

激光与光电子学进展

基于交叉偏置磁场的单光束三轴原子磁力仪

吴梓楠, 张佳龙, 何孟阳, 任博康, 王子隆, 欧中华*, 岳慧敏**, 周晓军, 刘永

电子科技大学光电科学与工程学院电子薄膜与集成器件国家重点实验室, 四川 成都 610054

摘要 报道了一种基于交叉偏置磁场的单光束单调制三轴原子磁力仪。基于 Bloch 方程研究了单光束泵浦探测结构实现三轴磁场检测的理论, 提出使用交叉偏置磁场来旋转原子自旋极化方向实现三轴磁场探测的方案, 并通过实验进行了验证。仅采用单一调制磁场, 在抑制低频噪声的前提下避免了磁场串扰问题。实验结果表明: 在零磁场环境下, 系统对 X 轴方向待测磁场的响应带宽为 90 Hz, 系统灵敏度为 21 fT/(Hz^{1/2}); 在 Z 轴方向施加 34 nT 的偏置磁场时, 系统对 Y 轴方向待测磁场的响应带宽为 130 Hz, 系统灵敏度为 26 fT/(Hz^{1/2}); 在 Y 轴方向施加 38 nT 的偏置磁场时, 系统对 Z 轴方向待测磁场的响应带宽为 128 Hz, 系统灵敏度为 29 fT/(Hz^{1/2})。该三轴原子磁力仪体积小、结构简单且制作成本低, 有望应用于生物医疗等领域。

关键词 原子磁力仪; 三轴磁场; 灵敏度; 无自旋交换弛豫; 弱磁检测

中图分类号 P716+.82

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP230592

Single-Beam Triaxial Atomic Magnetometer Based on Cross Bias Magnetic Field

Wu Zinan, Zhang Jialong, He Mengyang, Ren Bokang, Wang Zilong, Ou Zhonghua*,
Yue Huimin**, Zhou Xiaojun, Liu YongState Key Laboratory of Electronic Thin Films and Integrated Devices, School of Optoelectronic Science and
Engineering, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, Sichuan, China

Abstract We report a single-beam triaxial atomic magnetometer based on cross bias magnetic field. Based on Bloch equation, the theory of single-beam scheme to achieve triaxial magnetic field detection is studied. To achieve triaxial magnetic field detection, the method of using cross bias magnetic field to rotate the atomic spin polarization direction is proposed and experimentally verified. By using only one single modulation magnetic field, it is possible to suppress low frequency noise and avoid the problem of magnetic field cross-talk. The experimental results show that the system response bandwidth to the magnetic field along X-axis is 90 Hz and the system sensitivity is 21 fT/(Hz^{1/2}) under the zero-field condition. The system response bandwidth to the magnetic field along Y-axis is 130 Hz and the system sensitivity is 26 fT/(Hz^{1/2}) when a bias magnetic field of 34 nT is applied in the Z-axis. The system response bandwidth to the magnetic field along Z-axis is 128 Hz and the system sensitivity is 29 fT/(Hz^{1/2}) when a bias magnetic field of 38 nT is applied in the Y-axis. The proposed triaxial atomic magnetometer has the advantages of small size, simple structure and low fabrication cost, and is expected to be used in the biomedical and other fields.

Key words atomic magnetometer; triaxial magnetic field; sensitivity; spin-exchange relaxation free; weak magnetic field detection

1 引言

磁场作为物质的固有属性, 蕴含着丰富的信息, 通过对磁场进行测量, 可以进一步地了解物质的结构及性质。原子磁力仪将碱金属原子作为工作介质, 通过监测碱金属原子与待测磁场之间的相互作用来实现磁

场测量。原子磁力仪自问世以来就备受人们关注, 特别是 2002 年报道的无自旋交换弛豫 (SERF) 型原子磁力仪^[1], 其在灵敏度这一指标上超过了目前商用最为成功的超导量子干涉仪 (SQUID), 成为了灵敏度最高的磁场测量设备^[2-3]。得益于超高灵敏度, 原子磁力仪被广泛地应用在各个领域, 如心脑磁图研究^[4-5]、基础

收稿日期: 2023-02-06; 修回日期: 2023-03-10; 录用日期: 2023-04-10; 网络首发日期: 2023-04-20

基金项目: 国家自然科学基金 (62075032)

通信作者: *ozh@uestc.edu.cn; **yuehuimin@uestc.edu.cn

物理研究^[6-7]以及零场核磁共振研究^[8]等。

SERF 型原子磁力仪虽然有着超高的灵敏度,但与传统的原子磁力仪相比,其矢量测量特性使得其往往只能实现单轴测量或者双轴测量,而在泵浦光方向存在测量盲区。因此,三轴 SERF 型原子磁力仪引起了人们的广泛关注。相比于单轴或者双轴 SERF 型原子磁力仪,三轴原子磁力仪能获取到更多的磁场信息,在许多领域都有着广阔的应用前景,比如在生物医疗领域,利用测得的三轴磁场信息构建心脑血管磁图,可以对发病部位进行定位,从而精准地实现疾病的预防和诊断。

