

悬浮铁磁体磁强计研究进展 *

肖元晖¹⁾ 刘艳²⁾ 石猛^{1)†}

1) (中国科学院空间应用工程与技术中心, 电磁技术研究室 100094)

2) (中国科学院空间应用工程与技术中心, 应用发展中心 100094)

悬浮铁磁体磁强计是一种新型高磁场分辨率磁场测量装置, 其利用悬浮铁磁体内部的宏观自旋相干性与强自旋-晶格耦合特性, 结合磁悬浮平台的高环境隔离度, 理论上可突破传统磁传感器的能量分辨率极限 (Energy Resolution Limit, ERL) 和相同自旋数气态原子自旋磁强计的标准量子极限 (Standard Quantum Limit, SQL). 本文阐述了悬浮铁磁体磁强计的基本原理, 分析了进动模式和摆动模式两种主要测量方案的动力学机制及其磁场分辨率极限的标度规律, 系统梳理了超导磁悬浮和室温抗磁悬浮两类实验平台的发展现状. 当前实验已实现 fT 级的磁场分辨率及超越 $\hbar$ 约两个数量级的能量分辨率, 展示了该技术的巨大潜力.

关键词: 悬浮铁磁体, 磁强计, 能量分辨率极限, 机械耗散, 精密测量

PACS: 07.55.Ge, 07.55.Db, 07.10.Pz, 03.67.-a

1 引言

高磁场分辨率磁强计是测量微弱磁场的关键工具, 在基础物理^[1-3]、生物医学^[4]、遥感探测^[5]及国防安全等领域具有不可替代的作用. 然而在实验层面大多数磁传感器 (如超导量子干涉仪 (superconducting quantum interference device, SQUID) 传感器^[6-9]、气态原子自旋传感器^[10-12]、固态原子自旋传感器^[13-15]) 的磁场分辨率受制于能量分辨率 (Energy Resolution, E_R). 能量分辨率 E_R 定义为 $E_R = \frac{S_B V}{2\mu_0}$, 其中 S_B 是磁场噪声功率谱密度, V 是传感器体积, μ_0 是真空磁导率, 其最小的极限值为普朗克常数^[16]. 同时传感

† 通信作者. E-mail: shimeng@csu.ac.cn

第一作者. E-mail: xiaoyuanhui24@csu.ac.cn

* 国家自然科学基金 (批准号: U2341211, 62501568) 资助的课题.

器磁场分辨率 $\sqrt{S_B}$ 与能量分辨率的关系为: $\sqrt{S_B} = \sqrt{2\mu_0 E_R/V}$. 可以看到在给定体积时, 传感器磁场分辨率最小值由能量分辨率最小值决定. 受能量分辨率的制约, 磁传感器在各应用领域深入探索也受到限制.

能量分辨率极限并不是一个普适的、无法避免的自然法则, 而是特定传感器技术中的耗散机制所导致的性能极限^[16]. SQUID、气态原子自旋传感器、固态原子自旋传感器均基于各自的技术模型推导出了趋近于 $\hbar$ 的能量分辨率极限. 这些技术特定的性能极限的共同点在于, 传感器与磁场的耦合引入了与之关联的耗散 (如分流电阻热噪声、自旋破坏碰撞、偶极-偶极耦合). 那么原则上可以通过改变传感架构, 在保持对磁信号灵敏响应的同时, 规避那些将场响应与耗散绑定在一起的机制, 从而突破能量分辨率极限^[16,17]. 悬浮铁磁体磁强计正是此类极具潜力的方案之一^[18,19]. 该磁强计优势有两点, 一是铁磁体内部宏观自旋相干性以及强自旋-晶格耦合特性使得磁体内部热涨落和耗散非常小^[20,21], 二是磁悬浮平台提供了极高的环境隔离度抑制能量向外部耗散^[22,23]. 最近的研究^[24] 表明悬浮铁磁体磁强计可以获得超越 $\hbar$ 两个数量级的能量分辨率, 这证实了悬浮铁磁体磁强计在磁场精密测量领域具有极大潜力.

针对当前悬浮铁磁体磁强计研究零散、缺乏系统综述的现状, 本文梳理了其研究进展, 解析了磁场测量原理与动力学机制, 分析了不同技术路线发展现状与各自的技术瓶颈, 最后讨论了该领域未来可能的发展方向.

2 悬浮铁磁体磁强计原理

悬浮铁磁体磁强计是一种将待测磁感应强度转化为悬浮铁磁体的机械偏转, 再通过高精度转动检测实现磁场测量的仪器. 悬浮铁磁体磁强计由悬浮铁磁体和运动检测系统两部分构成. 铁磁体作为磁场的敏感单元, 其磁矩 $\boldsymbol{\mu}$ 在磁场 $\mathbf{B}$ 中受到扭矩 $\boldsymbol{\tau} = \mathbf{B} \times \boldsymbol{\mu}$ 的作用, 将磁感应强度转化为机械偏转. 运动检测系统通过测量铁磁体的偏转, 反演磁感应强度. 磁体可以悬浮在磁悬浮势阱中, 也可以自由悬浮在微重力环境中, 前者为地面实验的主要构型, 后者则为进动式测量提供了理想条件.

磁体的运动由其六个自由度描述, 包括三个平动自由度和三个转动自由度. 平动运动受重力和磁场梯度力控制, 满足如下方程:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = m\mathbf{g} + \nabla(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}), \quad (1)$$

其中 m 为磁体质量, $\mathbf{g}$ 为重力加速度. 转动运动则遵循角动量定理, 其方程为:

$$\frac{d}{dt}\mathbf{L} = \frac{d}{dt}(\mathbf{I}\boldsymbol{\omega} + \mathbf{S}) = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}. \quad (2)$$

此处 $\mathbf{L}$ 为总角动量, $\mathbf{I}$ 为惯量张量, $\boldsymbol{\omega}$ 为机械转动角速度, $\mathbf{S} = -\boldsymbol{\mu}/\gamma$ 为自旋角动量 (γ 为旋磁比). 方程 (1)

和 (2) 构成了描述悬浮铁磁体动力学的完整方程组, 其初始条件由磁体的材料参数和初始状态决定, 边界条件则由重力、磁悬浮势阱和待测磁场共同提供. 不同的边界条件对应不同的稳态运动模式, 进而衍生出不同的测量方案.

