

分类号\_\_\_\_\_

密级\_\_\_\_\_

UDC \_\_\_\_\_

编号\_\_\_\_\_

# 中国科学院研究生院 博士学位论文

## 近红外偏振分析器研制

张志勇

指导教师\_\_\_\_\_邓元勇\_\_\_\_\_研究员\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_中国科学院国家天文台\_\_\_\_\_

申请学位级别\_\_\_\_\_博士\_\_\_\_\_ 学科专业名称\_\_\_\_\_天文技术与方法\_\_\_\_\_

论文提交日期\_\_\_\_\_2007 年 6 月\_\_\_\_\_ 论文答辩日期\_\_\_\_\_2007 年 6 月\_\_\_\_\_

培养单位\_\_\_\_\_中国科学院国家天文台\_\_\_\_\_

学位授予单位\_\_\_\_\_中国科学院研究生院\_\_\_\_\_

答辩委员会主席\_\_\_\_\_杨世模 研究员\_\_\_\_\_



A dissertation submitted to National Astronomical Observatories for the degree of Doctor of Philosophy with a Major in Astronomical Instrument

## **Development of Near Infrared Polarimeter**

**By**

**Zhang Zhiyong**

**Directed By**

**Prof. Deng Yuanyong**

National Astronomical Observatories  
Chinese Academy of Sciences



## 摘 要

红外波段是二十一世纪天文观测的主战场，红外太阳偏振测量则由于其不可取代的优越性而成为太阳物理学观测研究的前沿和热点，例如美国雄心勃勃的4米红外望远镜 ATST 计划、在研的1.7米NST项目，均以红外偏振测量作为主攻目标。我国红外太阳观测处于起步阶段，而红外太阳偏振的系统测量目前还是空白。在这一背景下，我国太阳物理工作者提出了研制近红外磁像仪的计划，期望在太阳中高层大气磁场测量等前沿领域取得突破性进展。近红外偏振分析器就是该计划的核心、同时也是要攻克的关键技术之一。

本论文研制完成了我国第一台近红外偏振分析器。目前，国际上只有美欧有限的几个研究团体在进行红外偏振测量和研究，因此本项研究工作大大缩短了我国在该领域中与国际先进水平的差距，并可以预期在不久的将来，结合我国在红外望远镜技术(红外太阳塔、ONSET)、红外单色仪技术(红外光谱仪、滤光器、FP干涉仪)、探测器技术等方面的进展，跻身国际先进行列。本论文围绕近红外偏振分析器研制工作展开，主要成果和内容如下：

- 1、完成了近红外偏振分析器方案设计。综合考虑红外晶体材料的特性和太阳观测需求，通过几种设计方案的比较研究，最终确定了用一片  $\lambda/2$  与一片  $1\lambda$  向列液晶波片组合的偏振分析器调制方案，理论分析表明该方案 crosstalk 可到  $10^{-3}$  量级，满足研制要求。与传统电光晶体 KD\*P 等相比，液晶波片仅需低压调制，位相延迟连续可调，近红外波段透过率高，能够形成大口径，并有成熟的市场供应；另一方面，此设计无机械移动部件，因而使得测量各 Stokes 参量之间的时间间隔大大缩短，达到了毫秒的量级，比之机械移动的速度快 100 倍以上，从而可提高仪器测量的时间分辨率。
- 2、完成了偏振分析器机械结构与光学元件的研制，各元件均达到设计要求，其中近红外波段的组合偏振器的消光比达到了  $5 \times 10^{-5}$ ；研制了偏振分析器的恒温及控制系统，该系统升温速度快，在环境温差突变的情况下，能够保持  $0.01^\circ\text{C}$  的恒温控制精度，满足系统设计要求。
- 3、精确标定了液晶波片电压与延迟的对应关系。为完成该项内容，在所建立的实验系统基础上，对常用的位相延迟测量方法进行了系统的比较研究，并在此基础上

选择 Soleil 补偿器法标定液晶波片电压与延迟的对应关系。标定结果误差小于 1.8‰，其精度优于通常晶体波片所能达到精度；同时液晶波片电压控制稳定性与重复性都很好。

4、研究了该偏振分析器Crosstalk实验室定标方案和试观测设想。

关键词：太阳磁场测量，偏振分析器，液晶波片，延迟测量

## Abstract

Infrared astronomy is the main trend of the 21<sup>st</sup> century. Because of its unique advantages, infrared polarization measurement has been becoming the frontier and hot point in solar physics. For example, infrared polarization measurement has been regarded as the major target by both the ambitious 4m infrared telescope ATST (Advanced Technology Solar Telescope) and the 1.7m NST (New Solar Telescope) projects. In China, infrared solar polarization observation is in underway phase and the systemic measurements are presently vacancy. By this condition, Chinese solar researchers have proposed the plan of developing an IR magnetograph to make a breakthrough in the frontiers such as solar magnetic measurements of high solar atmosphere. Near-IR polarimeter is a key part of this plan as well as the key technology need to conquer.

In this thesis, we have developed the first Chinese IR polarimeter. The major results and contents are listed as following:

1. To finish the design of near infrared polarimeter. Considering the characteristic of electro-optical material and requirements of solar observation, and comparing several designs, we adopt the combination of a  $\lambda/2$  and a  $1\lambda$  liquid crystal variable retarder (LCVR). Theoretical analysis shows that the crosstalk of this design is limited in the order of  $10^{-3}$ . Hence, it achieves the requirement of design.
2. Mechanical configuration and optical elements of the polarimeter is developed. All elements meet the requirements of design. In addition, the temperature control system is developed too. The heating speed of the system is high. In the case of suddenly change of environmental temperature, the system can hold the temperature within  $\pm 0.01^\circ\text{C}$ , which satisfies the system designs.
3. Precise calibration between the LCVRs' retardation and control voltage has been carried out. A suit of IR experimental system is set up for this purpose. Based on this system, comparison and analysis of several methods for measuring retardation of

waveplate have been discussed. As a result, the method of Soleil compensator is employed to calibrate the retardation-voltage relationship. The error of this method is less than 1.8%.

4. The method to measure the crosstalk of this polarimeter in the laboratory and test observation plan are proposed.

**Key Words:** Solar magnetic field measurement, polarimeter, liquid crystal variable retarder, retardation measurement



## 目 录

|                                  |     |
|----------------------------------|-----|
| 摘 要 .....                        | I   |
| Abstract .....                   | III |
| 目 录 .....                        | I   |
| 第一章 绪论 .....                     | 1   |
| 1.1 太阳物理与太阳磁活动研究 .....           | 1   |
| 1.2 太阳磁场测量的发展历史 .....            | 1   |
| 1.3 近红外太阳观测研究现状及发展趋势 .....       | 2   |
| 1.4 本课题研究的目的与意义 .....            | 3   |
| 1.4.1 冕洞下磁场的观测研究的意义 .....        | 3   |
| 1.4.2 光球底层内禀磁场性质观测研究的意义 .....    | 4   |
| 1.4.3 开展红外磁场观测的优势 .....          | 4   |
| 1.4.4 液晶波片应用于偏振分析器的意义 .....      | 5   |
| 1.5 论文各章节简介 .....                | 6   |
| 第二章 太阳磁场测量原理 .....               | 7   |
| 2.1 太阳光谱线的塞曼效应 .....             | 7   |
| 2.1.1 纯发射线的 Zeeman 效应 .....      | 7   |
| 2.1.2 纯吸收线的 Zeeman 效应 .....      | 8   |
| 2.1.3 太阳夫琅和费谱线的 Zeeman 效应 .....  | 9   |
| 2.2 偏振光的 Stokes 参数描述 .....       | 10  |
| 2.3 Stokes 参数描述的辐射转移方程 .....     | 12  |
| 2.4 基于滤光器的太阳磁场测量方法 .....         | 14  |
| 2.5 纵向磁场与横向磁场测量的特性分析 .....       | 16  |
| 2.6 影响磁场测量的因素 .....              | 17  |
| 2.7 Hanle 效应 .....               | 18  |
| 2.8 Zeeman 效应和 Hanle 效应的比较 ..... | 19  |
| 第三章 近红外偏振分析器设计方案研究 .....         | 21  |
| 3.1 偏振分析器的研究现状 .....             | 21  |
| 3.1.1 偏振分析器的种类 .....             | 21  |
| 3.1.2 机械调制方式 .....               | 22  |
| 3.1.3 电光调制方式 .....               | 23  |
| 3.2 液晶材料与液晶电光调制元件研究 .....        | 25  |
| 3.2.1 液晶的分类 .....                | 25  |
| 3.2.2 液晶的光电特性 .....              | 28  |
| 3.2.3 向列液晶波片 .....               | 29  |

|                                                 |    |
|-------------------------------------------------|----|
| 3.2.4 液晶波片的电压驱动器 .....                          | 34 |
| 3.2.5 液晶波片与 KD*P 晶体比较 .....                     | 35 |
| 3.3 基于液晶波片偏振分析器的设计方案研究 .....                    | 35 |
| 3.3.1 方案一——单片液晶波片与 $\lambda/4$ 波片组合方案 .....     | 35 |
| 3.3.2 方案二——两片液晶波片方案 .....                       | 37 |
| 3.4 偏振分析器总体实施方案 .....                           | 38 |
| 3.5 Crosstalk 估算 .....                          | 39 |
| 第四章 偏振分析器机械结构及光学元件研制 .....                      | 43 |
| 4.1 偏振分析器结构设计 .....                             | 43 |
| 4.1.1 精度要求 .....                                | 43 |
| 4.1.2 偏振分析器机械结构 .....                           | 44 |
| 4.2 光学元件的设计与加工 .....                            | 46 |
| 4.2.1 组合偏振器的设计与加工 .....                         | 46 |
| 4.2.2 隔热玻璃与偏振片保护玻璃 .....                        | 51 |
| 4.3 恒温控制系统 .....                                | 52 |
| 4.3.1 恒温控制工作温度的选定 .....                         | 52 |
| 4.3.2 恒温控制系统设计与实现 .....                         | 53 |
| 4.3.3 恒温系统测试 .....                              | 56 |
| 第五章 液晶波片位相延迟与调制电压的对应关系精确标定 .....                | 59 |
| 5.1 高精度近红外偏振测试系统 .....                          | 59 |
| 5.1.1 光源选择 .....                                | 59 |
| 5.1.2 探测器 .....                                 | 60 |
| 5.1.3 锁相放大器(Lock-in)及斩波器(Optical Chopper) ..... | 61 |
| 5.1.4 单色仪与 NCL 数字界面 .....                       | 63 |
| 5.1.5 近红外波段 Babinet-Soleil 补偿器 .....            | 63 |
| 5.1.6 Glan-Thompson 棱镜 .....                    | 65 |
| 5.1.7 测试系统构建 .....                              | 66 |
| 5.2 高精度波片位相延迟测量方法的研究 .....                      | 67 |
| 5.2.1 光谱扫描法 .....                               | 67 |
| 5.2.2 补偿法 .....                                 | 71 |
| 5.2.3 光强测量法 .....                               | 75 |
| 5.2.4 实验及数据 .....                               | 78 |
| 5.2.5 结论 .....                                  | 80 |
| 5.3 液晶波片位相延迟与调制电压的对应关系精确定标 .....                | 80 |
| 5.3.1 标定方案 .....                                | 81 |
| 5.3.2 实验步骤 .....                                | 82 |

|                                    |     |
|------------------------------------|-----|
| 5.3.3 标定结果 .....                   | 82  |
| 5.4 液晶波片动态波前高精度检测.....             | 91  |
| 5.4.1 检测原理 .....                   | 91  |
| 5.4.2 用 WYKO 干涉仪检测结果 .....         | 93  |
| 第六章 进一步工作展望.....                   | 97  |
| 6.1 两液晶波片光轴相对夹角的精确检测与装调方案研究 .....  | 97  |
| 6.2 偏振分析器实验室 Crosstalk 检测方案研究..... | 98  |
| 6.3 利用怀柔 60cm 光谱仪试观测计划.....        | 99  |
| 6.3.1 怀柔 60cm 望远镜 .....            | 99  |
| 6.3.2 近红外光栅及参数 .....               | 101 |
| 6.3.3 近红外探测器研究进展 .....             | 102 |
| 结束语 .....                          | 105 |
| 参考文献 .....                         | 107 |
| 博士期间发表的论文.....                     | 110 |
| 致 谢 .....                          | 113 |



## 图示索引

|                                              |    |
|----------------------------------------------|----|
| 图 2.1.1 原子的能级在外磁场中的分裂.....                   | 7  |
| 图 2.1.2. 发射线的 Zeeman 效应.....                 | 8  |
| 图 2.1.3. 吸收线的 Zeeman 效应.....                 | 9  |
| 图 2.3.1. 磁场向量与视线方向的关系.....                   | 13 |
| 图 2.3.2. 磁场强度为 2500 高斯时 Stokes 参数轮廓.....     | 14 |
| 图 2.4.1. 纵向磁场的测量原理示意图.....                   | 15 |
| 图 3.1.1. 旋转波片调制法光路系统示意图.....                 | 22 |
| 图 3.1.2. 怀柔 35cm 太阳磁场望远镜偏振分析器示意图.....        | 23 |
| 图 3.2.1. 近晶型液晶分子排列.....                      | 26 |
| 图 3.2.2. 向列型液晶分子排列.....                      | 26 |
| 图 3.2.3. 胆甾型液晶分子排列.....                      | 27 |
| 图 3.2.4. 铁电液晶分子排列.....                       | 28 |
| 图 3.2.5. LCVR 结构与电压调制原理.....                 | 30 |
| 图 3.2.6. 液晶波片调制光束偏振状态.....                   | 31 |
| 图 3.2.7. 液晶波片透过率曲线.....                      | 31 |
| 图 3.2.8. 液晶波片电压控制时间响应曲线.....                 | 32 |
| 图 3.3.1. 单片液晶波片 $\lambda/4$ 波片组合方案光路示意图..... | 36 |
| 图 3.3.2. 两液晶波片组合方案光路示意图.....                 | 37 |
| 图 3.3.8. 偏振分析器总体方案.....                      | 38 |
| 图 4.1.1. 偏振分析器结构剖面图.....                     | 44 |
| 图 4.1.2. 液晶波片近红外偏振分析器照片.....                 | 46 |
| 图 4.2.1. Bolder 公司近红外偏振片参数.....              | 48 |
| 图 4.2.2. 近红外偏振棱镜.....                        | 49 |
| 图 4.2.3. 1565nm 附近偏振棱镜测试曲线.....              | 50 |
| 图 4.2.4. 1083nm 附近偏振棱镜测试曲线.....              | 51 |
| 图 4.2.5. NOA61 光学胶透过率曲线.....                 | 51 |
| 图 4.2.6. 减反膜测试曲线.....                        | 52 |
| 图 4.3.1. 光谱辐射出射度( $M_{\text{eb}}$ )分布曲线..... | 54 |
| 图 4.3.2. SR253PID 调节器与单色无源数字调压器(SPDR).....   | 54 |
| 图 4.3.3. 恒温控制系统接线图.....                      | 55 |
| 图 4.3.4. 恒温系统测试曲线.....                       | 56 |
| 图 5.1.1 InGaAs/InP 探测器光谱响应曲线.....            | 61 |
| 图 5.1.2 DPbS 探测器光谱相应曲线.....                  | 61 |
| 图 5.1.3 锁相放大器互相关检测原理图.....                   | 63 |

|                                                           |     |
|-----------------------------------------------------------|-----|
| 图 5.1.4 单色仪光路示意图.....                                     | 64  |
| 图 5.1.5 Babinet-Soleil 补偿器原理示意图.....                      | 64  |
| 图 5.1.6. Glan-Thompson 棱镜原理图.....                         | 65  |
| 图 5.1.7 近红外波片测试系统仪器设备及光路图.....                            | 67  |
| 图 5.2.1. 实验带宽条件下光谱曲线与理想条件下光谱曲线的比较.....                    | 70  |
| 图 5.2.2 等偏离法原理示意图.....                                    | 74  |
| 图 5.2.3. 光谱法测 630.2nm 附近 $\lambda/2$ 波片扫描曲线.....          | 78  |
| 图 5.3.1. $\lambda/2$ LCVR 在波长 1564.85nm 透过率随驱动电压变化规律..... | 83  |
| 图 5.3.2. $\lambda/2$ LCVR 在波长 1083.0nm 透过率随驱动电压变化规律.....  | 84  |
| 图 5.3.3. 1LLCVR 在波长 1083.0nm 透过率随驱动电压变化规律.....            | 85  |
| 图 5.3.5. 1LLCVR 在波长 1564.85nm 透过率随驱动电压变化规律.....           | 86  |
| 图 5.4.1. 波前检测光路示意图.....                                   | 91  |
| 图 5.4.2. 检测系统空间坐标.....                                    | 93  |
| 图 5.4.3. 干涉条纹移动.....                                      | 93  |
| 图 5.4.4. 1L LCVR 静态与动态透过波前对比.....                         | 94  |
| 图 5.4.5. $\lambda/2$ LCVR 静态与动态透过波前对比.....                | 95  |
| 图 5.4.6. WYKO RTI 4100 干涉仪测试 LCVR 动态透过波前.....             | 96  |
| 图 6.1.1 两液晶波片光轴相对夹角的精确检测原理.....                           | 98  |
| 图 6.3.1. 怀柔 60cm 太阳光谱仪望远镜光路示意图.....                       | 100 |
| 图 6.3.2. 怀柔 60cm 光谱仪观测谱线偏振信号光路示意图.....                    | 101 |
| 图 6.3.3. 闪耀光栅.....                                        | 101 |
| 图 6.3.4. CCD 实验室研制的近红外相机获得的 1565nm 光谱照片.....              | 102 |

## 表索引

|                                                                         |    |
|-------------------------------------------------------------------------|----|
| 表 2.1 各种光谱线 Zeeman 三分裂子线的偏振状态.....                                      | 10 |
| 表 3.1.1 KD*P 调制方案的偏振元件工作状态.....                                         | 24 |
| 表 3.2.1. 液晶波片性能参数.....                                                  | 34 |
| 表 3.2.2. D3040 控制器性能参数.....                                             | 35 |
| 表 3.2.2. KD*P 与液晶波片主要不同点.....                                           | 35 |
| 表 3.3.1. 单片液晶波片与 $\lambda/4$ 波片组合方案调制状态.....                            | 36 |
| 表 3.3.2. 两片液晶波片的调制方案调制状态.....                                           | 37 |
| 表 5.5.1 单项误差对偏振精度及 Crosstalk 影响.....                                    | 41 |
| 表 5.5.2. 综合误差对偏振精度及 Crosstalk 影响.....                                   | 41 |
| 表 4.2.1 Corning 公司偏振玻璃参数.....                                           | 48 |
| 表 4.2.2. Typical Properties of NOA 61.....                              | 50 |
| 表 5.1.1 SpectraPro-308 单色仪部分参数.....                                     | 64 |
| 表 5.2.1. 旋转波片法误差.....                                                   | 76 |
| 表 5.2.2. 旋转检偏器法.....                                                    | 76 |
| 表 5.2.3. 用不同方法测量 630.2nm 附近 $\lambda/2$ 波片延迟结果.....                     | 79 |
| 表 5.2.4. 用不同方法测量 532.4nm 附近 $\lambda/4$ 波片延迟结果.....                     | 79 |
| 表 5.3.1. 液晶波片需要标定值.....                                                 | 81 |
| 表 5.3.2. $\lambda/2$ LCVR 波长 1564.85nm Soleil 补偿器精确标定位相延迟与驱动电压对应关系..... | 87 |
| 表 5.3.3. $\lambda/2$ LCVR 波长 1083.0nm Soleil 补偿器精确标定位相延迟与驱动电压对应关系.....  | 88 |
| 表 5.3.4. $1\lambda$ LCVR 波长 1083.0nm Soleil 补偿器精确标定位相延迟与驱动电压对应关系.....   | 89 |
| 表 5.3.5. $1\lambda$ LCVR 波长 1564.85nm Soleil 补偿器精确标定位相延迟与驱动电压对应关系.....  | 90 |
| 表 5.3.6 D3040 稳定性测试.....                                                | 90 |





## 第一章 绪论

### 1.1 太阳物理与太阳磁活动研究

太阳是距离地球最近的一颗恒星，与人类的生活息息相关，它辐射出的光和热是地球上万物生长的源泉，因而自古以来便激励着人类探索太阳奥秘的强烈愿望。太阳是典型的主序星(光谱型为G2)，也是人类唯一可以进行高空间分辨率观测的恒星，对太阳的研究有助于人类对大多数恒星大气的辐射传输，恒星结构与演化等问题的深入认识。同时太阳还是一个天然实验室，它的巨大尺度和高温、高压的等离子体状态，提供了地面难以实现的物理环境，对它的研究促进了等离子体物理和磁流体力学等物理学科的发展。此外，太阳的各种灾变活动及其发出的各种辐射对日地空间和人类赖以生存的环境产生着巨大影响。特别是随着人类进入太空活动的日渐频繁，对太阳各种活动现象的研究及空间灾害性天气的预报受到人们的日益关注。

太阳是个巨大的磁等离子体，研究表明太阳的一切活动现象和过程都受到太阳磁场的调控。同时，太阳磁场还通过冕洞区的开放的磁力线结构将其影响延伸到日地空间及整个日球区域，因此太阳磁场的研究对影响人类高科技环境的空间灾害性天气的预报和监测具有根本性的意义。而对磁场的研究则必须以高时间分辨率，高光谱分辨率和高磁场灵敏度的观测为基础，因此，对高空间分辨率、高光谱分辨率和高磁场灵敏度的太阳磁场观测技术与设备的研究无论过去、现在和将来，都是太阳物理研究的重要课题之一。

### 1.2 太阳磁场测量的发展历史

从上世纪初至今的百年间，太阳磁场的观测研究从无到有，取得了丰硕的成果。1896年Zeeman效应的发现，为太阳磁场观测和研究奠定了理论基础。1908年，Hale观测到来自太阳黑子区域的单色光谱线有明显的分裂，根据这一原理推算出，太阳黑子的磁场强度达2000 ~ 3000高斯<sup>[1]</sup>。Hale的工作成为太阳磁场测量的开端，对太阳物理学研究具有深远的影响。此后，于1933年和1938年法国太阳物理学家Lyot和Ohman，分别发明了双折射滤光器，从而第一次实时获得太阳的二维单色像<sup>[2][3]</sup>。

1952年，美国Babcock父子(H. D. Babcock and H.W. Babcock)研制出世界第一台光电磁像仪，该仪器应用光电原理，大大提高了磁场测量的灵敏度，成功地解决了100高斯以下弱磁场的测量问题，使太阳磁场的研究从黑子区域扩展到整个日面<sup>[4]</sup>。利用这台仪

器,首先揭示了太阳大气的磁场分布,并发现了日面上分布着范围与耀斑一致的磁场,取得了一系列重要成果。继Babcock之后,世界许多天文工作者还研制了一些与Babcock仪器原理相同,但设计更为完善的光电型磁像仪,如1960年,前苏联克里米亚天文台的Stepanov等人发明的能够测量太阳横向磁场的光电矢量磁像仪<sup>[5]</sup>。1968年,Beckers首次将双折射滤光器用于太阳磁场测量,能够在同一时间内得到太阳视面磁场图像,从而大大地提高了磁场望远镜的时间分辨率<sup>[6]</sup>。

我国太阳磁场观测仪器的研究始于上世纪六十年代中期,并于1986年由我国太阳物理学家艾国祥等人研制了基于双折射滤光器的怀柔35cm太阳磁场望远镜<sup>[7]</sup>,该仪器自投入观测至今,一直处于良好的工作状态,其观测资料被世界各国太阳物理学家用于太阳物理研究,也使我国在该领域的观测研究中步入了世界先进行列。八十年代末,艾国祥院士等人又提出多通道滤光器的概念,即在同一时间内可以得到多条太阳谱线的矢量磁图,从而实现对太阳磁场的三维观测,并于九十年代研制成功<sup>[8, 9]</sup>。并在此基础上又提出了利用双折射滤光器的方法获得二维光谱的Stokes参数仪方案,目前,该仪器正在中科院国家天文台研制<sup>[10]</sup>。

### 1.3 近红外太阳观测研究现状及发展趋势

近年来,随着红外探测技术的发展,人们更多的把注意力转向红外波段研究领域。红外波段是可见光波段以外,地面天文成像观测的另一个重要窗口。此外,即使在人类逐渐进入空间天文时代的今天,对于相对更为关心空间分辨率的太阳观测而言,红外观测由于其波长特性在相当长的时间内仍将以地面观测为主。

目前,从事常规红外观测的仅有美国国立太阳天文台,提供全日面的HeI1083nm扫描成像图、低色球Ca854.2nm谱线纵向磁图。在红外谱线诊断方面,欧美学者进行了较好的工作,例如Solanki等人的系列工作;国内方面,紫金山天文台在HeI1083nm谱线的光谱观测研究方面也进行了大量的工作,在国际上占有了一席之地。在研项目方面,美国大熊湖天文台正在研制的红外磁像仪,工作波段为FeI1564.85nm,从事光球磁场测量;国内的云南天文台正在研制1m红外太阳塔,以光谱诊断为主;南京大学正在研制一个中等口径的红外望远镜,进行成像观测,但没有磁场测量内容。

就磁场测量而言,除了美国国立太阳天文台的纵向色球磁图以外,红外太阳磁场测量大多以FeI1564.85nm等光球谱线为主观测磁场,主要科学目标为太阳磁场内禀性质的研究,而很少有进行高层大气磁场诊断的文献发表。造成这种现象的主要原因在于:日

冕磁场强度比光球低一个到两个量级,光球磁场观测常用的Zeeman效应的偏振分析在此并不十分有效;甚至,在日冕的低密度弱磁场环境中,Zeeman效应并不像在低层大气一样起唯一主导作用,所以偏振仪所获得的偏振信息是Hanle效应、Zeeman效应等的联合作用结果,这就使得从偏振测量反演磁场信息的难度大大增加<sup>[11]</sup>。过去30年间,虽然一直没有像光球磁场那样的常规观测仪器,但有关Hanle效应的理论分析取得了很大的进展,并且逐步应用到了课题观测与研究中<sup>[12]</sup>。近来,Lin等人利用HeI1083nm谱线进行了暗条的磁场诊断<sup>[13]</sup>,获得了一些初步的结果。但是,由于这些作者使用的都是同美国国立太阳天文台一样的光谱仪器设备,磁场成像速度很慢,主要进行学术研究,无法进行高层太阳大气磁场资料的常规观测,因而无法满足日地环境监测和预报的要求。

可以看出,人类对太阳磁场的研究迄今仍然局限在太阳光球和低色球这一太阳大气层的底部,而对于太阳中高层大气的磁场观测和研究一直依赖于远不理想的间接观测诊断。然而,影响日地环境的主要因素如太阳风和高能粒子等,其主要产生和加速的区域是太阳日冕。研究表明,这些剧烈太阳活动的能量虽然源于太阳低层大气乃至更深层次,但能量传输到日冕等高层大气并最终释放是一个相对缓慢的过程(对于某些超级活动,时延在近10小时<sup>[14]</sup>),因此,对于空间环境监测和预报而言,在通过传统的太阳磁场观测了解太阳活动的宏观背景的情况下,更迫切需要通过太阳活动发生区域的实时观测获得更完善的观测和理论依据,从而作出更实时可靠的太阳活动预报和警报。因而对太阳高层大气磁场的观测研究将是未来太阳物理发展的主要方向之一。

## 1.4 本课题研究的目的与意义

针对上述这些情况,我们提出了研制一台近红外成像偏振仪的方案。这台近红外偏振仪将以双折射滤光器配合F-P干涉仪为二维单色成像器,选择HeI 1083nm为主要观测谱线进行太阳大气中高层诊断,填充国际上中高层大气磁场常规成像观测设备的空白,并以冕洞下磁场的高时间分辨率成像观测为主要目标,为空间环境监测和预报提供观测和理论依据。同时这台仪器兼顾FeI1564.85nm谱线,对光球底层内禀磁场性质进行观测研究。近红外偏振分析器是这台仪器的核心部件之一,本文的研究目的就是要设计并研制一台基于液晶电光调制技术,工作在近红外波段的偏振分析器。

### 1.4.1 冕洞下磁场的观测研究的意义

HeI1083nm谱线形成于太阳中高层色球层( $\tau_c=1$ 之上1600 ~ 2000km),非常靠近日

冕，因而是诊断太阳高层大气磁场的重要吸收谱线。我们研制的近红外偏振分析器将利用该谱线对中高层大气的观测，并结合我国现有的太阳光球和低色球偏振仪的观测，可以有效地预测对地球有重要影响的太阳爆发事件，将在太阳磁场活动现象及其源区的基本结构研究和预报方面取得重要进展。预期可以开展的主要研究工作包括：利用1083nm资料研究太阳风形成的源区特性；从系列日冕物质抛射源区附近中高层色球层磁场的变化来推断以及预报耀斑和日冕物质抛射产生的可能时间和量级；从太阳光球到中高层色球的不同大气层次磁场的剖面结构来推断太阳非势磁场能量的传输和积累过程，以及耀斑和日冕物质抛射触发的物理机制；从太阳三维磁场观测资料出发，研究太阳爆发活动导致的空间天气中剧烈灾变过程的起源，达到有效地进行空间灾变天气预报的目的。

#### 1.4.2 光球底层内禀磁场性质观测研究的意义

近红外波段FeI 1564.85nm谱线形成于光球最深层，跃迁能级为 $e^7D_1-3d^64s5p^7D_1^0$ 。该谱线是一条Zeeman三重线系，朗德因子 $g=3$ ，因而具有非常高的磁场灵敏度。近年来，它在诊断磁场强度上的潜力逐渐受到重视，以Solanki等人为代表的太阳物理学家利用这条谱线对太阳黑子的本影，半影，谱斑区，宁静区，网络磁场开始了全方位观测和研究，并取得了一系列成果<sup>[15-22]</sup>。这些也将是我们所研制的近红外偏振分析器的观测目标之一。

#### 1.4.3 开展红外磁场观测的优势

红外波段位于可见光和微波之间，其波长覆盖0.75~1000 $\mu\text{m}$ 。通常将0.75~2.5 $\mu\text{m}$ 定义为近红外，2.5~25 $\mu\text{m}$ 定义为中红外，25~1000 $\mu\text{m}$ 定义为远红外。与可见光波段相比，红外波段跨越了3个倍频程。因此红外波段比可见光区蕴含着更为丰富的内容和更大的发展潜力。与可见光相比，红外波段观测的优势在于：

##### 1. 具有更高磁场测量灵敏度

测量磁场大多仍以Zeeman效应为基础，Zeeman效应的谱线裂距可以表示为：

$$\Delta\lambda_B = \frac{e\lambda^2 g B}{4\pi m_e c^2} = 4.67 \times 10^{-13} \lambda^2 \cdot g \cdot B \quad (1.1)$$

式中，波长 $\lambda$ 单位为Å， $B$ 单位为高斯。可见在磁场作用下谱线的裂距与波长平方成正比。比较可见光波段525.0nm和近红外波段1564.85nm，两谱线同为磁敏线，且朗德 $g$ 因子相同， $g=3$ ，在1000G的磁场的作用下，产生的谱线裂距分别为0.0039nm及0.035nm，

可见后者要比前者高近一个量级。因而利用红外波段观测更容易准确测得弱场信号。

## 2. 红外波段大气视宁度(Seeing)好

大气的视宁度是影响观测结果分辨率的重要因素。地球大气处于极复杂的湍流运动状态，而强烈的太阳辐射对地表的加热作用加剧了近地面的大气湍动，这种湍动对太阳光波前的干扰，造成观测仪器焦平面上太阳像的抖动和模糊，从而损害了观测的空间分辨率。在湍流理论通常认为Seeing与 $\lambda^{-\frac{1}{5}}$ 成正比<sup>[23]</sup>。因而红外波段具有更好的视宁度。

## 3. 红外波段大气散射光小

地球大气对太阳辐射的散射作用主要是Rayleigh散射和Mie散射。其中Rayleigh散射是由大气分子引起的，其散射截面可表示为：

$$\sigma(\lambda) = \frac{32\pi^3}{3M^2} \cdot \frac{(n-1)^2}{\lambda^4} \quad (1.2)$$

式中 $n$ 为大气折射率， $M$ 为分子数密度。由公式可见，Rayleigh散射与 $\lambda^{-4}$ 成正比。

除了Rayleigh散射外，大气中尺度在 $1\sim 15\mu\text{m}$ 尘埃、云雾等颗粒对光的散射作用称为Mie散射。这种散射系数与 $\lambda^{-n}$ 成正比，其中 $n$ 与散射颗粒的大小有关，通常 $0 < n < 4$ 。因而随着波长增加，光线所受到的散射作用迅速减小<sup>[24]</sup>。

## 4. 仪器散射光及偏振效应小

仪器的散射光与光学元件的表面粗糙度 $rms$ 有关。反射系数中的散射分量 $R_s \propto R_0(4\pi\sigma/\lambda)^2$ ，空气中玻璃表面透射系数的散射分量 $T_s \propto T_0(\pi\sigma/\lambda)^2$ ，其中 $R_0$ 和 $T_0$ 分别表示理想表面的反射系数和透射系数。因而，无论是反射还是透射光学系统，散射光成分均与 $\lambda^{-2}$ 成正比。同时，红外波段由光路中倾斜的反射镜面所引起的附加偏振也要远比可见光波段小。此外对反射式光学系统，金属反射膜的反射率在红外波段要高于可见光波段<sup>[25]</sup>。可见在红外波段仪器更容易实现高精度观测。

### 1.4.4 液晶波片应用于偏振分析器的意义

电光调制器在可见光中应用最为成熟的是KD\*P晶体，但近年来随着液晶技术的飞速发展，液晶波片正在越来越多地用于太阳磁场观测中。KD\*P晶体材料光学响应快(微秒量级)，应用成熟，但没有成熟的市场供应，且需高压(近千伏)工作，此外KD\*P在近红外波段透过率较低，也不易获得较大的口径。

而液晶不需要高压,近红外波段有较好的透过率,产品已经商业化而质量有保证。而且由于向列液晶波片位相延迟可以在电压控制下连续可调,从理论上讲,只要驱动电压的分辨率足够,我们可以获得在0和最大值之间的任意延迟量,因而可以期望达到前所未有的偏振精度,因此我们选用液晶波片。尽管液晶波片响应较慢(毫秒量级),但通过分析这不会对本项目产生根本的影响。

## 1.5 论文各章节简介

本文主题是研制基于液晶调制技术的近红外偏振分析器,围绕着这一主题,按照设计、研制、标定与检测顺序,详细介绍了各个步骤研究结果。

本论文在第二章从理论上回顾了Zeeman效应和太阳磁场的测量原理及Stokes参数的数学描述,给出了偏振分析器的设计依据。介绍了横向磁场分量与纵向磁场分量在测量中的特点。简单介绍了太阳中高层大气中的Hanle效应。

第三章从考察偏振分析器的研究现状入手,分析了各种偏振分析器的优缺点。同时研究了近年来兴起的新型电光调制元件——液晶波片的性能。在此基础上我们比较了几种基于液晶波片的偏振分析器的设计方案,最终确立了偏振分析器的设计方案,并对其偏振测量精度及Crosstalk做出理论计算与分析。

由于液晶波片需要在恒温状态下检测,因而首先需要完成偏振分析器的结构及恒温控制系统,才能进行检测。第四章介绍了偏振分析器机械结构及光学元件的研制、恒温控制系统的设计与实验。

在第五章中,首先详细介绍了近红外偏振测试系统,并对几种常用的波片位相延迟的测量方法作了系统的分析和比较,在此基础上确定了液晶波片延迟—驱动电压关系的标定方法。然后给出了液晶波片精确标定结果。最后,给出了用WYKO干涉仪检测液晶波片动态均匀性的理论分析与结果。

第六章是对进一步工作的展望,设计了偏振分析器中两液晶波片精确装调方案,以及偏振分析器实验室定标方案。并考虑利用怀柔太阳光谱仪进行光谱Stokes参数试观测。

最后是全篇论文的结束语。

## 第二章 太阳磁场测量原理

太阳低层大气中磁场的测量原理主要是基于太阳光谱线的Zeeman效应,即在具有磁场的太阳大气中,太阳光的谱线会发生分裂。这些分裂的单色光具有一定的偏振态,并且裂距与磁场强度成固定的函数关系。选择具有强度量纲的Stokes 参数来描述此时太阳光的偏振状态,并在一定的大气和磁场模型及吸收机制的假定下,求解Stokes 参数转移方程,得到Stokes 参数轮廓,通过偏振测量与望远镜定标,可以计算出谱线的裂距,从而推导出矢量磁场的相关物理量。在太阳的中高层大气中,除了Zeeman效应以外, Hanle效应也较为明显,所以用偏振分析器获得的偏振信号是两种效应联合作用的结果。本章将对基于Zeeman效应的磁场测量原理做较为详细地介绍,并简述Hanle效应原理及其在观测中的应用概况,最后对两种效应不同之处作了简单的比较。

### 2.1 太阳光谱线的塞曼效应<sup>[26][27]</sup>

太阳夫琅和费谱线既非纯发射线也非纯吸收线,因此,它们的Zeeman效应与纯发射线或纯吸收线的Zeeman效应虽有相似之处,但均不相同。

#### 2.1.1 纯发射线的 Zeeman 效应

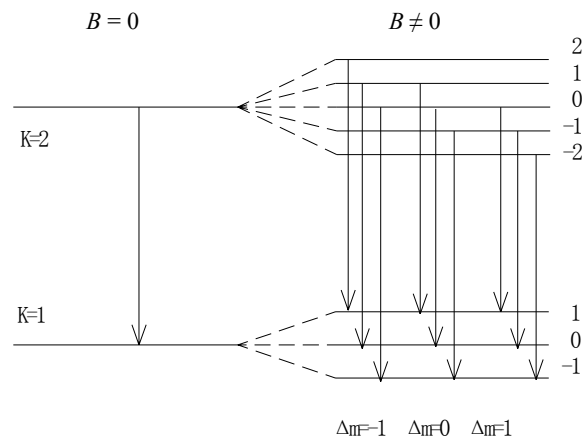


图 2.1.1 原子的能级在外磁场中的分裂

以图2.1.1为例,根据原子光谱理论,在无外磁场作用时( $B = 0$ ),原子从高能级跃迁到低能级,便发出频率为 $\nu_0$ 的单色光;当原子在外磁场中时( $B \neq 0$ ),处在磁场中的原子能级将发生空间量子化。这两个能级都发生分裂,如图中右边所示。根据Zeeman效应,

一条谱线的上下能态将分裂为 $(2J+1)$ 子能态，各自能态的磁量子数 $M$ 不同。于是上能态与下能态中的某个子能态之间的跃迁产生各条Zeeman分裂子线。太阳磁场观测通常只用三分裂谱线，即谱线在外磁场中分裂为三条子线：一条 $\pi$ 子线，分裂后，波长 $\lambda_0$ 不变；两条 $\sigma$ 子线，其波长在分裂后则漂移到 $\lambda_0 \pm \Delta\lambda$ 。这种特殊的三分裂称为正常Zeeman三分裂。

