arXiv:2602.02210v1 [physics.atom-ph] 2 Feb 2026

超低频和甚低频频段振荡磁场的原子内禀校准

Zak Johnston,[1] Paul F. Griffin,[1] Erling Riis,[1] Dominic Hunter,[1] MarcinMrozowski,[1] 和 Stuart J. Ingleby[1]斯特拉斯克莱德大学苏格兰物理联盟物理系，英国格拉斯哥，*G4 0NG*

（*电子邮箱：zak.johnston@strath.ac.uk）

（日期：2026年2月3日）

我们提出了一种对超低频（ULF）和甚低频（VLF）范围内接收射频进行绝对校准的方法。该方法利用射频光泵磁力计（RF-OPM）实现。我们介绍了一种采用光泵样品的方法，通过铯磁共振的射频展宽，使接收场的幅值能够依据铯原子的基态旋磁比进行校准。这种基于频率的校准无需考虑影响感应式传感器的几何和静电响应函数，例如磁通门、搜索线圈和超导量子干涉仪磁力计。我们展示了利用振荡磁场对磁测量进行校准的方法，其频率范围为 300 Hz–20 kHz，传感器噪声底为 15 fT.Hz$^{-1/2}$。这种射频传感器可用作可广泛调谐的窄带接收器，用于通信、测距或穿透式电导率成像。

I. 引言

在许多不同的传感应用中，对振荡磁场进行准确且精密的测量至关重要[1]。射频光泵磁力计（RF-OPM）已应用于需要无损检测的场景，例如材料缺陷检测[2–4]或无创医学诊断[5]。这些技术利用感应涡流响应来确定被测样品的材料特性，同时还可根据接收到的场对样品进行磁成像，这被称为磁感应层析成像[6]。射频光泵磁力计还具有高灵敏度和较大的调谐范围，因此也可用于遥感应用，例如在低信号幅度和噪声环境下进行通信和测距[7], , 如通过衰减介质进行通信。振荡磁场还可使用其他类型的磁力计进行检测，例如磁通门或拾取线圈[8], ; 所有这些设备都需要对其产生和接收的振荡磁场进行校准测量。然而，使用标准线圈几何结构进行明确定义的校准，需要制造轴向绕组和横向绕组缺陷极小的线圈[9]。我们提出了一种改进的校准方法，不受这些物理参数的影响。

射频光泵磁力计利用气相中的极化碱金属原子系综测量磁场[10,11]。施加于原子系统的外部磁场决定了该系综的自旋进动频率，由此可获得场的标量或矢量属性信息[12]。与其他磁力计设备相比，光泵磁力计具有固有优势，例如可扩展性[13], 、灵敏度[14], 和非低温运行[15]。射频光泵磁力计通过对较低频段中振荡场进行调谐谐振拾取，改进了感应式传感，且不受波长与接收器尺寸之间经典约束的限制。测量超低频和甚低频频段中的振荡场需要更大的拾取线圈，因为灵敏度随线圈尺寸增大而提高，并随频率升高而降低[16,17]。

本文提出一种针对超低频和甚低频波段射频场的校准方法，该方法利用原子响应对接收场的饱和。通过施加不同强度的测试射频场，我们利用射频饱和对测得共振线形的贡献来校准所施加场的振幅，该场作为其他接收磁信号的参考信号。在消除偏置场变化对自旋交换弛豫的影响后，我们表明测得的场响应遵循光学布洛赫方程所预言的预期共振线形。以该校准线圈为参考，我们确定了传感器的本征噪声底。

II. 方法与装置

图1给出了射频光泵磁力计的实验示意图，其基于双共振原理工作。该方法将用于驱动光学跃迁的共振激光与通过光抽运诱导的基态磁共振相结合。我们采用由抽运光和探头组成的垂直双光束构型来探测铯样品。光抽运调谐至D_2线（852.34 nm），其中圆偏振光驱动$F = 3 \rightarrow F' = 4$ 光学跃迁的诱导σ^+ 跃迁。借助石蜡抗弛豫涂层使基态极化寿命最大化，从而在发生自旋破坏之前允许多次壁面碰撞（最多 10^5次）

