

文章编号: 1005-5630(2024)01-0070-12

DOI: 10.3969/j.issn.1005-5630.202302140018

全光法原子磁强计中弱磁信号检测研究进展

翟慧慧, 康翔宇, 曹焱, 李阳, 董祥美, 高秀敏

(上海理工大学 光电信息与计算机工程学院, 上海 200093)

摘要: 准确地探测和测量磁场, 特别是极弱磁场 (nT 级以下), 对理解物理世界可以起到更好的辅助作用。随着量子传感、信息、仪器仪表等技术的发展, 原子磁场测量技术成为新一代超高灵敏磁场测量技术的发展方向。综述了原子磁强计中信号测量、调制方法、研究进展、设计方案以及实际应用的情况。首先介绍了近年来国内外原子磁强计的研究现状; 其次阐述了全光法原子磁强计的基本原理; 接着详细讲解了弱磁信号检测原理, 并对不同的调制方法进行了比较; 最后对弱磁信号高灵敏度的检测在今后的改进方向、应用领域和所面临的挑战进行了展望。

关键词: 全光法; 弱磁检测; 原子磁强计

中图分类号: TM 936 **文献标志码:** A

Research progress on detection methods of weak magnetic signal in all-optical atomic magnetometer

ZHAI Huihui, KANG Xiangyu, CAO Yan, LI Yang, DONG Xiangmei, GAO Xiumin

(School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

Abstract: Accurate detection and measurement of magnetic fields, especially extremely weak magnetic fields (below nT level), plays a better auxiliary role in understanding the physical world. With the development of quantum sensing, information, instrumentation and other technologies, atomic magnetic field measurement technology has become the development direction of a new generation of ultra-sensitive magnetic field measurement technology. In this paper, the signal measurement, modulation methods, research progress, design scheme and practical application of atomic magnetometer are summarized. Firstly, the research status of atomic magnetometer at home and abroad in recent years is introduced. Secondly, the basic principle of all-optical atomic magnetometer is discussed. Thirdly, the principle of weak magnetic signal detection is explained in detail and different modulation methods are compared. Finally, the direction of improvement, application fields and challenges of high sensitivity detection of weak magnetic signal in the future

收稿日期: 2023-02-14

基金项目: 国家重点研发计划“地球观测与导航”重点专项(2017YFB0503102)

第一作者: 翟慧慧(1998—), 女, 硕士研究生, 研究方向为弱磁检测。E-mail: zhh2016163@163.com

通信作者: 高秀敏(1978—), 男, 研究员, 研究方向为智能传感。E-mail: gxm@usst.edu.cn

are prospected.

Keywords: all-optical method; weak magnetic detection; atomic magnetometer

引 言

全光法原子磁场测量技术已经成为新一代超高灵敏磁场测量技术的发展方向^[1]。全光法原子磁强计是一种利用原子的进动性来实现磁场测量的光学仪器,它利用光与原子的相互作用将光子角动量传递给原子,从而使原子自旋方向一致。拥有共同极化方向的原子在外界磁场的作用下发生拉莫尔进动。用一束检测光检测原子在磁场作用下的自旋进动角,从而能够获得外界磁场的大小^[2]。其中,基于无自旋交换弛豫(spin-exchange relaxation free, SERF)理论的原子磁场测量装置拥有极高的理论灵敏度,并达到了目前人类在低频范围磁场测量的最高灵敏度^[3]。与超导量子干涉仪(superconducting quantum interference device, SQUID)相比, SERF 原子磁强计具有超高灵敏度,体积小,非致冷等特点。超高灵敏度的磁场测量可以应用于物理学前沿研究、脑磁检测、古地磁学分析等多个领域,对于物理科学、生物医学具有重要意义,对于国民经济与国防建设等领域也有重要贡献^[4-6]。随着超高灵敏磁场测量装置磁场测量灵敏度的不断提高以及理论研究的不断深入,磁场测量中限制磁场灵敏度提高的因素也逐一显现。因此,开展基于 SERF 原子自旋效应的磁场测量装置的改进以及相应关键技术的研究是十分必要的。

1 国外研究现状

1957年, Dehmelt^[7]最先提出通过观测碱原子自旋进动来确定磁场强度。这一想法被 Bell 等^[8]在同一年通过实验验证。1973年,哥伦比亚大学的 Happer 等^[9]发现,当自旋交换速率远远大于拉莫尔进动频率时,自旋交换弛豫被抑制,随后他们对这一现象提出理论解释。2000年, Budker 等^[10]系统地研究了基于非线性磁光旋转的磁强计对光频率、光强度和原子密度的噪

声限制灵敏度。2002年, Allred 等^[6]首次提出 SERF 磁强计中自旋交换弛豫机制关闭不再影响灵敏度。2006年, Katsoprinakis 等^[11]从理论上证明在原子磁强计中使用电磁诱导的透明探测光束,可以在远高于其带宽的频率下操作磁灵敏度,并保持高信噪比。

2012年, Ito 等^[12]利用高密度 Rb 原子作为检测原子在 10 Hz 处实现了 $100 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ 的磁场测量灵敏度,此时的灵敏度受限于系统噪声。此外,他们还演示了利用混合光抽运超高灵敏磁场测量装置来获得人类心磁图。同年,他们通过改变检测激光位置的方式测量混合光抽运超高灵敏磁场测量装置的灵敏度、磁线宽,从而测得了自旋极化的空间均匀性,发现 K-Rb 混合原子气室可以实现比 Rb 原子气室更大程度的均匀自旋极化^[13]。2014年,美国加州大学伯克利分校物理系^[14]提出一种全光磁强计,它能够利用铯原子蒸气中的非线性磁旋光性来测量磁场的大小和方向。矢量能力是通过沿正交轴的场的有效调制和随后的磁共振频率解调来增加的。这种调制是由圆偏振激光束引起的交流斯塔克位移提供的。该传感器在测量场强时表现出约 $65 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ 的噪声层,在测量场强方向时表现出 $0.5 \text{ mrad/Hz}^{1/2}$ 噪声层,消除技术噪声将使灵敏度分别提高到 $12 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ 和 $10 \text{ } \mu\text{rad/Hz}^{1/2}$ 。这种全光矢量磁强计的应用扩展至了磁敏基础物理实验,例如寻找中子的永久电偶极矩。2018年,英国国家物理实验室^[15]证明线性和非线性自旋交换耦合可以导致 Bell-Bloom 磁强计中原子相干性的产生。从理论和实验上证明了非线性自旋交换耦合,以类似于波混合机制的方式,可以产生附加的相干激发模式,这些模式继承了自然拉莫尔相干的磁性能。所产生的相干进一步通过线性自旋交换相互作用耦合,从而提高了系统的自然相干寿命。更值得注意的是,测量是在低密度铯蒸气和非零磁场下进行的,超出了碰撞相干转移的标准条件。这对于将自旋交换耦合发展为基于室温碱金属气体的,改进测量平台的资源具有重要意义。2019年,美国加州大学圣地亚哥分校电子与计

