# 基于强耦合混合惰性气体的量子精密测量理论与实验研究*

张力丹 [1)2)#] 黄兴明 [1)2)#] 王元泓 [1)2)#] 江敏 [1)2)†] 彭新华 [1)2)3)†]

1) (中国科学技术大学近代物理系, 自旋磁共振实验室, 合肥 230026)

2) (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)

3) (合肥国家实验室, 合肥 230088)

弱磁探测是量子精密测量领域的重要研究方向之一。基于不同物理体系的量子弱磁传感器已实现飞特斯拉乃至阿特斯拉量级的灵敏度，有力推动了精密测量物理及其相关交叉学科的发展。然而，当量子弱磁传感器的测量频率拓展至亚赫兹及更低频段时，系统性能将受到仪器固有 $1/f$ 噪声及长期漂移等低频噪声的严重制约，导致灵敏度大幅降低。为抑制此类低频噪声，本文发展了基于 $^{129}$Xe-$^{131}$Xe 双惰性气体混合核自旋体系的量子传感器，重点从理论上分析了混合核自旋体系对多种噪声的响应特性。依据我们的理论分析，设计并实验评估了激光功率噪声与频率噪声、气室温度、偏置磁场等主要噪声来源，并相应发展了实验上的噪声抑制技术。在此基础上，从理论与实验两方面系统研究了混合惰性气体核自旋与反馈线圈的相互作用。结果表明，反馈线圈可实现混合惰性气体核自旋之间的强耦合，且在此条件下体系将呈现非厄米例外点及其对应的响应增强现象。实验结果显示，采用特定设计的反馈线圈可将量子弱磁传感器的磁场灵敏度提升至少 3.5 倍。我们将该自旋体系应用于暗物质等超越标准模型新物理所产生的赝磁场探测，实验展示了该传感器对暗物质赝磁场的探测能力，在 0.001–0.1 Hz 频段内灵敏度均优于 43 fT/Hz$^{1/2}$。本文所提出的弱磁探测新方法有望推广至其他混合惰性气体，预期实现更高的探测灵敏度，同时也可为暗物质、奇异相互作用等基础物理研究提供新型探测手段。

**关键词**: 量子传感；弱磁探测；线圈反馈；灵敏度

**PACS:** 74.25.nj; 33.25.+k; 76.60.-k; 06.20.-f

# 1 引　言

微弱磁场的高灵敏度探测是精密测量物理与量子传感领域的重要研究方向[1–3]，对国民经济建设、国家安全及基础科学研究均具有重大意义[4]。随着精密测量技术和量子力学原理的不断发展[5]，磁场测量已经从传统经典物理范式迈向量子传感新时代，磁信号的精密测量已正式进入量子时代[6]。量子磁传感技术有望在基础科学和诸多应用领域产生重大影响[4]。量子磁传感技术发展迅猛，涌现出超导量子干涉仪磁力计 (SQUID)[7,8]、金刚石氮-空位（NV）色心磁力计[9–14]、无自旋交换弛豫 (SERF) 原子磁力计[15–18]，以及自旋放大器（spin-based amplifier）[19–22] 等，这些技术均已成为高精度测量磁场的有力工具。众所周知，灵敏度每提升一个量级，往往意味着对新兴物理效应的探测能力显著增强，同时也极大地拓展了前沿应用的潜力[23,24]。因此，实现高精度磁场测量不仅能够将灵敏度推向量子极限[1,25–27]，而且在诸多前沿交叉研究领域，如生物医学[28–30]、地球物理勘探[31]、惯性导航[32,33]、以及基础物理前沿[34]（如轴子暗物质搜寻[35]、电偶极矩测量[36]等）中，均发挥着至关重要的作用。

当前，基于不同量子体系的弱磁测量体系已达到各具优势的灵敏度水平。例如，超导量子干涉仪磁强计 (SQUID) 的磁场探测灵敏度可以达到 $\mathrm{fT/Hz^{1/2}}$ 量级[7,8]，具有极高空间分辨率的 NV 色心磁力计灵敏度可达到 $\mathrm{nT/Hz^{1/2}}$ 量级[9–12]。特别是，基于热原子气室的原子磁力计具有目前世界上最高的磁场检测灵敏度，其中无自旋交换弛豫 (SERF) 原子磁力计的灵敏度理论上可以达到 $2\,\mathrm{aT/Hz^{1/2}}$[15,16,37]。然而，当测量频率下移至亚赫兹乃至更低范围时，上述量子磁力仪的灵敏度均面临急剧退化[2,31]。这主要源于系统在低频区固有的 $1/f$ 噪声与长时漂移[16,38,39]。随着测量频率降低，探测光起伏、磁屏蔽残余磁场漂移、温度波动[40]等缓变扰动的等效磁噪声谱以近似 $1/f$ 的斜率急剧抬升[41]，其幅度远大于白噪声本底，从而将亚赫兹信号完全淹没。例如，最先进的无自旋交换弛豫（SERF）原子磁力仪或基于自旋的放大器，在 10 Hz 附近灵敏度可接近 $10\,\mathrm{fT/Hz^{1/2}}$，但在 1Hz 以下频率范围，其测量灵敏度会差于 $1\,\mathrm{pT/Hz^{1/2}}$[42,43]。因此，实现亚赫兹频段的超高灵敏度测量，需要探索超越传统优化路径的全新物理机制。

本文提出了一种基于线圈反馈诱导的双惰性气体强耦合体系的量子传感器[44]，在 0.001–0.1 Hz 低频磁场测量方面实现了极高的赝磁场测量灵敏度，测量灵敏度优于 $43\,\mathrm{fT/Hz^{1/2}}$，最高可达到 $18\,\mathrm{fT/Hz^{1/2}}$。

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

# 同等贡献作者.

* 科技创新 2030 “量子通信与量子计算机”重大项目 (批准号:2021ZD0303205)、国家自然科学基金 (批准号:T2388102, 11927811, 92476204, 12150014, 12205296, 12274395, 123B2063, 12261160569)、中国科学院 “青年创新促进会” 人才项目 (批准号：2023474)、和中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号：WK2030250128) 资助的课题。

该传感器对低频赝磁场的极高灵敏度测量主要得益于信号响应增强和噪声抑制两个方面提升。在信号响应增强方面，本工作通过发展新的线圈反馈诱导技术，实现了 $^{129}$Xe 和 $^{131}$Xe 核自旋之间的强相互作用，结果表明在该情况下体系出现了非厄米的例外点（exceptional point, EP）[45]，利用该性质能够提升传感器对纵向磁场的响应。在现有的实验参数下，该传感器对磁场的响应能够提升 3.5 倍，随着后续进一步提升自旋相互作用强度，有望进一步提升信号响应。在噪声抑制方面，本工作发展了最优相位、参数控制等多种手段极大抑制了低频噪声，包括通过“最优相位”技术抑制了泵浦光功率抖动引入的低频噪声。通过增强信号响应和抑制低频噪声这两方面的努力，最终实现对低频赝磁场的超高灵敏度测量，未来有望为轴子暗物质等新物理搜寻[24]、心脑磁测量[30]、地球物理勘探[46]及惯性导航[47]等领域提供新的探测手段。

## 2 基于 $^{129}$Xe-$^{131}$Xe 双惰性气体混合核自旋体系的量子传感器的测量原理

本节系统阐述以 $^{129}$Xe-$^{131}$Xe 混合核自旋体系为核心的量子传感器工作原理，重点关注对低频磁场和赝磁场信号的高灵敏测量。这里赝磁场泛指由参考系转动、新物理相互作用等非磁场效应引起的核自旋能级移动，其在动力学上可等效为磁场信号。本文的整体方案是通过线圈反馈诱导 $^{129}$Xe 与 $^{131}$Xe 核自旋之间的相干耦合，使系统进入强耦合区域并在例外点 EP 附近实现显著的灵敏度增强。作为这一方案的基础，本节首先研究无反馈时两种核自旋独立演化的情形：我们将介绍实验装置，建立混合气体自旋系统的布洛赫方程，分析其对磁场和赝磁场的响应特性，给出基本测量方案与灵敏度，并对噪声来源和参数优化进行详细讨论，为后续引入反馈耦合与 EP 增强提供清晰的出发点。

### 2.1 实验装置

基于 $^{129}$Xe-$^{131}$Xe 双惰性气体混合核自旋体系的量子传感器的实验装置如图 1 所示。实验装置的核心为一边长 0.5 cm 的立方体蒸气室，内部充有 4 torr $^{129}$Xe、14 torr $^{131}$Xe、少量 $^{87}$Rb 以及 450 torr $N_2$ 缓冲气，并加热至约 110°C 以获得足够的碱金属 $^{87}$Rb 原子蒸气密度。圆偏振泵浦光（pump）调谐至 $^{87}$Rb 原子 D1 线，沿 $z$ 方向极化 $^{87}$Rb 原子，进而通过自旋交换碰撞实现两种 Xe 核自旋的超极化，探测光（probe）为线偏振，相对于 $^{87}$Rb 原子 D2 线失谐 110 GHz，用于读取 Xe 的横向自旋信号。蒸气室周围布置有三对线圈，分别用于提供沿 $z$ 方向的偏置场（约 3100 nT）、频率约 22 kHz 的参数调制场（幅度 1500 nT）以及沿 $y$ 方向的两个驱动场（频率/幅度分别为 36 Hz/2 nT 和 11 Hz/3 nT）。整套系统置于五层圆柱形坡莫合金磁屏蔽内，可将 1 Hz 以下的磁噪声抑制 6 个量级以上。信号处理采用两级锁相放大方案：第

一级解调出 Xe 进动信号，第二级结合 PID 控制器实时调节驱动场频率，使相位差保持恒定，从而闭环跟踪 $^{129}$Xe 和 $^{131}$Xe 的拉莫尔频率，直接输出测量值 $\Omega_1$ 和 $\Omega_2$。

## 2.2 基于混合核自旋体系的磁场测量方案

本小节以 $^{129}$Xe-$^{131}$Xe 混合核自旋体系为实验平台，建立其对低频赝磁场的测量理论。首先讨论系统的演化方程。将 $^{87}$Rb 的电子自旋记为 $\mathbf{S}$，$^{129}$Xe 与 $^{131}$Xe 的核自旋记为 $\mathbf{F}_\alpha$（$\alpha = 1, 2$ 分别对应 $^{129}$Xe 和 $^{131}$Xe）。考虑传感器整体以角速度 $\Omega_{\rm rot}$ 转动，体系的动力学演化由以下 Bloch 方程描述[47,48]：

$$\frac{d\mathbf{F}_\alpha}{dt} = \mathbf{\Omega}^\alpha \times \mathbf{F}_\alpha - \Gamma_2^\alpha(F_{\alpha,x}\hat{x} + F_{\alpha,y}\hat{y}) - \Gamma_1^\alpha F_{\alpha,z}\hat{z} + \mathbf{R}_{\rm se}^\alpha, \tag{1}$$

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = \mathbf{\Omega}^S \times \mathbf{S} - \Gamma_2^S(S_x\hat{x} + S_y\hat{y}) - \Gamma_1^S S_z\hat{z} + \mathbf{R}_{\rm op}, \tag{2}$$