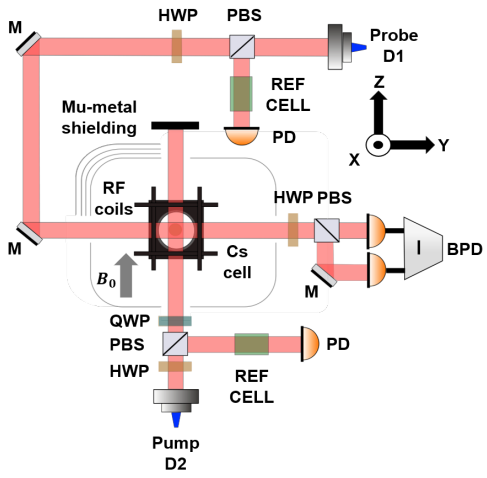


图1. 所用装置示意图。双共振磁力计由体积全息光栅（VHG）抽运光和分布式布拉格反射器（DBR）探测激光器组成，配有4层坡莫合金磁屏蔽，内部装有直径为28 mm的吹制玻璃石蜡涂层气室，气室内含有铯热蒸气；气室内还设有射频调制线圈和静磁场产生线圈。另有两个参考气室，各配有一个光电二极管（PD）；以及由半波片（HWP）、偏振分束器（PBS）和平衡光电探测器（BPD）组成的平衡偏振仪。

原子极化已经发生[18,19]。利用沿z轴取向的低噪声电流驱动器[20]，，产生了与泵浦光平行的静磁场B_0，。在B_0，场强较低时，非线性塞曼效应可忽略不计，塞曼态的简并被均匀解除。结合高效光抽运，这会在系统中产生取向矩，原子开始布居于$F = 4$、$m_f = +4$拉伸态。同一状态中极化原子的积累在蒸气室中产生净磁化，该系统表现出由各种自旋弛豫机制决定的有限自旋极化寿命，主要是残余的自旋破坏壁碰撞。

使用线偏振光探测D1线（894.59 nm）上的基态，该光相对于$F = 4 \rightarrow F' = 3$ 跃迁红失谐1.35 GHz。通过平衡偏振仪测量气室后的自旋取向；该仪器通过测量光在气室前后的偏振变化来确定法拉第旋转，其中旋转角度与横向自旋分量M_x成正比。

射频磁场（B_{RF}）通过一个沿 x轴 方向放置的方形单匝线圈（边长 5 cm）垂直施加于静磁场。两种场共同作用下自旋取向的变化采用布洛赫方程[21]，进行半经典建模；通过考虑基态极化的时间导数，求得旋转坐标系中的稳态解

化磁矩 **M**，

$$\dot{M} = \begin{pmatrix} \Gamma_2 & \Delta & 0 \\ -\Delta & \Gamma_2 & \Omega_{RF} \\ 0 & -\Omega_{RF} & \Gamma_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} + \Gamma_1 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ M_0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

其中，Γ_1 为纵向弛豫率，Γ_2 为横向弛豫率，Δ为相对于拉莫尔频率（$\Delta = \omega_L - \omega_{RF}$）的失谐，$\Omega_{RF}$ 为磁拉比频率（$\Omega_{RF} = \frac{\gamma B_{射频}}{2}$），$M_0$ 为稳态磁化。

通过参照施加场B_{RF}的相位和频率，对平衡偏振仪信号进行解调，测得吸收型和色散型线型M_y 和 M_x。根据方程1的稳态解，将解调后的信号拟合为相对于拉莫尔频率的失谐函数。图2展示了一个测得的射频共振及其对应的模型拟合[22]。

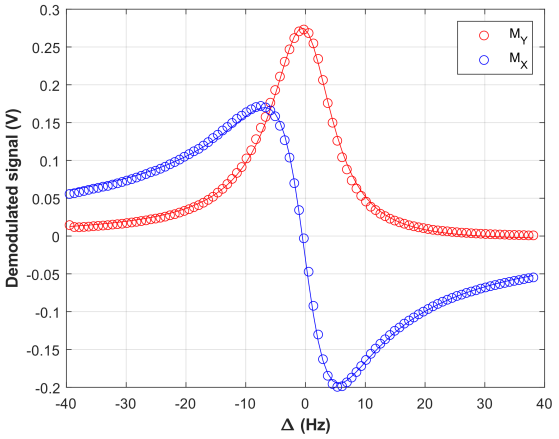


图2. 在5秒的总采样时间内，对80 Hz的失谐范围进行100个样本的频率扫描所产生的磁共振。M_y（红色）和M_x（蓝色）同时进行拟合，实线表示最佳拟合，最佳拟合参数$M_0 = 0.560$　$\omega_L = 2.00$　$\Gamma = $。V，. 4 67　$\Omega_{RF} = 4.08$ kHz，. Hz，. Hz。

