

太阳矢量磁场的反演技术与算法研究

The Inversion Technique and Algorithm of Solar Vectorial Magnetic Fields

博士后姓名 滕飞

合作导师 邓元勇 研究员

流动站（一级学科）名称 天文学

专 业（二级学科）名称 天体物理

研究工作起始时间 2010年7月

研究工作期满时间 2012年12月

单位名称 中国科学院国家天文台

报告提交日期 2012年12月

摘 要

本文总结了两类主要的人工合成 Stokes 轮廓的算法, 以及基于两类算法的磁场反演技术, 同时阐述了作者在从事博士后研究期间的主要工作:

1. 改进了怀柔基地的多通道太阳磁场望远镜的定标方案, 提高了定标精度, 并通过计算验证了滤光器轮廓对于该仪器测量精度的重要影响.
2. 独立开发了可适用于 SDO/HMI 和未来 SST/2DS 仪器的基于 MPI 的并行磁场反演计算平台 MEINV, 在此平台的基础上改进了 SDO/HMI 现行的磁场反演算法, 并通过实测算例检验了计算效果和计算效率. 其中, 对磁场反演算法进行了改进主要包括:
 - (a) 改进了初值选择策略.
 - (b) 提高了合成 Voigt 和 Faraday 函数的光滑性.
 - (c) 为改善问题的稳定性, 简化了待反演参数.

关键词: Stokes 轮廓; 太阳磁场反演; SDO/HMI; SST/2DS

Abstract

This report summarizes two classes of synthesis methods for the Stokes parameters and the inversion technic based on them. The following work is done by the auther during his post-doctor research.

1. Improve the calibrating methods for the three-channel Solar maganetic telescope in Huairou Solar Observing Station. The accuracy of the magnetic field is increased by the new method. The importance of the filter's profile to the measurement is also examined by calculation.
2. Develop an magnetic inversion library MEINV which uses MPI parallel library and passes several tests of the SDO/HMI data. Make enough preparation for the new developing instrument SST/2DS. During realizing this library, the author also improves the algorithm of the current program using by SDO/HMI, including
 - (a) Improvement of the selecting stragy of the inical value of the LS calculation.
 - (b) Improvement of the smoothness of the synthetic Voigt and Faraday functions.
 - (c) Simplification of the output parameters for the stability of the problem.

Keywords: Stokes profile; Inversion of the Solar magnetic field; SDO/HMI; SST/2DS

目 录

摘要	i
Abstract	iii
目录	v
第一章 引言	1
1.1 观测太阳磁场的意义	1
1.2 辐射转移理论的发展	1
1.3 磁场反演技术的发展	2
1.4 本文主要内容	6
第二章 人工合成 Stokes 轮廓的算法	7
2.1 Stokes 辐射转移理论	7
2.1.1 Stokes 参量	7
2.1.2 辐射转移方程	9
2.2 轮廓合成算法	11
2.2.1 基于 Milne-Eddington 大气模型的算法	11
2.2.2 基于分层数值大气模型的算法	13
2.3 Voigt 和 Faraday 函数的计算	16
第三章 多通道太阳磁场望远镜的定标计算	19
3.1 定标方案	19
3.1.1 轮廓合成算法	19
3.1.2 人工参数的确定	20
3.1.3 固定磁场时 Stokes 参量随波长的变化	20
3.1.4 交叉串扰分析	21

3.1.5	滤光器透过带轮廓	23
3.1.6	定标方案	26
3.2	定标计算结果	29
3.2.1	纵场定标	29
3.2.2	横场定标	29
第四章	SDO/HMI 的矢量磁场反演计算	47
4.1	基于 Milne-Eddington 大气模型的最小二乘反演问题	47
4.2	VFISV 和 MEINV 中的算法	49
4.3	计算结果对比	51
4.3.1	活动区 11391 : 2012 年 01 月 08 日	51
4.3.2	活动区 11402 : 2012 年 01 月 20 日	58
4.3.3	活动区 11401 : 2012 年 01 月 20 日	65
4.3.4	活动区 11423 : 2012 年 03 月 02 日	71
4.3.5	活动区 11445 : 2012 年 03 月 29 日	79
4.3.6	结果分析	87
第五章	总结与展望	89
	致谢	93
	参考文献	95
	附录 A 太阳大气模型参数参考	101
	简历	105

表 格

2.1	$S_M^{(i)}$ 的计算公式	11
3.1	谱线数据 ([35])	20
3.2	调整后的辐射阻尼常数 Z^* 和振子强度 f	20
3.3	$\frac{V}{T}$ 的相对变化率随波长的变化	24
3.4	$\frac{Q}{T}$ 的相对变化率随波长的变化	24
3.5	公式 (3.1) 中 $m_{i,j}$ 的取值	27
3.6	纵场观测时的波长选取	29
3.7	横场观测时的波长选取	39
4.1	活动区 11391 的差别统计	51
4.2	活动区 11391 的最小二乘误差 χ 统计	52
4.3	活动区 11402 的差别统计	58
4.4	活动区 11402 的最小二乘误差 χ 统计	59
4.5	活动区 11401 的差别统计	65
4.6	活动区 11401 的最小二乘误差 χ 统计	68
4.7	活动区 11423 的差别统计	71
4.8	活动区 11423 的最小二乘误差 χ 统计	72
4.9	活动区 11445 的差别统计	79
4.10	活动区 11445 的最小二乘误差 χ 统计	80
4.11	MEINV 和 VFISV 的墙上时间统计对比	87
A.1	大气模型 I ([13])	102
A.2	大气模型 II ([13])	103
A.3	大气模型 III ([13])	104

插 图

2.1 椭圆偏振光示意	8
2.2 描述磁场矢量的角参数	10
3.1 无磁场情形谱线的计算轮廓与观测轮廓的对比	21
3.2 纵向磁场强度为 1000G 时 V/I 随波长 λ 的变化关系	22
3.3 横向磁场强度为 1000G, $\phi = 0$ 时 Q/I 随波长 λ 的变化关系	23
3.4 横向磁场强度为 1000G, $\phi = \frac{\pi}{4}$ 时 U/I 随波长 λ 的变化关系	25
3.5 纵向磁场固定为 2000G 时 $\frac{V}{I}$ 随横向磁场的变化关系, 左: 波长 5246.984Å, 右: 波长 5250.122Å	26
3.6 三台滤光器的透过带轮廓	28
3.7 波长 5173Å 附近 $\frac{V}{I}$ 与纵向磁场的关系	30
3.8 波长 5247Å 附近 $\frac{V}{I}$ 与纵向磁场的关系	30
3.9 波长 5250Å 附近 $\frac{V}{I}$ 与纵向磁场的关系	31
3.10 波长 5172.539Å 处 $\frac{V^*}{I^*}$ 与纵向磁场的关系	31
3.11 波长 5246.989Å 处 $\frac{V^*}{I^*}$ 与纵向磁场的关系	32
3.12 波长 5250.128Å 处 $\frac{V^*}{I^*}$ 与纵向磁场的关系	32
3.13 波长 5172.684Å 处 $\frac{Q}{I}$ 的取值, 上: $\frac{Q}{I}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等值 线图, 下: $\frac{Q}{I}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系	33
3.14 波长 5247.049Å 处 $\frac{Q}{I}$ 的取值, 上: $\frac{Q}{I}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等值 线图, 下: $\frac{Q}{I}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系	34
3.15 波长 5250.208Å 处 $\frac{Q}{I}$ 的取值, 上: $\frac{Q}{I}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等值 线图, 下: $\frac{Q}{I}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系	35
3.16 波长 5172.684Å 处 $\frac{Q^*}{I^*}$ 的取值, 上: $\frac{Q^*}{I^*}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等 值线图, 下: $\frac{Q^*}{I^*}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系	36
3.17 波长 5247.049Å 处 $\frac{Q^*}{I^*}$ 的取值, 上: $\frac{Q^*}{I^*}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等 值线图, 下: $\frac{Q^*}{I^*}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系	37

3.18	波长 5250.208Å 处 $\frac{Q^*}{I^*}$ 的取值, 上: $\frac{Q^*}{I^*}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等值线图, 下: $\frac{Q^*}{I^*}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系.	38
3.19	波长 5172.614Å 处 $\frac{Q}{I}$ 的取值, 上: $\frac{Q}{I}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等值线图, 下: $\frac{Q}{I}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系.	40
3.20	波长 5246.989Å 处 $\frac{Q}{I}$ 的取值, 上: $\frac{Q}{I}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等值线图, 下: $\frac{Q}{I}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系.	41
3.21	波长 5250.128Å 处 $\frac{Q}{I}$ 的取值, 上: $\frac{Q}{I}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等值线图, 下: $\frac{Q}{I}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系.	42
3.22	波长 5172.614Å 处 $\frac{Q^*}{I^*}$ 的取值, 上: $\frac{Q^*}{I^*}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等值线图, 下: $\frac{Q^*}{I^*}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系.	43
3.23	波长 5246.989Å 处 $\frac{Q^*}{I^*}$ 的取值, 上: $\frac{Q^*}{I^*}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等值线图, 下: $\frac{Q^*}{I^*}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系.	44
3.24	波长 5250.128Å 处 $\frac{Q^*}{I^*}$ 的取值, 上: $\frac{Q^*}{I^*}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等值线图, 下: $\frac{Q^*}{I^*}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系.	45
4.1	HMI 的滤光器轮廓	48
4.2	活动区 11391 VFISV 的计算结果. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}	52
4.3	活动区 11391 MEINV 计算结果. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}	53
4.4	活动区 11391 VFISV 计算结果. 左上: Doppler 宽度 $\Delta\lambda_D$; 右上: 吸收系数比 η_0 ; 左下: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右下: Planck 函数一阶近似 S_1	53
4.5	活动区 11391 MEINV 计算结果. 左上: Doppler 宽度 $\Delta\lambda_D$; 左下: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右下: Planck 函数一阶近似 S_1	54
4.6	活动区 11391 计算结果对比: 相对差 $ VFISV - MEINV /MEINV$. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}	55

- 4.7 活动区 11391 计算结果对比: 相对差 $|VFISV - MEINV|/MEINV$.
左: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右: Planck 函数一阶近似 S_1 55
- 4.8 活动区 11391 程序计算对比 (散点图). 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc} 56
- 4.9 活动区 11391 程序计算对比 (散点图). 左: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右: Planck 函数一阶近似 S_1 57
- 4.10 活动区 11391 的最小二乘误差 χ . 左上: VFISV; 右上: MEINV
下: MEINV / VFISV 57
- 4.11 活动区 11402 VFISV 的计算结果. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc} 59
- 4.12 活动区 11402 MEINV 计算结果. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc} 60
- 4.13 活动区 11402 VFISV 计算结果. 左上: Doppler 宽度 $\Delta\lambda_D$; 右上: 吸收系数比 η_0 ; 左下: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右下: Planck 函数一阶近似 S_1 61
- 4.14 活动区 11402 MEINV 计算结果. 左上: Doppler 宽度 $\Delta\lambda_D$; 左下: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右下: Planck 函数一阶近似 S_1 61
- 4.15 活动区 11402 计算结果对比: 相对差 $|VFISV - MEINV|/MEINV$.
左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc} 62
- 4.16 活动区 11402 计算结果对比: 相对差 $|VFISV - MEINV|/MEINV$.
左: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右: Planck 函数一阶近似 S_1 62
- 4.17 活动区 11402 程序计算对比 (散点图). 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc} 63
- 4.18 活动区 11402 程序计算对比 (散点图). 左: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右: Planck 函数一阶近似 S_1 64

4.19 活动区 11402 的最小二乘误差 χ . 左上: VFISV; 右上: MEINV 下: MEINV / VFISV	64
4.20 活动区 11401 VFISV 的计算结果. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}	66
4.21 活动区 11401 MEINV 计算结果. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}	66
4.22 活动区 11401 VFISV 计算结果. 左上: Doppler 宽度 $\Delta\lambda_D$; 右上: 吸收系数比 η_0 ; 左下: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右下: Planck 函 数一阶近似 S_1	67
4.23 活动区 11401 MEINV 计算结果. 左上: Doppler 宽度 $\Delta\lambda_D$; 左下: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右下: Planck 函数一阶近似 S_1	67
4.24 活动区 11401 计算结果对比: 相对差 $ VFISV - MEINV / MEINV$. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁 场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}	68
4.25 活动区 11401 计算结果对比: 相对差 $ VFISV - MEINV / MEINV$. 左: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右: Planck 函数一阶近似 S_1	68
4.26 活动区 11401 程序计算对比 (散点图). 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向 速度场 v_{loc}	69
4.27 活动区 11401 程序计算对比 (散点图). 左: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右: Planck 函数一阶近似 S_1	70
4.28 活动区 11401 的最小二乘误差 χ . 左上: VFISV; 右上: MEINV 下: MEINV / VFISV	70
4.29 活动区 11423 VFISV 的计算结果. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}	72
4.30 活动区 11423 MEINV 计算结果. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}	73

- 4.31 活动区 11423 VFISV 计算结果. 左上: Doppler 宽度 $\Delta\lambda_D$; 右上: 吸收系数比 η_0 ; 左下: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右下: Planck 函数一阶近似 S_1 74
- 4.32 活动区 11423 MEINV 计算结果. 左上: Doppler 宽度 $\Delta\lambda_D$; 左下: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右下: Planck 函数一阶近似 S_1 75
- 4.33 活动区 11423 计算结果对比: 相对差 $|VFISV - MEINV|/MEINV$. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc} 76
- 4.34 活动区 11423 计算结果对比: 相对差 $|VFISV - MEINV|/MEINV$. 左: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右: Planck 函数一阶近似 S_1 76
- 4.35 活动区 11423 程序计算对比 (散点图). 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc} 77
- 4.36 活动区 11423 程序计算对比 (散点图). 左: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右: Planck 函数一阶近似 S_1 78
- 4.37 活动区 11423 的最小二乘误差 χ . 左上: VFISV; 右上: MEINV 下: $MEINV / VFISV$ 78
- 4.38 活动区 11445 VFISV 的计算结果. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc} 80
- 4.39 活动区 11445 MEINV 计算结果. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc} 81
- 4.40 活动区 11445 VFISV 计算结果. 左上: Doppler 宽度 $\Delta\lambda_D$; 右上: 吸收系数比 η_0 ; 左下: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右下: Planck 函数一阶近似 S_1 82
- 4.41 活动区 11445 MEINV 计算结果. 左上: Doppler 宽度 $\Delta\lambda_D$; 左下: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右下: Planck 函数一阶近似 S_1 83
- 4.42 活动区 11445 计算结果对比: 相对差 $|VFISV - MEINV|/MEINV$. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc} 84

- 4.43 活动区 11445 计算结果对比: 相对差 $|VFISV - MEINV| / MEINV$.
左: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右: Planck 函数一阶近似 S_1 84
- 4.44 活动区 11445 程序计算对比 (散点图). 左上: 矢量磁场的模 B ;
右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向
速度场 v_{loc} 85
- 4.45 活动区 11445 程序计算对比 (散点图). 左: Planck 函数零阶近似
 S_0 ; 右: Planck 函数一阶近似 S_1 86
- 4.46 活动区 11445 的最小二乘误差 χ . 左上: VFISV; 右上: MEINV
下: MEINV / VFISV 86

第一章 引言

1.1 观测太阳磁场的意义

研究天体的磁场对于理解天体的辐射机制, 演化和活动本质都具有重要的意义. 特别对于太阳而言, 磁场堪称第一观测量. 在目前所直接观测的太阳 (光球, 色球, 日冕) 中, 一切现象和过程都与磁场密切相关. 其中, 针对太阳风对地球磁场, 地球电离层的作用等与空间天气相关的课题的研究对卫星导航, 通信, 电力安全等领域更是具有直接的实际应用价值. 然而, 虽然人类对太阳磁场的观测已经有上百年的历史, 但迄今为止, 关于太阳磁场观测的一些基本问题仍未获得解决. 例如获得磁场的三维结构和磁能积累与释放过程的详细物理图像等.

1.2 辐射转移理论的发展

磁场观测的主要物理基础是 Zeeman 于 1896 年所发现的 Zeeman 效应, 即磁敏谱线在经过磁场后出现分裂的效应. 1908 年美国天文学家 Hale 首先利用经过偏振分析改造后的光谱仪, 测量了一条磁敏谱线 Zeeman 分裂的裂距, 进而推算出太阳黑子区域的整体磁场强度, 成为太阳磁场测量的开端. 1952 年, 美国 Babcock 父子利用光电原理, 研制出了世界上首台磁象仪, 并利用该仪器首次得到了太阳表面的磁场分布, 揭示了太阳磁场随黑子活动周的变化, 从而进一步说明, 太阳表面的磁场是某种太阳内部活动的反映.

而后, 为了更加准确地测量太阳磁场, 特别是针对较弱磁场, 人们进一步试图得到描述偏振光的 Stokes 参量 I, Q, U, V 与太阳表面磁场的关系, 即开始了对偏振辐射转移理论的研究, 并试图人工合成 Stokes 参数轮廓.

1956 年, Unno [58] 首先给出了描述磁场对 Stokes 偏振参量作用的辐射转移方程, 并在一定假设下, (参见第 1.3 节) 给出了方程的解析解, 进而分析了 Stokes 参量随波长变化的轮廓. Stepanov 独立建立了另一套比较严密的 Stokes 参数转移方程, 并在参数中隐含包括了磁光效应. 考虑了上述因素之后, 基于 Zeeman 效应的局部热动平衡假设下的辐射转移理论已经相对成熟, [34] 给出了比较完整的描述. 另外, Stepanov 和 Rachkovsky 考虑了非局部热动平衡的情形, 在方程中包括了非共振散射.

Beckers 在 [4] 中利用给定的模型大气 [17], 给出并分析了允许考虑磁场随光深变化的 Stokes 参量的数值解, 为求解辐射转移方程提供了一套新的方法. 后续的工作还有 [61], [25], [26], [1], [33] 等. [32] 则给出了针对一般情形的辐射转移方程的解析解.

基于上述理论, 人们研究得到了多种人工合成 Stokes 参数轮廓的方法. 它们大致可分为两类.

第一类是先假定 Milne-Eddington 大气模型, 而后再伴随磁场和视向速度场给出几个与 Stokes 轮廓关系密切的参数如辐射阻尼, Doppler 加宽等 (关于各参数的详细描述可参见第 2.2.1 小节), 而绕过密度, 温度等具有更明确物理意义的参数. 这样做的优点是不依赖分层的太阳大气参数, 可以得到解析解, 计算简便, 并且由于所选参数与 Stokes 轮廓的关系更加直接, 调整它们使得合成的轮廓与观测尽量吻合变得更加容易. 缺点是 Milne-Eddington 大气模型与实际物理过程出入较大, 且对于解析解情形, 只能使用沿光深方向为常数的磁场分布.

第二类则无需假定 Milne-Eddington 大气模型, 除了磁场和视向速度场外, 还要给出密度, 温度等太阳大气参数, 首先根据这些参数计算出诸如辐射阻尼, Doppler 加宽等与 Stokes 轮廓关系更密切的参数. 这类方法的优点是可以输入分层的磁场, 密度, 温度等物理意义明确的参数. 缺点则是又分层导致的计算量增大, 以及观测量对输入参数的依赖关系变得更加复杂, 无法解析求出 Jacobi 矩阵, 对后续的反演计算造成困难.

另外, 关于算法的具体实现, 例如 Voigt 函数的计算, 人们考虑了多种方案. Hui 等于 [22] 中给出了一种经典的算法, 而后又发展出多种针对计算精度或效率的改进, [29] 是一篇比较全面的总结, [10] 又给出了一种简单高效的基于 Taylor 展开的算法. 作者将其改进得更加光滑.

1.3 磁场反演技术的发展

由于人们不可能实地测量太阳大气中的任何物理量, 即人们不可能将任何测量仪器放置到太阳表面. 辐射转移方程是人们唯一可以使用的“尺子”. 而人们能够通过仪器得到的观测量最多只有 4 个 Stokes 参量随波长变化的函数. 于是, 在基于一定假设的辐射转移理论已经相对成熟的基础上, 人们开始试图研究磁场反演问题. 即在已知观测得到的 Stokes 参量 I, Q, U, V 的基础上, 如何反演求出矢量磁场.

针对第 1.2 节所述的两类不同的人工合成 Stokes 轮廓的方法, 均可考虑对应的反演问题.

针对第一类方法的反演计算, 最早可以追溯到 1971 年. Harvey, Livingston, 和 Slaughter ([20]) 首先给出了基于 Milne-Eddington 太阳大气模型的不考虑磁光效应的磁场反演计算. 他们只使用了 Stokes 参量 I 和 V. 随后, 1977 年, Auer 等于 [2] 中考虑了全部四组 Stokes 参量, 并对算法进行了验证, 其中使用的 Marquardt 算法, 被后来的大多数磁场反演算法所采用. 而后, Landolfi, Landi Degl'Innocenti, 和 Arena 于 [28] 中将上述算法推广到考虑磁光效应和阻尼的情形. Skumanich 和 Lites ([43]) 则进一步考虑避免将 Stokes 轮廓正则化的方法. 增加了描述散射光的自由参数. 这一技术随后又被 Lites 等 ([31]) 所推广用来处理非局部热动平衡情形. 在国内, Su 等 ([53]) 首次将该类方法用于怀柔基地的太阳磁场望远镜.

值得注意的是, 这一类算法必须建立在

- 假定 ME (Milne-Eddington) 太阳大气模型
- 假定磁场和视向速度场沿光深方向为常数.

的基础上.

到 90 年代以后, Sánchez Almeida 等 ([41]) 指出磁场波动的尺度要远小于光子的平均自由程, 并基于该理论建立一套大气模型, 并基于该模型实现了磁场反演计算 ([42]). 其中利用到了磁场的 Flux Tube 模型. 同样基于 Flux Tube 模型的反演算法还有 [5], [6], [7], [16] 等, 他们还考虑了对大气模型增加基于 MHD (磁流体动力学) 的限制条件. 上述反演算法大多是基于最小二乘法, 目前, 还存在两种不从最小二乘法出发的反演方法. 一种是由 Rees 等 ([36]), Socas-Navarro 等 ([44]) 设计的基于 PCA (Principal Components Analysis, 主元分析) 的方法, 另一种是由 Carroll 和 Staude ([11]) 设计的基于 ANN (Artificial Neural Network) 的方法. 它们依靠事先建立的训练数据库, 可以比传统的最小二乘法更快速地得到反演结果.

针对第二类方法, 1990 年, Keller 等 ([24]) 给出了可以选择待反演参量的算法. 1992 年, Solanki, Rüedi 和 Livingston ([46]) 利用 5 种特定的模型推导出了温度的分层结构, 并基于该温度分布反演得到了磁场和视向速度场, 同时考虑了杂散光参数 (filling factor). Solanki 等 ([47]) 及 Bernasconi 等 ([8]) 则利用在两

种平行模型间进行插值的方法得到温度的分层结构。同时, Ruiz Cobo 和 del Toro Iniesta ([38]) 提出了一种基于响应函数 (Response Function) 的反演方法. 该方法可以获得所有与 Stokes 轮廓形成相关的物理量的分层结构.

在国内, 上世纪八十到九十年代, 随着怀柔太阳观测基地的多通道太阳磁场望远镜的建成和投入使用, 艾国祥等 ([1], [59], [60], [49], [50]) 采用基于弱场近似的方法, 即基于近似关系

$$B_{\parallel} \simeq k_{\parallel} \frac{V}{I} \quad (1.1)$$

$$B_{\perp}^2 \simeq k_{\perp} \sqrt{\left(\frac{Q}{I}\right)^2 + \left(\frac{U}{I}\right)^2} \quad (1.2)$$

寻找相应定标系数 k_{\parallel} , k_{\perp} 而后根据上述公式快速计算出磁场的方法, 来实现磁场的定标. 当然, 该系数的确定需要依赖事先给定的密度, 温度等太阳大气模型参数. 关于该望远镜的大致介绍可参见 [30] §2.9.

在此基础上, 作者又将其推广到基于查表的方法. 其算法过程可以简单描述为

1. 观测得到 Stokes 参量 $\frac{Q}{I}$, $\frac{U}{I}$, $\frac{V}{I}$ 的场图.
2. 在横向磁场为零的假设下, 根据 $\frac{V}{I}$ 查表得到纵向磁场 B_{\parallel} .
3. 使用 $\sqrt{\left(\frac{Q}{I}\right)^2 + \left(\frac{U}{I}\right)^2}$ 及上步得到的 B_{\parallel} , 查表得到横向磁场 B_{\perp} .
4. 利用

$$\tan 2\phi = \frac{U}{Q} \quad (1.3)$$

得到横向磁场的偏角 ϕ .

5. 最终得到矢量磁场 $(B_{\perp} \cos \phi, B_{\perp} \sin \phi, B_{\parallel})$.

详细描述可参见第 3.1 节. 进一步, 作者还尝试了使用非线性最小二乘拟合及线性最小二乘拟合与查表相结合的方法.

然而, 上述方法虽然简单易行, 但需要事先提供很多与太阳大气模型相关的物理参数. 而这些参数的可信性, 特别是对于黑子本影区域, 通常会受到置疑.

另外, 无论对于哪一类方法, 在求解反演问题之前, 人们需要首先对问题的可解性和适定型进行研究. 通俗而言, 就是看待反演的未知量对观测得到的

Stokes 参量的变化有多敏感, 以及不同的待反演未知量之间是否近似相关. 例如, 最直接的方法是评估 Stokes 参量对待反演未知量的 Jacobi 矩阵的某些性质, 或者使用近似等价的响应函数 (Response Function). 一方面, Staude ([51]), 张洪起 ([63]), 宋慰鸿等 ([48]) 提出并计算了 Stokes 参量的形成深度, 并认为通过反演算法计算得到的磁场参数主要反映的是该深度的信息. 另一方面, Landi Degl’Innocenti 等于 [27] 中计算了在 ME 大气模型假设下 Stokes I 分量的 RF (Response Function), 并指出了速度梯度对 Stokes 参量的影响. 随后, Landolfi 等 ([28]) 给出了更具体的定量分析, 并从观测得到的 Stokes 参量和人工合成的 Stokes 参量之间的误差中提取出了矢量磁场和视向速度场沿光深方向的导数信息. del Toro Iniesta 等 ([54]) 指出 RF 在不同太阳结构 (黑子本影, 半影) 中的差别. Ruiz Cobo 等 ([39]) 及 Sánchez Almeida [40] 等指出之前提到的形成深度对研究反演问题的适应性的意义不大. Ruiz Cobo 等 ([39]) 还指出, Stokes 轮廓对温度的 RF 要比对其他物理量的 RF 大.

如今, 随着 SDO/HMI 空间望远镜的建成和逐渐投入常规观测, 对磁场反演算法的要求变得更加苛刻. 一方面, 由于 HMI 的谱分辨率很低 (只有 6 点), 寻找合适的待反演参量使得到适定且易于求解的问题便成为最大的难点. 目前, 关于反演过程中所遇到的多重极小值问题, 依然没有太好的解决方案. 另一方面, 由于 HMI 所采集的图像分辨率较高 (4096×4096), 计算效率也是评价算法好坏的重要指标. Borrero 等设计并实现了专门针对该仪器的算法, 详细描述可参见 [10].

目前, 在 HAO 的网站上可以公开下载的有三套磁场反演程序, 分别是 MERLIN, VFISV, 和 LILIA, 参见 [21]. 前两者都基于 ME 大气模型, 属于上述第一类方法, 第三者则属于上述第二类方法, 支持分层大气模型. 其中 MERLIN 主要用于 HINODE / SP, 特色在于可以支持将多条谱线的 Stokes 参量同时作为输入, 从而得到更准确的磁场反演结果; VFISV 主要用于 SDO / HMI, 特色在于其算法特别针对计算效率和多重极值问题做了优化; LILIA 则是更通用的程序, 特点是在得到分层矢量磁场和视向速度场的同时, 还可以得到分层的密度, 温度, 宏观湍动速度等信息.

上述关于反演算法发展过程的描述主要参考 [55], [45] [9] 和 [52]. 另外 [23] 也是一篇不错的综述.

1.4 本文主要内容

空间太阳望远镜 (SST) 是中国太阳物理界提出的具有国际领先水平的空间项目, 旨在利用一米口径的光学望远镜开展磁场的高空间分辨率和高灵敏度观测, 在太阳磁场基本结构等前沿问题上取得太阳物理学的重大突破. SST 磁场测量的核心设备是其中的两维实时光谱仪 (2DS). 2DS 是兼具目前国际上最先进的两类磁场测量设备 (以光谱仪为代表, 以获取光谱信息即成谱为特色的 STOKES 参数仪, 以及以双折射滤光器为代表, 以获取二维图像即成像为特色的磁像仪系统) 优点的新一代太阳磁场观测设备, 它利用了我国科学家发明的有自主知识产权的多通道滤光器原理, 可同时实现成像, 成谱功能, 具有国际领先水平和独创性. 本文的主要内容, 即作者所从事的博士后研究工作, 就是围绕该项目的需求展开的.

本文将对目前比较流行的几种磁场反演算法进行比较详细的阐述, 同时重点介绍作者在从事博士后研究期间所做的主要工作, 包括:

1. 改进了针对怀柔基地的多通道太阳磁场望远镜的磁场定标方法, 详细描述参见第三章.
2. 改进了针对 SDO/HMI 的磁场反演算法中人工合成谱线部分 Voigt 和 Faraday 函数的计算. 详细描述可参见第 2.3 节.
3. 独立实现了新的并行磁场反演平台 MEINV, 为正在设计的 2DS 系统的磁场反演计算做好了准备, 详细描述可参见第 4 节.

具体地, 第二章将详细介绍两类主要的人工合成 Stokes 轮廓的方法. 第三章将主要介绍针对怀柔基地的多通道太阳磁场望远镜的定标计算. 第四章将介绍 SDO/HMI 的磁场反演算法及作者新开发的磁场反演平台, 同时比较两程序的计算结果和计算效率. 第五章是总结与展望.

第二章 人工合成 Stokes 轮廓的算法

本章将详细介绍人工合成 Stokes 轮廓的算法. 包括 Stokes 辐射转移的基本理论, 以及两种主要的算法. 它们分别基于 Milne-Eddington 大气模型和分层数值大气模型. 需要注意的是, 本章所给出的算法均基于局部热动平衡 (LTE) 假设. 另外, 如无特殊说明, 所有物理量取 (cm, g, s) 单位制.

2.1 Stokes 辐射转移理论

2.1.1 Stokes 参量

考虑一列在三维空间中沿 e_3 坐标轴方向传播的平面电磁波, 设其电场强度矢量在坐标轴 e_1, e_2 方向的分量分别为 $E_1(x_1, x_2, x_3, t)$ 和 $E_2(x_1, x_2, x_3, t)$. 其中, x_i 为 i 方向的空间坐标, t 为时间. 考虑沿 e_3 和 t 方向的 Fourier 变换, 并省略 x_1, x_2 参数, 得到

$$E_i(x_3, t) = \int_{\nu, \lambda} a_i(\nu, \lambda) \cos\left(\phi_i(\nu, \lambda) - 2\pi\nu t + \frac{2\pi x_3}{\lambda}\right) d\nu d\lambda \quad i = 1, 2. \quad (2.1)$$

其中, ν 和 λ 分别被称作频率和波长. 于是, 描述偏振光的 Stokes 参量可定义为

$$I = \int_{\nu, \lambda} (a_1^2 + a_2^2) d\nu d\lambda \quad (2.2)$$

$$Q = \int_{\nu, \lambda} (a_1^2 - a_2^2) d\nu d\lambda \quad (2.3)$$

$$U = \int_{\nu, \lambda} 2a_1 a_2 \cos(\phi_2 - \phi_1) d\nu d\lambda \quad (2.4)$$

$$V = \int_{\nu, \lambda} 2a_1 a_2 \sin(\phi_2 - \phi_1) d\nu d\lambda \quad (2.5)$$

对于单色光情形, 即考虑积分号内为固定 ν, λ 的单点分布, 则 (2.1) 所描述的单色矢量波动在任意固定的空间位置上随时间的振动可用该矢量沿一椭圆的转动描述, 如图 2.1 所示. 设 b_1, b_2 分别为椭圆的两主轴长, κ 为 b_1 对应的主轴和 e_1 轴的夹角. β 为满足

$$\tan \beta = \frac{b_2}{b_1} \quad (2.6)$$

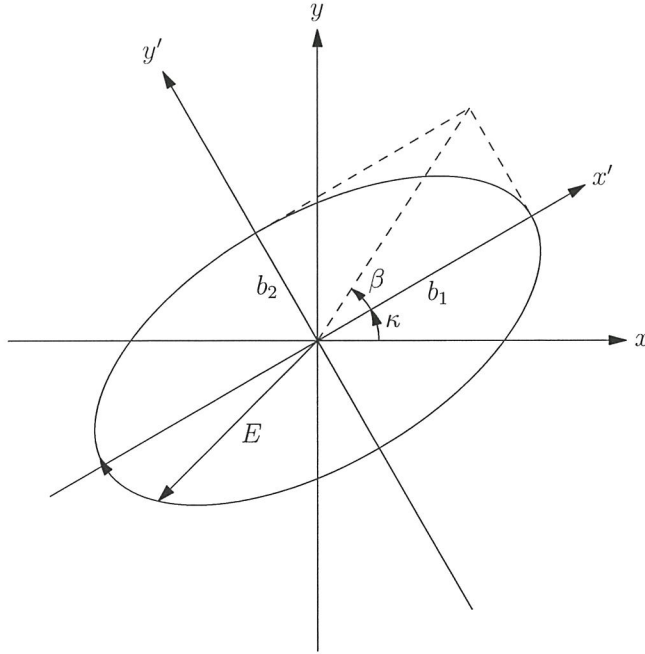


图 2.1: 椭圆偏振光示意

的角. 而 β 的符号表示振动的方向, $\beta > 0$ 对应顺时针旋转, $\beta < 0$ 对应逆时针旋转, 则 Stokes 参量的几何意义可以表述为

$$I^2 = b_1^2 + b_2^2 \quad (2.7)$$

$$\frac{V}{I} = \sin 2\beta \quad (2.8)$$

$$\frac{U}{Q} = \tan 2\kappa \quad (2.9)$$

可以证明, 在单色光情形,

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2. \quad (2.10)$$

而对于一般的非单色光情形, 利用广义 Minkovsky 不等式, 可以得到

$$I^2 \geq Q^2 + U^2 + V^2. \quad (2.11)$$

而通常将 $(Q^2 + U^2 + V^2)/I^2$ 称为偏振度.

2.1.2 辐射转移方程

本小节详细描述 Stokes 参量的辐射转移理论. 部分内容参考自 [9] 和 [25]. 此处的叙述包括了正常, 反常 Zeeman 效应和磁光效应的情形.