算机工程系^[16]提出了一种提高 Bell-Bloom 光磁强计线性度的方法。对 M 型和 Bell-Bloom 磁强计进行了测试,并比较了它们的光电探测器信号的特性。结果表明,对于 M 型磁强计,相位信号比正交振幅信号具有更好的线性度,而相位和正交振幅在 Bell-Bloom 中具有相似的性能。他们同时提出了一种对消技术,通过对消 Bell-Bloom 的激光强度调制来提高线性度。他们将铯原子磁强计在一个频率锁定环路配置演示,并改善回转率和频域线性显示。这种线性增强对于在磁屏蔽之外,干扰丰富的环境中操作原子磁强计是有用的。同年,伊朗沙希德·贝赫什提大学 Ranjbaran 等^[17]基于 Bloch 定理,分析了谐振信号各谐波分量对应的自旋极化随时间的演化规律,并对这一过程进行了实验测量。结果表明,存在一个最佳谐波数以使测量达到最高灵敏度。并已证明,当激发频率与拉莫频率失谐时,自旋极化的纵向和横向弛豫时间可以以最好的灵敏度操纵谐波。

2021 年,俄罗斯的 Petrenko 等^[18]提出一种测量磁场的方法,该方法利用具有时间调制椭圆性的单激光束进行超精细结构塞曼光抽运、激发和检测磁共振。这种改进使 Bell-Bloom 磁强计方案得以显著简化,同时保留了其灵敏度。并且,他们通过实验证明了所提方法的有效性,以及其在大多数具有挑战性的脑磁任务中的潜在适用性。2022 年,英国斯特拉斯克莱德大学物理系的 Hunter 等^[19]提出了一种新的检测策略,利用脉冲自由诱导-衰减模式中的询问序列来抑制这些系统误差。该技术的基础是监测预先定向的原子自旋在暗区间内不受扰动地演化时的动力学,随后应用延时光脉冲来推断自旋状态的相位。这种检测模式将光移误差降低到 0.6 nT 以内,可以被应用到各种高精度原子磁强测量实验中。

这些磁场测量技术涵盖了不同的原理和实现方式,有些在实验室中已经得到验证,有些仍在理论探索阶段。它们在不同领域都有潜在应用价值,如在物理学、地球物理学、医学等方面。

2 国内研究现状

近年来,国内有关原子磁强计的结构设计、信号检测、灵敏度的提高等方面的研究也颇有进展。

2007 年,范淑华等^[20]对采用一般光路进行调制来测量微小偏转角的方法进行了改进,提出一种双重调制的方法,对平面偏振光的微小偏转角进行了精密的测量。利用 2 个磁光调制器分别对光路和信号本身进行调制,既有效增强了测量信号,又可消除由起偏器和检偏器引起的角度误差,抑制了背景光对实验的影响。

2015 年,曹江辉等^[21]提出了一种基于锁相技术和磁光调制的旋光角度检测方法,根据法拉第磁光效应和锁相基本原理,研究了经磁光调制后的偏振光通过旋光物质后的偏转情况,分析了透射光信号中的与调制频率相同的基频信号和二倍于调制频率的倍频信号。2015 年,北京航空航天大学^[22]提出了一种基于原子磁强计中光弹性调制器(photoelastic modulator, PEM)检测的二次谐波分量的强度稳定新方法。该方法不仅可以消除激光源的强度波动,而且可以消除由环境引起的光学元件的波动。光强度的相对波动达到 0.035%,原子磁强计输出信号的相应波动从 4.060% 下降到 0.041%,大约降低了 2 个数量级。该方法特别适用于原子磁强计的集成。

2016 年, Ding 等^[23]对椭圆偏振光光泵浦铷原子磁强计进行了理论分析和实验验证,结合了旋光和光吸收 2 种检测方式的优点。椭圆偏振光的形式、激发磁场的振幅和激光强度对磁强计的灵敏度有很大的影响。与传统的光吸收方式相比,在实验条件下,椭圆偏振光原子磁强计的灵敏度可提高 1 个数量级。2017 年, Hu 等^[24]提出了一种超高灵敏度电光调制器(electro-optic modulator, EOM)检测方法,用于检测全光学 K-Rb 混合原子磁力仪在自旋交换无弛豫状态下的原子拉莫尔进动。2018 年, Ding 等^[25]理论分析并实验观察了 Bell-Bloom 磁强计对任意方向磁场的响应;从宏观角度建立了磁强计的理论模型,对任意方向的外磁场进行了频响模拟;根据仿真结果,分析了磁强计在谐振时的信号相位、幅值、线宽和磁强计灵敏度等特性,得到了这些特性与外磁场方向的相关性,并通过实验进行了验证。同年,叶子沐等^[26]提出基于法拉第磁光效应测量空间磁场的方法,利用半影法减小测角器的测量误差,更加精准地找到了消光位置。他们测得实验室环境中空间磁场的磁感应强度 $B =$

0.287 mT, 并得到磁偏角 $\theta = 7.688^\circ$ 。与使用磁阻传感器进行测量的数据相比, 磁感应强度的相对误差为 $\eta_B = 4.6\%$, 磁偏角的相对误差为 $\eta_\theta = 9.8\%$ 。Yao 等^[27] 则提出了一种声光调制(acousto-optic modulator, AOM)检测方法, 用于检测全光 K-Rb 原子磁强计在 SERF 范围内的原子拉莫尔进动频率, 并与法拉第和平衡极化法在同一磁力计上的结果进行比较。该检测方法在小型多通道原子磁强计中具有良好的应用前景。

2021 年, Xing 等^[28] 提出一种基于声光调制的磁强计探头光强稳定控制和高频调制的新概念。其巧妙的结构和光路设计避免了零级衍射光干涉。在光强闭环控制条件下, 它可实现平均转速灵敏度 $7.9 \times 10^{-7} \text{ rads}^{-1} \text{ Hz}^{-1/2}$, 与开环方案相比, 其偏置不稳定性从 0.13 (°)/h 提高到了 0.06 (°)/h。探头光强采用宽频率范围的方波调制, 磁强计的合适调制频率测试为 10 kHz 至 300 kHz 和兆赫级。将光强闭环控制与高频调制相结合, 抑制了探头系统中包含的低频噪声, 提高了角速度测量的长期稳定性。2021 年, Ding 等^[29] 提出一种抑制技术噪声的单束原子磁强计, 利用方波磁场调制输出信号。实验表明, 原子磁强计达到了 $3 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ 的调制磁噪声基底, 灵敏度基底为 $30 \text{ fT/Hz}^{1/2}$, 磁强计的 3 dB 带宽为 149 Hz。将方波调制模式与正弦调制模式进行比较, 方波调制模式可以降低技术噪声, 从而获得更稳定的频率响应。方波调制模式还具有驱动电路简单、主控制芯片计算量小的优点, 对于降低小型化原子磁强计控制电路成本具有重要意义。2022 年, Liu 等^[30] 提出一种单束反射原子磁强计。使用单束光向前传播用于极化原子, 向后传播用于探测反射后的拉莫尔进动。他们对该系统的可行性进行了理论和实验研究, 并与具有椭圆度的单光束进行了比较。不同的是, 他们在反射方案中, 考虑到交流斯塔克位移、泵浦效率和探头信号, 较高的泵浦效率确保了更低的功率和更灵活的工作波长。此外, 他们还分析了非均匀旋光分布。系统优化后的波长为 795.3 nm。该系统的磁场灵敏度为 $600 \text{ fT/Hz}^{1/2}$, 实验带宽为 17 Hz。紧凑的设计为测量脑磁系统的原子磁强计提供了新的可能性。Ma 等^[31] 提出了一种基于零场磁共振确定原子密度的新方案, 用二次函数拟合了不

