、进入强射频区 ($R \gg 1$), 吸收幅值趋近饱和, 而线宽随着 $\sqrt{R}$ 持续展宽。锁定最佳射频饱和参数以获取具有最陡峭的鉴频斜率, 是压低系统等效磁场噪声、保障最优本底灵敏度的先决条件^[35]。对峰宽比表达式求导, $R = 2$ 时 (中等射频区) 系统可获最大峰宽比 $(S_{\text{max}}/\Delta\omega)_{\text{max}}$, 实验测得最大峰宽比为 39.7 V/MHz 。

闭环反馈增益控制着追踪回路的动态响应速度, 增大增益可加快射频中心频率对动态外磁场的随动速

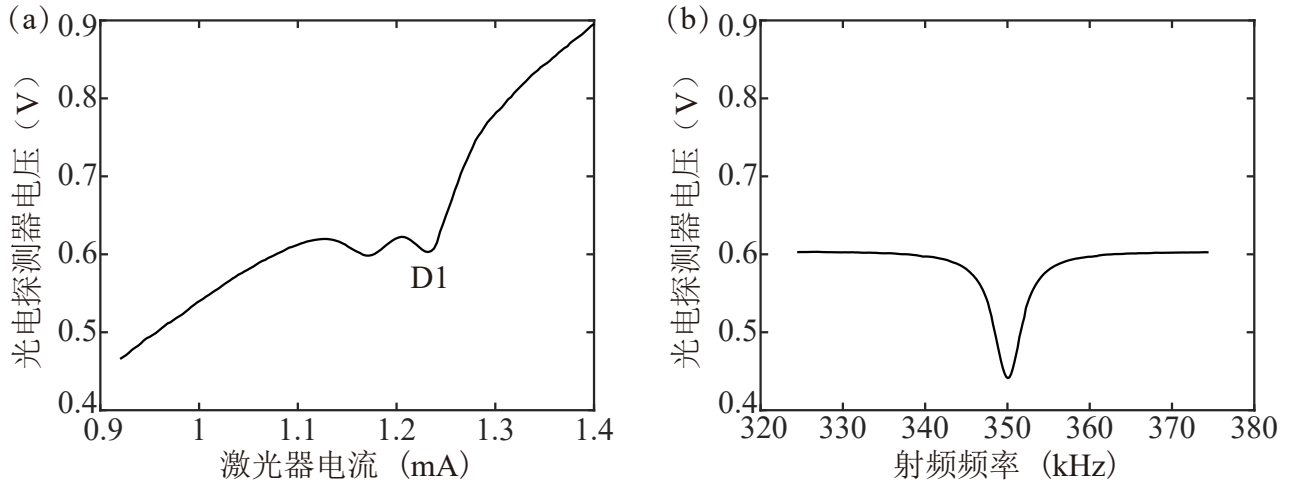


图 2 吸收谱与磁共振透射光强信号 (a) 扫描 VCSEL 注入电流; (b) 扫描射频场频率

Fig. 2. Absorption spectrum and magnetic resonance signals of transmitted light intensity. (a) Sweeping the VCSEL injection current; (b) Sweeping the radio-frequency field.

度，从而提升测磁的动态性能。精细整定闭环反馈增益是突破系统固有时延限制、兼顾极致摆率与最优灵敏度的核心环节^[36]。从外场变化到反馈调节射频追踪之间，不可避免地存在器件响应与算法运算延迟。其中，相敏解调滤波器的截止频率与阶数会产生约 3 ~ 5 ms 的时延^[25]。这些固有滞后对闭环反馈构成了严格制约：若增益过小，补偿动作跟不上外场突变，射频会脱离有效共振区导致失锁；反之若增益过大，单次调节跨度过宽会引发中心频率在真实的共振点附近来回跳变，从而为系统注入额外噪声并降低测量精度。为化解此矛盾，增益整定采取由小至大逐步递增的策略，一旦监测到本底噪声显现抬升迹象便立即固定当前数值。该递进调优策略最终实现了最优灵敏度与高摆率的优势搭配。

3.3 失锁判断与重锁恢复

在外场探测中，磁场变化速率超过摆率将直接导致磁强计失锁，此外还有两类干扰因素会降低磁强计摆率甚至破坏射频共振机制，进而引发失锁。第一类是探头姿态偏转，实测非共振时的透射光强基线会随探头光轴与外磁场夹角 θ 的变化而发生剧烈起伏。在共振点处，射频场导致原子去极化，系统对探测光的吸收达到最大，形成不变的固有最低透射光强；但在非共振状态下，极化强度 M_0 正比于光轴在磁场方向的投影 ($\propto \cos \theta$)，而探测光的吸收截面又依赖于 M_0 在光轴上的二次回投，使得非共振透射光强增量受到 $\cos^2 \theta$ 调制，故随 θ 的增大而降低。当 θ 趋近 90° 时，由于光轴在磁场方向投影归零，光束无法在磁场方向建立有效的宏观纵向极化，非共振光强降至共振点处最低值。第二种是空间磁场非均匀性带来的梯

度干扰,当探头进入梯度磁场区域时,透射光强共振谱线会发生显著的展宽与吸收深度变浅,其机制在于:非均匀的磁场分布使气室各处铷原子感受到的标量场强不一,不同位置原子的进动频率产生散布,加速了自旋的横向散相,表现为横向自旋弛豫率 Γ_2 的增大,而根据公式 (2), Γ_2 的增大将削弱共振峰深并展宽峰宽。综合而言,这两类干扰因素均削减了共振深度,减小了反馈误差信号,降低磁强计摆率并在极端情况下导致失锁。

寻找一种精准识别共振线型特征且不易受峰宽比波动影响的失锁判据成为磁强计走向外场稳定应用的难题。借鉴精密光谱学与量子频率标准领域(如商用原子钟与高精度激光波长计的稳频系统),利用谐波分量监测锁定状态是一种广泛应用且成熟的技术^[37,38],本文实现了基于“二倍频相干解调幅值”的磁强计失锁判断法。将射频调制下的透射光强信号 $S(\omega_{rf}(t))$ 展开至二阶项并利用三角函数降幂公式 $\sin^2(\Omega t) = [1 - \cos(2\Omega t)]/2$, 可得到:

$$S(\omega_{rf}(t)) \approx \left[S(\omega_c) + \frac{1}{4} S''(\omega_c) \omega_m^2 \right] + S'(\omega_c) \omega_m \sin(\Omega t) - \frac{1}{4} S''(\omega_c) \omega_m^2 \cos(2\Omega t) + O(\omega_m^3), \quad (5)$$

展开式表明,二倍频的相干解调幅值 $H_{2f} = \left| \frac{1}{4} S''(\omega_c) \omega_m^2 \right|$ 与共振谱线二阶导数 $S''(\omega_c)$ 存在正比关系。当探头光轴与均匀外磁场同向时,二倍频解调幅值 H_{2f} 可在共振中心处达到极大值 $H_{2f,max}$, 以该最大值的 10% 作为阈值,当 $H_{2f} < 10\% H_{2f,max}$, 则判定射频频率未锁定于共振点,即失锁。如图 3 所示,一旦判定生效,系统即暂停射频的调制追踪,重启全频段扫频以寻找新的共振中心,整段失锁重锁程序执行时间不超过一秒。