塞曼裂距与磁场之间的关系如下：

$$\Delta\lambda = 4.67 \times 10^{-13} g \lambda^2 B \quad (2.1)$$

式中 $g$ 为朗德因子， $B$ 为以高斯为单位的磁场强度， $\lambda$ 为无磁场时的单色光的波长，单位为埃。

对于三分裂的纯发射线，波长不变的 $\pi$ 子线为线偏振，偏振方向与磁场平行；而对于蓝端和红端的两条子线 $\sigma_v$ 和 $\sigma_r$ ，则是在与磁场垂直的平面内的圆偏振，它们的点振动矢量的旋转方向相反。当观测者迎着磁场方向观测时（纵向观测）， $\sigma_v$ 为左旋， $\sigma_r$ 为右旋， $\pi$ 子线看不到，如图2.1.2a所示。当观测者的视向与磁场垂直时（横向观测），三条子线都能看到，且均为线偏振。 $\pi$ 子线和两个 $\sigma$ 子线的偏振方向分别与磁场平行和垂直。如图2.1.2b所示。

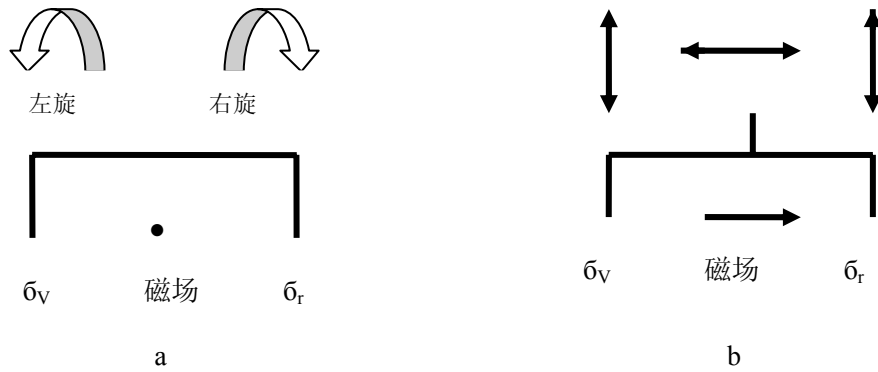


图 2.1.2. 发射线的 Zeeman 效应 a 为纵向观测， b 为横向观测

### 2.1.2 纯吸收线的 Zeeman 效应

当白光入射到处于磁场中的吸收气体中，由于磁场中气体原子的能级分裂，产生的吸收线也呈现Zeeman分裂，称为逆Zeeman效应。对于谱线为三分裂的情形，产生三条子线： $\sigma_v$ 、 $\pi$ 和 $\sigma_r$ ，波长分别为 $\lambda_0 - \Delta\lambda$ 、 $\lambda_0$ 、 $\lambda_0 + \Delta\lambda$ 。当观测者迎着磁场方向观测时，



(纵向观测, 此时的磁场分量称为纵向磁场),  $\sigma_v$  为右旋圆偏振光,  $\sigma_r$  为左旋圆偏振光,  $\pi$  子线看不到, 如图2.1.3a所示。当观测者的视向与磁场垂直时(横向观测, 此时的磁场称为横向磁场), 三条子线都能看到, 其中 $\pi$ 子线为偏振方向与磁场垂直的线偏振, 两条 $\sigma$ 子线为偏振方向与磁场平行的部分线偏振, 如图2.1.3b。

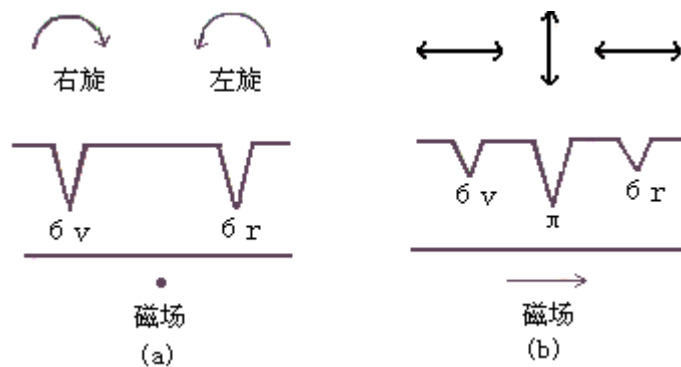


图 2.1.3. 吸收线的 Zeeman 效应 a 为纵向观测 b 为横向观测

### 2.1.3 太阳夫琅和费谱线的 Zeeman 效应

太阳夫琅和费谱线的形成是太阳大气物质不断吸收辐射又不断发出辐射, 在该波长处形成辐射减弱的过程, 与上述纯发射线和纯吸收线的情况均不相同。因此它的Zeeman分裂子线的强度和偏振状态不能借用上述两种情况简单推测, 而必须建立磁场存在时的谱线转移方程, 并在某些假定条件下求解, 得到Zeeman分裂各子线的强度与偏振状态。当磁场不存在时, 只需用一个强度参数  $I(\theta, \tau)$  就可以描述辐射场; 当磁场存在时, 由于辐射场同时存在偏振, 需要用既可描述强度又可描述偏振状态的Stokes 参数来表示它的真实状态。因此, 磁场中的辐射转移方程变成Stokes 参数的转移方程。通过求解Stokes 参数转移方程, 得到太阳夫琅和费Zeeman效应三分裂中三条子线偏振状态。表2.1列出了其定性结果, 从表中可以看出, 其大致相似于纯吸收线的偏振状态, 但所有子线均为部分偏振, 不存在纯发射或纯吸收线中有些为完全线偏振或完全圆偏振的情况。但三条子线的裂距仍可以按公式(2.1)计算。

表 2.1 各种光谱线 Zeeman 三分裂子线的偏振状态

| 谱线类型                            |            | 纯发射线          | 纯吸收线          | 太阳夫琅禾费线       |
|---------------------------------|------------|---------------|---------------|---------------|
| 纵向观测, B<br>向外, $\gamma=0^\circ$ | $\sigma_V$ | 完全左旋圆偏振       | 完全右旋圆偏振       | 部分右旋圆偏振       |
|                                 | $\pi$      | 看不见           | 看不见           | 看不见           |
|                                 | $\sigma_r$ | 完全右旋圆偏振       | 完全左旋圆偏振       | 部分左旋圆偏振       |
| 横向观测,<br>$\gamma=90^\circ$      | $\sigma_V$ | 完全线偏振, 垂直 $B$ | 部分线偏振, 平行 $B$ | 部分线偏振, 平行 $B$ |
|                                 | $\pi$      | 完全线偏振, 平行 $B$ | 完全线偏振, 垂直 $B$ | 部分线偏振, 垂直 $B$ |
|                                 | $\sigma_r$ | 完全线偏振, 垂直 $B$ | 部分线偏振, 平行 $B$ | 部分线偏振, 平行 $B$ |

## 2.2 偏振光的 Stokes 参数描述<sup>[28]</sup>

沿观测者方向( $z$ 轴)传播的任何光束的电矢量的振动, 可以分解为垂直于视向的( $x$ ,  $y$ )平面内的两个正交方向上的振动之和。假定波列为单色波, 则振动为:

$$\begin{aligned} E_x(t) &= E_{0x} \cos[\omega t + \delta_x] \\ E_y(t) &= E_{0y} \cos[\omega t + \delta_y] \end{aligned} \quad (2.2)$$

经过三角函数变换, 消掉  $\omega t$  项, 上式可以得到以下形式:

$$\frac{E_x^2(t)}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2(t)}{E_{0y}^2} - \frac{2E_x(t)E_y(t)}{E_{0x}E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (2.3)$$

上式中  $\delta = \delta_y - \delta_x$ ,  $E_x(t)$ ,  $E_y(t)$  为量子的瞬间振动振幅, 它们对观测时间的平均, 即是实际观测到的宏观量。用符号 “ $\langle \rangle$ ” 表示对时间的平均, 则公式(2.3)写为:

$$\frac{\langle E_x^2(t) \rangle}{E_{0x}^2} + \frac{\langle E_y^2(t) \rangle}{E_{0y}^2} - \frac{2\langle E_x(t)E_y(t) \rangle}{E_{0x}E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (2.4)$$

式中:

$$\langle E_i(t)E_j(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} \int_0^T E_i(t) \cdot E_j(t) \cdot dt \quad (i, j = x, y) \quad (2.5)$$

将公式(2.4)两边同时乘以  $4E_{0x}^2 E_{0y}^2$ ，得到：

$$4E_{0x}^2 \langle E_x^2(t) \rangle + 4E_{0y}^2 \langle E_y^2(t) \rangle - 8E_{0x}E_{0y} \langle E_x(t)E_y(t) \rangle \cos \delta = (2E_{0x}E_{0y} \sin \delta)^2 \quad (2.6)$$

将公式(2.1)代入(2.5)式，得到：

$$\begin{aligned} \langle E_x^2(t) \rangle &= \frac{1}{2} E_{0x}^2 \\ \langle E_y^2(t) \rangle &= \frac{1}{2} E_{0y}^2 \\ \langle E_x(t)E_y(t) \rangle &= \frac{1}{2} E_{0x}E_{0y} \cos \delta \end{aligned} \quad (2.7)$$

将公式(2.7)代入(2.6)式，得到：

$$2E_{0x}^2 E_{0y}^2 + 2E_{0x}^2 E_{0y}^2 - (2E_{0x}E_{0y} \cos \delta)^2 = (2E_{0x}E_{0y} \sin \delta)^2 \quad (2.8)$$

在上式左边加减  $E_{0x}^4 + E_{0y}^4$ ，则公式成为：

$$(E_{0x}^2 + E_{0y}^2)^2 - (E_{0x}^2 - E_{0y}^2)^2 - (2E_{0x}E_{0y} \cos \delta)^2 = (2E_{0x}E_{0y} \sin \delta)^2 \quad (2.9)$$

用四个参数  $I$ ， $Q$ ， $U$ ， $V$  表示上式中括号内各项，则：

$$\begin{aligned} I &= E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ Q &= E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ U &= 2E_{0x}E_{0y} \cos \delta \\ V &= 2E_{0x}E_{0y} \sin \delta \end{aligned} \quad (2.10)$$

公式 (2.10) 中， $I$ ， $Q$ ， $U$ 和 $V$ 即为平面波的Stokes参数， $I$ 表示光波的总强度， $\pm Q$ 反映线偏振光水平和垂直的程度； $\pm U$ 反映线偏振光与 $Q$ 成  $\pm 45^\circ$  的程度； $\pm V$ 反映光束中圆偏振光的左旋或右旋的程度。

用Stokes 参数描述单色光的偏振状态：由偏振光的椭圆方程式可以得到椭圆的方位角和椭圆率为下面表达式<sup>[29]</sup>：

$$\begin{aligned} \tan 2\psi &= \frac{2E_{0x}E_{0y} \cos \delta}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \\ \sin 2\chi &= \frac{2E_{0x}E_{0y} \sin \delta}{E_{0x}^2 + E_{0y}^2} \end{aligned} \quad (2.11)$$

式中,  $\psi$  为椭圆偏振光的椭圆长轴与x轴夹角, 确定偏振面的方向;  $\chi$  为椭圆短轴与长轴之比, 确定偏振光的椭圆度与旋向。

根据式(2.10)可以看出, Stokes 参数与上述两个参数之间存在下面的关系:

$$\begin{aligned}\tan 2\psi &= U / Q \\ \sin 2\chi &= V / I\end{aligned}$$

对于完全偏振光:

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2 \quad (2.12)$$

对于部分偏振光, 其偏振度可以表示为:

$$P = \left( \frac{Q^2 + U^2 + V^2}{I^2} \right)^{1/2} \quad (2.13)$$

显然, 四个Stokes参数给定后, 光束的强度及偏振状态就完全确定了。采用Stokes 参数的主要优点是这四个参数均为可测量, 且均为辐射强度量纲, 通过偏振分析器中偏振光学元件的组合, 可以分离出各个参数。

### 2.3 Stokes 参数描述的辐射转移方程

太阳光谱具有一定宽度, 因此, 在谱线范围内的每一波长  $\lambda_0$  处, 都有一套公式(2.10)所定义的Stokes参数。也就是说, 在谱线范围内, Stokes参数是波长的函数, 当磁场存在时, 理论的Stokes轮廓可以在一定的大气和磁场模型以及机制假定下, 求解Stokes 参数转移方程。

Unno首先得到一套Stokes参数转移方程<sup>[30]</sup>, 并在假定磁场为均匀、谱线为真吸收以及线吸收系数与连续吸收系数之比与光学深度无关等条件下, 求得Stokes轮廓。

下面是用矩阵表示的Unno方程<sup>[31]</sup>, 类似于无磁场时的吸收线的辐射转移方程, 在局部热动平衡假定下, Stokes参数转移方程具有如下形式:

$$\cos \theta \cdot \frac{dS}{d\tau} = (1 + \eta) \cdot (S - B_\lambda) \quad (2.14)$$

式中,  $S$ 表示Stokes参数的矩阵形式:  $S = [I \ Q \ U \ V]^T$ ,  $\theta$ 为辐射方向对太阳径向的偏离角;  $\tau$ 为谱线附近连续谱光学深度;  $B_\lambda \equiv (B_\lambda, 0, 0, 0)$ , 为Planck函数;  $\eta$ 为四维吸

收矩阵:

$$\eta = \begin{bmatrix} \eta_I & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & \eta_I & 0 & 0 \\ \eta_U & 0 & \eta_I & 0 \\ \eta_V & 0 & 0 & \eta_I \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

其中, 矩阵内各元素为:

$$\begin{cases} \eta_I = \frac{1}{2}\eta \sin^2 \gamma + \frac{1}{4}(\eta^+ + \eta^-)(1 + \cos^2 \gamma), \\ \eta_Q = \left[ \frac{1}{2}\eta - \frac{1}{4}(\eta^+ + \eta^-) \right] \sin^2 \gamma \cos 2\varphi, \\ \eta_U = \left[ \frac{1}{2}\eta - \frac{1}{4}(\eta^+ + \eta^-) \right] \sin^2 \gamma \sin 2\varphi, \\ \eta_V = \frac{1}{2}(\eta^+ - \eta^-) \cos \gamma. \end{cases} \quad (2.16)$$

其中,  $\eta = K_l(\lambda)/K_c(\lambda)$  为吸收系数  $K_l(\lambda)$  与附近连续吸收系数  $K_c(\lambda)$  的比率, 而  $\eta^\pm = \eta(\lambda \pm \Delta\lambda_B)$  与磁场有关,  $\Delta\lambda_B$  为谱线Zeeman三分裂的裂距,  $\gamma$  为磁场方向与观测者方向交角,  $\varphi$  为磁场方位角, 如图2.3.1所示。当给定大气模型  $B_\lambda(\tau)$  和磁场不存在时的吸收系数比率  $\eta(\lambda)$  后, 通过数值计算, 求解方程(2.14), 可以得到Stokes轮廓。图2.3.2为在磁场为2500高斯时, 求解得到的纵向和横向Zeeman效应的Stokes轮廓<sup>[32]</sup>。因为没有考虑Faraday旋转, 光束的偏振面固定, 取  $U = 0$ 。从左图中可以看出: 由于磁场的作用

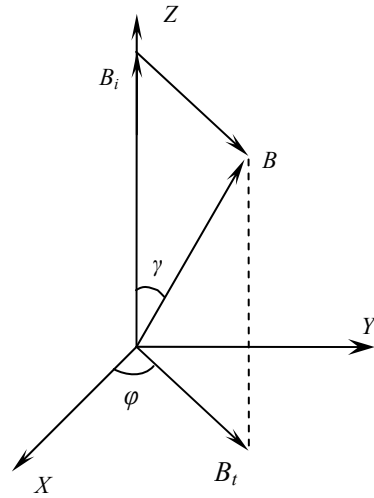
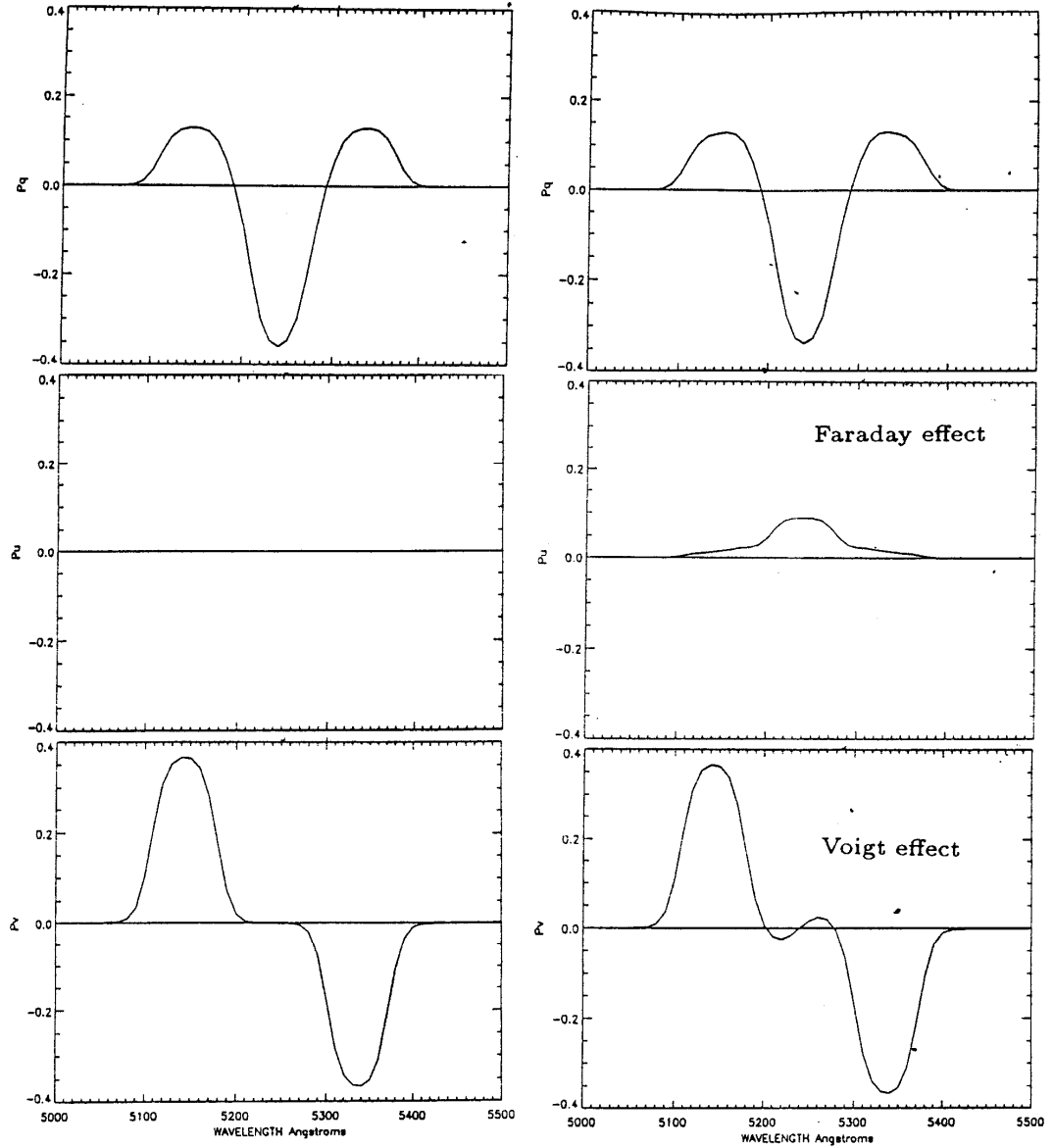


图 2.3.1. 磁场向量与视线方向的关系

产生的各个Stokes 参数的轮廓是不同的, 对于纵向磁场, Stokes参数  $V$  在谱线线心的信号强度为零, 线翼的信号强度明显高于线心; 对于横向磁场, Stokes参数  $Q$  在线心的信号强度高于线翼, 但线翼的信号强度不为零。所以, 通常选择在线翼测量纵向磁场, 在线心测量横向磁场。同时, 从图中也看出, 在谱线线心处测量, Faraday 效应和Voigt效应比较明显。



## 2.4 基于滤光器的太阳磁场测量方法<sup>[33]</sup>

太阳夫朗和费谱线在磁场中产生Zeeman三分裂。以纵向磁场为例，根据Zeeman效应，纵向磁场使谱线分裂为左旋和右旋圆偏振光，且两种波长与中心波长相差Zeeman裂距 $\Delta\lambda$ 。如图2.4.1所示。将滤光器的透过波长调节到 $\lambda_0 - \Delta\lambda$ 处，调制偏振分析器中偏振元件的组合状态，使得左旋圆偏振光和右旋圆偏振光分别透过滤光器，CCD分别接收光强为 $I_A$ 、 $I_B$ ，则光强差为：

$$\Delta I_V = I_A - I_B \quad (2.17)$$

为提高信噪比，通常对接收到的信号做多次累加后，才能得到比较好的磁图。具体计算方法如下式：

$$\begin{aligned} I_Q &= \sum \frac{I_{+Q} - I_{-Q}}{I_{+Q} + I_{-Q}} \\ I_U &= \sum \frac{I_{+U} - I_{-U}}{I_{+U} + I_{-U}} \\ I_V &= \sum \frac{I_{+V} - I_{-V}}{I_{+V} + I_{-V}} \end{aligned} \quad (2.18)$$

由测得的Stokes参数转换为磁场强度，是一个相当复杂的问题。原则上说，一方面应有Stokes轮廓的观测资料，另一方面要选定某种大气模型和可能的磁场随高度的分布来求解Stokes转移方程，再与滤光器的透过轮廓作卷积，得到理论的Stokes 轮廓。同观测结果比较，若符合很好，表明假定的磁场分布为正确，否则，应修改磁场分布，直至符合<sup>[34]</sup>。

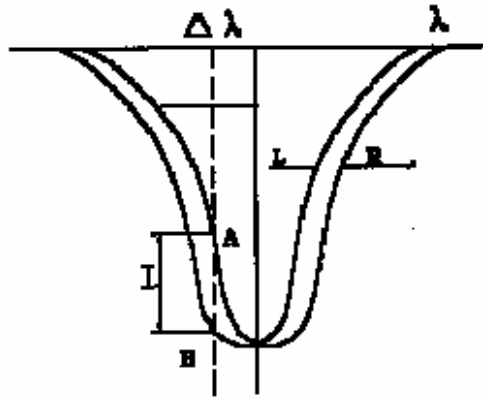


图 2.4.1. 纵向磁场的测量原理示意图

在弱磁场条件下，近似求解Stokes转移方程，可知存在关系  $B \cdot \cos \gamma \propto I_V$ ,  $B^2 \cdot \sin^2 \gamma \propto (I_Q^2 + I_U^2)^{1/2}$ , 即<sup>[35]</sup>:

$$\begin{cases} B \cos \gamma = k_1 I_V \\ B \sin \gamma = k_2 (I_Q^2 + I_U^2)^{1/4} \end{cases} \quad (2.19)$$

于是，通过定标获得  $k_1, k_2$  后，即可由测到的Stokes参数转换为太阳磁场强度。

## 2.5 纵向磁场与横向磁场测量的特性分析

在太阳磁场测量中，纵向磁场与横向磁场的测量有很大的不同，下面将分别对此作一些详细分析：

在没有磁场时，太阳夫朗和费谱线的高斯轮廓如下式所描述<sup>[36]</sup>：

$$I_{(\nu)} = 1 - (1 - I_0) \exp[-\nu^2] \quad (2.20)$$

其中， $I_0$  为谱线线心的强度， $\nu = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_0}$ ， $\Delta\lambda$  为观测谱线的位置， $\Delta\lambda_0$  为谱线的宽度。

当存在纵向磁场( $H_L$ )时，谱线分裂为两个 $\sigma$ 分量： $I(\nu - \sigma)$ ,  $I(\nu + \sigma)$ 。由泰勒级数展开公式：

$$f(x + \Delta x) = f(x_0) + \Delta x \cdot f'(x) + \dots \quad (2.21)$$

对于右旋分量：

$$I_{\sigma R}(\nu) = \frac{1}{2} I(\nu - \delta) = \frac{1}{2} [I(\nu) - \delta \cdot \frac{dI(\nu)}{d\nu}] = \frac{1}{2} [I(\nu) + 2 \cdot \nu \cdot \delta \cdot (1 - I_0) \exp(-\nu^2)] \quad (2.22)$$

对于左旋分量：

$$I_{\sigma L}(\nu) = \frac{1}{2} I(\nu + \delta) = \frac{1}{2} [I(\nu) + \delta \cdot \frac{dI(\nu)}{d\nu}] = \frac{1}{2} [I(\nu) - 2 \cdot \nu \cdot \delta \cdot (1 - I_0) \exp(-\nu^2)] \quad (2.23)$$

其中， $\delta = \frac{\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_0}$ 。则接收到的纵场信号强度为：

$$S_L = I_{\sigma R}(-\nu) - I_{\sigma L}(+\nu) = -\delta \cdot \frac{dI}{d\nu} = 2 \cdot \nu \cdot \delta \cdot (1 - I_0) \exp(-\nu^2) \quad (2.24)$$

对上式求导，得到：

$$S'_L = \exp[-\nu^2] \cdot 4 \cdot \delta \cdot (1 - I_0) [1 - 2\nu^2] \quad (2.25)$$

可以看出，当 $\nu = \frac{1}{\sqrt{2}}$ 时， $S_L$ 有极大值，代入公式(2.24)：

$$S_{L(\nu)} = 1.7 \cdot \delta \cdot (1 - I_0) \quad (2.26)$$



当存在横向磁场 ( $H_T$ ) 时, 谱线分裂为两个 $\sigma$ 分量和一个 $\pi$ 分量:

$$I_{\sigma T}(\nu) = \frac{1}{4}[I(\nu + \delta) + I(\nu - \delta)] = \frac{1}{2}I(\nu) + \frac{\delta^2}{4} \frac{d^2 I(\nu)}{d\nu^2} \quad (2.27)$$

$$I_{\pi T}(\nu) = \frac{1}{2}I(\nu) \quad (2.28)$$

则接收到的横场信号强度为:

$$S_T(\nu) = I_{\sigma T}(\nu) - I_{\pi T}(\nu) = \frac{\delta^2}{4} \frac{d^2 I(\nu)}{d\nu^2} = \frac{\delta^2}{2} \cdot (1 - 2\nu^2) \cdot (1 - I_0) \cdot \exp(-\nu^2) \quad (2.29)$$

由上式看出, 在 $\nu = 0$ 处,  $S_T$ 有极大值, 代入式 (2.29), 有:

$$S_T(0) = \frac{1}{2}(1 - I_0) \cdot \delta^2 \quad (2.30)$$

以  $\lambda_0 = 5250.2 \text{ \AA}$  为例: 此波长的中心强度为  $I_0 = 0.4$ ,  $\Delta\lambda_0 = 0.07$ ,  $\Delta\lambda_H = 4.67 \times 10^{-13} \lambda^2 gB$ , 则:

$$\delta = \frac{\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_0} = 7 \times 10^{-4} B$$

$$S_L = 7.1 \times 10^{-4} B_L; \quad S_T = 1.5 \times 10^{-7} B_T^2 \quad (2.31)$$

由上式可以看出, 若要  $S_T = S_L$ , 即接收的横场与纵场信号强度一样时, 横向磁场强度  $H_T = 70\sqrt{H_L}$ 。因此, 对纵场有0.5高斯灵敏度的分析器, 只能探测到50高斯的横场强度。公式(2.31)说明, 接收到的纵向磁场的信号强于横向磁场。

## 2.6 影响磁场测量的因素<sup>[37]</sup>

在太阳磁场测量中, 存在一些来自测量原理及仪器制作误差等多方面的因素影响磁场的观测质量。

因测量原理本身而存在的影响: (1) 横场方位角的 $180^\circ$  不确定性, 即不能确切地指出横场的指向; (2) 磁光效应的影响, 其在谱线线心表现为法拉第Faraday旋转, 在线翼表现为Voigt效应; (3) 投影效应的影响, 球面投影效应使偏离日面中心活动区的几何形状和物理特征明显发生改变; (4) 磁饱和效应的影响, 由于在偏振光的测量过程中, 偏

振光的强度并不和磁场强度完全成正比，这就会导致磁饱和效应的出现；(5)  $\pi-\sigma$  效应的影响，由于在线心测量的部分线偏振光和在线翼测量的部分线偏振光振动方向是垂直的， $\pi-\sigma$  效应会影响横场方位角的确定。

来自仪器的影响主要有：(1) 望远镜有限分辨率的影响；(2) 仪器偏振的影响，望远镜的光学系统本身引起的偏振（反射物镜比折射物镜大），特别是入射角大时，偏振度可达百分之几<sup>[38]</sup>；(3) 偏振光学元件制造误差的影响。另外，还有一些其他因素的影响，如：散射光的影响、地球大气消光和视宁度的影响以及日面物质运动产生的影响等。

## 2.7 Hanle 效应

磁场对散射光线偏振所产生的影响统称为Hanle效应，最早是德国物理学家Hanle，于1924年在研究弱场情况下水银蒸气发出的各向异型性的荧光谱线散射偏振时发现的。在太阳物理领域里Hanle效应是指由外部磁场对太阳大气的相干散射辐射引起的偏振效应。与没有磁场的情况下相比，弱磁场对线偏振的影响是使线偏振面偏转和退偏(偏振度降低)。Hanle效应由于直接引入了相干重叠概念的分类，因此，在量子力学的发展中起到了非常重要的作用。在量子物理学中，Hanle效应主要用来测量原子能级寿命。Hanle效应在强度较弱的磁场中方向更为敏感，因而适合确定太阳中高层大气中的弱磁场方向。

在确定磁场强度时，可以利用对于被扰动的磁场强度的最大值与原子能级的寿命的关系：

$$10^6 Bg \approx 1/t_{\text{life}} \quad (2.32)$$

其中 $B$ 为磁场强度(单位为高斯)， $g$ 为朗德因子， $t_{\text{life}}$ 为原子能级的寿命，单位为秒。

Hanle效应对于不同的磁场方向具有相同的线偏振信号，而对于Zeeman效应来说Stokes  $V$ 信号对不同的纵场方向具有不同的符号。Sahal-Brechot 等(1977)理论上证实了日珥观测到的Hanle效应<sup>[39]</sup>，即线偏振度的退偏和线偏振面的旋转，是磁场存在的结果。1984年Sahal-Brechot 等观测了日珥的磁场，其中多数日珥为反常磁位形。他们测量出日珥的线偏振强度 $Q/I$ 超过 $10^{-2}$ 。Lin等(1998)用HeI1083nm近红外谱线观测了一个日面内暗条的偏振信号，并发展了一套用Hanle效应诊断暗条磁场的方法<sup>[14]</sup>。测量结果表明暗条的磁场是沿着主轴方向，在暗条主轴的另一边改变方向。

最近Bueno等(2002)观测到一个日珥的磁场强度为40高斯，一个暗条的磁场强度为20

高斯<sup>[40]</sup>。Wiehr & Bianda(2001)对日珥的偏振测量表明在 $H_\alpha$ 和 $H_\beta$ 波段没有可观测到的线偏振信号<sup>[41]</sup>。2005年Bianda等用偏振光谱仪对暗条进行了偏振观测。在 $H_\alpha$ 谱线的Stokes像中， $Q/I$ 和 $U/I$ 的轮廓分别在线心和线翼达到最大，强度约为 $10^{-3}$ ， $V/I$ 并没有明显的信号。而在氢 $D_3$ 线的斯托克斯像中， $Q/I$ 的最大强度约为 $2 \times 10^{-4}$ 。目前，Hanle效应的理论及应用还远未达到像Zeeman效应那样完备。

## 2.8 Zeeman 效应和 Hanle 效应的比较

从上面的介绍中我们可以比较塞曼效应和Hanle效应对于测量暗条磁场的不同特点。在Hanle效应中，相干散射对谱线形成的具有主要贡献。而Zeeman效应与原子子能态的相干性无关。磁场强度对Hanle效应的灵敏度与Zeeman分裂与自然制宽的比率有关，而对Zeeman效应的灵敏度与Zeeman分裂和多普勒至宽的比率有关。在Hanle效应比较明显的情况下，不同方向的磁场对于线偏振的影响是关于线心对称的，而在Zeeman效应中，不同方向的纵向磁场产生的Stokes  $V$ 的信号符号相反。Hanle效应不适合测量较强的磁场，同Zeeman效应相比，更适合测量弱磁场。对于暗条的螺旋缠绕的磁位形，Zeeman效应更适合测量其不同方向的纵向磁场<sup>[42]</sup>。



## 第三章 近红外偏振分析器设计方案研究

偏振分析器的工作原理是通过偏振光学元件的不同组合方式及快速调制,分离出太阳谱线在磁场作用下产生的各个Stokes 偏振分量,即将太阳光中偏振信息转化为光强信号。由CCD记录这些调制后的光强信号,经过解调程序,可获得重建偏振信息。偏振分析器有两个重要指标:调制速度和偏振精度。调制速度与调制元件及调制方式有关,强调调制速度指标是因为快速调制可以有效消除大气视宁度(Seeing)对观测造成的影响,同时也是提高偏振分析器的时间分辨率的有效措施。而偏振灵敏度指标主要由偏振分析器的光学元件的精度以及偏振分析器的调制方式决定。可以看出两个指标均与调制方式有关,不同的调制方式不仅将决定不同的光学元件组成方式,而且对各偏振元件的精度要求也不同。因此调制方式是确定偏振分析器设计方案的一个重要依据,因而也是本章的重点所在。

本章从考察偏振分析器的研究现状入手,分析了各种偏振分析器的优缺点,同时研究了近年来兴起的新型电光调制元件—液晶波片的性能。在此基础上我们比较研究了几种基于液晶波片的偏振分析器方案设计,并最终确立了偏振分析器实现方案。在本章的最后对偏振分析器实现方案的偏振测量精度及Crosstalk影响做出了理论计算与分析。

### 3.1 偏振分析器的研究现状

#### 3.1.1 偏振分析器的种类

若按其调制方式分类,偏振分析器可以分为机械调制、电光调制和压电调制几大类。若按所调制的参量分类则可以分为光轴调制、延迟调制或两者同时等类型。例如旋转波片的调制方式,属于机械调制且为改变光轴的调制方式,而KD\*P,向列液晶波片(Liquid Crystal Variable Retarder, LCVR)等属于电光调制且改变位相延迟的调制方式。铁电液晶波片(Ferroelectric Liquid Crystal; FLC)比较特殊,既是电光调制类型又属于改变光轴的调制方式。

另外按照光路设计,也可以分为单光路(single beam polarimetry)和双光路(dual beam polarimetry)两种形式。单光路设计通常采用一个单轴向的检偏器,互相正交的两偏振分量按时间顺序先后得到。但通常由于调制速度很快,可以称其为“准同时”调制;双光路设计通常采用偏振分束器(polarizing beam splitter)作为检偏器,因而可以同时得到互相正交的两个偏振分量。

下面简述两种调制常用调制方式的原理。

### 3.1.2 机械调制方式

机械调制适宜用于旋转各种偏振元件的方案，如偏振棱镜、波片、偏振片等。通常这种调制方式属于改变光轴的方式，方法设计与制作相对简单，容易实现。测量原理是，记录偏振元件旋转过程中的光强，利用光强变化是各Stokes参量以及器件光轴方位角的函数关系解出 $Q$ ， $U$ 和 $V$ 分量，这种方法被称作傅立叶分析法(Fourier analysis method)，例如旋转波片方法的原理如图3.1.1所示，入射光透射波片后，出射光Stokes参数表示为：

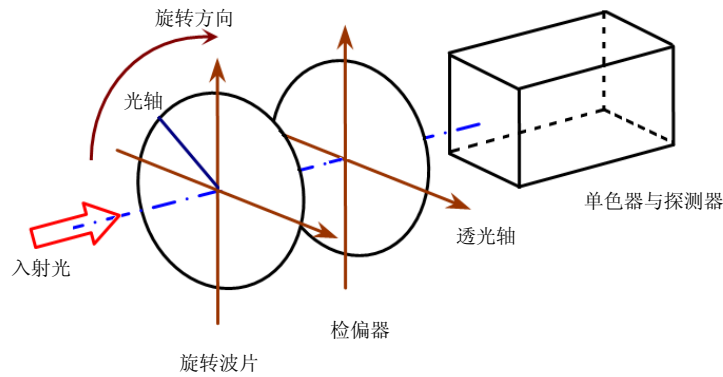


图 3.1.1. 旋转波片调制法光路系统示意图

$$S_{out} = M_p \cdot M_r \cdot S_{in} \quad (3.1)$$

式中 $M_r$ 为波片的Mueller矩阵， $\varphi$ ,  $\Omega$ 分别为波片的位相延迟和光轴的方位角；

$$M_r = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\Omega + \sin^2 2\Omega \cos \varphi & \sin 2\Omega \cos 2\Omega (1 - \cos \varphi) & -\sin 2\Omega \sin \varphi \\ 0 & \sin 2\Omega \cos 2\Omega (1 - \cos \varphi) & \sin^2 2\Omega + \cos^2 2\Omega \cos \varphi & \cos 2\Omega \sin \varphi \\ 0 & \sin 2\Omega \sin \varphi & -\cos 2\Omega \sin \varphi & \cos \varphi \end{bmatrix}$$

$M_p$ 为偏振片的Mueller矩阵，“+”及“-”分别表示透光轴平行于x轴或y轴，

$$M_p = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \pm 1 & 0 & 0 \\ \pm 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

出射光强可以表示为：

$$I_{\pm} = \frac{I_{out} \pm Q_{out}}{2} = \frac{1}{2} I_{in} \pm \left( \frac{1 + \cos \varphi}{2} + \frac{1 - \cos \varphi}{2} \cos 4\Omega \right) \frac{1}{2} Q_{in} \pm \frac{1 - \cos \varphi}{2} \sin 4\Omega \frac{1}{2} U_{in} \mp \sin \varphi \sin 2\Omega \frac{1}{2} V_{in} \quad (3.2)$$

可以看到方程中包含4个Stokes参量，通过旋转波片得到四个角度，就可以建立起一个方程组，从而可以解出4个Stokes参量。波片的旋转方式有步进式，也有持续旋转，并采用Lock-In技术采像的形式，虽然形式不同，但原理是都是相同的。

这种方法调制速度较慢，易受地球大气及望远镜跟踪抖动的影响，因此多为空间仪器所采用，例如Hinode (Solar B) spectropolarimeter<sup>[43]</sup>，SST<sup>[44]</sup>等。而地基设备中采用此方案的偏振分析器通常采取双光路设计，以求同时得到两个正交的Stokes参量，从而可以消除大气的扰动的影响，例如THEMIS<sup>[45]</sup>，云南天文台Stokes光谱望远镜<sup>[46]</sup>，SMART<sup>[47]</sup>等都是采用双光路设计。但双光路设计往往会因光束经过不同光路而导致相差，因此很难达到较高的偏振精度。