基于 Unno ([58]), Wittmann ([61]) 等工作, 人们总结出描述 Stokes 参量的辐射转移方程的基本形式如下:

$$\frac{d}{d\tau_c} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \eta_I & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & \eta_I & \rho_V & -\rho_Q \\ \eta_U & -\rho_V & \eta_I & \rho_Q \\ \eta_V & \rho_U & -\rho_Q & \eta_I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I - B_T \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

其中, τ_c 为相对于太阳光谱的某参考波长 (例如 5000\AA) 的光学深度, B_T 为 Planck 函数, η 与 ρ 满足

$$\eta_I = 1 + \frac{\eta_0}{2} \left(\eta_p \sin^2 \psi + \frac{1}{2} (\eta_b + \eta_r) (1 + \cos^2 \psi) \right) \quad (2.13)$$

$$\eta_Q = \frac{\eta_0}{2} \left(\eta_p - \frac{1}{2} (\eta_b + \eta_r) \right) \sin^2 \psi \cos 2\phi \quad (2.14)$$

$$\eta_U = \frac{\eta_0}{2} \left(\eta_p - \frac{1}{2} (\eta_b + \eta_r) \right) \sin^2 \psi \sin 2\phi \quad (2.15)$$

$$\eta_V = \frac{\eta_0}{2} (\eta_r - \eta_b) \cos \psi \quad (2.16)$$

$$\rho_Q = \frac{\eta_0}{2} \left(\rho_p - \frac{1}{2} (\rho_b + \rho_r) \right) \sin^2 \psi \cos 2\phi \quad (2.17)$$

$$\rho_U = \frac{\eta_0}{2} \left(\rho_p - \frac{1}{2} (\rho_b + \rho_r) \right) \sin^2 \psi \sin 2\phi \quad (2.18)$$

$$\rho_V = \frac{\eta_0}{2} (\rho_r - \rho_b) \cos \psi, \quad (2.19)$$

而 η_0 为连续吸收系数在谱线处与参考波长处的比值. ψ 和 ϕ 则用于描述磁场方向, 如图 2.2 所示.

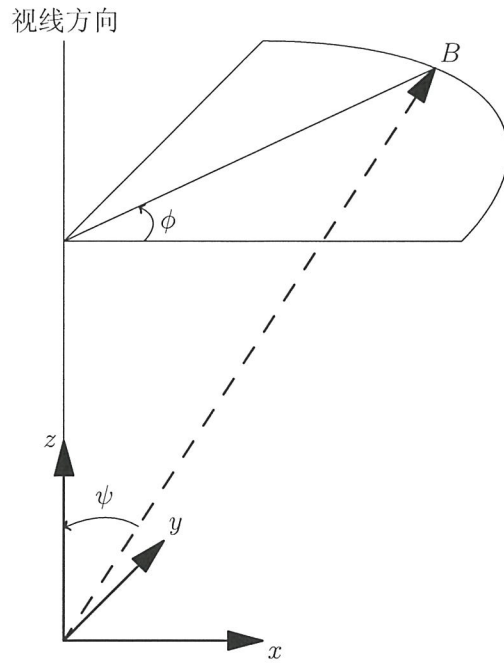


图 2.2: 描述磁场矢量的角参数

对于吸收系数 $\eta_p, \eta_b, \eta_r, \rho_p, \rho_b, \rho_r$ 的计算, 可采用公式

$$\eta_p = C \sum_M S_M^{(2)} H(a, \nu + \nu_D - \nu_M^2) \quad (2.20)$$

$$\eta_b = C \sum_M S_M^{(1)} H(a, \nu + \nu_D - \nu_M^1) \quad (2.21)$$

$$\eta_r = C \sum_M S_M^{(3)} H(a, \nu + \nu_D - \nu_M^3) \quad (2.22)$$

$$\rho_p = C \sum_M S_M^{(2)} F(a, \nu + \nu_D - \nu_M^2) \quad (2.23)$$

$$\rho_b = C \sum_M S_M^{(1)} F(a, \nu + \nu_D - \nu_M^1) \quad (2.24)$$

$$\rho_r = C \sum_M S_M^{(3)} F(a, \nu + \nu_D - \nu_M^3). \quad (2.25)$$

	$\Delta J = -1$	$\Delta J = 0$	$\Delta J = 1$
$S_M^{(1)}$	$(J - M)(J - M - 1)$	$(J - M)(J + M + 1)$	$(J + M + 1)(J + M + 2)$
$S_M^{(2)}$	$J^2 - M^2$	M^2	$(J + 1)^2 - M^2$
$S_M^{(3)}$	$(J + M)(J + M - 1)$	$(J + M)(J - M + 1)$	$(J - M + 1)(J - M + 2)$

表 2.1: $S_M^{(i)}$ 的计算公式

其中, M 为磁量子数, H 与 F 分别为 Voigt 和 Faraday 函数, 即

$$H(a, \nu) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2}}{(\nu - y)^2 + a^2} dy \quad (2.26)$$

$$F(a, \nu) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2} (\nu - y)}{(\nu - y)^2 + a^2} dy \quad (2.27)$$

而

$$\nu = \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda_D} \quad (2.28)$$

为观测波长位置 λ 距谱线线心 λ_0 的距离除以 Doppler 宽度.

$$\mu_D = \frac{v_{loc} \lambda_0}{c \Delta \lambda_D} \quad (2.29)$$

为由宏观视向速度造成的 Stokes 轮廓整体 Doppler 位移.

最后, 强度因子 $S_M^{(i)}$ 及 Zeeman 分裂距离 $\nu_M^{(i)}$ 可按下表及

$$\nu_M^{(i)} = \frac{e \lambda_0^2 B}{4 \pi m c^2 \Delta \lambda_D} (g_l M_l - g_u M_u) \quad (2.30)$$

取值. 其中, B 为磁场强度. J 为原子低能级的合成量子数. M_l 和 M_u 分别为原子低能级和高能级的磁量子数. g_l 和 g_u 分别为低能级和高能级的 Landi 因子.

2.2 轮廓合成算法

2.2.1 基于 Milne-Eddington 大气模型的算法

首先, 考虑最简单的 Milne-Eddington 大气模型, 即假设 Planck 函数随光深呈线性变化, 即

$$B_T = S_0 + S_1 \tau_c \quad (2.31)$$

且所有吸收系数沿光深为常数. 此时, 辐射转移方程存在如下解析解:

$$I = S_0 + \frac{\eta_I}{\Delta} S_1 [\eta_I^2 + \rho_Q^2 + \rho_U^2 + \rho_V^2] \quad (2.32)$$

$$Q = -\frac{S_1}{\Delta} [\eta_Q \eta_I^2 + \eta_I (\eta_V \rho_U - \eta_U \rho_V) + \rho_Q \Pi] \quad (2.33)$$

$$U = -\frac{S_1}{\Delta} [\eta_U \eta_I^2 + \eta_I (\eta_Q \rho_V - \eta_V \rho_Q) + \rho_U \Pi] \quad (2.34)$$

$$V = -\frac{S_1}{\Delta} [\eta_V \eta_I^2 + \eta_I (\eta_U \rho_Q - \eta_Q \rho_U) + \rho_V \Pi]. \quad (2.35)$$

其中,

$$\begin{aligned} \Delta &= \eta_I^2 (\eta_I^2 - \eta_Q^2 - \eta_U^2 - \eta_V^2 + \rho_Q^2 + \rho_U^2 + \rho_V^2) - \Pi^2 \\ \Pi &= \eta_Q \rho_Q + \eta_U \rho_U + \eta_V \rho_V \end{aligned}$$

于是, 根据第 2.1 的叙述, 只要输入如下 9 个未知物理量. 则可根据(2.32)得到人工合成的 Stokes 轮廓.

1. 磁场强度 B ;
2. Doppler 宽度 $\Delta\lambda_D$;
3. 辐射阻尼参数 a ;
4. 宏观视向速度分量 v_{loc} ;
5. 矢量磁场与视向 (z 轴) 的夹角 ψ ;
6. 矢量磁场在 x - y 平面的投影与 x 轴的夹角 ϕ .
7. 吸收系数比 η_0 .
8. Planck 函数中的 0 阶分量 S_0 .
9. Planck 函数中的 1 阶分量 S_1 .

2.2.2 基于分层数值大气模型的算法

进一步, 如果给定了密度, 温度等按光深方向分层的数值大气模型参数, 则第 2.2.1 小节中的部分输入参量不需要直接输入, 而是需要通过分层数值大气模型计算得到. 如此可以得到理论上更符合物理的合成轮廓. 附录 A 中给出了来自 [13] 的太阳大气模型参数. 本小节的内容主要参考 [25].

由于去掉了 Milne-Eddington 大气模型的假设, 吸收系数沿光深不再为常数, Planck 函数也不再遵守简单的线性表达式 (2.31). 因此, 需要针对不同光深计算不同的吸收系数和 Planck 函数值, 再代入 (2.12) 并利用数值方法得到辐射转移方程的解.

首先考虑第 2.2.1 小节中所述的相关未知物理量的计算.

关于 Planck 函数 B_T 的计算, 可以看作是温度 T 的函数, 即

$$B_T = c_2 \lambda_0^{-5} \left(e^{\frac{c_1}{\lambda_0 T}} - 1 \right)^{-1} \quad (2.36)$$

其中, c_1, c_2 分别为第一和第二辐射常数. 而 T 则由大气模型参数给出.

对于 Doppler 宽度 $\Delta\lambda_D$, 考虑公式

$$\Delta\lambda_D = \lambda_0 \frac{\sqrt{\xi^2 + \frac{2kT}{M_a}}}{c} \quad (2.37)$$

其中, λ_0 为谱线线心波长, c 为真空中光速, k 为 Boltzmann 常数. M_a 为吸收原子的质量, ξ 为微观湍动速度, T 为温度. 后两者均由分层大气模型参数提供.

对于辐射阻尼参数 a , 考虑公式

$$a = \frac{\Gamma \lambda_0^2}{4\pi c \Delta\lambda_D} \quad (2.38)$$

或代入数值后得到

$$a = 2.6544 \times 10^{-20} \frac{\Gamma \lambda_0^2}{\Delta\lambda_D} \quad (2.39)$$

其中, Γ 为只与大气原子成份相关的阻尼常数. 其进一步的计算包括三个部分.

1. 自然阻尼

$$\Gamma_n = 2.22 \times 10^{15} \frac{1}{\lambda_0^2} \quad (2.40)$$

2. Van der Waals 加宽 ([57])

$$\Gamma_6 = 17C_6^{\frac{2}{5}} \frac{p_H}{kT} \sum_{H, He, H_2} \left(\frac{\epsilon_i}{\epsilon_H} \right)^{\frac{2}{5}} V_i^{\frac{3}{5}} \left(\frac{p_i}{p_H} \right) \quad (2.41)$$

其中,

$$V_i = \left[\frac{8kT}{\pi m_H} \left(\frac{1}{W_i} + \frac{1}{W} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.42)$$

ϵ_i , p_i , W_i ($i = H, He, H_2$) 分别为极化率, 压力和相应原子的重量. m_H 为氢原子质量, W 是进行跃迁的吸收原子的重量, C_6 为只与特定谱线相关的原子常数. 将相关常数的数值代入, 并忽略 $\frac{1}{W}$ 和 V_i , 可得:

$$\Gamma_6 = 9.92 \times 10^{16} C_6^{0.4} \vartheta^{0.7} (p_H + .4125p_{He} + .86p_{H_2}) \quad (2.43)$$

其中,

$$\vartheta = \frac{5040}{T} \quad (2.44)$$

3. 二次 Stark 加宽

$$\Gamma_4 = C_4 p_E \vartheta^{1.5} \quad (2.45)$$

其中, C_4 的值可以参考 [19] 和 [12].

综合上述三项, 可以得到

$$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_6 + \Gamma_4. \quad (2.46)$$

结合 (2.38) 和 (2.46), 最终可得到辐射阻尼参数 a .

关于 η_0 , 即谱线线心位置的吸收系数与参考波长位置的连续吸收系数的比值, 可定义为

$$\eta_0 = \frac{\pi e^2 g f \lambda_0^2 N^*}{m c^2 \sqrt{\pi} \Delta \lambda_D k_{\lambda_m}^c} \left(1 - e^{-\frac{c_1}{\lambda_0 T}} \right) \quad (2.47)$$

其中, g 为跃迁原子在低能级的简并度. f 为跃迁的振子强度. N^* 为低能级原子的数密度. e , m 分别为电子的电量与质量. 而 $k_{\lambda_m}^c$ 为参考波长 (5000Å) 处的连续吸收系数, 其计算需要模拟各种位于不同离子态的氢原子的发射过程, 实际主要需考虑如下几种辐射过程.

1. H^- 的 bound-free 辐射 ([18])

$$k_1 = .4158 \times 10^{-26} K \nu^{2.5} e^{1.739\nu} \left(1 - e^{28545 \frac{\nu}{\lambda}}\right) p_E \quad (2.48)$$

其中, p_E 为电子压力, λ 为参考波长, 取 Å 为单位. K 是与参考波长相关的参数, 具体地,

$$K = \begin{cases} 0 & \lambda > 16419 \\ .269818\Lambda + .22019\Lambda^2 & 14200 < \lambda \\ -.0411288\Lambda^3 + .00273236\Lambda^4 & < 16419 \\ .00680133 & \\ +.178708 \times 10^{-3}\lambda & \\ +.164790 \times 10^{-6}\lambda^2 & \\ -.0204842 \times 10^{-9}\lambda^3 & \\ +5.95244 \times 10^{-16}\lambda^4 & \lambda < 14200 \end{cases} \quad (2.49)$$

其中,

$$\Lambda = \frac{16419 - \lambda}{1000} \quad (2.50)$$

2. H^- 的 free-free 辐射 ([18])

$$\begin{aligned} k_2 = & 10^{-26} p_E [(.0053666 - 3.2062 \times 10^{-6}\lambda \\ & - .40192 \times 10^{-9}\lambda^2) \\ & + (-.011493 + 11.924 \times 10^{-6}\lambda + 7.0355 \times 10^{-9}\lambda^2) \nu \\ & + (.027039 - 5.9390 \times 10^{-6}\lambda - .34592 \times 10^{-9}\lambda^2) \nu^2] \end{aligned} \quad (2.51)$$

3. 中性氢原子

$$k_3 = \frac{64\pi^4 m e^{10}}{3\sqrt{3}c^4 h^6} \lambda^3 \left[\sum_{n=n_0}^{\infty} g(\lambda, n) \frac{f_n}{n^5} \right] \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}\right) \quad (2.52)$$

其中, $g(\lambda, n)$ 为 Gaunt 因子, f_n 为位于 n 级的氢原子分数, n_0 为能够被光电离的最低能级.

4. 氢原子的 Rayleigh 散射 ([14])

$$k_4 = 5.799 \times 10^{-13} \lambda^{-4} + 1.422 \times 10^{-6} \lambda^{-2} + 2.784 \lambda^{-8} \quad (2.53)$$

5. 氢分子 H_2 的 Rayleigh 散射 ([15])

$$k_5 = (8.14 \times 10^{-13} \lambda^{-4} + 1.28 \times 10^{-6} \lambda^{-6} + 1.61 \lambda^{-8}) \frac{p_{H_2}}{p_H} \quad (2.54)$$

其中 p_{H_2} 和 p_H 分别为氢分子和氢原子的压力.

6. 自由电子的 Thompson 散射

$$k_6 = .6652 \times 10^{-24} \frac{p_E}{p_H} \quad (2.55)$$

将上述各项相加, 便得到连续吸收系数的公式

$$k_\lambda^c = k_1 + k_2 + k_3 + k_4 + k_5 + k_6 \quad (2.56)$$

需要注意的是, 此处的 Rayleigh 和 Thompson 散射是作为吸收过程而非发射过程处理的, 这是其重要性远不如前几类过程的缘故.

最后, 将 (2.36), (2.38), (2.47) 代入第 2.1.2 小节的相应公式中, 便可得到分层的吸收系数 $\eta_i, \rho_i, i = b, p, r$. 基于这些系数, 可以利用数值求解常微分方程组的方法来得到最后的 I, Q, U, V . 例如可以采用四阶 Runge-Kutta 格式, 或者在对精度要求不高的前提下采用一阶 Euler 格式.

另外, 在数值求解之前, 还需要实现确定计算的初始光深, 结束光深, 和初始条件, 即初始光深处的 I, Q, U, V 值. 其中, 初始和结束光深的设定只能依赖于经验, 而在给定初始光深的前提下, 可以假定在初始光深内部的太阳大气满足 Milne-Eddington 假设. 从而按照第 2.2.1 小节中的方法给出解析解(2.32), 并将该解作为初始条件.

2.3 Voigt 和 Faraday 函数的计算

关于 Voigt 和 Faraday 函数的计算, 可以参考 [37] 中的经典算法, 也可以采用积分变换结合数值积分的方法. 此处将重点介绍 Borrero 等 ([10]) 给出的基于 Taylor 展开的方法及作者所做的改进. 该方法虽然不如经典方法精确, 但比

经典方法快很多. 该方法利用了 Voigt 和 Faraday 函数对 a, u 的导数均可写成解析形式的性质. 具体而言有 ([56]),

$$\begin{aligned}\frac{\partial H(a, \nu)}{\partial a} &= -\frac{\partial F(a, \nu)}{\partial \nu} \\ &= -\frac{2}{\sqrt{\pi}} + 2aH(a, \nu) + 2\nu F(a, \nu) \\ &:= \alpha\end{aligned}\tag{2.57}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial H(a, \nu)}{\partial \nu} &= \frac{\partial F(a, \nu)}{\partial a} \\ &= 2aF(a, \nu) - 2\nu H(a, \nu) \\ &:= \beta\end{aligned}\tag{2.58}$$

及进一步的

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 H(a, \nu)}{\partial a^2} &= -\frac{\partial^2 H(a, \nu)}{\partial \nu^2} = -\frac{\partial^2 F(a, \nu)}{\partial a \partial \nu} \\ &= 2H(a, \nu) + 2a\alpha + 2\nu\beta,\end{aligned}\tag{2.59}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 F(a, \nu)}{\partial a^2} &= -\frac{\partial^2 F(a, \nu)}{\partial \nu^2} = \frac{\partial^2 H(a, \nu)}{\partial a \partial \nu} \\ &= 2F(a, \nu) + 2a\beta - 2\nu\alpha.\end{aligned}\tag{2.60}$$

基于上述理论, 可以先分别针对 H, F 在某些离散的 (a, ν) 处各计算一张表格, 再利用

$$\begin{aligned}H(a + \Delta a, \nu + \Delta \nu) &\simeq H(a, \nu) + \alpha\Delta a + \beta\Delta \nu \\ &\quad + [H(a, \nu) + a\alpha + \nu\beta] (\Delta a^2 - \Delta \nu^2) \\ &\quad + 2[F(a, \nu) + a\beta - \nu\alpha] \Delta a \Delta \nu,\end{aligned}\tag{2.61}$$

$$\begin{aligned}F(a + \Delta a, \nu + \Delta \nu) &\simeq F(a, \nu) + \beta\Delta a - \alpha\Delta \nu \\ &\quad + [F(a, \nu) + a\beta - \nu\alpha] (\Delta a^2 - \Delta \nu^2) \\ &\quad - 2[H(a, \nu) + a\alpha + \nu\beta] \Delta a \Delta \nu.\end{aligned}\tag{2.62}$$

或更简单的

$$H(a + \Delta a, \nu + \Delta \nu) \simeq H(a, \nu) + \alpha\Delta a + \beta\Delta \nu\tag{2.63}$$

$$F(a + \Delta a, \nu + \Delta \nu) \simeq F(a, \nu) + \beta\Delta a - \alpha\Delta \nu\tag{2.64}$$

插值得到连续区域内的 H, F 函数值.

进一步, 考虑到上述插值得到的函数光滑性不好, 作者利用三次样条函数, 可以在每个网格上实现 C^1 连续. 即考虑在网格 $(a_i, a_{i+1}) \times (\nu_j, \nu_{j+1})$ 上定义的双三次多项式, 使得该多项式在四个角点的函数值及导数值符合 (2.57) 和 (2.58). 具体地, 设 $v_{i,j}$ 为 H 或 F 在网格点 (a_i, ν_j) 上的值. $v_{i,j}^x$ 为 (2.57) 和 (2.58) 中所定义的 H 或 F 对 x (可取 a 或 ν) 的偏导数在网格点 (a_i, ν_j) 上的值. 若进一步设

$$A = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -3 & 2 \\ 0 & 0 & 3 & -2 \\ 0 & 1 & -2 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.65)$$

$$\xi_1 = \frac{a - a_i}{a_{i+1} - a_i} \quad (2.66)$$

$$\xi_2 = \frac{\nu - \nu_i}{\nu_{i+1} - \nu_i} \quad (2.67)$$

则可得插值多项式为

$$p(x) = \begin{bmatrix} v_{i,j}, v_{i+1,j}, v_{i,j}^a, v_{i+1,j}^a \end{bmatrix} \cdot A \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ \xi_1 \\ \xi_1^2 \\ \xi_1^3 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} v_{i,j}, v_{i,j+1}, v_{i,j}^\nu, v_{i,j+1}^\nu \end{bmatrix} \cdot A \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ \xi_2 \\ \xi_2^2 \\ \xi_2^3 \end{bmatrix} \quad (2.68)$$

第三章 多通道太阳磁场望远镜的定标计算

多通道太阳磁场望远镜是中科院国家天文台怀柔太阳观测基地于上世纪 80 年代建成的旨在同时观测多层太阳大气的仪器. 它采用双折射滤光器和 KD*P 电光晶体, 利用多通道技术, 通过观测三条不同谱线处的 Stokes 参量场图获得三个不同高度的矢量磁图, 三条谱线的详细信息可参见表 3.1. 作者对之前针对该仪器的定标方案进行了改进, 本章将重点介绍该项工作.

3.1 定标方案

3.1.1 轮廓合成算法

为实现该仪器的定标, 作者采用了第 2.2.2 小节的算法实现 Stokes 轮廓的人工合成. 并对其做了如下进一步的简化.

- 由于本文采用的大气模型中未给出氢分子的数密度 (或压强), 因此在计算连续吸收系数时, 忽略氢分子的 Rayleigh 散射效应.
- 在计算辐射阻尼参数时, 忽略二次 Stark 加宽效应.
- 受大气模型分辨率的限制, 采用 1 阶精度格式计算已经足够. 4 阶格式与 1 阶格式相比, 计算结果的相对误差为 1×10^{-4} 数量级, 而计算时间为 1 阶格式的 4 - 5 倍. 因此, 考虑到这一误差对仪器测量而言可以忽略, 本文采用最简单的 1 阶精度向前 Euler 格式.

另外, 在上述计算模型中, 只有在计算辐射阻尼系数时涉及一个可以自由调整的人工参数 Z^* , 其余参数均需通过原子物理的数据库或太阳大气模型给出. 本文所采用的大气模型数据可参见附录 A. 金属原子在太阳上的丰度则统一使用 [30] 中的数据. 然而, 实际计算后发现, 仅调整 Z^* 无法使计算得到的谱线轮廓与实际观测吻合. 因此, 在保证尽量接近理论模型的基础上, 本文采取了进一步调整振子强度 f 的方案. 该方案可以看作是理论模型 ([25], [1], [48]) 和经验模型 ([59], [60]) 的折中.

原子	波长			低能级				高能级			
	中心	左端	右端	L	S	J	Landi 因子	L'	S'	J'	Landi 因子
Mg I	5172.684	5170	5175	1	1	1	1.5	0	1	1	2
Fe I	5247.049	5246.9	5247.2	2	2	2	1.5	2	3	3	1.75
Fe I	5250.208	5250.08	5250.32	2	2	0		2	3	1	3

表 3.1: 谱线数据 ([35])

波长(\AA)	Z^*	f
5172.684	250	2.35e-3
5247.049	30	2.16e-6
5250.208	40	1.15e-5

表 3.2: 调整后的辐射阻尼常数 Z^* 和振子强度 f .

3.1.2 人工参数的确定

为了使本文所采用的计算模型更符合实际, 对于无磁场情形, 采用 [3] 的观测轮廓进行对比, 从而进一步调整模型中的参数, 使计算结果尽量和观测结果吻合. 在本文使用的模型中, 可以调整的参数有

- 在计算辐射阻尼的 Van der Waals 加宽时, 内含的待定系数 Z^* ([61], [1]).
- 谱线所对应的振子强度 f .

图 3.1 表明了三条谱线计算轮廓与观测轮廓的吻合情况. 其中, 对应 Mg 原子的谱线可能受到其他谱线的干扰, 而本文的计算对此未加以考虑. 表 3.2 列出了经过调整后的 Z^* 和 f 值.

3.1.3 固定磁场时 Stokes 参量随波长的变化

为了验证计算程序, 本小节给出固定磁场时 Stokes 参量随波长的变化, 即通常所说的 Stokes 参量轮廓. 首先考虑纵场情形, 即磁场方向与视线方向平行, 此时有 $U = Q = 0$. 图 3.2 给出了纵向磁场强度为 1000G 时 V/I 随波长 λ 的变化关系. 其次考虑横场情形, 即磁场方向与视线方向垂直. 沿用 [25] 中的记号, 对以下两种情形进行计算:

- $\psi = 0, \phi = 0$, 此时 $U = V = 0$;

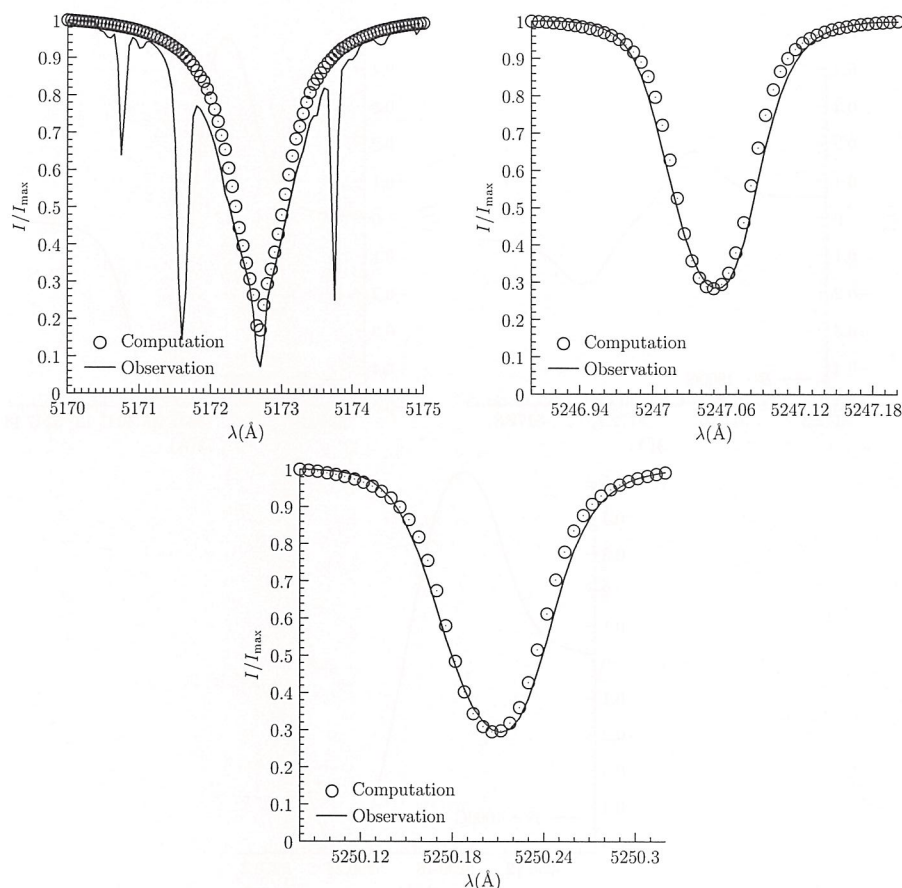


图 3.1: 无磁场情形谱线的计算轮廓与观测轮廓的对比.

- $\psi = 0, \phi = \frac{\pi}{4}$, 此时 $Q = V = 0$.

计算结果如图 3.3 和图 3.4, 磁场强度为 1000G.

3.1.4 交叉串扰分析

理论表明 ([58]), 如果忽略 Faraday 效应, 在磁场较弱的假定下, $\frac{Q}{I}$ 应近似和纵向磁场成正比, 而与横向磁场无关. 而在 ϕ 一定的情况下, $\frac{V}{I}, \frac{Q}{I}$ 应近似和横向磁场的平方成正比, 而与纵向磁场无关. 本文使用的计算模型并不满足上述近似条件, 因此还需对上述理论结果进行数值验证.

在本节的计算中, 对于 $\phi = 0$ 的情形, 给一恒定的纵向 (横向) 磁场, 而让横向 (纵向) 磁场变动, 进而得到 $\frac{V}{I}$ ($\frac{Q}{I}$) 随横向 (纵向) 磁场的变化关系. 对不同的

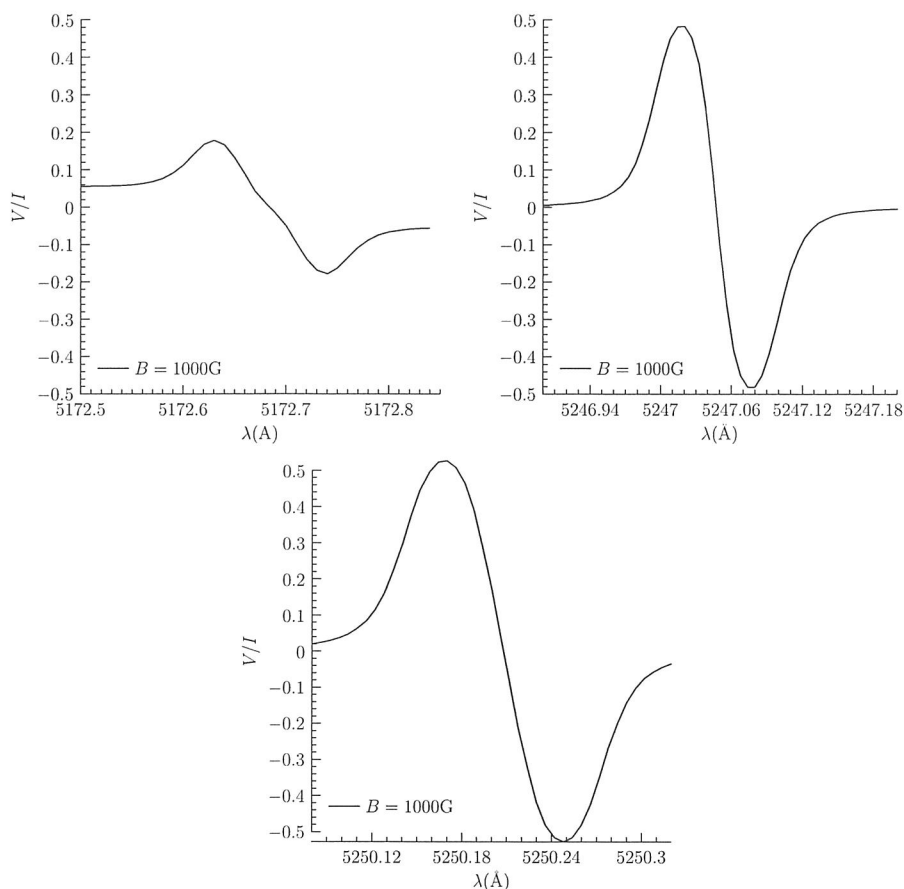


图 3.2: 纵向磁场强度为 1000G 时 V/I 随波长 λ 的变化关系.

波长进行计算, 找到上述影响较小的波长点.

首先考虑横向磁场的变化对 $\frac{V}{I}$ 的影响. 表 3.3 给出了分别针对三条谱线, 通过上述计算得到的 $\frac{V}{I}$ 的相对变化率随波长的变化. 此时纵场固定为 2000G, 横场在 [0G, 1000G] 内变化. 从表中可以看出, 对于 5173 谱线, 横向磁场对 $\frac{V}{I}$ 的影响很小, 对于仪器测量而言可以忽略. 对于 5247 谱线, 5246.98 至 5246.99 波长段的变化率可以忽略. 而对于 5250 谱线, 只有 5250.116 至 5250.126 波长段的变化率可以忽略. 图 3.5 给出了谱线 5247 和 5250 在 $\frac{V}{I}$ 变化最小时 $\frac{V}{I}$ 随横向磁场的变化关系.

其次考虑纵向磁场的变化对 $\frac{Q}{I}$ 的影响. 此时, 固定横场为 1000G, $\phi = 0$, 让纵场在 [200G, 2000G] 内变化, 表 3.4 给出了分别对应三条谱线的 $\frac{Q}{I}$ 的相对变

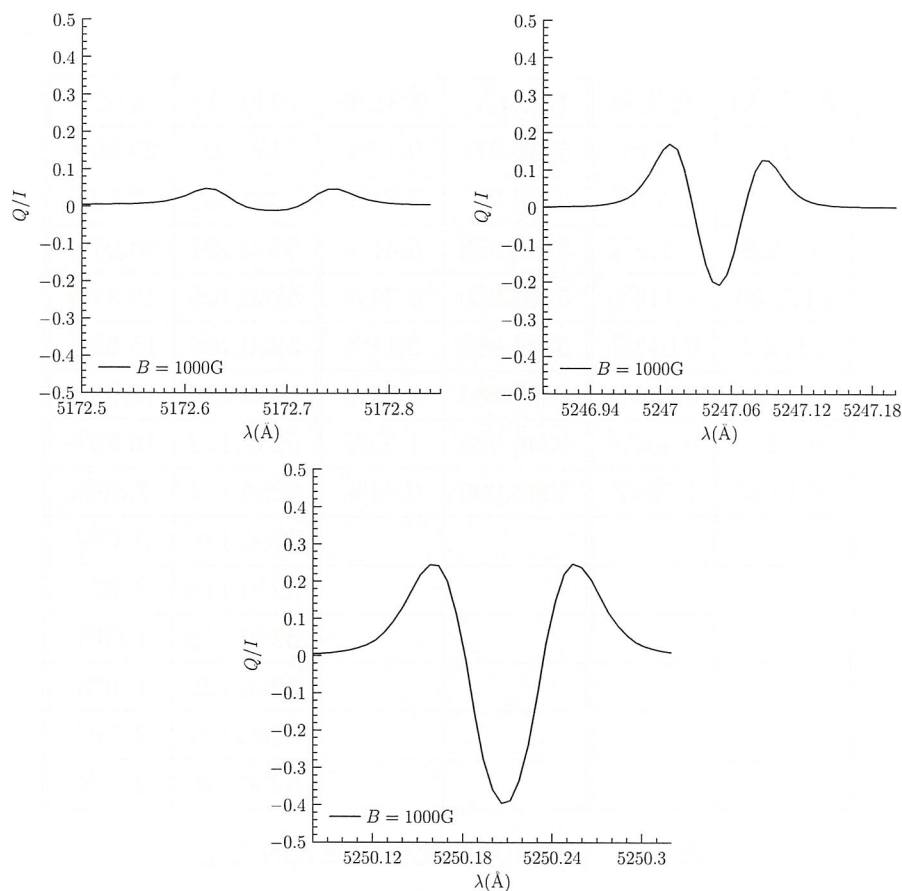


图 3.3: 横向磁场强度为 1000G, $\phi = 0$ 时 Q/I 随波长 λ 的变化关系.

