



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

磁螺度的传输和积累过程

作者姓名: 王全

指导教师: 张枚 研究员 中国科学院国家天文台

杨尚斌 副研究员 中国科学院国家天文台

学位类别: 理学博士

学科专业: 天体物理

培养单位: 中国科学院国家天文台

2023 年 12 月

The Transportation and Accumulation of Magnetic Helicity

**A dissertation submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
in partial fulfillment of the requirement
for the degree of
Doctor of Natural Science
in Astrophysics**

By

Wang Quan

Supervisor: Professor Zhang Mei

Associate Professor Yang Shangbin

National Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences

December, 2023

中国科学院大学 学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。承诺除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体享有著作权的研究成果，未在以往任何学位申请中全部或部分提交。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人或集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

作者签名： 王 全
日 期： 2023.11.29

中国科学院大学 学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院大学有关收集、保存和使用学位论文的规定，即中国科学院大学有权按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则，保留并向国家指定或中国科学院指定机构送交学位论文的电子版和印刷版文件，且电子版与印刷版内容应完全相同，允许该论文被检索、查阅和借阅，公布本学位论文的全部或部分内 容，可以采用扫描、影印、缩印等复制手段以及其他法律许可的方式保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名： 王 全
日 期： 2023.11.29

导师签名： 张 叔 杨 韵
日 期： 2023.11.29

摘要

太阳由温度极高的等离子体组成，其等离子体每时每刻都在运动并发生相互作用，从而产生各种太阳活动现象。驱动太阳活动的关键因素是太阳磁场，这使得磁场成为太阳物理学家最关心的物理参量。

理论计算表明，在理想磁流体过程中磁螺度是一个物理守恒量；在磁雷诺数足够大的情况下，快速磁重联过程中的总磁螺度也是守恒的。磁螺度产生于太阳发电机过程，随着磁流浮现穿过光球层进入太阳大气，并在日冕中积累下来；积累的磁螺度可能被耗散掉，也可能在日冕物质抛射过程中被带离太阳大气而进入行星际空间。

本论文研究了用不同方法计算磁螺度和能量的具体数值，研究了磁螺度的传输和积累过程。论文的内容可以总结为以下三个方面：

第一，探究了新浮活动区光球面传输磁螺度和日冕中积累磁螺度之间的关系。新浮活动区有完整的磁流浮现过程，是计算光球传输磁螺度和日冕积累磁螺度的良好样本。我们选取第 23 太阳活动周的 36 个新浮活动区作为样本，利用两种不同的光流法和迈克尔逊多普勒成像仪 (MDI) 数据计算了光球传输的磁螺度，同时利用有限体积法和怀柔太阳磁场望远镜 (SMFT) 的光球矢量磁场数据计算了传输结束时日冕中的磁螺度值。通过比较，我们发现磁图像元分辨率是影响磁螺度计算的关键因素，随着分辨率的降低，光流法计算得到的数值减小而有限体积法计算的数值增大；相同分辨率下，光流法计算的数值大于有限体积法。同时，有三分之二的活动区的螺度符号是符合半球螺度法则的，而传输磁螺度和日冕磁螺度的关系会受到计算方法和原始磁图分辨率的影响。随后，我们利用相同的方法和日震与磁成像仪 (HMI) 数据对第 24 太阳活动周的 127 个新浮活动区的传输磁螺度和日冕积累磁螺度进行了计算，其结果也验证之前的发现，螺度的计算值依赖于磁图像元分辨率和选取的计算方法。

第二，从观测上验证了磁螺度在快速磁重联过程中是近似守恒的，而日冕物质抛射可以从日冕中带走部分螺度和能量。磁螺度的守恒特性已经在理论计算、实验室测量和磁流体力学数值模拟中得到了验证，但是目前还缺乏观测上的检验。我们利用有限体积法和 HMI 数据分析了受限耀斑和爆发耀斑期间磁螺度和磁自由能的变化，发现爆发耀斑的磁螺度和磁自由能的变化率显著大于受限耀斑。这一工作验证了快速磁重联过程中磁螺度守恒而磁能不守恒，而日冕物质抛射会从日冕中带走部分螺度和能量。我们还利用三种不同像元分辨率的光球磁图进行了计算，发现分辨率会影响计算值的大小，但是并不会影响磁螺度和磁自由能的变化率和我们的结论。

第三，利用解析解模型分析了影响磁螺度计算的因素。最近 20 多年，各种外推模型已经广泛应用在观测磁图的分析当中，不过在外推之前应当对观测磁图进行预处理以满足无力场条件。Low&Lou 解析解模型很好地满足无力场条件，

被广泛应用来检验各种外推模型解的准确性和可靠性。通过对 Low&Lou 解析解模型加上不同大小的白噪声,我们发现:适当降低像元分辨率(如 $\frac{1}{4}$ 大小)以压制噪声水平、选择合适的网格阶数和外推高度有助于更准确地计算日冕中的磁螺度。

总之,论文的研究比较了不同方法计算磁螺度的数值,详细地分析了像元分辨率、计算方法和噪声水平是如何影响磁螺度计算值大小的,这些研究对合理地估计光球面传输磁螺度和日冕中积累磁螺度的数值具有指导意义。论文同时给出了应用无力场外推模型之前对观测磁图预处理的一些建议。论文对于受限耀斑和爆发耀斑的磁螺度和磁能变化率的分析,可以应用于太阳活动预报研究,比如:通过计算耀斑前后活动区日冕磁螺度的变化率来预报是否有伴随的日冕物质抛射。

关键词: 太阳磁场, 磁螺度, 磁重联, 磁流浮现, 日冕, 耀斑

Abstract

The sun is a body of plasma with extremely high temperature, with the plasma moving and interacting with each other all the times, resulting in various solar activities that affect the Earth and human beings. The critical factor that drives various solar activities is the magnetic field, which becomes a focus of solar physics researches.

Theoretical calculations indicate that magnetic helicity is a conserved quantity in the ideal magnetohydrodynamics. When the magnetic Reynolds number is large enough, the total magnetic helicity is also an approximate conserved quantity during magnetic reconnection. Magnetic helicity is produced by the solar dynamo in the solar convection zone, transported through the solar photosphere and is accumulated in the solar corona. By continuous coronal mass ejections, the accumulated magnetic helicity in the corona may be carried away from the solar corona and distribute into the interplanetary space.

The main content of this thesis is to apply different approaches to calculate the specific values of magnetic helicity and energy, and to study the transportation and accumulation of magnetic helicity. It is summarized into the following three parts:

In the first part of the thesis, we investigate relationship between the transported magnetic helicity through the photosphere and the relative magnetic helicity in corona of the newly emerging active regions (NEARs). We use the newly emerging active regions to compare the estimated values of magnetic helicity in the corona using two different methods: one estimated from the transported values through the solar photosphere (H_m^p) and one estimated directly by calculating the relative magnetic helicity in corona (H_m^c). It is usually believed that the H_m^p and H_m^c should be the same and consistent. Here, we selected 36 NEARs from the 23rd solar cycle as samples and calculated the H_m^p by using two optical flow methods and MDI data. We also used the finite volume method and SMFT photosphere vector magnetograms to calculate the H_m^c . We found that the spatial resolution of magnetograms is a key factor affecting the estimated values of magnetic helicity. As the spatial resolution decreases, the value obtained from optical flow methods decreases while the value calculated by finite volume method increases. At the same resolution, the value obtained by the optical flow method is greater than that by the finite volume method. Meanwhile, two-thirds of the magnetic helicity signs in the active regions comply with the hemispherical helicity sign rule, and the relationship between the H_m^p and H_m^c is influenced by the calculation methods and resolution. In a further study, we used the same method and HMI data to calculate the H_m^p and H_m^c of 127 NEARs during the 24th solar cycle. The results verified our previous findings that the estimated values of magnetic helicity depend on the resolution of magnetograms

and the estimation methods.

Next, we verify the conservation of magnetic helicity during magnetic reconnection in observations, and the coronal mass ejections can take magnetic helicity and energy away from the corona. Magnetic helicity is approximately conserved during magnetic reconnection, which has been verified in theoretical calculations, laboratory measurements, and numerical simulations of magnetohydrodynamics. However, there is still a lack of observational verification. In the second part of the thesis, we analyzed the changes of magnetic helicity and magnetic free energy during confined and eruptive flares using finite volume method and HMI data, and found that the mean change ratio of magnetic helicity and magnetic free energy during eruptive flares is significantly higher than that of confined flares. This work verifies that magnetic helicity is approximately conserved in magnetic reconnection even when magnetic energy is not, and coronal mass ejections could take away magnetic helicity and energy from the corona. We also tested the results using observed magnetograms of three different resolutions, and found that even though the resolution still affects the estimated values of magnetic helicity and energy, the corresponding change ratios and our conclusion remains the same.

Lastly, we analyse the factors influencing the calculation of magnetic helicity by using analytical solution model. In the past 20 years, various force-free extrapolation models using observed magnetograms have been widely used and studied. However, the observed magnetograms usually does not satisfy the force-free assumptions. The Low&Lou analytical solution model satisfies the force free field assumption and is widely used to test the accuracy and reliability of various extrapolation model solutions. In the third part of the thesis, we analyzed a LowLou analytical solution model and found that appropriately reducing the spatial resolution of (such as one quarter) to decrease the noise level, setting appropriate order number and extrapolating heights can help to estimate magnetic helicity in the corona more accurately.

In summary, our study compared the estimated values of magnetic helicity using different approaches, and analyzed how spatial resolution, estimation methods and noise levels affect the estimated values of magnetic helicity. These provide a useful guidance for reasonably estimating the transportation of magnetic helicity through the photosphere and the accumulated magnetic helicity in the corona. Suggestions on pre-processing observational magnetograms before applying them to the force-free field extrapolation model are also given. The analysis of the magnetic helicity and magnetic energy change ratios of confined and eruptive flares could be applied to solar activity research and space weather forecasting, such as predicting coronal mass ejection by calculating the change ratios of magnetic helicity in active regions during flares.