### 3.1.3 电光调制方式

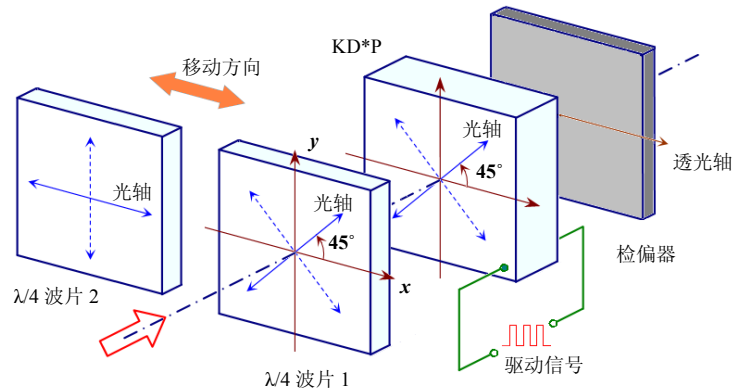


图 3.1.2. 怀柔 35cm 太阳磁场望远镜偏振分析器示意图

电光调制是地基观测系统广泛采用的一种方式，由于采用了快速电光调制器件例如KDP、KD\*P等，配合多幅叠加等图像处理技术，可以有效地抑制大气扰动的影响。这

里以怀柔35cm太阳磁场望远镜偏振分析器调制方式为例说明其偏振测量原理<sup>[7]</sup>。

图3.1.2为怀柔35cm太阳磁场望远镜偏振分析器示意图。KD\*P电光晶体光轴方位角为45°。在高压信号驱动下KD\*P电光晶体的位相延迟分别为 $\frac{\pi}{2}$ 和 $-\frac{\pi}{2}$ 快速调制。检偏器透光轴沿x轴方向。两片 $\lambda/4$ 波片光轴分别为45°和0°，根据测量需要可以将不同的 $\lambda/4$ 波片移入或移出光路，则系统出射Stokes参量 $S_{out}$ 可以表示为：

$$S_{out} = M_p \cdot M_{KD*P} \cdot M_{\lambda/4} \cdot S_{in} \quad (3.3)$$

其中 $M_p$ ， $M_{KD*P}$ 和 $M_{\lambda/4}$ 分别为检偏器，KD\*P晶体及 $\lambda/4$ 波片的Mueller矩阵。已知KD\*P晶体位相延迟为 $\pm\frac{\pi}{2}$ ，则系统出射光强表达式为：

$$I_{out} = \frac{1}{2}I_{in} \pm \frac{1}{2}(Q_{in} \cdot \sin 2\Omega \cdot \sin \varphi + U_{in} \cdot \cos 2\Omega \cdot \sin \varphi - V_{in} \cdot \sin 2\Omega \cdot \sin \varphi) \quad (3.4)$$

其中 $\Omega$ 与 $\varphi$ 分别为波片光轴方位角和延迟。当 $\lambda/4$ 波片移出光路时，则代入 $\Omega = 0$ ,  $\varphi = 0$ 。在测量磁场时，各个偏振元件的工作状态如表3.1.1所示。

表 3.1.1 KD\*P 调制方案的偏振元件工作状态

| Stokes 分量      | $\lambda/4$ 光轴 | KD*P 延迟 | 检偏器 |
|----------------|----------------|---------|-----|
| $(I_{in}+Q)/2$ | 45°            | -90°    | 0°  |
| $(I_{in}-Q)/2$ | 45°            | 90°     | 0°  |
| $(I_{in}+U)/2$ | 0°             | 90°     | 0°  |
| $(I_{in}-U)/2$ | 0°             | -90°    | 0°  |
| $(I_{in}+V)/2$ | —              | -90°    | 0°  |
| $(I_{in}-V)/2$ | —              | 90°     | 0°  |

当测量 $Q$ 分量时， $\lambda/4$ 波片的状态为 $\Omega = 45^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$ ，则(3.4)可以写作：

$$I_{+Q} = \frac{1}{2}I_{in} - \frac{1}{2}Q_{in}; \quad I_{-Q} = \frac{1}{2}I_{in} + \frac{1}{2}Q_{in}$$

则有

$$Q_{in} = I_{-Q} - I_{+Q}; \quad I_{in} = I_{+Q} + I_{-Q}$$

于是得到归一化的 $Q$ 分量为：



$$Q = Q_{in}/I_{in} = \frac{I_{-Q} - I_{+Q}}{I_{+Q} + I_{-Q}} \quad (3.5)$$

同理，测得 $U$ 和 $V$ 分量分别为：

$$U = \frac{I_{+U} - I_{-U}}{I_{+U} + I_{-U}} \quad (3.6)$$

$$V = \frac{I_{-V} - I_{+V}}{I_{+V} + I_{-V}} \quad (3.7)$$

KD\*P电光调制晶体已成功用于多台太阳磁场望远镜。但KD\*P应用起来并不很方便，首先是它没有成熟的市场，加工很不方便，很难实现大口径；其次它的视场效应、温度效应及电极老化等问题给使用带来了不便；另外对于应用于近红外波段，它在近红外波段的透过率偏低，只有80%左右。此外，它需要几千伏的驱动高压，这也是让人们寻找新型调制元件取而代之的原因之一<sup>[48, 49]</sup>。

近年来一种低压的电光元件——液晶波片，倍受磁场测量工作者的关注，它的最大优点是低压驱动和商品化的生产，使得终端使用极为方便，目前，很多正在研制的偏振分析器已经使用或计划采用这种光学元件。例如 Haleakala Imaging Vector Magnetograph<sup>[50]</sup>，Potsdam polarimeter<sup>[51, 52]</sup>，美国大熊湖Digital Video Magnetograph<sup>[53]</sup>，solar C<sup>[54]</sup>及瑞典SST<sup>[55]</sup>等设备采用了向列液晶波片，而La Palma Stokes Polarimeter<sup>[56]</sup>，Tenerife Infrared Polarimeter (TIP)<sup>[57]</sup>，Zurich Imaging Polarimeter II<sup>[58]</sup>，Near Infrared Magnetograph<sup>[59]</sup>及SOLIS VSM<sup>[60]</sup>等设备使用铁电液晶材料作为调制元件。

我们也于2003年开始着手研究液晶波片的性能，并2004年底由Meadowlark公司购置了两片液晶波片，下一节将重点介绍对液晶材料及液晶波片性质的研究结果。

## 3.2 液晶材料与液晶电光调制元件研究

### 3.2.1 液晶的分类<sup>[61, 62]</sup>

液晶是介于液态和固态之间的物体第四种相态，1888年为奥地利植物学者Reinitzer所发现，其后由德国物理学者Lehmann证实。由于液晶材料介于固态与液态之间，因而既具有液体的流动性又具有晶体的各项异性结构。液晶以凝集构造的不同可分成近晶型(smectic)液晶，向列型(nematic)液晶和胆甾型(cholesteric)液晶三种。

### 1. 近晶型(smectic)液晶

近晶相液晶分子具有二度空间的层状规则性排列，各层内分子的长轴互相平行，其方向垂直于层面或与层面成一定倾角，如图3.2.1。由于近晶相分子的黏度较大，其排列和运动受到较大的约束，所以对外界的响应不很灵敏。一般而言，多用于光记忆材料的发展上。

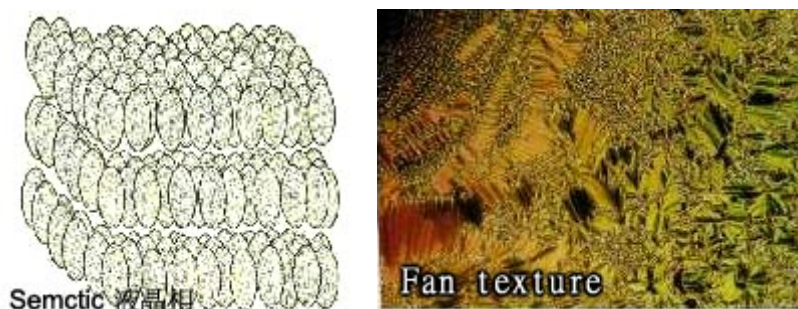


图 3.2.1. 近晶型液晶分子排列

### 2. 向列型(nematic)液晶

如图3.2.2所示，所有棒状液晶分子大致以长轴方向平行排列，因此具有一度空间的规则性排列。但分子的重心杂乱分布，分子可以下移动，左右滚动，但仍会保持相互平行。由于分子的排列自由，此类型液晶的黏度小，响应速度快，对外界作用相当敏感，因而被广泛应用，是最早被应用的液晶，普遍应用于各类型显示组件上。

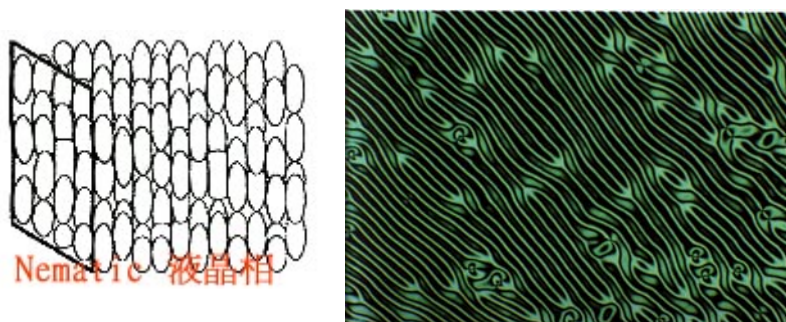


图 3.2.2. 向列型液晶分子排列

注：Nematic 为希腊文，其意思与英文的 thread 一样。主要是因为用肉眼观察这种液晶时，会有像丝线一般的图样。

### 3. 胆甾型(cholesteric)液晶

此类型液晶是由多层向列型液晶堆积所形成，层与层之间互相平行，如图3.2.3。因

其分子具有非对称碳中心，而各层面上的分子，对于相邻两个层面而言，其长轴方向彼此存在着一个角度，所以分子的排列呈螺旋平面状的排列，因此也可以称其为旋光性的向列液晶。具有相同分子长轴取向的相邻两层面之间的距离称为一个pitch。pitch的长度会随着温度的不同而改变，因此会产生不同波长的选择性反射，产生不同的颜色变化，故常应用于温度感测器。

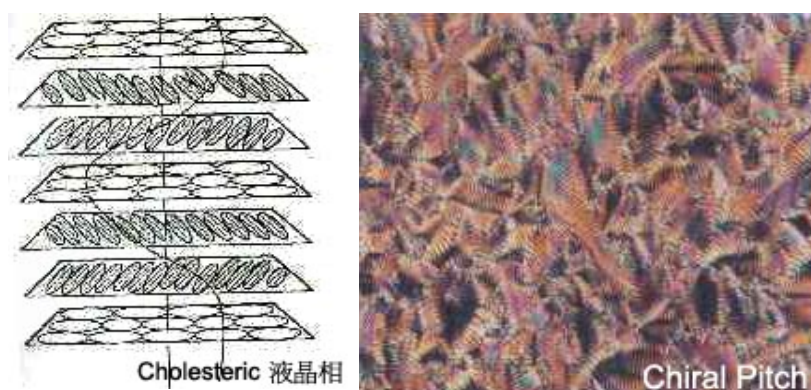


图 3.2.3. 胆甾型液晶分子排列

#### 4. 铁电液晶(Ferroelectric Liquid Crystal; FLC)

铁电液晶的分子排列如图3.2.4。铁电液晶也可称为强诱电性液晶，是指具有自发分极，且由于外加电场作用，自发分极的指向会跟随反转的液晶材料。与一般液晶分子不同，铁电液晶的末端官能基具有不对称碳中心(chiral center)。这种分子在形成倾斜的近晶相时，且单一分子层内的分子排列属于单斜的结构(monoclinic)时，由于各液晶分子偶极对称性较低，极化方向不可抵消，使偶极均指向同一方向，从而产生一强烈的自发极化值，因而将会加快对外加电场的响应速度。

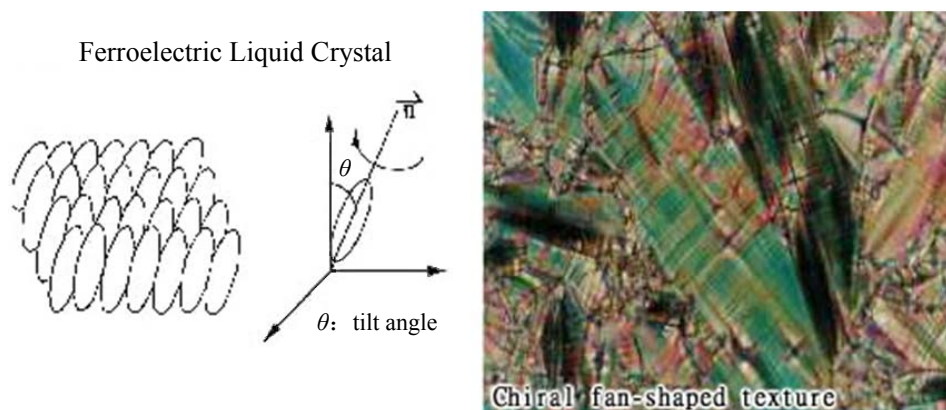


图 3.2.4. 铁电液晶分子排列

### 3.2.2 液晶的光电特性

液晶分子排列的各向异性(Anisotropic)，决定了液晶材料具有与晶体相似的光电各项异性。以下是描述液晶光电特性参数：

介电系数 $\epsilon$  (dielectric permittivity)

介电系数分成两个方向的分量，分别是 $\epsilon_{//}$  (与指向矢平行的分量)与 $\epsilon_{\perp}$  (与指向矢垂直的分量)。当 $\epsilon_{//} > \epsilon_{\perp}$ 便称之为介电系数为正型的液晶，可以用在平行配位；而 $\epsilon_{//} < \epsilon_{\perp}$ 则称之为介电系数为负型的液晶，只可用于垂直配位的光电效应。当有外加电场时，液晶分子会因介电系数正或是负值，来决定液晶分子的转向是平行或是垂直于电场，从而决定液晶的光学性质。当介电系数各向异性 $\Delta\epsilon = \epsilon_{//} - \epsilon_{\perp}$ 越大时，液晶的临界电压(threshold voltage)就会越小，这样一来液晶便可以在较低的电压操作，这是液晶材料可以用低压驱动的原因。

折射系数(refractive index)

由于液晶分子大多由棒状或是碟状分子所形成，因此跟分子长轴平行或垂直方向上的物理特性与单光轴(uniaxial)晶体相似。对近晶型液晶、向列液晶及胆固醇液晶而言，由于其液晶分子为棒状，所以其指向矢的方向与分子长轴平行。因此可以定义平行液晶分子长轴方向的折射率为 $n_o$ 及垂直于分子长轴方向折射率为 $n_e$ ，同时也定义了双折射率(birefringence) $\Delta n = n_e - n_o$ 为上述的两个折射率的差值。同样， $\Delta n > 0$ ，称作是光学正型的液晶； $\Delta n < 0$ ，称作光学负型的液晶。

其它特性

除了上述的两个重要特性之外，液晶还有许多不同的光电特性参数。

弹性常数(elastic constant)：包含三个主要的常数，分别是： $\kappa_{11}$ ，指的是斜展(splay)的弹性常数； $\kappa_{22}$ ，指的是扭曲(twist)的弹性常数； $\kappa_{33}$ ，指的是弯曲(bend)的弹性常数。

粘性系数(viscosity coefficients)：粘性系数 $\eta$ 会影响液晶分子的转动速度，其值越小越响应速度越快。而 $\eta$ 受温度的影响最大。此外还有磁化率(magnetic susceptibility)，电导系数(conductivity)等光电特性参数。

液晶波片正是基于这些特性而制备的电光调制元件。通常波片的制作方法是在相距几个微米的两光学基底中间注入液晶材料，而通常用于制作液晶波片的液晶材料是向列液晶和铁电液晶材料。比较两种材料的波片发现：铁电液晶波片的优点是响应速度较快，响应时间在微秒量级。其调制原理是在驱动电压的作用下，由于其分子的强烈的自发极

化,指向会跟随驱动电压迅速反转。因此驱动电压调制下,铁电液晶波片的光轴发生变化,而其延迟不发生变化。但铁电液晶波片的光轴改变量随温度变化非常敏感,因此为得到需要的光轴的改变量,则要将温度恒定在某个特定值,为此常常需要恒温致冷设备。而且在波片制作过程中,必须把液晶材料充填在只有数微米间隙的两导电性玻璃之间,若选用低分子液晶材料,制作程序复杂且无法大面积化,是目前有待突破的问题;而若选用侧链高分子材料,虽然可以解决制作程序复杂及大面积化的困难,但由于高分子材料的黏度大而不易驱动等困难使得响应速度下降。因此如何提高侧链高分子液晶材料的响应速度成为亟需克服的难题。此外由于液晶波片的位相延迟仅靠控制液晶层厚度(仅几个微米)来保证,而使用中不可调整,因而往往制作出液晶波片延迟量与设计值差异较大。

向列液晶材料制作的波片响应速度在毫秒量级。其调制原理是,利用驱动电压的作用下,向列液晶分子长轴沿外加电场的方向发生倾斜,而改变波片位相延迟,所以向列液晶波片被称为“Variable Retarder”。近年来随着向列液晶波片制作技术日趋成熟,目前已经能够做到高精度位相延迟连续可调,通光口径也已经超过4cm,而且响应速度也大幅提高。对于应用于太阳偏振分析器而言,尽管其响应速度仍在毫秒量级,但我们知道CCD的曝光及读出时间也在毫秒量级,因此综合考察铁电液晶与向列液晶波片后我们选择了后者作为偏振分析器的调制元件。

### 3.2.3 向列液晶波片<sup>[63]</sup>

我们主要调研了Meadowlark公司, Bolder Vision公司和Boulder Nonlinear Systems等公司的液晶波片,并最终选用了Meadowlark公司的产品。

#### 1. 液晶波片的构造:

液晶波片的基底是由熔凝的硅(fused silica)材料制成,经过精确抛光后,达到光学平整。这种硅材料是各向同性且均匀的。基底的内表面镀有(indium tin oxide)ITO导电膜,导电膜涂有绝缘的电介质层。两基底严格平行放置,之间的距离大约数微米,中间注入向列液晶材料并封装。在导电膜上涂布一层摩擦过形成极细沟纹(micro-grooves)的配向膜,由于液晶分子具有液体的流动特性,很容易沿着沟纹方向排列。如此装配可以确保很好的透过波前,同时降低光束的偏移。液晶波片被安装在铝制外壳中,精确定位光轴与安装底面夹角为45°。

## 2. 电压调制原理：

各向异性的向列液晶分子构成单轴双折射液晶层。向列液晶分子的基本特性是，通常分子沿其长轴方向平行排列。液晶分子的长轴方向决定了 $e$ 光(或慢轴)的指标。不加电压时，液晶分子沿长轴方向排列，并且平行于基底的表面，如图3.2.5a所示。此时液晶波片获得最大延迟量。当波片两端加有电压时，液晶分子的长轴向电场方向倾斜，如图3.2.5b所示。随着电压的逐渐增加，波片的延迟量减小。因而液晶波片的位相延迟可以通过改变驱动电压而实现连续可调。由于液晶分子对外界电压极为敏感，所以驱动液晶波片仅需几伏特到十几伏特电压。

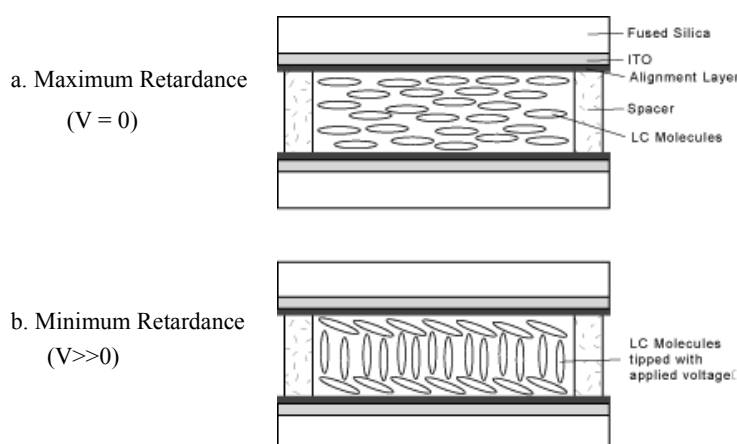


图 3.2.5. LCVR 结构与电压调制原理

但随着电压增加，延迟不能减小至0。这是因为贴近基底表面的液晶分子由于受到基底的限制而不能自由转动，所以即使电压加至20伏，液晶波片仍然有30nm左右的剩余位相延迟量。因此为了能获得延迟量为0的状态，通常采用一片延迟为固定值的塑料波片，贴附于液晶波片表面，并使其快轴方向与液晶波片的慢轴方向平行，以便将液晶波片剩余延迟补偿到0。如果希望用液晶波片能够使偏振状态在左旋和右旋之间调制，也可以用这种补偿的方法，以便得到负的位相延迟值。

与通常的双折射材料一样，液晶波片的延迟也是双折射率和厚度的函数，而双折射率又是波长、驱动电压以及环境温度的函数。对于不同延迟值或不同工作波长的需求，可以经过精确计算和设计，通过使用不同双折射率的液晶材料，或增加/减小液晶层的厚度来实现。



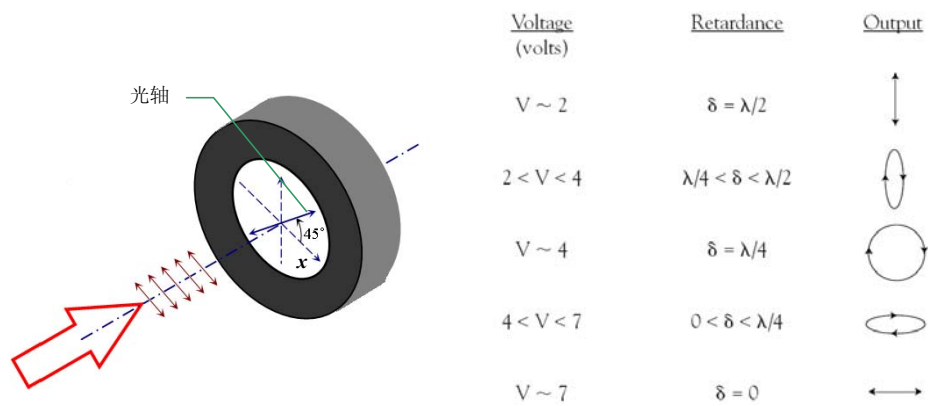


图 3.2.6. 液晶波片调制光束偏振状态

入射光为水平方向线偏振光，液晶波片光轴与  $x$  方向夹角  $45^\circ$ ，在不同的电压值作用下，出射光则产生各种的偏振态。

由于液晶波片位相延迟可以精确的连续调节，使其可以有多种应用。利用液晶波片可以对光束的偏振状态进行精确调制。如图3.2.6，当与一束振动方向沿水平方向的线偏振光，垂直入射光轴方向与水平方向成 $45^\circ$ 角的液晶波片，出射光束的偏振状态随液晶波片两端的驱动电压而改变，可以得到各种偏振态。

3. 液晶波片的性能

1) 透过率

液晶波片可应用于全部的可见光波段和近红外波段，450~1800nm。其透光率如图3.2.7所示。

2) 响应速度

液晶波片的响应速度一直是我们最关心的内容之一，响应速度主要决定于液晶分子的回复时间。影响液晶波片的响应速度的因素都与分子的回复时间密切相关。

液晶波片的响应速度与位相延迟的调制方向有关，位相延迟向减小方向调整的速度要比升高方向调整的速度快得多。这是因为在电压调制过程中，外部电场给每个液晶分子施加一个扭转力矩，液晶分子迅速对此做出反应，其长轴向电场方向倾斜。由于电

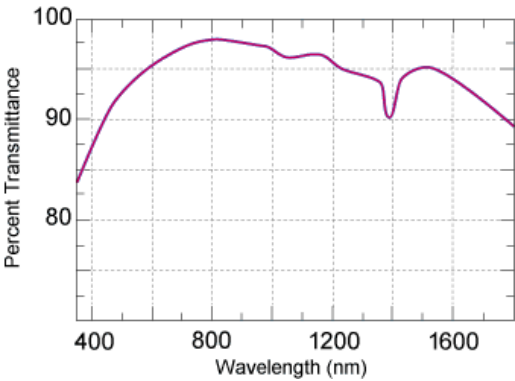


图 3.2.7. 液晶波片透过率曲线

场力作用较强，因而在电压升高的过程中液晶分子的响应速度较快，能够在数毫秒的时间内达到平衡；在电场撤掉或电压降低的过程中，主要由液晶分子之间的作用力提供回复力矩。这种分子间作用力要比外加电场导致的力矩弱得多，因而分子回复速度很慢，达到平衡状态通常在数十毫秒的时间。由图3.2.8a可见从 $t_1$ 时刻电压降低开始到 $t_2$ 时刻延迟上升至最大值约需要40ms的时间。而从 $t_2$ 时刻电压升高至达到平衡仅需几毫秒。因此液晶分子的回复时间决定了液晶波片的整个响应时间。

另外影响液晶波片的响应速度的因素还包括：液晶层的厚度、液晶分子的粘性、环境温度等。因为液晶分子所受到的分子间作用力大小并不都是相同的，靠近基底的液晶分子受到的作用力最强，而具有最快的时间响应，它们也需要最高的电压来使其扭转；而靠近中心的液晶分子所受到的分子间作用力最小，因而回复时间最长。液晶波片的响应速度与液晶层的厚度平方成正比，因而也与最大延迟值的平方成正比。因此选用双折射率高的液晶材料，以减小液晶层厚度，对提高响应速度非常有效。同时提高工作温度、降低液晶分子黏性，使分子的活动力提高，也有利于提高响应速度。

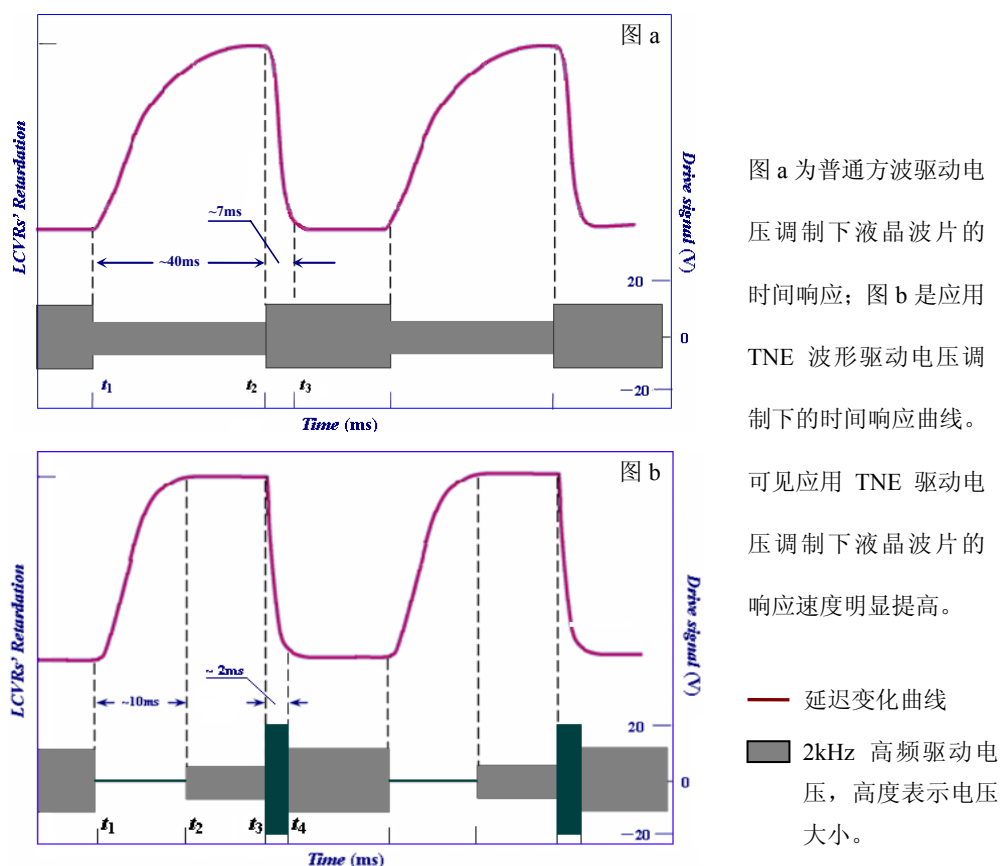


图 3.2.8. 液晶波片电压控制时间响应曲线



而且实验也发现,在较高的电压下操作,也可以显著提高分子回复时间。因为较高电压作用下,靠近基底表面而受到限制的分子,得到最大偏转,因而它们对位相延迟改变的贡献最大,而撤掉电压时这些分子的回复速度最快。

### 3) TNE 电压控制技术

为了提高液晶波片响应速度可以采用TNE(Transient Nematic Effect)技术。当需要降低调制电压以达到某一延迟值时,先将电压完全关闭一小段时间,使分子间回复力最大限度发挥作用,液晶分子就会在最短时间内达到要求的位置,然后再重新加电压并保持在给定的值;同样当需要升高电压时,也可以先将电压调至最大值,当达到要求的位置时,再重新加电压并保持在给定的值。如图3.2.8b所示,TNE驱动信号可以显著提高液晶波片响应速度,调低电压的回复时间仅需十几毫秒,而升高电压的响应时间也降低至2ms左右,响应速度可以提高一倍。

### 4) 温度敏感性

当温度升高时液晶波片的位相延迟下降,变化率约为 $-0.4\%$  per  $^{\circ}\text{C}$ 。

### 5) 视场效应

波片的视场角与波片的厚度及材料双折射率有关,波片越厚,双折射率越大,其视场越小。液晶波片制作时,由于可以任意控制液晶层的厚度,从而可以制成真正的0级波片(true zero-order)。因此液晶波片具有较宽的视场(Field of View, FOV)。但不同种类液晶材料,以及在不同的驱动电压下,液晶波片的视场范围会发生很大的变化。

其它性能参数见表3.2.1。

表 3.2.1. 液晶波片性能参数

|                        |                                        |
|------------------------|----------------------------------------|
| Retarder Material:     | Nematic liquid crystal                 |
| Substrate Material:    | Optical quality synthetic fused silica |
| Wavelength Range:      | 450 ~ 1800 nm (specify)                |
| Retardance Range:      | 0 to 1/2 wave (With compensator)       |
| Retardance Uniformity: | 2% rms variation over clear aperture   |
| Surface Quality:       | 40-20 scratch and dig                  |
| Beam Deviation:        | 2 arc min                              |
| Reflectance:           | 0.5% (per surface)                     |
| Temperature Range:     | 10 °C to 50 °C                         |
| Safe Operating Limit:  | 500 W/cm <sup>2</sup> CW               |
|                        | 300 mJ/cm <sup>2</sup> 10 ns, visible  |

### 3.2.4 液晶波片的电压驱动器

由于液晶波片对电压极为敏感，所以选择稳定可靠的电压驱动器非常重要。液晶波片驱动电压需要2kHz的高频交流信号，而不能含有直流成分，因为直流成分会导致液晶材料发生电离而破坏液晶层。

经考察我们选用了Meadowlark公司的D3040控制器。该控制器可以同时为4只液晶波片提供电压驱动，电压最小分辨率为1mV，而且能够为Meadowlark的液晶波片提供包括TNE驱动信号在内的多种常用的电压波形。此外，D3040控制器可以通过USB接口或RS-232接口与计算机相连，其LabView<sup>TM</sup>驱动程序界面便于与其它仪器配合使用。

但我们没有选用液晶波片自带的恒温控制功能，因为其一温控精度仅为 $\pm 1^{\circ}\text{C}$ ，不能达到偏振分析器的设计要求；其二D3040仅能为一个波片提供温控控制的，而我们偏振分析器需要使用2个波片。

表 3.2.2. D3040 控制器性能参数

|                                         |                                                                                                         |
|-----------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Drive Waveform                          | 2-kHz square wave                                                                                       |
| Modulation Amplitude:                   | 0 to Vrms                                                                                               |
| Modulation Resolution                   | 1mV                                                                                                     |
| DC Offset:                              | < 5mV                                                                                                   |
| PC-Controller Communications Interface: | USB 1.1 or RS-232                                                                                       |
| LC cell to Controller Connection:       | Custom coax cable with SMA to SMB connectors                                                            |
| Power Requirements:                     | 100-240VAC, 47-63Hz, <5W                                                                                |
| Safety and Environmental certification: | CE compliance                                                                                           |
| Modulation Waveforms:                   | Sinusoidal                                                                                              |
|                                         | Triangle                                                                                                |
|                                         | Square                                                                                                  |
|                                         | Sawtooth                                                                                                |
|                                         | Transient nematic effect                                                                                |
| Temperature Control:                    | Closed-looped feedback controlled active heating or passive cooling $\pm 1^\circ$ of setpoint (nominal) |

3.2.5 液晶波片与 KD\*P 晶体比较

表 3.2.2. KD\*P 与液晶波片主要不同点

|        | KD*P 晶体    | 液晶波片    |
|--------|------------|---------|
| 驱动电压   | 高压驱动       | 低压驱动    |
| 调制范围   | +90°, -90° | 0 ~ Max |
| 响应速度   | ns 量级      | ms 量级   |
| 视 场    | 视场较小       | 较宽视场    |
| 近红外透过率 | ~ 80%      | > 90%   |

此外， KD\*P不能停留在某个电压值太久，容易被高压“击穿”，而液晶波片可以长时间停留在某个电压值，这为测量和使用提供了很大的方便。

3.3 基于液晶波片偏振分析器的设计方案研究

3.3.1 方案一 ——单片液晶波片与  $\lambda/4$  波片组合方案

因为怀柔35cm磁场望远镜偏振分析器调制方式获得了巨大的成功，自1986年投入观测以来至今始终处于良好的工作状态，所以首先考虑的是完全借鉴该偏振分析器的调制方式。

光路安排如图3.3.1所示，用一片最大延迟值可达 $270^\circ$ 液晶波片与一片 $\lambda/4$ 波片组合便可测量各Stokes分量。检偏器透光轴方向置于 $0^\circ$ 度，液晶波片的快轴方位角置于 $45^\circ$ ， $\lambda/4$ 塑料波片的快轴方位置于 $0^\circ$ ，且可以根据测量需要沿精密导轨移入/移出光路。

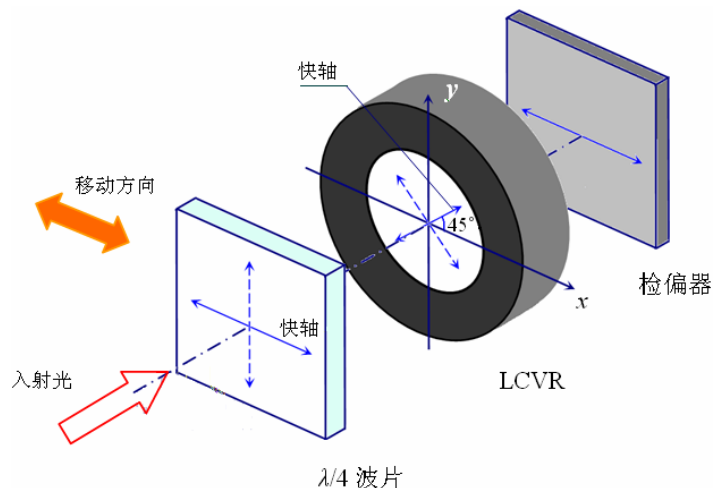


图 3.3.1. 单片液晶波片  $\lambda/4$  波片组合方案光路示意图

表 3.3.1. 单片液晶波片与  $\lambda/4$  波片组合方案调制状态

| $\lambda/4$ 波片<br>光轴 | 液晶波片 |             | 获得信号 |
|----------------------|------|-------------|------|
|                      | 光轴   | 延迟          |      |
| 移出                   | 45°  | $0^\circ$   | $+Q$ |
| 移出                   |      | $180^\circ$ | $-Q$ |
| $0^\circ$            |      | $90^\circ$  | $+U$ |
| $0^\circ$            |      | $270^\circ$ | $-U$ |
| 移出                   |      | $90^\circ$  | $-V$ |
| 移出                   |      | $270^\circ$ | $+V$ |

调制原理见表3.3.1，当测量 $Q$ 分量时，将 $\lambda/4$ 波片移出光路，液晶波片调制位相延迟取值为 $0^\circ$ 和 $180^\circ$ ；当测量 $U$ 分量时，将 $\lambda/4$ 波片移入光路，液晶波片调制位相延迟取值为 $90^\circ$ 和 $270^\circ$ ；当测量 $V$ 分量时，将 $\lambda/4$ 波片移出光路，液晶波片调制位相延迟取值为 $90^\circ$ 和 $270^\circ$ 。

这种方案完全借鉴了KD\*P的调制方式，因为液晶波片的价格昂贵，所以这种仅需要一片液晶波片的方案，显然可以节约开支。但此方案仍需要机械平移部件，因而从测量 $Q$ ， $V$ 分量切换到测量 $U$ 分量所需要的时间较长(切换时间在数秒的量级)。而且若考虑多波段测量需要，还要考虑 $\lambda/4$ 波片消色差性能等问题。

### 3.3.2 方案二——两片液晶波片方案

两片液晶波片调制方案是在方案一的基础上，将 $\lambda/4$ 波片换作延迟可在 $0\sim 90^\circ$ 之间调制液晶波片。光路如图3.3.2所示，两片液晶波片A与B分别为 $\lambda/4$ 液晶波片和 $3\lambda/4$ 液晶波片，且两液晶波片光轴方位角分别为置于 $0^\circ$ 和 $45^\circ$ ，检偏器透光轴方向位于 $0^\circ$ 。

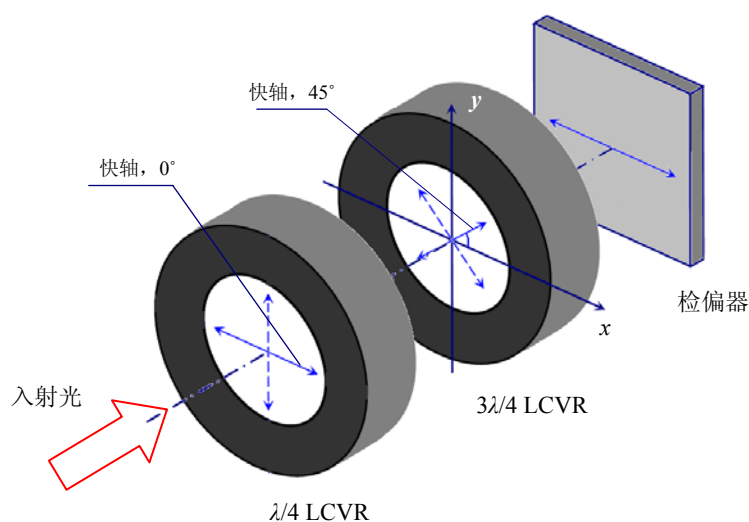


图 3.3.2. 两液晶波片组合方案光路示意图

测量原理见表3.3.2，当测量 $Q$ 分量时，液晶波片A位相延迟为 $0^\circ$ ，液晶波片B位相延迟取值 $0^\circ$ 和 $180^\circ$ ；当测量 $V$ 分量时，液晶波片A位相延迟为 $0^\circ$ ，液晶波片B位相延迟取值 $90^\circ$ 和 $270^\circ$ ；当测量 $U$ 分量时，液晶波片A位相延迟为 $90^\circ$ ，液晶波片B位相延迟取值 $90^\circ$ 和 $270^\circ$ 。