为了实现三轴磁场测量,研究人员提出了许多行之有效的方案^[9]。2004 年,普林斯顿大学提出的双磁场调制方案^[10],可以同时完成三轴磁场的测量,在梯度仪模式下的测磁灵敏度为 $1 \text{ pT}/(\text{Hz}^{1/2})$ 。该方案的不足之处在于使用了双光束泵浦-探测结构,增大了系统的体积,不利于系统的微型化和集成化。后来,研究人员又相继提出了三轴磁场调制方案^[11]、旋转波调制方案^[12]、双气室分光方案^[13]、偏置磁场方案^[14]等等,但均存在系统体积大、灵敏度不高或磁场串扰等问题。

本文提出了一种基于交叉偏置磁场的单光束三轴 SERF 型原子磁力仪,通过施加交叉偏置磁场来旋转原子自旋极化方向,使得原子自旋极化在各个方向的投影均可被探测,进而实现三轴磁场测量。首先,介绍了原子磁力仪的工作原理,对原子自旋极化的演化过程进行了描述,并推导了系统对三轴磁场的理论响应;然后,设计了相应的实验验证系统;最后,对实验结果进行了分析与讨论。结果表明,通过施加交叉偏置磁场的方式,可以解决 SERF 型原子磁力仪存在不敏感轴的问题,最终在 X、Y 和 Z 轴实现的测磁灵敏度分别为 21、26、29 fT/(Hz^{1/2})。本方案的理论基础与文献

[15] 报道的三轴原子磁力仪相似,但在系统结构以及检测方式上有一定的差别,主要有以下几点:1) 测量机理上的差别。所提单光束三轴原子磁力仪基于 Hanle 效应,通过监测光强变化来实现磁场测量。2) 检测方式上的差别。所提方案通过使用单个光电探测器即可实现信号采集与处理,避免了引入复杂的偏振检测系统,极大地减小了系统的体积,提高了系统的操作便捷性。最终,所提方案获得了与文献 [15] 相似的性能表现。

2 原子自旋极化的演化机理

SERF 型原子磁力仪以碱金属原子为工作物质,通过监测碱金属原子自旋极化在外磁场中的演化来实现磁场测量,其物理过程如图 1(a) 所示。在自然条件下,碱金属原子服从玻尔兹曼分布,在各个塞曼子能级上的粒子数几乎相等,此时单个原子的自旋极化方向是混乱无序的,在宏观上展现的极化程度极低 ($\sim 10^{-7}$),不具备光学检测的条件。通常采用“光泵浦”的形式将碱金属原子泵浦至同一状态^[16-17],如图 1(a) 中步骤 i 所示。以铷原子 (⁸⁷Rb) 为例,其能级分布图如图 1(b) 所示,当一束频率与 D1 线 ($5^2\text{S}_{1/2} \rightarrow 5^2\text{P}_{1/2}$) 共振的左旋圆偏振光入射到 ⁸⁷Rb 上时,⁸⁷Rb 吸收光子角动量并跃迁至激发态能级。在这个过程中,光与原子之间的相互作用满足角动量守恒,由于左旋圆偏振光携带的角动量为 +1,因此原子只能在满足 $\Delta m_F = +1$ 的两个塞曼子能级之间发生跃迁。在基态能级 $F=2$ 的塞曼分裂能级中, $m_F = +2$ 的子能级由于没有相应的激发态能级,原子不能够发生跃迁。而其他跃迁至激发态的原子并不稳定,又会再次历经自发辐射回落到基态子能级上,且回落到各个基态子能级的概率相同。由于光泵浦的作用,处于基态子能级上的原子又会重新被泵浦至激发态。这样周而复始,原

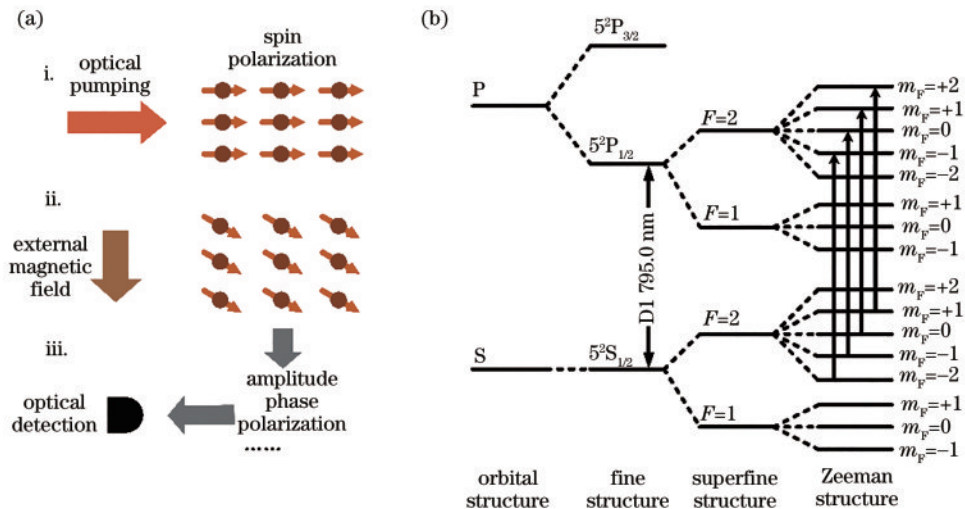


图 1 基本原理示意图。(a) 原子磁力仪工作过程示意图; (b) ⁸⁷Rb 的原子能级图 (D2 线未画出)

Fig. 1 Schematic diagram of the basic principle. (a) Operation process of atomic magnetometer; (b) atomic energy level of ⁸⁷Rb (D2 line is not shown here)

