

分类号: TP212

密 级: 公开

学校代码: 10363

学 号: 2210330173



安徽工程大学

Anhui Polytechnic University

硕士学位论文

题目 高灵敏再入式全光纤电流传感技术的研究

论 文 作 者

邢猛

校 内 导 师

朱学华（副教授）

校 外 导 师

祁林星

专业学位类别

电子信息（085400）

研究方向（领域）

检测技术与自动化装置

论文提交日期: 2024 年 5 月 31 日

分类号：TP212

单位代码：10363

密 级：公开

学 号：2210330173

题 目 高灵敏再入式全光纤电流传感技术的研究

题 目 RESEARCH ON HIGH-SENSITIVITY RE-ENTRY
ALL-FIBER CURRENT SENSING TECHNOLOGY

学生姓名： 邢猛

校内导师： 朱兴华（副教授）

校外导师： 祁林星

专业学位类别： 专业学位硕士

研究方向： 检测技术与自动化装置

论文答辩日期： 2024年5月16日

安徽工程大学学位论文原创性声明

本人郑重声明：我恪守学术道德，崇尚严谨学风。所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已明确注明和引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品及成果的内容。论文为本人亲自撰写，我对所写的内容负责，并完全意识到本声明的法律后果由本人承担。

学位论文作者签名：

邢堃

日期：2024 年 5 月 24 日

安徽工程大学学位论文版权使用授权书

学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅或借阅。本人授权安徽工程大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本学位论文。

保密 ☐，在 ____ 年解密后适用本版权书。

本学位论文属于

不保密 ☒。

学位论文作者签名：



指导教师签名：



日期：2024.5.24

日期：2024.5.24

高灵敏再入式全光纤电流传感技术的研究

摘 要

全光纤电流传感技术是通过将光学领域的知识应用于电流检测领域，利用光纤中的法拉第效应来实现电流测量。在这种传感器中，光纤不仅作为敏感元件，还承担着信号传输的功能。相比传统的电流传感器，全光纤电流传感器具有许多优点，例如抗电磁干扰、安全可靠、体积小、重量轻、成本低等。针对全光纤电流传感器检测灵敏度和测量精度等关键问题，本文提出了一种再入式的传感结构，利用光纤环形衰荡腔结构使光信号多次经过通电导线产生的磁场区域，提高检测灵敏度；通过对传感光纤所处磁场环境的优化，提高测量精度。主要研究内容包括以下几个方面：

首先，在普通全光纤电流传感器的基础上，引入再入式结构，让信号光在光纤环中多次循环，以达到提高全光纤电流传感器灵敏度的目的。对光纤环形腔和全光纤电流传感器的基本原理进行介绍，重点讨论了法拉第旋光效应在传感器中的作用以及光纤中存在的双折射现象对传感器性能的影响。结合偏振态理论，利用琼斯矢量法，可以准确描绘光信号在传输过程中的偏振态变化，从而深入理解光纤传感器系统的工作原理和性能特征。对于全光纤电流传感器中温度和振动等对电流测量精度的影响的补偿方法进行了相关分析。

其次，考虑到传感光纤所处磁场环境对电流检测灵敏度具有直接影响，设计了两种电磁线圈的绕制结构，并通过智能算法对线圈参数进行了优化，使传感光纤磁场环境均匀性得到大幅提升。为解决通电导体周围径向上磁场分布不均匀的问题，设计了一种四线圈结构，通过引入一对辅助线圈作为补偿手段，获得了相对均匀的磁场分布。针对螺线管结构在轴向上两边管口处具有一定程度影响整体磁场均匀性的边缘效应，对螺线管在结构上进行了改进，在其两端分别加入一段渐变直径的“喇叭”形线圈，使边缘效应得到弱化，并分析了改进后结构的磁场的均匀性和稳定性。

最后，开展了再入式全光纤电流传感器的实验研究。实验中采用光源脉冲宽度为 $20\mu\text{s}$ ，传感光纤长度为 1km ，导致输出光信号出现了相互叠加的现象，但各脉冲峰值可准确区分，在数据处理过程中使用多峰拟合的方式计算出不同循环次数对应的脉冲强度，通过偏振度的变化解调出电流强度。电流检测结果与预设电流值符合得较好，证明了本文再入式全光纤电流传感方案的可行性。

关键词：全光纤电流传感器，再入式结构，法拉第效应，磁场优化，螺线管，光纤环

RESEARCH ON HIGH-SENSITIVITY RE-ENTRY ALL-FIBER CURRENT SENSING TECHNOLOGY

ABSTRACT

All fiber current sensing technology applies knowledge from the optical field to the field of current detection, utilizing the Faraday effect in optical fibers to achieve current measurement. In this type of sensor, optical fibers not only serve as sensitive components, but also play a crucial role in signal transmission. Compared to traditional current sensors, all fiber current sensors have many advantages, such as resistance to electromagnetic interference, safety and reliability, small size, light weight, and low cost. This paper proposes a re-entry sensing structure to address key issues such as sensitivity and measurement accuracy in the detection of all fiber optic current sensors. The fiber optic ring resonator structure is used to repeatedly pass the optical signal through the magnetic field area generated by the energized wire, thereby improving the detection sensitivity; By optimizing the magnetic field environment in which the sensing fiber is located, the measurement accuracy can be improved. The main research content includes the following aspects:

Firstly, based on the ordinary all fiber current sensor, a re-entry

structure is introduced to allow the signal light to circulate multiple times in the fiber ring, in order to improve the sensitivity of the all fiber current sensor. The basic principles of fiber optic ring cavity and all fiber optic current sensors are introduced, with a focus on the role of Faraday rotation effect in sensors and the influence of birefringence phenomenon in fibers on sensor performance. By combining the theory of polarization states and utilizing the Jones vector method, it is possible to accurately depict the polarization state changes of optical signals during transmission, thereby gaining a deeper understanding of the working principle and performance characteristics of fiber optic sensor systems. An analysis was conducted on the compensation methods for the impact of temperature and vibration on current measurement accuracy in all fiber optic current sensors.

Secondly, considering that the magnetic field environment of the sensing fiber has a direct impact on the sensitivity of current detection, two types of electromagnetic coil winding structures were designed, and the coil parameters were optimized through intelligent algorithms, greatly improving the uniformity of the magnetic field environment of the sensing fiber. To solve the problem of uneven radial magnetic field distribution around electrified conductors, a four coils structure was designed. By introducing a pair of auxiliary coils as compensation means, a relatively uniform magnetic field distribution was obtained. In response to the edge effect that affects the overall magnetic field uniformity to a certain extent

at the pipe openings on both sides of the axial direction of the electromagnetic valve structure, the electromagnetic valve has been improved in structure by adding a gradually changing diameter "horn" shaped wire coil at both ends to weaken the edge effect, and the uniformity and stability of the magnetic field of the improved structure have been analyzed.

Finally, experimental research was conducted on the re-entry all fiber current sensor. In the experiment, a light source pulse width of 20 was used μs . The length of the sensing fiber is 1km, which leads to the phenomenon of overlapping output optical signals. However, the peak values of each pulse can be accurately distinguished. In the data processing process, multi peak fitting is used to calculate the pulse intensity corresponding to different cycles, and the current intensity is demodulated by the change in polarization degree. The current detection results are in good agreement with the preset current value, proving the feasibility of the re-entry all fiber current sensing scheme in this paper.

Xing Meng (Electronic information)

Supervised by Professor Zhu Xuehua

KEY WORDS: all-fiber current sensor, re-entry structure, Faraday effect, magnetic field optimization, solenoid valve, fiber optic ring

目 录

摘 要.....	I
ABSTRACT.....	III
第 1 章 绪论.....	1
1.1 研究背景.....	1
1.2 光学电流传感技术的发展和研究现状.....	3
1.2.1 光学电流传感的分类.....	3
1.2.2 国内外的研究情况.....	5
1.3 全光纤电流传感技术研究中遇到的关键问题.....	7
1.4 本文的主要研究内容、创新点与文章结构.....	8
1.4.1 本文的主要研究内容.....	8
1.4.2 本文的主要创新点.....	9
1.4.3 本文结构.....	9
第 2 章 全光纤电流传感器及其理论分析.....	11
2.1 全光纤电流传感器的基本原理.....	11
2.1.1 法拉第旋光效应.....	11
2.1.2 旋光的互易性与非互易性.....	14
2.1.3 全光纤电流传感器的基本结构.....	14
2.2 光纤电流传感器偏振态理论分析方法.....	16
2.2.1 基于邦加球法的理论分析.....	16
2.2.2 斯托克斯矢量法.....	18
2.2.3 琼斯矢量法.....	19
2.3 常见的全光纤电流传感器结构.....	23
2.3.1 Sagnac 干涉型光纤电流传感器	23
2.3.2 串联 Sagnac 干涉型光纤电流传感器	24
2.3.3 法拉第反射镜式光纤电流传感器.....	25
2.4 本章小结.....	26

第 3 章 高灵敏探测模块磁场特性研究.....	27
3.1 线圈参数对磁场均匀性的影响.....	27
3.1.1 线圈建模及算法优化.....	27
3.1.2 参数优化.....	30
3.1.3 有限元仿真.....	35
3.2 弱边缘效应的高灵敏传感装置设计	37
3.2.1 高灵敏的传感装置理论分析.....	37
3.2.2 改进后的传感装置.....	39
3.2.3 仿真及对比实验.....	40
3.3 本章小结	42
第 4 章 基于再入式结构的全光纤电流传感器.....	43
4.1 AFCS 的误差分析及抑制方法	43
4.1.1 光纤的双折射效应.....	43
4.1.2 抑制双折射效应的抑制方法.....	45
4.2 基于再入式结构的 AFCS.....	46
4.2.1 再入式结构的光波路径.....	46
4.2.2 再入式 AFCS 理论分析	47
4.3 实验与验证.....	49
4.3.1 再入式光路参数设置.....	49
4.3.2 再入式 AFCS 实验测试	50
4.3.3 数据解调与分析.....	50
4.4 本章小结	51
第 5 章 总结与展望.....	52
5.1 工作总结.....	52
5.2 展望.....	53
参考文献.....	54
攻读硕士学位期间主要研究成果.....	59
致 谢.....	60

第 1 章 绪论

1.1 研究背景

在电力革命的起初阶段，发电机只需满足少数家庭的能源需求。然而，伴随着全球在电气化进程的不断推进，导致了全球对于电力需求呈几何级数增长，迫切需要大功率发电机来满足。然而，这也导致了严重的能源资源消耗，全球的能源供应问题日益严峻，要满足充分的供给，就需要将电能传输至更远的地方。为了达到这个目标，满足这一需求后，电力传输应运而生^[1,2]。1882 年，法国的一位工程师成功实现了这一具有重要历史意义的里程碑。首次直流电传输，将一台功率为 3 马力的直流发电机产生的电能输送至距离 5.7 公里的地点。新的电力输送技术的应用为社会带来了电力输送方面的重大进步，推动了生产生活的发展。中国在电力领域的发展与电力革命浪潮密不可分。早在 1885 年，中国台湾省的巡抚刘铭引进了电力设备，为中国电力事业的发展奠定了基础。截至 2009 年，我国就已经成功建成了自己的首个发电厂和输电线路，其中容量约达 1856 万千瓦，电线路总长度达 7085 公里。这些里程碑事件标志着中国电力领域的持续进步和发展，为国家电力系统的完善和提升做出了重要贡献，并且在长度和容量方面均取得显著进展，成为全球第一输送容量。迄今为止，电力对人类生活的影响超乎想象，已与社会进步和文明发展紧密相连^[3-6]。在 2006 年的能源信息署的数据显示，全球对电力的需求已经达到了空前水平，超过了历史上任何一个时期。这意味着社会和经济的持续发展过程中，电力作为重要能源形式的需求不断增长，对于能源供给和管理提出了挑战，也促使各国在能源领域加大投入和创新，以满足不断增长的电力需求。根据全球互联网中心的数据显示，从 2000 年预计到 2050 年，全球对电力需求一直处于上升状态，如图 1-1 所显示，每年的同比增速百分比大约在 3% 左右^[7-9]。

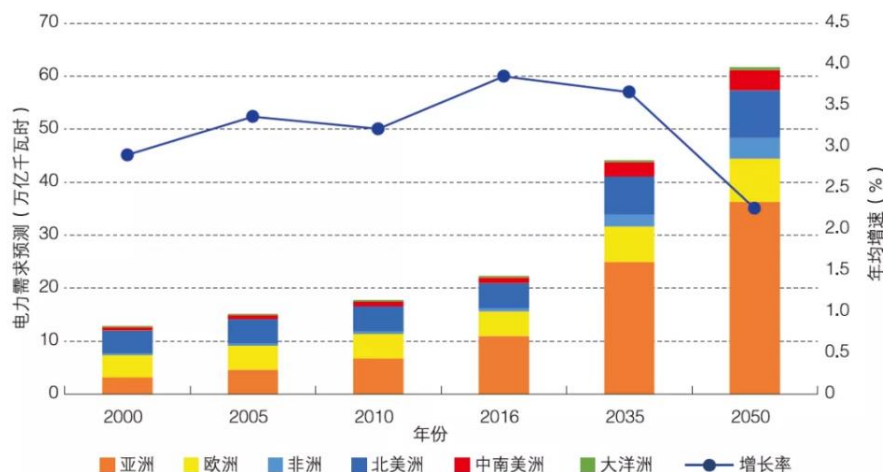


图 1-1 2000 年到 2050 年全球电力需求预测表

近些年来，我国的电力需求一直呈现着快速增长的趋势，特别是在“十二五”规划期间，预计每年平均增长率将约为 11 倍。为了满足这种需求，各国电力网络的总装机容量不断增加^[10]。截至 2012 年底，我国国家电网的总装机容量已经从自 2006 年起的 6.03 亿千瓦增长到 10.6 亿千瓦，并且超过美国成为全球第一。为了应对这一挑战，中国政府提出了加强电网建设和发展智能电网的目标，以应对不断增长的电力需求和推动能源领域的可持续发展。这一目标旨在通过加大投资并利用先进的信息和通信技术，构建高效、安全、可靠、灵活的电力系统，实现电力资源的有效调度和管理，提升电力供应的质量和稳定性。而且伴随着智能电网的发展，清洁能源的大规模接入与电网的实用性还会被促进，从而推动能源结构的优化和转型升级^[11]。这一举措将为中国电力行业的技术创新和发展提供有力支持，助力实现绿色低碳能源系统的建设和可持续发展目标。

然而，在输电过程中，高电压和电流带来了一系列风险，包括事故发生的可能性。因此，电网建设需要更加注重安全、有效和及时的输电线路监测，以便及时发现和解决问题^[12]。为了实现这一目标，中国正在致力于发展新型电网系统和监测技术。

由于电网中电流和电压较高，直接进行准确测量变得困难。因此，在一般情况下，为了进行精确的测量，常常需要将高电压和大电流信号转换为相对较小的电压、电流或其他物理量进行采集和处理。这种转换过程通常涉及使用传感器、变换器或放大器等装置，通过调节电路参数或采用适当的技术手段，实

现对高能量信号的有效降级和转换。这样可以保护测量设备不受过载损伤，并确保获得准确可靠的测量数据，满足工程实践和科学研究的需求。在电压监测方面，常用的传感器包括电磁变压器、电容式和电阻分压器^[13]；其中，电磁式传感器技术成熟并且被广泛应用，但存在一些问题，比如难以准确测量大电流、安全性差、易受电磁干扰等。为了解决这些问题，电子式电流传感器作为一种新一代的电流传感器出现，并取得了一定的性能提升^[14,15]。



图 1-2 电磁式电流传感器

光纤电流传感器利用光的偏振角作为传感手段和信息载体^[16-18]，有着抗干扰能力强、带宽大、容量高以及传输距离远的优点。因此，自问世以来，OCS 备受学者们的关注，并逐渐成为电流触感领域内热门的产品。

1.2 光学电流传感技术的发展和研究现状

1.2.1 光学电流传感的分类

自 20 世纪 60 年代以来，光学技术在电流测量领域的应用正式启程。历经四十多年的技术革新与知识积淀，光学电流传感技术逐步发展为三大基本形态：混合型、光学玻璃型以及全光纤型。此三类传感器构成了光学电流测量手段的多元化架构，且每一类别内部均蕴含着多种设计理念与具体实现策略。

在混合型传感器中，光器件被主要用作传感信号的传输媒介，这种传感器结合了光学技术和电流测量原理，利用光纤的高精度、低干扰和远距离传输等特性，实现对电流信号的高效采集和传输。通过光学器件的精准控制和信号处理，混合型光学电流传感器能够实现对电流参数的准确监测和测量，广泛应用

于电力系统、工业自动化等领域，为系统安全稳定运行提供重要支持，以实现信息的传递。这种方法的优势在于能够充分发挥光信号传输的稳定性，并减少电磁干扰的影响^[19,20]。然而，由于传感器前端持续依赖非同类的传感原理，故在确保安全、实现高度集成以及简化系统复杂性等方面未能表现出显著优势。

光纤传感具有灵敏度高、响应速度快并且具有较强抗干扰能力的特点^[21]，可广泛应用于电力系统、工业控制等领域，为电流监测提供了一种高效可靠的解决方案。与传统电流传感器相比，光纤传感器不会受到电气隐患的影响，因为它们并不直接检测电流本身。此外，光纤传感器还能避免磁饱和现象的发生。因此，光纤传感器可以实现对大电流的检测。

采用光学玻璃作为传感核心的优势在于可以选择具有高灵敏度的光学玻璃材料^[22,23]，并且具有广泛的选择范围。目前这一方案被视为光学电流传感器领域中最成熟的技术方案，不仅在国内获得了深入研究与广泛应用，其影响力还延伸至国际舞台，拥有广泛的科研关注与实际部署。尽管如此，该方案并非无懈可击，存在若干显著的局限性：首先，其成本相对较高，可能导致购置与维护支出增加；其次，制造过程中面临的加工难度较大，对工艺精度和技术水平要求严苛；再者，所使用的材料具有易碎属性，增加了运输、安装乃至日常使用过程中的破损风险；最后，复杂的结构设计使得装配工作颇具挑战，可能延长安装时间并提高对技术人员技能的要求。

FOCS 是一种智能装置，利用光纤既作为通信载体又作为传感器的双重功能。在 FOCS 中，用作传感的光纤环绕在待测源周围，通过监测输出光信号的偏振角变化来实现电流测量^[24-26]。整个系统采用全光纤结构，实现了全光纤设备的构建。全光纤电流传感器具有安装简便、灵活性较高等优点^[27]，因为其完全采用光纤结构。在使用传感器时可以根据待测源的大小，自由地控制绕制的匝数以提升传感器的灵敏度，且光线电流传感器的制作成本相对较低^[28]。这种设计不仅提高了系统的可靠性和稳定性，还为电流监测提供了一种高效、灵活的解决方案。因此，这种传感器备受广泛关注。