表 3.3.2. 两片液晶波片的调制方案调制状态

| 液晶波片 A    |            | 液晶波片 B     |             | 获得信号 |
|-----------|------------|------------|-------------|------|
| 光轴        | 延迟         | 光轴         | 延迟          |      |
| $0^\circ$ | $0^\circ$  | $45^\circ$ | $0^\circ$   | $+Q$ |
|           | $0^\circ$  |            | $180^\circ$ | $-Q$ |
|           | $90^\circ$ |            | $90^\circ$  | $+U$ |
|           | $90^\circ$ |            | $270^\circ$ | $-U$ |
|           | $0^\circ$  |            | $90^\circ$  | $-V$ |
|           | $0^\circ$  |            | $270^\circ$ | $+V$ |

这种设计方案中，仅通过对液晶波片的低压调制就可以完成各Stokes参量的测量， $Q$ 、 $U$ 及 $V$ 各分量之间的切换速度可以提高至毫秒的量级，有效的提高了偏振分析器的时

间分辨率。这一指标比照怀柔35cm磁场望远镜有大幅提高。同时由于整个光路不需要机械平移或转动部件，因而可以减小机械移动造成的误差。而且应用同一个D3040电压控制器可以同时为A，B两个液晶波片提供驱动电压。当考虑在多个波段观测需要时，只需调整液晶波片的驱动电压，便可调整到所需要工作波长所对应的延迟值。

### 3.4 偏振分析器总体实施方案

比较3.3.1和3.3.2两方案，我们认为提高测量的时间分辨率对我们来说更具重要意义，而摆脱机械移动模式，实现全电光调制也是对怀柔磁场观测技术的一次提升，因而选定了后者作为最终的调制方案。

按照设计方案，偏振分析器需要采用两片液晶波片作为位相调制器，一片为 $\lambda/4$ 液晶波片，一片为 $3\lambda/4$ 液晶波片。但由于Meadowlark公司提供的标准产品为 $\lambda/2$ 和 $1\lambda$ 液晶波片，因此为了节约开支，我们选用了标准产品，而在使用时可以通过电压控制，让它们分别工作在所需要的位相延迟值。

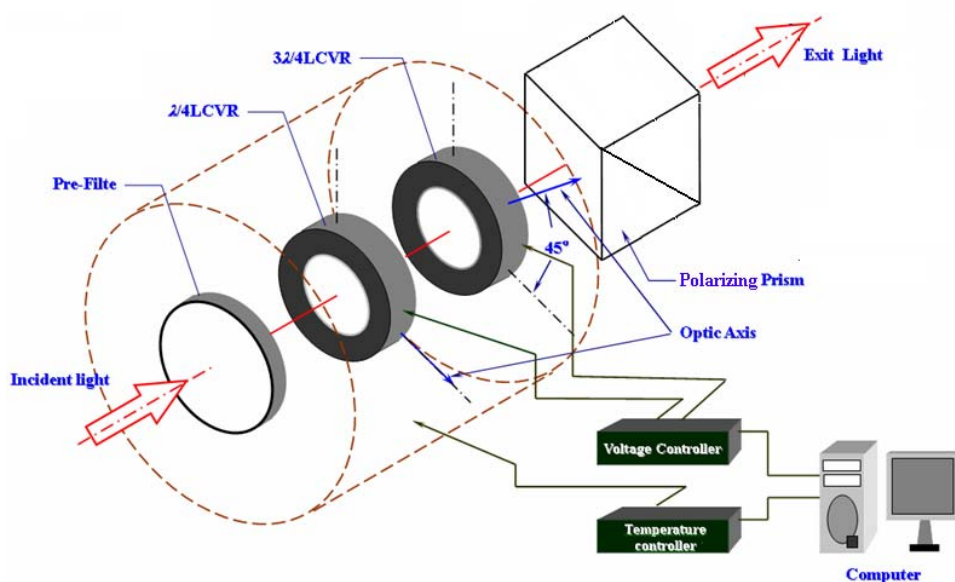


图 3.3.8. 偏振分析器总体方案

偏振分析器的光路结构如图3.3.8所示。加在仪器最前面的为前置干涉滤光片，它的

作用是限制通光带宽，同时也是为了保护液晶波片不会被强烈的阳光所损坏。因为液晶波片的位相延迟随温度变化会有飘移，为了保证仪器的精度，我们设计了恒温控制与隔热装置，温度控制精度需要达到 $\pm 0.1^\circ\text{C}$ 。我们将恒温控制定为 $42^\circ\text{C}$ ，略高于环境的最高温度，以使恒温系统只需要加热装置，而不需要昂贵复杂的制冷装置。两片液晶波片置于恒温控制系统内，精确的定位与调整结构可以保证波片光轴的方位角精度。其中 $\lambda/2$ 液晶波片的光轴位于 $0^\circ$ 方向， $\lambda$ 液晶波片的光轴位于 $45^\circ$ 方向。偏振分析器的检偏器为偏振分束棱镜与偏振片构成组合偏振器。

D3040电压驱动器与两液晶波片相连，可以同时独立控制两液晶波片位相延迟。用计算机程序来控制电压驱动器输出的电压波形，同时计算机也将控制CCD的曝光速度，使其与液晶波片的调制速度同步。

### 3.5 Crosstalk 估算

对于实际的测试系统而言，各偏振元件必然存在误差。非理想偏振器的 Mueller 矩阵可以表示为：

$$M_p = t_x^2 \cdot \begin{bmatrix} 1+\varepsilon^2 & 1-\varepsilon^2 & 0 & 0 \\ 1-\varepsilon^2 & 1+\varepsilon^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\varepsilon \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

其中 $\varepsilon^2 = \left(\frac{t_y}{t_x}\right)^2$ 为该偏振器的消光比。而任意延迟，任意方位角波片的 Mueller 矩阵

则可以表示为：

$$M_r = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\Omega + \sin^2 2\Omega \cdot \cos \varphi & \cos 2\Omega \cdot \sin 2\Omega \cdot (1 - \cos \varphi) & -\sin 2\Omega \cdot \sin \varphi \\ 0 & \cos 2\Omega \cdot \sin 2\Omega \cdot (1 - \cos \varphi) & \sin^2 2\Omega + \cos^2 2\Omega \cdot \cos \varphi & \cos 2\Omega \cdot \sin \varphi \\ 0 & \sin 2\Omega \cdot \sin \varphi & -\cos 2\Omega \cdot \sin \varphi & \cos \varphi \end{bmatrix} \quad (3.9)$$

对本偏振分析器系统，其 Stokes 列向量可以表示为：

$$S_{out} = M_p \cdot M_{r2} \cdot M_{r1} \cdot S_{in} \quad (3.10)$$

则系统出射光强可以表示为：

$$I_{out} = M_{11} \cdot I_{in} + M_{12} \cdot Q_{in} + M_{13} \cdot U_{in} + M_{14} \cdot V_{in} \quad (3.11)$$

式中 Stokes 各参量系数为：

$$M_{11} = 1 + \varepsilon^2$$

$$\begin{aligned} M_{12} = & (1 - \varepsilon^2)(\cos^2 2\Omega_2 + \sin^2 2\Omega_2 \cos \varphi_2)(\cos^2 2\Omega_1 + \sin^2 2\Omega_1 \cos \varphi_1) \\ & + (1 - \varepsilon^2) \cos 2\Omega_2 \sin 2\Omega_2 (1 - \cos \varphi_2) \cos 2\Omega_1 \sin 2\Omega_1 (1 - \cos \varphi_1) \\ & - (1 - \varepsilon^2) \sin 2\Omega_2 \sin \varphi_2 \sin 2\Omega_1 \sin \varphi_1 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} M_{13} = & (1 - \varepsilon^2)(\cos^2 2\Omega_2 + \sin^2 2\Omega_2 \cos \varphi_2) \cos 2\Omega_1 \sin 2\Omega_1 (1 - \cos \varphi_1) \\ & + (1 - \varepsilon^2) \cos 2\Omega_2 \sin 2\Omega_2 (1 - \cos \varphi_2)(\sin^2 2\Omega_1 + \cos^2 2\Omega_1 \cos \varphi_1) \\ & + (1 - \varepsilon^2) \sin 2\Omega_2 \sin \varphi_2 \cos 2\Omega_1 \sin \varphi_1 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} M_{14} = & -(1 - \varepsilon^2)(\cos^2 2\Omega_2 + \sin^2 2\Omega_2 \cos \varphi_2) \sin 2\Omega_1 \sin \varphi_1 \\ & + (1 - \varepsilon^2) \cos 2\Omega_2 \sin 2\Omega_2 (1 - \cos \varphi_2) \cos 2\Omega_1 \sin \varphi_1 \\ & - (1 - \varepsilon^2) \sin 2\Omega_2 \sin \varphi_2 \cos \varphi_1 \end{aligned}$$

按照各 Stokes 分量的测量计算方法，可知各分量的表示方法可以表示如下：

$$\begin{aligned} Q = & (I_{+Q} - I_{-Q}) / (I_{+Q} + I_{-Q}) \\ = & \frac{Q_{in} \cdot \Delta M_{12}(\pm Q) + U_{in} \cdot \Delta M_{13}(\pm Q) + V_{in} \cdot \Delta M_{14}(\pm Q)}{I_{+Q} + I_{-Q}} \end{aligned} \quad (3.12)$$

其中  $\Delta M_{1,i}(\pm Q) = M_{1,i}(+Q) - M_{1,i}(-Q)$ ,  $i = 2, 3, 4$ 。同理有：

$$\begin{aligned} U = & (I_{+U} - I_{-U}) / (I_{+U} + I_{-U}) \\ = & \frac{Q_{in} \cdot \Delta M_{12}(\pm U) + U_{in} \cdot \Delta M_{13}(\pm U) + V_{in} \cdot \Delta M_{14}(\pm U)}{I_{+U} + I_{-U}} \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\begin{aligned} V = & (I_{-V} - I_{+V}) / (I_{+V} + I_{-V}) \\ = & \frac{Q_{in} \cdot \Delta M_{12}(\mp V) + U_{in} \cdot \Delta M_{13}(\mp V) + V_{in} \cdot \Delta M_{14}(\mp V)}{I_{+V} + I_{-V}} \end{aligned} \quad (3.14)$$

如果近似认为  $I_+ + I_- \approx 2$ ，则  $\Delta M_{1,j} / 2$  能够反映偏振精度及各参量 Crosstalk 的大小。

考虑液晶波片延迟和方位角存在误差的情况下，各系数的变化，见表5.5.1及表5.5.2。表5.5.1为只考虑由单项误导致各项Crosstalk的计算结果，其中1λ波片的方位角误差主要导致U对Q的Crosstalk；1λ波片的延迟误差将主要导致V对Q、Q对U及Q对V的Crosstalk；λ/2波片的方位角误差主要导致Q对U和Q对V的Crosstalk；λ/2波片的延迟误差主要导致V对U和U对V的Crosstalk。

表5.5.2为将各项误差综合考虑时各项Crosstalk的计算结果。由两表中的数据可见设



计方案的Crosstalk可以控制在 $10^{-3}$ 的量级，满足实际需求。

表 5.5.1 单项误差对偏振精度及 Crosstalk 影响

| 误差项                                 |     | $\Delta M_{12}/2$ | $\Delta M_{13}/2$ | $\Delta M_{14}/2$ |
|-------------------------------------|-----|-------------------|-------------------|-------------------|
| 1 $\lambda$ 波片光轴<br>影响<br>(误差 1' )  | $Q$ | 0.99995           | -0.00058          | 0                 |
|                                     | $U$ | 0                 | 0.99995           | 0                 |
|                                     | $V$ | 0                 | 0                 | 0.99995           |
| 1 $\lambda$ 波片延迟<br>影响<br>(误差 0.1°) | $Q$ | 0.99995           | 0                 | 0.00175           |
|                                     | $U$ | 0.00175           | 0.99995           | 0                 |
|                                     | $V$ | -0.00175          | 0                 | 0.99995           |
| $\lambda/2$ 波片光轴<br>影响<br>(误差 0.1°) | $Q$ | 0.99995           | 0                 | 0                 |
|                                     | $U$ | 0.00058           | 0.99995           | 0                 |
|                                     | $V$ | 0.00058           | 0                 | 0.99995           |
| $\lambda/2$ 波片延迟<br>影响<br>(误差 1' )  | $Q$ | 0.99995           | 0                 | 0                 |
|                                     | $U$ | 0                 | 0.99995           | -0.00175          |
|                                     | $V$ | 0                 | -0.00175          | 0.99995           |

注：表中所表中所代入的误差项均为实际的可控制的范围。

表 5.5.2. 综合误差对偏振精度及 Crosstalk 影响

| 误差项                   | $\Delta M_{12}/2$ | $\Delta M_{13}/2$ | $\Delta M_{14}/2$ |
|-----------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| 延迟误差 0.1°<br>方位角误差 1' | 0.99995           | 0.000584          | 0.00174           |
|                       | 0.0023            | 0.99995           | -0.00175          |
|                       | -0.00116          | -0.00174          | 0.99995           |



## 第四章 偏振分析器机械结构及光学元件研制

如前面章节所述，液晶波片的位相延迟随温度变化量约为 $-0.4\% \text{ per } ^\circ\text{C}$ ，因此为保证接下来标定工作的精度。我们设计要首先完成偏振分析器的结构及恒温系统，然后使液晶波片在结构中进行驱动电压—延迟关系的标定以及其他的检测工作，如此可以避免由于不同恒温系统中温度差异而造成的标定误差，亦不必重复制作测试的转接结构等。

由于基于液晶波片的偏振分析器不需要平移或转动部件，因此结构相对简单，其机械结构主要实现两个功能。其一是两液晶波片及检偏器的光轴位置的精确定位，其二主要是实现恒温和控制系统功能。

除机械结构之外偏振分析器还需要检偏器，隔热玻璃等光学元件。因此本章首先介绍偏振分析器关键结构设计，然后介绍光学元件的设计加工及重要参数。最后将介绍恒温控制系统的设计与实验。

### 4.1 偏振分析器结构设计

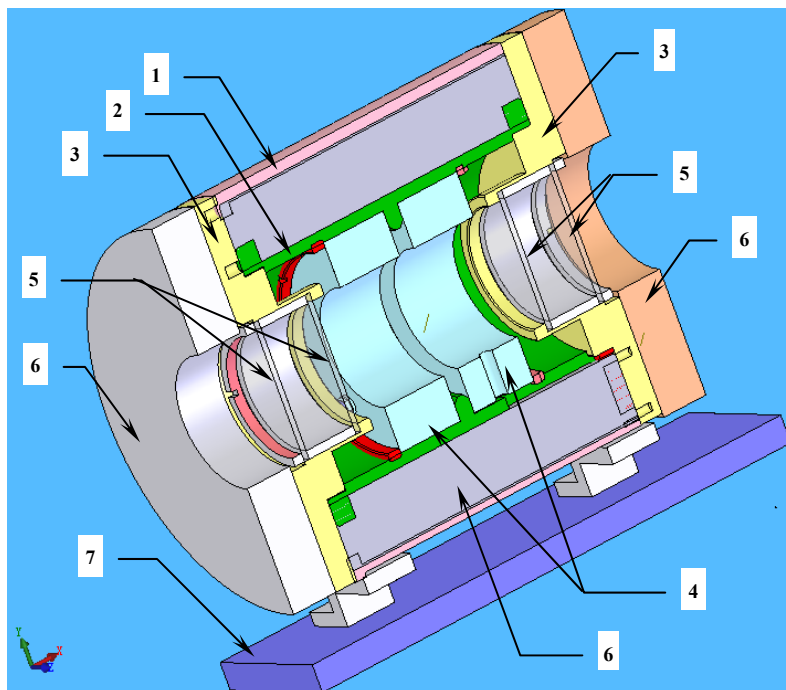
#### 4.1.1 精度要求

**1. 光轴方位角定位精度要求。**偏振分析器设计方案要求两片液晶波片的光轴方位夹角为 $45^\circ$ 。为能够尽量减小仪器的Crosstalk，光轴定位精度要求在2分以内，并预留微调机构的位置；

**2. 定位面精度要求。**为便于偏振分析器与其它设备的配合，例如与双折射滤光器安装配合，需要以仪器底面为定位面，我们要求以 $\lambda/2$ 液晶波片的光轴方向为基准，仪器底面与之平行，平行精度优于30分；

**3. 两端面平行度要求。**由于要保证安装在两端面的隔热玻璃以及检偏器之间互相平行，因此要求结构两个端面的平行精度在10分；

**4. 组合偏振器的微调机构。**由于检偏器的偏振度以及光轴方位角精度将直接影响偏振分析器的Crosstalk，因此必须设计制作微调机构，要求微调机构能够连续调整组合偏振器的光轴方位角，调整范围 $\pm 5^\circ$ ；同时要求能够独立地连续调整组合偏振器中的偏振片，调整范围 $\pm 2^\circ$ 。



1. 外筒, 2. 内筒, 3. 环氧树脂板, 4. 液晶波片, 5. 隔热玻璃,  
6. 保温材料层, 7. 底板

图 4.1.1. 偏振分析器结构剖面图

#### 4.1.2 偏振分析器机械结构

##### 1. 液晶波片的固定与光轴方位定位

用铝质材料制作内筒，用来固定两液晶波片， $\lambda/2$ 波片置于铝筒前端， $1\lambda$ 波片置于后端，两液晶波片电极方向向外，这样便于接线。筒壁厚3~5mm，为减少杂散光的影响内外壁需要发黑。为保证两波片光轴的相对方位角 $45^\circ$ 方向，采取定位槽定位键配合的定位方式——在铝筒前后两端侧壁上加工定位槽，在波片定位面底端固定定位键。铝筒两端的定位槽加工时保证相对位置为 $45^\circ$ ，由于铝筒外径为80mm，因此保证1丝的加工精度就可以保证角度误差低于1分；而内筒及端面的累积长度误差低于20丝，就可以保证两端面的平行度小于8分，这在精密机床上不难实现，因而都能达到精度要求。

在装配时只需将定位键沿定位槽滑入即可精确定位光轴。铝筒的前后两端车出螺纹，以铝质压圈固定固定液晶波片，这种结构便于单独拆卸每个波片。同时可以在铝筒外壁绕布电阻丝用作温控的加热装置，由于铝筒具有很好的导热性能，能够将热量传递给液晶波片，并使之均匀受热而避免局部过热。

## 2. 端面环氧树脂板与保温层

两端面采用10mm厚环氧树脂板与铝质内筒连接。环氧树脂材料有较好的塑性，同时又有很好的隔热性能因而可以作为端面保温层的一部分。为避免螺钉连接的散热，螺钉设计为沉入环氧树脂板深约5mm，然后用环氧树脂薄片贴敷于螺钉头面，以阻断热量传导。通光孔径设计为双层隔热玻璃的结构，两隔热玻璃及中间30mm的空气层形成隔热层，实现保温功能。在环氧树脂板的外侧与外端面板的空间还要填充厚18 mm黑色聚合泡沫保温材料作为第二层保温。侧壁保温层也包括两层，首先用约2mm厚的羊毛毡材料缠绕于电阻丝的外测，然后再采用与端面相同黑色聚合泡沫保温材料作为第二层。

## 3. 外端面、外筒与底板

外筒的作用是容纳内筒及保温层，使仪器成为一体，并起到保护内部结构的作用。外筒选用铝合金材料厚约2mm，为减少杂散光的影响外壁需要发黑。两端外端面也由铝合金板材制成，各以四根连接杆与端面环氧树脂板作连接。外端面的底边铣出平面，作为基准平面，通过精密加工，将液晶波片光轴定位逐级导出至该基准面，并最终通过与底板连接，将基准导出至仪器的底板。仪器的底板与 $\lambda/2$ 波片光轴平行，其垂直精度小于30分。仪器的外端面的直径为120mm，30分的精度相当于累积误差1mm，因此加工能够保证精度。这样，在以后的使用中，便于偏振分析器与其它设备，例如与双折射滤光器等仪器安装配合。



图 4.1.2. 液晶波片近红外偏振分析器照片

#### 4. 组合偏振器微调结构

偏振分析器采用组合偏振器作为检偏器，因为组合偏振器不需要恒温因此放在恒温结构之外，这样的设计目的有二，一是使检偏器有更大的自由度，方便检偏器进行独立调整，二是减小恒温结构的体积，使恒温结构可以方便地转接在测试设备的转台上。由于检偏器的消光比以及光轴方位角精度将直接影响偏振分析器的Crosstalk，因此必须做微调机构，首先能够使得组合偏振器中的偏振片与偏振棱镜的光轴能够调整到一致，以确保组合偏振器的消光比；然后要能够将组合偏振器整体光轴调整至与 $\lambda/2$ 波片光轴平行。为了实现微调功能，我们借鉴了刀口仪的微调整结构，如图4.1.2照片所示。这套调整机构可以对组合偏振器的俯仰和光轴方位等进行多自由度连续调整。尾端调整机构可以独立调整偏振片的透光轴方位角，从而保证对检偏器的精度要求。

### 4.2 光学元件的设计与加工

#### 4.2.1 组合偏振器的设计与加工

从前面偏振分析器的Crosstalk计算可知，检偏器的消光比以及光轴方位角精度将直接影响偏振分析器的Crosstalk，因此为了尽量减小Crosstalk，我们必须保证检偏器的消

光比要优于 $5.0 \times 10^{-5}$ 。

对于二向色性偏振片，市场上常见的产品大都只用于可见光波段，在近红外波段这些偏振器的消光比难以达到要求。即使一些专门为红外波段设计的偏振片，也远不能满足偏振分析器的设计需求。例如美国Bolder公司的近红外偏振片产品已经代表国际先进水平<sup>[64]</sup>，其参数如图4.2.1曲线所示，但在1083nm消光比仅为 $9.6 \times 10^{-4}$ ，而在1565nm情况好些但也仅达到 $4.0 \times 10^{-4}$ ，因此无法满足我们的需求。而如果使用两片偏振片叠加的形式则透过率将低于32%，这对能量较低的近红外波段来说格外难以接受。

采用双折射晶体作偏振器可以获得较高的消光比，例如Glan型棱镜消光比可达 $10^{-5}$ 以上，但由于Glan型棱镜的长度—孔径比(L/A)较大，若要制作口径大于40mm的棱镜则因需要较大的晶体而难以实现，而且制造棱镜的冰洲石晶体为贵重稀有材料，因而大口径Glan棱镜造价昂贵。

我们在调研中发现Corning公司生产的专利产品偏振玻璃(Polarcor™ glass polarizers)具有优秀的偏振性能<sup>[65]</sup>(参数见表4.2.1)。但该产品目前主要应用于光通讯等领域，标准产品口径较小，几乎没有大口径应用。而且由于技术所限，其沿透光轴方向的最大口径仅能加工至34mm。虽然商家承诺有拼接办法，但拼接总合造成误差，因而放弃使用该产品。放弃该产品的另一个主要原因就是价格昂贵——在承诺购买40片的前提下，商家的报价是6000美元/片！尽管如此，我们仍然关注着该产品，期待其技术的突破可以满足大口径的需求，毕竟其优秀的消光比和透过率指标对提高望远镜的偏振光学系统透过率，降低杂散光等方面有着极其重要的意义，因此，尽管未能使用该产品，仍将这一调研结果也列在此处。

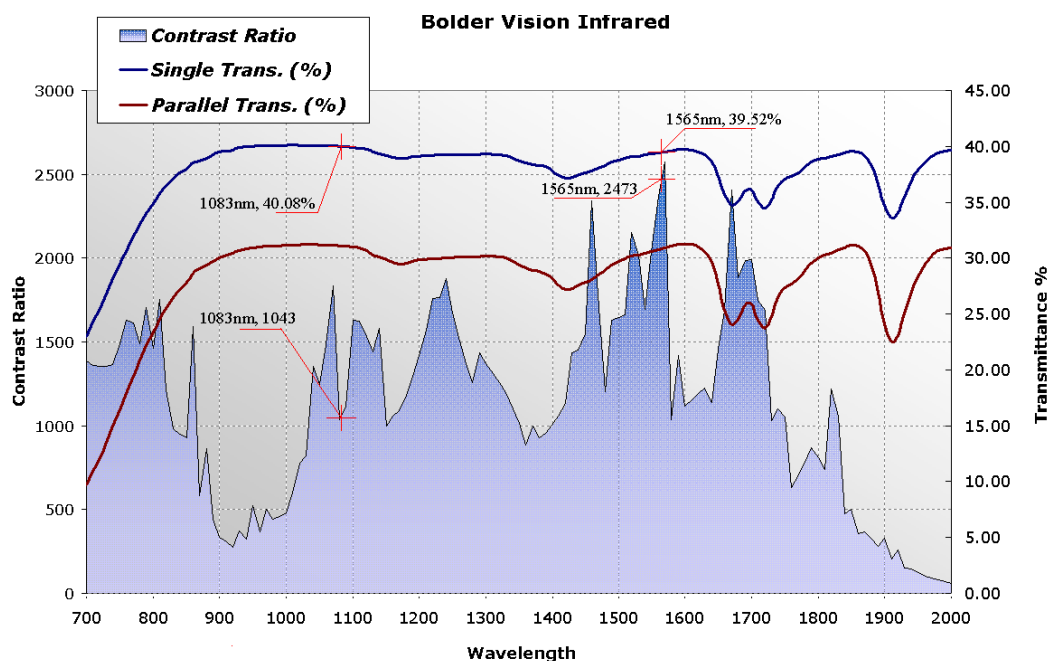


图 4.2.1. Bolder 公司近红外偏振片参数

表 4.2.1 Corning 公司偏振玻璃参数

|                          |                        |
|--------------------------|------------------------|
| Contrast Ratio:          | ≥10,000                |
| Transmittance:           | ≥0.980                 |
| Coating Type:            | V2                     |
| Wedge:                   | ≤300 Second            |
| Thickness:               | 0.20±0.05mm            |
| Polarization Bandwidth:  | 1510-1590 nm           |
| Transmittance Bandwidth: | 1510-1590 nm           |
| Max Reflectance:         | ≤ 0.25% 1510 ~ 1590 nm |
| Clear Aperture Width:    | 9.90×9.90mm            |

鉴于上述偏振器均不能满足要求，我们考虑采用组合偏振器的方案，即采用偏振棱镜与偏振片组合的形式，以实现消光比和透过率的要求<sup>[66]</sup>。这一方案在可见光波段的应用是成功的，其原理可以用下式表示：

$$P \approx 1 - (1 - P_1) \cdot (1 - P_2) \quad (4.1)$$



若偏振棱镜的偏振度可以达到99.9%，那么按照公式(4.1)计算可知，偏振片的偏振度仅需90%即可使二者构成的组合偏振器的偏振度达到99.99%。因为通常偏振棱镜的p分量透过率可以达到96%左右，而偏振度90%的偏振片其透过率通常也可以达到95%以上，因此组合偏振器的偏振度仍可达到80%以上的透过率，这比单片高消光比的偏振片的透过率要高。

在可见光波段偏振棱镜已经能够达到99.9%，而在近红外波段却没有找到具有如此高偏振度的产品。我们先后调研了大恒等几家国内公司以及Meadowlark等美国公司，都没有找到适合的产品。Meadowlark公司的近红外偏振棱镜产品消光比也只能达到 $2.0 \times 10^{-2}$  [63]。最后我们请中科院上海光机所帮助设计膜系并试制4只棱镜。但由于我们所需要的两波长1083nm和1565nm跨度太大，膜系设计无法满足两个波长位置同时达到99.9%的偏振度，因此每只棱镜只能单独做一个波长。

如图4.2.2所示，棱镜为两直角棱镜胶合而成，尺寸为 $45 \times 45 \times 45$ ，材料为K9玻璃，胶合面镀偏振膜，3个通光面镀减反膜。四只棱镜分别为两只1083nm，两只1565nm。

棱镜胶合采用美国Norland公司的NOA61光学胶，在 $0.4 \sim 2.0 \mu\text{m}$ 波段范围内都有较好的透过率(见图4.2.5)。该光学胶为液态单组分，紫外固化胶，因此在粘合光学部件时，它便显现出许多突出优点：首先省去了其它光学粘合剂使用中通常需要的预混合、干燥或热固化等操作；其次固化速度极快；第三，经过数十秒的预固化后，能够允许对粘合的光学元件进行微调，再进行长时间固化。完全固化后可承受 $-150 \sim 125^\circ\text{C}$ 的温度变化。其它参数见表4.2.2。

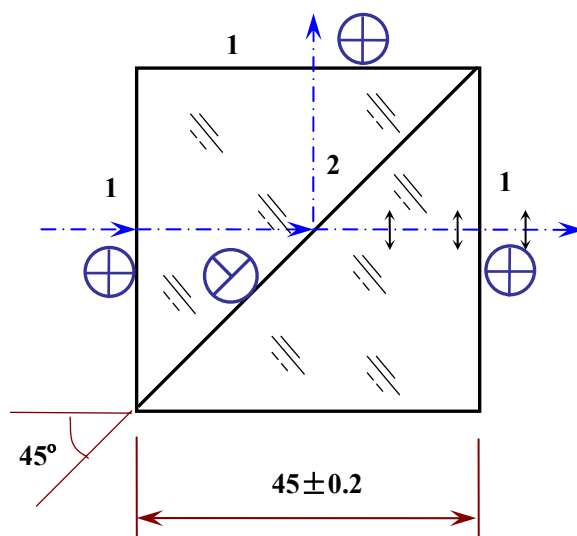


图 4.2.2. 近红外偏振棱镜

图4.2.3及4.2.4为胶合后偏振棱镜的测试曲线。从测试曲线可见，1565nm波段的偏振棱镜偏振度已经达到99.94%，透过率达到95.75%；1083nm波段的偏振棱镜偏振度也达到99.81%，透光率达到97.26%。按照组合偏振器偏振度计算公式估算，如果偏振片的偏振度达到90%以上就可以满足组合偏振器偏振度达到99.99%的设计要求。偏振度达到90%的偏振片不难找到，而且此类偏振片透过率也可以达90%以上，因此组合偏振器的

透过率可达86%以上。而偏振棱镜每只的成本仅1500元，性价比很高。

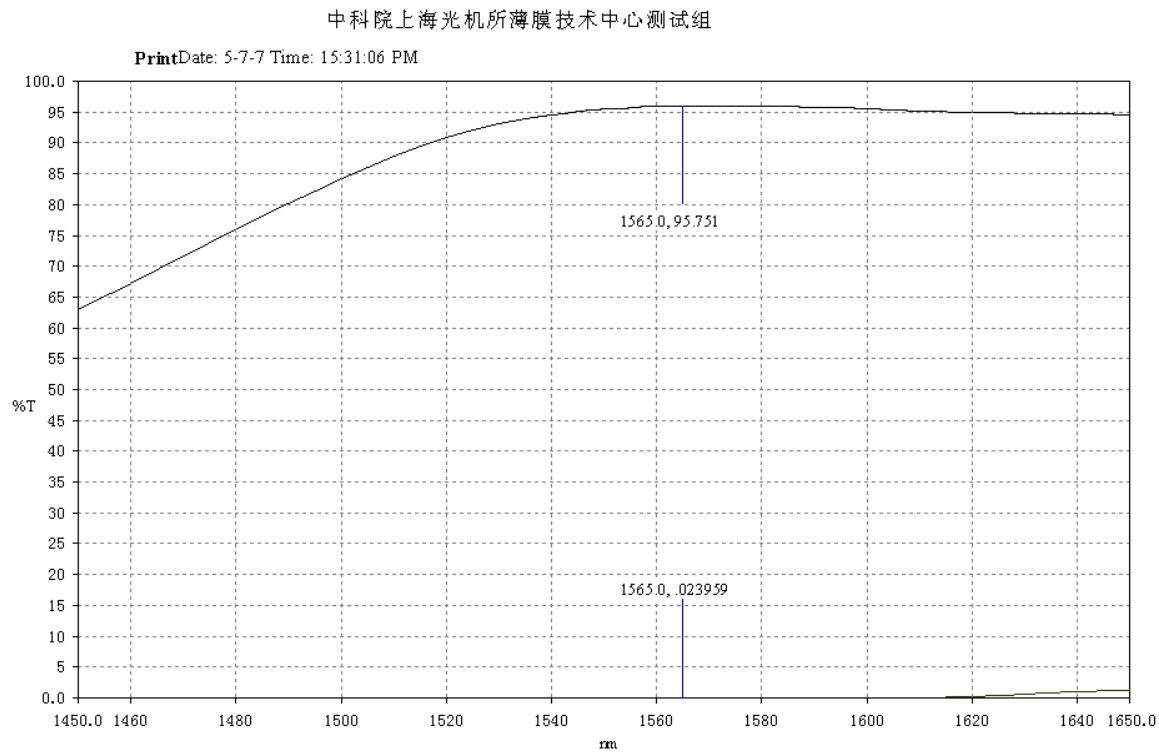


图 4.2.3. 1565nm 附近偏振棱镜测试曲线

表 4.2.2. Typical Properties of NOA 61

|                                   |         |
|-----------------------------------|---------|
| Solids                            | 100%    |
| Viscosity at 25° C                | 300 cps |
| Refractive Index of Cured Polymer | 1.56    |
| Elongation at Failure             | 38%     |
| Modulus of Elasticity (psi)       | 150,000 |
| Tensile Strength (psi)            | 3,000   |
| Hardness - Shore D                | 85      |

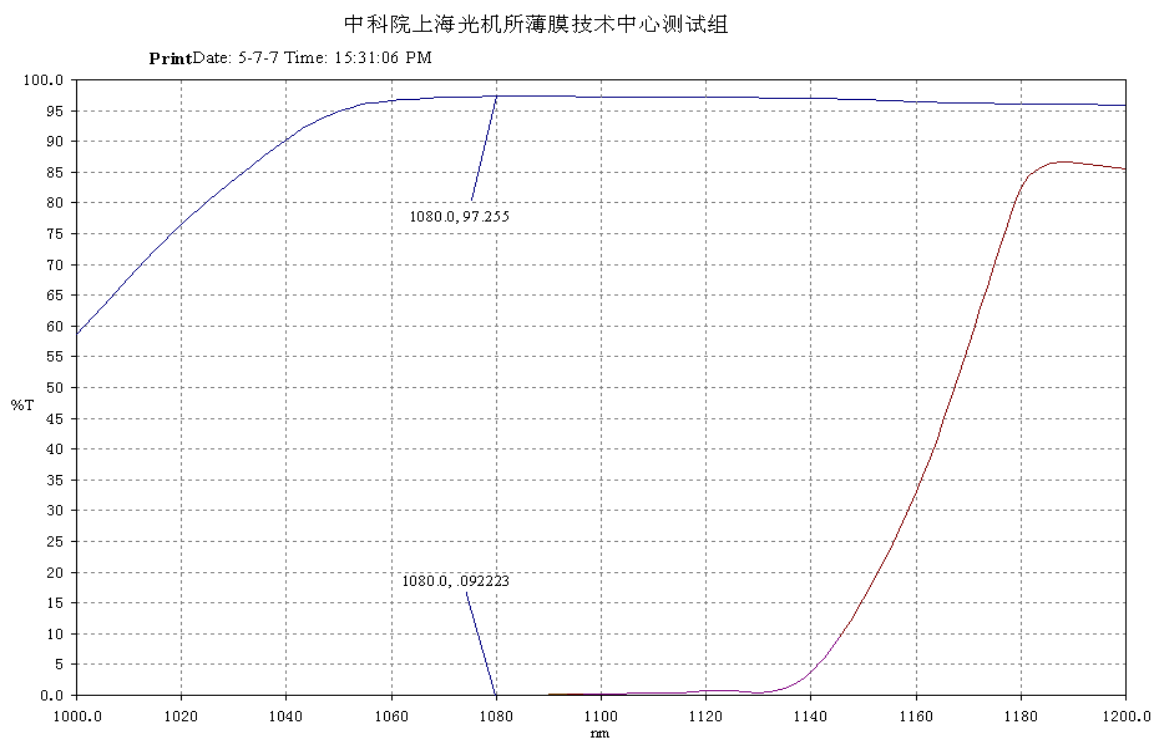


图 4.2.4. 1083nm 附近偏振棱镜测试曲线

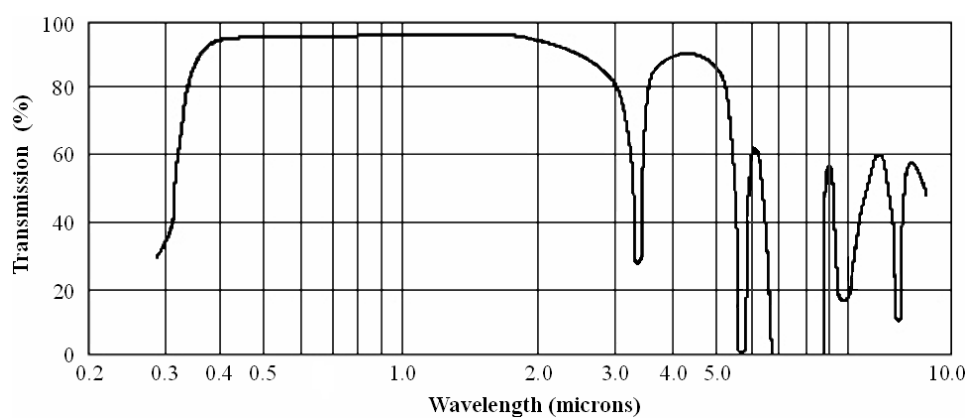


图 4.2.5. NOA61 光学胶透过率曲线

## 4.2.2 隔热玻璃与偏振片保护玻璃

除偏振棱镜外，我们还需要制作隔热玻璃和偏振片保护玻璃。这些元件选用材质均匀的优质K9材料玻璃，要求表面抛光平整，两表面不平行度小于1分。

隔热玻璃规格：圆形 $\Phi 46$ ，厚2mm；偏振片胶合玻璃规格：方形 $45 \times 45$ ，厚2mm。其中隔热玻璃要求两表面镀近红外1083nm和1565nm两条谱线的减反膜，要求膜层反射率小于0.2%，而偏振片胶合玻璃只需单面镀减反膜。减反膜测试曲线见图4.2.6。