子逐渐积聚在塞曼子能级 $m_F = +2$ 上,从而实现碱金属原子粒子数分布的宏观极化。当存在外磁场时,碱金属原子会与极化原子相互作用,如图 1(a)中步骤 ii 所示。外磁场迫使极化原子绕外磁场进动,且进动频率 ω 与外磁场强度的大小 B 息息相关($\omega = \gamma \cdot B$, $\gamma = 2\pi \times 28 \text{ Hz/nT}$ 为电子旋磁比),该运动过程也被称为拉莫尔进动。这种进动过程使得极化的碱金属原子系综具备了作为传感介质的能力,导致激光的振幅、相位和偏振等参量发生改变,如图 1(a)中步骤 iii 所示。因此,可以通过测量光吸收^[18]或者顺磁旋转角^[19]来实现对原子自旋极化状态的测量,进而实现对磁场的测量。

处于 SERF 状态时,原子自旋极化 \mathcal{P} 的演化过程可以用 Bloch 方程^[20]来表征:

$$\frac{d\mathcal{P}}{dt} = \frac{1}{q} [\gamma_e \mathbf{B} \times \mathcal{P} + R_{\text{op}}(s\hat{z} - \mathcal{P}) - R_{\text{rel}}\mathcal{P}], \quad (1)$$

式中: q 为核减慢因子,低程度极化时 $q = 6$,高程度极化时 $q = 4$; $\gamma_e = 2\pi \times 28 \text{ Hz/nT}$,为裸电子的旋磁比; \mathbf{B} 为外磁场强度; R_{op} 为光泵浦速率; s 为泵浦光束的偏振度; \hat{z} 为泵浦光的方向; R_{rel} 为系统弛豫速率。

通过引入稳态条件 $d\mathcal{P}/dt = 0$,即可求解式(1)的稳态解,从而得到原子自旋极化的理论响应:

$$\mathcal{P}_{z-\omega} = \mathcal{P}_0 \frac{J_0(M)J_1(M) [-\gamma_e(R_{\text{op}} + R_{\text{rel}})B_x + \gamma_e^2 J_0^2(M)B_y B_z]}{(R_{\text{op}} + R_{\text{rel}})^2 + \gamma_e^2 [B_x^2 + J_0^2(M)(B_y^2 + B_z^2)]} \sin \omega t, \quad (3)$$

式中: $M = \gamma_e B_m / (q\omega)$ 为调制深度; $J_0(\cdot)$ 、 $J_1(\cdot)$ 分别为零阶和一阶第一类贝塞尔函数。将该一阶谐波分量输入到锁相放大器中进行解调,即可得到待测磁场信息。当原子工作在 SERF 状态时,应尽可能补偿环境磁场至零,即 $B_x \approx B_y \approx B_z \approx 0$ 。若在 X 轴方向存在待测磁场 B_{x0} ,则式(3)可以改写为

$$\mathcal{P}_{z-\omega} = \mathcal{P}_0 \frac{J_0(M)J_1(M) [-\gamma_e(R_{\text{op}} + R_{\text{rel}})B_{x0}]}{(R_{\text{op}} + R_{\text{rel}})^2 + \gamma_e^2 B_{x0}^2} \sin \omega t. \quad (4)$$

可以看出,此时系统的响应输出为类色散线型,在近零磁场区域,系统响应与待测磁场呈线性映射关系。对式(4)求偏导,得到系统响应在零点处的斜率:

$$T_x = \left. \frac{\partial \mathcal{P}_{z-\omega}}{\partial B_x} \right|_{B_x=0} = -J_0(M)J_1(M)\gamma_e \frac{R_{\text{op}}}{(R_{\text{op}} + R_{\text{rel}})^2}. \quad (5)$$

$$\left\{ \begin{aligned} T_y &= \left. \frac{\partial \mathcal{P}_{z-\omega}}{\partial B_y} \right|_{B_y=0} = \mathcal{P}_0 \frac{J_0^3(M)J_1(M)\gamma_e^2 B_{z-\text{bias}}}{(R_{\text{op}} + R_{\text{rel}})^2 + \gamma_e^2 J_0^2(M)B_{z-\text{bias}}^2} \sin \omega t \\ \Delta B_y &= \sqrt{\left[\frac{R_{\text{op}} + R_{\text{rel}}}{\gamma_e J_0(M)} \right]^2 + B_{z-\text{bias}}^2} \end{aligned} \right. \quad (7)$$

当施加的偏置磁场满足 $B_{z-\text{bias}} = (R_{\text{op}} + R_{\text{rel}}) / [\gamma_e J_0(M)]$ 时, T_y 取最大值。

$$\left\{ \begin{aligned} \mathcal{P}_x &= \mathcal{P}_0 \frac{\gamma_e^2 B_x B_z + \gamma_e B_y (R_{\text{op}} + R_{\text{rel}})}{(R_{\text{op}} + R_{\text{rel}})^2 + \gamma_e^2 (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2)} \\ \mathcal{P}_y &= \mathcal{P}_0 \frac{\gamma_e^2 B_y B_z - \gamma_e B_x (R_{\text{op}} + R_{\text{rel}})}{(R_{\text{op}} + R_{\text{rel}})^2 + \gamma_e^2 (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2)} \\ \mathcal{P}_z &= \mathcal{P}_0 \frac{\gamma_e^2 B_z^2 + (R_{\text{op}} + R_{\text{rel}})^2}{(R_{\text{op}} + R_{\text{rel}})^2 + \gamma_e^2 (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2)} \end{aligned} \right. \quad (2)$$