同横向直流磁场下的共振线宽。原子密度可以从拟合函数的二次系数中提取。实验结果表明, 在 378 K 和 403 K 之间, 测量密度的偏差小于理论值的两倍。此外, 他们从实验和理论上研究了调制场对共振线宽的影响, 实现了一种微型单束 SERF 原子磁强计, 其传感头体积仅为 16.2 cm^3 , 测量灵敏度为 $40 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ 。

2023 年, Zhao 等^[32] 设计了一种基于光纤耦合的全光自旋交换无弛豫原子磁强计。它通过一根保偏光纤将正交耦合的泵浦光束和探测光束同时传输到碱原子气室。他们对沿保偏光纤快轴和慢轴传输的 2 束泵浦光的消光比进行测量, 通过理论分析和实验优化三轴磁补偿和光学参数, 实现了磁强计的最佳灵敏度。在此基础上, 该研究证明了仅使用 1 对泵浦-探头光束就可以实现背景磁场的补偿和三轴磁场信息的获取, 通过优化偏置磁场 B_x , B_z 和光学参数, 实现了 85 Hz、42 Hz 和 48 Hz 的带宽。磁强计在 x 轴、 y 轴和 z 轴中的灵敏度分别达到 $18 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ 、 $12 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ 和 $26 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ 。这种小型化的结构有利于发展以原子磁强计为基础的心磁仪和脑磁仪。

3 全光法原子磁强计基本原理

全光法原子磁强计是采用 SERF 态原子进行磁场探测的磁强计, 又称 SERF 原子磁强计。所谓 SERF 态是指原子自旋交换弛豫被大幅压缩的一种状态^[5, 33-35]。SERF 原子磁强计通常采用一束与碱金属原子 D1 线共振的圆偏振光作为泵浦光射入气室^[36]。在泵浦光的作用下, 气室中的原子由基态泵浦到激发态, 激发态中的原子自发辐射后缩减到次能级上。次能级上的原子被极化后, 光束的所有光子沿光束传播方向产生相同的自旋投影。在泵浦光的正交方向加一束线偏振光作为探测光, 线偏振光通过偏振光原子时, 线偏振光的偏振面发生偏转, 偏转角度与原子自旋沿传播方向的投影成正比。通过计算偏转角的大小可以计算出拉莫尔进动频率, 从而得出外部磁场的大小^[11, 36-37]。

SERF 原子磁强计工作原理如图 1 所示, 一束圆偏振泵浦光照射进碱金属原子气室后, 碱金属原子从基态跃迁到激发态, 并产生自旋极化^[38]。

在外界弱磁场作用下，碱金属原子会发生拉莫尔进动，另一束线偏振探测光垂直于泵浦光照射进碱金属气室，用于检测原子自旋的拉莫尔进动^[36,39]。可以通过测量进动频率来测量外部磁场^[40]。磁场与进动频率之间的关系为

$$\omega = \gamma * |B| \tag{1}$$

式中： ω 为拉莫尔进动频率； γ 为碱原子旋磁比； B 的绝对值为外加磁场的幅值。由于单个原子的自旋角动量极小，因此一般采用原子系综^[41]。

常见原子磁强计的基本组成如图 2 所示，主

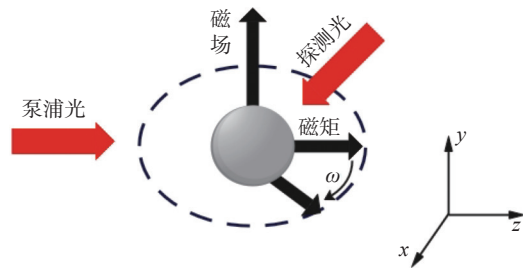


图 1 SERF 原子磁强计的工作原理示意图
Fig. 1 Working principle of SERF atomic magnetometer

要包括泵浦光路、探测光路、碱金属气室、磁屏蔽装置、加热系统以及磁补偿系统^[42-43]。

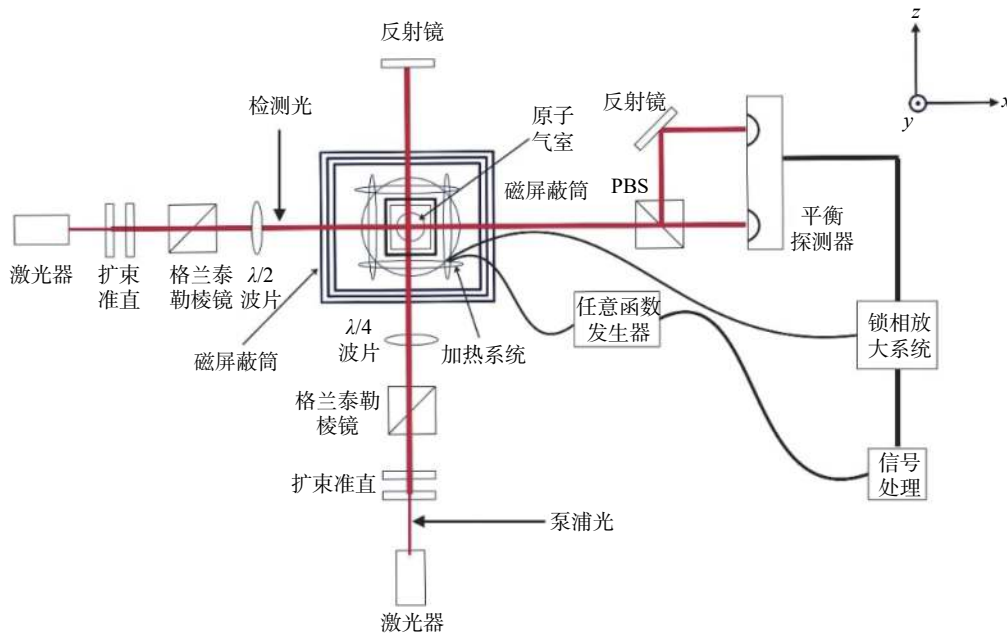


图 2 原子磁强计装置示意图
Fig. 2 Atomic magnetometer device

4 弱磁信号的检测

在 SERF 原子磁强计中，常采用微弱偏转角检测法。微弱偏转角测量一般采用圆双折射检测或圆二向色性检测的方法来实现^[33]。

圆双折射检测采用泵浦光与检测光相互垂直的光路结构，检测光经过极化原子，在左右旋分量上产生不同的折射率，从而引起检测光偏振面旋转^[44]。圆双折射检测的光路结构由一个起偏器和一个偏振分光棱镜 (polarizing beam splitter, PBS) 组成，二者成 45° 放置。没有放置在磁场中时，在检测光方向没有投影，线偏振光在经过