Mz 模式磁强计领域的代表性工作多致力于极限灵敏度的探索^[25,30,39-41],高度集成的仪器化研制^[42,43],以及外场化应用^[11,44-46],失锁问题往往并未作为主要矛盾加以探讨,行业内也未形成一套常规的失锁判断技术。一种以直流透射光强绝对值作为判据的方法曾被初步探讨^[47],如图 2(b) 所示,理想环境下的透射光强仅在共振中心处降至最低,这种通过设定固定直流光强阈值来判定失锁的方法,在静态应用中逻辑清晰且易于实现。然而,在探头面临姿态偏转与梯度场干扰时,非共振基线的剧烈起伏与共振最低值的升高会导致直流固定阈值判据失效,引发频繁误判。相比之下,本文利用二阶谐波分量监测锁定状态虽在精密光谱学等领域已是成熟技术,但将其确立为磁强计的失锁判据,则展现出了应对复杂外场干扰的独特优势:二倍频幅值 H_{2f} 精准提取了共振谱线独有的二阶导数极值特征,既能严格判别射频场失锁无共振的线型变化,也能有效量化姿态偏转与梯度场对共振深度的削弱,显著降低了复杂环境下的失锁误判风险。

图 3 完整呈现了本文为提高磁强计鲁棒性而设计的优化与控制流程。初始化阶段锁定最大峰宽比对应的射频强度,并据此整定闭环反馈增益,以在保障最优本底灵敏度的同时最大化追踪摆率。运行循环中,

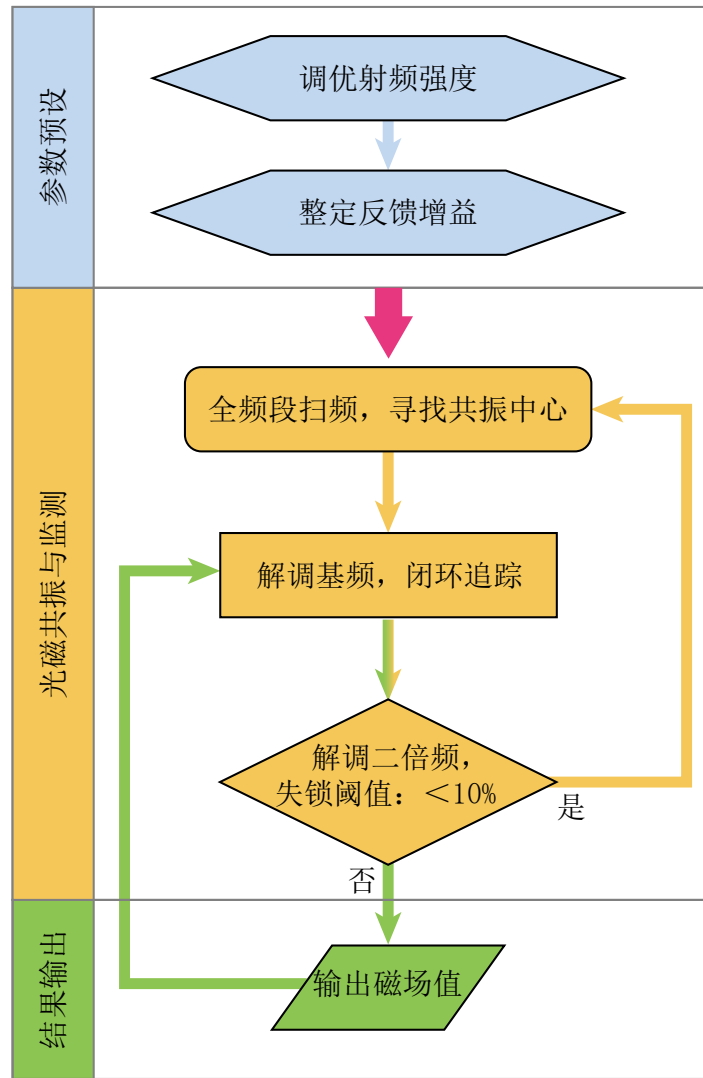


图 3 鲁棒性优化流程图

Fig. 3. Robust optimization flowchart.

系统双线执行闭环追踪与二倍频解调，实时监测解调幅值以研判锁定状态，若触发失锁阈值，则切入全频段重扫捕获新共振中心，实现复杂外场下的连续有效测量。

4 性能测试

为了全面评估磁强计的综合性能与鲁棒性，相关的测试验证工作分两阶段展开：首先依托磁屏蔽装置对系统的灵敏度、测量带宽和极限摆率进行精确标定；随后进入真实地磁环境，通过人为引入强磁扰动，检测系统的失锁重锁功能。

4.1 灵敏度与带宽测试

灵敏度是衡量磁强计微弱磁场探测能力的核心指标，对其进行严谨的标定是评估系统测磁性能的基础。标定工作在屏蔽系数优于 10^{-5} 的多层坡莫合金磁屏蔽桶内展开，桶内壁绕制的螺线管具有 762 nT/mA 的电流-磁场转换系数。测试时由 Keithley 6220 精密电流源输出 65.6 mA 直流电，以在中心均匀区域构建 $5 \times 10^4 \text{ nT}$ 的基准磁场。鉴于该电流源在此量程下的宽带噪底约 $20 \text{ nA}/\sqrt{\text{Hz}}$ ，若直接馈入线圈将额外引入高达 $15.2 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的磁噪声。为此，系统输入端专门串入了一组截止频率极低 (0.16 Hz) 的无源 RC 低通滤波器以阻断高频波动，使探测频带内的外源磁噪声压低两个数量级以上，从而显著降低了基准静磁场的背景噪声。探头在该背景场中以 1000 Hz 采样率连续采集 60 秒数据，经傅里叶分析得到如图 4(a) 所示的噪声功率谱密度曲线^[24,46]。在 $0.1 \sim 10 \text{ Hz}$ 的关键低频窗口，噪声谱密度总体维持在 $10 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。该优异的本底噪声水平表明，小型化磁强计具备高分辨率的微弱磁异常探测能力，适用于缓变或低频磁信号的精密测量。

有效测量带宽是评估磁强计追踪动态交变磁场能力的关键参数，直接刻画了系统在高频段的响应衰减特性。带宽的测定沿用前述屏蔽桶与励磁线圈装置，采用 Keysight 33210A 任意波发生器向螺线管依次注入频率渐增的正弦电流，为使磁强计全程工作于小信号线性区内，正弦信号的磁场幅值被严格控制在 148 nT 。实验同步记录的各频率输出幅度如图 4(b) 所示，黑点为实验数据，曲线为理论拟合。在 $1 \sim 10 \text{ Hz}$ 的低频范围，输出幅度与注入磁场值吻合良好；随着频率攀升，输出幅度开始显著衰减。拟合曲线表明，当频率升至 41.4 Hz 时，输出幅度跌至低频基准值的 -3 dB ，即达到常规定义的带宽截止频率^[48]。需要指出，该带宽并未达到同类设备中通过牺牲灵敏度而达到的 100 Hz 量级^[44,49,50]；但也超越了部分面向真实地磁探测的便携式磁强计 30 Hz 的带宽设定^[45]。且对于以地磁场为常规对象的外场探测，实际磁场变化的频率极低，通常 $< 1 \text{ Hz}$ ， 41.4 Hz 的带宽已提供超过一个量级的动态余量。