化率. 计算表明, 无论波长如何选取, 纵向磁场对 $\frac{Q}{I}$ 的影响均不能忽略, 因此, 无法在仅考虑 $\frac{Q}{I}$ 和 $\frac{U}{I}$, 而不考虑 $\frac{V}{I}$ 的情形下对横向磁场进行定标.

3.1.5 滤光器透过带轮廓

为了更加精确的对磁场进行测量, 必须考虑仪器所使用的双折射滤光器的透过轮廓. 利用 [62] 中的方法, 可以分别得到三台滤光器的透过带函数为

$$T_i(\lambda, \lambda_0) = \prod_{j=1}^9 \cos^2 \left(m_{i,j} \frac{\lambda_0}{\lambda} \right), \quad (3.1)$$

其中, $i \in \{5173, 5247, 5250\}$ 代表不同的滤光器, λ_0 为滤光器透过中心处的波长, $m_{i,j}$ 的取值参见表 3.5. 图 3.6 展示了三台滤光器的透过带轮廓. 从图中可

波长(Å)	变化率	波长(Å)	变化率	波长(Å)	变化率
5172.2	0.24%	5246.974	9.19%	5250.100	25.89%
5172.25	0.239%	5246.976	7.29%	5250.102	23.52%
5172.3	0.211%	5246.978	5.47%	5250.104	20.97%
5172.35	0.114%	5246.980	3.74%	5250.106	18.31%
5172.4	0.042%	5246.982	2.11%	5250.108	15.62%
5172.45	0.142%	5246.984	0.90%	5250.110	12.95%
5172.5	0.497%	5246.986	1.05%	5250.112	10.36%
5172.55	1.798%	5246.990	3.44%	5250.114	7.89%
				5250.116	5.57%
				5250.118	3.46%
				5250.120	1.89%
				5250.122	1.46%
				5250.124	2.73%
				5250.126	2.42%

表 3.3: V_T 的相对变化率随波长的变化.

波长(Å)	变化率	波长(Å)	变化率	波长(Å)	变化率
5172.6	37.21%	5247.00	69.12%	5250.18	100%
5172.61	39.88%	5247.02	100%	5250.184	41.07%
5172.62	47.00%	5247.04	32.97%	5250.188	36.32%
5172.63	43.53%	5247.049	39.75%	5250.192	49.85%
5172.64	47.78%			5250.196	55.34%
				5250.200	57.56%
				5250.204	58.41%

表 3.4: Q_T 的相对变化率随波长的变化.

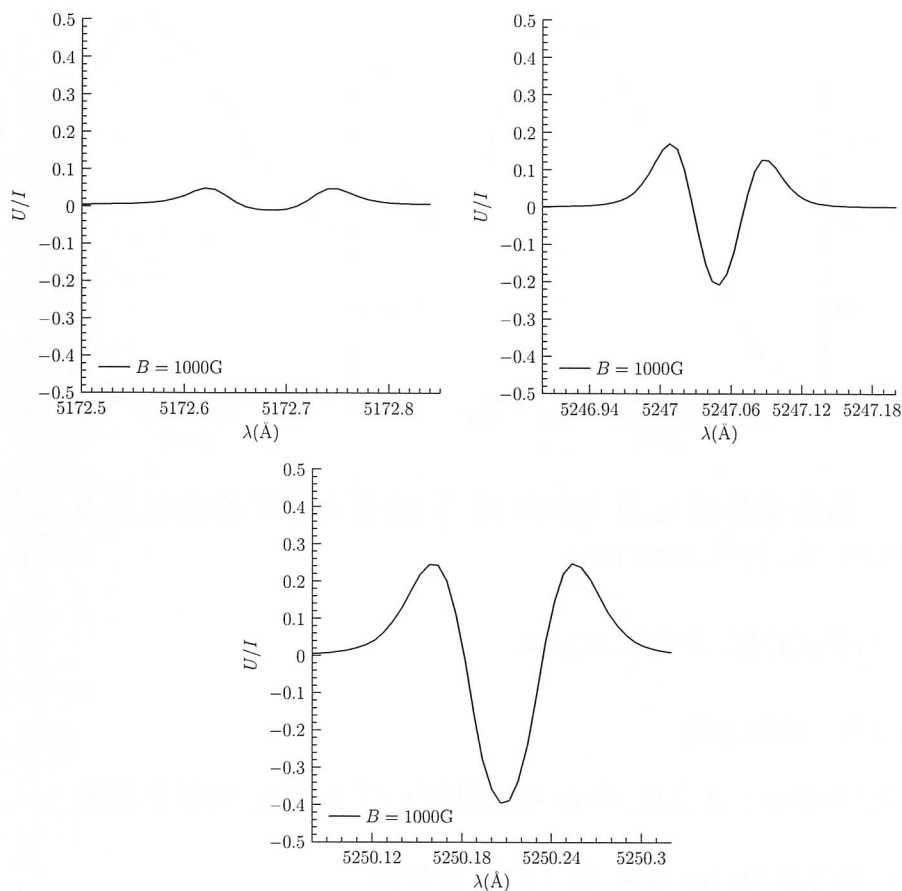


图 3.4: 横向磁场强度为 1000G, $\phi = \frac{\pi}{4}$ 时 U/I 随波长 λ 的变化关系.

可以看出, 对于 5173 谱线, 滤光器透过带宽约为谱线线宽的 1/25, 而对于 5247 和 5250 谱线, 滤光器透过带宽均与谱线线宽相当. 因此, 滤光器透过轮廓对观测到的 Stokes 参量的影响不可忽略.

为此, 在得到 I, Q, U, V 以后, 还需进一步计算对于滤光器轮廓的卷积 (参见 [49]), 即

$$S^*(\lambda) = \frac{\int_{-2\Delta\lambda}^{2\Delta\lambda} T(\lambda', \lambda_0) S(\lambda') d\lambda}{\int_{-2\Delta\lambda}^{2\Delta\lambda} T(\lambda', \lambda_0) d\lambda} \quad (3.2)$$

其中, $T(\lambda', \lambda_0)$ 为由 (3.1) 给出的滤光器透过函数, $\Delta\lambda$ 为人工指定的透过带半宽, 即近似认为 T 在 $[\lambda_0 - 2\Delta\lambda, \lambda_0 + 2\Delta\lambda]$ 以外为零. S 取 I, Q, U, V , 而 S^* 为待求的透过滤光器的 Stokes 参量. 此处统一取 $\Delta\lambda = 0.12$, 并采用四阶 Gauss

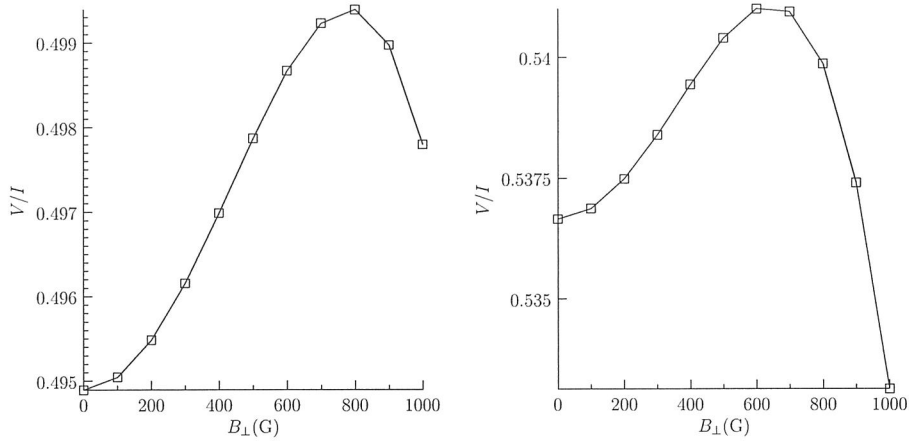


图 3.5: 纵向磁场固定为 2000G 时 $\frac{V}{I}$ 随横向磁场的变化关系, 左: 波长 5246.984 \AA , 右: 波长 5250.122 \AA .

数值积分公式计算, 步长取 $\Delta\lambda/10$.

3.1.6 定标方案

综合考虑以上几点后, 作者决定采用如下定标方案. 对每个通道,

1. 观测得到 Stokes 参量 $\frac{Q^*}{I^*}, \frac{U^*}{I^*}, \frac{V^*}{I^*}$ 的场图.
2. 在横向磁场为零的假设下, 根据 $\frac{V^*}{I^*}$ 及第 3.2.1 节的计算结果得到纵向磁场 B_{\parallel} .
3. 使用 $\sqrt{\left(\frac{Q^*}{I^*}\right)^2 + \left(\frac{U^*}{I^*}\right)^2}$ 代替第 3.2.2 节中的 $\frac{Q^*}{I^*}$, 并结合上步得到的 B_{\parallel} , 得到横向磁场 B_{\perp} .

4. 利用

$$\tan 2\phi = \frac{U^*}{Q^*} \quad (3.3)$$

得到横向磁场的偏角 ϕ .

5. 最终得到矢量磁场 $(B_{\perp} \cos \phi, B_{\perp} \sin \phi, B_{\parallel})$.

$j \backslash i$	5173	5247	5250
1	23397	23013	22997
2	11698	11506	11498
3	5849	5753	5749
4	2924	2876	2874
5	1462	1438	1437
6	731	719	719
7	365	359	359
8	183	179	179
9	91	90	90

表 3.5: 公式 (3.1) 中 $m_{i,j}$ 的取值.

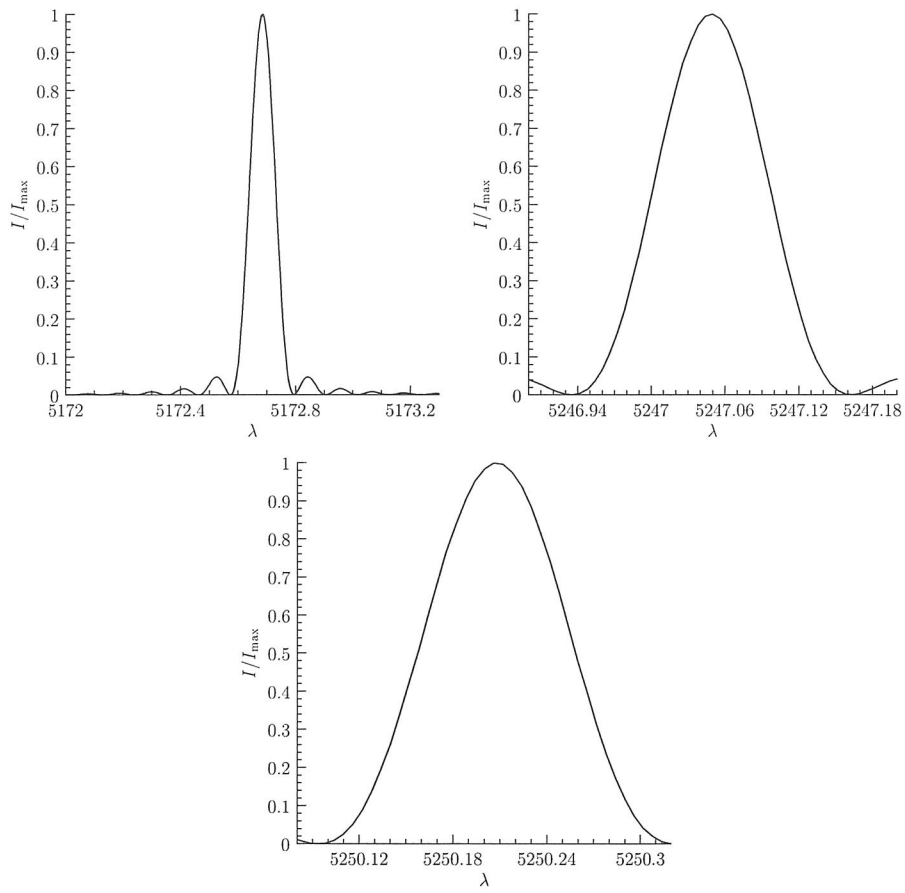


图 3.6: 三台滤光器的透过带轮廓

3.2 定标计算结果

3.2.1 纵场定标

本节对不同波长, 在横向磁场为零的前提下, 给出 Stokes 参量 V/I 随纵向磁场 B_{\parallel} 的变化关系. B_{\parallel} 将以 20G 为步长, 在 [0G, 3000G] 范围内变化. 图 3.7 - 3.9 给出了部分计算结果.

综合考虑第 3.1.3 节和第 3.1.4 节的结果, 以及仪器上滤光器透过带位置的可调整值, 作者建议对三条谱线纵场测量时选取如表 3.6 所示的波长位置.

在上述波长位置上, 针对第 3.1.5 小节给出的滤光器透过带轮廓进行卷积计算, 便得到最终的纵场定标曲线如图 3.10 - 3.12 所示. 从图中可以看出, 对于 Fe 的两条谱线, 与滤光器透过轮廓的卷积使 V/I 对纵向磁场的敏感性显著降低, 这是由于针对此两条谱线的滤光器透过带宽与谱线的线宽相当造成的.

3.2.2 横场定标

本小节针对三条谱线的特定波长, 及 $\phi = 0$ 的情形, 计算 Stokes 参量 Q/I 随横向磁场 B_{\perp} 和纵向磁场 B_{\parallel} 的变化. 纵向磁场以 20G 为步长, 取值于 [0G, 3000G], 横向磁场以 100G 为步长, 在 [100G, 2000G] 范围内变化, 每条谱线共需 $151 \times 20 = 3020$ 次计算. 首先, 按照通用的原则选取线心进行计算, 计算结果如图 3.13 - 3.15 所示.

然而, 当加入与滤光器轮廓的卷积后, 计算结果变为图 3.16 - 3.18. 显然, 图中的曲线所对应的 Q/I^* 随 B_{\perp} 的敏感性很差, 且在磁场不大时已经非单调, 因此不适于做为定标. 为此, 在综合考虑各方面因素后, 作者建议在表 3.7 给出的波长位置进行横场测量.

线心波长(Å)	观测波长(Å)	观测波长偏离线心(Å)
5172.684	5172.539	-0.145
5247.049	5246.989	-0.06
5250.208	5250.128	-0.08

表 3.6: 纵场观测时的波长选取

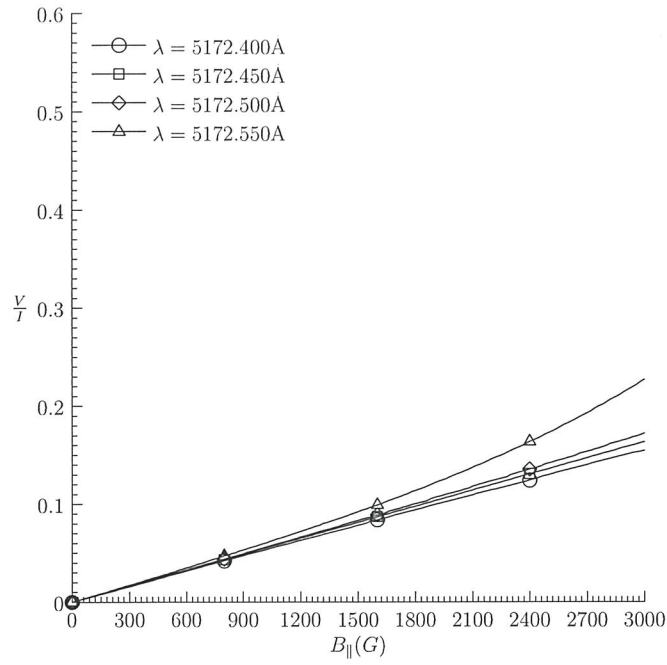


图 3.7: 波长 5173Å 附近 $\frac{V}{I}$ 与纵向磁场的关系.

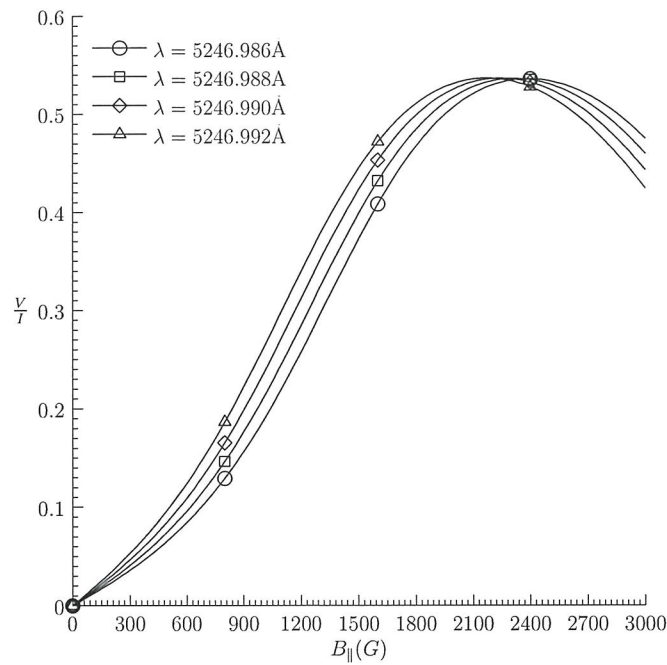


图 3.8: 波长 5247Å 附近 $\frac{V}{I}$ 与纵向磁场的关系.

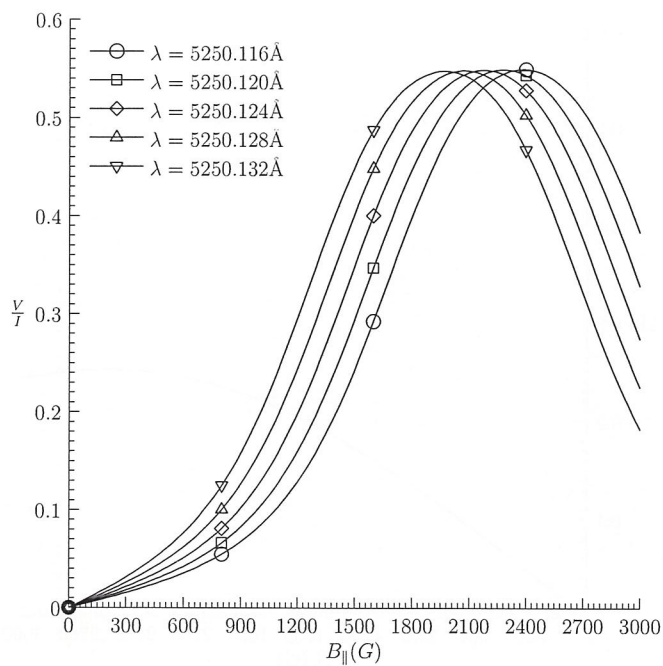


图 3.9: 波长 5250Å 附近 $\frac{V}{T}$ 与纵向磁场的关系.

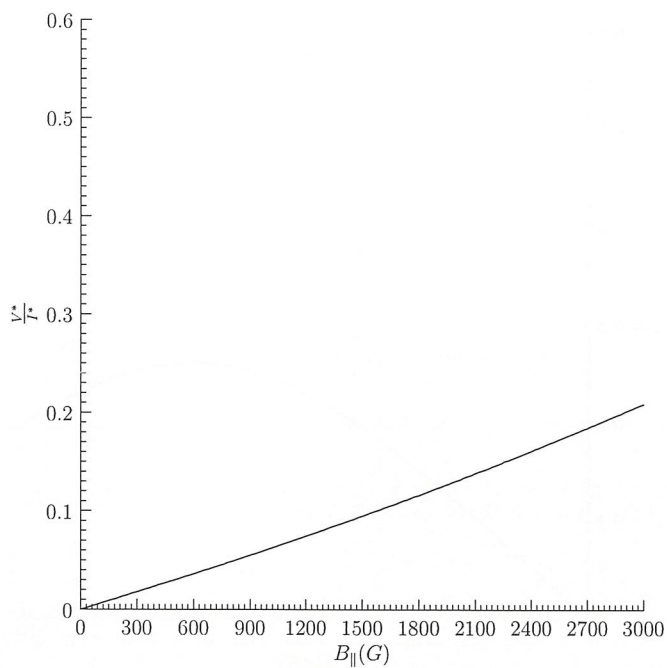


图 3.10: 波长 5172.539Å 处 $\frac{V^*}{T^*}$ 与纵向磁场的关系.

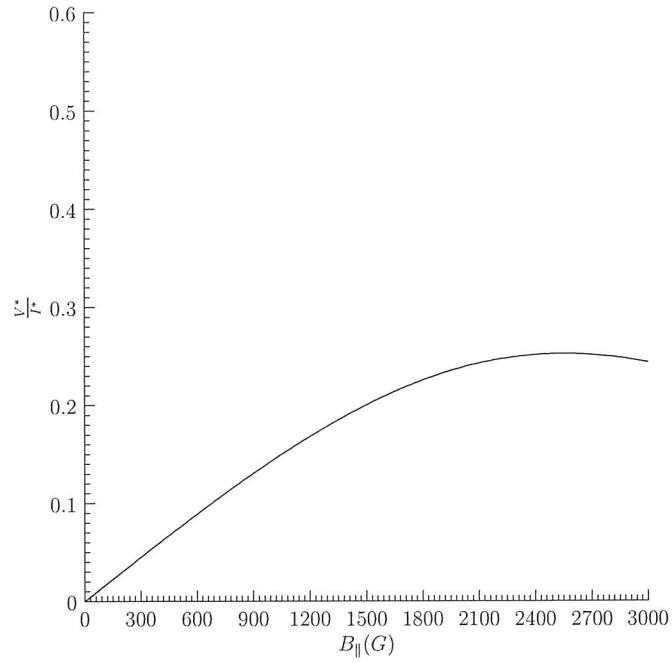


图 3.11: 波长 5246.989Å 处 $\frac{V^*}{I^*}$ 与纵向磁场的关系.

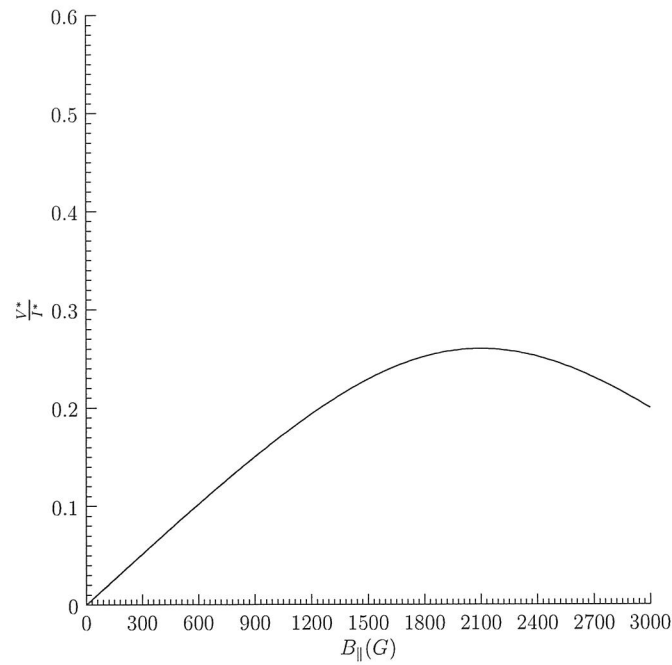


图 3.12: 波长 5250.128Å 处 $\frac{V^*}{I^*}$ 与纵向磁场的关系.

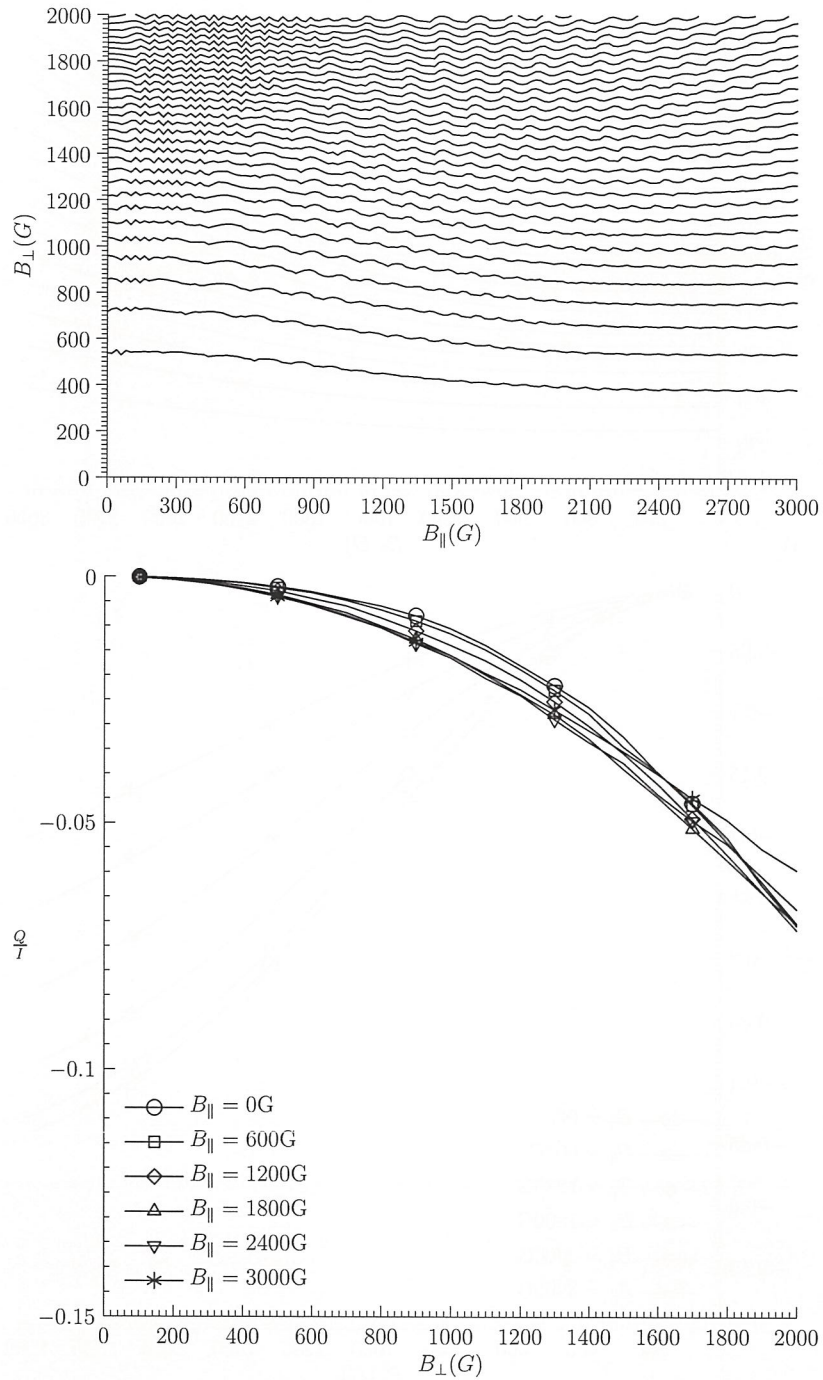


图 3.13: 波长 5172.684\AA 处 $\frac{Q}{I}$ 的取值, 上: $\frac{Q}{I}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等值线图, 下: $\frac{Q}{I}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系.

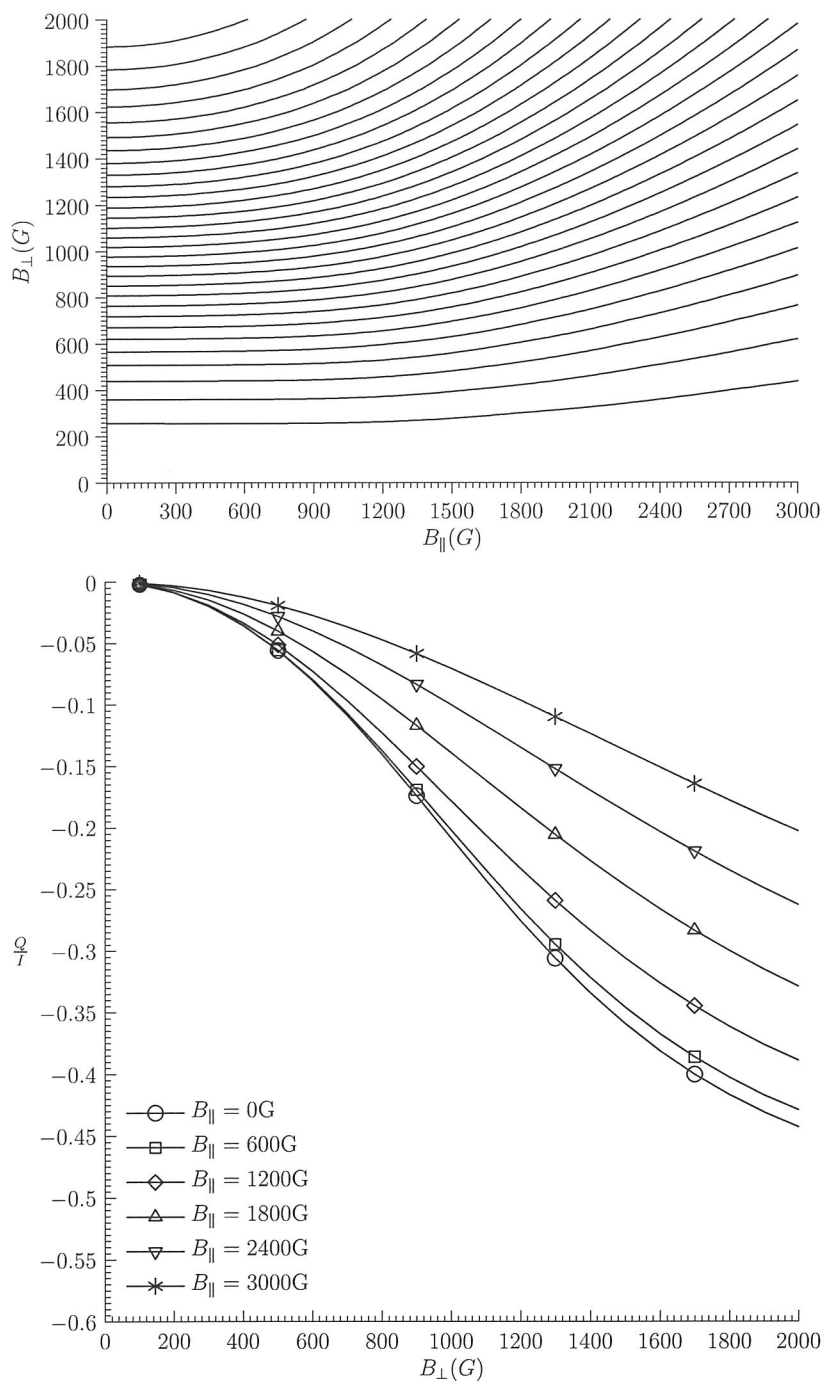


图 3.14: 波长 5247.049\AA 处 $\frac{Q}{I}$ 的取值, 上: $\frac{Q}{I}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等值线图, 下: $\frac{Q}{I}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系.

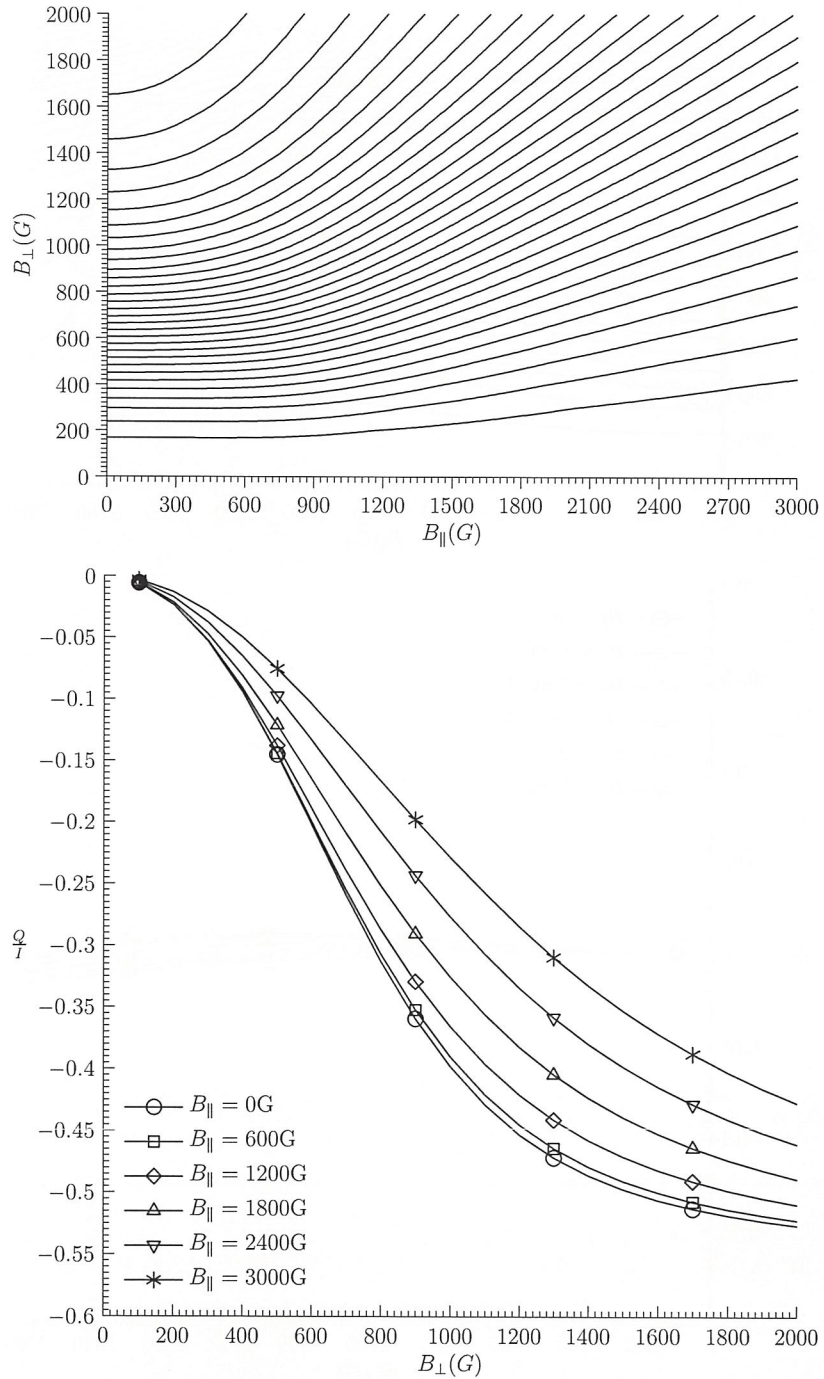


图 3.15: 波长 5250.208\AA 处 $\frac{Q}{I}$ 的取值, 上: $\frac{Q}{I}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等值线图, 下: $\frac{Q}{I}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系.