Key Words: Solar Magnetic Field, Magnetic Helicity, Magnetic Reconnection, Magnetic flux emergence, Corona, Flare

目 录

第 1 章 引言	1
1.1 我们的太阳	1
1.2 太阳的结构	1
1.3 宁静太阳	3
1.4 太阳活动	3
1.5 研究太阳物理的意义	4
1.6 太阳磁场	5
1.7 太阳磁场测量原理	6
1.7.1 地基观测的重要参数——视宁度	6
1.7.2 太阳光学望远镜	7
1.7.3 太阳色球望远镜	8
1.7.4 日冕仪	8
1.7.5 偏振原理和太阳磁场测量	9
1.8 太阳磁场观测设备	10
1.8.1 地基太阳磁场观测设备	10
1.8.2 空间太阳磁场观测设备	12
第 2 章 磁螺度	15
2.1 螺度的概念	15
2.2 相对磁螺度	15
2.3 螺度研究的进展	15
2.4 磁螺度的计算方法	19
2.4.1 光流法 (optical flow method)	19
2.4.2 有限体积法 (finite volume method)	21
2.4.3 分离磁流管法 (discrete flux tube method)	22
第 3 章 新浮活动区的磁螺度传输	25
3.1 第 23 活动周新浮活动区的磁螺度传输和积累分析	25
3.1.1 怀柔设备 SMFT 和 SOHO/MDI 数据简介	25
3.1.2 样本选取和数据预处理	26
3.1.3 非线性无力场外推模型解的可靠性分析	27
3.1.4 分辨率对磁螺度计算的影响	30
3.1.5 不同光流法对磁螺度计算的影响	32

3.1.6 不同纵场数据对磁螺度计算的影响	32
3.1.7 讨论与小结	34
3.2 第 24 活动周新浮活动区的磁螺度传输和积累分析	35
3.2.1 SDO/HMI 数据简介	35
3.2.2 非线性无力场外推模型解的可靠性分析	35
3.2.3 日冕磁螺度 (h_m^c) 和传输磁螺度 (h_m^p) 的关系	36
3.3 小结	41
第 4 章 大耀斑期间磁螺度和磁自由能的变化	43
4.1 数据和样本选择标准	44
4.2 多重网格算法	48
4.3 两组耀斑的磁螺度和磁自由能变化	49
4.4 误差分析	55
4.5 不同分辨率对磁螺度计算的影响	55
4.6 样本中特例	60
第 5 章 利用解析解模型分析影响磁螺度计算的因素	61
5.1 Low&Lou(1990) 解析解模型	61
5.2 噪声对不同分辨率下磁螺度计算的影响	62
5.3 边界条件对外推结果的影响	65
5.4 外推高度对有限体积法计算磁螺度的影响	66
5.5 小结	68
第 6 章 工作总结与展望	69
6.1 工作总结	69
6.2 工作展望	70
参考文献	73
致谢	81
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与其他相关学术成果	83

图目录

图 1-1 太阳分层结构图 (图片来自“新浪网” ¹)	2
图 1-2 太阳的生命周期 (图片来自“新浪网” ²)	3
图 1-3 地面上不同波长处的大气透明度 (图片来自“维基百科” ³)	6
图 1-4 日冕仪拍摄的日冕物质抛射图像 (来自 SOHO/LASCO)	9
图 1-5 吸收线的塞曼三分裂谱线 (林元章, 2000)	9
图 1-6 怀柔多通道太阳望远镜 (图片来自“国家天文台怀柔太阳观测基地官网” ⁴)	11
图 1-7 抚仙湖一米新真空太阳望远镜 (图片来自“中国科学院云南天文台官网” ⁵)	11
图 1-8 大熊湖古德太阳望远镜 (图片来自 ⁶)	12
图 1-9 “太阳和日球天文台”(SOHO) 示意图 (图片来自 ⁷)	13
图 1-10 “太阳动力学天文台”(SDO) 示意图 (图片来自 ⁸)	13
图 1-11 2020s 之后发射的一些空基太阳观测卫星。左上为“帕克太阳探针” ⁹ , 左下为“太阳轨道飞行器” ¹⁰ , 右上为“羲和号” ¹¹ , 右下为“夸父一号” ¹² 。	14
图 2-1 不同太阳活动中的半球螺度法则 (Pevtsov, 2002)	19
图 3-1 36 个新浮活动区计算 H_m^c 时的日心坐标, 横坐标为日面经度, 纵坐标为日面纬度。蓝色圆圈和红色三角分别表示传输磁螺度计算开始和结束时活动区在日面上的位置。	27
图 3-2 36 个新浮活动区的 SMFT 和 MDI 磁图的纵向磁通量之间的关系。红点和黑点分别表示交叉定标前、后的纵向磁通量, 黑色实线表示拟合的回归线, 蓝色虚线之间为 95% 置信区间。	28
图 3-3 活动区 8164 和 8404 的 SMFT 和 MDI 磁图, 其中左侧表示 SMFT 的矢量磁图; 右侧表示 MDI 的纵向磁图, 黑色实线代表 ± 800 高斯的 SMFT 纵场。	28
图 3-4 不同光流法得到的 H_m^p 和相对磁螺度 H_m^c 之间的关系, 左、右两列分别代表 1 角秒、2 角秒数据。	33
图 3-5 SMFT 矢量磁图和组合矢量磁图计算的 H_m^c , 左图和右图分别为 1 角秒、2 角秒数据	34
图 3-6 0.5" 像元分辨率下 $ H_m^c $ 和 $ H_m^p $ 之间的关系。	39
图 3-7 1" 像元分辨率下 $ H_m^c $ 和 $ H_m^p $ 之间的关系。	40
图 3-8 2" 像元分辨率下 $ H_m^c $ 和 $ H_m^p $ 之间的关系。	40
图 3-9 127 个活动区纬度和螺度符号的分布, 蓝色三角代表负螺度, 红色菱形代表正螺度。	41

图 4-1 SDO/HMI 拍摄的 2014 年 6 月 13 日全日面磁图	48
图 4-2 三个受限耀斑的磁螺度和磁自由能随时间变化的曲线，从上到下编号依次为 03、04 和 11，左侧为磁螺度，右侧为磁自由能；每幅图中， $t = 0$ 为耀斑的峰值时刻，两条蓝色虚线分别代表耀斑的开始和结束时刻。分别对耀斑开始时刻之前的 4 个数据点和耀斑结束时刻之后的 4 个数据点做线性拟合，两条红线代表的即是线性拟合线。延长红线与蓝色虚线交于红色五角星的位置，就可以获得 H_R^0 、 E_f^0 、 H_R^1 和 E_f^1 的数值。磁螺度、磁自由能变化率以红色字体显示在每幅图中。	50
图 4-3 与图 4-2 类似，但是展示的是三个爆发耀斑的磁螺度和磁自由能随时间变化的曲线，从上到下编号依次为 20、38 和 45。	51
图 4-4 外推模型解的 f_i 和 θ_J 分布情况。上方两图为所有耀斑 $ f_i $ 和 θ_J 分布的直方图，下方两图为编号 19 和 20 号爆发耀斑的 $ f_i $ 和 θ_J 随时间演化的曲线。	52
图 4-5 耀斑期间磁螺度和磁自由能变化率分布的柱状直方图。左侧为磁螺度变化率，右侧为磁自由能变化率；上方为没有考虑光球传输量的 η_H 和 η_E ，下方为考虑光球传输量的 η'_H 和 η'_E 。受限耀斑和爆发耀斑分别用蓝色和橙色标识，虚线对应变化率的中位值，此外还给出了变化率的标准差。	54
图 4-6 计算误差 (σ_H 或 σ_E) 与其测量值 ($ H_R $ 或 E_f) 之间的关系图。蓝色和红色分别代表受限耀斑和爆发耀斑。“X” 和 “O” 则分别代表是耀斑前后的数值。黑色实线给出的是线性拟合线，拟合的关系式列在左上角。	55
图 4-7 用五种方案估算编号为 08 的受限耀斑的磁螺度和磁自由能变化的结果。左列和右列分别代表磁螺度和磁自由能。从上到下显示的依次为 “0.5 角秒多重网格”、“1 角秒多重网格”、“2 角秒多重网格”、“1 角秒直接计算” 和 “2 角秒直接计算” 的结果。	57
图 4-8 在五种不同方案下获得的耀斑前的磁螺度和磁自由能数值。左列和右列分别代表受限耀斑和爆发耀斑，横轴为对应的耀斑编号。 ...	58
图 4-9 在五种不同方案下获得的磁螺度变化率和磁自由能变化率分布的直方图。从上到下依次 “0.5 角秒多重网格”、“1 角秒多重网格”、“2 角秒多重网格”、“1 角秒直接计算” 和 “2 角秒直接计算”。	59
图 4-10 左图为 2012 年 1 月 23 日全日面 AIA171 图像，来自 SDO/AIA171。右图为 2015 年 3 月 11 日全日面 H_α 图像，来自全球日震监测网 (GONG)。	60
图 5-1 Low&Lou 解析解模型底边界矢量磁场和空间内磁力线示意图	62
图 5-2 不同噪声水平对于无力性的影响。红线为 256×256 ，蓝线为 128×128 ，绿线为 64×64 ，黑线为 32×32 。	64
图 5-3 不同噪声水平下计算得到的磁螺度。各线的详细含义见正文说明。	65