4.2 摆率与重锁算法测试

磁强计的摆率直接决定了其在高速移动平台及应对磁场瞬变时的表现。摆率标定环节沿用上述带宽测试配置，向桶内施加频率固定为 1.5 Hz 、幅值递增的三角波磁场。由于三角波激励具备恒定的时间导数，是标定系统线性追踪极限的理想波形^[51,52]。测试结果如图 5(a) 所示，当施加的三角波磁场峰峰值在 8400 nT 及以下时，磁强计可以无失真地追踪并复现磁场变化。据此临界点推算，本磁强计的极限摆率为 $dB/dt_{\max} = 8400 \times 1.5 \times 2 = 25200 \text{ nT/s}$ 。这意味着磁强计每秒可追踪相当于地磁场总强度约一半的磁场

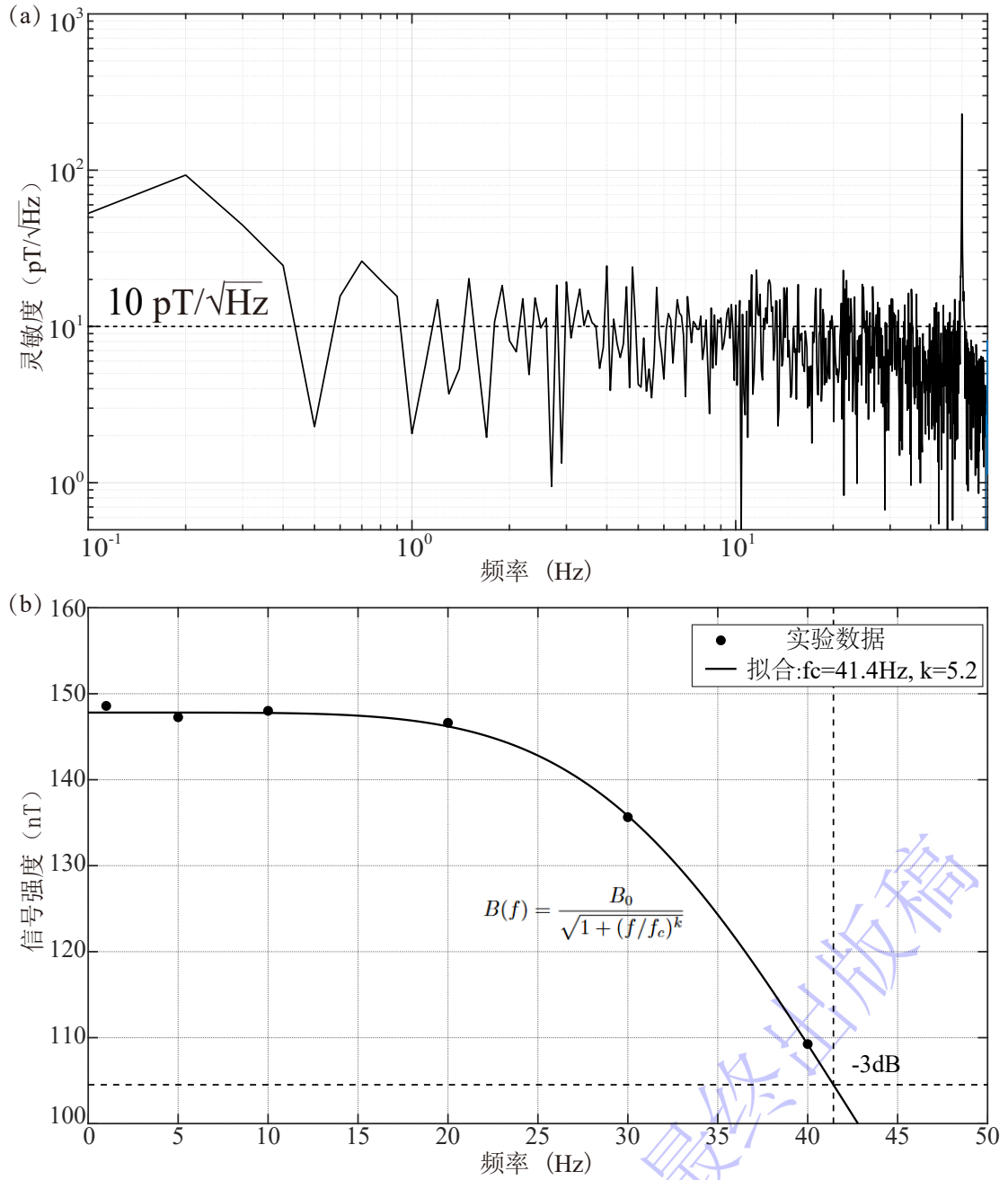


图 4 磁强计灵敏度与带宽测试 (a) 约 $10 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的本底噪声水平; (b) 固定幅值交流磁场下的输出幅度频率响应及 41.4 Hz 带宽拟合

Fig. 4. Sensitivity and bandwidth characterization of the magnetometer. (a) Noise floor level of approximately $10 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$; (b) Output amplitude frequency response under a constant AC magnetic field and the 41.4 Hz bandwidth fitting.

