

西北大学学位论文知识产权声明书

本人完全了解学校有关保护知识产权的规定，即：研究生在校攻读学位期间论文工作的知识产权单位属于西北大学。学校有权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。本人允许论文被查阅和借阅。学校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。同时，本人保证，毕业后结合学位论文研究课题再撰写的文章一律注明作者单位为西北大学。

保密论文待解密后适用本声明。

学位论文作者签名：_____ 指导教师签名：李小红

年 月 日 2006 年 6 月 10 日

【独创性声明】

西北大学学位论文独创性声明

本人声明：所呈交的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。据我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，本论文不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得西北大学或其它教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已论文中作了明确的说明并表示谢意。

学位论文作者签名：

导师签名：李小红

2006 年 6 月 10 日

摘要

目前,利用偏振光磁光效应进行科学研究的领域越来越多,如研究宇宙磁场、观察微观磁场结构等诸多方面。利用磁光效应原理还可制作各种光学器件和测量传感器。这些新技术往往具有以往技术无法比拟的优点。

与此同时,有些研究者利用磁光效应来研究太阳磁场。而将此原理用于对地球磁场的研究,在国内外还很少有报道。本文作者的导师李小俊副研究员提出了一种新的地球磁场测量方法,是将磁光效应原理用于对地球磁场的研究,实现对地磁场进行三维立体成像研究,该方法克服了现有磁测方法的诸多局限性,可提高地磁场测量的效率。

本文阐述的就是地磁成像技术体系的部分实验工作,所以它的一个直接目的就是为地磁成像技术研究提供一些可靠的实验数据和行之有效的实验方案,并对该技术的实现进行探索工作。本文就我们所做的主要工作进行阐述,其中包括:

1. 系统阐述了目前关于偏振光的磁致旋光效应技术的发展、应用,重点介绍磁致旋光地磁成像方法的基本工作原理及特点,以及需要进行的实验工作。
2. 由于发生磁致旋光现象的入射光是偏振光,文中介绍了偏振光的产生及依据的理论——布儒斯特定律,并叙述了地表物质反射太阳光的偏振特性实验,详细分析实验结果,这对地磁成像探测器的定向具有指导作用。
3. 法拉第磁光效应发生的物质基础是磁光介质,磁致旋光效应正是线偏光与该介质发生作用的结果。因此,文中介绍了磁光效应的原理,和我们所做介质磁致旋光效应实验、磁场的测量实验,并对磁致旋光参量——费尔德常数随各种因素变化的规律进行了研究。
4. 我们研究的目的是:地磁成像方法最终要得到三维磁场信息。然而,要实现该方案,必须先解决磁场二维成像问题,因此我们在实验室里对局部磁场进行了二维成像实验。目前,可获取磁铁产生的局部磁场二维分布图。并计算了磁场在光线传播方向分量的平均值。

关键词: 法拉第磁光效应 布儒斯特定律 地表反射光 偏振特性
费尔德常数 地磁测量 磁致旋光成像

Abstract

At present, the territory is more and more that scientific research make use of polarized light magneto-optic effecting, for example , studying magnetic of universe , observing the structure of microcosm magnetic , and so on. A variety of optical instrument and measurement sensor are made by magneto-optic effect, usually the new technology is superior to the former.

At the same time, some researcher study the magnetic of sun on the basis of magneto-optic effect. However, there have been few reports on the magnetic by means of this theorem in the world. Li xiaojun vice-researcher that is my tutor has expounded a new methodology to measure magnetic on the basis of it. By the new methodology that one researches the magnetic in order to pursue three-dimensional space photographing for the magnetic, we can overcome much limitation in the measurement magnetic on hand, and we can improve the measurement efficiency.

A part of experiment are expounded in the paper, which is about magneto-optical image technology for magnetic, and so the purpose offer some reliable data and some effective experiment project for it, besides searching to be on to achieve the technology. The main research is follows:

1. This paper summarizes the development, application of polarized light and magneto-optical rotation effect technology at present.. It especially introduces the theory and feature about magneto-optical image technology in magnetic, and introduces some task to be on later.

2. Since the incident ray which magneto-optic effect brings about is polarized light, this paper introduces how polarized light happens and Brewster law, and accounts the polarized peculiarity experiment which reflects sun's rays from the face of the earth. Then the result is assayed in detail, which can determine the direction of photographing detector of magnetic.

3. The material base is magneto-optic material that Faraday magneto-optic effect brings about, which is the result that plane polarized light interact between magneto-optic material. So the paper introduces the principle of magneto-optic effect, and the dielectric magneto-optic rotation experiment and about measuring magnetic which we have done, then researches Verde constant law by different kinds of factors.

4. Our purpose is that three-dimensional space magnetism message will be got by the magneto-optical image technology at last. However, at first it must be resolved two-dimensional space photographing . For this reason, it have been carried out two-dimensional space photographing for the zone magnetic in laboratory primarily. At present we have obtained two-dimensional space photographing for the partial magnetic field from magnet, and have calculated the weight of magnetic induction at the ray direction.

Key words: Faraday magneto-optic effect , Brewster law , reflection from the face of earth , polarized peculiarity , Verdet constant , measure magnetic , magneto-optical rotation image

第一章 绪论

自上世纪六十年代末开始, R.C. Lecraw提出有关磁光效应的研究报告后, 引起大家的重视。日本, 苏联等国家均开展了研究, 国内也有学者进行探索。利用该原理可以制作成光纤通信中的隔离器、磁光开关, 磁光调制器, 高压输电线路中的电流测量传感器, 磁场测量传感器, 以及磁光存储器等功能器件。磁光传感器具有优良的电绝缘性能和抗干扰、频响宽、响应快、安全防爆等特性, 因此对一些特殊场合电磁参数的测量, 有独特的功效, 尤其在电力系统中高压大电流的测量方面、更显示它潜在的优势。同时通过开发处理系统的软件和硬件, 也可以实现电焊机和机器人控制系统的自动实时测量。随着近几十年来的高性能激光器和新型的磁光介质的出现, 磁光效应传感器的性能越来越强, 应用也越来越广泛。

与此同时, 利用偏振光进行科学研究的领域越来越多, 如研究宇宙磁场, 观察微观磁场结构, 遥感探测天体表面的物质种类等, 由于偏振光在许多方面有着特殊的用途, 因而成为当今学术研究的热点和新兴学科的生长点。

§ 1.1 利用偏振光进行科学研究的现状

1.1.1 利用物质反射光的不同偏振特性进行遥感探测天体表面的物质组成

人们对自然表面的偏振特性测量, 最早出现在天文学领域, 旨在确定天体表面的物质组成, 现已成为天文学研究广泛使用的遥感探测手段对于自然表面反射光偏振特性进行了系统研究, 为以后偏振测量在对地遥感研究领域的应用奠定基础。比如天文学家发现金星表面有一层明显的光滑物质覆盖物, 极有可能是水晶或者水滴[1]。科学家还利用偏振技术, 探得土星光环是由冰的晶体组成。Talmage等(1986年)对早期偏振测量在陆地地表遥感中的应用尝试进行述评。1996年发射的ADEOS/POLDER星载探测仪装有偏振探测通道, 将全球植被监测作为其科研目标之一。

偏振光在整个科学技术领域中, 几乎与所有部门都建立了广泛的联系, 在不少学科中甚至还占有极其重要的地位, 如由偏振光学派生出来的光测弹性力学, 对于工程设计, 半导体, 高分子化学等方面的工作已立下了不可抹煞的功绩, 并显示了光辉的发展前景。

1.1.2 利用偏振光观察微观磁场结构

运用光学方法对磁场的图像进行观察研究的工作也已经不少。1956年，贝尔实验室的Dillon等人在偏振光显微镜下，应用透射光观察到了钇铁石榴石（YIG）单晶材料中的磁畴结构，后来有研究者利用磁光效应也观察到反铁磁体NiO单晶体的磁畴结构。研究者还利用磁光效应和扫描近场显微镜发展了一种磁畴结构的彩色成像技术，应用这一成像技术可以直观地显现材料的静态和动态磁畴结构。此外，近年来迅速发展的磁光涡流成像技术，利用磁光效应以及电磁感应原理，可以得到材料或机件中裂纹和缺陷的图像，被广泛应用于无损检测领域。

1.1.3 利用偏振光的磁光效应研究宇宙磁场

早在1908年，G. E. Hale通过塞曼(Zeeman)效应发现太阳黑子的磁场，这是太阳磁场研究的开端，由于在红外区塞曼裂距比较大，实测的斯托克斯轮廓比可见区精确，因此自上世纪70年代开始，利用红外光的塞曼效应进行磁场测量的研究发展较快。1997年紫金山天文台的叶式辉在紫金山天文台台刊中描述：利用对在太阳色球层、光球最深层和光球上层形成的红外磁敏线的探测，可以研究太阳大气中很大范围的磁场。

现在，天文学家由星体磁光现象的观测与研究，发现了很多磁星，并且测定了白矮星的磁场、中子星的磁场、银河系和河外星系的磁场、星系际空间磁场、星系团内部空间的磁场以及宇宙磁场等等。如由脉冲星的法拉第旋转效应测定的银河星际的磁场约为 $(0.2—4.0) \times 10^{-4} \text{ T}$ ，由银河星系外射电波线偏振源的法拉第旋转效应推测星系际空间磁场约为 10^{-13} T 。

目前，在对地磁场的测量方面，大多研究者还只限于单点测量的方式，成像测量地球磁场的方法尚未见报道。人们只是在地磁场的局部观察上曾经进行了尝试，美国国家航空航天局从卫星上发射可在太阳光中产生金属离子的爆炸筒，在高空产生方圆上千公里的金属雾气，为看不见的地球磁场“着色”以便进行观测研究。

1.1.4 利用偏振光的法拉第效应制作传感器

磁光效应传感器的原理主要是利用光的偏振状态来实现传感器的功能。当一束偏振光通过磁光介质时，若在光束传播方向存在着一个外磁场，那么光通过后，其偏振面将旋转一个角度，这就是法拉第磁光效应。根据此原理，可以通过测量旋转角度来得到外加磁场的值。如图1.1示为：利用法拉第磁光效应法测量

磁场的原理图。

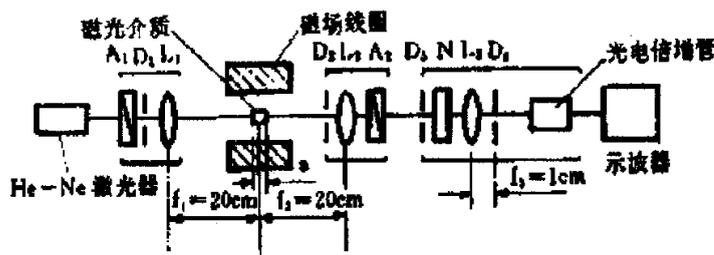


图 1.1 法拉第磁光效应法测量磁场的原理图

A1: 起偏器, A2: 检偏器, L1、L2、L3: 透镜,
D1、D2、D3、D4: 光栏, N: 滤光片。

另外, 由于磁场正比于产生它的电流, 因此常利用磁光效应测量高压大电流。利用磁光效应测量高压大电流, 其优点之一是可以进行无接触测量, 除了磁光介质需在被测电流附近外, 其它整个测量装置均可远离被测高压大电流, 因此比较安全。另外, 这种方法将大电流转化为小电流来测, 其测量精度较高, 国外利用这一原理制成的装置已可测 2000 安电流, 精度优于 1.5%。运用磁光电流传感器已成为电力系统中测量高压大电流的新方向。

在特定的试验装置下, 偏转的角度和输出的光强成正比, 通过输出光照射激光二极管 LD, 就可以获得数字化的光强, 用来测量特定的物理量。因此也可利用法拉第磁光效应原理制成磁光式可变光衰减器。

§ 1.2 磁致旋光地磁成像方法

地磁成像方法是由本文作者的导师李小俊提出并建立了其基本原理和方法体系。该探测方法的基本理论基础就是布儒斯特定律和法拉第磁致旋光效应。布儒斯特定律保证了介质表面反射光具有偏振性质, 法拉第效应则把磁场同光学可测量——偏振光振动面的旋转角度联系起来。下面介绍磁致旋光成像方法的工作原理。

1.2.1 磁致旋光成像方法的工作原理

由于地球表面反射的太阳光为偏振光, 这为本探测方法的实现提供了先决条件。本系统基本工作原理如图 1.2 所示。以下方一条光线为例, 太阳光(自然光)在地面 A 点发生反射, 成为部分偏振光, 其优势振动方向垂直于由太阳 S、反射点 A、探测器 D 三点确定的平面, 在图 1.2 中, 该优势振动方向垂直于纸面。从 A 点出发的部分偏振光穿过一定距离的大气层, 到达探测器(搭载于人造地球卫星

上,卫星轨道垂直于纸面)时,由于地磁场的作用,该光线发生了磁致旋光效应,其偏振方向已经转过了一定角度。测出探测器处偏振光的振动方向,则这一方向与A点处偏振光的初始振动方向之间的差值,就是光线的磁致旋光角,这个角度包含了地球磁场的信息。

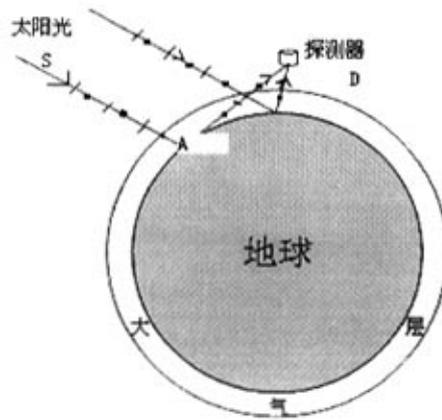


图 1.2 磁旋光地磁成像工作原理图

我们的任务就是通过测量光线的磁致旋光角,从而推出地球磁场的磁感应强度。在本方法中,磁光介质就是地球大气,地面目标点反射的太阳光,穿过大气层,最终到达位于卫星平台上的探测器,在探测器成像面上得到的图像信息经过处理以后,即可以得到光线振动面的旋转量以及其在成像范围内地磁场的三维分布,这样就形成了磁致旋光地磁成像。

1.2.2 地磁成像方法的特点

作为一种新的地球磁场探测方法,与传统的磁测方法相比较,磁致旋光成像法具有以下优点:具有成像能力,可获取对地磁场的直观感性认识;测量效率极高;没有测量盲点;具有三维分辨率,可获得地磁场的三维空间结构图样,同时实现对地磁场各个高度层面上的全面观测。

由于其直观、立体、快速高效而又精度较低的特点,本方法更适合于作为地磁场测量的一种普查手段,而同时可以将传统方法作为详查手段,二者结合使用。我们可以采用磁致旋光成像方法全天候、近实时地监测全球地磁场,随时发现地磁场的异常变化,在重点地区、异常区域运用传统磁测方法进行详细测量,发挥传统磁测方法测量精度高的优势。这样,新老磁测方法相互配合,取长补短,可

以取得最佳的测量效果。

1.2.3 实现地磁成像需要做的研究工作

尽管磁致旋光成像地球磁场探测方法的原理是成立的,但这一方法要最终获得成功乃至成为一项真正的应用技术,还需要走过一个艰巨而漫长的过程。该成像方法是一个庞大的技术体系,需要解决的问题和研究的工作有:

1. 地表反射特性实验的测量,用以确定卫星探测器的取景姿态;
2. 进行介质旋光特性实验,以了解一般介质(固体、液体、和空气)的费尔德常数随入射光波长、温度、压强等的变化规律;
3. 研究实验室局部磁场的分布并对该磁场进行测量的实验;
4. 实验室局部磁场下的磁致旋光二维成像实验;
5. 需要建立层析成像算法来重构磁场的三维空间分布;
6. 建立大气模型;
7. 建立地磁场模型;
8. 模拟地磁场下的磁致旋光二维成像实验,及三维成像实验;
9. 建立卫星轨道模型;
10. 对大气的不规则性与噪声对探测结果的影响进行研究,对本方法的探测能力、精度等做出充分的估计。

1.2.4 本文所做的主要工作

本文是地磁成像技术体系的部分实验研究工作,所以它的一个直接目的就是为地磁成像技术的研究提供一些可靠的实验数据,并对其具体实现进行探索工作。

首先我们需要知道,地表物质反射太阳光的偏振特性;其次,研究一般物质的磁致旋光特性及了解其费尔德常数;我们还得知道磁场的特性,最后需要对磁场进行磁致旋光成像实验时的各种具体细节问题进行探讨。

但据我们所了解,在现有文献中,我们所能查到的费尔德常数主要是入射线偏光为钠黄光(589.8nm)时,几种典型磁致旋光物质所对应的费尔德常量数值;而磁致旋光效应在自然界中是普遍存在的,而且费尔德常数 V 是随波长和温度等外界条件变化的,我们的实验任务就是系统而全面的对各种磁致旋光介质(包括不同的固体、液体和气体)的费尔德常数进行测量,总结其随各种外界条件的变化而呈现出的一系列变化规律;测量地表反射太阳光的偏振特性,进行磁致旋光磁场二维成像实验。

本文所做的工作有：

1. 进行了地表反射特性测量的实验。我们选取以下几种材料作为实验的研究对象：用树叶来近似模拟森林，沙子近似模拟沙漠，土地、岩石则分别用泥土和石头代替。通过对几种典型地物如泥土、沙、石、树叶、水泥等的非镜面反射，和对纯水的镜面反射实验，考察了这些地物反射太阳光偏振特性及其变化的情况，此外，由于人工建筑越来越多，所以还作了水泥片反射太阳光的偏振特性实验。
2. 多种介质的磁致旋光性质测试：在通电直螺线管产生的磁场下，对水、无水乙醇、硝基苯、氯化钠饱和溶液等液体和 ZF3 玻璃、QF12 玻璃、K9 玻璃等固体在典型波长下的费尔德常数进行了测量。并对其费尔德常数随入射光波长，温度等的变化规律进行了研究；另外在永磁铁产生的磁场中，采用波长为 650nm 的激光作为入射光，测出 LaK2, LaK3, Tb20, Tb25, ZF6 玻璃的费尔德常数，采用波长为 532nm 的激光作为入射光，测出 ZF6 玻璃的费尔德常数。这些实验数据为下一步的磁场测量实验积累了数据。
3. 研究永磁铁产生磁场的分布规律，并测量该磁场的大小实验；
4. 进行了实验室局部磁场下的磁致旋光二维成像实验。对实验的结果进行详细的分析，从所拍的照片可计算各点磁场的大小，并可恢复出磁场大小的二维分布图。