图 5-4 磁螺度和磁能随外推高度的变化。蓝色虚线代表相同分辨率下日冕中的真实值。 67

表目录

表 3-1 非线性无力场外推模型解的可靠性分析 30

表 3-2 不同分辨率下不同方法计算的 H_m^c 和 H_m^p 。 31

表 3-3 不同像元分辨率下不同方法计算的 H_m^c 和 H_m^p 。5、7、9 列是日冕中的相对磁螺度 h_m^c ，6、8、10 列是光球面传输的磁螺度 h_m^p ，下角标的“0.5”、“1”和“2”分别代表 0.5”、1”和 2”像元分辨率的磁图。 .. 36

表 4-1 18 个受限耀斑的计算结果 46

表 4-2 29 个爆发耀斑的计算结果 47

表 5-1 边界条件对磁螺度和磁自由能计算的影响。 66

表 5-2 外推高度 nz 的取值对磁螺度和磁自由能计算的影响。 68

第 1 章 引言

1.1 我们的太阳

太阳是一颗非常美丽而迷人的恒星，她对于我们人类有着非常重大的意义。太阳意味着光明、意味着温暖和热源、意味着生机与活力，她是人类进行一切生产生活活动的最终能量来源，并为所有的生命活动提供所需的适宜环境。生活中，我们所能看到、感受到的四季轮回、昼夜变更、雷电雨雪、花开花落……无一不是太阳活动的结果。人类一般日出而作日落而息，昆虫有趋光的习性，公鸡会在日出时打鸣——太阳对生物是如此的重要，所以我们应当对太阳活动有更深入的了解和研究，熟悉这位母亲的方方面面。

1.2 太阳的结构

利用现代科学的测量手段，从太阳光谱我们可以推算出太阳表面的温度大概是 5780K，而其核心层温度甚至超过了 1000 万度。在如此高的温度条件下，所有的物质都被气化，处于电离之后的等离子态。因此，我们可以认为，太阳本质上就是一团炽热高温的球状等离子体，整体上可以被分为几个主要物理性质有明显区别的球壳层。

图 1-1 展示的是太阳球体的分层结构，包括太阳内部和太阳大气。从太阳中心出发至大约 $0.25R_{\odot}$ ，这一区域一般认为是太阳的产能区，被称为日核。这一区域的温度和密度都非常高，并且不断地发生着各种核聚变反应。自 $0.25R_{\odot}$ 至大约 $0.71R_{\odot}$ 是辐射层，这一区域的温度和密度都向外递减，日核区域产生的能量通过这一层逐渐向外扩散。自 $0.71R_{\odot}$ 到可见太阳表面，是对流区；在这一区域，由于辐射温度梯度大于绝热温度梯度，所以物质处在剧烈的对流状态中。

对流层之上就是太阳大气了。而太阳大气亦可以分为几个层次，首先最靠近表面的是光球层，这也是我们平常肉眼可见的日轮，定义了平太阳的半径。光球层的厚度大概是 500km，但它的可见光辐射却超过其它层次好几个数量级，可以说可见光波段的太阳辐射几乎全部来自于光球层。光球层外边缘是一个较厚且参差不齐的色球层，色球层的密度低于光球层，但是它的温度反而要超过光球层。在整个色球的区域内，密度下降了大概 5 个数量级，但温度却上升了 3 个数量级。距太阳表面 1500km 以下的色球是比较均匀的，在 1500km 以上的色球层则主要有类似针状体（spicule）的物质填充。在色球之上，则是更稀薄但温度更高的日冕层，日冕延伸的范围可以达到几个太阳半径，温度的量级高达百万度。向外膨胀的日冕物质形成了太阳风，而太阳风可以延伸到太阳系的边缘（林元章, 2000）。

日核、辐射区和对流区的辐射由于被太阳大气吸收而不能到达地球，因而在实际测量中不能直接观测。色球和日冕的温度虽然很高，但是物质密度过于稀

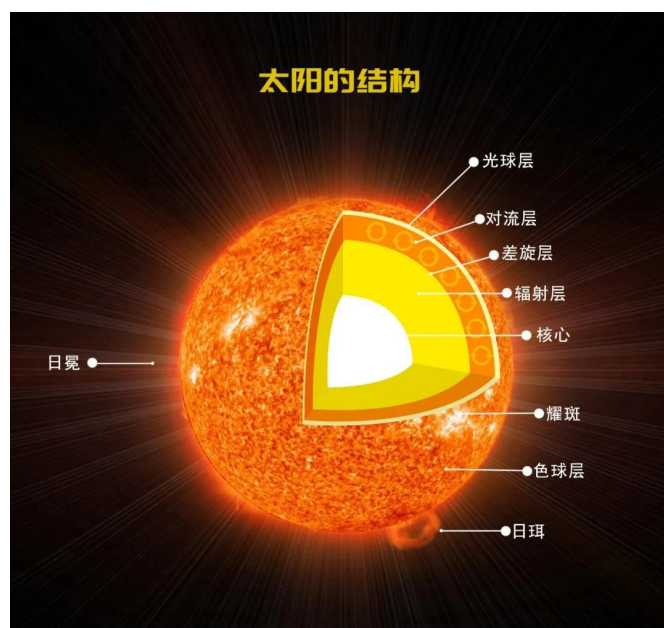


图 1-1 太阳分层结构图（图片来自“新浪网”¹⁾）

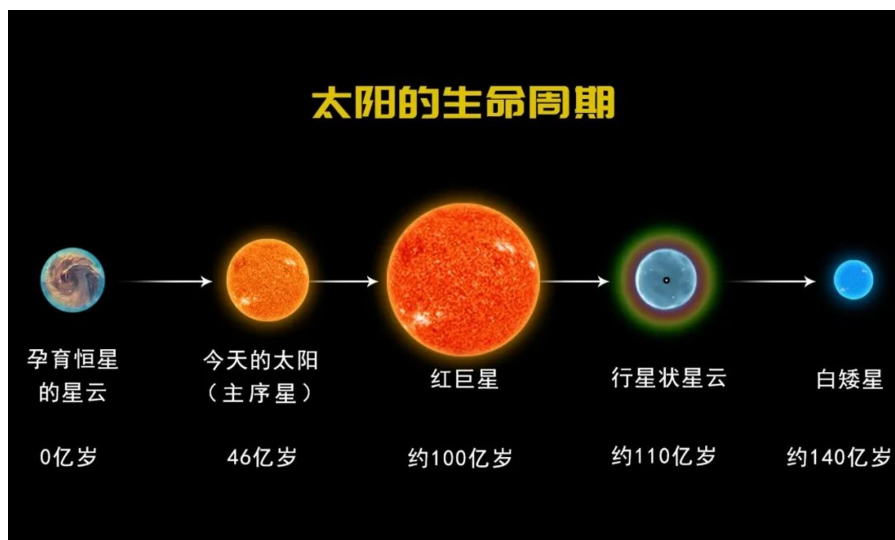
薄，其亮度甚至比地面白天的天空亮度还要低几个数量级，因而只能在日全食时或者借助日冕仪才能看到。当前的理论计算估计，太阳大气的质量约为 $6 \times 10^{23} \text{g}$ ，这一质量与太阳整体质量（约 $2 \times 10^{33} \text{g}$ ）相比，基本是可以忽略不计的。

太阳的光谱型是 G2V 型，这意味着与其他大多数恒星相比太阳是一颗表面温度较低的主序星。一般而言，从理论上确定主序星的内部结构需要用到下列五个方程：质量平衡方程（物质守恒）、压力平衡方程（动量守恒）、能量平衡方程（能量守恒）、能量转移方程和物态方程。有了这些方程，结合一些精确测量的太阳参数，我们就可以构建标准太阳模型。

在研究太阳内部结构时，必须给定太阳处于零龄主序阶段（zero age main sequence; ZAMS）的化学组成 X（氢元素丰度）、Y（氦元素丰度）、Z（金属元素丰度），并假定这些元素开始时处于均匀混合的状态。除了初始的化学组成，还需要知道太阳演化的年龄。科学家利用球粒状陨石中同位素含量的测量，一般认为太阳的年龄在 46 亿年左右（图 1-2）。

有了方程组、初始条件和演化时标，我们再加入稳定的球对称天体假设，并且忽略太阳内部的自转与磁场条件，就可以得到标准太阳模型。当然，这一模型对于初始的氢元素和金属元素丰度都是相当敏感的；因而不同的 X、Y、Z 的估计值会得到不同的标准模型。利用太阳标准模型，我们可以获得太阳核心到表面不同层次的质量、温度、密度、光度和元素丰度等信息。

¹⁾<https://finance.sina.cn/tech/2021-01-11/detail-iiznctkf1414896.d.html?fromtech=1/>

图 1-2 太阳的生命周期 (图片来自“新浪网”²)

1.3 宁静太阳

利用标准太阳模型得到的实际上是一个稳定的、球对称的太阳，它的物理性质在空间上只随着日心距变化，而在半径相同的同一壳层内部都是一样的，并不会随着经向和纬向变化。时间上，标准太阳模型的变化时标与太阳演化时标相当，大于 10^7 年，这样的变化相较于人类的观测研究是极其漫长的。因而，标准太阳模型其实就是以宁静太阳为主体并附有少量扰动（太阳活动）的一种模型。

与太阳演化动辄数千万年的时标相比，太阳活动的时标是相当短暂的，一般从几分钟的耀斑到十几年的太阳活动周不等。并且，从能量释放的角度，太阳活动所释放的能量和整个太阳的总辐射相比仍然是微不足道的。这一点和宇宙中其他一些天体很不相同，比如仙王座 δ ，其最高亮度可达最低亮度的 2.3 倍。在太阳上，一次大耀斑（M 级以上）所释放的能量大概为 10^{32} erg，其发射功率只有太阳辐射总功率的千分之一。因此，无论太阳活动的尺度和能量多么巨大，我们仍然可以将太阳视为一颗稳定的恒星（宁静太阳）。