原子气室后，偏振面没有发生偏转，经过 PBS 后得到的 2 束光强相同的光，因此平衡探测器输出为零。然而在加入一个与泵浦光和检测光方向垂直的磁场时，原子极化矢量在检测光方向有投影，检测光的偏振面发生偏转，经过 PBS 后得到 2 束光强不同的光，平衡探测器输出不再为零^[44]。极化信号越强，偏转角越大，平衡探测器输出也越大。

圆二向色性检测的光路结构包括一个起偏器、一个 λ/4 波片和一个 PBS。λ/4 波片的快轴方向与起偏器的偏振方向平行，起偏器与 PBS 成 45° 放置。没有加磁场时，检测光在经过原子气室前后的偏振态没有发生改变，穿过 λ/4

波片后仍为线偏振光, 再经过 PBS 得到 2 束光强相同的光, 此时平衡探测器输出为零。加入磁场后, 在检测光方向产生投影, 检测光在经过原子气室前后由线偏振光变为椭圆偏振光, 经过 $\lambda/4$ 波片又变为线偏振光, 偏振方向发生偏转, 平衡探测器输出不再为零。极化信号越强, 椭圆率变化越大, 经过 $\lambda/4$ 波片后的线偏振光偏转角越大, 平衡探测器输出也越大。

当激光的频率处于原子的共振线上时, 圆双折射效应并不明显, 且在 SERF 原子磁强计中原子气室温度很高, 对共振光的吸收非常大。通常要将激光频率调到原子的共振频率处, 从而利用圆双折射效应检测极化大小, 这给激光频率的锁定带来了很大的困难。而圆二向色性检测恰好避免了这种困难, 圆二向色性检测时, 激光频率通过饱和和吸收光谱等方式锁定到原子的共振频率处^[44]。假设检测光的频率为 ω , 与碱金属原子 D2 线跃迁频率共振, 将线偏振光分解为振幅相等的 δ^+ 和 δ^- 光, 设振幅为 E_0 。2 束光在垂直分量上的振幅可以表示为

$$\delta^+ \text{光: } \begin{cases} E_x = E_0' \cos(\omega t) \\ E_y = E_0' \cos(\omega t - \pi/2) \end{cases} \quad (2)$$

$$\delta^- \text{光: } \begin{cases} E_x = E_0 \cos(\omega t) \\ E_y = E_0 \cos(\omega t + \pi/2) \end{cases} \quad (3)$$

检测光频率与碱金属原子 D2 线跃迁频率共振, 原子介质对入射光的吸收很强, 可以忽略圆双折射效应。原子的圆二向色性使其对检测光的左右旋分量的吸收程度不同, 从而使 δ^+ 和 δ^- 光的振幅不等, 分别为

$$\delta^+ \text{光: } \begin{cases} E_x = E_0' \cos(\omega t) \\ E_y = E_0' \cos(\omega t - \pi/2) \end{cases} \quad (4)$$

$$\delta^- \text{光: } \begin{cases} E_x = E_0'' \cos(\omega t) \\ E_y = E_0'' \cos(\omega t + \pi/2) \end{cases} \quad (5)$$

经过原子气室后, 出射光在垂直分量上的振幅为

$$\begin{cases} E_x = (E_0' + E_0'') \cos(\omega t) \\ E_y = (E_0' - E_0'') \cos(\omega t - \pi/2) \end{cases} \quad (6)$$

检测光在经过原子气室后由线偏振光变为椭圆偏振光, 在出射光方向加上 $\lambda/4$ 波片, 使其再变为线偏光, 振幅为

$$\begin{cases} E_x = (E_0' + E_0'') \cos(\omega t) \\ E_y = (E_0' - E_0'') \cos(\omega t) \end{cases} \quad (7)$$

此时可以得到, 检测光偏振面的偏转角为

$$\theta = \arctan \frac{E_0' - E_0''}{E_0' + E_0''} \quad (8)$$

检测到的光强为

$$\begin{cases} I_x = I_0 \cos^2(\pi/4 - \theta) = \frac{I_0}{2} (1 + \sin(2\theta)) \\ I_y = I_0 \cos^2(\pi/4 + \theta) = \frac{I_0}{2} (1 - \sin(2\theta)) \end{cases} \quad (9)$$

式中: $I_0 = I_x + I_y$; 偏转角 $\theta < 2.5^\circ$ 。将平衡探测器得到的 2 束光强处理后得

$$\frac{I_x - I_y}{I_x + I_y} = \sin(2\theta) \approx 2\theta \quad (10)$$

$$\theta \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{I_x - I_y}{I_x + I_y} \quad (11)$$

单一差分检测法在不加调制时, 信噪比一般会比较低, 通常会加入不同调制。常见的调制方法有法拉第调制、电光调制、声光调制等。

(1) 法拉第调制

2002 年, 华盛顿大学物理系和普林斯顿大学物理系的 Allred 等^[6]开始在 SERF 磁强计中使用法拉第调制检测线偏振检测光的旋光性。基于法拉第调制的检测系统如图 3 所示。

当线偏振光经过气室前的法拉第调制器时, 调制器中被磁性线圈包围的磁光玻璃以 ω_{mod} 的频率将其极化角调制为 α 。然后线偏振光经过气室, 并且产生由测量场 B_y 引起的角度为 θ 的光学旋转以及由噪声场 B_n 引起的角度为 θ_n 的光学旋转。最终其通过与初始光偏振方向成 90° 角的线偏振片, 在光电二极管上产生的合成信号为

$$I = I_0 \sin^2[\theta + \theta_n + \alpha \sin(\omega_{\text{mod}} t)] \quad (12)$$

式中, I_0 是检测激光初始光强。

由于角度 α , θ , θ_n 非常小, 可以把式(12)展开得到

$$I \approx I_0 [(\theta + \theta_n)^2 + 2(\theta + \theta_n)\alpha \sin(\omega_{\text{mod}} t) + \alpha^2 \sin^2(\omega_{\text{mod}} t)] \quad (13)$$