参考文献：

- 1 郑建邦，周王民，钟安，利用磁光效应测电流，大学物理实验，1999 年 6 月出版，VOL. 12(2)，p4-6。
- 2 郑容官，刘汝军，光波在两均匀介质分界面上反射、折射的特殊现象，山东建筑工程学院学报，1998 年，VOL. 13(4)，p85-90。
- 3 石磊，邱爱慈，王永昌，周国振，法拉第磁光效应法测量强脉冲磁，应用激光，2000 年 2 月，VOL. 20(1)，p7-9。
- 4 叶式辉，太阳磁场的红外研究，紫金山天文台台刊，1997 年 12 月，VOL. 16(4)，p213-226。
- 5 王益军，李耀宗，严诚，机遇与挑战并存的光电子产业(J)，电讯技术，2005.5，VOL. 45(2)，p36-39

- 6 李国栋, 当代磁学, 中国科学技术大学出版社, 1999, p280-286。
- 7 L. K. Law, D. R. Auld, and J. R. Booker, "A geomagnetic variation anomaly coincident with the Cascade volcanic belt", *J. Geophys. Res.* 85(B10), p5297-5302(1980).
- 8 [苏]B. M. 扬诺夫斯基著, 刘洪学等译, 地磁学, 地质出版社, 1982, p24-31。
- 9 倪永生, 地磁学简明教程, 地震出版社, 1990, p264-271。
- 10 刘公强, 乐志强, 沈德芳著, 磁光学, 上海科学技术出版社, p30-52, p227-231。
- 11 Y. N. Ning, B. C. B. Chu, D. A. Jackson, "Miniature Faraday current sensor based on multiple critical angle reflections in a bulk-optic ring", *Opt. Lett.* 16(24), 1996-1998(1991).
- 12 P. P. Kronberg, "Galactic and extragalactic magnetic fields in the local universe: An overview", *AIP Conf. Proc.* 433(1), p196-211(1998).
- 13 B. Dennison, "On intracluster Faraday rotation. I. Observations", *Astron. J.* 84(6), p725-729(1979).
- 14 P. D. Bernardis, S. Masi, F. Melchiorri, and G. Moreno, "Extragalactic infrared backgrounds, polarization, and universal magnetic field", *Astrophys. J. Lett.* 340(2), L45-L48, (1989).
- 15 W. L. Roth, "Neutron and optical studies of domains in NiO", *J. Appl. Phys.*, 31(11), 2000-2011(1960).
- 16 仓立德, "美国试放 '人造极光'" 人民日报, 1991年1月21日。
- 17 张振杰. 光学. 西安: 西北大学出版社, 1994. p272
- 18 郑宏志, 马彩云, 吴易明, 等. 无机械连接方位角测量系统中磁光调制的温度适应性研究. 光子学报, 2004, VOL. 33(5): p638-640
- 19 刘公强, 乐志强, 沈德芳. 磁光学. 上海: 上海科学技术出版社, 2001. p30-52.

第二章 偏振光学特性与地表反射实验

磁致旋光地磁成像方法的实现,其前提是由于地球表面反射的太阳光为偏振光。我们采用该偏振光作为本方法的探测光,才可能产生磁致旋光现象。但现在,关于地表物质对太阳反射光的偏振特性方面的资料很少。基于这一原因,我们做了地表物质反射特性的实验。本章介绍偏振光的分类、产生、传播时遵守的规律,偏振度等基本知识;以及地表物质反射特性实验的结果。

§ 2.1 偏振光的分类

光的偏振是指光波的电矢量振动在空间的分布对于光的传播方向失去对称性的现象。只有横波才能产生偏振现象,故光的偏振是光的波动性的又一例证。在垂直于传播方向的平面内,包含一切可能方向的横振动,而且平均的看,任一方向上具有相同的振幅,这种横振动对称于传播方向的光称为自然光(非偏振光)。凡其振动失去这种对称性的光统称偏振光。偏振光包括如下几种:

(1) 线偏振光,在光的传播过程中,只包含一种振动,其振动方向始终保持在同一平面内,这种光称为线偏振光(或平面偏振光)。

(2) 部分偏振光,光波包含一切可能方向的横振动,但不同方向上的振幅不等,在两个互相垂直的方向上振幅具有最大值和最小值,这种光称为部分偏振光。自然光和部分偏振光实际上是由许多振动方向不同的线偏振光组成。

(3) 椭圆偏振光;在光的传播过程中,空间每个点的电矢量均以光线为轴作旋转运动,且电矢量端点描出一个椭圆轨迹,这种光称为椭圆偏振光。迎着光线方向看,凡是电矢量顺时针旋转的称右旋椭圆偏振光,凡逆时针旋转的称左旋椭圆偏振光。椭圆偏振光中的旋转电矢量是由两个频率相同、振动方向互相垂直、有固定相位差的电矢量振动合成的结果。

(4) 圆偏振光,旋转电矢量端点描出圆轨迹的光称圆偏振光,是椭圆偏振光的特殊情形。

人们利用光的偏振现象发明了立体电影,照相技术中用于消除不必要的反射光或散射光。光在晶体中的传播与偏振现象密切相关,利用偏振现象可了解晶体的光学特性,制造用于测量的光学器件,以及提供诸如岩矿鉴定、光测弹性及激光调制等技术手段。

一般的光源如太阳、电灯、蜡烛所发出的光线都是自然光,但它们的偏振特性很容易被改变。

§ 2.2 偏振光的产生方法和偏振器

偏振光可以通过许多种方法产生，如利用反射及折射产生偏振，利用双折射产生偏振，利用物质的二向色性产生偏振，利用散射产生偏振，利用金属丝光栅或金属层光栅产生偏振光，还可利用真空镀膜的金属薄膜产生偏振光等等。

怎样才能识别光的偏振状态并准确地度量它的偏振度呢？人眼不能区别自然光与偏振光，照相底片也一样，必须利用一种特殊的光学元件——偏振器，如偏振片、偏振棱镜才能区别。偏振片是一种只允许横向分量为某一固定方向的偏振光通过的器件，它内部像有一种看不见的栅缝，当非偏振光通过它时，这种栅缝就使原来极其杂乱的包含所有方向的横向振动光线经过了滤清，使透过它的光线成为只有在一个方向上振动的偏振光。能让光波中电场振动通过的这种栅缝方向称为偏振片的透光轴。

在我们的研究中，激光器出射光为部分偏振光，经偏振片或偏振分光棱镜后可以变为线偏光。线偏光是发生法拉第效应的必备条件。太阳光为自然光，入射到地表经反射后可以变为部分偏振光，甚至为线偏光，这是进行磁致旋光地磁场成像的必要条件。

§ 2.3 偏振光的相关理论

2.3.1 菲涅耳公式

一般的光源如太阳、电灯、蜡烛所发出的光线都是自然光，但它们的偏振特性很容易被改变。自然光在反射、折射、双折射、散射的同时自动进行着光的偏振化过。

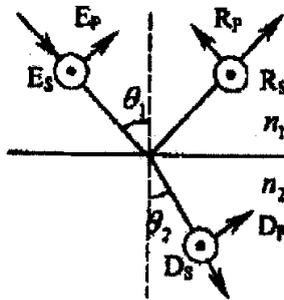


图 2.1 光在两种透明介质中反射和折射现象

菲涅耳公式说明了光线经反射与折射后，光的强度与偏振状态变化的规律。如图 2.1，设两透明各向同性介质的折射率分别为 n_1 和 n_2 ，入射光的入射角为 θ_1 ，折射光的折射角为 θ_2 。通常把光波中电矢量垂直于入射面的振动分量称为 S 分量，平行于入射面的振动分量称为 P 分量。入射光、反射光及折射光的 S 分量和

P 分量分别表示为 E_s 与 E_p 、 R_s 与 R_p 及 D_s 与 D_p 。

若规定它们的正方向如图 2.1 所示，则它们之间的关系为：

$$\frac{R_s}{E_s} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} = -\frac{\sin(\theta_1 - \theta_2)}{\sin(\theta_1 + \theta_2)} \quad (2.2)$$

$$\frac{R_p}{E_p} = \frac{n_2 \cos \theta_2 - n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_2 + n_1 \cos \theta_1} = \frac{\tan(\theta_1 - \theta_2)}{\tan(\theta_1 + \theta_2)} \quad (2.3)$$

$$\frac{D_s}{E_s} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} = \frac{2 \cos \theta_1 \sin \theta_2}{\sin(\theta_1 + \theta_2)} \quad (2.4)$$

$$\frac{D_p}{E_p} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} = \frac{2 \cos \theta_1 \sin \theta_2}{\sin(\theta_1 + \theta_2) \cos(\theta_1 - \theta_2)} \quad (2.5)$$

(2.2) 至 (2.5) 式就是菲涅耳公式。它描述了两介质分界面上反射光、折射光与入射光之间振幅、相位及偏振状态的关系。

2.3.2 布儒斯特定律

布儒斯特 (Brewster) 从实验总结出：反射光偏振化的程度取决于入射角 i ，当 i 等于某一特定角 i_p ，而满足

$$\operatorname{tg} i_p = n_{21} \quad (2.1)$$

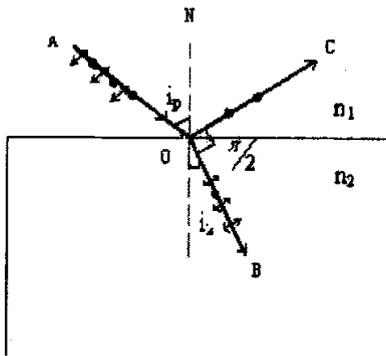


图 2.2 自然光以布儒斯特角入射时，反射光变为平面偏振光

时，反射光变成完全偏振光，光振动方向与入射面垂直， n_{21} 是两种介质的相对折射率 ($n_{21} = n_2/n_1$)，如图 2.2 所示。这时光振动在入射面内的成份已全部不能反射，公式(2.1) 称为布儒斯特定律。 i_p 称为布儒斯特角，又称为起偏角。

应该注意的是，在满足布儒斯特定律的情况下，折射光的偏振化的程度也最大，但不是完全偏振光。而且，当以布儒斯特角入射时，反射光线和折射光线互

相垂直。

根据布儒斯特定律，当太阳光以布儒斯特角 i_p 入射时，经地球表面反射后变为偏振光（通常是部分偏振光，其偏振方向垂直于入射面），我们正是采用这一偏振光作为磁致旋光地磁成像技术的光源。因此有必要了解这一布儒斯特角的大小，以便确定探测器接收信息的角度。

但还需注意的是，从空气中入射到地表的太阳光，其布儒斯特角 i_p 的大小，决定于地表物质相对空气的相对折射率 n_{21} ，因此不同地表物质产生最大（或完全）偏振反射光的情况不同，我们需要对此进行深入研究。

§ 2.4 偏振度

描述部分偏振光的性质的一个有效方法是把它看成为一定比例的自然光和偏振光叠加的结果，通常用偏振度 P 来表示：

$$P = \frac{I_p}{I_p + I_n} \quad (2.6)$$

式中 I_p 和 I_n 分别为偏振光和自然光的强度。显然，自然光的 $P=0$ ，完全线偏振光的 $P=1$ ， P 的范围是 $0 \leq P \leq 1$ 。

当部分偏振光中只是线偏振光和自然光的混合时，我们把自然光分成为两个不相干的正交 P 态，且其中之一平行于线偏振光，另一束则与之垂直，其强度最大值用 I_{max} 表示，最小值用 I_{min} 表示，其中完全线偏振光的强度 $I_p = I_{max} - I_{min}$ ，在总强度中自然光的强度是两正交方向分量的总和， $I_n = 2I_{min}$ ，这样可得偏振度 P 为：

$$P = \frac{I_p}{I_p + I_n} = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (2.7)$$

由于太阳光经地表反射的通常为部分偏振光，我们要寻求的就是反射光偏振化最大时所对应的入射角。

§ 2.5 典型地表反射光偏振特性实验研究

偏振光的反射是地磁成像技术的一个组成部分。地磁成像技术的研究需要对地球表面的反射偏振特性有比较全面的了解。因此，为了知道各种地表物质反射太阳光的偏振特性（尤其是不同地表物质相对空气的布儒斯特角），及地表物质在地磁场作用下的磁致旋光特性，我们选取以下几种材料作为本次实验的研究对象：用树叶来近似模拟森林，沙子近似模拟沙漠，土地、岩石则分别用泥土和石头代替。通过对几种典型地物如泥土、沙、石头、树叶、水泥等的非镜面反射，

和对水的镜面反射实验，考察了这些地物反射太阳光偏振特性及其变化的情况，此外，由于人工建筑越来越多，所以还作了水泥片反射太阳光的偏振特性实验。这些都是为地磁成像技术的研究提供了实验依据。

2.5.1 实验测量与特征分析

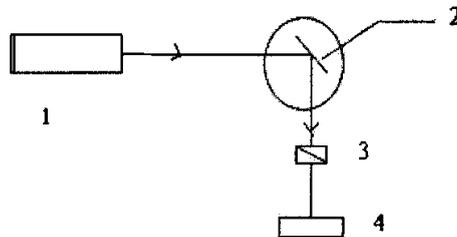


图 2.3 反射光偏振特性实验装置 (1. 激光器 2.待测物质 3.偏振片 4.照度计)

实验基本装置如图 2.3 所示：采用 He-Ne 激光器作光源，波长 λ ：632.8nm，被测物体置于旋转平台上，该平台可连续转换角度以调节入射角度，图上，反射光用照度计接收。实验过程中，首先光从光源出射，经被测物体反射，通过检偏器后由照度计接收。转动旋转平台来改变入射角，每隔 10 度测量一次，经检偏器后，用照度计分别接收水平方向偏振光与竖直方向偏振光的照度

对于不同反射情况，实验装置有所调整：对于自然光入射，若为镜面反射，则装置如上图所示；若为非镜面反射，则需在检偏器前加一凸透镜，使光会聚于一点，从而保证能探测到足够光强。

一、水的镜面反射

众所周知，地球表面绝大部分是被水体覆盖的，太阳光照射到地表后，大部分光是被水面反射的，因此，对水的研究就变得重要而有价值。

采用波长为 632.8nm 的 He-Ne 激光器作为光源，入射光为自然光。由光源出射的光经水面反射，通过偏振片选择偏振方向后，最后用探测器接收。

入射角 θ 与反射光偏振度 P 的关系如图 2.4 所示。由图中曲线变化情况可知：对于水的镜面反射实验，反射光偏振度随入射角的增大，先呈增大趋势，当入射角 $\theta=55^\circ$ 时，偏振度为 0.991，约达到最大值， 55° 时偏振度接近于 1，之后随入射角增大，偏振度又减小。因此可以近似认为 55° 为水的布儒斯特角度，在此角度下的反射光线只包含垂直于入射面的振动分量，而没有平行于入射面的振动分量，即反射光为线偏振光，而以其它角度入射的反射光为部分偏振光。

由此可知自然光经过水的镜面反射后，偏振状态有所改变，即由水的反射引

起了光的偏振化，并且，在不同的入射角下，偏振度也不同，将自然光反射成部分偏振光或直线偏振光。这一结论可为将来卫星探测器选择合适的探测方向提供指导作用。

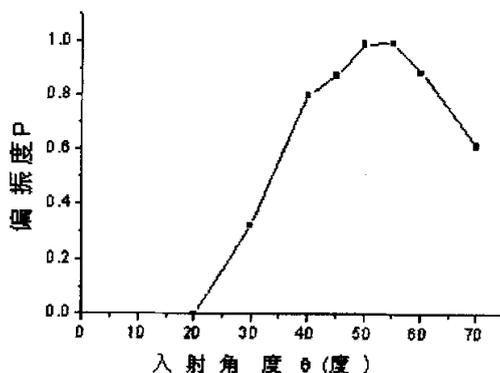


图 2.4 水的镜面反射

二、几种典型地物的非镜面反射偏振实验

覆盖于地球表面的物质除了水体外，还有相当一部分为沙漠、森林、土壤、建筑、岩石等，这里分别用沙子、树叶、泥土、水泥、石头进行模拟实验，通过对几种典型地物的综合比较，可以较清晰地观察其中的规律。下面用波长632.8nm的He-Ne激光器作为光源，测量几种典型地物随入射角不同，偏振特性的变化情况。

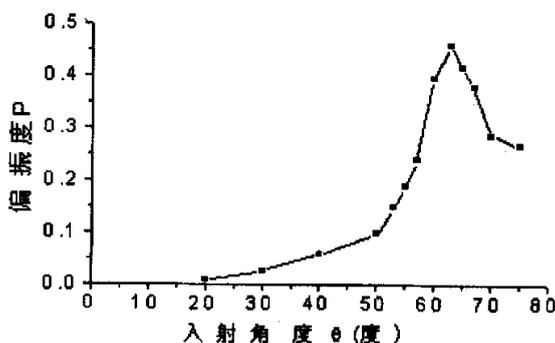


图2.5 沙子的非镜面反射

(一)、沙子的非镜面反射：

根据测量得出：入射角 θ 与偏振度P的关系如图2.5所示。可以看到，当入射角 $\theta=63^\circ$ 时，反射光的偏振度为0.460，为偏振度最大值。而以其他角度入射时，反射光的偏振度较小。