式中, $\mathcal{P}_0 = R_{\text{op}} / (R_{\text{op}} + R_{\text{rel}})$ 为无磁场条件下的稳态原子自旋极化。从式(2)可以看出,当监测原子自旋极化在 Z 轴方向上的投影为 \mathcal{P}_z 时, X 轴和 Y 轴磁场的响应均呈现出洛伦兹吸收线型。洛伦兹吸收线型在零磁场附近的斜率几乎为零,这导致其灵敏度很低。因此,通常采用磁场调制的方式,将洛伦兹响应曲线调制为类色散响应曲线,使系统响应在零磁场附近近似线性变化,从而提高系统的灵敏度。此外,通过磁场调制的方法,还可以降低系统的低频噪声和 $1/f$ 噪声,从而在一定程度上提高了系统的灵敏度。

当在 X 轴施加一个调制磁场 $B_m \cos \omega t$ (B_m 为调制磁场的振幅),基于扰动迭代方法,可以得到原子自旋极化的一阶谐波分量 $\mathcal{P}_{z-\omega}$:

从式(5)中可以看出,当 $R_{\text{op}} = R_{\text{rel}}$ 且 $M = 1.08$ 时,系统的斜率最大,此时系统灵敏度最高。该斜率的最大值为 $J_0(M)J_1(M)\gamma_e / (4R_{\text{rel}})$,通过降低系统弛豫的方式,可以达到提升系统灵敏度的目的。

若待测磁场在 Y 轴方向上,此时观察式(3),发现原子自旋极化在 Z 轴的分量为 0 ($B_x \approx B_z \approx 0$),这就导致无法对 Y 轴磁场进行探测。为了解决该问题,在 Z 轴施加偏置磁场 $B_{z-\text{bias}}$,则式(3)可以改写为

$$\mathcal{P}_{z-\omega} = \mathcal{P}_0 \frac{J_0^3(M)J_1(M)\gamma_e^2 B_{z-\text{bias}} B_y}{(R_{\text{op}} + R_{\text{rel}})^2 + \gamma_e^2 J_0^2(M)(B_y^2 + B_{z-\text{bias}}^2)} \sin \omega t. \quad (6)$$

式(6)表明在外加偏置磁场的情况下,系统响应与待测磁场之间的关系为类色散线型。对式(6)求偏导,则系统对 Y 轴待测磁场的响应在零点处的斜率以及系统线宽分别为

由式(3)可知,在存在磁场调制的情况下, Y轴和 Z轴的磁场相互耦合。因此,同样可以通过在 Y轴方向施加偏置磁场 $B_{y\text{-bias}}$ 来实现对 Z轴磁场的测量。此时,系统响应的一阶谐波分量可以改写为

$$\mathcal{P}_{z-\omega} = \mathcal{P}_0 \frac{J_0^3(M) J_1(M) \gamma_e^2 B_{y\text{-bias}} B_z}{(R_{\text{op}} + R_{\text{rel}})^2 + \gamma_e^2 J_0^2(M) (B_{y\text{-bias}}^2 + B_z^2)} \sin \omega t. \quad (8)$$

同样地,系统对 Z轴待测磁场的响应在零点处的斜率以及系统线宽可以表示为

$$\begin{cases} T_z = \left. \frac{\partial \mathcal{P}_{z-\omega}}{\partial B_z} \right|_{B_z=0} = \mathcal{P}_0 \frac{J_0^3(M) J_1(M) \gamma_e^2 B_{y\text{-bias}}}{(R_{\text{op}} + R_{\text{rel}})^2 + \gamma_e^2 J_0^2(M) B_{y\text{-bias}}^2} \sin \omega t \\ \Delta B_z = \sqrt{\left[\frac{R_{\text{op}} + R_{\text{rel}}}{\gamma_e J_0(M)} \right]^2 + B_{y\text{-bias}}^2} \end{cases}. \quad (9)$$

当施加的偏置磁场满足 $B_{y\text{-bias}} = (R_{\text{op}} + R_{\text{rel}}) / [\gamma_e J_0(M)]$ 时, T_z 取最大值。

可以看出,当只在 X方向上施加调制磁场时, X轴方向的磁场可以被检测到,而 Y轴和 Z轴方向的磁场则难以被检测到。通过在相应的方向上施加偏置磁场,就可以实现对 Y轴和 Z轴方向磁场的测量,从而实现三轴磁场测量。

3 实验装置

图 2 为 SERF 型原子磁力仪的系统结构示意图,主要包含激光器、光学元件、原子气室、三轴线圈、磁屏

蔽筒、精密电流源、锁相放大器、光电探测器等部件。本实验采用单光束方案,仅使用一束激光同时完成泵浦和探测。所用激光器为可调谐半导体激光器(DL Pro, TOPTICA, 德国),其调谐范围可达 0~40 nm。在实验中,激光器的频率被锁定至 ^{87}Rb D1 线 ($5^2\text{S}_{1/2} \rightarrow 5^2\text{P}_{1/2}$)。激光器输出的线偏振光经光纤准直器准直后的光斑直径约为 2 mm,再通过起偏器和四分之一波片转换成圆偏振光,用于泵浦原子气室内的碱金属原子,最后经原子气室透射的激光被光电探测器接收。跨阻放大器用于将传输的光信号转变为电信号,之后电信号被输入到锁相放大器中进行解调。