然后将产生的信号输入锁相放大器, 以得到检测频率为 ω_{mod} 的信号的傅里叶分量。锁相信号为

$$S_{\text{lock-in}} \approx 2I_0(\theta + \theta_n)\alpha \quad (14)$$

这项工作的线性范围大约是 5 Hz。

常用的法拉第调制器中的磁驱动线圈需要高

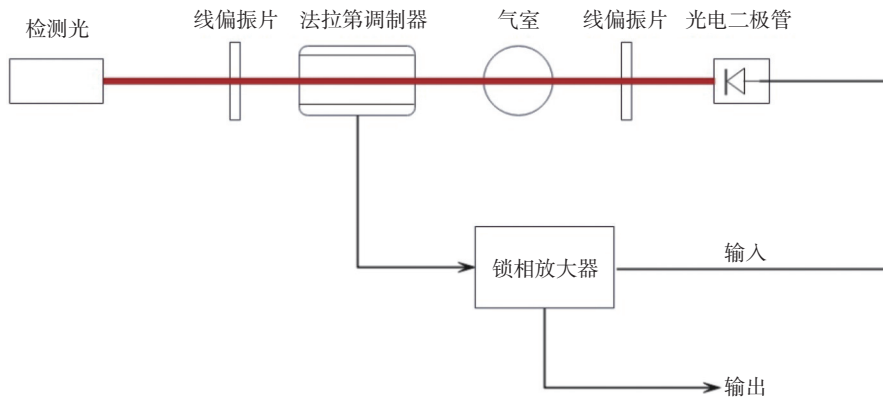


图 3 法拉第调制系统

Fig. 3 Faraday modulation system

电流驱动，这会产生大量热量。磁光玻璃的热效应会导致 α 的不稳定性，而且这种热噪声会通过 α 传递到磁强计信号噪声中。为了降低热噪声，Kornack 等^[34]设计并制造了一个优化的驱动线圈，线圈内表面周围流动着温度可控的冷却水。然而，激光强度波动噪声没有得到抑制。此外，带冷却水的法拉第调制器的体积通常很大，在小型 SERF 磁强计中并不实用。

(2) 电光调制

电光调制是通过在检测光路的后半部分加

EOM 进行调制。电光调制器是利用电光效应工作的光调制器，通常会利用电光调制器进行相位调制^[45]。如图 4 所示，探针激光器发出的光束通过传输轴与 y 轴对齐的偏振器，成为线偏振。探测光束通过碱金属极化原子后，出现光旋转角 θ 。在此单元后，探测光束由 $\lambda/4$ 波片和输入高频信号的 EOM 调制器调制， $\lambda/4$ 波片轴与 y 轴平行，分析器的传动轴垂直于偏振器。最后，用光电探测器将光束转换成电信号。输出信号可由数字锁相放大器按调制频率解调^[46]。

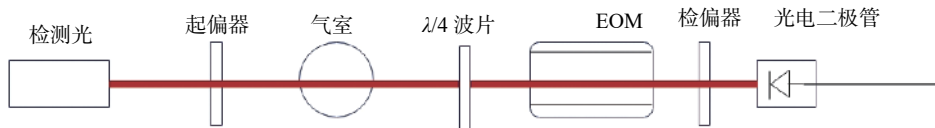


图 4 电光调制系统

Fig. 4 Electro-optic modulation system

忽略元件缺陷和一般去极化效应可以利用琼斯矩阵建立电光调制检测系统的简单理论模型，推导光旋转角 θ 与系统输出之间的关系^[47]。线偏振检测光的琼斯矢量 G_0 可以表示为

$$G_0 = E_0 [1, 0]^T \tag{15}$$

式中， E_0 是入射光的电场振幅^[22]。

EOM 检测系统输出的琼斯矢量可以写为

$$E = G_A \cdot G_{mod} \cdot G_{\lambda/4} \cdot G_{cell} \cdot G_0$$

$$= \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\delta(t)}{2}\right) & -i\sin\left(\frac{\delta(t)}{2}\right) \\ -i\sin\left(\frac{\delta(t)}{2}\right) & \cos\left(\frac{\delta(t)}{2}\right) \end{bmatrix} \times$$

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \cdot E_0 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{16}$$

式中： G_A ， G_{mod} ， $G_{\lambda/4}$ ， G_{cell} 分别是检偏器、EOM、 $\lambda/4$ 波片和碱金属气室的琼斯矩阵。

EOM 中传输轴和垂直方向之间的延迟可以表示为

$$\delta(t) = \delta_0 \sin(\omega t) \tag{17}$$

式中， ω 是调制频率。

EOM 的时变双折射振幅 δ_0 表示为

$$\delta_0 = \frac{2\pi}{c} v_{prode} n_0^3 \gamma V \tag{18}$$

式中： v_{prode} 是检测光的光速； n_0 是电光晶体的折射率； γ 是电光系数； V 是外加电压。

因此，系统输出强度可表示为

$$I = E^* \cdot E = I_0 \cdot \cos^2\left(\theta + \frac{\delta(t)}{2}\right) \quad (19)$$

式中, $I_0 = E_0^2$ 是入射光强度。

电光调制方法可以很大程度地简化检测系统设计, 能够很大限度地减小 SERF 原子磁强计的尺寸, 具有极高的测量灵敏度和合理的稳定性^[24], 可以很好地应用在小型化原子磁强计中。

(3) 声光调制

声光调制技术是利用机械波和电磁波(光)相互作用的原理来调制激光光束, 可以用来控制激光光束的功率、频率或者其空间方向。如图 5 所示, 探测光可以穿过起偏器转变为线偏振光, 起偏器的传输轴垂直于 AOM, 以获得最佳衍射效率^[48]。

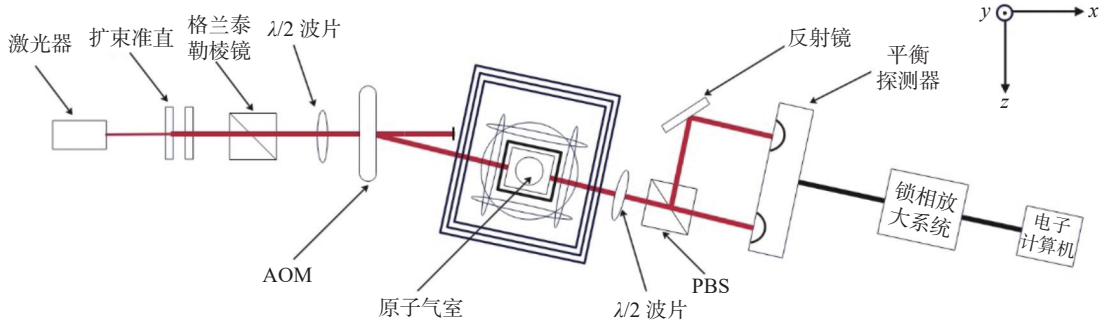


图 5 声光调制系统

Fig. 5 Acousto-optic modulation system

在进入第 2 个半波片之前, AOM 的布拉格衍射效率可以写为

$$\eta = \frac{I_{01}}{I_{in}} = \sin^2\left[\frac{\pi}{\sqrt{2}\lambda} \sqrt{\left(\frac{L}{H} MP_{ad}\right)}\right] \quad (20)$$

式中: I_{01} 和 I_{in} 分别是一级衍射和入射探测光的强度^[49]; 电声换能器用于产生驱动 AOM 调制器的超声波, 其长度和宽度分别为 L 和 H ; λ 是检测光的波长; M 是与材料属性相关的声光优值; P_{ad} 是声驱动功率, 可以通过操纵来调节衍射效率。

当线偏振光通过 AOM 时, 可以通过控制驱动电压来控制强度。将高频方波应用于 AOM, 以频率 ω_{mod} 和占空比 D 调制探头光强。方波调制函数可以通过傅里叶级数来描述, 一次谐波可以表示为

$$f(t) = \frac{4}{\pi} \sin(\pi D) \cos(\omega_{mod} t) \quad (21)$$

零级衍射光被遮光罩阻挡, 同时一级光通过 PBS1, PBS1 的分流比可由半波片调节。然后, 探测光被 PBS1 分割, 反射光被平衡探测器 (photodetector, PD) 检测。平衡探测器可以将光信号转换为电信号^[50]。模数转换模块将反馈信号采集到基于 STM32 MCU 的电子控制单元中,