变化量。这一动态指标证实了该磁强计能够有效应对实际测量中的常见磁场扰动，同时从侧面印证了前文射频强度与反馈增益优化的成效^[53]。

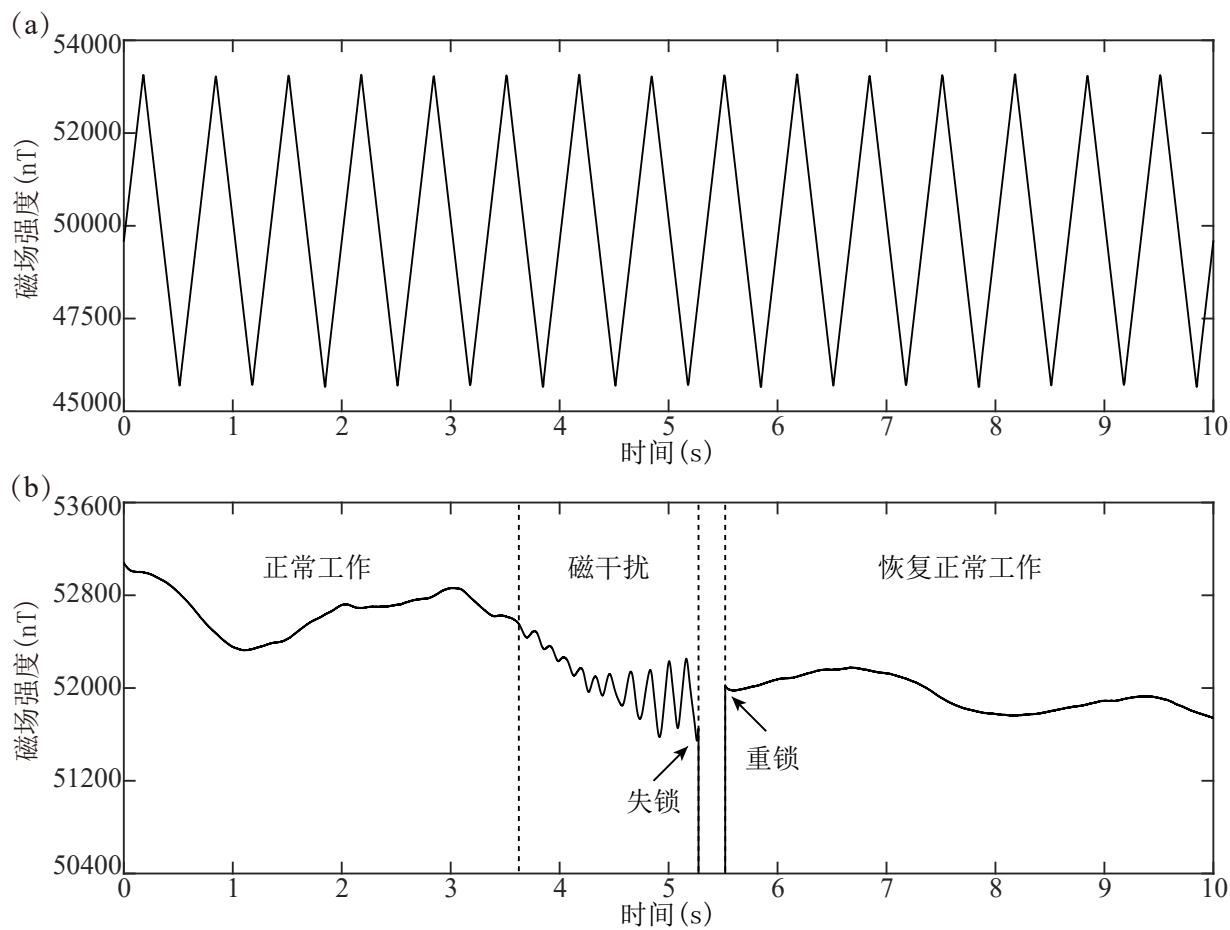


图 5 鲁棒性优化验证 (a) 无失真追踪 25200 nT/s 三角波磁场的摆率测试; (b) 强干扰导致失锁后的自动重锁与测量恢复过程

Fig. 5. Validation of robustness optimization. (a) Slew rate test for distortion-free tracking of a 25200 nT/s triangular-wave magnetic field; (b) Autonomous relocking and measurement recovery process after a lock-loss intentionally induced by a strong disturbance.

面对远超上述摆率极限的环境干扰,磁强计则依赖失锁判断与重锁恢复算法来规避长时间的失效和数据错误。实测验证直接切入地磁环境展开:通过手持永磁体上下晃动并逐渐靠近探头,人为制造出大梯度、快变化的强磁场干扰,迫使射频脱离有效共振区间而触发失锁,随后撤去永磁体。如图 5 (b) 所示,经历干扰后磁强计因失锁输出了短暂的无效数据 (5 至 6 秒之间),但失锁判断机制迅速察觉异常状态并随即触发全频段扫频。在干扰源撤离后的亚秒级时间内,系统成功捕获新共振中心,迅速恢复了平稳且精准的地磁场数据输出。这种基于实时监测二倍频相干解调幅值的自恢复机制,有效弥补了闭环追踪在强干扰下易失锁的固有缺陷,保障了极端作业环境下输出数值的有效性与连续性。

综合上述四项核心测试,所研制的小型化磁强计在紧凑物理尺寸与低功耗运行下展现出了卓越的综合

性能： $10\text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的高灵敏度与 41.4 Hz 的测量带宽，确立了其对微弱磁信号的精准感知边界；而高达 25200 nT/s 的极限摆率辅以敏捷的失锁重锁机制，则为磁强计在复杂动态磁场下的高鲁棒性作业提供了坚实保障。

5 外场测量与结果分析

为评估小型化磁强计面对复杂外部环境的实际工作能力，下文将围绕三项与特定潜在应用紧密结合的外场实测展开分析。

5.1 长期稳定性与地磁暴监测验证

长时间无人值守条件下的磁强计稳定性，在地磁观测站的连续测量中得到了实际检验。长期观测期间，磁强计完整记录了发生于 2025 年 6 月 1 日的一场 G4 级地磁暴事件。为进行交叉验证，引入了国际实时磁力观测网络（International Real-time Magnetic Observatory Network, INTERMAGNET）韩国青阳郡台站发布的同期数据^[54]展开对比，如图 6 所示。尽管两地因地理位置不同而存在本底磁场差异，但磁暴期间的扰动波形、尖峰相位以及整体演变趋势均高度吻合。该结果表明，磁强计在野外长期监测中能够连续、精准地追踪真实地磁变化，展现出优异的抗扰动能力。

磁场演变曲线清晰地勾勒出这场磁暴的典型发展过程。世界时 6:00 左右，磁强计记录到磁暴初相的急始特征，太阳风激波快速压缩磁层^[55]，使地磁场总强度在极短时间内脉冲式抬升了近 70 nT ，这对系统的摆率构成直接考验。紧接着，高能粒子大量注入并形成西向赤道环电流，进入主相阶段，磁场强度开始大幅震荡下滑^[56]。12:30 至 13:00 之间，曲线降至最低值，降幅超过 100 nT ，意味着太阳风能量对磁层的压缩与粒子注入达到顶峰。此后磁暴转入漫长的恢复相，地磁场呈锯齿状缓慢回升。然而到 19:00 左右，曲线又出现了一次陡峭的二次衰减，这通常源于恢复期内新一波突发能量冲击，例如磁亚暴的爆发^[57]。无论是主相期间的大幅震荡，还是 6:00 与 19:00 附近的急剧突变，都对磁强计摆率和长期稳定性提出严苛要求。在长时间尺度的运行周期中，磁强计始终稳定工作，未发生数据中断或失锁，具有优良的长期稳定性。