然而，由于普通光纤本身对电流的敏感度较低，因此传感器头部通常需要较长的光纤来增强感知效果。传感部分的光纤会受到外界温度、震动和自身所受压力的影响，因此全光纤电流传感器相比于采用光学玻璃作为传感器件的传

感器来说对温度和振动等因素更为敏感^[29,30]，这可能会对传感器的性能稳定性产生一定影响。因此在实际应用中，需要综合考虑这些外界因素对全光纤型电流传感器测量精度和可靠性的影响，以便进行有效的补偿和优化设计，这也给其实际应用带来了挑战。

1.2.2 国内外的研究情况

海外学者在早期就开始研究光学电流传感器，并提出了利用块状重火石晶体的法拉第旋光效应来测量电流的方法。随着光纤制作技术的不断进步，研究者们开始探索利用光纤来组装电流传感器。扭转光纤和旋转光纤以抑制光纤的双折射的现象^[31]，在随后的研究中，一些科学家们在现有的基础上提出了效果更好的光纤结构和技术，例如采用光纤光栅结构、旋转高双折射光纤结合的反射镜等，以此来提高光纤电流传感器的灵敏度、实用性和稳定性^[32]。此外，他们还对 Sagnac 型电流传感器做出了改进，并提出了基于串联形式的干涉型电流传感器，新的结构减少了温度和振动的影响^[33]，从而推动了光学电流传感器领域的技术进步和创新，进一步推动了该领域的发展。



图 1-3 光纤电流传感器

在光学电流传感器技术的科研探索与创新实践中，产业界与学术界代表——包括商业实体、高等教育机构及各类科研团体紧密联结，构建起强大的协同网络，共同擘画并推进该领域的持续演进与产业升级。举例来说，全球电力行业领军企业 ABB 公司在光学电流互感器领域进行了广泛研究。这些研究成果涵盖了各种光学电流互感器、光学电压互感器和光学传感器产品，这些产品结合了 123kV 至 756kV 范围内的电流和电压测量功能。由 ABB 公司自主研发的光纤

电流传感器，凭借其卓越的性能参数，在同类产品中独树一帜，能够精确测量高达 500 千安培的电流，且线性度误差严格控制在极低的 0.1% 以内。该传感器如图 1-3 所示。此外，关于带有集磁环的光学电流传感器的研究也取得了一定进展，为光学电流传感器在电力系统中的应用提供了更多选择和可能性^[34-36]。这些商业公司的努力促进了光学电流传感器技术的不断创新和应用。

我国自上世纪晚期起便启动了光学电流传感器的研究工作。尤其值得关注的是，“激光工业应用座谈会”的成功举办，生动展现了我国大量高等学府、科研单位及商业企业正逐步有序地涉足并投身于光学电流传感器技术的研发进程之中。这次会议为中国在光学电流传感器技术领域的发展奠定了基础，并推动了我国在这一领域的科研成果和技术创新。随后，中国在光学电流传感器方面的研究取得了长足进展，为我国电力系统的安全稳定运行提供了强大保障。这一时期见证了众多具有划时代意义的研究成果应运而生。其中，钱景仁教授早在上世纪 80 年代末，即展现出远见卓识，首倡利用扭转高双折射光纤技术途径，旨在显著提升电流传感器的整体稳定性。王政平教授领导的团队对光学电流传感器进行了深入广泛的研究，致力于提升其性能和稳定性，推动了光学电流传感器技术的进步和应用。这些合作与研究成果为我国电力系统的现代化和智能化提供了坚实的技术支撑，对促进电力行业的发展具有重要意义，其中包括材料特性、光源谱宽度和光路结构等；刘延冰教授、李红斌教授、叶妙元教授分别引领各自的科研团队，在华中科技大学深入钻研光学电流与电压传感器技术。这些学术翘楚携手其团队成员，凭借持之以恒的研究精神，对我国此技术领域产生了重大影响，大幅度提升了技术水平，并在实际应用层面大力推动了技术的广泛运用与深化。毕卫红教授指导下的团队则专注于光纤模间干涉技术路线，同样提出了富有创新意义的研究策略，对现有技术体系进行了关键性的改良与提升。近年来，国内众多科研团队在光学电流传感器技术研发上不断取得突破性成果。以易本顺教授为核心的武汉理工大学团队，尤为突出地将光纤光栅技术成功融入光学电流传感器的设计与制造之中，此举极大地扩展了该技术的应用边界，解锁了更多潜在应用可能性。我国科研人员的辛勤努力凝聚成这些研究成果，弥补了光学电流传感器领域的不足，为该技术的应用推进做出了积极贡献^[37,38]。在 1993 年，华中理工大学成功研发出国产化光学电流传感器，并迅

速将其部署至广东省新会市一座 110KV 变电站进行实质性的挂网试运行验证。虽然这一次的试运行没有达到相应的技术要求，不过这同样意味着我国的电流传感器的应用踏入了一个全新的发展阶段^[39,40]。

1.3 全光纤电流传感技术研究中遇到的关键问题

虽然全光纤电流传感器的研究已经进行了一段时间，但相对于光学玻璃型电流传感器而言，全光纤电流传感器的发展起步较晚^[41-43]，仍面临一些挑战：

(1)线偏振光旋转角度与作用于材料的磁场大小成正比^[44,45]、施加在材料上的电场以及光线穿过材料的距离等因素。光纤若以熔融石英为材质，则其费尔德常数极为微小，且该常数会随着入射光波长之不同以及温度环境的变化而呈现出相应的调整。这表明普通光纤对电流所产生的磁场具有极低的灵敏度。因此，目前光纤电流传感器的讨论主要集中在大电流和高电场环境下的应用^[46-48]。

(2)由于光纤结构的相对部均匀性，会导致严重的双折射问题(包括线性双折射和圆形双折射)。双折射效应引发的现象对温度和振动参数的微小波动具有极高的响应灵敏度，由此导致光纤内传输光的偏振状态对这两种环境变量的变化呈现出显著的敏感性。这种敏感性对光纤电流传感器在电流测量中的准确性产生了显著影响^[49-51]。

在构建常规反射式光学系统的过程中，光纤反射镜与法拉第旋光镜常常被选定为至关重要的反射单元。其中，光纤反射镜的核心任务在于消除存在于光纤内部的双向圆形双折射现象，为确保整个系统能发挥出最佳性能，通常需要与具备高旋转对称度及高强度双折射特性的光纤配套使用。与此相对，法拉第旋光镜则主要用于特殊光纤中，不考虑圆双折射或线双折射效应时进行讨论。然而，这种方法会显著增加系统的制作成本和技术难度。在解决这两个问题时，需要考虑它们之间的相互影响，并寻求合理的解决方案。

1.4 本文的主要研究内容、创新点与文章结构

1.4.1 本文的主要研究内容

本研究论文专注于高灵敏载入式全光纤电流传感技术的研究，特别针对传感器普遍存在且至关重要的灵敏度低下问题。通过引入再入式光路设计理念，本文构建了一整套应对全光纤电流传感器核心挑战的创新策略。为进一步验证此策略的有效性，本文在既有实验资源支持下构建了专门的全光纤电流传感实验系统。该系统将用于对所提出的解决方案进行严谨的实验验证与深入探讨。以下为论文详细研究内容的概要：

(1)通过对信号源产生的磁场进行一定程度的改进。经过一段时间的研究与探讨，本文发现环形结构的线圈产生此磁场相对其他结构更为均匀和稳定。可以尝试将环形结构的探测模块引入到全光纤电流传感器当中，通过解决前述问题，可以进一步提升全光纤电流传感器的灵敏度。为了提高传感器探测模块的灵敏度，本文从单一线圈进行分析，逐步增大线圈个数进行研究与分析，并对线圈在不同尺寸下的磁场变化进行仿真实验，在确定一定结构后，在其中加入智能算法以达到最佳优化效果。并提出了一种全新的高灵敏度的探测模块。

(2)采用与传统电流传感器不同的光纤电流传感器，想要检测到相对来说比较微弱的电流信号，对其所产生的磁场进行放大仅仅通过几个线圈是远远不够的。对于直流电流所产生磁场的放大，不难想到结构简单，性能稳定的螺线管结构是最为合适的。然而，普通的螺线管结构在两边管口具有一定程度的边缘效应，这对于高精度的光线电流传感器来说是难以结构的。本章在分析普通螺线管磁场的同时，对螺线管在结构上进行了改进，并分析了改进后结构的磁场的均匀性和稳定性。

(3)本文对光路结构进行改进，本文将在普通全光纤电流传感器大的基础上，引入再入式结构，使得光信号在光纤环中多次循环，并在光路结构中加入了功率放大器用来补偿信号激光在环形结构中的能量衰减，以达到提高全光纤电流传感器灵敏度的目的。

1.4.2 本文的主要创新点

本论文的创新点主要体现在三个方面:

(1)为了提高光纤电流传感器的灵敏度,本文先是研究了如何放大待测源产生的磁场问题。创新性的提出了引入多重环形线圈结构,在提高磁场强度的同时,又通过智能算法的方式优化了整体线圈的尺寸和结构,使得线圈组在磁场强度得到强化的同时又能保持很好的磁场均匀性。

(2)对于全光纤电流传感的探测模块,为了放大待测信号的磁场强度,通常会引用单扎密绕的螺线管。但是螺线管的边界效应会使得全光纤电流传感器的精度有一定程度的降低,针对此问题,本文结合对于线圈组的优化方式,提出了一种弱边缘效应的单扎密绕型螺线管结构。

(3)本文对全光纤电流传感器的光路结构进行了改进,在普通全光纤电流传感器大的基础上,引入再入式结构,使得光信号在光纤环中多次循环,并在光路结构中加入了功率放大器用来补偿信号激光在环形结构中的能量衰减,以达到提高全光纤电流传感器灵敏度的目的。

1.4.3 本文结构

本文结构包括五个主要章节,每个章节涵盖特定的议题和讨论内容,以系统地探讨光纤电流传感器的相关问题,具体安排如下:

在论文开篇的绪论部分,本文将首先对全光纤电流传感器的研究历程进行深度回顾,并系统性地审视其在全球范围内,特别是在国内的发展状况,特别关注于解析该技术领域中的核心技术要素及其现阶段所面临的核心挑战。

在论文的第二章节中,本文对全光纤电流传感器进行全方位的解读,涵盖其内在的工作原理、标准的结构组成,同时,对一系列在该领域内被广泛运用的理论分析方法,如邦加球法、斯托克斯矢量法及琼斯矢量法等进行深入细致的探讨。此外,本文还会介绍几种常见的光纤电流传感器结构,为后续内容铺垫。

第三章本章提出了一种带有辅助线圈的磁场增强结构,采用 McLaughlin 扩展法和 NSGA-II 对改进结构的参数进行优化。为了分析不同辅助线圈尺寸对磁

场均匀性和均匀面积的影响，在保持主线圈尺寸不变的情况下进行了研究。在完成了对两组线圈磁场的优化后，本文将这种磁场优化方案引用在螺线管上，并利用有限元分析方法在 COMSOL 软件上对本文提出的改进的螺线管结构进行了仿真实验。通过改变不同的参数值，研究了改进后的结构对螺线管磁场的影响。

第四章提出了一种以再入式光路结构为基础的高电流灵敏度的全光纤电流传感器，并且针对在再入式结构中会产生能量衰减问题在光路结构中加入了光强补偿装置，并通过实验验证了该结构的有效应。

结论部分，本文对整篇论文进行了梳理和总结，并针对未来拟进行的与本研究紧密相关的新课题，提出了具有前瞻性的研究展望。

第 2 章 全光纤电流传感器及其理论分析

全光纤电流传感器和光学玻璃电流传感器都是利用光学法拉第旋转效应进行电流检测，全光纤电流传感器与光学玻璃电流传感器的主要区别在于传感材料的选择。在本章节中，本文将首先深入剖析全光纤电流传感器的基本工作原理，然后依次呈现三种被广泛应用的光偏振态分析手段，并列举出若干具有典型意义的全光纤电流传感器结构设计。

2.1 全光纤电流传感器的基本原理

2.1.1 法拉第旋光效应

迈克尔·法拉第在 1845 年，观察到一个奇怪的现象：当偏振光束穿越玻璃并在强磁场作用下传播时，其穿透后的偏振状态会发生转变。随着对这一现象的持续研究，法拉第发现这一效应并非局限于玻璃这一单一材料，而是广泛存在于多种固态、气态以及液态物质之中，并在这些不同类型的介质中均表现出明显的特征。这种现象被学者们命名为法拉第旋光效应^[52]，这一效应在科学界被广泛研究和探讨，图 2-1 展示了该效应的示意图。

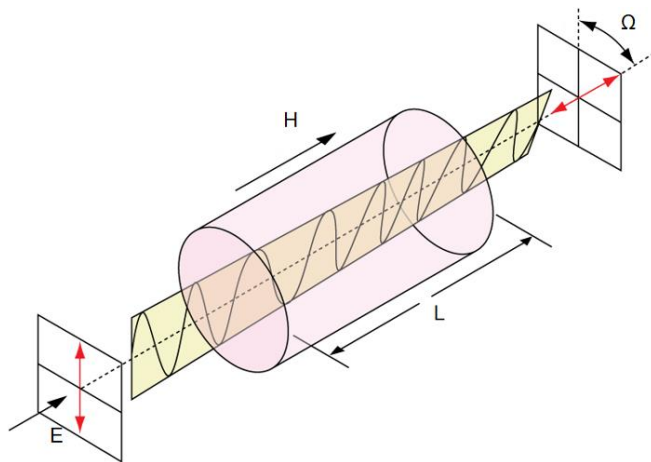


图 2-1 法拉第旋光效应

经过实验验证，旋转角度与介质长度是成正比的^[53]，通过实验之后得出结

论：可以通过一个数学表达式来描述旋转角度的大小。

$$\Omega = \int_L \mathbf{V} \overrightarrow{H} d\mathbf{l} \quad (2-1)$$

公式(2-1)明确指出，法拉第效应的强度是由三个核心参数共同决定的：一是光波在介质中行进的距离，二是施加于介质的磁场强度，三是介质自身的费尔德常数(V)。费尔德常数(V)作为一个物理指标，用来衡量介质对光作用的敏感反应程度。通常情况下，费尔德常数的数值较小，并且其值会随着时间的推移、光波长的差异以及温度条件的变化而发生相应的改变。

假设沿 x 轴方向传播的线偏振光为 $E = 2A \cos(-\omega t)_x$ ，那么该偏振光可分解为：

$$\begin{aligned} E_L &= A \left[\cos(-\omega t)_x + \cos\left(\frac{\pi}{2} - \omega t\right)_y \right] \\ E_R &= A \left[\cos(-\omega t)_x + \cos\left(-\frac{\pi}{2} - \omega t\right)_y \right] \end{aligned} \quad (2-2)$$

在这里，本文讨论两束具有特定属性的圆偏振光。这两束光的角速度是相等的，但其旋转方向却恰好相反。在任意给定的时间间隔 Δt 内，这两束光均在各向同性且均匀的介质中进行传播。基于此条件，这两束圆偏振光在 Δt 时间内所经历的角位移将呈现出两个关键特征：一是大小相等，二是方向相反。

这样的对称性确保了当这两束圆偏振光叠加时，其合成结果仍保持为初始的线偏振光状态，未因各自独立的圆偏振特性而发生改变。换言之，尽管每束光各自呈现圆偏振现象，但因其角位移的互补性，两者叠加后的总体效果相当于维持了原始的线偏振特性：

$$\begin{aligned} E &= E_L + E_R \\ &= A \left\{ \cos[-\omega(t + \Delta t)]_x + \cos\left[\frac{\pi}{2} - \omega(t + \Delta t)\right]_y \right\} \\ &\quad + A \left\{ \cos[-\omega(t + \Delta t)]_x + \cos\left[-\frac{\pi}{2} - \omega(t + \Delta t)\right]_y \right\} \\ &= 2A \cos[-\omega(t + \Delta t)]_x \end{aligned} \quad (2-3)$$

关于介质折射率与入射光频率之间关系的经典电子论如下所示^[54]：

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (2-4)$$

在自然旋光晶体中，左旋的圆偏振光和右旋的圆偏振光的折射率是不一样的。电子的电量 e 和真空环境下的介电常数 ε_0 、在单位体积内所含的原子总数 N 、电子的固有频率 ω_0 和入射光的频率 ω ，都是与这种效应相关的。在光波传播的过程中，若考虑两束具有不同圆偏振特性的光波，可以观察到这样的现象：每当这些光波经过一段确定的距离，即经历了相同的传播长度后，各自所表现出的圆偏振转动角度将会呈现出差异，即它们在这一过程中旋转的角度并不相同。

在这一过程中，相位差 δ 发生改变：

$$\delta = \frac{2\pi L}{\lambda} (n_R - n_L) \quad (2-5)$$

合成后线偏振光的转角为：

$$\Omega = \frac{\delta}{2} = \frac{\pi L}{\lambda} (n_R - n_L) \quad (2-6)$$

通常情况下，电子的固有频率几乎不变，那么 n_R 和 n_L 相差几乎为零，能推断出：

$$n_R - n_L \approx \frac{n_R^2 - n_L^2}{2n} \quad (2-7)$$

又由于 $\omega_0 \gg \omega_L$ ，可以得到

$$\Omega \approx \frac{\pi L}{\lambda} \frac{n_R^2 - n_L^2}{2n} = \frac{Ne^3 \omega^2}{2nm^2 \varepsilon_0 c (\omega_0^2 - \omega^2)} HL \quad (2-8)$$

这里的 c 为真空环境下的光速。折射率对频率求导能推断出：

$$\frac{dn}{d\omega} = \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0 n} \frac{\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} \quad (2-9)$$

那么(2-8)还可以进一步优化得到：

$$\Omega \approx \frac{e\omega dn}{2cmd\omega} HL = \left(\frac{1}{2c} \frac{e}{m} \frac{\lambda dn}{\lambda d} \right) HL \quad (2-10)$$