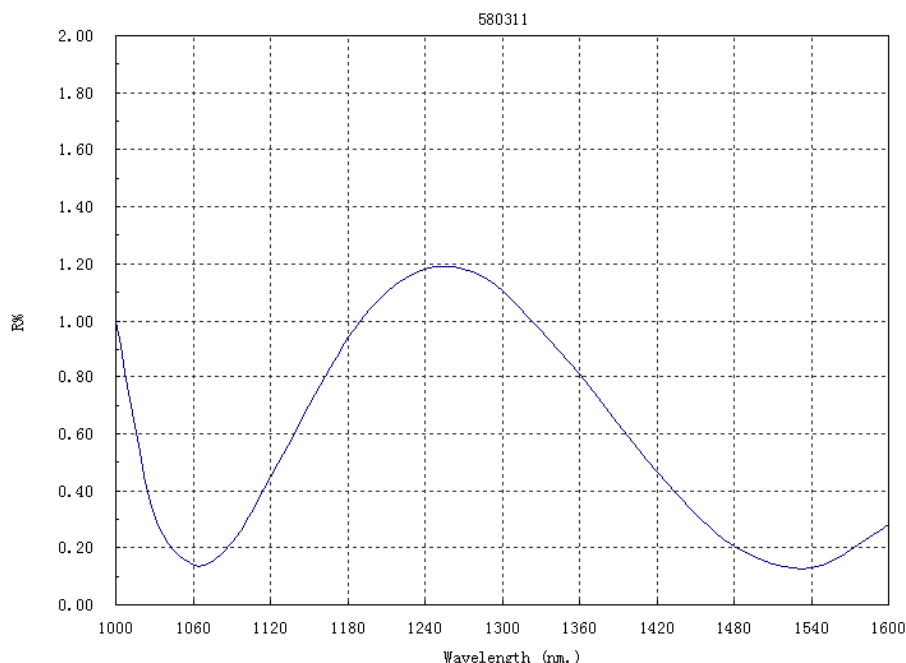


图 4.2.6. 减反膜测试曲线

### 4.3 恒温控制系统

从多年的经验中我们知道，恒温系统稳定与否直接关系到偏振光学系统的测量精度。因此建立稳定的高精度恒温系统对偏振分析器是至关重要的。对我们的液晶偏振分析器而言，由于相列液晶波片的双折射性质是由相列液晶分子排列的各向异性而产生的。分子的排列随环境温度变化而变化，温度升高则分子的排列趋于无序化，波片的位相延迟也因而随之下降。位相延迟随温度变化约为 $-0.4\%$  per  $^{\circ}\text{C}$ ，这将导致 $10^{-2}$ 的 Crosstalk。因此我们需要设计并建立恒温精度达到 $0.1^{\circ}\text{C}$ 的温度控制系统来保证偏振测量的精度。

#### 4.3.1 恒温控制工作温度的选定

可见光波段观测中，恒温控制的工作点通常选择为略高于环境温度，例如怀柔35cm 磁场望远镜的工作温度选择为 $42^{\circ}\text{C}$ <sup>[67]</sup>，这样恒温控制系统只需要加热装置，而不需要复杂而昂贵的制冷系统。然而在红外波段的观测有所不同，很多辐射与温度有关，选择高于环境温度的工作温度是否对测量造成影响则需要计算和评价。

按照黑体辐射规律，绝对黑体的辐射出射度可由普朗克辐射公式表示：

$$M_{\text{eb}}(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot (e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1)^{-1} \quad (4.2)$$

式中各量分别为： $h$ 为普朗克常数， $c$ 为光速， $k$ 为波尔兹曼常数， $T$ 为温度， $\lambda$ 为辐射波长。经过计算我们得到了几个重要温度的辐射出射度曲线，如图4.3.1所示，太阳的辐射能谱分布曲线大致与6000K的黑体辐射相符，3300K曲线则表示实验中所用的溴钨灯光源的辐射出射度。而315K则对应着42℃黑体的辐射出射度。从曲线中可以看出42℃黑体的辐射能量集中于中远红外3~50μm，在我们所需要的近红外波段其辐射出射度低于10<sup>-4</sup>量级，对测量影响可以忽略。因而可以得出结论，在近红外波段，仍然可以选用略高于环境的温度作为恒温控制的工作温度。液晶波片的工作温度在10~50℃，我们选定工作温度为42℃。

### 4.3.2 恒温控制系统设计与实现

经过调研，我们偏振分析器的恒温控制系统采用了PID调节器辅以数字调压器的控制方案。我们选用了日本Shimaden公司生产的SR253型PID调节器（见图4.3.2）。该调节器精度为0.1级，有5位显示，具有较高的精度，在0~50℃量程范围内的显示精度可达到0.001℃；采样周期位100ms，在同类产品中是速度较快的。选用的数字调压器是北京希曼顿自动化研究所的专利产品——单相无源数字调压器SPDR(Self Power Digital Power Regulator)。与通常的调压器相比，这种数字调压器本身不需要单独的供电电源，只需要PID调节器输出的4~20mA的控制信号就可以使其工作，实现对交流电力的调压控制。与通常控制电路中所使用的固态继电器(SSR)不同的是，SSR的工作方式是控制电流的通断，而调压器是调整输出电压，从而可以提高调节分辨力和调节的精度。

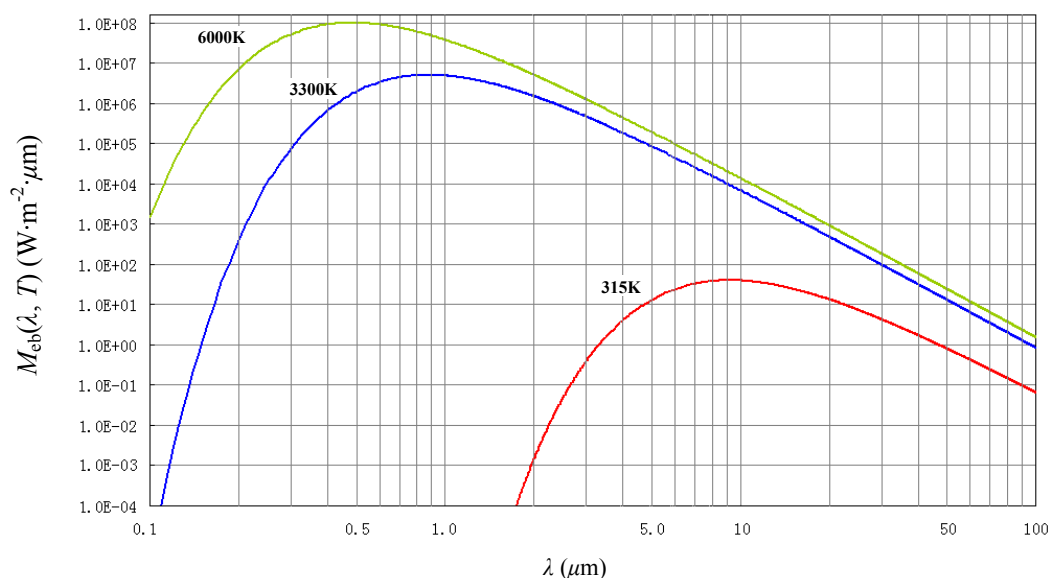


图 4.3.1. 光谱辐射出射度( $M_{eb}$ )分布曲线



图 4.3.2. SR253PID 调节器与单色无源数字调压器(SPDR)

我们以锰铜电阻丝绕于内筒的外壁作为恒温系统的加热装置。内筒为铝质，有很好的导热性，同时又能保证内部的液晶波片均匀受热。为了减少负载中由于恒温控制器频繁改变电压或电流通断而产生的杂乱的电磁场干扰，电阻丝采用双线绕行。考虑到液晶波片的外壳为铝质，而波片的保护玻璃及内部的液晶材料的质量不大，热容量也不是很

大，大约30~50瓦的加热功率即可满足恒温的需要。我们选用电阻丝的阻值为33 $\Omega$ ，由36V变压器供电，故加热装置的功率约为40瓦。

调压器置于变压器的原端。由于变压器为感性负载，为避免电压调整过程中的产生过大的冲击电流，在电路中并联了阻容吸收器。温度传感器采用1枚铂电阻Pt100贴片温度传感器，传感器贴附于内筒外壁。恒温控制系统的接线图见图4.3.2。

恒温控制效果的好坏不仅取决于PID调节器和调压器的精度，而且在很大程度上也有赖于仪器的保温层的效果和环境温差。环境温差是不易改变的，但我们可以将保温层做好。侧壁保温做2层，首先在电阻丝和温度传感器外面缠绕2mm厚羊毛毡作为第一层保温层。然后采用厚约18mm黑色聚合物保温材料作为外层保温层。两端面的保温采用环氧树脂材料，为达到保温效果材料厚度达到10~13mm。每端面通光孔径处各以两片玻璃及其间的空气层作为隔热层，隔热玻璃厚2mm，表面镀有近红外波段1083nm和1565nm增透膜。侧面保温层配合两端面的环氧树脂板及隔热玻璃等端面保温层构成仪器整体的保温层。

恒温控制系统的温度设定与自整定：首先设定PID调节器，设定温度为42 $^{\circ}\text{C}$ 。考虑到系统需要的温控精度为0.1 $^{\circ}\text{C}$ ，我们没有选用显示精度最高(0.001 $^{\circ}\text{C}$ )，而是选用了0~50 $^{\circ}\text{C}$ 范围显示精度为0.01 $^{\circ}\text{C}$ 的量程。因为显示精度过高会使控制电路在极短时间内快速反应，如此会对调压系统造成较大的压力从而可能最终影响温度控制精度。启动PID调节器的自整定程序，经过自整定后，PID调节器记录了系统的散热特性。

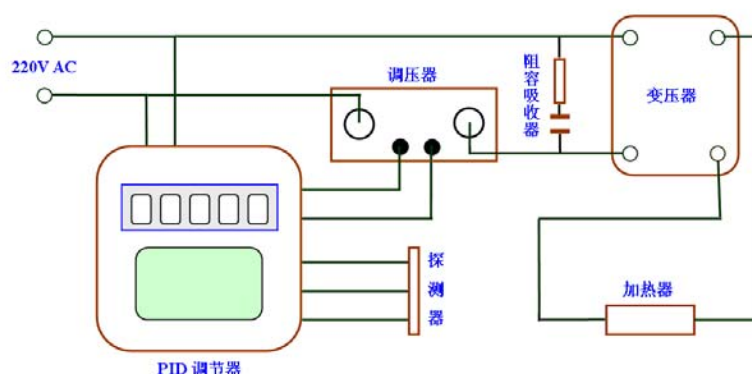


图 4.3.3. 恒温控制系统接线图

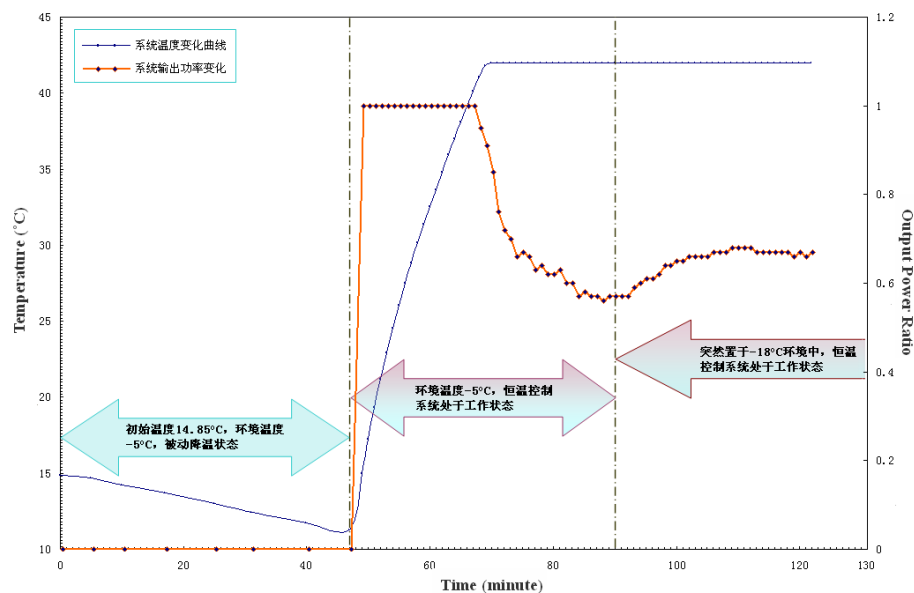


图 4.3.4. 恒温系统测试曲线

### 4.3.3 恒温系统测试

测试内容分为三部分：系统保温效果，系统的加热升温速度和恒温控制系统的稳定性。测试曲线见图4.3.4。

#### 1. 系统保温效果测试

将恒温系统由约15°C室温条件下移入温度约-5°C的冷柜中，关闭加热系统，让系统处于被动降温的状态，测试温度下降的速度。经过47分钟，系统温度从14.85°C降低到11.29°C。可见在20°C的温差下，系统散热速度约为0.076°C/分钟。

#### 2. 系统加热升温速度测试

47分钟后开启加热系统，每分钟记录系统温度。加热开始后22分钟系统温度从11.29°C迅速升至41.08°C，升温速度约1.35°C/分钟。在此期间加热输出功率为100%。当接近设定温度42°C时，升温速度变缓，加热功率逐渐下降。从41.08°C到42°C稳定约5分钟。温度稳定后系统加热功率降至60%左右。

#### 3. 恒温控制系统的稳定性测试

温度稳定后，温度显示的百分之一度位基本可以保持不变。从计时开始第90分钟我们把恒温系统移入-18°C的冷柜中，考验环境温度的突然变化情况下，恒温控制系统的调节能力。我们发现系统的温度没有任何变化，而加热输出功率开始缓慢上升，大约20分钟后稳定在70%左右。



测试结果显示，偏振分析器的恒温控制系统有非常好的稳定性和较强的调节能力，即使在较恶劣的环境下也能保证温度稳定在百分之一度，从而为接下来的液晶波片标定工作以及日后的磁场测量精度提供有力的保障。

恒温控制系统的成功主要得益于加热装置的功率高，而整个系统的热容量较小。从系统保温效果测试结果看，系统的隔热效果并不是很理想，热量散失速度稍快，但由于其加热功率相对较高，弥补了这一不足。因此对其它恒温控制系统而言，例如双折射滤光器的恒温系统等，在做好隔热保温措施前提下，并在系统能够承受的条件下，尽量提高加热功率对提高恒温控制能力是非常有益的。



## 第五章 液晶波片位相延迟与调制电压的对应关系精确标定

由3.2节液晶波片性质可知，向列液晶波片的位相延迟是波长 $\lambda$ ，温度 $T$ 和电压 $V$ 的函数， $\varphi = \varphi(V, T, \lambda)$ 。当波长与温度确定的条件下，液晶波片的位相延迟值与驱动电压是一一对应的。理论上讲，只要驱动电压有足够分辨率，那么波片的延迟连续可调。3.5节对偏振分析器的偏振测试精度分析表明，液晶波片的位相延迟精度是影响偏振观测精度的主要因素之一。而在偏振分析器工作时，仅能由驱动电压来确定液晶波片的延迟状态，因此精确标定液晶波片位相延迟与驱动电压的关系是本课题的关键所在。本章将介绍近红外位相延迟检测系统，波片位相延迟精确测量方法研究及液晶波片的标定结果。最后介绍在WYKO RTI 4100干涉仪上对液晶波片动态透过波前检测结果。

### 5.1 高精度近红外偏振测试系统

红外波段的偏振测量技术有其特殊性，与可见光波段有多不同之处，虽然我们对可见光的偏振测量已经积累了很多经验，但对红外波段却几乎是空白，因此这里有必要介绍近红外波段仪器的特性及偏振测试系统的建立。

#### 5.1.1 光源选择

选择合适的光源对实验成败是非常重要的。由于测试系统需要在近红外波段的多个波长位置测量波片的位相延迟，并考虑到测试系统也可兼顾可见光波段的测试，所以需要选用具有从可见光到近红外连续光谱的光源。常用的连续光谱实验光源有可调谐激光，氙灯，溴钨灯等。

对于可调谐激光光源，虽然单色性好，但由于可调谐激光器在不同波长的光强有较大的变化，输出光通不稳定，而且价格昂贵，所以不适合本实验。

氙灯是由充有惰性气体氙的石英泡壳内，两个钨电极之间的高温电弧放电，从而发出强光的光源。高压氙灯的辐射光谱是连续的，色温高达6000K，与日光的光谱能量分布接近。氙灯按其电极的距离分为长弧和短弧两种。长弧氙灯电极距离1.5~130cm，短弧电极距离在毫米数量级<sup>[68]</sup>。由于短弧由于亮度高，体积小，可视为点源，通常是实验室测量的首选。但因其电弧放电的发光模式，使得输出稳定度稍差。我们对德国OSRAM公司75瓦短弧氙灯测试发现，其光强波动大于2%，且光强在阴阳极间分布不均匀，靠

近阴极更亮，因此也不适合于本实验。

溴钨灯是白炽灯的一种，灯丝由钨制成，并在玻璃壳中充入卤族元素溴。在适当的温度条件下，从灯丝蒸发出来的钨在泡壁区域形成挥发性的溴钨化合物。当溴钨化合物扩散到较热的钨丝周围区域时分解，释放出来的钨沉淀在灯丝上，而溴扩散到温度较低的泡壁区域再继续与钨化合。这一过程称为卤钨循环。由于这一循环，进一步延长了灯的使用寿命<sup>[69]</sup>。溴钨灯有以下优点：

体积比同功率的白炽灯小得多，0.5~3%；

光通稳定。由于卤钨循环防止泡壁发黑，故灯寿终时的光通量为开始的95~98%；

光效高，可达20~30流明/瓦；

色温高，可达3300K，光谱范围250~2500nm；

寿命长。

经过上述比较，我们最终选用了德国OSRAM公司的75瓦溴钨灯，并选用溴钨灯专用稳流电源，使得光通波动小于0.14%。

### 5.1.2 探测器

探测器一直是在红外波段光学实验的难题。本实验对红外探测器的要求是光谱响应覆盖800~2500nm，稳定性好。因为偏振测量通常要求系统在消光状态下测量，灵敏度高，而且有较高的信噪比(S/N)。

常用的近红外探测器有光电倍增管(PMT)，硫化铅探测器(PbS)，铟镓砷探测器(InGaAs/InP PD)等。光电倍增管是采用电子发射和二次发射，并利用了电子倍增原理，使光电阴极发射的光电子经过多次倍增，实现光电流放大。因此具有很高的灵敏度，可用于检测极其微弱的信号。但主要应用于可见光探测，对红外辐射响应的光电阴极只有银-氧-铯(Ag-O-Cs)光电阴极和新发展的负电子亲和势光阴极，而其响应只扩展到1250nm<sup>[68]</sup>。

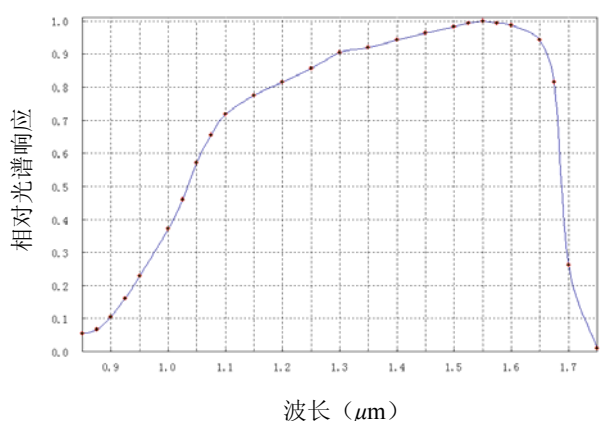


图 5.1.1 InGaAs/InP 探测器光谱响应曲线

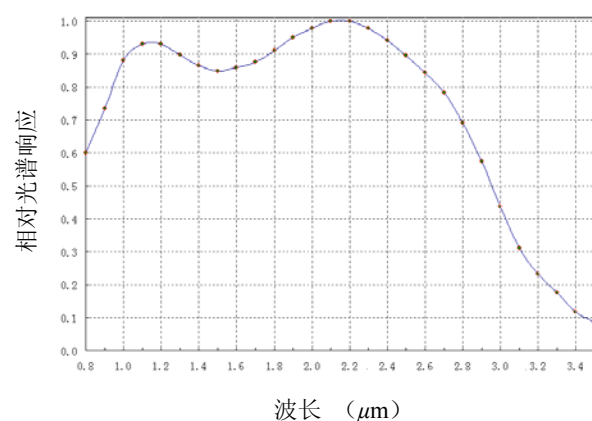


图 5.1.2 DPbS 探测器光谱相应曲线

InGaAs/InP PD是一种光伏探测器，被广泛应用于信息高速公路及多媒体传输。常温下光谱响应如图5.1.1，在1550nm附近有较好的光谱响应，但在800~1000nm波段响应偏低，而大于1700nm就基本截止。如果需要更长波长测试则需要加致冷设备。

PbS光电导探测器是目前1~3 $\mu\text{m}$ 波段应用最广泛的器件，其光谱相应曲线见图5.1.2。由于其制备工艺简单成熟，器件的响应率高，阻抗适中，易于配接前置放大电路，并可在室温下工作，其比探测率 $D_p^*$  可达到 $10^{11}\text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ ；此外，该器件价格低廉，使用方便，所以目前在红外测温、红外跟踪、红外制导、红外预警及红外天文观测等领域获得广泛应用<sup>[68]</sup>。综合上述介绍，考虑到PbS探测器的上述的优越性，本实验系统选用DPbS2900型硫化铅探测器。

### 5.1.3 锁相放大器(Lock-in)及斩波器(Optical Chopper)

红外探测通常会伴随着较强烈的背景噪声，特别是偏振检测中，由于通常需要测量系统消光状态下的光强信号，此时微弱信号容易被背景噪声淹没，所以仅靠低噪声探测器远远不够。因此我们采用斩波器对待测信号进行调制，并利用锁相放大器，从噪声中提取、恢复和放大被测信号。

锁相放大器是基于互相关原理设计的相关放大器，它不但利用了信号的频率特性，而且可以锁定被测信号的频率和位相。这样，噪声的频率既要落到通带范围内又要位相相同的几率就大大减小。同时，锁相放大等效噪声带宽远小于选频放大带宽，从而使锁相放大中的噪声受到强烈的抑制。利用锁相放大可检测出噪声比信号大 $10^4\sim 10^6$ 倍的微弱

光电信号<sup>[69]</sup>。

锁相放大原理可用图5.1.3来说明。设待测信号为  $S_1(t) = V_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1)$ ，由斩波器输出的方波参考信号可用三角级数展开来表示为：

$$S_2(t) = \frac{4}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \sin[2(n+1)\omega_2 t] \quad (5.1)$$

则在乘法器之后的输出电压可表示为：

$$V_o = S_1(t) \cdot S_2(t) = V_1 \cdot \sin(\omega_1 t + \varphi_1) \cdot \frac{4}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \sin[2(n+1)\omega_2 t] \quad (5.2)$$

经过低通滤波后电压  $V_o'$  应消去  $V_o$  中  $[\omega_1 + (2n+1)\omega_2]$  项，而成为

$$V_o' = \frac{2R_0 V_1}{\pi R_i} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \frac{\cos\{[\omega_1 - 2(n+1)\omega_2] \cdot t + \varphi - \theta_{2n+1}\}}{\sqrt{1 + \{[\omega_1 - 2(n+1)\omega_2] \cdot R_0 C_0\}}} \quad (5.3)$$

其中：  $\theta_{2n+1} = a \tan[\omega_1 - (2n+1)\omega_2] R_0 C_0$ 。当  $\omega_1 = \omega_2$ ，且  $\omega_2 R_0 C_0 \ll 1$  时，上式化简为：

$$V_o' = -\frac{2R_0 V_1}{\pi R_i} (1 - e^{-\frac{t}{R_0 C_0}}) \cos \varphi' \quad (5.4)$$

其中  $\varphi'$  为信号与参考之间的相位差， $t$  为测量时间，当测量时间  $t \gg R_0 C_0 = T_0$  可进一步简化为：

$$V_o' = -\frac{2R_0 V_1}{\pi R_i} \cos \varphi' \quad (5.5)$$

于是当  $\varphi' = 0$  时， $V_o'$  取得极大值， $V_o'_{\max} = -\frac{2R_0 C_0}{R_i}$ ，其中  $R_0 / R_i$  为低通滤波器增益；

而当  $\varphi' = \pm \frac{\pi}{2}$  时， $V_o' = 0$ ，从而形成同频相敏检波(PSD)。因而锁相放大器能够很好的提取并放大信号，并对噪声起到了强烈的抑制作用。

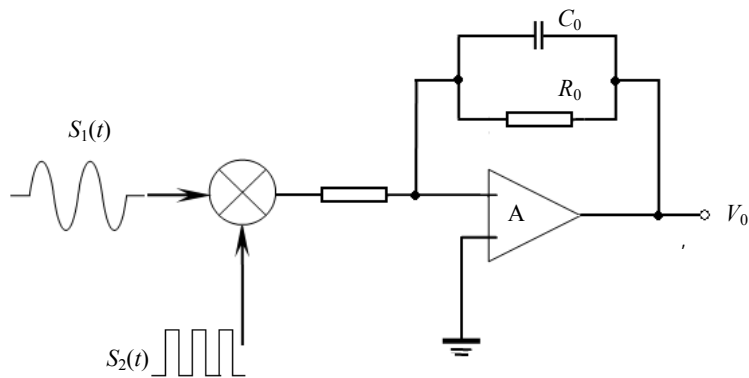


图 5.1.3 锁相放大器互相关检测原理图

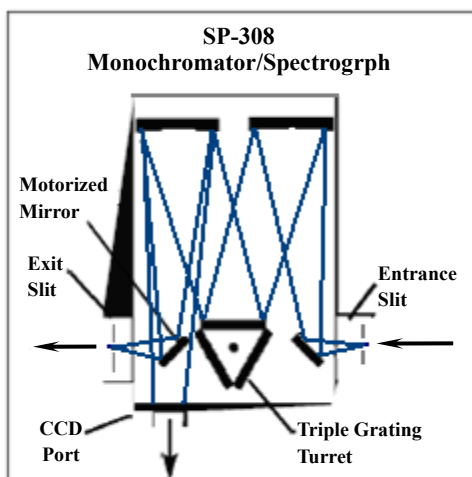
#### 5.1.4 单色仪与 NCL 数字界面

因为选用了连续谱光源，为了得到单色光的信息，我们选用 ACTON 的 SpectraPro-300i 型单色仪。其光谱范围 0~2500nm，光谱精度为  $\pm 0.2\text{nm}$ ，光谱重复精度  $\pm 0.05\text{nm}$ ，能够保证测量的光谱精度。单色仪的三片光栅参数分别为：1#，1200g/mm，闪耀波长 300nm；2#，1200g/mm，闪耀波长 750nm；3#，300g/mm，闪耀波长 2000nm。其光路示意图及部分关键参数分别见图 5.1.4 和表 5.1.1。NCL 数字界面是与单色仪配套的数据采集系统，计算机可以通过 NCL 实现对单色仪的控制，并记录由探测器获得的测量数据。

#### 5.1.5 近红外波段 Babinet-Soleil 补偿器

Babinet-Soleil 补偿器(以下简称 Soleil 补偿器)结构如图 5.1.5 所示，是由一块平板石英晶体和两块斜劈形石英晶体组成。两斜劈晶体的劈角均为  $\alpha$ ，且光轴方向相同。平板石英晶体的光轴与斜劈晶体光轴相垂直。两斜劈晶体中较短的晶体与平板晶体一起固定不动，较长斜劈晶体可以沿斜面方向移动。由于斜劈晶体的相对移动造成通光孔径内的晶体的总厚度发生改变，从而改变通过晶体的  $o$  光和  $e$  光的位相延迟。长斜劈晶体与千分尺精密丝杆相连，可通过旋转丝杆来移动长斜劈晶体位置，并可精确记录移动距离，从而记录位相延迟的变化。

光线通过时产生的位相延迟可以表示为：



Monochromator/Spectrograph with dual exit ports (one for monochromator, the other for spectrograph) and motorized mirror for rapid, computer controlled exit port selection.

表 5.1.1 SpectraPro-308 单色仪部分参数

|                   |                                                |
|-------------------|------------------------------------------------|
| Focal Length:     | 300mm                                          |
| Aperture Ratio:   | f/4                                            |
| Resolution:       | 0.1nm at 435.8nm                               |
| Dispersion:       | 2.7nm/mm (1# Grating)                          |
| Accuracy:         | ±0.2nm                                         |
| Repeatability:    | ±0.05nm                                        |
| Drive Step Size:  | 0.0025nm (nom.)                                |
| Focal Plane Size: | 27mm wide×14mm high                            |
| Standard Slits:   | Wide Micrometer adjustable<br>from 10μm to 3mm |
| Slit Heights:     | 14mm                                           |

图 5.1.4 单色仪光路示意图

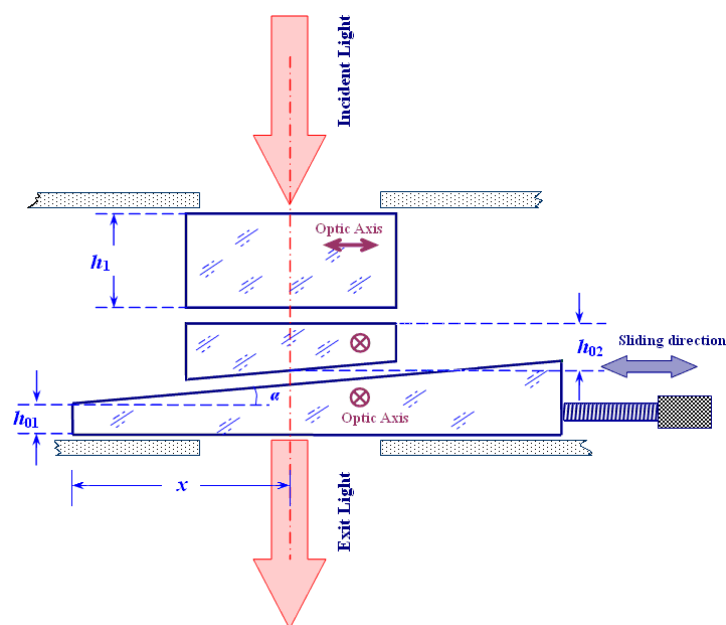


图 5.1.5 Babinet-Soleil 补偿器原理示意图

$$\varphi_s = \frac{2\pi}{\lambda} \mu(\lambda) \cdot h \quad (5.6)$$

其中  $\mu(\lambda)$  为石英晶体的双折射率， $h$  为平板晶体与斜劈晶体的厚度差，可表示为：



$$h = h_1 - (h_{02} + h_{01}) - x \tan \alpha \quad (5.7)$$

由(5.7)式可见,  $h$ 值连续可调, 从而使Soleil补偿器的位相延迟连续可调。

**Soleil补偿器自定标:** 使用Soleil补偿器时, 需要对补偿器在所测波长进行标定。将Soleil补偿器置于正交的偏振器中, 补偿器的快轴方向位于起振器光轴方位夹角为 $45^\circ$ 方向。旋转千分尺, 改变补偿器的延迟值。当系统达到消光时补偿器的延迟值为 $2n\pi$  ( $n=0, \pm 1, \pm 2 \dots$ )。相邻的两个消光位置的位相延迟值相差为 $2\pi$ 。记录相邻的两消光位置的千分尺读数分别为 $x_1$ 和 $x_2$ , 不妨设 $x_1 > x_2$ , 并设 $\varphi_{sx_1} = 2n\pi$ ,  $\varphi_{sx_2} = 2(n+1)\pi$ , 则下面的关系式成立:

$$[h_1 - (h_{02} + h_{01})] = \frac{\lambda}{\mu(\lambda)} + x_1 \tan \alpha \quad (5.8)$$

$$\frac{2\pi}{\lambda} \mu(\lambda)(x_1 - x_2) \tan \alpha = 2\pi \quad (5.9)$$

**测量未知元件位相延迟:** 将待测波片与Soleil补偿器的快轴平行放置, 且方位角 $45^\circ$ 置于正交偏振器中。调整补偿器使得系统消光。消光时Soleil补偿器千分尺的读数为 $x$ 且 $x_1 \geq x \geq x_2$ , 则有:

$$\varphi + \varphi_{sx} = 2(n+1)\pi \quad (5.10)$$

于是由(5.8)、(5.9)及(5.10)式可得待测元件延迟表达式:

$$\varphi = \frac{2\pi(x - x_2)}{(x_1 - x_2)} \quad (5.11)$$

需要注意的是Soleil补偿器仅能准确测量延迟小于 $2\pi$ 的待测元件, 当延迟大于 $2\pi$ 时将无法判断 $2\pi$ 的整数倍数。

近红外波段与可见光波段的Soleil补偿器结构和原理均相同, 只是由于波长较长, 为避免补偿器长斜劈晶体的行程过长, 而增大了劈角 $\alpha$ 。本测试系统选用NovaPhase公司的高精度Soleil补偿器, 应用波长范围1000~2000nm, 孔径10mm。配备精密数显千分尺, 分辨率可达0.001mm, 因而大大提高了测试的重复精度。该仪器最大累积误差小于1.8‰。

### 5.1.6 Glan-Thompson 棱镜

Glan-Thompson棱镜是一种性能优秀的偏振器，通常由方解石晶体制成。如图5.1.6所示，两块晶体磨制成斜劈状，用加拿大树胶胶合而成，通常长度与孔径比( $L/A$ )为3/1。光线入射棱镜后，由于 $o$ 光与 $e$ 光折射率不同，对于树胶层而言， $o$ 光发生全反射，偏折出光路被吸收；而 $e$ 光没有达到全反射角，而沿原方向出射<sup>[70]</sup>。因而，Glan-Thompson棱镜在250~2500nm均有高达 $10^{-5}$ 量级的消光比，而且其透过率可达90%。而由4.2节有关内容可知，在近红外波段，通常我们所熟悉的可见光波段的塑料偏振片在红外波段的消光比很低，因此不能用来做近红外偏振检测的起偏和检偏器。无疑Glan-Thompson棱镜是近红外波段起偏与检偏器件的最佳选择。

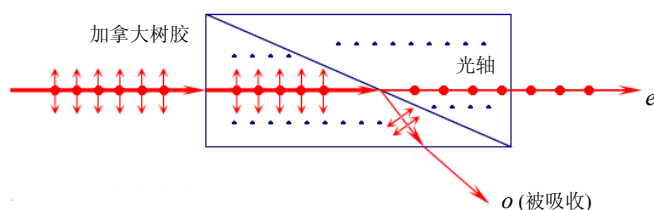


图 5.1.6. Glan-Thompson 棱镜原理图

### 5.1.7 测试系统构建

构成检测系统的仪器还包括电控精密转台和平移台，数字万用表，标准直镜及成像镜等。此处不再一一介绍。

波片测试系统仪器设备及光路如图5.1.7所示。斩波器光调制盘置于光源前端，光源出射光经过调制后再经准直镜转化为平行光。两Glan-Thompson棱镜及待测元件分别安装于各自的电控精密转台上。转台的转动精度优于 $1'$ ，可由计算机控制 $360^\circ$ 自由旋转，并记录转动信息。Soleil补偿器安装于精密平移台上，可以保证其移入移出光路时位置不变。成像镜将经过偏振系统的光束会聚于单色仪的入射狭缝。硫化铅探测器安装在单色仪的出射狭缝后(对不同波段测量也可选用光电倍增管、CCD等其它探测器)。硫化铅探测器获得的信号及斩波器的参考信号输入锁相放大器。由锁相放大器输出信号输入NCL数据采集系统，也可接入数字万用表直接读出。此外为了避免市电系统不稳定对测试造成的干扰，所有的电子仪器都经由UPS稳压电源供电。

这套测试系统能够实现多种测试功能，可以对偏振元件的各种参数进行测量，而且测量波片的位相延迟时可以应用多种测量方法，例如光强法，光谱扫描法和补偿法等都

可以应用于该测试系统。

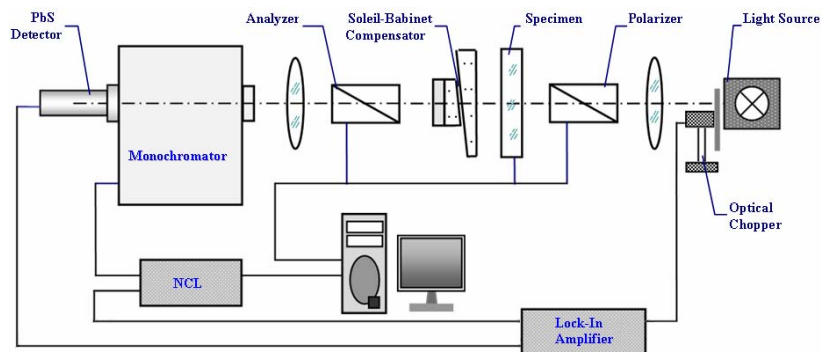


图 5.1.7 近红外波片测试系统仪器设备及光路图

## 5.2 高精度波片位相延迟测量方法的研究

高精度位相延迟测量方法是精确标定液晶波片位相延迟与驱动电压对应关系的前提，其重要意义不言自明。测量波片位相延迟的方法有很多，例如光强法、光谱扫描法和补偿法等，并已有许多文献对这些方法有所论述<sup>[71~75]</sup>，似乎这已不是什么新课题。然而值得注意的是，在实际测量中往往不同的方法或不同的仪器对同一波片的测量结果并不相同，甚至有些方法或仪器之间测得的结果差异很大。例如UeNo等报导日本SMART望远镜建造过程中，用两种不同的方法测量波片，结果相差 $2^\circ$ 之多<sup>[47]</sup>。那么产生测量差异的原因是什么，究竟哪种方法测量结果更可靠，便成为亟待分析和解决的现实问题。针对这个问题，并结合SST等项目对测试的具体需求，我们对光谱法、Soleil补偿器法及几种光强法进行了理论分析，并利用5.1节所示的偏振测试系统对这几种方法进行了对比测试。由于测试在同一套仪器设备上进行，因而便于对不同的测量方法进行比较研究，确定误差来源，优化测量方法，提高测量精度。

### 5.2.1 光谱扫描法

#### 1. 光谱扫描法测量原理

光谱扫描法是利用波片延迟与入射波长的函数关系，通过改变系统入射光波长，记录不同波长下系统的透过光强，从而测得位相延迟的方法。测试系统由起偏器和检偏器及置于其间的待测元件等构成。若以起偏器透振方向沿 $x$ 轴，双折射器光轴方位角为 $\Omega$ ，

延迟为 $\varphi$ ，检偏器透振方向为 $\theta$ 方向，则系统Jones矩阵可表示为：

$$M = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \sin \theta \cos \theta \\ \sin \theta \cos \theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos \frac{\varphi}{2} + j \sin \frac{\varphi}{2} \cos 2\Omega & j \sin \frac{\varphi}{2} \sin 2\Omega \\ j \sin \frac{\varphi}{2} \sin 2\Omega & \cos \frac{\varphi}{2} - j \sin \frac{\varphi}{2} \cos 2\Omega \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (5.12)$$

若以强度为 $I_0$ 的自然光入射，则系统出射光强可表示为：

$$I(\lambda) = \frac{1}{2} I_0 \cdot \left\{ \sin^2 \frac{\varphi(\lambda)}{2} [\cos^2 (2\Omega - \theta) - \cos^2 \theta] + \cos^2 \theta \right\} \quad (5.13)$$

因此测得 $\Omega$ 、 $\theta$ 、 $I(\lambda)$ 及 $I_0$ 值即可计算出该波长所对应的延迟值。这种方法便于测量不同波长对应的位相延迟，若辅以精密的单色仪便可以方便快捷的获得大量的数据。但由于考虑到系统表面反射及吸收损失， $I_0$ 不易准确测得，所以该方法只适于找到光强随波的长变化规律而不易准确测得延迟值。

然而对 $\lambda/2$ 波片情况则较为特殊，这里作进一步分析，(5.13)式对 $\varphi$ 的一阶导数为：

$$\frac{dI}{d\varphi} = \frac{1}{4} I_0 \cdot \sin \varphi \cdot [\cos^2 (2\Omega - \theta) - \cos^2 \theta] \quad (5.14)$$