通过考察磁共振如何随射频振幅增大而饱和，我们获得了固有校准。我们可以测量原子对场的响应，并根据该物种的旋磁比确定等效电流。

III. 结果

A. 射频饱和校准

为了便于分析，我们只考虑信号的振幅依赖性，并去除任何对

相位的依赖，这样拟合模型中就无需将相位作为自由参数。具体做法是对M_x和M_y、$R=\sqrt{M_X^2+M_Y^2}$求平方和开方。通过增大所施加射频调制的驱动强度，使射频共振达到饱和。将电压施加在与固定电阻串联的射频线圈两端。使用数据采集（DAQ）同步数字化偏振仪信号。

使用了从 20 μA到 160 μA 的射频电流范围，其对应的磁场范围为 0.73nT 至 5.80 nT，足以对非饱和区域和饱和区域进行共振响应分析。当射频拉比频率接近基态原子弛豫率时，磁场-原子相互作用会达到饱和，从而进入饱和态[23]。这种饱和会使共振响应出现特征性的凹陷，导致振幅降低、共振宽度增加，如图 3 所示。饱和参数 S 定义为磁拉比频率 Ω_{RF} 与弛豫率 Γ之比。当 $\frac{\Omega_{RF}}{\Gamma}>1$时，共振达到饱和。饱和凹陷始于 60 μA （2.19 nT）。在此数值下，计算得到的饱和参数为 0.92，如图 3 中的蓝色曲线所示。

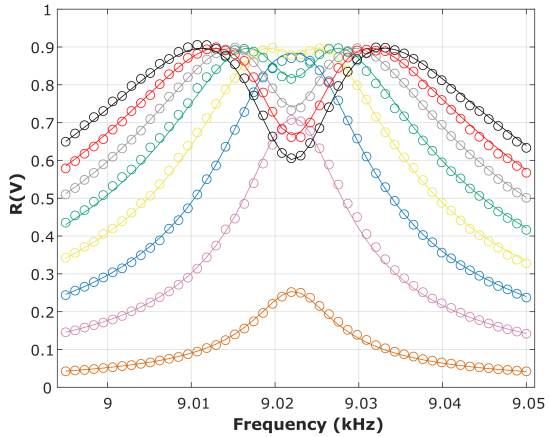


图 3. 在单一拉莫尔频率下，对扫频射频数据进行全局拟合得到的多组 R 共振响应。每组共振响应都覆盖以中心拉莫尔频率为基准的相同失谐范围，射频驱动逐渐增大，从 0.73 nT （橙色）升至 5.80nT （黑色）。

有必要分析非饱和区域和饱和区域，因为共振线形的变化使我们能够约束施加的磁场的振幅。我们可以将振幅和宽度与弛豫率及拉比频率联系起来，从而确定施加的射频场的幅值。共振响应表示为

$$M_y|_{\Delta=0}=\frac{M_0\Omega_{RF}}{1+(\frac{\Omega_{RF}}{\Gamma})^2}. \tag{2}$$

在线性区域中，M_0 与Ω_{RF} 之间的协方差很大，因此无法通过曲线拟合加以约束。在饱和区域中，这种协方差减小，各参数可以独立拟合；这一现象出现在 $\frac{\Omega_{射频}}{\Gamma}>1$ 区域，此时由于共振展宽，我们只能推断出拉比频率的信息。这使我们能够确定饱和场对原子响应的影响。

图 3 展示了对扫频射频频率的八组共振响应，其中每组数据代表不同的射频振幅。随着射频场增强，共振时的射频振幅随之增大，直至达到饱和，此时线形变宽。对这八组共振响应进行全局拟合，其中射频振幅由施加的射频磁场和给定拉莫尔进动频率下的线圈校准因子参数化。磁场-电流参数（或称校准参数）反映了单位电流变化所对应的磁场变化量，并已用于校准射频线圈的响应。该方法已在 300 Hz 至 20 kHz 的频率范围内重复实施。

B. 不同拉莫尔频率下的场响应

观察到表观射频线圈校准随拉莫尔频率呈二次变化，这是由于自旋交换弛豫对基态弛豫有微小但非零的贡献[24]。我们测量了射频线圈电路的电阻抗，从而排除了线圈电容或电感是造成这种变化的根本原因。不同超精细能级上的原子发生角动量守恒碰撞时，会产生自旋交换。超精细基态之间的符号差异使这一过程在整个原子样品中累积后迅速导致退相位。我们的系统采用再布居抽运，在超精细基态之间实现了高反转，有助于抑制这一过程引起的极化弛豫。这通常称为“光窄化”[25]。残余的自旋交换展宽会导致系统内退相干，使横向弛豫率增大T_2，即共振展宽。已有研究表明，自旋交换弛豫率与 $\Gamma_{SE}\propto\omega_L^2T$ 成比例，其中T 为自旋交换时间[24]，，自旋交换率与拉莫尔进动频率的平方成正比。我们通过共振响应多重拟合测得的弛豫率也呈现出这种平方关系。

