

铷-氙气室原子磁力仪系统磁场测量能力的标定

李辉 江敏 朱振南 徐文杰 徐旻翔 彭新华

Calibration of magnetic field measurement capability of rubidium–xenon vapor cell atomic magnetometer

Li Hui Jiang Min Zhu Zhen-Nan Xu Wen-Jie Xu Min-Xiang Peng Xin-Hua

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 160701 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190868

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190868>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

抽运–检测型非线性磁光旋转铷原子磁力仪的研究

Rubidium atomic magnetometer based on pump–probe nonlinear magneto–optical rotation

物理学报. 2017, 66(16): 160701 <https://doi.org/10.7498/aps.66.160701>

极化检测型铷原子磁力仪的研究

Research on an pump–probe rubidium magnetometer

物理学报. 2016, 65(21): 210702 <https://doi.org/10.7498/aps.65.210702>

铷原子气体自旋噪声谱的测量与改进

Measurement and improvement of rubidium spin noise spectroscopy

物理学报. 2018, 67(8): 087201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180098>

共振线极化光实现原子矢量磁力仪的理论研究

Theory of atomic vector magnetometer using linearly polarized resonant light

物理学报. 2018, 67(6): 060701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172108>

隧穿磁电阻效应磁场传感器中低频噪声的测量与研究

Measurement and study of low–frequency noise in TMR magnetic field sensor

物理学报. 2016, 65(5): 057501 <https://doi.org/10.7498/aps.65.057501>

铷原子气体自旋噪声谱测量的信噪比分析

Signal–to–noise ratio of spin noise spectroscopy in rubidium vapor

物理学报. 2017, 66(1): 017201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.017201>

铷-氙气室原子磁力仪系统磁场测量能力的标定*

李辉¹⁾ 江敏¹⁾ 朱振南¹⁾ 徐文杰¹⁾ 徐旻翔¹⁾ 彭新华^{1)2)†}

1) (中国科学技术大学近代物理系, 中国科学院微观磁共振重点实验室, 合肥 230026)

2) (中国科学技术大学, 量子信息与量子科技前沿协同创新中心, 合肥 230026)

(2019年6月4日收到; 2019年6月13日收到修改稿)

本文针对微弱磁场精密测量问题, 在自主研制的铷-氙气室原子磁力仪系统上, 探讨了两种磁场测量的方式, 分别实现了对交流磁场与静磁场的测量, 并对它们的磁场测量能力进行了实验标定. 交流磁场测量原理是基于测量外磁场对 ^{87}Rb 原子极化的影响, 实验标定结果为在2100 Hz频率范围内磁场测量的灵敏度约为 $1.5\text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$, 带宽约为2.8 kHz; 静磁场测量原理是基于测量铷-氙气室内超极化 ^{129}Xe 的拉莫进动频率, 实验上首先测得超极化 ^{129}Xe 的横向、纵向弛豫时间分别约为20.6和21.5 s, 然后通过标定给出静磁场测量精度约为9.4 pT, 测量范围超过50 μT . 相比无自旋交换弛豫原子磁力仪, 该磁力仪在同一体系内实现了交流磁场与静磁场的测量, 且交流磁场测量具有更大的带宽, 静磁场测量可在地磁场下正常工作, 将有望应用于地磁测量、基础物理等方面的研究.

关键词: 超极化氙, 自由感应衰减, 拉莫频率, 磁场测量**PACS:** 07.55.Ge, 33.25.+k, 32.80.Xx, 32.10.Fn**DOI:** 10.7498/aps.68.20190868

1 引言

磁场广泛存在于自然界中, 对于微弱磁场的精密测量不仅应用广泛, 还推动多个研究领域的进步与发展. 基于不同的磁场测量原理, 人们研制出多种测磁装置, 如磁通门^[1,2]、超导量子干涉仪^[3-5]、原子磁力仪^[6-13]、金刚石氮-空位色心磁力仪^[14-18]等. 随着量子调控与光电检测技术的快速发展, 利用原子自旋拉莫进动频率进行超灵敏磁场探测的原子磁力仪研究已成为热点. 其中, 无自旋交换弛豫 (spin exchange relaxation free, SERF) 原子磁力仪磁场测量的灵敏度极限已超过超导量子干涉仪^[6,7], 成为灵敏度最高的磁场测量装置, 已实现的灵敏度高达 $0.16\text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ^[7]. 近些年来, 国内也有多家科研机构开展了原子磁力仪的研究, 并取得一定

的进展. 如2010年, 浙江大学研制的铷原子磁力仪灵敏度达到 $0.5\text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ^[9]; 2014年, 北京大学通过优化铯原子磁力仪系统的各项参数, 实现的最优灵敏度为 $2.5\text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ^[10]; 2016年, 国防科技大学通过选择合适的极化磁场使铷原子磁力仪对待测磁场的灵敏度最大, 达到 $0.2\text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的灵敏度^[11]; 2017年, 兰州空间技术物理研究所研制的非线性磁光旋转铷原子磁力仪实现的极限灵敏度为 $0.2\text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ^[12]; 同年, 中国科学技术大学研制了用于零场核磁共振探测的SERF原子磁力仪, 实现在20—300 Hz频率范围内灵敏度低于 $18\text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ^[13].

为满足不同情况下的磁场测量要求, 可对原子磁力仪系统进行特殊设计或在其原子气室中充入第二种碱金属 (^{23}Na , ^{39}K , ^{85}Rb , ^{87}Rb , ^{133}Cs 等) 或稀有气体 (^3He , ^{21}Ne , ^{129}Xe , ^{131}Xe 等) 原子形成新的气室体系. 铷-氙气室内充有核自旋为3/2

* 国家重点研究发展计划 (批准号: 2018YFA0306600)、国家自然科学基金 (批准号: 11425523, 11661161018) 和安徽量子信息技术首创 (批准号: AHY050000) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xhpeng@ustc.edu.cn

的碱金属 ^{87}Rb 与核自旋为 $1/2$ 的稀有气体 ^{129}Xe , ^{129}Xe 原子的引入使气室内的动力学演化更加丰富, 引起人们大量的理论与实验研究, 例如自旋交换光泵浦理论及其基本参数测量 [19–23], 自旋交换光泵浦效率的提高 [24], 超极化 ^{129}Xe 弛豫时间测量 [25,26], 利用铷-氙气室体系形成新型弗洛凯态微波射频器 [27] 等.

以铷-氙气室体系为核心, 我们自主搭建了铷-氙气室原子磁力仪系统, 对其磁场测量能力的研究可明确其应用的范围与潜力, 为后期实验方案的设计及评估提供参考, 具有一定的必要性. 本文基于铷-氙气室原子磁力仪系统, 首先对其装置及涉及的基本理论进行了介绍, 给出系统测量交流磁场与静磁场的原理; 然后从实验上分别对系统测量交流磁场与静磁场的的能力进行了标定. 结果表明: 铷-氙气室原子磁力仪交流磁场测量的灵敏度在 2100 Hz 频率范围内约为 $1.5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$, 带宽约为 2.8 kHz; 静磁场测量精度约为 9.4 pT, 测量范围超过 $50 \mu\text{T}$.