括号内的参数是一个常数，即费尔德常数。可以看到 偏振光的偏转角与磁场强度和沿光传播方向磁场区域的长度是相关的。

2.1.2 旋光的互易性与非互易性

法拉第效应揭示了偏振光在磁场作用下其偏振面旋转角度与光波传播路径及磁场方向之间的关联性。具体而言，当线偏振光在经过反射后重新进入原先的磁场介质时，由于此时光波相对于磁场方向发生了反转，导致偏振面的旋转行为相应地发生变化，表现为从原传播过程中的右旋转变为左旋现象。这种现象被称为互易旋光且与自然旋光介质中的特性相反，自然旋光介质的结构和物理特性会决定偏振面的旋转方向，且旋转方向会保持不变。例如，线偏振光穿过左旋介质时，偏振面会向左旋转；而在反射后再穿过介质时，因传播方向相反，偏振面将重新回到原来的位置。这种对比展示了法拉第旋光和自然旋光在偏振光传播过程中旋转方向的差异和特点，并且旋转角度会加倍，这种现象被称为非互易旋光。利用这些旋光特性，可以在光纤电流传感器中提高系统的稳定性。

2.1.3 全光纤电流传感器的基本结构

光纤具有柔韧性和弯曲性，因此全光纤电流传感器的传感头通常采用环形结构^[55]，以确保良好的适配性和灵敏度，围绕着导线以实现更好的传感效果。

$$H = \frac{I}{2\pi R} \quad (2-11)$$

将其带入式(2-1)则可以得到：

$$\Omega = \frac{VLI}{2\pi R} = VNI \quad (2-12)$$

光纤绕环匝数指的是光纤围绕传感器的导线的圈数。典型的全光纤电流传感器结构激光器产生的光信号首先进入起偏器组件，该组件的核心作用在于将接收到的非线性光转化为线偏振光形态。一旦完成这一偏振化过程，得到的线偏振光即刻被导向送入传感器光纤部分。在当前的理论模型中，本文选择不考虑任何可能对光信号传输造成潜在影响的外部因素。假定待检测的导线内部并无电流流动的情况，那么在此条件下，穿行于传感光纤内的线偏振光将不会受到任何种类的扰动或影响，其固有的偏振属性将保持恒定，不会发生任何变化，则输出光的偏振面与入射光保持一致。但是需要注意的是，当需要测量的导线中有电流通过时，信号光的偏振面就会发生一定程度的旋转，其中旋转角度 Ω

可以由式(2-12)给出。在这时检测器检测的光强经过检偏后可以得到：

$$J = A^2 \cos^2(\varphi - \Omega) \quad (2-13)$$

通过对光强 J 关于偏振角 φ 进行求导，可以找到极值点 $\varphi = \pm t$ ，即当偏振角为正负 45° 时，不难得出， 45° 为检偏器与输偏振光的最佳夹角。由于较弱的电流引起的偏转角 Ω 很小，那么上式还可改写为：

$$J = \frac{A^2}{2} [1 \pm \sin(2\Omega)] \approx \frac{A^2}{2} (1 \pm 2\Omega) \quad (2-14)$$

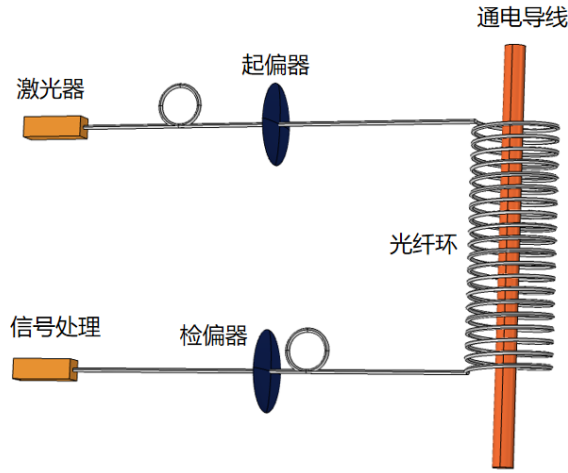


图 2-2 偏振型光纤电流传感器

根据公式(2-14)，本文能够对其进行剖析，将其拆分成两个相互独立的子部分。接下来，本文通过将交流分量与直流分量进行比率计算，从而得出偏转角的两倍值。依据这个数值，本文能借助对光强度变化的监测来间接推算出电流的实际强度，同时在这一过程中，有效地抑制了由光源强度波动和耦合效率变化引发的测量干扰。不过，该方法的有效执行需要确保对信号内嵌的交流和直流成分进行精准分离，而在实际应用中，准确评估交变电磁场对信号光偏振属性的精确影响是一项极具挑战性的任务。针对这一问题，德国科学家 A.Papp 与 H. Harms 在大约 1970 年联合提出了一项创新对策：利用 Wollaston 棱镜作为偏振分束器(PBS)，旨在实现对双路偏振信号的高精度检测。这一改进方案的操作流程已在图 2-3 中详尽展示。

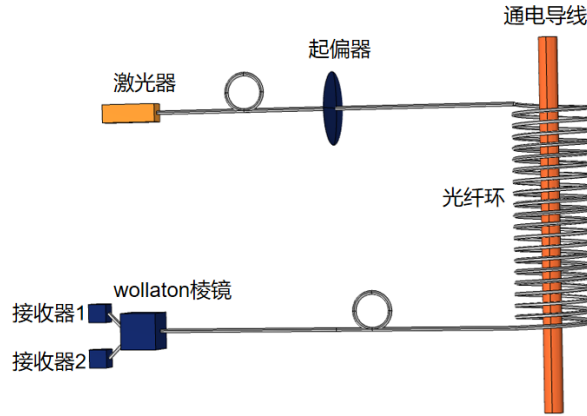


图 2-3 采用双光路偏振检测的光线电流传感器

在光纤环的末端配备 Wollaston 棱镜，其功能在于将源自光纤环并传输而来的线性偏振光分散成两束互相垂直振动的偏振子光束。通过持续监控这两部分光束强度之间的比率，能够揭示出偏振角随时间的动态变化

$$P = \frac{J_{\perp} - J_{\parallel}}{J_{\perp} + J_{\parallel}} = \sin(2\Omega) \approx 2\Omega \quad (2-15)$$

偏振度作为一种衡量标准，反映了光强之间的特定强度比例，其数值范围从-1 延伸至 1，具备识别光偏振方向旋转 90 度的能力，这对于精确界定光纤电流传感器可测量的电流上限至关重要。当下，在实际应用场景中，为了确保光路系统完全由光纤构成并最大限度地减少光路损失，目前普遍倾向于选用 Wollaston 棱镜来取代传统的偏振分束器(PBS)。

2.2 光纤电流传感器偏振态理论分析方法

2.2.1 基于邦加球法的理论分析

在邦加球法中，通过引入邦加球这一数学工具，光的偏振状态可以被表示为球坐标系中的两个方位角，从而实现了对偏振光特性的直观描述和直观理解。这种表达方式使得光在光纤电流传感器中的偏振态变化能够更加方便地分析和解释，为电流测量提供了更为直观和清晰的物理学描述。这种方法的优势在于可以清晰地展示光的偏振特性，有助于研究人员更好地理解光的偏振行为和变化规律。

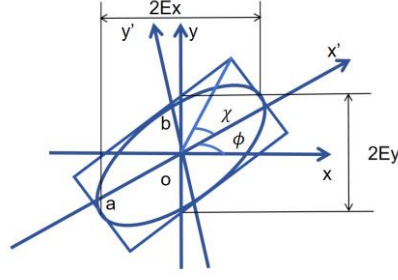


图 2-4 椭圆偏振光的方位角

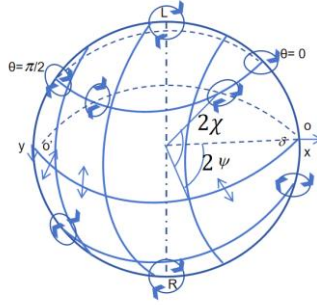


图 2-5 邦加球法

如果要确定椭圆偏振光的话，需要考虑椭圆偏度(即长短轴比)的正切值 $\tan \chi = b/a$ ；以及长轴与给定坐标系的交角。将这两个角度表示为单位球坐标上的经度和纬度，如图 2-4 所示。

在邦加球的南极点，信号光表现的方式即右旋的圆偏振光，与其相反的是，在邦加球另一端的北极点，信号光表现的方式为左旋的圆偏振光。图 2-5 展示了这个球坐标。

从图 2-5 看到，椭圆偏振光的左旋或者右旋性质可以通过电矢量 E 在指定坐标轴方向上的投影 E_x 和 E_y 的比值、正切 $\tan a = E_x / E_y$ 和它们的相位差 δ 来唯一确定。上述两组不同的坐标系对应了不同的偏振状态，使我们能够准确描述和理解光的偏振特性。它们之间满足以下关系：

$$\begin{cases} \sin \chi = \sin(2a) \sin \delta \\ \tan 2\phi = \tan(2a) \cos \delta \end{cases} \quad (2-16)$$

以及

$$\begin{cases} \cos(2a) = \cos(2\chi) \cos(2\phi) \\ \tan \delta = \frac{\tan(2\chi)}{\sin(2\phi)} \end{cases} \quad (2-17)$$

当光纤内部同时面临线性双折射与圆双折射的作用时，其全部的双折射属性可被理解为这两种效应在邦加球模型中的融合展现，即它们在这一几何结构内通过叠加达成了对双折射特性的合并解读。此种叠加处理方式在展现光纤内双折射特征及其关联方位角时，赋予了更为系统且周全的表述，简洁清晰地展示了光在光纤中的偏振状态演变过程，如图 2-6 所示。

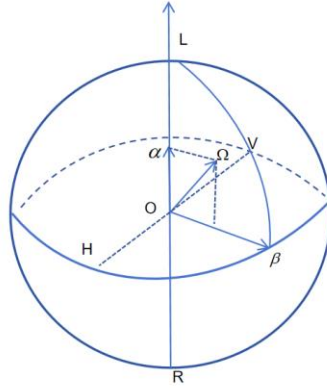


图 2-6 两种双折射叠加

利用邦加球进行研究时，科研工作者能够凭借其直观的图形化特点高效地考察单一光学元件对入射光偏振性质转换的作用。然而，当面对包含多种光学元件的复杂系统时，邦加球方法的效用明显减弱，其处理难度增加使其不适用于进行计算机辅助的精细分析。故而在实际工程实践与科研活动中，更倾向于采用斯托克斯矢量法或琼斯矢量法来对偏振特性进行精确且系统的计算与讨论。

2.2.2 斯托克斯矢量法

斯托克斯矢量法利用四个与光强相关的斯托克斯参数来表达光的偏振状态^[56]，包括偏振度、椭圆度和方位角等信息。在这一方法中，光依次通过四块不同的光学元件：第一块是各向同性的滤光片，其主要作用是测量总光强；第二块是沿着 x 轴方向的偏振片，用于测量水平偏振分量；第三块偏振片以其偏振方向与某一参照轴呈 45° 角设置，其作用在于精准探测光束中的对角线偏振分量。紧随其后的第四块偏振片则具备选择性吸收特性，专门针对左旋圆偏振光进行响应，旨在精确测定该光束内左旋圆偏振成分的强度。通过系统地记录信号光在依次穿透各个滤光片后所对应的光强值 I_1 至 I_4 ，能够依据这些数据计算出斯托克斯参量，进而全面而准确地表征该光束的偏振特性。

$$\begin{cases} I = 2I_1 \\ M = 2I_2 - 2I_1 \\ C = 2I_3 - 2I_1 \\ S = 2I_4 - 2I_1 \end{cases} \quad (2-18)$$

因此，偏振光的偏振态可以由这 4 个参量进行描述。值得注意的是，邦加球法的描述与斯托克斯法之间存在一一对应的关系，具体表达如下：

$$\begin{cases} I = E_x^2 + E_y^2 \\ M = E_x^2 - E_y^2 \\ C = 2E_x E_y \cos \delta \\ S = 2E_x E_y \sin \delta \end{cases} \quad (2-19)$$

根据式(2-19)，不难发现偏振光的信号在 x 轴和 y 轴方向的分量上面分别用 E_x 和 E_y 表示，相位差为 δ 。假定光信号经过一个光学器件后，输出的斯托克斯参量为 $[I' M' C' S']^T$ 。则输入和输出的斯托克斯参量之间符合以下关系式：

$$\begin{bmatrix} I' \\ M' \\ C' \\ S' \end{bmatrix} = [M]_{4 \times 4} \begin{bmatrix} I \\ M \\ C \\ S \end{bmatrix} \quad (2-20)$$

在这种情况下，矩阵 M 表示的是一个 4×4 的矩阵，这个矩阵被科学家们称为穆勒矩阵^[57]。那么假设当偏振光依次通过 n 个相互连接的光学器件时，偏振光的最终偏振状态可以用下面的公式来表示：

$$\begin{bmatrix} I' \\ M' \\ C' \\ S' \end{bmatrix} = M_n M_{n-1} M_{n-2} \dots M_1 \begin{bmatrix} I \\ M \\ C \\ S \end{bmatrix} \quad (2-21)$$

其中 M_i 代表的是光路系统中第 i 个光学器件的穆勒矩阵。

2.2.3 琼斯矢量法

琼斯矢量方法利用一个包含两个分量的二维列矢量来表述光的偏振状态，其显著优势在于仅使用两个数值即可简洁而精确地表达原本纷繁复杂的偏振信息。由于其直观且易于理解的特点，这一方法在当今对光偏振性质进行各类科研与分析的过程中被广泛采纳与运用。

为了简便计算，可以将光的电场分解成两个垂直方向上的独立分量，表示

为:

$$E = E_x + E_y \quad (2-22)$$

其中 E_x 和 E_y 可表示为:

$$\begin{cases} E_x = A_x e^{j(\tau + \delta_x)} \\ E_y = A_y e^{j(\tau + \delta_y)} \end{cases} \quad (2-23)$$

这里的相位 $\tau = \omega t - kr$, 将上式转化为矩阵的形式就变成了琼斯矩阵:

$$J = \begin{bmatrix} A_x e^{j(\tau + \delta_x)} \\ A_y e^{j(\tau + \delta_y)} \end{bmatrix} \quad (2-24)$$

在上式中, 矩阵中的两个列向分量分别代表的是光在两个方向上的正交分量, 如果上式仅仅用信号光的相位差来表示, 还可以进一步简化为:

$$J = \begin{bmatrix} A_x \\ A_y e^{j\delta} \end{bmatrix} \quad (2-25)$$

上式中 $\delta = \delta_y - \delta_x$, 将(2-25)除以光强 $\sqrt{A_x^2 + A_y^2}$, 可以进一步得到归一化的矩阵。

表 2-1 常见偏振态的归一化琼斯矩阵

偏振态		归一化琼斯矩阵
线偏振光	沿 x 轴方向	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$
	沿 y 轴方向	$\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$
	与 x 轴方向呈 $\pm 45^\circ$ 角	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ \pm 1 \end{bmatrix}$
圆偏振光	左旋	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}$
	右旋	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}$
椭圆偏振光	左旋	$\frac{1}{\sqrt{1+\eta^2}} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta j \end{bmatrix}$
	右旋	$\frac{1}{\sqrt{1+\eta^2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -\eta j \end{bmatrix}$

琼斯矢量分析体系作为一种揭示光偏振属性的有效手段，其优越之处在于能够运用矩阵相加的原理来模拟任何两种偏振状态的融合表现。与此相应，对已合并偏振状态的还原分解过程则可等效为矩阵相减的过程。以具体事例阐明，若将两束各自沿着 x 轴与 y 轴方向行进的线偏振光线合并，其结果将是形成一束在坐标轴中呈 45 度角方向的单一模式线偏振光。从另一个角度来看，在琼斯矢量的框架下，光学器件的描述可以通过矩阵形式表示，这些矩阵描述了光束在器件中的传输、旋转和变换等操作。假设一个光学器件可以表示为一个 2×2 的矩阵 J ，当偏振光通过这个器件后，其偏振状态可以通过与 J 矩阵的乘积来描述。这种矩阵描述法为光的偏振态的分析和理解提供了一种简洁而有效的工具，有助于研究光学器件对光的偏振态的影响和调控。

在这里假设一开始的偏振态为 $\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix}$ ，经过法拉第效应射出后光的偏振态为 $\begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix}$ ，那么在总体的光路结构中，当光学器件遭遇信号光所呈现出的多样化偏振状态时，如果我们将这一变换过程视为线性的，那么它完全能够借助数学表述得到严谨的量化表达：

$$\begin{cases} A_2 = A_1 g_{11} + B_1 g_{12} \\ B_2 = A_1 g_{21} + B_1 g_{22} \end{cases} \quad (2-26)$$

改写为矩阵形式：

$$\begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} g_{11} & g_{12} \\ g_{21} & g_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} \quad (2-27)$$

毫无疑问，光学仪器对光线产生的影响能够借助一个 2×2 的矩阵予以详尽记录，当偏振光束通过一系列 n 个串联的光学组件时，其最终所达到的偏振形态可根据如下公式：

$$E_o = M_n M_{n-1} M_{n-2} \dots M_1 E_i \quad (2-28)$$

于上述公式之中， E_i 表示了投射至系统内的信号光之初始偏振特性，而 E_o 则表示着该光线在经受各种光学器件后所达致的终极偏振形态之输出。

因为制造工艺的原因，光纤中是同时存在固有的双折射和因为外部应力所引发的产生干扰因素的双折射效应^[58]。如果在理想状态下，可以使用下面描述的矩阵方程来描述电磁场中的光纤：

$$M = \begin{bmatrix} \cos a & -\sin a \\ \sin a & \cos a \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\pi} & 0 \\ 0 & e^{-i\pi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \gamma & -\sin \gamma \\ \sin \gamma & \cos \gamma \end{bmatrix} \quad (2-29)$$

其中，旋转光学元件的旋光角表示为 a ， i 代表的是相位调制器的相位差， γ 代表的是路径上的相位调制器与给定 x 轴方向上的夹角。

在将光纤内双折射作用轴假设与 x 轴完全共线的情况下，变量 a 被赋予数值 γ 。在此构型中，矩阵副对角线上的各项表现为纯实数性质，并且与公式(2-30)相一致。

$$M = \begin{bmatrix} \cos(\frac{\varphi}{2}) + i\frac{\delta}{\varphi}\sin(\frac{\varphi}{2}) & \frac{2\theta}{\varphi}\sin(\frac{\varphi}{2}) \\ -\frac{2\theta}{\varphi}\sin(\frac{\varphi}{2}) & \cos(\frac{\varphi}{2}) - i\frac{\delta}{\varphi}\sin(\frac{\varphi}{2}) \end{bmatrix} \quad (2-30)$$