根据磁体所处的磁场环境与悬浮条件, 现有研究提出了两种测量模式: 进动式测量与摆动式测量. 进动式测量适用于弱匀强磁场环境, 最早由 Kimball 等人^[20] 提出. 考虑一个微重力环境中自由悬浮的磁针 ($mg = 0, \nabla(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}) = 0$), 磁针的易磁化方向与磁针指向相同, 参考图1. 初始时刻磁针指向 x 轴正向, 在沿 z 轴正向的匀强磁场 B 的作用下, 磁针会绕 z 轴以拉莫尔频率 $\omega_L = \gamma B$ 持续稳定地进动. 若匀强磁场强度 B 未知, 那么测量磁针的进动频率 ω_L 或者一段时间的进动角 $\omega_L \Delta t$, 可以获得 B . 这种测量方式要求磁针进动产生的机械角动量远小于自旋角动量 $\omega_L I \ll S$ (这里的 I 是绕进动轴的转动惯量), 则磁感应强度应当满足 $B \ll B^* = \omega_I / \gamma = S / (I\gamma)$, 其中 B^* 代表磁体进入进动主导区域的阈值磁感应强度, $\omega_I = S / I$ 是爱因斯坦-德哈斯频率. 以长 $10 \mu\text{m}$, 半径 $1 \mu\text{m}$ 的单畴钴磁针为例, $B^* \approx 1 \text{ nT}$.

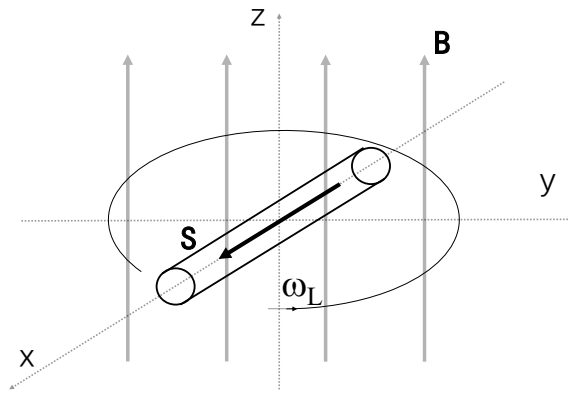


图 1 在弱匀强磁场中进动的铁磁针^[20]

Fig. 1. A ferromagnetic needle precessing in a weak uniform magnetic field.^[20]

后来 Fadeev 等人^[25] 将进动式磁场测量方案拓展到阈值磁感应强度 B^* 以上. 方程 (2) 决定了磁针的运动同时包含进动和章动两个模式, 图2展示了磁针在不同强度磁场中的运动模式. 在强磁场中, 频谱上进动和章动模式合并为一个峰, 峰值频率为 $\omega = \sqrt{\omega_L \omega_I}$. 当磁感应强度降到阈值 $B^* = \omega_I / \gamma$ 以下, 如图3, 进动和章动模式在频谱上开始分裂. 随着磁场继续变弱, 进动频率趋近于拉莫尔频率 ω_L , 章动频率趋近于爱因斯坦-德哈斯频率 ω_I . 所以在强匀强磁场中, 可以利用章动频率测量磁场; 而弱匀强磁场中, 利用进动频率测量磁场.

摆动式测量是目前实验中最常用的方案, 由 Vinante 等人^[18] 提出, 适用于磁悬浮势阱中的磁体. 参考图4约定的坐标系, 磁体受磁悬浮势阱里面的偏置磁场 $\mathbf{B}$ 约束, 磁矩被束缚在 x 方向, 受到恢复扭矩

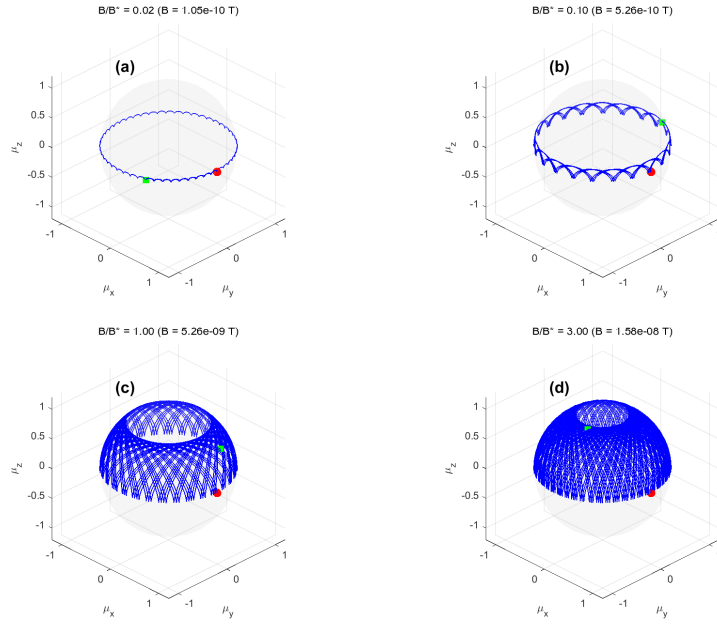


图 2 磁针在不同强度磁场中的章动轨迹^[25]. (a) $B/B^* = 0.02$; (b) $B/B^* = 0.10$; (c) $B/B^* = 1.00$; (d) $B/B^* = 3.00$.

Fig. 2. Nutation trajectories of a magnetic needle in magnetic fields of different strengths^[25]. (a) $B/B^* = 0.02$; (b) $B/B^* = 0.10$; (c) $B/B^* = 1.00$; (d) $B/B^* = 3.00$.

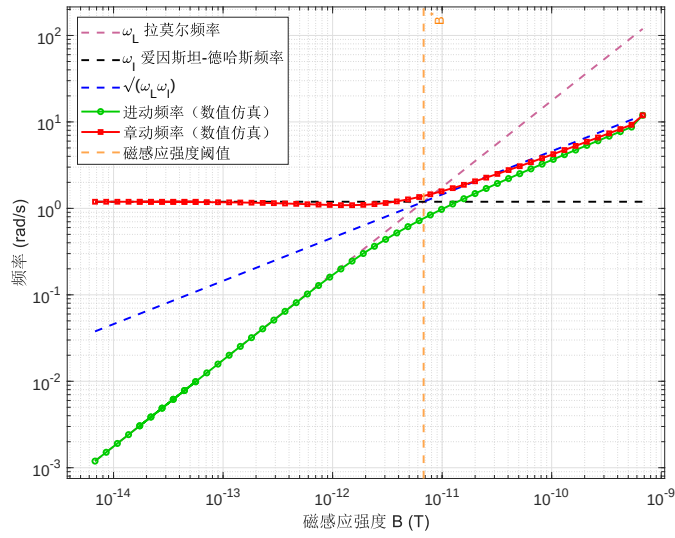


图 3 铁磁针进动与章动频率演化^[25]

Fig. 3. Frequency evolution of precession and nutation in a ferromagnetic needle^[25].