说明太阳光以入射角 63° 照射到沙子上时，反射光的偏振化最好，偏振度为0.460，但是不可能得到完全线偏振光。

(二)、树叶的非镜面反射：

根据测量得出：入射角 θ 与偏振度P的关系如图2.6所示。可以看到，反射光的偏振度随入射角不同而变化，从小角度开始先不断上升， $\theta=57^\circ$ 时，偏振度为0.709，随之偏振度又迅速下降。

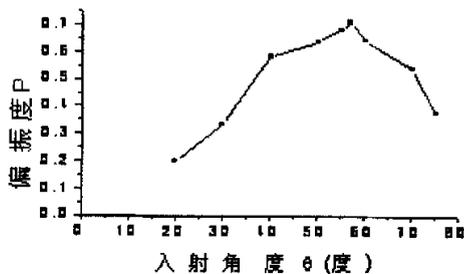


图 2.6 树叶的非镜面反射

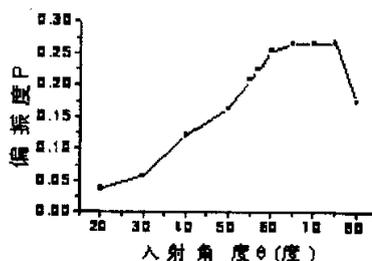


图 2.7 土壤的非镜面反射

说明太阳光以入射角 57° 照射到树叶上时，反射光偏振度最大，偏振度为0.709，且离 57° 越远，偏振度越小，而且也不可能得到线偏振光。

(三)、如图2.7所示，为太阳光入射到土壤表面上的非镜面反射实验，反射光偏振度随入射角度的变化关系。根据图2.7可以得到：太阳光入射角为 $\theta=75^\circ$ 时，偏振度为0.267；入射角大于或小于 75° 时的，偏振度较小，但偏振度变化不显著。即反射光偏振度最大时对应的入射角为 75° 。

(四)、如图2.8所示，为岩石的非镜面反射光偏振度随入射角度的关系曲线。对于岩石来说，太阳光入射角为 $\theta=64^\circ$ 时，偏振度为0.473。入射角大于或小于 64° 时，反射光的偏振度较小；但在 62° 到 64° 间偏振度变化不大，即反射光偏振度最大是对应的入射角在 64° 附近，且离 64° 越远，偏振度越小。

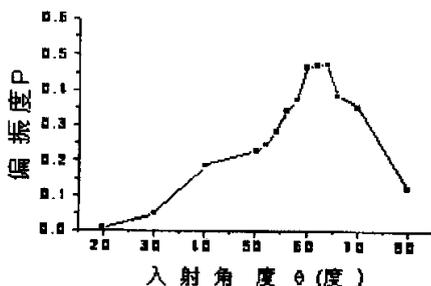


图2.8岩石的反射偏振

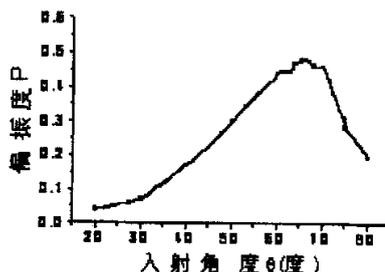


图2.9水泥片的反射偏振

(五)、如图2.9所示,为水泥片的非镜面反射光偏振度随入射角度的关系曲线。对于水泥片来说,太阳光入射角为 $\theta=66^\circ$ 时,偏振度为0.479,入射角大于或小于 66° 时反射光的偏振度较小;但入射角在 66° 附近的反射光的偏振度变化不显著,即反射光偏振度最大时对应的入射角在 66° 附近,且离 66° 越远,偏振度越小。

2.5.2 实验结果及其应用

从上述几种典型地物的镜面反射和非镜面反射情况,分析后得到如下结论:

1. 不论入射光的偏振状态如何,只要它以布儒斯特角入射到介质界面上,反射光就必定是电矢量垂直于入射面的线偏振光
2. 太阳光入射在地表物质表面上发生反射时,在一般情况下,地表反射光为部分偏振光。
3. 随入射角度变化,地表反射光均有偏振度最大情况出现。

下面从其应用角度,将典型地表反射的实验研究结果运用于地磁成像技术。几种典型地面反射的实验结果汇总于表2.1。

从表 2.1 中可以看出,在所研究的几种典型地物中,水的反射光最大偏振度值(峰值)最大,为 0.991,树叶的最大偏振度值次之,为 0.709,泥土的最大偏振度值最小,为 0.267。

反射光偏振度最大时对应的太阳光入射角度:水的入射角度为 55 度,泥土的为 75 度,沙子的为 63 度,岩石的为 64 度,水泥片的为 66 度,树叶的为 57 度。

表2.1 几种典型地物反射偏振特性比较

材料	水	泥土	沙子	岩石	水泥	树叶
最大偏振度值	0.991	0.267	0.460	0.473	0.479	0.709
最大偏振入射角(度)	55	75	63	64	66	57

可以看到,各种典型地表反射光均有明显的偏振现象,这从一个侧面保证了地磁成像技术的可实现性。各种物质反射光偏振度最大时对应的入射角除个别情况外,分布在 55~66 度范围内,因此,我们就可以把地磁场成像系统的探测入射角定为 55~66 度之间,这样接收到的反射光发生磁致旋光现象最显著。对探测地磁场最有效。

参考文献:

- 1 郑建邦, 周王民, 钟安, 利用磁光效应测电流, 大学物理实验, 1999年6月出版, Vol.12.No.2, p4-6。
- 2 郑容官, 刘汝军, 光波在两均匀介质分界面上反射、折射的特殊现象, 山东建筑工程学院学报, 1998年, Vol.13.No.4, p85-90。
- 3 石磊, 邱爱慈, 王永昌, 周国振, 法拉第磁光效应法测量强脉冲磁, 应用激光, 2000年2月, Vol.20.No.1, p7-9。
- 4 叶式辉, 太阳磁场的红外研究, 紫金山天文台台刊, 1997年12月, Vol.16.No.4, p213-225。
- 5 李修, 陈秀艳, 李小俊, “典型地表反射光偏振特性实验研究”, 光子学报, 34(Z2), p44-49 (2005)。

第三章 磁光效应原理

广义地讲,磁光效应是指存在外加磁场时光与介质相互作用所发生的一切光学现象。这些效应均起源于物质的磁化,反映了光与物质磁性间的联系。

到目前为止,研究最多,应用最广的是法拉第效应,其次是塞曼效应。后来又发现的磁光效应有克尔效应、磁线振双折射、磁线振二向色性、磁激发光散射、磁场光吸收、磁等离子体效应和光磁效应等。

本章将重点介绍法拉第效应的基本原理。简单介绍其它磁光效应。

§ 3.1 法拉第磁致旋光效应

3.1.1 法拉第磁致旋光效应原理

一束线偏光沿外加磁场方向或磁化强度方向通过介质时偏振面发生旋转的现象称为法拉第效应。描述法拉第效应大小的物理量是法拉第旋转,亦可称为磁光旋转。磁光效应是在磁场的作用下,物质的电磁特性会发生变化(如磁导率、磁化强度、磁畴结构等),因而使光波在其内部的传输特性也随之发生变化(如偏振状态、光强、相位、传输方向等)。发生磁致旋光效应时,光矢量转过的角度 θ 与光波通过该物质的路程 L 及介质中磁感应强度在光传播方向的分量 B 之间满足(3.1)式,即

$$\theta = \int VBdL \quad (3.1)$$

式中 V 是比例因子,称为费尔德常数,主要用来表征物质的旋光特性,即表征该物质在磁场中偏振面旋转的本领。它与传输光的波长,旋光介质的性质及温度等因素有关,其单位由 θ 、 B 、 L 的单位决定。一般说来,磁感应强度 B 通常以特斯拉为单位,路程 L 以米为单位,旋转角度 θ 以弧度或度为单位。对于液体,费尔德常数 V 还与溶液的浓度有关。

对于公式(3.1),还有以下几点说明:

(1) 对于发生磁致旋光效应的不同物质,其振动面的旋转方向也不同。习惯上规定,迎着光传播的方向观察,当振动面旋转的绕向与磁场方向满足右手螺旋关系(也可以说,旋转方向与螺线圈中的电流方向一致)时叫做“正旋”,此时费尔德常数 $V>0$;反之,则称为“负旋”,此时 $V<0$ 。图3.1的磁旋光示意图即为“负旋”示意图;仍在同一处观察,若电矢量向左偏转,与螺线管的电流方向相同,那么就称为“正旋”。

相同,那么就称为“正旋”。

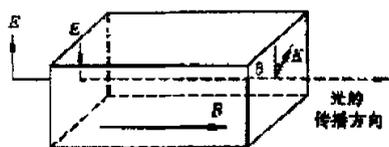


图 3.1 磁旋光示意图

(2) 对于每一种给定的旋光物质, 法拉第旋转方向与光的传播方向无关(不管传播方向与 B 同向或反向), 仅由磁场 B 的方向决定。这是法拉第效应与某些物质(如糖溶液)所固有的旋光效应的重要区别。固有旋光效应的旋光方向与光的传播方向有关, 对固有旋光效应而言, 顺着光线和迎着光线方向观察, 线偏光的振动面的旋向是相反的。而法拉第效应则不然, 在磁场方向不变的情况下, 光线往返穿过磁致旋光物质时, 法拉第转角将倍增, 即转角为 2θ , 利用法拉第旋转方向与光传播方向无关这一特性, 可令光线在介质中往返数次, 从而使效应加

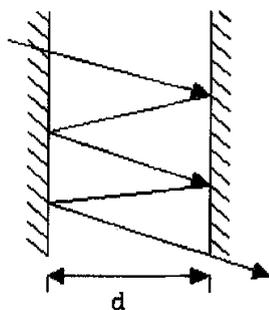


图 3.2 利用多次反射来增大偏振面的磁致旋光角

强(偏振面的旋转角增大), 即偏振面转过的角度与光在物体中的总光程成正比。图 3.2 是利用光的反射来增强磁光效应的示意图。在螺线管的两端放置两块平行的反射镜, 利用光在平行端的反射作用, 使光束多次通过同一介质, 以增加光在其间的几何路程, 从而增大旋光的旋转角度。这一方法在本文的部分实验中将被采用。

(3) 公式 (3.1) 仅对顺磁和抗磁等弱磁性材料成立。对铁磁或亚铁磁等强磁介质, θ 正比于磁极化强度 M 在光传播方向的分量, θ 与 B 之间不是简单的正比例关系、且存在磁饱和现象。这时要定义另外一个常数 K_F 来代替费尔德常数:

$$\theta_F = K_F ML \quad (3.2)$$

式中, M 为磁极化强度, θ_F 为比法拉第旋转。严格地说, 在铁磁和亚铁磁材料情形, 定义费尔德常数的意义不大。故通常用比法拉第旋转 θ_F (穿过单位长度介质的旋转角) 的饱和值表征法拉第效应的强弱。

(4) 与自然旋光效应类似, 法拉第效应也有色散效应, 即费尔德常数随波长而变化。当让一束复合光通过旋光介质时, 发现不同波长的光在同一旋光介质中其旋光本领是不同的, 紫光的振动面要比红光的振动面转过的角度大, 这是因为旋光本领与波长的平方成反比。

3.1.2 法拉第磁光效应的两种描述方法

一般情况下, 对法拉第磁光效应的描述方法有两种, 一种是宏观理论, 即应用介电常量张量和麦克斯韦方程来描述法拉第效应, 一种是经典电子动力学理论, 即应用洛伦兹电子运动方程来描述具有磁矩的物质, 并与麦克斯韦方程组一起描述磁光效应, 可直接计算得到各种磁性介质的磁光效应与外磁场磁化强度的关系以及磁光效应的温度和色散特性。

一、 法拉第磁致旋光效应的宏观理论

光波从具有磁矩的物质反射或透射后, 光的偏振状态会发生变化, 这是具有磁矩的物质与电磁波的电场和磁场相互作用的结果。对于一个顺着介质中 M 方向传播的线偏振光, 可以分解为两个旋转方向相反的圆偏振光, 分别用 n_+ 和 n_- 表示旋光和左旋光的折射率。若介质对光没有吸收, 则表示 n_+ 和 n_- 为实数, 那么, 这两个圆偏振光将无相互作用的以两种不同的速度 $\frac{c}{n_+}$ 和 $\frac{c}{n_-}$ 向前传播, 出射后彼此间将会仅存在一个相位差, 这样二者仍能合成一个线偏振光。只是其偏振面相对与入射线偏光发生了一定的偏转。

根据法拉第磁致旋光效应的宏观理论: 一个线偏振光, 当他在介质中沿 z 轴传输距离 L 后, 其电场强度矢量 E 相对于 x 轴 (即相对于原偏振方向) 转过了 θ 角。

$$\theta = \arctan \frac{-E_y}{E_x} = \frac{\pi L}{\lambda} (n_+ - n_-) \quad (3.3)$$

这就是法拉第旋转。为表征介质磁光效应的强弱, 定义单位长度上的法拉第旋转为旋光率, 也叫比法拉第旋转, 表达式为:

$$\theta_F = \frac{\theta}{L} = \frac{\pi}{L} (n_+ - n_-) \quad (3.4)$$

在实际情况下，介质或多或少得对光波有吸收，故折射率通常为复数。那么，入射线偏振光进入介质后分解成的两个圆偏振光不仅相位不同，而且振幅也不同，合成后将成为一个椭圆偏振光。而此时的比法拉第旋转角 θ_F 的大小与介质损耗也有关系。

在以上的推导过程中，我们没有涉及外加磁场，因为法拉第效应本质上是与介质的磁化强度 M 相联系的，而不是与外加磁场相联系的。但是，在没有外加磁场时，许多磁性介质中的原子或离子磁矩都是混乱排列的，此时 M 很小，甚至为零，因此介质的法拉第旋转角度很小。

在外加磁场后，法拉第旋转角 θ 正比于 M 在光传播方向上的投影，会有很大的旋转角度，在顺磁性和抗磁性等弱磁性介质中，法拉第旋转角度 θ 与外加磁场强度 H_e 的关系为：

$$\theta = (\theta_{F0} + \nu H_e)L \quad (3.5)$$

式中 $\theta_{F0}L$ 为弱磁性介质的本征旋转角 θ_0 ， L 为光在弱磁性介质中通过的距离。比例常数 ν 称为费尔德常数。

在铁磁性和亚铁磁性介质中，由于 $M-H_e$ 关系的非线性和介质存在磁饱和， θ 和 H_e 之间并不是简单的正比关系。因此，严格说，在铁磁性和亚铁磁性介质情形下，定义费尔德常数意义并不大。

二、磁致旋光效应的经典电子动力学理论

下面，我们用洛伦兹电子运动方程来描述磁性物质，并与麦克斯维方程组一起描述磁光效应，不仅可以得到该介质的磁光效应与外磁场 H_e 和磁化强度 M 的关系，还可得到磁光效应的温度和色散特性。

在介质中，每一个谐振电子的运动可用洛伦兹电子运动方程表示

$$m\ddot{\vec{r}} = -m\omega_0^2\vec{r} + e(\vec{E} + \frac{1}{3\epsilon_0}\vec{P}) - g\dot{\vec{r}} + e\mu_0 H_i \vec{r} \times \vec{h} \quad (3.6)$$

等式右边第一项为正电中心对电子的作用力， ω_0 为电子运动的固有频率。第二项为介质中电子受到区域电场的作用力， P 为电极化强度矢量；考虑到光波的磁感应强度远小于外加磁场的磁感应强度， $B \ll B_e$ ，故式中忽略了 B 对电子的作用力 $e \dot{\vec{r}} \times B$ 。第三项为电子加速运动过程中受到的阻尼力。第四项为有效(内)场对 H_i 电子的作用力， H_i 为

$$H_i = H_e + H_v + H_d \quad (3.7)$$

其中 H_i 为与自旋-轨道相互作用、(间接)交换作用有关的有效场。 H_d 为退磁场, 这是介质磁化后自身产生的一种磁场, 其大小与介质形状上的各向异性密切相关。对于无限大或某些特殊情况下的介质, $H_d \approx 0$, 为简单计下面计算将不考虑 H_d 的作用。 \mathbf{h} 为 H_i 方向的单位矢量。

用 Ne/m 乘以式(3-6), 并注意到电极化矢量 $\mathbf{P} = N e \mathbf{r}$ (认为介质为均匀极化), 可得

$$\ddot{\mathbf{P}} + \omega_0^2 \mathbf{P} + \gamma \dot{\mathbf{P}} - \frac{e\mu_0 H_i}{m} \dot{\mathbf{P}} \times \mathbf{h} = \frac{Ne^2}{m} (\mathbf{E} + \frac{1}{3\epsilon_0} \mathbf{P}) \quad (3.8)$$

因为介质的电极化矢量相应的为:

$$\vec{\mathbf{P}} = \vec{\mathbf{P}}_0 e^{i\omega(\frac{n^2}{c} \vec{s} \cdot \vec{r} - t)} \quad (3.9)$$

将其代入 (3.8) 中

$$\vec{\mathbf{E}} = \alpha \vec{\mathbf{P}} + i\beta \vec{\mathbf{P}} \times \vec{\mathbf{h}} \quad (3.10)$$

光频电磁波所满足的麦克斯韦方程组为:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{\mathbf{D}} &= \epsilon_0 \nabla \cdot \vec{\mathbf{E}} + \nabla \cdot \vec{\mathbf{P}} = 0 \\ \nabla \cdot \vec{\mathbf{B}} &= \mu_0 \nabla \cdot \vec{\mathbf{H}} = 0 \\ \nabla \times \vec{\mathbf{E}} &= -\frac{\partial \vec{\mathbf{B}}}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{\mathbf{H}}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{\mathbf{H}} &= \frac{\partial \vec{\mathbf{D}}}{\partial t} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{\mathbf{E}}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{\mathbf{P}}}{\partial t} \end{aligned} \quad (3.11)$$