1.4 太阳活动

太阳一直稳定地为地球上的万物提供光和热，从这一点上讲太阳是稳定的。但是，高分辨率的观测表明：在太阳大气的局部区域存在着一些以太阳自转周期为时标的太阳活动事件，包括：光球层上的黑子和光斑，色球层上的暗条、日珥和谱斑，等等。这些不同层级的现象往往集中在太阳黑子上空所对应的太阳大气区域，发生期间经常伴随着不同波段电磁辐射的增强和高速粒子流（比如太阳高能粒子事件；SEP）。

在日面上各种太阳活动比较频繁集中的区域称为太阳活动区。一般而言，充分发展的大活动区的跨度可以达到 4.5 个角分，约占太阳角直径的 15%；并且活

²<https://finance.sina.cn/tech/2021-01-11/detail-iiznctkf1414896.d.html?fromtech=1/>

动区在不同高度层次上也会表现出不同形式的活动。活动区一般源自光球表面靠近足点的磁流浮现，之后发展成黑子（包括前导和后随部分）。活动区的寿命可以达到甚至超过 1 个太阳自转周（27 天左右）。

与太阳上的其他区域相同，活动区也是由等离子体组成的，并且这些等离子体是在不断运动当中的。这些运动包括：埃弗谢德流动、超米粒边界外的物质下降流、日浪、针状物抛出和冕雨，这些不同高度、不同方向的等离子体运动成为各类太阳活动的驱动源头。

1.5 研究太阳物理的意义

当人类有意识地思考，抬头仰望苍穹的时候，会产生很多的疑问：这颗如此耀眼的恒星距离我们有多远？她以如此耀眼的光芒照耀星空有多长时间了？她是由什么物质组成的？她的内部结构、表面是什么样子的？以至于还有可能联想到：太阳上是不是有着和“地球人”相似的“太阳人”？

在浩瀚的宇宙中，太阳是距离地球最近的恒星——距离我们第二近的恒星半人马座 α 到地球的距离约是太阳的 28 万倍。正是由于这样的原因，太阳是宇宙当中我们人类唯一可以进行详细观测、测量和研究的恒星。也正是由于这样的原因，在天体物理学的各个主要分支当中，太阳物理学是最早发展起来的一个学科。太阳物理学研究的内容大致包括：太阳的物理构造、内部和表面发生的物理过程，太阳整体的演化，等。从太阳物理学出发，天文学家还研究了恒星的内部结构、恒星的演化过程、乃至星团、星系、星系团、全宇宙的演化；可以说，正是太阳物理学的发展，引出了当今天文学研究的各个主要分支。

研究太阳的实际意义包括：1、以太阳作为出发点，探究其他恒星的演化规律，例如从日震学到星震学的拓展；2、创造一个地面上难以实现的物理环境，从而进行一些极端物理条件下才能进行的实验；3、研究太阳活动规律和以及这些规律对日地关系、行星际空间的影响。

当前，太阳物理学有三大难题亟待解决：一是太阳活动周的起源问题。在前人研究的基础上，我们知道：太阳活动有约为 11 年的周期，Hale 定律和 Joy 定律都阐述了这样的规律，太阳还有约为 22 年的磁活动周期。那么，如此规律的太阳活动周是如何形成的？

二是日冕加热问题。我们知道，如果能量传输只存在辐射传输，那么太阳大气中温度应当从光球向外逐层递减；然而，观测结果表明：色球和日冕的温度反而比光球更高。这说明：太阳大气中必然存在某种能量源；而这种能量源是什么，不同的学者有不同的观点。有些学者认为：对流层中的扰动所激发的波动作为机械能流传输到太阳高层大气，导致高层太阳大气反常升温 (De Pontieu 等, 2007)。最近，北京大学的陈亚杰等人的研究发现：EUI 波段由磁重联驱动的“篝火”事件 (campfire) 对于太阳宁静区上方的日冕加热都很大的贡献 (Parker, 1987; Chen 等, 2021)。而国家天文台的谭宝林研究员则提出了一种粒子抽运模型 (MGP) 来解释日冕加热现象 (Tan, 2014)。

三是太阳活动的起源问题。这里所说的太阳活动，包括太阳黑子、耀斑、暗条（日珥）和日冕物质抛射等。一般认为这些活动都是由太阳磁场控制的 (Zhang 等, 2005)，但太阳磁场是如何产生的，它的演化和传播过程是怎样的，这些问题现在还没有确定的结论。

1.6 太阳磁场

电荷的运动可以产生磁场，磁场是普遍存在于宇宙的天体中的，太阳也不例外，太阳上的等离子体运动就可以产生磁场。太阳内部、太阳大气中不同的活动现象都与磁场有关，根据磁场的起源不同可以将之分为不同的成分（例如极向场和环向场），不同成分的太阳磁场在观测上的表现也是不一样的。光球磁场是最常规的观测测量，不过横场测量的准确性比较低；对于色球磁场的测量精度就更差了；而对于日冕磁场（强度一般只有光球磁场的千万分之一）还只能用射电的方法进行粗略的诊断。山东大学威海分校夏利东等人利用日冕仪，通过测量偏振度比理论减少的程度诊断了日冕磁场，不过这种诊断仅限于对纵场强度量级的估计和横场方向的估计。整体来讲，对于太阳磁场的准确观测仍然限于光球层次。除了观测的手段，我们还可以利用一些假设（例如势场假设、无力场假设、磁流体静力学平衡假设，等），以测量的光球矢量磁场作为底边界，进行磁场外推来获得色球和日冕磁场的分布特征。

根据现有研究和观测，按磁场所处区域的不同大体上可以将太阳磁场做以下分类 (林元章, 2000)：

1) 活动区磁场。活动区一般以一个或多个黑子为中心，其中心的黑子磁场强度可达 1000-4000 高斯，多数为偶极磁场。黑子附近的谱斑区也有百高斯的磁场强度，可以视为强磁场区域向外界的延伸。随着高度上升，活动区上方色球和日冕的磁场强度迅速下降到几高斯至几十高斯。活动区磁场的尺度比较小，所以有时候也将活动区磁场称为局部磁场。

2) 宁静区磁场。活动区之外也有一些较弱的磁场，需要精度较高的磁场测量技术才能够观测。其主要特征是形成网络状结构的网络磁场 (network magnetic field)。这些网络磁场大致与超米粒边界和色球网络相对应，网络大小约为 30Mm (40")；网络磁场往往沿超米粒边界延伸成链状，高分辨率的观测表明其磁场强度可达千高斯量级 (Orozco Suárez 等, 2012)，其寿命可以达到或者超过 1 天。而在每个网络场内部，磁场也不为零，有许多离散的小磁岛，称为网络内磁场。

3) 极区磁场。由于地球上的观测者和人造卫星大多位于黄道面上，对日面纬度高度 55 度的极区磁场的观测一直较少。最早的极区磁场观测可以追溯到 20 世纪 50 年代初，结果发现极区磁场强度为 1-2 高斯，并且南北两极的磁场极性是相反的。后续的观测还发现，南北极的极性在太阳活动峰年会发生反转 (Deng 等, 1999)。根据太阳发电机理论，活动区磁场的形成与极区磁场和太阳较差自转有关，而极区磁场又和活动区磁场演化有关，两者是紧密相关的。

除了太阳表面的磁场，日地空间也是有磁场分布的。现有的实地测量 (in-

site) 结果表明, 黄道面上的行星际磁场是扇形结构的电流片分布; 相邻扇形区的磁场极性相反, 分别指向太阳和背离太阳。按太阳物理学家帕克的推导 (Parker, 2001), 行星际的磁力线位形是阿基米德螺旋线, 与地球轨道的夹角是 45 度。可以说, 行星际磁场就是太阳磁场的延伸, 这一磁场在地球轨道附近的强度约为 $10^{-4} - 10^{-5}$ 高斯。

1.7 太阳磁场测量原理

太阳是距离地球最近的恒星, 与其他绝大多数恒星只是点光源不同, 望远镜中的太阳是一个可分辨细节的圆面, 这个圆面的角直径可以达到 31.5 角分。由于太阳的亮度很高并且可以区域分解, 所以太阳物理学家们设计了大量专门的仪器来对可观测的太阳大气做不同层次和不同区域的现象分析和参数测量。

与夜天文类似的是, 观测太阳的设备也可以分为地基和空基两大类。由于大气窗口的限制 (图 1-3), 地基的太阳观测设备主要是在可见光、近红外和射电波段进行测量, 如位于青海省冷湖镇赛什腾山的用于太阳磁场精确测量的中红外观测系统 (AIMS) 就是在中红外波段观测。早期的空基设备主要用于观测大气窗口以外的紫外、X 光、 γ 辐射和太阳高能粒子流 (SEP); 不过随着空基设备分辨率的提高, 为了尽量消除地球大气湍流对太阳辐射的波前扰动, 后期的空基设备也逐渐覆盖了之前地基观测的波段。

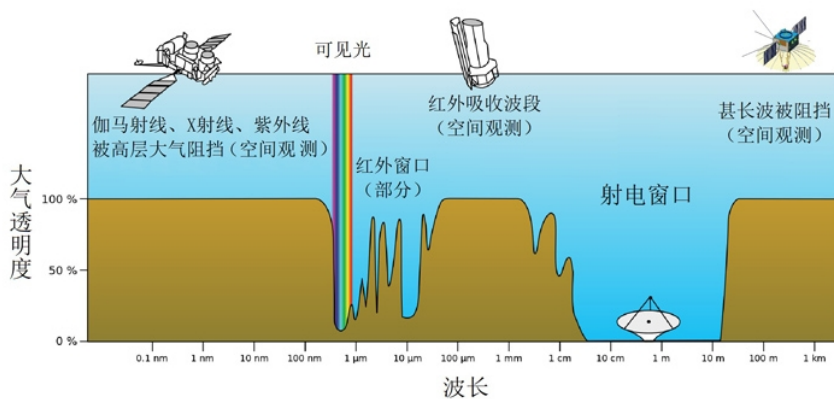


图 1-3 地面上不同波长处的大气透明度 (图片来自“维基百科”³⁾)