2 实验装置简介

铷-氙气室原子磁力仪的实验装置如图 1 所示.

铷-氙气室 ($^{87}\text{Rb} - ^{129}\text{Xe}$ cell) 内充有碱金属 ^{87}Rb , 5 Torr (1 Torr $\approx 133.322 \text{ Pa}$) 稀有气体 ^{129}Xe 和 250 Torr 缓冲气体 N_2 , 其大小为 $10 \text{ mm} \times$

$10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ 的立方体, 气室壁厚约 1 mm, 材料为派热克斯玻璃, 因密封而产生的尾巴位于气室某一面的面心, 长约 5 mm. 气室位于 5 层柱状坡莫合金屏蔽筒 (magnetic shields) 的中心, 其空间三轴剩磁均小于 2 nT. 利用柱状聚四氟乙烯上的三轴匀场线圈 (shimming coils) 抵消剩磁, 可为气室提供近零场环境. 加热保温 (heating and insulation) 部分包含对绞电阻丝、负责导热的氮化硼柱和与其嵌合的保温 Peek 材料, 其中电阻丝绕在氮化硼柱底端. 通过无磁硅胶将气室固定在氮化硼柱顶端, 并对电阻丝通入电流, 配合热电偶和温控器反馈实现对气室恒温加热. Peek 材料外面, 我们设计出可嵌套的球状笼式结构, 其凹槽上绕有三组三轴线圈 (three-axis coils), 与匀场线圈一起实现对屏蔽筒内部磁场环境的控制.

外部光路采用两路相互垂直的激光分别作为泵浦光和探测光. 泵浦光选取与 ^{87}Rb 原子 D_1 线共振的圆偏光, 波长为 795 nm, 由 Toptica Photonics 公司的 DLC Pro 激光器 (795 nm laser) 出射后经 $\lambda/2$ 波片、起偏器与 $\lambda/4$ 波片后产生, 光束直径约 2 mm, 沿 z 轴方向泵浦极化 ^{87}Rb 原子. 探测光选取相对 ^{87}Rb 原子 D_2 线失谐量约 110 GHz 的线偏光, 由 DBR 激光器 (780 nm laser) 出射后经 $\lambda/2$ 波片与起偏器后产生, 光束直径约 1 mm, 沿 x 轴方向传播. 探测光通过铷-氙气室, 其偏振方向的旋

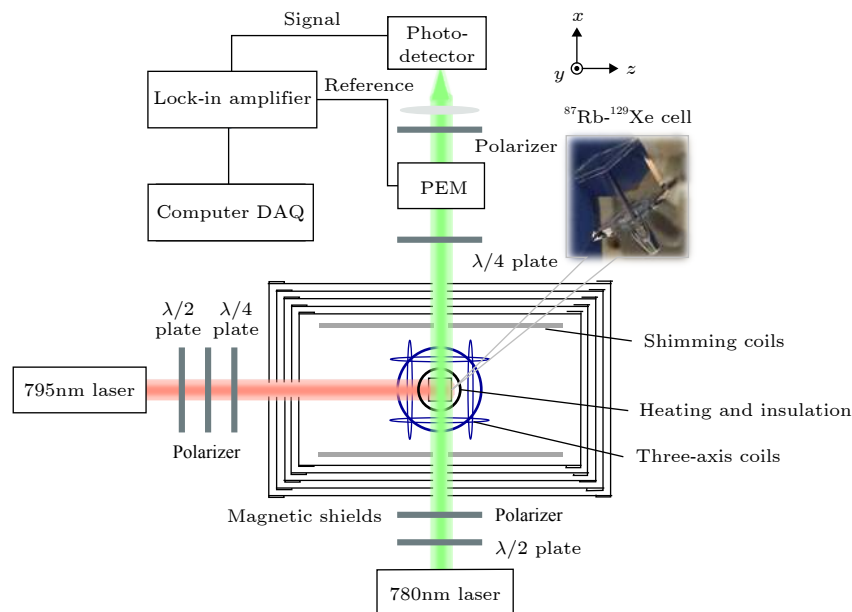


图 1 铷-氙气室原子磁力仪装置示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the rubidium-xenon vapor cell atomic magnetometer.

转角正比于 ^{87}Rb 原子极化在其传播方向的投影大小^[28],通过测量偏转角可实现对磁场的测量.为避免实验中低频噪声的影响,采用光弹调制器(PEM)将探测光的偏振调制到50 kHz后进入光电探测器.光电探测器(photodetector)将信号传入锁相放大器(lock-in amplifier)进行解调,解调信号通过电脑控制的数据采集模块(computer DAQ)进行采集.

3 基本原理

3.1 铷-氙气室体系动力学演化方程

铷-氙气室内包含 ^{87}Rb 与 ^{129}Xe 两种可自旋极化的粒子. ^{87}Rb 原子在泵浦光的作用下极化,并通过自旋交换相互作用将极化转移给 ^{129}Xe 核自旋产生超极化 ^{129}Xe .若对气室施加磁场或脉冲, ^{87}Rb 与 ^{129}Xe 的极化状态将发生改变并进行演化.铷-氙气室体系动力学演化过程可通过布洛赫方程组描述^[29]:

$$\frac{d\mathbf{P}_e}{dt} = \frac{1}{q(|\mathbf{P}_e|)} [\gamma_e(\mathbf{B} + \mathbf{B}_n) \times \mathbf{P}_e + R_{op}\hat{s} + R_{se}^{en}\mathbf{P}_n - R_{tot}^e\mathbf{P}_e], \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{P}_n}{dt} = \gamma_n(\mathbf{B} + \mathbf{B}_e) \times \mathbf{P}_n + R_{se}^{ne}\mathbf{P}_e - R_{tot}^n\mathbf{P}_n. \quad (2)$$

上述(1)式和(2)式分别描述碱金属 ^{87}Rb 、稀有气体 ^{129}Xe 原子极化 \mathbf{P}_e 与 \mathbf{P}_n 的演化过程.其中, $q(|\mathbf{P}_e|)$ 为 ^{87}Rb 电子与自身核超精细耦合后进动频率减慢的因子,当核自旋为3/2时 $q(|\mathbf{P}_e|) = 2 + 4/(1 + |\mathbf{P}_e|^2)$ ^[30]; γ_e 为电子的旋磁比; \mathbf{B} 为外界施加的磁场; \mathbf{B}_n 为超极化 ^{129}Xe 产生的磁场; R_{op} 为 ^{87}Rb 原子对泵浦光的吸收速率; \hat{s} 为泵浦光极化矢量; R_{se}^{en} 为 ^{87}Rb 与 ^{129}Xe 原子的自旋交换速率; $R_{tot}^e = R_{sd}^e + R_{op} + R_{pr} + R_{se}^{en}$ 为电子自旋总弛豫速率, R_{sd}^e 为电子自旋破坏碰撞速率, R_{pr} 为 ^{87}Rb 原子对探测光的吸收速率(考虑超精细耦合相互作用时, ^{87}Rb 原子总弛豫速率受减慢因子 $q(|\mathbf{P}_e|)$ 的限制); γ_n 为 ^{129}Xe 核的旋磁比; \mathbf{B}_e 为极化 ^{87}Rb 原子产生的磁场; R_{se}^{ne} 为 ^{129}Xe 与 ^{87}Rb 原子的自旋交换速率; $R_{tot}^n = R_{sd}^n + R_{se}^{ne}$ 为 ^{129}Xe 原子的总弛豫速率, R_{sd}^n 为 ^{129}Xe 的自旋破坏碰撞速率.