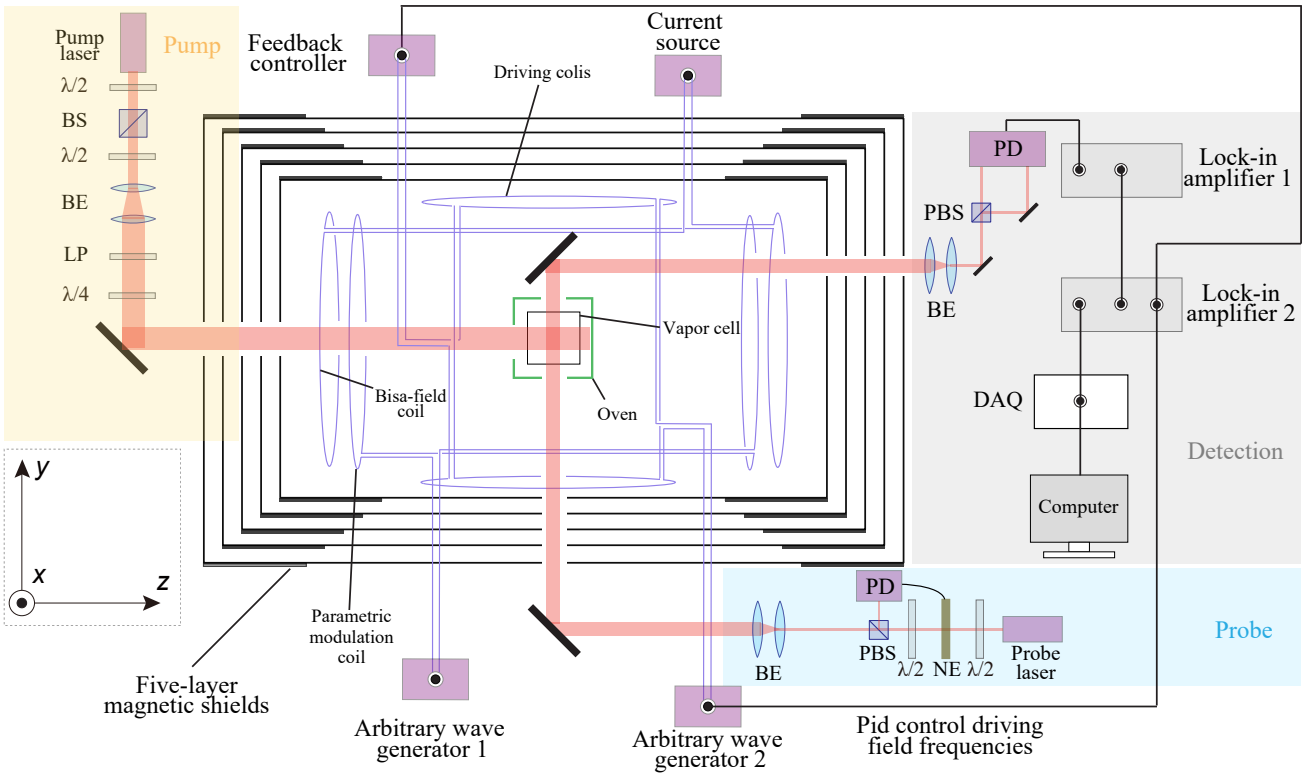



图 1　双惰性气体自旋传感器的实验装置　$\lambda/2$: 半波片; $\lambda/4$: 四分之一波片; LP: 线性偏振器; PBS: 偏振分束器; BS: 分束器; PD: 光电二极管。

Fig. 1. Experimental setup of the dual noble-gas spin sensor: $\lambda/2$ half-wave plate; $\lambda/4$, quarter-wave plate; LP, linear polarizer; PBS, polarizing beam splitter; BS, beam splitter; PD, photodiode.

其中 $\Gamma_1$ 和 $\Gamma_2$ 分别为纵向和横向自旋弛豫率，$\mathbf{R}_{\mathrm{se}}^{\alpha}$ 为自旋交换泵浦项，$\mathbf{R}_{\mathrm{op}}$ 为光泵浦项。进动频率矢量分别为

$$\mathbf{\Omega}^{\alpha} = \gamma_{\alpha}(\mathbf{B} + b_{KS}^{\alpha}\mathbf{S}) - \mathbf{\Omega}_{\mathrm{rot}}, \tag{3}$$

$$\mathbf{\Omega}^{S} = \gamma_{S}(\mathbf{B} + b_{SK}^{1}\mathbf{F_1} + b_{SK}^{2}\mathbf{F_2}). \tag{4}$$

这里 $\mathbf{B}$ 为外加磁场，$\gamma_{\alpha}$ 为 Xe 原子的旋磁比，$b_{KS}^{\alpha}$ 和 $b_{SK}^{\alpha}$ 为自旋耦合系数：前者表示 Rb 电子自旋极化在 Xe 核处产生的的等效磁场系数，后者表示 Xe 核自旋极化反过来对 Rb 电子产生的等效磁场系数。Xe 原子的拉莫尔频率 $\Omega_{\alpha} = \mathbf{\Omega}^{\alpha} \cdot \hat{z}$ 是传感器的直接测量量。

由于 Rb 的进动频率远高于 Xe，可将二者分开处理：Rb 的横向自旋进动过快而对 Xe 无影响，且纵向极化可视为基本恒定，即 $F_{1,z} \approx F_{1,0}$，$F_{2,z} \approx F_{2,0}$，$S_z \approx S_0$。定义

$$\mathbf{\Omega}_1 = \gamma_1(B_z + b_{KS}^{1}S_0) - \mathbf{\Omega}_{\mathrm{rot}}, \quad \mathbf{\Omega}_2 = \gamma_2(B_z + b_{KS}^{2}S_0) - \mathbf{\Omega}_{\mathrm{rot}}, \tag{5}$$

即可得到线性化近似后的 Bloch 方程：

$$\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} F_{1,x} \\ F_{1,y} \\ F_{2,x} \\ F_{2,y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\Gamma_2^1 & \Omega_1 & 0 & 0 \\ -\Omega_1 & -\Gamma_2^1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\Gamma_2^2 & \Omega_2 \\ 0 & 0 & -\Omega_2 & -\Gamma_2^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_{1,x} \\ F_{1,y} \\ F_{2,x} \\ F_{2,y} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -\gamma_1 B_y F_{1,0} \\ \gamma_1 B_x F_{1,0} \\ -\gamma_2 B_y F_{2,0} \\ \gamma_2 B_x F_{2,0} \end{pmatrix}. \tag{6}$$

该方程表明，在无反馈耦合且忽略 $^{129}$Xe–$^{131}$Xe 天然自旋交换相互作用（由于其强度远小于各同位素的横向弛豫率，因此在方程中不予考虑）的条件下，$^{129}$Xe 与 $^{131}$Xe 的横向自旋演化彼此独立，系统处于弱耦合区，这正是后续引入反馈实现强耦合的物理基础。

基于上述理论，实验工作时，首先沿 $z$ 方向施加偏置场 $B_0$，将拉莫尔频率调至工作范围。为持续驱动 Xe 核自旋绕 $z$ 轴进动，在 $y$ 方向施加近共振驱动场 $B_y^{\alpha} = B_1^{\alpha}\cos(\omega_{\alpha}t)$。在此驱动下，核自旋横向分量可写为 $\mathbf{F}_{\alpha,+} = \mathbf{F}_{\alpha,x} + i\mathbf{F}_{\alpha,y} = \mathbf{F}_{\alpha,\perp}e^{-i(\omega_{\alpha}t+\varphi_{\mathrm{Xe}}^{\alpha})}$，其中 $\mathbf{F}_{\alpha,\perp}$ 为横向振幅，$\varphi_{\mathrm{Xe}}^{\alpha}$ 为横向自旋信号与驱动场之间的相位差。进一步，可得到 $\mathbf{F}_{\alpha,+}$ 的振幅和相位演化方程：

$$\frac{d\mathbf{F}_{\alpha,\perp}}{dt} \approx -\Gamma_2^{\alpha}\mathbf{F}_{\alpha,\perp} - \frac{1}{2}\gamma_{\alpha}B_1^{\alpha}\mathbf{F}_{\alpha,z}\cos(\varphi_{\mathrm{Xe}}^{\alpha}), \tag{7}$$

$$\frac{d\varphi_{\alpha}}{dt} = \Omega_{\alpha} - \omega_{\alpha} - \Gamma_2^{\alpha}\tan(\varphi_{\mathrm{Xe}}^{\alpha}) \approx \Omega_{\alpha} - \omega_{\alpha} - \Gamma_2^{\alpha}\varphi_{\mathrm{Xe}}^{\alpha}. \tag{8}$$

由式 (8) 的稳态条件 $\mathrm{d}\varphi_{\alpha}/\mathrm{d}t = 0$ 可得

$$\Omega_{\alpha} = \omega_{\alpha} + \Gamma_2^{\alpha}\varphi_{\mathrm{Xe}}^{\alpha}, \tag{9}$$

因此，通过测量横向核自旋信号的相位 $\varphi_{\mathrm{Xe}}^{\alpha}$，结合已知的驱动场频率 $\omega_\alpha$ 和横向弛豫率 $\Gamma_2^{\alpha}$，即可获得拉莫尔频率 $\Omega_\alpha$。

我们的实验采用闭环工作模式，具体介绍如下。通过反馈控制实时调节驱动场频率 $\omega_\alpha$，使相位 $\varphi_{\mathrm{Xe}}^{\alpha}$ 锁定在某一恒定值（通常为零），此时式 (8) 的稳态关系保证了驱动频率直接反映拉莫尔频率（扣除一个恒定的弛豫项），从而实现对 $\Omega_\alpha$ 的连续跟踪。忽略碱金属场（或通过后续自校准技术扣除）后[49,50]，所测得的拉莫尔频率 $\Omega_\alpha$ 由磁场、转动和赝磁场共同决定，可写为

$$\Omega_1 = \gamma_1(B_0 + B_{\mathrm{gmf}}) - \Omega_{\mathrm{rot}} + \frac{\mu_N}{\hbar\|\mathbf{F}_1\|}B_{\mathrm{pseu}}, \tag{10}$$

$$\Omega_2 = \gamma_2(B_0 + B_{\mathrm{gmf}}) - \Omega_{\mathrm{rot}} + \frac{\mu_N}{\hbar\|\mathbf{F}_2\|}B_{\mathrm{pseu}}, \tag{11}$$

其中 $\gamma_1 = -11.86$ MHz/T，$\gamma_2 = 3.52$ MHz/T，$B_{\mathrm{gmf}}$ 为地磁场干扰信号，$\|\mathbf{F}_\alpha\|$ 为 Xe 原子的核自旋量子数，$\mu_N \approx 5.0508 \times 10^{-27}$ J/T 为核磁子。定义 $R = \gamma_1/\gamma_2 \approx -3.37$，对两式进行线性组合以消除 $B_{\mathrm{gmf}}$ 和 $\Omega_{\mathrm{rot}}$ 的共模贡献，可得差分结果：

$$B_{\mathrm{pseu}} = \frac{\hbar\|\mathbf{F}_1\|\|\mathbf{F}_2\|\left[(|\Omega_1| - |R\Omega_2|) - (1-R)\Omega_{\mathrm{rot}}\right]}{\mu_N\left(R\|\mathbf{F}_1\| - \|\mathbf{F}_2\|\right)}. \tag{12}$$