5.2 地铁站上方路面磁场强度变化与地铁进出站关系的测绘研究

为验证该磁强计在远距离捕捉大型隐藏目标磁异常的实际工作能力，特于地铁站上方地表开展了针对地下运行列车的动态磁特征遥感实验。

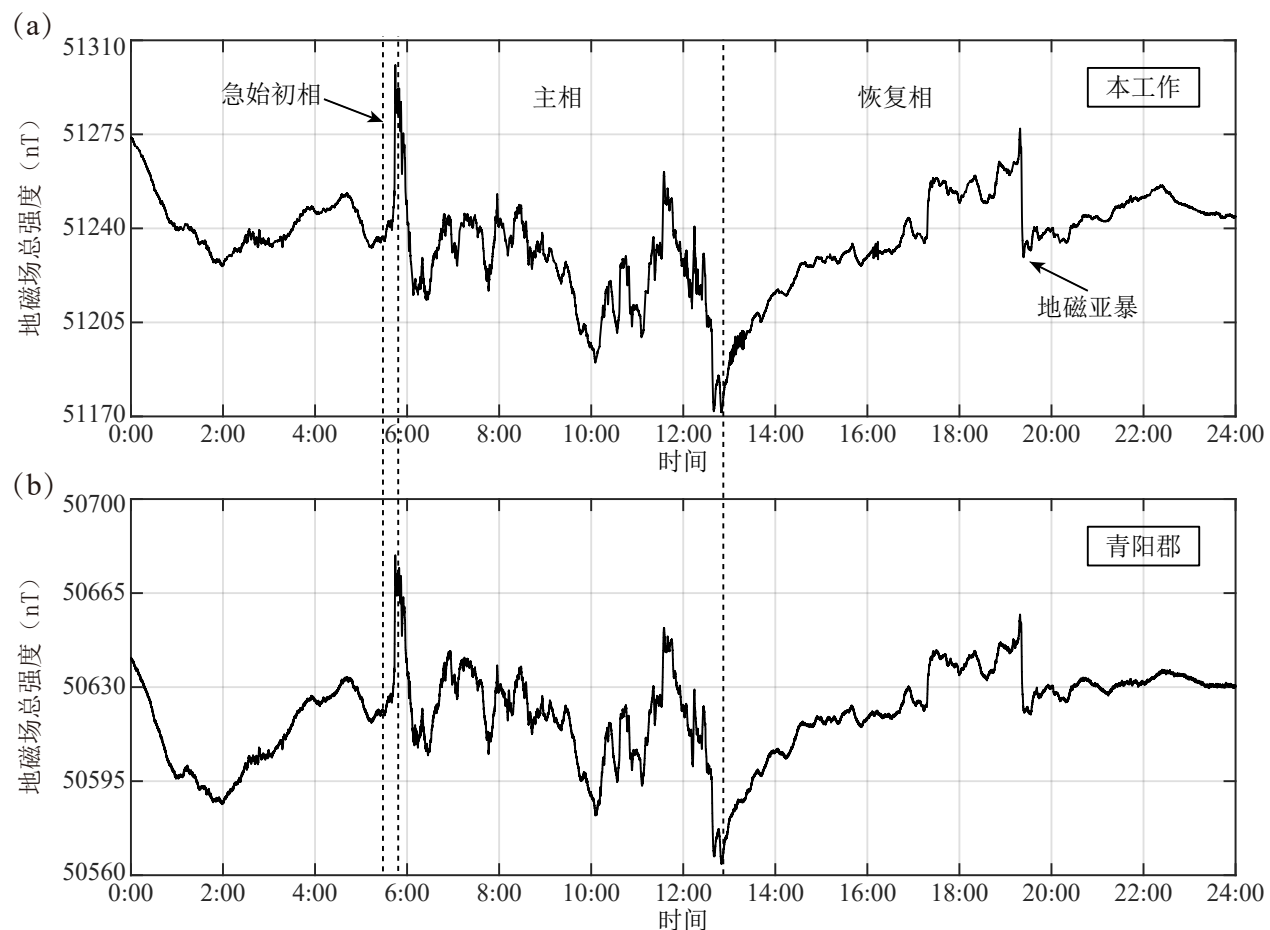


图 6 2025 年 6 月 1 日 G4 级地磁暴期间地磁场总强度监测 (a) 市郊台站磁强计记录; (b) INTERMAGNET 青阳郡台站记录

Fig. 6. Monitoring of total geomagnetic field intensity during a G4-class storm on June 1, 2025. (a) Record from our magnetometer at the suburban station; (b) Record from the INTERMAGNET Cheongyang station.

实测磁场变化曲线清晰刻画了列车从制动进站、短暂停稳到牵引出站三个动态阶段的磁特征演变^[58]。如图 7 所示，图中分别记录了两个班次地铁进出站时的磁场变化曲线，表现出高度的一致性。首先是制动进站阶段，磁场表现出显著的大幅突变与双峰结构。4 至 16 秒，受列车电制动引起的大电流变化影响，磁场出现大幅攀升，并伴随剧烈的振荡波动。随后的 16 至 28 秒，磁场出现了剧烈的“跌落-反弹-再跌落”波动特征，反映制动末期列车在进行机械制动与电制动切换、以及精准对齐站台门时，制动力精细调节所带来的大电流剧烈变化。最大的磁场变化率一度超过 2000 nT/s，这一极大的时间与空间磁场梯度突变，对磁强计的追踪线性度提出了严苛要求。其次是上下乘客与停稳阶段，此时磁场进入相对平缓的静默期，与列车停稳、大电流切断有很好对应。最后是牵引出站阶段，列车重新启动并加速离开，磁场呈现出基线跌

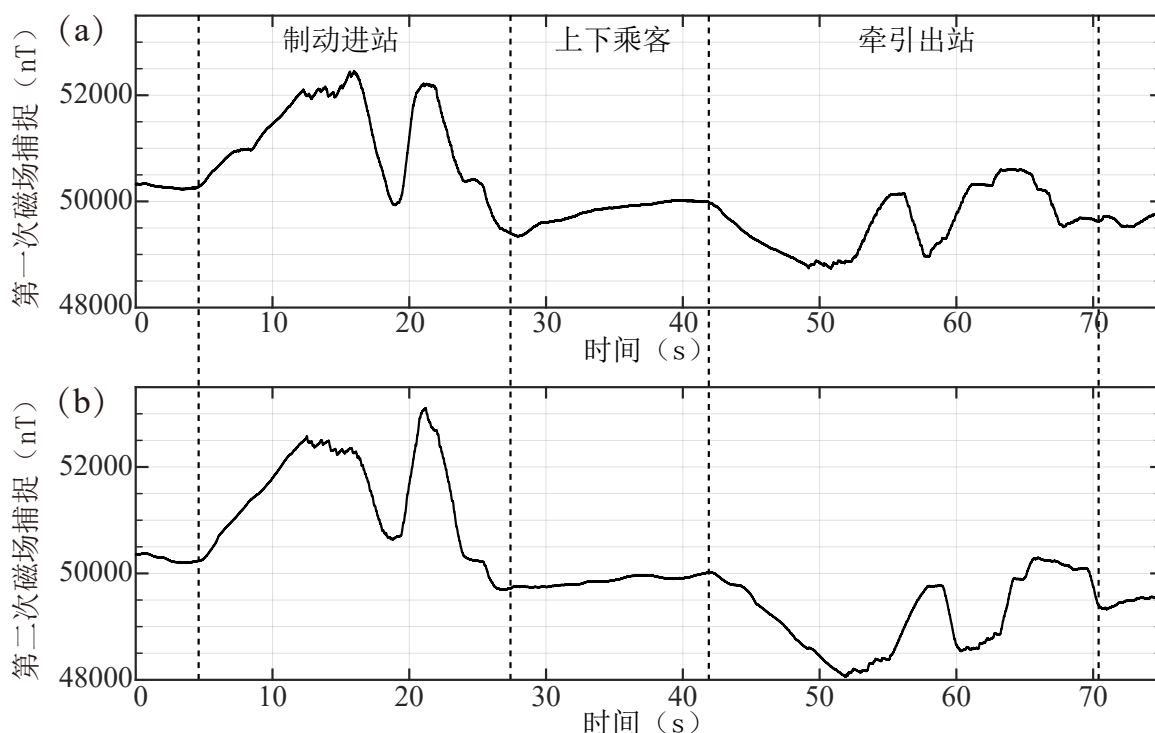


图 7 磁强计在地表对两班次地铁进出站过程磁场变化的遥感

Fig. 7. Surface remote sensing of magnetic field variations during the arrivals and departures of two subway trains.