3.2 自旋交换光泵浦

自旋交换光泵浦是一种常用的产生超极化稀

有气体的方法^[31].碱金属原子在泵浦光的作用下极化,并通过与稀有气体原子间的自旋交换相互作用实现极化转移获得超极化稀有气体.碱金属原子将极化转移给稀有气体核自旋可通过两种方式实现: 1) 两者直接发生两体碰撞,在碰撞过程中实现极化转移; 2) 在缓冲气体分子参与下,碱金属原子、稀有气体原子与缓冲气体分子三者可短暂形成范德瓦尔斯分子,基于此分子内部的相互作用实现极化转移,缓冲气体分子仅参与整个过程,不参与极化转移.

对于铷-氙气室体系,在其总气压只有几十托时,形成的范德瓦尔斯分子寿命较长($\geq 10^{-9}$ s),有足够时间完成极化转移,同时由于粒子数密度比较小,两体碰撞发生的概率较低,由范德瓦尔斯分子导致的极化转移要远远大于两体碰撞,前者占主导作用;在实际自旋交换光泵浦实验中,气室总气压一般较高,形成的范德瓦尔斯分子的寿命较短,由其导致的极化转移可忽略不计,两体碰撞导致的极化转移占主导作用^[20].在两体碰撞过程中,由碱金属原子最外层电子自旋 \mathbf{s} 与稀有气体核自旋 \mathbf{I} 间的费米接触超精细耦合相互作用来实现极化转移,费米接触相互作用可表示为^[32]

$$\alpha \mathbf{s} \cdot \mathbf{I} = \frac{\alpha}{2} (S_+ I_- + S_- I_+) + \alpha S_z I_z, \quad (3)$$

式中,耦合系数 α 正比于碱金属最外层电子位于稀有气体核位置处的概率密度: $\alpha = 8\pi\gamma_e\gamma_n\hbar^2\delta(R)/3$,其中 \hbar 为约化普朗克常量, $\delta(R)$ 为以碱金属最外层电子与稀有气体核的间距 R 为变量的delta函数;括号里的升降算符项导致碱金属与稀有气体间极化转移的发生.

铷-氙气室体系在仅有 z 轴静磁场、连续光泵浦情况下达到稳态后, ^{87}Rb 和 ^{129}Xe 原子稳态极化均沿 z 轴方向,其稳态极化度可通过布洛赫方程组(1)式和(2)式右边分别取零求得:

$$P_e^{z,0} = \frac{R_{op}R_{tot}^n}{R_{tot}^e R_{tot}^n - R_{se}^{en}R_{se}^{ne}}, \quad (4)$$

$$P_n^{z,0} = \frac{R_{op}R_{se}^{ne}}{R_{tot}^e R_{tot}^n - R_{se}^{en}R_{se}^{ne}} = \frac{R_{se}^{ne}}{R_{tot}^n} P_e^{z,0}. \quad (5)$$

此时,极化的 ^{87}Rb 与 ^{129}Xe 原子产生的磁场 \mathbf{B}_e 与 \mathbf{B}_n 分别为:

$$\mathbf{B}_e = B_e^z \hat{z} = \frac{8\pi\kappa_0}{3} M_e \hat{z} = \frac{8\pi\kappa_0\gamma_e\hbar}{3} P_e^{z,0} n_{\text{Rb}} \hat{z}, \quad (6)$$

$$\mathbf{B}_n = B_n^z \hat{z} = \frac{8\pi\kappa_0}{3} M_n \hat{z} = \frac{8\pi\kappa_0\gamma_n\hbar}{3} P_n^{z,0} n_{Xe} \hat{z}, \quad (7)$$

其中 κ_0 为自旋交换增强因子, 对于铷-氙气室体系, 取值范围为 493 ± 31 [33]; $M_e \hat{z}$ 与 $M_n \hat{z}$ 分别为稳态时 ^{87}Rb 与 ^{129}Xe 的磁化矢量; n_{Rb} 与 n_{Xe} 分别为气室内 ^{87}Rb 与 ^{129}Xe 的粒子数密度.

3.3 铷-氙气室原子磁力仪磁场测量原理

铷-氙气室原子体系是一个耦合体系, 完全解析地求解其布洛赫方程组是极其复杂的. 实验中可根据具体条件, 对布洛赫方程组 (1) 式和 (2) 式进行一定的简化. 铷-氙气室体系在连续光泵浦的作用下, 一方面碱金属原子 ^{87}Rb 吸收泵浦光产生的极化远大于与 ^{129}Xe 自旋交换得到的极化, 即 $R_{\text{op}} \hat{s} \gg R_{\text{sc}}^{\text{en}} \mathbf{P}_n$, 可忽略 $R_{\text{sc}}^{\text{en}} \mathbf{P}_n$ 项对 ^{87}Rb 原子极化的影响; 另一方面在铷-氙气室体系动力学演化过程中有 $\mathbf{P}_e \approx P_e^z \hat{z} \approx P_e^{z,0} \hat{z}$, ^{87}Rb 原子极化产生的磁场 $|\mathbf{B}_e| \approx |B_e^z \hat{z}| \approx 0.482 \text{ nT}$ 可近似看作沿 z 轴方向的静磁场, 对后面系统磁场测量能力研究的影响可忽略不计. 综上, 实验条件下铷-氙气室体系所满足的布洛赫方程组可简化为:

$$\frac{d\mathbf{P}_e}{dt} = \frac{1}{q(|\mathbf{P}_e|)} [\gamma_e \mathbf{B}^* \times \mathbf{P}_e + R_{\text{op}} \hat{s} - R_{\text{tot}}^e \mathbf{P}_e], \quad (8)$$

$$\frac{d\mathbf{P}_n}{dt} = \gamma_n \mathbf{B} \times \mathbf{P}_n + R_{\text{sc}}^{\text{ne}} P_e^{z,0} \hat{z} - R_{\text{tot}}^n \mathbf{P}_n, \quad (9)$$