然后通过 PID 算法计算控制电压值, 通过数模转换模块调整 AOM 的声驱动功率。因此, 在进入气室之前, 可以调整一级衍射光的强度, 并保证探针光强度的稳定性。经过气室之后, 在进入 PBS2 之前, 使用半波片将检测光的入射偏振调整为 45° 。PD2 和 PD3 检测到的 2 个强度不同的光束, 可以通过以下公式推导得出

$$I_1(t) = I_0 \eta f(t) \sin^2\left(\theta - \frac{\pi}{4}\right) \quad (22)$$

$$I_2(t) = I_0 \eta f(t) \cos^2\left(\theta - \frac{\pi}{4}\right) \quad (23)$$

式中: I_0 是入射 AOM 的初始光强; η 是光的衍射效率。

当存在角速度时, 光束强度随 $\theta \neq 0$ 变化, 微分强度信号可以描述为

$$I_1(t) - I_2(t) = I_0 \eta f(t) \sin(2\theta) \quad (24)$$

信号可由高频方波调制, 并由锁相放大器以 ω_{mod} 频率解调。考虑小角度近似 $\theta \ll 1$, 差分信号的解调信号

$$I_{out} = \frac{\pi}{8} I_0 \eta \sin(\pi D) \theta \quad (25)$$

光的衍射效率 η 可以通过控制声驱动功率板来调节, 从而实现光强稳定。同时, 在进入气室

之前，光强可以通过方波进行调制。可以在同一模块中实现探头光强的稳定和高频开关调制，其调制频率可以达到兆赫级。

(4)光弹调制

PEM 的作用就像一个“动态的波片”，可以使快轴和慢轴之间产生一个周期变化的折射率差，从而控制透过光束的偏振进行周期性的变化。即光弹调制器通过对线偏振光添加一定的相位使输出光在圆偏振、椭圆偏振、线偏振等状态之间进行变化，同时 PEM 还可以使光在左旋、

右旋两种状态之间进行切换。如图 6 所示，光沿着 z 轴传播，偏振片的传输轴与 x 轴对齐(0°位置由偏振片的传输轴定义)^[22]。第一个偏振片确定初始偏振轴，原子的法拉第旋转使极化平面旋转 θ_s 角，接下来是 $\lambda/4$ 波片，其中一个轴与偏振片对齐。然后经过一个调制轴方向为 45° 的光弹调制器，调制 ω_m 处的熔融石英棒。晶体中的机械应力引入振幅(调制深度) $\alpha_m = 0.08 \text{ rad}$ 的时变双折射。检偏器与偏振片交叉，传输轴的方位角为 90°，检偏器的光强度由 PD 检测^[22]。

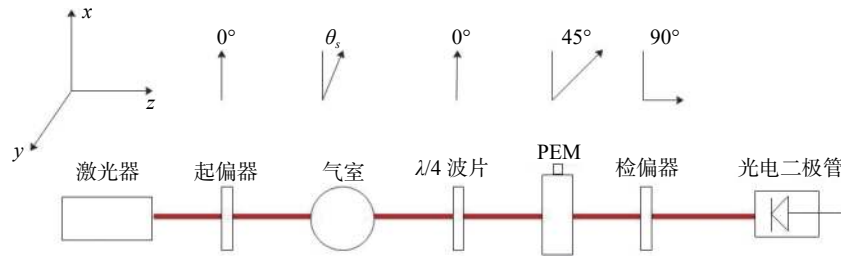


图 6 光弹调制系统

Fig. 6 Photoelastic modulation system

极化的演变可以用琼斯矩阵来预测。穿过偏振器的激光束变成线偏振光^[51]，琼斯矢量 G_0 可表示为

$$G_0 = E_0 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (26)$$

式中， E_0 是入射光的电场振幅。

原子气室被建模为半波片。具有光学旋转角 θ_s 的琼斯矩阵 G_{cell} 可以表示为

$$G_{\text{cell}} = \begin{bmatrix} \cos \theta_s & -\sin \theta_s \\ \sin \theta_s & \cos \theta_s \end{bmatrix} \quad (27)$$

快轴方向为 90° 的 $\lambda/4$ 波片的琼斯矩阵 $G_{\lambda/4}$ 可以表示为

$$G_{\lambda/4} = e^{i\frac{\pi}{4}} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{bmatrix} \quad (28)$$

光弹调制器被建模为与时间相关的 $\lambda/4$ 波片，调制轴方向为 45°^[52]，其琼斯矩阵 G_{PEM} 可以表示为

$$G_{\text{PEM}} = \begin{bmatrix} \cos \frac{\alpha(t)}{2} & \sin \frac{\alpha(t)}{2} \\ i \sin \frac{\alpha(t)}{2} & \cos \frac{\alpha(t)}{2} \end{bmatrix} \quad (29)$$

式中， $\alpha(t)$ 是光弹调制器的延迟。

传输轴为 90° 的检偏器^[53] 琼斯矩阵 G_{AP} 可以表示为

$$G_{\text{AP}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (30)$$

检偏器电场的琼斯矢量为

$$E = G_{\text{AP}} \cdot G_{\text{PEM}} \cdot G_{\lambda/4} \cdot G_{\text{cell}} \cdot G_0 \quad (31)$$

光电探测器上的强度可以表示为

$$\begin{aligned} I = EE^* &= \frac{1}{2} I_0 [1 - \cos(\alpha(t) + 2\theta_s)] \\ &= \frac{1}{2} I_0 [1 - \cos(\alpha(t)) \cos(2\theta_s) + \sin(\alpha(t)) \sin(2\theta_s)] \end{aligned} \quad (32)$$

式中， $I_0 = E_0^2$ 是入射光强度。

光弹调制器的时变相位延迟可以表示为

$$\alpha(t) = \alpha_m \sin(\omega_m t) \quad (33)$$

$\sin(\alpha(t))$ 和 $\cos(\alpha(t))$ 的函数可以用第一类贝塞尔函数展开，可以得到

$$\sin(\alpha(t)) = \sum_{2k-1} 2J_{2k-1}(\alpha_m) \sin[(2k-1)\omega_m t] \quad (34)$$

$$\cos(\alpha(t)) = J_0(\alpha_m) + \sum_{2k} 2J_{2k}(\alpha_m) \cos(2k\omega_m t) \quad (35)$$

式中: J_0 是贝塞尔函数的零阶; k 是正整数; J_{2k-1} 和 J_{2k} 是贝塞尔函数的第 $2k-1$ 和 $2k$ 阶。将式(33)、(34)和(35)代入式(32), 可以得到

$$I = \frac{I_0}{2} \{1 - J_0(\alpha_m) \cos(2\theta_s) + 2J_1(\alpha_m) \sin(\omega_m t) \sin(2\theta_s) - 2J_2(\alpha_m) \cos(2\omega_m t) \cos(2\theta_s) + o(3\omega_m t)\} \quad (36)$$

