

分类号 _____

密级 _____

UDC _____

编号 _____

中国科学院研究生院 博士学位论文

螺度的光球测量和日冕响应探讨

郝娟

指导教师 _____ 张枚 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 天体物理

论文提交日期 2011年4月 论文答辩日期 2011年5月26日

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 邓元勇 研究员

Typeset by L^AT_EX 2_ε at May 30, 2011

With package C_ASt_Hesis v0.1d of C_TE_X.ORG

Photospheric Measurement and Coronal Response of Magnetic Helicity

Juan Hao

Supervisor:

Mei Zhang

National Astronomical Observatories
Chinese Academy of Sciences

May, 2011

*Submitted in total fulfilment of the requirements for the degree of Ph.D.
in Astrophysical Science*

摘 要

太阳上的各种活动现象都与太阳磁场有关，对太阳磁场基本性质的把握是太阳物理研究的关键。目前普遍认为，太阳磁场的非势性是导致太阳活动的关键，而螺度（磁螺度、电流螺度等）是表达磁场非势性的重要物理参量。本论文针对太阳物理的这一热点问题，在螺度的光球测量和日冕响应方面作了一些探讨。论文主要内容和结果如下：

到目前为止，光球层是唯一的可以进行精确太阳磁场测量的区域，进而也是唯一可以对螺度（电流螺度、扭曲度等）进行测量的区域。日本“日出”卫星（Hinode）上的光谱偏振仪（Spectro-Polarimeter，简称SP）为我们提供了到目前为止测量精度最高的矢量磁场观测。我们利用64个活动区的SP/Hinode磁图，计算了这些活动区的两个螺度参数 α_z 和 α_{hc} 。我们发现：34个属于第24太阳活动周上升阶段的活动区符合半球螺度符号法则，而30个属于第23太阳周下降阶段的活动区不符合该法则；如果将64个活动区作为一个整体的样本，则跟以往的观测研究结果类似，即符合半球螺度符号法则。我们还发现，尽管我们使用的是目前最准确的矢量磁场数据，但得到的半球螺度符号法则仍然表现为弱规律，即观测的弥散度非常大；这说明观测到的弥散是内秉的，而非由测量误差引起。同时，我们还证实了强场和弱场具有相反的螺度符号；并通过23周和24周的两个实例，指出了其本质是黑子本影区的强场和半影区的弱场有着相反的螺度符号。

日冕是螺度的接收者。螺度在日冕可以表现为日面上观测到的大尺度Sigmoid结构，也可以表现为日面边缘观测到的暗腔（cavity）结构。目前的研究倾向于认为，暗腔的中心有一个磁绳，此磁绳是螺度在日冕的表现。由于到目前为止日冕磁场还无法精确测量，因此，我们只有通过测量暗腔的温度结构来诊断暗腔中磁绳的存在。为此，我们建立了一个包含有41组日冕暗腔的XRT/Hinode观测样本并探讨了利用线对比方法测量日冕温度的可行性。

由于暗腔是日冕中辐射非常弱的区域，因此，在利用线对比方法测量其温度时就必须考虑散射光的影响。利用2007年2月17日和3月19日的两组XRT/Hinode日食数据，我们估计了杂散光在日冕温度计算中的影响。我们的分析表明，在冕洞区散射光的影响较大，而在宁静区影响则较小。我们还提出

了一个简单的能部分消除散射光的方法。在精确的点扩散函数和日食数据都不存在的情况下，这一简单方法能在一定程度上帮助我们重建真实的日冕温度结构。

利用2007年3月19日的XRT/Hinode日全食观测数据，我们还对XRT的点扩散函数进行了估计。

我们在光球的观测结果为螺度产生的理论模型提供了强有力的观测限制。在XRT散射光方面的研究为日冕温度的精确测量打下了基础。

关键词： 太阳活动，磁场，螺度，光球，日冕温度

Abstract

Solar activities are closely related with the solar magnetic field. Understanding the solar magnetic field and its evolution are crucial to solar physics studies. It is generally believed that, non-potentiality is the key element in causing solar activities, whereas helicity (including magnetic helicity and current helicity etc.) is an important physical parameter in representing magnetic non-potentiality. In response to this hot topic of great contemporary interest, in this dissertation, we carry out some studies on the photospheric measurement and coronal response of magnetic helicity. The main topics and results are as follows:

The photosphere is so far the only region that precise measurement of vector magnetic field can be carried out. This makes it the only layer that helicity (current helicity and twist etc.) can be measured observationally. Spectro-Polarimeter (SP) aboard *Hinode* satellite provides us so far the most precise measurement of vector magnetic field. Using vector magnetograms obtained by SP/*Hinode*, we studied two helicity parameters, α_z and α_{hc} , of 64 active regions. We find that, the 34 active regions in the ascending phase of solar cycle 24 follow the so-called hemispheric helicity rule, whereas the 30 active regions in the descending phase of solar cycle 23 do not. If combining all 64 active regions as one sample, they follow the hemispheric helicity sign rule as in most other observations. We also find that, despite with the so-far most accurate measurement of vector magnetic field, the rule is still weak with large scatters. This seems indicating that the large scatter is an inherent property of the rule, not caused by the measurement errors. In addition, we verify that strong fields and weak fields have opposite helicity sign. And we also point out that in essence this is because the inner umbra and the outer penumbra have opposite helicity signs, on average.

Solar corona is the receiver of the helicity. Helicity in the corona is evident either as the large scale Sigmoid structure observed on the disk or the coronal cavity structure observed near the limb. It is currently believed that, there

exists a flux rope inside the coronal cavity. This flux rope is a result of the existence of helicity in the corona. Unfortunately, so far we still cannot measure coronal magnetic field precisely. So we have to depend on measuring coronal temperature structure of the cavity in order to diagnose the existence of the flux rope in the cavity. In this dissertation, we have further established a sample of 41 cavities observed by XRT/Hinode and have worked on using filter ratio method to measure coronal temperatures.

Cavities are the weak emission regions in the corona. The influence of stray light must be considered in order to measure the cavity temperatures precisely. Using two sets of XRT images observed during the partial eclipses on 2007 February 17 and 2007 March 19, we estimated the influence of stray-light component in determining coronal temperatures. Our analysis shows that the influence is large in the coronal hole region and is mild in the quiet Sun region. We have also proposed a simple method to partially remove the influence of stray-light. When both an accurate point spread function and an eclipse are not available, this simple method can help us partially recover the true coronal temperature structure.

Using the total eclipse observations made on 2007 March 19 by XRT, we have also estimated the point spread function of XRT.

Our observations on photosphere have provided strong restrictions on the theoretical models of helicity generation. Our studies on the XRT stray lights have laid the foundation for a precise measurement of coronal temperatures.

Keywords: Solar Activity, Magnetic Field, Helicity, Photosphere, Coronal Temperature

目 录

摘要	i
Abstract	iii
目录	v
第一章 引言	1
1.1 螺度的概念和基本性质	1
1.1.1 基本概念	1
1.1.2 闭合场的磁螺度	2
1.1.3 开放场和多重连接体的磁螺度	3
1.1.4 日冕中近似守恒	4
1.2 光球螺度的测量	6
1.2.1 光球磁场螺度的计算	6
1.2.2 螺度半球符号规则的观测	7
1.3 螺度的日冕响应	11
1.3.1 形成磁绳	11
1.3.2 导致日冕物质抛射的爆发	12
1.4 本文的研究思路	12
1.4.1 光球测量	13
1.4.2 日冕暗腔	13
1.4.3 杂散光对温度测量的影响	13
1.4.4 XRT点扩散函数的估计	13
第二章 24太阳活动周螺度半球法则研究	15
2.1 引言	15

2.2	观测数据处理和样本建立	15
2.2.1	样本的建立	15
2.2.2	数据处理和分析方法	19
2.3	结果和分析	20
2.3.1	随太阳活动周的变化	20
2.3.2	随磁场强度的变化	23
2.4	结论和讨论	26
第三章	XRT暗腔样本的建立和日冕温度计算	29
3.1	XRT/Hinode简介	29
3.2	研究日冕暗腔的意义	31
3.3	XRT暗腔样本的建立	31
3.4	计算日冕温度的方法	33
3.4.1	由电离理论求日冕温度	33
3.4.2	由谱线宽度求日冕温度	34
3.4.3	利用线对比计算日冕温度	34
3.5	对日冕中三类不同区域的温度估计	36
3.6	小结	40
第四章	杂散光在日冕温度计算中的影响	41
4.1	引言	41
4.2	杂散光对日冕温度计算的影响及一种简易的消除方法	43
4.2.1	数据的选取和处理	43
4.2.2	杂散光的基本规律	45
4.2.3	杂散光对日冕温度计算的影响	48
4.2.4	一种简易消除杂散光的方法	50
4.3	对简易方法有效性的验证	53
4.3.1	数据的选取	53
4.3.2	分析和结果	56
4.4	结果与讨论	59

第五章 XRT/Hinode 点扩散函数的估计	61
5.1 概论	61
5.1.1 点扩散函数的概念	61
5.1.2 点扩散函数的表示形式	62
5.1.3 点扩散函数的获取方法	63
5.2 数据选取	64
5.3 计算方法和结果	65
5.4 小结	68
第六章 总结与展望	69
参考文献	71
发表文章目录	77
致谢	79

表 格

2.1	样本信息列表	17
2.1	样本信息列表(续)	18
2.2	符合半球螺度符号法则活动区数统计	20
4.1	2006年11月到2010年1月Hinode卫星轨道上日食和XRT观测信息 .	42
4.2	本章节所用三组日食数据详细信息	54
4.3	三个日食样本的一些计算结果	59

插 图

1.1	螺度连接数计算举例：(1) 螺度数为0, (2-5) 螺度数均为3, 但缠绕数和扭曲数不同。	3
1.2	(a) $H_m = +\Phi^2$, (b) $H_m = -\Phi^2$, (c) $H_m = 5\Phi^2$ 。	3
1.3	真实场和参考场示意图	4
1.4	第22太阳周螺度分布 (选自包曙东1998)。	8
1.5	螺度的年度变化图。左边两图为弱场 ($100G < B_z < 500G$) 计算结果, 右图为强场 ($ B_z > 1000G$) 计算结果。图中 ‘□’ 点表示每一年的 α_z 或电流螺度的平均值, 其中北半球活动区权重为1, 南半球活动区权重为-1 (选自张枚2006)。	9
2.1	左图: SP观测的一个活动区 (NOAA10930) 在日面上的位置; 右图: 此活动区的纵向磁图。	16
2.2	活动区的 α_z^1 (左侧) 和 α_z^2 (右侧) 随纬度 θ 的变化。上排中的十字所显示的是30个处于第23太阳活动周下降期的活动区, 中间一排的十字所显示的是34个处于第24太阳活动周上升期的活动区, 下排显示的是所有64个活动区组成的样本。这里的 α_z^1 和 α_z^2 是用 $ B_z > 100 G$ 的点计算出来的。实线是对数据点进行最小二乘法线性拟合的结果。每个图右上角的 $d\alpha/d\theta$ 值是拟合直线的斜率, 单位是 $10^{-9}m^{-1}deg^{-1}$; 左下角的 C 值是纬度与 α_z^1 或 α_z^2 之间的相关系数。	21
2.3	与图2.2类似, 此处所显示的是 α_{hc}^1 (左侧) 和 α_{hc}^2 (右侧) 的分布情况。	22
2.4	$d\alpha/d\theta$ 随不同 $ B_z $ 阈值的变化。叉号表示 α_z^1 和 α_z^2 的 $d\alpha/d\theta$ 值, 圆圈表示 α_{hc}^1 和 α_{hc}^2 的 $d\alpha/d\theta$ 值。	23

- 2.5 左上子图是2007年2月1日观测的第23太阳周活动区NOAA 10940的太阳黑子连续谱图像。 X 和 Y 方向的空间分辨率分别为每像素 $0.2971''$ 和每像素 $0.3199''$ 。右上子图是该黑子对应的电流分布。两图中的圆圈表示到黑子中心点的距离(r)分别为5, 10, 15和20角秒的点。中左子图显示的是纵向磁场 B_z^1 随 r 的变化。其中黑点表示 B_z^1 的值,带黑边的白色曲线表示 B_z^1 随 r 每增加1角秒的平均值。中右子图及最下面两个子图与中左子图类似,但分别表示电流、 h_c^1 和 α_z^1 随 r 的变化。 24
- 2.6 与图2.5类似,但是反映的是2010年7月2日观测的NOAA 11084活动区的信息。左图的空间分辨率与图2.5中是一样的,圆圈分别表示距离黑子中心点距离 r 分别为5, 10和15角秒的点。 25
- 3.1 Hinode卫星上的XRT(X-ray Telescope)望远镜 29
- 3.2 XRT 上的两个滤光器转盘 30
- 3.3 2008年1月8日XRT/Hinode拍摄的一张全日面软X射线像 . . . 30
- 3.4 白光像中所见到的日冕物质抛射的三分量结构:外面是亮环,中间是暗腔,最里面是亮核。 31
- 3.5 暗腔示例。 32
- 3.6 2007年10月18日到20日,一个XRT暗腔的演化过程。 32
- 3.7 2008年1月8日到9日,一个XRT暗腔的演化过程。 32
- 3.8 XRT不同X射线滤光器随温度的响应曲线。横坐标是温度,纵坐标是响应值,不同颜色代表不同的滤光器。 35
- 3.9 四个不同日期的温度响应曲线和对应的线对比曲线。 36
- 3.10 左上图:2007年3月1日00:02:02.7时刻拍摄的XRT图像和同一天00:02:12.9时刻拍摄的XRT图像合成的 Al_mesh 全日面图像。右上图:同一天00:02:27.7时刻的XRT观测和00:03:07.9时刻观测合成的 Ti_poly 全日面图像。图中的方框圈出的是活动区NOAA10944。由两图计算出的该区域的温度直方图显示在两图下面,其中横坐标是温度,纵坐标是不同温度段内的像素点个数。 37

- 3.11 左上图：2007年3月16日05:51:00.7时刻拍摄的XRT图像和同一天05:51:11.0时刻拍摄的XRT图像合成的 Al_{mesh} 全日面图像，右上图：同一天05:51:25.7时刻的XRT观测和05:52:01.0时刻观测合成的 Ti_{poly} 全日面图像。图中方框圈出的是所研究的宁静区的范围，下面的直方图是该宁静区的温度分布直方图。 38
- 3.12 左上图是由由2007年5月23日00:24:33.2时刻的XRT图像和同一天00:24:42.9时刻的图像合成的 Al_{mesh} 全日面图像，右上图是由由同一天00:24:57.7时刻和00:25:31.9时刻合成的 Ti_{poly} 全日面图像。图中方框圈出的是所研究的冕洞区的范围，下面的直方图是该冕洞区的温度分布直方图。 39
- 4.1 (a)：2007年2月17日16:02:15UT，日食发生前的 XRT Al_{mesh} 图像；(b)：与(a)同一天16:10:15UT，日食中的 XRT Al_{mesh} 图像；(c)：2007年3月19日04:20:09UT，日食发生前的 XRT Al_{poly} 图像；(d)：与(c)同一天04:25:04UT，日食发生时的 XRT Al_{poly} 图像；(e)：与(a)同一天16:01:43UT，日食前的 XRT Ti_{poly} 图像；(f)：与(a)同一天16:09:44UT，日食发生时的 XRT Ti_{poly} 图像；(g)：与(c)同一天04:20:33UT，日食前的 XRT Al_{poly}+Ti_{poly} 图像；(g)：与(c)同一天04:25:28UT，日食发生时的 XRT Al_{poly}+Ti_{poly} 图像。 43
- 4.2 日食前后观测图像光强度的变化。横坐标是时间，单位是秒，开始时间分别为2007年2月17日 16:01:00 UT 和2007年3月19日 04:19:22 UT。左侧两图是2月17日的Al_{mesh}波段观测的，右边两图是3月19日的Al_{poly}波段观测的。 44
- 4.3 2007年2月17日日食发生前和日食发生过程中沿三个角位置(170°、180°和190°)的强度曲线图。左侧是 Al_{mesh} 波段的，右侧是 Ti_{poly} 波段的。横坐标是到日面中心的距离，以太阳半径为单位；纵坐标是强度值，单位是 DN/s'' 。 46
- 4.4 与图4.3类似，此处显示的是2007年3月19日日食发生前和日食发生过程中沿三个角位置(35°、45°和55°)的强度曲线图。左边是 Al_{poly} 波段的，右边是 Al_{poly}+Ti_{poly} 波段的。 47

- 4.5 左边: 2月17日日食在考虑散射光和不考虑杂散光两种情况下计算出的温度对比图。蓝色和绿色“+”分别表示考虑和不考虑杂散光的影响时计算出的温度 T_{real} 和 T_{pse} ; 蓝色和绿色实线分别表示考虑和不考虑杂散光时计算出的温度的中值。右边: T_{pse} 和 T_{real} 之差的比值 $(T_{pse} - T_{real})/T_{real}$ 随 r 的变化。 49
- 4.6 与图4.5相同, 但是3月19日的日食情况。 50
- 4.7 与图4.5类似, 但左边的红色“+”和实线表示用我们的方法计算出的温度 T_c 及被遮挡区域温度的中值; 右边子图表示的是 T_c 和 T_{real} 之差的比值 $(T_c - T_{real})/T_{real}$ 随 r 的变化。 51
- 4.8 与图4.7相同, 但给出的是3月19日日食的温度情况。 52
- 4.9 表4.2中所列日食数据的图像。上排是日食发生前或发生后的图像, 下排是日食发生过程中的图像。黄色圆弧表示月球的边缘, 白色虚线表示到日心某一距离的位置。样本(I)、(II)和(III)中径向直线1和径向直线2的位置角度 θ 分别为 134° 和 142° 、 266° 和 274° 及 176° 和 184° 。图中网络区域和蓝色线段是我们的关注对象。 53
- 4.10 没有日食时(黑色)和日食发生过程中(红色), Al_mesh波段线1和线2上的强度比。X轴是到日面中心的距离, Y轴是强度值, 单位为DN/pixel。图中的蓝色纵坐标是对数坐标。 55
- 4.11 与图4.10相同, 但是Ti_poly波段的情况。 56
- 4.12 图4.9三个日食样本中线1(左侧)和线2(右侧)上的温度中值。蓝色、绿色和红色“+”分别表示 T_{real} 、 T_{pse} 和 T_c 的数值。 57
- 4.13 左侧: 图4.9三个日食样本中被遮挡的网络区域温度的中值。蓝色、绿色和红色实线分别表示 T_{real} 、 T_{pse} 和 T_c 的数值。右侧: 粉色“+”表示 $(T_{pse} - T_{real})/T_{real}$ 的数值, 海蓝色“+”表示 $(T_c - T_{real})/T_{real}$ 的数值, 蓝色虚线表示温度差别为10%的水平。 58
- 5.1 一个点扩散函数的理想分布和非理想的有偏差分布。 61
- 5.2 2007年3月19日日食中XRT获取的一些观测图片。 65
- 5.3 用来计算点扩散函数的两幅XRT图像。观测时间分别是 02:49:43 UT 和 03:01:25 UT, 观测波段均为Al_poly。 65

-
- 5.4 由 02:49:43 UT 数据计算出的理论杂散光强度 I_t (左上图) 和实际观测值 I_o (左下图) 随到日面中心距离的变化。两图中的红色直线是对分布点的线性拟合。右图是理论值和观测值的相关分布, 右上角的C值是相关系数。 67
- 5.5 与5.4相同, 但是 03:01:25 UT 时刻的数据结果。 67

第一章 引言

太阳大气中到处都存在着磁场，太阳物理研究的核心就是对太阳磁场的研究。以往的研究认为，各种太阳活动现象，如黑子群、日珥、耀斑、日冕物质抛射（CME）、冕洞、太阳风等，都与太阳磁场有关。太阳活动使得各种高能粒子和等离子体进入日地空间，从而影响日地空间环境。因此探讨太阳活动现象的规律，并对它们进行预报，将会对预报日地空间灾害性天气和保障空间天气安全有非常重要的意义。

太阳磁场对势场的偏离称为非势性（nonpotenciality）。活动区磁场非势性，在观测上表现为活动区磁图有明显的扭绞形态和剪切形态。表征活动区磁场非势性的物理参量包括无力因子 α 、剪切角、电流、电流螺度等。在理论上，则主要用磁螺度来表征。

1.1 螺度的概念和基本性质

1.1.1 基本概念

螺度概念的起源要追溯到19世纪早期的数学家高斯，他发现了两条曲线连接数（linking number）的简单公式。Elsasser（1956）在磁流体力学的研究中最先注意到磁螺度的积分形式，并指出在理想磁流体力学情况下总磁螺度守恒。Woltjer（1958）把磁螺度的积分形式引入到空间物理和天体物理的研究当中。Moreau（1961）和 Moffatt（1969, 1978, 1981）指出，磁螺度实际上反映了磁场拓扑（topology）结构的复杂性。

Berger和Field（1984）引入了相对螺度的概念，为磁螺度概念在日冕物理中的应用扫清了道路。磁螺度与磁场拓扑结构之间存在着诸多联系。螺度可以分为自螺度和互螺度。自螺度起源于磁流管自身的扭结（kinking）和缠绕，而互螺度起源于磁流管之间的打结（knotting）和链接（linkage）。在完全理想的磁流体中，自螺度和互螺度分别都是守恒的。在磁雷诺数高而有限的等离子体中，磁重联虽然会改变磁场的拓扑结构，但总磁螺度却几乎是守恒的（Berger 1984）。在这种情况下，自螺度和互螺度之间可以相互转换。例如，两个互螺度为 $2\Phi^2$ 的相互链接的磁流管，可以重联为一个互螺度为0，自螺度为 $2\Phi^2$ 的磁流管。

此外，螺度还可以用缠绕数 (twist number) 和扭曲数 (writh number) 来表征。缠绕数表征绕磁流管中心轴的扭转程度，而扭曲数是来源于中心轴本身的缠绕、打结和链接。前者与自螺度相关，而后者与互螺度相关。

1.1.2 闭合场的磁螺度

十九世纪早期，数学家高斯发现了计算两条曲线连接数的简单公式 (Epple 1998)。他起初的动机只是想研究与地球轨道链接的小行星的轨道，之后受到法拉第发现电磁感应的启发，将公式应用到电路中。高斯连接数实际上是一个双重积分。考虑两个相互链接的曲线1和2，记 σ 是曲线1的参数，曲线1上的点记为 $\mathbf{x}(\sigma)$ ，类似的，在曲线2上的点记为 $\mathbf{y}(\tau)$ ，设 $\mathbf{r} = \mathbf{y} - \mathbf{x}$ ，则高斯连接数为

$$L_{12} = \oint_1 \oint_2 \frac{d\mathbf{x}}{d\sigma} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r} \times \frac{d\mathbf{y}}{d\tau} d\tau d\sigma \quad (1.1)$$

我们知道，磁场包含着无数根磁力线，有些磁力线分布在一个体积中或表面上而不一定形成一个简单的闭合的曲线。即便如此，我们假设近似磁场是在一个由闭合磁流管聚集的闭合体积中（在表面 S 上满足 $\mathbf{B} \cdot \hat{n} |_{S=0}$ ）。假设其中有 N 个磁流管，每个磁流管通量为 Φ_i ， $i = 1, \dots, N$ ，则高斯积分之和

$$H = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N L_{ij} \Phi_i \Phi_j \quad (1.2)$$

让 $N \rightarrow \infty$ ， $\Phi \rightarrow 0$ ，则由(1.1)和(1.2)我们可以得到

$$H = -\frac{1}{4\pi} \int_v \mathbf{B}(x) \cdot \frac{\mathbf{r}}{r^3} \times \mathbf{B}(y) d^3y d^3x \quad (1.3)$$

该式最接近于高斯连接数，但计算起来复杂、困难。为方便起见，我们采用矢势的Coulomb规范：

$$\mathbf{A} = -\frac{1}{4\pi} \int_v \frac{\mathbf{r}}{r^3} \times \mathbf{B}(y) d^3y \quad (1.4)$$

则(1.3)式简化为如下的常见形式：

$$H = \int_v \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} d^3x \quad (1.5)$$

回到公式(1.2)，若 $i \neq j$ ，该式是 $N(N-1)$ 项之和，我们称 $2L_{ij}\Phi_i\Phi_j$ 为流管 i 和 j 之间的互螺度；同理，称 $i = j$ 的该式是 N 项之和，我们称之为自螺度 (Berger, 1999)。

Calugareanu (1961) 提出两条相互链接的闭合曲线的连接数 (L) 是流管绕轴的缠绕数 (T) 和轴自身的扭曲数 (W) 之和, 即 $L = T + W$ (图1.1例子)。同理, 流管的磁螺度也可以分为缠绕贡献和扭曲贡献, 因此磁螺度 $H = (T + w)\Phi^2$ 。图1.2给出的是磁流管具有磁螺度的例子, Φ 是该磁流管的磁通量。

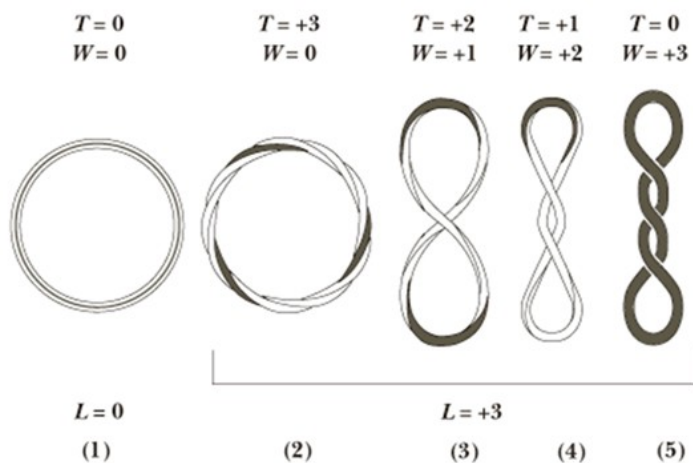


图 1.1: 螺度连接数计算举例: (1) 螺度数为0, (2-5) 螺度数均为3, 但缠绕数和扭曲数不同。

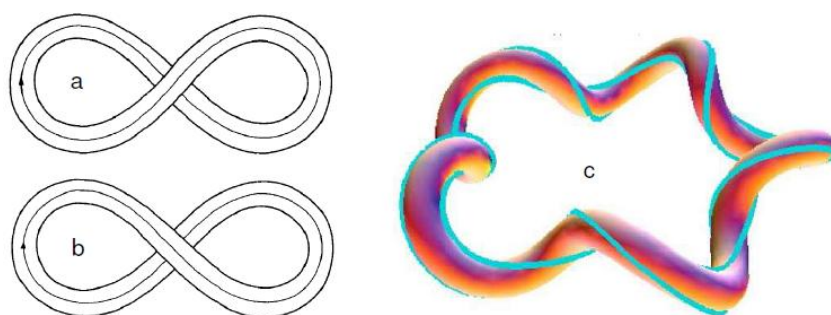


图 1.2: (a) $H_m = +\Phi^2$, (b) $H_m = -\Phi^2$, (c) $H_m = 5\Phi^2$ 。

1.1.3 开放场和多重连接体的磁螺度

在一个由磁表面包围的简单连接体如球体中, 积分项 $\int \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} d^3x$ 在 $\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + \nabla\Psi$ 的规范转换中是不变量。然而, 在一个多重连接体 (multiply connected

volume) 如圆环面 (torus) 中, 存在着特殊的规范转换。此外, 如果我们关注的体积没有被磁表面包围, 那么磁力线在边界上就有终点, 这样的话, 连接数就不再是唯一确定的。