在上述表达式中，光纤中由双折射引起的总相位差由 φ 来表示，线性双折射的相位差由 δ 表示，圆双折射的相位差由 2θ 来表示，可表示为：

$$\varphi^2 = \delta^2 + (2\theta)^2 \quad (2-31)$$

表 2-2 常用光学器件的琼斯矩阵

光学器件		琼斯矩阵
线起偏器	偏振面与 x 轴成 $\pm\theta$ 角	$\begin{bmatrix} \cos^2\theta & \frac{1}{2}\sin 2\theta \\ \frac{1}{2}\sin 2\theta & \sin^2\theta \end{bmatrix}$
	左旋	$\frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & -j \\ j & 1 \end{bmatrix}$
圆起偏器	右旋	$\frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & j \\ -j & 1 \end{bmatrix}$
	快轴沿 x 轴	$\begin{bmatrix} e^{j\delta} & 0 \\ 0 & e^{-j\delta} \end{bmatrix}$
相位延迟波片	快轴沿 y 轴	$\begin{bmatrix} e^{-j\delta} & 0 \\ 0 & e^{j\delta} \end{bmatrix}$
	快轴与 x 轴成 $\pm 45^\circ$ 角	$\cos\frac{\delta}{2} \begin{bmatrix} 1 & \mp j\tan\frac{\delta}{2} \\ \pm j\tan\frac{\delta}{2} & 1 \end{bmatrix} e^{\frac{j\pi}{2}}$
旋光元件	顺时针旋转 θ 角	$\begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}$
	逆时针旋转 θ 角	$\begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}$

琼斯矢量法简洁直观，适用于需要处理相位问题的光学分析。然而，使用琼斯矢量法分析光路结构时，其中的元素是复数，计算上存在一定困难。相比之下，采用斯托克斯矢量法分析光路结构，其中的矩阵元素与光强时直接相关，相比之下斯托克斯矢量法更适合处理光强叠加问题。

2.3 常见的全光纤电流传感器结构

2.3.1 Sagnac 干涉型光纤电流传感器

旋光效应揭示了左旋和右旋圆偏振光在介质中传播时，二者间存在的垂直关系及伴随的相位差异现象。以此现象为理论基石，干涉型全光纤电流传感器精巧地引入两束路径各不相同的圆偏振光束，使其在传感介质内相互作用并产生干涉效应，旨在精准检测由电流活动所诱发的相位差变动。这种相位差的变动会直接反映在合成光束偏振面的旋转状态上。

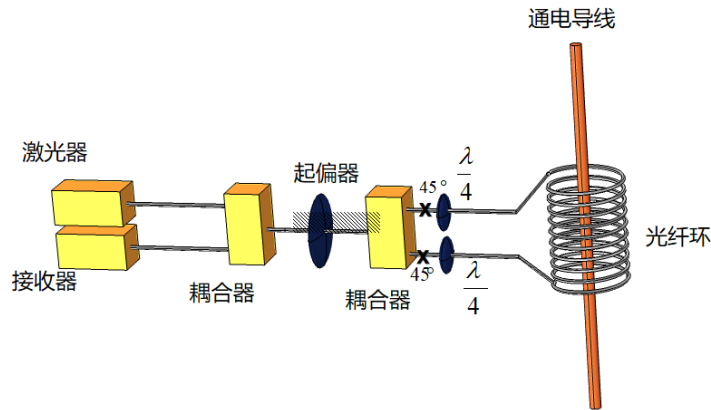


图 2-7 Sagnac 干涉型光纤电流传感器基本结构

图 2-7 揭示了 Sagnac 干涉型光纤电流传感器的基本架构，在环路内部的传播过程中，由于受到磁场效应的影响，两束圆偏振光的传播速率出现差异。当它们各自绕环一周并携带着反映电流特性的信息重新相遇时，两束光经过起偏器重新合成单一光束，最终传递至光电探测器进行精确的信号检测。借助琼斯矩阵的数学工具，可以精确推算出每一束光在传播全程中其偏振特性的具体变化轨迹。

$$E_i = L_p L_{\lambda/4} L_o L_{coil} L_{\lambda/4} L_p E_o \quad (2-32)$$

凭借所给定的公式，可以准确地求解出沿光纤环路顺行和逆行传播的光信号各自对应的偏振状态信息。到了接收环节，这两路具有各自特定偏振属性且反向传输的光信号，其各自的光强度将被合并计算，可以生成一个统一的整体光强数值：

$$I = |E_F + E_B|^2 = \frac{1}{2}(\cos 2\Omega + 1) \quad (2-33)$$

E_F 和 E_B 为光纤环中的正反向的信号光电矢量。通过测量这些光电矢量，通过计算，可以确定电流引起的光束偏转角度。

2.3.2 串联 Sagnac 干涉型光纤电流传感器

采用计算机技术，我们能够精确量化电流作用下光束产生的偏转角度。为了提升对电流细微变化的检测灵敏度，可以在光学系统中装配相位调制器组件，如图 2-8 所示。

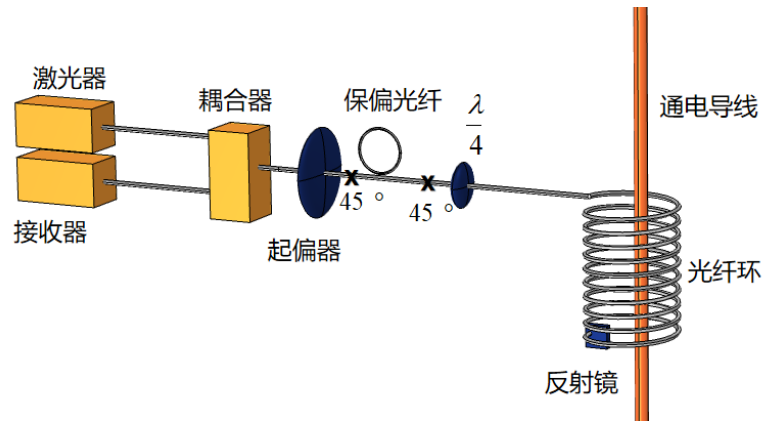


图 2-8 串联 Sagnac 干涉型光纤电流传感器

光信号首先经过起偏设备转化为线性偏振光状态，随后以 45 度角注入具备显著双折射特性的保偏光纤(PMF)。在保偏光纤内部，线偏振光被分离成两束能量相同、偏振面相互垂直的线性偏振成分，各自沿着光纤的快轴和慢轴独立行进。当这些光束穿越保偏光纤的输出端口并通过 1/4 波片时，这两部分线性偏振光被进一步转化为左旋和右旋圆偏振光，同时各自经历了 45 度的旋转。

除去非互易性的法拉第旋光效应之外，其余旋光效应在光束到达反射镜后反向传播时自动相互抵消。由此，返回的信号光仅承载与电流相关的特征数据，且这些信息能够被探测器有效捕获和分析。

调节相位以提高对电流的敏感度是 Sagnac 干涉型光纤电流传感器中的一种

重要优化手段。需要指出的是，在整个结构中， $1/4$ 波片和保偏光纤的 45° 旋转起着至关重要的作用。精确实现这样的结构一直是制造过程中的技术难题，需要高度精密的工艺控制和精准装配，以确保光学元件的角度和位置达到所需的要求。针对这一挑战，制造工艺和装配工艺的不断创新和改进将是提高 Sagnac 干涉型光纤电流传感器性能稳定性和可靠性的关键因素。早先的实践中，系统集成时常采用外置的 $1/4$ 波片组件，然而这类组件对外界条件的微小变化反应敏锐，导致在日常维护中难以持续确保其性能的恒定性。随着光纤技术的演进，采用嵌入光纤内部的 $1/4$ 波片设计，显著增强了系统的整体抗干扰能力和稳定性，尽管如此改进也必然带来了成本的上升。此外，此种结构对光源的性能规格有着苛刻要求，并且其工作频谱范围受到一定的带宽约束。

2.3.3 法拉第反射镜式光纤电流传感器

反射器件可以帮助降低系统对外部环境变化的敏感程度，在光线电流传感器当中除了考虑到法拉第效应，在光纤中还存在其他圆双折射效应和线性双折射都具有互易性。为了抑制圆双折射效应，可以在光路结构中加入反射镜进行补偿。然而，线性双折射效应的补偿不能仅靠反射镜实现。为了解决这个问题，还有一种补偿方案类似法拉第镜，如图(2-8)所示。

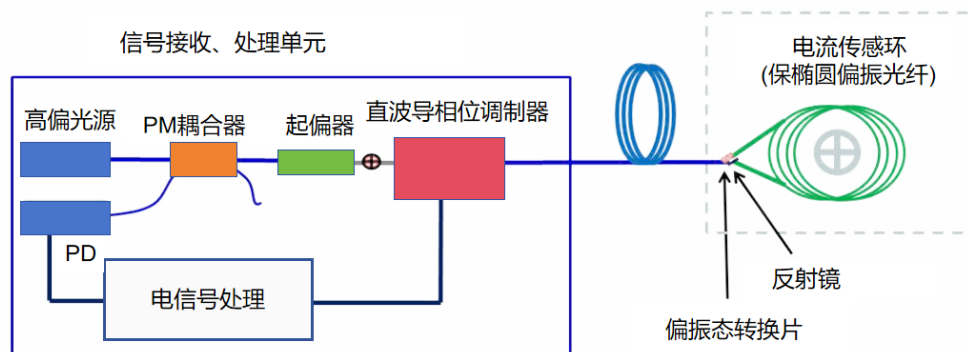


图 2-8 法拉第反射镜式光纤电流传感器

虽然基于法拉第反射镜的传感器可以减小环境对传感器的影响，但是这种复杂的光学相互作用需要精密的设计和优化，才能最大程度地减小非理想效应对系统性能的影响^[59]。

2.4 本章小结

本文在这一章节当中首先介绍了全光纤电流传感器的基本原理，重点讨论了法拉第旋光效应在传感器中的作用以及光纤中存在的双折射现象对传感器性能的影响。随后简要分析了当前广泛使用的光纤类型，并介绍了光纤电流传感器分析中常用的分析方法。其中，琼斯矢量法被广泛运用于描述电磁场对光纤传输矩阵的影响。通过琼斯矢量法，可以准确描绘光信号在传输过程中的偏振态、相位等参数变化，从而深入理解光纤传感器系统的工作原理和性能特征。此外，针对一些常见的全光纤电流传感器改进结构，进行了详细讨论和说明。

第3章 高灵敏探测模块磁场特性研究

基于前面两章的研究与分析,不难看出全光纤电流传感器虽然是光学结构的传感器件,但是其原理部分与磁场领域是息息相关的。在探究高灵敏度的全光纤电流传感器的道路上,本文通过对信号源产生的磁场进行一定程度的改进。经过一段时间的研究与探讨,本文发现环形结构的线圈产生此磁场相对其他结构更为均匀和稳定。可以尝试将环形结构的探测模块引入到全光纤电流传感器当中,从而进一步提升全光纤电流传感器的灵敏度。为了提高传感器探测模块的灵敏度,本章从单一线圈进行分析,逐步增大线圈个数进行研究与分析,并对线圈在不同尺寸下的磁场变化进行仿真实验,在确定一定结构后,在其中加入智能算法以达到最佳优化效果。并提出了一种全新的高灵敏度的探测模块。

3.1 线圈参数对磁场均匀性的影响

3.1.1 线圈建模及算法优化

根据 Bio-Savart 定律^[60],载流导体在空间中产生的磁感应强度的大小为

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} (\cos\theta_s - \cos\theta_e) \quad (3-1)$$

式中 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N/A}^2$ 为真空导率; I 表示电流; R 表示从 P 点到导体的距离;

θ_s 和 θ_e 分别表示两个端点连接点与电流方向的夹角,如图 3.1 所示。一个线圈可以被认为是由四条独立的直线组成的。因此,根据叠加定理,亥姆霍兹线圈产生的磁场可由式(3.2)给出。

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 NI}{4\pi} \sum_{i=1}^8 \frac{\cos\theta_{Si} - \cos\theta_{Ei}}{R_i} = B_x \vec{i} + B_y \vec{j} + B_z \vec{k} \quad (3-2)$$

$$\begin{aligned} B_x &= \frac{\mu_0 NI}{4\pi} \left[\sum_{i=1}^2 (z+d) + \sum_{i=3}^4 (z-d) \right] (-1)^{i-1} F_{2i-1} \\ B_y &= \frac{\mu_0 NI}{4\pi} \left[\sum_{i=1}^2 (z+d) + \sum_{i=3}^4 (z-d) \right] (-1)^i F_{2i} \\ B_z &= \frac{\mu_0 NI}{4\pi} \sum_{i=1}^4 \left[(-1)^i x + a \right] F_{2i-1} + \left[(-1)^{i-1} y + a \right] F_{2i} \end{aligned} \quad (3-3)$$

其中

$$F_i = \frac{\cos\theta_{Si} - \cos\theta_{Ei}}{R_i^2}$$

$$R_{1,5} = \sqrt{(x-a)^2 + (z \pm d)^2}; R_{3,7} = \sqrt{(x+a)^2 + (z \pm d)^2}$$

$$R_{2,6} = \sqrt{(y+a)^2 + (z \pm d)^2}; R_{4,8} = \sqrt{(y-a)^2 + (z \pm d)^2}$$
(3-4)

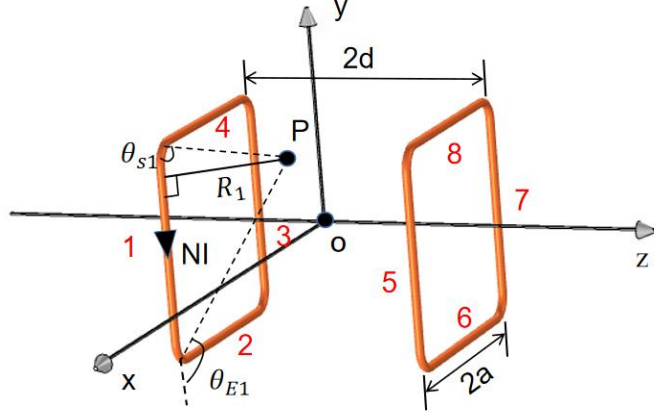


图 3.1 方形亥姆霍兹线圈结构示意图

不难求出其中轴线上的磁感应强度

$$B = \frac{2\mu_0 N I a^2}{\pi} \left\{ \frac{1}{[a^2 + (z+d)^2] \sqrt{2a^2 + (z+d)^2}} + \frac{1}{[a^2 + (z-d)^2] \sqrt{2a^2 + (z-d)^2}} \right\}$$
(3-5)

式中 $2a$ 、 $2d$ 分别为线圈的边长和间距； N 代表线圈匝数。大量研究表明，当分离距离为边长的 0.5445 倍(即 $d = 0.5445a$)时，方形亥姆霍兹线圈内可以产生均匀分布的磁场^[61]。

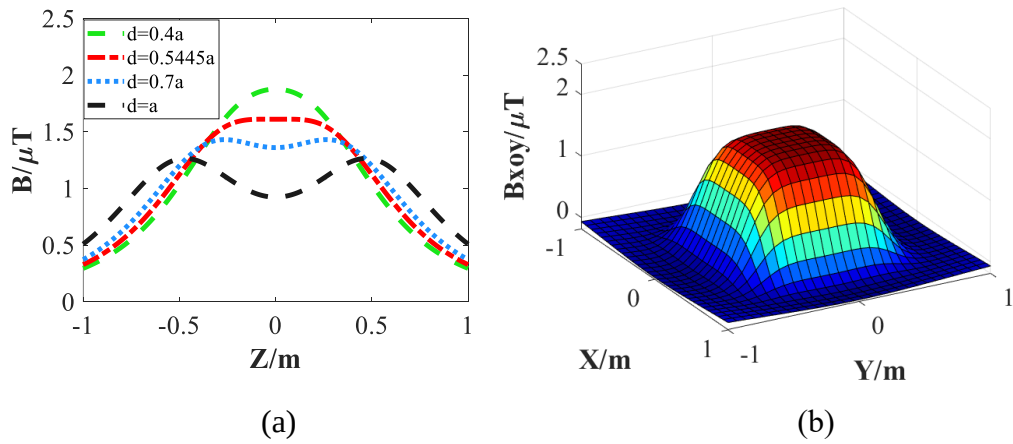


图 3.2 (a)为不同比例下磁场在中心轴上的变化；(b)为最佳均匀性下 XOY 平面的磁场分布。

图 3.2 给出了中心轴上磁场随边长间距比的变化曲线，以及 XOY 面上处于均匀状态的磁场分布。由模拟结果可知，在靠近中心位置的一定区域内，磁场随比例的增大而逐渐趋于均匀。一旦超过最优值，磁场分布基本呈驼峰状，且随着比的增大，中间凹区变深。为优化亥姆霍兹线圈的均匀磁场，建议在本工作中增加一对辅助线圈，以提高亥姆霍兹线圈的均匀性和均匀性。改进后的结构如图 3.3 所示。

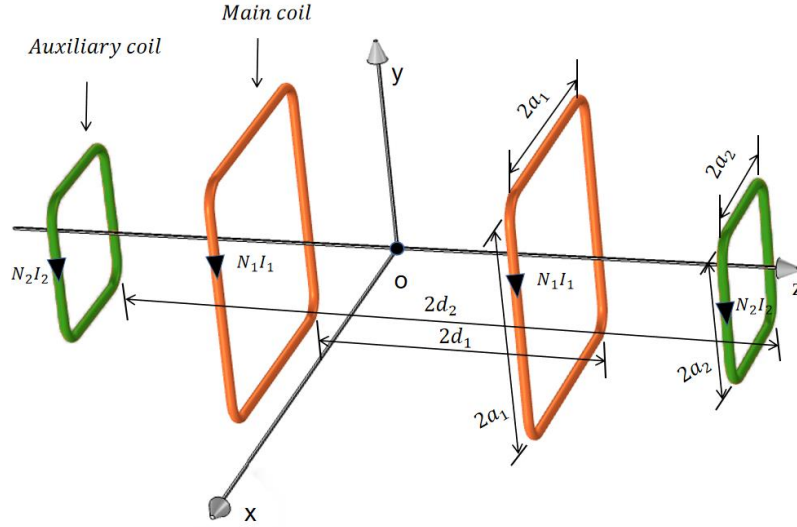


图 3.3 改进后的线圈系统示意图

因此，给出了同轴结构在 z 轴上的磁场分布

$$B(z) = \frac{2\mu_0}{\pi} \left\{ \frac{N_1 I_1 a_1^2}{\left[a_1^2 + (z + d_1)^2 \right] \sqrt{2a_1^2 + (z + d_1)^2}} + \frac{N_1 I_1 a_1^2}{\left[a_1^2 + (z - d_1)^2 \right] \sqrt{2a_1^2 + (z - d_1)^2}} \right. \\ \left. + \frac{N_2 I_2 a_2^2}{\left[a_2^2 + (z + d_2)^2 \right] \sqrt{2a_2^2 + (z + d_2)^2}} + \frac{N_2 I_2 a_2^2}{\left[a_2^2 + (z - d_2)^2 \right] \sqrt{2a_2^2 + (z - d_2)^2}} \right\} \quad (3-6)$$