式 (12) 是双惰性气体混合核自旋传感器的核心测量方程。通过测量两个 Xe 同位素的拉莫尔频率并作差分，可有效抑制地磁场、偏置场漂移和转动噪声的共模干扰，从而高灵敏度提取待测赝磁场。

实验中的直接测量量为 $M = \Omega_1 - |R\Omega_2|$。对该测量量求 $B_{\mathrm{pseu}}$ 的偏导，得到无反馈时的信号灵敏度 $S$:

$$S = \frac{\partial M}{\partial B_{\mathrm{pseu}}} = \frac{\partial \Omega_1}{\partial B_{\mathrm{pseu}}} - |R|\frac{\partial \Omega_2}{\partial B_{\mathrm{pseu}}}. \tag{13}$$

代入各项响应后整理得：

$$S = \frac{\mu_N}{\hbar}\left(\frac{1}{\|\mathbf{F}_1\|} - \frac{|\gamma_1|}{|\gamma_2|\,\|\mathbf{F}_2\|}\right). \tag{14}$$

由公式 (13) 和 (14) 可见，在非强耦合条件下，灵敏度 $S$ 实质上仅相当于 $^{129}$Xe 和 $^{131}$Xe 各自独立灵敏度的简单线性叠加，因此系统对 $B_{\mathrm{pseu}}$ 的响应能力并未获得显著提升。下文将在公式 (30) 给出强耦合条件下的灵敏度 $S'$，并与 $S$ 进行对比。届时能够发现强耦合机制可显著增强传感器对 $B_{\mathrm{pseu}}$ 的灵敏度，其性能潜力将远超各同位素独立工作时的水平。

## 2.3 噪声抑制

本节分析传感器输出信号中的噪声成分。根据式 (12)，赝磁场的提取依赖于组合量 $|\Omega_1| - |R\Omega_2|$。在实际测量中，直接获得的是包含噪声的拉莫尔频率 $\omega_\alpha$，因此差分输出自然地定义为

$$\omega_{\text{diff}} = \frac{\hbar\|F_1\|\|F_2\|(\omega_1 - |R\omega_2|)}{\mu_N(R\|F_1\| - \|F_2\|)}. \tag{15}$$

在实际闭环测量中，由式 (9) 的稳态关系可知，驱动场频率 $\omega_\alpha$ 与真实的拉莫尔频率 $\Omega_\alpha$ 之间通过相位项联系：$\omega_\alpha = \Omega_\alpha - \Gamma_2^\alpha \varphi_{\text{Xe}}^\alpha$。其中，$\varphi_{\text{Xe}}^\alpha$ 为 Xe 核自旋信号与驱动场之间的相位差，可进一步写为 $\varphi_{\text{Xe}}^\alpha = \varphi^\alpha - \varphi_{\text{Rb}}^\alpha$，$\varphi^\alpha$ 为锁相放大器提取的总相位（闭环选取的稳定点），$\varphi_{\text{Rb}}^\alpha$ 为 Rb 磁力计引入的附加相位。将上述关系代入式 (15)，可得传感器的最终输出为

$$\omega_{\text{diff}} = B_{\text{pseu}} + B_{\text{AF}} + \beta_{\text{Xe}}\left[(1-R)\Omega_{\text{rot}} + (\varphi^1\Gamma_2^1 - R\varphi^2\Gamma_2^2) - (\varphi_{\text{Rb}}^1\Gamma_2^1 - R\varphi_{\text{Rb}}^2\Gamma_2^2)\right], \tag{16}$$

其中

$$\beta_{\text{Xe}} = \frac{\hbar\|F_1\|\|F_2\|}{\mu_N(R\|F_1\| - \|F_2\|)}, \qquad B_{\text{AF}} = \beta_{\text{Xe}} S_z \gamma_1 (b_{KS}^2 - b_{KS}^1).$$

由式 (16) 可见，差分输出中除待测信号 $B_{\text{pseu}}$ 外还包含噪声，主要来源于三个方面：碱金属场噪声 $\delta B_{\text{AF}}$（对应 $B_{\text{AF}}$ 项）、Rb 磁力计相位噪声 $\delta\varphi_{\text{Rb}}^\alpha$（对应 $(\varphi_{\text{Rb}}^1\Gamma_2^1 - R\varphi_{\text{Rb}}^2\Gamma_2^2)$ 项）以及横向弛豫率噪声 $\delta\Gamma_2^\alpha$（对应 $(\varphi^1\Gamma_2^1 - R\varphi^2\Gamma_2^2)$ 项中的弛豫率波动）。这些噪声主要源于实验参数的波动，如泵浦光和探测光的功率与频率起伏、气室温度变化以及偏置磁场不稳等。为实现对低频磁场信号的高灵敏测量，必须有效抑制来自环境磁场、激光参数波动和系统内部弛豫过程等多类噪声。本文通过将系统置于五层圆柱形磁屏蔽内，并结合参数控制与最优闭环相位技术，综合降低噪声水平。

### 2.3.1 最优闭环相位

除了磁屏蔽和激光稳定性等硬件措施外，闭环相位 $\varphi^1$ 和 $\varphi^2$ 的选取也为抑制噪声提供了额外的自由度。通过合理设置这两个相位，可以有效抑制碱金属场噪声 $\delta B_{\text{AF}}$、横向弛豫率 $\Gamma_2^\alpha$ 的波动以及 Rb 参量磁强计的残余相位噪声。在经自校准 Rb 参量磁强计处理后，Rb 引入的相位可表示为 $\varphi_{\text{Rb}} = -\omega_a/\Gamma_{\text{Rb}}$。将其代入差分信号表达式 (16)，可得：

$$\omega_{\text{diff}} = B_{\text{pseu}} + B_{\text{AF}} + \beta_{\text{Xe}}\left[(1-R)\Omega_{\text{rot}} + (\varphi^1\Gamma_2^1 - R\varphi^2\Gamma_2^2) + \frac{\omega_1\Gamma_2^1 - R\omega_2\Gamma_2^2}{\Gamma_{\text{Rb}}}\right]. \tag{17}$$

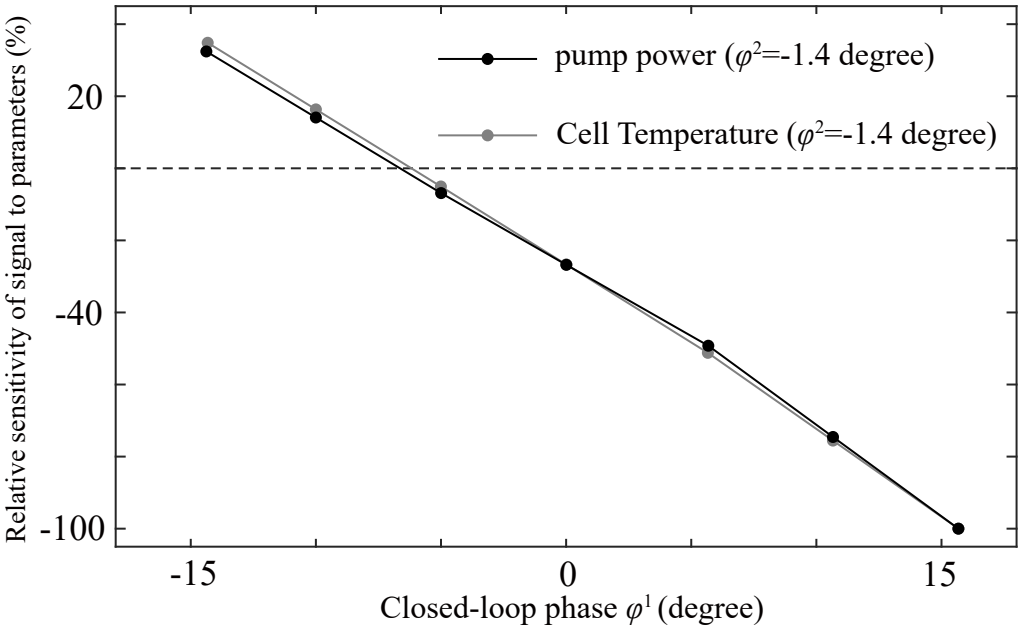



图 2　信号对参数的相对敏感性与闭环相位 $\varphi^1$ 的关系　固定 $\varphi^2 = -1.4°$，黑色与灰色曲线分别表示泵浦光功率与气室温度的相对敏感性，虚线为相对敏感性归零参考线

Fig. 2. Relationship between relative sensitivity of signal to parameters and closed-loop phase $\varphi^1$. With $\varphi^2$ fixed at $-1.4°$, the black and gray curves denote the relative sensitivities to pump laser power and cell temperature, respectively, and the dashed line indicates the zero relative sensitivity baseline.

该差分信号受泵浦光功率 $P_{\mathrm{pump}}$、气室温度 $T$ 等多个实验参数（记为 $X$）的影响。对 $X$ 求偏导可得：

$$\frac{\partial \omega_{\mathrm{diff}}}{\partial X} = \frac{\partial B_{\mathrm{AF}}}{\partial X} + \beta_{\mathrm{Xe}} \left[ \left( \varphi^1 + \frac{\omega_1}{\Gamma_{\mathrm{Rb}}} \right) \frac{\partial \Gamma_2^1}{\partial X} - R \left( \varphi^2 + \frac{\omega_2}{\Gamma_{\mathrm{Rb}}} \right) \frac{\partial \Gamma_2^2}{\partial X} \right] - \beta_{\mathrm{Xe}} \frac{(\omega_1 \Gamma_2^1 - R\omega_2 \Gamma_2^2)}{(\Gamma_{\mathrm{Rb}})^2} \frac{\partial \Gamma_{\mathrm{Rb}}}{\partial X}. \tag{18}$$

由于闭环相位 $\varphi^1$ 和 $\varphi^2$ 是实验中可独立调节的控制参数，对于任意两个选定的敏感参数（如 $P_{\mathrm{pump}}$ 和 $T$），总可以找到一组最优相位，使 $\omega_{\mathrm{diff}}$ 对这些参数的一阶偏导同时为零，从而在特定工作点处大幅抑制参数波动引入的噪声，提升传感器的稳定性。如图 2 所示，给出了信号相对敏感性随闭环相位变化的实验结果示例，直观展示上述最优相位的选取过程。在固定闭环相位 $\varphi^2 = -1.4°$ 的条件下，差分信号对泵浦光功率（黑色实线）和气室温度（灰色实线）的相对敏感性均随 $\varphi^1$ 的变化呈近似线性单调递减。当 $\varphi^1$ 调节至特定值（图中曲线与表示相对敏感性归零的水平虚线交点，约 $-6.5°$ 处）时，两条曲线几乎同时穿过零参考线。这表明，在该组最优组合（$\varphi^1 \approx -6.5°$, $\varphi^2 = -1.4°$）下，系统公式 (18) 中关于这两个关键参数的一阶偏导数被同时为零。此时，由泵浦光功率和气室温度波动带来的额外噪声被最大程度地抑制，从而具体验证了利用双闭环相位自由度提升传感器稳定性的可行性。