其中 $\mathbf{B}^* = \mathbf{B} + \mathbf{B}_n$ 为 ^{87}Rb 原子极化所受总磁场. 当 \mathbf{B}^* 缓慢变化时, 求解 (8) 式的稳态解可得 ^{87}Rb 原子极化沿探测光传播方向 x 方向的投影为

$$P_e^x = \frac{R_{\text{op}} B_x^* B_z^* - B_y^* \Delta B^*}{R_{\text{tot}}^e (|\mathbf{B}^*|^2 + \Delta B^{*2})}, \quad (10)$$

其中 $\Delta B^* = R_{\text{tot}}^e / \gamma_e$ 为常量. 探测光通过铷-氙气室后, 其偏振方向的旋转角正比于 P_e^x [28], 即:

$$\theta \propto P_e^x = \frac{R_{\text{op}} B_x^* B_z^* - B_y^* \Delta B^*}{R_{\text{tot}}^e (|\mathbf{B}^*|^2 + \Delta B^{*2})}. \quad (11)$$

铷-氙气室原子磁力仪通过测量 θ 可实现对磁场的测量.

当待测磁场为沿 y 轴方向的交流磁场 $B_y \hat{y}$ 时, ^{87}Rb 原子极化所受总磁场为 $\mathbf{B}^* = B_y \hat{y} + \mathbf{B}_n = A \cos(\omega t + \phi) \hat{y} + \mathbf{B}_n$, 其中 A , ω 与 ϕ 分别表示交流磁场的振幅强度、角频率与相位. 此种情况下, \mathbf{B}_n 可近似看作沿 z 轴方向的静磁场, 其横向分量忽略不计. 由 (11) 式可得探测光偏振方向的旋转角为

$$\begin{aligned} \theta \propto P_e^x &= -\frac{R_{\text{op}}}{R_{\text{tot}}^e} \frac{B_y \Delta B^*}{|\mathbf{B}^*|^2 + \Delta B^{*2}} \\ &= -\frac{R_{\text{op}} \Delta B^* A}{R_{\text{tot}}^e (|\mathbf{B}^*|^2 + \Delta B^{*2})} \cos(\omega t + \phi). \end{aligned} \quad (12)$$

由 (12) 式可知, 铷-氙气室原子磁力仪通过测量 θ 可实现对 y 轴方向交流磁场的测量.

当待测磁场为沿 z 轴方向的静磁场 $B_z \hat{z}$ 时, ^{87}Rb 原子极化所受总磁场为 $\mathbf{B}^* = B_z \hat{z} + \mathbf{B}_n$, 可通过以下方式实现对 B_z 的测量. 在铷-氙气室体系达到稳态后, 沿 x 轴方向施加 ^{129}Xe 的 $\pi/2$ 脉冲, 将 ^{129}Xe 磁化矢量翻转到 y 轴方向. 由脉冲引起 ^{87}Rb 原子极化的偏转在泵浦光的作用下快速恢复, 而超极化 ^{129}Xe 产生的磁场 \mathbf{B}_n 将由 y 轴开始绕着 z 轴静磁场进动, 其进动情况可由 (9) 式描述, 求解得超极化 ^{129}Xe 在 x , y 与 z 轴方向的极化投影随时间的变化为:

$$P_n^x(t) = P_n^{z,0} e^{-R_{\text{tot}}^n t} \sin(\gamma_n B_z t), \quad (13)$$

$$P_n^y(t) = P_n^{z,0} e^{-R_{\text{tot}}^n t} \cos(\gamma_n B_z t), \quad (14)$$

$$P_n^z(t) = P_n^{z,0} (1 - e^{-R_{\text{tot}}^n t}). \quad (15)$$

以上条件下, ^{87}Rb 原子极化沿 x 轴方向的投影可由 (10) 式给出:

$$\begin{aligned} P_e^x &= \frac{R_{\text{op}} B_n^x B_n^z + B_n^x B_z - B_n^y \Delta B^*}{R_{\text{tot}}^e (|\mathbf{B}^*|^2 + \Delta B^{*2})} \\ &\approx \frac{R_{\text{op}} B_n^x B_z - B_n^y \Delta B^*}{R_{\text{tot}}^e (|\mathbf{B}^*|^2 + \Delta B^{*2})}. \end{aligned} \quad (16)$$

由 (5) 式、(7) 式、(11) 式、(13) 式、(14) 式与 (16) 式可得探测光偏振方向的旋转角为

$$\begin{aligned} \theta \propto P_e^x &\propto e^{-R_{\text{tot}}^n t} [B_z \sin(\gamma_n B_z t) - \Delta B^* \cos(\gamma_n B_z t)] \\ &= e^{-R_{\text{tot}}^n t} \sqrt{B_z^2 + \Delta B^{*2}} \sin(\gamma_n B_z t + \varphi), \end{aligned} \quad (17)$$

其中 $\varphi = -\arctan(B_z / \Delta B^*)$. 因此, 铷-氙气室原子磁力仪最终测得超极化 ^{129}Xe 的进动为一个以拉莫频率 $\gamma_n B_z$ 振荡的衰减信号, 即自由感应衰减 (free induction decay, FID) 信号. 通过对此信号进行快速傅里叶变换 (fast fourier transform, FFT) 可给出 $\gamma_n B_z$ 的值, 除以 ^{129}Xe 的旋磁比即可得到待测静磁场 $B_z \hat{z}$ 的大小.

综上所述, 铷-氙气室原子磁力仪可通过两种方式进行磁场测量: 一是通过测量外磁场对 ^{87}Rb 原子极化的影响来测量交流磁场; 二是将待测静磁

场信息转移到超极化 ^{129}Xe 的拉莫进动频率上, 通过测量其拉莫频率实现对静磁场的测量.

4 铷-氙气室原子磁力仪磁场测量能力的标定

4.1 铷-氙气室原子磁力仪测量交流磁场能力的标定

铷-氙气室原子磁力仪测量交流磁场的能力可通过在 y 轴方向施加已知大小、频率的系列交流磁场进行标定. 实验时, 铷-氙气室体系在 $|\mathbf{B}| = 0$ 情况下达到稳态后, 沿 y 轴方向依次施加强度为 1.07 nT、频率以 100 Hz 为步长的系列定标磁场, 并进行数据采集, 采集时间为 5 s, 得到对应不同频率定标磁场的的数据. 将数据分别作 FFT 得到磁场相对强度与频率信息, 绘图得到铷-氙气室原子磁力仪对磁场频率的响应曲线, 如图 2(a) 所示. 利用带宽公式 $S(f) = a/\sqrt{f^2 + b^2}$ [6] 对图中数据进行拟合, 其中

$S(f)$ 为磁场频率取 f 时对应的磁场相对强度, a , b 为常数. 由拟合结果可知 $b \approx 2835.6$, 铷-氙气室原子磁力仪的带宽约为 2.8 kHz. 利用带宽公式拟合结果、定标磁场大小、采样时间与 FFT 数据可得到各频率定标磁场的噪声曲线, 根据噪声曲线中信号附近的噪底平均水平, 可得到相应频率下的磁场测量灵敏度. 图 2(b)—图 2(d) 分别是定标磁场频率为 300, 1200 与 2100 Hz 时得到的噪声曲线, 右上角给出对应频率下铷-氙气室原子磁力仪测量的灵敏度, 分别约为 1.1, 1.2 与 1.5 $\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$. 综上可得, 铷-氙气室原子磁力仪在 2100 Hz 频率范围内磁场测量灵敏度约为 1.5 $\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$, 带宽约 2.8 kHz, 其频率测量范围远超过 SERF 原子磁力仪几十到几百的带宽范围 [8].