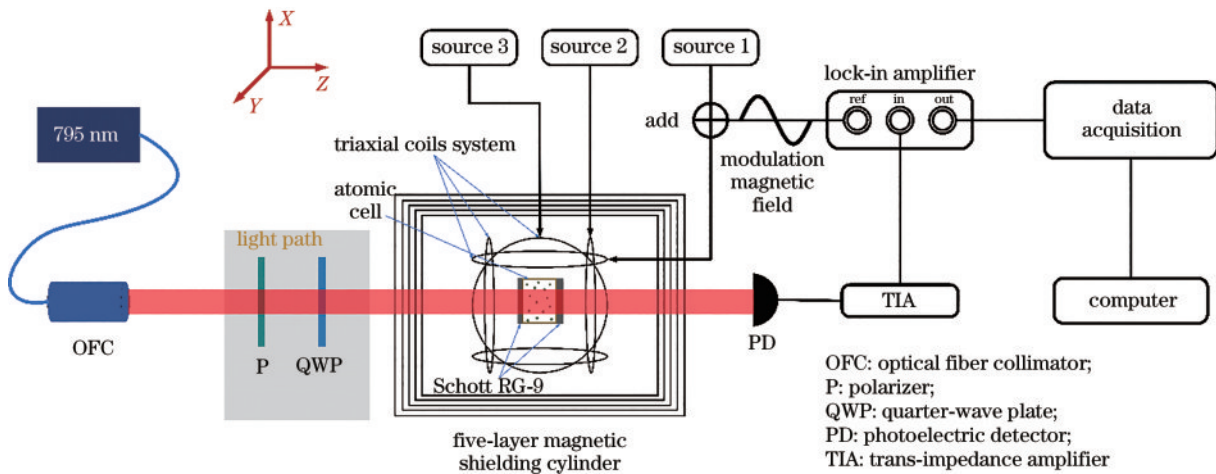


图 2 系统结构示意图(加热光路未画出)

Fig. 2 System structure (the heating light beam is not shown here)

所用 ^{87}Rb 气室是一个立方体玻璃器件,由 Pyrex 玻璃经由吹制法制成,是原子磁力仪设备的核心部件。其外腔尺寸为 $4\text{ mm} \times 4\text{ mm} \times 3\text{ mm}$,内腔尺寸为 $3\text{ mm} \times 3\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ 。内腔里面填充了足量的 ^{87}Rb 以及 80 kPa 的 N_2 ,其中 N_2 作为缓冲气体和淬灭气体使用。由于“辐射陷阱”,处于激发态能级的原子会自发辐射回落到基态,在这个过程中会产生偏振度随机的光子,而这些光子会被处于基态的其他原子吸收,从而降低原子系综的极化效果。原子与 N_2 相互碰撞时,原子回落到基态而不会产生光子,从而抑制了这种去极

化现象。此外, N_2 作为缓冲气体使用,减少了碱金属原子与其他原子或者气室内腔之间的碰撞,也进一步降低了系统的去极化现象。SERF 型原子磁力仪通常在两个条件下工作,即高温和低剩磁。因此,在实验中,需要将原子气室加热至合适的温度,使得系统工作在 SERF 状态。为了降低磁场噪声的引入,采用光加热^[21-22]的方法来实现对原子气室的加热。在原子气室的表面粘贴厚度分别为 0.26 mm 和 0.63 mm 的彩色滤光片,该材料可以通过吸收 1550 nm 激光实现升温,从而实现加热功能。相比于传统的电加热方案,光加

热方案有以下几点优势:1)彩色滤光片本身对 795 nm 激光透明,不会影响光路的设计;2)彩色滤光片尺寸与原子气室尺寸相当,在集成过程中不会增加传感头的体积;3)采用光学胶黏接的方式,加热结构更加稳定耐用,尤其适用于户外等运动平台;4)不会引入任何磁场噪声。经优化发现,本实验系统最佳工作温度为 160 °C,而所需的 1550 nm 激光功率约为 650 mW。

低剩磁环境是另一个关键因素。将 5 层坡莫合金制成的磁屏蔽筒用于屏蔽地磁场,可将剩磁控制在 5 nT 以下。在磁屏蔽筒内圈,还安置有一个三轴线圈系统,包含一个 Lee-Whiting 线圈和两对鞍形线圈。其中:Lee-Whiting 线圈由锁相放大器驱动,用于产生 X 轴的调制磁场以及补偿磁场;两对鞍形线圈分别由两台精密电流源驱动,用于产生 Y 轴和 Z 轴的补偿磁场,使原子能工作在近零场状态。使用商用磁通门计(CH-370,北京翠海中仪科技有限公司,北京)对该三轴线圈进行标定,其在 X、Y 和 Z 轴三个方向上的电流-磁场产生系数分别为 76.00、7.86、7.67 nT/mA。

4 实验结果及分析

在 X 轴方向施加一个频率为 1.5 kHz、振幅有效值为 250 nT 的调制磁场,再通过锁相放大器对该调制频率进行解调,即可得到系统的响应输出。通过施加一个从负到正的锯齿波扫描磁场,可以获得系统在该磁