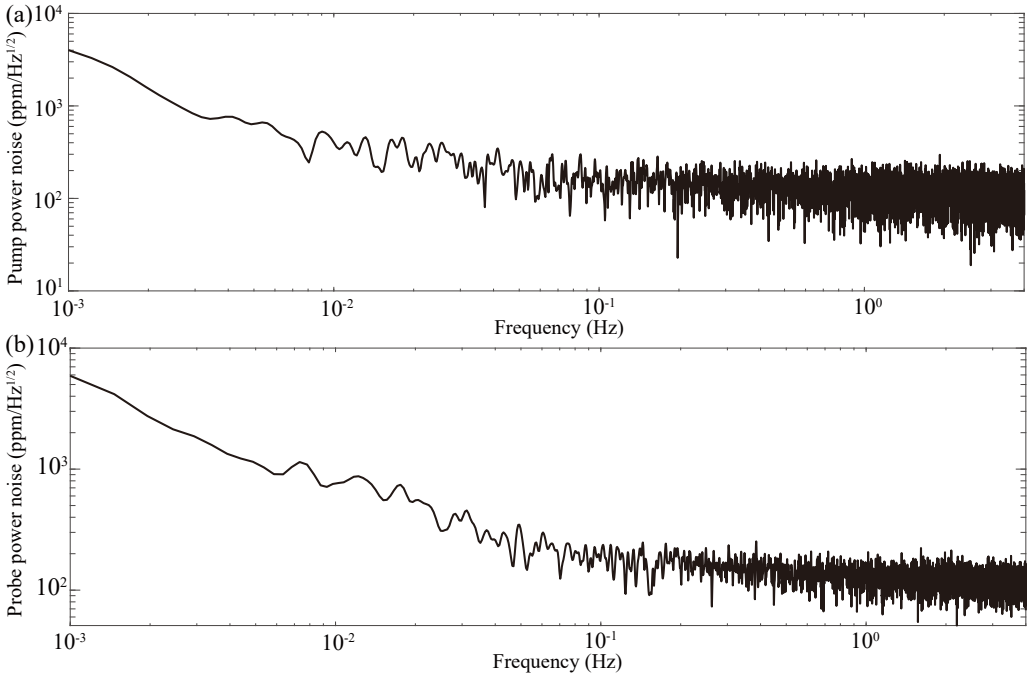



图 3　泵浦光和探测光的功率噪声　(a) 泵浦光的功率噪声谱；(b) 探测光的功率噪声谱

Fig. 3. Power noises spectrum of the pump laser and the probe laser: (a) power noise spectrum of the pump laser; (b) power noise spectrum of the probe laser.

### 2.3.2　参数控制

本节中所有参数控制实验均在上述最优闭环相位条件下进行。在实际实验中，不仅泵浦光与探测光的功率及频率波动会影响传感器输出，气室温度和偏置磁场等环境参数的波动同样会耦合到传感器输出的差分信号中，从而引入等效磁场噪声。为全面且定量地评估实验环境各因素对传感器输出噪声的贡献，我们针对上述关键参数进行了长期的稳定性监测，并测量其在无反馈时的低频噪声谱。结合实验标定的各变量-灵敏度系数，可将各参量的波动逐一折算为等效磁场噪声，从而能够直观判断并对比每个变量对传感器总输出噪声的具体贡献，得到当前传感器灵敏度的主要限制因素。在本节中，我们首先对激光参数进行了长期稳定性测试，随后考察气室温度和偏置磁场的波动，并据此给出各项噪声源对传感器的影响。

实验利用光电探测器分别监测泵浦光功率 $P_{\mathrm{pump}}$ 和探测光功率 $P_{\mathrm{probe}}$，测量得到 $P_{\mathrm{pump}} = 10.11117 \pm 0.00460$ mW，$P_{\mathrm{probe}} = 1.10122 \pm 0.00045$ mW。同时，通过光纤将激光引入外部波长计，记录泵浦光频率 $\nu_{\mathrm{pump}}$ 和探测光频率 $\nu_{\mathrm{probe}}$，测量结果为 $\nu_{\mathrm{pump}} = 377.105082 \pm 0.000036$ THz，$\nu_{\mathrm{probe}} = 384.235171 \pm 0.000034$ THz。

我们对激光功率的稳定性进行了实验评估。如图 3a 和图 3b 所示，在 0.001–0.1 Hz 低频段，泵浦光功

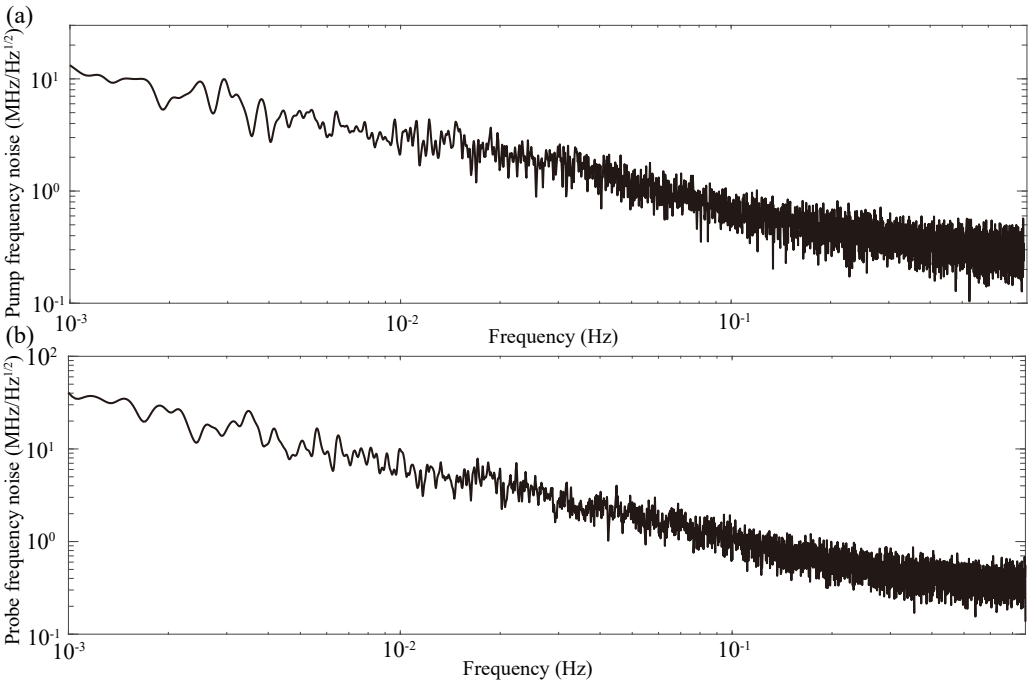



图 4　泵浦光和探测光的频率噪声　(a) 泵浦光的频率噪声谱；(b) 探测光的频率噪声谱

Fig. 4. Frequency noises spectrum of the pump laser and the probe laser: (a) frequency noise spectrum of the pump laser; (b) frequency noise spectrum of the probe laser.

率的相对噪声最高为 $\delta P_{\mathrm{pump}}/\overline{P}_{\mathrm{pump}} = 4106\ \mathrm{ppm/Hz^{1/2}}$，探测光功率的相对噪声最高为 $\delta P_{\mathrm{probe}}/\overline{P}_{\mathrm{probe}} = 6029\ \mathrm{ppm/Hz^{1/2}}$。实验标定的功率–灵敏度系数分别为 $k_{P_{\mathrm{pump}}} = \frac{\partial \omega_{\mathrm{diff}}}{\partial P_{\mathrm{pump}}/\overline{P}_{\mathrm{pump}}} \approx 19.0\ \mathrm{aT/ppm}$，$k_{P_{\mathrm{probe}}} \approx 3.3\ \mathrm{aT/ppm}$。由此计算得到的等效磁场噪声为：

$$(\delta\omega_{\mathrm{diff}})_{P_{\mathrm{pump}}} = k_{P_{\mathrm{pump}}} \times \frac{\delta P_{\mathrm{pump}}}{\overline{P}_{\mathrm{pump}}} \approx 78.0\ \mathrm{fT/Hz^{1/2}}, \tag{19}$$

$$(\delta\omega_{\mathrm{diff}})_{P_{\mathrm{probe}}} = k_{P_{\mathrm{probe}}} \times \frac{\delta P_{\mathrm{probe}}}{\overline{P}_{\mathrm{probe}}} \approx 19.9\ \mathrm{fT/Hz^{1/2}}. \tag{20}$$

由此可见，泵浦光功率稳定性贡献的噪声占主导，是当前性能的主要限制因素。

与激光功率类似，我们通过实验来测量评估激光频率的稳定性。如图 4a 和图 4b 所示，在 0.001–0.1 Hz 低频段，泵浦光频率噪声最高为 $\delta\nu_{\mathrm{pump}} = 13\ \mathrm{MHz/Hz^{1/2}}$，探测光频率噪声最高为 $\delta\nu_{\mathrm{probe}} = 40\ \mathrm{MHz/Hz^{1/2}}$。频率–灵敏度系数为 $k_{\nu_{\mathrm{pump}}} \approx 65.3\ \mathrm{aT/MHz}$，$k_{\nu_{\mathrm{probe}}} \approx 98.0\ \mathrm{aT/MHz}$。对应的等效磁场噪声为：

$$(\delta\omega_{\mathrm{diff}})_{\nu_{\mathrm{pump}}} = k_{\nu_{\mathrm{pump}}} \times \delta\nu_{\mathrm{pump}} \approx 0.8\ \mathrm{fT/Hz^{1/2}}, \tag{21}$$

$$(\delta\omega_{\mathrm{diff}})_{\nu_{\mathrm{probe}}} = k_{\nu_{\mathrm{probe}}} \times \delta\nu_{\mathrm{probe}} \approx 3.9\ \mathrm{fT/Hz^{1/2}}. \tag{22}$$

可见激光频率稳定性对噪声的贡献很小，并非当前灵敏度的瓶颈。

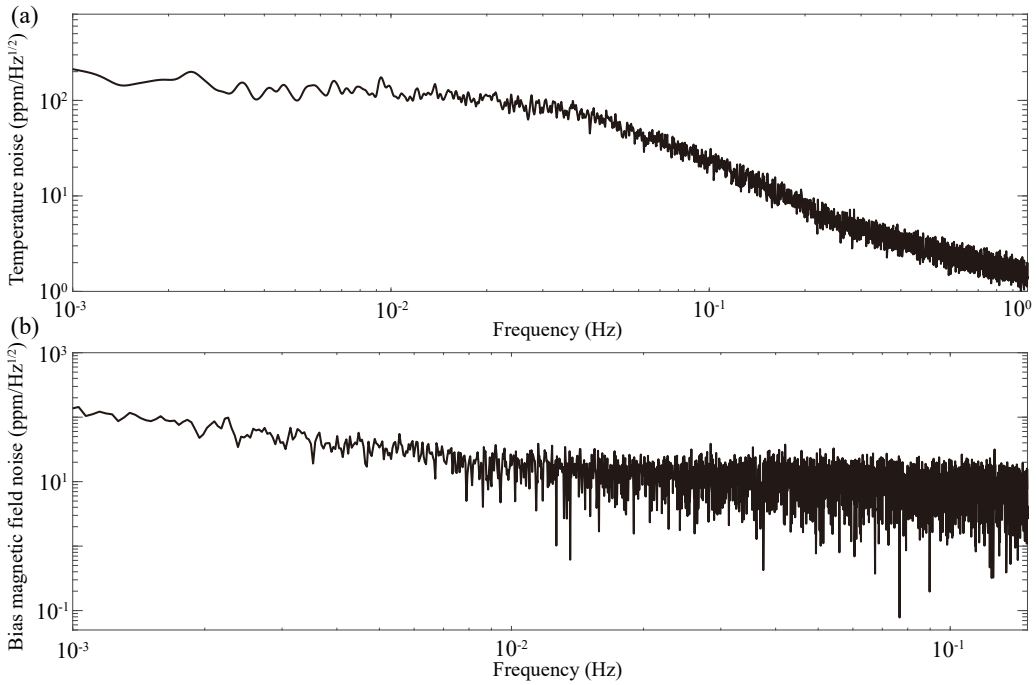



图 5　气室温度噪声和偏置磁场噪声　(a) 气室温度噪声；(b) 偏置磁场噪声

Fig. 5. Cell temperature noise and bias magnetic field noise: (a) cell temperature noise; (b) bias magnetic field noise.