可以得到 $B(z)$ 的麦克劳林膨胀系数

$$B(z) = B(0) + B'(0)z + \frac{B''(0)}{2}z^2 + \dots + \frac{B^{(n)}(0)}{n!}z^n + \frac{B^{(n+1)}(0)}{(n+1)!}z^{n+1} \quad 0 < \theta < 1 \quad (3-7)$$

式(3-7)可知， $z=0$ 处各阶导数最小，当中心点附近的磁通量密度 $B(z) \rightarrow B(0)$ ，中心点附近均匀磁场范围最大。因此，为了获得更大的均匀磁场，优化线圈参数势在必行。

相比于单目标优化问题，多目标优化问题涉及到相互冲突的目标函数，会产生多个最优解，形成最优解集^[62]。本文在定义优化模型时考虑了磁场偏离率和线圈中心的磁场强度。此外，为了降低计算复杂度和消除不必要的错误，还需要简化一些固定参数。假设主线圈的两组线圈的边长、匝数和电源电流均为1，则辅助线圈的边长为主线圈的两倍($a_2=\alpha a_1$)。以 α 、 d_1 、 d_2 、 N_2 为优化变量，以磁场偏离率和平均磁场强度为 NSGA-II 的两个目标函数。优化模型定义如下：

$$\begin{aligned} \min &= [L] \quad \max[\Delta B] \\ \text{s.t.} & d_2 > d_1 > 0 \\ & \alpha > 0 \\ & N_2 > 0 \end{aligned} \quad (3-8)$$

式(3-8)中，磁场偏差的取值范围选择在沿轴线方向 0.6 倍线圈长度范围内，以轴线中点为中心。约束条件是线圈的正常装配关系，以避免线圈在装配过程中相交。

3.1.2 参数优化

最终优化结果对线圈初始参数的设置具有较高的高度敏感，本文采用正交实验法确定各优化参数的初值^[63]。以 α 、 d_1 、 d_2 、 N_2 为正交实验的 4 个因子，将模型计算得到的磁模密度范围 T_R 在以亥姆霍兹线圈轴线中心点为中心的线圈长度 0.6 倍范围内与该区域平均磁模密度 T_u 之比定义为尺度因子 s 。在线性测量的情况下，可以描述为

$$s = \frac{T_R}{T_u} \quad (3-9)$$

对于具有均匀磁场的永磁线圈系统，McLaughlin 展开法无疑是最直接、最方便的方法。构造的中心点位于坐标的原点。通过检查磁场在原点附近的数值波动，确定了线圈参数的适当水平值。该文将对具体的数据计算和研究过程进行全面的阐述。

考虑到模型的对称性和复杂性，采用 McLaughlin 展开法建立方程，一旦收到均匀磁场即可确定线圈的结构参数。之后的段落展示了精确的求解步骤：重新设计的结构在中轴线上的磁场分布可以确定 $B(z)$ 是一个关于原点对称的偶函数。

因此，当 McLaughlin 展开时，所有奇阶导数都为零，展开后的表达式可以表示为

$$B(z) = B(0) + \sum_{n=1}^m \frac{1}{(2n)!} B^{(2n)}(0) z^{2n} + o(z^{2m}) \quad (3-10)$$

其中

$$\begin{aligned} B^{(2)}(0) &= \frac{8\mu_0}{\pi} \sum_{i=1}^2 a_i^2 N_i I_i \frac{6d_i^6 + 18d_i^4 a_i^2 + 11d_i^2 a_i^4 - 5a_i^6}{(a_i^2 + d_i^2)^3 [2a_i^2 + d_i^2]^{\frac{5}{2}}} \\ &\quad 30d_i^{12} + 140d_i^{10} a_i^2 + 145d_i^8 a_i^4 - 280d_i^6 a_i^6 \\ B^{(4)}(0) &= \frac{48\mu_0}{\pi} \sum_{i=1}^2 a_i^2 N_i I_i \frac{-678d_i^4 a_i^8 - 352d_i^2 a_i^{10} + 43a_i^{12}}{(a_i^2 + d_i^2)^5 [2a_i^2 + d_i^2]^{\frac{9}{2}}} \\ &\quad 56d_i^{18} + 280d_i^{16} a_i^2 - 56d_i^{14} a_i^4 - 3528d_i^{12} a_i^6 \\ &\quad -10367d_i^{10} a_i^8 - 12327d_i^8 a_i^{10} - 3404d_i^6 a_i^{12} \\ B^{(6)}(0) &= \frac{1440\mu_0}{\pi} \sum_{i=1}^2 a_i^2 N_i I_i \frac{+5056d_i^4 a_i^{14} + 3203d_i^2 a_i^{16} - 177a_i^{18}}{(a_i^2 + d_i^2)^7 [2a_i^2 + d_i^2]^{\frac{13}{2}}} \end{aligned} \quad (3-11)$$

由于正交实验中水平值的选取对精度要求不高，为了减少工作量，只对 McLaughlin 方程进行六阶导数展开，然后利用已知参数或其关系计算其他结构参数。为了满足实际应用中对磁场的要求，定义了相对偏差 σ 来衡量磁场的均匀性，如式(3-12)所示，并将 σ 的最大值 0.6 设置为线圈长度范围内沿轴线方向的 $\sigma_{\max}$ 。

$$\begin{aligned} \sigma &= \left| \frac{B(x, y, z) - B(0, 0, 0)}{B(0, 0, 0)} \right| \times 100\% \\ \sigma_{\max} &= \max(\sigma) \end{aligned} \quad (3-12)$$

因此，求解模型可记于式(3-13)

$$\begin{aligned} B^{(2)}(0) &= B^{(4)}(0) = B^{(6)}(0) = \dots = 0 \\ \text{s.t. } d_2 - d_1 &> 0 \\ \max(\sigma) &< \sigma_0 \end{aligned} \quad (3-13)$$

由于 McLaughlin 展开法得到的结果往往不唯一，需要人为判断结构参数是否为最优。否则，需要计算下一个结果。保存被认为是最优的参数。因此，最终求解的参数会因为人的主观判断而不准确且耗时。利用 COMSOL Multiphysics 5.6 软件进行有限元分析，验证不同线圈配置下的磁场分布。此外，有效覆盖率(effective coverage ratio, ECR)被定义为整个线圈系统均匀面积与所占

最大体积之比，用于衡量设计结构是否合理。

$$ECR = \frac{V_{\text{uniform region}}}{V_{\text{the whole coil system}}} \times 100\% \quad (3-14)$$

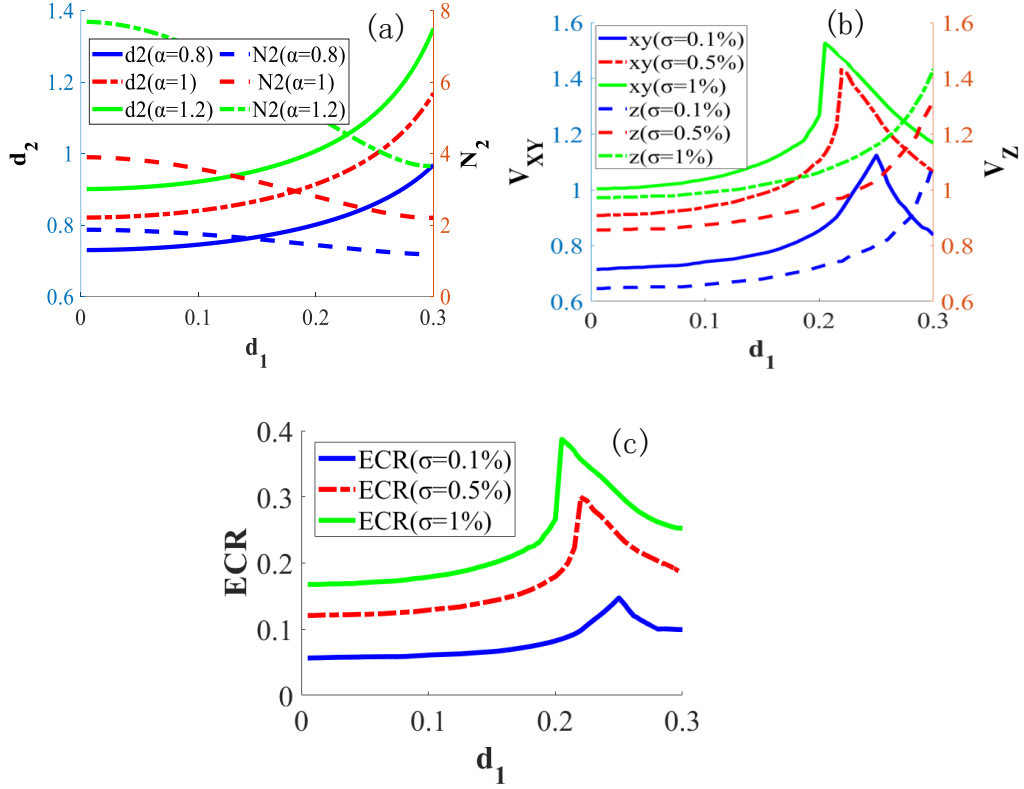


图 3-4 参数对比图(a)为不同 α 下 d_2 、 N_2 随 d_1 的变化曲线；(b)、(c)表示相对偏差为 0.1%、0.5%和 1%时的 ECR

假设辅助线圈边长为主线圈边长的 α 倍，匝数 N_1 为 1，单匝电源电流 1 A (即 $I_1 = I_2 = 1A$)，在 α 值为 0.8、1.0、1.2 的条件下，研究 d_1 、 d_2 、 N_2 参数之间的关系。此外，研究了在 $\sigma \leq 0.1\%$ 、0.5%和 1%的磁场范围内，距离参数 d_1 与场均匀度 L 和 ECR 之间的 σ 关系。如图 3-4 (a)所示，随着 d_1 的增加， d_2 和 N_2 分别呈非线性上升趋势下降。 α 的变化不影响曲线的趋势，但在相同条件下，随着 α 的增加， N_2 的减少幅度更大。从图 3-4 (b)可以看出，随着 d_1 的增加，z 轴方向的均匀区域呈现稳定的上升趋势，而 XOY 轴上的磁场均匀区域则呈现极值点。同样的现象也反映在 ECR 中，如图 3-4 (c)所示，ECR 都在 d_1 的 0.2m 到 0.25m 范围内表现出极值点。

表 3-1 最优 ECR 线圈的结构参数

σ (相对偏差)	α	$d_1(\text{m})$	$d_2(\text{m})$	N_2	ECR
0.1%	0.8	0.2350	0.8384	1.3258	17.4893%
	1	0.2154	0.9347	2.6711	18.5495%
	1.2	0.2048	1.0146	4.9643	13.6228%
0.5%	0.8	0.2194	0.8202	1.3772	29.9972%
	1	0.1946	0.9081	2.8466	32.7709%
	1.2	0.1798	0.9813	5.4676	24.6590%
1%	0.8	0.2062	0.8071	1.4220	38.5337%
	1	0.1802	0.8930	2.9692	42.1442%
	1.2	0.1654	0.9662	5.7551	31.6395%

由表中信息可知，随着辅助线圈边长的增加，主分离距离 d_1 逐渐减小，直至达到理想的 ECR 。同时，随着 σ 的增大， ECR 也随之增大。上图的结果证实了这些结论。根据上表，选择三个水平值，如表 3-2 所示。正交试验参数表 L9(34)如表 3-3 所示。

表 3-2 正交试验水平值及参数

level	$d_1(\text{m})$	$d_2(\text{m})$	α	N_2
1	0.16	0.8	0.8	1.5
2	0.19	0.9	1	3.5
3	0.22	1	1.2	5.5

表 3-3 正交实验结果

实验组	$d_1(\text{m})$	$d_2(\text{m})$	α	N_2	相关值	S
1	0.16	0.8	0.8	1.5	2.0093	0.01138
2	0.16	0.9	1	3.5	2.9173	0.009821
3	0.16	1	1.2	5.5	3.6420	0.004210
4	0.19	0.8	1	5.5	4.2975	0.03801
5	0.19	0.9	1.2	1.5	1.9717	0.05659
6	0.19	1	0.8	3.5	2.4320	0.03890
7	0.23	0.8	1.2	3.5	3.1789	0.01372
8	0.23	0.9	0.8	5.5	3.4918	0.09728
9	0.23	1	1	1.5	1.8088	0.03404

极差分析结果如表 3-4 所示

表 3-4 极差分析结果

	$d_1(\text{m})$	$d_2(\text{m})$	α	N_2
水平 1	0.008470	0.02104	0.04919	0.03400
水平 2	0.04450	0.05456	0.02729	0.02081
水平 3	0.04835	0.02572	0.02484	0.04503
均值				
极差	0.03988	0.03352	0.02435	0.02422
水平	1	1	3	2

由表 3-4 可知，参数优先级的顺序为 $d_1 > d_2 > \alpha > N_2$ ，即线圈参数对中心磁通密度的影响最大的是间距参数，其次是变长参数，线圈半径的影响最小。最后，选取参数的初始值为主线圈间距参数 $d_1=0.16 \text{ m}$ ，辅助线圈间距参数 $d_2=0.8\text{m}$ ，辅助线圈边长参数 $\alpha=1.2$, $N_2=3.5$ 。

本文选取表 3-4 所记载的参数数值作为运用 NSGA-II 算法启动优化计算的基准。线圈尺寸的初始设定值为 1，此后，本文运用 NSGA-II 算法针对线圈所有结构参数展开深度优化。关于 NSGA-II 算法本身的运行参数，本文规定如下：算法运行的最大迭代次数限制为 500 次，所构建的群体规模包含 300 个成员个体，并且交叉操作的发生概率设定为 0.8。得到的 Pareto 最优解如图 3-5 所示。

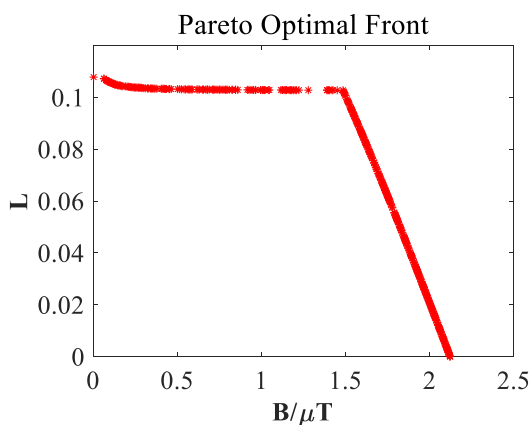


图 3-5 NSGA-II 算法 Pareto 最优解。

对相关参数进行取整后，参数初值选取为主线圈间距参数 $d_1=0.1503\text{m}$ ，辅助线圈间距参数 $d_2=0.5497\text{m}$ ，辅助线圈边长参数 $\alpha=0.9974$, $N_2=2.1429$ 。为了证

明智能优化算法优化结果与导数优化结果的一致性，对式(3-11)进一步推导得到

$$B^{(s)} = \frac{60480\mu_0}{\pi} \sum_{i=1}^2 a_i N_i I_i \frac{120d_i^{24} + 480d_i^{22}a_i^2 - 2632d_i^{20}a_i^4 - 25232d_i^{18}a_i^6 - 81555d_i^{16}a_i^8 - 117984d_i^{14}a_i^{10} - 7416d_i^{12}a_i^{12} + 23738d_i^{10}a_i^{14} + 342831d_i^8a_i^{16} + 170021d_i^6a_i^{18} - 17528d_i^4a_i^{20} - 30579d_i^2a_i^{22} + 956a_i^{24}}{(a_i^2 + d_i^2)^9 [2a_i^2 + d_i^2]^{\frac{17}{2}}} \quad (3-15)$$

当 $B(8)=B(6)=B(4)=B(2)=0$ 时，可以得到线圈的最优参数，将导数法得到的线圈参数与 NSGA-II 算法优化后的磁场偏差率进行比较，结果如表 3-5 所示。通过分析表 3-5 所载数据，本文得出如下结论：不论是采用本文所提出的创新型方法还是传统的导数法来确定线圈参数，这些线圈在相同磁场强度范围内的磁场偏差率均体现出相当程度的一致性，两者在本质上显示出相似的特性。这表明采用智能算法优化线圈的方法是有效的，可以代替传统的导数优化方法。

表 3-5 磁场偏离率为线圈中心轴线之间的偏移率

Axis length/m	$L(\text{proposed method})$	$L(\text{Derivation Method})$
0.2	1.8477×10^{-4}	1.3007×10^{-3}
0.4	6.4936×10^{-4}	2.3143×10^{-3}
0.6	2.7023×10^{-3}	0.0042

3.1.3 有限元仿真

表 3-5 定量表明传统导数法与本文方法在轴长为 0.2 m、0.4 m 和 0.6 m 时，磁场偏差率的比值分别为 6.83、9.61 和 14.52，差异较大。所提方法获得的结构参数优于传统导数优化方法获得的结构参数，特别是当从中点沿轴线两侧扩展时。

根据上述实验方法，设置线圈参数的参数，并在 COMSOL 软件环境下对线圈进行三维建模。为了减少计算量和复杂度，正确的网格配置是设备模拟中的一个关键问题。为了达到更好的效率，线圈的外部结构采用常规栅格，栅格最大值和最小值分别为 0.6m 和 0.108m。主线圈和辅助线圈采用超细栅格，栅格最大值和最小值分别为 0.21m 和 0.0009m。网格划分后如图 3-6 所示

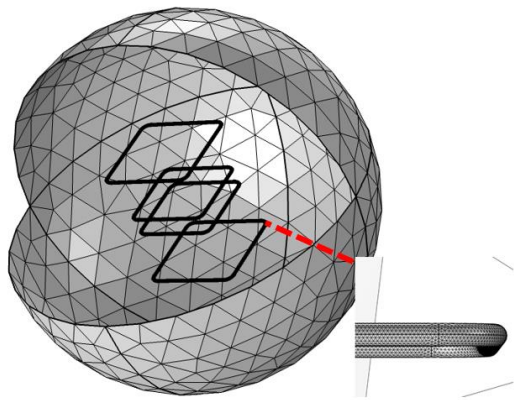


图 3-6 有限元仿真网格划分

图 3-7 为距离中轴 0.4 的位置 m 处的磁场强度分布与 NSGA-II 优化方法的磁场强度分布的对比。

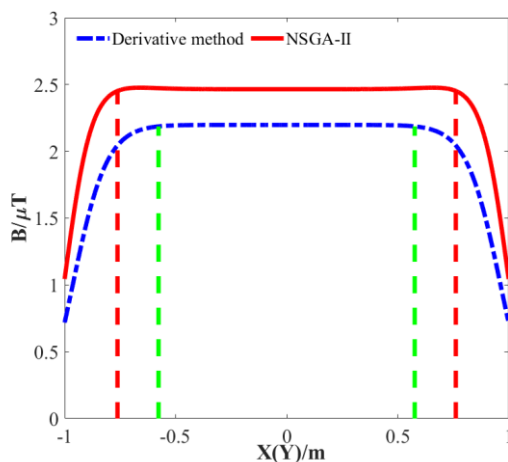


图 3-7 两种方法下线圈中心轴线 0.4m 范围内的磁场分布

磁场在线圈 XOZ (YOZ)面和 XOY 面的梯度分布如图 3-8 所示。从图 3-8 (a) 可以看出，中心区大部分箭头指向同一个方向，说明中心区磁场方向相同。另外，图 3-8 (b)中心区域颜色均匀，表明磁场强度均匀性好。