$\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}$ 作用. 对于绕 z 轴 (偏角 α) 和绕 y 轴 (偏角 β) 的小幅摆动, 恢复扭矩可以分别表示为 $\tau_z = -I_z \omega_\alpha^2 \alpha$ 与 $\tau_y = -I_y \omega_\beta^2 \beta$. 式中 I_z, I_y 为各轴转动惯量, $\omega_\alpha, \omega_\beta$ 为两个摆动模式的谐振频率. 在线性近似下, 当角度 α, β 足够小时, 总自旋可写为 $\mathbf{S} \approx S(1, \alpha, \beta)$, 角速度矢量可写为 $\boldsymbol{\Omega} \approx (\dot{\phi}, -\dot{\beta}, \dot{\alpha})$, 其中 ϕ 为绕自旋 $\mathbf{S}$ 的旋转角. 最后, 假设磁体质心处于稳定平衡位置, 平动与摆动自由度之间的交叉耦合可忽略^[18]. 在线性化近似下, 运动方程可通过角度 α 和 β 表示为:

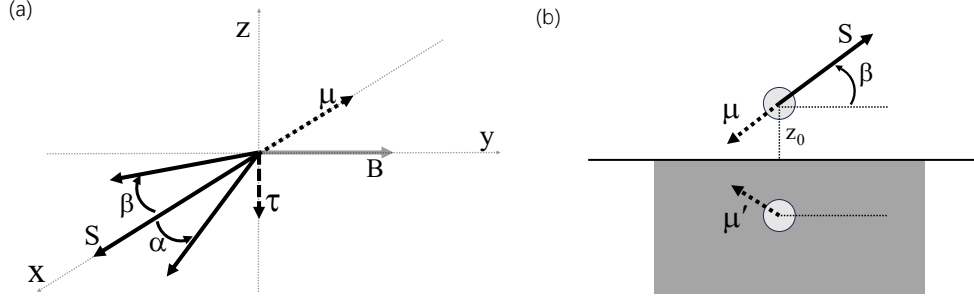


图 4 (a) 采用的模型与坐标系约定^[18]; (b) 迈斯纳状态下无限大超导平面 (灰色区域) 上方悬浮铁磁体的状态示意图^[18]

Fig. 4. (a) Model and conventions adopted^[18]; (b) Scheme of a ferromagnet above an infinite superconducting plane (grayregion) in the Meissner regime^[18].

$$\ddot{\alpha} = -\omega_\alpha^2 \alpha - \frac{\omega_\alpha}{Q_\alpha} \dot{\alpha} - (\omega_I + \dot{\phi}) \dot{\beta} + \frac{\tau_{sig,z}}{I_z}, \quad (3)$$

$$\ddot{\beta} = -\omega_\beta^2 \beta - \frac{\omega_\beta}{Q_\beta} \dot{\beta} + (\omega_I + \dot{\phi}) \dot{\alpha} - \frac{\tau_{sig,y}}{I_y}. \quad (4)$$

这是一个包含动力学耦合的谐振子方程组. 通过引入唯象的品质因数 Q_α 和 Q_β 描述实验中观察到的阻尼, $\tau_{sig,z}$ 和 $\tau_{sig,y}$ 代表待测磁场作用在磁矩上产生的扭矩. 动力学耦合来自 $(\omega_I + \dot{\phi}) \dot{\beta}$ 和 $(\omega_I + \dot{\phi}) \dot{\alpha}$ 项, 其中包含与 $\dot{\phi}$ 成正比的经典陀螺项, 以及与 ω_I 成正比的爱因斯坦-德哈斯项. 当机械旋转 $\dot{\phi}$ 可以忽略, 恢复扭矩很大的时候 ($\omega_{\alpha,\beta} \ll \omega_I$), 动力学方程中的陀螺耦合效应可以被忽略, 系统退化为二阶欠阻尼谐振子.

$$\ddot{\alpha} = -\omega_\alpha^2 \alpha - \frac{\omega_\alpha}{Q_\alpha} \dot{\alpha} + \frac{\tau_{sig,z}}{I_z}, \quad (5)$$

$$\ddot{\beta} = -\omega_\beta^2 \beta - \frac{\omega_\beta}{Q_\beta} \dot{\beta} - \frac{\tau_{sig,y}}{I_y}. \quad (6)$$

这种欠阻尼谐振子可以用于测量谐振频率处的磁场, 根据磁感应强度与摆动幅度的线性关系获得待测磁感应强度.

两种磁场测量方案理论上都具有极高的磁场分辨率. 磁体感受磁场的根源来自其内部高度相干的集体自旋^[20,21]. 在使用进动模式测量磁场的方案中, 磁体的动力学行为与磁场中的原子自旋完全一致, 因

此可以类比原子磁强计的方法估算其磁场分辨率极限^[20,26]. 气态原子磁强计基于大量无关联的原子自旋, 在测量过程中, 每个自旋的相位独立演化, 经历着随机行走式的扩散, 因此其测量精度受制于标准量子极限 (Standard Quantum Limit, SQL), 即磁场测量不确定度随总自旋数 N 和测量时间 t 的标度关系为 $\Delta B \approx \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{\Gamma_{rel}}{Nt}}$, 其中 Γ_{rel} 是弛豫率. 相比之下, 铁磁体体系由于强交换作用将大量电子自旋锁定为单一的集体自旋, 加之强自旋-晶格耦合作用导致横向自旋投影噪声快速平均, 使得体系在进动过程中不再发生相位的随机扩散.

2025 年 Ni 等人^[21] 通过构建包含赝偶极自旋-晶格相互作用的微观哈密顿量, 对 50 个钴原子组成的一维链及三维立方晶格开展动力学仿真, 模拟集体进动动力学如何从大量自由度的复杂相互作用中产生. 文章提出自旋-晶格耦合源自磁体内部的赝偶极相互作用, 其强度可通过无量纲耦合常数 C_0 表征, 为了匹配钴的吉尔伯特阻尼系数实验测量值 $\eta = 0.01$, 仿真中取 $C_0 = 1.2 \times 10^5$. 仿真显示在自旋-自旋交换作用与自旋-晶格耦合的协同作用下, 所有原子自旋保持同步, 做无退相干的集体进动. 这种情况下任何导致自旋偏离晶格轴的噪声都会被绕晶格轴的快速旋转平均. 自旋绕晶格轴旋转频率约为 1.2 kHz, 是 1 nT 磁场下进动频率 (28 Hz) 的 43 倍. 噪声快速抵消使得系统的进动角不确定度不随时间扩散, 在 10^{-4} 量级处饱和, 阻断噪声的积累. 基于克拉美罗下界分析, 系统的磁场测量不确定度满足标度率 $\Delta B \propto 1/(\sqrt{N}t^{3/2})$, 这意味着如果测量时间 t 足够长, 能量分辨率 E_R 可优于 $\hbar$ ^[16].