将 (3.8) (3.10) 代入 (3.11) 中, 并考虑到入射光为线偏光, 经计算推导得

$$\begin{aligned} \frac{n_+^2 - 1}{n_+^2 + 2} &= \frac{\mu_0 Ne^2 c^2 / 3}{\omega_0^2 - \omega^2 + e\mu_0 H_i \omega / m} \\ \frac{n_-^2 - 1}{n_-^2 + 2} &= \frac{\mu_0 Ne^2 c^2 / 3}{\omega_0^2 - \omega^2 - e\mu_0 H_i \omega / m} \end{aligned} \quad (3.12)$$

由此可得各种情形中的费尔得常数:

(1) 抗磁性介质中:

$$V = \frac{e\mu_0 \lambda}{2mc} \frac{dn}{d\lambda} = \frac{e\mu_0}{mc} \left(\frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} + \dots \right) \quad (3.13)$$

该式表明, 抗磁性介质的费尔得常数随光线的波长由大变小而迅速增大, 这

意味着波长越小产生的法拉第旋转角越大，这一结论在其它磁性介质中也适用。

(2) 顺磁性介质中：

$$V_p = V(1 - v\chi) = \frac{e\mu_0}{mc} \left(\frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} + \dots \right) (1 + v\chi) \quad (3.14)$$

绝大部分顺磁性物质的磁化率 χ 与温度 T 有关，由此可见大部分顺磁性介质中的费尔得常数具有温度特性。

(3) 铁磁性介质中：

$$\theta = \frac{e\mu_0 L}{mc} \left(\frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} + \dots \right) (H_e + H_v) \quad (3.15)$$

此外，由于所有的介质的 θ 均正比于 $\frac{dn}{d\lambda}$ ，故正常色散区与反常色散区中的法拉第旋转方向相反。

综上所述，磁光效应各向异性与磁光系数各项异性有关。磁光系数的各向异性有可能来源于间接交换作用各向异性的存在，这也被一些理论和实验所证实。磁光效应包括磁偶极子和电偶极子两种跃迁的贡献。法拉第旋转角应为：

$$\theta = \theta_M + \theta_E \quad (3.16)$$

式中 θ_M 和 θ_E 分别为由磁偶极子和电偶极子两种跃迁引起的法拉第旋转。当光波频率大于磁偶极子相对应的铁磁共振(ferromagnetic resonance)频率时，铁磁性介质的 θ_M 为：

$$\theta_M = \frac{2\pi n'}{c} \gamma M \quad (3.17)$$

式中 γ 为复旋磁比。对于亚铁磁介质，

$$\theta_M = \frac{2\pi n'}{c} \sum_{i=1}^l \gamma_i M_i \quad (3.18)$$

γ 为亚晶格 i 的复旋磁比。

由以上两式可以看出：磁偶极子对法拉第旋转的贡献与波长无关，即无色散特性。但在绝大多数情况下，磁偶极子跃迁引起的法拉第旋转 θ_M 远小于由电偶极子跃迁引起的法拉第旋转 θ_E ，所以 θ_M 可忽略不计，故法拉第旋转理论都是指电偶极子跃迁。实际上，上面所叙述的法拉第旋转理论都是指电偶极子跃迁情形。

§ 3.2 其它磁光效应

3.2.1 塞曼效应

塞曼在 1896 年发现, 在磁场强度为 $10^5\text{-}10^7\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$ 的磁场中, 入射光源发出的各谱线, 会受到磁场的影响而分裂成若干条谱线; 分裂各谱线的间隔大小与磁场强度成正比, 这一磁光效应成为塞曼效应。其中一束线偏光的振动方向平行于磁场方向, 称为 π 振动, 频率未改变; 两束线偏光的振动方向垂直于磁场, 称为 σ 振动, 频率较高的振动是左旋圆偏振光, 频率较低的振动是右旋圆偏振光。

塞曼效应的经典理论解释是 H. A. 洛仑兹首先提出的。历史上将符合洛仑兹理论的谱线分裂现象称为正常塞曼效应, 而将其它不符合洛仑兹理论的谱线分裂现象称为反常塞曼效应。量子力学理论能够全面地解释塞曼效应。

从上面的介绍可以发现, 发生塞曼效应得磁场强度为 $10^5\text{-}10^7\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$, 转化为磁感应强度为 $4\pi\times 10^{-3}\text{-}4\pi\text{T}$, 磁铁产生的磁场大小约为 0.22520T , 地磁场的大小约为 0.0004T , 通过比较可以得出: 在后两种磁场中几乎不可能产生塞曼效应, 或者说很难探测到塞曼效应。

3.2.2 克尔效应

1876年克尔发现, 入射的线偏振光在已磁化的物质表面反射时, 振动面发生旋转的现象, 称这一现象为克尔磁光效应, 简称克尔效应。克尔磁光效应分极向、纵向和横向三种, 分别对应物质的磁化强度与反射表面垂直、与表面和入射面平行、与表面平行而与入射面垂直三种情形。极向和纵向克尔磁光效应的磁致旋光都正比于磁化强度, 一般极向的效应最强, 纵向次之, 横向则无明显的磁致旋光。

克尔磁光效应的最重要应用是观察铁磁体的磁畴。不同的磁畴有不同的自发磁化方向, 引起反射光振动面的不同旋转, 通过偏振片观察反射光时, 将观察到与各磁畴对应的明暗不同的区域。用此方法还可对磁畴变化作动态观察。

3.2.3 磁线振双折射和磁线振二向色性

从上面我们知道了光沿着磁感应强度方向传播时所发生的磁光效应称为法拉第旋转效应, 但是, 当光沿垂直于磁感应强度方向传播所发生的磁光效应称为磁线振双折射(magnetic linear birefringence)和磁线振二向色性。

所谓磁线振双折射现象, 就是一束沿着垂直于磁化强度 M 方向(z 方向)传播的线偏振光可以分解成两个偏振光。一个为在 $x\text{-}y$ 平面内偏振的椭圆偏振光(E_x 与 E_y 的振幅比为 δ/ϵ_z , 相应的电位移分量为 D_y), 一个为在 z 方向上偏振的线偏

振光。进入介质后，两个偏振光以不同的相速度 c/n_{\perp} 和 c/n_{\parallel} 向前传播。从而引起双折射现象，产生一个波相对于另一个波的落后。这是一种磁双折射现象，习惯上称这个现象为磁线振双折射。磁线振双折射又称佛赫特效应或者科顿—莫顿效应。它与介质的磁致伸缩(magnetostriction)密切相关。

所谓磁线振二向色性效应，就是介质对两种互相垂直的振动有不同吸收系数时，两个偏振光将以不同的衰减通过介质，从而出现磁线振二向色性。

参考文献：

- 1 刘公强, 乐志强, 沈德芳. 磁光学. 上海: 上海科学技术出版社, 2001. p30-52
- 2 龙槐生, 张仲先, 谈恒英. 光的偏振及其应用. 北京: 机械工业出版社, 1989. p2-10
- 3 田志伟, 偏振光及其应用. 上海: 上海科学技术出版社, 1965. p17-29
- 4 蓝海江, 反射光和折射光的偏振状态. 广西民族学院学报(自然科学版), 2002, VOL. 8(3): p15-18
- 5 张泽南, 偏振光特性测量装置的研究. 实验室研究与探索, 2001, VOL. 20(4), p81-83
- 6 沈学举, 王斧, 刘秉琦, 部分偏振光经界面反射时的偏振度分析, 光学技术, 1998, (5), p92-96
- 7 李国栋, 当代磁学, 安徽, 中国科学技术大学出版社, 1999年8月第一版, p309
- 8 廖延彪, 物理光学, 北京, 电子工业出版社, 1986年3月第一版, p246-250

第四章 磁致旋光效应实验研究

在第三章磁光效应理论知识的基础上, 本章介绍: 对各种磁致旋光物质(包括不同的固体、液体和气体)所进行的费尔得常数测定实验, 以及其随各种外界条件(温度, 浓度, 入射光波长)变化的规律。根据这些实验数据, 可为下一步进行磁致旋光成像实验做准备: 合理选择磁致旋光介质, 并能对实验的效果有比较充分的估计。

§ 4.1 实验原理

由法拉第磁光效应的公式(3.1), 可以得出: 当磁致旋光介质的长度 L 固定时, 加在旋光介质上的磁场 B 以及旋转角度 θ 就成正比比例关系, 比例系数为费尔得常数 V 。

若已知某物质的旋转角度与磁场强度的关系图线, 则所得斜率除以旋光材料的长度就是费尔得常数

$$V = \frac{\theta}{B} \times \frac{1}{L} \quad (4.1)$$

同理, 在确定的磁场强度 B 下, 若已知 θ 与磁致旋光物质长度 L 的关系图像, 同样会得到费尔得常数

$$V = \frac{\theta}{L} \times \frac{1}{B} \quad (4.2)$$

从磁致旋光效应的经典电子动力学理论: 公式(3-13)、(3.14)、(3.15)中我们可以了解到: 费尔得常数与入射线偏振光的波长的平方成反比, 与介质的温度变化也有关系。这只是定性的给出了一般介质的共性。

为了全面考察以上各物理量在具体介质中的关系, 我们在固定磁光介质长度的情况下, 测量旋转角度随入射光波长的变化关系, 及旋转角度随温度的变化关系。并由此推出费尔得常数与入射线偏振光波长的关系, 费尔得常数与介质的温度变化的关系。

§ 4.2 实验仪器

1. 光源:

(1) 半导体激光器, 可提供单一波长的光, 它性能稳定, 体积小, 便于控制和调节, 而且其出射光便于探测和观察, 实验用到两部, 其一输出光波长为: 650nm (红光), 另一部输出波长为532nm (绿光)。

(2) OPO光参量振荡器, 可以提供不同波长的光。

2. 光阑: 小孔光阑, 限制入射光的孔径大小, 对于半导体激光器来说, 其发射

的光束呈狭长状，对于OPO光参量振荡器来说，脉冲光束较宽，应用小孔光阑可获得较细光束，此外，它还可以挡住外界的杂光；

3. 偏振分光棱镜：由于光参量振荡器提供的是自然光，使用偏振分光棱镜可将其分解为水平线偏光和竖直线偏光，为入射光提供了固定的偏振方向，同时也为出射光的偏转角度提供可参考的标准；
4. 金属反射镜：安置在旋光物质两端的反射镜，可让光多次通过被测物，可以增大光通过旋光物质的路程，从而可以增大旋转角度；
5. 旋光材料：光束偏振面旋转的物质基础。固体旋光材料包括K9、QF12、ZF3、LaK2、LaK3、Tb20、Tb25、ZF6等光学玻璃；液体旋光材料包括纯水、硝基苯、无水乙醇等旋光物质。由于实验条件和时间有限，气体物质的旋光特性在本文中未能得到体现；
6. 螺线管：提供均匀稳定的磁场，因为螺线管中心处的磁场强度与通过螺线管的电流强度成正比，所以通过控制电流强度的大小就可以改变其中心处的磁场大小。本实验所用螺线管长为32cm，其磁场强度分布在下文中有所论述，值得注意的是，旋光介质必须放置于螺线管中心处。
7. 永磁铁：产生磁场。
8. 偏振片：用作起偏器或检偏器。在本实验中，用来检测出射光相对与入射光的偏转角度。在实验过程中要注意其读数刻度是迎着光线的方向还是背着出射光线的方向，以便于确定出射光相对于入射光是左旋光还是右旋光。
9. 照度计：与检偏器配合使用，检测出射线偏光的振动方向。本实验所用照度计的检测范围是0.00~100000 lx，灵敏度为0.1 lx。
10. 盛液管：由半径相同，不同长度的有机玻璃管组合而成，每一根玻璃管的一端开口，另一端封闭着厚度很小的平面玻璃，但要求所有玻璃管组合成不同长度的封闭管时，两端的平面玻璃一定要平行。
11. 特斯拉计：测量磁场。

§ 4.3 实验内容

由于螺线管产生的磁场，在管中分布均匀，大小易于调节。因此前期的磁致旋光实验均在螺线管中进行。考虑到磁铁产生的磁场不发热，而且比较强的特点，因此后期实验是在磁铁产生的磁场中进行。下面依次介绍实验情况。

4.3.1 在螺线管中进行的磁致旋光实验

实验中我们要求磁感应强度的数据准确而全面，因此，我们测量了不同电流

强度下所对应的轴向磁感应强度和不同垂直截面中的径向磁场强度的大小,并总结了螺线管中磁场强度的分布规律。根据其分布规律,采用了求平均值的方法,计算出螺线管中距中心不同距离范围内的磁场强度的大小,以便于后面计算费尔德常数时使用。

表 4.1 不同电流强度下磁场强度的轴向分布 磁感应强度单位: mT

I(A) L(cm)	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0
0	6.75	13.5	20.25	26.95	33.75	40.5
1	6.7	13.4	20.1	26.9	33.5	40.2
2	6.65	13.3	19.95	26.8	33.25	39.9
3	6.65	13.3	19.95	26.8	33.25	39.9
4	6.55	13.1	19.65	26.7	32.75	39.3
5	6.5	13	19.5	26.5	32.5	39
6	6.5	13	19.5	26.3	32.5	39
7	6.5	13	19.5	26.1	32.5	39
8	6.4	12.8	19.2	25.7	32	38.4
9	6.35	12.7	19.05	25.3	31.75	38.1
10	6.1	12.2	18.3	24.6	30.5	36.6
11	5.8	11.6	17.4	23.5	29	34.8
12	5.45	10.9	16.35	22.3	27.25	32.7
13	4.975	9.95	14.925	19.85	24.875	29.85
14	4.2	8.4	12.6	16.65	21	25.2
15	3.175	6.35	9.525	12.6	15.875	19.05
16	2.2	4.4	6.6	9	11	13.2

说明:

1. 表格中内容表示在不同电流强度下的磁感应强度值;
2. 螺线管总长 32cm, 定义轴线上中点为参考点, L 为轴线上相对该参考点的距离。

从表 4.1 中, 关于螺线管轴线上磁感应强度的分布, 可以得出如下结论:

1. 在螺线管中轴线的同一位置处,磁感应强度与电流强度大小成正比例关系;

2. 同一电流强度下,在螺线管轴线中点处的磁感应强度最大;沿轴线向外逐渐变小,在螺线管边缘处最小。

此外,我们还测量了在螺线管中,磁场沿径向的分布情况,实验表明:

1. 在同一电流强度下,在管内同一横截面上,沿径向位置的变化磁感应强度的大小基本不变;
2. 同一截面上,磁感应强度的大小与加在螺线管上的电流强度的大小成正比例关系;
3. 在同一电流强度下,不同截面中的磁场分布不同:螺线管内,在所有垂直于轴线的截面中,过轴线中点处的截面上磁感应强度最大,沿轴线向外的截面上磁感应强度逐渐降低;在螺线管外,随径向位置的变化磁感应强度的大小变化较大,与管内的分布不相同。

基于以上论述,下面给出螺线管中轴线上磁场分布,如图 4.1 示:

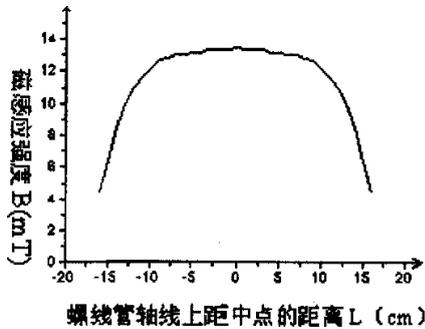


图 4.1 螺线管中轴线上磁场分布曲线

由表 4.1 可知,距螺线管轴线中点处 10cm 范围内磁场变化很小,向两侧变化较大。因此,在计算旋光介质中的磁感应强度时。我们采用求平均值的方法。以 10cm 长的旋光介质为例,当电流强度为 0.5A 时,其磁感应强度的数值是:

$$B = \frac{(6.7 + 6.1) \times 2 + 6.75}{21} = 6.62mT$$

表 4.2 距螺线管轴线中点不同范围内的磁感应强度(mT)随所加电流变化的关系

I(A) \ L(cm)	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0
10	6.62	13.25	19.87	26.76	33.11	39.74
15	5.93	11.85	17.78	23.88	29.64	35.56
16	5.70	11.40	17.11	22.93	28.52	34.23

以此类推，将所求 3 种长度旋光材料所对应的磁感应强度列于表 4.2。

实验过程中我们采用的实验装置的基本工作原理如图 4.2：整个光学系统被建立在一个防震光学平台上，如图 4.2 所示：由激光器提供光源，并起准直作用。激光通过宽带分光棱镜分成两束偏振面垂直的光，取其中一束竖直偏振的光用作探测光，该线偏振光进入螺线管中心小孔，以近似正入射照到螺线管中的磁光玻璃样品上，由于法拉第磁致旋光效应，透射后含有法拉第效应的线偏振光再由偏振片检测，最后由一个照度计接收光信号。

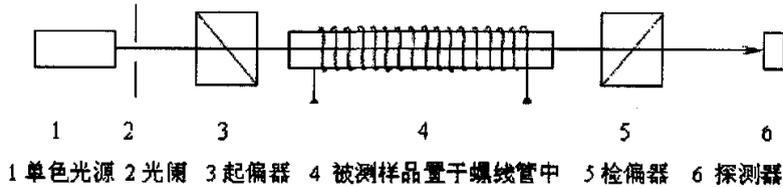


图 4.2 磁致旋光效应的基本工作原理

需要注意的是：磁致旋光效应的旋转角度与光线的传播方向无关，只与外加磁场的方向有关，在本篇文章中，磁场的方向与光的传播方向相同，偏振片的刻度迎着光传播的方向，文中没有具体给出费尔德常数的正负，而在分析中直接给出了其是正旋还是负旋。

一、液体磁致旋光效应

(一)、水的磁致旋光效应实验

实验以水作为磁致旋光介质；在螺线管的两端各加一块镀银的反射镜，通过光线在镜面上反射的次数不同，来控制光线在水中传输的距离；采用 OPO 光参量振荡器作为光源。

在此条件下，考查以下几点：(1)测量不同波长入射光下水的费尔德常数；(2)观察水的费尔德常数随温度的变化特性；(3)考查氯化钠饱和溶液是否具有磁致旋光效应，如果有旋光现象，就其与相同条件下水的费尔德常数进行比较。以下就是实验情况：