落与剧烈振荡交织的特征，大功率牵引带来与第一阶段方向相反的大磁场变化，列车的换挡加速则与磁场呈现出多个形态尖锐、大动态范围的“脉冲-回落”特征相关。

本次地表遥测结果表明，在城市复杂的磁噪声干扰下，磁强计连续稳定地记录了地铁进出站时的动态磁信号，充分验证了磁强计对隐蔽运动目标磁异常特征的捕捉能力。

5.3 利用磁强计对预埋磁棒的空间定位研究

为检验小型化磁强计在移动作业中克服姿态偏转、机械晃动及空间梯度突变的抗干扰能力，以及其对局部磁异常的非侵入式识别与空间定位性能，设计了一项依托手持装置探测地下预埋磁源的二维定位实验。

实验选址于远离工业电磁干扰且地磁场均匀稳定的农田区域。为确保测试结果的客观性，实验引入了盲测机制：探测前预先在 $40\text{ m} \times 25\text{ m}$ 的矩形测区内隐蔽埋设一根圆柱形永磁体（埋深约 0.5 m ），具体坐标对探测执行方严格保密。测试过程中，小型化磁强计被集成于手持探测装置中，探头刚性固定于 1 m 长的非磁性碳素杆末端。系统作业时，探测装置沿蛇形轨迹匀速遍历整个测区，探头距地面保持在 $5 \sim 10\text{ cm}$

高度，全程同步记录总磁场强度 B_0 及对应的空间位置信息。

通过对蛇形扫描轨迹的磁场数据进行空间插值拟合后，得到如图 8 所示的二维磁强分布图。结果显示，背景区域的磁场强度基本稳定在 $50100 \pm 50 \text{ nT}$ 范围；在此背景中，坐标 (14, 13.5) 附近显现出一处显著的局部磁异常，其形态呈现出典型磁偶极子的南北双极特征。具体而言，西偏南方向出现强度约 50530 nT 的磁场高点，东偏北方向则伴生有一强度约 48750 nT 的磁场低点。这种高低伴生的双极特征清晰指示了目标磁棒的位置，经核查确认，拟合得到的异常中心与实际埋设坐标吻合良好。在整个动态移动探测周期内，磁强计有效克服了行进机械震动、探头姿态偏转以及异常区强空间梯度突变的复杂干扰，成功实现了对地下隐蔽磁异常的非侵入式识别与二维空间定位，充分展示了磁强计在资源勘查、考古探测、未爆物识别等实地工程场景中的广阔应用潜力。

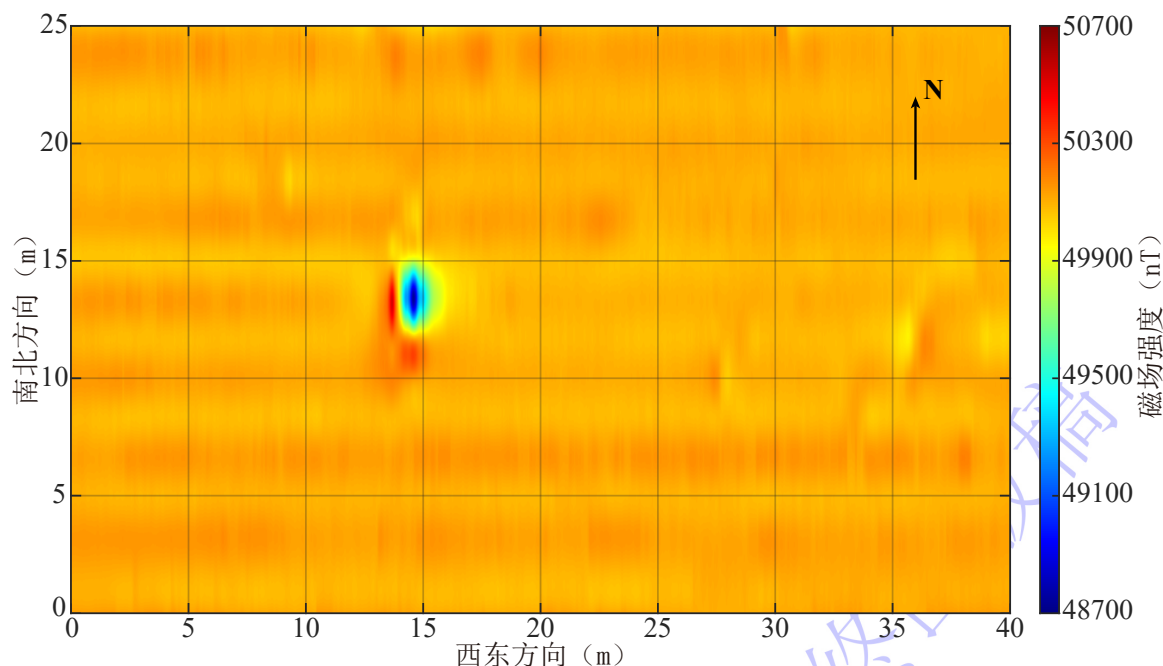


图 8 40 m × 25 m 方形区域内蛇形扫描的磁性目标二维定位拟合图

Fig. 8. 2D fitted contour map of magnetic target localization derived from a serpentine scanning path over a 40 m × 25 m rectangular area.

6 结论与展望

针对复杂外场环境下的高动态探测需求，本文研制了一套基于光磁共振原理的高鲁棒性小型化铷原子磁强计。该磁强计在小体积、高灵敏度与高鲁棒性间取得了良好平衡，探头体积 7 cm^3 ，整机功耗控制在

5 W。为提高磁强计性能，有序地完成了射频强度及反馈增益的优化，经实验标定，磁强计本底灵敏度达 $10 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ，有效测量带宽为 41.4 Hz ，极限追踪摆率高达 25200 nT/s 。此外，引入了基于二倍频相干解调幅值的失锁判定与自动重锁算法，磁强计在遭遇强磁扰动失锁后具备亚秒级的重锁恢复能力。在一系列外场实测中，磁强计展现出优异的抗干扰性能与实用效能：一是长期稳定监测地磁场变化，并完整记录了高强度地磁暴的演变过程；二是精准遥测了地铁列车等隐蔽运动目标物的动态磁异常特征；三是有力克服了手持行进中的姿态偏转、机械震动与空间强梯度干扰，成功完成了对地下隐蔽磁性目标的非侵入式辨识与二维空间定位。