4.2 铷-氙气室原子磁力仪测量静磁场能力的标定

在 3.3 节中已说明, 铷-氙气室原子磁力仪对

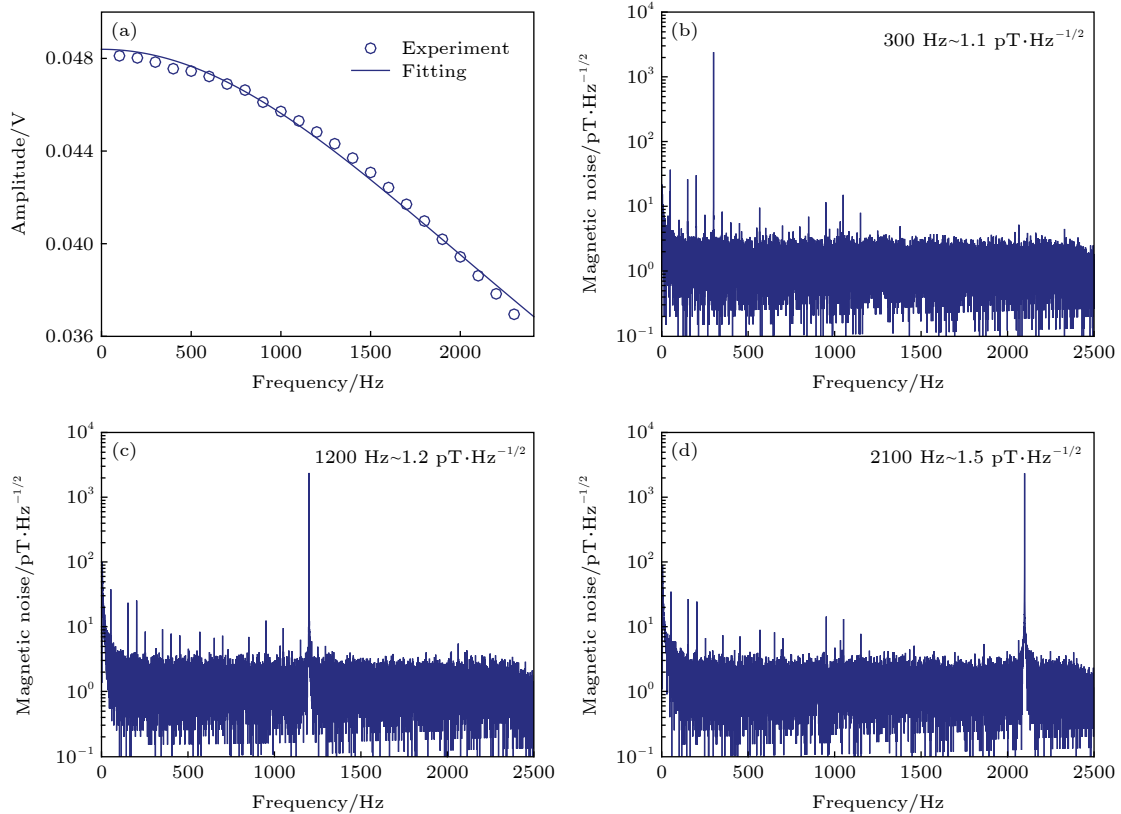


图 2 (a) 铷-氙气室原子磁力仪频率响应曲线; (b) 300 Hz 定标磁场噪声曲线; (c) 1200 Hz 定标磁场噪声曲线; (d) 1200 Hz 定标磁场噪声曲线

Fig. 2. (a) The frequency response curve of rubidium-xenon vapor cell atomic magnetometer; (b) the calibration magnetic field noise curve at frequency 300 Hz; (c) the calibration magnetic field noise curve at frequency 1200 Hz; (d) the calibration magnetic field noise curve at frequency 2100 Hz.

静磁场的测量可通过测量超极化 ^{129}Xe 在静磁场中的 FID 信号来实现, 这种磁场测量方式依赖于超极化 ^{129}Xe 的旋磁比, 无需借助系统的标定参数. 考虑静磁场的测量精度受限于超极化 ^{129}Xe 在静磁场中的弛豫时间, 以下将通过实验首先给出对超极化 ^{129}Xe 弛豫时间的测量, 然后再对铷-氙气室原子磁力测量静磁场的能力进行标定.

对于超极化 ^{129}Xe 的横向弛豫时间, 可通过测量施加 $\pi/2$ 脉冲后超极化 ^{129}Xe 的 FID 信号得到. 实验中, 沿 z 轴施加静磁场, 待铷-氙气室体系达到稳态后, 沿 x 轴方向施加 ^{129}Xe 的 $\pi/2$ 脉冲并采集数据 100 s, 得到超极化 ^{129}Xe 的 FID 信号, 如图 3(a) 所示. 利用公式 $S_{\text{FID}}(t) = S_{\text{FID}}(0)e^{-t/T_2}$ 对图 3(a) 中 FID 信号的包络线进行拟合, 其中 $S_{\text{FID}}(t)$ 为 t 时刻 FID 信号的振幅强度. 由拟合结果得超极化 ^{129}Xe 的横向弛豫时间 T_2 约为 20.6 s. 对超极化 ^{129}Xe 的 FID 信号进行 FFT 可得到其信号强度与拉莫频率信息, 如图 3(b) 所示. (实验所用 ^{129}Xe 的 $\pi/2$ 与 π 脉冲是通过在铷-氙气室体系施加强度相同、时长不同的脉冲, 并测量超极化 ^{129}Xe 信号强度随脉冲时长变化的拉比振荡曲线来确定其施加方式的).