Berger和Field (1984) 提出了相对螺度的概念。他们引入了一个参考场, 从而避免了原有的磁螺度在开放场的情况下不存在规范不变性的问题。如图1.3所示: V_a 是所考虑区域, $V_a + V_b = V$ 是全空间, S 是边界面。左图是真实的磁场, 右图是参考场。两者在 V_a 中的磁场是不同的, 边界面 S 和 V_b 中的磁场均相同。经

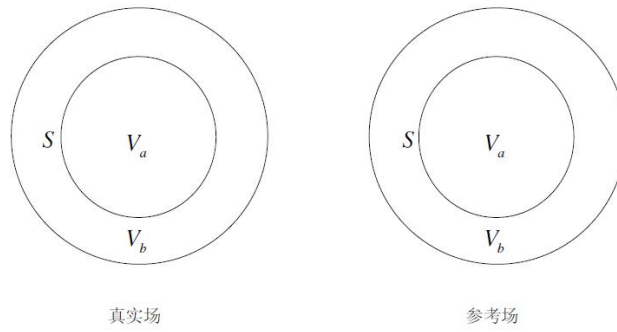


图 1.3: 真实场和参考场示意图

过推导, 他们给出区域 V_a 的相对螺度:

$$H_R(V_a) = H(\mathbf{B}_a, \mathbf{B}'_b) - H(\mathbf{P}_a, \mathbf{B}'_b) \quad (1.6)$$

这里, \mathbf{B}_a 为 V_a 内的真实场, \mathbf{P}_a 为参考场, 且满足 $\nabla \times \mathbf{P}_a = 0$ 。 \mathbf{B}'_b 是任意的。进一步取 $\mathbf{B}'_b = \mathbf{P}_b$, 定义 \mathbf{P}_a 相应的矢势满足边界条件 $\mathbf{A}_P \cdot \hat{n} = 0$, 则 V_a 内的相对螺度简化为:

$$H_R(V_a) = H(\mathbf{B}_a, \mathbf{P}_b) \quad (1.7)$$

1.1.4 日冕中近似守恒

考虑一个边界面为磁表面 ($\mathbf{B} \cdot \hat{n} = 0$) 的体积内, 电导率为无穷大。磁场的演化遵从磁冻结方程:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (1.8)$$

将 $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ 代入(1.8)式得到:

$$\nabla \times \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \nabla \times [\mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{A})] \quad (1.9)$$

也就是：

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{A}) + \nabla \psi \quad (1.10)$$

因为积分表面是磁表面，无论哪种规范都能使得螺度有确定的同一值。因此一定可以选取一个标量 ψ ，使得 $\nabla \psi = 0$ ，从而得到：

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{A}) \quad (1.11)$$

这意味着

$$(\nabla \times \mathbf{A}) \cdot \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = 0. \quad (1.12)$$

磁螺度随时间的变化率为：

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{V_v} \mathbf{A} \cdot \nabla \times \mathbf{A} dV = \int_V \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) dV + \int_V \mathbf{A} \cdot \left(\nabla \times \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) dV, \quad (1.13)$$

利用 $\nabla \cdot (\mathbf{f} \times \mathbf{g}) = (\nabla \times \mathbf{f}) \cdot \mathbf{g} - \mathbf{f} \cdot (\nabla \times \mathbf{g})$ 和(1.12)式则上式变为：

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{V_v} \mathbf{A} \cdot \nabla \times \mathbf{A} dV = - \left(\int_V \nabla \cdot \left(\mathbf{A} \times \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) dV \right) \quad (1.14)$$

根据高斯定理，上式可化为：

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{V_v} \mathbf{A} \cdot \nabla \times \mathbf{A} dV = - \oint_s \left(\mathbf{A} \times \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) \cdot d\mathbf{s} \quad (1.15)$$

对于闭合的体积，这个积分为0，因为在这个体积内的运动，不会影响该体积以外的矢势。这可以从矢势的定义看出，因为矢势是连续的，甚至表面电流存在时， $\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$ 在积分区域的表面也一定消失。综上所述可得：

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{A} \cdot \nabla \times \mathbf{A} dV = \frac{\partial H_m}{\partial t} = 0 \quad (1.16)$$

这也就证明了在一个以磁表面为边界的，电导率为无穷大的区域内，磁螺度是守恒的 (Berger, 2003)。

从物理上我们可以这样设想：在一个区域内，有无数的磁流管互相缠绕在一起。如果满足电导率为无穷大（即满足磁场冻结条件）。磁力线随流体一起运动，在每一个磁力线上附着的等离子体由于冻结效应，不能在横越磁力线的方

向上运动，它们只能沿着磁力线运动，并且还要保证垂直于运动方向的磁通量保持不变，这就像实际空间中两个嵌套连接的闭合的管子，只要这两个连接的管子中的任何一个不被切断，它们之间的连接数就不会改变，也就是说两者之间连接的这种拓扑结构不会发生改变。

1.2 光球螺度的测量

到目前为止，光球层是唯一的可以进行精确太阳磁场测量的区域，进而也是唯一可以对螺度（电流螺度、扭曲度等）进行测量的区域。

1.2.1 光球磁场螺度的计算

电流螺度和磁螺度是太阳磁场螺度研究中常用的两个物理量，它们实际上是太阳磁场螺度的两个不同表现形式。磁螺度密度的定义为：

$$h_m = \mathbf{A} \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) \quad (1.17)$$

其中， \mathbf{A} 为磁场的矢势。

由于磁螺度本身不能由观测简单的直接计算，许多年来在太阳活动区螺度的研究中，大多选用电流螺度这个参量。电流螺度密度的定义为：

$$h_c = \mathbf{B} \cdot (\nabla \times \mathbf{B}) \quad (1.18)$$

其中， \mathbf{B} 是矢量磁场， \mathbf{A} 是它的矢势。目前大部分矢量磁像仪只能得到光球表面的矢量磁场，因此我们可以计算得到的只有电流螺度密度的纵向分量：

$$h_c = B_{\parallel} \cdot (\nabla \times \mathbf{B})_{\parallel} \quad (1.19)$$

在线性无力场假定下有：

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B} \quad (1.20)$$

因此， $\alpha = h_c / \mathbf{B}^2$ 也可以作为计算螺度的一个参数 (Pevtsov, et al. 1994)。最常用的计算 α 的方法有两种：一种是把光球磁场的纵向分量作为边界条件，通过线性无力场对整个活动区进行拟合，使观测的磁场的水平分量与计算得到的拟合的最好时得到 α_{best} (Pevtsov et al 1995)；另一种是计算 $\alpha_{\text{av}} = \sum J_z \cdot \text{sign}(B_z) / \sum |B_z|$ (Hagino, 2004, 2005; Tiwari, 2008)，其中， $J_z = (\nabla \times \mathbf{B})_z$ 。

1.2.2 螺度半球符号规则的观测

最近几年,太阳磁场的螺度研究在观测方面最重要的发现就是螺度的半球符号规则。这一规则在太阳黑子超半影纤维旋转、光球磁场、宁静暗条、暗条通道、日冕拱、日冕环和行星际磁云中均被观测到。

1.2.2.1 太阳黑子超半影纤维旋转

早在1927年, Hale研究色球层太阳黑子周围的纤维时就发现,在北半球纤维成逆时针旋转,南半球成顺时针旋转;并且不随活动周变化(Hale 1927)。Richardson (1941)从威尔逊山天文台的观测中,找出141个大的孤立的太阳黑子,发现在这些黑子周围的超半影纤维,存在涡旋结构。并且这些超半影纤维,在北半球中有大约3/4为反时针旋转,南半球大约3/4为顺时针旋转。这些结果在观测上证实了Hale的结果。丁有济等人(1987)通过对大量的数据统计,使这一结果进一步得到证实。

1.2.2.2 活动区磁场观测

Seehafer (1990)通过比较常 α 无力场外推得到的各种磁图,研究了活动区电流螺度符号问题。他发现16个活动区中除了两个以外,在北半球是负螺度,南半球为正螺度。这一规律称为“半球螺度符号法则”。在这之后,许多科学家做了大样本统计研究,证实了这一法则。

Pevtsov等人(1995)通过采用线性无力场因子 α 作为纵向电流与纵向磁场之比,研究了69个活动区的局部螺度,得到的结果为:北半球有76%的活动区是负螺度,而南半球有69%的活动区是正螺度。Longcope等人(1998)用Mees观测站的数据计算了 α_{best} 和 h_c 。Hagino和Sakurai(2004)用日本Mitaka观测站的数据计算了 α_{av} 。Abramenko和王同江等人(1997)计算了40个活动区电流螺度 $B_z \times (\nabla \times B)_z$,发现有82%活动区的电流螺度在北半球为负,在南半球为正。

由于取样少等主要原因,这些工作的结论尚难完全肯定。在第22太阳活动周,由不同仪器计算得到的螺度都满足半球螺度符号法则,但是遵守半球螺度符号法则的活动区所占百分比有些不同。在23太阳活动周,由SMFT数据计算得到的电流螺度密度 h_c 违反半球螺度符号法则的比例增多。违反半球螺度符号法则的活动区趋向于出现在特定的经度上并且持续时间较长。

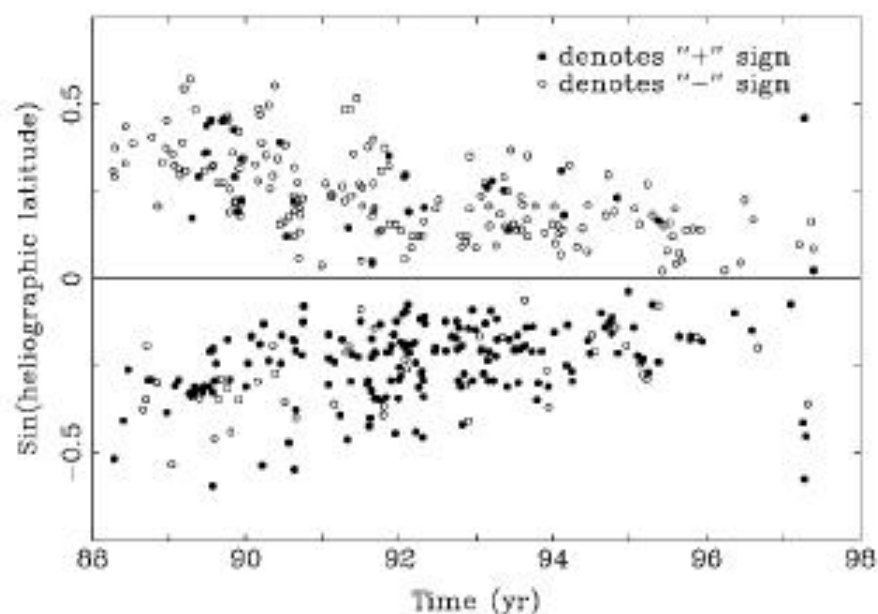


图 1.4: 第22太阳周螺度分布 (选自包曙东1998)。

利用怀柔的观测资料, 包曙东和张洪起 (1998) 计算了422个活动区的光球电流螺度, 并发现太阳北半球84%的活动区是负螺度, 而南半球81%的是正螺度 (图1.4)。在他们的工作中也对太阳22周的大尺度表面电流螺度演化作了研究, 通过月平均黑子数的比较, 他们发现平均电流螺度与太阳活动有着很好的对应关系。

Pevtsov 和 Latushko (2000) 研究大尺度磁场的螺度符号规则。他们对 SOHO 卫星上MDI观测的全日面纵向磁图, 对8个太阳旋转周的数据进行了分析。他们的研究发现, 太阳纬度40度以外的区域遵守通常的半球螺度法则, 而40度以内的活动区区域不遵守这个通常的法则。Pevtsov 和 Latushko (2000) 的研究结果似乎由张枚 (2006) 的研究所验证, 即强磁场和弱磁场半球符号相反: 弱磁场遵守通常的半球符号法则, 而强磁场则不是这样 (图1.5)。

1.2.2.3 暗条

暗条通道是形成暗条的基本磁结构。许多观测结果表明, 它们在暗条形成以前就存在, 暗条爆发之后, 依然存在。在色球 H_{α} 图像中, 可以在沿着极性反转线 (PIL) 的方向辨认出暗条通道。一般有暗条的地方, 都有暗条通道。暗条

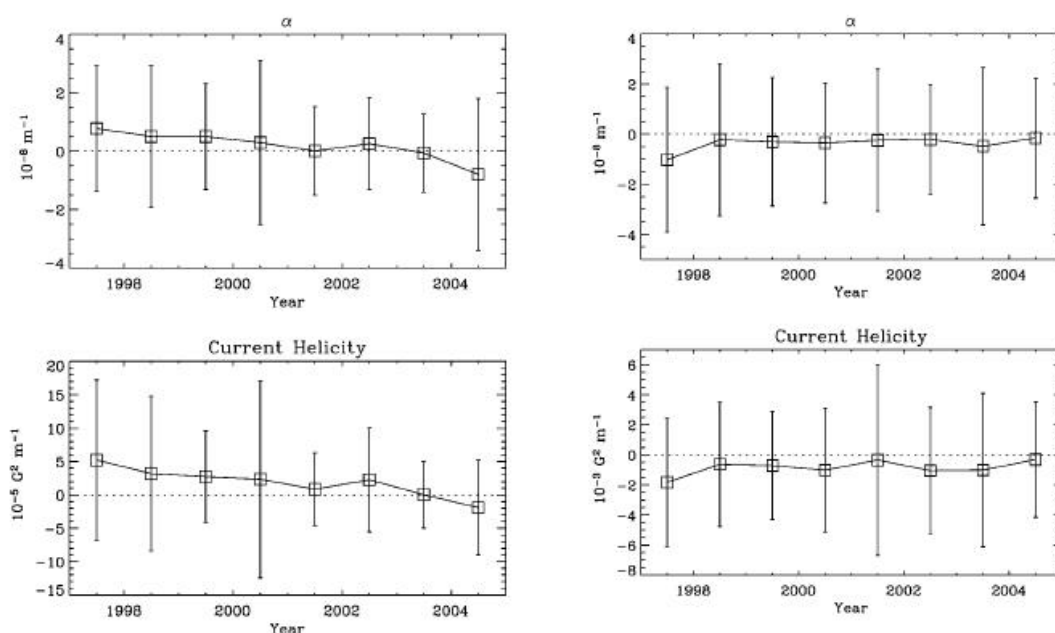


图 1.5: 螺度的年度变化图。左边两图为弱场 ($100\text{G} < |B_z| < 500\text{G}$) 计算结果, 右图为强场 ($|B_z| > 1000\text{G}$) 计算结果。图中‘□’点表示每一年的 α_z 或电流螺度的平均值, 其中北半球活动区权重为1, 南半球活动区权重为-1 (选自张枚2006)。

与暗条通道的旋转结构, 是一一对应的关系, 因此不仅暗条通道有左旋和右旋的结构, 暗条也有这种结构。

从暗条周围的 H_α 谱斑, 以及由谱斑发出的纤维的方向, 我们可以得知暗条通道轴的方向。正谱斑发出的纤维方向与暗条通道轴的方向一致, 负谱斑发出的纤维与暗条通道轴的方向相反。观测者站在正极磁场的一边, 如果暗条通道轴的方向向右, 称为右旋 (dextral)。如果方向向左, 则称为左旋 (sinistral)。观测表明, 在北半球, 主要表现为右旋, 南半球表现为左旋。如果暗条通道是右旋的, 在其中的暗条就是右手方向的; 暗条通道是左旋的, 其暗条为左手方向的。上面的那部分为左旋, 下面的为右旋。

Martin等人 (1994) 用大量的数据进行统计表明, 活动区暗条虽然也存在左旋和右旋的形式, 但是没有明显的半球规则。宁静区暗条有明显的半球规则。北半球为右旋, 南半球为左旋。与暗条通道的半球规则一致。他们对1991年9月到1992年6月宁静暗条做了统计。结果表明, 在北半球高纬度所有暗条为右旋,

南半球高纬度所有暗条为左旋。还得出宁静区暗条，其通道一般在有谱斑的那一边结束；活动区暗条，通道可以在谱斑，太阳黑子或活动区的边界结束。

后来，Zirker等人（1997）用太阳地球物理数据中公布的图，对1984年的256个暗条作了统计，排除活动区中以及没有明显的左旋或右旋方向的暗条，剩下131个。在这131个暗条中，有36个在 H_{α} 图上没有显示，假定它们爆发了。在最后剩下的95个中，只有4个不遵从半球符号规则。

最近，Pevtsov等人（2003）用色球 H_{α} 全日面像，对2000-2001年的2310个暗条的手征性进行了研究，发现宁静暗条和活动区暗条都存在半球规则。对于宁静暗条，在北半球有80.2%的为右旋（dextral），南半球85.5%的为左旋（sinistral），半球规则比较强。对于活动区暗条，半球规则较弱，北半球74.9%的为右旋，南半球76.7%的为左旋。

Martin（1998a）基于观测认为存在右旋暗条的场为左手征性扭曲，也就是说通量管有负的螺度；在具有左旋暗条的场为右手征性扭曲，通量管有正的螺度。但是，Aulanier（1998a, 1998b）通过无力场螺度模型得出的结论与Martin的不同，认为左旋暗条，由正螺度的通量管形成。

1.2.2.4 日冕拱和日冕环

Martin（1998b）用Yohkoh卫星上SXT观测到的X射线图像，研究了日冕拱的倾斜。定义日冕环与暗条轴夹角的锐角为倾斜角，如果横跨暗条或暗条通道轴的环为左手旋转的，称为左倾斜；如果横跨暗条的环为右手旋转的，称为右倾斜。

选取阳光卫星观测数据中的11个例子，他们发现在北半球有四个，夹角全为逆时针方向旋转；南半球的7个全为顺时针方向旋转。进一步的动力学演化表明，X射线拱与暗条通道轴的方向有一定的关系，拱的逆时针旋转对应暗条通道的右旋，顺时针旋转对应左旋。当系统随着高度改变时，其与暗条通道轴方向的关系随着时间改变，或者顺时针或者逆时针，而独立的环不改变方向。

后来，Zirker（1997）对33个宁静暗条以及其上面的拱统计发现，所有右旋（dextral）的暗条对应着逆时针旋转（左旋）的拱，所有左旋（sinistral）的暗条对应着顺时针旋转（右旋）的拱。这种关系要比暗条的半球规则强，而且在统计的数据中无一例外。

在日冕中, 等离子体 β 值(热能与磁能比)很小, 重力和压力可忽略不计, 只考虑磁场的作用。假定磁场为无力场, 方程可以写为 $\nabla \times B = \alpha B$ 。 α 反映了日冕中的螺度结构。从阳光卫星软X射线像中, 可以看到一些Sigmoid结构, 它有一定的手征性, 为S型和反S型, 是日冕中的螺度在观测上的表现形式, 可以通过观测得到的一些量来推断 α 的值。

Rust等人(1996)和Pevtsov等人(1997)根据模型得到, 对应S型, 磁场有正的磁螺度, 对应反S型, 磁场有负的磁螺度。他们用阳光卫星的软X射线像资料, 发现X射线环中有许多S型或反S型的结构(Canfield 1999)。对这些Sigmoid的统计结果表明, 北半球主要为反S型, 南半球主要为S型。跨赤道的反S型与S型的数目大致相当。

1.2.2.5 行星际磁云

不仅太阳大气中存在螺度的半球规则, 在行星际磁云中也存在这样的规则。Smith(1999)用Ominitape数据库的资料, 对1965到1997年的行星际磁云进行了分析, 得出北半球的螺度为负, 南半球螺度为正, 且螺度符号不随太阳磁场的极性反转而(即太阳活动周)变化。

1.3 螺度的日冕响应

日冕是螺度的接收者。当光球观测到的螺度被传输到日冕时, 会由于螺度在日冕中的近似守恒(Berger 1984)和半球螺度符号法则的存在而在日冕中积累起来。这种积累会带来诸多效应, 例如, 会在日冕中形成磁绳、会导致日冕物质抛射的爆发。

螺度在日冕可以表现为日面上观测到的大尺度Sigmoid结构, 也可以表现为日面边缘观测到的暗腔(cavity)结构。

1.3.1 形成磁绳

从磁流体力学理论出发, Zhang和Low(2001, 2002, 2003)探讨了日冕磁场对光球磁浮现的可能响应, 即形成磁绳。Zhang和Low(2001)强调了与已存在磁场反方向的磁场浮现所起的作用。虽然单个的磁场浮现方向不尽相同, 作用也不尽一致, 但在太阳活动周尺度上, 新活动周磁通的浮现总是与旧活动周的整体磁场相反, 从而将导致日冕磁场的整体反转。他们的工作可以很好地将磁

浮现、耀斑和日冕物质抛射等单个活动现象与太阳活动周的整体变化联系起来,探讨这些活动现象在日冕磁场反转上的作用。Zhang和Low (2002) 还指出了这种新旧磁通反向的态式,不仅会使电流片在新旧两个体系的交接处产生,而且所形成电流片的不稳定性还会导致磁重联的发生。更为重要的是,反向极性磁场的浮现不仅带来了由于磁浮现而带来的自磁螺度,同时还带来了与旧磁通之间的相互磁螺度,从而使磁绳在日冕中将由于磁螺度守恒而形成 (Zhang & Low 2003)。

指出磁绳在日冕中的必然产生具有十分重要的意义,因为绝大部分的日珥和日冕物质抛射模型,如中国学者林隽的灾变模型 (Lin 2004)、陈鹏飞和胡友秋的数值模拟 (Chen, 2000) 等,都是以磁绳在日冕中存在为基础的。本论文所要研究的对象之一,日冕暗腔,也被认为是磁绳在日冕存在的一种表现。

1.3.2 导致日冕物质抛射的爆发

Zhang和Low (2005) 在分析了太阳日冕中磁流体的主要性质后,提出了日冕物质抛射是磁螺度在日冕中积累的必然结果的观点。在进一步的研究中,Zhang等 (2006) 用一些非线性无力场数值解和理论推导,指出了针对一定的边界条件,非线性无力场存在着一总磁螺度上限值;当总磁螺度积累超过这一上限值时,无力场将不存在,即爆发将成为必然。在此基础上,Zhang和Flyer (2008) 进一步研究了无力场总磁螺度的上限值与不同边界条件的关系。研究表明,边界为多极场的非线性无力场的总磁螺度上限值,比边界为偶极场的非线性无力场的总磁螺度上限值,低一个数量级。他们发现,当把这些总磁螺度上限值,用表面总极向磁通量归一化后,理论计算的数值正好落在Demoulin等 (2003) 的观测值区间内。这些理论阐述了日冕物质抛射的爆发与观测的磁螺度传输的必然联系,揭示了日冕物质抛射的触发与日面磁场变化相关联 (Zhang et al. 2007) 的物理本质。

1.4 本文的研究思路

本论文是围绕螺度的光球测量和日冕响应开展的。

1.4.1 光球测量

到目前为止，光球层是唯一的可以进行精确太阳磁场测量的区域，也是唯一可以对螺度（电流螺度、扭曲度等）进行测量的区域。日本“日出（Hinode）”卫星（Kusugi 2007）上的磁光谱仪（Spectro-Polarimeter，简称SP）为我们提供了到目前为止测量精度最高的矢量磁场观测。我们利用SP资料检验了螺度半球法则是是否随太阳活动周变化，从而为螺度产生的理论模型给出了观测限制。

1.4.2 日冕暗腔

日冕是螺度的接收者。日冕暗腔（cavity）结构是螺度在日冕的一种表现。目前的研究倾向于认为，暗腔的中心有一个磁绳。由于到目前为止日冕磁场还无法精确测量，因此，我们只有通过测量暗腔的温度结构来诊断暗腔中磁绳的存在。我们建立了一个包含有41组日冕暗腔的XRT/Hinode观测样本，并探讨了利用线对比方法测量日冕温度的可行性。

1.4.3 杂散光对温度测量的影响

由于暗腔是日冕中辐射非常弱的区域，因此，在利用线对比方法测量其温度时必须考虑散射光的影响。利用日食观测数据，我们估计了杂散光对日冕温度计算的影响。

1.4.4 XRT点扩散函数的估计

所有的观测仪器都有杂散光。利用日食观测，我们对XRT的点扩散函数进行了估计。

第二章 24太阳活动周螺度半球法则研究

2.1 引言

磁螺度的概念是在上个世纪80年代引入太阳物理研究的 (Heyvaerts & Priest 1984; Berger & Field 1984)。磁螺度是一个用来量度磁场拓扑复杂性 (如磁场的连接和缠绕程度) 的物理量。磁场的螺度可以用不同的参量来描述 (Moffatt 1978, 1985), 如磁螺度 (H_m), 电流螺度 (H_c) 等。然而, 只有电流螺度 (及局部缠绕 α) 的垂直分量可以用矢量磁图进行实际计算。

大量的研究工作都表明, 螺度存在着半球符号法则, 即在统计意义上南半球具有正的螺度符号, 北半球具有负的螺度符号。这一法则的存在, 在过去的第21、22和23太阳活动周的观测中都得到证实。

但是, 在这一法则是否随太阳活动周变化问题上却存在争议。例如, 包曙东和张洪起 (2000) 发现, 用他们的数据, 23太阳活动周的开始阶段的 h_c 有相反的半球特征。Hagino和Sakurai (2005) 也认为, 半球螺度符号法则可能在太阳活动极小年不适用。Choudhuri等 (2004) 还发展了一个理论模型, 预言半球螺度符号法则将在一个活动周的开始阶段偏离通常的规律, 即南北半球将具有与常规相反的符号。

然而, Pevtsov等人 (2001) 却认为, 通常的半球螺度符号法则在 23 周开始的 4 年里仍然成立, 虽然数据的弥散度较大。Pevtsov 等人 (2008) 进一步分析、对比了四个不同仪器的数据, 并得出“没有充分的证据认为在太阳活动周的某些阶段半球螺度符号法则将发生变化”的结论。

那么, 半球螺度符号法则到底随不随太阳活动周变化呢? 在本章中, 我们将使用目前分辨率最高的空间观测数据, 对这一问题进行探讨。

2.2 观测数据处理和样本建立

2.2.1 样本的建立

我们使用的是Hinode的光谱偏振仪 (Spectro-Polarimeter, 简称SP) 的观测资料, 这是目前分辨率最高的矢量磁场数据。SP的观测谱线为两条铁磁敏感

线Fe630.15 nm和Fe630.25 nm，光谱范围从630.08 nm到630.32 nm，光谱分辨率为30 mÅ，扫描所用的狭缝为 $0.16'' \times 164''$ 。SP有四种图像扫描模式：常规图像扫描、快速图像扫描、动力学图像扫描和纵深磁图扫描 (Tsuneta et al. 2008)。我们所使用的是常规图像扫描和快速图像扫描所获得的数据。常规扫描模式的磁图分辨率为 $0.32'' \text{ pixel}^{-1}$ ，快速扫描模式磁图的分辨率为 $0.16'' \text{ pixel}^{-1}$ 。

从2006年11月到2010年9月底，日面上共出现了190个活动区，即从NOAA 10921到NOAA 11110，但并不是每一个活动区都有SP观测。从SP所观测的活动区中，我们按照以下标准挑选建立了我们的样本：(1) 如果同一个活动区被SP观测多次，那么我们挑选最靠近日面中心的那一幅。(2) 所挑选的活动区的经纬度都距日面中心 40° 以内。

我们共挑选出64个符合条件的活动区，其中30个属于第23太阳活动周，34个属于第24太阳活动周。图2.1给出了其中一个活动区作为例子，左边显示的是此活动区在日面上的位置，右边显示的是此活动区的纵向磁图。表2.1中的前三列分别给出了这64个活动区的编号、观测时间和日面位置。