1.7.1 地基观测的重要参数——视宁度

地球大气中的 CO_2 以及其中的水汽是地基设备观测太阳的主要障碍。全部的紫外、X 光, 部分的可见光和红外辐射都会被它们吸收。大气中的湍流气团会造成太阳像在焦平面上的抖动和位移, 从而严重降低实际的空间分辨率。在天文实测当中, 通常把大气湍动造成的望远镜焦平面上太阳像或者星像损坏的程度称为视宁度, 视宁度也是衡量天文台站选址优劣程度的标准。

³https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Atmospheric_electromagnetic_opacity_ja.svg/

大气湍流对于拍摄的太阳像的影响主要有三种：1、大量小尺度湍流造成太阳像的局部模糊；2、大尺度气团的运动造成太阳像整体的抖动；3、中等尺度气团的运动造成太阳像局部区域清晰锐利但是不同区域之间存在相对的运动。观测发现，气团湍流运动的频率大概是几百赫兹，所以如果以短于 0.01s 的曝光时间拍摄太阳图像，通过对单帧图像的叠加就可以明显地改善太阳像的质量 (林元章, 2000)。

除此以外，台站的选址也会严重影响视宁度。为了获取更高质量的太阳观测图像，必须选择大气湍流较弱的地方作为观测地点。艾国祥院士等人曾于上世纪 70 年代后期比较了北京周边地区三个不同候选台站，沙河（平原）、兴隆（山地）、怀柔（水库）的光学观测的优劣程度 (Shi 等, 1976; Wang 等, 1977)，发现水库中上空 15-20m 是非常合适太阳光学观测的位置。国外的一些观测站也将某些高山地区作为太阳观测基地，这是由于高山地区没有平原上剧烈的地面对流干扰，适度的山风也可以减少局部对流。

1.7.2 太阳光学望远镜

太阳光学望远镜是最简单的太阳观测仪器，其实质就是有照相装置的天文望远镜，配备有透过波长范围很宽的滤光器，主要作用是降低散射光和像差的影响，因而可以接收全波段的辐射，拍摄的照片也称为太阳白光像。考虑地基观测视宁度的影响，单帧白光像的曝光时间一般是毫秒量级，而一张白光像需要几百张单帧图像的叠加。太阳光学望远镜一般有一个与地球自转轴平行的轴，工作时需要绕轴以真太阳自转角速度从东往西转动，才能保证望远镜实时跟踪太阳。此外，为了使太阳白光像稳定在焦平面上，一般还有附加的稳像系统来修正跟踪时的误差。

地基光学望远镜一般是折射式的，仪器的空间分辨率（衍射极限分辨率）是 $1.22 \frac{\lambda}{D}$ ，以怀柔 35cm 矢量磁场望远镜为例，观测波长是 5324.19Å，那么极限的空间分辨率约为 0.38 角秒。这样的分辨率基本上也是地基观测视宁度的极限了，所以地基的太阳光学望远镜不会做的口径很大，一般以小口径（<20cm）为主。在视宁度确定的情况下，实际观测图像的分辨率能否达到衍射极限分辨率取决于当地的 Fried 参数能否达到该望远镜的口径；Fried 参数一般与观测地、观测时间和观测波长等因素有关，一般取值为 20-100cm，因而，地基的光学望远镜口径一般不超过 1 米。

此外，光学成像系统也是很重要的一部分。太阳望远镜的前端成像光学系统有两种，主镜固定型和主镜可动型。考虑到太阳的周日视运动，望远镜必须随时跟踪太阳。长焦距的大口径望远镜由于自重较大，采用主镜固定型，包括定天镜、定日镜和追日镜三种装置；短焦距的小口径望远镜则采用更加灵活的主镜可动型，包括赤道仪式和经纬仪式 (林元章, 2000)。

1.7.3 太阳色球望远镜

太阳色球望远镜观测谱线的形成高度在色球层。一般而言，色球辐射连续谱的强度要比光球低 4 个数量级左右；但在色球发射线所处的比较窄的波段 ($\Delta\lambda < 1 \text{ \AA}$) 内，色球辐射的强度是可以超过对应波段的光球辐射强度的，这些发射线的位置就是色球望远镜观测的波长位置。换言之，色球望远镜就是包括观测位置在色球发射线处、透过波长很窄的滤光器的望远镜。

色球望远镜最常用透过波长是 6562.8 \AA ，这是所有色球发射线中在可见光波段最强的谱线 $H\alpha$ ，属于巴耳末系，是氢原子的电子从第三能级跃迁至第二能级时发射的光子，在这一波长处色球辐射是远远超过光球辐射强度的。该谱线常用的透过波长为 $0.25\text{-}0.75 \text{ \AA}$ ，物镜的口径大多在 $10\text{-}20\text{cm}$ ，焦距约为 2m ，怀柔观测基地的 12cm 全日面色球望远镜就属于这种类型 (林元章, 2000)。

许多重要的太阳活动都发生在色球层中，为了全方位地监视太阳活动，全世界有许多的色球望远镜都在当地时间从日出到日落不间断的观测太阳，形成所谓的“日不落观测”。巡视观测一般每隔 1min 就会拍摄一张太阳色球图像，这些图像是研究太阳活动、进行行星际空间天气预报的重要依据。

1.7.4 日冕仪

上文提到，当前太阳物理学界的三大难题之一就是日冕加热之谜，其实，关于日冕还存在很多尚待研究的问题，包括：耀斑期间磁能的快速剧烈释放、太阳风何以加速到千公里每秒的速度、日冕等离子体为何呈现暗条那样的丝状结构，等等。为了研究这些问题，必须实现对于日冕的观测。然而，如果说色球辐射很弱的话，那么日冕辐射就更弱了，一般情况下，日冕与光球的亮度相差六个数量级以上，可见光波段的日冕分为 K 冕、F 冕和 E 冕。自然条件下，只有在日全食发生的时候，日面被月亮遮挡住，才有可能观测到日冕。而在没有日全食发生时，我们可以人为制造一个圆面挡住日面的辐射从而长期监测日冕，这样的仪器就称为日冕仪。传统的日冕仪按组成结构可分为两大类：内掩式日冕仪和外掩式日冕仪。内掩式日冕仪是将物镜放置在望远镜前端，在物镜成像面处放置一内掩体，去除太阳的光球辐射。外掩式日冕仪则是在物镜前端放置一外掩体，遮挡光球辐射，这样就可以获得日冕的图像。两种结构中内（外）掩体的作用都相当于日全食时的月亮。不过由于地球大气的存在，太阳光会在传播过程中发生折射和散射，这样掩体就不能完全屏蔽掉光球辐射，而少量的光球辐射就会严重影响日冕部分的成像质量；并且仪器本身也会产生很多杂散光，像是玻璃材料不够纯净、有杂质和光学组件边缘的衍射光。为了消除杂散光，应尽量减小透镜的厚度和玻璃与空气交界面的数量，所以物镜一般采用单块的薄透镜，并需要安置窄带滤光片来消除色差。

地基日冕仪一般选址在高山上，这是因为高山上大气稀薄、天空干净，有助于减小大气散射和太阳光经过大气的光程。借助于日冕仪的帮助，我们可以观测从接近日面到几十个 R_{\odot} 位置的日冕，这对于我们研究日冕物质抛射和日冕磁场

有十分重要的意义。图 1-4 展示的是“太阳和日球天文台”卫星（SOHO）上搭载的“大视角分光日冕仪”（LASCO）拍摄的日冕物质抛射图像。

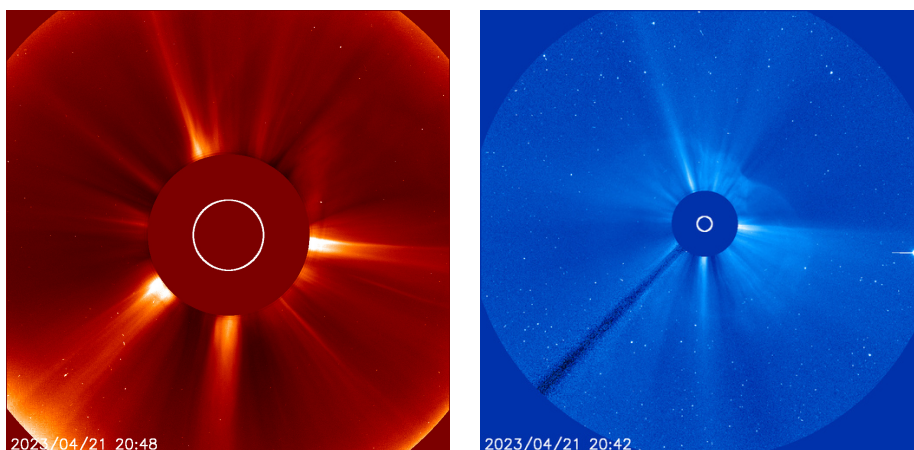


图 1-4 日冕仪拍摄的日冕物质抛射图像（来自 SOHO/LASCO）

1.7.5 偏振原理和太阳磁场测量

光球磁场的测量原理是塞曼（Zeeman）分裂效应。根据塞曼分裂公式，实测中需要测量的是裂距，

$$\Delta\lambda = 4.67 \times 10^{-5} \cdot g \cdot \lambda^2 \cdot B, \quad (1-1)$$

纯发射线和纯吸收线的塞曼效应表现是不一样的，吸收线的的塞曼分裂一般称为逆塞曼效应。而在太阳大气当中，物质不断吸收辐射的同时又不断发出辐射，造成光谱在该波长处辐射减弱，并不是单纯的连续谱叠加吸收线的情况。塞曼效应将太阳的夫琅禾费谱线分裂为一条 π 子线和两条 σ 子线，所以需要先建立磁场存在时的谱线辐射转移方程，得到塞曼三分裂子线的强度和偏振态，再结合斯托克斯公式我们就可以得到光球矢量磁场的三个分量。图 1-5 展示的是太阳吸收线的塞曼三分裂谱线，左图是沿着磁场方向观测，右图则是从垂直于磁场方向观测。