Vinante 等人^[18] 基于测不准原理分析了摆动式测量的悬浮铁磁体磁强计的量子测量噪声, 该噪声对应一个基于测不准原理的磁场分辨率极限, 文献^[18] 将该极限称为机械测量标准量子极限, 该极限随着传感器尺寸增加会突破能量分辨率极限对磁场分辨率的约束, 这为悬浮铁磁体磁强计突破能量分辨率极限提供了理论支持. 以半径 30 μm 的钕铁硼铁磁微球为例, 在摆动共振角频率 $\omega_\alpha = 11.81 \text{ rad/s}$, 品质因数 $Q_\alpha = 10^7$ 情况下, 机械测量标准量子极限对应的磁场测量噪声功率谱密度表达式为:

$$S_B^{\text{SQL, mech}}(\omega) = \frac{2\hbar I}{\mu^2} \sqrt{(\omega_\alpha^2 - \omega^2)^2 + \left(\frac{\omega\omega_\alpha}{Q_\alpha}\right)^2}, \quad (7)$$

式中 I 为磁球转动惯量, μ 为磁矩, ω_α 为摆动共振频率, ω 为磁体受待测磁场作用摆动的频率. 在共振频率处, 式(7)可以简化为

$$S_B^{\text{SQL, mech}}(\omega_\alpha) \approx \frac{2\hbar I \omega_\alpha^2}{\mu^2 Q_\alpha}. \quad (8)$$

带入具体参数计算, 机械测量标准量子极限对应的磁场测量噪声功率谱密度 $S_B^{\text{SQL, mech}} = 2.21 \times 10^{-43} \text{ T}^2/\text{Hz}$. 能量分辨率极限 ($E_R \gtrsim \hbar$)^[16] 约束的磁场噪声功率谱密度表达式为

$$S_B^{\text{ERL}} = \frac{3\mu_0 \hbar}{2\pi R^3}. \quad (9)$$

对于半径 $30\text{ }\mu\text{m}$ 的钕铁硼铁磁微球, $S_B^{\text{ERL}} = 2.34 \times 10^{-27} \text{ T}^2/\text{Hz}$, 与 $S_B^{\text{SQL, mech}}$ 相比, 相差约 16 个数量级, 相应的磁场分辨率极限则相差 8 个数量级. 分析 $S_B^{\text{SQL, mech}}$ 随磁球半径 R 变化的标度律, 由于 $I \propto R^5$, $\mu \propto R^3$, $\omega_\alpha \propto R^{-2}$ (论文假定 $\omega_\alpha = 10\omega_I$), 因此 $S_B^{\text{SQL, mech}} \propto \frac{R^5 \cdot R^{-4}}{R^6} = R^{-5}$. 而 $S_B^{\text{ERL}} \propto R^{-3}$, 所以随着磁球半径增加, 摆动式测量的悬浮铁磁体磁强计的磁场分辨率会突破能量分辨率极限对磁场分辨率的约束.

另外, 为了说明铁磁体中集体自旋体系相对于独立自旋体系在磁场分辨率上的优势, 文献 [18] 基于测不准原理计算了同体积同自旋数密度的独立自旋体系的磁场分辨率极限, 对比发现随着传感器尺寸增加, 集体自旋体系的磁场分辨率提升更快. 同体积同自旋数密度的独立自旋系综的磁场测量噪声功率谱密度表达式为

$$S_B^{\text{spin}} = \frac{1}{\gamma_0^2 N} = \left(\frac{\hbar}{g\mu_B} \right)^2 \frac{1}{N}. \quad (10)$$

对于半径 $30\text{ }\mu\text{m}$ 的钕铁硼铁磁微球, 自旋数 $N = 3.42 \times 10^{15}$, 于是 $S_B^{\text{spin}} = 9.43 \times 10^{-39} \text{ T}^2/\text{Hz}$, 分析 S_B^{spin} 随磁球半径 R 变化的标度律, $S_B^{\text{spin}} \propto R^{-3}$, 而 $S_B^{\text{SQL, mech}} \propto R^{-5}$, 这体现出铁磁体中集体自旋体系在磁场分辨率上的优势.

3 悬浮铁磁体磁强计实验研究发展现状

基于前述理论模型, 研究人员已在超导磁悬浮平台和室温抗磁悬浮平台上开展了实验探索, 以验证悬浮铁磁体磁强计的可行性与性能极限. 首先, 实现稳定的悬浮并得到悬浮系统的稳态动力学模型是磁场测量的基础, 系统的稳定性、系统参数的标定、磁感应强度测量的校准、不同自由度运动模式的耦合与控制都与之有关. 受恩绍定理 [27] 的限制, 一般磁性物体或直流线圈产生的磁场无法使磁体稳定悬浮, 然而借助抗磁性物质, 如超导体和石墨, 可以绕过恩绍定理实现磁体的被动稳定悬浮 [28,29].

I 型超导体具有唯一的热力学临界场 H_c . 当外磁场 $H < H_c$ 时, 样品处于迈斯纳态, 展现完全抗磁性. 典型 H_c 值很低 (如铅的 $\mu_0 H_c(0) \approx 0.08 \text{ T}$), 因而 I 型超导悬浮必须在弱场环境下工作. 当磁体悬浮在超导平板上方, 它会产生一个虚拟的抗磁镜像, 产生排斥力 [30]. 当排斥力与重力平衡时, 磁体实现悬浮. 得益于超导无耗散特性, 阻尼极低, 因而超导悬浮系统的机械品质因数极高. 2020 年, Vinante 等人 [22] 对悬浮于 I 型超导体上方的微米级磁球的运动模式做了表征, 磁体各个自由度的稳态模式符合二阶欠阻尼谐振子模型描述. 文献 [22] 推导了铁磁微球在无限大超导平面上方的势能表达式, 精准预测了垂直振动模式与摆动模式的谐振频率, 与实验结果偏差小于 10%.

II 型超导体具有两个临界场: 下临界场 H_{c1} 与上临界场 H_{c2} . 当 $H < H_{c1}$ 时处于迈斯纳态, 表现完全

抗磁性; 当 $H_{c1} < H < H_{c2}$ 时进入混合态, 量子化磁通涡旋穿入体内, 并在材料缺陷处被钉扎. 当 $H > H_{c2}$ 时超导电性被完全破坏, 经二级相变转为正常态. 上临界场 H_{c2} 可远超 I 型超导体的 H_c (例如 Nb_3Sn 的 $\mu_0 H_{c2}(0) \approx 30 \text{ T}$), 使 II 型超导体能在强磁场下实现悬浮. 除迈斯纳效应产生的抗磁镜像外, 被钉扎的磁通可等效为冻结镜像, 该冻结镜像会产生将磁体拉回平衡位置的恢复力, 其悬浮效果如图5. 磁通钉扎效应使得磁场环境复杂化, 难以定量预测悬浮磁体的各个自由度模式. Wang 等人^[31] 对 II 型超导体上方悬浮铁磁颗粒的动力学特性开展了系统研究, 采用冻结镜像模型联合抗磁镜像模型模拟了颗粒的运动, 仿真结果定性复现了实验现象. 其模型能够解释颗粒在磁场变化下的频率演化、模式耦合等现象, 为未来优化悬浮系统提供了理论基础. Jiang 等人^[32] 研究了 II 型超导体上悬浮磁体的不同自由度模式的非线性耦合效应, 研究表明可利用这种非线性耦合效应, 通过激励某个自由度的运动, 降低其耦合自由度的噪声, 降噪效果可达 17dB.