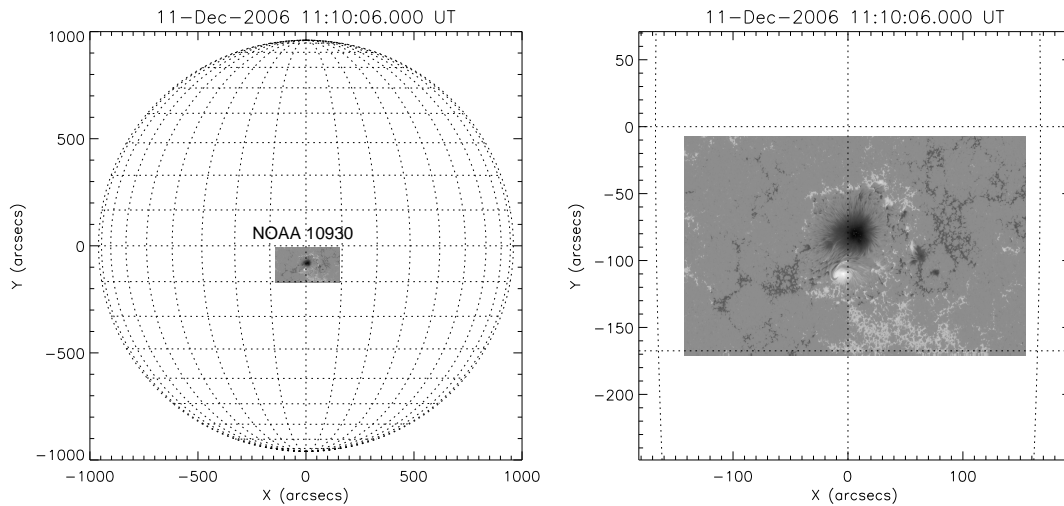


图 2.1: 左图: SP观测的一个活动区 (NOAA10930) 在日面上的位置; 右图: 此活动区的纵向磁图。

表 2.1: 样本信息列表

活动区编号 (NOAA)	观测日期	日面位置	α_z^1 (m^{-1})	α_{hc}^1 (m^{-1})
10923	20061114	S03E00	-3.577×10^{-9}	4.368×10^{-9}
10926	20061201	S08W02	9.386×10^{-9}	3.682×10^{-9}
10930	20061211	S05E01	-2.245×10^{-8}	-5.682×10^{-8}
10931	20061229	S07E00	-8.182×10^{-10}	-2.137×10^{-9}
10933	20070105	S03E05	-5.745×10^{-9}	-5.151×10^{-9}
10938	20070118	N02W01	-8.489×10^{-9}	3.805×10^{-9}
10939	20070122	S02W38	-1.523×10^{-8}	4.441×10^{-9}
10940	20070201	S03E01	-3.274×10^{-9}	-1.332×10^{-8}
10944	20070228	S05W00	-6.914×10^{-9}	-1.225×10^{-8}
10949	20070401	N07E09	1.559×10^{-9}	8.139×10^{-9}
10953	20070501	S09E00	-1.547×10^{-9}	9.568×10^{-9}
10955	20070511	S09W00	-2.437×10^{-10}	2.101×10^{-8}
10956	20070518	N01E17	1.329×10^{-8}	9.819×10^{-8}
10958	20070603	S12E00	3.521×10^{-9}	2.844×10^{-8}
10960	20070607	S07E01	-9.265×10^{-9}	-5.621×10^{-9}
10961	20070701	S10W00	1.171×10^{-8}	-3.530×10^{-9}
10963	20070713	S06E02	-9.602×10^{-9}	-6.142×10^{-9}
10965	20070731	S11W00	-6.017×10^{-9}	4.511×10^{-9}
10966	20070809	S05E01	-2.419×10^{-9}	9.850×10^{-10}
10969	20070827	S04E01	8.553×10^{-9}	-1.831×10^{-8}
10971	20071001	N02W19	5.144×10^{-9}	2.980×10^{-9}
10974	20071117	N12W15	-7.254×10^{-9}	1.721×10^{-8}
10976	20071203	S07E00	-5.778×10^{-9}	-8.453×10^{-9}
10977	20071206	S04E03	1.153×10^{-8}	4.011×10^{-8}
10978	20071212	S07W04	-8.762×10^{-9}	3.463×10^{-9}
10982	20080203	S07W01	-8.170×10^{-9}	4.321×10^{-9}
10996	20080521	N09W03	2.021×10^{-9}	-3.970×10^{-9}
10997	20080526	S09E02	-6.806×10^{-9}	7.905×10^{-9}
10998	20080615	S09W08	6.870×10^{-10}	-1.278×10^{-10}
10999	20080621	S03E10	-2.422×10^{-9}	2.858×10^{-8}
11005	20081015	N27W03	-5.776×10^{-9}	1.205×10^{-8}
11007	20081102	N36W08	-2.731×10^{-8}	-2.636×10^{-8}

表 2.1: 样本信息列表 (续)

活动区编号 (NOAA)	观测日期	日面位置	α_z^1 (m^{-1})	α_{hc}^1 (m^{-1})
11017	20090517	N17W11	-5.872×10^{-9}	2.973×10^{-8}
11019	20090604	N25W02	1.060×10^{-8}	-1.738×10^{-9}
11023	20090625	S23E00	8.883×10^{-9}	-2.061×10^{-8}
11024	20090705	S27E00	-5.024×10^{-8}	-3.210×10^{-8}
11026	20090926	S28E03	1.689×10^{-8}	2.599×10^{-8}
11029	20091024	N13E05	-4.578×10^{-8}	-1.630×10^{-8}
11035	20091215	N29W03	-2.808×10^{-8}	-1.767×10^{-8}
11039	20091228	S27E15	4.812×10^{-8}	9.282×10^{-8}
11043	20100202	N24E01	1.838×10^{-8}	1.100×10^{-8}
11045	20100208	N22W04	-2.103×10^{-9}	-1.882×10^{-8}
11046	20100215	N24W30	2.223×10^{-8}	3.663×10^{-8}
11048	20100218	N20E17	-3.064×10^{-9}	-2.113×10^{-9}
11054	20100318	N09W29	3.781×10^{-8}	7.986×10^{-8}
11057	20100329	N17W04	4.184×10^{-8}	5.077×10^{-8}
11059	20100405	S22W35	4.428×10^{-8}	7.365×10^{-8}
11061	20100406	N13W18	1.321×10^{-8}	2.796×10^{-8}
11062	20100413	S18W17	-1.057×10^{-8}	-4.592×10^{-10}
11065	20100502	S32W21	3.832×10^{-8}	5.427×10^{-9}
11068	20100511	S19W21	-4.507×10^{-8}	-1.018×10^{-7}
11072	20100525	S14W34	1.115×10^{-8}	2.050×10^{-8}
11082	20100620	N25W01	8.386×10^{-10}	4.933×10^{-8}
11084	20100702	S21W00	3.599×10^{-8}	1.910×10^{-8}
11087	20100715	N19W02	-8.572×10^{-9}	-4.977×10^{-9}
11089	20100724	S24E19	-1.878×10^{-9}	3.398×10^{-8}
11092	20100803	N10W01	-2.002×10^{-8}	-1.693×10^{-8}
11093	20100810	N09W01	-2.571×10^{-9}	-7.719×10^{-9}
11098	20100812	N13E15	-1.298×10^{-8}	3.102×10^{-9}
11100	20100821	S25E05	2.168×10^{-8}	2.786×10^{-8}
11101	20100830	N12W00	4.559×10^{-9}	-2.945×10^{-9}
11106	20100917	S18E03	-6.844×10^{-9}	2.047×10^{-8}
11108	20100922	S30E01	-6.397×10^{-9}	2.484×10^{-8}
11109	20100928	N22E02	-4.579×10^{-9}	2.407×10^{-8}

2.2.2 数据处理和分析方法

SP的数据已经在美国高山天文台的反演分析中心（即 Community Spectropolarimetric Analysis Center, CSAC, <http://www.csac.hao.ucar.edu/>）进行了定标和反演。我们只是通过网络下载了反演好的level2数据。反演假设了 Milne-Eddington 大气模型，并将求解 Stokes 辐射转移方程得到的理论 Stokes 轮廓（Landolfi 1982）与观测轮廓进行非线性最小二乘法拟合，从而得到磁场三分量（磁场强度 B 、磁场倾角 γ 和方位角 ϕ ）及杂散光成分（ $1 - f$ ，其中 f 为填充因子）等36个物理参量的数值（Auer et al. 1977; Unno 1956; Skumanich & Lites 1987; Landoli & Landi 1982）。在处理 180° 不确定性时，我们将横场的方向设置到了与势场方向最接近的方向，即采取了在大多数类似研究工作中采取的方法。

对挑选出的每一个活动区，我们都计算了两个不同的螺度参数： α_z 和 α_{hc} 。 α_z 是磁场局部缠绕度（twist）的平均值，定义为：

$$\alpha_z = \overline{(\nabla \times \mathbf{B})_z / B_z}. \quad (2.1)$$

α_{hc} 是由下式计算得到的归一化的电流螺度密度：

$$\alpha_{hc} = \frac{\sum (\nabla \times \mathbf{B})_z B_z}{\sum B_z^2}. \quad (2.2)$$

通过这样的定义，参数 α_{hc} 和 α_z 具有了相同的单位。在计算中，无论是求平均还是求积分，都是针对整个磁图进行的。

在噪声处理上，我们只使用波长积分偏振度（total wavelength-integrated polarization）大于 10^{-2} 的点，即大约为偏振噪音水平三倍（Lites et al. 2008）以上的点。

在计算 α_z 和 α_{hc} 时，我们还使用了磁场测量的两种不同表征形式。一个是与“通量密度”有关的，其中纵场定义为 $B_z = f \cdot B \cos(\gamma)$ ，横场为 $B_t = \sqrt{f} \cdot B \sin(\gamma)$ ；另一个是“真实场强”，定义为 $B_z = B \cos(\gamma)$ 和 $B_t = B \sin(\gamma)$ 。在本章中，我们将用上角标“1”来标记与第一种表征相关的量，用上角标“2”来标记与第二种表征相关的量。具体地，第一种类型的磁场我们记为 B_z^1 和 B_t^1 ，第二种类型的磁场记为 B_z^2 和 B_t^2 。它们对应的螺度参量分别表示为 α_z^1 ， α_{hc}^1 和 α_z^2 ， α_{hc}^2 。

表 2.2: 符合半球螺度符号法则活动区数统计

活动周	α_z^1	α_{hc}^1	总样本数
	符合数 (百分比)	符合数 (百分比)	
23	8 (27%)	14 (47%)	30
24	20 (59%)	20 (59%)	34
23+24	28 (44%)	34 (53%)	64

2.3 结果和分析

2.3.1 随太阳活动周的变化

图2.2显示的是所研究活动区的 α_z^1 (左侧) 和 α_z^2 (右侧) 随纬度 θ 的分布。上排显示的是30个处于第23太阳活动周下降期的活动区, 中间一排显示的是34个处于第24太阳活动周上升期的活动区, 下排是所有64个活动区的分布情况。这里的 α_z^1 和 α_z^2 是用 $|B_z^1| > 100 \text{ G}$ 或 $|B_z^2| > 100 \text{ G}$ 的点计算出的结果。实线是对数据点进行最小二乘法线性拟合的结果。每个子图右上角的 $d\alpha/d\theta$ 值是拟合直线的斜率, 单位是 $10^{-9}m^{-1}deg^{-1}$; 左下角的 C 值是纬度与 α_z^1 或 α_z^2 之间的相关系数。

同样, 图2.3给出了螺度参数 α_{hc}^1 (左侧) 和 α_{hc}^2 (右侧) 随太阳纬度的分布。上排、中间和下排分别是第23太阳活动周的30个活动区、第24太阳活动周的34个活动区以及所有64个活动区的分布情况。 α_{hc}^1 和 α_{hc}^2 仍然是用 $|B_z^1| > 100 \text{ G}$ 和 $|B_z^2| > 100 \text{ G}$ 的点计算出的值。线性拟合的 $d\alpha/d\theta$ 值也在图中给出, 单位是 $10^{-9}m^{-1}deg^{-1}$ 。

我们看到, 对30个属于第23太阳活动周的活动区, 无论是 α_z^1 、 α_z^2 、 α_{hc}^1 还是 α_{hc}^2 和 $d\alpha/d\theta$ 的值均为正。以 α_z^1 为例, 30个活动区中, 只有8个(27%)符合半球螺度符号法则。针对 α_{hc}^1 , 也只有14个(47%)符合螺度半球法则。表2.2中列出了一些相关的统计结果。这些都说明, 第23太阳活动周下降期的活动区在统计上不遵循半球螺度符号法则。这亦与Tiwari等(2009)的结论相一致。

对第24太阳活动周的34个活动区而言, 针对 α_z^1 和 α_{hc}^1 , 都分别有20(59%)个活动区符合半球螺度符号法则。 α_z^1 、 α_{hc}^1 、 α_z^2 和 α_{hc}^2 的 $d\alpha/d\theta$ 值都为负。这说明, 第24太阳活动周上升阶段的活动区在统计上遵循半球螺度符号法则。这一结果似乎与Choudhuri等(2004)的预测相反, 即我们的观测发现在活动周的上升相符合螺度半球法则。不过, 考虑到第23太阳活动周下降阶段的活动区确实显示出

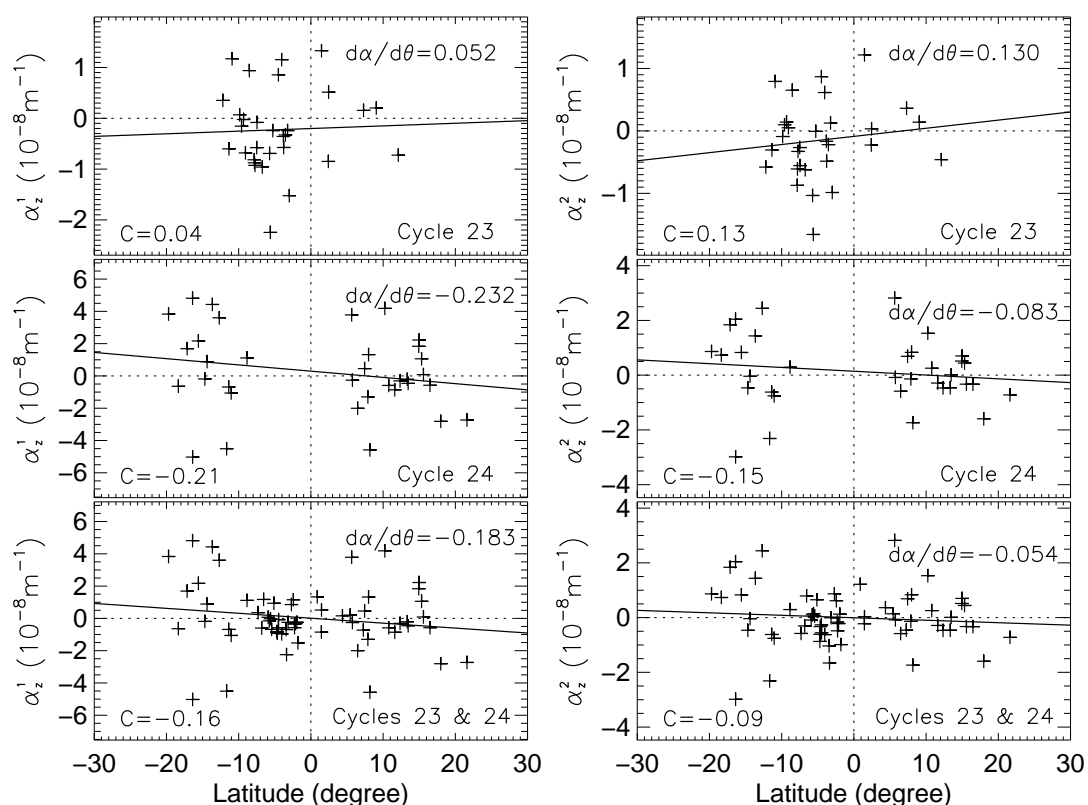


图 2.2: 活动区的 α_z^1 (左侧) 和 α_z^2 (右侧) 随纬度 θ 的变化。上排中的十字所显示的是30个处于第23太阳活动周下降期的活动区, 中间一排的十字所显示的是34个处于第24太阳活动周上升期的活动区, 下排显示的是所有64个活动区组成的样本。这里的 α_z^1 和 α_z^2 是用 $|B_z| > 100$ G的点计算出来的。实线是对数据点进行最小二乘法线性拟合的结果。每个图右上角的 $d\alpha/d\theta$ 值是拟合直线的斜率, 单位是 $10^{-9}m^{-1}deg^{-1}$; 左下角的 C 值是纬度与 α_z^1 或 α_z^2 之间的相关系数。

违背半球螺度符号法则的趋势, 即的确存在一定的随太阳活动周的变化, 我们推测Choudhuri等(2004)所描述的物理过程或许是正确的, 但在相位预言上或许需要调整。

当将所有64个活动区作为一个样本时, α_z^1 和 α_{hc}^1 分别有28个(44%)和34(53%)个活动区符合半球螺度符号法则 (参见表2.2)。64个活动区关于 α_z^1 、 α_{hc}^1 、 α_z^2 和 α_{hc}^2 统计的 $d\alpha/d\theta$ 值都为负, 这说明, 与以往的研究结果相一致, 活动区在整体上还

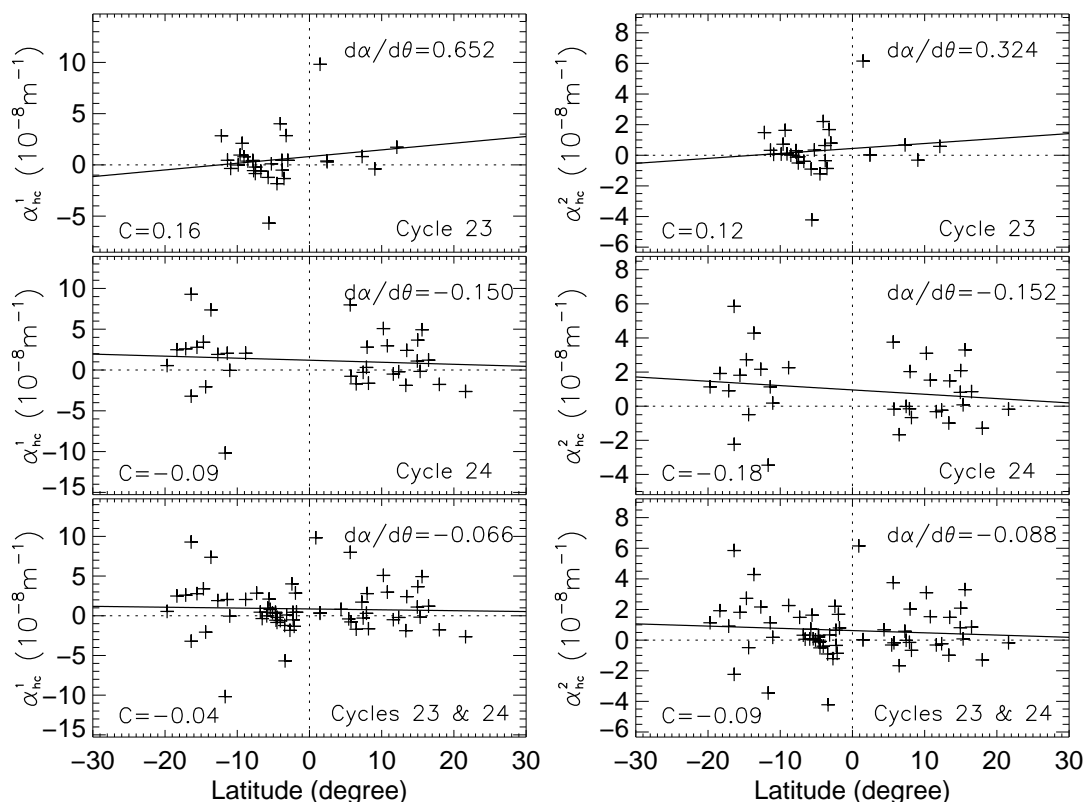


图 2.3: 与图2.2类似, 此处所显示的是 α_{hc}^1 (左侧) 和 α_{hc}^2 (右侧) 的分布情况。

是符合半球螺度符号法则的。

值得一提的是, 虽然SP/Hinode提供了到目前为止最为精确的矢量磁场测量数据, 但无论是第24太阳活动周上升阶段的34个活动区还是所有的64个活动区, 所表现出的螺度半球符号趋势都非常弱, 符号的分布也非常弥散。这些从图2.2和图2.3中都可以看出。图2.2和图2.3中每个子图的左下角显示的是纬度和螺度参数之间的相关系数。可以看到, 这些相关系数都很小, 最大的相关系数也只有0.21。这或许说明, 分布弥散是这个法则的内秉特性, 而不是来自于磁场测量误差。这一特征, 即大弥散和弱相关, 似乎与Longcope等(1998)的理论预测一致的。

2.3.2 随磁场强度的变化

我们在图2.2和2.3中计算 α_z^1 、 α_{hc}^1 、 α_z^2 和 α_{hc}^2 时，只取了场强 $|B_z| > 100$ G和 $|B_z^2| > 100$ G的点。现在我们进一步计算这四个参数在使用 $|B_z^1|$ 或 $|B_z^2| > 200, 300, 400$ G一直到 $|B_z^1|$ 或 $|B_z^2| > 2000$ G这些不同阈值时的值。这样做的目的，一是检查我们的结果是否依赖于所选择的场强 $|B_z|$ 的阈值，二是看一下半球螺度符号法则是否随场强的变化而变化。

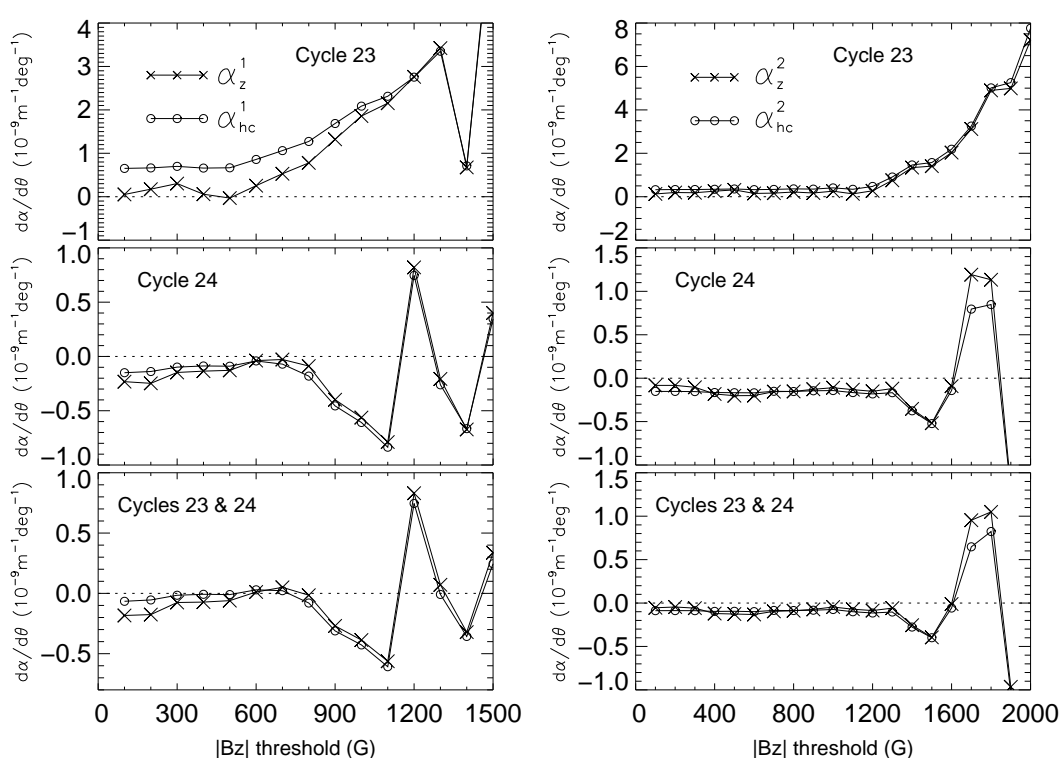


图 2.4: $d\alpha/d\theta$ 随不同 $|B_z|$ 阈值的变化。叉号表示 α_z^1 和 α_z^2 的 $d\alpha/d\theta$ 值，圆圈表示 α_{hc}^1 和 α_{hc}^2 的 $d\alpha/d\theta$ 值。

图2.4给出的就是在计算四个参数时， $d\alpha/d\theta$ 随不同 $|B_z|$ 阈值的变化情况。从图中可以看到， $|B_z|$ 从100 G变化到200 G甚至到500 G， $d\alpha/d\theta$ 的符号都没有发生改变。这说明我们上面的结论，即第23太阳活动周下降阶段不符合半球螺度符号法则而第24太阳活动周上升阶段符合这一法则的结论，对所选择的 $|B_z|$ 阈值并不敏感。与此同时，我们在图2.4中间和下面的4个子图中还可以看

到, 当 α_z^1 和 α_{hc}^1 在 $|B_z|$ 的阈值分别达到1200 G 或者 α_z^2 和 α_{hc}^2 在 $|B_z|$ 的阈值达到1800 G时, $d\alpha/d\theta$ 的数值改变了符号。这说明弱场和强场有着相反的螺度符号。这一结论首次由张枚 (2006) 提出, 而后在苏江涛等人 (2009) 的工作中得到证实。

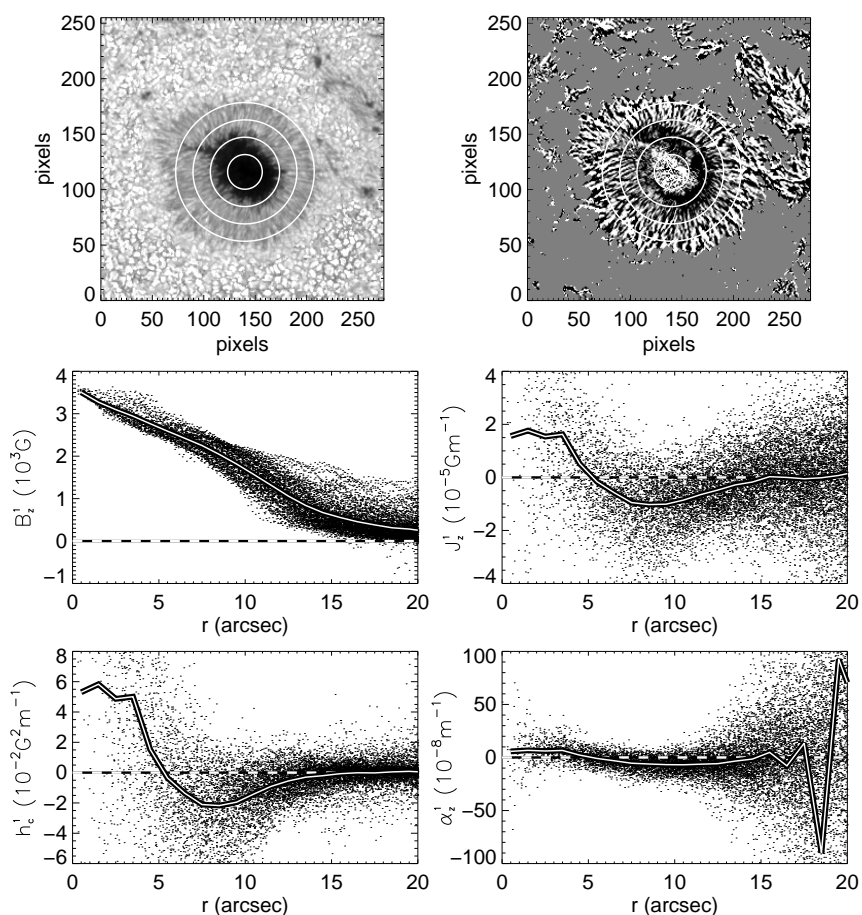


图 2.5: 左上子图是2007年2月1日观测的第23太阳周活动区NOAA 10940 的太阳黑子连续谱图像。 X 和 Y 方向的空间分辨率分别为每像素 $0.2971''$ 和每像素 $0.3199''$ 。右上子图是该黑子对应的电流分布。两图中的圆圈表示到黑子中心点的距离 (r) 分别为5, 10, 15 和 20 角秒的点。中左子图显示的是纵向磁场 B_z^1 随 r 的变化。其中黑点表示 B_z^1 的值, 带黑边的白色曲线表示 B_z^1 随 r 每增加1角秒的平均值。中右子图及最下面两个子图与中左子图类似, 但分别表示电流、 h_c^1 和 α_z^1 随 r 的变化。