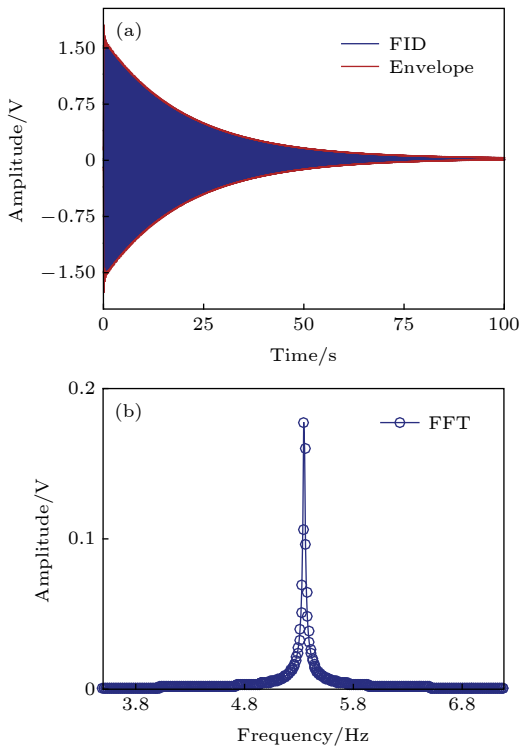


图 3 (a) 超极化 ^{129}Xe 的 FID 信号; (b) FID 信号的 FFT
Fig. 3. (a) FID signal of the hyperpolarized ^{129}Xe ; (b) FFT of the FID signal.

对于超极化 ^{129}Xe 纵向弛豫时间的测量, 我们采取传统的方法: 翻转恢复法^[34]. 铷-氙气室体系在仅有 z 轴静磁场情况下达到稳态后, 通过在 x 轴方向施加 ^{129}Xe 的 π 脉冲, 将超极化 ^{129}Xe 的磁化矢量翻转至 $-z$ 方向, 在自由演化时间 τ 后, 沿 x 轴方向施加 ^{129}Xe 的 $\pi/2$ 脉冲, 采集数据并进行 FFT 得到超极化 ^{129}Xe 的信号强度. 之后逐渐增大自由演化时间 τ 进行多次重复测量, 直至信号强度不再增大. 绘制信号强度随 τ 变化的曲线, 如图 4 所示. 利用公式 $S_{\text{FFT}}(\tau) = S_{\text{FFT}}(0)(1 - 2e^{-\tau/T_1})$ 对曲线进行拟合, 其中 $S_{\text{FFT}}(\tau)$ 为自由演化时间为 τ 时对应的超极化 ^{129}Xe 的信号强度. 由拟合结果可得超极化 ^{129}Xe 的纵向弛豫时间 T_1 约为 21.5 s.

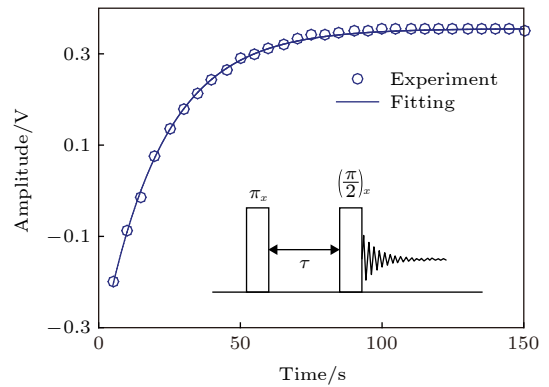


图 4 超极化 ^{129}Xe 信号强度随时间 τ 的变化曲线
Fig. 4. The curve of the hyperpolarized ^{129}Xe signal strength versus time τ .

铷-氙气室原子磁力仪测量静磁场能力可通过其对静磁场测量的精度与范围来表征, 两者可通过以下实验分别给出.

静磁场测量精度可由铷-氙气室原子磁力仪测量静磁场的不确定度表示. 理论上, 通过在 z 轴方向施加恒定静磁场, 长时间重复测量超极化 ^{129}Xe 拉莫频率的变化即可确定铷-氙气室原子磁力仪静磁场测量的不确定度. 实验中利用 Keithley 公司的 6220 精密电流源连接 z 轴匀场线圈产生的磁场来代替恒定静磁场 (本文所有实验所用静磁场均通过此种方式施加). 考虑电流源自身不稳定性会导致拉莫频率的变化, 利用上述方法最终测得的不确定度, 还需扣除电流源自身不稳定性导致的测量不确定度, 才能真正反映对静磁场测量的精度. 因此, 以下实验分为长时间重复测量超极化 ^{129}Xe 拉莫频率变化情况与电流源不稳定性测试两部分, 将其分

别称为实验一与实验二.

对于实验一, 设置电流源输出量程与大小均为 2 mA. 待铷-氙气室体系达到稳态后, 沿 x 轴方向施加 ^{129}Xe 的 $\pi/2$ 脉冲, 采集数据 80 s, 连续重复实验 536 次. 对采集的所有数据进行 FFT, 拟合 FFT 数据得到超极化 ^{129}Xe 拉莫频率的变化情况, 绘制概率密度统计分布直方图, 并利用高斯分布函数对图中数据进行拟合, 得到图 5(a). 高斯函数的拟合结果给出超极化 ^{129}Xe 拉莫频率的均值约为 3.5232 Hz, 标准差约为 1.449×10^{-4} Hz, 拟合结果较好.

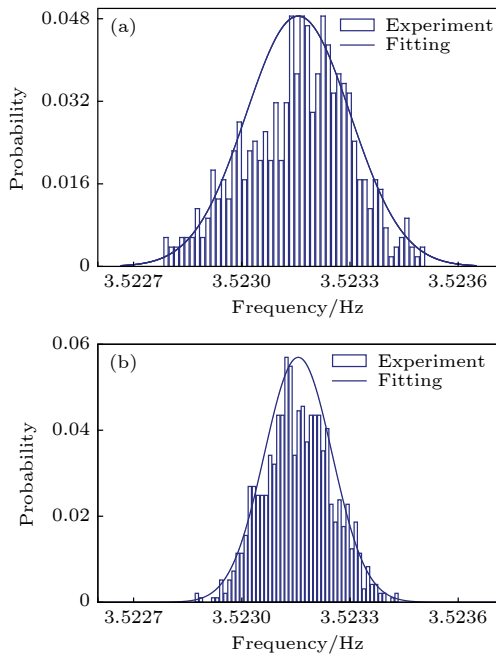


图 5 超极化 ^{129}Xe 拉莫频率的概率密度统计分布直方图 (a) 由铷-氙气室原子磁力仪系统本身与电流源不稳定性导致; (b) 由电流源不稳定性导致

Fig. 5. Probability density statistical distribution histogram of the Larmor frequency of the hyperpolarized ^{129}Xe : (a) Caused by the rubidium-xenon vapor cell atomic magnetometer system itself and the current source instability; (b) caused by the current source instability.