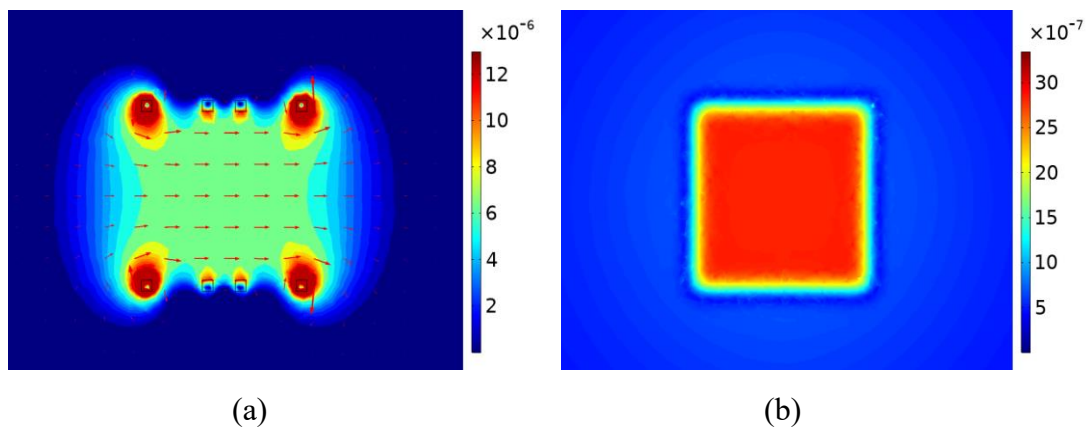


图 3-10 (a)分别为 XOZ 面和 YOZ 面磁场分布；(b)表示 XOY 平面上的磁场分布。

综合分析上述仿真结果可以看出，与传统的导数算法相比，采用有限元分析方法得到的 NSGA-II 算法得到的线圈参数在中心磁场强度上更强，在均匀磁场面积上更大。这进一步体现了通过智能算法优化得到的参数的优越性。

3.2 弱边缘效应的高灵敏传感装置设计

3.2.1 高灵敏的传感装置理论分析

引入螺线管结构代替光线电流传感器的传感头可以大幅度提高待测源产生的磁场，进而提升传感器的灵敏度。以单层密绕铜线螺线管为例，假设该螺线管的总匝数为 N ，通过该螺线管的直流电流为 I ，该螺线管的横截面半径为 a ，长度为 $2b$ ，则该螺线管的线圈密度为 $N = N/2b$ 。在图 3-11 中，建立一个圆柱坐标系 (r, φ, z) ，以螺线管的几何中心为坐标原点，螺线管的横向中心轴为 z 轴。其中，螺线管产生的磁场方向与 z 轴正方向保持一致。通电时，螺线管导线上的线路电流等于沿螺线管的表面电流。

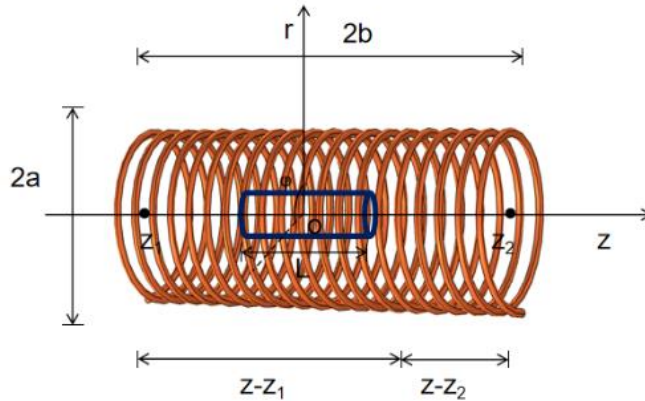


图 3-11 螺线管原理图

如图所示，螺线管任意平面内取任意点 $Q(a, \varphi', z')$ ，螺线管在空间任意点 $P(r, \varphi, z)$ ，根据毕奥-萨瓦定律，容易得到 P 处的磁感应强度等于^[64]

$$\begin{aligned}
 B(r, \varphi, z) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int_S \frac{\vec{J}_s \times \vec{R}(Q, P)}{D^3} dS(Q) \\
 &= \frac{\mu_0 n I}{4\pi} \left[\int_{-\pi}^{\pi} d\theta \int_{z_1}^{z_2} \frac{(z-z') \cos \theta}{D^3} dz' \vec{r} + \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \int_{z_1}^{z_2} \frac{-(z-z') \cos \theta}{D^3} dz' \varphi + \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \int_{z_1}^{z_2} \frac{a-r \cos \theta}{D^3} dz' \vec{z} \right] \\
 B(r, \varphi, z) &= \frac{\mu_0 n I}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \int_{z_1}^{z_2} \frac{(z-z') \cos \theta}{D^3} dz' = \frac{\mu_0 n I}{2\pi} [f_z(r, z-z_2) - f_z(r, z-z_1)] \\
 B_z(0, z) &= \frac{\mu_0 n I}{2\pi} \left(\frac{z+b}{\sqrt{a^2 + (z+b)^2}} - \frac{z-b}{\sqrt{a^2 + (z-b)^2}} \right)
 \end{aligned} \tag{3-16}$$

上式中, μ_0 为真空导率, D 为矢量路径模量。其中螺线管磁场的轴向分量为

$$B(r, \varphi, z) = \frac{\mu_0 n I}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \int_{z_1}^{z_2} \frac{(z-z') \cos \theta}{D^3} dz' = \frac{\mu_0 n I}{2\pi} [f_z(r, z-z_2) - f_z(r, z-z_1)] \tag{3-17}$$

螺线管磁场的径向分量为

$$B(r, \varphi, z) = \frac{\mu_0 n I}{2\pi} \sqrt{\frac{a}{r}} [f_r(r, z-z_2) - f_r(r, z-z_1)] = \frac{\mu_0 n I}{2\pi} \sqrt{\frac{a}{r}} [f(g_2) - f(g_1)] \tag{3-18}$$

$$\text{其中 } f(g) = \left(\frac{2}{g} - g\right) K(g) - \frac{2}{g} E(g), \quad g_1 = \sqrt{\frac{4ar}{(r+a)^2 + (z-z_1)^2}}, \quad g_2 = \sqrt{\frac{4ar}{(r+a)^2 + (z-z_2)^2}}$$

螺线管磁场的周向分量可表示为

$$B_\varphi(r, \varphi, z) = \frac{\mu_0 n I}{4\pi} \int_{z_1}^{z_2} (z-z') \left(\int_{-\pi}^{\pi} \frac{\sin \theta}{D^3} d\theta \right) dz' = 0 \tag{3-19}$$

不难看出, B_r 和 B_z 的表达式仅是关于 φ 的独立函数。因此, 这两个公式也可以改写为 $B_z(r, z)$ 和 $B_r(r, z)$, 很好地反映了螺线管的中心对称性。由于所建立的螺线管模型采用均匀的圆柱等效电流, 圆形分量在螺线管磁场中的值为零。虽然在计算螺线管横向螺距比较大时, 需要考虑电流的轴向分量所产生的轴向磁场, 但在实际应用中很少使用这种螺线管。

鉴于螺线管结构的轴对称性, 其磁场分布展现出沿轴向无径向分量的特点, 因此本文的分析仅聚焦于磁场的轴向分量。为简化分析过程, 本文选取螺线管几何中心作为坐标系统的原点, 并通过对公式(3-17)进行化简, 最终得到磁场在螺线管中心轴线上的轴向分量表达式:

$$B_z(0, z) = \frac{\mu_0 n I}{2\pi} \left(\frac{z+b}{\sqrt{a^2 + (z+b)^2}} - \frac{z-b}{\sqrt{a^2 + (z-b)^2}} \right) \quad (3-20)$$

式(3-21)揭示了在假设螺线管为无限长情况下的磁场计算公式。在此简化模型中，螺线管轴线上磁场强度与该螺线管所包含的线圈匝数及通过线圈的电流强度遵循一种严格的线性关系。但在现实生活中，没有无限的螺旋管。尽管如此，用这种方法分析分析管长度大于其横截面半径的螺线管磁场是非常方便的。

$$B_z(0, z) \approx \mu_0 n I = B_\infty \quad (3-21)$$

为便于讨论，将宽度比 m 转换为 $m=b/a$ 。取电流 $I=2A$ ，线圈密度 $n=1000$ ，螺线管长度 $2b=10cm$ ，半径 $a=0.5cm, 1.0cm, 2.0cm, 4.0cm$ ，设 $r=0$ 。 B_z 的大小和分布如图 3-12 所示。

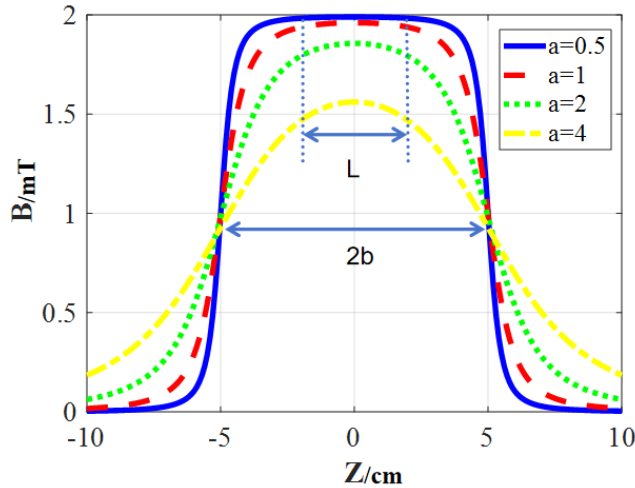


图 3-12 螺线管的磁场分布图

从图 3-12 中可以直观地看出，对于固定长度 b 的螺线管，其内部沿轴向的磁场强度会随着半径的减小而增强。与此同时，螺线管外部同一轴向上的磁场则呈现出相应的减弱趋势。随着半径持续变小，螺线管内部均匀磁场区的中心部分表现出更高的稳定性。相反地，外部磁场则以更快的速度递减。这一系列现象共同揭示了这样一个规律：螺线管的长径比 m 值越高，螺线管对磁场能量的汇聚能力越强，且其内部磁场分布的均匀性得到同步提升。

3.2.2 改进后的传感装置

由图 3-12 可以看出，螺线管两个端口位置的磁场强度是比较不均匀的。虽

然可以通过减小螺线管半径与螺线管长度的比值来减小螺线管两端的磁场变化，但在一些特定的小部件下，尤其是作用在光线电流传感器上，需要大直径、短长度的螺线管。此时，螺线管两端的磁场变化相比中心变化更为明显。因此，本文寻求一种改进的结构，使螺线管在半径与管长比较小的情况下也能获得更均匀的磁场。

式(3-20)的拉普拉斯展开式可得

$$B(z) = B(0) + B'(0)z + \frac{B''(0)}{2}z^2 + \dots + \frac{B^{(n)}(0)}{n!}z^n + \frac{B^{(n+1)}(\theta z)}{(n+1)!}z^{n+1} \quad 0 < \theta < 1 \quad (3-22)$$

由式(3-22)不难看出，为了使中心点附近的磁场偏差更小，其展开项的余数应该更小。因此，需要引入更多的可调参数，使膨胀项的余量变小，从而使螺线管的磁场更加均匀。本节提出了一种改进的结构，通过引入辅助螺线管来调节螺线管的原始磁场。改进后的螺线管结构如下图所示。

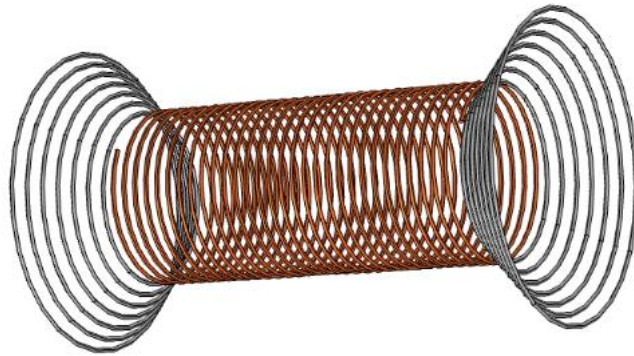


图 3-13 弱边缘效应螺线管结构图

3.2.3 仿真及对比实验

对改进后的螺线管进行有限元仿真。模型网格结构与 3.1.3 节保持一致，改进后的螺线管磁场分布如图 3-14 所示。图例的单位是磁通密度模量。

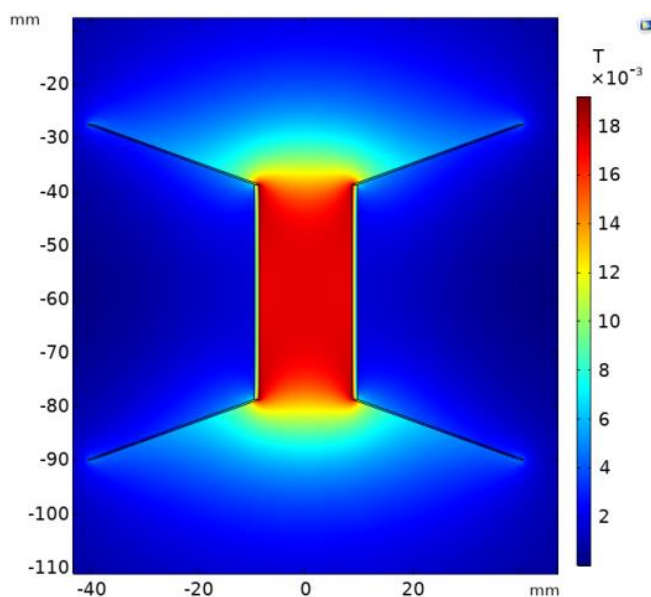


图 3-14 改进螺线管的磁场分布

改进后的螺线管结构与普通螺线管在中心轴上的磁场分布对比如图 3-15 所示。

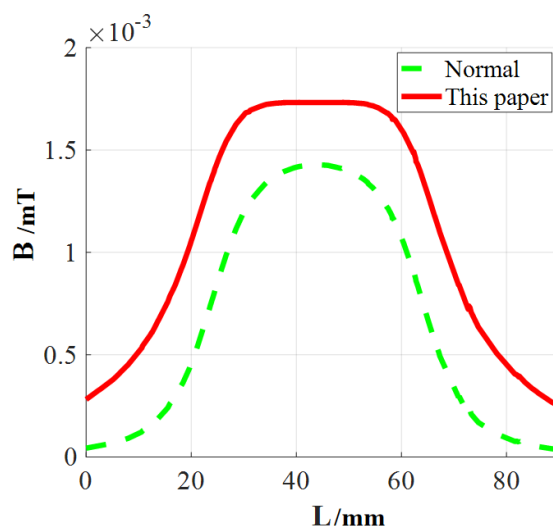


图 3-15 螺线管中轴线磁场分布对比

由图 3-15 可以观察到，改进后的螺线管的磁场分布明显优于普通螺线管，这是因为改进后的螺线管结构对螺线管边缘部分的磁场有收敛作用。下表为均匀区在磁场相对偏差为 1%、0.5%和 0.01%时的对比。

表 3-6 相对磁场偏差小于 1%、0.1%和 0.01%的均匀区比例

相对偏差	Normal	This paper
0.1%	7%	40%
0.5%	17%	49%
1%	21%	54%

通过上述表格可以观察到，改进后的螺线管在磁场均匀性上对比传统螺线管有着很大的优势，将其应用在全光纤电流传感器上的探测模块，在对待测源进行放大的同时，还能最大程度的保证探测结果的精度。

3.3 本章小结

本章提出了一种带有辅助线圈的磁场增强结构，采用 McLaughlin 扩展法和 NSGA-II 对改进结构的参数进行优化。为了分析不同辅助线圈尺寸对磁场均匀性和均匀面积的影响，在保持主线圈尺寸不变的情况下进行了研究。本文提出的增强线圈在一定范围内可以大大提高区域磁场的均匀性。智能算法优化的线圈参数方便准确，并且随着线圈组数量的增加，使用智能算法的优势将更加明显。

在完成了对两组线圈磁场的优化后，本文将这种磁场优化方案引用在螺线管上，并利用有限元分析方法在 COMSOL 软件上对本文提出的改进的螺线管结构进行了仿真实验。通过改变不同的参数值，研究了改进后的结构对螺线管磁场的影响。本研究提出的改进单束紧绕螺线管可以大大提高磁场的均匀性和区域的均匀性。在对磁场精度要求较高的情况下，如将相对偏差控制在 0.1%，所获得的有效覆盖率甚至可以比普通螺线管高 6 倍。新策略还可以调节螺线管的磁场强度，通过施加正向和反向电流，可以在改变磁场强度的同时改善螺线管的磁场均匀性。

第4章 基于再入式结构的全光纤电流传感器

为了提高全光纤电流传感器的灵敏度，本文在上一章中提出了对传感器的探测模块进行改进，通过增加环形线圈来提高被测源所产生的磁场强度并改进结构提高产生磁场的均匀性。除此之外，本章对光路结构进行改进，本章将在普通全光纤电流传感器的基础上，引入再入式结构，使得光信号在光纤环中多次循环，并在光路结构中加入了功率放大器用来补偿信号激光在环形结构中的能量衰减，以达到提高全光纤电流传感器灵敏度的目的。

4.1 AFCS 的误差分析及抑制方法

4.1.1 光纤的双折射效应

在理想情况下，单模光纤的截面应该是完全对称的圆形结构，这样无论光线的偏振态如何，其传播过程中都不会发生偏振模的交叉耦合现象。然而，在实际制备过程中，由于工艺限制或外部应力等因素影响，光纤的截面往往无法保持完全对称，导致光的传播模式发生改变。这种不对称性导致了光在光纤内部传播时，正交偏振模的传播常数不同，进而引发了相位变化、模式耦合以及偏振模色散等问题。这种现象被称为光纤双折射效应，它会影响输出光信号的偏振态稳定性，从而对光纤通信系统的性能产生影响。