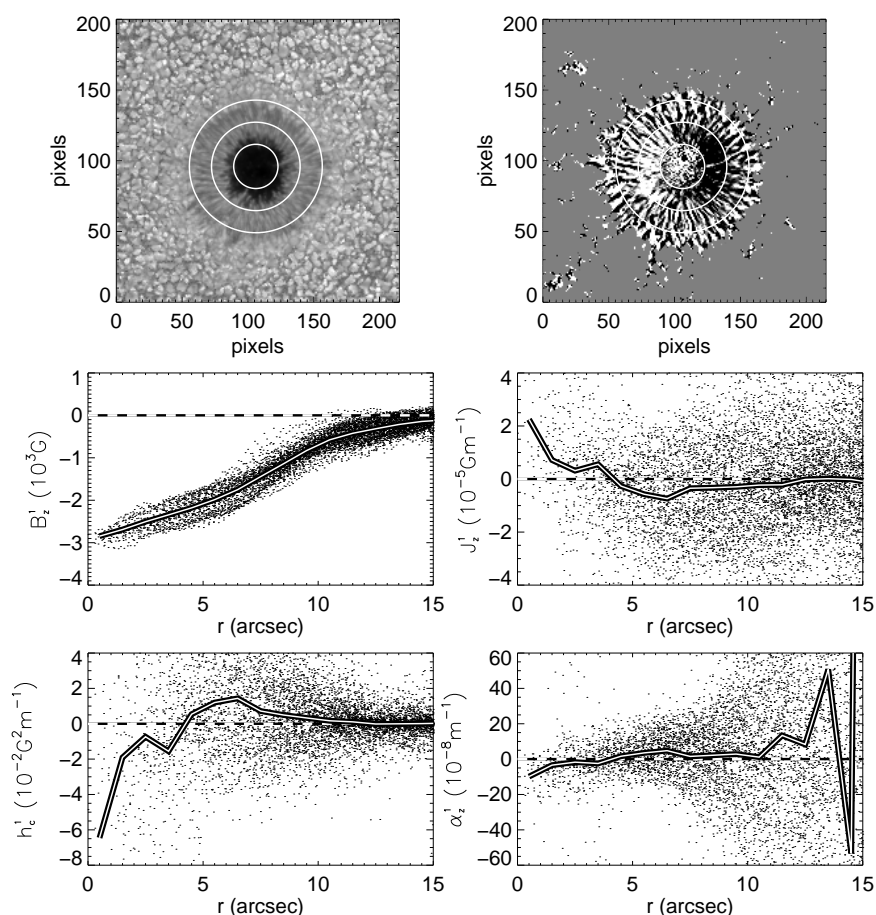


图 2.6: 与图2.5类似, 但是反映的是2010年7月2日观测的NOAA 11084活动区的信息。左图的空间分辨率与图2.5中是一样的, 圆圈分别表示距离黑子中心点距离 r 分别为5, 10和15角秒的点。

但是, 张枚 (2006) 的工作只指出强场和弱场有着相反的螺度符号。此处我们用两个圆形黑子实例来说明, 这一规律实际上反映了黑子本影区的平均螺度和半影区的平均螺度有着相反的符号。这两个黑子活动区, 一个属于第23太阳活动周, 一个属于第24太阳活动周。图2.5的左上和右上图分别显示的是活动区NOAA10940的黑子强度图和对应的电流图。该活动区观测于2007年2月1日, 属于第23太阳活动周。这两个图中的圆圈分别表示到黑子中心点的距离 r 为5", 10", 15"和20"的点。中间右边子图给出的是电流 $J_z^1 = \mu_0(\nabla \times \mathbf{B})_z^1$ 随 r 的变化。图中的黑点表示 J_z^1 的值, 带黑边的白色曲线表示 J_z^1 随 r 每增加1角秒的平均值。

类似的,最下面的左、右两个子图分别表示 $h_c^1 = J_z^1 B_z^1$ 和 α_z^1 的值,所对应的带黑边的白色曲线也是平均值。我们可以清楚地看到,在 $r < 5''$ 的黑子本影区, h_c^1 和 α_z^1 的平均值都是正值;当 $r > 5''$ 时,这两个参数的平均值都变成了负值。

在 $r \leq 5''$ 的黑子中心本影区域,场强 $|B_z^1|$ 的平均值为2976 G, α_z^1 和 h_c^1 的平均值分别为 $5.033 \times 10^{-8} m^{-1}$ 和 $3.942 \times 10^{-2} G^2 m^{-1}$ 。而在 $5'' < r \leq 20''$ 的黑子半影范围内,平均场强为970 G,对应的 α_z^1 和 h_c^1 的平均值分别为 $-0.717 \times 10^{-8} m^{-1}$ 和 $-0.543 \times 10^{-2} G^2 m^{-1}$ 。对于整个活动区,采用 $|B_z^1| > 100$ G时, $\alpha_z^1 = -3.274 \times 10^{-9} m^{-1}$, $\alpha_{hc}^1 = -1.332 \times 10^{-8} m^{-1}$ 。可以看到,整个活动区的螺度参数符号和弱场的螺度参数符号是一致的,都为负值。这说明整个活动区的螺度符号由弱场(半影区)来主导,这亦与张枚(2006)的判断相一致。

图2.6给出了另一个例子,活动区 NOAA 11084。此活动区观测于2010年7月2日,属于第24太阳活动周。与图2.5类似,最上面的两个子图分别显示的是强度图和对应的电流图。只是这两图中的圆圈表示的距离 r 分别为 $5''$, $10''$, $15''$ 。同样,最下面左、右两子图分别是 h_c^1 和 α_z^1 的分布。这里, h_c^1 及 α_z^1 的平均值的符号在大约 $4''$ 处发生改变。在 $r \leq 5''$ 的区域内, $|B_z^1|$ 的平均值为2382 G, α_z^1 和 h_c^1 的平均值分别为 $-1.300 \times 10^{-8} m^{-1}$ 和 $-0.901 \times 10^{-2} G^2 m^{-1}$ 。而在 $5'' < r \leq 20''$ 的区域内, $|B_z^1|$ 的平均值为713 G,对应的 α_z^1 和 h_c^1 的平均值分别为 $2.950 \times 10^{-8} m^{-1}$ 和 $0.315 \times 10^{-2} G^2 m^{-1}$ 。对于整个活动区, $|B_z^1| > 100$ G下的 $\alpha_z^1 = 3.599 \times 10^{-9} m^{-1}$, $\alpha_{hc}^1 = 1.910 \times 10^{-8} m^{-1}$ 。这里我们再次看到,黑子的内部本影区的螺度符号和外部半影区的螺度符号是相反的,而整个活动区的总体螺度符号与半影区的螺度符号一致,也就是说整个活动区的螺度符号由弱场来主导。

值得一提的是,Chatterjee等(2006)模拟了在太阳对流层中极向场通过湍流与环向磁流管相互作用渗入而产生螺度的过程。他们的模型有一个重要预言就是活动区外围存在着相反电流螺度符号的环形区域。我们的观测结果似乎和他们的预言相吻合。

2.4 结论和讨论

利用高质量的SP/Hinode磁图,我们检验了第23太阳活动周下降阶段和第24太阳活动周上升阶段的半球螺度符号法则。我们总共选取了64个活动区,

其中30个属于第23太阳活动周, 34个属于第24太阳活动周。我们计算了这些活动区的 α_z 和 α_{hc} 两个螺度参数。我们研究了半球螺度符号法则对所选择的场点的依赖性。此外, 我们还检验了该法则是否如以往所报道的那样, 在强场和弱场是反号的。

我们的分析得到了如下结论: (1) 34个属于第24太阳活动周上升阶段的活动区遵循半球螺度符号法则; (2) 30个属于第23太阳活动周下降阶段的活动区不遵循半球螺度符号法则; (3) 将64个活动区作为一个整体样本时, 遵循半球螺度符号法则; (4) 即使使用了目前最准确的SP/Hinode矢量磁场数据, 得到的半球螺度符号法则仍然表现为很弱的趋势, 且分布非常弥散; (5) 第23太阳活动周和第24太阳活动周各一个黑子实例显示, 黑子本影区的强场和半影区的弱场有着相反的螺度符号。

我们认为, 第(1)、(3)、(4)三个结论与Longcope (1998) 的模型相符, 第(5)个结论与Chatterjee (2006) 的模型相符。而第(1)、(2)个结论似乎表明Choudhuri(2004)的模型虽然具有正确的物理图像, 但结果仍需修正, 即在理论上究竟是在太阳活动周的什么阶段出现偏离半球螺度符号法则现象需要重新考虑。

第三章 XRT暗腔样本的建立和日冕温度计算

3.1 XRT/Hinode简介

XRT (Golub et al. 2007) 是一个口径为35cm的高分辨率掠入射式望远镜 (图3.1), 它有一个聚焦平面设备和一个 $2k \times 2k$ 的 CCD相机, 可以进行软 X射线和可见光观测。XRT 的空间分辨率为 $1''$, 比 SXT/Yohkoh (Tsuneta 1991) 的 $2.45''$ 分辨率高约1.5倍。望远镜的视场大小为 $34' \times 34'$, 可以观测整个日面。它可以采集边长尺寸为 64、128、192、256、384、512、768、1024、1536 或 2048像素的全日面像或局部像。

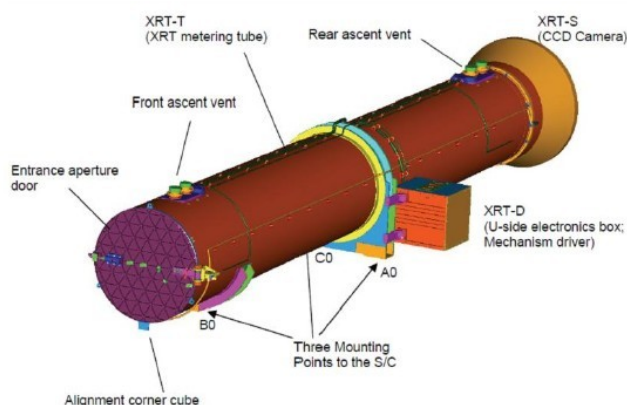


图 3.1: Hinode卫星上的XRT(X-ray Telescope)望远镜

XRT 的 CCD 前面有两个滤光器转盘 FW-1 和 FW-2, 如图3.2所示。每个转盘上有 6 个圆孔位置, FW-1 上的圆孔位置装有 Al_poly、C_poly、Be_med、Be_thin、Al_med 5个滤光片和无玻片透光圆孔。FW-2 上装有 Al_mesh、Ti_poly、Al_thick、Be_thick、G-band 滤光片及一个无玻片透光圆孔。两个滤光器转盘旋转对准在不同位置, 即可拍摄不同滤光波段组合的图像。例如, 将 FW-1 上的位置 0 与 FW-2 上的位置 1 对准, 就可以获得 Al_mesh 波段的太阳像; 同样, 将 FW-1 上的位置 1 与 FW-2 上位置的 2 对准, 就可以获得 Al_poly+Ti_poly 组合波段的太阳像。通过这些滤光片可以观测温度分辨率为

$\log T=0.2$ 的热等离子体，范围在 $6.1 < \log T < 7.5$ ，也就是说它可以拍摄 1MK 到 30MK 的日冕等离子体图像。

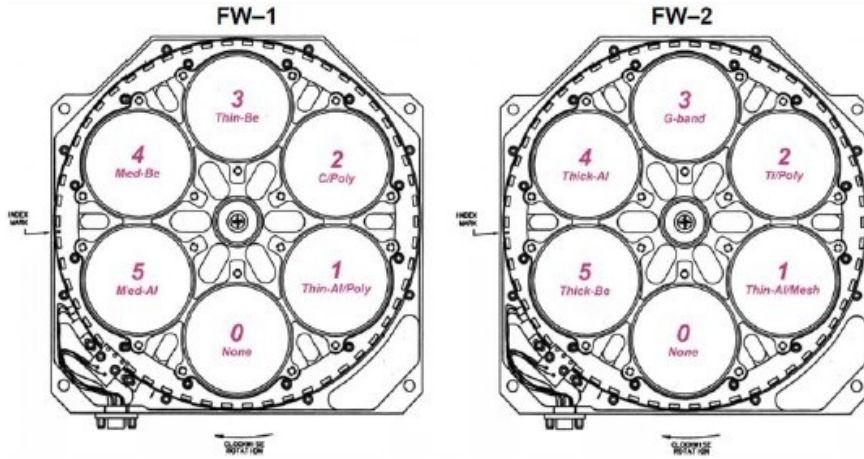


图 3.2: XRT 上的两个滤光器转盘

图3.3显示的是2008年1月8日XRT观测的一张全日面软X射线像。从图中我们可以看到软X射线波段日冕的主要结构：冕洞、活动区环、相互连接环、X射线亮点以及暗腔等。

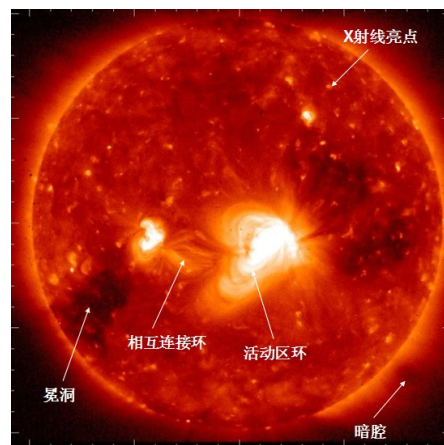


图 3.3: 2008 年 1 月 8 日 XRT/Hinode 拍摄的一张全日面软 X 射线像

3.2 研究日冕暗腔的意义

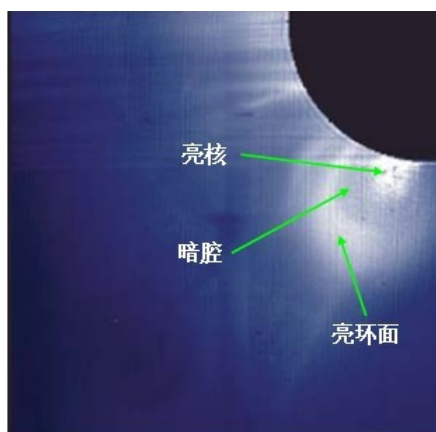


图 3.4: 白光像中所见到的日冕物质抛射的三分量结构: 外面是亮环, 中间是暗腔, 最里面是亮核。

日冕物质抛射 (CME) 是太阳日冕中经常发生的一种瞬变现象, 大的日冕物质抛射爆发会影响到日地空间环境 (Hudson 2006)。日冕物质抛射的起源问题是等离子天体物理学中一个尚未解决的基本问题, 对空间天气预报十分关键。理解日冕物质抛射爆发前的状态是空间科学应该优先解决的问题。

日冕物质抛射爆发时常常出现三分量结构的典型形态特征 (如图3.4所示): 外面是亮环, 中间是暗腔 (cavity), 最里面是亮核。大量观测表明, 日冕物质抛射爆发之前, 暗腔结构就存在 (Gibson 1998, 2006)。通常表现为由一个圆形或半圆形的暗腔包围着日珥。在大量的案例中, 被暗腔包围着的日珥跟随日冕物质抛射一起爆发。因而, 对暗腔的研究对于理解日冕物质抛射的爆发具有重要意义。

许多关于暗腔的理论模型认为, 暗腔的中心有一个缠绕的磁绳。但由于探测技术的限制, 目前我们还无法通过日冕磁场的直接测量来检验这一理论。一种间接的方法是通过观测暗腔的温度结构来诊断磁绳的存在与否。因此, 探测暗腔的温度结构成为本系列研究的主要目的之一。

3.3 XRT暗腔样本的建立

除了白光像上能够看到暗腔, 在X射线波段的日面边缘也可以看到。为了

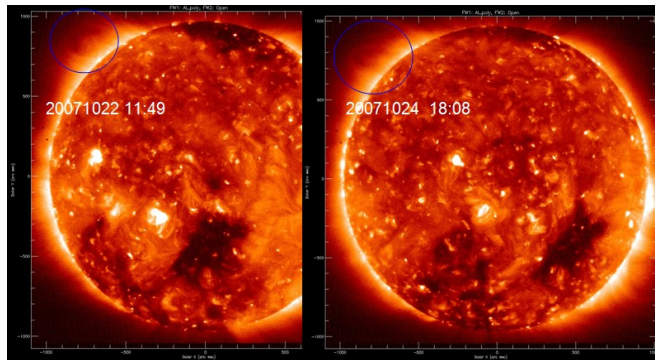


图 3.5: 暗腔示例。

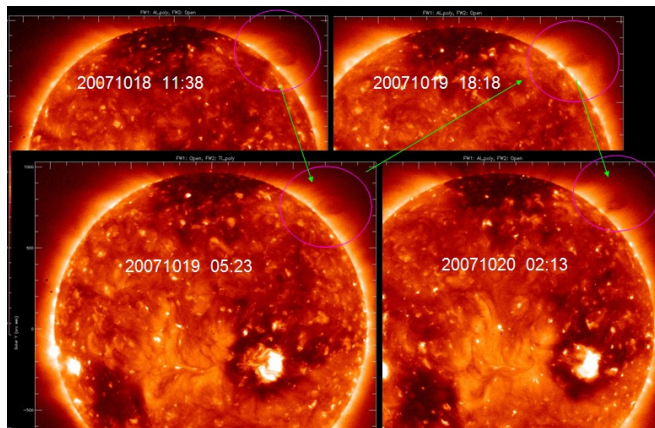


图 3.6: 2007年10月18日到20日, 一个XRT暗腔的演化过程。

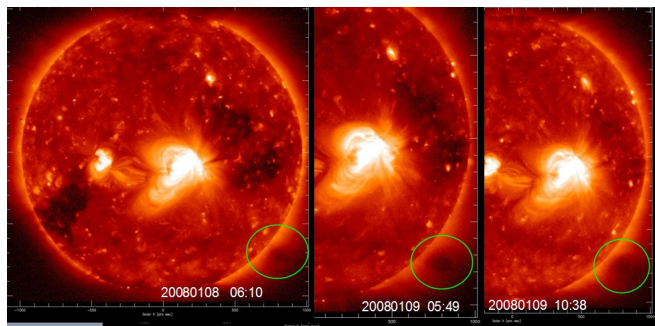


图 3.7: 2008年1月8日到9日, 一个XRT暗腔的演化过程。

找到足够数量的暗腔样本，我们在2006年11月到2008年11月两年间的XRT全日面资料中，对暗腔进行了寻找。

选择使用XRT的观测资料，是因为XRT有以下几个方面的优点：(1) XRT观测波段多，它装有9个滤光器，可以观测9个波段及组合的图像，这为利用线对比方法计算日冕暗腔的温度提供了有利条件；(2) XRT观测的温度覆盖范围广，可以观测的温度范围在 $6.1 < \log T < 7.5$ ，即 1MK-30MK之间的等离子体；(3) XRT的CCD相机视场为 $2K \times 2K$ ，不但可以获取多种尺寸的局部像，而且还可以获取全日面观测资料，而暗腔出现在日面边缘，正好可以用全日面资料来寻找。(4) XRT的全日面资料每天都会有几组观测，数据量充足。

在寻找暗腔过程中，我们发现有多种形状的暗腔。随着时间的演化，这些暗腔的形状也可能发生变化。图3.5-3.7给出了一些例子。在2006年11月到2008年11月19两年的XRT数据中，我们总共找到了19组轮廓明显的“较好”暗腔数据和22组“一般”的暗腔数据。每组暗腔数据都包括了数天的连续观测。

3.4 计算日冕温度的方法

日冕温度的计算有多种方法，比如由电子密度径向分布求热运动温度，由电离理论、射电方法、谱线宽度及线对比方法等。下面我们对一些方法进行简单介绍。

3.4.1 由电离理论求日冕温度

应用电离理论求日冕温度，一种方法是利用不同电离级所产生的两条日冕观测谱线的强度比值。较常用的两条谱线是绿线 Fe XIV 和红线 Fe X，在碰撞激发的情况下，两线的强度比值为

$$\frac{I_{Fe\ XIV}}{I_{Fe\ X}} = 2.4 \frac{n_{14}}{n_{10}} \exp\left(\frac{-4.63 \times 10^4}{T}\right) \quad (3.1)$$

式中 $\frac{n_{14}}{n_{10}}$ 表示 Fe XIV 和 Fe X 的离子数密度的比值 (Schwartz & Zirin 1959)。

还有一种方法是确定某一元素不同离子最丰富时所对应的温度。如由 Fe 的电离平衡理论算出 Fe XIV 和 Fe X 的极大浓度分别在 $1.8 \times 10^6 K$ 和 $1.0 \times 10^6 K$ 。在假设 Fe XIV 是最丰富离子的情况下，可把日冕最一般的电离温度取为 $1.8 \times 10^6 K$ 。

3.4.2 由谱线宽度求日冕温度

人们常采用可见光谱区的日冕禁线半宽测定日冕的热运动温度。研究表明，日冕的禁线是光学薄的，谱线具有高斯轮廓。由于日冕电子运动速度很大，热运动多普勒效应可能对谱线致宽起主要作用。因而对于被热动致宽的高斯谱线轮廓，通过测量其半极大处的总宽度 $\Delta\lambda_{1/2}^* = 1.67\Delta\lambda_D$ ($\Delta\lambda_D$ 为多普勒宽度)，由下式可求出日冕热运动温度 T ：

$$T = \frac{m_i}{2k} \left(\frac{c\Delta\lambda_{1/2}^*}{1.67\lambda} \right)^{1/2} \quad (3.2)$$

由该式对日冕绿线、红线和黄线分别求出的温度为 $2.5 \times 10^6\text{K}$ 、 $1.8 \times 10^6\text{K}$ 和 $4.0 \times 10^6\text{K}$ 。由绿线和红线宽度得出的温度都比上面用电离理论求出的温度高，这表示可能有一部分谱线致宽是由非热源所引起的，即由非热湍流速度引起（章振大 2000）。

3.4.3 利用线对比计算日冕温度

除了上面的方法，还可以利用X射线观测来计算日冕温度。当温度是常数时，X射线的辐射和日冕的电子数密度成正比。X射线辐射量（Emission Measure，简称EM）定义为

$$EM \equiv fn^2l \quad [\text{cm}^{-5}] \quad (3.3)$$

式中 f 是一个填充因子，是日冕中辐射 X 射线的体积与整个辐射体积的比值。 l 是日冕结构的视向大小，粗略等于日冕结构的高度。利用 EM ，一个滤光器观测的光强度定义为

$$I = R(T) \cdot EM \quad (3.4)$$

其中 T 是温度， $R(T)$ 是滤光器的温度响应函数（Filter Temperature Response Function）。每一个滤光器都有一个 $R(T)$ ，它依赖于滤光器的材料和厚度，不同的滤光器对温度的敏感程度不同，每个滤光器的 $R(T)$ 值在卫星发射之前的地球实验室已经测量过。图3.8是XRT不同波段滤光器及不同组合之间的温度响应曲线。横坐标是温度 $\log T$ ，纵坐标是温度响应值。我们可以看到，不同滤光器之间最多可以有4个量级的变化。

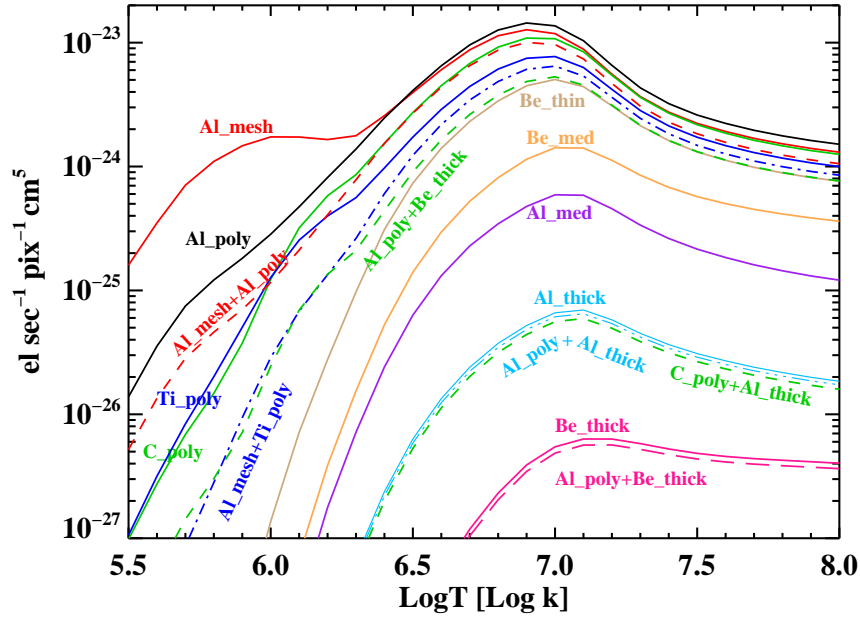


图 3.8: XRT不同X射线滤光器随温度的响应曲线。横坐标是温度, 纵坐标是响应值, 不同颜色代表不同的滤光器。

根据式(3.4), 我们可以得到任意两个滤光器 1 和 2 的光强:

$$I_1 = R_1(T) \cdot EM \quad (3.5)$$

$$I_2 = R_2(T) \cdot EM \quad (3.6)$$

两式相比, 可得到如下关系式,

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_1(T)}{R_2(T)} = R_{12} \quad (3.7)$$

(3.7)式的右边是已知的两滤光器之间的温度响应之比, 即线对比(Filter Ratio)。通过选择一组适当的滤光器, 我们就可以得到一个随温度单调变化的线对比曲线(Narukage 2011)。这是一种较为成熟的计算日冕温度的方法, 被许多太阳物理学者所采用(如Hara & Tsuneta 1994; Reale et al. 2007; Kano et al. 2008)。

滤光器的温度响应依赖于自身的材料和厚度, 但是到了太空以后, 由于受到各种粒子的照射和各种污染, 它对温度的响应实际上每天都不一样。XRT大约每隔20天左右就要对滤光器进行一次清理, 称为“bakeout”。图3.9给出