1. 测定在入射光波长为 650nm 下水的费尔德常数：

实验时，调节电流强度的大小以改变磁场的大小，测量磁感应强度与旋转角度的曲线： $\theta - B$ ，以此求得费尔德常数 $V = \frac{\theta}{B} \times \frac{1}{L}$ 。（环境温度：18.5℃）下面是四组实验的测量结果，如图 4.3(a), (b), (c), (d)示：

数据处理：

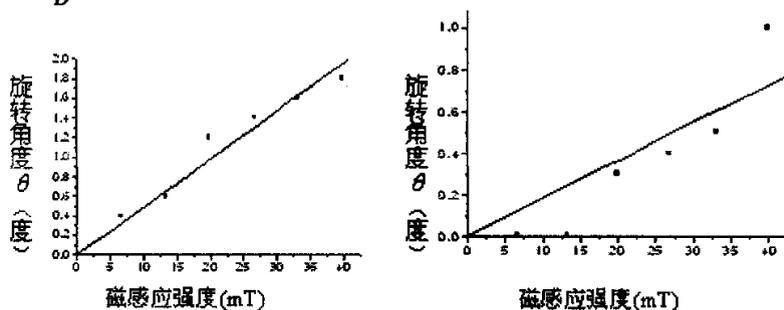
由图 4.3 中曲线可求得其斜率值 $\frac{\theta}{B}$, 根据 (4.1) 式, 可求水的费尔德常数
 为 $V = \frac{\theta}{B} \times \frac{1}{L}$ 。

如图(a), $\frac{\theta}{B} = 0.05233$, 其中 $L=30\text{cm}$, 可得: $V_1 = 0.009806$ 分/Gs · cm。

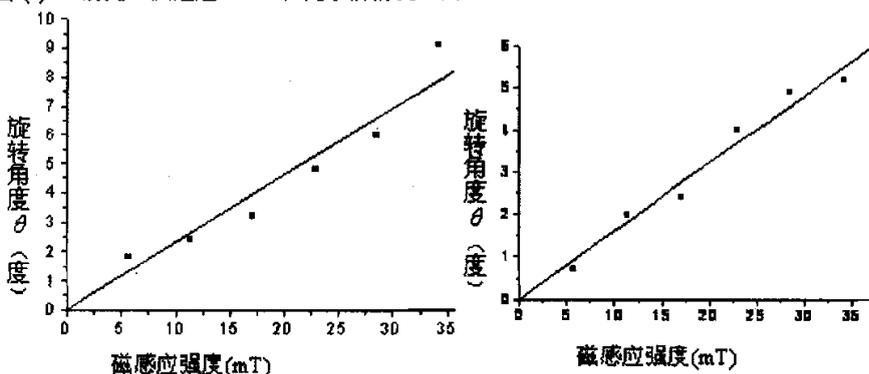
如图(b), $\frac{\theta}{B} = 0.01821$, 其中 $L=10\text{cm}$, 可得: $V_2 = 0.010926$ 分/Gs · cm。

如图(c), $\frac{\theta}{B} = 0.23096$, 其中 $L=160\text{cm}$, 可得: $V_3 = 0.008661$ 分/Gs · cm。

如图(d), $\frac{\theta}{B} = 0.16093$, 其中 $L=96\text{cm}$, 可得: $V_4 = 0.010058$ 分/Gs · cm。



图(a) 入射光 3 次通过 10cm 长纯水的情况 图(b) 入射光 1 次通过 10cm 长纯水的情况



图(c) 入射光 5 次通过 32cm 长纯水的情况 图(d) 入射光 3 次通过 32cm 长纯水的情况

图 4.3 纯水的磁感应强度与旋转角度的曲线 $\theta - B$

我们把上述费尔德常数取平均, 给出在入射线偏光波长为 650nm, 温度基本为室温的情况下, 水的费尔德常数的参考值为 0.00914612 分/Gs · cm。与某些文献中所给出的在钠黄光下水的费尔德常数相比, 数值略小, 符合前述费尔德常数与波长的平方成反比的规律。

2. 研究纯水的费尔德常数与入射光波长的关系 ($V - \lambda$):

实验中采用 OPO 光参量振荡器作为光源, 可产生不同波长的入射光, 测量

纯水的旋转角度随入射光波长的变化曲线。来推出费尔德常数与入射光波长的关系($V-\lambda$)。实验中纯水的温度保持在 18.5℃, 长度是 32cm。

由所测得实验数据拟合出图 4.4,即不同波长下,磁致旋光角与磁感应强度的关系曲线。

由图 4.4 可以看出,随入射线偏光波长的变大,曲线斜率值 θ/B 变小,根据(4.1)式,可知随入射线偏光波长的变大,水的费尔德常数变小。这一结论恰好验证了我们在第三章原理中所叙述的:在各种磁性介质中,费尔德常数与波长的平方成反比例关系。这意味着入射光波长越短法拉第旋转角越大。

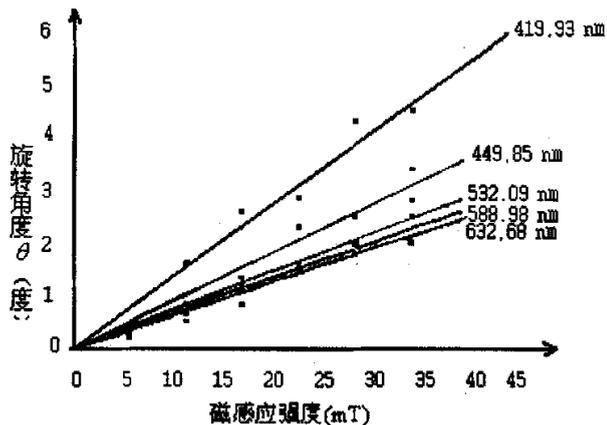


图 4.4 不同波长下纯水的磁致旋光效应

现将计算后(计算方法同前)不同波长所对应的费尔德常数列于下表 4.3:

表 4.3 18.5℃纯水在不同波长入射光下所对应的费尔德常数

λ (nm)	419.93	449.85	532.09	588.98	632.68
V ($/\text{cm} \cdot \text{Gs}$)	0.02567625	0.017055	0.0136425	0.0124875	0.011765625

3. 研究水的费尔德常数随温度的变化关系 ($V-T$)

本组实验采用了半导体激光器作为光源,输出波长为 650nm,通过镜面反射,使光线 3 次通过长度为 32cm 的纯水,变化温度,测量其磁致旋光角度随磁感应强度的变化曲线,并由此推出水的费尔德常数随温度的变化关系 ($V-T$)。

不同温度下,水的磁致旋光角度随磁感应强度的变化曲线如图 4.5 示。

由图 4.5 可看出,随着温度的升高,曲线斜率值 $\frac{\theta}{B}$ 变大,根据(4.1)式,可求得:随着温度的升高,纯水的费尔德常数变大。通过计算,纯水在不同温度下的费尔德常数如表 4.4 示。

4. 比较纯水与饱和氯化钠溶液的磁致旋光效应实验

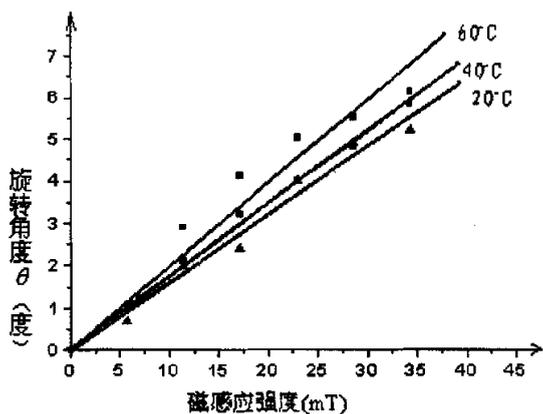


图 4.5 不同温度下纯水的磁致旋光效应

表 4.4 650nm 入射光下纯水在不同温度时的费尔德常数

温度 (°C)	20	40	60
V (%Gs · cm)	0.010058125	0.011078	0.01240375

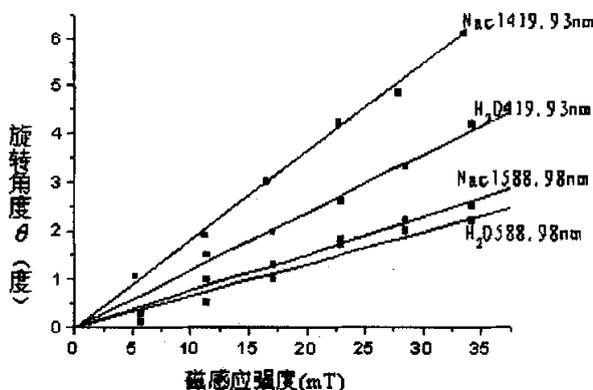


图 4.6 纯水与饱和氯化钠溶液磁致旋光比较

如图 4.6 示，是纯水与饱和氯化钠溶液磁致旋光实验曲线。保持实验条件相同的情况下，即温度均为 20°C，液体长度均为 32cm，入射光波长均为 419.93nm 下比较一次；然后在其他条件不变，只改变入射光波长，在 588.98nm 下比较一次。

图 4.6 向我们展示了相同条件下，纯水和饱和氯化钠溶液磁致旋光效应的差别：相同波长下，线偏光在饱和氯化钠溶液中的偏转角度要明显大于在水溶液中的偏转角度；且波长越小，旋转角度差别越大，同时，还可看出，二者虽然都是随着入射光波长的变小旋转角度逐渐变大，但在饱和氯化钠溶液中现象更明显。通过计算费尔德常数，结果如表 4.5 示。

根据这一结果可以预测，海水在地磁场作用下发生磁致旋光效应会大于纯表

水。因为地球表面大部分被海水覆盖，所以这对于地磁成像的实现是有利的，将会使成像更明显。

4.5 20℃下纯水与饱和氯化钠溶液费尔德常数比较

	纯水 H ₂ O		饱和 NaCl 溶液	
λ (nm)	19.93	588.98	419.93	588.98
V (%Gs·cm)	0.02215875	0.0123075	0.031471875	0.01422000

(二)、不同入射光波长下无水乙醇的磁致旋光效应实验

实验条件为：无水乙醇温度：20℃，线偏光通过无水乙醇的长度：32cm。

如图 4.7 所示，为不同波长下无水乙醇的磁致旋光效应曲线，从该图可以看出，总体变化趋势是：随着波长的减小，法拉第旋转角度变大，这与磁致旋光效应的原理吻合得很好。

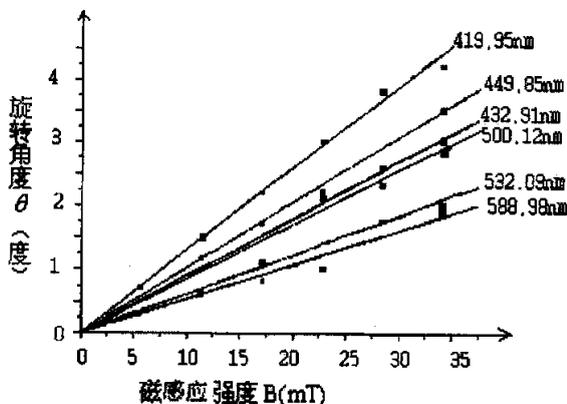


图 4.7 不同波长下无水乙醇的磁致旋光效应

现将各波长所对应的无水乙醇的费尔德常数列于表 4.6 示：

表 4.6 20℃无水乙醇在不同波长入射光下所对应的费尔德常数

λ (nm)	419.93	449.85	472.91	500.12	532.09	588.98
V (%cm·Gs)	0.02436	0.019234	0.01671	0.015917	0.011514	0.010031

可见，在无水乙醇中依然遵循着前面的规律：随着波长的增大，费尔德常数逐渐减小，但其费尔德常数略大于相同条件下水的费尔德常数。

(三)、不同波长入射光下硝基苯溶液的磁致旋光效应实验

实验条件为：硝基苯温度在 20℃，溶液长度为 32cm。

在硝基苯溶液中，不同波长入射光下，线偏光的磁致旋光角随磁感应强度的变化曲线如图 4.8 示。

从图 4.8 中曲线可以看出，随着波长的减小，旋转角度呈现变大趋势，但在波长 588.98nm 和 532.09nm 处有反常现象。现将 20℃ 时不同波长入射光下硝基苯溶液费尔得常数列于下表 4.7。

从表 4.7 向我们表明：同一物质的费尔得常数随波长的增大而变小。此外，我们在实验过程中还发现，硝基苯对紫光有强烈的吸收，以至于无法测量波长 419.93nm 所对应的费尔得常数。

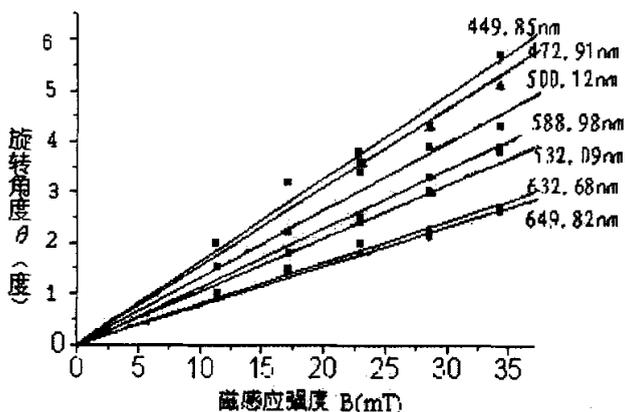


图 4.8 不同波长下硝基苯的磁致旋光效应

表 4.7 20℃ 时不同波长入射光下硝基苯溶液费尔得常数

λ (nm)	449.85	472.91	500.12	632.68	649.82
V ($^{\circ}/\text{cm}\cdot\text{Gs}$)	0.03071	0.02898	0.02494	0.01527	0.01436

(四)、液体磁致旋光效应实验结果总结：

在液体的磁致旋光效应实验中，我们分别对纯水，饱和氯化钠溶液，无水乙醇和硝基苯四种溶液进行了考察，结果表明：

1. $V-\lambda$ 关系：对于不同波长的入射光，在相同的外界条件下，它们表现出相同规律，即：随入射光波长的增大，费尔得常数变小。对于同一波长的入射光（以 588.98nm 为例），硝基苯的费尔得常数最大，其次是饱和氯化钠的，再次是纯水和无水乙醇的；
2. $V-T$ 关系：通过对纯水的费尔得常数的考察，结果发现随水的温度升高、费尔得常数变大。
3. 测量出纯水（入射光 650nm）在 20℃、40℃、60℃ 下的费尔得常数；以及在（18.5℃）入射光波长分别为 419.93 nm、449.85 nm、532.09 nm、588.98 nm、632.68 nm 下的费尔得常数。

测量得无水乙醇（20℃）在入射光波长分别为 419.93 nm、449.85 nm、472.91

nm、500.12 nm、532.09nm、588.98 nm 下的费尔得常数

测量得硝基苯溶液(20℃)在入射光波长分别为 449.85 nm、472.91 nm、500.12 nm、632.68nm、649.82 nm 下的费尔得常数。

4. 比较了纯水和饱和氯化钠溶液旋光性质, 结果发现在同样条件下, 饱和氯化钠溶液的费尔得常数比纯水明显大。另外还发现, 当入射光波长为 419.93nm 时, 硝基苯对此波长的光有强烈的吸收现象, 以致于无法测量其偏转角度。通过比较三种溶液, 饱和氯化钠溶液的费尔得常数最大。
5. 掌握这些性质, 对于后期设计磁致旋光成像实验具有指导意义: 由此可以合理选择旋光介质和入射光波长及温度, 并对实验的效果有较充分的估计。

固体磁致旋光效应

在固体磁致旋光效应实验的考察中, 我们首先使用半导体激光器作为光源, 在相同条件: 温度为 21℃, 入射光波长为 650nm, 光线在玻璃中的总路程均为 30cm 下, 测量三种光学玻璃的费尔得常数; 其次用 OPO 光参量振荡器提供不同波长的入射光, 重点考察了重火石玻璃的费尔得常数与入射光波长的关系。下面依次介绍。

(一)、入射光波长为 650nm 下三种光学玻璃的费尔得常数测定

如图 4.9 示, 为 QF12、ZF3、K9 玻璃在 21℃, 入射光波长为 650nm 下磁光效应曲线

由 4.9 图中曲线可求得其斜率值 $\frac{\theta}{B}$, 再根据 (4.1) 式, 可求出介质的费尔得常数为 $\nu = \frac{\theta}{B} \times \frac{1}{L}$, 其中 $L=30\text{cm}$, 进行数据处理的结果如下:

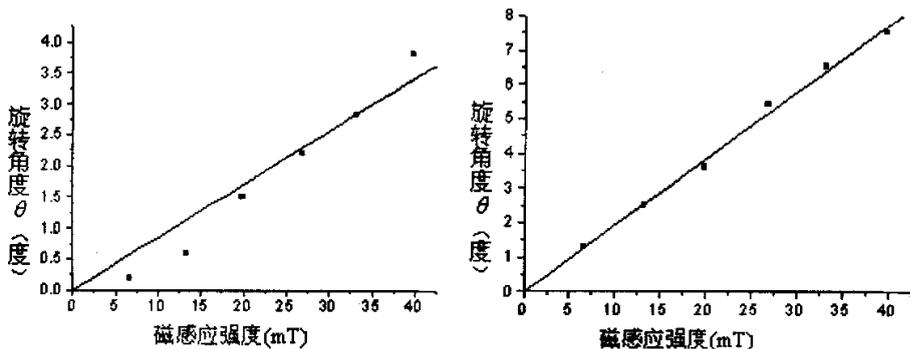
如图(a), $\frac{\theta}{B}=0.08529$, 可得 QF12 玻璃的费尔得常数为:0.017058 分/高斯·厘米。