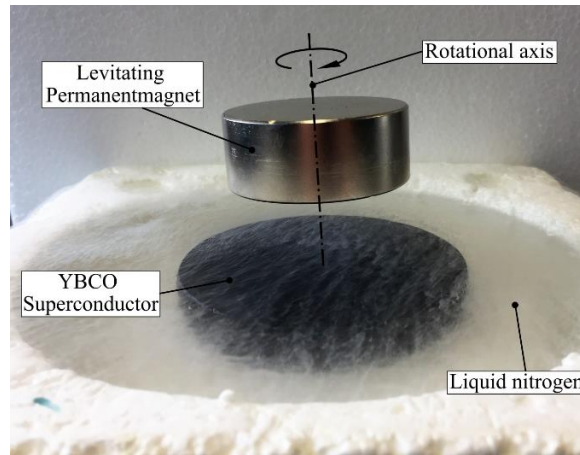


图 5 悬浮在钇钡铜氧化物超导体 (YBCO) 上的永磁铁^[33]

Fig. 5. A permanent magnet levitated above a yttrium barium copper oxide superconductor(YBCO)^[33]

室温环境中利用热解石墨板的抗磁性也可以悬浮磁铁, 但是其抗磁性很弱, 需要额外的磁场梯度提供拉力抵消重力. 可以用通电线圈或者另一个永磁体提供额外的磁场梯度, 如图6展示了本研究团队实现的两种悬浮构型. 在这样的悬浮系统构型中, 热解石墨板的作用是提供回到平衡位置的恢复力. 早在 2001 年, Simon 等人^[28] 研究了磁体悬浮在抗磁板上的动力学模型, 实验证明抗磁镜像模型可以迁移到热解石墨抗磁悬浮系统中, 但是需要在系数上做修正. 另外当磁体悬浮位置与抗磁板很近时, 需要考虑磁体的具体形状对磁相互作用力的影响.

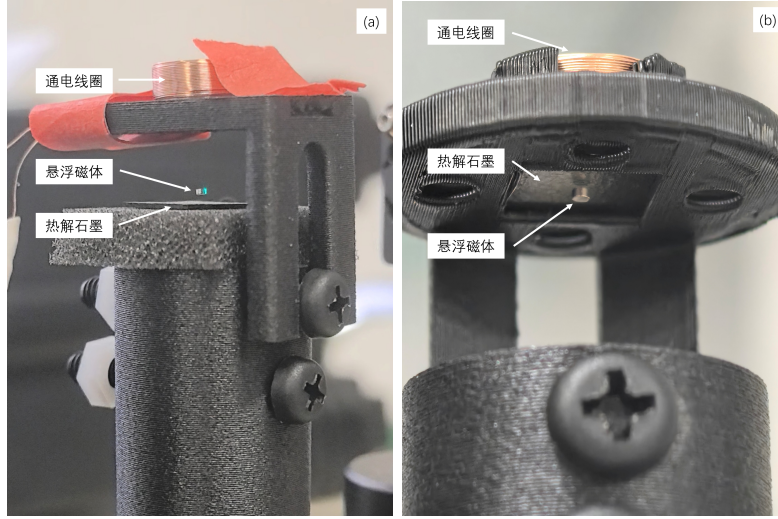


图 6 (a) 磁铁在抗磁板上方的悬浮构型; (b) 磁铁在抗磁板下方的悬浮构型

Fig. 6. (a) Levitation configuration with the magnet above the diamagnetic plate ; (b) Levitation configuration with the magnet below the diamagnetic plate .

被动悬浮系统的局限在于磁体谐振频率不可任意调控, 通过附加直流磁场可以实现磁体谐振频率的控制. Fuwa 等人^[34]的研究实现了质量 0.3mg、直径 0.5mm 的钕铁石榴石微球在带狭缝超导体通孔中心的悬浮与三维简谐囚禁. 系统的囚禁频率随外磁感应强度线性增长, 可在 50 Hz 至 600 Hz 范围内连续调节. Ji 等人^[35]在室温抗磁悬浮系统中通过改变偏置磁场强度来动态调节传感器的谐振频率, 使其从约 260 Hz 变化到 318 Hz.

机械测量中的两类基本噪声源分别是机械热噪声与量子探测噪声^[18]. 量子噪声即标准量子极限已在 前文介绍, 根据涨落耗散定理, 热噪声的单边谱密度可建模为:

$$S_{\tau_T} = 4k_B T \text{Im} [\chi(\omega)^{-1}] / \omega = 4k_B T I \frac{\omega_\alpha}{Q_\alpha}, \quad (11)$$

其中 k_B 为玻尔兹曼常数, T 为热库温度, I 为转动惯量, ω_α 和 Q_α 分别为摆动模式的谐振频率和品质因数. 该式表明热噪声幅度由温度 T 与品质因数 Q_α 的比值 T/Q_α 直接决定, 而 Q_α 与阻尼率的关系为 $Q_\alpha = 1/2\zeta$, 阻尼率的取值则取决于系统中各类耗散机制的贡献.

对于超导磁悬浮平台, 现有实验可分为无钉扎涡旋的理想迈斯纳态系统和有钉扎涡旋的混合态系统, 两者的品质因数与主导耗散来源存在显著差异. 铅 (Pb) 是 I 型超导体, 经过零场冷却后进入理想迈斯纳状态, 其自身几乎无涡流损耗. 该类系统的主要耗散来源取决于实验条件, 气压在 1×10^{-5} mbar 及以上时, 空气摩擦耗散主导, Q 随气压降低而线性提升; 充分排气后, 外部涡流耗散或磁体内部的磁滞损耗成为

主导. Vinante 等人^[22] 在气压约为 1×10^{-5} mbar 条件下, 实现品质因数 $Q \approx 2.7 \times 10^7$, 经逐项排除后认为该残余耗散约 100% 源于铁磁颗粒内部的磁滞损耗. Timberlake 等人^[36] 因使用带金属镀层的磁体, Q 被限制在约 5.6×10^3 , 主导耗散为附近金属中的涡流阻尼. Ahrens 等人^[24] 在 10^{-3} mbar 气压下实现 $Q = 3.96 \times 10^4$, 当前仍由空气摩擦耗散主导. 总之, 在理想迈斯纳态下, Q 值由外部实验条件决定, 目前实验室中实现的最高 Q 值约为 10^7 ^[22].