除激光参数外，气室温度和偏置磁场的长期漂移同样可能耦合到传感器输出中。为评估其影响，我们利用贴在气室玻璃壁上的 PT1000 热敏电阻监测温度 $T$，并通过偏置线圈的电流读数结合预先标定的线圈转换系数（使用磁通门磁强计标定）获取偏置磁场 $B_0$，连续测量得到：$T = 110.13762 \pm 0.0035$ °C，$B_0 = 3103.20 \pm 0.04$ nT。如图 5a 和 5b 所示，在 0.001–0.1 Hz 低频段，温度的相对噪声最高为 $\delta T/T = 214$ ppm/Hz$^{1/2}$，偏置磁场的相对噪声最高为 $\delta B_0/B_0 = 135$ ppm/Hz$^{1/2}$。根据实验标定的灵敏度系数 $k_T = \frac{\delta\omega_{\mathrm{eff}}}{\delta T/T} \approx 13.1$ aT/ppm，$k_{B_0} = \frac{\delta\omega_{\mathrm{eff}}}{\delta B_0/B_0} \approx 68.3$ aT/ppm，计算得到温度和偏置磁场波动引入的等效噪声分别为：

$$(\delta\omega_{\mathrm{diff}})_T \approx 2.8 \text{ fT/Hz}^{1/2}, \tag{23}$$

$$(\delta\omega_{\mathrm{diff}})_{B_0} \approx 9.2 \text{ fT/Hz}^{1/2}. \tag{24}$$

在所考察的时间尺度内，气室温度和偏置磁场自身的漂移引入的噪声较小，对系统性能的影响可忽略不计。

我们将泵浦光和探测光的功率与频率波动，以及气室温度和偏置磁场的波动所引入的等效噪声汇总于表 1，以便直观对比各参数对灵敏度的影响。综合以上分析，泵浦激光功率的不确定性贡献了 78.0 fT/Hz$^{1/2}$ 的噪声，是当前量子传感器最主要的噪声来源。因此，提升泵浦激光的功率稳定性是进一步改善传感器灵

表 1: 通过实验估算得出的各参数的不确定性引入的等效噪声

Table 1. The experimentally estimated equivalent noise introduced by the uncertainty of each parameter.

| 参数项 | $P_{\mathrm{pump}}$ | $P_{\mathrm{probe}}$ | $\nu_{\mathrm{pump}}$ | $\nu_{\mathrm{probe}}$ | $T$ | $B_0$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 参数噪声 | 4106 ppm/$\mathrm{Hz}^{1/2}$ | 6029 ppm/$\mathrm{Hz}^{1/2}$ | 13 MHz/$\mathrm{Hz}^{1/2}$ | 40 MHz/$\mathrm{Hz}^{1/2}$ | 214 ppm/$\mathrm{Hz}^{1/2}$ | 135 ppm/$\mathrm{Hz}^{1/2}$ |
| 信号对参数敏感性 | 19.0 aT/ppm | 3.3 aT/ppm | 65.3 aT/MHz | 98.0 aT/MHz | 13.1 aT/ppm | 68.3 aT/ppm |
| 对信号贡献噪声 | 78.0 fT/$\mathrm{Hz}^{1/2}$ | 19.9 fT/$\mathrm{Hz}^{1/2}$ | 0.8 fT/$\mathrm{Hz}^{1/2}$ | 3.9 fT/$\mathrm{Hz}^{1/2}$ | 2.8 fT/$\mathrm{Hz}^{1/2}$ | 9.2 fT/$\mathrm{Hz}^{1/2}$ |

敏度的首要优化方向。我们后续可采用两级电流源，高电流级提供主驱动，精密低电流级实时检测并补偿其波动，从源头抑制电流波动向功率噪声的转化；利用光电负反馈，从激光输出中分出一部分光功率，经光电探测器转换为电信号，与参考电平比较后产生误差信号，可以反馈至驱动级调节输入电流，并通过相位补偿避免弛豫振荡频段自激，从而抑制功率波动；引入热电制冷器（TEC）结合 PID 算法进行精密温控，TEC 作为执行器实现加热与制冷的双向调节，配合高精度温度传感器与 PID 闭环控制，将温度稳定度提升至 $\pm 0.02\,^{\circ}\mathrm{C}$ 甚至更高，可有效抑制温度漂移引起的波长偏移与功率波动。

## 3 反馈介导的气体自旋相互作用测量原理

前面章节的结果表明，基于 $^{129}$Xe-$^{131}$Xe 双惰性气体混合核自旋体系的量子传感器在无反馈条件下已具备一定的测磁能力，并通过噪声抑制获得了较干净的差分信号。然而，由于两种 Xe 核自旋之间仅存在微弱的天然耦合，信号响应斜率有限，灵敏度难以进一步提高。为此，本节引入线圈反馈，在 $^{129}$Xe 与 $^{131}$Xe 之间人工构建可控的相干耦合通道，将系统从弱耦合区推入强耦合区，并利用非厄米点——例外点 EP 附近的非线性响应显著增强待测信号对赝磁场的灵敏度[45,51–53]。

本工作具体的实现方案介绍如下。首先由 $^{87}$Rb 原子磁力仪[54,55]同时读出 $^{129}$Xe 和 $^{131}$Xe 的横向自旋极化分量，随后将该读出信号经外部差分放大电路处理后，转化为与两种核自旋信号线性组合成正比的反馈磁场，重新沿 $y$ 方向施加到蒸气室上。引入线圈反馈前，两种核自旋的横向演化彼此独立，系统处于弱耦合区，信号响应斜率有限；引入反馈后，相当于在两套核自旋之间建立了一个宏观的等效相互作用通道，实现了人工强耦合。事实上，即使不考虑反馈，两种核自旋本身就存在横向弛豫等耗散过程，使得在相互作用绘景下描述耦合动力学的有效哈密顿量天然包含非厄米项；反馈的引入则在此基础上叠加了可控的相干耦合，从而允许我们在一个非厄米物理框架内研究从弱耦合到强耦合的过渡。在该框架下，有效哈密顿

量在参数空间中的相边界处存在例外点。在 EP 附近，系统本征频率对外部扰动的响应呈非线性增强，使得测磁灵敏度可获得数倍的提升。以下分别从强耦合原理、EP 处的信号增强特性以及最终的灵敏度增益三个方面进行阐述。

### 3.1 强耦合原理

已有的大多数 EP 增强传感工作主要依赖天然的耦合或耗散来实现，例如光学微腔、光力系统或固态量子体系。而本工作基于 $^{129}$Xe-$^{131}$Xe 双惰性气体体系，如果仅仅依赖天然的耦合[56]无法在该体系中实现 EP 增强，因此我们通过发展线圈反馈诱导技术，实现了双惰性气体之间的强耦合，利用 EP 特性实现了信号增强。为实现人工强耦合，我们在实验中采用了沿 $y$ 方向施加反馈磁场的技术方案：测量 $^{129}$Xe 和 $^{131}$Xe 核自旋的 $x$ 分量，经反馈电路处理后产生 $y$ 方向的调制磁场，即实现“测 $x$ 反 $y$”的反馈构型。此时，作用在核自旋上的 $y$ 方向磁场被替换为

$$B_y \to B_y - k\cos(\omega t)(aF_{1,x} + bF_{2,x}), \tag{25}$$

其中，$k$ 为反馈增益系数，$a$、$b$ 分别为两种 Xe 同位素自旋信号的等效加权系数，$\omega$ 为反馈磁场的调制频率。为提取反馈诱导的耦合动力学，引入归一化变量 $F'_{1,x/y} = F_{1,x/y}/\sqrt{\gamma_1 b F_{1,0}}$，$F'_{2,x/y} = F_{2,x/y}/\sqrt{\gamma_2 a F_{2,0}}$，并定义等效耦合强度

$$J = k\sqrt{\gamma_1\gamma_2 ab F_{1,0}F_{2,0}}. \tag{26}$$

进一步引入复变量 $F_{\alpha,\pm} = F'_{\alpha,x} \pm iF'_{\alpha,y}$ 和 $B_\pm = B_x \pm iB_y$，定义平均进动频率 $\bar{\omega} = (\Omega_1 + \Omega_2 - \omega)/2$、失谐量 $\Delta = \omega + \Omega_1 - \Omega_2$、平均弛豫率 $\Gamma = (\Gamma_2^1 + \Gamma_2^2)/2$ 和弛豫率差 $\gamma = \Gamma_2^2 - \Gamma_2^1$。将系统转换至相互作用绘景并采用旋波近似（Rotating Wave Approximation, RWA），在强驱动条件 $\omega, \bar{\omega} \gg \Delta, \Gamma, \gamma, J$ 下忽略快变项，可得到慢变正频部分的动力学方程：

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix}\tilde{F}_{1,+}\\ \tilde{F}_{2,+}\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}(\Delta + i\gamma)/2 & iJ/4\\ iJ/4 & -(\Delta + i\gamma)/2\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\tilde{F}_{1,+}\\ \tilde{F}_{2,+}\end{pmatrix} - B_+\begin{pmatrix}\sqrt{\gamma_1 F_{1,0}/b}\, e^{i\bar{\omega}t+\Gamma t}\\ \sqrt{\gamma_2 F_{2,0}/a}\, e^{i(\bar{\omega}+\omega)t+\Gamma t}\end{pmatrix}. \tag{27}$$

式 (27) 左侧的有效非厄米哈密顿量矩阵清晰地揭示了强耦合的物理根源：对角元包含失谐量 $\Delta$ 与弛豫率差 $\gamma$，而非对角元中的 $iJ/4$ 完全来源于反馈所引入的人工耦合。正是这一非对角项，使得原本独立的两个核自旋模式 $F_{1,+}$ 与 $F_{2,+}$ 之间形成了有效的相干耦合。通过调节外部增益 $k$ 改变耦合强度 $J$，即可控制系统跨越非厄米相变边界，进入例外点附近的工作区域。

### 3.2 例外点处的信号增强

上述线圈反馈在两种惰性气体核自旋之间构建了等效的宏观相互作用，使系统成为一个可控的非厄米系统。在参数空间内，该系统存在由弱耦合区到强耦合区的相边界，相变点即为例外点。在 EP 处，系统的两个本征值与本征矢量同时合并，线性响应失效，取而代之的是对外部扰动高度敏感的非线性响应，这为信号增强提供了物理基础[45,51–53]。