式(36)表明, 探测器信号包含直流分量、一次谐波分量(相对于调制频率)、二次谐波分量和高阶谐波分量^[54]。 $\alpha_m \ll 1$, 将第一类贝塞尔函数的零级、一级和二级级数代入上式, PD 上的光强可表示为

$$I = \frac{I_0 \alpha_m^2}{8} + I_0 \theta_s \alpha_m \sin(\omega_m t) - \frac{I_0 \alpha_m^2}{8} \cos(2\omega_m t) \quad (37)$$

谐波分量可由锁定放大器提取, 并表示为

$$V_{1f} = \eta M_{ac} I_0 \theta_s \alpha_m \quad (38)$$

$$V_{2f} = \eta M_{ac} \frac{I_0 \alpha_m^2}{8} \quad (39)$$

原子磁强计的光学旋转角可以由式(38)所示的一次谐波分量给出。

当前国内外对高灵敏度的检测方法都有深入研究, 但都略有不足: 平衡偏振法低频噪声无法有效抑制, 信噪比大; 法拉第调制会产生热漂移和额外的磁噪声, 且不利于小型化; 电光调制与声光调制虽然相对理想, 但是在光路设计及小型化方面都还有很大提升空间。

5 总 结

原子磁强计是集新型探测器技术、精密光学机械、微弱信号检测、高速信号处理技术和计算机信息处理技术于一体的综合性多学科交叉仪器。经过近 20 年的发展, 原子磁强计已成为最有可能取代 SQUID, 并微型化的新一代磁强计^[35]。由于其应用广泛, 测磁灵敏度高, 更易于实用化, 经过十几年的发展, SERF 原子磁强计已经达到了非常高的灵敏度。由于其广阔的应用前景, 原子磁强计的研究正在向优化综合性能, 贴近实用化的总体方向迈进。国内对高灵敏度原子磁强计的研究工作也正在不断深入, 然而测磁灵敏度与国外的相比差距还很大, 小型化方面也还有很多不足。因此自主研发出一种灵敏度

高, 实用性、便携性强的原子磁强计具有十分重要的意义。具体而言, 原子磁强计还可以在以下几个方面不断加以改进:

1) 采用新方法, 实现更高的灵敏度。虽然原子磁强计已经是目前最为灵敏的磁场测量仪器, 但仍存在标准量子极限。实际应用中, 对灵敏度的要求却并没有极限, 而且随着探测距离的增加、探测精度的提高、应用领域的拓展, 对磁强计灵敏度的要求也会更高。

2) 扩展磁强计的磁场测量范围。SERF 原子磁强计的磁场测量范围比较窄, 需要磁屏蔽至 10 nT 以内才能保证其高精度性能。由于资源探测和地球科学的广泛需求, 在地磁场范围内进行高精度的磁场测量和磁异常探测始终是推动磁强计发展的一个重要驱动力。因此, 在保持 SERF 原子磁强计超高灵敏度的前提下, 扩展器测量范围成为目前磁力仪实用化进程中的一个重要研究方向。

3) 磁强计结构小型化、微型化和实用集成化。对于实际应用来说, 原子磁强计笨重的结构无疑会极大地限制其应用。因此, 更好实现原子磁强计的集成化、小型化和微型化是其走向户外应用必不可少的环节。

参考文献:

- [1] SNADDEN M, MCGUIRK J, BOUYER P, et al. Measurement of the earth's gravity gradient with an atom interferometer-based gravity gradiometer[J]. *Physical Review Letters*, 1998, 81(5): 971 - 974.
- [2] 王宇, 赵惟玉, 李阳, 等. 单光束小型化全光原子磁强计的设计与热场分析 [J]. *光学仪器*, 2022, 44(1): 55 - 62.
- [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] FANG J C, WAN S G, QIN J, et al. A novel Cs-¹²⁹Xe atomic spin gyroscope with closed-loop Faraday modulation[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2013, 84(8): 083108.
- [5] 刘丽君, 席在荣. 原子核自旋陀螺仪的基本原理 [J]. *系统科学与数学*, 2012, 32(10): 1308 - 1317.
- [6] 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.
- [7] DEHMELT H G. Modulation of a light beam by precessing absorbing atoms[J]. *Physical Review*, 1957, 105(6): 1924 – 1925.
- [8] BELL W E, BLOOM A L. Optical detection of magnetic resonance in alkali metal vapor[J]. *Physical Review*, 1957, 107(6): 1559 – 1565.
- [9] HAPPER W, TANG H. Spin-exchange shift and narrowing of magnetic resonance lines in optically pumped alkali vapors[J]. *Physical Review Letters*, 1973, 31(5): 273 – 276.
- [10] BUDKER D, KIMBALL D F, ROCHESTER S M, et al. Sensitive magnetometry based on nonlinear magneto-optical rotation[J]. *Physical Review A*, 2000, 62(4): 043403.
- [11] KATSOPRINAKIS G, PETROSYAN D, KOMINIS I K. High frequency atomic magnetometer by use of electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 97(23): 230801.
- [12] ITO Y, OHNISHI H, KAMADA K, et al. Development of an optically pumped atomic magnetometer using a K-Rb hybrid cell and its application to magnetocardiography[J]. *AIP Advances*, 2012, 2(3): 032127.
- [13] ITO Y, OHNISHI H, KAMADA K, et al. Effect of spatial homogeneity of spin polarization on magnetic field response of an optically pumped atomic magnetometer using a hybrid cell of K and Rb atoms[J]. *IEEE Transactions on Magnetism*, 2012, 48(11): 3715 – 3718.
- [14] PATTON B, ZHIVUN E, HOVDE D, et al. All-optical vector atomic magnetometer[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(1): 013001.
- [15] GARTMAN R, GUARRERA V, BEVILACQUA G, et al. Linear and nonlinear coherent coupling in a bell-bloom magnetometer[J]. *Physical Review A*, 2018, 98(6): 061401.
- [16] LEVY C S, KORNACK T W, MERCIER P P. Bell-bloom magnetometer linearization by intensity modulation cancellation[J]. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2020, 69(3): 883 – 892.
- [17] RANJBARAN M, TEHRANCHI M M, HAMIDI S M, et al. Relaxation time dependencies of optically detected magnetic resonance harmonics in highly sensitive M_x magnetometers[J]. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2019, 469: 522 – 530.
- [18] PETRENKO M V, PAZGALEV A S, VERSHOVSKII A K. Single-beam all-optical nonzero-field magnetometric sensor for magnetoencephalography applications[J]. *Physical Review Applied*, 2021, 15(6): 064072.
- [19] HUNTER D, DYER T E, RIIS E. Accurate optically pumped magnetometer based on ramsey-style interrogation[J]. *Optics Letters*, 2022, 47(5): 1230 – 1233.
- [20] 范淑华, 徐丽珊, 刘琳霞. 平面偏振光微小偏转角的精密测量 [J]. 华中科技大学学报(自然科学版), 2007, 35(2): 122 – 124.
- [21] 曹江辉, 贾宏志, 曹君杰, 等. 基于锁相技术和磁光调制的旋光角度检测 [J]. 光学仪器, 2015, 37(6): 475 – 478.
- [22] DUAN L H, FANG J C, LI R J, et al. Light intensity stabilization based on the second harmonic of the photoelastic modulator detection in the atomic magnetometer[J]. *Optics Express*, 2015, 23(25): 32481 – 32489.
- [23] DING Z C, YUAN J, WANG Z G, et al. Optically pumped rubidium atomic magnetometer with elliptically polarized light[J]. *Optik*, 2016, 127(13): 5270 – 5273.
- [24] HU Y H, LIU X J, LI Y, et al. An atomic spin precession detection method based on electro-optic modulation in an all-optical K-Rb hybrid atomic magnetometer[J]. *Journal of Physics D:Applied Physics*, 2017, 50(26): 265001.
- [25] DING Z C, YUAN J, LONG X W. Practical method for transversely measuring the spin polarization of optically pumped alkali atoms[J]. *Journal of Physics B:Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2018, 51(12): 125001.
- [26] 叶子沐, 张来, 董国波, 等. 基于法拉第磁光效应测量空间磁场 [J]. 大学物理, 2018, 37(4): 68 – 74.
- [27] YAO H, LI Y, MA D Y, et al. Acousto-optic modulation detection method in an all-optical K-Rb hybrid atomic magnetometer using uniform design method[J]. *Optics Express*, 2018, 26(22): 28682 – 28692.
- [28] XING L, ZHAI Y Y, FU Y, et al. Optical rotation detection method based on acousto-optic modulation in an atomic spin co-magnetometer[J]. *Measurement Science and Technology*, 2021, 32(2): 025112.
- [29] DING Z Y, HAN B C, TANG J J. Single-beam miniaturized atomic magnetometer with square-wave modulation for magnetoencephalography[J]. *IEEE*