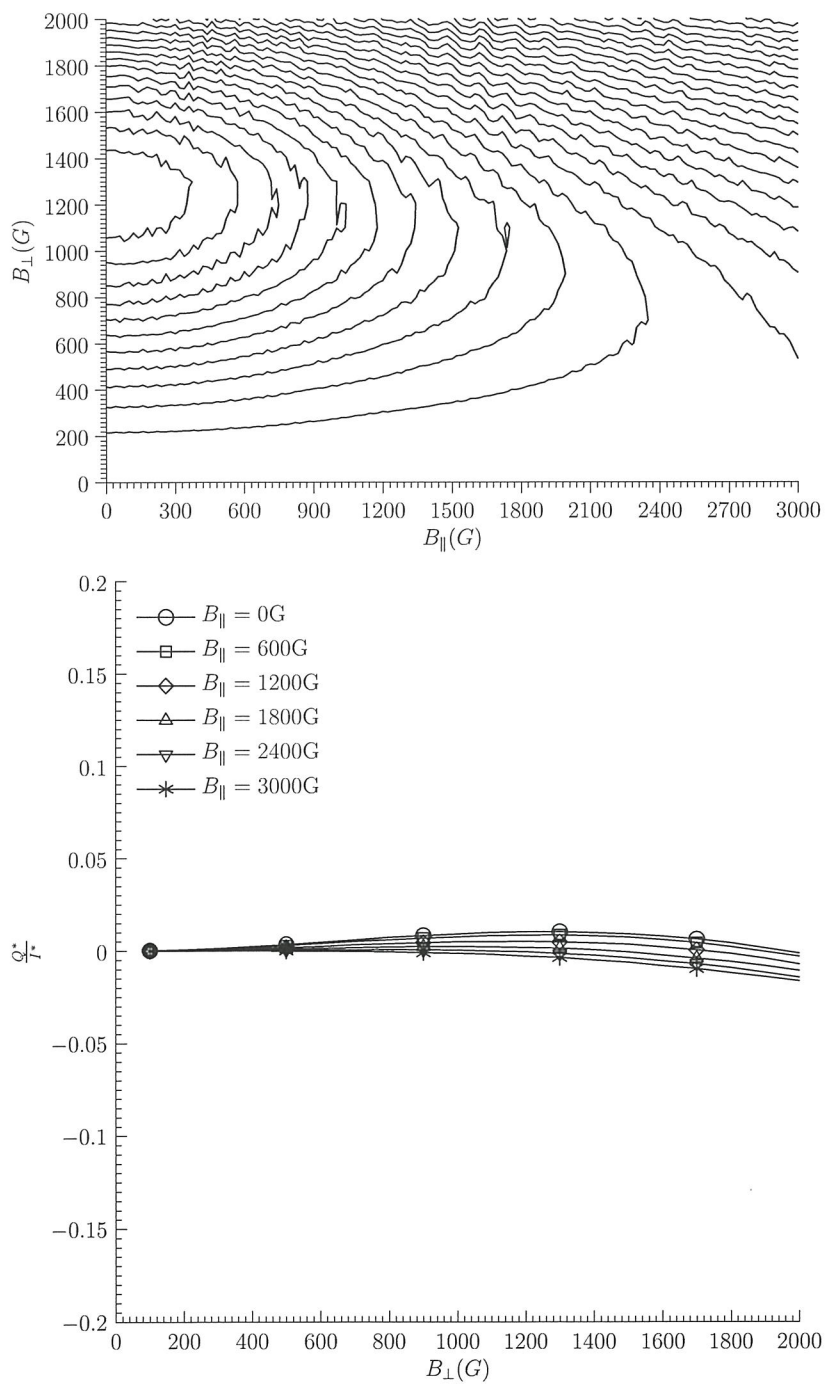


图 3.16: 波长 5172.684\AA 处 $\frac{Q^*}{I^*}$ 的取值, 上: $\frac{Q^*}{I^*}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等值线图, 下: $\frac{Q^*}{I^*}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系.

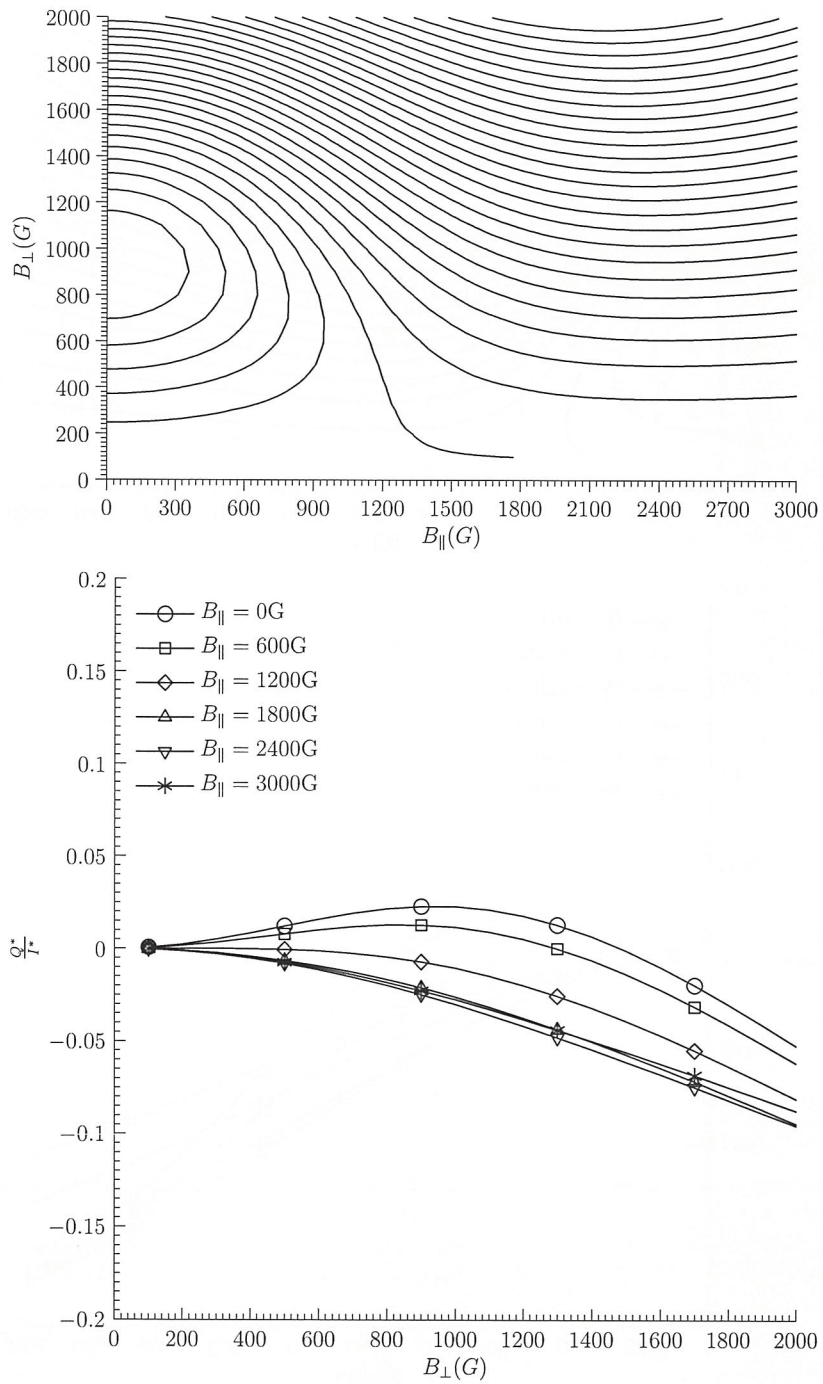


图 3.17: 波长 5247.049\AA 处 $\frac{Q^*}{I^*}$ 的取值, 上: $\frac{Q^*}{I^*}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等值线图, 下: $\frac{Q^*}{I^*}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系.

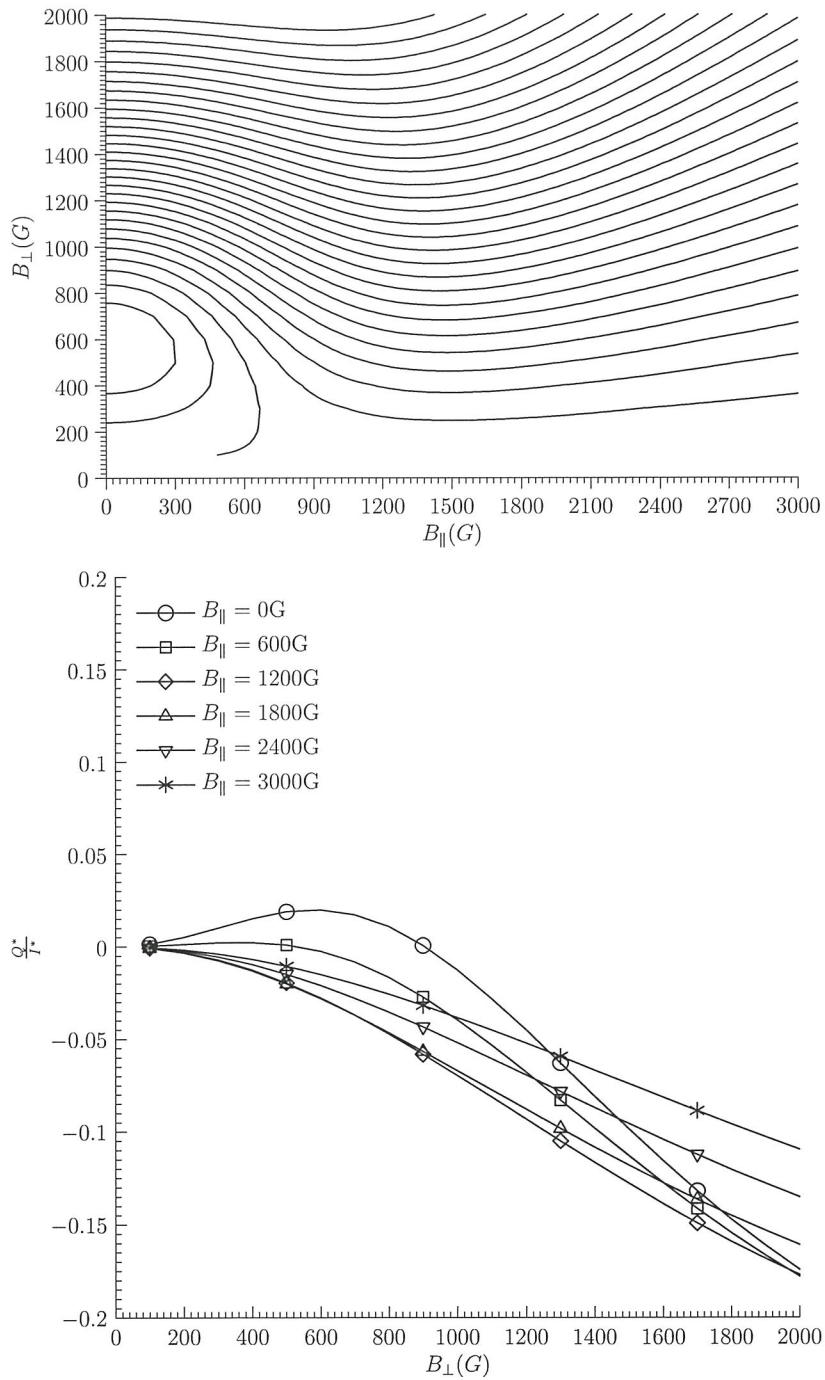


图 3.18: 波长 5250.208\AA 处 $\frac{Q^*}{I^*}$ 的取值, 上: $\frac{Q^*}{I^*}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等值线图, 下: $\frac{Q^*}{I^*}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系.

线心波长(\AA)	观测波长(\AA)	观测波长偏离线心(\AA)
5172.684	5172.614	-0.07
5247.049	5246.989	-0.06
5250.208	5250.128	-0.08

表 3.7: 横场观测时的波长选取

图 3.19 – 3.24 给出了在该位置的计算结果, 其中图 3.19 – 3.21 为未考虑滤光器轮廓的结果, 图 3.22 – 3.24 为考虑滤光器轮廓后的结果.

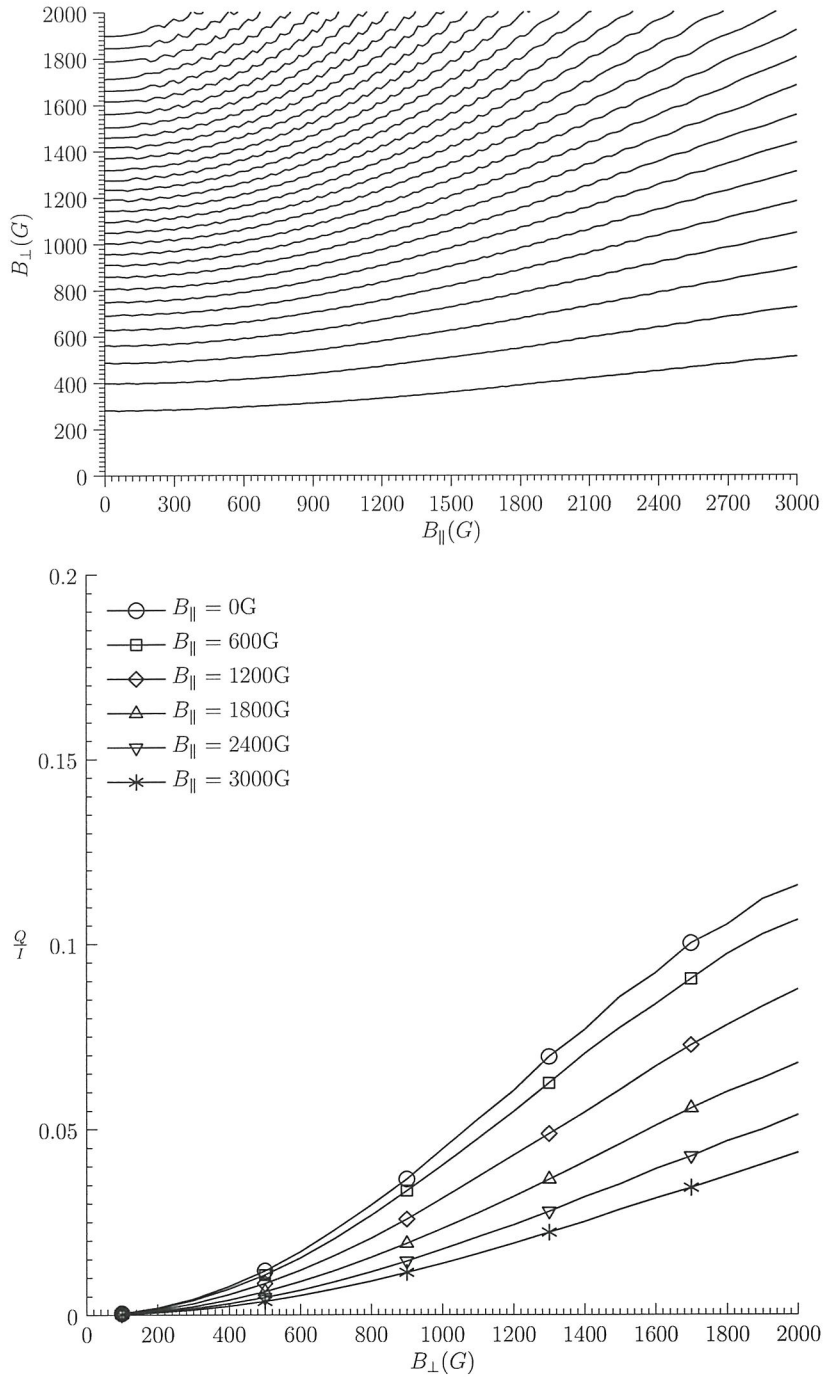


图 3.19: 波长 5172.614\AA 处 $\frac{Q}{I}$ 的取值, 上: $\frac{Q}{I}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等值线图, 下: $\frac{Q}{I}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系.

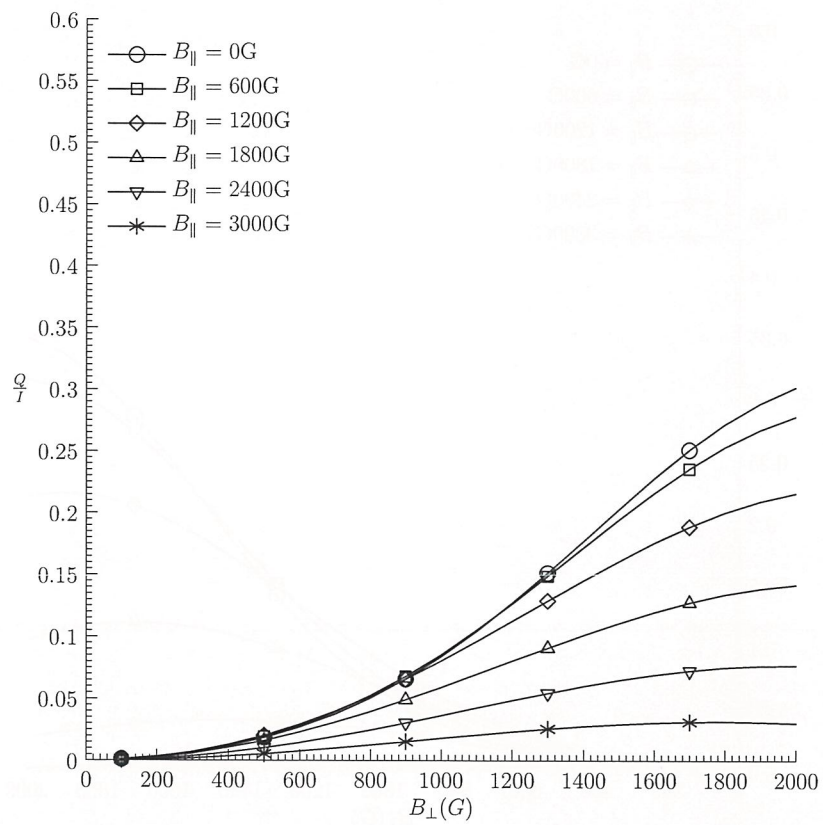
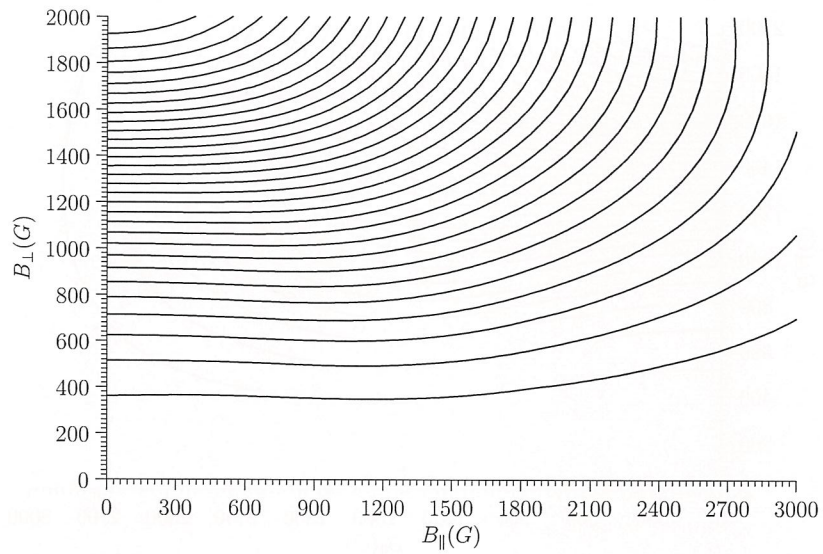


图 3.20: 波长 5246.989\AA 处 Q/I 的取值, 上: Q/I 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等值线图, 下: Q/I 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系.

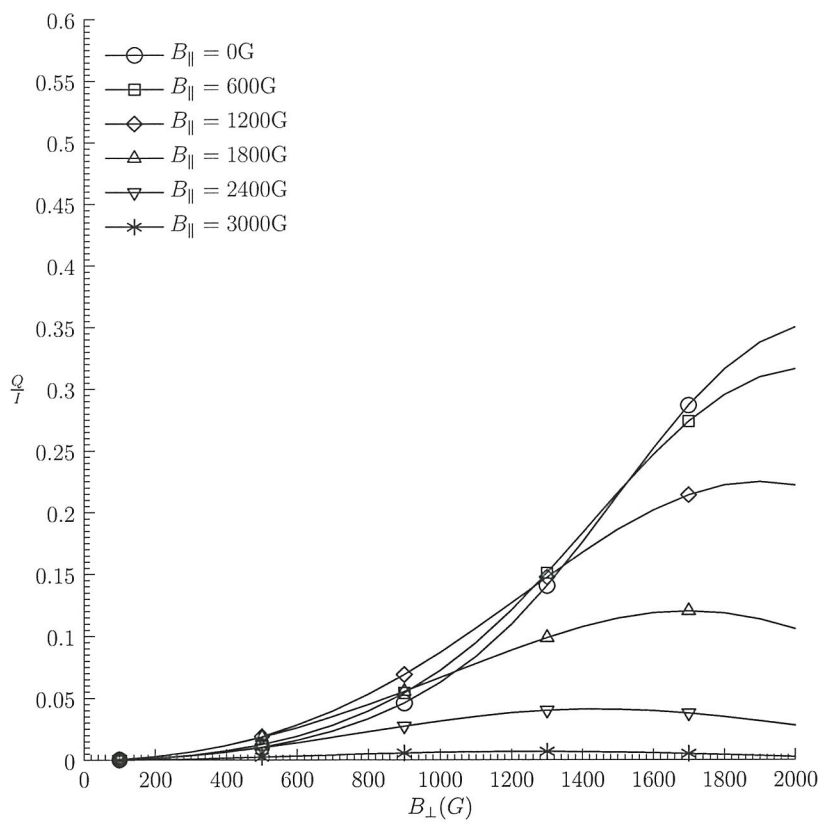
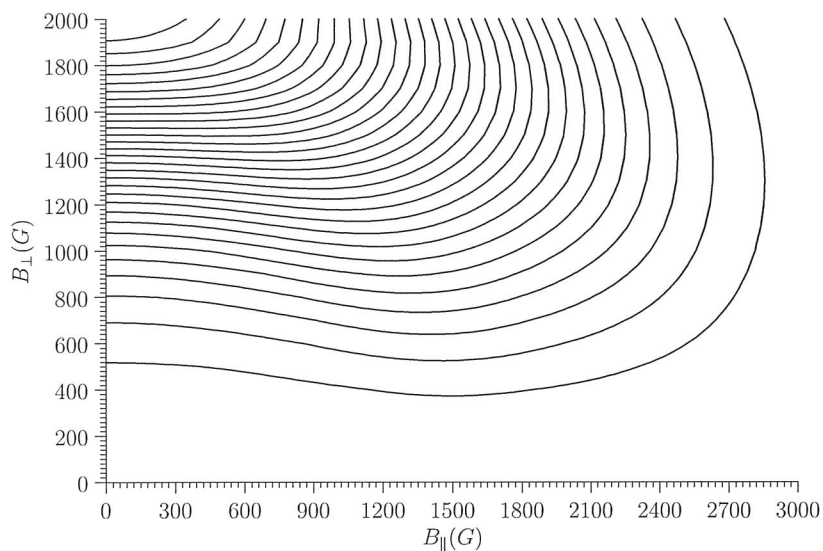


图 3.21: 波长 5250.128\AA 处 $\frac{Q}{I}$ 的取值, 上: $\frac{Q}{I}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等值线图, 下: $\frac{Q}{I}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系.

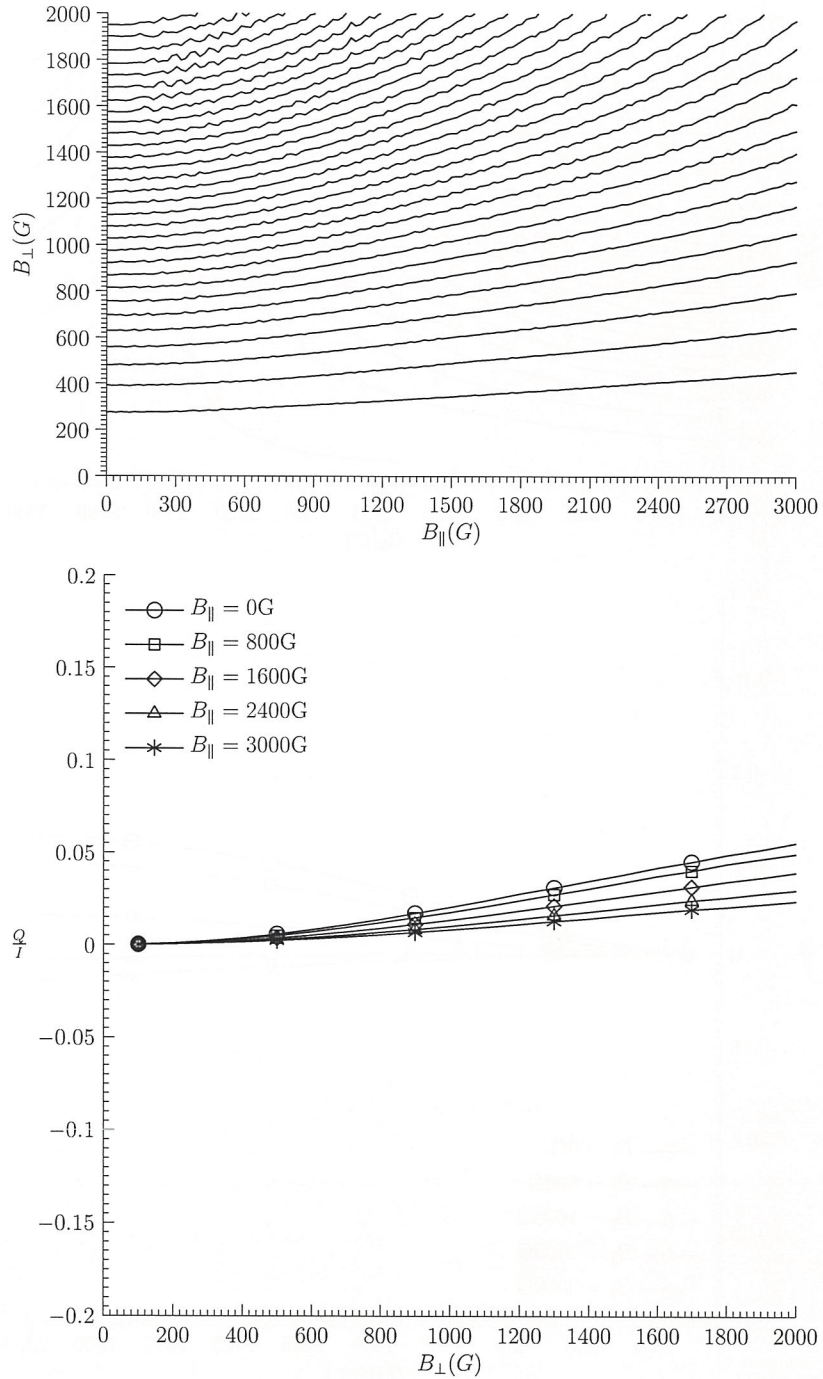


图 3.22: 波长 5172.614\AA 处 $\frac{Q}{I^*}$ 的取值, 上: $\frac{Q}{I^*}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等值线图, 下: $\frac{Q}{I^*}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系.

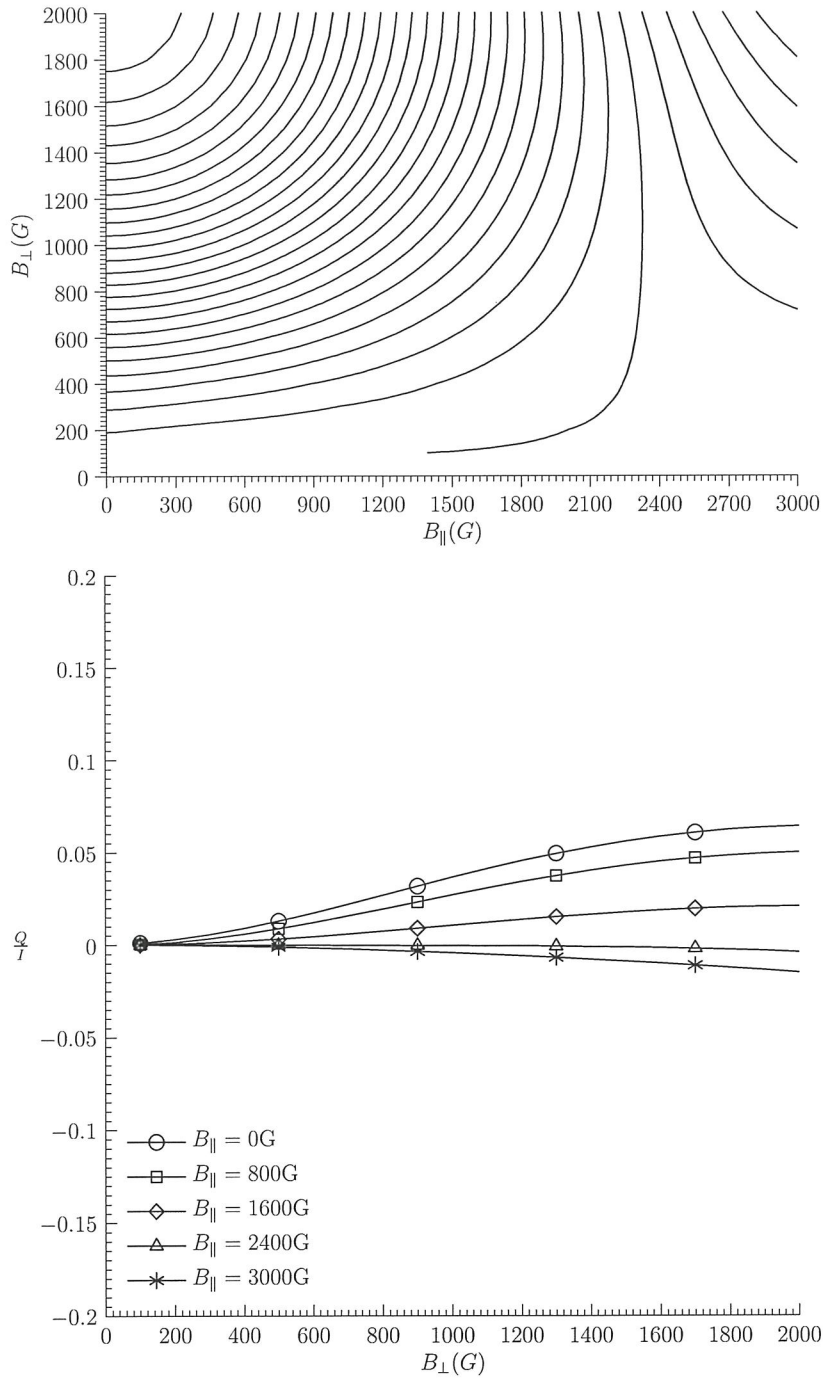


图 3.23: 波长 5246.989\AA 处 $\frac{Q^*}{I^*}$ 的取值, 上: $\frac{Q^*}{I^*}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等值线图, 下: $\frac{Q^*}{I^*}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系.

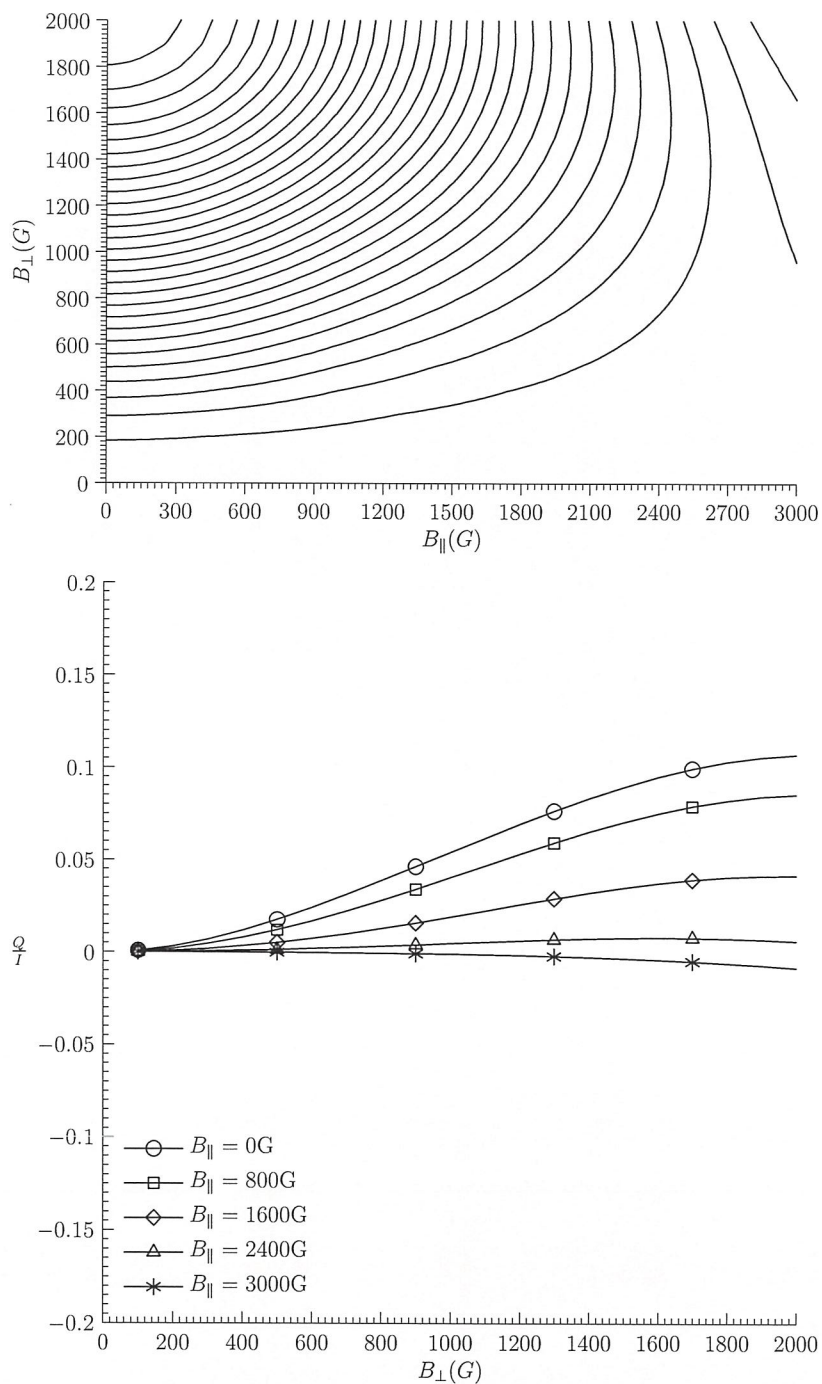


图 3.24: 波长 5250.128\AA 处 $\frac{Q^*}{I^*}$ 的取值, 上: $\frac{Q^*}{I^*}$ 在 $(B_{\perp}, 0, B_{\parallel})$ 平面上的等值线图, 下: $\frac{Q^*}{I^*}$ 随横向磁场 B_{\perp} 的变化关系.