为分析 EP 处的响应特性，我们求解有效哈密顿量矩阵的本征值。由特征方程 $\det(H_{\text{eff}} - \omega I) = 0$ 可得两个本征值为

$$\omega_{\pm} = \frac{\pm i\sqrt{J^2 + 4\gamma^2 - 8i\gamma\Delta - 4\Delta^2}}{4} = \frac{\mp\sqrt{-J^2 - 4\gamma^2 + 8i\gamma\Delta + 4\Delta^2}}{4}. \tag{28}$$

为突出核心物理图像，考虑两种核自旋弛豫速率近似相等的情形（$\gamma \to 0$），此时本征值简化为

$$\omega_{\pm} = \frac{\mp\sqrt{4\Delta^2 - J^2}}{4}. \tag{29}$$

由式 (29) 可见，系统存在两个动力学区域：当 $J < 2|\Delta|$ 时，根号内为正值，本征值为一正一负的实数，分别对应旋转坐标系下两个独立的进动频率 $\omega_1' = \sqrt{4\Delta^2 - J^2}/4$ 和 $\omega_2' = -\sqrt{4\Delta^2 - J^2}/4$，系统处于弱耦合区；当 $J > 2|\Delta|$ 时，根号内为负值，本征值变为一对纯虚数，其实部简并为零，表明两个进动模式合并，转变为指数型的增益与衰减模，系统进入强耦合区。两个区域的交界处 $J = 2|\Delta|$ 即为 EP。在 EP 处，式 (29) 给出的两个本征值和对应的本征矢量完全简并，系统不再拥有两个独立的模式。从弱耦合到强耦合的跨越可以通过调节磁场改变失谐量 $\Delta$ 来实现。

在我们的实验参数下，反馈耦合强度设定为 $J = 2\pi \times 0.45$ Hz，调制频率 $\omega = -2\pi \times 140.08$ Hz。图 6 给出了两个进动频率随偏置磁场 $B$ 的变化。可以看到，随着 $B$ 的增大，失谐量 $\Delta$ 逐步减小，系统从弱耦合区进入强耦合区，在 $B_{\text{EP}} \approx 9.0933$ $\mu$T 处两个本征频率合并，该点即为 EP。对比远离 EP 和靠近 EP 的两个区域可以发现，对于相同大小的磁场变化 $\Delta B$，越靠近 EP，两本征频率之差的变化幅度越大，表现为频率曲线在 EP 附近的斜率趋近于无穷。这一斜率发散直接预示着测磁灵敏度在 EP 处可获得非线性提升。

### 3.3 EP 增强的测磁灵敏度

在明确了 EP 附近频率响应的非线性增强特性后，本节定量分析并实验标定了系统在 EP 处对赝磁场的测量灵敏度。实验中，我们不以单个本征模式为测量对象，而是提取两个模式的频率差作为观测量，即

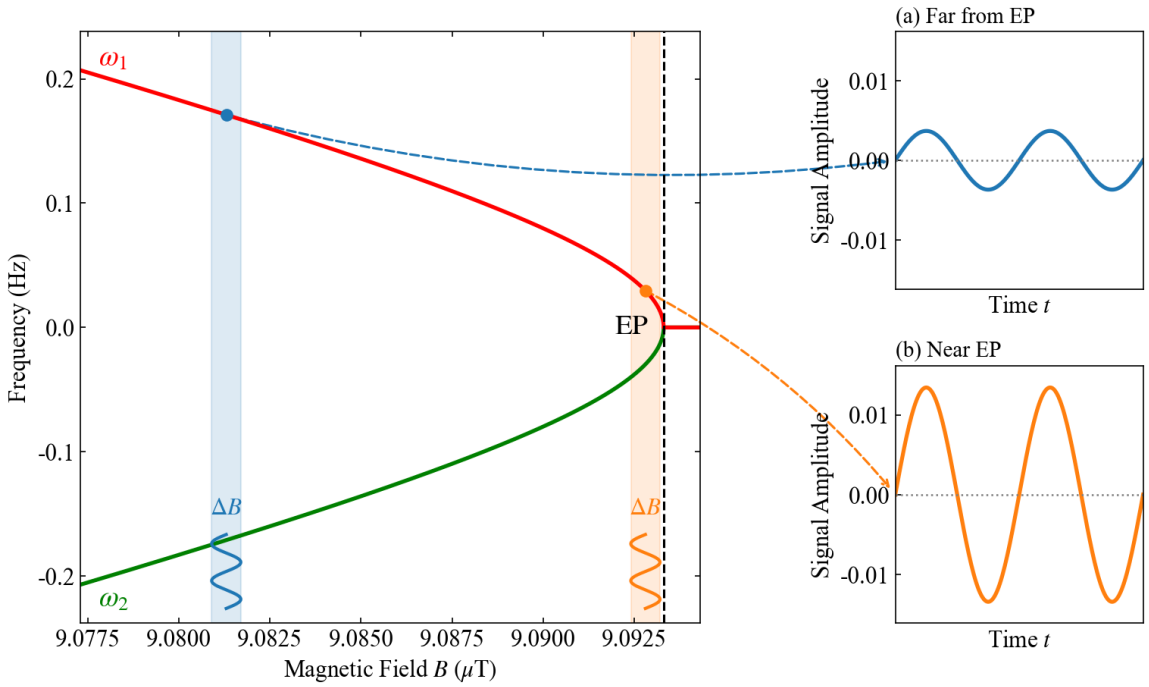



图 6　两个进动频率随 $B$ 的变化：随着 $B$ 的增大，$\Delta$ 逐步减小，工作点逐步靠近 EP　(a) 远离 EP 处的模拟信号幅度;(b) 靠近 EP 处的模拟信号幅度

Fig. 6. Variation of the two precession frequencies with $B$: As $B$ increases, $\Delta$ gradually decreases, bringing the operating point closer to the EP.(a) simulated signal amplitude far from the EP; (b) simulated signal amplitude near the EP.

$M' = \omega_1 - \omega_2$。根据链式法则，对应的测磁灵敏度为

$$S' = \frac{\partial M'}{\partial B_{\text{pseu}}} = \frac{2\Delta}{\sqrt{4\Delta^2 - J^2}} \cdot \frac{\mu_N}{\hbar} \left( \frac{1}{\|\mathbf{F}_1\|} - \frac{1}{\|\mathbf{F}_2\|} \right). \tag{30}$$

式 (30) 由两个因子的乘积构成。第一个因子 $\frac{\mu_N}{\hbar}\left(\frac{1}{\|\mathbf{F}_1\|} - \frac{1}{\|\mathbf{F}_2\|}\right)$ 是经典响应项，来源于两种核自旋核磁子与自旋量子数的差异，决定了常规线性传感器的灵敏度基础；第二个因子 $\frac{2\Delta}{\sqrt{4\Delta^2 - J^2}}$ 为 EP 诱导的拓扑增强因子，它在 $J \to 2|\Delta|$ 时发散，是灵敏度获得非线性提升的物理根源。

为量化反馈带来的增益，将引入反馈后的灵敏度 $S'$ 与无反馈时的灵敏度 $S$ 取绝对值之比定义为信号增强倍数 $A$：

$$A = \left| \frac{S'}{S} \right| = \left| \frac{2\Delta}{\sqrt{4\Delta^2 - J^2}} \right| \cdot K \tag{31}$$

式 (31) 中第二个因子 $K$ 由两个同位素的核自旋量子数和旋磁比决定，为一常数，因此增益主要来自第一个因子——EP 增强因子。在我们的实验参数下，可实现的最大反馈耦合强度为 $J/(2\pi) \approx 0.45$ Hz，得到的信号放大倍数约为 3.53，即引入 EP 增强后系统对磁场的响应斜率放大了约 3.5 倍，远超出单独依

表 2: 各参数的波动对信号增强倍数的相对改变量

Table 2. Relative change in signal enhancement factor induced by parameter fluctuations.

| 参数项 (X) | $P_{\mathrm{pump}}$ | $P_{\mathrm{probe}}$ | $\nu_{\mathrm{pump}}$ | $\nu_{\mathrm{probe}}$ | $T$ | $B_0$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\frac{\partial\omega_{\mathrm{diff}}}{\partial X}$ | 19.0 aT/ppm | 3.3 aT/ppm | 65.3 aT/MHz | 98.0 aT/MHz | 13.1 aT/ppm | 68.3 aT/ppm |
| $\delta X$ | 190 ppm | 235 ppm | 6 MHz | 10 MHz | 7 ppm | 7 ppm |
| $\delta B_X$ | 3.7 fT | 0.8 fT | 0.39 fT | 0.98 fT | 0.09 fT | 0.48 fT |
| 信号增强倍数的相对改变量 $\left\lvert\frac{\delta A}{A}\right\rvert$ | 2.7 ppm | 0.58 ppm | 0.28 ppm | 0.71 ppm | 0.06 ppm | 0.35 ppm |

靠旋磁比差异所能达到的效果。需要指出的是，EP 附近的响应增强并不意味着测量灵敏度量子极限的改善[45,57]。本实验的测量性能仍受到技术噪声的限制，因此，利用 EP 增强信号响应，并结合噪声抑制，可以改善实际测得的赝磁场灵敏度。本文所展示的灵敏度提升属于当前实验条件下测量性能的改善，不涉及量子极限的突破。

为定量评估工作参数漂移对信号增强倍数的影响，我们进一步分析了泵浦光与探测光的功率和频率、气室温度以及偏置磁场波动所引起的增强倍数变化。首先我们实验标定了参数-灵敏度系数 $\partial\omega_{\mathrm{diff}}/\partial X$ ，并在 1165 s 积分时间下测量得到各参数波动 $\delta X$ ($\delta P_{\mathrm{pump}}/\overline{P}_{\mathrm{pump}}$、$\delta P_{\mathrm{probe}}/\overline{P}_{\mathrm{probe}}$、$\delta\nu_{\mathrm{pump}}$、$\delta\nu_{\mathrm{probe}}$、$\delta T/T$、$\delta B_0/B_0$)，$\partial\omega_{\mathrm{diff}}/\partial X$ 与 $\delta X$ 相乘求出各参数波动引入的等效磁场改变量 $\delta B_X = \delta(\omega_{\mathrm{diff}})_X$；然后将响应放大倍数 $A$ 等式 (31) 左右两边取对数并且对 $\Delta$ 求导得到 $\frac{1}{A}\frac{\partial A}{\partial\Delta} = \frac{-J^2}{\Delta(4\Delta^2-J^2)}$ 与 $\frac{\partial\Delta}{\partial B} = \gamma_1 - \gamma_2$ 相乘得到 $\frac{1}{A}\frac{\partial A}{\partial B} = \frac{-J^2(\gamma_1-\gamma_2)}{\Delta(4\Delta^2-J^2)}$；最后将 $\delta B_X$ 与 $\frac{1}{A}\frac{\partial A}{\partial B}$ 相乘取绝对值可定量得出各参数漂移引起的信号增强倍数的相对改变量 $\left\lvert\frac{\partial A}{A}\right\rvert$，各参数波动及其引起的增强倍数相对变化汇总于表 2。由表中数据可见，各参数漂移会对系统产生一定的影响，但是我们通过噪声抑制手段可以将其引起的增强倍数相对改变量控制到 ppm 量级。在我们的实验条件下，贡献最大的泵浦激光功率（$P_{\mathrm{pump}}$）的波动导致的增强倍数相对改变量仅为 2.7 ppm，探测光功率（$P_{\mathrm{probe}}$）、泵浦光频率（$\nu_{\mathrm{pump}}$）等其他参数的波动引起的信号增强的相对改变量均低于 1 ppm。因此，在目前的实验系统中，工作参数的微小偏移对 3.5 倍的信号增强效果影响很小。