光纤双折射现象通常以线性双折射、圆双折射和椭圆双折射三种形式展现。在圆双折射作用下，光纤中传播的两束相互垂直的左旋圆偏振光与右旋圆偏振光呈现出不同的传播常数。椭圆双折射现象则是线偏振光与圆偏振光相互作用的结果，使得光纤内部的两组正交线偏振分量及相应的左、右旋圆偏振分量各自具有不相同的传播常数。无论何种类型的双折射，两束正交偏振模式间的传播常数之差均可被有效计算和表征：

$$\Delta\gamma = \gamma_{\perp} - \gamma_{\parallel} = \frac{2\pi}{\lambda}(n_{\perp} - n_{\parallel}) \quad (4-1)$$

其中， λ 为光波的波长， $n_{\perp}$ 和 $n_{\parallel}$ 分别表示两个正交偏振模的折射率。光纤内部双

折射现象的生成机理可细分为内源性因素与外源性因素两大类。内源性因素关注于光纤横截面的非对称性构造特征，以及由此引发的内部应力所导致的线性双折射现象。外源性因素则涵盖了诸如由外界施加的物理压力如挤压、弯曲等操作所触发的应力双折射效应，以及光纤在遭受扭转作用时所出现的圆双折射现象。

光纤生产过程中，由于工艺缺陷可能导致光纤截面呈非完美的椭圆形态，使得光纤芯层半径在不同位置上呈现出不一致性。依据光波导理论原理，芯层半径的变化会引发沿光纤传播的正交偏振光分量各自的传播常数产生差异，这一物理现象能够借助特定的数学模型准确地加以描述：

$$\Delta\gamma = \gamma_{\perp} - \gamma_{\parallel} \leq \frac{e^2}{8a} (2\Delta)^{\frac{3}{2}} \quad (4-2)$$

其中， a 表示椭圆的长半轴； e 表示光纤截面的椭圆度； Δ 表示相对折射率之差。

光纤中双折射的重要原因之一是应力，应力会导致线性双折射。这种现象可以用一定的方式来描述：

$$\Delta\gamma = \frac{\pi n^3}{\lambda E} (1+\nu)(p_{12} - p_{11})\xi \quad (4-3)$$

其中， E 表示杨氏模量； n 表示纤芯平均折射率； p_{11} 和 p_{12} 表示光弹张量； ν 表示泊松比； ξ 为应力差。

外部扭转力造成光纤产生弹光效应会让左旋偏振光和右旋偏振光的折射率在传输过程中产生差异，这种差异就会导致光纤中的圆偏振模式下的双折射现象。

$$\Delta\gamma = \frac{2N\pi n^2}{\lambda} (p_{12} - p_{11}) \quad (4-4)$$

在上式中， N 表示单位长度下的传感光纤的扭转次数。

除了光纤材料固有的双折射现象，温度起伏同样会引发线性双折射的改变。对于标准单模光纤来说，因其费尔德常数值较低，相应的法拉第效应较弱。然而，在实际进行电流测量时，双折射效应相较于法拉第效应往往占据主导地位，导致基于全光纤技术构建的电流传感器信噪比低下，稳定性不足，并对外部环境参数的微小变化反应强烈。鉴于此，有效抑制甚至消除光纤内部的双折射效

应，是优化全光纤电流传感器性能不可或缺的重要手段之一。

4.1.2 抑制双折射效应的抑制方法

采用反射式结构设计是一种应对全光纤电流传感器中传感光纤双折射问题的有效策略。该设计的核心集成有光纤反射镜与光纤法拉第旋光镜这两种核心元件，二者共同构成了一个基础的反射模块。

法拉第效应在磁场影响下导致的光偏振状态转换具有非互易性特质，相比之下，由光纤结构变形引发的圆双折射效应则显示出互易性特性。在传感器内部，通过巧妙设置光纤反射镜，能够有效地消除由互易性圆双折射导致的偏振状态扰动，确保仅保留由非互易性法拉第旋光效应引起的偏振状态变化，从而确保信号的高纯度。

另外，采用反射式结构后，信号光需在传感光纤中进行来回传输，这意味着采用此类结构的全光纤电流传感器在理论上将比传统非反射式结构的灵敏度提升两倍。这一特性显著提升了电流测量的精度和整个系统的响应能力。

法拉第旋光镜由固定的磁场装置与光学反射组件构成。当光线在镜内传播时，其偏振方向会经历一个恒定的 45 度旋转。对于此类光偏振的特定旋转行为，可以借助琼斯矩阵数学方法进行精确描述，以表征法拉第旋转镜的性能特征：

$$M_{OCR} = M_o M_m M_i \quad (4-5)$$

其中 M_i 表示的是入射光的琼斯矩阵，可以表示为

$$M_i = \begin{bmatrix} \cos \frac{\pi}{4} & \sin \frac{\pi}{4} \\ -\sin \frac{\pi}{4} & \cos \frac{\pi}{4} \end{bmatrix} \quad (4-6)$$

M_m 是光学反射镜的琼斯矩阵，可以表示为：

$$M_m = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4-7)$$

M_o 表示的是出射光的琼斯矩阵，可表示为：

$$M_o = \begin{bmatrix} \cos \frac{\pi}{4} & -\sin \frac{\pi}{4} \\ \sin \frac{\pi}{4} & \cos \frac{\pi}{4} \end{bmatrix} \quad (4-8)$$

所以最终总的输出光可表示成：

$$M_m = \begin{bmatrix} \cos \frac{\pi}{2} & \sin \frac{\pi}{2} \\ -\sin \frac{\pi}{2} & \cos \frac{\pi}{2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \quad (4-9)$$

信号光在第一次进入法拉第旋光镜时，其内部的磁场导致信号光的偏振面发生了 45° 的旋转。信号光在经历反射之后，再次通过法拉第旋光镜，使其偏振面第二次 45° 的旋转。当该信号光最终被传感器重新接纳时，其偏振状态已经累积完成了 90° 的旋转变换。假设在初始入射阶段产生的线性双折射效应记作 $R_1=R_X-R_Y$ ，在经过反射后，由于 X 轴与 Y 轴偏振成分的互换，相应的逆向过程中的线性双折射效应量 R_2 转变为 R_Y-R_X 。如此一来，在完成反射操作后，前后两次过程所引入的线性双折射效应相互抵消，从而有效地达成了抑制双折射效应的目标。

4.2 基于再入式结构的 AFCS

4.2.1 再入式结构的光波路径

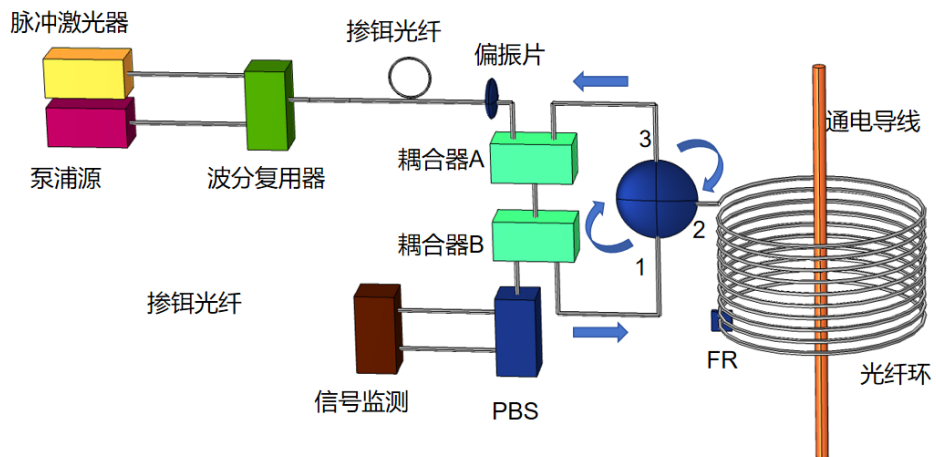


图 4-1 再入式 AFCS 结构图

高灵敏度再入式 AFCS 结构图如图 4-1 所示，脉冲激光发生器产生的脉冲激光与泵浦源产生的泵浦光进入波分复用器之中随后经过掺铒光纤，然后穿过起偏器到达耦合器 A，再由耦合器进入到再入式结构体内。再入式光路中，信号光由耦合器 B 到达环形器的 1 号口，再由一号口输入到达二号口进入循环光纤中，在循环光纤的终点，放置了一个法拉第旋光镜(FR)，信号光到达法拉第旋光镜后会被其偏振面旋转 90 度并且反射回循环光纤中，之后回到环形器的 2 号口转入到环形器的三号口再重新进入到耦合器当中完成一次循环。信号光通过再入式结构再次进入耦合器当中会被输入到偏振分束器(PBS)当中，信号光在偏振分束器中被分成两组信号光输入到信号检测模块当中，信号检测模块检测到两组光强之后对其进行对比得到最终信号光的偏振度。

4.2.2 再入式 AFCS 理论分析

脉冲激光发生器产生的脉冲激光信号经过补偿后为 E_i ，使用琼斯矩阵的分析方法可以分析图 4-1 的输出信号为：

$$E_o = (M_{cB} M_{t23} M_{OCR} M_r M_{t12} M_{cA} M_r)^K E_i \quad (4-10)$$

在输出信号的表达式(4-10)中， M_{t12} 环形器的 1 号口到 2 号口的琼斯矩阵， M_r' 是信号光经过法拉第旋转镜后反向传播的光纤环琼斯矩阵， M_r 是信号光由环形器二号口进入循环光率中正向传播的光纤环琼斯矩阵， M_{OCR} 是法拉第旋光镜所代表的琼斯矩阵， K 是脉冲信号光在环形结构中总共的循环次数， M_{cA} 是耦合器 A 所代表的琼斯矩阵， M_{t23} 是三口环形器的 2 号口到 3 号口所代表的琼斯矩阵， M_{cB} 是耦合器 B 所代表的琼斯矩阵。

假设在不考虑脉冲信号光通过耦合器和三口环形器所产生的双折射时，那么式(4-10)可以简化为：

$$E_o = (M_r M_{OCR} M_r)^K E_i \quad (4-11)$$

其中正反向传播的光纤环琼斯矩阵与法拉第旋光镜的组合矩阵为^[32]：

$$M_r M_{OCR} M_r' = \begin{bmatrix} -\frac{\Omega}{\tilde{\varphi}} \sin \tilde{\varphi} - \frac{2i\delta\Omega}{\tilde{\varphi}^2} \sin^2(\frac{\tilde{\varphi}}{2}) & 1 - \frac{2\Omega^2}{\tilde{\varphi}^2} \sin^2(\frac{\tilde{\varphi}}{2}) \\ \frac{2\Omega^2}{\tilde{\varphi}^2} \sin^2(\frac{\tilde{\varphi}}{2}) - 1 & \frac{2i\delta\Omega}{\tilde{\varphi}^2} \sin^2(\frac{\tilde{\varphi}}{2}) - \frac{\Omega}{\tilde{\varphi}} \sin \tilde{\varphi} \end{bmatrix} \quad (4-12)$$

在上述表达式中， Ω 是循环光纤部分受到法拉第效应影响所产生的圆双折射， $\frac{\tilde{\varphi}}{2}$ 代表循环光纤部分的总相位差， δ 代表循环光纤部分的线性双折射。

在这里如果简化的将循环光纤和 FFR 共同组成的再入式结构部分视为一个整体的光学器件，就可以得到：

$$\left\{ \begin{array}{l} \cos(\frac{\varphi'}{2}) = -\frac{\Omega}{\tilde{\varphi}} \sin(\tilde{\varphi}) \\ \frac{\delta'}{\varphi'} \sin(\frac{\varphi'}{2}) = \frac{2\delta\Omega}{\tilde{\varphi}^2} \sin^2(\frac{\tilde{\varphi}}{2}) \\ \frac{2(\varepsilon' + \Omega')}{\varphi'} \sin(\frac{\varphi'}{2}) = 1 - \frac{2\Omega^2}{\tilde{\varphi}^2} \sin^2(\frac{\tilde{\varphi}}{2}) \end{array} \right. \quad (4-13)$$

在上述表达式中， Ω' 是由通电导线引起的电磁场所造成的非互易圆双折射， φ' 代表的是再入式光路结构的总相位差， δ' 代表的光纤电流传感器传感头的线双折射， ε' 是光纤电流传感器的传感头因扭曲引起的互易圆双折射，有

$$\varphi'^2 = \delta'^2 + (2\theta')^2 = \delta'^2 + (2\varepsilon' + 2\Omega')^2 \quad (4-14)$$

整体来说光纤电流传感器的琼斯矩阵是满足再入式光路结构电流传感器的琼斯矩阵式，有：

$$M_r M_{OCR} M_r' = \begin{bmatrix} \cos(K \frac{\varphi'}{2}) + i \frac{\delta'}{\varphi'} \sin(\frac{\varphi'}{2}) & \frac{2\theta'}{\varphi'} \sin(K \frac{\varphi'}{2}) \\ -\frac{2\theta'}{\varphi'} \sin(K \frac{\varphi'}{2}) & \cos(K \frac{\varphi'}{2}) - i \frac{\delta'}{\varphi'} \sin(\frac{\varphi'}{2}) \end{bmatrix} \quad (4-15)$$

在这里考虑到对于采用了 FR 的结构，如果输入光的琼斯矩阵为 $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ 或 $\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$

的线偏振，那么电流灵敏度就会达到最小值。结构中的起偏器的偏振面与 x 轴

交角 45° ，即输入光的琼斯矩阵为 $E_i = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$ ，则对应的输出光为：

$$\begin{aligned}
 E_o &= (M_r M_{OCR} M_r)^2 E_i \\
 &= \begin{bmatrix} \cos(K \frac{\varphi'}{2}) + i \frac{\delta'}{\varphi'} \sin(K \frac{\varphi'}{2}) & \frac{2\theta'}{\varphi'} \sin(K \frac{\varphi'}{2}) \\ -\frac{2\theta'}{\varphi'} \sin(K \frac{\varphi'}{2}) & \cos(K \frac{\varphi'}{2}) - i \frac{\delta'}{\varphi'} \sin(K \frac{\varphi'}{2}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} \cos(K \frac{\varphi'}{2}) + \frac{2\theta'}{\varphi'} \sin(K \frac{\varphi'}{2}) + i \frac{\delta'}{\varphi'} \sin(K \frac{\varphi'}{2}) \\ \cos(K \frac{\varphi'}{2}) - \frac{2\theta'}{\varphi'} \sin(K \frac{\varphi'}{2}) - i \frac{\delta'}{\varphi'} \sin(K \frac{\varphi'}{2}) \end{bmatrix}
 \end{aligned} \quad (4-16)$$

与之对应的偏振度为：

$$P = \frac{|E_o(1)|^2 - |E_o(2)|^2}{|E_o(1)|^2 + |E_o(2)|^2} \approx 2 \frac{\theta'}{\varphi'} \sin(K\varphi') \quad (4-17)$$

4.3 实验与验证

4.3.1 再入式光路参数设置

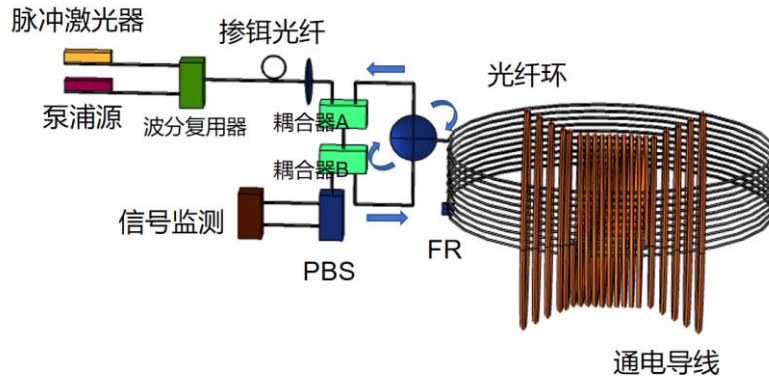


图 4-2 高灵敏度再入式 AFCS 结构图

按照图 4-2 所示的高灵敏再入式全光纤电流传感器搭建实验结构，由半导体激光器(波长为 1550nm，峰值功率为 7Mw)与实验室自制的脉冲驱动器构成脉冲激光发生器、FR(GIGALIGHT Co., Ltd.)、两个 2x1 的光纤耦合器(FBT-2X1-SM-1310/1550-5050)、泵浦源(LUMENTUM)、掺铒光纤、普通单模光纤、偏振分束器(PBS-1550-900-1-FA)、三口环形器与光电转换器组成。其中，耦合器 A

与耦合器 B 的耦合比率分别为 28%:72%和 3%:97%，循环光路中，光纤环的半径为 5cm，扎数为 500 匝；掺铒光纤的总长度为 10m，泵浦源的功率调为 600mw，待测的 0.5A 电流经过改进后的螺线管放大后磁场强度与 700A 电流产生磁场相当，

4.3.2 再入式 AFCS 实验测试

光经过再入式结构输入到示波器当中的光强图如图 4-3 所示：

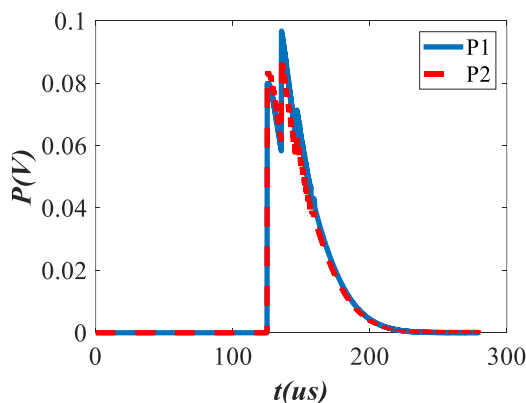


图 4-3 输出光波形图

由图 4-3 可以观察到，被偏振分束器分出的两路输出信号光在再入式光路中循环三次，后续的信号光由于能量损耗其光强波动难以被检测到。这里观测到的波形是多次循环叠加后的光强信号，为了检测信号光在再入式光路中受法拉第效应影响的偏振度，还需对实验数据进行解调。