第四章 SDO/HMI 的矢量磁场反演计算

SDO 于 2010 年 2 月发射. 作为 SOHO 的升级版, 该卫星提供高时空分辨率的磁场, 速度场以及太阳大气紫外和远紫外的成像数据, 将成为未来 10 到 20 年最主要的太阳观测卫星之一. 其中的磁场设备 HMI 是 MDI 的增强版, 除了空间分辨率的提高外, 最重要的是由 MDI 的仅有视向磁场观测扩展到了太阳矢量磁场观测. 目前正在研制的 SST/2DS 系统观测磁场的原理将与 SDO/HMI 大同小异. 因此, 研究 SDO/HMI 的矢量磁场反演计算将为 SST/2DS 提供重要参考.

VFISV 是 HMI 目前使用的磁场反演程序, 目前的版本专为 SDO 的数据处理机群而设计. 作者将其移植到了普通的 PC 机 (Linux 平台) 上运行, 针对其算法做了改进, 并独立开发了另一套具有更好可扩展性的磁场反演计算平台 MEINV. 本章将重点介绍 VFISV 及 MEINV 的算法, 同时展示一些针对实测数据的计算结果.

4.1 基于 Milne-Eddington 大气模型的最小二乘反演问题

根据第 2.2.1 节所述的算法, 可以得到人工合成的 I, Q, U, V 轮廓随未知参数及波长的函数关系, 记为 $f_i(x, \lambda)$. 其中, $i = 1, \dots, 4$ 表示 I, Q, U, V , x 则代表所有未知参数. 实际计算时, 还需要考虑仪器的滤光器透过带轮廓 $s_{ij}(\lambda)$. 其中 i 指标意义同上, $j = 1, \dots, m$ 指标代表不同的滤光器, 对 HMI 而言有 $m = 6$. 随后再用

$$F_{ij}(x) = \int_{\lambda} f_i(x, \lambda) s_{ij}(\lambda) d\lambda \quad (4.1)$$

得到经过滤光器后的人工合成的轮廓. s_{ij} 的轮廓可参见图 4.1.

定义最小二乘问题的目标函数为

$$\chi = \sqrt{\sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^m \frac{1}{w_i^2} [y_{ij} - F_{ij}(x)]^2} \quad (4.2)$$

其中, F_{ij} 如 (4.1) 所述, y_{ij} 为第 j 通道的 i 参量 (对应 I, Q, U, V) 的观测值. w_i 为分别对 I, Q, U, V 的加权. 而未知变量 x 取第 2.2.1 小节所述的 9 个参量, 即

$$x = (B, \Delta\lambda_D, a, v_{loc}, \psi, \phi, \eta_0, S_0, S_1) \quad (4.3)$$

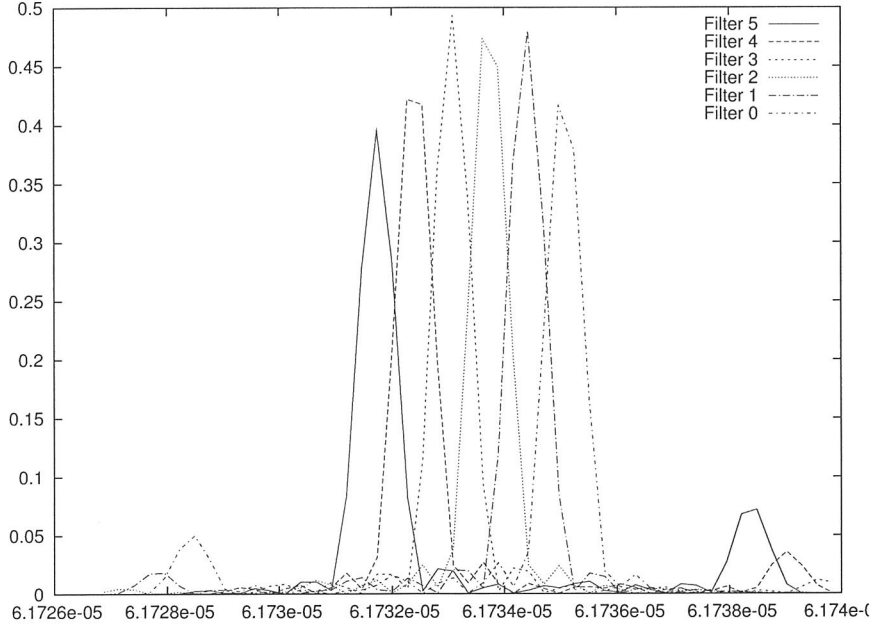


图 4.1: HMI 的滤光器轮廓

如此, 问题的目标就是寻找适当的 x , 使得目标函数 χ 取最小值.

需要注意的是, 上述 9 个待反演参数是由第 2.1.2 小节所述的辐射转移方程中提取出来的, 给定了这些参数, 便确定了合成的 Stokes 轮廓. 然而, 在提取这些参数时, 并未考虑到最小二乘反演问题的稳定性. 实际计算表明, 当输入的 Stokes 参量轮廓分辨率较低 (HMI 为 6, 2DS 计划为 8) 时, 若考虑上述全部 9 个参数将导致不稳定的结果, 以下为两例具体情况.

- 若考虑将输入的 Stokes 参数做无量纲化, 即用 $Q/I, U/I, V/I$ 代替 I, Q, U, V 作为输入, 则 S_0, S_1 的绝对值变得没有意义, 应该去掉其中一个待反演参数, 例如可以假定 $S_0 = 1$.
- 对于 $\Delta\lambda_D$ 和 η_0 两个参数. 若将 H, F 两函数关于第二个参数做线性近似, 则根据 (2.28) 和 (2.29), (2.25) 可简写为

$$\eta_i = \frac{C_i}{\Delta\lambda_D} \quad (4.4)$$

$$\rho_i = \frac{D_i}{\Delta\lambda_D} \quad (4.5)$$

$$i = p, b, r \quad (4.6)$$

再代入 (2.13), 便得到

$$\eta_i = f_i\left(\frac{\eta_0}{\Delta\lambda_D}, \dots\right) \quad (4.7)$$

$$\rho_i = g_i\left(\frac{\eta_0}{\Delta\lambda_D}, \dots\right) \quad (4.8)$$

$$i = I, Q, U, V \quad (4.9)$$

即吸收系数 η_i, ρ_i 依赖于 $\frac{\eta_0}{\Delta\lambda_D}$. 因此若此时再将 η_0 和 $\Delta\lambda_D$ 作为两个独立的参数就是不合适的.

4.2 VFISV 和 MEINV 中的算法

首先, 需要声明的是, 由于 VFISV 依然在不断开发中, 因此此处所描述的版本为 HMI 目前正在使用的版本, 但绝非稳定版本, 其算法随时会有更新.

关于求解第 4.1 节所述的最小二乘问题, VFISV 中采用的是经过修改的 Levenburg-Marquadt 迭代算法. 其具体算法过程为

1. 对未知量给出初值 x . 并设定初始的 Levenburg-Marquadt 参数 τ .
2. 根据初值得到合成 Stokes 轮廓, 以及合成 Stokes 轮廓对未知量的 Jacobi 矩阵 J .
3. 计算目标函数 χ , 及目标函数对未知量的梯度 g .
4. 若相邻两次迭代 χ 的差小于某常数, 或总迭代次数达到上限, 则终止迭代, 并取 x 为最终解.
5. 求解线性方程组 $(J^T J + \tau D)s = -g$, 其中 D 为对角矩阵, 对角线元素就取 $J^T J$ 的对角线.
6. 设 $x^{pre} = x + s$, 并重新计算 x^{pre} 对应的合成 Stokes 轮廓及目标函数值 χ^{pre} .
 - 若 $\chi^{pre} < \chi$, 则更新 x 为 x^{pre} , 并同时减小 τ , 并转入第 2 步进行下一次迭代.
 - 若 $\chi^{pre} > \chi$, 则增加 τ , 并转入第 5 步重新计算 s . 若连续出现 $\chi^{pre} > \chi$ 的次数达到某一上限, 则在一定范围限制内, 随机产生一步长 s , 并替换 x 为 $x + s$, 转入第 2 步进行下一步迭代.

上述算法可以看作是最速下降法和 Gauss-Newton 方法的组合, 而因子 τ 则构成两者的组合因子. 另外, 实际计算表明, 针对磁场反演问题, 对角矩阵 D 的选取至关重要. 若取 $D = I$, 则计算结果明显变差. 该技巧在最优化方法中被称作 Scaling 技巧.

而对于待反演参数的选择, 目前在 VFISV 的实际计算中, 忽略辐射阻尼 a , 令其取固定值 0.5, 只考虑其余 8 个参数.

MEINV 是作者自己独立编写的计算磁场反演的平台, 目的在于将来的 2DS 的磁场反演计算. 其算法和 VFISV 大同小异, 主要区别有:

- VFISV 只支持正常 Zeeman 三分裂效应, MEINV 支持其他种类的 Zeeman 效应. 只要分别给出谱线所对应原子吸收前后的 Landi 因子和 J 量子数即可.
- VFISV 只支持直接将观测得到的 I, Q, U, V 作为反演计算的输入. MEINV 还支持其他的输入变量, 如 Q/I, U/I, V/I 等. 但目前的计算表明, VFISV 中的取法还是最好的.
- VFISV 中的待反演参数基本固定, 只为是否考虑辐射阻尼 a 为用户提供了选择, 而 MEINV 为用户提供了方便选择待反演参数的接口.
- 在 VFISV 合成谱线的过程中, Voigt 函数 $H(a,v)$, $F(a,v)$ 的计算采用的是基于 Taylor 展开的分片线性函数, MEINV 采用的是分片三次函数, 并使得到的 H, F 具有一阶光滑性 (参见第 2.3 节). 这样做会更有利于之后迭代求解最小二乘问题.
- 在迭代求解最小二乘问题的过程中, 为解决多重极小值的问题. VFISV 采用的是按动态步长随机跳出局部极小值, 再重新计算的方法. MEINV 采用的是固定取几组初始值分别计算, 再选出最优的方法. 通过计算发现, 造成多重极小值的关键是初始角度 ϕ 的选取. 因此, 作者针对 ϕ 选择了 4 组不同的初值进行计算, 分别为 22.5° , 67.5° , 112.5° , 157.5° .
- MEINV 去掉了 VFISV 中关于协方差矩阵的计算.
- MEINV 的 w_i 加权参数与 VFISV 中有所不同. VFISV 的取法为

(450, 150, 150, 225)

MEINV 的取法为

$$(30000, 10000, 10000, 15000)$$

因此最后算得的 χ 会有量纲上的差别, 但在最后输出结果时已经做了统一量纲的处理.

而对于待反演参数的选取, 除了和 VFISV 相同, 固定 a 之外, 还要基于第 4.1 节最后一段的考虑, 忽略参数 η_0 , 固定取 $\eta_0 = 30$.

4.3 计算结果对比

最后, 作者分别利用 VFISV 和 MEINV 对 HMI 的实测数据进行了磁场反演计算, 本节将对对比展示部分计算结果.

4.3.1 活动区 11391 : 2012 年 01 月 08 日

本小节展示的是针对 2012 年 01 月 08 日活动区 11391 的反演计算结果. 其中图 4.2 至图 4.5 展示的分别是由 MEINV 和 VFISV 计算得到的 8 个未知参数的图像. 图 4.6 及图 4.7 展示的是两程序结果的差值比较, 表 4.1 是差值比较的统计结果. 图 4.8 及图 4.9 为两程序结果的在整个计算区域上的散点图. 图 4.10 和表 4.2 分别为两程序结果对应的最小二乘误差的比较随空间的分布和统计信息. 表中的绝对差是指两程序得到的某未知量的差的绝对值, 而相对差是指绝对差与 MEINV 计算值的比值.

	绝对差 最大值	绝对差 平均值	相对差 最大值	相对差 平均值
B	2.588802e+02	4.082749e+01	5.177604e+01	3.781772e-01
ψ	7.438549e+01	3.869107e+00	2.604441e+02	9.468488e-02
ϕ	1.798721e+02	6.649111e+00	3.830739e+04	4.278347e+00
v_{loc}	3.504096e+04	1.502468e+03	2.844554e-01	8.555724e-03
S_0	1.563203e+04	3.040804e+03	6.299534e-01	2.240725e-01
S_1	1.509954e+04	2.802537e+03	1.136787e+00	1.388764e-01

表 4.1: 活动区 11391 的差别统计

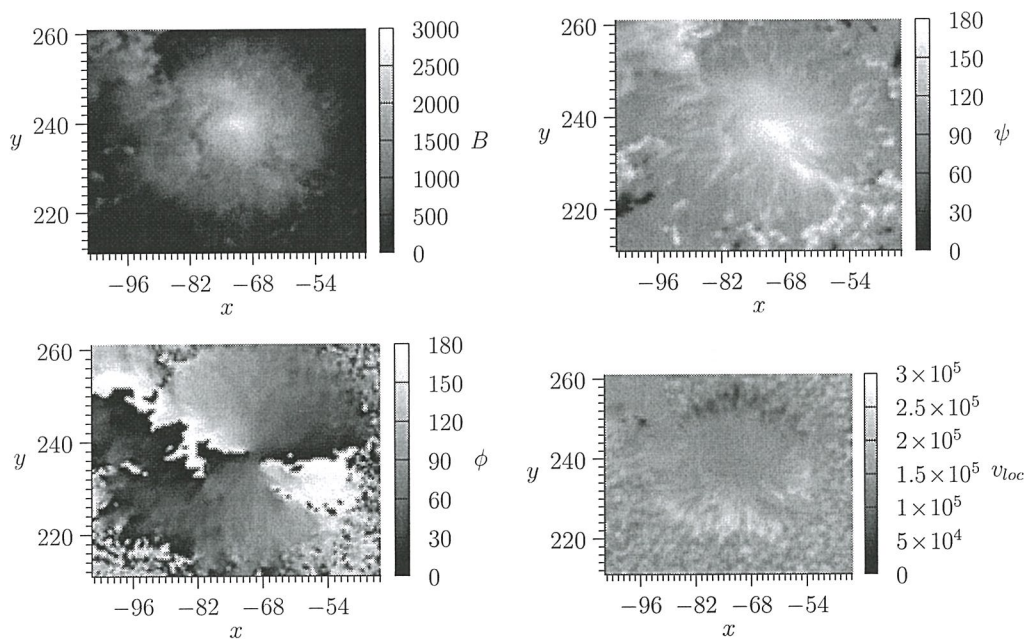


图 4.2: 活动区 11391 VFISV 的计算结果. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}

	最大值	最小值	平均值
VFISV	1.116169e-01	7.574912e-03	2.892606e-02
MEINV	2.008163e-01	1.594877e-02	5.526527e-02
MEINV/VFISV	6.798965e+00	1.111699e+00	1.977907e+00

表 4.2: 活动区 11391 的最小二乘误差 χ 统计

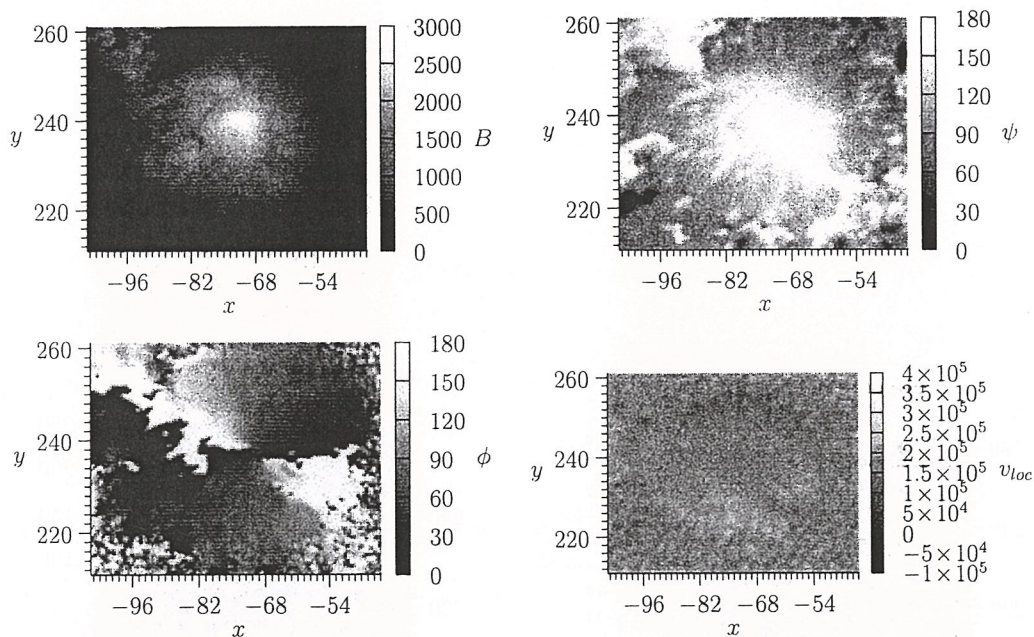


图 4.3: 活动区 11391 MEINV 计算结果. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}

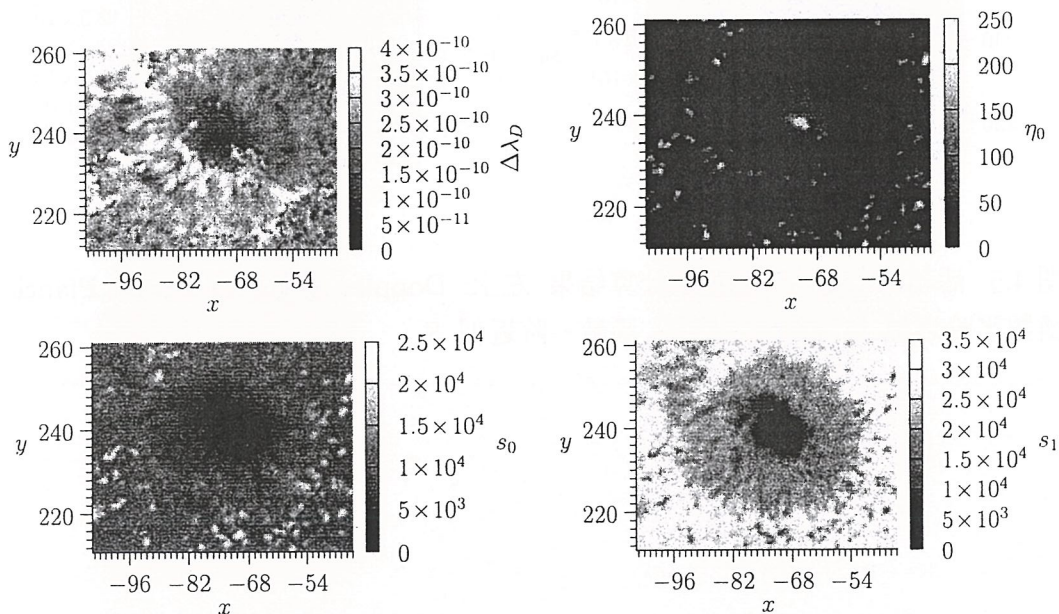


图 4.4: 活动区 11391 VFISV 计算结果. 左上: Doppler 宽度 $\Delta\lambda_D$; 右上: 吸收系数比 η_0 ; 左下: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右下: Planck 函数一阶近似 S_1

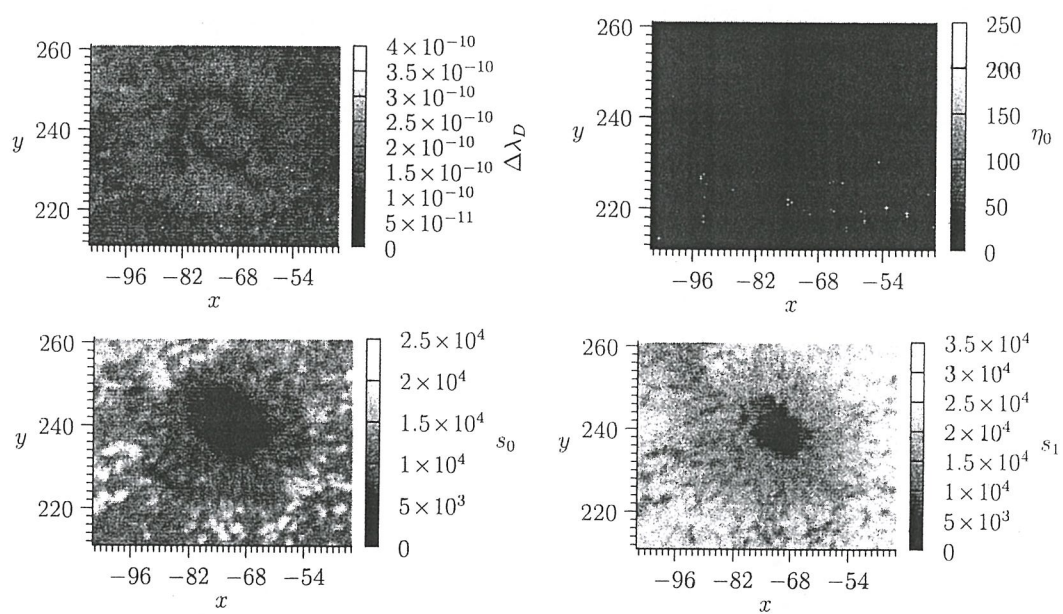


图 4.5: 活动区 11391 MEINV 计算结果. 左上: Doppler 宽度 $\Delta\lambda_D$; 左下: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右下: Planck 函数一阶近似 S_1

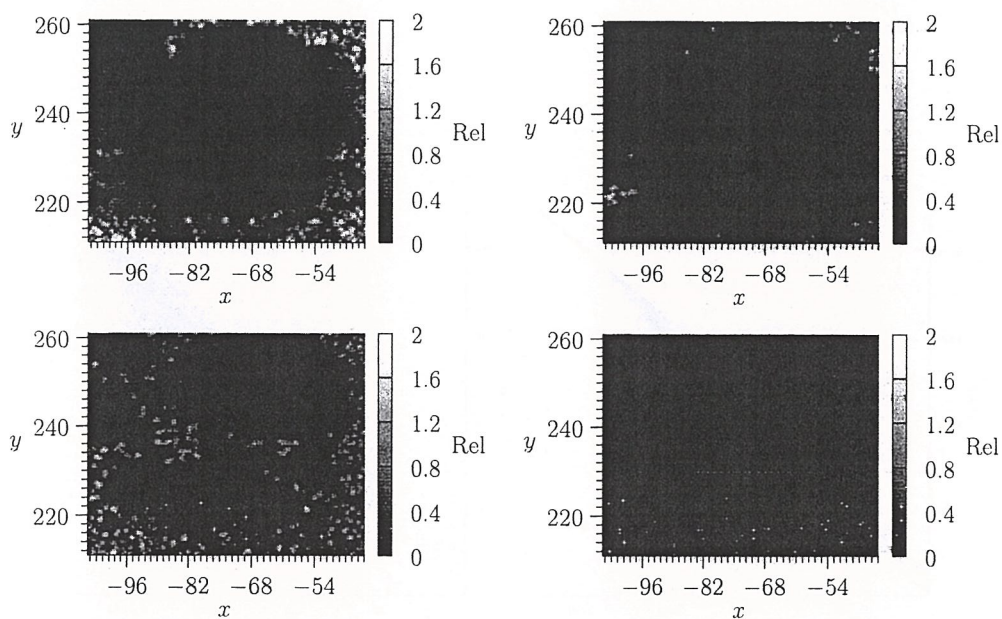


图 4.6: 活动区 11391 计算结果对比: 相对差 $|VFISV - MEINV|/MEINV$. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}

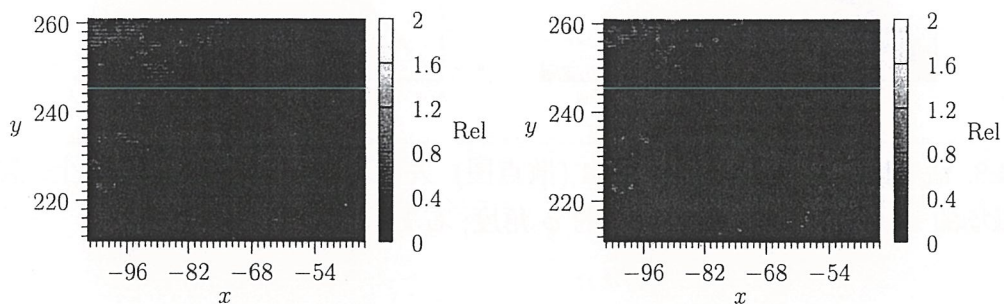


图 4.7: 活动区 11391 计算结果对比: 相对差 $|VFISV - MEINV|/MEINV$. 左: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右: Planck 函数一阶近似 S_1

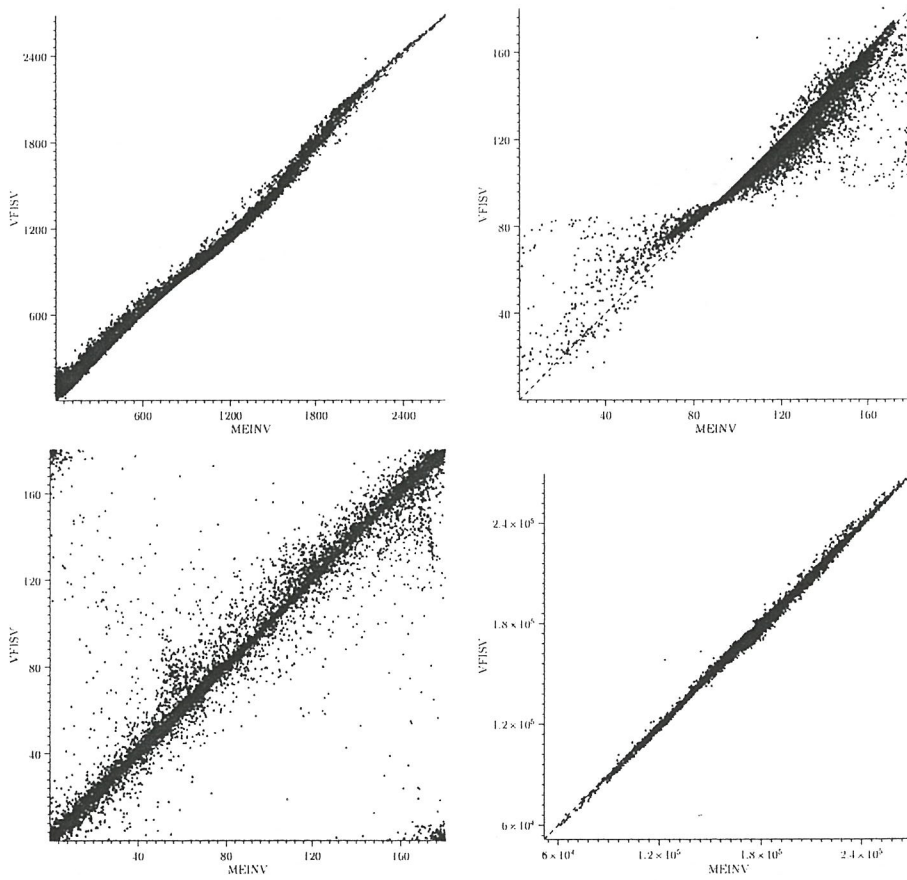


图 4.8: 活动区 11391 程序计算对比 (散点图). 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}

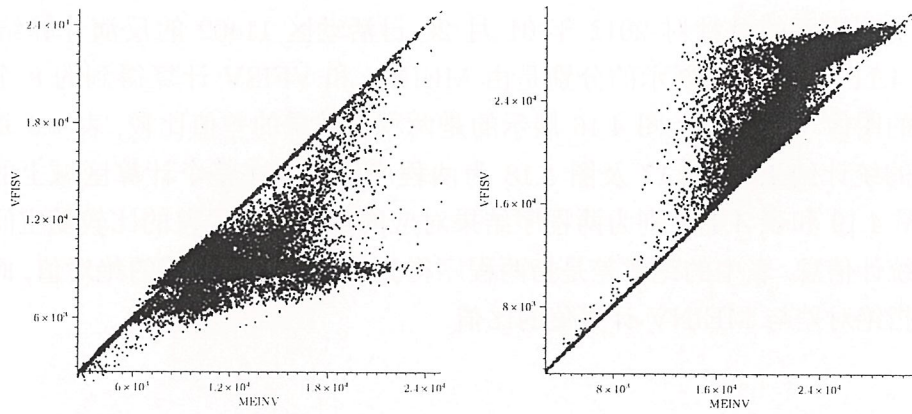


图 4.9: 活动区 11391 程序计算对比 (散点图). 左: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右: Planck 函数一阶近似 S_1

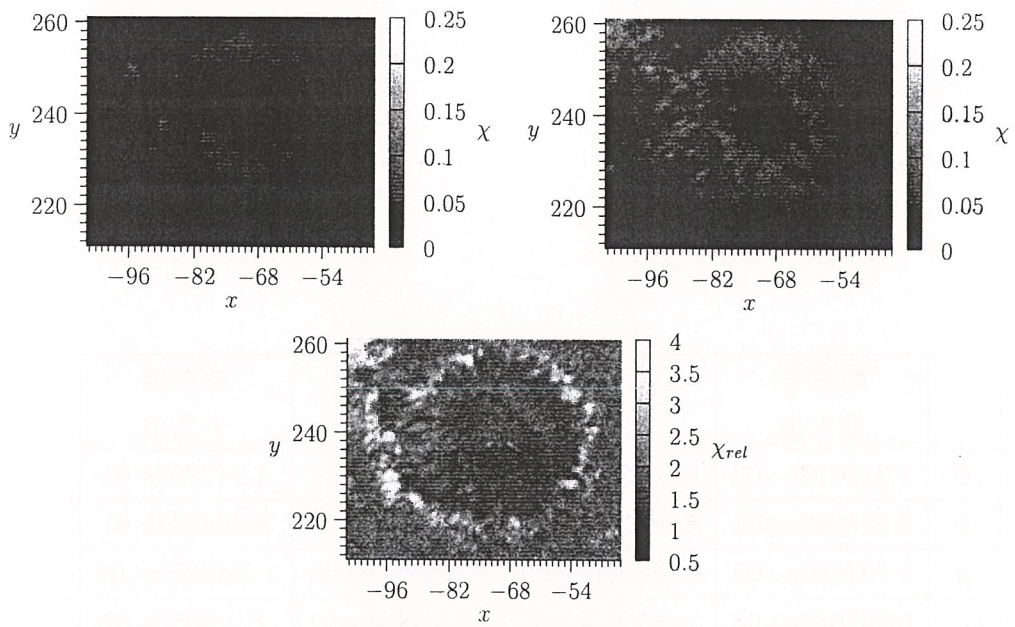


图 4.10: 活动区 11391 的最小二乘误差 χ . 左上: VFISV; 右上: MEINV 下: MEINV / VFISV

4.3.2 活动区 11402 : 2012 年 01 月 20 日

本小节展示的是针对 2012 年 01 月 20 日活动区 11402 的反演计算结果. 其中图 4.11 至图 4.14 展示的分别是由 MEINV 和 VFISV 计算得到的 8 个未知参数的图像. 图 4.15 及图 4.16 展示的是两程序结果的差值比较, 表 4.3 是差值比较的统计结果. 图 4.17 及图 4.18 为两程序结果的在整个计算区域上的散点图. 图 4.19 和表 4.4 分别为两程序结果对应的最小二乘误差的比较随空间的分布和统计信息. 表中的绝对差是指两程序得到的某未知量的差的绝对值, 而相对差是指绝对差与 MEINV 计算值的比值.