图 7 给出了引入线圈反馈后系统在 EP 附近工作时的实测灵敏度谱。图中灰线为单次测量的原始谱数据，但是由于随机噪声的影响，其谱线涨落较大，单点读数不具备代表性，无法真实反映系统灵敏度水平。因此，我们将多次重复测量得到的灵敏度谱逐频率点平均，得到黑线所示的平滑谱。在 0.001 Hz 至 0.1 Hz

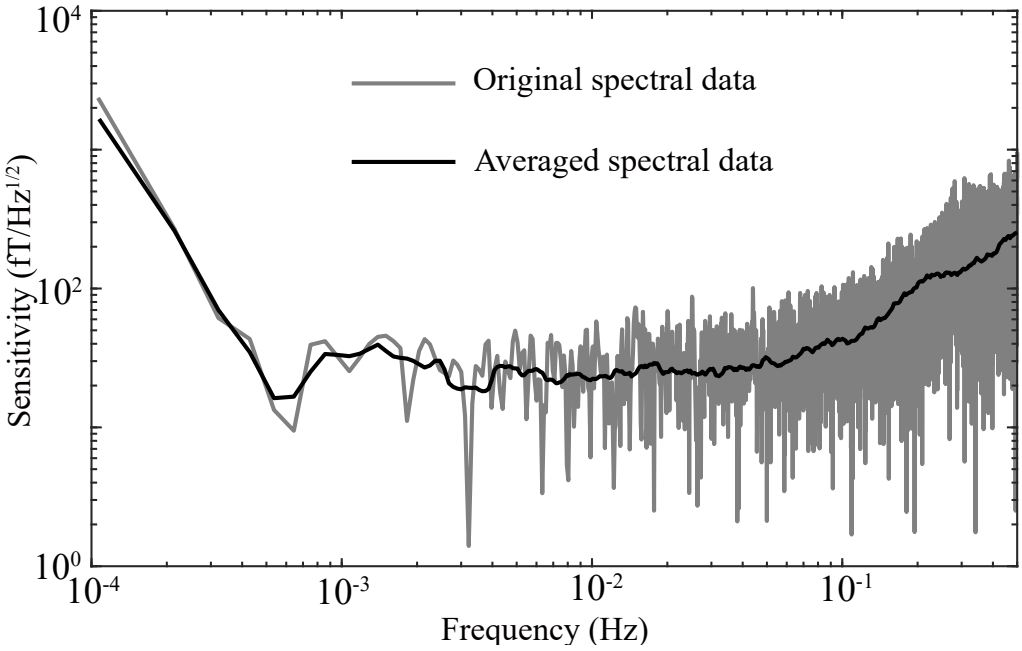



图 7　磁场探测灵敏度谱　灰线表示原始的谱数据，黑线表示经过平均平滑处理后的谱数据

Fig. 7. Magnetic field detection sensitivity spectrum: The gray line represents the original spectral data, and the black line indicates the averaged spectral data.

的频率范围内，灵敏度均优于 43 fT/Hz$^{1/2}$，最优灵敏度达到 18 fT/Hz$^{1/2}$，出现在约 0.0036 Hz 处。该灵敏度水平表明反馈介导的 EP 增强机制能够有效提升 $^{129}$Xe-$^{131}$Xe 混合核自旋体系对低频赝磁场的测量能力。进一步分析灵敏度谱的频率依赖特性可以发现，在 0.001 Hz 至 0.1 Hz 频段，灵敏度曲线较为平坦，表明该频段内系统噪声以白噪声为主，受限于泵浦激光功率波动等参数噪声（参见第 2.3 节噪声分析）；而在 0.001 Hz 以下，灵敏度呈恶化趋势，这主要归因于气室温度和偏置磁场的低频漂移。上述噪声特性与无反馈时表现出一致的频率依赖规律，说明 EP 增强机制在提升信号响应的同时，并未显著改变系统的噪声谱结构。因此，进一步降低泵浦光功率噪声、优化气室温度稳定性，将有望在现有基础上继续提升传感器的低频灵敏度。

## 4　总结与讨论

本文提出并实现了一种基于 $^{129}$Xe-$^{131}$Xe 双惰性气体混合核自旋体系的量子传感器，旨在实现对低频赝磁场信号的高灵敏测量。我们从理论上分析了该混合体系对磁场和赝磁场的响应规律，据此对激光功率与频率噪声、气室温度漂移以及偏置磁场波动等主要噪声源进行了系统评估和抑制。在此基础上，进一步

通过线圈反馈在两种核自旋之间建立了人工强耦合，将系统推至非厄米相边界上的例外点（EP）。利用 EP 处的非线性响应增强效应，传感器对赝磁场的响应斜率放大了约 3.5 倍。实验结果表明，在 0.001–0.1 Hz 频段内，该传感器的灵敏度优于 43 fT/$\mathrm{Hz}^{1/2}$，最优灵敏度可达 18 fT/$\mathrm{Hz}^{1/2}$。这一工作表明，基于 EP 的非线性增强是突破低频量子测量灵敏度限制的有效途径[45,52]，同时也为轴子暗物质搜寻[19,35]、奇异相互作用[58]等前沿物理探索提供了一种可实用的高灵敏度传感方案。

为了进一步客观评估本传感器在超低频段的性能优势，我们将其与现有主流方案进行了横向对比。现有量子传感器均在各自优势频段取得了优异性能，但在亚赫兹尤其是毫赫兹频段，普遍受到 $1/f$ 噪声和长期漂移等因素限制，而本工作针对超低频长时间稳定测量进行了专门优化。与 SQUID 和 SERF 等传感器受 $1/f$ 噪声和长期漂移限制不同，我们采用双惰性气体差分测量方案，通过组合 $^{129}$Xe 和 $^{131}$Xe 两个核自旋的拉莫尔频率，有效抑制了偏置磁场漂移、环境磁场波动以及转动噪声等共模扰动；并通过最优相位工作点优化，使系统对实验参数的敏感性显著降低。与 Floquet maser[59]等混合自旋方案相比，本工作进一步引入 $^{129}$Xe 和 $^{131}$Xe 双惰性气体核自旋之间的强耦合，使体系工作于非厄米例外点附近，并结合双核自旋差分与最优相位工作点，在相同的 0.001–0.1 Hz 超低频频段内实现了优于 43 fT/$\mathrm{Hz}^{1/2}$、最高 18 fT/$\mathrm{Hz}^{1/2}$ 的实验灵敏度，相比 Floquet maser 实验结果在同频段提升超一个量级。

本方案的另一个显著特点是 EP 增强倍数可通过改变反馈增益和调制频率灵活调节，这为适应不同测量场景提供了便利。在后续发展中，传感器还具有较大的进一步提升潜力。首先，可结合实时优化算法实现 EP 工作点的自适应锁定与动态追踪，以提升系统在复杂环境下的鲁棒性。其次，当前系统的测量带宽受限于核自旋弛豫时间，如何在保持 EP 增强优势的同时拓展带宽，是一个具有重要实用价值的研究方向。此外，在长期运行中，激光功率漂移和温度波动等环境因素仍会引入低频噪声，发展更高效的环境隔离与主动补偿技术，以及采用多气室差分探测方案进一步抑制共模噪声，将有望持续提升传感器的长期稳定性和灵敏度。同时，推动光电系统向集成化、小型化方向发展，也将有助于降低系统对环境的敏感度，为实际部署创造条件。

本方案在导航和新物理探测领域具有广阔的应用前景。该类量子传感器利用核自旋长相干时间的特性，在体积和功耗方面优势显著，可望用于小型化地磁异常匹配导航系统。同时，传感器能够在同一位置同时测量两种不同核自旋的进动信号，通过差分组合有效消除磁场波动和漂移引入的系统误差，非常适用于轴子、暗光子等暗物质粒子的搜寻，以及电偶极矩（EDM）的精密测量等对共模噪声抑制要求极高的前沿实验。

## 参考文献


[1] Degen C L, Reinhard F, Cappellaro P 2017 *Rev. Mod. Phys.* **89** 035002

[2] Budker D, Romalis M 2007 *Nat. Phys.* **3** 227

[3] Guo H, Wu T, Luo B 2024 *Physics* **53** 227 (in Chinese) [郭弘, 吴腾, 罗斌 2024 物理 **53** 227]

[4] Guo H, Wu T, Luo B, Liu Y X 2024 *Physics* **53** 616 (in Chinese) [郭弘, 吴腾, 罗斌, 刘院省 2024 物理 **53** 616]

[5] Guo H, Wu T, Luo B, Liu Y X 2024 *Physics* **53** 384 (in Chinese) [郭弘, 吴腾, 罗斌, 刘院省 2024 物理 **53** 384]

[6] Chai G Z 2026 *Physics* **55** 19 (in Chinese) [柴国志 2026 物理 **55** 19]

[7] McDermott R, Trabesinger A H, Mück M, Hahn E L, Pines A, Clarke J 2002 *Science* **295** 2247

[8] Fagaly R L 2006 *Rev. Sci. Instrum.* **77** 101101

[9] Taylor J M, Cappellaro P, Childress L, Jiang L, Budker D, Hemmer P R, Yacoby A, Walsworth R L, Lukin M D 2008 *Nat. Phys.* **4** 810

[10] Wang C J, Shi F Z, Wang P F, Duan C K, Du J F 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 130701 (in Chinese) [王成杰, 石发展, 王鹏飞, 段昌奎, 杜江峰 2018 物理学报 **67** 130701]

[11] Jing K, Xie Y J, Lan Z H, Rong X, Du J F 2023 *Metrol. Meas. Technol.* **43** 15 (in Chinese) [靖克, 谢一进, 蓝子桁, 荣星, 杜江峰 2023 计测技术 **43** 15]

[12] Li T W, Rong X, Du J F 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 060304 (in Chinese) [李廷伟, 荣星, 杜江峰 2022 物理学报 **71** 060304]

[13] Peng S J, Liu Y, Ma W C, Shi F Z, Du J F 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 167601 (in Chinese) [彭世杰, 刘颖, 马文超, 石发展, 杜江峰 2018 物理学报 **67** 167601]

[14] Li L S, Li H H, Zhou L L, Yang Z S, Ai Q 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 230601 (in Chinese) [李路思, 李红蕙, 周黎黎, 杨炙盛, 艾清 2017 物理学报 **66** 230601]

[15] Allred J C, Lyman R N, Kornack T W, Romalis M V 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 130801

[16] Kominis I K, Kornack T W, Allred J C, Romalis M V 2003 *Nature* **422** 596

[17] Li J, Quan W, Zhou B, Wang Z, Lu J, Hu Z, Liu G, Fang J 2018 *IEEE Sens. J.* **18** 8198

[18] 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** 160701 (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** 160701]

[19] Jiang M, Su H, Garcon A, Peng X, Budker D 2021 *Nat. Phys.* **17** 1402

[20] Xu M, Jiang M, Wang Y, Su H, Huang Y, Peng X 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 133202

[21] Jiang M, Qin Y, Wang X, Wang Y, Su H, Peng X, Budker D 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 233201