对于实验二, 电流源输出设置与实验一完全相同. 电流源启动后, 利用皮安表对其实时输出的电流进行测量并记录, 得到含有 996 个电流值的数据. 同样对电流值数据绘制概率密度统计分布直方图、利用高斯分布函数拟合得: 电流均值与标准差分别约为 2.00055, 5.33×10^{-5} mA, 高斯函数拟合结果较好. 考虑电流值与实验一数据分布均为近高斯型, 将电流值数据乘以拉莫频率均值与电流均值的比值, 近似得到单纯由电流源不稳定性导致超极

化 ^{129}Xe 拉莫频率变化的数据, 其均值与标准差分别约为 3.52315 与 9.39×10^{-5} Hz, 对此数据绘制概率密度统计分布直方图, 并用高斯函数进行拟合, 得到图 5(b).

铷-氙气室原子磁力仪单次测量静磁场的不确定度可由以上数据的拉莫频率标准差表示. 通过将实验一与实验二所得的拉莫频率标准差分别平方后相减, 再求其差值的算数平方根, 最终结果可近似认为已扣除由电流源不稳定性导致超极化 ^{129}Xe 拉莫频率的变化, 得到铷-氙气室原子磁力仪在测量静磁场时由其自身引起的拉莫频率不确定度约为 1.104×10^{-4} Hz, 除以 ^{129}Xe 的旋磁比可得铷-氙气室原子磁力仪静磁场测量精度约为 9.4 pT.

静磁场测量范围可通过以下实验给出. 通过分别在 $\pm z$ 轴方向不断增强静磁场强度, 并采集相应磁场强度下超极化 ^{129}Xe 的 FID 进行 FFT, 得到超极化 ^{129}Xe 信号强度随静磁场强度增加的变化曲线, 如图 6 所示.

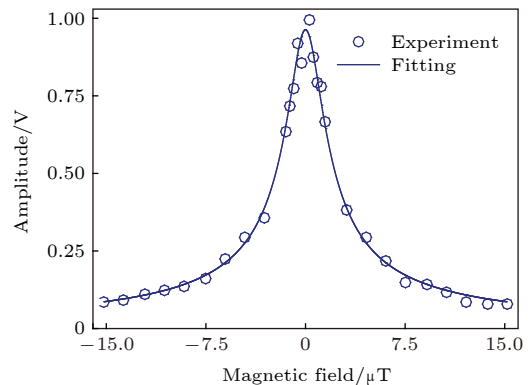


图 6 超极化 ^{129}Xe 信号强度随静磁场强度的变化曲线

Fig. 6. The curve of the hyperpolarized ^{129}Xe signal strength versus the static magnetic field strength.

由图 6 可知, 随着静磁场强度的增大, 超极化 ^{129}Xe 的信号强度逐渐减小, 当磁场增大到恰好将信号淹没于噪声即 FID 数据进行 FFT 后的信噪比等于 1, 此时对应的磁场强度为铷-氙气室原子磁力仪所能测得的最大静磁场强度. 受限于所用电流源最大输出电流与 z 轴匀场线圈结构固定, 实验中所施加的最大静磁场强度为 15.17 μT , 此时对应 FID 的 FFT 的信噪比约为 5400, 噪声强度约为 1.62×10^{-5} V, 可进行正常的静磁场测量. 利用带宽公式 $S_{\text{FFT}}(B_z) = a/\sqrt{B_z^2 + b^2}$ [6] 对图中数据进行拟合, 其中 $S_{\text{FFT}}(B_z)$ 为静磁场强度取 B_z 时对应的信号强度, a, b 为常数. 根据拟合结果, 在地磁

场 50 μT 的磁场强度下, 信号强度约为 0.026 V. 由 4.1 节可知, 铷-氙气室原子磁力仪对相同磁场强度的响应随频率增大而减小, 同理对相同噪声, 50 μT 静磁场下超极化 ^{129}Xe 拉莫频率位置处的噪声响应要比 15.17 μT 处的小, 在 50 μT 静磁场处的信噪比大于 160, 仍可正常进行静磁场测量. 这说明铷-氙气室原子磁力仪的静磁场测量范围大于 50 μT , 同时验证了其在地磁场环境下依旧可以进行静磁场测量.

5 结 论

本文对自主搭建的铷-氙气室原子磁力仪系统测量交流磁场与静磁场的的能力分别进行了实验标定. 对于交流磁场测量, 实验上测得在 2100 Hz 频率范围内系统磁场测量灵敏度约为 $1.5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$, 磁场测量带宽约 2.8 kHz. 对于静磁场测量, 实验标定结果给出系统静磁场测量精度约为 9.4 pT, 测量范围超过 50 μT . 本文在标定系统静磁场测量精度时, 考虑了精密电流源不稳定性的影响, 该做法对其他磁力仪静磁场测量精度的标定具有借鉴意义. 相比 SERF 原子磁力仪^[8], 铷-氙气室原子磁力仪测量交流磁场的频率范围更广; 静磁场测量可在地磁场下进行, 且磁场测量值的给出无需借助系统的标定参数. 铷-氙气室原子磁力仪具有与 SERF 原子磁力仪不同的磁场测量特点, 具有广泛的应用前景. 此外, 其可作为共磁力仪系统, 开展电偶极矩测量^[35,36]、原子自旋陀螺仪惯性测量^[29, 37]、核磁共振探测轴子^[38,39] 等方面的基础物理研究.

参考文献

- [1] Primdahl F 1979 *J. Phys. E* **12** 241
- [2] Yang B, Bu X Z, Wang X Z, Yu J 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 200702 (in Chinese) [杨波, 卜雄洙, 王新征, 于靖 2014 物理学报 **63** 200702]
- [3] Zhang Y H, Li Y Z, Zheng J F 1984 *Acta Phys. Sin.* **33** 58 (in Chinese) [张裕恒, 李玉芝, 郑捷飞 1984 物理学报 **33** 58]
- [4] Lee L P, Char K, Colclough M S, Zaharchuk G 1991 *Appl. Phys. Lett.* **59** 3051
- [5] Liu X Y, Xie F X, Meng S C, Ma P, Yang T, Nie R J, Wang S Z, Wang F R, Dai Y D 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2580 (in Chinese) [刘新元, 谢飞翔, 孟树超, 马平, 杨涛, 裴瑞娟, 王守证, 王福仁, 戴远东 2003 物理学报 **52** 2580]
- [6] Kominis I K, Kornack T W, Allred J C, Romalis M V 2003 *Nature* **422** 596
- [7] Dang H B, Maloof A C, Romalis M V 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 151110
- [8] Savukov I M 2017 in *High Sensitivity Magnetometers* (Switzerland: Springer) pp 451–491