铌 (Nb) 和钇钡铜氧 (Yttrium Barium Copper Oxide, YBCO) 都是 II 型超导体. II 型超导体通过场冷进入混合态后, 磁通钉扎为系统打开了新的耗散通道. Wang 等人^[31] 在铌悬浮实验中实测 Q 的范围是 $10^3 \sim 5 \times 10^4$, 认为磁体自身涡流耗散是主导机制, 但涡流估算值 $Q_c \approx 3 \times 10^5$ 与实测值之间的差距暗示磁通钉扎相关的损耗可能有不可忽略的贡献. Jiang 等人^[32] 在 YBCO 悬浮实验中明确将真空下的全部耗散 ($Q \approx 3.6 \times 10^3$) 归因于钉扎涡旋重排产生的磁滞损耗, 占比约 100%. Gieseler 等人^[37] 在 YBCO 薄膜悬浮实验中测得 $Q \approx 1 \times 10^6$, 将全部耗散归因于磁体与超导体的相互作用. 综合来看, 磁通钉扎引入了磁滞和涡旋动力学损耗, 使有涡旋系统的 Q 值普遍降至 $10^3 \sim 10^6$ 量级, 比理想迈斯纳态系统低一至四个数量级.

在室温抗磁悬浮系统中, 基于热解石墨材料制成的抗磁板中的涡流耗散是系统主要耗散来源. Ji 等人^[35] 搭建的室温抗磁悬浮磁强计共振频率处总噪声水平为 $32\text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$, 其中涡流噪声等效磁测量噪声水平约 $30\text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$, 其噪声功率密度占总噪声功率密度的 88%. 为了降低抗磁板产生的噪声, 他们将整块石墨板替换为环氧树脂-石墨颗粒复合材料 (EGPG), 将涡流回路限制在微米级颗粒内, 这一操作将原本约 $110\text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 等效磁测量噪声降低到约 $30\text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$, 但是抗磁板产生的噪声仍然是主导噪声. 系统中有一小部分噪声来源于磁滞损耗. 其来源于铁磁体内部磁畴在交变磁场中的不可逆运动, 是磁体的内禀能量耗散. 磁滞损耗功率随交变磁场频率升高而增加, 在低频工作条件下相对较弱.

除上述与耗散直接相关的噪声机制外, 悬浮磁力计还面临外部环境机械振动的干扰. 振动噪声通过机械耦合路径影响传感器动力学, 这种噪声集中于低频段, 通常远离磁体摆动模式谐振频率, 而于磁体平动谐振频率接近, 需要借助隔振平台抑制.

以上是不同种类悬浮系统的分析与讨论, 悬浮系统的运动检测技术主要分为两类: 一类通过检测磁体运动产生的磁场变化 (磁场检测法), 另一类则直接测量磁体空间位置或角度的变化 (光学检测法).

两种方案的选择与实验环境密切相关. 当环境温度降到超导转变温度以下, 此时超导磁悬浮系统和 SQUID 都可以正常工作, 于是很自然地想到可以用 SQUID 测量悬浮铁磁体旋转导致的拾取线圈处磁通量

的变化, 通过磁通量的变化计算磁体旋转角度. 但是这样的系统实现的困难在于增强 SQUID 与磁体之间磁通耦合的同时, 需要避免 SQUID 耦合待测的背景磁场. 对此, Ahrens 等人^[24] 将 SQUID 的拾取线圈设计成 8 字形实现局部磁场梯度检测, 这样的设计只对磁体产生的磁场梯度敏感, 对均匀背景磁场不敏感. 拾取线圈负责贴近待测源收集信号, 通过超导线将电流传输至位于磁屏蔽深处的 SQUID 器件, 从而避免将 SQUID 本身直接暴露于待测磁场的强背景中. 文献^[24] 使用式 (11) 结合系统参数估算预测了热扭矩噪声等效的磁测量噪声功率谱密度, 其与谐振频率处的实测噪声大小几乎吻合, 约 $4 \times 10^{-28} \text{ T}^2/\text{Hz}$. 实验中使用的铁磁微球半径 $R = 20.78 \mu\text{m}$. 图7展示了他们构建的窄带磁强计在磁场分辨率上的实验结果. 取信噪比 $\text{SNR} = 1$ 时驱动磁场的场强为可分辨的最小场强, 其对应的能量分辨率为 $E_R = 6.75 \times 10^{-36} \text{ J} \cdot \text{s}$, 其与 $\hbar$ 比较, $E_R/\hbar \approx 0.064$, 超越 $\hbar$ 约两个数量级.

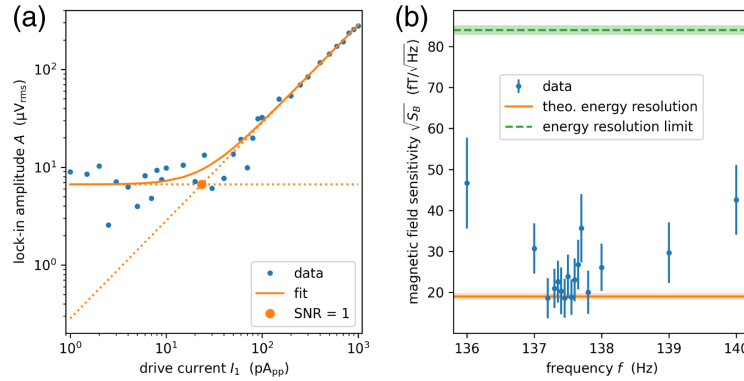


图 7 (a) 显示了在共振频率附近, 通过锁定放大器测得的机械响应随驱动电流的变化, 信号与噪声的交点对应于信噪比为 1, 从而确定最小可测磁场^[24]; (b) 给出了不同频率下磁场噪声的功率谱密度 S_B , 在共振频率附近, 实验值与热噪声理论预测一致, 且显著低于基于能量分辨率极限 (ERL) 的预期值^[24].

Fig. 7. (a) Shows the mechanical response measured by a lock-in amplifier as a function of the driving current near the resonance frequency, where the intersection of the signal and the noise corresponds to a signal-to-noise ratio of 1, thereby determining the minimum detectable magnetic field^[24]; (b) Presents the power spectral density of the magnetic field noise S_B at different frequencies; near the resonance frequency, the experimental values are consistent with the thermal noise theory prediction and are significantly lower than the expected value based on the energy resolution limit (ERL)^[24].

而在室温环境或难以集成 SQUID 的场合, 光学检测法展现出独特优势. Jiang 等人^[38] 与 Ji 等人^[35] 相继发展了基于光学谐振腔或光杠杆的运动检测方案, 前者通过监测附着于磁体上的反射镜所构

成的光学腔频率变化来读出磁体平动, 后者则利用长达数米的光杠杆臂长放大磁体角位移. 先后实现了 $370 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ^[38] 和 $32 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ^[35] 的磁场分辨率.