4.3.3 数据解调与分析

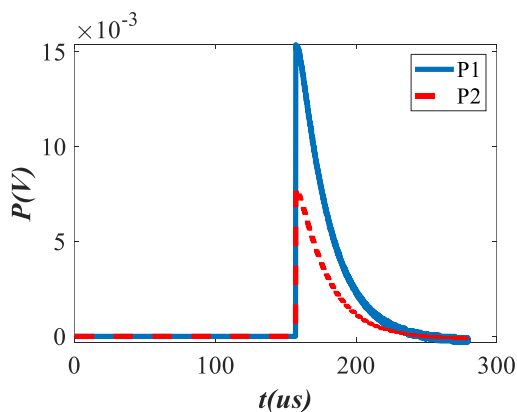


图 4-4 N=3 时的解调

当循环次数 $N=3$ 时的输出光的解调如图 4-4 所示，循环次数由 N 表示，黑色曲线代表总光强的解调曲线，在这里因为示波器的幅值与光电探测器测得的光强表现出正相关，所以可以用示波器的幅值比来表示两路正交偏振光的光强之比本章以较为稳定的循环 3 算偏振光的偏振角可得：

$$P_3 = \frac{P_1 - P_2}{P_1 + P_2} = \frac{0.0153 - 0.0075}{0.0153 + 0.0075} \approx 0.3421 \quad (4-18)$$

经过计算得出的等效电流为 693A，与实际设计的 700A 电流有一定区别，这是由于本文在计算中忽略了光纤中产生的双折射所带来的影响，且激光器的脉冲宽度为 20us，但是循环光纤的长度只有 1km，这就会导致每次循环还没结束时，下一波信号光也混入了此次循环当中，导致解调出的信号会产生一定误差。但是经过实验验证，本章提出的结构确实可以提高全光纤电流传感器的灵敏度，但是精确度还需要进一步优化，针对实验所遇到的各项问题，课题组已计划在后续科研进程中实施针对性的优化与改良措施。

4.4 本章小结

本章提出了一种以再入式光路结构为基础的高电流灵敏度的全光纤电流传感器，并且针对在再入式结构中会产生能量衰减问题在光路结构中加入了光强补偿装置，并通过实验验证了该结构的有效应。由实验结果可以看出，提出的基于再入式结构的全光纤电流传感器通过使信号光多次在信号源产生的磁场中传播，从而随着循环次数的增加使得偏振角不断的变大，进而增加全光线电流传感器的灵敏度是非常有效的。

第 5 章 总结与展望

5.1 工作总结

全光纤电流传感器作为一种至关重要的电流监控器件，在智能电网体系中担当重要职责，其独特的优异绝缘属性与强大的抗电磁干扰特性赋予其无可比拟的竞争优势。尽管这类传感器已在一些实际电力网络环境中得到应用验证并展现出价值，但依然在电流检测的灵敏度上存在显著的局限性，这种不足严重制约了全光纤电流传感器在更广阔的行业范围内实现大规模的实际部署及应用拓展。基于对相关研究进展的深入梳理与透彻理解，本课题决定将基于再入式结构的高灵敏全光纤电流传感器作为研究攻关的核心对象，目标直指上述提到的技术瓶颈，旨在开发出切实可行的优化解决方案，具体工作总结如下：

(1)为了提高全光纤电流传感器的灵敏度，本文设法对信号源产生的磁场进行一定程度的放大。经过一段时间的研究与探讨，发现环形结构的线圈产生此磁场相对其他结构更为均匀和稳定。可以尝试将环形结构的探测模块引入到全光纤电流传感器当中，从而进一步提升全光纤电流传感器的灵敏度。本文从单一线圈进行分析，逐步增大线圈个数进行研究与分析，并对线圈在不同尺寸下的磁场变化进行仿真实验，在确定一定结构后，在其中加入智能算法以达到最佳优化效果。

(2)对于全光纤电流传感的探测模块，为了放大待测信号的磁场强度，本文尝试引用单扎密绕的螺线管。但是螺线管的边界效应会使得全光纤电流传感器的精度有一定程度的降低，针对此问题，本文结合初期对于线圈组的优化方法，提出了一种弱边缘效应的单扎密绕螺线管结构。经过仿真验证本研究提出的改进单束紧绕螺线管可以大大提高磁场的均匀性和区域的均匀性。在容积差为 10%的情况下，获得的有效覆盖率是普通螺线管的两倍以上。如将磁场相对偏差控制在 0.1%，所获得的有效覆盖率甚至可以比普通螺线管高 6 倍。

(3)为了提高全光纤电流传感器的灵敏度，本文通过增加环形线圈来提高被测源所产生的磁场强度并改进结构提高产生磁场的均匀性。除此之外，本文对

光路结构进行改进，本文在普通全光纤电流传感器大的基础上，引入再入式结构，使得光信号在光纤环中多次循环，并在光路结构中加入了功率放大器用来补偿信号激光在环形结构中的能量衰减，以达到提高全光纤电流传感器灵敏度的目的。通过实验验证了该结构的有效应。由实验结果可以看出，提出的基于再入式结构的全光纤电流传感器通过使信号光多次在信号源产生的磁场中传播，从而随着循环次数的增加使得偏振角不断的变大，进而增加全光线电流传感器的灵敏度是非常有效的。

5.2 展望

本研究以再入式结构全光纤电流传感技术为基础，进行了初步的探究工作，并提出了若干旨在提升系统效能的措施。通过仿真模拟与实验验证，对所提出的改进建议进行了实践检验。然而，当前研究仍存在一些待改进与完善的方面，具体如下：

(1)本文采用改进的螺线管结构作为光纤电流传感器的传感头，虽然改进后的螺线管相比于普通螺线管具有更好的进场均匀性，但是由于螺线管结构的改变，导致螺线管所产生的磁场强度也发生了微弱的变化，且其结构的改变使得螺线管本身的磁场公式的推导更加复杂。所以，如何在提升传感器灵敏度的同时，进一步的保证传感器的精度还需要进行更加深入的研究。

(2)虽然再入式结构内部的传感光纤对外部环境噪声具有较低的敏感性，但光纤线路的其他部分同样会受到温度波动、机械振动等外部条件的影响，导致光信号的偏振状态发生扰动。因此，如何有效降低环形腔外光纤对周围环境影响的敏感度，成为了迫切需要深入探究的问题。

参考文献

- [1] 徐金涛, 王英利, 王嘉, 等. 全光纤电流传感器在智能电网中的应用[J]. 电器工业, 2011(01):53-57.
- [2] 胡凯波, 夏志凌, 唐夏冰, 等. 基于 SSD 模型的非故障线路电流互感器饱和诊断方法的研究与应用[J]. 电气时代, 2022(07):80-83.
- [3] 刘闯闯, 朱学华, 苏浩. 高灵敏度全光纤电流传感器研究进展[J]. 激光技术, 2022, 46(02):175-181.
- [4] 周孝信, 陈树勇, 鲁宗相, 等. 能源转型中我国新一代电力系统的技术特征[J]. 中国电机工程学报, 2018, 38(07):1893-1904.
- [5] 郑海富, 夏勋荣, 顾佳雨, 等. “碳达峰”“碳中和”目标下的社会面发展现状、变革及对策[J]. 工业计量, 2023, 33(02):55-60.
- [6] Kaczmarek M, Szczęsny A, Stano E. Operation of the Electronic Current Transformer for Transformation of Distorted Current Higher Harmonics[J]. Energies, 2022, 15(12): 4368.
- [7] Shijun B, Fangting Y, Lincui Z, etc. A Study to Resist Conduced Interference from GIS Bus-Charging Currents Switching for Electronic Current Transformer[J]. Electronics, 2021, 10(8):1-21.
- [8] 国家能源局电力安全监管司. 全国电力事故和电力安全事件汇编[M]. 北京: 中国电力出版社, 2021: 57-74.
- [9] Yoshino T, Gojyuki M, Takahashi Y, et al. Single glass block Faraday effect current sensor with homogeneous isotropic closed optical circuit[J]. Applied optics, 1997, 36(22): 5566-5573.
- [10] 赵宏图. 国际能源转型进程中的能源安全新挑战[J]. 国家安全研究, 2022(06):88-104.
- [11] 刘亭立, 傅秋园. 绿色能源产业创新政策的量化评价与优化路径探究[J]. 中国科技论坛, 2018 (10): 82-92.
- [12] 袁亮, 张通, 张庆贺, 等. 双碳目标下废弃矿井绿色低碳多能互补体系建设思

- 考[J]. 煤炭学报, 2022, 47(6): 2131-2139.
- [13] 王彦文, 白树斌, 郑淳, 等. 电子式与电磁式电流互感器的差异及其应用[J]. 电气应用, 2012, 31(11):58-61.
- [14] 赵有余. 电子式电流互感器的关键技术分析[J]. 集成电路应用, 2021, 38(11):132-133.
- [15] 胡红利, 崔晨辉, 员鹏宇, 等. 电流互感器饱和检测以及畸变电流补偿[J]. 西北大学学报(自然科学版), 2022, 52(01):52-59.
- [16] 庞福滨, 袁宇波, 戴锋, 等. 全光纤电流互感器性能干扰因素分析及解决方案综述[J]. 高压电器, 2022, 58(07):64-72.
- [17] 徐金涛, 王英利, 王嘉, 等. 全光纤电流传感器在智能电网中的应用[J]. 电器工业, 2011(01):53-57.
- [18] 廖家平, 彭博. 光电混合式电流互感器的研究[J]. 湖北工业大学学报, 2009, 24(05):34-36.
- [19] 王昭, 赵江平. 低噪声混合全波电流传感器电路设计[J]. 装备制造技术, 2019, 2.
- [20] 张磊, 丁浩, 鲁凯, 等. 混合桥 DC-DC 变换器的无电流传感器模型预测控制[J]. 电机与控制学报, 2020, 24(12): 77-85.
- [21] 阙文修, 田玉江, 简水生. 一种新型光纤电流传感器的研制[J]. 传感技术学报, 1992(01):28-31.
- [22] Williams P A, Rose A H, Day G W, et al. Temperature dependence of the Verdet constant in several diamagnetic glasses[J]. Applied Optics, 1991, 30(10): 1176-1178.
- [23] Yoshino T, Gojyuki M, Takahashi Y, et al. Single glass block Faraday effect current sensor with homogeneous isotropic closed optical circuit[J]. Applied optics, 1997, 36(22): 5566-5573.
- [24] Zhang H, Qiu Y, Li H, et al. High-current-sensitivity all-fiber current sensor based on fiber loop architecture[J]. Optics express, 2012, 20(17): 18591-18599.
- [25] 张涛, 颜研, 申烛, 等. 激光供能的光纤电流传感器[J]. 传感技术学报, 2001(04):271-276.

- [26] Wu J, Zhang X, Chen L, et al. Research on All-Fiber Dual-Modulation Optic Current Sensor Based on Real-Time Temperature Compensation[J]. IEEE Photonics Journal, 2022, 14(3): 1-9.
- [27] 王夏霄, 秦祎, 王野, 等. 光纤电流传感器的延迟光纤偏振串音误差[J]. 光学精密工程, 2014, 22(11):2930-2936.
- [28] 司马文霞, 王洋, 杨鸣, 等. 一种耦合法拉第旋光器的全光纤电流传感器[J]. 中国电机工程学报, 2020, 40(08):2670-2680.
- [29] 陈文嘉, 成纯富, 欧艺文. 低增益低噪声的增益钳制双向掺铒光纤放大器的优化设计[J]. 光通信技术, 2021, 45(10):14-18.
- [30] Belal M, Song Z, Jung Y, et al. Optical fiber microwire current sensor[J]. Optics letters, 2010, 35(18): 3045-3047.
- [31] 钱景仁, 李陆燊. 用于电流传感器的高线性双折射高扭转光纤[J]. 中国科学(A辑 数学 物理学 天文学 技术科学), 1989(06):637-643.
- [32] 余盼. 反射型光纤电流传感器的设计与研究[D]. 湖北: 华中科技大学, 2017.
- [33] 于长秋, 陈志远, 马世昌, 等. 基于偏芯光纤马赫-曾德尔干涉仪的电流传感器设计[J]. Experimental Technology & Management, 2021, 38(12).
- [34] 娄凤伟. 光学电流传感器的现状与发展[J]. 四川水力发电, 2004(S1):90-93.
- [35] Wang R, Xu S, Li W, et al. Optical fiber current sensor research: review and outlook[J]. Optical and Quantum Electronics, 2016, 48: 1-22.
- [36] 王政平, 孙维民. 一种新型多环光路光学电流传感器的研究[J]. 光子学报, 1996(09):831-835.
- [37] 郝韩兵, 朱胜龙, 张佳庆, 等. 基于无线通信的电流互感器检测管控系统研究[J]. 电气技术, 2019, 20(1): 49-52.
- [38] 陈颖, 韩颖, 朱奇光, 等. 工程光学[M]. 北京: 国防工业出版社, 2016:39-51.
- [39] 吴健华, 张晓锋, 陈亮, 等. 全光纤微电流传感器研究进展[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(17): 1700005.
- [40] 唐立军, 卢宋林, 李德明. 新颖高性能电流传感器研究[J]. 核技术, 2003, 26(6): 480-483.
- [41] Starostin N I, Ryabko M V, Chamorovskii Y K, et al. Interferometric fiber-optic

- electric current sensor for industrial application[J]. Key Engineering Materials, 2010, 437: 314-318.
- [42] Bohnert K, Frank A, Yang L, et al. Polarimetric fiber-optic current sensor with integrated-optic polarization splitter[J]. Journal of Lightwave Technology, 2019, 37(14): 3672-3678.
- [43] Maia L S P, Miranda M A R, de Souza I M X, et al. Optical current and magnetic field sensor using multimodal interference in fiber optics with carbon steel[J]. IEEE Sensors Journal, 2022, 22(13): 12877-12885.
- [44] 马文蔚, 周雨青, 解希顺. 物理学教程(第三版)下册[M]. 北京: 高等教育出版社, 2016: 72-81.
- [45] Pistoni N C, Martinelli M. Vibration-insensitive fiber-optic current sensor[J]. Optics letters, 1993, 18(4): 314-316.
- [46] Li Y S, Wang B, Liu J. Modeling analysis and experiment study on temperature characteristic of all-fiber optical current transformer[J]. Proc. CSEE, 2018, 38(9): 2772-2782.
- [47] Wu J, Zhang X, Chen L, et al. Simulation analysis of temperature effects on all-fiber optic current sensor[J]. Energy Reports, 2021, 7: 1521-1528.
- [48] 许少毅, 孙俊雯, 彭强, 等. 一种基于阶梯型磁致伸缩复合材料的 聚磁式光纤电流传感器[J]. 仪器仪表学报, 2023, 43(1): 172-181.
- [49] YÜCEL M, GÖKTAŞ H. Examination of temperature dependence of double pass L band erbium doped fiber amplifier[J]. Journal of the Faculty of Engineering and Architecture of Gazi University, 2012, 27(2).
- [50] 张文定, 李鑫, 白家浩, 等. 光纤结构光场产生及应用[J]. 光学学报, 2019 (1): 51-69.
- [51] 穆立波, 吴悦峰, 姚剑. 分布式光纤震动传感系统的多点定位问题研究[J]. 传感器与微系统, 2010 (6): 42-45.
- [52] 赵凯华. 光学[M]. 北京: 高等教育出版社, 2004:7-172.
- [53] 谢处方, 饶克谨. 电磁场与电磁波[M]. 北京: 高等教育出版社, 2006:45-47.
- [54] 李建青, 袁松柳. 电子漂移速度的几种计算方法及其比较[J]. 物理与工程,

- 2007, 17(4): 53-54.
- [55] Langenhorst R, Eiselt M, Pieper W, et al. Fiber loop optical buffer[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1996, 14(3): 324-335.
- [56] 黄爱显, 张昊, 邱怡申, 等. 斯托克斯矢量法在全光纤电流传感器中的应用[J]. *光子学报*, 2013, 42(6): 699-704.
- [57] 肖悦娱, 蒋晓勇, 陈华. 基于邦加球轨迹的穆勒矩阵测量法[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2018, 55(12): 122603.
- [58] 姜暖, 李智忠, 杨华勇, 等. 保偏光纤双折射分析及全光纤拍长测试方法比对研究[J]. *光学学报*, 2012, 32(7): 0706003.
- [59] Karabulut D, Miazin A, Gusarov A, et al. Effect of Faraday mirror imperfections in a fiber optic current sensor dedicated to ITER[J]. *Fusion Engineering and Design*, 2019, 138: 48-52.
- [60] Van den Broeh S P, Zhou H, Peters M J. Computation of neuromagnetic fields using finite-element method and Biot-Savart law[J]. *Medical and Biological Engineering and Computing*, 1996, 34: 21-26.
- [61] Hurtado-Velasco R, Gonzalez-Llorente J. Simulation of the magnetic field generated by square shape Helmholtz coils[J]. *Applied Mathematical Modelling*, 2016, 40(23-24): 9835-9847.
- [62] Ma F, Han L, Wu L, et al. Damping optimization of heavy-loaded anti-vibration platform based on genetic algorithm and particle swarm algorithm[J]. *J. Jilin Univ. Eng. Technol. Ed*, 2020, 50: 1608-1616.
- [63] Zhu X, Xing M, Liu C, et al. Optimization of composite Helmholtz coils towards high magnetic uniformity[J]. *Engineering Science and Technology, an International Journal*, 2023, 47: 101539.
- [64] Yang Z, Song J, Cai W, et al. Analysis of the influence of a solenoid magnetic field in the azimuth transmission system[J]. *Scientific Reports*, 2021, 11(1): 16242.

攻读硕士学位期间主要研究成果

- [1] Zhu Xuehua, Xing Meng, Liu Chuangchuang, et.al. Optimization of composite Helmholtz coils towards high magnetic uniformity. Engineering Science and Technology, 2023, 10: 101539.

致 谢

研究生的三年很快也终于是要迎来了落幕，在我即将离开校园踏入社会之际，我要向所有曾经帮助、支持和关爱过我的人们表达最诚挚的感激之情。

首先，我要衷心感谢朱学华老师在过去三年中对我的悉心指导和关怀。他不仅在学术上给予了我无私的指导和培养，更在人生道路上给予了我无微不至的关怀和支持。他的严谨治学态度、勤恳工作精神以及对科学研究的孜孜追求，深深地影响和激励着我，让我受益匪浅。在他的言传身教下，我得以在科研道路上不断成长，收获知识，更加坚定了我对科学事业的热爱和追求。

同时，我还要感谢实验室的各位同门师兄们。在研究生阶段，我们一起攻克科研难关，相互学习，共同进步。你们的合作与帮助让我在学术研究上能够不断突破自我，取得了一定的成果。我们在科研探索的道路上相互扶持，共同成长，这将是永远珍视的美好回忆。

最后，我要感谢所有在我求学生涯中给予我关心、帮助和支持的老师、同学和家人们，正是有了你们的支持和鼓励，我才能顺利完成研究生学业。在未来的工作和生活中，我会倍加珍惜导师和同学们给予我的一切，继续努力，在科研的道路上不忘初心，砥砺前行。

尚德敏学 唯实惟新