	绝对差 最大值	绝对差 平均值	相对差 最大值	相对差 平均值
B	1.215612e+03	4.467307e+01	5.278457e+01	4.947253e-01
ψ	8.314640e+01	5.381303e+00	5.499756e+02	2.894541e-01
ϕ	1.797604e+02	7.888226e+00	9.794864e+03	1.789375e+00
v_{loc}	5.687652e+04	1.467254e+03	1.156606e+02	2.125053e-02
S_0	1.401224e+04	3.298390e+03	6.501955e-01	2.331269e-01
S_1	1.371722e+04	2.997853e+03	1.249111e+00	1.630952e-01

表 4.3: 活动区 11402 的差别统计

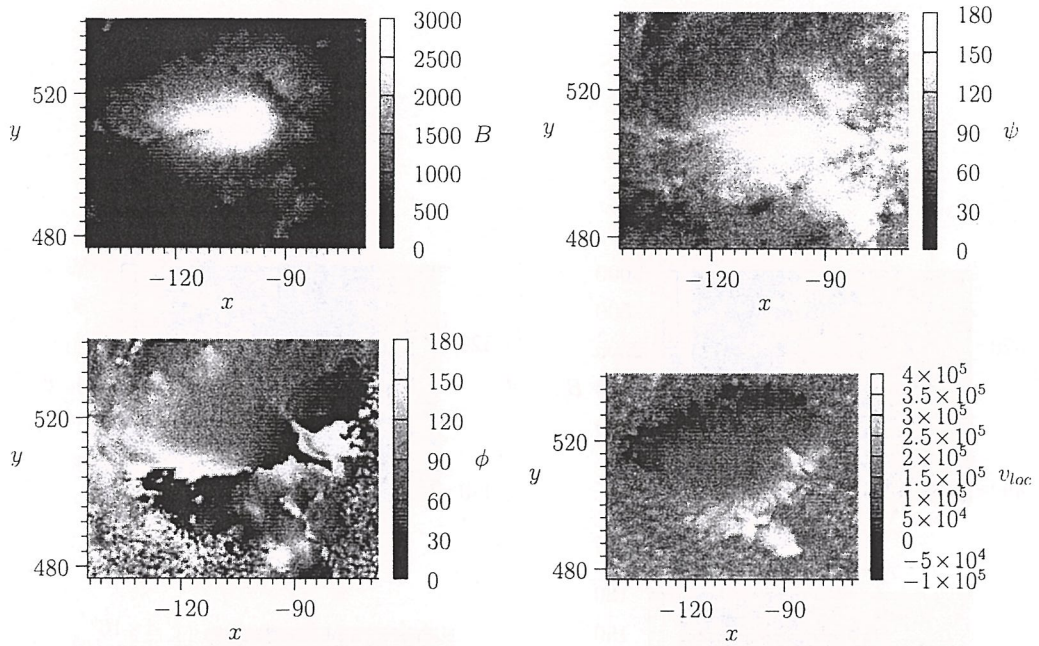


图 4.11: 活动区 11402 VFISV 的计算结果. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}

	最大值	最小值	平均值
VFISV	2.848177e-01	7.397309e-03	3.609168e-02
MEINV	3.380290e-01	1.337696e-02	6.382666e-02
MEINV/VFISV	6.566778e+00	6.174341e-01	1.859390e+00

表 4.4: 活动区 11402 的最小二乘误差 χ 统计

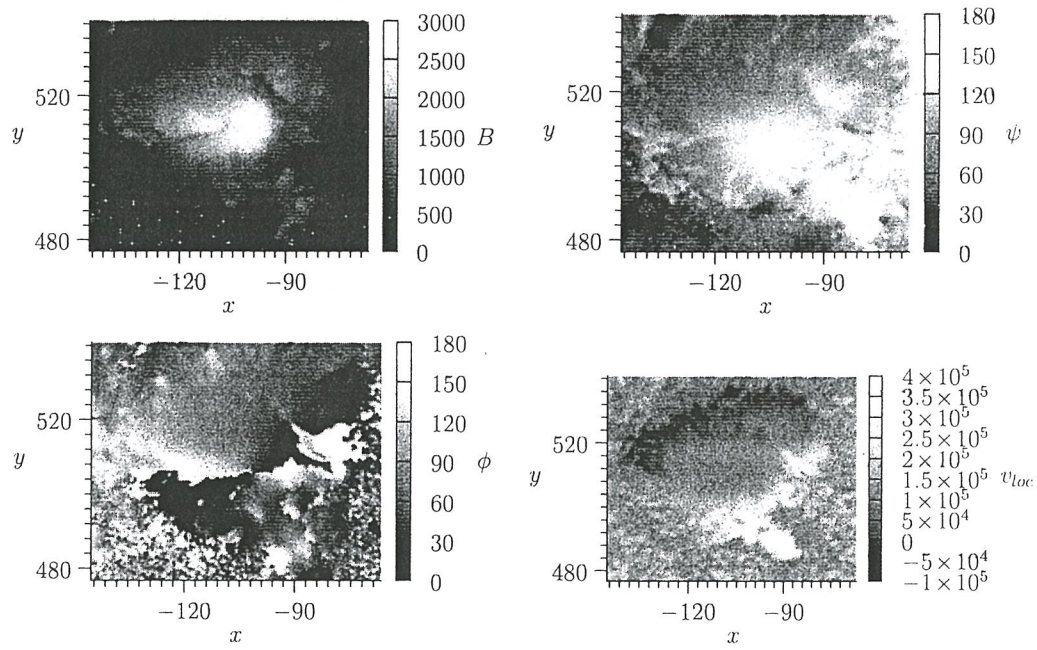


图 4.12: 活动区 11402 MEINV 计算结果. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}

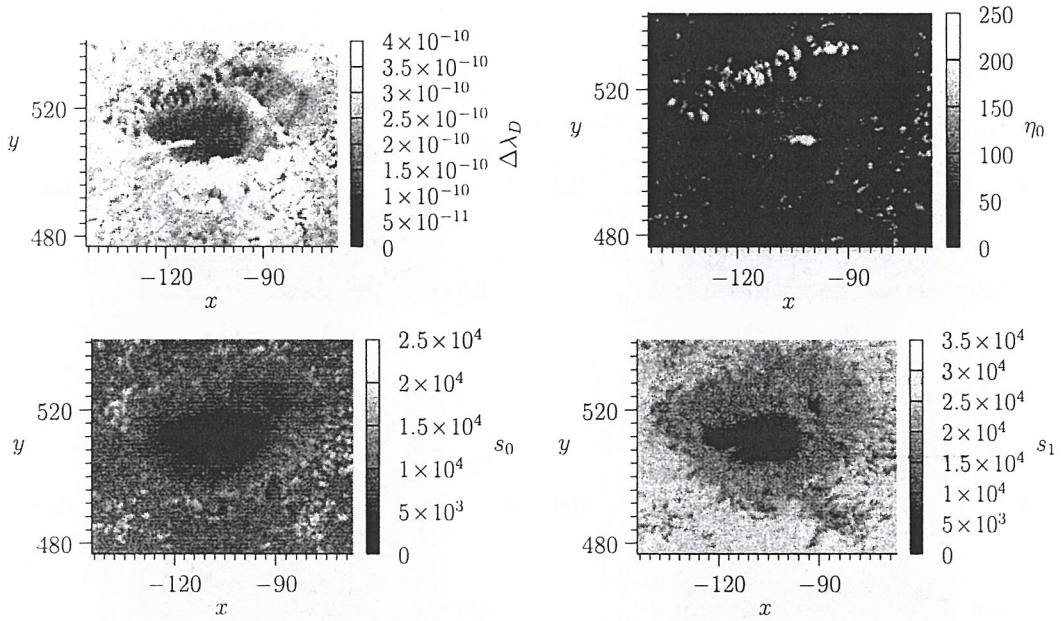


图 4.13: 活动区 11402 VFISV 计算结果. 左上: Doppler 宽度 $\Delta\lambda_D$; 右上: 吸收系数比 η_0 ; 左下: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右下: Planck 函数一阶近似 S_1

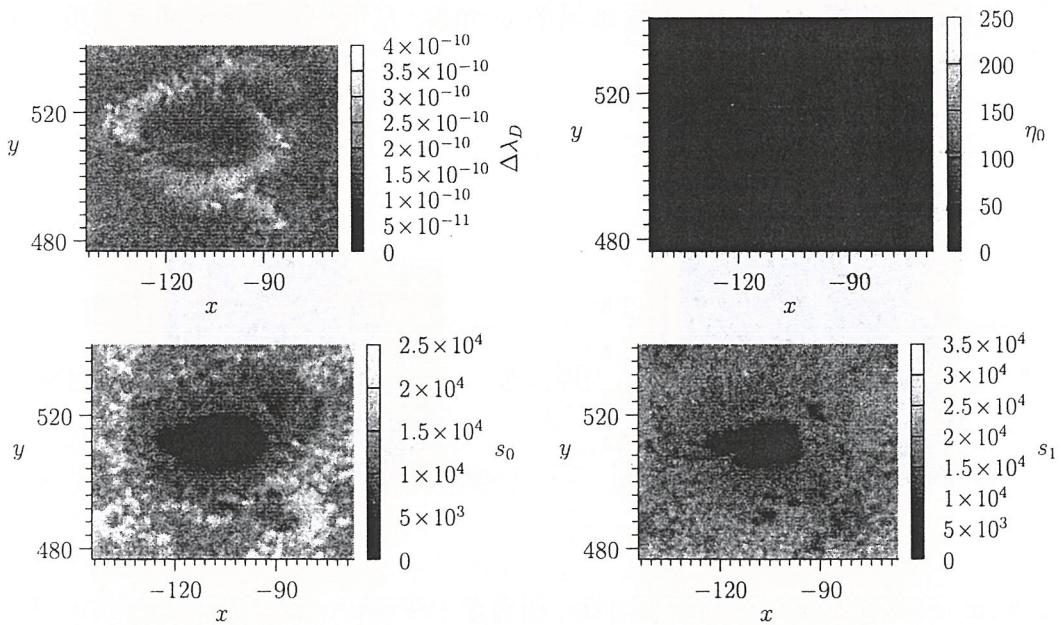


图 4.14: 活动区 11402 MEINV 计算结果. 左上: Doppler 宽度 $\Delta\lambda_D$; 左下: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右下: Planck 函数一阶近似 S_1

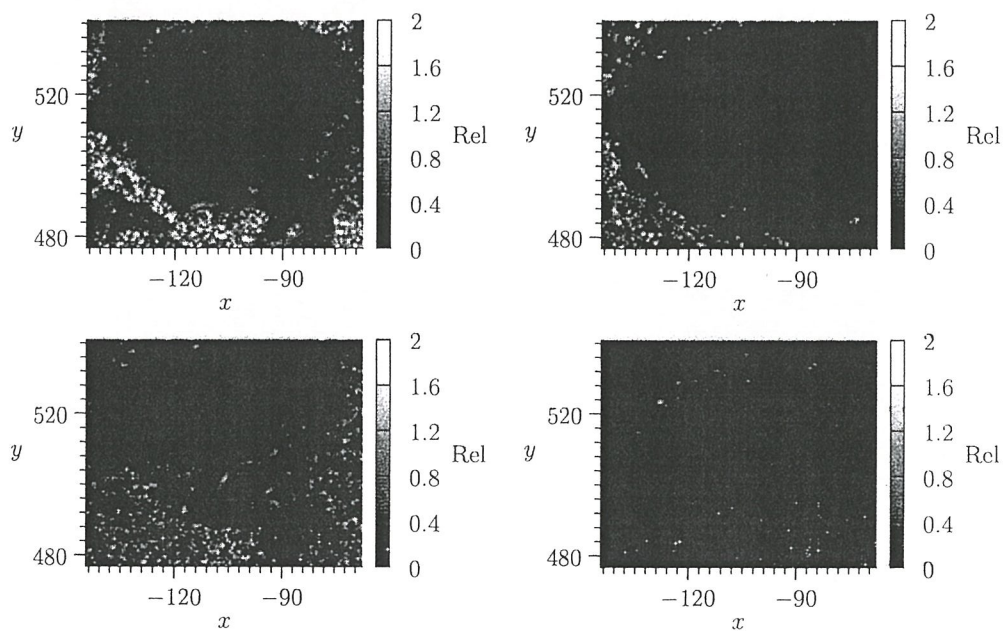


图 4.15: 活动区 11402 计算结果对比: 相对差 $|VFISV - MEINV|/MEINV$. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}

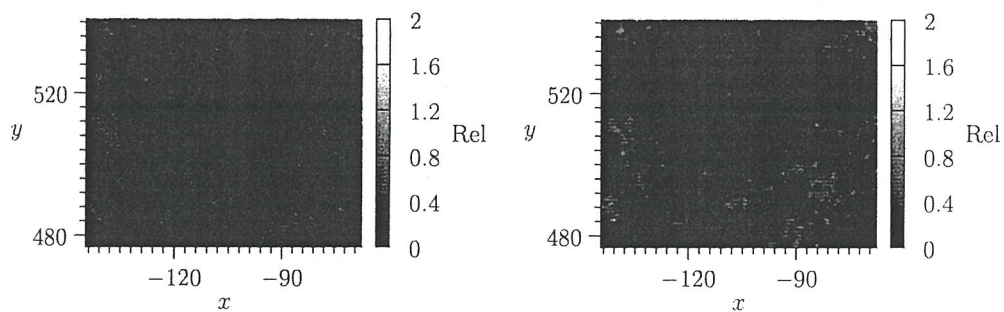


图 4.16: 活动区 11402 计算结果对比: 相对差 $|VFISV - MEINV|/MEINV$. 左: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右: Planck 函数一阶近似 S_1

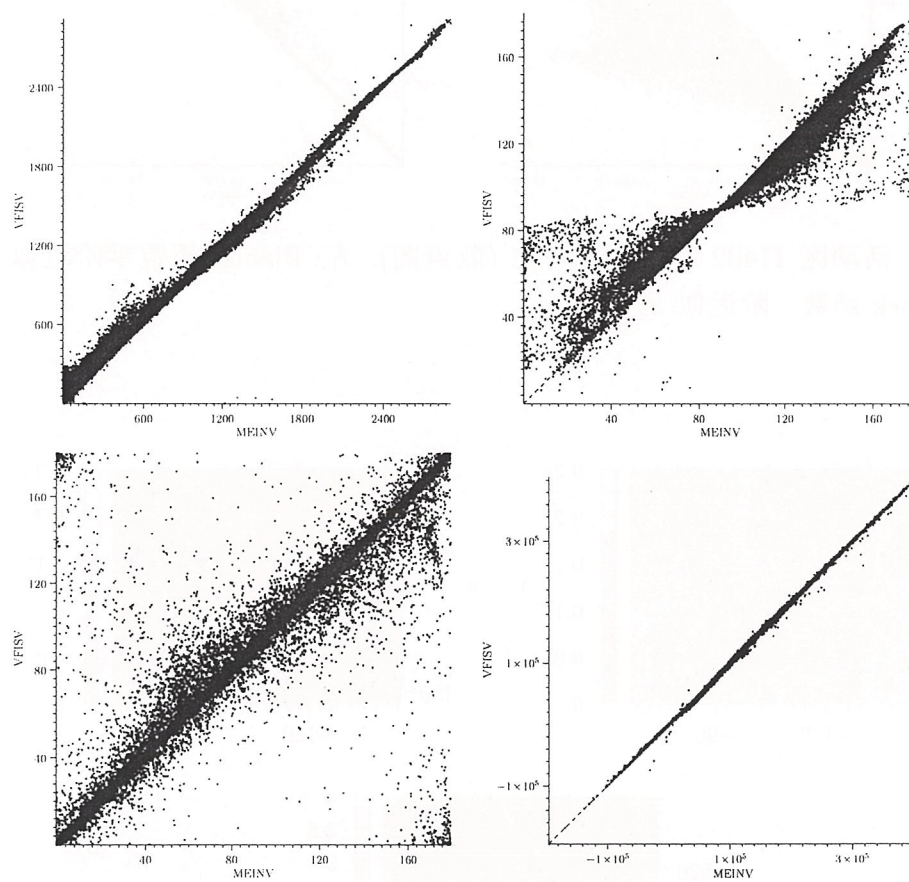


图 4.17: 活动区 11402 程序计算对比 (散点图). 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}

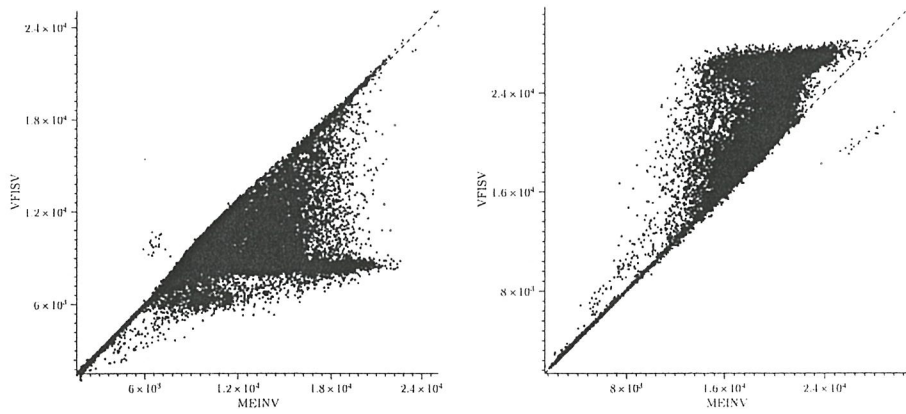


图 4.18: 活动区 11402 程序计算对比 (散点图). 左: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右: Planck 函数一阶近似 S_1

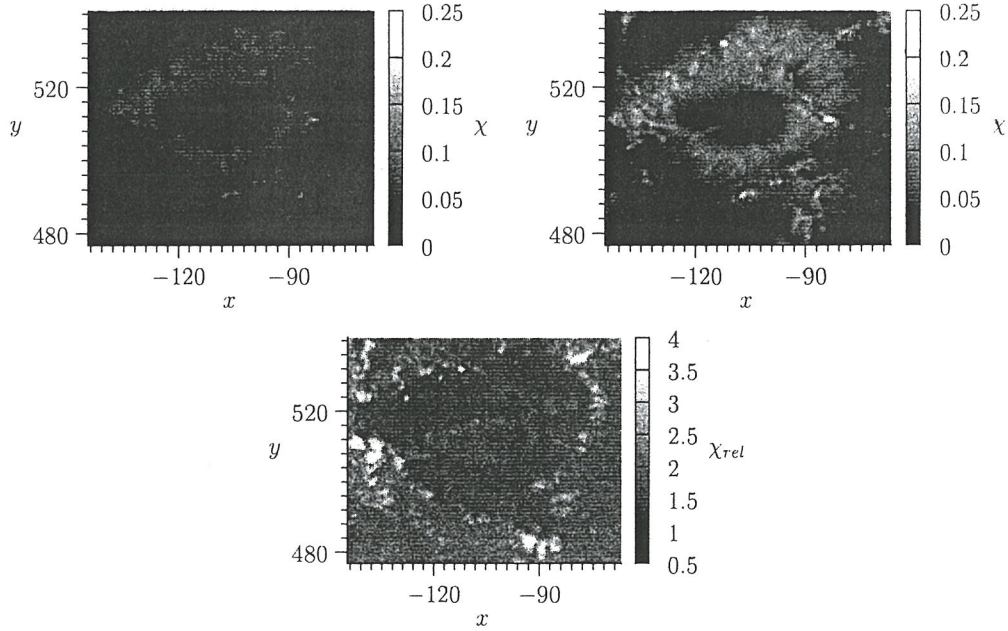


图 4.19: 活动区 11402 的最小二乘误差 χ . 左上: VFISV; 右上: MEINV 下: MEINV / VFISV

4.3.3 活动区 11401 : 2012 年 01 月 20 日

本小节展示的是针对 2012 年 01 月 20 日活动区 11401 的反演计算结果. 其中图 4.20 至图 4.23 展示的分别是由 MEINV 和 VFISV 计算得到的 8 个未知参数的图像. 图 4.24 及图 4.25 展示的是两程序结果的差值比较, 表 4.5 是差值比较的统计结果. 图 4.26 及图 4.27 为两程序结果的在整个计算区域上的散点图. 图 4.28 和表 4.6 分别为两程序结果对应的最小二乘误差的比较随空间的分布和统计信息. 表中的绝对差是指两程序得到的某未知量的差的绝对值, 而相对差是指绝对差与 MEINV 计算值的比值.

	绝对差 最大值	绝对差 平均值	相对差 最大值	相对差 平均值
B	3.580742e+02	4.614377e+01	5.066826e+01	7.150081e-01
ψ	8.249710e+01	5.043831e+00	9.839676e+02	2.117194e-01
ϕ	1.796281e+02	8.879784e+00	1.400522e+04	2.206474e+00
v_{loc}	2.556478e+04	1.282032e+03	2.009645e+00	1.069958e-02
S_0	1.573055e+04	3.471222e+03	6.447355e-01	2.429709e-01
S_1	1.487072e+04	3.191625e+03	1.394361e+00	1.686445e-01

表 4.5: 活动区 11401 的差别统计

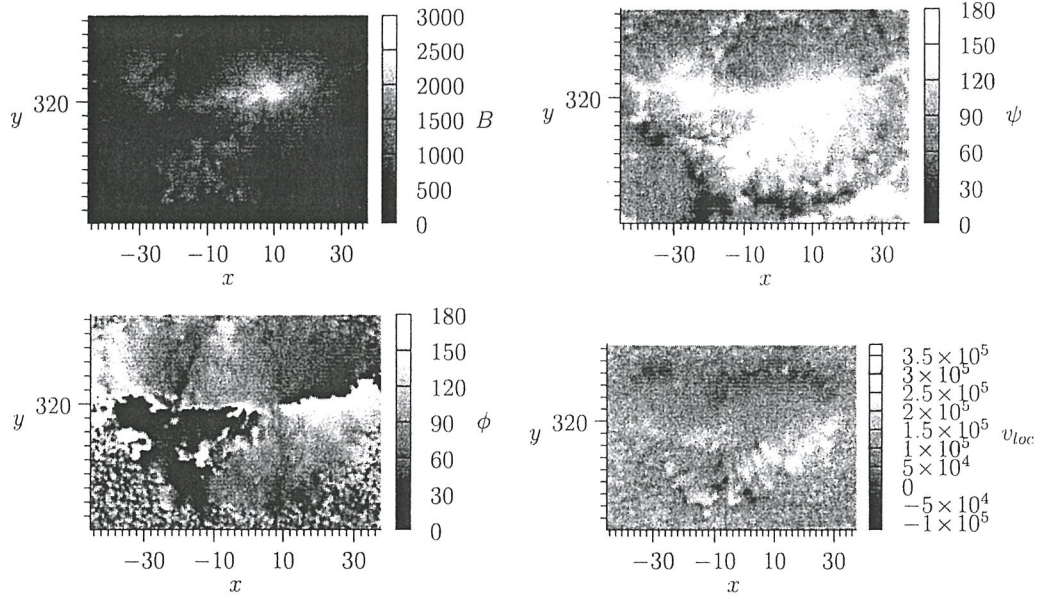


图 4.20: 活动区 11401 VFISV 的计算结果. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}

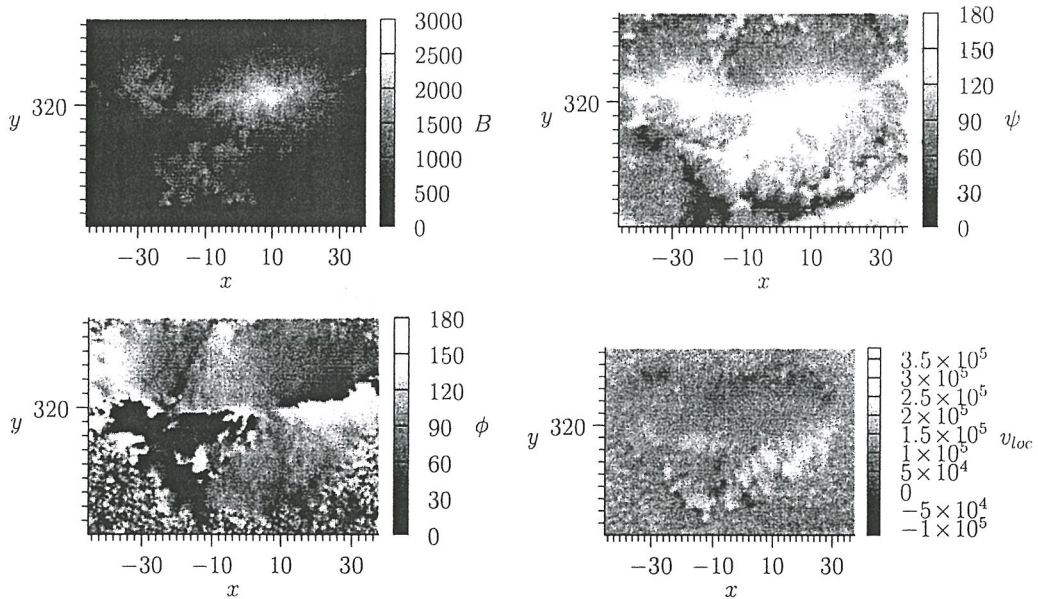


图 4.21: 活动区 11401 MEINV 计算结果. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}

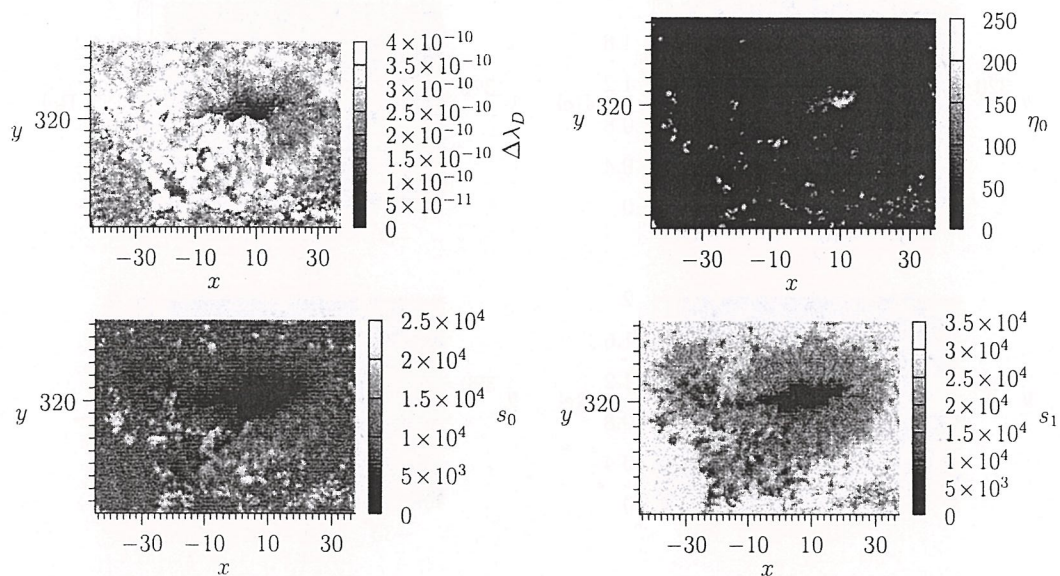


图 4.22: 活动区 11401 VFISV 计算结果. 左上: Doppler 宽度 $\Delta\lambda_D$; 右上: 吸收系数比 η_0 ; 左下: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右下: Planck 函数一阶近似 S_1

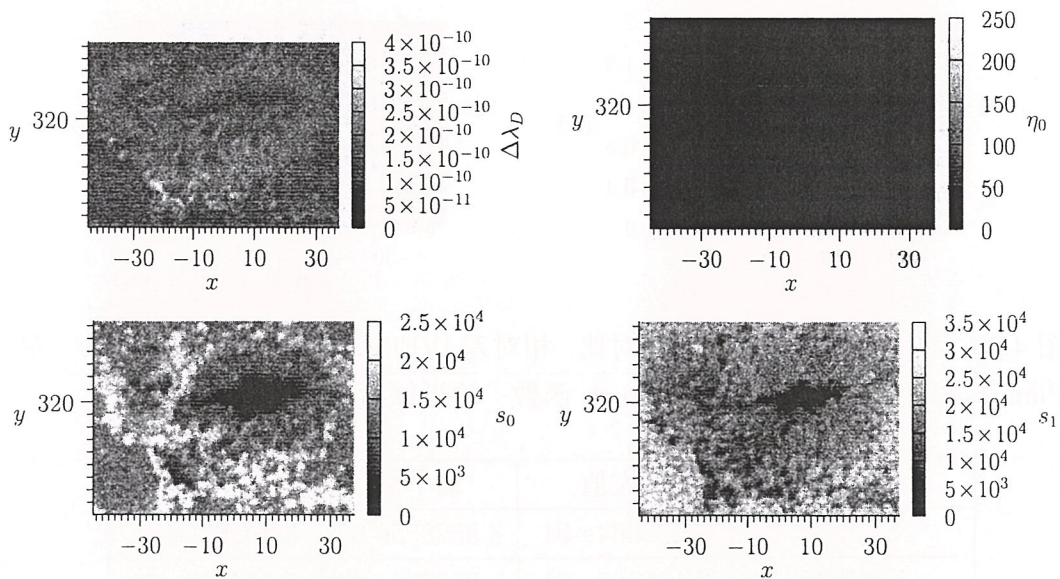


图 4.23: 活动区 11401 MEINV 计算结果. 左上: Doppler 宽度 $\Delta\lambda_D$; 左下: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右下: Planck 函数一阶近似 S_1

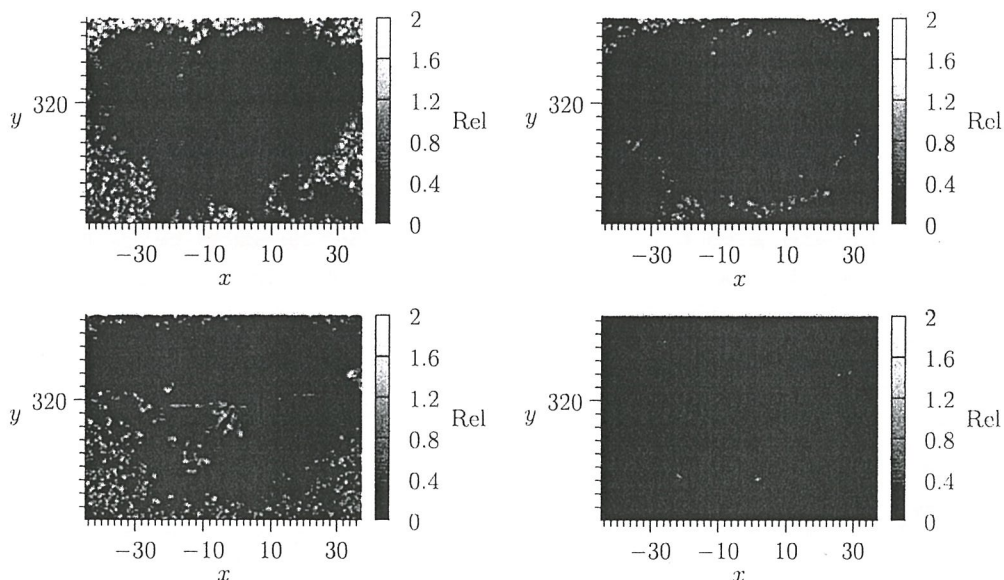


图 4.24: 活动区 11401 计算结果对比: 相对差 $|VFISV - MEINV|/MEINV$. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}

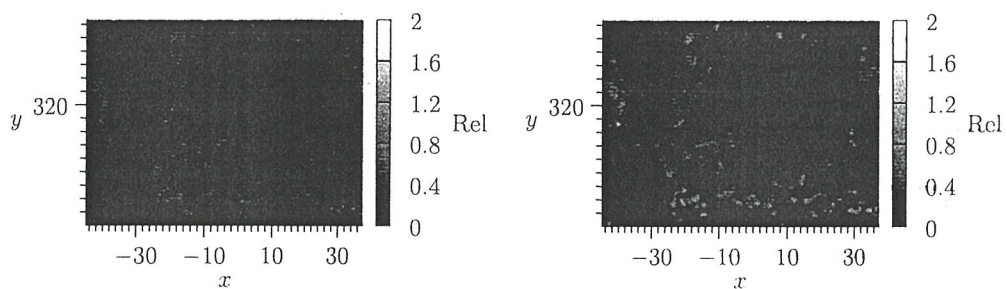


图 4.25: 活动区 11401 计算结果对比: 相对差 $|VFISV - MEINV|/MEINV$. 左: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右: Planck 函数一阶近似 S_1

	最大值	最小值	平均值
VFISV	1.289864e-01	8.552855e-03	3.312696e-02
MEINV	3.135262e-01	1.953702e-02	6.177230e-02
MEINV/VFISV	6.076133e+00	9.879561e-01	1.911034e+00

表 4.6: 活动区 11401 的最小二乘误差 χ 统计

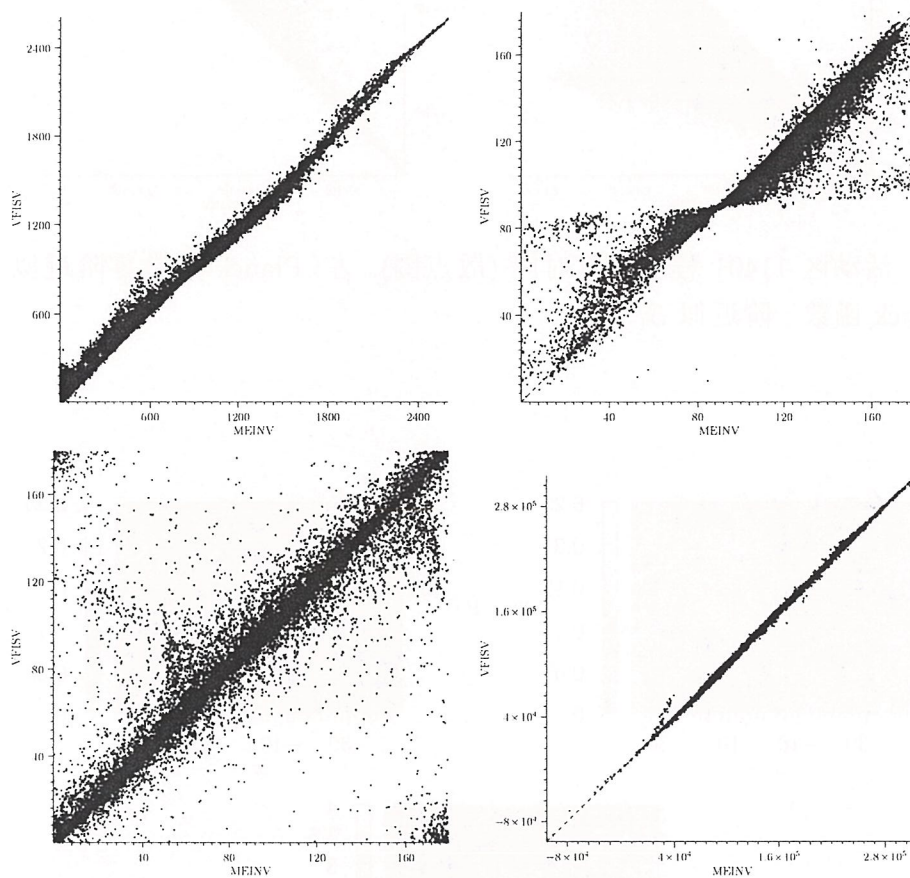


图 4.26: 活动区 11401 程序计算对比 (散点图). 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}

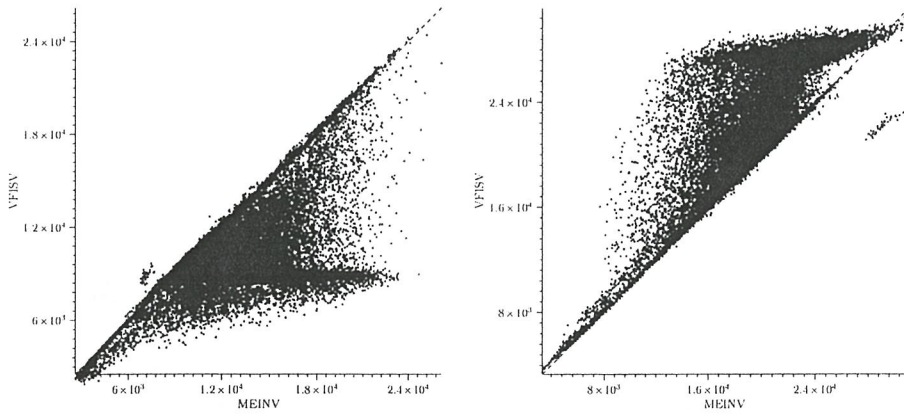


图 4.27: 活动区 11401 程序计算对比 (散点图). 左: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右: Planck 函数一阶近似 S_1

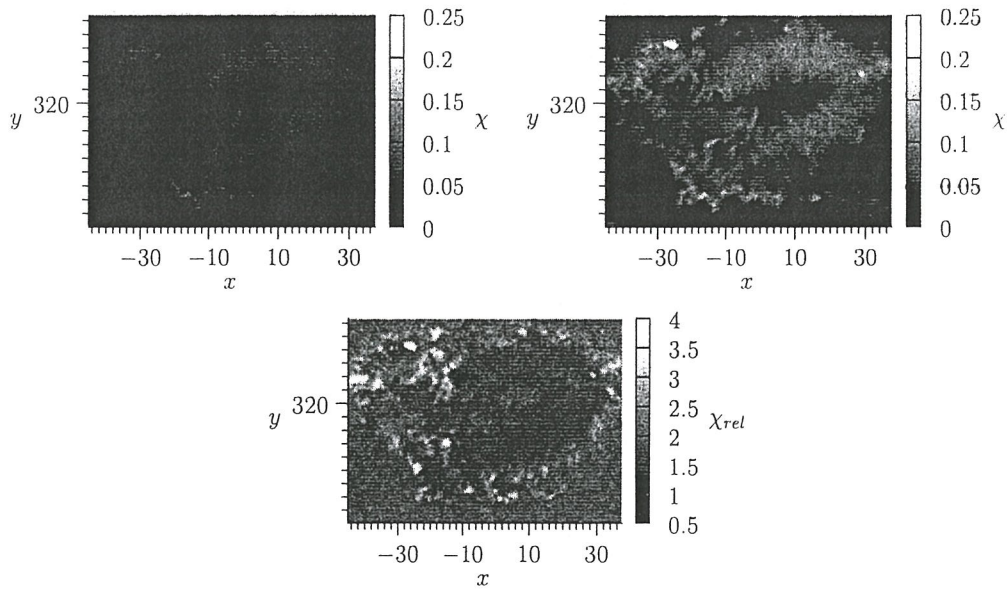


图 4.28: 活动区 11401 的最小二乘误差 χ . 左上: VFISV; 右上: MEINV 下: MEINV / VFISV

4.3.4 活动区 11423 : 2012 年 03 月 02 日

本小节展示的是针对 2012 年 03 月 02 日活动区 11423 的反演计算结果. 其中图 4.29 至图 4.32 展示的分别是由 MEINV 和 VFISV 计算得到的 8 个未知参数的图像. 图 4.33 及图 4.34 展示的是两程序结果的差值比较, 表 4.7 是差值比较的统计结果. 图 4.35 及图 4.36 为两程序结果的在整个计算区域上的散点图. 图 4.37 和表 4.8 分别为两程序结果对应的最小二乘误差的比较随空间的分布和统计信息. 表中的绝对差是指两程序得到的某未知量的差的绝对值, 而相对差是指绝对差与 MEINV 计算值的比值.