如图(b), $\frac{\theta}{B}=0.19248$, 可得 ZF3 玻璃的费尔得常数为:0.038496 分/高斯·厘米。

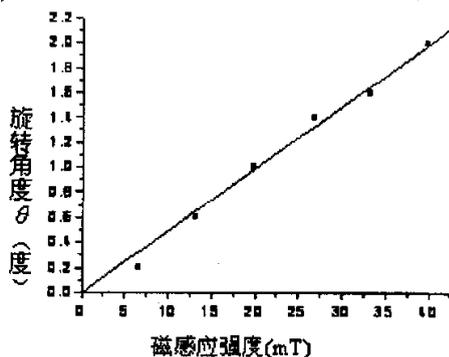
如图(c), $\frac{\theta}{B}=0.04969$, 可得 K9 玻璃的费尔得常数为:0.009938 分/高斯·厘米。

关于 QF12、ZF3、K9 玻璃的费尔得常数比较如下:

实验结果表明: 在入射光波长为 650nm, 温度为 21℃时, 三种光学玻璃的费尔得常数由大到小依次为: ZF3 玻璃: 0.038496 分/高·厘米, QF12 玻璃: 0.017058 分/高斯·厘米, K9 玻璃: 0.009938 分/高斯·厘米, 与前述相同条件下液体的费尔得常数相比, 我们会发现: 一般说来, 固体的费尔得常数大于液体的费尔得常数。



(a) 轻火石玻璃 QF12 的磁致旋光曲线 (b) 重火石玻璃 ZF3 的磁致旋光曲线



(c) K9 玻璃的磁致旋光效应

图 4.9 QF12、ZF3、K9 玻璃在 21℃，入射光波长为 650nm 下磁光效应曲线

(二)、重火石玻璃 (ZF3) 的费尔德常数与入射光波长的关系

由于时间有限，我们只考察了在温度 20℃ 时 ZF3 玻璃的费尔德常数与入射光波长的关系，在实验过程中，我们让入射光经平面镜反射后 3 次通过长为 10cm 的 ZF3 玻璃，此时，其旋转角度随磁场强度的变化曲线如图 4.10 所示。

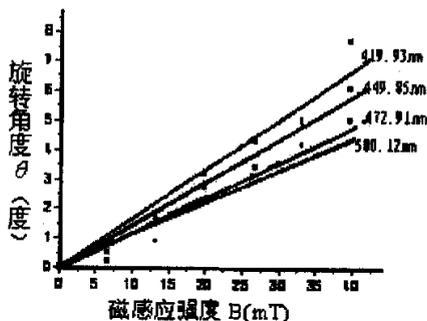


图 4.10 重火石玻璃 (ZF3) 在不同波长入射光下的磁致旋光效应

从图 4.10 中我们可以清晰的看到，随波长的减小，旋转角度明显增大。以此求得费尔德常数如表 4.8 所示。

从表 4.8 可见，随波长的增大，费尔德常数逐渐变小。从另一个角度说，正因为如此，更大波长下的旋转角度才无法在我们现有的条件下进行测量。

表 4.8 重火石玻璃 (ZF3) 在不同入射光波长下的费尔德常数

λ (nm)	419.93	449.85	472.91	500.12
V (分/cm·Gs)	0.033636	0.028846	0.024082	0.022026

4.3.2 在磁铁磁场中进行的磁致旋光实验

如图 4.2 所示，将磁光介质放置于线圈内，采用螺线管产生的磁场进行磁致旋光实验。虽然可以做部分实验，但考虑到它所存在的一些缺点。后期用磁铁代替螺线管来进行磁致旋光实验。原因如下：

螺线管产生的磁场，虽然具有：在管中分布均匀，大小易于调节的优点，但致命的缺点是由于温度变化引起磁光介质应力双折射及费尔德系数的变化，产生很大的偏移，造成测量的磁场值存在较大的误差，影响测量精度。考虑到磁铁产生的磁场没有热效应，而且比较强的特点，因此后期实验是在磁铁产生的磁场中进行。

因此，我们对磁铁产生的磁场进行了仔细的测量，得到其磁场的分布规律及特点；而且采用波长为 650nm 的激光作为入射光，测出在该磁场下的，磁光介质：稀土玻璃 LaK2、LaK3，铽玻璃 Tb20、Tb25 重火石玻璃 ZF6 的费尔德常数。

一、测试装置

整个光学系统被建立在一个防震光学平台上，如图 4.11 所示：由激光器提供光源，并起准直作用。激光通过宽带分光棱镜分成两束偏振面垂直的光，取其中一束竖直偏振的光用作探测光，该线偏振光进入两组永磁铁中心小孔，以近似正入射照到两组磁铁之间的磁光玻璃样品上，由于法拉第磁致旋光效应，透射后含有法拉第效应的线偏振光再由偏振片检测，最后由一个照度计接收光信号。

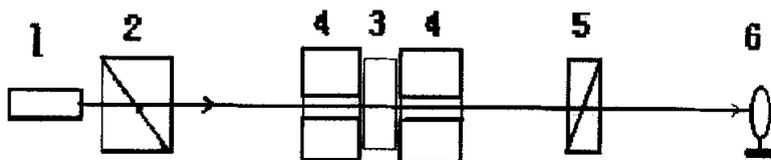


图 4.11 磁铁产生磁场下的磁致旋光测试装置

1: 激光器 2: 偏振分光棱镜 3: 磁光样品 4: 磁铁 5: 检偏器 6: 照度计

二、实验原理

根据 (3.1) 式，其中的 L 为光波在介质中传播的距离，即磁场与光线之间

相互作用的长度，本试验中光线垂直透过样品，因此 L 也是样品厚度， B 为磁铁产生磁场的磁感应强度。需要特别说明的是：因为磁铁产生的磁场是不均匀场，在计算磁场产生的作用时，要用积分法。

实验时，由于本试验不存在发热现象，费尔得常数 V 没有温度效应，所以在选定入射光波长的条件下，可认为磁光介质的费尔得常数 V 在实验时保持不变，可将 (3.1) 式变为

$$V = \frac{\theta}{\int B dL} \quad (4.3)$$

根据照度计最小值时，检偏器相对起偏器转过的角度 α ，即可确定由于法拉第磁光效应，偏振面的旋转角为 $\theta = \alpha - 90^\circ$ 。两组磁铁间的磁场大小用特斯拉计进行逐点测量，并由螺旋测微计的读数记录该点坐标位置，激光通过磁光样品的距离也由已定标的螺旋测微计位置给出，相邻测量点之间只有 0.05mm，这样就可以测得样品中磁场积分结果： $\int B dL$ ，再由 (4.3) 式即可求得该样品的费尔得常数 V 。

三、实验结果

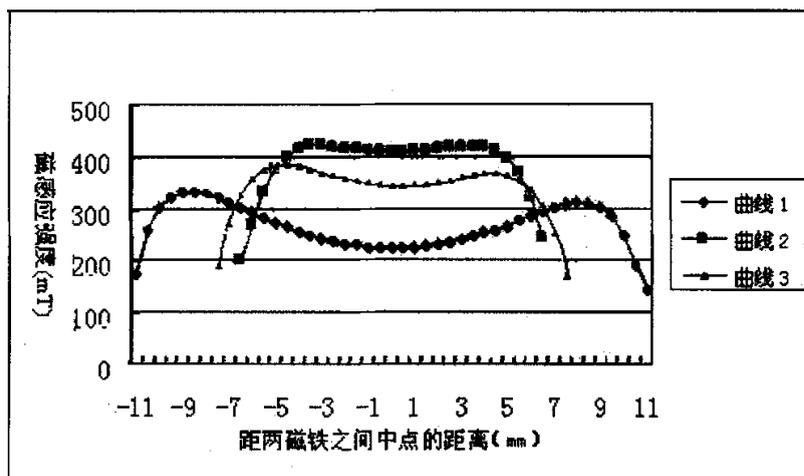


图 4.11 在两组磁铁间距不同情况下的磁场分布

曲线 1 两组磁铁间距 22mm (从 -11~+11mm); 曲线 2 两组磁铁间距 13mm (从 -6.5~+6.5mm); 曲线 3 两组磁铁间距 15mm (从 -7.5~+7.5mm)

本实验所用磁铁材料为烧结钕铁硼磁体。实验时两组磁铁间隔距离较小，约为：1.3cm-2.2cm，磁性相吸引，磁极相对放置，可近似认为磁场能量集中于两

组磁铁之间。通过改变两组强磁片的间距，以适应待测样品的厚度，可获得不同的磁场分布。

如图 4.11 所示，是在两组磁铁间距不同情况下，磁感应强度（取为纵轴）随磁铁之间空间位置（取为横坐标）的变化曲线。可总结为：磁场曲线均呈马鞍形；两组磁铁间距越大，：磁场曲线双峰越突出，磁场均匀性越差，磁场越弱；反之，两组磁铁间距越小，：磁场曲线双峰越不突出，磁场均匀性越好，磁场越强。

将图 4.11 和图 4.1 进行比较，可以看出磁铁产生的磁场与螺线管产生的磁场的异同处：

1. 在两组磁铁间距较小时，由磁铁产生的磁场和螺线管轴线上的几乎一样均匀，而在两组磁铁间距较大时，由磁铁产生的磁场均匀性差，不能和螺线管比拟；
2. 在均匀性相同的情况下，两组磁铁之间的匀强磁场范围较小，而螺线管内匀强磁场范围大的多，后者大约是前者的 9-16 倍，；
3. 磁铁产生的磁场远大于螺线管产生的磁场，前者大约是后者的 16-40 倍。

表 4.9 在温度 19°C 下测得介质的费尔得常数

	样品 厚度 (mm)	磁铁间距 (mm)	积分范围 (mm)	$\int BdL$ (0.001T ·m)	入射光 波 长 (nm)	磁致旋 光角 (°)	费尔得常数 (rad/T·m)
LaK ₂	10	-6.5~+6.5	-4.5~+5.5	4.1323	650	1.45	6.1865
LaK ₃	5	-6.5~+6.5	-2.5~+2.5	2.0684	650	1.10	9.277
Tb ₂₀	19	-11~+11	-9.5~+9.5	5.4266	650	24.2	77.150
Tb ₂₅	19	-11~+11	-9.5~+9.5	5.4266	650	19.9	63.97
ZF ₆	10	-7.5~+7.5	-5~+5	3.615	650	2.725	13.149
ZF ₆	10	-7.5~+7.5	-5~+5	3.615	532	4.175	20.146

由此可见，在两组磁铁间距较小时，测得样品的费尔得常数 V 较为可靠，而在两组磁铁间距较大时，测得样品的费尔得常数 V 可靠性差。因此为了在两组磁铁间距较大时获得均匀性好而且较强磁场，可通过增加磁铁片数量，以增强磁场的相对变化。

本实验在激光波长为 650nm 下分别测量了稀土玻璃 LaK₂ 和 LaK₃, 重火石玻璃 ZF₆, 铽玻璃 Tb₂₀ 及 Tb₂₅ 的费尔德常数, 又在激光波长为 532nm 下测量了重火石玻璃 ZF₆ 的费尔得常数, 因为在磁铁产生的磁场中不会出现任何热效应, 故所的结果均为室温温度下的值, 测量时室温均在 19°C, 结果如表 4.9 所示。

4.3.3 对实验结果的总结

一、通过螺线管产生磁场下的磁致旋光实验, 我们对多种物质的磁致旋光效应做了比较全面而系统的论述。主要表现在以下几个方面:

1. 填补空白, 全面数据: 在现有手册和文献中, 均未全面而系统的给出在可见光范围内各种典型波长下各种旋光介质的费尔德常数。通过本文的实验, 我们讨论了水、无水乙醇、硝基苯、氯化钠饱和溶液以及 QF12, ZF3, K9 玻璃在典型波长下的费尔德常数, 因此我们填补了空白, 获得了较为全面的数据。
2. 在现有很多光学教材中很少对费尔德常数的温度效应做较详细的论述, 我们在实验过程中不仅详细记录了当时情况下旋光介质的温度, 还专门对纯水做了温度特性实验。
3. 在现有文献中只有对氯化钠晶体法拉第效应的论述, 还没有关于氯化钠饱和溶液的磁致旋光说法, 我们发现, 氯化钠饱和溶液的旋光系数比纯水的旋光系数大得多。这对于今后的科研和教学都有很大的用处。

二、通过磁铁产生磁场下磁致旋光实验, 主要工作体现在以下几点:

1. 采用磁铁产生的磁场模拟地磁场, 对其产生的磁场进行了测量, 总出其磁场结构特点。对于变化的磁场利用积分关系进行测量。
2. 采用磁铁产生的磁场, 不存在发热现象, 在这里, 费尔德常数不存在温度效应, 所以所测得费尔德常数为确定 19°C 温度下的值。另外也可通过调节实验温度, 给出其它温度下的费尔德常数。
3. 采用波长为 650nm 的激光作为入射光, 测出 LaK₂, LaK₃, Tb₂₀, Tb₂₅, ZF₆ 玻璃的费尔德常数为 6.1865, 9.277, 77.150, 63.97, 13.149rad/T·m。采用波长为 532nm 的激光作为入射光, 测出 ZF₆ 玻璃的费尔德常数为 20.146rad/T·m。

总之: 在本文中, 所做的实验数据较丰富, 尤其对于 NaCl 溶液的磁致旋光实验, 据本人所参考的资料, 尚没发现之前有人做过, 可以说在一定程度上填补了空白。当然, 还有很多需要完善的地方, 但由于时间所限, 故没有更进一步改

进，有待在以后的工作中进一步研究。

这些数据，可为下面进行的磁致旋光成像实验提供参考，用以计算所成磁场图像中每一点所对应磁场的大小。同时，这些实验方法也对后期进行地磁场的研究具有借鉴意义。

参考文献:

1. 王益军, 李小俊, 没有热效应的磁光测试装置, 光子学报(J), 2006.4, VOL. 35.
2. 郭继华, 朱兆明, 邓为民, 新型磁光调制器[J], 光学学报, 2000, VOL. 20 (1). p110-113.。
3. 廖延彪, 偏振光学[M]。北京: 科学出版社, 2003。p264
4. 钱小陵, 常锐, 磁光调制技术在光偏振微小旋转角[J], 首都师范大学学报, 2001, VOL. 22 (1)。p46-49。
5. 陈秀艳, 李修, 李小俊, 液体介质磁致旋光效应试验研究[J], 光子学报, 2005, VOL. 34 (Z2)。p17-19。
6. 李修, 陈秀艳, 李小俊, 典型地表反射光偏振特性试验研究, 光子学报, 2005, VOL. 34 (Z2)。p44-46。
7. 张振杰. 光学. 西安: 西北大学出版社, 1994. p272
8. 郑宏志, 马彩云, 吴易明, 等. 无机械连接方位角测量系统中磁光调制的温度适应性研究. 光子学报, 2004, VOL. 33(5): p638-640
9. 刘公强, 乐志强, 沈德芳. 磁光学. 上海: 上海科学技术出版社, 2001. p30-52
10. 龙槐生, 张仲先, 谈恒英. 光的偏振及其应用. 北京: 机械工业出版社, 1989. p2-10
11. 田志伟, 偏振光及其应用. 上海: 上海科学技术出版社, 1965. p17-29
12. 海江, 反射光和折射光的偏振状态. 广西民族学院学报(自然科学版), 2002, VOL. 8(3): p15-18
13. 泽南, 偏振光特性测量装置的研究. 实验室研究与探索, 2001, Vol 20(4): p81-83
14. 沈学举, 王斧, 刘秉琦, 部分偏振光经界面反射时的偏振度分析, 光学技术, 1998, VOL. 21(5): p92-96
15. 李国栋, 当代磁学, 安徽, 中国科学技术大学出版社, 1999年8月第一版, p309。
16. 廖延彪, 物理光学, 北京, 电子工业出版社, 1986年3月第一版, p246-251。

第五章 对实验室局部磁场的磁致旋光二维成像实验

地磁成像探测方法的工作过程为：采用地球表面反射的偏振光作为光源，以大气层作为磁致旋光介质，在地球磁场的作用下，该偏振光将发生磁致旋光效应，因此，当穿过大气层以后其偏振面将转过一定角度。最后在卫星上利用光学成像系统测量这个角度，从而得到地球磁场的信息，重要的是最终成像探测得到的是地磁场很大范围的三维磁场信息。然而，要实现该方案，必须首先解决磁场二维成像问题，因此我们在实验室里对局部磁场进行了二维成像实验。

§ 5.1 磁致旋光成像实验的设计原理

根据法拉第磁致旋光效应的规律：公式 (3.1)，在已测知旋光介质费尔德常数 V 及光线与介质作用距离 L 的情况下，当我们测得光偏振面发生旋转的角度 θ ，就可以测出磁场在光传播方向的分量大小 B 。

如何测量光偏振面发生旋转的角度 θ 呢？根据偏振光学的知识可知：对于线偏振光，当检偏器与起偏器的夹角为 90° 度时，如果在检偏器与起偏器之间线偏光的偏振面不发生变化，是不能穿过检偏器的。或者用照度计在检偏器后接收光线时，照度计应显示最小值。而如果线偏光的偏振面发生旋转，则有部分光线可以通过该检偏器；并通过旋转检偏器可以测得线偏光偏振面所旋转的角度 θ 。测量旋转角 θ 的方法是：当照度计显示最小值（或光强最小）时，由检偏器相对起偏器转过的角度 α ，即可确定由于法拉第磁光效应，偏振面的旋转角为 $\theta = \alpha - 90^\circ$ 。

如何直接高效的测出光偏振面旋转的角度 θ 呢？我们采取以下方法：一边等间隔旋转检偏器，一边同步的利用 CCD 摄像头采集一系列图像，最后就从计算机显示器看到拍摄到的磁场图像。每张图像的序号与检偏器旋转的一定角度值对应。因此通过读取图像的序号可知道线偏振光偏振面的旋转角度 θ 。