- Transactions on Instrumentation and Measurement, 2021, 70: 4002206.
- [30] LIU X J, LI Y, WU X D, et al. Reflected atomic magnetometer with single beam[J]. *IEEE Sensors Journal*, 2022, 22(2): 1238 – 1244.
- [31] MA Y T, CHEN Y, ZHAO L B, et al. Accurate determination of alkali atom density based on zero-field magnetic resonance in a single-beam spin-exchange relaxation-free atomic magnetometer[J]. *Measurement Science and Technology*, 2022, 33(10): 105003.
- [32] ZHAO B B, TANG J J, YANG H Y, et al. High-sensitivity pump-probe atomic magnetometer based on single fiber-coupled[J]. *Optics & Laser Technology*, 2023, 159: 109025.
- [33] 董海峰, 宣立峰, 卓超, 等. 两种非屏蔽 SERF 原子磁强计实现方法及其比较 [J]. *测试技术学报*, 2012, 26(6): 468 – 474.
- [34] KORNACK T W, SMULLIN S J, LEE S K, et al. A low-noise ferrite magnetic shield[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 90(22): 223501.1 – 223501.3.
- [35] ZHOU X H, NEUBAUER F, ZHAO D, et al. Geometric correction of synchronous scanned Operational Modular Imaging Spectrometer II hyperspectral remote sensing images using spatial positioning data of an inertial navigation system[J]. *Journal of Applied Remote Sensing*, 2015, 9(1): 096078.
- [36] 刘慧丰, 鲍善霞. 原子磁力计在脑磁测量中的应用研究进展 [J]. *山西大同大学学报(自然科学版)*, 2019, 35(2): 8 – 12.
- [37] MIZUTANI N, KOBAYASHI T. Magnetic field vector detection in frequency domain with an optically pumped atomic magnetometer[J]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2012, 48(11): 4096 – 4099.
- [38] ZHANG H, ZOU S, CHEN X Y. A method for calibrating coil constants by using an atomic spin comagnetometer[J]. *The European Physical Journal D*, 2016, 70(10): 203.
- [39] LIU X J, YANG Y H, DING M, et al. Single-fiber sagnac-like interferometer for optical rotation measurement in atomic spin precession detection[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2019, 37(4): 1317 – 1324.
- [40] SALASYUK A S, RUDKOVSKAYA A V, DANILOV A P, et al. Generation of a localized microwave magnetic field by coherent phonons in a ferromagnetic nanograting[J]. *Physical Review B*, 2018, 97(6): 060404.
- [41] LI J D, QUAN W, ZHOU B Q, et al. SERF Atomic Magnetometer-Recent Advances and Applications: A Review[J]. *IEEE Sensors Journal*, 2018, 18(20): 8198 – 8207.
- [42] CHEN X Y, ZHANG H, ZOU S. Measurement sensitivity improvement of all-optical atomic spin magnetometer by suppressing noises[J]. *Sensors*, 2016, 16(6): 896.
- [43] 康翔宇, 徐俊, 范正焜, 等. 基于 SERF 原子磁强计的三轴磁场顺序补偿方法研究 [J]. *光学仪器*, 2021, 43(4): 47 – 54.
- [44] 曾宪金. 基于 Bell-Bloom 结构和圆二向色性检测的铯原子磁力仪研究 [D]. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学, 2013.
- [45] CAI M, WANG S L, GAO B, et al. A new electro-optical switch modulator based on the surface plasmon polaritons of graphene in mid-infrared band[J]. *Sensors*, 2018, 19(1): 89.
- [46] LIN H F, TIAN Y, TAN B Z, et al. Differential detection scheme for compact CPT atomic clocks[J]. *Europhysics Letters*, 2017, 119(2): 23001.
- [47] DUAN L H, QUAN W, JIANG L W, et al. Common-mode noise reduction in an atomic spin gyroscope using optical differential detection[J]. *Applied Optics*, 2017, 56(27): 7734 – 7740.
- [48] LU B, MORGAN S P, CROWE J A, et al. Comparison of methods for reducing the effects of scattering in spectrophotometry[J]. *Applied Spectroscopy*, 2006, 60(10): 1157 – 1166.
- [49] 冯太琴. 基于声光移频效应的声波微扰激光侦测技术研究 [D]. 桂林: 桂林电子科技大学, 2015.
- [50] 王雅君. 激光晶体热效应的改善及全固态高功率单频激光器的实验研究 [D]. 太原: 山西大学, 2014.
- [51] 曾爱军, 王向朝, 董作人, 等. 光弹调制器在偏振方向调制中的应用 [J]. *中国激光*, 2005, 32(8): 1063 – 1067.
- [52] 曾爱军, 王向朝, 李代林, 等. 精确标定光弹调制器的新方法 [J]. *光学学报*, 2005, 25(6): 799 – 802.
- [53] 宋连科, 朱化凤, 韩培高, 等. 一种利用调制光谱形状判断波片快轴方位的新方法 [J]. *光谱学与光谱分析*, 2011, 31(2): 496 – 499.
- [54] 张晓莉, 全伟. 基于光弹调制的原子磁强计中光信号检测方法 [J]. *红外与激光工程*, 2018, 47(8): 0817001.

(编辑: 李晓莉)