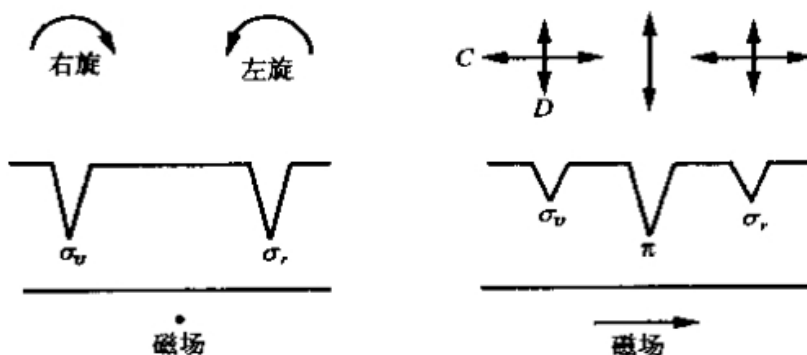


图 1-5 吸收线的塞曼三分裂谱线 (林元章, 2000)

磁场存在时的偏振辐射用斯托克斯（Stokes）参数进行描述 (Stokes, 1851)，所以磁场中的辐射转移方程就包含 4 个 Stokes 参数 I、Q、U、V。4 个参数中，I

代表光束强度， V 代表圆偏振， Q 和 U 都代表线偏振，4 个参数都是可测量量，量纲都为辐射强度。在太阳光谱线中，无论发射线还是吸收线，实际上都是有一定宽度的，所以 I 、 Q 、 U 、 V 都是波长 λ 的函数，一般称为 Stokes 轮廓。

1956 年，日本天文学家 Unno 首先得到一套包含 Stokes 参数的辐射转移方程 (Unno, 1956)，该方程组假定磁场为匀强磁场、谱线为真吸收（不考虑散射）、线吸收系数和连续吸收系数之比与光深无关，这也是目前为止最为经典的辐射转移方程模型。之后，Stepanov(1958) 和 Rachkovsky (1962) 在方程中加入了磁光效应的影响 (Stepanov 等, 1958; Rachkovsky, 1962)。1972 年，Landi 等人构建了量子力学框架下的辐射转移理论 (Landi Degl’Innocenti 等, 1972)。70 年代到 90 年代，紫金山天文台叶式辉进行了太阳磁敏线的研究，国家天文台的艾国祥院士和张洪起研究员也开展了结合太阳磁场望远镜的磁敏线研究。90 年代后，云南天文台屈中权研究员等人结合太阳磁场偏振测量仪器，进行了辐射转移理论和偏振散射的相关研究。

1.8 太阳磁场观测设备

1.8.1 地基太阳磁场观测设备

和夜天文观测类似，太阳望远镜往往也存在视场、分辨率和观测波段之间的矛盾。例如：光谱仪虽然可以获得很宽的波长信息，但是同一时刻只能观测光谱仪狭缝所对应的日冕区域；滤光器虽然可以观测全日面信息，但是一次扫描过程只能局限在某一个波长位置处。为了同时获得大视场和宽波段的信息，可以使用二维光谱仪。但是，二维光谱仪在扫描全日面区域时仍然需要移动光谱仪的狭缝，并且基本上只能实现某一条谱线轮廓范围内的全日面同时观测，所对应的波长范围仍不够宽。为了同时获得大视场、宽波段的观测数据，艾国祥院士等人提出了多通道太阳望远镜的方案，并且研制成功了我国首台多通道太阳望远镜，真正实现了对大视场同时做宽波段观测的目的。

位于国家天文台怀柔太阳观测基地塔楼的多通道太阳望远镜于 1994 年建成，它包括 5 个望远镜，共有 13 个观测通道。主镜为口径为 60cm 的真空 9 通道望远镜，能够在 5.4×3.2 的视场内实现对 9 个波长的同时性磁场观测，实质上相当于 9 台望远镜同时拍摄 9 组不同波长的太阳单色像。次镜的口径为 35cm，工作波长为 Fe I 5324 和 H β 4861，可以同时进行光球和色球矢量磁场以及视向速度场的测量。此外，还有三个口径较小的设备——分别为口径 10cm 的全日面磁场和速度场望远镜、口径为 14cm 的全日面色球望远镜和口径为 8cm 的全日面钙单色像望远镜。

位于云南省澄江市抚仙湖畔的新真空太阳望远镜 (New Vacuum Solar Telescope; NVST) 建成于 2012 年。NVST 是一架地平式望远镜，有效口径为 985 毫米，有效视场可达 3 角分，衍射极限分辨率可达 0.1 角秒。其主要科学仪器包括：多通道高分辨率成像系统 (Multi-channel High Resolution Imaging System)、多波段光谱仪、大色散光谱仪、偏振分析器及自适应光学系统。该望远镜可以测量高



图 1-6 怀柔多通道太阳望远镜（图片来自“国家天文台怀柔太阳观测基地官网”⁴）

分辨率的太阳流场和磁场，主要科学目标为：在 0.3-2.5 微米的波长范围内对太阳进行成像和光谱观测，包括测量太阳磁场的精细结构、高时空分辨率的演化过程。



图 1-7 抚仙湖一米新真空太阳望远镜（图片来自“中国科学院云南天文台官网”⁵）

古德太阳望远镜（Goode Solar Telescope; GST）也是比较著名的地基观测设备。该望远镜坐落于美国加利福尼亚州的大熊湖畔，沿着湖畔突入湖心约 300 米，可有效降低日间的大气湍动，年平均有效观测日数为 286 天。GST 的主镜有效口径为 1.6 米，光学系统为离轴的格里高利系统，可以极大地减少杂散光的干扰。GST 开发了多层共轭自适应光学系统（multi-conjugate adaptive optics; MCAO），变形镜可以矫正大气湍动对于波前的影响。GST 配备的终端科学仪器包括：宽带成像仪、可见光光谱仪、快速成像太阳光谱仪、近红外成像光谱偏振仪和全制冷红外光谱仪。GST 的科学目标包括：太阳磁场的间歇性湍流、太阳振荡、太阳磁场研究、 $H\alpha$ 全日面观测研究和地球反照率研究等。

⁴<https://sun10.bao.ac.cn/picture/>

⁵http://www.ynao.cas.cn/ver2023/kyzb/202307/t20230718_6812147.html/



图 1-8 大熊湖古德太阳望远镜（图片来自⁶）

1.8.2 空间太阳磁场观测设备

相较于地基天文观测，空基设备起步比较晚，但是有一些地基观测不具备的优势，地基观测受限于大气窗口限制，除了可见光波段和有限的红外波段，其他窗口均不能观测。而短于 2900\AA 的紫外和 X 光辐射对于研究太阳大气，尤其是过渡区以上的色球和日冕结构极为重要，太阳高能粒子（SEP）中也包含着关于太阳高层大气活动的重要信息；而在行星际空间当中，太阳短波辐射和粒子流又是影响地球电离层的重要来源，因而必须要对太阳短波辐射进行观测研究，这些就只能借助各种空基的太阳望远镜了。这里主要介绍一些测量太阳磁场的空间设备。

1995 年 10 月发射的欧美合作观测卫星“太阳和日球天文台”（Solar and Heliospheric Observatory; SOHO）的科学目标是太阳和日球的大尺度结构、日震和磁场。这颗卫星定位在拉格朗日 L_1 点上，可以对太阳进行同步观测。搭载的科学仪器主要有：日冕诊断光谱仪（CDS）、远紫外成像望远镜（EIT）、太阳紫外辐射测量仪（SUMER）、紫外日冕光谱仪（UVCS）、大视角分光日冕仪（LASCO）和迈克尔逊多普勒成像仪（Michelson Doppler Imager; MDI），等。

2010 年 2 月 11 日，美国航天局发射了“太阳动力学天文台”（Solar Dynamics Observatory; SDO），位置在地面以上 36000km 的地球同步轨道，位于西经 102° ，轨道倾角 28.5° 。载荷主要包括：日震与磁成像仪（Helioseismic and Magnetic Imager; HMI）、极紫外线变化实验仪（Extreme Ultraviolet Variability Experiment; EUV）和大气成像组件（Atmospheric Imaging Assembly; AIA）。其中 HMI 由斯坦福大学负责研制，其科学目标是用来研究太阳活动与诊断太阳内部结构和磁场结构。HMI 的口径为 14cm ，衍射极限分辨率约为 $0.''91$ ，可以对全日面或者局部区域进行矢量磁场和速度场的观测。该仪器的观测数据可以用来探究太阳内部动力学结构与磁场活动之间的联系，了解太阳活动和其影响。HMI 可拍摄高分辨率的全日面纵向和矢量磁场，可以说是对太阳和日球天文台上搭载的迈克尔逊多

⁶<https://www.bbsso.njit.edu/>

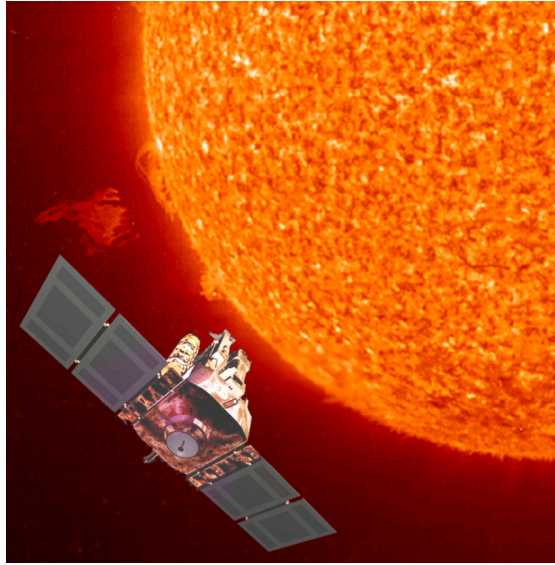


图 1-9 “太阳和日球天文台” (SOHO) 示意图 (图片来自⁷)