尽管在我们的光窄化系统中，自旋交换弛豫对总体弛豫的贡献很小，但T_2与拉莫尔频率之间仍存在弱相关性。通过在弛豫率中明确加入二次项，我们可以在数据分析中拟合这一效应，并仅利用原子响应对射频线圈进行稳健校准。

C. 全局拟合

我们能够在整个感兴趣的参数空间内进行全局拟合。三个独立变量分别为射频失谐（Δ）、射频电流幅度（I_{RF}）和施加的静磁场电流（I_{B0}）。对于给定的拉莫尔频率，射频频率围绕共振对称地失谐，随后逐步增大射频电流幅度。针对十个不同的射频振幅，重复这一失谐过程。每组扫描后，增大静磁场，从而建立新的拉莫尔频率。重复此数据采集流程十次，对应十个不同的静磁场值。每种情况下的因变量都是在偏振仪上测得的振荡原子响应幅值R。

全局拟合的模型如下所示。

$$R = \frac{M_0 \Omega_{RF} \sqrt{\Delta^2 + \Gamma^2}}{\Gamma^2 + \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2}\Omega_{RF}^2 + \Delta^2} \tag{3}$$

其中，Ω_{RF}为磁拉比频率（$\Omega_{RF} = \gamma_{CRF} 2\, I_{RF}$），Δ为相对于拉莫尔频率的失谐（$\Delta = \omega_L - \omega_{RF}$），$\Gamma_2$为横向弛豫率（$\Gamma_2 = \Gamma_1 + \alpha\omega_L$），而$\omega_L$为拉莫尔频率（$\omega_L = \gamma（C_{B0} I_{B0}） + A_{B0}$）。

模型中的拟合参数包括：射频线圈校准参数C_{RF}、静磁场参数C_{B0}、静磁场偏置A_{B0}、自旋交换因子α、纵向弛豫率Γ_1，以及稳态磁化M_0。图 4 展示了测得的数据集（黑色）和模型拟合结果（粉色）。完整数据集构成一个维度为 50x10x10 的数组。每次围绕拉莫尔频率进行的失谐扫描包含 50 个点，覆盖宽度为 180 Hz 的共振。射频电流从 20-160 μA变化，间隔均匀，为 14 μA，因此每个拉莫尔频率对应十种不同的射频振幅。拉莫尔频率本身通过逐步增大静磁场，在 300 Hz 至 20 kHz 的范围内分十步变化，每步 1970 Hz。图 4 中的 x轴表示测量索引，展示了共振数据如何随三个独立变量变化。对于图 4 (A)，这里展示的是单个与相位无关的磁共振 R：射频频率围绕特定拉莫尔频率失谐，同时射频场饱和度保持特定值，偏置磁场保持恒定。图 4 (B) 展示了在不同射频饱和度下，围绕特定拉莫尔频率发生失谐的一组 R 个共振。对于每个共振，偏置磁场保持恒定，这相当于具有相同的中心拉莫尔频率 ω_L。图 4 (C) 展示了射频失谐、射频饱和度和偏置磁场变化时的完整全局拟合。每个偏置磁场“列”的数据表示一个不同的拉莫尔频率，范围从 300 Hz 到 20 kHz（$\omega_L(1)$ 到 $\omega_L(10)$）；每“列”中的数据则显示了射频饱和度的影响（图 4(B)），并涵盖不同射频失谐下的情况（图 4 (A)）。主要关注的参数是射频线圈校准参数，C_{RF} (nT/mA)。这是与射频场相关的校准因子。根据电流线圈的尺寸和间距预测的射频线圈校准值为 36 nT/mA。本文展示的系统能够提供不依赖于这些因素的校准。因此，理想情况下应采用经验性的原位校准。通过全局拟合方法得到的射频校准参数拟合值与几何计算（上文）所得结果一致，如表 1 所示。C_{B0} 和 A_{B0} 的值与静磁场驱动器的直接测量结果一致，其中 C_{B0} 是静磁场的校准因子，A_{B0} 是静磁场偏置。通过全局拟合方法得到的自旋交换因子为 $\alpha = 0.0034\ Hz/Hz^2$。α是一个唯象参数，用于表征自旋交换对拉莫尔频率的贡献，这表明系统中存在微弱但非零的自旋交换贡献。从实验角度来看，这一结果是意料之中的，因为共振泵浦光束会持续将原子从 F=3 基态中抽运出去。因此，大多数粒子都处于拉伸态 F=4，而同一超精细能级内原子之间的碰撞不会导致其进动自旋退相干。然而，残留在 F=3 中的少量粒子可以与 F=4 中占多数的粒子交换自旋，这一贡献导致的退相位会随着拉莫尔进动频率的增大而愈发显著。拟合模型得出的纵向弛豫率为 Γ_1 = 5.14 Hz，稳态磁化强度 M_0 = 0.551 V；系统的抽运和探测激光功率、失谐以及所施加的射频振幅会改变这一响应。决定蒸气室最小磁线宽的弛豫机制已有独立详尽的记录[19]。