场方向的响应曲线,如图 3(a)所示,主图部分为 X 轴响应,左下角插图均为 Y 轴响应,右上角插图均为 Z 轴响应。其中:圆点是在 X 轴方向上施加扫描磁场的系统响应结果;曲线为式(3)的拟合结果。可以看出,在零磁场附近,系统响应输出与待测磁场呈线性关系。使用一阶线性方程对该区域进行拟合,可得系统响应输出电压与待测磁场的转换系数为 16 mV/nT,即外磁场每变化 1 nT,系统响应输出电压变化 16 mV。图 3(b)为系统灵敏度测试结果,插图为系统带宽测试结果。在 X 轴方向施加一个频率为 20 Hz、振幅有效值为 100 pT 的标定磁场,记录系统的响应输出并进行频谱分析,最后再根据响应带宽进行修正即可得到系统灵敏度^[2]。实验中数据采集时间为 100 s,采样频率为 3598 Hz。实验结果显示,系统在 20 Hz 附近的灵敏度为 30 fT/(Hz^{1/2}),在 40~90 Hz 范围内的灵敏度为 21 (fT/Hz^{1/2}),系统 3 dB 带宽为 90 Hz。图 3(a)两幅插图中的圆点为待测磁场在 Y 轴和 Z 轴方向的系统响应结果。结果表明,当仅在 X 轴施加调制磁场时,系统可以响应 X 轴的磁场,而无法响应 Y 轴和 Z 轴的磁场,这与上述理论相符合。由于线圈的三轴非正交问题,X 轴的磁场泄露到了 Y 轴和 Z 轴上,从而导致该响应曲线并不是严格处于零点。同样利用式(3)对这两条响应曲线进行拟合,可得其转换系数分别为 0.10、0.08 mV/nT。这表明当在 X 轴施加磁场时,有 0.6% 的分量泄露到 Y 轴,有 0.5% 的分量泄露到 Z 轴。

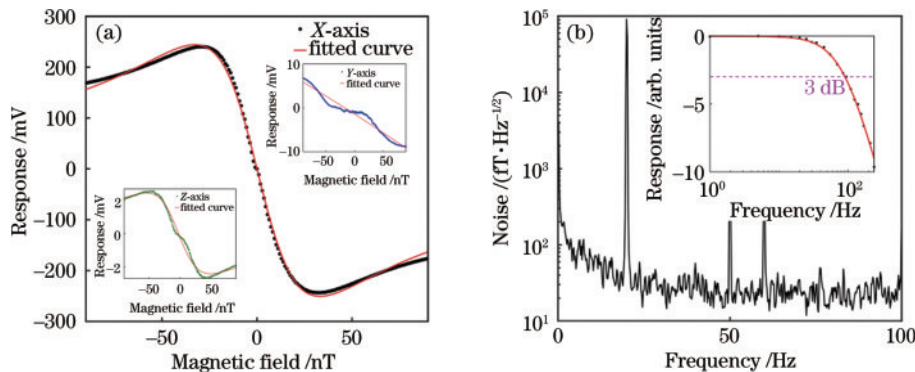


图 3 X 轴的测量结果。(a)X 轴系统响应曲线,插图为 Y 和 Z 轴响应曲线;(b)X 轴系统灵敏度测试结果,插图为带宽测试结果
Fig. 3 Measurement results of X-axis. (a) System response curve along X-axis, the insets are system response curve along Y-axis and Z-axis; (b) system sensitivity along X-axis, and the insert shows the bandwidth

图 4(a)是当待测磁场在 Y 轴方向时,Z 轴方向的偏置磁场对系统响应的影响。可以看出,随着偏置磁场振幅的增加,系统转换系数呈现先增大后减小的趋势,与前文理论预测一致。实测结果如图 4(b)所示,其中:圆点为实验数据;曲线为式(7)中第一个表达式的拟合结果。当偏置磁场约为 34 nT 时,系统转换系数取得最大值。图 4(c)为系统线宽与偏置磁场振幅的关系图,系统线宽随着偏置磁场振幅的增加而单调递增。图 4(c)中圆点为实验数据,曲线为式(7)中第二个表达式的拟合结果。基于该拟合曲线可以预测,当偏置磁场为 0 时,

系统线宽为 29 nT。通过计算,可以得到系统调制深度 $M=0.875$,则理论预测的最佳偏置磁场振幅为 35 nT,这与实验测得的 34 nT 匹配得很好。图 4(d)是偏置磁场为 34 nT 时的系统灵敏度,插图为系统带宽测试结果,测试过程与前文所述相同。结果表明:在 20 Hz 附近,系统灵敏度为 40 fT/(Hz^{1/2});在 40~90 Hz 范围内,系统灵敏度为 26 fT/(Hz^{1/2}),系统的 3 dB 带宽为 130 Hz。