4 总结与展望

近几年悬浮铁磁体磁强计相关研究发展较快. 理论研究层面, 建立了悬浮铁磁体从微观集体自旋到宏观刚体运动的较完整的传感动力学理论框架 ^[20,21,39]. 实验探索层面, 在低温环境中实现了超越 $\hbar$ 约两个量级的能量分辨率 ^[24], 室温环境中实现了 fT 级磁场分辨率 ^[35,40]. 虽然已有观察陀螺耦合效应的研究 ^[41], 但是进动式测量方案尚未得到验证, 当前实验平台的局限在于重力的约束导致悬浮势阱的约束较强, 抑制了磁体的进动运动. 可以考虑在微重力环境中悬浮磁体 ^[42-44], 极弱的约束可以让磁体的陀螺耦合效应凸显. 目前所有悬浮铁磁体磁强计的主导噪声为热噪声, 热噪声的根源并非单一来源, 而是多物理场耦合的各类耗散过程的综合结果. 未来需要研究与磁测量相关的耗散可以达到的极限.

与其它量子磁强计相比, 悬浮铁磁体磁强计的优势体现在能量分辨率已超越 $\hbar$ 约两个数量级 ^[24], 传感单元仅为微米至毫米级, 且可运行于低温与室温环境, 适用场景更广 ^[35,40]; 其不足之处在于当前摆动式测量方案带宽极窄, 测量时间常需 100 s 以上. 系统噪声仍以涡流阻尼、磁滞损耗等热噪声为主, 距理论极限仍有差距. 未来如果要实用化还需提升系统的环境鲁棒性, 找到实用的传感器原位标定方法以及实现微型化与高集成度.

悬浮铁磁体除了用于磁场精密测量, 还可以成为检验基本物理规律、搜寻新物理现象的实验平台 ^[26]. 其自旋相关相互作用的高分辨测量能力可用于暗物质探测, 突破现有精度瓶颈, 搜寻轴子、暗光子等候选体以及超越粒子物理标准模型的新相互作用 ^[3,45-50]; 借助宏观自旋的长时相干操控特性, 可在更高精度下检验自旋的广义相对论进动效应, 填补自旋-引力耦合效应研究的空白 ^[51]; 构建单自旋量子体系与宏观机械振子的相干耦合通道, 能实现微观量子态与宏观机械运动的双向相干调控与量子态传递, 探索宏观量子效应的物理边界 ^[37]; 通过精准操控自旋-机械耦合体系的绝热演化, 可实现对贝里相位的高精度测量, 并系统性验证拓扑量子几何效应 ^[21]; 凭借高力测量分辨率与纳米级位移分辨能力, 还能精确测量卡西米尔力, 进而检验真空量子涨落的基础理论及卡西米尔效应的多维度修正 ^[52]. 因此, 悬浮铁磁体磁强计是集暗物质搜寻、基本物理检验、量子效应与真空涨落研究于一体的多学科前沿实验平台.

参考文献

- [1] Safronova M S, Budker D, DeMille D, Kimball D F J, Derevianko A, Clark C W 2018 *Rev. Mod. Phys.* **90** 025008
- [2] Bass S D, Doser M 2024 *Nat Rev Phys* **6** 329
- [3] Jiang M, Su H W, Chen Y F, Jiao M, Huang Y, Wang Y H, Rong X, Peng X H, Du J F 2024 *Rep. Prog. Phys.* **88** 016401
- [4] Zhang R, Xiao W, Ding Y D, Feng Y L, Peng X, Shen L, Sun C X, Wu T, Wu Y L, Yang Y C, Zheng Z Y, Zhang X Z, Chen J B, Guo H 2020 *Sci. Adv.* **6** eaba8792
- [5] Zhang R, Klinger E, Pedreros Bustos F, Akulshin A, Guo H, Wickenbrock A, Budker D 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 173605
- [6] Schmelz M, Zakosarenko V, Schönau T, Anders S, Linzen S, Stolz R, Meyer H G 2016 *Supercond. Sci. Technol.* **30** 014001
- [7] Cromar M W, Carelli P 1981 *Appl. Phys. Lett.* **38** 723
- [8] Vasyukov D, Anahory Y, Embon L, Halbertal D, Cuppens J, Neeman L, Finkler A, Segev Y, Myasoedov Y, Rappaport M L, Huber M E, Zeldov E 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 639
- [9] Storm J H, Hömmen P, Drung D, Körber R 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 072603
- [10] Dang H B, Maloof A C, Romalis M V 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 151110
- [11] Griffith W C, Knappe S, Kitching J 2010 *Opt. Express, OE* **18** 27167
- [12] Kominis I K, Kornack T W, Allred J C, Romalis M V 2003 *Nature* **422** 596
- [13] Lovchinsky I, Sushkov A O, Urbach E, de Leon N P, Choi S, De Greve K, Evans R, Gertner R, Bersin E, Müller C, McGuinness L, Jelezko F, Walsworth R L, Park H, Lukin M D 2016 *Science* **351** 836
- [14] Wolf T, Neumann P, Nakamura K, Sumiya H, Ohshima T, Isoya J, Wrachtrup J 2015 *Phys. Rev. X* **5** 041001

- [15] Zhao Z Y, Ye X Y, Xu S Y, Yu P, Yang Z P, Kong X, Wang Y, Xie T Y, Shi F Z, Du J F 2023 *Nat. Sci. Rev.* **10** nwad100
- [16] Mitchell M W, Palacios Alvarez S 2020 *Rev. Mod. Phys.* **92** 021001
- [17] Lei L W, Wu T, Guo H 2025 *Acta Opt. Sin.* **45** 2027008 (in Chinese) [雷理玮, 吴腾, 郭弘 2025 光学学报 **45** 2027008]
- [18] Vinante A, Timberlake C, Budker D, Kimball D F J, Sushkov A O, Ulbricht H 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 070801
- [19] Yang H H, Yan P 2025. <https://www.koushare.com/sciencenews/details/71951>, [2026-04-21] (in Chinese) 杨欢欢, 严鹏 2025 超灵敏磁针磁力计
- [20] Jackson Kimball D F, Sushkov A O, Budker D 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 190801
- [21] Ni X Q, Zou Z X, Lecamwasam R, Vinante A, Budker D, Lam P K, Wang T, Gong J 2025 *Phys. Rev. Res.* **7** 043120
- [22] Vinante A, Falferi P, Gasbarri G, Setter A, Timberlake C, Ulbricht H 2020 *Phys. Rev. Appl.* **13** 064027
- [23] Gonzalez-Ballester C, Aspelmeyer M, Novotny L, Quidant R, Romero-Isart O 2021 *Science* **374** eabg3027
- [24] Ahrens F, Ji W, Budker D, Timberlake C, Ulbricht H, Vinante A 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 110801
- [25] Fadeev P, Timberlake C, Wang T, Vinante A, Band Y B, Budker D, Sushkov A O, Ulbricht H, Jackson Kimball D F 2021 *Quantum Sci. Technol.* **6** 024006
- [26] Vinante A, Timberlake C, Ulbricht H 2022 *Entropy* **24**
- [27] Jones W 1980 *Eur. J. Phys.* **1** 85
- [28] Simon M D, Heflinger L O, Geim A K 2001 *Am. J. Phys.* **69** 702
- [29] Geim A K, Simon M D, Boamfa M I, Heflinger L O 1999 *Nature* **400** 323