表 I. 全局拟合方法所得拟合参数及绝对误差表

C_{RF}	(36.49 ± 0.09) nT/mA
C_{B0}	(65.8041 ± 0.0003) nT/mA
A_{B0}	(-29.99 ± 0.02) nT/mA
α	(0.0034 ± 0.0001) Hz/Hz^2
Γ_1	(5.14 ± 0.04) Hz
M_0	(0.551 ± 0.001) V

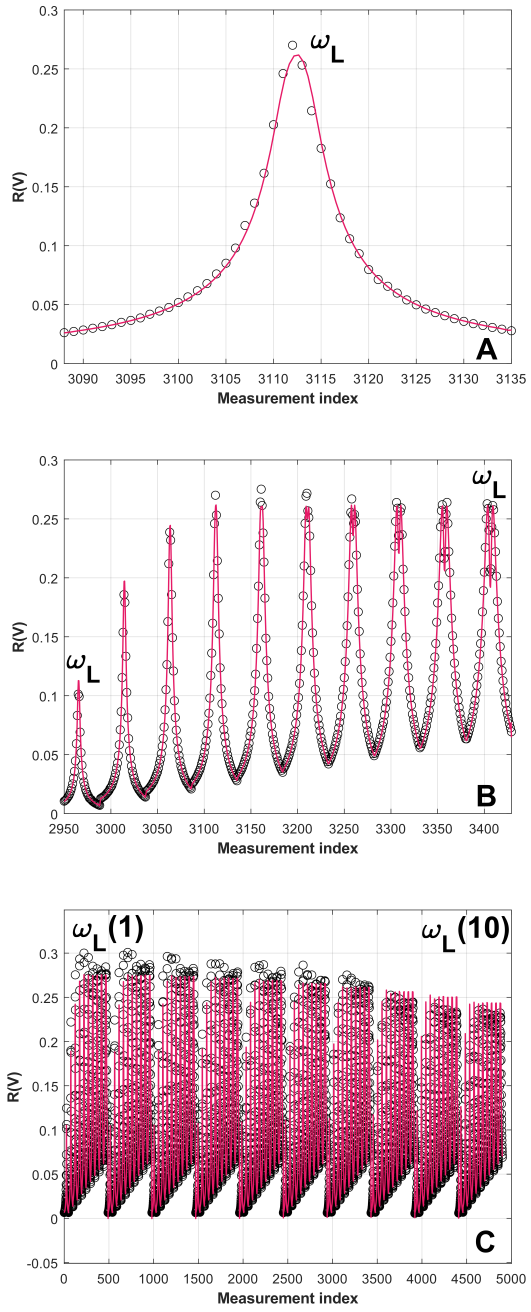


图4。（A）- 在给定拉莫尔频率下，宽度为180 Hz的单共振。（B）- 在给定的单一拉莫尔频率下，驱动深度各不相同的射频调制对应的十个共振。（C）- 拉莫尔频率和射频调制驱动深度均变化时的所有共振。

D. 经校准的光泵磁力计响应

使用前文讨论的本征校准程序，可以通过使用经校准的测试调制器，准确测定射频光泵磁力计的灵敏度。调制。通过对系统进行噪声分析来评估磁力计的性能。这为了解传感器的工作噪声底、射频灵敏度以及限制最佳性能的频率相关因素提供了关键信息。图5显示了传感器信号在不同实验条件下的十条平均幅度谱密度（ASD）曲线；这些曲线采用全局拟合方法进行了归一化和校准，测量时施加了10 pT的场，拉莫尔频率为667 Hz，蓝色曲线所示。

去除射频贡献后，测得了宽带磁力计噪声底，该噪声底对应于来自环境的环境磁场贡献（橙色曲线）。对高斯白噪声占主导的带宽区域进行平均，得到宽带噪声底灵敏度为15 fT/$\sqrt{Hz}$，如图5中的黑色虚线所示。光学噪声是指仅由探测光产生的贡献。通过去除泵浦光的贡献来测量此噪声（黄色曲线）。为量化探测器噪声，还会遮挡探测光，使探测器不接收入射光（紫色曲线）。最后，测量数字化仪噪声，即数据采集系统的固有电子噪声。将一个 50 Ω 端接器连接到数据采集系统的输入端，并记录所得频谱（绿色曲线）。