	绝对差 最大值	绝对差 平均值	相对差 最大值	相对差 平均值
B	2.920168e+02	4.430310e+01	2.380611e+01	3.254667e-01
ψ	6.616465e+01	3.303635e+00	8.569688e+01	4.121903e-02
ϕ	1.797935e+02	4.798916e+00	2.031643e+05	2.303004e+01
v_{loc}	1.656727e+04	1.628931e+03	4.416018e-02	4.333817e-03
S_0	1.510449e+04	2.294064e+03	6.211883e-01	1.594860e-01
S_1	1.462758e+04	2.204867e+03	1.096053e+00	1.021123e-01

表 4.7: 活动区 11423 的差别统计

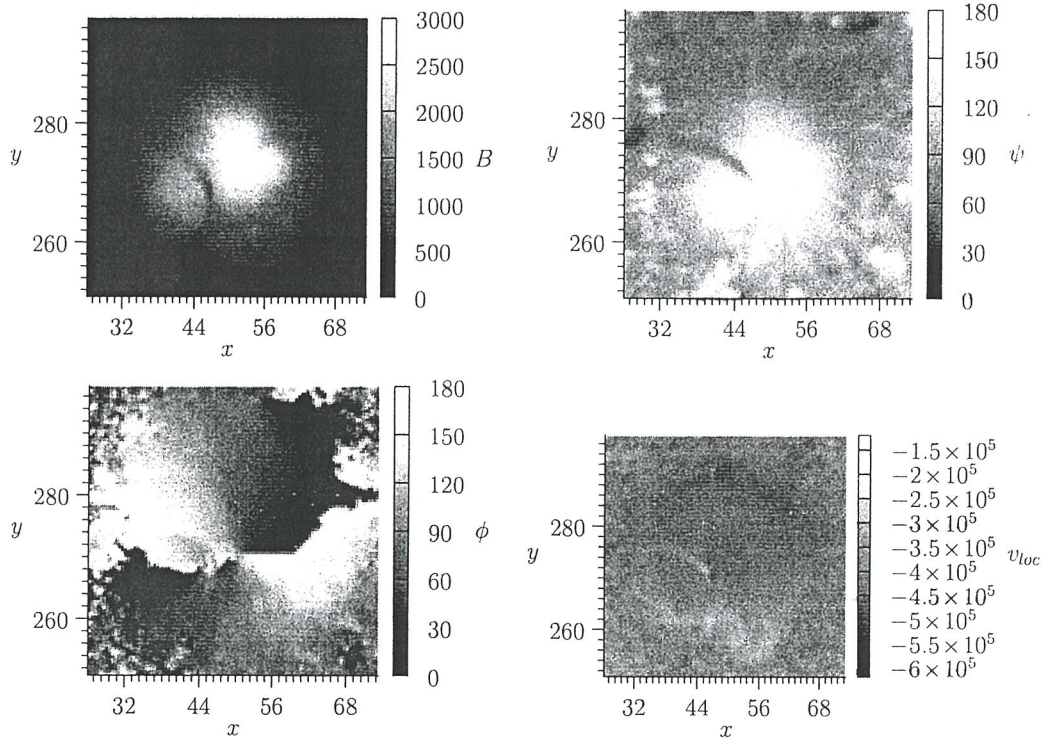


图 4.29: 活动区 11423 VFISV 的计算结果. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}

	最大值	最小值	平均值
VFISV	1.201789e-01	7.955040e-03	2.849405e-02
MEINV	1.873369e-01	1.185848e-02	5.232560e-02
MEINV/VFISV	4.464342e+00	7.498553e-01	1.875544e+00

表 4.8: 活动区 11423 的最小二乘误差 χ 统计

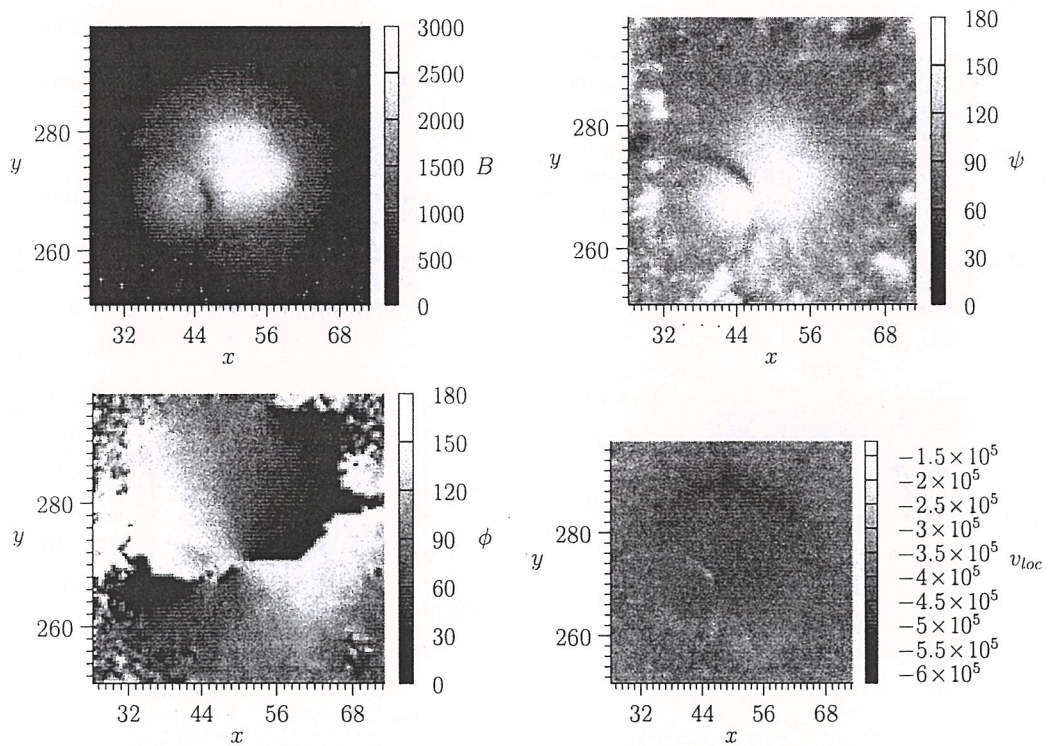


图 4.30: 活动区 11423 MEINV 计算结果. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}

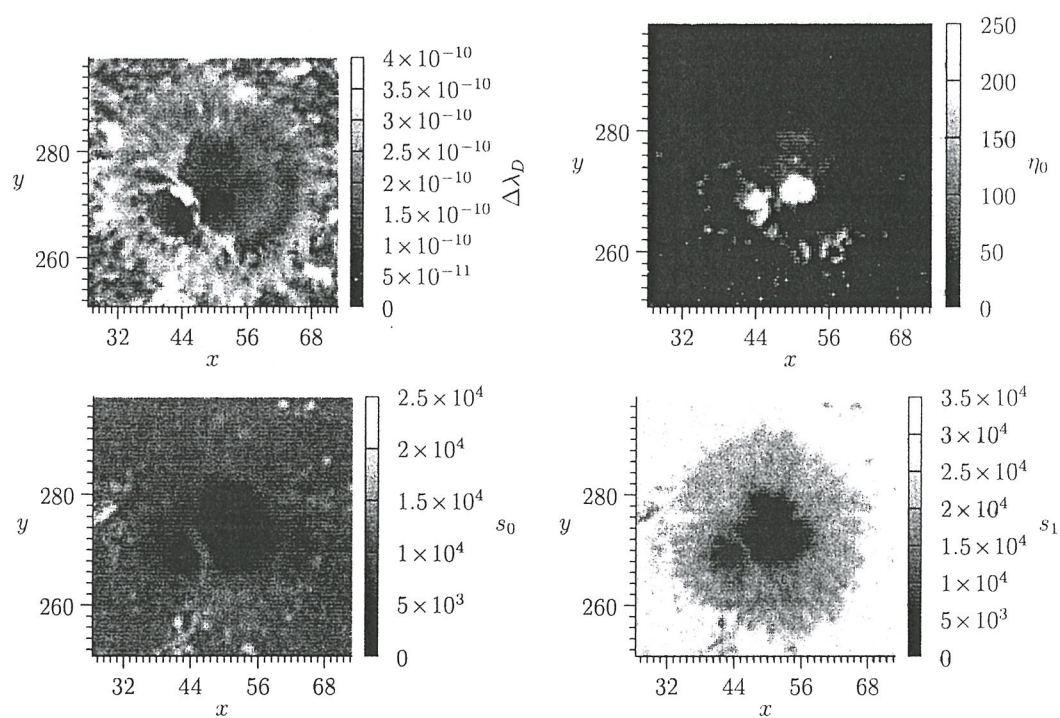


图 4.31: 活动区 11423 VFISV 计算结果. 左上: Doppler 宽度 $\Delta\lambda_D$; 右上: 吸收系数比 η_0 ; 左下: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右下: Planck 函数一阶近似 S_1

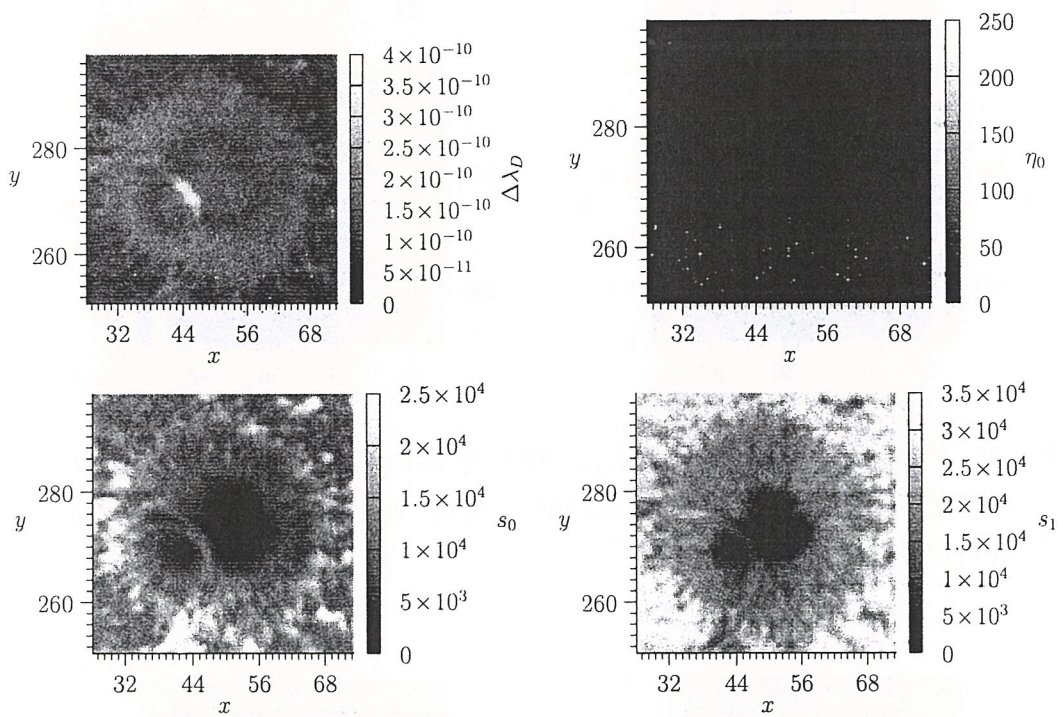


图 4.32: 活动区 11423 MEINV 计算结果. 左上: Doppler 宽度 $\Delta\lambda_D$; 左下: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右下: Planck 函数一阶近似 S_1

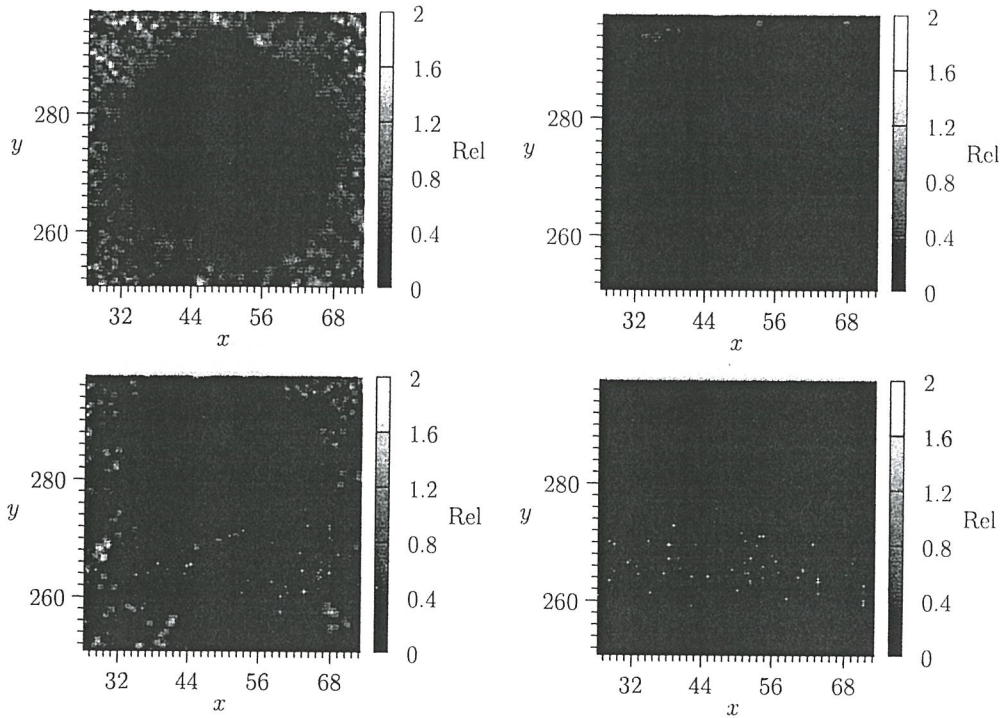


图 4.33: 活动区 11423 计算结果对比: 相对差 $|VFISV - MEINV|/MEINV$. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}

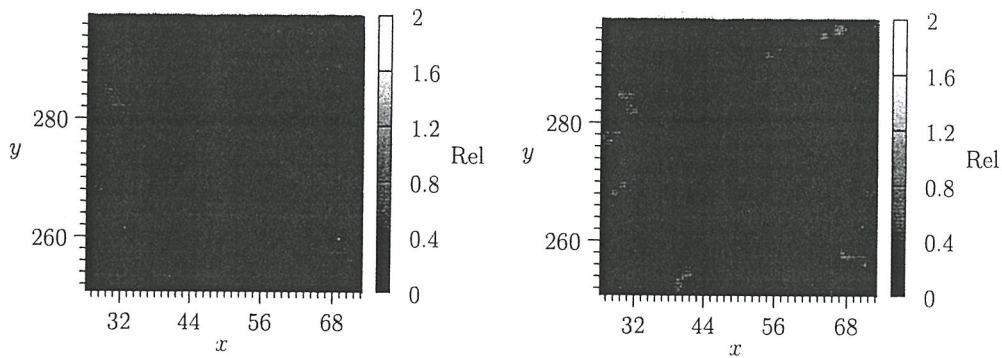


图 4.34: 活动区 11423 计算结果对比: 相对差 $|VFISV - MEINV|/MEINV$. 左: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右: Planck 函数一阶近似 S_1

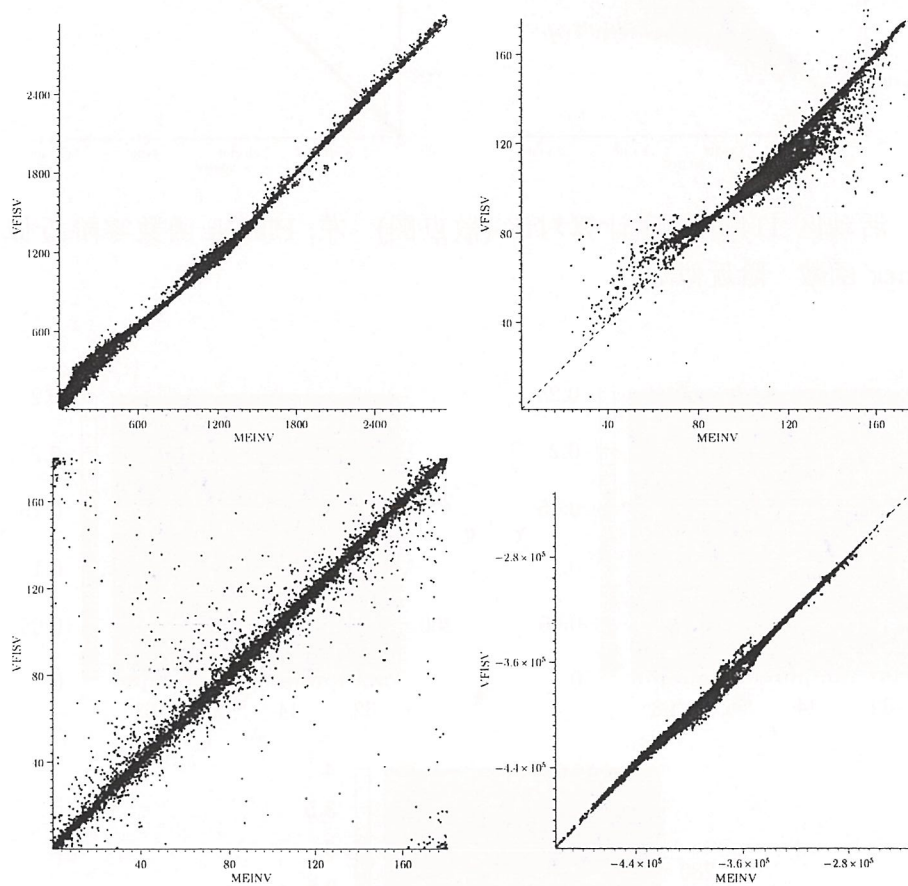


图 4.35: 活动区 11423 程序计算对比 (散点图). 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}

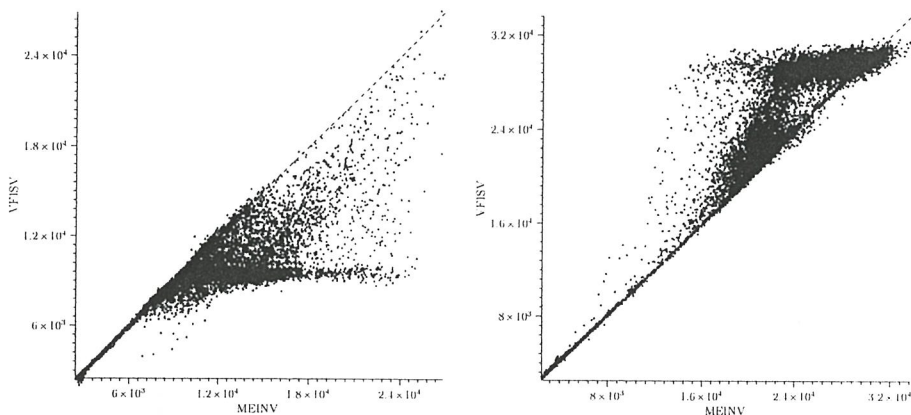


图 4.36: 活动区 11423 程序计算对比 (散点图). 左: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右: Planck 函数一阶近似 S_1

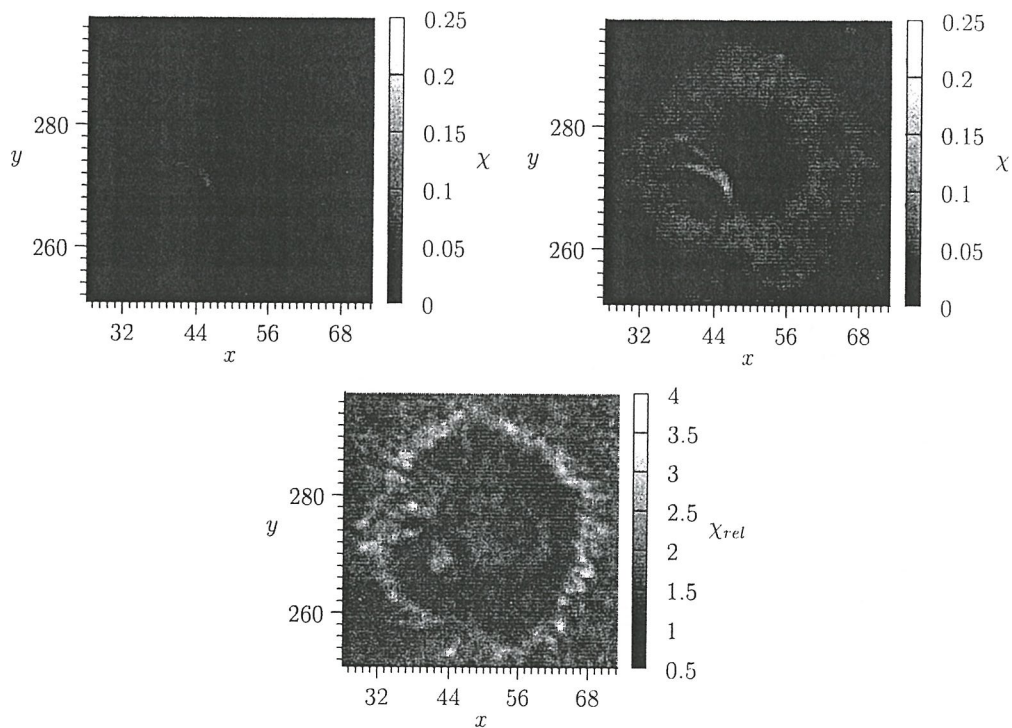


图 4.37: 活动区 11423 的最小二乘误差 χ . 左上: VFISV; 右上: MEINV 下: MEINV / VFISV

4.3.5 活动区 11445 : 2012 年 03 月 29 日

本小节展示的是针对 2012 年 03 月 29 日活动区 11445 的反演计算结果. 其中图 4.38 至图 4.41 展示的分别是由 MEINV 和 VFISV 计算得到的 8 个未知参数的图像. 图 4.42 及图 4.43 展示的是两程序结果的差值比较, 表 4.9 是差值比较的统计结果. 图 4.44 及图 4.45 为两程序结果的在整个计算区域上的散点图. 图 4.46 和表 4.10 分别为两程序结果对应的最小二乘误差的比较随空间的分布和统计信息. 表中的绝对差是指两程序得到的某未知量的差的绝对值, 而相对差是指绝对差与 MEINV 计算值的比值.

	绝对差 最大值	绝对差 平均值	相对差 最大值	相对差 平均值
B	3.321975e+02	4.160457e+01	4.471179e+01	5.788070e-01
ψ	7.827554e+01	3.455086e+00	1.878554e+02	1.071101e-01
ϕ	1.797835e+02	5.721876e+00	1.184256e+05	1.280114e+01
v_{loc}	3.883487e+04	7.234883e+02	8.981245e-01	4.312371e-03
S_0	1.621512e+04	2.768584e+03	6.446513e-01	2.007367e-01
S_1	1.556695e+04	2.501774e+03	1.280171e+00	1.227458e-01

表 4.9: 活动区 11445 的差别统计

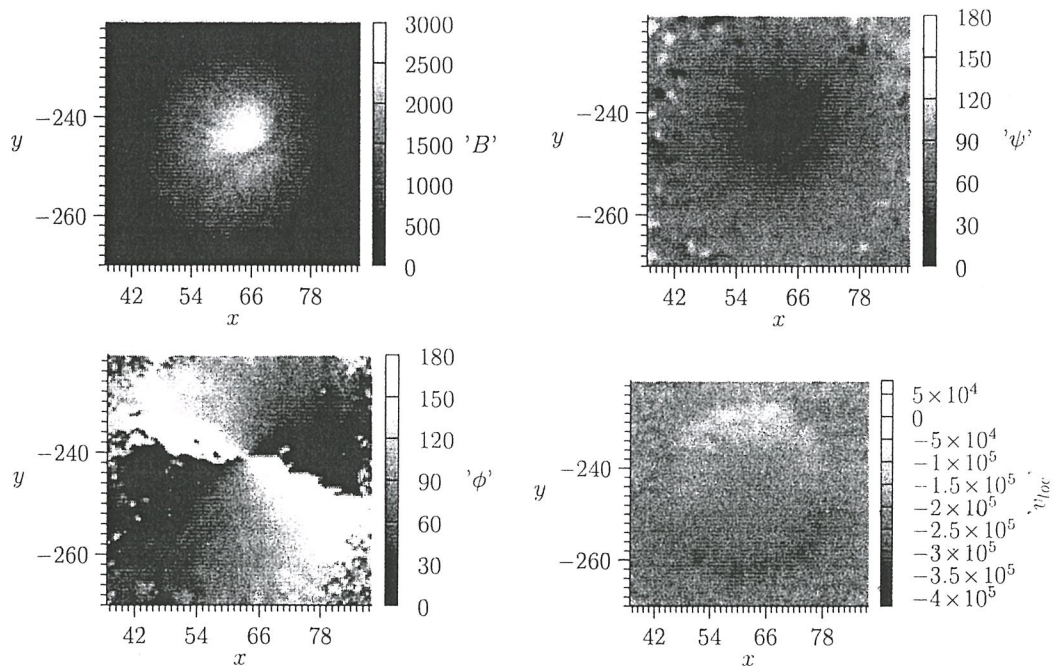


图 4.38: 活动区 11445 VFISV 的计算结果. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}

	最大值	最小值	平均值
VFISV	9.338987e-02	6.553208e-03	2.695518e-02
MEINV	3.030947e-01	1.353520e-02	5.072384e-02
MEINV/VFISV	8.115490e+00	1.245466e+00	2.010745e+00

表 4.10: 活动区 11445 的最小二乘误差 χ 统计

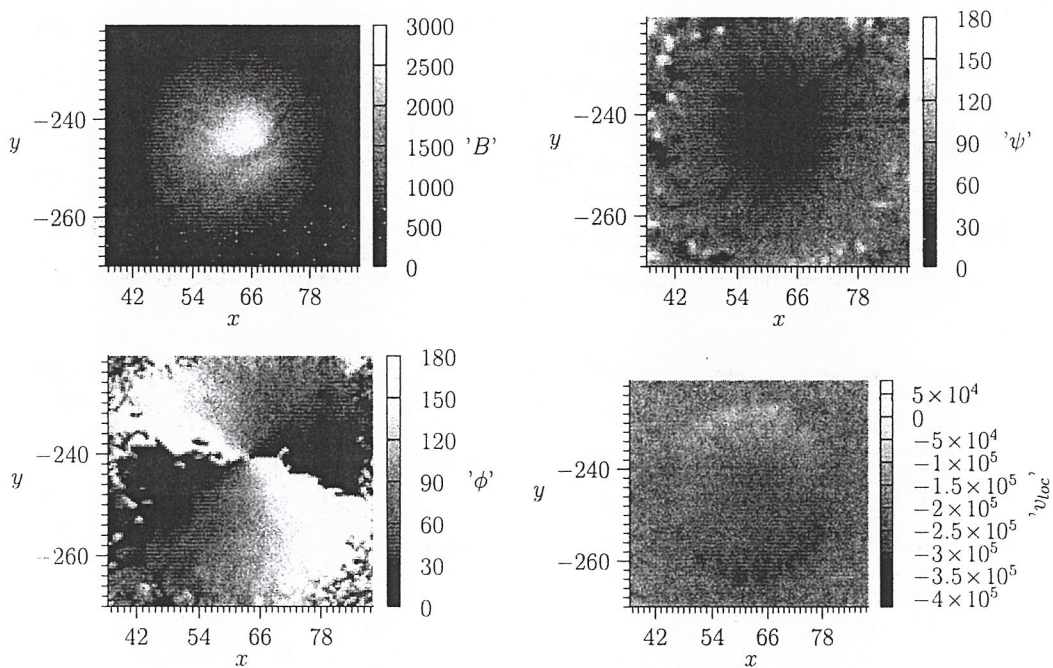


图 4.39: 活动区 11445 MEINV 计算结果. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}

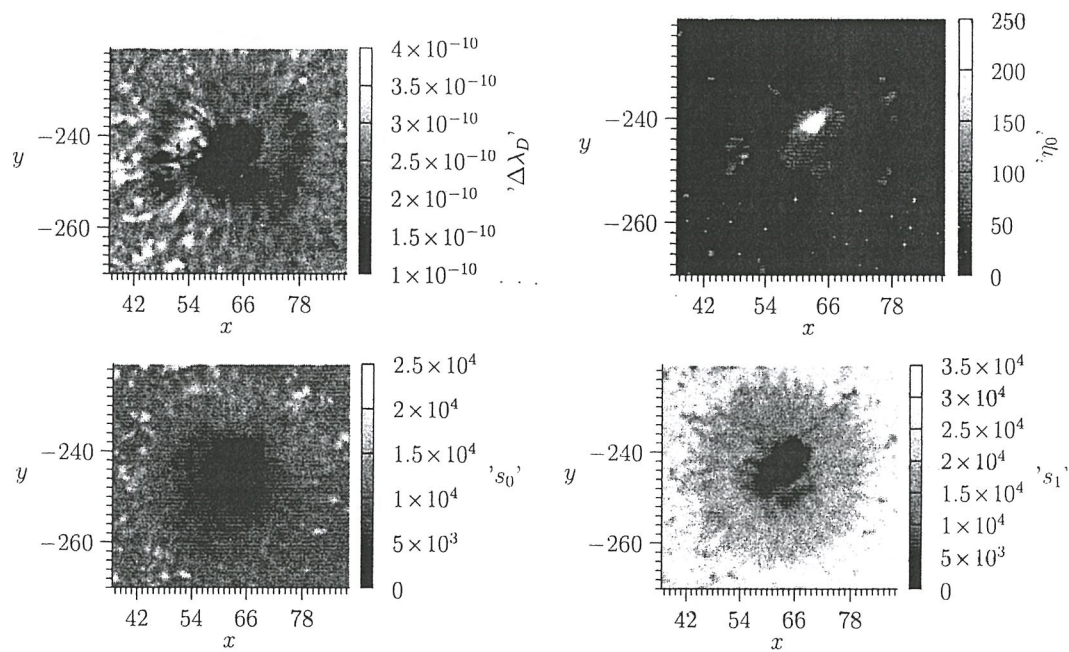


图 4.40: 活动区 11445 VFISV 计算结果. 左上: Doppler 宽度 $\Delta\lambda_D$; 右上: 吸收系数比 η_0 ; 左下: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右下: Planck 函数一阶近似 S_1

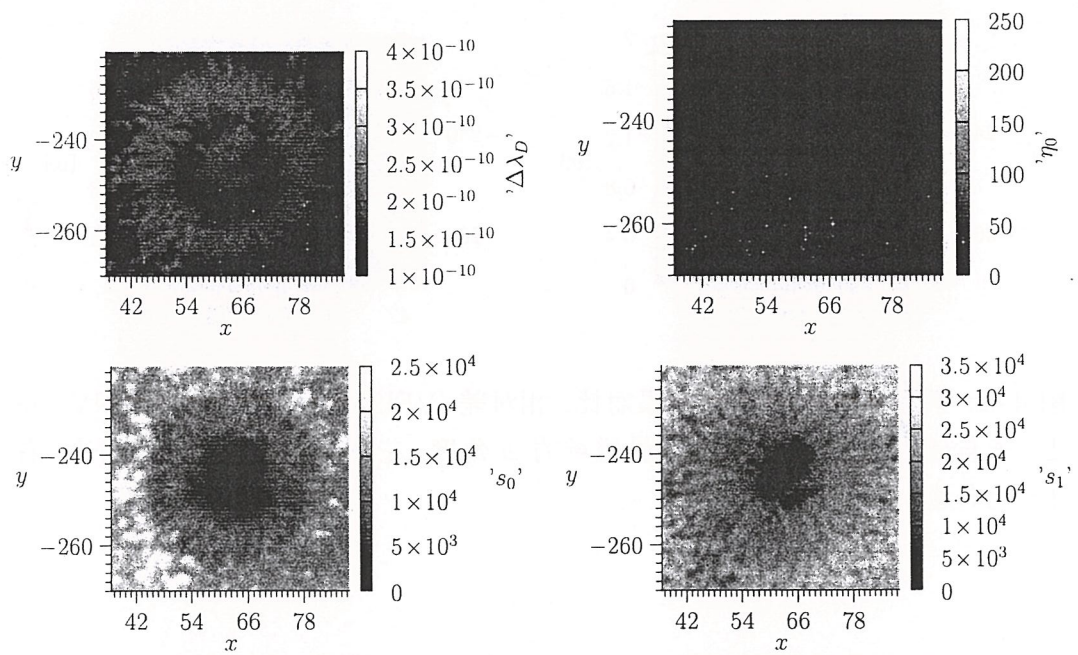


图 4.41: 活动区 11445 MEINV 计算结果. 左上: Doppler 宽度 $\Delta\lambda_D$; 左下: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右下: Planck 函数一阶近似 S_1

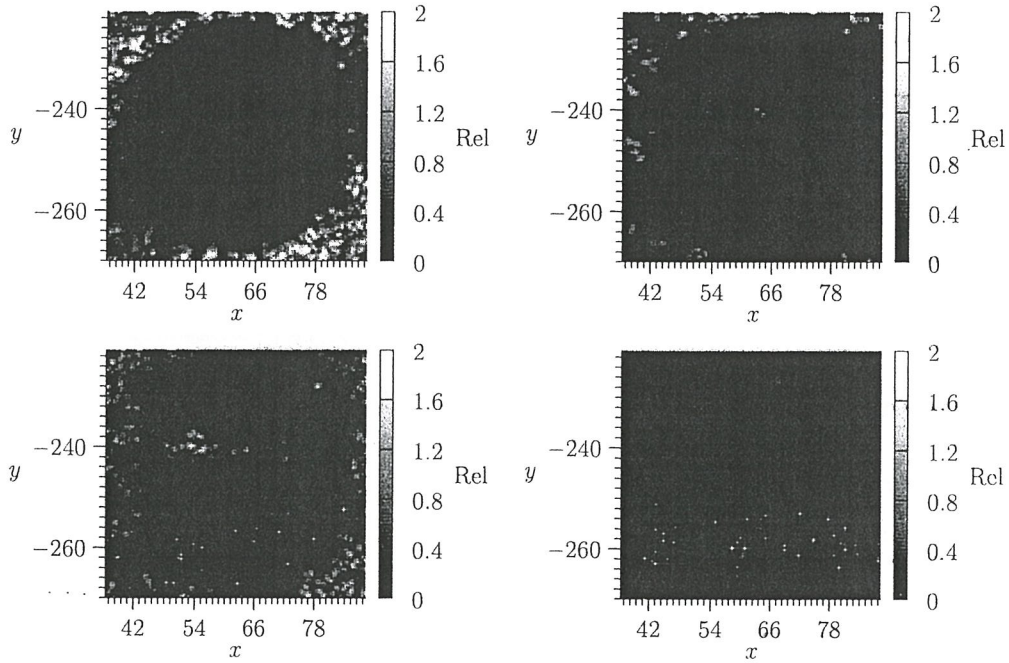


图 4.42: 活动区 11445 计算结果对比: 相对差 $|VFISV - MEINV|/MEINV$. 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}