图 5 是在 Y 轴施加偏置磁场时,系统对 Z 轴方向磁场的响应结果,其趋势与图 4 基本相同,这也符合式(3)的理论分析,两个方向的磁场相互耦合。当偏置

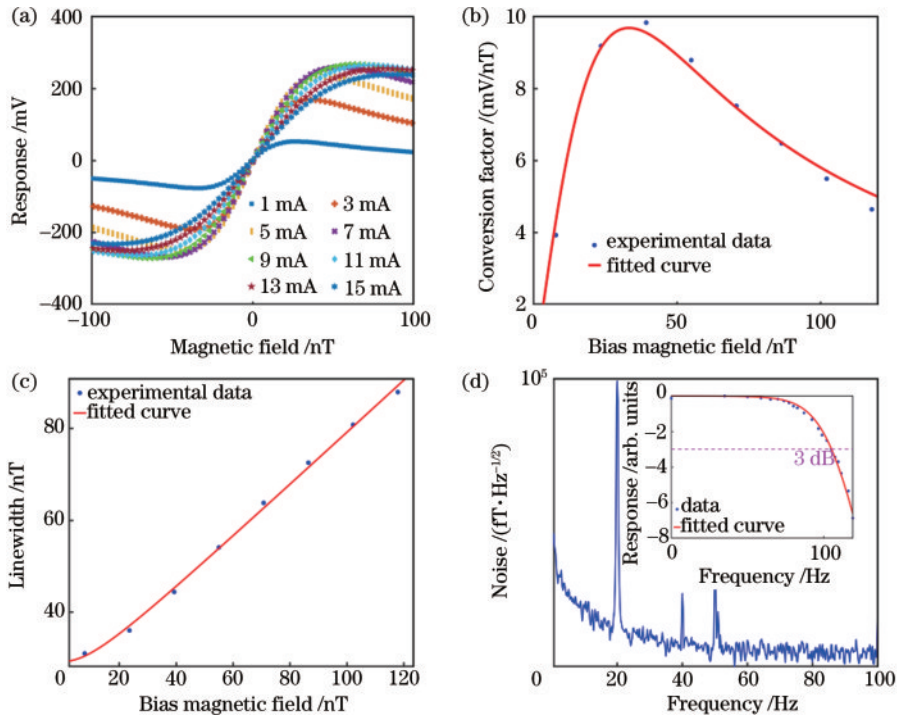


图 4 Y 轴的测量结果。(a) 在 Z 轴施加不同振幅的偏置磁场时, Y 轴待测磁场的系统响应曲线; (b) 偏置磁场与转换系数的关系; (c) 偏置磁场与线宽的关系; (d) 系统灵敏度及带宽测试结果
 Fig. 4 Measurement results of Y-axis. (a) System response curves of the magnetic field along Y-axis for different amplitudes of bias magnetic field applied in Z-axis; (b) relationship between bias magnetic field and conversion factor; (c) relationship between linewidth and bias magnetic field; (d) system sensitivity and system bandwidth

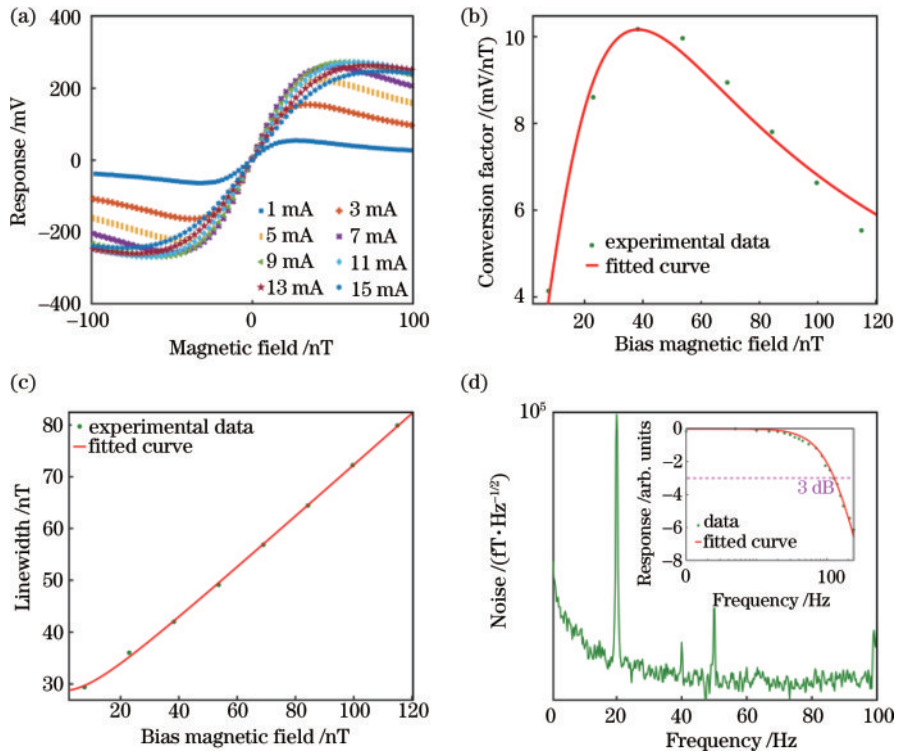


图 5 Z 轴的测量结果。(a) 在 Y 轴施加不同振幅的偏置磁场时, Z 轴待测磁场的系统响应曲线; (b) 偏置磁场与转换系数的关系; (c) 偏置磁场与线宽的关系; (d) 系统灵敏度及带宽测试结果
 Fig. 5 Measurement results of Z-axis. (a) System response curves of the magnetic field along Z-axis for different amplitudes of bias magnetic field applied in Y-axis; (b) relationship between bias magnetic field and conversion factor; (c) relationship between linewidth and bias magnetic field; (d) system sensitivity and system bandwidth

磁场为 38 nT 时,系统转换系数取得最大值,这也与理论预测的 35 nT 相差不大。图 5(d) 为偏置磁场为 38 nT 时的灵敏度与带宽测试结果。在 20 Hz 附近,系统灵敏度为 44 fT/(Hz^{1/2});在 40~90 Hz 范围内,系统灵敏度为 29 fT/(Hz^{1/2}),系统的 3 dB 带宽为 128 Hz。