如何绘制磁场的二维分布图呢？我们编制了程序，对成像面上所有信息经过快速的处理以后，可得到光强极小值时与成像面对应的磁致旋光角度分布图像，并使图像灰度与光线磁致旋光角度的大小成正比显示；另外根据式 (3.1)，可知磁场大小正比于光线的磁致旋光角度，因此，光强极小值时的磁致旋光角度图像可以代表该磁场的分布图像。只是比例系数不同而已。

磁致旋光磁场成像方法，最大的特点就是可以直观、高效的完成对整个磁场的测量。

5.1.1 实验仪器介绍

为了实现磁致旋光磁场二维成像的目的，我们需要的仪器有：

1. 光源：半导体激光器可提供单一波长（532nm绿光）的线偏光，它性能稳定，体积小，便于控制和调节，而且其出射光便于探测和观察。

另外要提到的是：地球的大部分表面为海水覆盖，其所反射的太阳光为蓝色波段的部分偏振光，我们本希望用蓝光作为光源，但由于蓝光半导体激光器造价较高；而OPO光参量振荡器，虽然可以提供不同波长的光，但稳定性较差，故决定用绿光半导体激光器先做局部磁场的二维成像实验。将来，对地球磁场进行磁致旋光成像时，再用性能稳定的蓝光激光器作为光源。

2. 光阑：其作用是为了把从ZF6玻璃前表面反射的光束挡掉，不研究，而只研究经ZF6玻璃两次折射后的光束；另外，它还可以挡住外界的杂光。
3. 宽带偏振分光棱镜：由于半导体激光器提供的是自然光，使用偏振分光棱镜可将其分解为水平线偏光和竖直线偏光，为入射光提供了固定的偏振方向，同时也为出射光的偏转角度提供可参考的标准；在本实验中，我们均采用竖直振动的线偏光作为研究对象。
4. 旋光材料：这是偏振光发生磁致旋光效应的物质基础，采用ZF₆玻璃。其几何尺寸为：长度100mm，宽度100mm，厚度10mm。折射率为1.75523。密度为 $4.77 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ 。
5. 磁铁：材料为烧结钕铁硼磁铁，其剩磁为1180MT，内禀矫顽力955kA/m，居里温度为 310℃。有多种形状，在不同实验中，我们将更换磁铁，以便测量不同的磁场分布。
6. 偏振片：作为检偏器或起偏器使用。在本实验中，用来检测出射光相对于入射光的偏转角度。在实验过程中要注意其读数刻度是迎着光线的方向还是背着出射光线的方向，以便于确定出射光相对于入射光是左旋光还是右旋光。
7. 凹透镜：其作用是将从激光器出来的较窄光束扩大。焦距约为 150 厘米。
8. 凸透镜：长焦距凸透镜，焦距为 150 厘米；短焦距凸透镜，焦距为 80 厘米。如图 5.1 所示，7、9 号的作用均是为了将光束会聚成较窄的光线，这是为了方便 CCD 摄像头采集图像。而 4 号的作用是把从前面的凹透镜出射的发散光变成平行光束。

9. CCD 摄像头和计算机：采集图像，并为下一步绘制磁场分布图准备。

5.1.2 实验装置及原理

如图 5.1 示，是我们的实验装置。图中，各元件中心高度均为 15cm，光线中心距工作台高度也为 15cm。以中心光为测量对象，光束在 ZF_6 玻璃前表面上反射光与入射光之间夹角为 54.6° 。

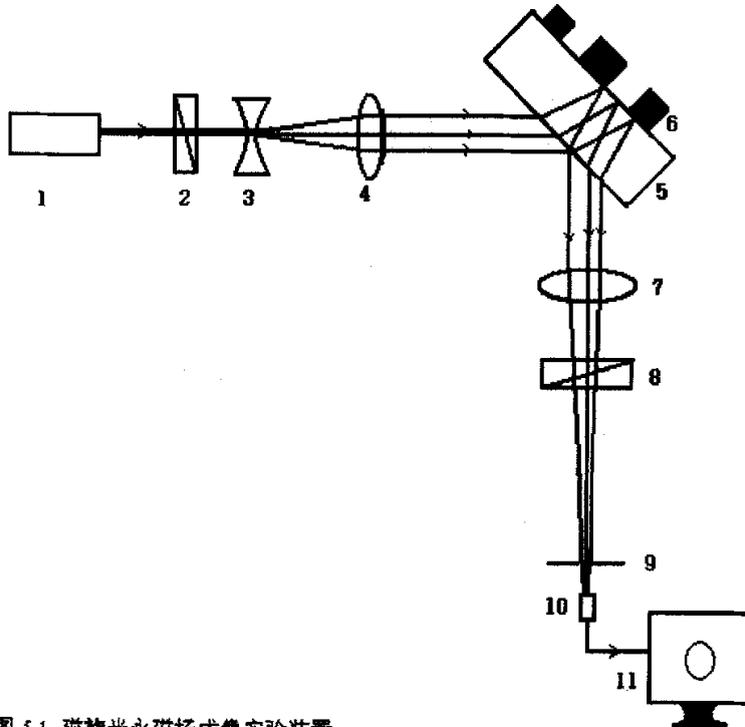


图 5.1 磁致旋光永磁场成像实验装置

1: 532nm 绿光激光器 2: 宽带偏振分光棱镜 3: 凹透镜 4: 长焦距凸透镜
5: 磁致旋光介质 ZF_6 玻璃 6: 永磁铁 7: 短焦距凸透镜 8: 检偏器 9: 光阑 10: CCD 摄像头 11: 计算机

如图 5.1 示，从激光器出射的一束激光经宽带偏振分光棱镜后转化为线偏振光，实验中我们取竖直振动的线偏光作为研究对象；该光束进入凹透镜扩大光束，再经凸透镜转变为平行光后，入射到磁致旋光介质—— ZF_6 玻璃上，在玻璃的后表面发生反射，再经 ZF_6 玻璃折射后出来，这时不但改变了光的传播方向，同时由于磁铁产生的磁场作用，光的偏振面发生了一定角度的旋转，这时光束已经携带了磁场信息；经 ZF_6 玻璃两次折射后的偏振光，再经两个凸透镜的聚焦，将光会聚成很窄的光束，通过 CCD 摄像头采集该光束信息，最后就从计算机显示器看到拍摄到的磁致旋光图像。

最后通过计算机编程,从所拍到的这些图像可给出磁铁所产生的磁场二维分布图。

实验中,我们研究的对象是经磁致旋光介质--ZF6 玻璃后表面反射的线偏光的旋转角度,因此实验的主要原理是法拉第效应,克尔效应的作用在这里是极小的,实验中忽略其影响。

§ 5.2 实验及结果

下面是我们在 2005 年 7 月份所拍摄的磁致旋光的图像,可测量磁场;并且通过程序处理后,可以对较薄玻璃中的磁场成二维图像,根据图像的灰度不同,显示磁场的大小不同。

5.2.1 一个短圆柱体磁铁所产生磁场的成像实验

一、实验及结果

这是我们在 2005 年 7 月 22 日上午所做的实验。如图 5.2 示,表示一个短圆柱状磁铁在 ZF6 玻璃后的实际位置。其中,黑色表示 ZF6 玻璃,白色部分表示磁铁。需要说明的是:原来的 ZF6 玻璃尺寸为:长度 100mm,宽度 100mm,厚度 10mm,但是 CCD 摄像头只能取到部分范围的图像。对应 ZF6 玻璃上,只取到:距离左边缘 8 mm 以内,距右边缘 6.75mm 以内,距上边缘 3mm 以内,距下边缘 17.75mm 以内的景象,所以 5.2 图所给出的只是这个范围的图。磁铁为内有小孔的圆柱状磁铁,其实际尺寸为:外径 20mm,内部小孔的孔径为 4mm,高度为 29.5mm。如图 5.3 示,为该短圆柱体磁铁所产生磁场的磁致旋光照片。

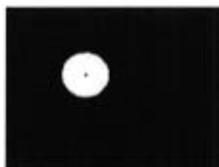


图 5.2 一个短圆柱状磁铁在 ZF6 玻璃后的实际位置



照片 1



照片 2



照片 3



照片 4



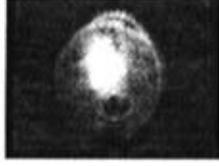
照片 5



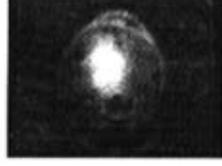
照片 6



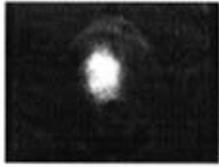
照片 7



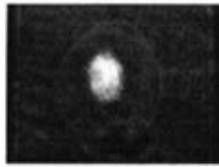
照片 8



照片 9



照片 10



照片 11



照片 12



照片 13



照片 14



照片 15



照片 16



照片 17



照片 18



照片 19

图 5.3 一个短圆柱体磁铁所产生磁场的磁致旋光照片

说明：用如图 5.1 所示的装置，在其它器件不动，而只旋转检偏器的条件下，对图 5-2 中的磁场所拍到的照片。实际操作时，检偏器相对起偏器的夹角从 80.3 度到 99.7 度，等间隔变化了 180 个位置，用 CCD 拍摄了 180 幅照片。而如图 5-3 示，只在其中等间隔的取出 19 幅照片。如图 5-3 示，从第 1 幅到第 10 幅对应检偏器从 80.3 度旋至 90 度，从第 10 幅到第 19 幅对应检偏器从 90 度旋至 99.7 度，相邻两副照片之间旋转约 1.077778 度。

二、分析结果

首先测量线偏光偏振面所旋转的角度 $\theta = a - 90^\circ$ ，然后再根据 (3.1) 式就可求出磁场。

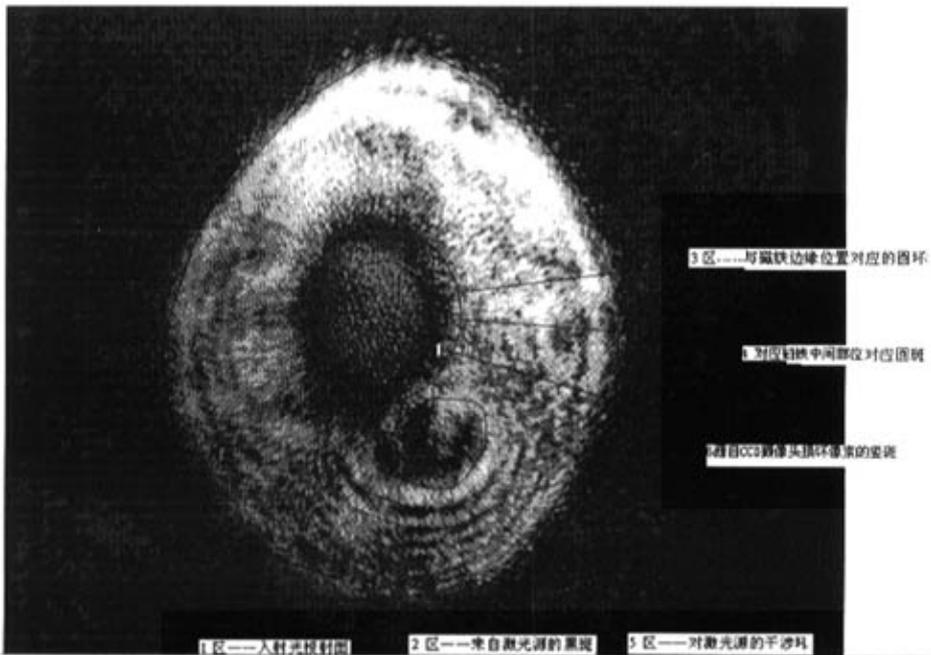


图 5-4 示例，对图 5.3 图中第 14 幅的放大效果图

如图 5-4 所示，这是对图 5-3 中的第 14 幅的放大。图中各部位用黑线进行了分区，并对各区做了标示。以下将这种分法运用到图 5-3 中，并从图 5-3 中的第 1 幅到第 19 幅，随着检偏器的旋转，比较各图的变化，对之进行分析，就可得到磁场的信息。

分析结果如下：

1. 当我们未放磁铁前，从 CCD 所摄的图像可见只有 1 区，2 区，5 区，6 区，随着检偏器的旋转，各处同步变化光强，并在检偏器与起偏器夹角为 90 度时全部消光。说明：未放磁铁时，或未加磁场时各区域均未出现磁致旋光现象。图 5-3 中从第 1 到第 19 幅图中，甚至在以后实验所拍的照片中（如图 5.8 和图 5.12），2 区——来自激光源的黑斑，5 区——对激光源的干涉环，6 区——源自 CCD 摄像头损坏像素的竖斑，始终存在，说明这些与检偏器的旋转无关，更深刻的说明这些是由于实验器件所引起的噪声或者称为系统误差所造成。
2. 当我们在 ZF6 玻璃后放置磁铁，如图 5.2 示，为磁铁在 ZF6 玻璃后的实际位置。对比图 5.2 和图 5.3，可以知道图 5.2 中磁铁位置与图 5.3 中 3 区相对应。图 5-3 中从第 1 到第 18 幅，对应检偏器相对起偏器的夹角从 80.3 度到 99.7 度，相邻两幅旋转的角度为 1.077778 度。
3. 图 5-3 中从第 1 到第 10 幅进行对比，可看到“1 区——入射光投射面”的变化：随着检偏器的旋转，内部光强逐渐减弱。第 10 幅光强最小，只剩下其中的 3 区-----与磁铁边缘位置对应的圆环和 4 区-----与磁铁中间部位对应圆斑，这些部位尚未消光。从第 1 到第 10 幅，对应检偏器相对起偏器夹角从 80.3 度转到 90 度。

第 10 幅对应的检偏器与起偏器夹角正好为 90 度，但还可以看到 3 区和 4 区未消光。说明：3 区及其内部的 4 区存在光的偏振面旋转现象，即发生了法拉第磁致旋光现象。而除此以外的其他区间几乎都已消光，几乎没有旋光现象。

4. 图 5-3 中从第 10 到第 19 幅，1 区——入射光投射面的变化：随着检偏器的继续旋转，内部光强逐渐加强。在第 19 幅图内 1 区光强最大，只剩下其中的 3 区-----与磁场边缘位置对应的圆环和 4 区-----对应磁铁中间部位，这些部位却发生光强逐渐减弱，到第 14 幅图时，3 区几乎全部消光，到 15 幅时 4 区全部消光。

从第 10 到第 19 幅，对应检偏器相对起偏器夹角从 90 度转到 99.7 度。在第 14 幅图内，3 区几乎全部消光。说明：对应 3 区-----磁铁边缘位置的磁场使线偏光偏振面发生了 4.31111112 度的旋转。到 15 幅时，4 区全部消光，

说明：4区——磁铁中间位置的磁场使线偏光偏振面发生了5.388889度的旋转。

如图5.5所示，为光线在ZF₆中光路图。需要说明的是：图5.1中所用的透镜均为薄透镜，计算时，近似光线为平行光。下面计算3区和4区的平均磁场。

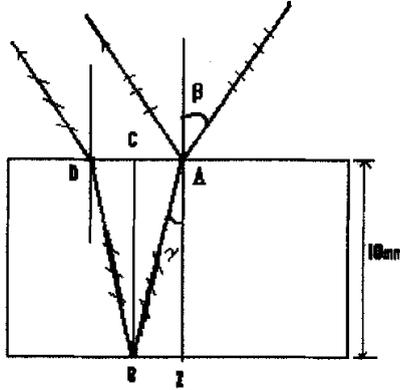


图 5.5 ZF₆ 玻璃中光路图

根据上一章4.3节的结论：用波长为532nm的激光作为入射光，测出ZF₆玻璃的费尔德常数 $V=20.146\text{rad/T}\cdot\text{m}$ 。由图5.1可知，其中光线入射角 $\beta=54.6^\circ/2$ ，ZF₆玻璃的折射率为 $n=1.75523$ ，空气的折射率取为1，根据折射定律可求出折射角 γ 为：

$$\frac{\sin \beta}{\sin \gamma} = \frac{n_{\text{ZF}_6}}{n_{\text{空气}}} = \frac{1.755}{1} \quad (5.2)$$

$$\sin \gamma = 0.2613 \quad (5.3)$$

根据图5.5的几何关系：光在ZF₆中作用距离 L 为：

$$L = 2AB = 2 \times \frac{10}{\cos \gamma} = 20.72008\text{mm} \quad (5.4)$$

对于图5.3中的3区，磁致旋光角 $\theta=4.31111'$ （单位为度），3区磁场的平均值为：

$$\bar{B} = \frac{\theta}{VL} = \frac{4.31111 \times \pi}{180} \times \frac{1}{20.146 \times 20.72008 \times 10^{-3}} = 0.180162\text{T} \quad (5.5)$$

对于图5.3中的4区，磁致旋光角 $\theta=5.38889'$ （单位为度），4区磁场的平均值为：

$$\bar{B} = \frac{\theta}{VL} = \frac{5.38889 \times \pi}{180} \times \frac{1}{20.146 \times 20.72008 \times 10^{-3}} = 0.22520\text{T} \quad (5.6)$$

注意：在上述计算中，忽略了 ZF₆ 玻璃后表面对光线偏振度的影响。

说明：由于空气的旋光性远小于 ZF₆ 玻璃的旋光性，因此在上述计算时，忽略光线在空气中的磁致旋光效应，近似认为光线的磁致旋光效应主要发生在 ZF₆ 玻璃中，所求的磁场大小是磁感应强度沿光线方向的分量在 ZF₆ 玻璃中的平均值。

结论：比较 3 区----磁铁边缘位置的磁场在光线方向的分量的平均值为 0.180162 特斯拉，4 区----磁铁中间位置的磁场在光线方向的分量的平均值为 0.22520 特斯拉。可知，磁铁中间位置的磁场比磁铁边缘位置的磁场在光线方向的投影值大一些。参照图 5.6——为条形磁铁的磁感应强度曲线图，说明我们的计算结果与磁铁的磁场分布图是吻合的，同时也说明本实验的设计思想是合理的。