当 $\varphi = \pi$ 时， $\frac{dI}{d\varphi} = 0$ 。可见光谱扫描曲线中， $\lambda/2$ 波片在相应波长处光强值为最大或最小，所以仅从曲线极值所在位置便可精确确定波片在该波长所对应的延迟为 $\pi$ 。这为精确测量 $\lambda/2$ 波片提供了有效的办法。测量 $\lambda/2$ 波片时将起偏器与检偏器平行放置，待测元件光轴方位角为 $45^\circ$ ，将可获得最佳对比度。此时透过光强随波长变化关系为：

$$I(\lambda) = \frac{I_0}{2} \cos^2 \frac{\varphi(\lambda)}{2} = \frac{I_0}{2} \cos^2 \frac{\pi \mu(\lambda) d}{\lambda} \quad (5.15)$$

其中 $\mu$ 为双折射率， $d$ 为波片的厚度。

若在一定波长带宽范围内，忽略 $\mu$ 随波长的变化，便可推算出波片在该带宽范围内不同波长处的延迟值：

$$\varphi(\lambda) = \frac{\pi \cdot \lambda_0}{\lambda} \quad (5.16)$$

其中 $\lambda_0$ 为取得光强最小值对应波长， $\lambda$ 为所求延迟的波长。

## 2. 光谱扫描法误差分析

这里主要分析 $\lambda/2$ 波片测量误差, 因此主要分析各测量量对光谱曲线中最小值位置的影响。

### 1) 角度取值对测量的影响:

由(5.14)式可见,  $\Omega$ 及 $\theta$ 的取值并不影响最小值的位置, 但二者的取值对光强读数有一定的影响。公式(5.13)对 $\Omega$ 及 $\theta$ 求偏导数得,

$$\frac{\partial I}{\partial \theta} = \frac{I_0}{2} \cdot \left[ \sin^2 \frac{\varphi}{2} \cdot \sin 2(2\Omega - \theta) - \cos^2 \frac{\varphi}{2} \cdot \sin 2\theta \right] \quad (5.17)$$

$$\frac{\partial I}{\partial \Omega} = -I_0 \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2} \cdot \sin 2(2\Omega - \theta) \quad (5.18)$$

注意到, 当 $\Omega = 45^\circ$ 及 $\theta = 0^\circ$ 时有 $\frac{\partial I}{\partial \theta} = \frac{\partial I}{\partial \Omega} = 0$ , 可见此时两角度对光强的影响最小。

### 2) 偏振器消光比的影响:

以 $\alpha$ 表示偏振器的消光比, 当 $\theta = 0^\circ$ 时, 系统的透过光强可以近似表示为:

$$I(\alpha) = \frac{I_0}{2} \left[ (2\alpha^2 - 2\alpha + 1) - \sin^2 \frac{\varphi}{2} \cdot (2\alpha - 1)^2 \right] \quad (5.19)$$

由公式可见当 $\varphi = \pi$ 时系统的透过光强仍取得最小值, 只是此时的最小值不为0。因此偏振器的消光比并不影响最小值的位置。

### 3) 带宽对测量的影响:

实际光强测量值是一定带宽的积分结果, 可以由(5.15)式积分来表示,

$$I(\Delta\lambda) = \frac{I_0}{2} \cdot \int_{\Delta\lambda} \cos^2 \frac{\pi\mu d}{\lambda} \cdot d\lambda \quad (5.20)$$

已知单色仪狭缝的带宽分布约2.7nm/mm, 实际测量中狭缝宽取值约为0.5mm。以 $\lambda = 637.8\text{nm}$ 处的 $\lambda/2$ 波片为例, 用计算机计算并绘制存在一定带宽的光强曲线与理想条件下光强曲线进行比较(图5.2.1), 可见实验条件下的带宽并未影响光强曲线最小值位置。

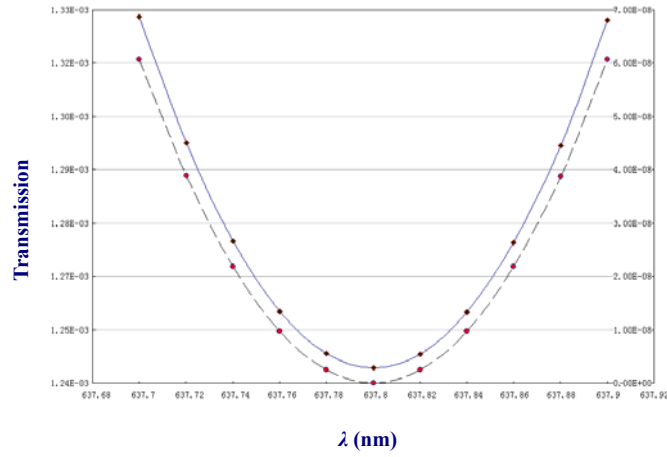


图 5.2.1. 实验带宽条件下光谱曲线与理想条件下光谱曲线的比较(实线，实验带宽条件下纵坐标见左侧；虚线，理想条件下，纵坐标见右侧)

#### 4) 单色仪光谱精度对测量的影响:

单色仪光谱精度可以视为单色仪对最小值的光谱标定精度，因而可表示为:

$$\Delta\varphi = -2\pi\mu d \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = -\varphi \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (5.21)$$

单色仪的光谱精度小于0.2nm，仍以637.8nm的 $\lambda/2$ 波片为例，可得到相对误差小于0.32‰。

#### 5) 光源波动对测量的影响:

为充分估算误差，设由于光强发生了最大波动，使得真实延迟值为 $\varphi'$ 的位置成为光强的最小值。则可以用如下关系式表示:

$$I(\varphi') \cdot \left(1 - \frac{\Delta I_0}{I_0}\right) = I(\pi) \quad (5.22)$$

由(5.18)式，代入消光比 $\alpha \approx 10^{-5}$ 及 $\frac{\Delta I_0}{I_0} \leq 0.14\%$ ，计算可得误差小于0.011%。而光源波动属于偶然误差，所以利用计算机处理光谱曲线或进行多次测量平均都会进一步降低该项误差。

综上所述，光谱法测 $\lambda/2$ 波片的精度主要取决于单色仪光谱精度；对本测试系统而言，综合各项误差小于0.032%。

## 5.2.2 补偿法

### 1. 补偿法测量原理

补偿法是利用位相补偿器件将由待测元件产生的位相延迟补偿为0(或 $2\pi$ )从而测量波片位相延迟的方法。通常有 $\lambda/4$ 波片补偿法(Senamont法和Tardy法)和Soleil补偿器法。 $\lambda/4$ 波片法由于需要已知某波长处精确的 $\lambda/4$ 波片,而且测量不同波长的位相延迟需要不同波长的 $\lambda/4$ 波片,所以此方法在高精度测量中并不可取,这里不再赘述。

相对于 $\lambda/4$ 波片补偿法而言, Soleil补偿器的位相延迟连续可调,因而适用于不同波长延迟的测量。5.1节已经介绍了Soleil补偿器的结构及测量原理,此处不再重复。由于Soleil补偿器法是依据系统消光状态来测量待测元件的位相的,所以下面推导系统的透过光强表达式。由起偏器、检偏器及待测元件和Soleil补偿器构成的偏振系统透射光Jones列表示为:

$$E = M_P \cdot M_S \cdot M \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (5.23)$$

这里设起偏器透光轴沿 $x$ 轴方向,其中 $M_P$ ,  $M_S$ 及 $M$ 分别表示检偏器, Soleil补偿器和待测元件的Jones矩阵。则系统透过光强可以表示为 $I = E^+ \cdot E$ 。当偏振器正交, Soleil补偿器与待测元件快轴方向一致,且与起偏器透光轴方向夹角为 $45^\circ$ 时,系统透过光强可以表示为:

$$I = \frac{1}{2} I_0 \cdot \sin^2 \frac{\varphi + \varphi_s}{2} \quad (5.24)$$

由公式可见,当系统透过光强最小时,有 $\varphi + \varphi_s = 2n\pi$ , ( $n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ ),因此Soleil补偿器法可依据系统消光位置计算得到待测元件位相延迟。

### 2. Soleil 补偿器法误差分析

Soleil补偿器法是依据系统消光位置来测量待测元件位相延迟的,所以分析测量误差应主要考虑测量各个环节对系统消光状态判别的影响<sup>[76]</sup>。

#### 1) 偏振器消光比的影响

当考虑偏振器消光比时,对正交偏振器情况系统透过光强为:

$$I = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}(2\alpha - 1)^2 \cdot \cos(\varphi + \varphi_s) \quad (5.25)$$

由上式可见，当  $\varphi + \varphi_s = 2n\pi$  时，系统透过光强取得最小值，因此偏振器消光比不会影响消光位置的条件，因而不影响延迟测量精度。

## 2) 各个偏振元件的光轴方位角偏差对测量精度影响

### (a) 偏振器不严格正交对测量精度影响

考虑当偏振器不严格正交，而其它元件排列无误时，设起偏器与检偏器透光轴夹角为  $90^\circ + \delta_1$ ，其中  $\delta_1$  表示微小误差量，则系统透过光强表示为：

$$I = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(\varphi + \varphi_s) \cdot \cos 2\delta_1 \quad (5.26)$$

与(5.25)式类似，仍然是当  $\varphi + \varphi_s = 2n\pi$  时，系统透过光强取得最小值，因此偏振器不严格正交也不影响延迟测量精度。

### (b) Soleil补偿器光轴方位角误差对测量精度影响

当Soleil补偿器存在排列误差，而其它元件排列无误时，设补偿器的方位角为  $45^\circ + \delta_2$ ，则系统透过光强表示为：

$$I = \left( \sin \frac{\varphi}{2} \cdot \cos \frac{\varphi_s}{2} + \cos \frac{\varphi}{2} \cdot \sin \frac{\varphi_s}{2} \cdot \cos 2\delta_2 \right)^2 + \sin^2 \frac{\varphi}{2} \cdot \sin^2 \frac{\varphi_s}{2} \cdot \sin^2 2\delta_2 \quad (5.27)$$

(5.27)式对  $\varphi_s$  求一阶导数，并令导数等于 0，得：

$$\begin{aligned} \frac{dI}{d\varphi_s} &= \frac{1}{2} \cos \varphi \sin \varphi_s \cos^2 2\delta_2 + \frac{1}{2} \sin \varphi \cdot \cos \varphi_s \cdot \cos 2\delta_2 = 0 \\ \Rightarrow \varphi_s &= \arctan\left(\frac{-\tan \varphi}{\cos 2\delta_2}\right) \end{aligned} \quad (5.28)$$

估算测量误差：用  $\varphi_c$  表示待测元件测量值，则  $\varphi_c = 2\pi - \varphi_s$ ，于是误差可以表示为：

$$\Delta = \varphi_c - \varphi = 2\pi - \varphi_s(\varphi) - \varphi \quad (5.29)$$

对本测试系统所用的Soleil补偿器而言，光轴方位角误差可以控制在  $\pm 5'$  之内，因此对延迟测量的影响小于  $10^{-5}$  量级，因而可以忽略。



## (c) 待测元件光轴方位角误差对测量精度影响

当待测元件存在排列误差，而其它元件排列无误时，设补偿器的方位角为  $45^\circ + \delta_3$ ，则系统透过光强表示为：

$$I = (\cos \frac{\varphi}{2} \cdot \sin \frac{\varphi_s}{2} + \sin \frac{\varphi}{2} \cdot \cos \frac{\varphi_s}{2} \cdot \cos 2\delta_3)^2 + \sin^2 \frac{\varphi}{2} \cdot \sin^2 \frac{\varphi_s}{2} \cdot \sin^2 2\delta_3 \quad (5.30)$$

(5.29)式对  $\varphi_s$  求一阶导数，并令导数等于0，得：

$$\frac{dI}{d\varphi_s} = \frac{1}{2} \cos \varphi \cdot \sin \varphi_s \cdot \cos^2 2\delta_3 + \frac{1}{2} \sin \varphi \cos \varphi_s \cdot \cos 2\delta_3 + \frac{1}{2} \cdot \sin \varphi_s \cdot \sin^2 2\delta_3 = 0$$

$$\Rightarrow \cos \varphi \cdot \sin \varphi_s \cdot \cos^2 2\delta_3 + \sin \varphi \cos \varphi_s \cdot \cos 2\delta_3 + \sin \varphi_s \cdot \sin^2 2\delta_3 = 0$$

$$\Rightarrow \varphi_s = \arctan\left(\frac{-\sin \varphi \cdot \cos 2\delta_3}{\cos \varphi \cdot \cos^2 2\delta_3 + \sin^2 2\delta_3}\right) \quad (5.31)$$

仍可按(5.29)式估算误差。可以看出，测量误差的大小，不仅与被测波片的放置角度有关，不同延迟的波片所受到的影响也不相同。这项误差对 $\lambda/4$ 波片的影响最大， $1/2$ 波片则不受影响。本测试系统的可以确定待测元件光轴方位角误差为 $\pm 1'$ ，因而对 $\lambda/4$ 波片而言，该项测量误差小于 $3 \times 10^{-7}$ ，可以忽略。

## 3) Soleil 补偿器精度分析

影响延迟的测量精度的另一个主要因素为Babinet-Soleil补偿器自身精度。对公式(5.9)进行全微分得到（假定波长为定值）：

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_s &= \frac{\partial\varphi_s}{\partial l} \Delta l + \frac{\partial\varphi_s}{\partial \alpha} \Delta\alpha + \frac{\partial\varphi_s}{\partial \mu} \Delta\mu \\ &= \frac{\mu \cdot \tan \alpha}{\lambda_0} \cdot \Delta l + \frac{\mu \cdot l \cdot \sec^2 \alpha}{\lambda_0} \cdot \Delta\alpha + \frac{l \cdot \tan \alpha}{\lambda_0} \cdot \Delta\mu \end{aligned} \quad (5.32)$$

式中  $l = x_2 - x_1$ 。由上式可见，造成补偿器精度误差的因素有三项：

(i) 长楔移动不准确带来的误差。造成这项误差是由于由千分尺丝杠本身的精度；丝杠与测量点不在同一条直线而造成的阿贝误差。

(ii) 光楔几何形状不准确带来的误差。包括楔角的不一致性、斜坯的尖塔差、零件表面的面形差以及导轨间隙使长楔摆动引起石英楔厚度的变化。

(iii)晶体双折射率的变化引起的误差。晶体双折射率变化除了因材料自身原因外，还有由于光轴与表面不平行和机械加工或机械安装造成的光轴不一致。

按照上面各项分析，对我们所选用的近红外波段Soleil补偿器而言，补偿器在一个波长范围内，最大累计误差为：0.18%<sup>[77]</sup>。

综合上述分析各项误差可见，Soleil补偿器法测量误差主要来自补偿器自身精度。对本测试系统而言，测量误差小于0.18%。

#### 4) 等偏离法及其精度

Soleil补偿器法测量延迟时需要判断系统的消光位置，而从公式(5.24)可以看出，系统出射光强满足正弦变化规律，在光强最小值附近，光强变化很不敏感。如果直接寻找最暗点而读取Soleil补偿器延迟补偿量会带来读数误差。针对这一问题，我们利用出射光强变化函数曲线的对称性，可以采用等偏离法<sup>[78]</sup>找到消光位置，即读取最小值两边等光强时Soleil补偿器读数，分别记作 $x$ 及 $x'$ ，如图5.2.2所示，则消光位置为：

$$x = \frac{x + x'}{2}$$

如此便避开在极小值附近光强变化不灵敏区域读数。采用这种方法，多次重复测量，最后取平均数，可有效提高测量精度。同样等偏离法也可以应用于各元件方位角排列。同前面的分析，当采用等偏离法找光强最小值点时，元件光轴定位精度可达到1'。

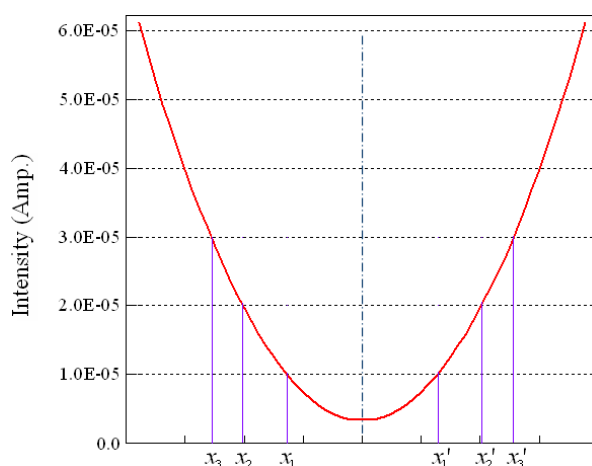


图 5.2.2 等偏离法原理示意图

### 5.2.3 光强测量法

#### 1. 光强法测量原理

所谓光强测量法即通过测量测试系统透过的光强值，利用透过光强与待测元件位相延迟关系从而计算出待测元件的延迟值的方法。测试系统构成与光谱扫描法相同，系统出射光强表达式同(5.13)式。式中 $\Omega$ 和 $\theta$ 是两个最活跃的量，容易任意改变并准确测量。因此理论上讲，为避开对 $I_0$ 的测量，可任意测定两组不同的 $\Omega$ 和 $\theta$ 的光强值 $I_1$ 及 $I_2$ 即可求出待测元件的延迟，其结果可以表示为：

$$\varphi = 2 \arcsin \left( \frac{I_2 \cos^2 \theta_1 - I_1 \cos^2 \theta_2}{I_1 \cdot [\cos^2 (2\Omega_2 - \theta_2) - \cos^2 \theta_2] - I_2 \cdot [\cos^2 (2\Omega_1 - \theta_1) - \cos^2 \theta_1]} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.33)$$

式(5.33)是光强法的通解。当保持 $\theta$ 不变，改变波片方位角 $\Omega$ 进行测量的方法为旋转待测波片法；而当保持 $\Omega$ 不变，改变 $\theta$ 的测量方法为旋转检偏器法。下面简述这两种常用方法的原理。

##### 1) 旋转待测波片法：

旋转波片法通常采用读取旋转过程中的光强的最大值 $I_{\max}$ 和最小值 $I_{\min}$ 的办法，从而可以避开对光轴方位角 $\Omega$ 的测量误差。对(5.13)式分析可知，当 $\Omega = \frac{\theta}{2}$ 时系统光强取得最大值；当 $\Omega = \frac{\theta}{2} + \frac{\pi}{4}$ 时光强取得最小值，则波片的位相延迟 $\varphi$ 可表示如下<sup>[79, 80]</sup>：其中 $\theta \neq 90^\circ$ 。

$$\varphi = 2 \arcsin \sqrt{\frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min} \cdot \tan^2 \theta}} \quad (5.34)$$

##### 2) 旋转检偏器的方法：

旋转检偏器的方法通常取 $\Omega = 45^\circ$ ， $\theta$ 分别取 $0^\circ$ 和 $90^\circ$ ，因为误差分析表明此时由角度测量造成的误差最小(见误差分析)。分别记录 $\theta = 0^\circ$ 和 $90^\circ$ 时的光强为 $I_{//}$ 及 $I_{\perp}$ ，则波片的位相延迟 $\varphi$ 可表示为<sup>[81]</sup>：

$$\varphi = 2 \arctan \sqrt{\frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}}} \quad (5.35)$$

这两种测试方法的优点在于, 便于实现计算机控制和数据的采集及处理, 测试速度快。采用多次测量及曲线拟合等办法可以有效降低光源波动和其它偶然误差的影响。

## 2. 光强法误差分析

### 1) 各参量测量误差对测量结果的影响:

分析各参量误差对测量结果的影响可以从(5.33)式出发, 分别考察当各量存在微小变化的情况下所得到的延迟测量结果与理论结果相对照, 并以二者差值来表示各量误差对测量结果的影响。由公式可见, 各项误差比较复杂不但与各个参量的取值有关, 而且与待测波片的延迟  $\varphi$  有关, 因此这里仅针对常用的  $\lambda/4$  与  $\lambda/2$  波片, 分析(5.34)式和(5.35)式两种方法的误差。测试系统的转台精度  $\Delta\theta, \Delta\Omega \leq 1'$ , 光源波动为  $\Delta I_0/I_0 \leq 0.14\%$ , 由此得出误差分析结果列表如下:

表 5.2.1. 旋转波片法误差

| 波片            | $\theta (^{\circ})$ | $I_{\max}$ 影响 (%) | $I_{\min}$ 影响 (%) | $\theta$ 影响 (%) | 综合误差 (%) |
|---------------|---------------------|-------------------|-------------------|-----------------|----------|
| $\lambda/4$   | 0                   | 0.089             | 0.089             | 0.000003        | 0.18     |
|               | 45                  | 0.067             | 0.067             | 0.019           | 0.14     |
| $\lambda/2^*$ | 0                   | 0                 | 0                 | 0               | 0        |
|               | 45                  | 0                 | 0                 | 0               | 0        |

\* 实验条件下各参量测量误差对  $\lambda/2$  波片测量结果影响很小, 说明该项影响不是误差主要来源。

表 5.2.2. 旋转检偏器法

| 波片          | $I_{\perp}$ 影响 (%) | $I_{\parallel}$ 影响 (%) | $\theta_1$ 影响 (%) | $\theta_2$ 影响 (%) | $\Omega$ 影响 (%) | 综合误差 (%) |
|-------------|--------------------|------------------------|-------------------|-------------------|-----------------|----------|
| $\lambda/4$ | 0.045              | 0.045                  | 0                 | 0                 | 0.00003         | 0.064    |
| $\lambda/2$ | 0                  | 0                      | 0                 | 0.019             | 0.037           | 0.042    |

## 2) 带宽对测量的影响:

实测光强值可表示为  $I = \int_{\Delta\lambda} i(\lambda) \cdot d\lambda$ 。而(5.33)式虽然是在理想情况下得到的,但可以将光强测量值理解为  $I' \approx i(\lambda) \cdot \Delta\lambda$ 。因此误差可以表示为  $\Delta\varphi = |\varphi(I) - \varphi(I')|$ 。仍以实测情况为例,在中心波长  $\lambda = 637.8\text{nm}$  处,带宽对  $\lambda/4$  波片误差小于 0.0005%; 对  $\lambda/2$  波片误差小于 0.07%。可见实验条件下的带宽对测量的影响也是很小。

## 3) 偏振器的消光比对测量的影响:

当考虑偏振器的消光比时,系统透过光强的表达式非常复杂。仅以(5.34)式为例,当  $\theta = 0^\circ$  时,系统透过光强最小值表达式同(5.19)式,最大值则可近似表示为:

$$I_{\max}(\alpha) = \frac{I_0}{2} (2\alpha^2 - 2\alpha + 1) \quad (5.36)$$

若以  $\varphi(0)$  表示理想偏振器的测量值,  $\varphi(\alpha)$  表示考虑消光比的测量值,则误差可以按下式估算:

$$\Delta\varphi = |\varphi(\alpha) - \varphi(0)| \quad (5.37)$$

若按  $\alpha \approx 10^{-5}$  计算,对旋转波片法而言,当  $\theta = 0^\circ$  时,  $\lambda/4$  波片误差小于 0.002%,  $\lambda/2$  误差小于 0.29%; 当  $\theta = 45^\circ$  时,  $\lambda/4$  波片误差小于 0.2%,  $\lambda/2$  误差小于 0.45%。对旋转检偏器法而言,  $\lambda/4$  波片误差很小可以忽略,  $\lambda/2$  误差小于 0.29%。

## 4) 其它误差

综合考虑上述各项误差不难发现测量误差最大者也仅仅为 0.46%。但从 5.2.4 节的测量数据看,实验精度误差大于上述分析结果,说明仅考虑上述测量误差还远不够全面。这是因为光强法需要读取绝对光强值,而诸如杂散光、光路的缺陷和光学元件的缺陷等许多复杂因素最终都将反映在光强测量值中,从而影响测量结果。例如 1) 由待测波片自身带来的杂散光、仪器本底等原因使得光强的最小值  $I_{\min}$  和  $I_{\parallel}$  远大于 0,因而无法准确测定  $\lambda/2$  波片; 2) Glan 棱镜应用于扩展光束光路中会导致消光比的损失<sup>[82]</sup>; 3) 由于 Glan 棱镜缺陷通常会带来 3~6 分的光束偏离<sup>[82]</sup>,若扩展光束光强分布不均匀(例如灯丝像分布),那么在旋转检偏器的时候会出现严重的问题。由 5.2.4 节测量结果可见,此类误差对旋转检偏器的方法测量会造成巨大的影响。由于这些误差非常复杂,定量分析各项误

差将另文讨论。

综合上述分析可见，实验条件下各参量测量误差及带宽影响不是影响测量精度的主要因素；测量误差主要来源于Glan棱镜的光束偏离及其应用于扩展光束中的消光比损失等造成的影响。由此可见光强法对光路及光学元件等要求较高。

## 5.2.4 实验及数据

对比测试在可见光波段进行，探测器选用光电倍增管。由于可见光波段探测比起红外波段稳定得多，而且背景噪声也要小得多，因而不需要锁相放大器和斩波器。在此测试系统上用上述几种方法测量了两片样品的位相延迟。两测试样品标称值为分别为630.2nm附近的 $\lambda/2$ 波片和532.4nm附近的 $\lambda/4$ 波片。光谱扫描曲线见图5.2.3，测量数据见表5.2.3及表5.2.4。

前面误差分析表明，光谱法测量 $\lambda/2$ 波片的误差最小，因而可以作为参考标准，其它方法测量结果可以与之相比较。由测量结果可见，光谱法与Soleil补偿器法测得结果的偏差约为0.19%，两种方法在误差量级范围内符合很好，得到了相互印证。而两种光强法的测量结果比照光谱法及Soleil补偿器法测量结果差异较大。而且按照(5.34)和(5.35)式无法判断 $\lambda/2$ 波片的延迟是小于还是大于 $180^\circ$ ，因此在括号中给出了大于 $180^\circ$ 的情况。特别值得注意的是，由于Glan棱镜及光路缺陷对旋转检偏器法影响非常严重，导致 $\lambda/4$ 波片的测量出现错误，表明本测试系统不适用旋转检偏器法。

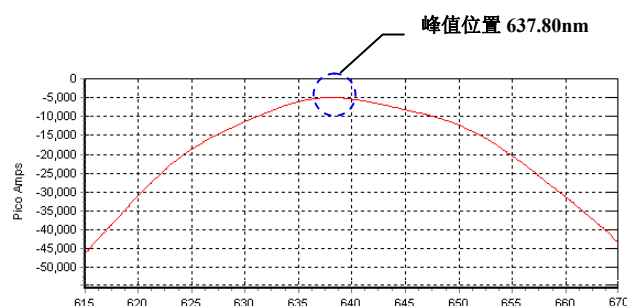


图 5.2.3. 光谱法测 630.2nm 附近  $\lambda/2$  波片扫描曲线

表 5.2.3. 用不同方法测量 630.2nm 附近  $\lambda/2$  波片延迟结果Table 5.2.3. Measurement results of  $\lambda/2$  waveplate at 632.8nm

| 测 量 方 法     | 仪 器 状 态                                                                                                                                                                                                                         | 位相延迟 (°)           |                    |
|-------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------|--------------------|
|             |                                                                                                                                                                                                                                 | 637.8nm            | 630.2nm            |
| 光谱扫描法       | 平行偏振器, 波片 45°, 转动单色仪光栅, 步长为 0.1nm                                                                                                                                                                                               | 180                | 182.17             |
| Soleil 补偿器法 | 正交偏振器, 波片 45°, 单色仪位置分别在 637.8 和 630.2nm                                                                                                                                                                                         | 180.67             | 182.82             |
| 旋转检偏器       | 波片与起偏器夹角 45°, 旋转检偏器<br>$I_{\perp} = 0.349\text{E-}04\text{A}$ , $I_{\parallel} = 0.296\text{E-}07\text{A}@637.8\text{nm}$<br>$I_{\perp} = 0.332\text{E-}04\text{A}$ , $I_{\parallel} = 0.525\text{E-}07\text{A}@630.2\text{nm}$ | 176.66<br>(183.34) | 175.45<br>(184.55) |
| 旋转波片法       | 起偏器与检偏器夹角 45°, 转动波片<br>$I_{\max} = 0.383\text{E-}04\text{A}$ , $I_{\min} = 0.110\text{E-}07\text{A}@637.8\text{nm}$<br>$I_{\max} = 0.377\text{E-}04\text{A}$ , $I_{\min} = 0.223\text{E-}07\text{A}@630.2\text{nm}$             | 177.25<br>(182.76) | 176.02<br>(183.98) |

表 5.2.4. 用不同方法测量 532.4nm 附近  $\lambda/4$  波片延迟结果Table 5.2.4. Measurement results of  $\lambda/4$  waveplate at 532.4nm

| 测 量 方 法     | 仪 器 状 态                                                                                                                                                                                                                              | 位相延迟 (°) |         |
|-------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------|---------|
|             |                                                                                                                                                                                                                                      | 525.0nm  | 532.4nm |
| Soleil 补偿器法 | 正交偏振器, 波片 45°, 单色仪位置分别在 525.0 和 532.4nm                                                                                                                                                                                              | 91.72    | 90.63   |
| 旋转检偏器       | 波片与起偏器夹角 45°, 旋转检偏器<br>$I_{\perp} = 0.207\text{E-}04\text{A}$ , $I_{\parallel} = 1.004\text{E-}05\text{A}@525.0\text{nm}$<br>$I_{\perp} = 0.270\text{E-}04\text{A}$ , $I_{\parallel} = 1.139\text{E-}05\text{A}@532.4\text{nm}$      | 48.84*   | 51.92*  |
| 旋转波片法       | 起偏器与检偏器夹角 $\theta = 45^\circ$ , 转动波片<br>$I_{\max} = 0.887\text{E-}05\text{A}$ , $I_{\min} = 0.276\text{E-}05\text{A}@525.0\text{nm}$<br>$I_{\max} = 0.998\text{E-}05\text{A}$ , $I_{\min} = 0.320\text{E-}05\text{A}@532.4\text{nm}$ | 92.91    | 91.40   |
|             | 平行偏振器 $\theta = 0^\circ$ , 转动波片<br>$I_{\max} = 0.206\text{E-}04\text{A}$ , $I_{\min} = 1.009\text{E-}05\text{A}@525.0\text{nm}$<br>$I_{\max} = 0.225\text{E-}04\text{A}$ , $I_{\min} = 1.133\text{E-}05\text{A}@532.4\text{nm}$      | 91.17    | 89.59   |

\* 由于 Glan 棱镜及光路缺陷对旋转检偏器法影响非常严重, 导致  $\lambda/4$  波片的测量出现错误, 表明本测试系统不适用旋转检偏器法。

### 5.2.5 结论

由对几种波片位相延迟的测试方法的误差分析结果以及对比实验结果，我们得出的结论是：

1) 光谱扫描法测波片的误差源较少，在测量 $\lambda/2$ 波片时只需要从光谱曲线的极值就可以准确测定延迟值，其测量误差主要来源于单色仪精度，误差小于0.032%，因而该方法测量的结果可以作为标准，以考量或标校其它测试方法。由于不需要测量绝对光强值，因而对光路有较大的宽容性。但由于该测试精度仅局限于 $\lambda/2$ 波片的测量，因而不能标定液晶波片不能完全依赖此方法。

2) Soleil补偿器法测量延迟与光谱法相似，只要求找到透过光强最小值位置，因而同样具有较好的宽容性。其误差主要由补偿器自身的精度决定，本实验的补偿器误差小于0.18%。对 $\lambda/2$ 波片测量结果显示Soleil补偿器法与光谱扫描法测试结果在其精度范围内很好的相互印证。而且Soleil补偿器的位相延迟连续可调，适合用于多波段及各种延迟值的测量。

3) 对各种光强法，由于需要读取系统出射的绝对光强值，因而对光学元件及光路等都有较高的要求，特别是Glan棱镜及光路的缺陷对旋转检偏器法影响非常严重，因而光强法较难实现高精度测量。

综合上述分析，我们决定将主要采用Soleil补偿器法对液晶波片延迟与电压对应关系进行精确标定。

## 5.3 液晶波片位相延迟与调制电压的对应关系精确定标

向列液晶波片的位相延迟是波长，温度和电压的函数，当波长与温度确定的条件下，液晶波片的位相延迟值与驱动电压一一对应。偏振分析器设计工作在近红外波段1083.0nm和1564.85nm，工作温度稳定在42℃。由于工作波长与工作温度相对固定，所以我们采用的方法是确定波长与温度，改变驱动电压，测量不同驱动电压下液晶波片所对应的位相延迟值，因此液晶波片的定标转化为位相延迟的测量。5.2节已经确定了采用Soleil补偿器法作为主要延迟的测试方法，本节主要介绍定标的具体方案、步骤以及定标的结果。



### 5.3.1 标定方案

如前所述，我们所选用的两液晶波片，其标称值分别是 $0 \sim 1\lambda$ 和 $0 \sim \lambda/2$ 连续可调，对应波段是 $900 \sim 1250\text{nm}$ ；而其驱动电压为 $0 \sim 10\text{V}$ ，最小分度为 $1\text{mV}$ 。按照偏振分析器的设计方案，需要精确标定的延迟值见表5.3.1。看似简单，但若仅用Soleil补偿器法，要从连续可调的液晶波片中找到需要标定的延迟值，则工作量巨大，因为Soleil补偿器法测量耗时甚多。因此必须首先采取其它方法尽量缩小范围。

表 5.3.1. 液晶波片需要标定值

| 波片          | 波 长    | 需 标 定 值   |            |             |             |
|-------------|--------|-----------|------------|-------------|-------------|
| $\lambda/2$ | 1083nm | $0^\circ$ | $90^\circ$ | $180^\circ$ |             |
|             | 1565nm | $0^\circ$ | $90^\circ$ | $180^\circ$ |             |
| $1\lambda$  | 1083nm | $0^\circ$ | $90^\circ$ | $180^\circ$ | $270^\circ$ |
|             | 1565nm | $0^\circ$ | $90^\circ$ | $180^\circ$ | $270^\circ$ |

我们设计的实验方案是，首先将液晶波片置于正交偏振器中，并令其光轴方位角置于与偏振器透光轴夹角为 $45^\circ$ ，此时系统出射光强满足以下规律：

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\varphi(v)}{2} \quad (5.38)$$

然后，改变液晶波片驱动电压，记录系统出射光强值随电压变化曲线。由(5.38)式可见，曲线最大值位置所对应的位相延迟为 $180^\circ$ ，最小值的位置所对应的延迟可能为 $0^\circ$ 或 $360^\circ$ ；而最小值与最大值中间的位置则对应的是 $90^\circ$ 或 $270^\circ$ 。如此可初步确定测量范围。

第三，在所需延迟值位置附近，减小驱动电压变化间隔，记录系统出射光强变化曲线，以便进一步缩小测量范围。

需要说明的是，这种方法只适于确定测量范围，而不能作精确定标的方法，因为在曲线的最大值和最小值附近光强变化非常平缓，而近红外波段探测噪声较大，足以淹没这种平缓的变化趋势；对 $90^\circ$ 或 $270^\circ$ 延迟位置，虽然光强变化率最大，但苦于难以找到光强的参考点。因而在确定测量范围后，必须使用Soleil补偿器并配合以等偏离法读数才能保证标定的精度。

### 5.3.2 实验步骤

0. 启动系统、并等待系统进入稳定工作状态（约 1 小时）

1. 将单色仪调整至测量波长。调整起偏器与检偏器，使二者正交。

2. 将 Soleil 补偿器移入光路，调整其光轴方位角，用等偏离法找到系统消光位置，此时 Soleil 补偿器的光轴与偏振器光轴平行。以此状态为基准，将补偿器光轴旋转至  $45^\circ$  方向。然后对 Soleil 补偿器进行自定标，记录定标结果。

3. 将 Soleil 补偿器移出光路。将装有液晶波片的机械结构安装于转台上，用等偏离法找到系统消光位置，此时液晶波片的光轴与偏振器光轴平行。以此状态为基准，将转台旋转  $45^\circ$ ，使液晶波片的快轴方向与 Soleil 的快轴方向一致。

4. 改变液晶波片驱动电压，记录光强变化曲线，电压间隔 0.2V。

5. 根据光强曲线最大值和最小值位置选择范围，进行小范围逐点扫描，驱动电压间隔 0.05V，为抑制噪声干扰，每个电压值位置等时间间隔读取 200 个点进行平均，然后经过计算机拟合绘制曲线。

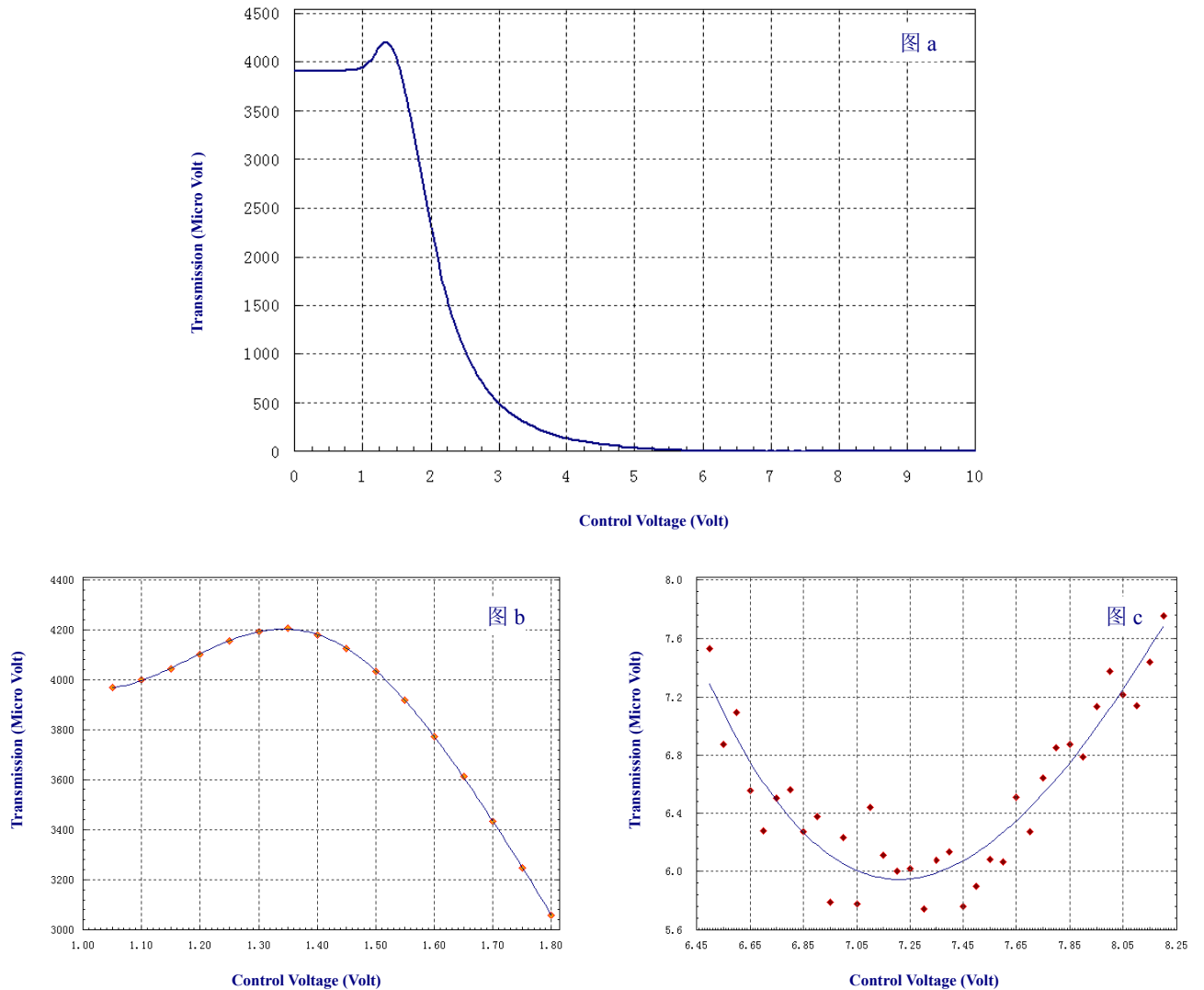
6. 将 Soleil 补偿器移入光路。根据前一步骤所得光强变化曲线选择驱动电压值，用 Soleil 补偿器初步测量所选定驱动电压值所对应的位相延迟。测量方法见 5.1.5 中 Soleil 补偿器的原理，Soleil 补偿器的自定标值按步骤 2 的定标结果。