面向未来的仪器迭代与技术演进，后续研究将主要围绕底层测磁机制拓展与外场规模化工程应用两个维度深入展开：一方面，计划将现有磁强计的连续波测磁机制向 FID 脉冲模式横向拓展。该机制演进预期可突破现有调制反馈追踪的响应限制，将系统的有效测量带宽大幅提升至百赫兹量级；同时，配合三轴正交线圈时序施加已知大小的偏置磁场，利用 FID 信号对正交投影磁场的精确提取能力，系统有望从目前的标量全场测量跨越至三维矢量磁场测量，进而获取更丰富的全空间磁场物理特征。另一方面，将依托已验证的高鲁棒性平台底座，稳步推进磁强计在多元实地场景中的工程化部署：其一，基于长期地磁监测中展现的免维护与低功耗特性，可尝试规模化构建低成本的分布式地磁观测网络，服务于大尺度地球物理探测需求；其二，基于对隐蔽运动目标磁特征的有效遥测能力，系统可探索应用于城市非接触式交通流量感知或地下大宗金属管网的异常诊断；其三，结合手持移动扫描中验证的高抗干扰定位能力，该仪器具备被进一步开发为便携式磁探装备的潜力，可应用于野外矿产资源勘查、未爆物搜寻等需要高空间分辨率定位的实地磁测任务中。

参考文献

- [1] Chupp T, Fierlinger P, Ramsey-Musolf M, Singh J 2019 *Rev. Mod. Phys.* **91** 015001
- [2] Jiang M, Su H, Garcon A, Peng X H, Budker D 2021 *Nat. Phys.* **17** 1402
- [3] Nabighian M N, Grauch V J S, Hansen R O, LaFehr T R, Li Y G, Peirce J W, Phillips J D, Ruder M E 2005 *Geophysics* **70** 33ND
- [4] Foley C P, Leslie K E, Binks R, Lewis C, Murray W, Sloggett G J, Lam S, Sankrithyan B, Savvides N, Katzaros A, Muller K H, Mitchell E E, Pollock J, Lee J, Dart D L, Barrow R R, Asten M, Maddever

- A, Panjkovic G, Downey M, Hoffman C, Turner R 1999 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9** 3786
- [5] Canciani A, Raquet J 2016 *Navigation* **63** 111
- [6] Acuña M H 2002 *Rev. Sci. Instrum.* **73** 3717
- [7] Connerney J E P, Benn M, Bjarno J B, Denver T, Espley J, Jorgensen J L, Jorgensen P S, Lawton P, Malinnikova A, Merayo J M, Murphy S, Odom J, Oliverson R, Schnurr R, Sheppard D, Smith E J 2017 *Space Sci. Rev.* **213** 39
- [8] Dougherty M K, Kellock S, Southwood D J, Balogh A, Smith E J, Tsurutani B T, Gerlach B, Glassmeier K H, Gleim F, Russell C T, Erdos G, Neubauer F M, Cowley S W H 2004 *Space Sci. Rev.* **114** 331
- [9] Sheinker A, Frumkis L, Ginzburg B, Salomonski N, Kaplan B Z 2009 *IEEE Trans. Magn.* **45** 160
- [10] Billings S D 2004 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **42** 1241
- [11] Miao P X, Shi Y C, Cai Z W, Yang X H, Xu Z H, Tu J H, Chen J, Yang W 2026 *Acta Phys. Sin.* **75** 060804 (in Chinese) [缪培贤, 史彦超, 蔡志伟, 杨旭红, 徐子焱, 涂建辉, 陈江, 杨炜 2026 物理学报 **75** 060804]
- [12] Li Q, Ji Y L, Liu R, Suter D, Jiang M, Peng X H 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 117401 (in Chinese) [李庆, 季云兰, 刘然, Dieter Suter, 江敏, 彭新华 2025 物理学报 **74** 117401]
- [13] Fagaly R L 2006 *Rev. Sci. Instrum.* **77** 101101
- [14] Kominis I K, Kornack T W, Allred J C, Romalis M V 2003 *Nature* **422** 596
- [15] Dang H B, Maloof A C, Romalis M V 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 151110
- [16] Taylor J M, Cappellaro P, Childress L, Jiang L, Budker D, Hemmer P R, Yacoby A, Walsworth R, Lukin M D 2008 *Nat. Phys.* **4** 810
- [17] Barry J F, Schloss J M, Bauch E, Turner M J, Hart C A, Pham L M, Walsworth R L 2020 *Rev. Mod. Phys.* **92** 015004

- [18] Rondin L, Tetienne J P, Hingant T, Roch J F, Maletinsky P, Jacques V 2014 *Rep. Prog. Phys.* **77** 056503
- [19] Schwindt P D D, Knappe S, Shah V, Hollberg L, Kitching J, Liew L A, Moreland J 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 6409
- [20] Shah V, Knappe S, Schwindt P D D, Kitching J 2007 *Nat. Photonics* **1** 649
- [21] Budker D, Gawlik W, Kimball D F, Rochester S M, Yashchuk V V, Weis A 2002 *Rev. Mod. Phys.* **74** 1153
- [22] Pustelny S, Gawlik W, Rochester S M, Kimball D F J, Yashchuk V V, Budker D 2006 *Phys. Rev. A* **74** 063420
- [23] Wang Z G, Luo H, Fan Z F, Xie Y P 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 210702 (in Chinese) [汪之国, 罗晖, 樊振方, 谢元平 2016 物理学报 **65** 210702]
- [24] Budker D, Romalis M 2007 *Nat. Phys.* **3** 227
- [25] Schultze V, Schillig B, IJsselsteijn R, Scholtes T, Woetzel S, Stolz R 2017 *Sensors* **17** 561
- [26] Bloom A L 1962 *Appl. Opt.* **1** 61
- [27] Stolz R, Schiffler M, Becken M, Thiede A, Schneider M, Chubak G, Marsden P, Bergshjorth A B, Schaefer M, Terblanche O 2022 *Miner. Econ.* **35** 467
- [28] Bell W E, Bloom A L 1957 *Phys. Rev.* **107** 1559
- [29] Happer W 1972 *Rev. Mod. Phys.* **44** 169
- [30] Groeger S, Bison G, Schenker J L, Wynands R, Weis A 2006 *Eur. Phys. J. D* **38** 239
- [31] Kitching J 2018 *Appl. Phys. Rev.* **5** 031302
- [32] Maurya D, Artusio-Glimpse A, Meraki A, Lopez D, Aksyuk V 2025 ArXiv:2509.07823 [physics.optics]
- [33] Pétremand Y, Affolderbach C, Straessle R, Pellaton M, Briand D, Mileti G, de Rooij N F 2012 *J. Micromech. Microeng.* **22** 025013