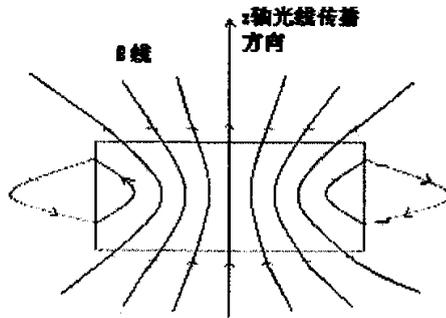


图 5.6 条形磁铁的 B 线

三、利用计算机程序实现

仔细察看图 5-3 中，从第 10 到第 19 幅，3 区和 4 区中各空间点存在消光不同步现象，说明各空间点的磁场在光线方向的分量大小有差异。

为了把各空间点的磁场在光线方向的分量大小方便的给出，我们编制了程序，其原理是：取光的传播方向为 z 轴，如果要测出空间任意一点 A 的磁场在光线方向的分量 B，已知与空间点 A 对应的照片上位置为 C 点，我们可以先对拍到的所有照片进行比较，得到 C 点光强最小的照片序号 N，而与第 N 张照片对应的磁致旋光角为 θ ，再根据公式 (3.1)，利用第 4 章已经测出光波在磁致旋光介质 ZF₆ 玻璃中传播的距离 L 及该介质的 Verdet (费尔德) 常数 V，就可求出磁场在光线传播方向的分量 B 的大小。

求出法拉第磁致旋光角 θ 的方法是：当 C 点光强最小时，根据与第 N 张照片对应位置——检偏器相对起偏器转过的角度 α ，即可确定由于法拉第磁光效应，线偏光偏振面的旋转角 θ ， $\theta = \alpha - 90^\circ$ 。

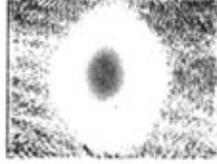


图 5.7 一个短圆柱形磁铁所产生磁场的二维分布图像

通过设计程序，可得到光强极小值时，与成像面对应的磁致旋光角的二维分布图像，根据磁场大小正比于光线的磁致旋光角度，因此，光强极小值时的磁致旋光角度的二维分布图像可以代表该磁场的二维分布图像。

根据上述方法，对图 5.2 中磁场所成的二维图像如图 5.7 示。对比图 5.2 和图 5.7，可以发现磁场范围大于磁铁实际尺寸；而且从该范围边缘越往外，灰度越低，表示磁场越小。与图 5.6—条形磁铁的 B 线分布进行对比，可以说明磁场的二维分布图像是合理的，这也说明磁场二维成像方法不但能高效显示磁场强弱分布而且是科学的、可行的。但是，还可以发现图 5.7 中磁场二维图像形状不是圆形，而是扁圆形，这是由于光线在 ZF₆ 玻璃中传播时产生的光程差引起的；图像以外部分的灰度是由于噪声引起的影响。

5.2.2 两个大小不等的短圆柱体磁铁所产生磁场的成像实验

如图 5.8 所示，是两个大小不等的短圆柱体磁铁在 ZF₆ 玻璃后的实际位置，图 5.9，这是我们在 2005 年 7 月 25 日上午拍到的这两个大小不等的圆柱体磁铁的磁致旋光照片。两图可以作一个对比。

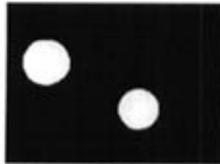


图 5.8 两个大小不等的短圆柱体磁铁在 ZF₆ 玻璃后的实际位置

如图 5.10 所示，这是对图 5.9 中第 10 幅的放大效果图。其中对图像进行了分区，以便于分别对各区进行分析。经过程序后最终所成磁场的二维图如图 5.1 所示。



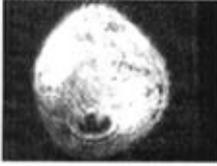
照片 1



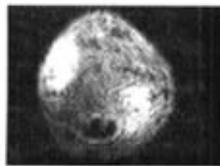
照片 2



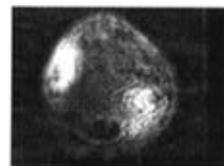
照片 3



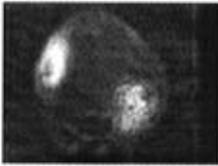
照片 4



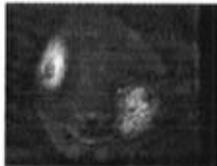
照片 5



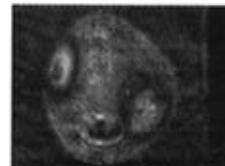
照片 6



照片 7



照片 8



照片 9



照片 10



照片 11



照片 12



照片 13



照片 14



照片 15



照片 16

图 5.9 两个大小不等的短圆柱体磁铁的磁致旋光照片



图 5.10 示例，对图 5.9 中第 10 幅的放大效果图

分析结果：

1. 对于图 5.9，从图 1 到图 16，对应的是检偏器相对起偏器的夹角从 82.1 度旋转到 97.9 度，每幅图间隔 0.949367088 度。
2. 对照图 5.4 和图 5.9，可以发现两图有一些共性：1——入射光的投影面形状一样，2——来自激光源的黑斑形状一样，5——对激光源的干涉环形状一样，6——源自摄像头损坏像素的竖斑形状一样。说明这些确实是由于实验器件所引起的噪声或者称为系统误差所造成。

虽然我们采取了相应措施：在 ZF₆ 玻璃后表面用绿平绒衬托，使后表面反光均匀，但由于从激光源出射的光束本身就不理想，其光斑下部本身就有一黑斑，无法消除。从而引起了“2——来自激光源的黑斑”。

另外我们通过调节凹透镜和凸透镜像轴，使光线为近轴光线，以减小像差，但由于这些透镜构造所无法避免的原因，总会对光源产生一些干涉，造成了“5——对激光源的干涉环”。

3. 对比图 5.8 和图 5.9, 可以看到, 由于入射光投影面的范围有限, 只取到部分磁场的景象。在图 5.9 中, 就是位置 3——与磁场相对应。
4. 对于图 5.9, 从图 1 到图 16, 对应检偏器相对起偏器的夹角从 82.1 度旋转到 97.9 度。可以看到“1——入射光的投影面”区域 在第 8 幅图中消光最多, 这时, 对应检偏器与起偏器的夹角为 90 度, 但还有“3——与磁场相对应的光斑”尚未消光, 说明这一区域发生了法拉第磁致旋光现象。在第 11 幅图中“3——与磁场相对应的黑斑”消光最多, 换言之在第 11 幅中该处光强最小, 根据这一点可以求出其法拉第磁致旋光角为 2.848101 度, 最后求出该磁场的在光线方向分量的平均值为 0.119023366 特斯拉。因为是在同样的装置下, 因此计算方法同 (5.6) 式, 只需改变磁致旋光角的值, 即可计算该位置处的磁场。

并且图 5.9 中左右两处磁场图像同步消光, 由此可知虽然左右两处磁铁的大小、形状不同, 但其磁场在光线方向的分量大小基本相同。

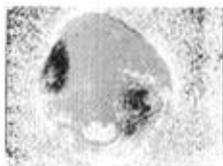


图 5.11 两个磁铁所产生磁场的二维分布图

如图 5.11 示, 为上述两个磁铁所产生磁场的分布图像。说明:

1. 磁场的大小与图像的灰度成正比, 灰度越大表示该部位的磁场越强。
2. 由于 CCD 摄像头只能取到部分范围的图像, 因此所反映的只是两个磁铁的局部磁场。该磁场对应图像中灰度较大的两个圆斑。
3. 图像以外部分的灰度是由于噪声引起的影响。

5.2.3 一片薄长方体磁铁所产生磁场的成像实验

这是我们在 2005 年 7 月 28 日下午拍到的薄长方体磁铁的磁致旋光照片。如图 5.12 示, 是一片薄长方体磁铁在 ZF₆ 玻璃后的实际位置。

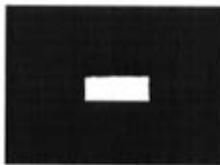


图 5.12 一片薄长方体磁铁在 ZF₆ 玻璃后的实际位置

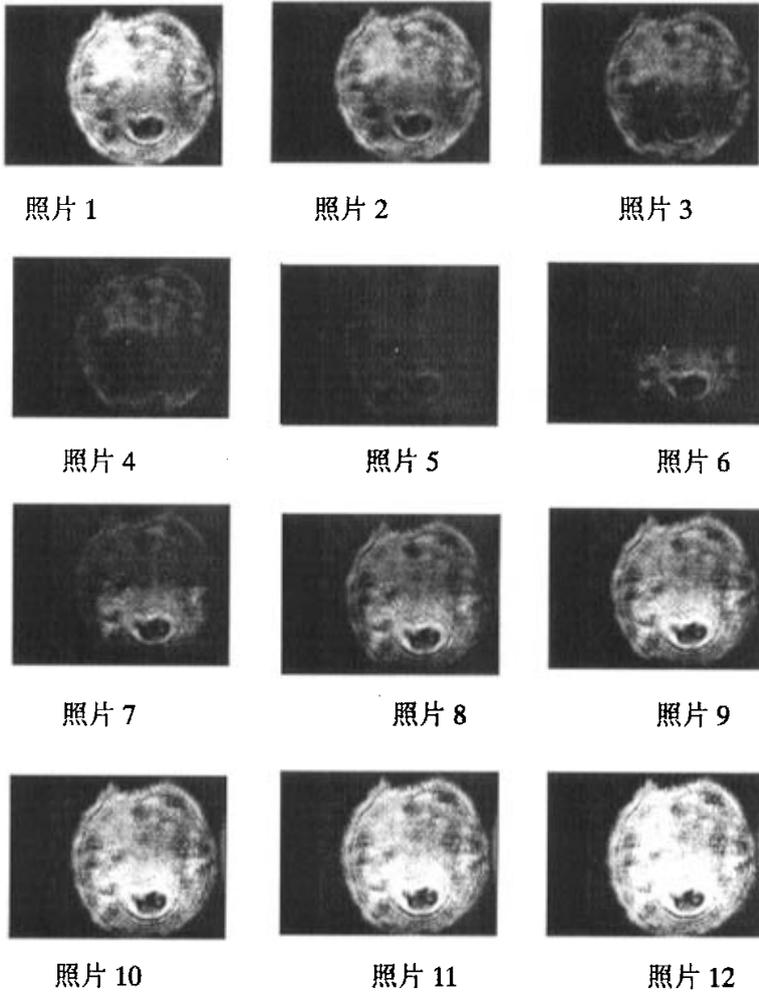


图 5.13 一片薄长方体磁铁的磁旋光照片

如图 5.13 示，是这片薄长方体磁铁所产生磁场的磁致旋光照片。

分析及说明：

1. 将图 5.13 与图 5.9 及图 5.3 作对比，可以看出三者的共性，即 1——入射光的投影面形状一样，2——来自激光源的黑斑形状一样，5——对激光源的干涉环形状一样，6——源自摄像头损坏像素的竖斑形状一样。说明这些确实是由于实验器件所引起的噪声或者称为系统误差所造成。
2. 对比图 5.12 与图 5.13，可以看出图 5.13 中与长方形磁铁相对应的位置——即其中的长方形斑纹。随着检偏器的旋转，图 5.13 中，从照片 1 到照片 12，检偏器相对起偏器的夹角从 83.7 度旋到 96.3 度，相邻两幅照片间隔 1.05 度。

3. 与图 5.13 中的照片进行对比, 可以看到其中第 6 幅照片中, 对应“1——入射光的投影面”的消光最多, 但其中有一长方形区域仍有一些光强, 这幅照片对应检偏器与起偏器的夹角为 90 度, 因此可以说明, 这一区域发生了法拉第磁致旋光效应。而在第 4 幅照片中这一区域消光最大, 光强最小。根据这一点可以求出法拉第磁致旋光角为 2.1 度, 相应这一长方体磁铁所产生的磁场在光线方向的分量平均大小为 0.087759903 特斯拉。因为是在同样的装置下, 因此计算方法同 (5.6) 式, 即可计算该处磁场大小。



图 5.14 一片薄长方体磁铁的磁场二维分布图

如图 5.14 示, 为上述一片长方体薄磁铁片所产生磁场的二维分布图像。说明:

1. 磁场的大小与图像的灰度成正比, 灰度越大表示该部位的磁场越强。
2. 图像边缘部分的灰度是由于噪声引起的影响。

对比图 5.12 和图 5.14, 可以发现, 磁场二维图像的范围大于实际磁铁的大小, 这说明磁铁产生的磁场分布范围较大, 这与已有的理论相吻合。由此证明磁光成像法的合理性。

§ 5.3 结论

从以上磁致旋光成像实验的结果, 分析之后可以总结如下:

1. 通过磁致旋光磁场成像实验, 可以得到 ZF_6 玻璃中的二维磁场分布图像; 说明磁致旋光二维磁场成像方法不但能迅速的呈现磁场分布, 而且能显示磁场的相对强弱。
2. 通过计算, 也可测知 ZF_6 玻璃面上任意一点的磁场在光传播方向的分量值。
3. 由于本实验成功, 解决了磁场成像的关键问题

参考文献:

1. 刘文星, 地球是一块大磁铁, 科学普及出版社, 1984, p71。
2. 徐文耀, 地磁学, 地震出版社, 2003, p48-55, p211。
3. [苏]B. M. 扬诺夫斯基著, 刘洪学等译, 地磁学, 地质出版社, 1982, p24-30。
4. Campbell,W.H,Introduction to Geomagnetic Fields ,Cambridge University Press,1997, p52。
5. 刘椿, 古地磁学导论, 科学出版社出版, 1986, p14-18。
6. 廖延彪, 偏振光学, 科学出版社, 2003.8, p264-265。
7. 梁灿彬, 秦光戎, 梁竹健, 电磁学, 高等教育出版社, 1993, p480。

第六章 总结与展望

本论文主要介绍磁光效应的相关原理以及局部磁场磁致旋光成像的方法, 最终不但能测量成像面上每一点的磁场大小, 而且可以描绘出磁场的二维图像。本文所做的主要工作有:

1. 理论探索:

简单介绍了偏振光各种效应在科研、实践方面的应用, 系统分析了磁致旋光效应的基本理论, 进一步完善了磁致旋光测量地磁场的思想构建。

2. 实验工作:

(1) 研究了多种典型地表物质: 水、树叶、泥土、沙子、岩石、水泥片等对太阳的反射光出现最大偏振度值(峰值)时, 对应的太阳光入射角度。根据这些数据, 我们就可以把地磁场成像系统的探测入射角定为55-66度之间, 这样接收到的信息最有效。对探测地磁场最有利。

(2) 在现有手册和文献中, 均未全面而系统的给出: 在可见光范围内各种典型波长下, 各种旋光介质的费尔德常数。本文测量了纯水、无水乙醇、硝基苯、氯化钠饱和溶液等液体以及 QF12、ZF3、K9、LaK₂、LaK₃、Tb₂₀、Tb₂₅、ZF₆ 玻璃等固体在典型波长下的费尔德常数, 因此填补了空白, 获得了较为全面的数据。

(3) 又在磁铁产生的磁场下, 进行了磁场成像实验, 先将磁场信号转化为光信号, 再通过 CCD 摄像头连接于计算机, 将光信号转化为电信号, 并通过计算机程序将之转化为图像灰度值, 最终可给出 ZF₆ 玻璃面上磁场的二维分布图像; 并可测知该平面上每一点的磁场值。实现了迅速高效、直观显示磁场的相对强弱并能测量绝对大小的目的。

根据磁致旋光二维成像实验的结果, 验证了磁致旋光地磁成像方法的正确性, 可靠性, 及可操作性。并从中可以体会到这种测量磁场方法的高效性, 直观性。

通过本文的工作, 不但积累了实验数据和操作经验, 而且解决了磁场成像的关键问题, 从而也为下一步进行地磁场的成像实验研究, 提供了成功的实验方案。

论文发表情况

1. 王益军, 李小俊, 没有热效应的磁光测试装置, 光子学报(J), 2006.4, Vol.35.
2. 王益军, 李耀宗, 严诚, 机遇与挑战并存的光电子产业(J), 电讯技术, 2005.5, Vol.45(2)
3. 李耀宗, 王益军, 马晴, 比较法同步测量电位差计的设计(J), 电讯技术, 2004.4, Vol.44(1)
4. 周保全, 王益军, 弦振动试验装置的改进(J), 物理通报, 2001.10
5. 王益军, 严诚, RFCVD 法沉积类金刚石膜的研究(J), 咸阳师范专科学校学报, 1999.6, Vol.14(6)

致谢

结束的时候，我不禁回头，想起了那么多指导、帮助过及支持着我的人们，并发自内心表示对他们深深的谢意。

首先我要衷心感谢的是：我的导师——李小俊副研究员，磁致旋光地球磁场成像的基本原理和方法体系是李老师提出来的，从整个实验方案的设计到具体实验的完成，我都是在李老师的悉心指导下进行的，从实验到学习、查资料等点滴事情，李老师都给予悉心指导和帮助，从本论文的选题到答疑解惑，无不凝结着李老师的心血。李老师严谨的治学态度，待人热忱的品质深深地影响和感化着我。

我还要感谢光子所的白晋涛教授，他在百忙之中能及时安排我的实验和学习工作，没有白老师的领导与协调，我的论文将无法完成。白老师良好的敬业精神，待人热忱、为人随和的品质使我永远难忘。

几年学习期间，我有幸得到了田来科、张振杰、王诺、陈蔚宗、任兆玉等老师在光学专业方面的授课，得到了冯晓强博士在程序设计方面的协作，得到了光子所办公室的刘秀娟、赵云青、候影丽老师在日常生活和学习中给与的指导和帮助。

感谢李修、陈秀艳、李小牛、汪源源同学在实验方面的合作和帮助，感谢光子所的各位同学给予的帮助，感谢我的工作单位——咸阳师范学院各位同事在我学习期间对我的关照和支持。

感谢我的家人及朋友，是他们在背后默默地奉献，无时无刻的支持，才使得我能专心地完成论文的写作。谢谢你们，祝好人一生幸福。