从图5可以看出，在去除光学噪声之前，各种磁力计工作状态下的噪声贡献几乎没有差异。这表明光学噪声是系统中的限制因素，并且接近光子散粒噪声极限。为了确定系统在产生最佳磁力计性能的光功率下是否受散粒噪声限制，采用了如下所示的散粒噪声计算，

$$\rho_{SN} = G\sqrt{2eP_{det}R} \tag{4}$$

.

G 为光电探测器增益，e 为电子电荷，P_{det} 为入射到探测器上的光功率，R 为探测器的响应度。

在我们的系统中，当探测光功率为 125 μW 时，灵敏度达到最佳；此时计算得出的光子散粒噪声为 11 fT/$\sqrt{Hz}$，如图 6 中的红色虚线所示。通过分离并检查各种噪声源，可以确定它们在磁力计不同工作状态下随频率变化的贡献。数据采集系统噪声包含一系列低频分量，源于混叠数字化仪噪声，但这些分量均未超过光学噪声底。在拉莫尔频率附近，噪声贡献极小。唯一显著的额外信号来自施加的测试调制。然而，在 100 Hz 以下，技术噪声变得更加显著，比白噪声底高出一个数量级。整个带宽中 100 Hz 以上的不需要的频率分量

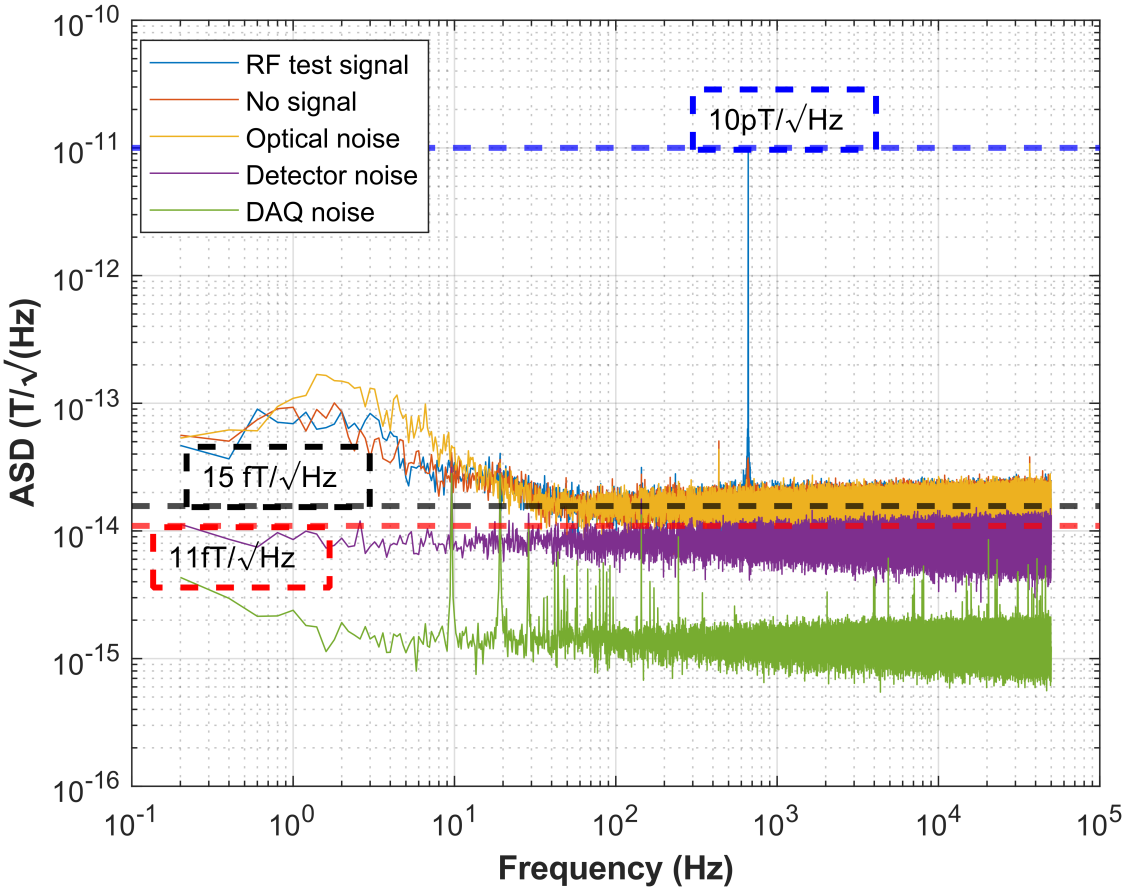


图5。磁力计系统中不同噪声源的分析，每条曲线表示一种不同的噪声源及其相对贡献。在测试信号为 10 pT（蓝色）、无测试信号（橙色）、探头的光学噪声（黄色）、探测器噪声（紫色）以及电子数据采集噪声（绿色）条件下运行。黑色虚线表示系统中的平均宽带灵敏度，测得为 15 fT/$\sqrt{Hz}$。红色虚线表示计算得到的 11 fT/$\sqrt{Hz}$ 光子散粒噪声。

对总体噪声的贡献极小。对于高于 100 Hz 的测试调制频率，校准结果稳健可靠，能够准确测量磁力计的灵敏度和整体系统性能。

在原子系统中加入自旋交换弛豫的经验参数化模型，足以模拟整个拉莫尔频率范围内的射频共振响应。在实验中，通过提高粒子数反转并采用光致窄化技术，也减弱了这种影响[26]。

IV. 结论

本文提出了一种在超低频和甚低频频段进行绝对场校准的方法，该方法通过系统的原子性质来校准原子对场的响应测量。一个稳健的模型将射频校准作为自由参数，能够很好地拟合实验数据，并可用于实现不受线圈几何形状或环境影响的射频校准。该方法也适用于低于 300 Hz 的载波频率。通过进一步开展抑制闪烁噪声源的工作，可将该方法扩展至低于 300 Hz 的超低频带.....

振荡场的稳健校准对于磁计量学应用至关重要，尤其是在低频范围内。低频通信、地球物理勘测和生物医学成像等应用都需要对微弱磁场进行准确且可靠的检测。在磁感应断层成像（MIT）中，通过样品磁场响应的变化来推断电导率的空间变化，而这些测量的保真度取决于系统的磁场校准。同样，在超低频和甚低频频段运行的通信系统——主要用于衰减介质中——必须能够