7. 将液晶波片移出光路，对 Soleil 补偿器进行二次自定标。根据步骤 6 中测量数据计算各电压值所对应的位相延迟，由此可得到初步测量结果。根据初步结果可以绘制 Soleil 补偿器读数随电压变化曲线，这一曲线有着重要的意义——曲线可以反映液晶波片位相延迟随驱动电压变化的灵敏度，该灵敏度不但是液晶波片性能的重要参数，而且根据该灵敏度可以准确判断需标定的位相延迟出现的位置，为进一步精确标定提供依据。

8. 再次将液晶波片安装于转台上，移出 Soleil 补偿器，重复步骤 3。根据步骤 7 的数据，选定五到六个驱动电压值，移入 Soleil 补偿器进行精确标定。然后移出液晶波片，对 Soleil 补偿器进行自定标。

9. 计算精确标定结果，并重复步骤 8 进行检验。需要说明的是两个液晶波片共 14 个需标定值，每一个值都需要经过步骤 6 至步骤 9 进行标定。

### 5.3.3 标定结果

1.  $\lambda/2$  液晶波片波长 1564.85nm 透过率随驱动电压变化规律图 5.3.1.  $\lambda/2$ LCVR 在波长 1564.85nm 透过率随驱动电压变化规律

测试条件：正交偏振器中，LCVR 光轴方位角  $45^\circ$ ，改变驱动电压，逐点扫描光强变化。单色仪波长 1564.85nm，系统恒温  $42^\circ\text{C}$ 。

图 a 为 0 ~ 10V 整体扫描结果，电压间隔 0.2V；图 b、图 c 分别为最大值和最小值附近小范围高分辨率扫描拟合曲线。扫描驱动电压间隔 0.05V，每点数据为等时间间隔记录 200 个光强的平均值。

由图 b 及图 c 分别可以判断，光强最大值出现在 1.30~1.40V 之间，最小值出现在 7.05 ~7.45V 之间，最大值和最小值位置分别对应延迟值为  $180^\circ$ 和  $0^\circ$ ；由图 a 可以判断，光强中间值出现在 2.0 ~2.2V 之间，该位置对应延迟值约为  $90^\circ$ 。由扫描曲线可以初步确定测量范围。

## 2. $\lambda/2$ 液晶波片波长 1083.0nm 透过率随驱动电压变化规律

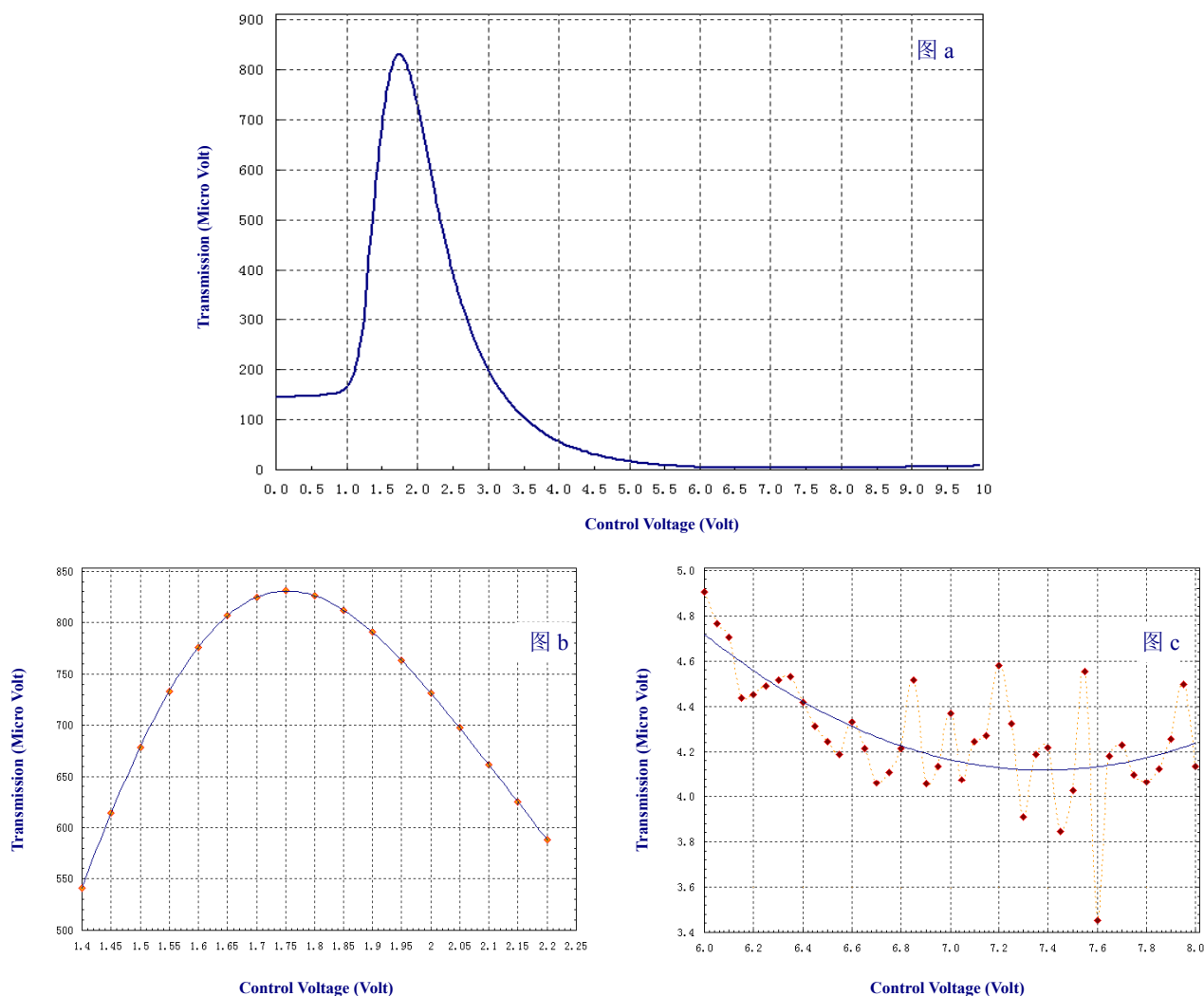


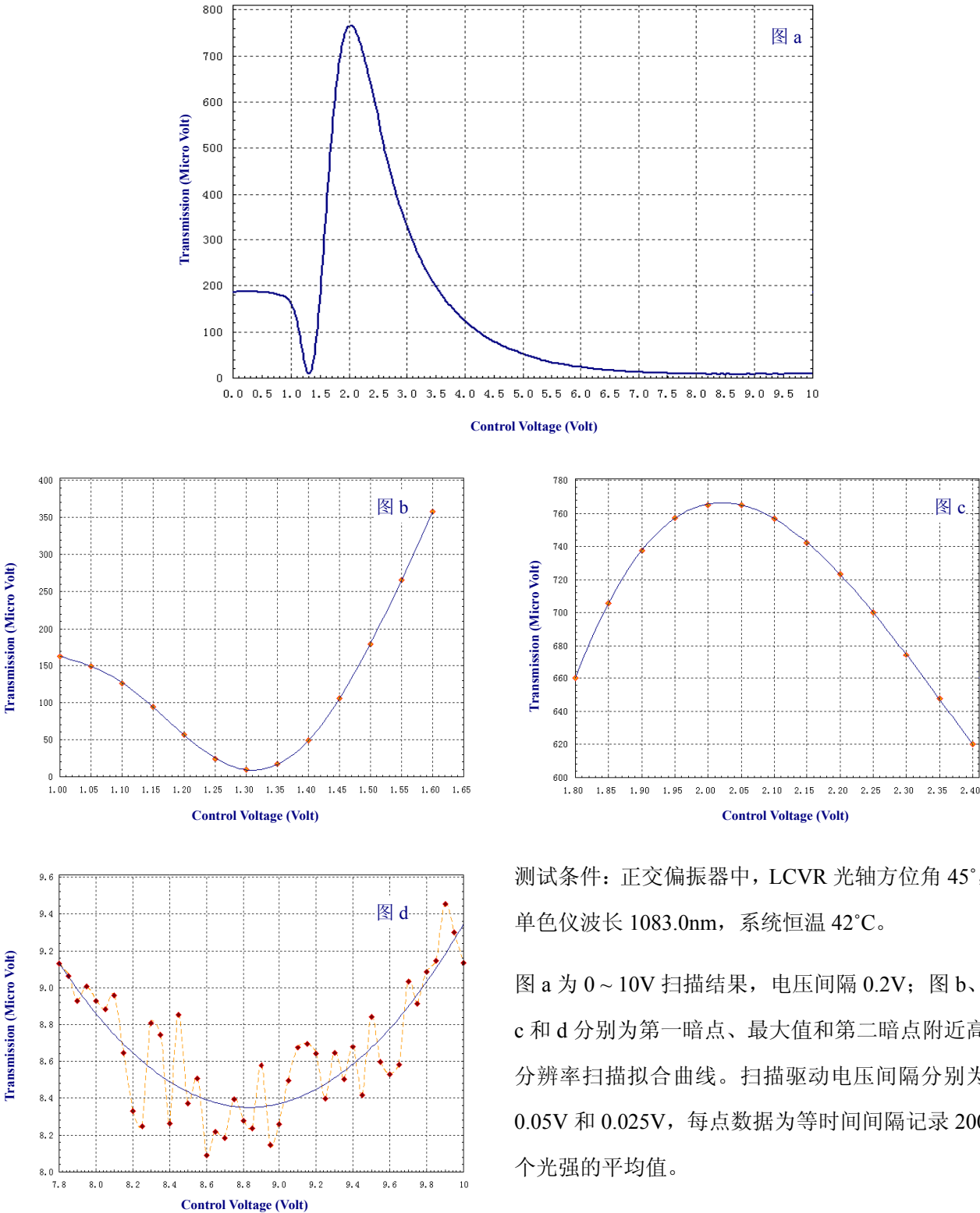
图 5.3.2.  $\lambda/2$ LCVR 在波长 1083.0nm 透过率随驱动电压变化规律

测试条件：正交偏振器中，LCVR 光轴方位角  $45^\circ$ ，改变驱动电压，逐点扫描光强变化。单色仪波长 1083.0nm，系统恒温  $42^\circ\text{C}$ 。

图 a 为 0 ~ 10V 整体扫描结果，电压间隔 0.2V；图 b、图 c 分别为最大值和最小值附近小范围高分辨率扫描拟合曲线。扫描驱动电压间隔分别为 0.05V 和 0.025V，每点数据为等时间间隔记录 200 个光强的平均值。

由图 b 及图 c 分别可以判断，光强最大值出现在 1.70~1.80V 之间，最小值出现在 7.2 ~7.6V 之间，最大值和最小值位置分别对应延迟值为  $180^\circ$ 和  $0^\circ$ ；由图 a 可以判断，光强中间值出现在 2.3 ~2.5V 之间，该位置对应延迟值约为  $90^\circ$ 。

3. 1 $\lambda$  液晶波片波长 1083.0nm 透过率随驱动电压变化规律



由图可见，第一暗点位置 1.3V 附近，对应延迟 360°；最大值位置在 1.95~2.05V 之间，对应延迟 180°；第二暗点位置在 8.6~9.0V 之间，对应延迟 0°。270°与 90°分别在 1.6V 和 2.8V 附近。

图 5.3.3. 1LLCVR 在波长 1083.0nm 透过率随驱动电压变化规律

#### 4. 1 $\lambda$ 液晶波片波长 1564.85nm 透过率随驱动电压变化规律

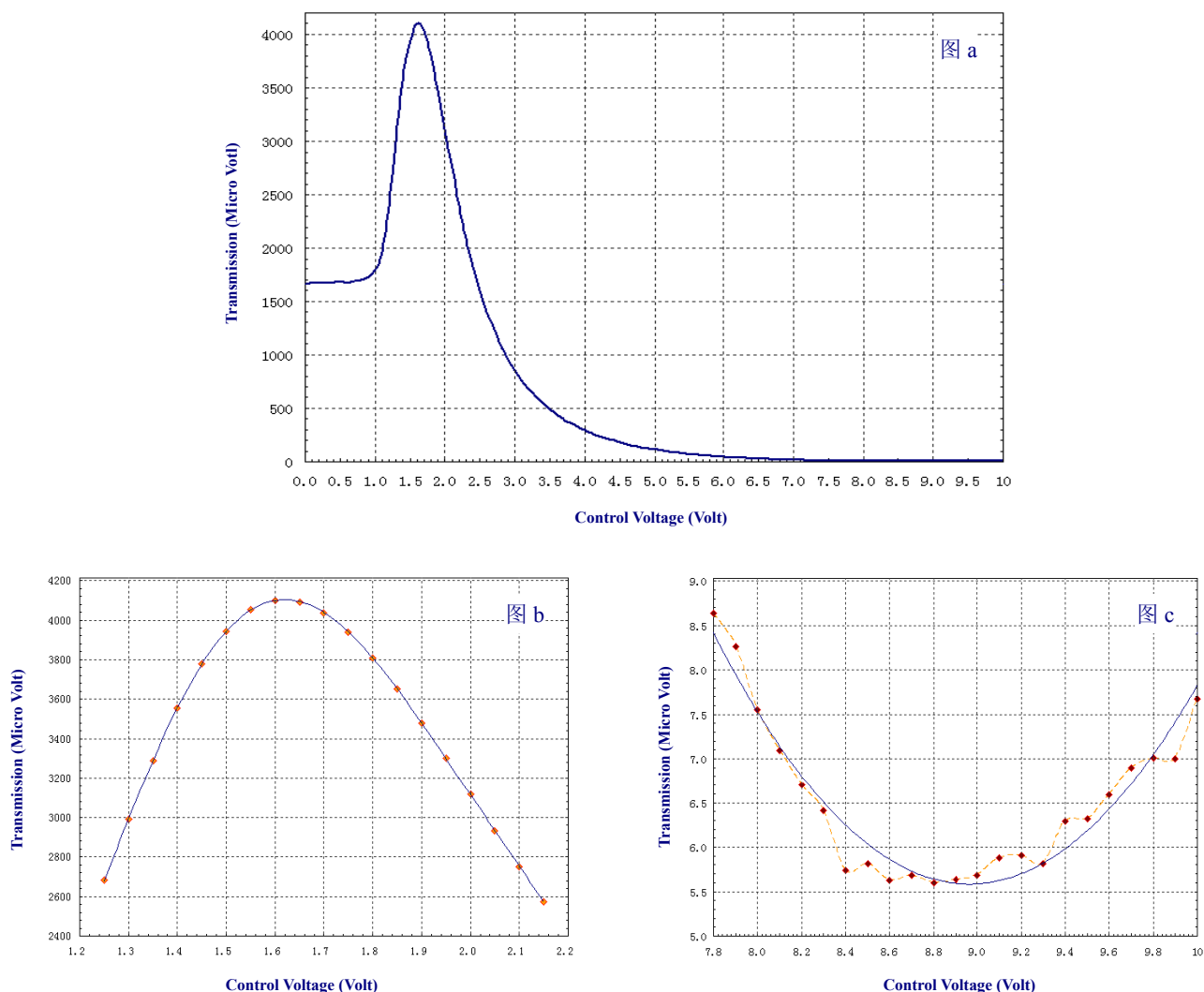


图 5.3.5. 1/4LCVR 在波长 1564.85nm 透过率随驱动电压变化规律

测试条件：正交偏振器中，LCVR 光轴方位角 45°，单色仪波长 1083.0nm，系统恒温 42°C。

图 a 为 0 ~ 10V 扫描结果，电压间隔 0.2V；图 b 和 c 分别为最大值和最小值附近高分辨率扫描拟合曲线。扫描驱动电压间隔为 0.05V，每点数据为等时间间隔记录 200 个光强的平均值。

由图 b 和图 c 可见，光强最大值位置 1.55~1.65V 之间，对应延迟 180°；光强最小值位置在 8.85~9.05V 之间，对应延迟 0°。由图 a 可见，270°和 90°分别在 1.1V 和 2.3V 附近。

## 5. Soleil 补偿器精确标定结果

Soleil补偿器对两个液晶波片的定标结果分别记录于表5.3.2~表5.3.5，表中显著标出数据分别为最接近 $270^\circ$ 、 $180^\circ$ 、 $90^\circ$ 与 $0^\circ$ 的标定值。从数据可以看出，液晶波片的位相延迟可以通过驱动电压调整到与所需要数值非常接近的程度，比较我们常用的晶体组合波片而言，其延迟的精度至少要高一个量级。通常我们使用的晶体组合波片，若要求延迟精度在 $\pm 1^\circ$ ，加工起来就已经十分困难，而若要求更高的精度则加工成本要成倍增加。因此可以预见液晶波片应用于偏振分析器将大大提高磁场测量精度。

表 5.3.2.  $\lambda/2$ LCVR 波长 1564.85nm Soleil 补偿器精确标定  
位相延迟与驱动电压对应关系

|         | 驱动电压<br>(V) | Soleil 消光位置<br>(mm) | Soleil 补偿器定标<br>(mm)                                    | 位相延迟<br>( $^\circ$ ) |
|---------|-------------|---------------------|---------------------------------------------------------|----------------------|
| 180° 附近 | 1.343       | 6.891               | $x_2 = 14.6758, x_1 = -0.8686$<br>$x_2 - x_1 = 15.5445$ | 180.29               |
|         | 1.344       | 6.8978              |                                                         | 180.13               |
|         | 1.345       | 6.9023              |                                                         | 180.03               |
|         | 1.346       | 6.9085              |                                                         | 179.89               |
|         | 1.347       | 6.916               |                                                         | 179.72               |
| 90° 附近  | 2.059       | 10.786              |                                                         | 90.09                |
|         | 2.060       | 10.7893             |                                                         | 90.01                |
|         | 2.061       | 10.7944             |                                                         | 89.89                |
|         | 2.062       | 10.7974             |                                                         | 89.82                |
| 0° 附近   | 7.140       | 14.6675             |                                                         | 0.19                 |
|         | 7.160       | 14.6715             |                                                         | 0.10                 |
|         | 7.180       | 14.6745             |                                                         | 0.030                |
|         | 7.200       | 14.678              |                                                         | -0.050               |
|         | 7.220       | 14.682              |                                                         | -0.14                |

表 5.3.3.  $\lambda/2$  LCVR 波长 1083.0nm Soleil 补偿器精确标定  
位相延迟与驱动电压对应关系

|         | 驱动电压<br>(V) | Soleil 消光位置<br>(mm) | Soleil 补偿器定标<br>(mm)                                   | 位相延迟值<br>(°) |
|---------|-------------|---------------------|--------------------------------------------------------|--------------|
| 180° 附近 | 1.750       | 14.7826             | $x_2 = 19.98475, x_1 = 9.560$<br>$x_2 - x_1 = 10.4248$ | 180.35       |
|         | 1.751       | 14.7769             |                                                        | 180.16       |
|         | 1.752       | 14.7716             |                                                        | 179.98       |
|         | 1.753       | 14.7663             |                                                        | 179.79       |
| 270° 附近 | 1.316       | 17.3913             |                                                        | 270.44       |
|         | 1.317       | 17.3852             |                                                        | 270.23       |
|         | 1.318       | 17.3795             |                                                        | 270.03       |
|         | 1.319       | 17.3721             |                                                        | 269.78       |
| 90° 附近  | 2.462       | 17.3755             | $x_2 = 19.9845, x_1 = 9.5595$<br>$x_2 - x_1 = 10.425$  | 90.09        |
|         | 2.463       | 17.3779             |                                                        | 90.02        |
|         | 2.464       | 17.3815             |                                                        | 89.89        |
|         | 2.465       | 17.3839             |                                                        | 89.81        |
| 0° 附近   | 7.160       | 19.981              |                                                        | 0.12         |
|         | 7.180       | 19.9839             |                                                        | 0.022        |
|         | 7.20        | 19.9883             |                                                        | -0.13        |



表 5.3.4. 1λ LCVR 波长 1083.0nm Soleil 补偿器精确标定  
位相延迟与驱动电压对应关系

|        | 驱动电压<br>(V) | Soleil 消光位置<br>(mm) | Soleil 补偿器定 标<br>(mm)                                      | 位相延迟值<br>(°) |
|--------|-------------|---------------------|------------------------------------------------------------|--------------|
| 270°附近 | 1.618       | 12.1543             | $x_2 = 19.982333, x_1 = 9.555833$<br>$x_2 - x_1 = 10.4265$ | 270.28       |
|        | 1.619       | 12.1613             |                                                            | 270.04       |
|        | 1.620       | 12.172              |                                                            | 269.67       |
|        | 1.621       | 12.180              |                                                            | 269.38       |
| 180°附近 | 2.020       | 14.7633             |                                                            | 180.20       |
|        | 2.021       | 14.768              |                                                            | 180.04       |
|        | 2.022       | 14.772              |                                                            | 179.90       |
|        | 2.023       | 14.779              |                                                            | 179.66       |
| 90°附近  | 2.853       | 17.3765             | $x_2 = 19.986167, x_1 = 9.5595$<br>$x_2 - x_1 = 10.4267$   | 90.10        |
|        | 2.854       | 17.3793             |                                                            | 90.01        |
|        | 2.855       | 17.3803             |                                                            | 89.97        |
|        | 2.856       | 17.3825             |                                                            | 89.90        |
|        | 2.857       | 17.385              |                                                            | 89.81        |
| 0°附近   | 8.740       | 19.9775             |                                                            | 0.299        |
|        | 8.760       | 19.9814             |                                                            | 0.165        |
|        | 8.780       | 19.9855             |                                                            | 0.023        |
|        | 8.800       | 19.9878             |                                                            | -0.547       |

表 5.3.5. 1λ LCVR 波长 1564.85nm Soleil 补偿器精确标定  
位相延迟与驱动电压对应关系

|        | 驱动电压<br>(V) | Soleil 消光位置<br>(mm) | Soleil 补偿器定 标<br>(mm)                                        | 位相延迟值<br>(°) |
|--------|-------------|---------------------|--------------------------------------------------------------|--------------|
| 180°附近 | 1.636       | 6.89138             | $x_2 = 14.6761667, x_1 = -0.8685$<br>$x_2 - x_1 = 15.544667$ | 180.29       |
|        | 1.637       | 6.8988              |                                                              | 180.12       |
|        | 1.638       | 6.9078              |                                                              | 179.91       |
|        | 1.639       | 6.9135              |                                                              | 179.78       |
|        | 1.640       | 6.923               |                                                              | 179.56       |
| 90°附近  | 2.352       | 10.7847             |                                                              | 90.12        |
|        | 2.353       | 10.788              |                                                              | 90.05        |
|        | 2.354       | 10.7904             |                                                              | 89.99        |
|        | 2.355       | 10.794              |                                                              | 89.91        |
| 270°附近 | 1.161       | 3.0132              | $x_2 = 14.676875, x_1 = -0.869$<br>$x_2 - x_1 = 15.545875$   | 270.25       |
|        | 1.162       | 3.0177              |                                                              | 270.10       |
|        | 1.163       | 3.0244              |                                                              | 269.99       |
|        | 1.164       | 3.0306              |                                                              | 269.84       |
| 0°附近   | 8.900       | 14.6735             |                                                              | 0.078        |
|        | 8.920       | 14.6767             |                                                              | 0.0047       |
|        | 8.940       | 14.6798             |                                                              | -0.068       |
|        | 8.960       | 14.6815             |                                                              | -0.11        |

6. 液晶波片及其驱动电压控制器稳定性测试

液晶波片延迟的重复性对偏振分析器的性能影响也是不容忽视的。我们首先用 Kethly2000 型数字万用表对液晶波片的驱动电压控制器—D3040 驱动器进行了长时间的监测，测试结果见表 5.3.6。

表 5.3.6 D3040 稳定性测试

| D3040 输出示值<br>(V) | Kethly2000 万用表读数<br>(V) | 差 值<br>(V) |
|-------------------|-------------------------|------------|
| 1.628             | 1.6217                  | 0.0063     |
| 2.343             | 2.3342                  | 0.0088     |
| 2.340             | 2.3311                  | 0.0088     |
| 1.151             | 1.1462                  | 0.0048     |
| 1.152             | 1.1472                  | 0.0048     |
| 1.153             | 1.1482                  | 0.0048     |

万用表读数稳定，读数仅有 0.1mv 的变化。接连数天监测发现万用表读数没有变化，可见 D3040 驱动器重复性和稳定性很好。

对液晶波片的标定结果进行的数次检验发现，每次电压对应关系漂移在 1mv 左右，这一结果也令人满意，因为 2mv 对应的延迟变化小于 Soleil 补偿器的测试精度。

#### 5.4 液晶波片动态波前高精度检测

5.3 节对液晶波片的标定是在有限口径下进行的，液晶波片的口径为 40mm，在如此大口径内液晶分子的均匀性，延迟均匀性也是我们所关心的。液晶波片偏振分析器将应用于成像光学系统，因而液晶波片的透过波前检测对评价系统光学质量至关重要。与普通的光学元件的波前检测不同，影响液晶波片透过波前的因素不仅是保护玻璃的面型，而且包括偏振介质的均匀性，即液晶分子排列的均匀性。而且液晶波片工作状态始终处于驱动电压的调制下，这种电压调制对其透过波前的影响更是我们所关心的。因此对液晶波片透过波前检测，特别是驱动电压调制下的透过波前有着重要的意义。然而我们没有找到检测动态的透过波前的相关文献，因此本节将对偏振介质透过波前检测方法进行理论分析，并给出用 WYKO RTI4100 干涉仪对液晶波片静态及瞬态波前高精度检测结果。

##### 5.4.1 检测原理

我们用 WYKO RTI4100 干涉仪检测液晶波片透过波前。干涉仪检测光路示意图如图 5.4.1 所示。

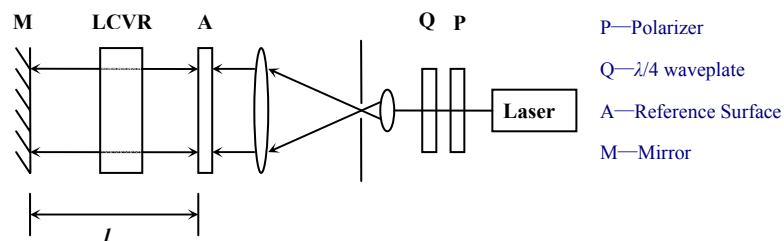


图 5.4.1. 波前检测光路示意图

激光通过透光轴沿水平方向的偏振片及光轴沿 45° 方向的 λ/4 波片后转化为圆偏振光，经扩束后入射液晶波片。入射和反射光束两次经过双折射介质后，在入射平面 A 与

入射光发生干涉。分别以液晶波片的快轴和慢轴确定 $ox$ 轴和 $oy$ 轴。定义左旋为从 $oy$ 正向转 $90^\circ$ 至 $ox$ 轴正向；右旋为从 $ox$ 正向转 $90^\circ$ 至 $oy$ 轴正向。于是双折射介质的Jones矩阵在反射光路中不发生变化，因而光束正反两次通过双折射介质后 $o$ 光和 $e$ 光的延迟加倍。于是双折射介质矩阵的作用可以表示为：

$$M_b = \begin{bmatrix} e^{j\frac{2\pi}{\lambda}2n_e d} & 0 \\ 0 & e^{j\frac{2\pi}{\lambda}2n_o d} \end{bmatrix} \quad (5.39)$$

而 $o$ 光和 $e$ 光各自的总光程为：

$$l_o = 2l - 2d + 2n_o d \quad (5.40)$$

$$l_e = 2l - 2d + 2n_e d \quad (5.41)$$

其中 $l$ 为镜面到参考面的距离， $d$ 为双折射介质的厚度， $n_e$ ， $n_o$ 分别为 $e$ 光和 $o$ 光的折射率。于是整个干涉系统的矩阵可以表示为：

$$M = \begin{bmatrix} e^{j[\frac{2\pi}{\lambda}(2l-2d+2n_e d)+\pi]} & 0 \\ 0 & e^{j[\frac{2\pi}{\lambda}(2l-2d+2n_o d)+\pi]} \end{bmatrix} \quad (5.42)$$

系统以右旋圆偏振光入射，则反射光的Jones列为：

$$E_r = M \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{j[\frac{2\pi}{\lambda}(2l-2d+2n_e d)+\pi]} \\ je^{j[\frac{2\pi}{\lambda}(2l-2d+2n_o d)+\pi]} \end{bmatrix} \quad (5.43)$$

考虑反射光与入射光在干涉面上复振幅的迭加：

$$E = \begin{bmatrix} e^{j[\frac{2\pi}{\lambda}(2l-2d+2n_e d)+\pi]} \\ je^{j[\frac{2\pi}{\lambda}(2l-2d+2n_o d)+\pi]} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 + e^{j[\frac{2\pi}{\lambda}(2l-2d+2n_e d)+\pi]} \\ j + je^{j[\frac{2\pi}{\lambda}(2l-2d+2n_o d)+\pi]} \end{bmatrix} \quad (5.44)$$

则参考面上的光强分布可以表示为：

$$I = E^+ \cdot E = 4 - 4\cos\frac{2\pi}{\lambda}[(2l-2d) + (n_e + n_o)d] \cdot \cos\frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_o)d \quad (5.45)$$

当LCVR的双折射率随驱动电压改变时，A面上的光强会发生变化。若M与A面不平行

格平行时，A面上出现干涉条纹。见图5.4.2，设M的法线方向与入射光波矢的方向夹角为 $\gamma$ ，而入射面与 $xoz$ 面的夹角为 $\theta$ ，那么(5.45)式里光程部分 $2l$ 可以表示为：

$$2l = \frac{L(1 + \cos 2\gamma)}{\cos 2\gamma \cos \gamma} - (x \cos \theta + y \sin \theta) \tan 2\gamma \quad (5.46)$$

此时 $L$ 为A面中心到M面中心的距离。 $\cos \frac{2\pi}{\lambda} [(2l - 2d) + (n_e + n_o)d]$  决定了干涉条纹的空间频率，而条纹的对比度由因子  $\cos \frac{2\pi}{\lambda} (n_e - n_o)d$  决定。当LCVR的双折射率随驱动电压改变时，A面上的干涉条纹会发生移动(见图6.4.3)。因此A面的光强分布不但可以反映出光学表面等的缺陷，而且能够直观的反映双折射介质的均匀性。当液晶波片在处于驱动电压的调制下时，可以根据参考平面的光强变化或干涉条纹的移动来评价其工作状态下的均匀性。

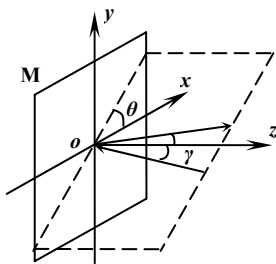


图 5.4.2. 检测系统空间坐标

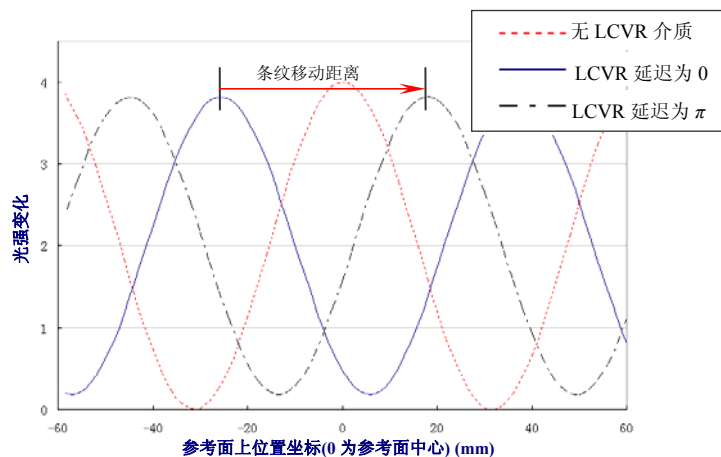


图 5.4.3. 干涉条纹移动

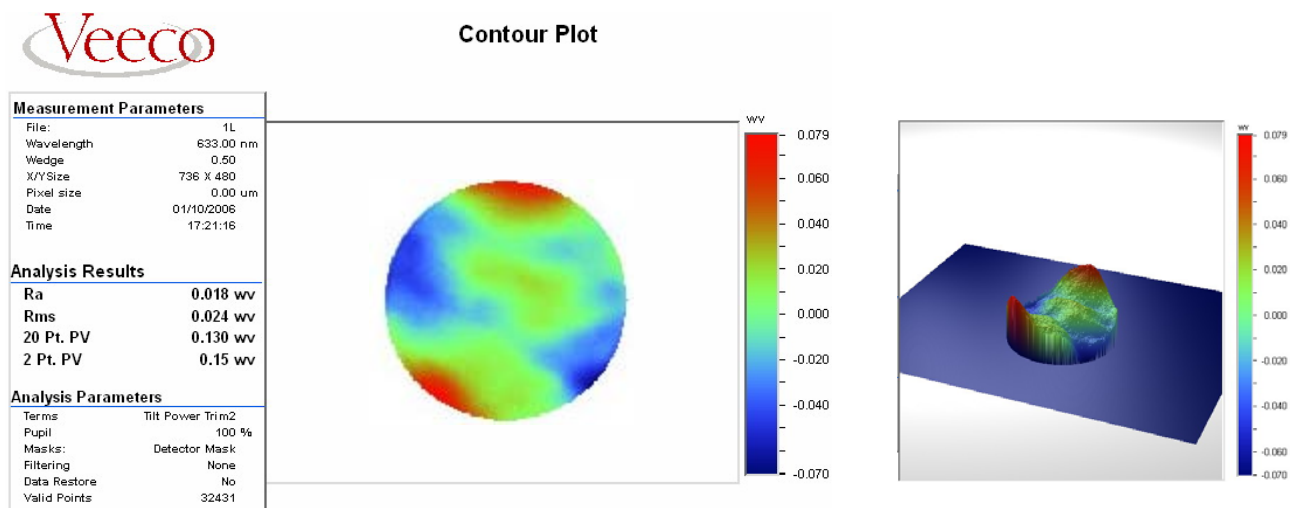
## 5.4.2 用 WYKO 干涉仪检测结果

检测在南京天文光学技术研究所太阳室的WYKO RTI 4100干涉仪上进行，两液晶波片的静态及瞬态的透过波前的检测结果显示， $1\lambda$  LCVR的静态透过波前rms为29.981nm，驱动电压调制下的波前rms为30.730nm，均小于 $\lambda/20$ 在632.8nm； $\lambda/2$  LCVR的静态透过波前rms为21.357nm，驱动电压调制下的波前rms为25.165nm，均小于 $\lambda/25$ 。

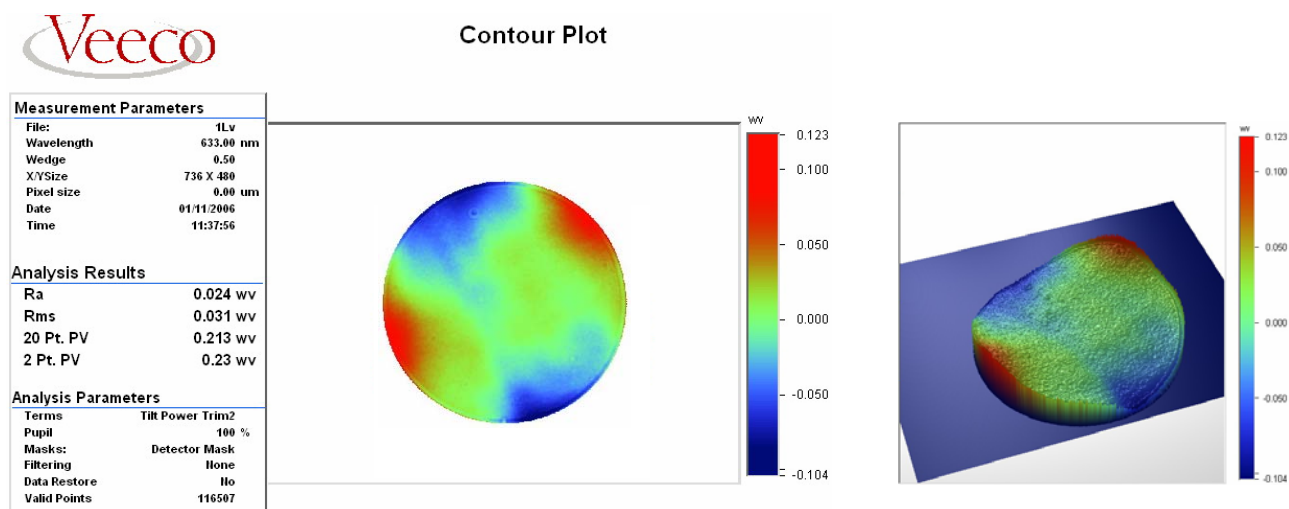
从测量结果看，在驱动电压调制状态与非调制状态相比均匀性并没有很大的变化。当驱动电压为调制状态时，干涉条纹按驱动电压的频率移动，条纹仍然很平直。其中图