[22] Jiang M, Huang Y, Guo C, Su H, Wang Y, Peng X, Budker D 2024 *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **121** e2315696121

[23] Aslam N, Zhou H, Urbach E K, Turner M J, Walsworth R L, Lukin M D, Park H 2023 *Nat. Rev. Phys.* **5** 157

[24] Zhao Y X, Liu X Y, Yu D R, Xiao W, Peng X, Wu T, Guo H 2023 *Metrol. Meas. Technol.* **43** 1 (in Chinese) [赵一心, 刘曦屿, 于东睿, 肖伟, 彭翔, 吴腾, 郭弘 2023 计测技术 **43** 1]

[25] Mitchell M W, Palacios Alvarez S 2020 *Rev. Mod. Phys.* **92** 021001

[26] Duan J, Hu Z, Lu X, Xiao L, Jia S, Mølmer K, Xiao Y 2025 *Nat. Phys.* **21** 909

[27] Bao H, Duan J, Jin S, Lu X, Li P, Qu W, Wang M, Novikova I, Mikhailov E E, Zhao K F, Mølmer K, Shen H, Xiao Y 2020 *Nature* **581** 159

[28] Boto E, Holmes N, Leggett J, Roberts G, Shah V, Meyer S S, Muñoz L D, Mullinger K J, Tierney T M, Bestmann S, Barnes G R, Bowtell R, Brookes M J 2018 *Nature* **555** 657

[29] Huang S J, Zhang G Y, Hu Z H, Lin Q 2018 *Chin. J. Lasers* **45** 1204006 (in Chinese) [黄圣洁, 张桂迎, 胡正珲, 林强 2018 中国激光 **45** 1204006]

[30] Sun C, Ding M 2023 *Inf. Commun. Technol. Policy* **49** 68 (in Chinese) [孙畅, 丁铭 2023 信息通信技术与政策 **49** 68]

[31] Dang H B, Maloof A C, Romalis M V 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 151110

[32] Kornack T W, Ghosh R K, Romalis M V 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 230801

[33] Huo L J, Liu Y X, He Y, Huang W, Li X K 2021 *Navig. Position. Timing* **8** 38 (in Chinese) [霍丽君, 刘院省, 贺宇, 黄伟, 李新坤 2021 导航定位与授时 **8** 38]

[34] Safronova M S, Budker D, DeMille D, Jackson Kimball D F, Derevianko A, Clark C W 2018 *Rev. Mod. Phys.* **90** 025008

[35] Wang Y, Huang Y, Kang X, Chang D, Xu J, Chen Y, Pustelny S, Zheng W, Jiang M, Peng X, Du J 2026 *Nature* **650** 314

[36] Abel C, Afach S, Ayres N J, Baker C A, Ban G, Bison G, Bodek K, Bondar V, Burghoff M, Chanel E, Chowdhuri Z, Chiu P J, Clement B, Crawford C B, Daum M, Emmenegger S, Ferraris-Bouchez L, Fertl M, Flaux P, Franke B, Fratangelo A, Geltenbort P, Green K, Griffith W C, van der Grinten M, Grujić Z D, Harris P G, Hayen L, Heil W, Henneck R, Hélaine V, Hild N, Hodge Z, Horras M, Iaydjiev P, Ivanov S N, Kasprzak M, Kermaidic Y, Kirch K, Knecht A, Knowles P, Koch H C, Koss P A, Komposch S, Kozela A, Kraft A, Krempel J, Kuźniak M, Lauss B, Lefort T, Lemière Y, Leredde A, Mohanmurthy P, Mtchedlishvili A, Musgrave M, Naviliat-Cuncic O, Pais D, Piegsa F M, Pierre E, Pignol G, Plonka-Spehr C, Prashanth P N, Quéméner G, Rawlik M, Rebreyend D, Rienäcker I, Ries D, Roccia S, Rogel G, Rozpedzik D, Schnabel A, Schmidt-Wellenburg P, Severijns N, Shiers D, Tavakoli Dinani R, Thorne J A, Virot R, Voigt J, Weis A, Wursten E, Wyszynski G, Zejma J, Zenner J, Zsigmond G 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 081803

[37] Chen J Y, Jia X, Xu Z X, Shen H 2025 *Laser Optoelectron. Prog.* **62** 1127007 (in Chinese) [陈嘉怡, 贾鑫, 徐忠孝, 申恒 2025 激光与光电子学进展 **62** 1127007]

[38] Shah V, Romalis M V 2009 *Phys. Rev. A* **80** 013416

[39] Sheng D, Li S, Dural N, Romalis M V 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 160802

[40] Griffith W C, Knappe S, Kitching J 2010 *Opt. Express* **18** 27167

[41] Kornack T W, Smullin S J, Lee S K, Romalis M V 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 223501

[42] Limes M, Foley E, Kornack T, Caliga S, McBride S, Braun A, Lee W, Lucivero V, Romalis M 2020 *Phys. Rev. Appl.* **14** 011002

[43] Li H, Jiang M, Zhu Z N, Xu W J, Xu M X, Peng X H 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 160701 (in Chinese) [李辉, 江敏, 朱振南, 徐文杰, 徐旻翔, 彭新华 2019 物理学报 **68** 160701]

[44] 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]

[45] Zhang L D, Niu Y P, Gong S Q 2026 *Acta Phys. Sin.* **75** 040605 (in Chinese) [张理达, 钮月萍, 龚尚庆 2026 物理学报 **75** 040605]

[46] Yu X L, Liu S A, Liu J L 2012 *China Min. Mag.* **21** 107 (in Chinese) [于显利, 刘顺安, 刘佳琳 2012 中国矿业 **21** 107]

[47] Liu Y X, Wang Y H, Huang X M, Wang Z G, Zhao N 2025 *Acta Opt. Sin.* **45** 2027007 (in Chinese) [刘院省, 王元泓, 黄兴明, 汪之国, 赵楠 2025 光学学报 **45** 2027007]

[48] Zhang X, Hu J, Xiao D W, Zhao N 2025 *Commun. Phys.* **8** 93

[49] Gao G, Hu J, Tang F, Liu W, Zhang X, Wang B, Deng D, Zhu M, Zhao N 2024 *Phys. Rev. Appl.* **21** 014042

[50] Zhang X, Hu J, Luo J, Lee C, Zhao N 2026 *Phys. Rev. A* **113** 062816

[51] Mao Y H, Xu J P, Ji H T, Yang L T, Tan Z Q, Quan Y C, Pu T, Shao W, Hu J Q, Huang R, Nori F, Jing H 2026 *Nature* **654** 926

[52] Rong X, Du J F 2021 *Physics* **50** 395 (in Chinese) [荣星, 杜江峰 2021 物理 **50** 395]

[53] Ruan Y P, Tang J S, Li Z, Wu H, Zhou W, Xiao L, Chen J, Ge S J, Hu W, Zhang H, Qiu C W, Liu W, Jing H, Lu Y Q, Xia K 2025 *Nat. Photonics* **19** 109

[54] 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]

[55] Li S G, Zhou X, Cao X C, Sheng J T, Xu Y F, Wang Z Y, Lin Q 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 877 (in Chinese) [李曙光, 周翔, 曹晓超, 盛继腾, 徐云飞, 王兆英, 林强 2010 物理学报 **59** 877]

[56] Shaham R, Katz O, Firstenberg O 2022 *Nat. Phys.* **18** 506

[57] Chen C, Jin L, Liu R B 2019 *New J. Phys.* **21** 083002

[58] Wang Y, Huang Y, Guo C, Jiang M, Kang X, Su H, Qin Y, Ji W, Hu D, Peng X, Budker D 2023 *Sci. Adv.* **9** eade0353

[59] Jiang M, Su H, Wu Z, Peng X, Budker D 2021 *Sci. Adv.* **7** eabe0719

# Theoretical and Experimental Study on Quantum Sensing Based on Strongly Coupled Hybrid Noble Gases*

ZHANG Lidan[1)2)#] HUANG Xingming[1)2)#] WANG Yuanhong[1)2)#]
JIANG Min[1)2)†] PENG Xinhua[1)2)3)†]

1) ( *Department of Modern Physics and Laboratory of Spin Magnetic Resonance, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China* )

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

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

## Abstract

Sensitive detection of weak magnetic fields is an important application of quantum sensing, with implications for fundamental physics, inertial navigation, and biomagnetic measurements. Although spin-based sensors have achieved high sensitivities over a broad frequency range, extending their performance to sub-hertz frequencies remains challenging because slow fluctuations of experimental parameters and long-term drifts can dominate the measurement noise. Here, we theoretically investigate and experimentally

* Project supported by the Quantum Science and Technology-National Science and Technology Major Project (Grant No. 2021ZD0303205), National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. T2388102, 11927811, 92476204, 12150014, 12205296, 12274395, 123B2063, and 12261160569), Youth Innovation Promotion Association (Grant No. 2023474), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities (Grant No. WK2030250128).

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

# These authors contributed equally.

demonstrate a quantum sensor based on a hybrid nuclear-spin system of $^{129}$Xe and $^{131}$Xe, combining controllable feedback-mediated coupling with systematic suppression of low-frequency technical noise. The two xenon isotopes are polarized through spin-exchange collisions with optically pumped $^{87}$Rb atoms, which also provide an optical readout of their transverse spin precession. Their precession frequencies are continuously tracked using phase-locked feedback, and a differential combination of the two frequency signals suppresses common magnetic-field fluctuations while retaining sensitivity to pseudomagnetic perturbations. We establish a dynamical model of the hybrid spin system and analyze how fluctuations of the optical and magnetic parameters enter the measured output. Guided by this analysis, we experimentally characterize the contributions from pump and probe laser power and frequency fluctuations, vapor-cell temperature variations, and bias-field fluctuations. Optimization of the operating phase reduces the coupling of pump-power fluctuations to the differential signal, while control of the remaining experimental parameters improves the stability required for low-frequency measurements. These measurements identify the dominant technical noise sources and provide a basis for evaluating the sensor performance.

To enhance the signal response, we introduce an external feedback coil that establishes a tunable effective interaction between the two nuclear-spin ensembles. This interaction modifies the coupled spin dynamics and produces a non-Hermitian exceptional point, near which the difference between the two mode frequencies exhibits an enhanced response to weak perturbations. Under the experimental operating conditions, the response slope to the target pseudomagnetic field is increased by approximately a factor of 3.5. We distinguish this enhancement of signal responsivity from an improvement in the fundamental quantum limit of parameter estimation. The present sensor operates in a regime limited by technical noise, and its practical sensitivity is determined jointly by the signal response and the measured output noise. The performance improvement therefore relies on combining response enhancement with noise suppression.

The resulting sensor achieves a pseudomagnetic-field sensitivity better than 43 fT/Hz$^{1/2}$ throughout the 0.001–0.1 Hz frequency range. These results demonstrate a route to sensitive low-frequency measurements using coupled noble-gas nuclear spins. The combination of differential spin readout, optimized operating conditions, and controllable feedback-mediated interactions provides a platform for further im-

provements in long-term stability and measurement sensitivity. The approach may also be extended to other noble-gas spin mixtures and offers potential applications in searches for axionlike dark matter and exotic spin-dependent interactions.

**Keywords:** Quantum Sensing; Weak magnetic-field detection; Feedback coil interaction; Sensitivity