- [9] 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]
- [10] Gu Y, Shi R Y, Wang Y H 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 110701 (in Chinese) [顾源, 石荣晔, 王延辉 2014 物理学报 **63** 110701]
- [11] 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]
- [12] 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]
- [13] Chen B T, Jiang M, Ji Y L, Bian J, Xu W J, Zhang H, Peng X H 2017 *Chin. J. Lasers* **44** 1004001 (in Chinese) [陈伯韬, 江敏, 季云兰, 边纪, 徐文杰, 张晗, 彭新华 2017 中国激光 **44** 1004001]
- [14] Wang P F, Yuan Z H, Huang P, Rong X, Wang M Q, Xu X K, Ju C Y, Shi F Z, Du J F 2015 *Nat. Commun.* **6** 6631
- [15] Peng S J, Liu Y, Ma W C, Shi F Z, Du J F 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 167601 (in Chinese) [彭思杰, 刘颖, 马文超, 石发展, 杜江峰 2018 物理学报 **67** 167601]
- [16] 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]
- [17] 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, 杨炎盛, 艾清 2017 物理学报 **66** 230601]
- [18] Jiang F J, Ye J F, Jiao Z, Jiang J, Ma K, Yan X H, Lv H J 2018 *Chin. Phys. B* **27** 57602
- [19] Happer W, Miron E, Schaefer S, Schreiber D, Van Wijngaarden W A, Zeng X 1984 *Phys. Rev. A* **29** 3092
- [20] Walker T G, Happer W 1997 *Rev. Mod. Phys.* **69** 629
- [21] Walker T G 1989 *Phys. Rev. A* **40** 4959
- [22] Appelt S, Baranga A B A, Erickson C J, Romalis M V, Young A R, Happer W 1998 *Phys. Rev. A* **58** 1412
- [23] Li S L, Tang T R, Sun X P, Zeng X Z, Liu Y Y, Wang F 1988 *Sci. Bull.* **16** 3 (in Chinese) [李森麟, 唐天荣, 孙献平, 曾锡之, 刘煜炎, 王枫 1988 科学通报 **16** 3]
- [24] Parnell S R, Deppe M H, Parra-Robles J, Wild J M 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 064908
- [25] Jiang P, Wang Z G, Luo H 2017 *Optik (Stuttg)* **138** 341
- [26] Zhan X, Jiang Q Y, Wang Z G, Luo H, Zhao H C 2018 *AIP Adv.* **8** 95104
- [27] Jiang M, Li H, Zhu Z N, Peng X H, Budker D 2019 arXiv Prepr. arXiv:1901.00970
- [28] Seltzer S J 2008 *Ph. D. Dissertation* (Princeton: Princeton University)
- [29] Kornack T W, Ghosh R K, Romalis M V 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 230801
- [30] Savukov I M, Romalis M V 2005 *Phys. Rev. A* **71** 23405
- [31] Barskiy D A, Coffey A M, Nikolaou P, Mikhaylov D M, Goodson B M, Branca R T, Lu G J, Shapiro M G, Telkki V, Zhivonitko V V 2017 *Chem. Eur. J.* **23** 725
- [32] Goodson B. M 2002 *J. Magn. Reson* **155** 157
- [33] Ma Z L, Sorte E G, Saam B 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 193005
- [34] Jau Y Y, Kuzma N N, Happer W 2002 *Phys. Rev. A* **66** 52710
- [35] Rosenberry M A, Chupp T E 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 22
- [36] Regan B C, Commins E D, Schmidt C J, DeMille D 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 071805
- [37] Fang J C, Qin J, Wan S A, Chen Y, Li R J 2013 *Chin. Sci. Bull.* **58** 1512
- [38] Arvanitaki A, Geraci A A 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 161801
- [39] Bulatowicz M, Griffith R, Larsen M, Mirijanian J, Fu C B, Smith E, Snow W M, Yan H, Walker T G 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 102001

Calibration of magnetic field measurement capability of rubidium-xenon vapor cell atomic magnetometer*

Li Hui¹⁾ Jiang Min¹⁾ Zhu Zhen-Nan¹⁾ Xu Wen-Jie¹⁾
 Xu Min-Xiang¹⁾ Peng Xin-Hua^{1)2)†}

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

2) (*Synergetic Innovation Center of Quantum Information and Quantum Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

(Received 4 June 2019; revised manuscript received 13 June 2019)

Abstract

The precise measurement of weak magnetic fields by using high-sensitivity magnetometers is not only widely used, but also promotes the development of many research fields. The magnetic field measurement capability of the magnetometer determines the potential and scope of its application, which means that research on its magnetic field measurement capability is essential.

In this work, we develop a rubidium-xenon vapor cell atomic magnetometer. The cell filled with 5-torr ^{129}Xe , 250-torr N_2 and a droplet of enriched ^{87}Rb is placed in the center of a five-layer magnetic shield with four sets of inner coils to control the internal magnetic field environment. In the cell, ^{129}Xe is polarized by spin exchange collisions with ^{87}Rb atoms, which are pumped with a circularly polarized laser beam at the D_1 transition. If magnetic fields or pulses are applied to the cell, the polarization state of ^{87}Rb and ^{129}Xe will change and evolve, whose evolution process can be described by a pair of Bloch equations. The analysis of the Bloch equations indicates that the rubidium-xenon vapor cell atomic magnetometer can measure magnetic fields by two different methods. The magnetic field measurement capabilities of the two methods are experimentally calibrated respectively. The first method is to measure the alternating current (AC) magnetic fields by measuring the influence of the external magnetic fields on the polarization of the ^{87}Rb atoms. The experimental results show that the sensitivity of the AC magnetic field measurement is about $1.5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ in a frequency range of 2100 Hz, and the bandwidth is about 2.8 kHz. The second method is to measure the static magnetic fields by measuring the Larmor frequency of the hyperpolarized ^{129}Xe in the cell. Considering that its measurement accuracy is limited by the relaxation of the hyperpolarized ^{129}Xe , the transverse and longitudinal relaxation time are measured to be about 20.6 s and 21.5 s, respectively. Then, the experimental calibration results indicate that the static magnetic field measurement precision is about 9.4 pT and the measurement range exceeds 50 μT , which prove that the static magnetic field measurement can still be performed under geomagnetic field (50 μT). The rubidium-xenon vapor cell atomic magnetometer enables the measurement of AC magnetic fields and static magnetic fields in the same system. Compared with the spin exchange relaxation free (SERF) atomic magnetometer, the rubidium-xenon vapor cell atomic magnetometer has some unique advantages. For AC magnetic field measurement, it has a wider frequency range. For static magnetic field

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2018YFA0306600), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11425523, 11661161018), and Anhui Initiative in Quantum Information Technologies, China (Grant No. AHY050000).

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

measurement, it can be performed under geomagnetic field and can give the magnetic field measurement value without using the calibration parameters of the system. These characteristics make the rubidium-xenon vapor cell atomic magnetometer have broad application prospects. It is expected to be applied to geomagnetic surveys, basic physics and other aspects of research.

Keywords: hyperpolarized xenon, free induction decay, Larmor frequency, magnetic field measurement

PACS: 07.55.Ge, 33.25.+k, 32.80.Xx, 32.10.Fn

DOI: [10.7498/aps.68.20190868](https://doi.org/10.7498/aps.68.20190868)