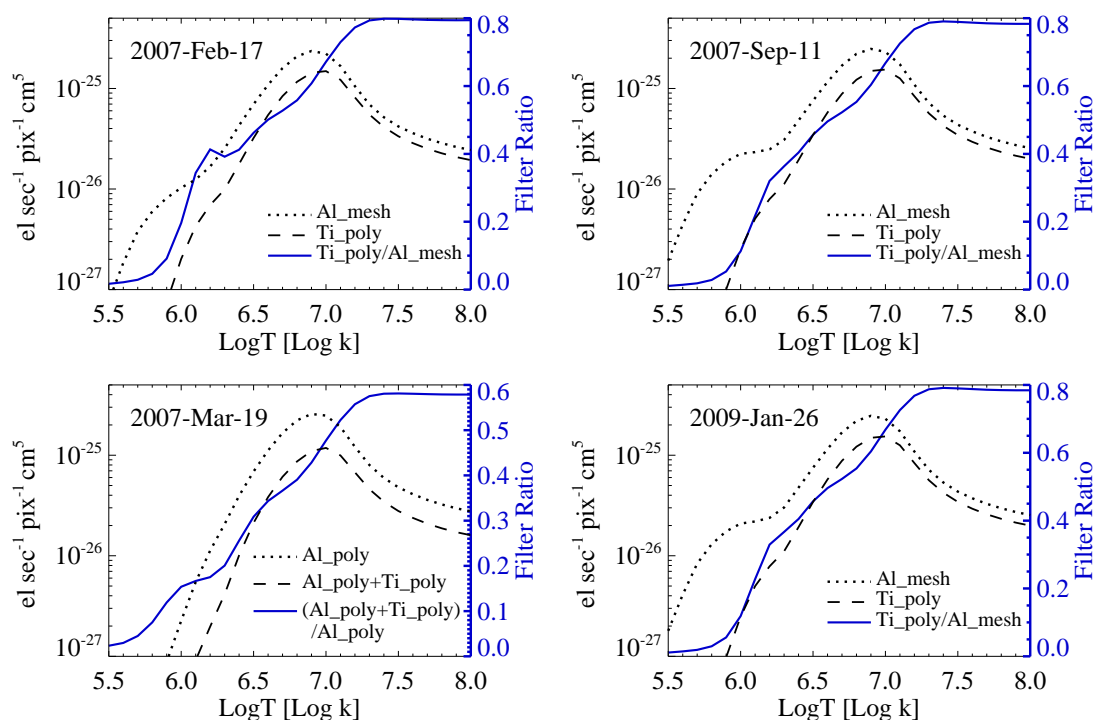


图 3.9: 四个不同日期的温度响应曲线和对应的线对比曲线。

了2010年2月17日、3月19日、9月11日和2009年1月26日一些波段的温度响应曲线（黑色坐标和黑色曲线）及对应的线对比曲线（蓝色坐标和蓝色曲线）。在第四章中我们将用到这几个日期的观测资料 and 对应波段的线对比曲线。

3.5 对日冕中三类不同区域的温度估计

利用刚刚介绍的线对比方法，我们估计了宁静区、活动区和冕洞区的温度差异。我们从2006年11月到2008年2月的所有XRT全日面数据中，筛选出一些正好位于日面中心附近的活动区、宁静区和冕洞区的Al_mesh和Ti_poly全日面图像，并分别计算了这些活动区、宁静区和冕洞区的平均温度值。我们总共找到5个活动区，6个宁静区和4个冕洞区。

图3.10左上图是一张由2007年3月1日00:02:02.7时刻拍摄的XRT图像和同一天00:02:12.9时刻拍摄的XRT图像合成的 Al_mesh 全日面图像，用于合成的两张图的曝光时间分别为0.512秒和4.097秒。使用长曝光和短曝光合成，可以

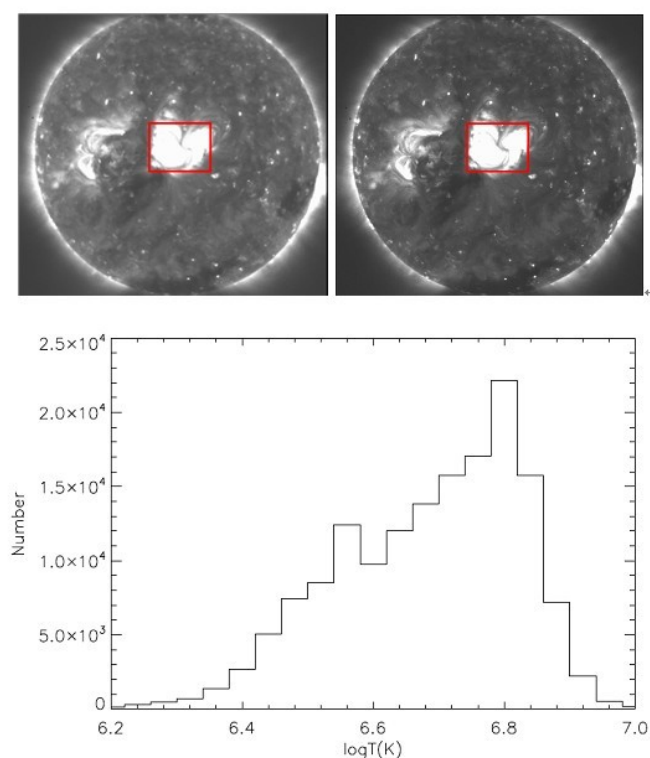


图 3.10: 左上图:2007年3月1日00:02:02.7时刻拍摄的XRT图像和同一天00:02:12.9时刻拍摄的XRT图像合成的 Al_mesh 全日面图像。右上图:同一天00:02:27.7时刻的XRT观测和00:03:07.9时刻观测合成的 Ti_poly 全日面图像。图中的方框圈出的是活动区NOAA10944。由两图计算出的该区域的温度直方图显示在两图下面,其中横坐标是温度,纵坐标是不同温度段内的像素点个数。

有效地增加合成图像的动态范围。右上图是同一天00:02:27.7时刻的XRT观测和00:03:07.9时刻观测合成的 Ti_poly 全日面图像,用于合成的两张图的曝光时间为分别为1.025秒和8.193秒。日面中心附近的方框圈出的区域是活动区NOAA10944,也是我们用于温度计算的范围。我们利用线对比方法计算出图中红框范围内每个点的温度值,得到该活动区的平均温度为 $10^{6.703}$ K。图3.10中的直方图是上面两图中方框圈定的范围内活动区的温度分布。其中横坐标表示不同的温度,纵坐标表示在不同温度段的像素点的个数。从图中我们可以看出,大多数点的温度处在 $\log T$: 6.5-6.9之间,其中 $\log T=6.7-6.9$ 的点最多。

与图3.10类似,图3.11的左上图是由2007年3月16日05:51:00.7时刻拍摄的XRT图

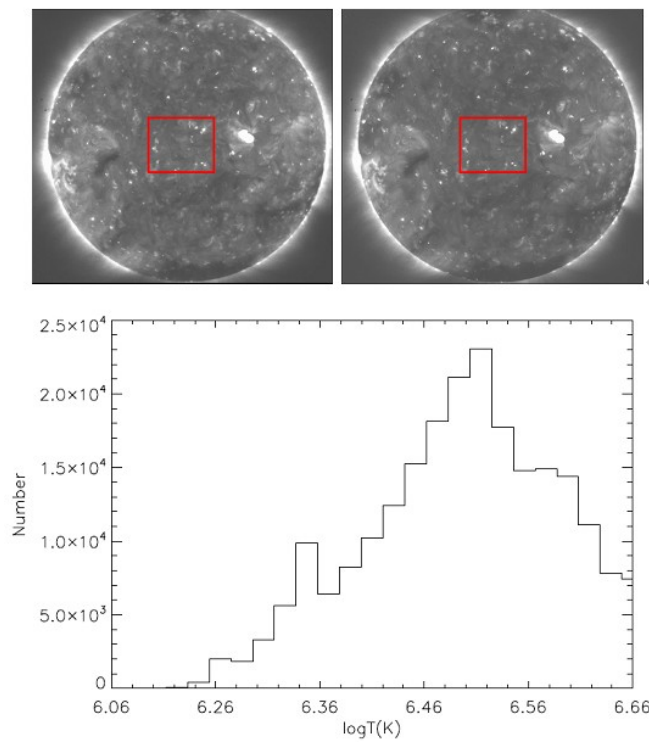


图 3.11: 左上图: 2007年3月16日05:51:00.7时刻拍摄的XRT图像和同一天05:51:11.0时刻拍摄的XRT图像合成的 Al_{mesh} 全日面图像, 右上图: 同一天05:51:25.7时刻的XRT观测和05:52:01.0时刻观测合成的 Ti_{poly} 全日面图像。图中方框圈出的是所研究的宁静区的范围, 下面的直方图是该宁静区的温度分布直方图。

像和同一天05:51:11.0时刻拍摄的XRT图像合成的 Al_{mesh} 全日面图像, 用于合成的两张图的曝光时间分别为0.512秒和4.097秒。右上图是同一天05:51:25.7时刻的XRT观测和05:52:01.0时刻的观测合成的 Ti_{poly} 全日面图像, 用于合成的两张图的曝光时间为分别为1.025秒和8.193秒。方框圈定的范围是日面中心附近的宁静区。下方显示的是利用线对比方法计算出的该宁静区的温度分布直方图。从图中可以看出, 大多数点分布在 $\log T=6.4-6.6$ 之间。计算得出该宁静区的平均温度为 $10^{6.437}$ K。

同样, 图3.12左上图是由2007年5月23日00:24:33.2时刻的XRT图像和同一天00:24:42.9时刻的图像合成的 Al_{mesh} 全日面图像, 用于合成的两张图的曝光

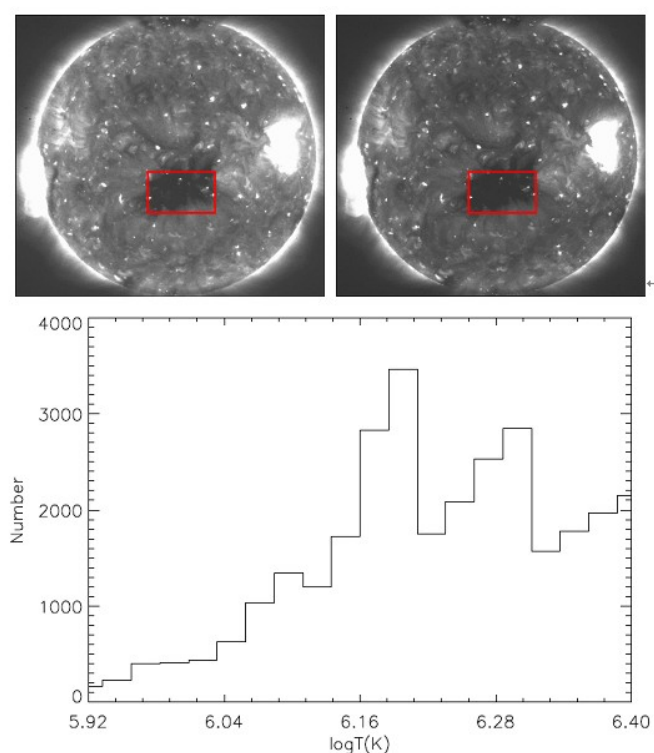


图 3.12: 左上图是由由2007年5月23日00:24:33.2时刻的XRT图像和同一天00:24:42.9时刻的图像合成的 Al_mesh 全日面图像, 右上图是由由同一天00:24:57.7时刻和00:25:31.9时刻合成的 Ti_poly 全日面图像。图中方框圈出的是所研究的冕洞区的范围, 下面的直方图是该冕洞区的温度分布直方图。

时间分别为0.181秒和4.097秒。右上图是由同一天00:24:57.7时刻和00:25:31.9时刻合成的 Ti_poly 全日面图像, 用于合成的两张图的曝光时间为分别为0.513秒和8.193秒。方框圈出的范围是日面中心附近的冕洞区。同样, 下方显示的是计算出的方框内冕洞区的温度分布直方图。计算得到该冕洞的平均温度为 $10^{6.101}$ K。

从图3.10到3.12中我们可以看到, 活动区的温度最高, 它所对应的日面图像也最亮, 即EM值较大; 宁静区次之, 它所对应的EM值较小; 冕洞区温度最低, 它所对应的日面图像亮度也最暗。

经过计算, 我们得到所研究的5个活动区的温度范围在 $\log T=6.5-6.9$ 之间, 6个宁静区的温度范围在 $\log T=6.2-6.6$ 之间, 而4个冕洞区的温度较低, 在

$\log T=6.1-6.2$ 之间。

3.6 小结

我们利用XRT的全日面资料建立了41组暗腔样本。为了验证计算日冕温度的可能性，我们寻找了日面中心附近的5个活动区，6个宁静区和4个冕洞区，用线对比方法计算了它们的温度。结果表明用线对比方法计算XRT的日冕温度是可行的。因此，可以用此方法计算日冕暗腔的温度，以寻找暗腔中的磁绳。但是，由于XRT暗腔的亮度很低，暗腔中杂散光的比重应该是不可忽略的。因此，我们将在下一章来估计一下杂散光在计算日冕温度中的影响究竟有多大。

第四章 杂散光在日冕温度计算中的影响

4.1 引言

不管是地基望远镜，还是空间望远镜，都会散射太阳光 (Zwaan 1965)。对于地基太阳望远镜，散射光包括两部分：一部分是地球大气的不均匀性造成的成像模糊，另一部分是来自望远镜和后端仪器的杂散光。造成仪器杂散光的原因主要是仪器本身的不完美，如仪器的污染、表面划痕、透镜中的污染等 (Martínez 1992; DeForest et al. 2009)。杂散光的分布通常是各向异性，并随视场变化。

人们一般用仪器的点扩散函数 (Point Spread Function, 简称PSF) 或它的傅里叶变换形式的光学传递函数 (OTF) 来描述杂散光。建立一个仪器点扩散函数的传统方法是在实验室直接测量点扩散函数 (例如, Lemen et al. 1989; Martens et al. 1995; Shin & Sakurai 2009; Golub et al. 2007; Sakurai 2000)。

对于多数空间太阳望远镜，虽然在卫星发射之前就已经测量了仪器的点扩散函数，但由于在飞行过程中的外界条件已经不同于地球实验室，因此，仪器的点扩散函数可能会发生改变。因此，确定在轨仪器的点扩散函数或者杂散光的水平是十分重要的。

日偏食或者水星凌日、金星凌日等特殊天象给我们提供了很好的机会 (如, Auchere, 2004)。一方面，我们可以用这些特殊天象时期的观测来估计点扩散函数，另一方面，这些特殊天象期间的观测也直接给出了当时的杂散光水平。例如，Weber等 (2007) 利用2006年的水星凌日观测，计算了XRT/Hinode的点扩散函数的Gaussian内核的峰值半宽 (FWHM); Hara (1997) 和Kano等 (2008) 利用日食遮挡的区域来估算杂散光水平，从而精确地计算了日冕中某些等离子体的温度。

要想精确测量日冕中等离子体的温度，扣除杂散光的影响十分重要 (Criscuoli & Ermolli 2008)。在本章中，我们首先利用2007年2月17日和2007年3月19日的两次日食，估算了XRT杂散光对冕洞区上方和宁静区上方的日冕温度测量的影响。在此过程中，我们还发现了一个可以部分去除杂散光的简单方法。接着，我们扩大了数据量，即又使用2007年9月1日的三组日食数据，来检验我们提出的

简易方法的有效性。

表4.1列出的是2006年11月到2010年1月期间Hinode卫星观测到的日食信息。这期间Hinode卫星共经历了19次日食，其中18次是日偏食、1次日全食，其中的14次XRT有观测。由于用线对比方法计算日冕温度至少需要两个波段的数据，因此这一章中我们使用的数据都是至少有两个波段观测的。

表 4.1: 2006年11月到2010年1月Hinode卫星轨道上日食和XRT观测信息

Date	Time (UTC)	Type	Filter observation	Notes
20070217	16:06:58–16:13:11	Partial	Al_mesh, Ti_poly	Used in section 4.2
	01:22:28–01:35:10	Partial	Al_poly	Only one filter observation
20070319	02:48:58–03:02:27	Total	Al_poly	Only one filter observation
	04:21:17–04:28:15	Partial	Al_poly+Ti_Poly, Ti_poly	Used in section 4.2
20070911	11:40:07–11:57:35	Partial	Al_mesh, Ti_poly	Used in section 4.3
	13:31:37–13:47:03	Partial	Al_mesh, Ti_poly	FOV lies below $1.5R_{\odot}$
20080207	01:33:19–01:41:14	Partial	No data	No data
	03:15:50–03:34:55	Partial	C_poly	Only one filter observation
20080801	05:09:56–05:26:21	Partial	C_poly	Only one filter observation
	09:02:11–09:15:49	Partial	No data	No data
20080801	10:28:19–10:42:09	Partial	No data	No data
	11:55:35–12:08:45	Partial	Al_poly, Al_mesh, C_poly	FOV lies below $1.5R_{\odot}$
20090126	05:39:36–05:56:24	Partial	Al_poly	Only one filter observation
	09:36:12–09:54:10	Partial	Al_mesh, Ti_poly, Al_poly	Used in section 4.3 FOV lies below $1.5R_{\odot}$
20090722	00:50:05–01:07:22	Partial	Al_mesh, Ti_poly	FOV lies below $1.5R_{\odot}$
	05:01:21–05:11:29	Partial	Al_mesh, Al_poly, C_poly, Ti_Poly, Al_poly+Ti_poly, Be.thin	FOV lies below $1.5R_{\odot}$
20100115	04:30:51–04:44:37	Partial	No data	No data
	06:02:56–06:14:21	Partial	Al_mesh, Ti_poly	FOV lies below $1.5R_{\odot}$
	08:46:48–09:03:19	Partial	Al_mesh, Ti_poly	FOV lies below $1.5R_{\odot}$

4.2 杂散光对日冕温度计算的影响及一种简易的消除方法

4.2.1 数据的选取和处理

从表4.1中,我们可以看到,2007年春季,Hinode卫星轨道上发生了两次日食。一次是在2月17日,另一次在3月19日。XRT 望远镜对这两次日食都进行了观测。2月17日16:06-16:13,月球的阴影经过了太阳南极附近。3月19日04:21-04:28,月球的阴影经过了太阳的东北边缘。在本节中,我们利用2月17日的 Al_mesh, Ti_poly 两个波段和3月19日 Al_poly 和 Al_poly+Ti_poly 两个波段的日食观测数据(表4.1中所注)来研究杂散光对日冕温度计算的影响。

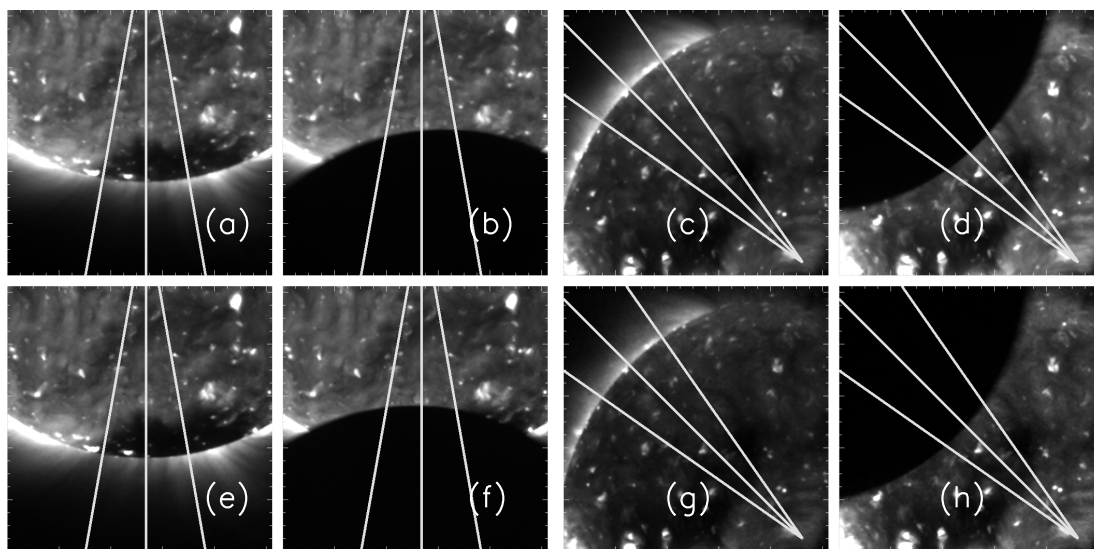


图 4.1: (a): 2007年2月17日16:02:15UT, 日食发生前的 XRT Al_mesh 图像; (b): 与(a)同一天16:10:15UT, 日食中的 XRT Al_mesh 图像; (c): 2007年3月19日04:20:09UT, 日食发生前的 XRT Al_poly 图像; (d): 与(c)同一天04:25:04UT, 日食发生时的 XRT Al_poly 图像; (e): 与(a)同一天16:01:43UT, 日食前的 XRT Ti_poly 图像; (f): 与(a)同一天16:09:44UT, 日食发生时的 XRT Ti_poly 图像; (g): 与(c)同一天04:20:33UT, 日食前的 XRT Al_poly+Ti_poly 图像; (h): 与(c)同一天04:25:28UT, 日食发生时的 XRT Al_poly+Ti_poly 图像。

图4.1给出的是这两次日食发生前和发生时的图片。这些图片已经用

SSWIDL 程序包中的 `xrt_prep.pro` 程序处理过。处理过程包括：高于某一阈值的近饱和点用一个固定值来代替；去掉辐射带/宇宙射线的撞击斑点和条纹；去掉 CCD 偏心角和暗流；将输出图片归一化到 DN 每角秒。由于我们研究的区域不是过亮，因此，填充近饱和点的过程实际上没有用到。从图中我们看到，2月17日这次日食，被遮挡区域大部分位于南极附近的冕洞区；而3月19日的日食，被遮挡部分位于日面宁静区。每张图片中的三条直线表示位置角度。位置角度 θ 的定义为从北极出发沿逆时针方向转过的角度。图(a)(b)(e)(f)中三条径向直线的 θ 值分别为 170° 、 180° 和 190° 。图(c)(d)(g)(h)中三条径向直线的 θ 值分别为 35° 、 45° 和 55° 。

对于常规观测，每张图片的观测强度 I_{obs} 包括两部分：一部分是日冕产生的真实发射部分，另一部分是太阳其他部分散射的散射光分量 I_{stray} 。为了估计日冕温度，我们需要从观测强度中减去散射光分量得到真实发射部分，也就是说得到 $I_{real} = I_{obs} - I_{stray}$ 。然而，除非我们知道仪器精确的点扩散函数 (PSF) 并有一个同波段的全日面测量数据，否则大部分情况下 I_{stray} 的值并不知道。

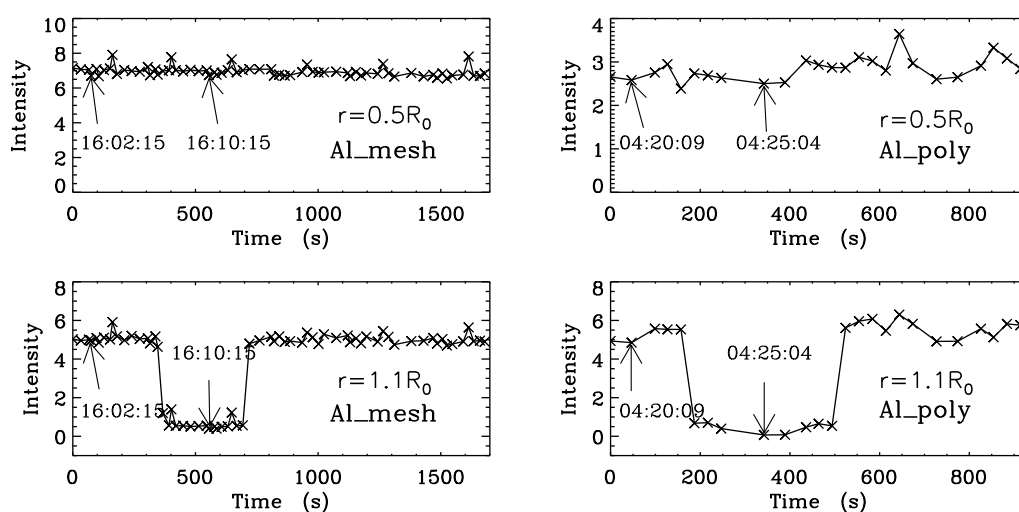


图 4.2: 日食前后观测图像光强度的变化。横坐标是时间，单位是秒，开始时间分别为2007年2月17日 16:01:00 UT 和2007年3月19日 04:19:22 UT。左侧两图是2月17日的Al_mesh波段观测的，右边两图是3月19日的Al_poly波段观测的。

图4.2给出的是所研究的两次日食观测图像的光强度在日食发生前后随时

间的变化情况。每次日食，我们给出了两个不同的代表点。对于第一次日食，我们给出的是 $\theta = 180^\circ$ 线上距日面中心 $0.5 R_\odot$ 和 $1.1 R_\odot$ 处两点的强度变化，时间是从 16:01:00 UT 到 16:28:59 UT，如左侧两图所示。对于第二次日食，我们给出的是 $\theta = 45^\circ$ 线上距日面中心 $0.5 R_\odot$ 和 $1.1 R_\odot$ 处两点的强度变化，时间是从 04:19:22 UT 到 04:34:36 UT。此处，我们已将数据的分辨率统一调整为每像素 $8''$ ，因此图中的每一点代表的是一个 $8'' \times 8''$ 方格内的平均值。从图中我们可以看到，图像的光强度值只有在日食期间太阳被遮挡时变小，其他时间的强度值随时间并无太大变化。因此，我们可以近似认为所研究的某点的强度在较短时间内（如日食前后的几分钟）不发生变化。然后，我们把被遮挡部分的强度值作为散射光的强度值 I_{stray} ，在计算中从日食发生前的观测强度 I_{obs} 中减去这部分，即可得到真实的强度值 I_{real} 。针对2007年2月17日这次日食，我们选用的是日食前和日食中的一对 Al_mesh 观测图像和一对 Ti_poly 观测图像。Al_mesh 图像观测时间分别是日食前的 16:02:15 UT 和日食中的 16:10:15 UT，Ti_poly 图像观测时间分别是日食前的 16:01:43 UT 和日食中的 16:09:44 UT。对于2007年3月19日这次日食，我们选用的是日食前和日食中的一对 Al_poly 观测图像和一对 Al_poly+Ti_poly 观测图像。Al_poly 图像观测时间分别是日食前的 04:20:09 UT 和日食中的 04:25:04 UT，Al_poly+Ti_poly 图像观测时间分别是日食前的 04:20:33 UT 和日食中的 04:25:28 UT。

4.2.2 杂散光的基本规律

我们在第三章中已经简单介绍了 XRT/Hinode 的相关信息 and 利用线对比方法计算日冕温度简单介绍。这一章，我们将选用两组日食数据进行分析。

图4.3给出的是图4.1中2月17日日食发生前和日食发生过程中沿三个角位置 170° 、 180° 和 190° 线上的强度曲线图。横坐标是从日面中心算起的距离 r ，纵坐标是对应的强度值。由于数据处理时我们对图像的分辨率进行了调整，因此图中每一点的强度值实际上是 $8'' \times 8''$ 方格中强度的平均值，误差棒表示该方格中强度的标准偏差。这个“偏差”有可能比实际的测量误差要大，因为它或许包含着 $8'' \times 8''$ 方格中一些真实强度的变化。这点在日面边缘附近更能反映出，因为那里得到的误差棒相对大一些。

在图4.3的每一子图中，由黑色实线连接的点是没有日食时的观测强度 I_{obs} ，不同的 Al_mesh 和 Ti_poly 两波段分别用 I_{obs1} 和 I_{obs2} 表示；没有用实线连接的各