- [34] Wu Z N, Zhao Z Q, Wen Z P, Qin T, Ou Z H, Zhou X J, Liu Y, Yue H M 2020 *Laser Optoelectron. Prog.* **57** 230002 (in Chinese) [吴梓楠, 赵正钦, 温钟平, 覃添, 欧中华, 周晓军, 刘永, 岳慧敏 2020 激光与光电子学进展 **57** 230002]
- [35] Yang A L, Yang G Q, Cai X M, Xu Y F, Lin Q 2013 *Chin. Phys. B* **22** 120702
- [36] Huang H C, Dong H F, Hao H J, Hu X Y 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 098503
- [37] Bjorklund G C 1980 *Opt. Lett.* **5** 15
- [38] Reid J, Labrie D 1981 *Appl. Phys. B* **26** 203
- [39] Castagna N, Bison G, Di Domenico G, Hofer A, Knowles P, Macchione C, Saudan H, Weis A 2009 *Appl. Phys. B* **96** 763
- [40] Zhang L L, Bai L L, Yang Y L, Yang Y B, Wang Y H, Wen X, He J, Wang J M 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 230702 (in Chinese) [张露露, 白乐乐, 杨煜林, 杨永彪, 王彦华, 温馨, 何军, 王军民 2021 物理学报 **70** 230702]
- [41] Miao P X, Yang S Y, Wang J X, Lian J Q, Tu J H, Yang W, Cui J Z 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 160702 (in Chinese) [缪培贤, 杨世宇, 王剑祥, 廉吉庆, 涂建辉, 杨炜, 崔敬忠 2017 物理学报 **66** 47]
- [42] Gan Q, Shang J T, Ji Y, Wu L 2017 *Rev. Sci. Instrum.* **88** 115009
- [43] Oelsner G, IJsselsteijn R, Scholtes T, Krüger A, Schultze V, Seyffert G, Werner G, Jäger M, Chwala A, Stolz R 2022 *Phys. Rev. Appl.* **17** 024034
- [44] Korth H, Kitching J E, Bonnell J W, Bryce B A, Clark G B, Edens W K, Gardner C B, Rachelson W, Slagle A 2023 *Rev. Sci. Instrum.* **94** 035002
- [45] Lee H, Lee H, Choi M, Hwang Y, Lee D Y 2026 *J. Appl. Phys.* **139** 234501
- [46] Chen D Y, Miao P X, Shi Y C, Cui J Z, Liu Z D, Chen J, Wang K 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 024202 (in Chinese) [陈大勇, 缪培贤, 史彦超, 崔敬忠, 刘志栋, 陈江, 王宽 2022 物理学报 **71** 91]
- [47] Zheng S Q, Li Y X, Liu X M, Li J, Ren L 2024 *Chinese Patent* CN117518044A (in Chinese) [郑世强, 李雨轩, 刘希明, 李进, 任莲 2024 中国专利 CN117518044A]

- [48] Fourcault W, Romain R, Le Gal G, Bertrand F, Josselin V, Le Prado M, Labyt E, Palacios-Laloy A 2021 *Opt. Express* **29** 14467
- [49] Schwindt P D D, Lindseth B, Knappe S, Shah V, Kitching J, Liew L A 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 081102
- [50] Su Z Y, Li Y, Yang Y B, Wang Y H, He J, Wang J M 2026 *J. Opt. Soc. Am. B* **43** 1741
- [51] Martinez A, Flokstra J, Rillo C, Angurel L A, Garcia L M, ter Brake H J M 1990 *Cryogenics* **30** 324
- [52] Zhang L H 1992 *J. Data Acquis. Process.* **7** 108 (in Chinese) [张利华 1992 数据采集与处理 **7** 108]
- [53] Yin K F, Lu J X, Lu F, Li B, Zhou B Q, Ye M 2022 *Chin. Phys. B* **31** 110703
- [54] INTERMAGNET <https://intermagnet.org/> [2026-01-31]
- [55] Araki T 1994 *Geophys. Monogr. Ser.* **81** 183
- [56] Gonzalez W D, Joselyn J A, Kamide Y, Kroehl H W, Rostoker G, Tsurutani B T, Vasyliunas V M 1994 *J. Geophys. Res.: Space Phys.* **99** 5771
- [57] Akasofu S I 1964 *Planet. Space Sci.* **12** 273
- [58] Lowes F J 2009 *Earth Planets Space* **61** i

录用稿件，非最终出版稿

Development of a Highly Robust Miniaturized Quantum Magnetometer and Its Applications in Geomagnetic Environments*

WANG Xin¹⁾²⁾³⁾ JIANG Min^{1)4)†} PENG Xinhua^{1)3)4)†}

1) (*School of Physical Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

2) (*Laboratory of Science and Technology on Marine Navigation and Control, China State Shipbuilding Corporation, Tianjin 300131, China*)

3) (*Hefei National Laboratory, Hefei 230088, China*)

4) (*Hefei National Research Center for Physical Sciences at the Microscale, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

Abstract

Weak-field magnetometry is an essential branch of quantum sensing, playing a critical role in areas such as mineral exploration, geomagnetic monitoring, navigation and positioning, and anti-submarine warfare. However, state-of-the-art magnetometers are frequently constrained by trade-offs among sensor

* Project supported by the National Science and Technology Major Project of the Ministry of Science and Technology of China for Quantum Science and Technology (Grant No. 2021ZD0303205), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. T2388102, 11927811, 92476204, 12150014, 12205296, 12274395, and 12261160569), the Youth Innovation Promotion Association of Chinese Academy of Sciences (Grant No. 2023474), and the China Ship Navigation Support Technology Laboratory Open Funding (Grant No. 2024010101).

† Corresponding author. E-mail: xhpeng@ustc.edu.cn, dxjm@ustc.edu.cn

The First Author. E-mail: bradwang@mail.ustc.edu.cn

size, sensitivity, and dynamic robustness, severely limiting their application on high-speed mobile platforms and in magnetically disturbed environments. To address these limitations, this work presents a highly robust, miniaturized ^{87}Rb atomic magnetometer based on optical-magnetic resonance. A key feature of our magnetometer is the integration of a vertical-cavity surface-emitting laser, micro-optical assemblies, a sub-centimeter atomic vapor cell, micro-heating modules, flexible thin-film radio-frequency coils, and a non-magnetic photodiode. This highly integrated architecture reduces the probe volume to only 7 cm^3 with a total power consumption below 5 W . The radio-frequency amplitude is optimized to maximize the peak-to-width ratio of the Lorentzian resonance absorption profile, yielding the steepest frequency discrimination slope. The feedback gain is maximized within the constraints of intrinsic hardware delays without introducing additional baseline noise. As a result, the magnetometer achieves a baseline sensitivity of $10\text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ and a maximum tracking slew rate of 25200 nT/s . A lock-loss detection scheme based on the amplitude of the second-harmonic phase-sensitive demodulation signal of the transmitted light is introduced. By monitoring the second derivative of the absorption profile in real time to quantify resonance degradation, the system identifies lock loss and automatically performs a full-band frequency sweep to relock the magnetic field on a sub-second time scale. Field tests demonstrate the robustness and practical utility of the magnetometer. In long-term continuous outdoor geomagnetic monitoring, it records the complete evolution of a severe geomagnetic storm without data interruption. In a surface-based remote sensing experiment above a subway station, it accurately maps the complex dynamic magnetic signatures of underground trains despite transient disturbances exceeding 2000 nT/s . In a handheld non-invasive localization experiment, it identifies the dipole signature of a concealed underground magnetic target while withstanding mechanical vibrations and attitude disturbances. The approach presented in this work offers a viable pathway to bridge the gap between high-performance quantum sensing and field applications, thereby promoting the deployment of miniaturized quantum magnetometers in real-world scenarios.

Keywords: Weak-field magnetometry; Quantum sensing; Atomic magnetometer; Miniaturization; High robustness