5 结 论

本文报道了一种基于单光束泵浦探测及单调制磁场的三轴原子磁力仪,研究了交叉偏置磁场对系统响应的的影响。与已报道的方案不同,首先,仅使用单一光源完成了泵浦和探测过程,有利于系统的微型化和集成化;另外,仅使用单一调制磁场,既抑制了系统的低频噪声又避免了各个方向磁场之间的串扰问题。实验结果表明:对 X 轴方向磁场响应的系统带宽为 90 Hz,系统灵敏度为 21 fT/(Hz^{1/2});通过在 Z 轴方向施加一个振幅为 34 nT 的偏置磁场,得到了对 Y 轴方向磁场响应的系统带宽(130 Hz),系统灵敏度为 26 fT/(Hz^{1/2});在 Y 轴方向施加一个振幅为 38 nT 的偏置磁场,得到了对 Z 轴方向磁场响应的系统带宽(128 Hz),系统灵敏度为 29 fT/(Hz^{1/2})。可以看出,由于偏置磁场的引入,系统的灵敏度略微降低,但系统响应带宽提高,且能够实现三轴磁场测量。该三轴原子磁力仪具有结构简单、体积小、功耗低、造价便宜等优点,有望应用在生物医疗等领域。

参 考 文 献

- [1] Allred J C, Lyman R N, Kornack T W, et al. High-sensitivity atomic magnetometer unaffected by spin-exchange relaxation[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89(13): 130801.
- [2] Kominis I K, Kornack T W, Allred J C, et al. A subfemtotesla multichannel atomic magnetometer[J]. *Nature*, 2003, 422(6932): 596-599.
- [3] Dang H B, Maloof A C, Romalis M V. Ultrahigh sensitivity magnetic field and magnetization measurements with an atomic magnetometer[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(15): 151110.
- [4] Wyllie R, Kauer M, Wakai R T, et al. Optical magnetometer array for fetal magnetocardiography[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(12): 2247-2249.
- [5] Boto E, Meyer S S, Shah V, et al. A new generation of magnetoencephalography: room temperature measurements using optically-pumped magnetometers[J]. *NeuroImage*, 2017, 149: 404-414.
- [6] Kornack T W, Ghosh R K, Romalis M V. Nuclear spin gyroscope based on an atomic comagnetometer[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95(23): 230801.
- [7] Brown J M, Smullin S J, Kornack T W, et al. New limit on Lorentz- and CPT-violating neutron spin interactions[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(15): 151604.
- [8] Savukov I M, Romalis M V. NMR detection with an atomic magnetometer[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(12): 123001.
- [9] Patton B, Zhivun E, Hovde D C, et al. All-optical vector atomic magnetometer[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(1): 013001.
- [10] Seltzer S J, Romalis M V. Unshielded three-axis vector operation of a spin-exchange-relaxation-free atomic magnetometer[J]. *Applied Physics Letters*, 2004, 85(20): 4804-4806.
- [11] Dong H F, Fang J C, Zhou B Q, et al. Three-dimensional atomic magnetometry[J]. *The European Physical Journal Applied Physics*, 2012, 57(2): 21004.
- [12] Huang H C, Dong H F, Chen L, et al. Single-beam three-axis atomic magnetometer[J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 109(6): 062404.
- [13] Xiao W, Wu Y L, Zhang X Z, et al. Single-beam three-axis optically pumped magnetometers with sub-100 femtotesla sensitivity[J]. *Applied Physics Express*, 2021, 14(6): 066002.
- [14] Lu F, Lu J X, Li B, et al. Triaxial vector operation in near-zero field of atomic magnetometer with femtotesla sensitivity[J]. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2022, 71: 1501210.
- [15] Tang J J, Zhai Y Y, Cao L, et al. High-sensitivity operation of a single-beam atomic magnetometer for three-axis magnetic field measurement[J]. *Optics Express*, 2021, 29(10): 15641-15652.
- [16] Cohen-Tannoudji C, Kastler A. I optical pumping[M]// *Progress in optics*. Amsterdam: Elsevier, 1966: 1-81.
- [17] Happer W. Optical pumping[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1972, 44(2): 169-249.
- [18] Shah V, Knappe S, Schwindt P D D, et al. Subpicotesla atomic magnetometry with a microfabricated vapour cell[J]. *Nature Photonics*, 2007, 1(11): 649-652.
- [19] Zhao Q, Fan B L, Wang S G, et al. A vector atomic magnetometer based on the spin self-sustaining Larmor method[J]. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2019, 481: 257-261.
- [20] Yin Y, Zhou B Q, Yin K F, et al. Comprehensive influence of modulated and bias magnetic fields on an atomic magnetometer[J]. *Measurement Science and Technology*, 2021, 32(5): 055004.
- [21] Jiménez-Martínez R, Knappe S. Microfabricated optically-pumped magnetometers[M]// Grosz A, Haji-Sheikh M J, Mukhopadhyay S C. High sensitivity magnetometers. Smart sensors, measurement and instrumentation. Cham: Springer, 2017, 19: 523-551.
- [22] Mhaskar R, Knappe S, Kitching J. A low-power, high-sensitivity micromachined optical magnetometer[J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 101(24): 241105.