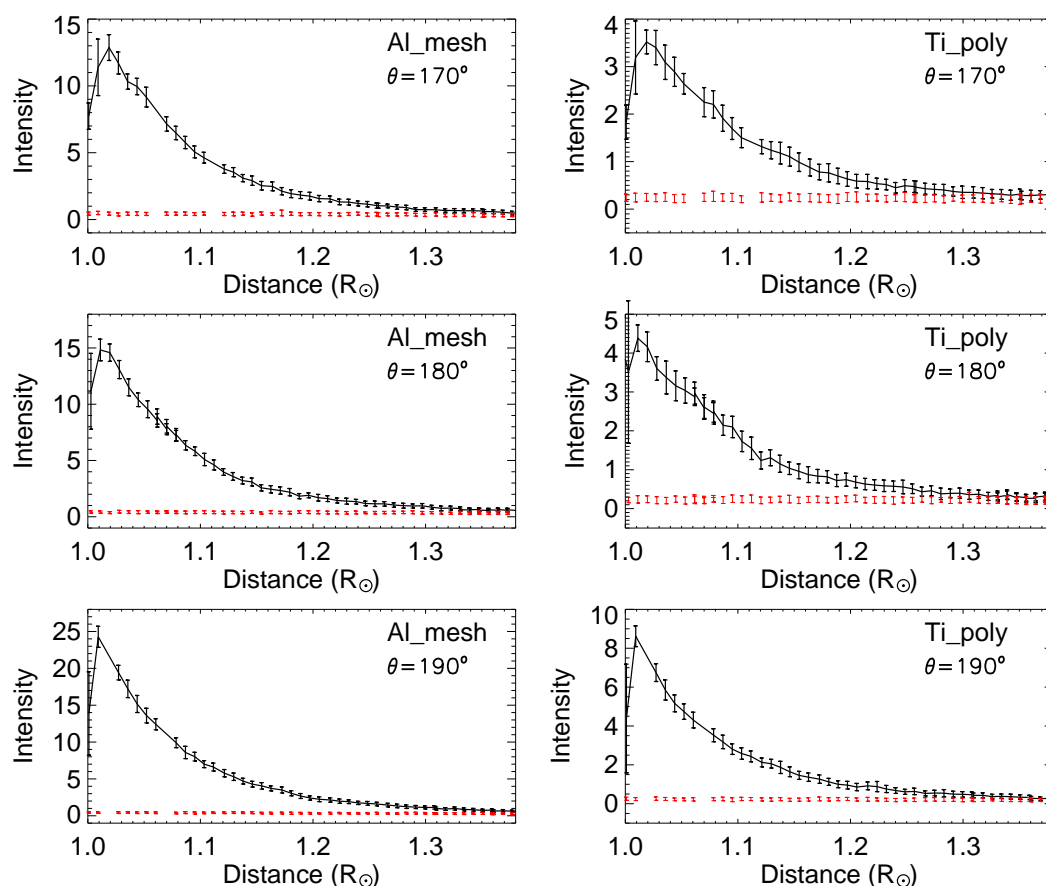


图 4.3: 2007年2月17日日食发生前和日食发生过程中沿三个角位置(170° 、 180° 和 190°)的强度曲线图。左侧是 Al_mesh 波段的, 右侧是 Ti_poly 波段的。横坐标是到日面中心的距离, 以太阳半径为单位; 纵坐标是强度值, 单位是 DN/s'' 。

红色误差棒的中点表示日食期间两波段被遮挡部分区域的强度 I_s , 分别用 I_{s1} 和 I_{s2} 表示。从这些图中我们可以看到, I_{obs} 随着距离 r 的增加而减小, 而 I_s 的值随 r 的增加并无明显变化。从图4.3中, 我们还能看到, 随着 I_{obs} 的减小, 它的值就越来越接近于 I_s 。例如, 对于 Al_mesh 观测图片沿 170° 方向角的 $r = 1.4 R_\odot$ 处, I_{obs} 的最大值为 $12.87 DN/s''$, 最小值为 $0.48 DN/s''$ 。而该处 I_s 的最大值为 $0.49 DN/s''$, 最小值为 $0.30 DN/s''$, 平均值为 0.39

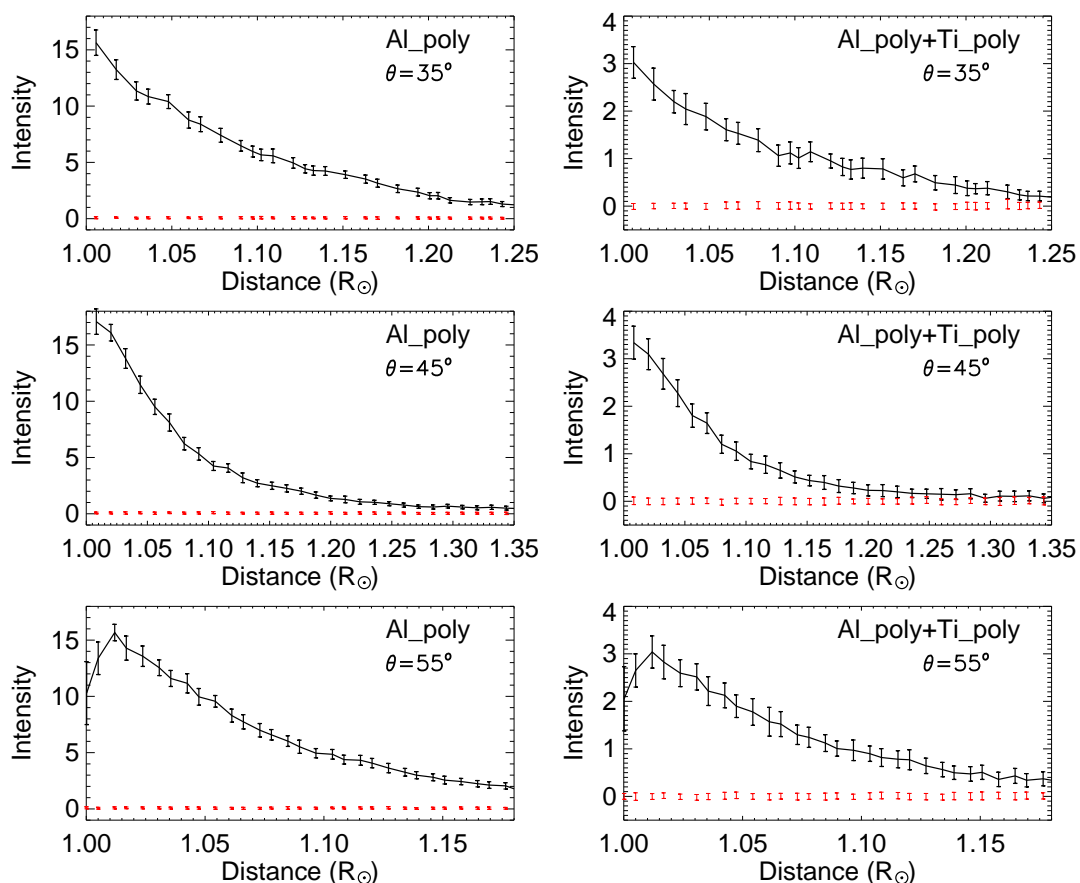


图 4.4: 与图4.3类似, 此处显示的是2007年3月19日日食发生前和日食发生过程中沿三个角位置(35° 、 45° 和 55°)的强度曲线图。左边是 Al_poly 波段的, 右边是 Al_poly+Ti_poly 波段的。

DN/s'' 。对于 Ti_poly 波段的观测图片沿 170° 方向角的 $r = 1.4 R_\odot$ 处, I_{obs} 的最大值为 $3.52 DN/s''$, 最小值为 $0.24 DN/s''$ 。而该处 I_s 的最大值为 $0.27 DN/s''$, 最小值为 $0.20 DN/s''$, 平均值为 $0.23 DN/s''$ 。由此可见, 随着距离 r 的增大, I_{obs} 和 I_s 越来越接近, 且到 $1.4R_\odot$ 处, I_{obs} 和 I_s 的值已经很接近。在精确的 PSF 和日食都不可用的情况下, 这些特性和数值启发我们提出一个简单的一定程度上消除散射光的方法。

与图4.3类似, 图4.4显示了图4.1中3月19日日食的图像强度 I_{obs} 随距离的

变化, 由黑色实线连接的点仍然表示日食图像强度 I_{obs} , 没有用实线连接的各红色误差棒的中点表示日食期间被遮挡部分区域的强度 I_s 。我们可以看到与图4.3类似的特性: 对于 Al_poly 观测图片沿 45° 方向角的 $r = 1.38R_\odot$ 处, I_{obs} 的最大值为 $17.08 \text{ DN/s}''$, 最小值为 $0.35 \text{ DN/s}''$ 。而该处 I_{stray} 的最大值为 $0.1 \text{ DN/s}''$, 最小值为 $0.03 \text{ DN/s}''$, 平均值为 $0.06 \text{ DN/s}''$ 。对于 Al_poly+Ti_poly 观测图片沿 45° 方向角的 $r = 1.38R_\odot$ 处, I_{obs} 的最大值为 $3.34 \text{ DN/s}''$, 最小值为 $0.06 \text{ DN/s}''$ 。而该处 I_{stray} 的最大值为 $0.03 \text{ DN/s}''$, 最小值为 $-0.02 \text{ DN/s}''$, 平均值为 $0.002 \text{ DN/s}''$ 。这里 I_{stray} 的最小值出现负值表明杂散光在这个区域非常低。

4.2.3 杂散光对日冕温度计算的影响

为了了解XRT的杂散光对计算日冕温度的影响程度, 我们利用日食数据计算了考虑杂散光和不考虑杂散光两种情况下的日冕温度。所用的计算方法是在第三章中介绍过的线对比方法。不考虑杂散光的影响时, 我们可以用(3.7)直接计算。但在考虑杂散光的影响时, 需要在式(3.7)左边的强度值中扣除杂散光的影响, 这时计算出的温度一般认为是日冕的真实温度, 即

$$\frac{I_1 - I_{s1}}{I_2 - I_{s2}} = \frac{R_1(T_{real})}{R_2(T_{real})}. \quad (4.1)$$

图4.5左边子图给出的是2月17日日食在考虑散射光和不考虑散射光两种情况下计算出的温度对比图。左边图中的蓝色“+”表示考虑散射光的影响时计算出的不同位置角的线上的温度 T_{real} ; 绿色“+”表示不考虑散射光的影响的温度 T_{pse} 。除此之外, 我们还计算了阴影区域所有点的温度的中值和它们随 r 变化。如图4.5中, 蓝色实线表示考虑散射光计算出的温度 T_{real} 的中值, 而绿色实线表示不考虑散射光计算出的温度 T_{pse} 的中值。在 $1.2 R_\odot$ 以前, 温度 T_{real} 随 r 的增加而增加, 在 $1.2 R_\odot$ 以后, T_{real} 随 r 的增加有缓慢减小的趋势。Kano 等 (2008) 也发现了同样的趋势。而 T_{pse} 随 r 的增加始终在增加。右边子图给出的是 T_{pse} 和 T_{real} 之差的比值 $(T_{pse} - T_{real})/T_{real}$ 随 r 的变化。我们可以看到, $(T_{pse} - T_{real})/T_{real}$ 的值随 r 逐渐增加, 当 r 增加到 $1.3 R_\odot$ 时, T_{pse} 的值增加到 T_{real} 的约两倍。这表明, 在这个区域, 散射光在计算日冕温度时影响很大。如果我们不消除散射光, 我们将得到一个错误的温度结构, 也就是得到绿色曲线而不是蓝色曲线。

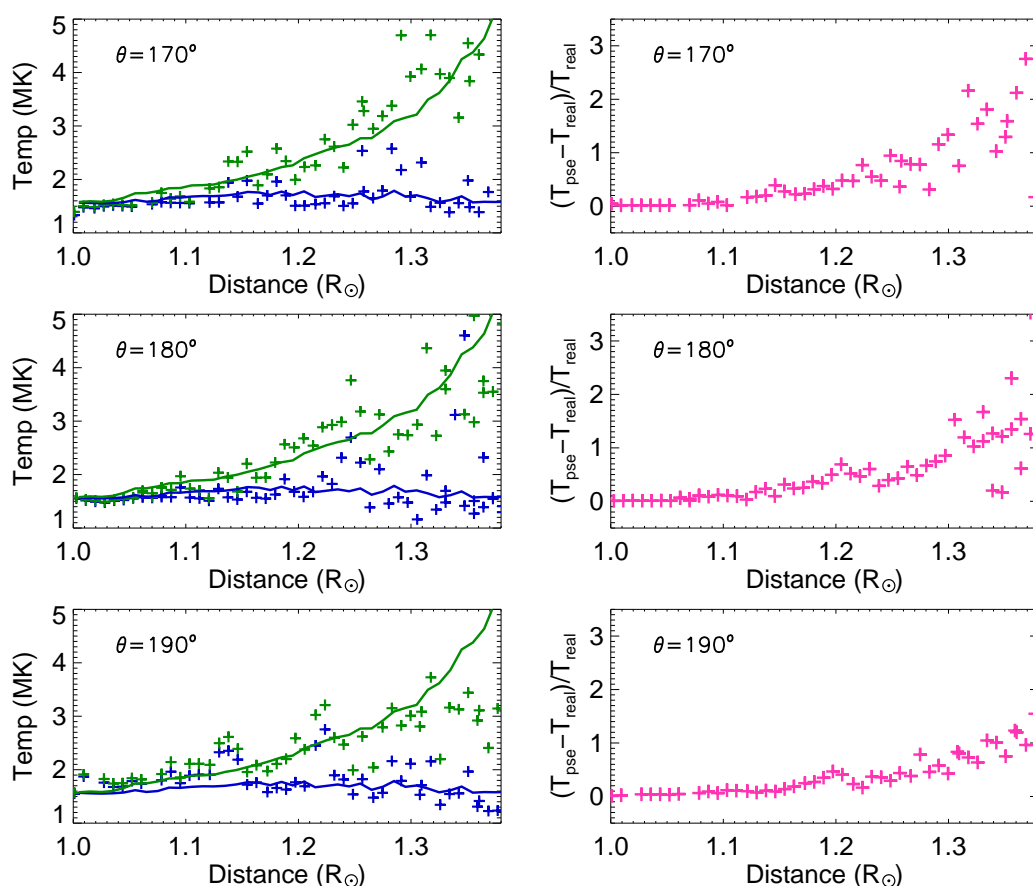


图 4.5: 左边: 2月17日日食在考虑散射光和不考虑杂散光两种情况下计算出的温度对比图。蓝色和绿色“+”分别表示考虑和不考虑杂散光的影响时计算出的温度 T_{real} 和 T_{pse} ; 蓝色和绿色实线分别表示考虑和不考虑杂散光时计算出的温度的中值。右边: T_{pse} 和 T_{real} 之差的比值 $(T_{pse} - T_{real})/T_{real}$ 随 r 的变化。

与图4.5类似, 图4.6左边子图显示的是3月19日日食在考虑散射光和不考虑散射光两种情况下计算出的温度对比图。绿色和蓝色“+”和曲线与4.5图给出的表示相同。右边显示的也仍然是 T_{pse} 和 T_{real} 之差的比值 $(T_{pse} - T_{real})/T_{real}$ 随 r 的变化。我们可以看到, 与Kano等(2008)结果一致, 蓝色和绿色实线都随着 r 的增加而缓慢减小。而 $(T_{pse} - T_{real})/T_{real}$ 的值随 r 的增加在0.2范围内波动。这表明宁静区的 T_{pse} 和 T_{real} 之间的差距相对冕洞区的情况要小。

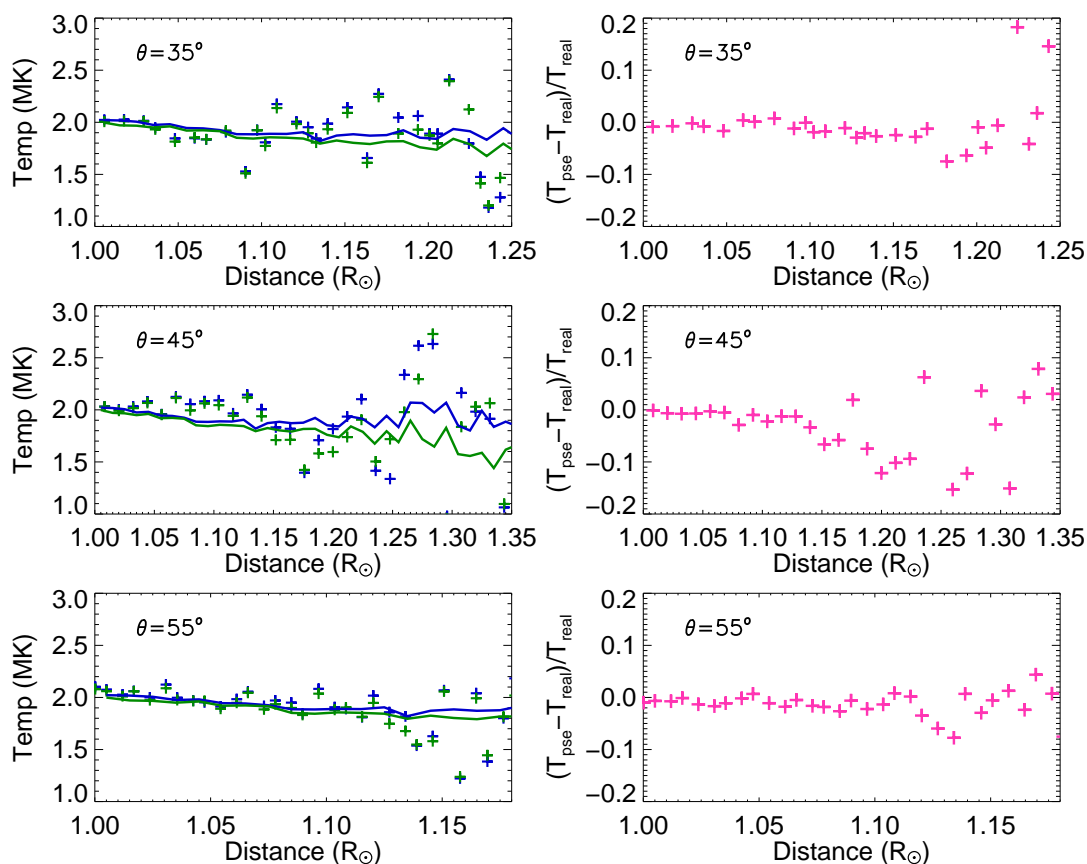


图 4.6: 与图4.5相同, 但是3月19日的日食情况。

4.2.4 一种简易消除杂散光的方法

前面我们提过并在图4.3和4.4中可以明显看出, 观测强度 I_{obs} 随 r 增加逐渐降低, 并且越来越接近于 I_s 。我们或许可以利用这个特性来得到一定距离, 例如 $1.4 R_\odot$ 以外, 所有点的平均值 I_c , 以用来粗略代替散射光的强度 I_s 。我们观测到, I_{obs} 随着距离 r 的增加而迅速降低, 其变小的速度比杂散光 I_s 快得多, 因此, 到了一定的距离, 杂散光成为观测强度中的主要成分。基于此, 我们提出了一个简易方法: 在计算温度时, 扣除一个常数 I_c , 以取代对杂散光的扣除。这一常数可取为距离 r 大于 $1.4 R_\odot$ 的所有点的强度平均值。我们将用这种简易方法计算出的温度记为 T_c , 于是式(4.1)变为:

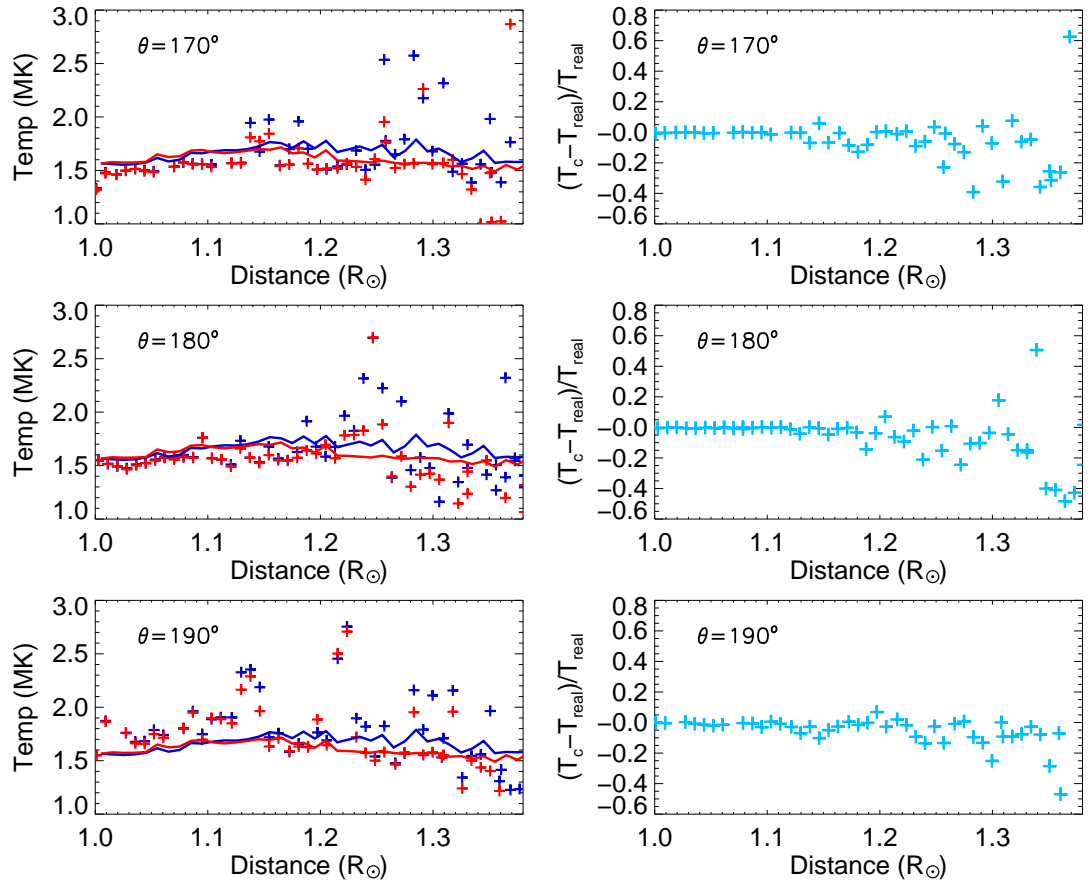


图 4.7: 与图4.5类似, 但左边的红色“+”和实线表示用我们的方法计算出的温度 T_c 及被遮挡区域温度的中值; 右边子图表示的是 T_c 和 T_{real} 之差的比值 $(T_c - T_{real})/T_{real}$ 随 r 的变化。

$$\frac{I_1 - I_{c1}}{I_2 - I_{c2}} = \frac{R_1(T_c)}{R_2(T_c)}. \quad (4.2)$$

在2月17日的 Al_{mesh} 图像中, 这个常数是 $0.49 \text{ DN/s}''$, Ti_{poly} 图像中, 该常数为 $0.28 \text{ DN/s}''$ 。对于3月19日日食的 Al_{poly} 和 $Al_{poly} + Ti_{poly}$ 图像, 这个常数分别为 $0.27 \text{ DN/s}''$ 和 $0.04 \text{ DN/s}''$ 。

与图4.5类似, 图4.7左边给出了2月17日日食的温度计算值。不同的是, 这里的红色“+”表示的是用我们提出的简易方法, 即计算时减去一个常数, 得到的

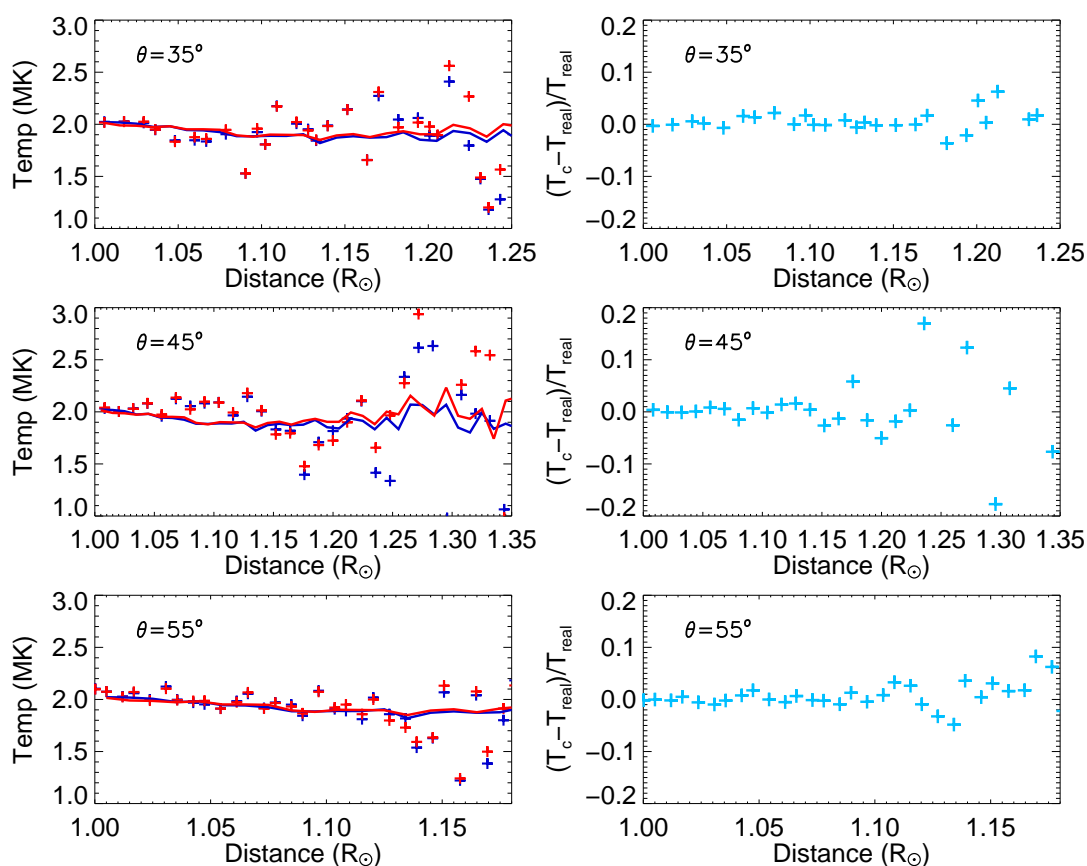


图 4.8: 与图4.7相同, 但给出的是3月19日日食的温度情况。

温度 T_c , 蓝色“+”仍然表示去除散射光以后计算出的温度 T_{real} 。蓝色实线仍然表示 T_{real} 的中间值, 而红色实线则表示 T_c 的中间值。从左边的三个子图中我们不难发现, 红色实线和蓝色实线离得很近, 并且随着 r 的增加表现出几乎相同的变化趋势。右边的三个子图表示 T_c 和 T_{real} 之差的比值 $(T_c - T_{real})/T_{real}$ 随 r 的变化。可以看出 T_c 与 T_{real} 的差值比图4.5中 T_{pse} 与 T_{real} 的差值小得多, 而且在低于 $1.2 R_\odot$ 的范围内都小于0.2。这或许表明我们部分消除散射光的方法确实起作用了。

与图4.7相同, 图4.8给出的是3月19日的温度计算值。由于在这个区域, 散射光的影响本身就很低, 因此我们的改正方法不如图4.7那样明显。即便如此, 就算在散射光本身就很低区域, 我们的方法也没有使结果变得更糟。