5.4.4b和5.4.5b是在正弦驱动电压调制过程中随机采像获得的。

这种检测方法也适于检测其它双折射介质以及电光磁光调制和声光调制等介质的动态波前。

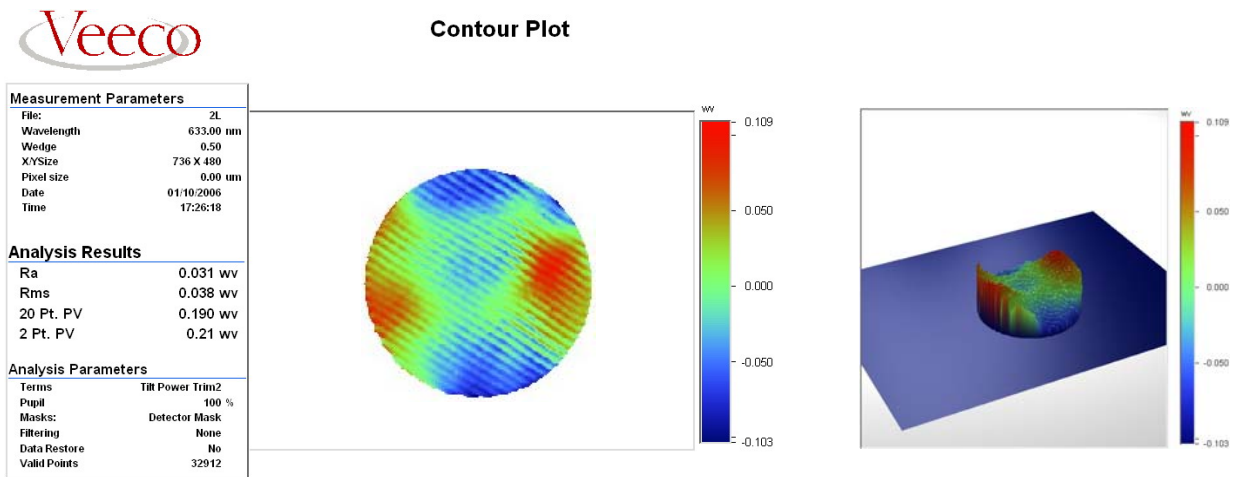


a. 1L LCVR 未加驱动电压时透过波前 2 维和 3 维图像

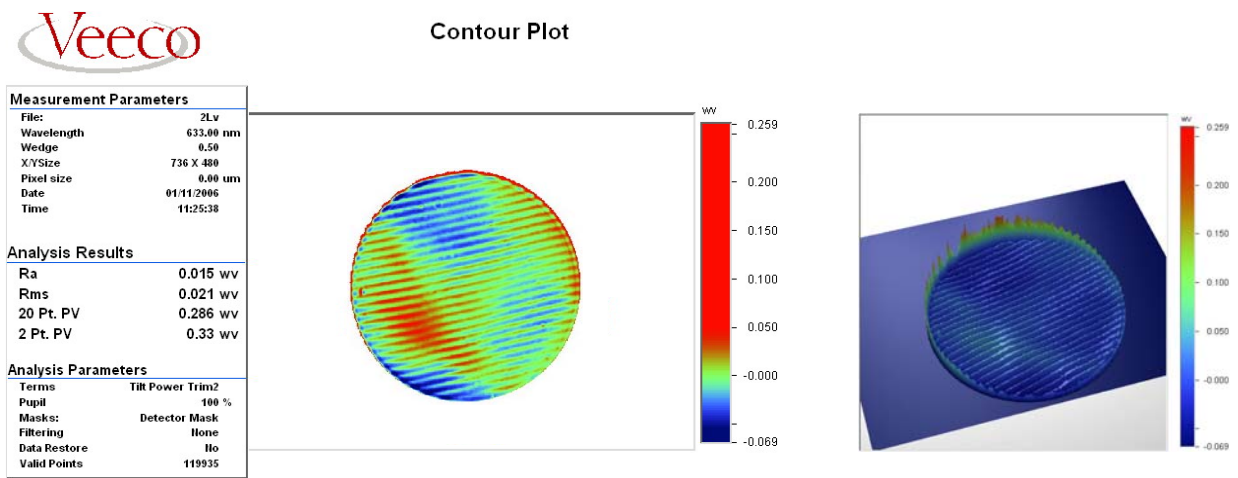


b. 1L LCVR 加正弦驱动电压随机采像所得透过波前 2 维和 3 维图像

图 5.4.4. 1L LCVR 静态与动态透过波前对比



a.  $\lambda/2$  LCVR 未加驱动电压时透过波前 2 维和 3 维图像



b.  $\lambda/2$  LCVR 加正弦驱动电压随机采像所得透过波前 2 维和 3 维图像

图 5.4.5.  $\lambda/2$  LCVR 静态与动态透过波前对比

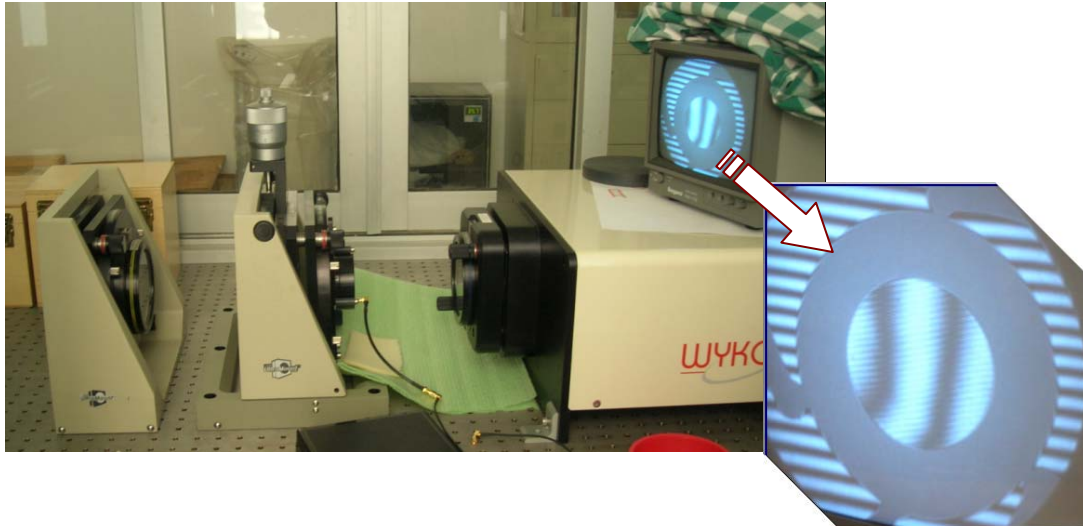


图 5.4.6. WYKO RTI 4100 干涉仪测试 LCVR 动态透过波前

2006 年 1 月，摄于南京天文光学技术研究所太阳室



## 第六章 进一步工作展望

### 6.1 两液晶波片光轴相对夹角的精确检测与装调方案研究

两液晶波片的光轴方位角的准确装调是非常重要的步骤，因为光轴的方位角的误差较大将会导致严重的Crosstalk。尽管机械结构设计及加工过程中已经保证两定位槽夹角1分的精度(见4.1节)，但仍不能保证诸如液晶波片自身定位面不准确或定位孔倾斜等误差影响最终的定位精度。因此需要对两波片的光轴的相对角度进行精确检测，以便进行装调。

在通常波片测试中，我们靠精密转台的转动来精确定位波片的方位角。但与此不同的是，液晶波片的检测需要在恒温结构内进行，而两液晶波片安装在机械结构中以后，便不能够再用精密转台单独移动，因而难以精确检测相对角度。所以我们利用彭加来(Poincare)定理，设计了一种高精度检测方案。

彭加来(Poincare)定理：多片双折射器件(或旋光器件)组合的偏光系统可以等效于经过一个双折射器再经过一个旋光器。若设其中的一片液晶波片光轴沿x轴方向，另一片的光轴与x夹角为 $\Omega$ ，则两液晶波片组合后的Jones矩阵可以表示如下：

$$J = \begin{pmatrix} \cos \frac{\varphi_2}{2} + j \cdot \sin \frac{\varphi_2}{2} & 0 \\ 0 & \cos \frac{\varphi_2}{2} - j \cdot \sin \frac{\varphi_2}{2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \frac{\varphi_1}{2} + j \cdot \sin \frac{\varphi_1}{2} \cos 2\Omega & j \cdot \sin \frac{\varphi_1}{2} \sin 2\Omega \\ j \cdot \sin \frac{\varphi_1}{2} \sin 2\Omega & \cos \frac{\varphi_1}{2} - j \cdot \sin \frac{\varphi_1}{2} \cos 2\Omega \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} \cos \frac{\varphi_2}{2} \cos \frac{\varphi_1}{2} + \sin \frac{\varphi_2}{2} \sin \frac{\varphi_1}{2} \cos 2\Omega & -\sin \frac{\varphi_2}{2} \sin \frac{\varphi_1}{2} \sin 2\Omega + j \cdot \sin \frac{\varphi_1}{2} \cos \frac{\varphi_2}{2} \sin 2\Omega \\ +j \cdot (\sin \frac{\varphi_2}{2} \cos \frac{\varphi_1}{2} + \sin \frac{\varphi_1}{2} \cos \frac{\varphi_2}{2} \cos 2\Omega) & \cos \frac{\varphi_2}{2} \cos \frac{\varphi_1}{2} + \sin \frac{\varphi_2}{2} \sin \frac{\varphi_1}{2} \cos 2\Omega \\ -\sin \frac{\varphi_2}{2} \sin \frac{\varphi_1}{2} \sin 2\Omega + j \cdot \sin \frac{\varphi_1}{2} \cos \frac{\varphi_2}{2} \sin 2\Omega & -j \cdot (\sin \frac{\varphi_2}{2} \cos \frac{\varphi_1}{2} + \sin \frac{\varphi_1}{2} \cos \frac{\varphi_2}{2} \cos 2\Omega) \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

式中 $\varphi_1$ 和 $\varphi_2$ 分别为两波片的位相延迟。我们使用的两液晶波片分别为 $\lambda/2$ 波片和1L波片，所以可以通过驱动电压将两液晶波片的位相延迟调整到 $\varphi_1 = \varphi_2 = \pi$ ，此时上述矩阵变成：

$$J = \begin{pmatrix} \cos 2\Omega & -\sin 2\Omega \\ \sin 2\Omega & \cos 2\Omega \end{pmatrix} = R(-2\Omega) \quad (6.2)$$

这是一个坐标旋转矩阵，当线偏振光经过两液晶波片后，其振动面旋转  $2\Omega$  角度。因此检测光路可以在按图6.1.1设计， $P_1$ 、 $P_2$ 分别为起偏器和检偏器，二者正交放置，装有两液晶波片的结构置于其间。加调制电压使  $\varphi_1 = \varphi_2 = \pi$ ，然后转动检偏器，当系统达到消光时，检偏器转过的角度为  $2\Omega$ 。

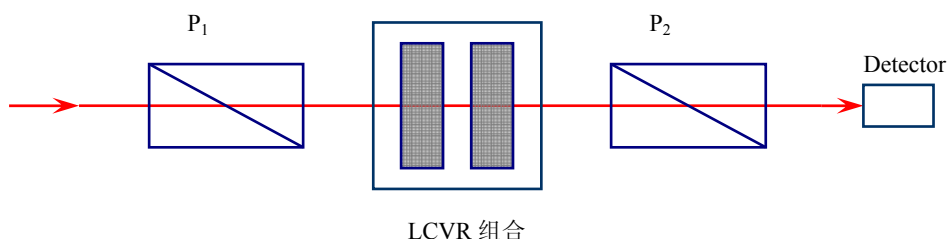


图 6.1.1 两液晶波片光轴相对夹角的精确检测原理

前面我们已经对液晶波片进行了精确标定，且由5.2节及5.3节可知，液晶波片在延迟为  $\pi$  处的标定精度最高，因而可以准确测得此夹角。我们可以根据测量结果进行微调，直到当  $2\Omega = 90^\circ$  时调整完毕。

## 6.2 偏振分析器实验室 Crosstalk 检测方案研究

Crosstalk的大小是偏振分析器偏振精度的重要指标。所谓Crosstalk就是在测量Stokes参数的某一个分量时，其它各分量在其中的交叉串扰。如果能够在实验室中实现这项指标的检测，具有重要的理论和现实意义。因为这种检测更为直观，可以排除其它干扰因素，直接锁定误差原因。从而就可以不再依附望远镜，大大减少安装调试及图像处理等工作量。

我们可以从Crosstalk的定义出发，直接测量系数分量的强度差。对于已经调试完毕的偏振分析器，将它调制在测量某一个Stokes分量的状态，例如 $Q$ 分量。以其它分量( $U$ ,  $V$ )的偏振信号入射到偏振分析器，如果它是理想的，接收到的两正交分量( $\pm U$ 或 $\pm V$ )的光强差值应该为零；当它存在各种误差时，接收到的正交分量的光强差不为零，此差值与通过的原分量( $Q$ )的比值，就是其中的一项Crosstalk分量的系数。

实验室模拟这一检测并不困难。测量时,采用消光比非常好的Glan棱镜作为起偏器,可以认为出射光为理想的线偏振光,按照偏振分析器的定义,旋转至 $\pm Q$ 、 $\pm U$ ;采用Glan棱镜配合以Soleil补偿器构成的圆起偏器可以获得模拟的Stokes  $\pm V$ 信号。当起偏器处于某个Stokes分量时,偏振分析器则测量另外的两个偏振分量。

## 6.3 利用怀柔 60cm 光谱仪试观测计划

### 6.3.1 怀柔 60cm 望远镜

怀柔60cm光谱仪建于上世纪60年代,曾在沙河观测站做观测,90年代初,迁至怀柔,用于多通道滤光器透过波带调试工作。后来由于跟踪设备损坏一直停用。2004~2006年仅3年时间里,我们对这台望远镜进行了修缮和改造,先后更新了电控及跟踪系统,对各反射镜重新镀膜,并对光路进行了高精度调整。为了适应近红外观测技术研究的需求,我们购置了近红外波段的光栅,使其工作波段可以延伸到近红外 $3\mu\text{m}$ 。

望远镜的光路示意图如图6.3.1,望远镜采用赤道式装置,并采用Cassegrain系统,主镜60cm,为抛物面。副镜20cm,为凸双曲面,合成焦距13m。太阳光进入主镜反射到Cassegrain副镜上,再反射到位于望远镜光轴和极轴交点处的一个平面镜反射镜上(Coude镜),然后沿极轴向北反射,再借助其它平面镜把光束反射并成像于光谱仪的入射狭缝平面上。望远镜极轴跟踪太阳过程中,由Coude镜反射的光束始终处在极轴方向,因而后端设备均可不动。

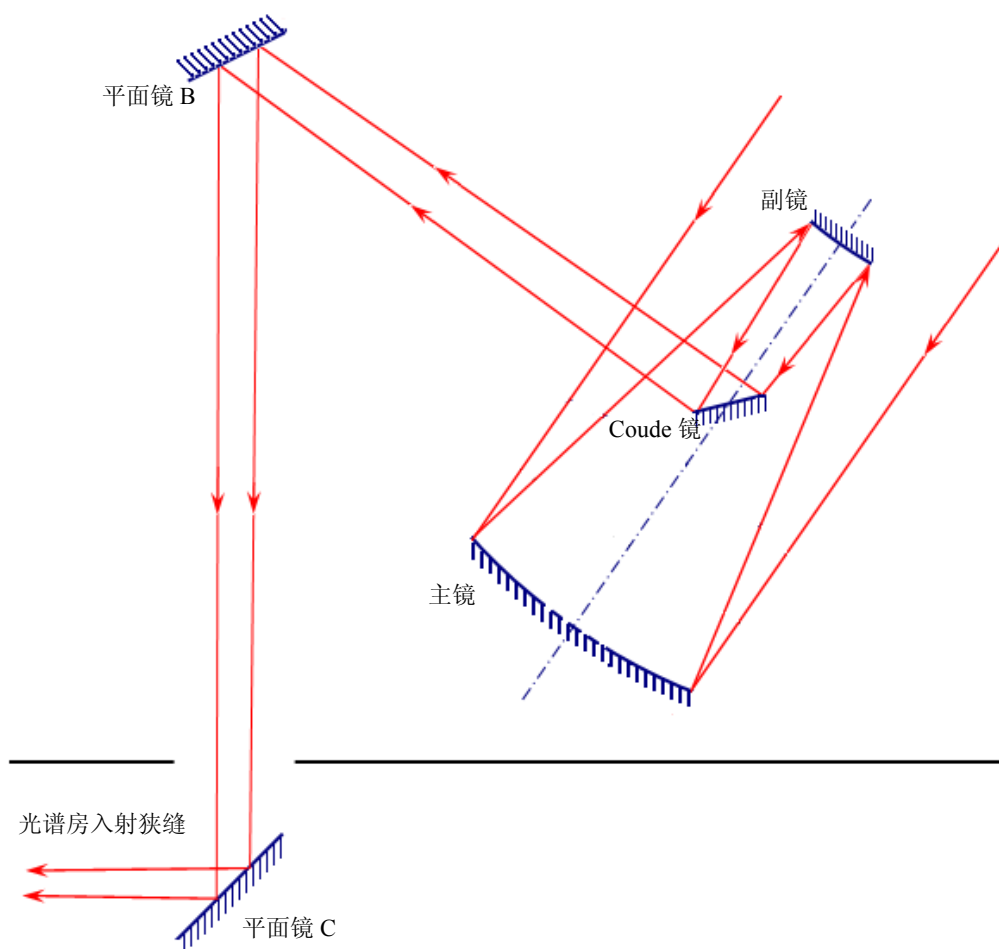


图 6.3.1. 怀柔 60cm 太阳光谱仪望远镜光路示意图

光谱房内部结构如图6.3.2，太阳光经过入射狭缝，入射焦距为10米的准直镜，准直镜将光束转化为平行光入射平面光栅，经由光栅色散的光束再经焦距为3米的成像镜汇聚于出射狭缝平面，从而得到太阳光谱。光栅安装于精密转台上，可以由电机驱动控制转动角度。

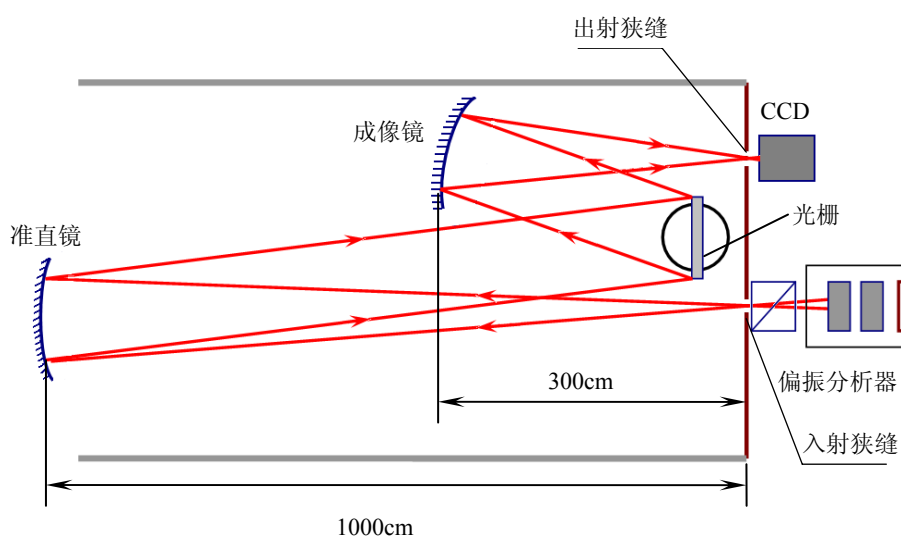


图 6.3.2. 怀柔 60cm 光谱仪观测谱线偏振信号光路示意图

### 6.3.2 近红外光栅及参数

光栅是光谱仪的关键色散元件。我们选用的光栅为 600 线/mm，闪耀波长为  $1.6\mu\text{m}$ ，闪耀角  $\gamma = 28.9^\circ$ 。光栅口径为  $154 \times 206\text{mm}^2$ 。设  $d$  为光栅常数， $\alpha$ ， $\beta$  分别为光线对光栅基面的入射角与反射角。光栅的参数计算如下

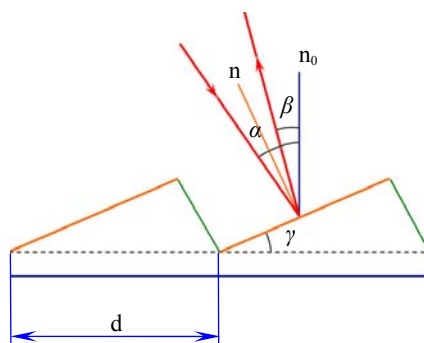


图 6.3.3. 闪耀光栅

角色散：

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{m}{d \cdot \cos\theta}$$

式中  $\theta$  为衍射角， $m$  为主极大级数，对此光栅取  $m = 1$ 。则计算在闪耀角  $\theta = \gamma = 28.9^\circ$  方向上得到角色散为  $0.0393^\circ/\text{nm}$ 。因此若在焦面上波长移动  $1\text{nm}$ ，光栅需要转动角度为

$$0.0393^\circ/2 = 0.196^\circ.$$

光谱线色散:

$$\frac{dl}{d\lambda} = \frac{mf_2}{d \cdot \cos \theta}$$

线色散即在焦平面上相差1nm的两条谱线之间的距离，即在上式中乘以成像镜的焦距。代入成像镜的焦距为3000mm，可得线色散为2.05mm/nm。

光谱仪分辨本领:

分辨本领是光栅的一个重要指标，它与总刻线数有关，可以表示为  $A = N \cdot m$ 。当  $m$  取值为1时，我们的光栅的分辨本领为  $1.236 \times 10^5$ 。对于  $1.56\mu\text{m}$  附近的其所能分辨的最靠近的两谱线的波长为:

$$\Delta\lambda = \lambda / A = 0.012\text{nm}$$

### 6.3.3 近红外探测器研究进展

由国家天文台CCD实验室邓健等研制的近红外波段IRFPA相机已经获得成功，并利用怀柔60cm太阳光谱仪取得了初步光谱观测成果(见图6.3.4)。为近红外波段太阳磁场观测在探测器方面提供了有力的保证。这里所引用该相机的部分参数由CCD实验室提供。

该相机采用法国SOFRADIR公司生产的  $320 \times 256$  的短波红外焦平面阵列探测器。光敏材料为HgCdTe光伏二极管阵列；像元大小为  $30 \times 30\mu\text{m}^2$ ；电荷数出部分采用CMOS多路输出器；芯片工作温度为190K ~ 220K；工作波段为  $0.9 \sim 2.5\mu\text{m}$ ，峰值波长为  $2.4\mu\text{m}$ ，量子效率为80%；采用杜瓦瓶液氮致冷。

王术军<sup>[83]</sup>等对怀柔光谱仪的波长为  $1.56\mu\text{m}$  光子流量进行了计算，得出结论是，在经过10nm带宽的干涉滤光片以后，在像面上，一个像元每ms内接收到的能量为  $2.25 \times 10^{-12}\text{J}$ ，约合  $1.56\mu\text{m}$  光子数  $1.75 \times 10^7$ ；在光谱面上，当狭缝为0.1mm时，一个像元每ms内接收到的能量为  $8.55 \times 10^{-14}\text{J}$ ，约合光子数  $6.65 \times 10^5$ 。由此计算曝光时间仅为20 ms，因此光子数足够，因而可以与偏振分析器配合做近红外光谱磁场观测。但无奈在论文写作之前一段时间内太阳表面平静如水，没有可用于观测的活动区。因此很遗憾未能在论文完成前获得光谱偏振信号的观测结果。

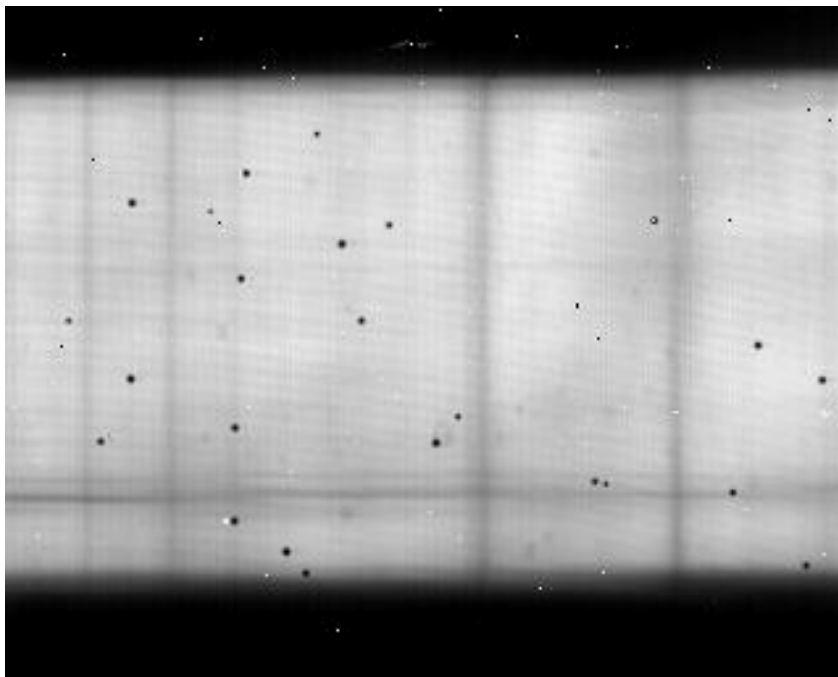


图 6.3.4. CCD 实验室研制的近红外相机获得的 1565nm 光谱照片

注：此照片拍摄于 2007 年 3 月，由怀柔 60cm 太阳光谱仪获得。图片来源于 CCD 实验室





## 结束语

近红外波段太阳磁场观测是未来地基观测发展的趋势。近红外HeI HeI1083nm谱线是诊断太阳高层大气磁场的重要探针，借此可以研究太阳风形成的源区特性；预报耀斑和日冕物质抛射(CME)产生的可能时间和量级；可以有效地预测对地球有重要影响的太阳爆发事件，从而将在太阳磁场活动现象及其源区基本结构的研究和预报方面取得重要进展。而FeI1564.85nm谱线，则是观测研究光球底层内禀磁场性质有力工具。本文的目的就是研制一台工作在近红外波段的偏振分析器，以高时间分辨率成像观测为主要目标，为空间环境监测和预报提供观测和理论依据。本项目受自然科学基金10473016支持。这台仪器是国内的第一台近红外波段的偏振分析器。

本论文围绕近红外偏振分析器研制工作展开。该仪器采用新型电光调制元件——液晶波片，与传统电光晶体KD\*P等相比，液晶波片仅需低压调制，位相延迟连续可调，近红外波段透过率高，能够形成大口径，并有成熟的市场供应。

针对液晶波片的特点，研究比较了几种设计方案，最终确定了用一片 $\lambda/2$ 与一片 $1\lambda$ 向列液晶波片组合的调制方案。此设计无机械移动部件，因而使得测量各Stokes参量之间的时间间隔大大缩短，达到了毫秒的量级，比之机械移动的速度快100倍以上，从而可提高仪器测量的时间分辨率。

在本文接下来的工作中，我们首先完成了偏振分析器机械结构与光学元件的研制，各元件均达到设计要求；研制了偏振分析器的恒温及控制系统，该系统升温速度快，在环境温差突变的情况下，能够保持 $0.01^{\circ}\text{C}$ 的恒温控制精度，满足系统设计要求。

为精确标定液晶波片电压与延迟的对应关系，我们建立了基于PbS探测器及锁相放大技术的近红外偏振检测系统，测试范围可扩展至 $2.5\mu\text{m}$ 。基于这一套检测系统，对常用的位相延迟测量方法进行了系统的比较研究，得出的结论是：光谱法适用于测量 $\lambda/2$ 波片，精度可达0.32%；Soleil补偿器法测量精度主要由补偿器自身精度决定，本测量的精度为1.8%；各种光强法由于需要读取绝对光强值，因而会受到光路、杂散光等严重影响，精度偏低。在此基础上，选择Soleil补偿器法标定液晶波片电压VS延迟的对应关系。结果显示液晶波片电压控制延迟精准，而且稳定性与重复性都很好。

本文最后研究了该偏振分析器Crosstalk实验室定标方案和试观测设想，计划与CCD实验室合作，用其新研制的近红外相机在怀柔60cm光谱仪上进行近红外太阳偏振的试观测。



## 参考文献

- [1] Hale, G.E., Ap.J., 1908, 28, 315
- [2] Lyot, B., Comptes Rendus, 1933, 197, 1593
- [3] Ohman, Y., Nature, 1938, pp141-157
- [4] Babcock, H.W., Ap.J., 1953, pp118-387
- [5] Stepanov V.E and Severny A.B., IZV.Crim.Astrophys.Obs.28 (1962), 116
- [6] Beckers, J.M., Solar Phys., 1968, 3, 258
- [7] 艾国祥, 胡岳风, 天文学报, 1986, 27, 173.
- [8] 艾国祥, 胡岳风, 中国科学 A, 8, 1986a, pp889-896
- [9] 艾国祥, 胡岳风, 中国科学 A, 9, 1986b, 987
- [10] 艾国祥, 空间太阳望远镜评估报告, 1997, 30
- [11] Stenflo, J. O., 1994, Solar magnetic Fields, Polarization Radiation Diagnostics (Dordrecht: Kluwer)
- [12] Deng, Yuanyong; Wang, Jingxiu; Yan, Yihua; et al., Solar Physics, 2001, 204, 13~28
- [13] Leroy, J. L., 1989, in Dynamics and Structure of Quiescent Solar Prominences, E. R. Priest (eds) (Dordrecht: Kluwer), 77
- [14] Lin, H., Penn, M. and Kuhn, J., 1998, ApJ, 493, 978~995
- [15] Livingston, W., 1994, in D.M. Rabin, J. T. Jefferies and C. Lindsey (eds.), Infrared, Solar Physics, Symposium 154 of IAU, Kluwer Acad. Publ., p.590
- [16] Solanki, S. K., Biemont, E., Murset, U., 1990, A.Ap.Suppl., 83, 307.
- [17] Ramsauer, J., Solanki, S. K., Biemont, E., 1995, A.Ap. Suppl., 113, 71.
- [18] Ruedi, I., Solanki, S. K., Livingston, W., et al., 1995, A.Ap. Suppl., 113, 91.
- [19] Solanki, S. K., 1994, in D. M. Rabin, J. T. Jefferies and C. Lindsey (eds.), Infrared Solar Physics, Symposium 154 of IAU, Kluwer Acad. Publ., p.393.
- [20] Rabin, D., 1994, in D.M. Rabin, J. T. Jefferies and C. Lindsey (eds.), Infrared Solar Physics, Symposium 154 of IAU, Kluwer Acad. Publ., p.449
- [21] Solanki, S. K., 1993, Space Sci. Rev, 61, 1.
- [22] Solanki, S. K., 1995, in J. R. Kuhn and M. J. Penn (eds.), Infrared Tools for Solar Astrophysics, What's Next?, World Scientific Publ., p. 341.
- [23] Gezari, D. Y., 1995, in J.R. Kuhn and J. M. Penn(eds.), Infrared Tools for Solar Astrophysics: what's

- next?, world Scientific Publ., p.201.
- [24] 曹文达, 中国科学院博士学位论文, 2001, pp2~5
- [25] 李世贤, 李林, 光学设计手册, 1996, 北京理工大学出版社, p16.
- [26] 张振大, 太阳物理学, 科学出版社, 1985, 1992, pp260-265
- [27] 褚圣麟, 原子物理学, 1983, 北京, 人民教育出版社, pp186-190
- [28] Edward Collett, Polarized Light, 1992, New York, Marcel Dekker, Inc., pp34-37.
- [29] 魏光辉等, 矩阵光学, 1995, 北京, 兵器工业出版社, pp152-155.
- [30] Unno, W., Publ. Astron. Soc. Japan, 8, 108.
- [31] Stix, M., 1989, The Sun, Springer-Verlag, Berlin, pp101-102.
- [32] West, E.A. SPIE.Vol.1746, 1992, pp281-294.
- [33] 王敬山, 艾国祥, 光学技术增刊, 1995, pp41-66
- [34] 林元章编, 太阳物理导论, 2000, 北京, 科学出版社, pp72-73.
- [35] 艾国祥, 李威, 张洪起, 1982, 天文学报, 23, 39.
- [36] Jone W. Evans, Proc. Roma Meeting on Solar Magnetic fields, Vol.II, pp123-148.
- [37] 敦金平, 中科院研究生院博士学位论文, 2002, pp10-19.
- [38] 刘学福, 观测天体物理学, 北京, 北京师范大学出版社, 1996.
- [39] Sahal-Brechot S., Bommier V., Leroy J. L., 1997, A&A, Vol.59, pp223
- [40] Bueno J. T., Landi Degl, Innocenti E., et al., Nature, 2002, Vol.415, p.403
- [41] Wiehr E., Bianda M., 2003, A&A, Vol. 404, pp. L25
- [42] 包星明, 中国科学院研究生院博士学位论文, 2006, pp. 9
- [43] Lites, B.W. Elmore, D. F., Streander, K. V. ASP Conference Proceedings, Vol. 236. p33
- [44] Wang Dongguang, Ai Guoxiang; Sun Caihong; Deng Yuanyong, Proc. of SPIE, 2000, Vol.4013, pp616
- [45] F. Paletou G. Molodij, ASP Conference Proceedings, 2001, Vol. 248. pp617
- [46] Qu, Z. Q.; Zhang, X. Y.; Chen, X. K.; Feng, Y. M.et al. Solar Physics, 2001, Vol. 201, Issue 2, p. 241
- [47] S.UeNo, S. Nagata, R. Kitai, H. Kurokawa, et al. Proc. of SPIE, 2004, Vol. 5492, p. 958
- [48] E.A.West, Applied Optics. 1978, Vol.17, No.18. pp3010-3013.
- [49] Laurence J.November, Lawrence M. Wilkins, 1992, Final Report.
- [50] Mickey, D. L., Canfield, R. C, Labonte, B. J. et al., Solar Physics, 1996. Vol. 168, Issue 2, p. 229-250.
- [51] Horn, T., Hofmann, A. 1999, Third Advances in Solar Physics Euroconference: Magnetic Fields and Oscillations, ASP Conference Series vol.184, p. 33-37.

- [52] Hofmann, A. Proc. of SPIE, 2000, Vol. 4133, p. 44~54
- [53] Spirock, T. J., Denker, C., Varsik, J., American Geophysical Union, Spring Meeting 2001
- [54] Lin, H.; Kuhn, J. R.; Coulter, R., ApJ, Vol 613, Issue 2, pp. L177-L180
- [55] Jakob, S. 2005, Master Thesis, Stockholm Observatory,
- [56] Martínez Pillet, Collados, M, Sánchez Almeida, J..et al. 1999 ASP Conference Series, 183, p.264
- [57] Collados, M. ASP Conference Series vol.184, p. 3-22. 1999
- [58] A.M. Gandorfer and H.P. Povel, 1997, A&A. 328, 381
- [59] Rabin, D.; Keller, C.; Jaksha, D. Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 28, p.934, 1996
- [60] Keller, C. U, NSO Staff, 1998, ASP Conference Series; Vol. 140, p.539
- [61] 谢毓章, 液晶物理学, 科学出版社, 1998
- [62] 飞达光学网, [www.33tt.com](http://www.33tt.com)
- [63] [www.meadowlark.com](http://www.meadowlark.com)
- [64] [www.boldervision.com](http://www.boldervision.com)
- [65] [www.corining.Com](http://www.corining.Com)
- [66] 艾国祥, 胡岳峰, 光学技术(增刊), 1995, 9, pp1~9
- [67] 张斌, 艾国祥, 王敬山, 1995, 光学技术增刊, p. 159~166.
- [68] 江月松, 光电子技术与实验, 2000, pp22~33; p. 113
- [69] 杨经国, 冉瑞江等, 光电子技术, 1990, 四川大学出版社, p. 9, p.282~289,
- [70] 廖延彪, 偏振光学, 科学出版社, 2003, p. 190
- [71] 苏美开, 宋连科, 李艺等, 应用激光, 1990, 10(5): 220~222
- [72] 朱莉, 李锡善, 徐文东, 光学学报 1995, 15(9): 1258~1265
- [73] P. A. Williams, A. H. Rose, C. M. Wang, Applied Optics, 1997, 36(25): 6486~6472.
- [74] 王伟, 李国华, 吴福全等, 中国激光, 2003, 30(12): 1121~1123.
- [75] 金国藩, 李景镇. 激光测量学, 科学出版社, 1998. 247.
- [76] 王东光, 中国科学院博士学位论文, 2003, p.68
- [77] 李庆祥, 贾惠波, 仪器仪表学报, 1983, Vol.4, No.3, pp 264-289.
- [78] 李庆祥, 贾惠波, 仪器仪表学报, 1983, Vol.4, No.3, pp 264-289.
- [79] 孙英姿, 王东光, 张洪起等, 光学学报 2006, 26(5): 685~688.
- [80] Zhang Zhiyong, Deng Yuanyong, Wang Dongguang et al.. Proc. SPIE, 2005, 5901: 377~388.
- [81] Shin-Tson Wu, Uzi Efron, LaVerne D. Hess, Applied Optics, 1984, 23(21): 3911~3915.

- [82] 李景镇编, 光学手册, 陕西科学技术出版社, 1986. 506~521
- [83] 王术军, 北京师范大学博士论文, 2006, p.107

## 博士期间发表的论文

- [1] **Zhang Zhiyong**; Deng Yuanyong; Wang Dongguang; Sun Yingzi; Cao Wenda  
Near-infrared HeI 1083nm Stokes polarimeter based on liquid crystal variable retarders  
Proc. SPIE, 2005, 5901: 377~388.
- [2] **张志勇**, 邓元勇, 王东光, 孙英姿, 玄伟佳  
几种波片测量方法的比较研究  
光学 精密工程, (已接收)
- [3] 孙英姿, 王东光, 张洪起, **张志勇**, 邓元勇,  
红外波片相位延迟的测试方法及精度分析,  
光学学报, 2006, 26 (5) pp685~688
- [4] 孙英姿, 王东光, **张志勇**, 邓元勇, 玄伟佳,  
波片相位延迟的光强测量法研究,  
天文研究与技术, (已接收)





## 致 谢

在此论文即将完成之际，我首先要衷心地感谢导师邓元勇研究员这五年来对我的悉心指导。他严谨的治学态度，广博的专业知识，异常机敏的思维令人敬佩。这些品性和人格魅力深深影响和激励着我。在他的严格要求下，我不仅在专业能力上获得了长足的进步，而且对科研方法和系统研究的全局把握方面有了一定的能力。我很庆幸在我的人生路上曾有一位这样的导师为我引路。

感谢王东光老师对长期以来对我的无私的帮助，许多问题的解决都得益于与她的讨论。感谢胡柯良博士、林佳本工程师在自动控制，数据采集等方面给我的帮助和支持。感谢包星明、杨尚斌在计算机应用方面给予的帮助。

感谢南京天文光学技术研究所倪厚坤高级技师、章海鹰高工在机械结构设计加工方面给予支持和帮助；感谢毛伟军研究员为液晶波片透过波前测试等方面提供帮助。感谢CCD 实验室叶彬浔研究员及其他工作人员对我的实验提供技术支持。感谢高能所的崔明启研究员给我工作上的一些建议。

感谢杜红荣老师对我们全家的帮助，在我的研究生生涯中，无论是学习上还是生活上，都给予了悉心的关怀。

感谢张洪起首席对我的关怀和鼓励。感谢李威站长及怀柔基地的全体工作人员长对本人工作的大力支持。

感谢同我一起学习，共同进步的同学，他们是：刘继宏、孙英姿、玄伟佳、陈洁、谢文彬、郭娟、张印、徐海清、王晓帆、高裕、胡新华等。

感谢我的父母养育之恩，在我忙于科研工作之际他们不远千里来到北京帮助我们。感谢我的岳父岳母在这几年中费尽辛苦为我们照顾孩子。感谢我的爱人孙立娟，虽然她自己也在攻读博士学位，却一如既往地帮助我，支持我的研究工作。感谢我的儿子张司南，希望我的努力，能他幼小的心中埋下奋发向上的种子。

感谢所有帮助过我关心过我的人。