在噪声背景下以高精度分辨低振幅磁信号。本文提出的校准技术完全基于对原子内禀性质的测量，不依赖外部参考，为上述应用提供了一种高度稳定且可迁移的标准。

致谢

本研究部分由英国工程与自然科学研究委员会量子技术中心的量子赋能定位、导航与授时项目（QEPNT，EP/Z533178/1）以及量子传感、成像与授时项目（QuSIT）资助。作者感谢弗里堡大学的荣休教授 Antoine Weis 团队提供本研究所用的铯池。

数据可用性声明

支持本研究结论的数据可向通讯作者合理申请获取。

参考文献

[1]D. Hunter、T. E. Dyer 和 E. Riis，“基于拉姆齐式询问的高精度光泵磁力计”，Opt. Lett. **47**，1230–1233（2022）。[2]P. Bevington 和 W. Chalupczak，“射频原子磁力计的不同配置——一项比较研究”，《传感器》**22**（2022），10.3390/s22249741。[3]L. M. Rushton、T. Pyragius、A. Meraki、L. Elson 和 K. Jensen，“用于通过涡流测量远程探测导电物体的无屏蔽便携式光泵磁力计”，Review of Scientific Instruments **93**，125103（2022），
h
ttps://pubs.aip.org/aip/rsi/article-pdf/doi/10.1063/5.0102402/16572369/125103_1_online.pdf。[4]P. Bevington、R. Gartman 和 W. Chalupczak，“利用射频原子磁力计增强材料缺陷成像”，《应用物理学杂志》**125**，094503（2019），
h
tt
ps://pubs.aip.org/aip/jap/article-pdf/doi/10.1063/1.5083039/15222904/094503_1_online.pdf。[5]C. Deans、L. Marmugi 和 F. Renzoni，“利用无屏蔽原子磁力计进行亚皮米电磁感应成像”，《应用物理快报》**116**，133501（2020），arXiv:2002.04943 [physics.ins-det]。[6]C. Deans、Y. Cohen、H. Yao、B. Maddox、A. Vigilante 和 F. Renzoni，“利用扫描式射频原子磁力计进行电磁感应成像”，《应用物理快报》**119**（2021），10.1063/5.0056876。[7]M. Lipka、A. Sierant、C. Troullinou 和 M. W. Mitchell，“利用直流与射频混合光泵磁力计进行多参数量子传感和磁通信”，Phys. Rev. Appl.**21**，034054（2024）。