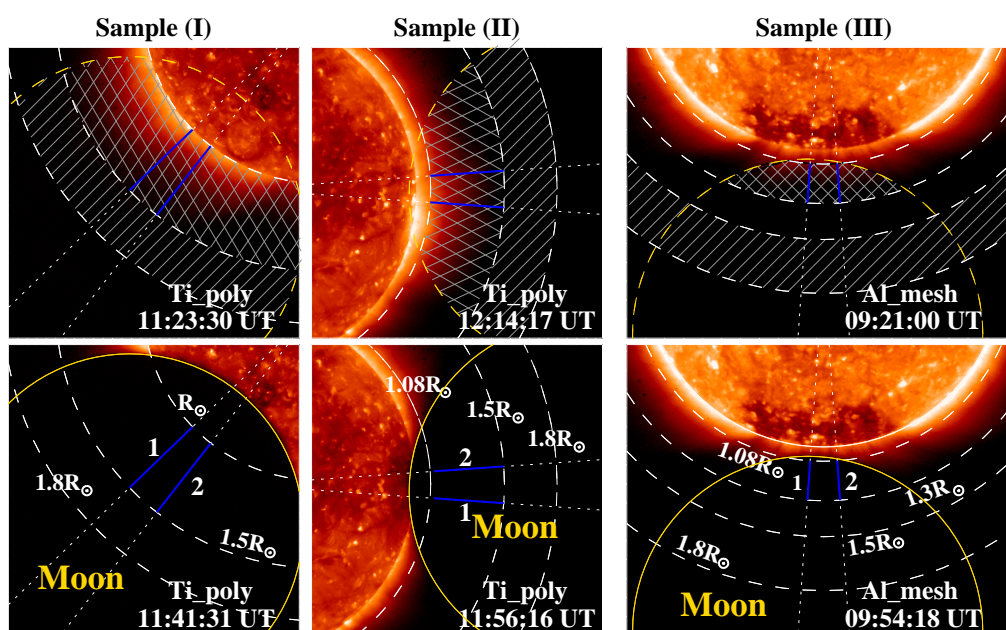


图 4.9: 表4.2中所列日食数据的图像。上排是日食发生前或发生后的图像, 下排是日食发生过程中的图像。黄色圆弧表示月球的边缘, 白色虚线表示到日心某一距离的位置。样本(I)、(II)和(III)中径向直线1和径向直线2的位置角度 θ 分别为 134° 和 142° 、 266° 和 274° 及 176° 和 184° 。图中网络区域和蓝色线段是我们的关注对象。

4.3 对简易方法有效性的验证

上一节我们利用两次日食数据, 计算了一个冕洞区和一个宁静区上方日冕的温度。通过考虑和不考虑杂散光两种情况的对比, 我们发现杂散光对冕洞区温度计算影响较大, 如果忽略杂散光的影响, 或许会计算出错误的温度结构; 相反, 杂散光对宁静区的温度计算影响较小。此外, 我们还发现了一个部分消除杂散光的方法: 那就是将整个观测图像上距离日心某一距离(如 $1.4 R_{\odot}$)以外所有点强度的平均值代替杂散光, 在计算温度时扣除。这个方法能够有效地消除部分杂散光, 并能得到更为接近真实日冕温度的数值。为了验证该方法的有效性, 我们在这一节中将扩大数据量, 来验证我们提出的方法的有效性。

4.3.1 数据的选取

我们选取数据的标准有两个, 一个是必须至少有两个波段的观测, 这是利用

表 4.2: 本章节所用三组日食数据详细信息

Sample	Raw file name	Filters	Field of view (pixel \times pixel)	Exposure time (s)	Resolution (arcsec/pixel)	Note
(I)	XRT20070911.112330.9.fits	Ti_poly	1536 \times 1536	16.38	1.0286	Pre-eclipse
	XRT20070911.112428.6.fits	Al_mesh	1536 \times 1536	16.39	1.0286	Pre-eclipse
	XRT20070911.114131.3.fits	Ti_poly	1536 \times 1536	16.38	1.0286	During eclipse
	XRT20070911.114229.0.fits	Al_mesh	1536 \times 1536	16.39	1.0286	During eclipse
(II)	XRT20070911.115501.8.fits	Al_mesh	1536 \times 1536	65.54	1.0286	During eclipse
	XRT20070911.115616.8.fits	Ti_poly	1536 \times 1536	65.54	1.0286	During eclipse
	XRT20070911.121302.1.fits	Al_mesh	1536 \times 1536	65.54	1.0286	Post-eclipse
	XRT20070911.121417.2.fits	Ti_poly	1536 \times 1536	65.54	1.0286	Post-eclipse
(III)	XRT20090126.092043.4.fits	Ti_poly	1024 \times 768	11.57	2.0572	Pre-eclipse
	XRT20090126.092100.5.fits	Al_mesh	1024 \times 768	11.57	2.0572	Pre-eclipse
	XRT20090126.095401.1.fits	Ti_poly	1024 \times 768	11.57	2.0572	During eclipse
	XRT20090126.095418.1.fits	Al_mesh	1024 \times 768	11.57	2.0572	During eclipse

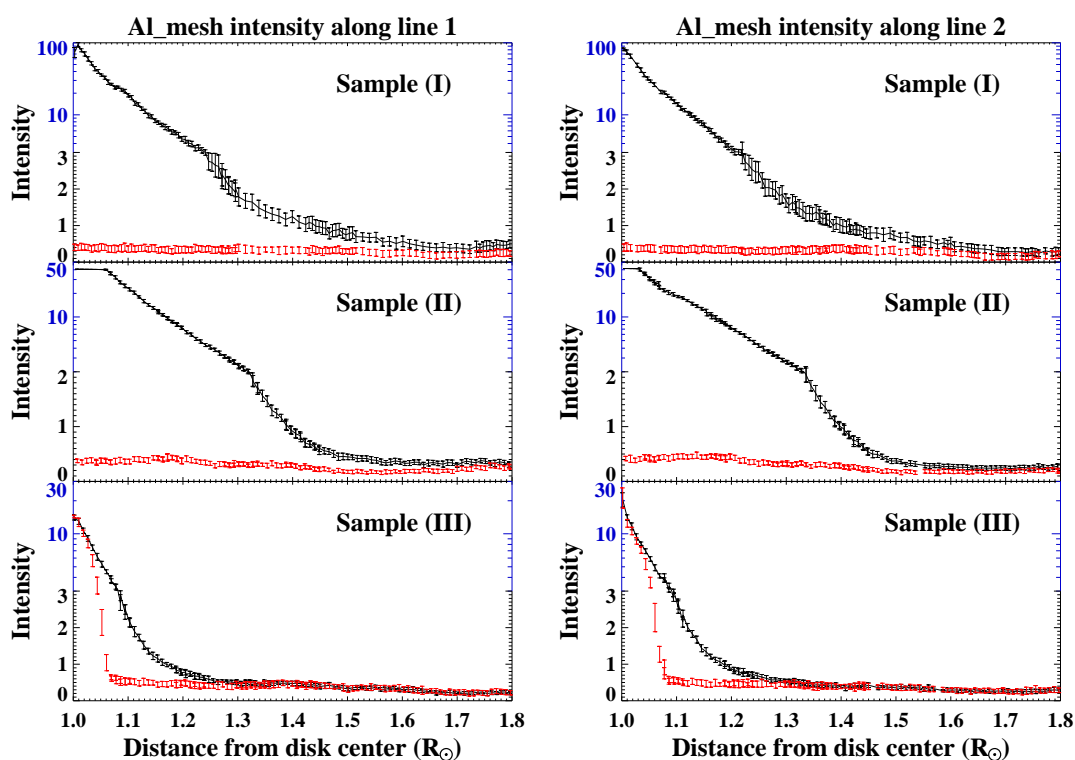


图 4.10: 没有日食时 (黑色) 和日食发生过程中 (红色), Al_mesh波段线1和线2上的强度比。X轴是到日面中心的距离, Y轴是强度值, 单位为DN/pixel。图中的蓝色纵坐标是对数坐标。

线对比方法计算日冕温度所必须的; 另一个是观测视场(FOV)内必须有 $1.5 R_{\odot}$ 以外的点。表4.1中符合这两个条件的数据总共有两次日食, 其中2007年9月11日的观测数据中, 有两组可以使用。这样, 我们总共又找到三组样本数据来验证我们提出方法的有效性。这三组数据的详细信息列在表4.2中。

图4.9给出的是表4.2中所列日食数据的图像。图中的上排是日食发生前或发生后的图像, 下排是日食发生过程中的图像, 图中的黄色圆弧是月球的边缘。白色虚线表示到日心某一距离的位置。这里, 我们还标注出两条径向直线, 线1和线2, 都位于被遮挡区域的中心附近。三个样本图中线1和线2的位置角度 θ 的值分别为 134° 和 142° 、 266° 和 274° 及 176° 和 184° 。在下面的分析中, 我们主要关心图中网络区域和蓝色线段的强度和温度。不难发现, 样本(I)和(II)的研究区域位

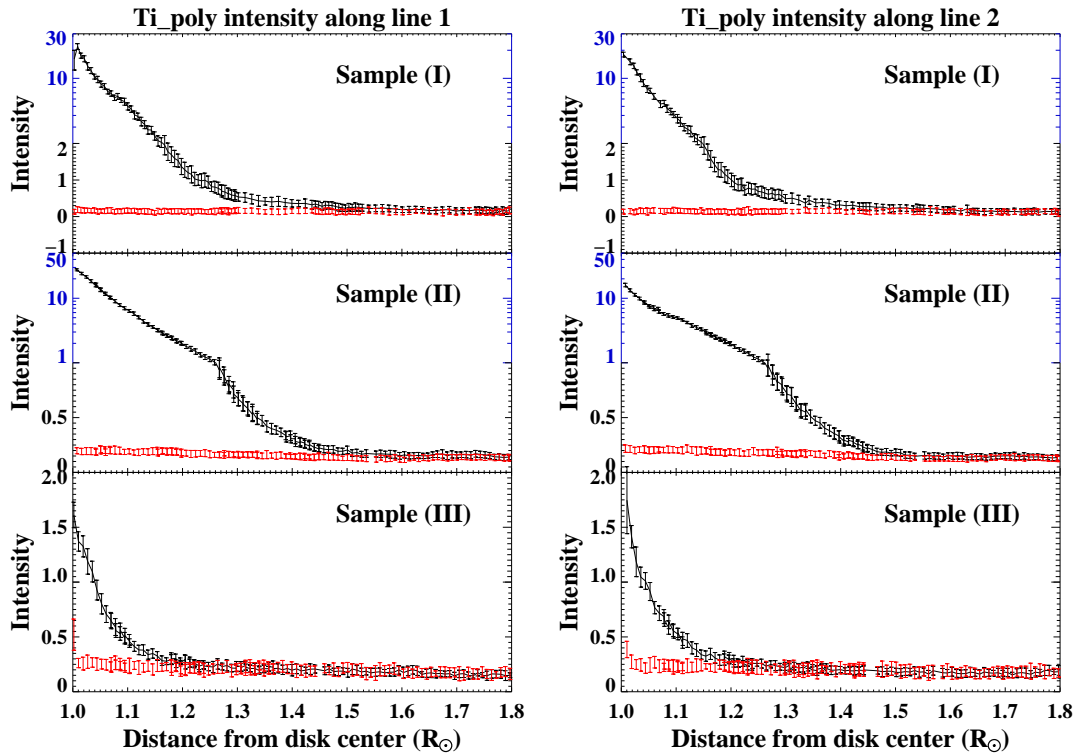


图 4.11: 与图4.10相同, 但是Ti_{poly}波段的情况。

于宁静区的上方, 而样本(III)的研究区域位于冕洞区的上方。

我们对所用日食样本数据所做的处理与4.2节所述相同, 这里就不再赘述。值得一提的是, 自2007年7月24日, XRT的CCD上出现了奇怪的污染点, 这些受污染的像素点并没有参与我们的计算。此外, 我们也仍然将图像的分辨率调整到每像素 8" 以增加信噪比。

4.3.2 分析和结果

图4.10和4.11中的黑色实线和红色误差棒所表示的内容与图4.3和4.4中表示的一样, 即黑色实线表示没有日食遮挡时的光强度, 而各红色误差棒的中点表示被遮挡区域的强度值。这两图中给出的是三个样本数据中线1和线2上的强度值。为了在同一幅图中既能看清光强度降低的走势, 又能看清楚杂散光的数

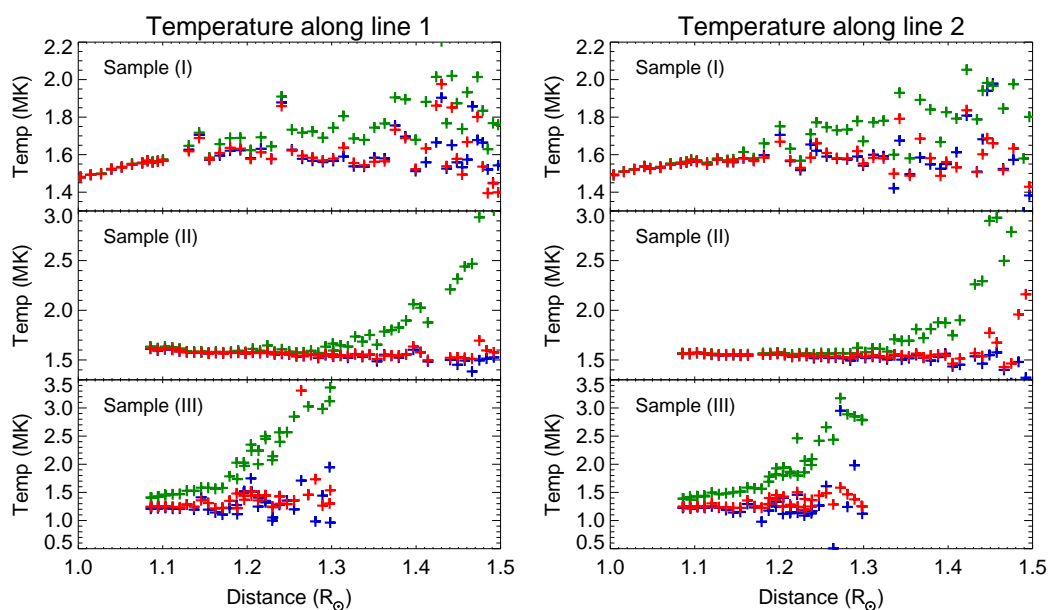


图 4.12: 图4.9三个日食样本中线1（左侧）和线2（右侧）上的温度中值。蓝色、绿色和红色“+”分别表示 T_{real} 、 T_{pse} 和 T_c 的数值。

值，我们将部分数值取了对数显示，如图中蓝色对数坐标所示。这是与上节中图4.3和4.4的坐标的不同之处。我们这两图中可以看到与图4.3和4.4中类似的特性，即没有被日食遮挡时的强度值较高且随距离 r 的增加变化很快，而有日食遮挡时的强度很低且随 r 的增加变化不大。

表4.3列出了三个日食样本的一些计算结果。我们计算了各样本数据中线1和线2上杂散光强度 I_s 的平均值和标准偏差。如样本(I)中1.0到1.8 R_\odot 之间及样本(II)和(III)中1.1到1.8 R_\odot 之间的数值。我们可以看到，这些值的标准偏差并不是很大，这说明杂散光在日面边缘以上的变化的确不是很大。我们还计算了没有发生日食时，1.5到1.8 R_\odot 范围内所有点强度的中值。可以看到，这些中值与杂散光的平均值确实非常接近。这说明，在距离日面中心1.5 R_\odot 以外的区域，主要是杂散光。这些特性与4.2节中所述相同。因此，我们仍然可以利用4.2节中所提的方法来计算日冕的温度。

图4.12显示的是三个日食样本中，线1和线2上的温度随距离 r 的变化。蓝

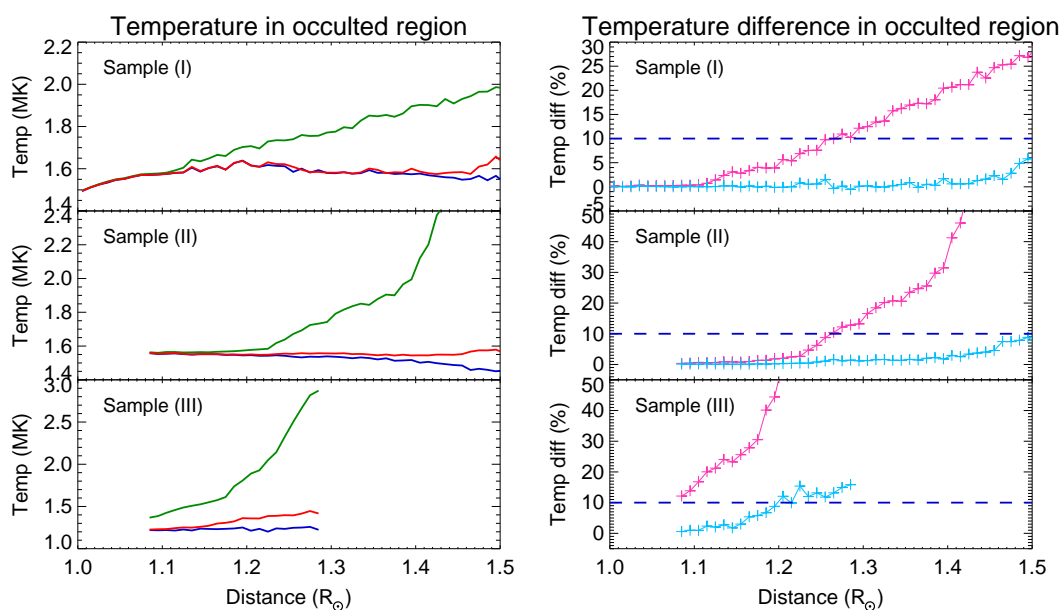


图 4.13: 左侧: 图4.9三个日食样本中被遮挡的网络区域温度的中值。蓝色、绿色和红色实线分别表示 T_{real} 、 T_{pse} 和 T_c 的数值。右侧: 粉色“+”表示 $(T_{pse} - T_{real})/T_{real}$ 的数值, 海蓝色“+”表示 $(T_c - T_{real})/T_{real}$ 的数值, 蓝色虚线表示温度差别为10%的水平。

色“+”表示将遮挡区域的强度值作为杂散光扣除所计算出的温度, 这个温度被认为是真实的温度 T_{real} ; 绿色“+”表示不考虑杂散光的影响而直接计算得到的温度 T_{pse} ; 红色“+”表示用我们所提的简易方法, 即将表4.3中最后一列1.5到1.8 R_{\odot} 范围内没有日食时的所有点的中值作为杂散光, 计算出的温度 T_c 。也就是说, 蓝色“+”表示用公式(4.1)计算得到的温度, 绿色“+”表示用公式(3.7)直接计算得到的温度, 而红色“+”表示用公式(4.2)计算得到的温度。从图中我们可以看到, 随着 r 的增加, 绿色 T_{pse} 与真实的温度 T_{real} 差别越来越大, 而 T_c 与 T_{real} 的差距随着 r 的增加变化不大。这说明我们所提出的简易方法确实起到了部分扣除杂散光的作用。

图4.13的左侧子图表示图4.9三个日食样本中被遮挡的网络区域温度的中值。蓝色、绿色和红色实线分别表示 T_{real} 、 T_{pse} 和 T_c 的数值。我们可以清楚地看到, 随着 r 的增加, T_{pse} 和 T_{real} 的差距越来越大, 而 T_c 和 T_{real} 的值则更为接近。为

表 4.3: 三个日食样本的一些计算结果

Sample	Filter	I_s		I
		Line 1	Line 2	
(I)	Al_mesh	0.33±0.06	0.32±0.07	0.43
	Ti_poly	0.14±0.02	0.14±0.02	0.17
		(1.0~1.8 R_\odot)		(1.5~1.8 R_\odot)
(II)	Al_mesh	0.29±0.08	0.30±0.10	0.30
	Ti_poly	0.15±0.02	0.17±0.03	0.15
		(1.1~1.8 R_\odot)		(1.5~1.8 R_\odot)
(III)	Al_mesh	0.41±0.10	0.40±0.09	0.36
	Ti_poly	0.20±0.02	0.21±0.02	0.19
		(1.1~1.8 R_\odot)		(1.5~1.8 R_\odot)

了更为具体的了解这三种方法计算出的温度差别，我们给出了 T_{pse} 和 T_c 与 T_{real} 之间差的百分比，如右侧图所示。粉色“+”表示 $(T_{pse} - T_{real})/T_{real}$ 的数值，海蓝色“+”表示 $(T_c - T_{real})/T_{real}$ 的数值，蓝色虚线表示温度差别为10%的水平。我们可以看到，对于样本(I)和(II) $(T_{pse} - T_{real})/T_{real}$ 的10%温度差别大约发生在 $1.26R_\odot$ 附近，而对样本(III)，这一数值发生在 $1.1R_\odot$ 以内。对样本(I)和(II)， $(T_c - T_{real})/T_{real}$ 的10%温度差别提高到 $1.26R_\odot$ 以外，样本(III)的这一数值提高到 $1.2R_\odot$ 以外。这说明我们的部分消除杂散光的方法确实能够起到一定作用。我们的方法可以将样本(I)和(II)所示的宁静区与真实温度值10%差别至少提高 $0.2R_\odot$ ，可以将样本(III)所示的冕洞区与真实温度值10%差别提高 $0.1R_\odot$ 。此外，冕洞区10%的有效温度差比宁静区10%的有效温度差所覆盖的范围要小，这再次说明杂散光对冕洞区温度计算的影响要比宁静区大。

4.4 结果与讨论

利用2007年2月17日的一组日食数据和3月19日的一组日食数据，我们估计了杂散光在日冕温度计算中的影响。我们的分析表明，在冕洞区散射光的影响较大，而在宁静区影响较小。我们还提出了一个在精确的 PSF 和日食数据都不

可用的情况下，一个简单的能部分消除散射光的方法。这个十分简单的方法似乎能在很大程度上帮助重建真实的日冕温度结构。为了验证该方法的有效性，我们增加了数据量，利用2007年9月11日的两组日食数据和2009年1月26日的一组日食数据对该方法进行了验证。结果表明，我们的方法可以在宁静区将有效温度测量范围提高 $0.2R_{\odot}$ ，在冕洞区将有效温度测量范围提高 $0.1R_{\odot}$ 。

第五章 XRT/Hinode 点扩散函数的估计

5.1 概论

5.1.1 点扩散函数的概念

仪器杂散光的大小可以通过对仪器点扩散函数(Point Spread Function, PSF)的精确测定来计算获得。一个点光源经过光学系统成像后的光强分布即为该光学系统的点扩散函数。最常用的点扩散函数分布形式是高斯函数。

在实验室中,点光源经过实际光学系统所成的像并不是一个点,其原因一个是因为光学系统的像差,即透镜材料的特性、折射或反射表面的几何形状等;另一个就是光学系统的衍射极限。图5.1给出了一个点光源理论上的成像分布(左上图)和实际的成像分布(右上图)。图中的蓝色曲线是光强度的理想分布,而红色曲线表示光强度的非理想的有偏差分布。可见,相对理想分布,非理想分布更为弥散。

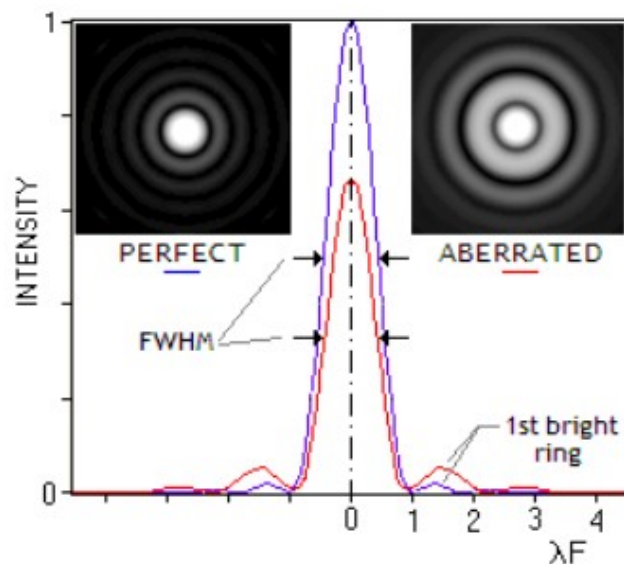


图 5.1: 一个点扩散函数的理想分布和非理想的有偏差分布。

对于地面的太阳望远镜光学系统,影响观测像质量的原因还包括:地球大

气的湍流和散射。地球大气在视向的湍流（即视宁度）和散射光都会影响观测像的好坏。视宁度对点扩散函数的中心部分影响较大，使像变模糊（blurring），而散射光会影响点扩散函数的远翼（Matting 1983）。

对于空间太阳望远镜，没有了地球大气的影 响，但仪器的杂散光仍然应该考虑。杂散光的分布通常是各向异性的，并随视场变化。仪器的污染、表面的灰尘、划痕、透镜中的杂质及很细微的仪器抖动等都会影响观测像的质量。这些因素会影响点扩散函数的旁瓣高度和远翼（Wedemeyer-Böhm 2008）。

5.1.2 点扩散函数的表示形式

太阳望远镜的点扩散函数有多种表示形式。不同的作者针对不同的仪器使用的表示形式不尽相同。

5.1.2.1 高斯函数和洛伦兹函数的组合

Martínez (1992) 用三个高斯函数和一个洛伦兹函数的组合：

$$PSF = \sum_{i=1}^3 m_i a_i e^{-\frac{r^2}{b_i^2}} + M \frac{A}{B^2 + r^2} \quad (5.1)$$

来拟合白光像日面边缘的强度曲线，从而计算了西班牙Izaña天文台牛顿型真空望远镜的点扩散函数。式(5.1)中， $M + \sum_{i=1}^3 m_i = 1$ ， A 是洛伦兹分量的归一化常数， a_i 是每个高斯分量的归一化常数， b_i 和 B 分别是高斯函数和洛伦兹函数中的参量。

Deforest等(2009)利用一个高斯和一个洛伦兹函数拟合2004年金星凌日的数据，得到了TRACE 171波段的点扩散函数，并测量了杂散光对仪器的影响。苏江涛等(2005)用两个高斯函数和一个洛伦兹函数的线性组合作为点扩散函数的形式，研究了怀柔太阳磁场望远镜的杂散光。

5.1.2.2 多个高斯函数

Mathew等(2009)利用四个二维高斯函数(式5.2)对2006年11月8日的水星凌日数据进行拟合，得到了SOT上宽带滤光器的点扩散函数。

$$PSF = \sum_{i=1}^4 \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_i^2}} \quad (5.2)$$

Deubner和Matting (1975) 利用两个高斯函数拟合了1973年的日偏食白光观测数据, 得到一个40cm牛顿反射望远镜的点扩散函数。

5.1.2.3 Moffatt函数

Martens等 (1995) 将Yohkoh卫星上SXT望远镜的点扩散函数用一个椭圆形Moffatt函数来表示。

$$PSF = \frac{C}{[1 + (\frac{r}{a})^2]^b} \quad (5.3)$$

式中的 a 和 b 由发射前的实验数据得到, 是波长的函数。 C 是峰值光子数, r 是到峰的距离, 以最大分辨率 $2.455''$ 为单位。David (1996) 在此基础上将 a 、 b 的实验数值做了光谱平均, 将 a 、 b 转换为温度的函数。

5.1.2.4 Voigt函数

Wedemeyer-Böhm (2008) 用将SOT/Hinode上窄带滤光器BFI的非理想点扩散函数表示为Voigt函数的形式,

$$PSF = V_{\gamma,\sigma} = (2\pi)^{-3/2} \frac{\gamma}{\sigma} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\xi/(2\sigma^2)}}{(\frac{\gamma}{2})^2 + (r - \xi)^2} d\xi \quad (5.4)$$