- [30] Lin Q G 2006 *Phys. Rev. B* **74** 024510
- [31] Wang T, Lourette S, O’Kelley S R, Kayci M, Band Y, Kimball D F J, Sushkov A O, Budker D 2019 *Phys. Rev. Appl.* **11** 044041
- [32] Jiang X D, Hosseini M 2022 *Phys. Rev. Res.* **4** 013132
- [33] Neunzig O, Kossling M, Weikert M, Tajmar M 2019 In *Proceedings of the 36th International Electric Propulsion Conference* (Vienna, Austria), pp IEPC–2019–290
- [34] Fuwa M, Sakagami R, Tamegai T 2023 *Phys. Rev. A* **108** 063511
- [35] Ji W, Xu C H, Qu G F, Budker D 2025 arXiv:2504.21524v1 [physics]
- [36] Timberlake C, Gasbarri G, Vinante A, Setter A, Ulbricht H 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 224101
- [37] Gieseler J, Kabcenell A, Rosenfeld E, Schaefer J D, Safira A, Schuetz M J A, Gonzalez-Ballester C, Rusconi C C, Romero-Isart O, Lukin M D 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 163604
- [38] Jiang X D, Rudge J, Hosseini M 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 244103
- [39] Band Y B, Avishai Y, Shnirman A 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 160801
- [40] Sheng Y J, Leng Y C, Tian K N, Li R, Chen Y M, Long D J, Chen S W, He X, Yin P R 2026 *Phys. Rev. Appl.* **25** 024090
- [41] Ahrens F, Vinante A 2025 arXiv:2504.13744 [quant-ph]
- [42] Belenchia A, Carlesso M, Donadi S, Gasbarri G, Ulbricht H, Bassi A, Paternostro M 2021 *Nature* **596** 32
- [43] Homans J, Simcox E, Wardak J, da Palma Barbara L, Fuchs T M, Mufato R, Concepcion F, Dragomir A, Vogt C, Nisbet-Jones P, Bridges C, Ulbricht H 2025 *Quantum Sci. Technol.* **10** 035053
- [44] Moura W d M, dos Santos C R, Freitas M J d S, Pinto A C, Simões L P, Moraes A 2024 *Aerospace* **11**

- [45] Wu L L, Ren Y C, Xue F 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 030701 (in Chinese) [武列列, 任益充, 薛飞 2025 物理学报 **74** 030701]
- [46] Kalia S, Budker D, Kimball D, Ji W, Liu Z, Sushkov A, Timberlake C, Ulbricht H, Vinante A, Wang T 2024 *Phys. Rev. D* **110**
- [47] Carney D, Hook A, Liu Z, Taylor J M, Zhao Y 2021 *New J. Phys.* **23** 023041
- [48] Gramolin A V, Aybas D, Johnson D, Adam J, Sushkov A O 2021 *Nat. Phys.* **17** 79
- [49] Jiang M, Su H W, Garcon A, Peng X H, Budker D 2021 *Nat. Phys.* **17** 1402
- [50] Yin P R, Xu X Y, Tian K N, Lin S C, Sheng Y J, Yin C J, Long D J, Duan C K, Huang P, He J H, Du J F 2025 *Nat Astron* **9** 598
- [51] Fadeev P, Wang T, Band Y B, Budker D, Graham P W, Sushkov A O, Kimball D F J 2021 *Phys. Rev. D* **103** 044056
- [52] Broer W, Ren Y C, Xue F 2025 *Phys. Rev. B* **111** 054437

录用稿件，非最终出版稿

Research Progress on Levitated Ferromagnetic Magnetometers*

XIAO Yuanhui¹⁾ LIU Yan²⁾ SHI Meng^{1)†}

1) (*Technology and Engineering Center for Space Utilization, Chinese Academy of Sciences,
Beijing 100094, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing, China*)

Abstract

Levitated ferromagnetic magnetometers represent a cutting-edge class of devices engineered for ultra-high magnetic field resolution. These magnetometers harness the inherent macroscopic spin coherence and robust spin-lattice coupling within levitated ferromagnets. This intrinsic coupling, combined with the exceptional environmental isolation afforded by magnetic levitation platforms, theoretically enables these systems to transcend the conventional energy resolution limit (ERL) of traditional magnetic sensors and the standard quantum limit (SQL) typically associated with gaseous atomic spin magnetometers of comparable spin numbers.

This review systematically elucidates the foundational principles governing levitated ferromagnetic magnetometry. We meticulously analyze the dynamic mechanisms and scaling laws that define the magnetic field resolution limits for two predominant measurement modalities: the precession mode and the librational mode. Furthermore, we provide a comprehensive overview of the current state-of-the-art experimental platforms, specifically focusing on superconducting magnetic levitation and room-temperature diamagnetic levitation techniques.

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. U2341211, 62501568).

† Corresponding author. E-mail: shimeng@csu.ac.cn

The First Author. E-mail: xiaoyuanhui24@csu.ac.cn

Recent experimental breakthroughs have showcased remarkable performance, achieving magnetic field resolutions at the fT level and energy resolutions exceeding the $\hbar$ by approximately two orders of magnitude. For instance, a notable experiment demonstrated a magnetic field noise power spectral density of approximately $4 \times 10^{-28} \text{T}^2/\sqrt{\text{Hz}}$ utilizing a levitated ferromagnetic microsphere with a radius of $R = 20.78 \mu\text{m}$. This yielded an energy resolution of $E_R = 6.75 \times 10^{-36} \text{J} \cdot \text{s}$ at a signal-to-noise ratio (SNR) of 1, which is roughly $0.064\hbar$, unequivocally surpassing the quantum limit by two orders of magnitude. These significant advancements underscore the profound potential of this technology for precision magnetic field sensing and its broader implications for fundamental physics research. The paper concludes by discussing the prevailing challenges and outlining promising future directions for this rapidly evolving field.

Keywords: levitated ferromagnet, magnetometer, energy resolution limit, mechanical dissipation, precision measurement

录用稿件，非最终出版稿