普勒成像仪 (MDI) 的加强。

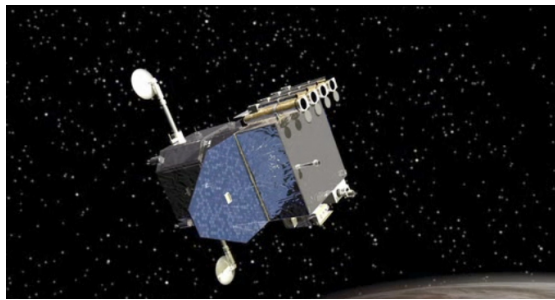


图 1-10 “太阳动力学天文台” (SDO) 示意图 (图片来自⁸)

进入 2020 年代,“帕克太阳探针”(Parker Solar Probe; PSP)和“太阳轨道飞行器”(Solar Orbiter; SO)接连发射,使我们可以从更高层次、不同位置对太阳进行更高精度的观测。同时我国科学家自主研发的太阳观测设备也入轨工作,诸如:“羲和号”(Chinese H α Solar Explorer; CHASE)、“先进天基太阳天文台-夸父一号”(Advanced Space-based Solar Observatory; ASOS)等,极大的丰富了我国科学家可以自主使用使用的观测资料。未来,还有如太阳极轨探测(SPO)这样的项目,像之前欧空局发射的 Ulysses 探测器一样,提出要从更偏离黄道面的位置进行太阳极区的探测。

⁷<https://soho.nascom.nasa.gov/>

⁸<https://sdo.gsfc.nasa.gov/>

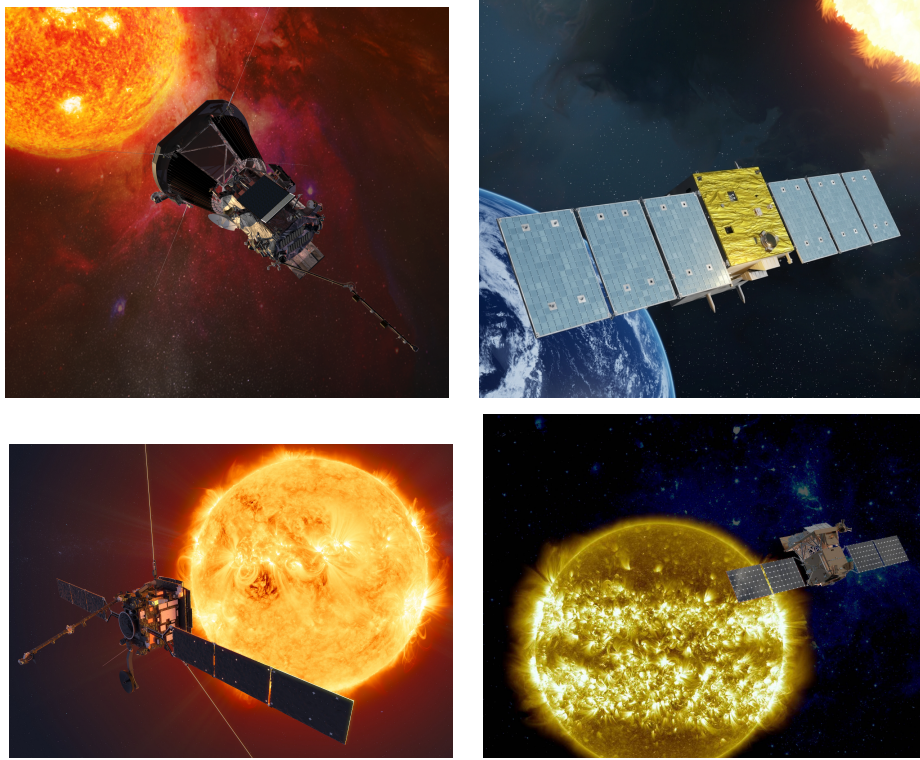


图 1-11 2020s 之后发射的一些空基太阳观测卫星。左上为“帕克太阳探针”⁹，左下为“太阳轨道飞行器”¹⁰，右上为“羲和号”¹¹，右下为“夸父一号”¹²。

⁹<https://science.nasa.gov/mission/parker-solar-probe/>

¹⁰<https://science.nasa.gov/mission/solar-orbiter/>

¹¹<https://www.cnsa.gov.cn/index.html>

¹²http://aso-s.pmo.ac.cn/en_index.jsp

第 2 章 磁螺度

2.1 螺度的概念

1833 年, 高斯在研究小行星带天体运动时, 提出了轨道连接数的概念, 这一概念可以表示一定空间内小行星轨道相交的次数。类似的, 可以将流场中的流线视为一根根轨道, 而流线之间的相互连接、缠绕就是螺度的来源。螺度定义为空间内矢量场和矢量场自身旋度点积的积分量, 这一物理量实际反映的是缠绕或嵌套矢量场的手征性。矢量场 $V(x, y, z)$ 的螺度一般表示为 $H_V = V \cdot (\nabla \times V) dx dy dz$ 。当矢量场为磁矢势 A 时, 该积分量为磁螺度; 当矢量场为磁场 B 时, 积分量为电流螺度; 当矢量场为速度场 v 时, 积分量为运动学螺度。如果被积分量是两个不同的矢量, 则积分量为交叉螺度。

磁螺度可以控制太阳活动中有多少磁场能量能够被释放及以什么样的方式被释放。在理想磁流体中, 磁雷诺数无穷大, 所以磁螺度是守恒的 (Woltjer, 1958)。而在像日冕这样磁雷诺数比较大的环境中 (可达 10^{10} 量级), 等离子体冻结在磁力线上, 快速磁重联过程中磁螺度也可以认为是近似守恒的 (Taylor, 1974)。

2.2 相对磁螺度

在磁螺度的定义中, 磁矢势具有规范不变性。给磁矢势 A 加上任意一个梯度场 $\nabla\psi$, 所对应的磁场 B 不变 ($\nabla \times (A + \nabla\psi) = B$)。然而, 一般情况下磁螺度并不具有规范不变性, 除非在体积的各个边界面上磁场都是平行于表面的 (边界条件为 $B \cdot \hat{n} = 0$)。

在实际问题中, 研究的对象往往不是封闭的系统, 而是开放的系统, 例如日冕; 系统中的磁矢势并不是唯一确定的, 因而磁螺度也不是确定的数值。为了解决开放磁系统中磁螺度计算的问题, Berger&Field 提出了相对磁螺度的概念 (Berger 等, 1984), 他们指出空间中磁螺度的积累量可以通过计算边界面上的磁螺度传输量来获得, 相对磁螺度计算的公式由 Finn-Antonsen 公式给出 (Finn 等, 1985): $H_R = \int (A + A_p) \cdot (B - B_p) d^3x$, 这样就可以确定开放磁系统中的磁螺度数值了。

在给定空间内, 相对磁螺度的演化方程如下: $\frac{dH_R}{dt} = -2 \int E \cdot B dV - 2 \int A_p \times E dS$, 其中 E 是电场矢量, A_p 是磁矢势。右侧两项的物理含义是: 第一项是由于电磁场变化造成的电流螺度耗散, 第二项代表体积边界面上的磁螺度传输。

2.3 螺度研究的进展

太阳活动的核心是太阳磁场, 绝大多数太阳研究的工作都围绕两点: 太阳磁场的起源和太阳磁场能量释放的机制。一般认为, 磁螺度是在太阳内部通过发电

机过程产生的,产生的磁螺度会随着磁流管的浮现通过光球层进入太阳大气,在太阳大气中积累的磁螺度可以在磁重联过程中耗散掉,也可以随着日冕物质抛射离开太阳进入行星际空间当中。磁螺度也能以多种方式影响太阳活动,太阳内部 11 年的活动周期也和磁螺度有关,而大量的磁螺度也有可能抑制太阳发电机的 α 效应 (Low, 2001; Vishniac 等, 2001; Choudhuri, 2003; Zhang 等, 2010)。同时在日冕中,磁螺度的聚集积累也会导致激烈的太阳活动 (Low, 1996; Romano 等, 2011)。不过,无论从数量还是符号上来讲,发电机过程产生的磁螺度和日冕中积累的磁螺度并不等同。