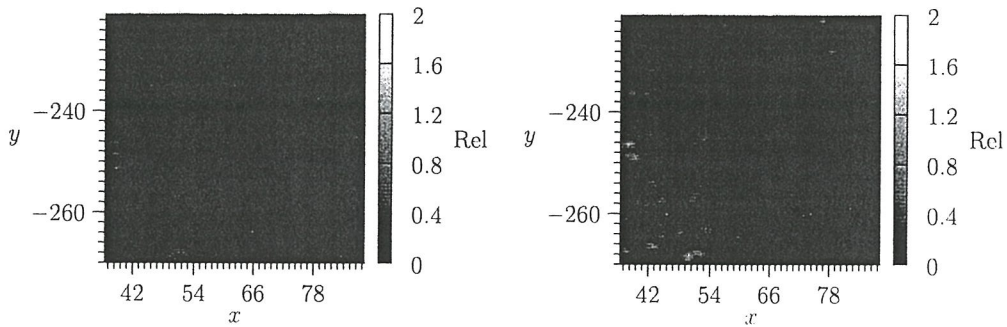


图 4.43: 活动区 11445 计算结果对比: 相对差 $|VFISV - MEINV|/MEINV$. 左: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右: Planck 函数一阶近似 S_1

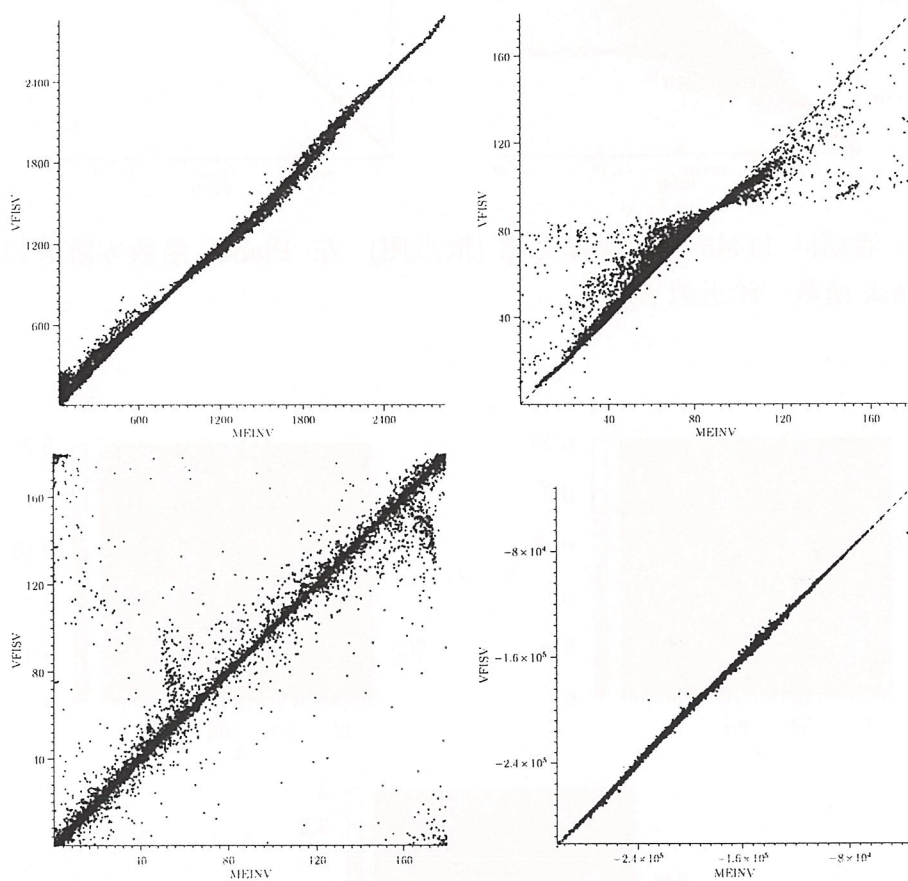


图 4.44: 活动区 11445 程序计算对比 (散点图). 左上: 矢量磁场的模 B ; 右上: 矢量磁场的 ψ 角度; 左下: 矢量磁场的 ϕ 角度; 右下: 视向速度场 v_{loc}

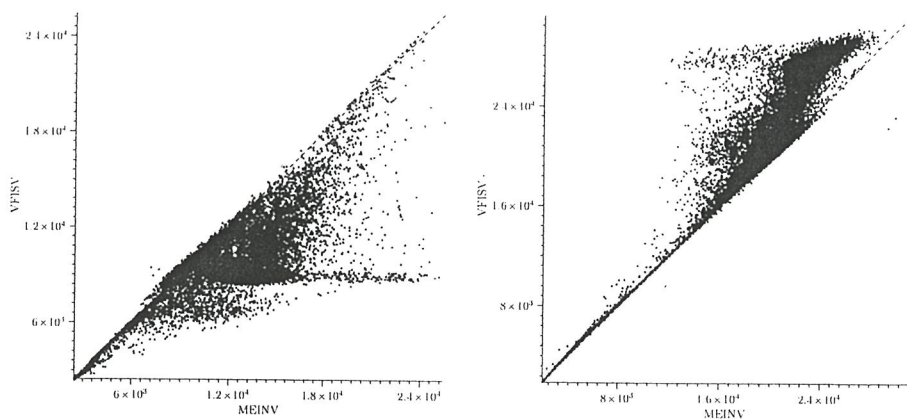


图 4.45: 活动区 11445 程序计算对比 (散点图). 左: Planck 函数零阶近似 S_0 ; 右: Planck 函数一阶近似 S_1

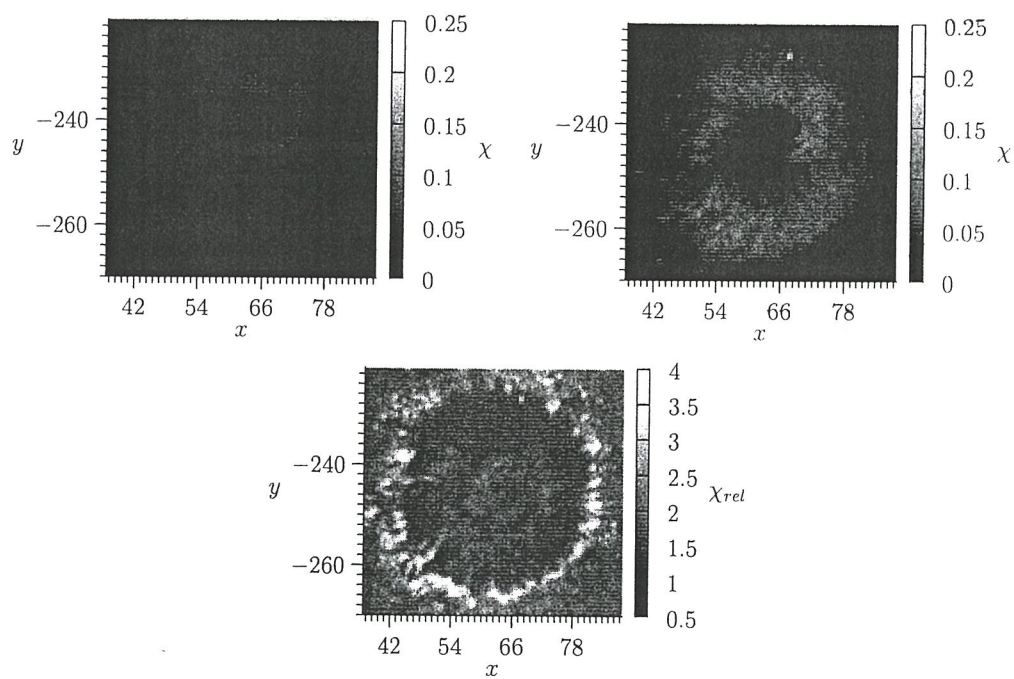


图 4.46: 活动区 11445 的最小二乘误差 χ . 左上: VFISV; 右上: MEINV 下: MEINV / VFISV

4.3.6 结果分析

综合分析上述结果,可以得到如下结论.

- 从未知量空间分布的整体效果看,两个程序共同的特征是, B , ψ , ϕ , v_{loc} , S_0 , 和 S_1 的光滑性较好,而由于固定了 η_0 , MEINV 中 $\Delta\lambda_D$ 的结果的光滑性明显好于 VFISV,这与第 4.1 最后的分析相符.
- 从两程序结果的差异看,除掉 η_0 , $\Delta\lambda_D$ 不算. B , ψ , ϕ , v_{loc} 差异相对较小, S_0 , S_1 差异较大.这也从另一个侧面反映出 B , ψ , ϕ , v_{loc} 的结果更加可信.
- 从最小二乘误差的分布和比较看,误差最大的区域主要分布在黑子半影区.平均而言,MEINV 的误差约为 VFISV 的 1.9 倍.
- 根据表 4.11 所展示的计算时间的统计结果,MEINV 耗时约为 VFISV 的 1/4.

算例	MEINV			VFISV			单像素 时间比
	总时间	像素数	单像素时间	总时间	像素数	单像素时间	
1	2.69e+01	1.40e+04	1.92e-03	1.28e+02	1.40e+04	9.16e-03	2.10e-01
2	4.35e+01	2.24e+04	1.94e-03	2.04e+02	2.24e+04	9.11e-03	2.13e-01
3	4.81e+01	2.28e+04	2.11e-03	2.02e+02	2.28e+04	8.89e-03	2.38e-01
4	2.07e+01	9.80e+03	2.11e-03	8.91e+01	9.80e+03	9.09e-03	2.32e-01
5	2.09e+01	1.13e+04	1.84e-03	1.02e+02	1.13e+04	9.03e-03	2.04e-01

表 4.11: MEINV 和 VFISV 的墙上时间统计对比



第五章 总结与展望

随着 SDO/HMI 矢量磁场反演技术的进一步成熟, 以及 SST/2DS 项目的逐步立项, 掌握并进一步发展该技术对于国家天文台怀柔太阳观测基地是至关重要的. 本文详细阐述了基于两类不同的人工合成谱线技术的磁场反演算法, 并进一步介绍了作者在从事博士后研究期间的几项主要工作:

1. 改进了怀柔基地多通道太阳磁场望远镜的磁场定标方法.

建成于上世纪 80 年代的怀柔基地多通道太阳磁场望远镜一直以来都在采用基于弱场近似 (1.1) 和 (1.2) 的方法来实现矢量磁场的定标, 即仅使用两个固定的系数 k_{\parallel} , k_{\perp} 来确定整个矢量磁场.

然而, 实际计算表明, 当磁场大于 1500 高斯时, Stokes 参量随磁场的变化将严重偏离线性 (参见第 3.2 的计算结果). 作者将其推进一步, 使用查表的方法, 使磁场与 Stokes 参量的关系不止局限于线性, 使得定标过程更符合物理模型.

另外, 传统的定标方法对横向, 纵向磁场分别定标, 会不可避免地产生交叉串扰现象. 作者进行了双向的交叉串扰分析, 即在不同的波长位置计算了横向磁场 B_x , B_y 对 V/I 的影响及纵向磁场 B_z 对 Q/I , U/I 的影响, 并基于上述分析的结果分别确定了纵场横场的观测波长偏离线心的合适位置, 参见表 3.6 和表 3.7. 同时, 作者还在定标过程中考虑了纵向磁场 B_z 对 Stokes 参量 Q/I , U/I 的影响考虑在内, 进一步提高了横场测量的准确性.

此外, 作者还比较了 Stokes 参量针对三个通道的特定滤光器的理论透过带轮廓进行卷积计算前后的计算结果. 发现对滤光器轮廓的卷积会显著影响 Stokes 参量关于磁场的敏感性. 特别是对于横场测量, 卷积直接导致线心处的结果无法使用. 因此, 滤光器性能的优劣对于该仪器的测量精度具有重要影响.

2. 独立开发了可适用于 SDO/HMI 和未来 SST/2DS 仪器的基于 MPI 的并行磁场反演计算平台 MEINV, 在此平台的基础上改进了 SDO/HMI 现行的磁场反演算法, 并通过实测算例检验了计算效果和计算效率.

为满足未来 SST/2DS 仪器的需要, 作者开发了一套基于 Stokes 轮廓的并行太阳大气模型反演平台 MEINV. 该平台利用 MPI 通用并行计算接口实现, 具有高度的可扩展性, 为使用不同的吸收谱线 (包括正常和反常 Zeeman 效应), 不同的人工合成谱线算法, 不同的仪器滤光器轮廓和不同的最小二乘迭代初值和终止准则均提供了扩展接口. 尽管目前基于对 SDO/HMI 进行测试的需要, 只实现了与 VFISV 基本相同的基于谱线 FeI 6173 Å 和 SDO/HMI 的滤光器轮廓的算法, 但只要了解相关的谱线和滤光器轮廓参数, 将其应用到 SST/2DS 上不会有本质的困难.

在实现该平台的过程中, 作者尝试对 SDO/HMI 现行的磁场反演算法进行了如下几项改进:

- (a) 改进了初值选择策略. 采用了与 VFISV 不同的迭代初值选择策略. VFISV 首先采用一固定初值, 而后在迭代过程中, 如果 x^{pre} 经过多次尝试均不被接受 (参见第 4.2 节), 则使用一种随机跳出局部极值点的策略, 随机选择一距上一步有一定距离的点作为初值重新开始迭代. 实测数据表明, 该方法对于绝大多数位于活动区内的数据均能够避免算法收敛到局部极小值点, 只是随机跳出策略需要较多的计算开销. 作者尝试了一种更加简单的策略, 即直接针对 ϕ 选取不同的初值分别计算, 最后取最小二乘误差 χ 最小的解. 实际算例表明, 该策略能够在保持最终的 χ 平均增加约 1.9 倍的前提下节省约 3/4 的时间.
- (b) 提高了合成 Voigt 和 Faraday 函数的光滑性. 关于 Voigt 和 Faraday 函数的计算, Borrero 等 ([10]) 给出的基于 Taylor 展开的方法. 和经典方法 ([37]) 相比, 在精度损失可以接受的前提下, 明显地提高了计算效率, 但该方法所带来的位于网格点上的不光滑性很可能会为磁场反演的最小二乘算法制造困难. 作者使用的基于三次多项式插值的方法, 则可以获得整体的一阶光滑性, 在继承了该方法优点的前提下, 避免了上述困难.
- (c) 为改善问题的稳定性, 简化了待反演参数. 基于第 4.1 节最后一段的分析, 作者发现待反演参数中的 $\Delta\lambda_D$ 和 η_0 是近似相关的. 这是导致 VFISV 反演结果不稳定的主要原因. 作者在 MEINV 中将 η_0 固定, 只取 $\Delta\lambda_D$ 为待反演参数, 使得计算结果的稳定性有了明显提高.

在上述工作的基础上, 可以进一步开展的工作包括

1. 针对 MEINV, 探索更好的初值选择方案, 以实现在控制计算时间的基础上进一步减小反演结果的最小二乘误差 χ .
2. 如前所述, MEINV 已经为调整相关算法参数提供了很多接口. 于是, 进一步的工作便包括, 伴随 SST/2DS 的研制, 针对具体仪器进一步调整诸如组合因子 τ , 权值 w_i , 迭代初始值等参数, 使算法更适合于新的仪器.
3. 取更多的观测实例参与计算和对比, 特别是进一步导入 HINODE/SP 的数据做对比计算, 以增加计算结果的可信度.
4. 目前处理 $\Delta\lambda_D$ 和 η_0 的方法是简单固定其一. 若能对谱线合成的物理模型进行改进, 从而找到新的具有物理意义的参数代替这两个参数, 则反演得到的结果会更有意义, 在理论上也更可信.



致 谢

值此报告完成之际, 谨向各位给予我指导, 关心, 帮助的老师, 同学, 朋友和家人表示由衷的感谢.

我衷心地感谢我的合作导师邓元勇研究员. 邓元勇研究员悉心的指导让我这位太阳物理界的外行了解并初步掌握了太阳磁场测量的相关背景知识. 他严谨的治学态度让我深刻体会到了从事科研工作所应具备的素质, 并通过耐心的引导让我顺利开展起了相关的研究工作.

感谢美国斯坦福大学的刘扬老师. 在我赴斯坦福大学访问期间, 他对我的工作, 生活提供了诸多帮助. 没有他的帮助, 我不可能了解关于 SDO/HMI 仪器的滤光器轮廓和 VFISV 程序的诸多细节.

感谢与我合作的美国高山天文台 (HAO) 的 Steven Tomczyk 教授和 Michael J. Thompson 教授. 他们对安排我在 HAO 的访问工作事宜提供了诸多帮助. 同时, 还要感谢 HAO 的 Rebacca Centeno-Elliott. 作为目前 VFISV 的开发负责人, 她为我进一步理解 VFISV 的算法提供了关键性的意见.

感谢中国科学院国家天文台以及怀柔太阳观测基地为我提供的良好的学习, 工作和科研环境. 报告中的全部算例都是在课题组专为我提供的高性能计算机上完成的. 感谢林钢华研究员, 杨潇同学, 赵翠同学为保证课题组优秀的软, 硬件及网络环境所付出的辛勤劳动.

感谢张洪起研究员, 张枚研究员, 王东光研究员, 苏江涛研究员, 我的师兄侯俊峰同学和白先勇同学, 以及和我朝夕相处的同事杨尚斌助理研究员. 他们不仅帮助我了解了怀柔基地的相关仪器和之前的定标方案, 还与我多次讨论, 提出了很多宝贵意见, 使我受益良多. 报告的完成离不开他们的指导和建议.

感谢林佳本, 孙英资, 汪国萍等技术人员为我在怀柔基地从事观测工作提供的帮助. 同时, 还要感谢王慧, 张鼎波, 王绚等怀柔基地的行政工作人员. 他们对我在怀柔基地的生活和工作提供了必不可少的支持.

感谢国家自然科学基金和中国科学院国家天文台对我的研究工作所提供的资助.

最后, 谨以此文献给我的父母, 感谢他们为我提供的优秀的成长环境, 以及

一直以来对我学习, 工作的支持与鼓励.

参考文献

- [1] 艾国祥, 李威, 张洪起, 北京天文台台刊, 8, 11-20 (1986)
- [2] L.H. Auer, J.N. Heasley, L.L. House, *Solar Phys.* 55, 47 (1977)
- [3] High resolution solar spectrum, BASS2000 Solar Survey Archive, available online: http://bass2000.obspm.fr/solar_spect.php.
- [4] J. M. Beckers, *Solar Physics*, 9, 372-386 (1969).
- [5] L.R. Bellot Rubio, B. Ruiz Cobo, M. Collados, *ApJ*, 478, 45 (1997)
- [6] L.R. Bellot Rubio, B. Ruiz Cobo, M. Collados, *ApJ*, 535, 475 (2000)
- [7] L.R. Bellot Rubio, B. Ruiz Cobo, M. Collados, *ApJ*, 535, 489 (2000)
- [8] P.N. Bernasconi, C.U. Keller, H.P. Povel, J.O. Stenflo, *Astron. Astrophys.* 302, 533 (1995)
- [9] J.M. Borrero Santiago The fine structure of the sunspot penumbra, PHD Dissertation, Göttingen, 2004.
- [10] J.M. Borrero, S. Tomczyk, M. Kubo, H. Socas-Navarro, J. Schou, S. Couvidat, R. Bogart, *Solar Physics*, 273, 267-293 (2011)
- [11] T.A. Carroll, J. Staude, *Astron. Astrophys.*, 378, 316-326 (2001)
- [12] C. Cowley, *Observatory*, 91, 139 (1971).
- [13] N. Cox, *Allen's Astrophysical Quantities*, Fourth Edition, Springer-Verlag, New York, Berlin, Heidelberg (2000)
- [14] A. Dalgarno, *Geophys. Corp. Am. Techn. Rep. no. 62-28-A* (1962).
- [15] A. Dalgarno, D.A. Williams, *Astrophys. J.*, 136, 690 (1962).

- [16] C. Frutiger, S.K. Solanki, A. López Ariste, J. Thatcher, M. Semel, *Astron. Astrophys.*, 336, 65L (1998)
- [17] O. Gingerich, de Jager, C., *Solar Physics*, 3, 5-25 (1968).
- [18] O.J. Gingerich, D.W. Latham, J.L. Linsky, S.S. Kumar, *Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep. no. 240*, Cambridge, Mass (1967).
- [19] H.R. Griem, *Phys. Rev.* 165, 258 (1968)
- [20] J. Harvey, W.L. Livingston, C. Slaughter, *Line Formation in the Presence of Magnetic Fields*, manuscripts presented at a conference held in Boulder, CO (USA), 30 August-2 September, 1971
- [21] <http://www.csac.hao.ucar.edu/csac/inversionSchemes.jsp>
- [22] A.K. Hui, B.H. Armstrong, A.A. Wray, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 18, 509 (1977)
- [23] 金春兰, 汪景秀, *天文学进展*, 25, 305 (2007)
- [24] C.U. Keller, S.K. Solanki, O. Steiner, J.O., *Astron. Astrophys.*, 238, 583 (1990)
- [25] E. Landi Degl'Innocenti, *Astron. Astrophys. Suppl.* 25, 379 (1976)
- [26] E. Landi Degl'Innocenti, M. Landi Degl'Innocenti, *Solar Physics*, 97, 239-250 (1985)
- [27] E. Landi Degl'Innocenti, M. Landolfi, *Solar Phys.* 87, 221 (1983)
- [28] M.Landolfi, E. Landi Degl'Innocenti, P.Arena, *Solar Phys.* 93, 269 (1984)
- [29] K.L. Letchworth, D.C. Benner, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 107, 173 (2007)
- [30] 林元章, *太阳物理导论*, 科学出版社, 北京 (2000)

- [31] B.W. Lites, A. Skumanich, D.E. Rees, G.A. Murphy, *Astrophys. J.* 330, 493 (1988)
- [32] A. López Ariste, M. Semel, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 139, 417-424 (1999)
- [33] A. López Ariste, M. Semel, *Astron. Astrophys.* 350, 1089-1099 (1999)
- [34] O.K. Moe, *Solar Phys.* 4, 267. (1968)
- [35] Yu. Ralchenko, A.E. Kramida, J. Reader, NIST ASD Team, NIST Atomic Spectra Database, version 4.0, 2008, available online: <http://physics.nist.gov/asd3>.
- [36] D.E. Rees, A. López Ariste, J. Thatcher, M. Semel, *Astron. Astrophys.*, 355, 759-768 (2000)
- [37] A. Reichel, *J. quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer* 8, 1601 (1968).
- [38] B. Ruiz Cobo, J.C. del Toro Iniesta, *Astrophys. J.* 398, 375 (1992)
- [39] B. Ruiz Cobo, J.C. del Toro Iniesta, *Astron. Astrophys.*, 283, 129 (1994)
- [40] J. Sánchez Almeida, B. Ruiz Cobo, J.C. del Toro Iniesta, *Astronomy and Astrophysics*, 314, 295-302 (1996)
- [41] J. Sánchez Almeida, E. Landi Degl'Innocenti, V. Martínez Pillet, B.W. Lites, *ApJ*, 466, 537 (1996)
- [42] J. Sánchez Almeida, *ApJ*, 491, 993 (1997)
- [43] A. Skumanich, B.W. Lites, *Astrophys. J.*, 322, 473 (1987)
- [44] H. Socas-Navarro, A. López Ariste, B.W. Lites, *The Astrophysical Journal*, 553, 949-954 (2001)
- [45] H. Socas-Navarro, 20th International Sacramento Peak Summer Workshop, *Advanced Solar Polarimetry - Theory, Observation, and Instrumentation*, ASP Conference Series, 236, 487 (2001)

- [46] S.K. Solanki, I. Rüedi, W. Livingston, *Astron. Astrophys.* 263, 339 (1992)
- [47] S.K. Solanki, C.A.P. Montavon, W. Livingston, *Astron. Astrophys.* 283, 221 (1994)
- [48] 宋慰鸿, 艾国祥, 张洪起, 李孝昌, *天体物理学报*, 10, 56 (1990)
- [49] 宋慰鸿, 艾国祥, 张洪起, *Chinese Journal of Atomic and Molecular Physics*, 9, 2311-2321 (1992)
- [50] W. Song, G. Ai, *The Magnetic and Velocity Fields of Solar Active Regions*, ASP Conference Series, 46, 196 (1993)
- [51] J. Staude, *Solar Phys.*, 24, 255 (1972)
- [52] 苏江涛, 太阳矢量磁场测量, 博士学位论文, 北京 (2004)
- [53] J. Su, H. Zhang, *Chin. J. Astron. Astrophys.*, 4, 365-376 (2004)
- [54] J.C. del Toro Iniesta, T.D. Tarbell, B. Ruiz Cobo, *Astron. Astrophys.*, 283, 221 (1994)
- [55] J.C. del Toro Iniesta, B. Ruiz Cobo, *Solar Physics*, 164, 169-182 (1996)
- [56] J.C. del Toro Iniesta, *Introduction to Spectropolarimetry*, Cambridge University Press, Cambridge (2003).
- [57] A. Unsöld, *Physik der Sternatmosphären*, Springer-Verlag, Berlin (1955).
- [58] W. Unno, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 8, 108 (1956).
- [59] T. Wang, G. Ai, Y. Deng, *Astrophysics Reports*, Publ. Beijing Astronomical Observatory, 28, 31-40 (1996)
- [60] T. Wang, G. Ai, Y. Deng, *Astrophysics Reports*, Publ. Beijing Astronomical Observatory, 28, 41-48 (1996)
- [61] A. Wittmann, *Solar Phys.* 35, 11 (1974)

-
- [62] 玄伟佳, 王东光, 邓元勇, 张志勇, 孙英姿, 光线追迹法在双折射滤光器误差分析中的应用, 光学精密工程, 16, 771-777 (2008).
- [63] 张洪起, 北京天文台台刊, 8, 57 (1986)



$\log \tau$	电子数密度 (cm^{-3})	氢原子数密度 (cm^{-3})	温度 (K)	微湍动速度 ($\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$)
-2.098e+01	6.947e+09	5.838e+09	9.560e+04	1.165e+06
-2.030e+01	7.284e+09	6.151e+09	9.082e+04	1.156e+06
-1.977e+01	7.834e+09	6.668e+09	8.389e+04	1.142e+06
-1.940e+01	8.576e+09	7.381e+09	7.593e+04	1.125e+06
-1.925e+01	9.076e+09	7.864e+09	7.134e+04	1.114e+06
-1.910e+01	9.718e+09	8.488e+09	6.642e+04	1.102e+06
-1.896e+01	1.059e+10	9.334e+09	6.017e+04	1.086e+06
-1.883e+01	1.182e+10	1.053e+10	5.328e+04	1.067e+06
-1.876e+01	1.266e+10	1.135e+10	4.938e+04	1.055e+06
-1.870e+01	1.365e+10	1.233e+10	4.542e+04	1.042e+06
-1.864e+01	1.491e+10	1.356e+10	4.118e+04	1.027e+06
-1.857e+01	1.657e+10	1.521e+10	3.659e+04	1.009e+06
-1.851e+01	1.858e+10	1.724e+10	3.214e+04	9.900e+05
-1.844e+01	2.098e+10	1.971e+10	2.797e+04	9.700e+05
-1.837e+01	2.389e+10	2.276e+10	2.406e+04	9.510e+05
-1.830e+01	2.743e+10	2.658e+10	2.042e+04	9.300e+05
-1.823e+01	3.049e+10	3.008e+10	1.792e+04	9.130e+05
-1.818e+01	3.256e+10	3.255e+10	1.650e+04	9.020e+05
-1.811e+01	3.498e+10	3.570e+10	1.500e+04	8.900e+05
-1.806e+01	3.619e+10	3.762e+10	1.425e+04	8.830e+05
-1.793e+01	3.699e+10	4.013e+10	1.350e+04	8.740e+05
-1.778e+01	3.695e+10	4.244e+10	1.300e+04	8.660e+05
-1.700e+01	3.663e+10	4.854e+10	1.200e+04	8.480e+05
-1.613e+01	3.889e+10	5.500e+10	1.115e+04	8.300e+05
-1.555e+01	4.095e+10	6.252e+10	1.055e+04	8.100e+05
-1.515e+01	4.238e+10	7.314e+10	9.900e+03	7.870e+05
-1.492e+01	4.291e+10	8.287e+10	9.450e+03	7.700e+05

表 A.1: 大气模型 I ([13])

$\log \tau$	电子数密度 (cm^{-3})	氢原子数密度 (cm^{-3})	温度 (K)	微湍动速度 ($\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$)
-1.482e+01	4.305e+10	8.882e+10	9.200e+03	7.610e+05
-1.472e+01	4.314e+10	9.569e+10	8.950e+03	7.520e+05
-1.459e+01	4.314e+10	1.055e+11	8.700e+03	7.410e+05
-1.443e+01	4.313e+10	1.203e+11	8.400e+03	7.260e+05
-1.424e+01	4.310e+10	1.446e+11	8.050e+03	7.060e+05
-1.397e+01	4.351e+10	1.971e+11	7.650e+03	6.740e+05
-1.379e+01	4.423e+10	2.547e+11	7.450e+03	6.490e+05
-1.355e+01	4.630e+10	3.788e+11	7.250e+03	6.120e+05
-1.329e+01	5.085e+10	6.292e+11	7.050e+03	5.690e+05
-1.309e+01	5.535e+10	9.900e+11	6.900e+03	5.340e+05
-1.286e+01	6.191e+10	1.726e+12	6.720e+03	4.930e+05
-1.266e+01	7.007e+10	2.970e+12	6.560e+03	4.530e+05
-1.242e+01	7.994e+10	5.393e+12	6.390e+03	4.040e+05
-1.217e+01	9.083e+10	1.002e+13	6.230e+03	3.530e+05
-1.181e+01	1.047e+11	2.164e+13	6.040e+03	2.940e+05
-1.148e+01	1.142e+11	3.931e+13	5.900e+03	2.520e+05
-1.115e+01	1.192e+11	6.806e+13	5.755e+03	2.190e+05
-1.090e+01	1.208e+11	9.931e+13	5.650e+03	1.990e+05
-1.064e+01	1.122e+11	1.481e+14	5.490e+03	1.770e+05
-1.038e+01	9.690e+10	2.268e+14	5.280e+03	1.540e+05
-1.013e+01	8.387e+10	3.560e+14	5.030e+03	1.380e+05
-9.799e+00	9.000e+10	6.033e+14	4.750e+03	1.180e+05
-9.369e+00	1.255e+11	9.895e+14	4.550e+03	1.000e+05
-8.874e+00	1.767e+11	1.478e+15	4.430e+03	8.900e+04
-8.339e+00	2.431e+11	2.078e+15	4.400e+03	8.000e+04
-7.754e+00	3.300e+11	2.898e+15	4.410e+03	7.200e+04
-7.069e+00	4.714e+11	4.192e+15	4.460e+03	6.500e+04

表 A.2: 大气模型 II ([13])

$\log \tau$	电子数密度 (cm^{-3})	氢原子数密度 (cm^{-3})	温度 (K)	微湍动速度 ($\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$)
-6.225e+00	7.344e+11	6.549e+15	4.560e+03	5.500e+04
-5.397e+00	1.134e+12	1.012e+16	4.660e+03	5.200e+04
-4.595e+00	1.737e+12	1.545e+16	4.770e+03	5.500e+04
-3.817e+00	2.645e+12	2.331e+16	4.880e+03	6.300e+04
-3.051e+00	4.004e+12	3.476e+16	4.990e+03	7.900e+04
-2.678e+00	4.945e+12	4.211e+16	5.060e+03	9.000e+04
-2.311e+00	6.153e+12	5.062e+16	5.150e+03	1.000e+05
-1.952e+00	7.770e+12	6.024e+16	5.270e+03	1.100e+05
-1.599e+00	1.003e+13	7.107e+16	5.410e+03	1.200e+05
-1.248e+00	1.353e+13	8.295e+16	5.580e+03	1.300e+05
-8.843e-01	1.980e+13	9.558e+16	5.790e+03	1.400e+05
-6.501e-01	2.779e+13	1.027e+17	5.980e+03	1.460e+05
-3.930e-01	4.064e+13	1.098e+17	6.180e+03	1.520e+05
-2.058e-01	5.501e+13	1.142e+17	6.340e+03	1.550e+05
0.000e+00	7.697e+13	1.182e+17	6.520e+03	1.600e+05
2.231e-01	1.107e+14	1.219e+17	6.720e+03	1.640e+05
4.762e-01	1.730e+14	1.246e+17	6.980e+03	1.670e+05
7.608e-01	2.807e+14	1.264e+17	7.280e+03	1.700e+05
1.082e+00	4.480e+14	1.280e+17	7.590e+03	1.730e+05
1.418e+00	6.923e+14	1.295e+17	7.900e+03	1.750e+05
1.768e+00	1.050e+15	1.307e+17	8.220e+03	1.770e+05
2.123e+00	1.546e+15	1.317e+17	8.540e+03	1.790e+05
2.485e+00	2.215e+15	1.325e+17	8.860e+03	1.800e+05
2.833e+00	2.979e+15	1.337e+17	9.140e+03	1.820e+05
3.161e+00	3.867e+15	1.351e+17	9.400e+03	1.830e+05

表 A.3: 大气模型 III ([13])

简 历

基本情况

滕飞, 男, 北京市人, 1983 年 9 月出生, 未婚. 中国科学院国家天文台博士后.

教育状况

2001 年 9 月至 2005 年 7 月, 北京大学数学科学学院, 本科, 计算数学专业.
2005 年 9 月至 2010 年 6 月, 中国科学院数学与系统科学研究院, 硕博连读研究生, 计算流体力学专业.

工作经历

2010 年 7 月至今, 中国科学院国家天文台, 博士后, 太阳物理专业.

研究兴趣

太阳磁场的测量与反演计算, 并行软件开发.

联系方式

北京市朝阳区大屯路甲 20 号

中国科学院国家天文台

邮编: 100012

E-mail: fteng@bao.ac.cn