它实际上是一个高斯函数

$$G_{\sigma}(r) = \frac{e^{-r^2/(2\sigma^2)}}{\sigma\sqrt{2\pi}} \quad (5.5)$$

和一个洛伦兹函数

$$L_{\gamma}(r) = \frac{\gamma}{2\pi(r^2 + \frac{\gamma^2}{4})} \quad (5.6)$$

的卷积。利用2006年11月8日的水星凌日数据和2007年3月19日的日食数据, 研究了BFI的点扩散函数。

5.1.3 点扩散函数的获取方法

5.1.3.1 实验室获取

实验室测量是获取光学系统点扩散函数最直接的方法。多数的空间太阳望远镜在发射之前都会在地球实验室里进行点扩散函数的测量。例如, Yohkoh卫星SXT的点扩散函数在发射之前测量过两次: 一次是在马歇尔飞行中心 (MSFC) (Tsuneta et al. 1991), 另一次是在White Sands Missile

Range(MSMR) (Martens et al. 1995,)。Hinode发射之前, XRT在MSFC的X射线检测中心(X-Ray Calibration Facility, XRCF)测量过(Golub et al. 2007)。

5.1.3.2 数值模型

用不同的数值模型对比特殊观测的强度分布图也可以估计点扩散函数。如: Schüssler等(2003); Leenaarts和Wedemeyer-Böhm(2005); Langangen等(2007)。

5.1.3.3 特殊天象

对于地面望远镜, 利用日偏食、水星或金星凌日等特殊天象可以获得仪器的PSF。例如, 刚刚提到的Deubner和Matting(1975)利用1973年的日偏食白光观测数据, 得到了西班牙Izaña天文台一个40cm牛顿式反射望远镜的PSF。对于已经在轨的空间太阳望远镜, 利用这些特殊天象使得空间仪器的PSF获取也成为可能。Deforest等(2009)利用2004年金星凌日的数据, 得到了TRACE 171波段的点扩散函数。Wedemeyer-Böhm(2008)利用2006年11月8日的水星凌日数据, 得到了SOT/BFI的点扩散函数。Mathew等(2009)利用同一天的水星凌日数据进行拟合, 得到了SOT上宽带滤光器的点扩散函数。Weber等(2007)也是利用这次水星凌日估计了XRT点扩散函数的高斯核。

5.2 数据选取

我们实际观测的像, 是由被观测物卷积上点扩散函数以后得到的。由于仪器存在杂散光, 对于日食数据, 被月球遮挡的阴影部分上的每一点都有强度值。对于被遮挡区域的一点, 它的强度值实际上是太阳日面上每一点的强度卷积点扩散函数后在此处累积的结果。

根据这个原理, 我们开展了利用XRT的日食观测来计算XRT点扩散函数的工作。我们利用第四章中表4.1中列出的2007年3月19日发生的日全食来计算点扩散函数。这次日食开始于02:48:58 UT, 结束于03:02:27 UT。图5.2显示的是这次日全食过程中XRT获取的一些观测图片。这次日全食期间, XRT都工作在 Al_{poly} 波段。

我们使用了日食过程中的两次观测(图5.3)来计算点扩散函数。第一幅图拍摄于02:49:43 UT, 此时日食刚发生不久, 遮挡的是太阳的西偏北边缘。第二



图 5.2: 2007年3月19日日食中XRT获取的一些观测图片。

幅图摄于 03:01:25 UT，此时日食快要结束，遮挡的是太阳的东边缘。两组数据中月球都是遮挡太阳的边缘区域，其日面位置与我们关心的暗腔类似。

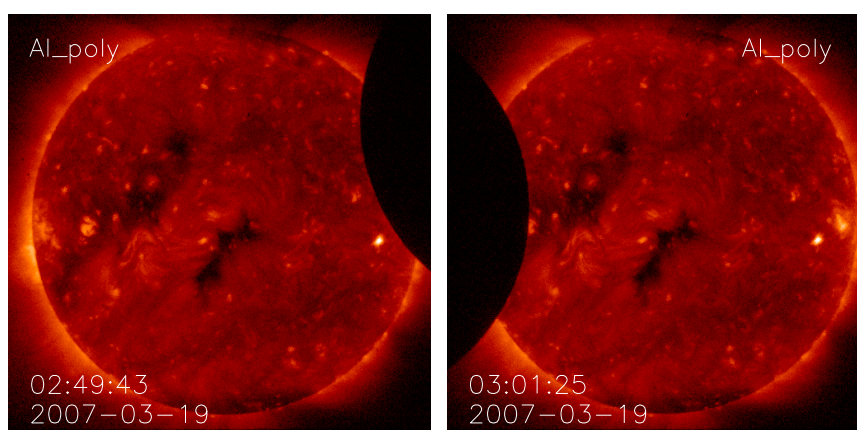


图 5.3: 用来计算点扩散函数的两幅XRT图像。观测时间分别是 02:49:43 UT 和 03:01:25 UT，观测波段均为Al_poly。

5.3 计算方法和结果

我们对这两组观测数据进行了与第四章中对XRT数据同样的处理过程，在这里就不再赘述。不过，此处我们把数据的分辨率调整为每像素 $4''$ 。我们将XRT的点扩散函数表示为一个高斯函数和一个洛伦兹函数的组合，如下式所示：

$$PSF = \frac{e^{-r^2/2\sigma^2}}{\sigma\sqrt{2\pi}} + \frac{A}{B^2 + r^2}, \quad (5.7)$$

由于我们更关注的是点扩散函数的洛伦兹部分，因此在计算中对于高斯函数中参量的取值，我们采用了Weber (2007) 工作中的结果，即取 $\sigma = 0.6$ 。我们的目的是利用日食数据求出(5.7)式中 A 和 B 的值。我们的计算方法是，先假

定不同的 A 值和 B 值, 计算在此组 A 值和 B 值下被遮挡部分各点应有的杂散光强度(I_t), 然后针对每组 A 、 B 值, 计算下式的数值大小:

$$f = \sum_{i=1}^N (1 - I_t(i)/I_o(i))^2 \quad (5.8)$$

其中, N 为被遮挡部分的点数, I_o 为每一点的观测值。寻找 f 最小的 A 、 B 值组合, 将它们作为拟合出的 A 、 B 值。

我们通过两轮计算来找到最佳的 A 、 B 值。在第一轮计算中, 先将 A 、 B 的取值范围设的尽量宽一些, 第二轮计算中再在第一轮的结果上细化。在第一轮计算中, A 的取值范围从 10^{-5} 到 $2^{24} \cdot 10^{-5}$, 共25个取值点, 后一个取值都是前一个取值的2倍。 B 的取值范围设在从1到 2^{14} , 共15个取值点, 同样, 后一个取值点都是前一个取值的2倍。利用 02:49:43 UT 的数据, 我们第一轮计算后得到 $A = 42$ 、 $B = 2048$ 。利用 03:01:25 UT 的数据, 同样得到 $A = 42$ 、 $B = 2048$ 。利用完全不同的两组数据, 得到了同样的 A 、 B 值, 这或许从一个侧面证明了我们方法的可靠性。

在第二轮中, 我们取 A 的范围为10到100, 步长为10, 共10个取值点; B 的取值范围为1000到5000, 步长为200, 共21个取值点。这一轮计算, 两幅不同的图像又一次给出了相同的 A 、 B 值: $A = 60$ 、 $B = 2600$ 。

为了检测计算结果的好坏, 我们在图5.4和图5.5中画出了阴影区域各点的理论杂散光强度值 I_t (由式5.7计算得到, 左上图) 和实际观测值 I_o (左下图) 随距日面中心距离的变化。图中的红线为线性拟合的结果。假设线性拟合的直线用 $y = gx + h$ 表示。对于 02:49:43 UT 的数据, 我们得到理论值 I_t 的线性拟合系数为 $g = -1.76$ 、 $h = 9.20$, 实际观测值 I_o 的系数为 $g = -1.77$ 、 $h = 9.24$ 。可以看到, 理论杂散光数值很好地复原了观测值的变化规律。同时也可以看到, 观测值的弥散度远大于理论值的, 这说明观测值的测量误差可能会大于不同距离处杂散光的差别, 这也可能是 I_o 和 I_t 之间相关系数($C = 0.39$)不大的原因。

对于 03:01:25 UT 的数据, 理论值的线性拟合系数为 $g = -1.52$ 、 $h = 8.69$, 实际观测值的线性拟合系数为 $g = -1.11$ 、 $h = 8.35$ 。理论值和观测值的相关系数 $C = 0.22$ (图5.5)。

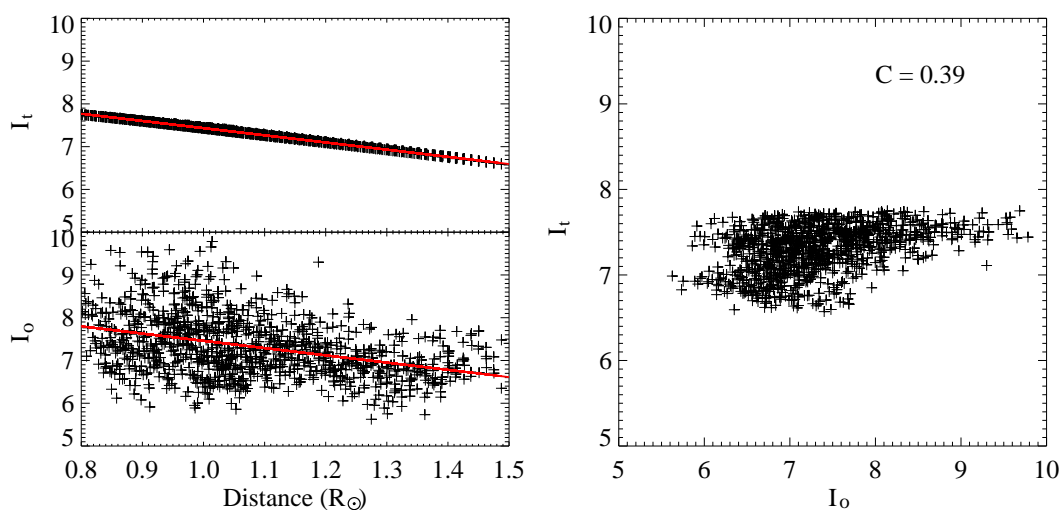


图 5.4: 由 02:49:43 UT 数据计算出的理论杂散光强度 I_t (左上图) 和实际观测值 I_o (左下图) 随到日面中心距离的变化。两图中的红色直线是对分布点的线性拟合。右图是理论值和观测值的相关分布, 右上角的C值是相关系数。

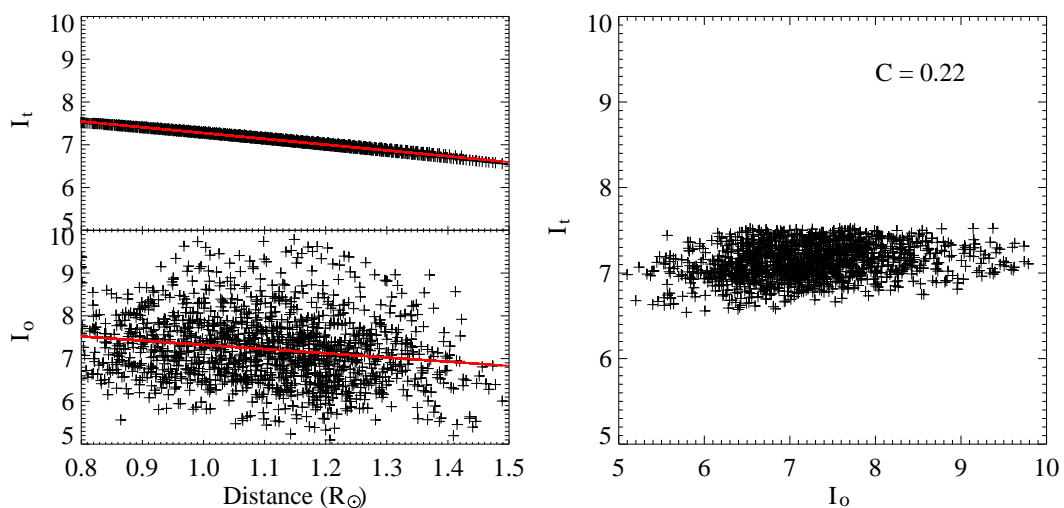


图 5.5: 与5.4相同, 但是 03:01:25 UT 时刻的数据结果。

5.4 小结

我们用一个高斯函数和一个洛伦兹函数的组合来描述XRT的点扩散函数,我们更关注的是点扩散函数的洛伦兹部分。利用2007年3月19日的日全食数据,计算了XRT的点扩散函数。我们选用了两组观测数据,观测时间分别为 02:49:43 UT 和 03:01:25 UT。我们通过两轮计算来获取洛伦兹函数中A、B的取值。两组数据给出了相同的A、B值,即 $A = 60$ 、 $B = 2600$ 。检验的结果显示,我们找到的A、B值很好地复原了杂散光随日面中心距离的变化。

第六章 总结与展望

太阳上的各种活动现象都与太阳磁场有关，而太阳磁场的非势性是导致太阳活动的关键，螺度（磁螺度、电流螺度等）又是表达磁场非势性的重要物理参量。

到目前为止，光球层是唯一的可以进行精确太阳磁场测量的区域，也是唯一可以对螺度（电流螺度、扭曲度等）进行测量的区域。日冕是螺度的接收者。螺度在日冕可以表现为日面上观测到的大尺度Sigmoid结构，也可以表现为日面边缘观测到的暗腔（cavity）结构。目前的研究倾向于认为，暗腔的中心有一个磁绳，此磁绳是螺度在日冕的表现。由于到目前为止日冕磁场还无法精确测量，因此，我们只有通过测量暗腔的温度结构来诊断暗腔中磁绳的存在。由于暗腔是日冕中辐射非常弱的区域，因此，在利用线对比方法测量其温度时必须考虑散射光的影响。

本文的工作是在螺度的光球测量和日冕响应方面所作了一些探讨。

本文第二章，利用64个活动区的SP/Hinode磁图，计算了这些活动区的两个螺度参数 α_z 和 α_{hc} 。结果发现：34个属于第24太阳活动周上升阶段的活动区符合半球螺度符号法则，而30个属于第23太阳周下降阶段的活动区不符合该法则；如果将64个活动区作为一个整体的样本，则跟以往的观测研究结果类似，即符合半球螺度符号法则。尽管我们使用的是目前最准确的矢量磁场数据，但得到的半球螺度符号法则仍然表现为弱规律，即观测的弥散度非常大；这说明观测到的弥散是内秉的，而非由测量误差引起。此外，本章还证实了强场和弱场具有相反的螺度符号；并通过23周和24周的各一个实例，指出了其本质是黑子本影区的强场和半影区的弱场有着相反的螺度符号。

第三章建立了一个包含有41组日冕暗腔的XRT/Hinode观测样本，此外还探讨了利用线对比方法测量日冕温度的可行性。

本文第四章利用2007年2月17日和3月19日的两组XRT/Hinode日食数据，估计了杂散光在日冕温度计算中的影响。分析表明，在冕洞区散射光的影响较大，而在宁静区影响则较小。文中还提出了一个简单的能部分消除散射光的方法。在精确的点扩散函数和日食数据都不存在的情况下，这一简单方法能在一定程

度上帮助我们重建真实的日冕温度结构。

第五章，利用2007年3月19日的XRT/Hinode日全食观测数据，还对XRT的点扩散函数进行了估计。

本文在光球的观测结果为螺度产生的理论模型提供了强有力的观测限制。在XRT杂散光方面的研究为日冕温度的精确测量打下了基础。对空间设备XRT的PSF进行估算，为我国未来的空间太阳探测计划的类似数据处理工作提供了很好的基础。

我们的工作可以说仅仅是一个开始，今后还有许多工作要继续。例如：

1、我们已经知道点扩散函数有中心到边缘的变化。我们在第四章中的估计，仅仅针对日面边缘的结构而言。下一步，我们计划找出整个日面从中心到边缘不同日心距离的点扩散函数。

2、我们还计划在第四章工作的基础上，进一步研究用点扩散函数矫正日冕温度计算的准确程度。

3、在以上工作的基础上，研究日冕暗腔的温度结构。

4、扩大样本，研究非圆形黑子的本影半影螺度反号情况。

5、进一步探讨本影、半影相反螺度符号的形成和演化。

6、深入对XRT仪器的了解，为计划中的中国深空太阳天文台服务。

参考文献

- [1] Abramenko, V.I., Wang, T., & Yurchishin, V.B., 1997, *Solar Physics*, 174, 291.
- [2] Auchere, F., & Artzner, G., 2004, *Solar Physics*, 219, 217.
- [3] Auer, L., Heasley, J., & House, L., 1977, *Solar Physics*, 55, 47.
- [4] Aulanier, G., & Démoulin, P., 1998a, *Astronomy and Astrophysics*, 329, 1125.
- [5] Aulanier, G., Démoulin, P., Schmieder, B., Fang, C., & Tang, Y., 1998b, *Solar Physics*, 183, 369.
- [6] Bao, S., & Zhang, H.Q., 1998, *The Astrophysical Journal*, 496, L43.
- [7] Bao, S.D., Ai, G.X., & Zhang, H.Q., 2000, *J Astrophys Astron*, 21, 303.
- [8] Berger, T. E., & Lites, B. W., 2003, *IAU*.
- [9] Berger, M.A., 1984, *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 30, 79.
- [10] Berger, M.A., 1999, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 41, B167.
- [11] Berger, M.A., & Field, G.B., 1984, *J Fluid Mech*, 147, 133.
- [12] Berger, T. E., & Lites, B. W., 2002, *Solar Physics*, 208, 181.
- [13] Canfield, R.C., Hudson, H.S. & McKenzie, D.E., 1999, *Geophysical Research Letters*, 26, 627.
- [14] Chatterjee, P., Choudhuri, A.R., & Petrovay, K., 2006, *Astron Astrophys*, 449, 781.
- [15] Chen, P., & Shibata, K., 2000, *The Astrophysical Journal*, 545, 524.

- [16] Choudhuri, A.R., Chatterjee, P., & Nandy, D., 2004, *The Astrophys Journal*, 615, L57.
- [17] Criscuoli, S., & Ermolli, I., 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 484, 591.
- [18] DeForest, C., Martens, P., & Wills-Davey, M., 2009, *The Astrophysical Journal*, 690, 1264.
- [19] Démoulin, P., & Berger, M., 2003, *Solar Physics*, 215, 203.
- [20] Deubner, F., & Mattig, W., 1975, *Astronomy and Astrophysics*, 45, 167.
- [21] Ding, Y., Hong, Q., & Wang, H., 1987, *Solar Physics*, 107, 221.
- [22] Elsasser, W.M., 1956, *Reviews of modern physics* 28, 135.
- [23] Epple, M., 1998, *Mathematical Intelligencer*, 20, 45.
- [24] Gibson, S., Foster, D., Burkepile, J., Toma, G., & Stanger, A., 2006, *The Astrophysical Journal*, 641, 590.
- [25] Golub, L., Deluca, E., Austin, G., et al., 2007, *Solar Physics*, 243, 63.
- [26] Hagino, M., & Sakurai, T., 2004, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 56, 831.
- [27] Hagino, M., & Sakurai, T., 2005, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 57, 481.
- [28] Hale, G.E., 1927, *Nature*, 119, 708.
- [29] Hara, H., 1997, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 49, 413.
- [30] Hara, H., Tsuneta, S., Acton, L., et al., 1994, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 46, 493.
- [31] Heyvaerts, J., & Priest, E.R., 1984, *Astronomy and Astrophysics*, 137, 63.
- [32] Hudson, H., Bougeret, J., & Burkepile, J., 2006, *Solar Physics*, 123, 13.

-
- [33] Hudson, H. S., Lemen, J. R., St. Cyr, O. C., Sterling, A. C. and Webb, D. F., 1998, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2481.
- [34] Kano, R., Sakao, T., Narukage, N., et al., 2008, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 60, 827.
- [35] Kosugi, T., Matsuzaki, K., Sakao, T., et al., 2007, *Solar Physics*, 243, 3.
- [36] Landolfi, M., & Landi Degl’Innocenti, E., 1982, *Solar Physics*, 78, 355.
- [37] Langangen, Ø, Carlsson, M., Voort, L.R., & Stein, R., 2007, *The Astrophysical Journal*, 655, 615.
- [38] Leenaarts, J., & Wedemeyer-Böhmer, S., 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 431, 687.
- [39] Lemen, J., Claffin, E., Brown, W., Bruner, M., & Catura, R., 1989, in *X-ray/EUV optics for astronomy and microscopy*, 316.
- [40] Lin, J., 2004, *Solar Physics*, 219, 169.
- [41] Lites, B.W., Kubo, M., Socas-Navarro, H., et al., 2008, *The Astrophysical Journal*, 672, 1237.
- [42] Longcope, D.W., Fisher, G.H., & Pevtsov, A.A., 1998, *The Astrophysical Journal*, 507, 417.
- [43] Martens, P.C., Acton, L.W., & Lemen, J.R., 1995, *Solar Physics*, 157, 141.
- [44] Martin, S., 1998b, *ASP Conference Series*, 419.
- [45] Martin, S., Bilimoria, R., & Tracadas, P., 1994, *RJ Rutten and CJ*, 303.
- [46] Martin, S. F., Livi, S. H. B., & Wang, J. X., 1985, *Australian Journal of Physics*, 38, 929.
- [47] Martin, S.F., 1998a, *Solar Physics*, 182, 107.
- [48] Martínez Pillet, V., 1992, *Solar Physics*, 140, 207.

- [49] Mathew, S., Zakharov, V., & Solanki, S., 2009, *Astronomy and Astrophysics*, 501, 19.
- [50] Moffatt, H.K., 1969, *J Fluid Mech*, 35, 117.
- [51] Moffatt, H.K., 1978, *Magnetic field generation in electrically conducting fluids*, Cambridge University Press.
- [52] Moffatt, H.K., 1985, *J Fluid Mech*, 159, 359.
- [53] Moreau, J.J., 1961, *CR Acad. Sci. Paris*, 252, 2810.
- [54] Narukage, N., Sakao, T., Kano, R., et al., 2011, *Solar Physics*, 269, 169.
- [55] Pevtsov, A.A., 2008, *J Astrophys Astron*, 29, 49.
- [56] Pevtsov, A.A., Balasubramaniam, K., & Rogers, J.W., 2003, *The Astrophysical Journal*, 595, 500.
- [57] Pevtsov, A.A., Canfield, R.C., & McClymont, A.N., 1997, *The Astrophysical Journal*, 481, 973.
- [58] Pevtsov, A.A., Canfield, R.C., & Metcalf, T.R., 1994, *The Astrophys Journal*, 425, L117.
- [59] Pevtsov, A.A., Canfield, R.C., & Metcalf, T.R., 1995, *The Astrophys Journal*, 440, L109.
- [60] Pevtsov, A. A., Canfield, R. C., Sakurai, T., Hagino, M. 2008, *Astronphy. J.*, 677, 719
- [61] Pevtsov, A.A., & Latushko, S.M., 2000, *The Astrophys Journal*, 528, 999.
- [62] Pevtsov, A.A., & Longcope, D.W., 2001, *ASP Conference Proceedings*, 236, 423.
- [63] Pillet, V., Cobo, B., & Vazquez, M., 1990, *Solar Physics*, 125, 211.
- [64] Reale, F., Parenti, S., Reeves, K., et al., 2007, *Science*, 318, 1582.

- [65] Richardson, R.S., 1941, *The Astrophysical Journal*, 93, 24.
- [66] Rust, D., & Kumar, A., 1996, *The Astrophysical Journal*, 464, L199.
- [67] Sakurai, T., & Shin, J., 2000, *Advances in Space Research*, 25, 1761.
- [68] Schüssler, M., Shelyag, S., Berdyugina, S., Vögler, A., & Solanki, S., 2003, *The Astrophysical Journal*, 597, L173.
- [69] Schwartz, S.B., & Zirin, H., 1959, *The Astrophysical Journal*, 130, 384.
- [70] Seehafer, N., 1990, *Solar Physics*, 125, 219.
- [71] Shin, J., & Sakurai, T., 2009, *Solar Physics*, 254, 357.
- [72] Skumanich, A., & Lites, B., 1987, *The Astrophysical Journal*, 322, 473.
- [73] Su, J., & Zhang, H., 2005, *Solar Physics*, 226, 189.
- [74] Su, J.T., Sakurai, T., Suematsu, Y., Hagino, M., & Liu, Y., 2009, *The Astrophys Journal*, 697, L103.
- [75] Tiwari, S.K., Joshi, J., Gosain, S., & Venkatakrishnan, P., 2008, *The Astrophys Journal*, 700, 199.
- [76] Tiwari, S.K., Venkatakrishnan, P., & Sankarasubramanian, K., 2009, *The Astrophysical Journal*, 702, L133.
- [77] Tsuneta, S., Acton, L., Bruner, M., et al., 1991, *Solar Physics*, 136, 37.
- [78] Tsuneta, S., Ichimoto, K., Katsukawa, Y., et al., 2008, *Solar Physics*, 249, 167.
- [79] Unno, W., 1956, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 8, 108.
- [80] Wittmann, A., & Wöhl, H., 1975, *Solar Physics* 44, 231.
- [81] Weber, M., Deluca, E.E., Golub, L., et al., 2007, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 59, S853.

- [82] Wedemeyer-Böhm, S., 2008, *J Astrophys Astron*, 487, 399.
- [83] Woltjer, L., 1958, Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America 44, 489.
- [84] Zhang, M., 2006, *The Astrophys Journal*, 646, L85.
- [85] Zhang, M., Deng, Y., & Zhang, H., 2007, *Advances in Space Research* 39, 1741.
- [86] Zhang, M., & Flyer, N., 2008, *The Astrophys Journal*, 683, 1160.
- [87] Zhang, M., Flyer, N., & Low, B.C., 2006, *The Astrophys Journal*, 644, 575.
- [88] Zhang, M., & Low, B., 2001, *The Astrophysical Journal*, 561, 406.
- [89] Zhang, M., & Low, B., 2002, *The Astrophysical Journal*, 576, 1005.
- [90] Zhang, M., & Low, B.C., 2003, *The Astrophys Journal*, 584, 479.
- [91] Zhang, M., & Low, B.C., 2005, *Annu Rev Astron Astr*, 43, 103.
- [92] Zirker, J., Martin, S., Harvey, K., & Gaizauskas, V., 1997, *Solar Physics*, 175, 27.
- [93] Zwaan, C., 1965, in *Stellar and Solar Magnetic Fields, Proceedings of the IAU Symposium*, 277.
- [94] 章振大, 日冕物理, 2000, 科学出版社.

发表文章目录

- [1] 郝娟 & 张枚. 用Filter Ratio方法计算太阳日冕温度, 德州学院学报, 2008, 24卷, 4期, 30-35.
- [2] **Juan Hao** & Mei Zhang. The influence of the stray-light component in determining coronal temperature structures, *Science in China, Series G: Physics, Mechanics and Astronomy*, 2009, Volume 52, Issue 11, 1728-1736.
- [3] Gibson, S. E., Kucera, T. A., Dastawicki, D., Dove J., de Toma, G., **Hao, Juan**, Hill, S., Hudson, H. S., Marque, C., McIntosh, P. S., Rachmeler, L., Reeves, K. K., Schmieder, B., Schmit, D. J., Seaton, D. B., Sterling, A. C., Tripathi, D., Williams, D. R. and Zhang, M.. Three-dimensional morphology of a coronal prominence cavity, *The Astrophysical Journal*, 2010, Volume 724, Issue 2, 1133-1146.
- [4] **Juan Hao** & Mei Zhang. Hemispheric helicity trend for solar cycle 24, *The Astrophysical Journal Letters*, 2011, Volume 733, Issue 2, L27 (6pp).