[8]P. Ripka，“磁通门传感器的进展”，传感器与执行器A：物理 106，8–14（2003），第四届欧洲磁传感器与执行器会议论文集。[9]E. Bronaugh，“用于探头和传感器校准的亥姆霍兹线圈：磁场精度与均匀性的限制”，载于《国际电磁兼容研讨会论文集》（1995），第72–76页。[10]I. M. Savukov、S. J. Seltzer、M. V. Romalis 和 K. L. Sauer，“用于探测射频磁场的可调谐原子磁力计”，Phys. Rev. Lett. 95，063004（2005）。[11]N. Wilson、P. Light、A. Luiten 和 C. Perrella，“超稳定光学磁测量”，Phys. Rev. Appl. 11，044034（2019）。[12]S. J. Ingleby、C. O’Dwyer、P. F. Griffin、A. S. Arnold 和 E. Riis，“利用双共振对准磁力计中的相位几何效应实现矢量磁测量”，Phys. Rev. Appl. 10，034035（2018）。[13]D. Hunter、C. Perrella、A. McWilliam、J. P. McGilligan、M. Mrozowski、S. J. Ingleby、P. F. Griffin、D. Burt、A. N. Luiten 和 E. Riis，“利用微加工铯蒸气池进行自由感应衰减磁场成像”，Opt. Express 31，33582–33595（2023）。[14]D. Sheng、S. Li、N. Dural 和 M. V. Romalis，“利用多程池实现亚飞特斯拉标量原子磁测量”，Phys. Rev. Lett. 110，160802（2013）。[15]U. Marhl、A. Jodko-Władzi´nska、R. Brühl、T. Sander 和 V. Jazbinšek，“标准超导量子干涉器件与光泵磁力计脑磁图系统之间的数据转换与比较”，《公共科学图书馆·综合》17，1–22（2022）。[16]J. W. Mooney、S. Ghasemi-Roudsari、E. R. Banham、C. Symonds、N. Pawlowski 和 B. T. H. Varcoe，“用于心脏磁场成像的便携式诊断设备”，《生物医学物理与工程快报》3，015008（2017）。[17]I. Savukov、S. Seltzer 和 M. Romalis，“利用射频原子磁力计探测核磁共振信号”，《磁共振杂志》185，214–220（2007）。[18]M. V. Balabas、K. Jensen、W. Wasilewski、H. Krauter、L. S. Madsen、J. H. Müller、T. Fernholz 和 E. S. Polzik，“用于碱金属原子蒸气池的高品质抗弛豫涂层材料”，Opt. Express 18，5825–5830（2010）。[19]N. Castagna、G. Bison、G. Di Domenico、A. Hofer、P. Knowles、C. Macchione、H. Saudan 和 A. Weis，“石蜡涂层铯蒸气池自旋弛豫与磁测灵敏度的大样本研究”，《应用物理B》96，763–772（2009）。[20]M. S. Mrozowski、I. C. Chalmers、S. J. Ingleby、P. F. Griffin 和 E. Riis，“超低噪声、双极性、可编程电流源”（2022），arXiv:2207.10348 [physics.atom-ph]。[21]G. Bison、R. Wynands 和 A. Weis，“光学心磁计的优化与性能”，J. Opt. Soc. Am. B 22，77–87（2005）。[22]S. J. I ngleby、P. F. Griffin、A. S. Arnold、M. Chouliara 和 E. Riis，“利用光泵蒸气池磁测量对静磁场大小、方向和梯度进行高精度控制”，Review of Scientific Instruments 88，043109（2017），
h
t
t
p
s://pubs.aip.org/aip/rsi/article-pdf/doi/10.1063/1.4980159/15971707/043109_1_online.pdf。[23]H. Yang、Y. Wang 和 N. Zhao，“原子磁共振的饱和效应”，《AIP进展》10，055013（2020），
h
t
t
p
s://
pubs.aip.org/aip/adv/article-pdf/doi/10.1063/5.0008273/12838416/055013_1_online.pdf。[24]W. Happer 和 A. C. Tam，“快速自旋交换对碱金属蒸气磁共振谱的影响”，Phys. Rev. A 16，1877–1891（1977）。[25]T. Scholtes、V. Schultze、R. IJsselsteijn、S. Woetzel 和 H.-G. Meyer，“采用微型铯池的光窄化光泵磁力计”，Phys. Rev. A 84，043416（2011）。[26]S. Chen、J. Xingqing、W. Xiang、W. Xiao、C. Du、X. Peng 和 H. Guo，“利用石蜡涂层蒸气池在宽温度范围内实现光窄化”（2024）。