关于太阳螺度研究,最知名的是关于南北半球手征性 (chirality) 的分布特征,也就是“半球螺度法则”(Hemispheric Helicity Rule; HHR) (Seehafer, 1990)。Hale (1927) 分析了 1908-1924 年共 51 个太阳黑子半影纤维的涡旋方向,他发现来自北半球的 25 个黑子中有 16 个的半影纤维为逆时针方向,来自南半球的 26 个黑子中有 13 个的半影纤维为顺时针方向;而如果只关注单极黑子 (unipolar spot),那么来自北半球的 15 个黑子中有 14 个为逆时针,来自南半球的 18 个黑子中有 12 个为顺时针,这意味着不同半球的黑子表现出了不同的手征性。中国的太阳物理学家们通过对 1979-1982 年观测数据的分析,发现南、北半球的太阳黑子的旋转模式是不同的,并且这种模式会以 2 年的周期同步地反转 (Ding 等, 1987)。Seehafer (1990) 计算了 16 个活动区的电流螺度数值并估计了磁螺度的符号,发现北半球活动区的螺度符号大部分是负号,而南半球活动区的螺度符号大部分是正号。Abramenko 等 (1996) 分析了 40 个活动区的电流螺度,发现 36 个活动区中存在过量的某种符号螺度,而 33 个活动区的过量电流螺度符合半球螺度法则。包曙东等人研究了第 22 太阳活动周的 422 个活动区电流螺度的分布,发现北半球 84% 的活动区表现为负螺度,南半球 81% 的活动区表现为正螺度,而平均电流螺度与太阳活动有很好的相关性 (Bao 等, 1998)。Pevtsov 等 (1995) 研究了 1988-1994 年 69 个活动区的线性无力场参数 α , 发现北半球负螺度比例为 76%, 而南半球正螺度比例为 69%, 螺度的绝对值大小和日面纬度是有关系的:从赤道地区的零螺度开始逐渐增加,在 15-25 纬度时达到最大,之后一直减小。田利荣等人分析了 1988-1996 年 286 个活动区 (双极黑子) 的无力场参数和磁极轴倾角之间的关系,发现 60% 的活动区倾角和电流螺度呈负相关关系,他们还发现 M 级以上的大耀斑倾向于出现在一些不符合半球螺度法则的日面经度区域 (Tian 等, 2001)。Pevtsov 等 (1997) 推断了 140 个活动区的光球和日冕的无力参数 α , 发现了每个活动区的平均光球无力参数 α_p 和对应日冕区域的无力参数 α_c 之间有很好的相关性,这意味着日冕电流是可以延伸到光球层的。Burnette 等 (2004) 通过对 34 个活动区的分析,发现用线性无力场参数 α 测量的活动区磁场的缠绕密度在光球和日冕中是相同的,这同样说明日冕中产生非势结构的电流起源于亚光球层,并且可以穿过光球层进入日冕当中。Zhang 等 (1999) 则利用怀柔太阳观测基地的太阳磁场望远镜拍摄的矢量磁图对活动区的电流螺度进行了分析,发现螺度在太阳活动区中的分布会随着活动周的变化而变化。总之,大量太阳活动都符合半球螺度法则,不过比例略有不同,例如:60%-75% 的活动区遵

守 HHR(Pevtsov 等, 1995; Abramenko 等, 1996; Bao 等, 1998), 80%-87% 的日冕环 sigmoids 服从 HHR(Rust 等, 1996; Lim 等, 2009), 76%-82% 的暗条 (Rust 等, 1994; Pevtsov 等, 2003), 50% 以上的磁云 (Leamon 等, 2002), 等等 (详见图 2-1)。

Zhang 等 (2010) 通过估计第 22 活动周 431 个活动区和第 23 活动周 553 个活动区的电流螺度, 绘制了太阳螺度的纬度-时间分布图。他们发现螺度模式也会像太阳黑子一样向赤道迁移, 这和 Pevstov 等人 1995 年的结论是一致的; 而与太阳黑子不同的是, 半球主导的螺度符号在不同的活动周之间没有发生变化, 也就是北半球一直由负螺度主导, 南半球由正螺度主导。这一发现为探究太阳内部磁场的形成和活动周演化提供了帮助。虽然在各活动周的大部分时间内半球螺度法则都是基本成立的, 但在太阳活动极小年期间却往往会出现螺度反转的异常情况 (Hagino 等, 2005)。郝娟和张枚研究员分析了第 23 活动周下降相和第 24 活动周上升相共 64 个活动区的电流螺度, 发现强场和弱场的螺度符号往往相反, 而从黑子本影到半影的螺度符号会改变, 整个活动区的螺度符号和半影区域是一致的, 她们推测湍动和太阳发电机都有助于磁螺度的产生 (Hao 等, 2011)。闫晓理等人则分析了 182 个旋转太阳黑子, 发现南北半球黑子的主导旋转极性是相反的 (Yan 等, 2008)。王传宇和张枚研究员利用三种不同仪器的数据分析了第 23 活动周中 3 个不同阶段的宁静区大尺度磁场电流螺度的分布, 发现从赤道到纬度 60 度的广大区域都遵循半球螺度法则 (Wang 等, 2010)。Pevtsov 等 (2000) 也通过对于宁静区大尺度磁场螺度符号的分析得到过类似的结论。

杨书红等人则利用 Hinode/SP 数据分析了两个日冕空洞 (Coronal Hole) 的矢量磁场、电流密度和电流螺度, 并将结果与宁静区相比较。他们发现, 冕洞中水平磁场、磁场倾角、电流密度和电流螺度的数值都比宁静区的大得多, 对冕洞和宁静区中所有区域平均得到的电流螺度的密度约为 $0.005 G^2/m$ (Yang 等, 2011)。

除了各种太阳活动中的半球螺度法则, 11 年太阳活动周的形成原因也广受关注。与太阳磁场一样, 活动周形成的物理机制也被普遍认为是磁流体动力学发电机过程。在太阳发电机中, 最重要的两个过程是较差自转和 α 效应。太阳内部产生的磁场最开始是类似地磁场的极向磁场, 由于太阳不是刚体, 随纬度变化的角速度会将极向磁场拉伸为环向磁场; 根据帕克湍流发电机模型, 环向磁场又可以在螺旋湍流、科里奥利力等因素的影响下转变为极向磁场。而日震学方法又帮助我们认识了太阳内部较差自转速度的分布, 比如差旋层的存在, 这个时候速度场对应的螺度就比较重要了。了解运动学螺度和电流螺度之间的关系将有助于理解太阳内部磁场和流体之间的相互作用。赵继伟曾利用 SOHO/MDI 资料反演了第 23 活动周上升相期间光球亚层的大尺度纬向流、经向流和涡度分布情况, 发现为太阳耀斑和日冕物质抛射提供动力的磁螺度和磁场能量基本是在太阳光球面以下形成的, 活动区运动学螺度的符号也符合半球螺度法则 (Zhao, 2004)。之后, 高裕等人利用怀柔矢量磁场数据计算电流螺度、利用 SOHO/MDI 数据计算了光球亚层的表面运动学螺度, 结果显示两种螺度在大样本统计分析中的相关性很低 (Gao 等, 2009)。不过, 较低的相关性有可能是由不同仪器数据

之间交叉定标造成的，之后，高裕等人又利用 SDO/HMI 的时序矢量磁场和速度场数据进行了研究，发现在同一活动区中电流螺度和运动学螺度的演化序列有很好的相关性 (Gao 等, 2012)。高裕等人还研究了太阳耀斑的发生和光球亚层的运动学螺度特征之间的关系，他们利用 SDO/HMI 数据对来自 5 个活动区的 11 个 M5.0 级以上的耀斑进行了分析，发现在 8 个光球亚层运动学螺度演化曲线突变事件中，有 5 个 (62.5%) 在突变前后 8 小时内都出现了高于 M5.0 级耀斑 (Gao 等, 2014)。

太阳发电机过程是螺度的来源，而对太阳内部和大气中螺度的观测统计分析也显著地促进了对发电机问题的研究。Kleeorin 等 (2003) 利用怀柔矢量磁场观测资料，发现在一定参数范围内，基于磁螺度守恒的非线性发电机模型的结果和观测现象是一致的，例如：电流螺度的形成深度。Choudhuri 等 (2004) 根据极向磁力线缠绕在通过对流区上升的磁流管周围的假设来估计活动区的螺度，粗略估计的结果和观测计算是相符的。他们还使用基于巴布科克-雷顿 α 效应的太阳发电机模型来研究螺度如何随纬度和时间变化，发现在活动周刚开始时，螺度符号和半球螺度法则是相反的。包曙东等人计算了 23 活动周上升相的 87 个活动区的两种不同电流螺度参数 (α_{best} 和 H_c)，同样发现在活动周开始时，电流螺度表现出较弱的“北正南负”趋势，他们认为这是由于太阳内部形成的环向磁场和极向磁场有一定的相位差造成的 (Bao 等, 2000)。徐海清和一些俄罗斯科学家进一步研究指出，通过直接求解帕克迁移发电机方程，可以发现极向场和环向场之间存在 $\frac{1}{8}$ 个周期的相位差，这也许可以解释在活动周刚开始时反半球螺度法则现象的出现 (Xu 等, 2009)。张洪起研究员指出在光球亚层中可能存在螺度沿磁力线穿越太阳赤道传输，解释了反常螺度出现的原因。他发现活动区磁螺度迁移是一个复杂而过程，并不是单调变化的，活动区快速演化阶段贡献了主要的螺度，并给出了更符合活动区螺度特征的蝴蝶图理论分布 (Zhang, 2012)。以后中俄科学家利用平场发电机模型，得到了太阳磁场和螺度随太阳活动周演化的径向剖面分布特征 (Pipin 等, 2013)。陈洁等人则利用怀柔矢量磁图和 Yohkoh 的 X 射线图像，分析了 43 个太阳大尺度跨赤道环的螺度统计分布模式，发现同样符合半球螺度法则，是一种可能的螺度跨赤道迁移的方式 (Chen 等, 2007; Yu 等, 2023)。

除了磁螺度、电流螺度和运动学螺度，交叉螺度参数的研究课题也受到了广泛的重视，尤其是磁场和速度场之间的交叉螺度。Kuzanyan 等 (2007) 通过分析太阳矢量磁图和多普勒图，计算了活动区的交叉螺度，发现：交叉螺度也符合半球螺度法则，并且随着活动周有 11 年的变化周期；交叉螺度和太阳活动周变化呈负相关。Pipin 等 (2011) 推导了控制湍动交叉螺度产生和演化的方程，并讨论了其对太阳发电机的意义。他们发现交叉螺度演化的模式在很大程度上取决于发电机的细节，而对交叉螺度的直接观测可以反过来诊断太阳发电机过程。Rüdiger 等 (2011) 通过数值模拟手段发现交叉螺度和平均的垂直磁场是反相关的，并且交叉螺度的符号和径向平均磁场的符号是相反的，使用该方法可以从交叉螺度的观测确定湍动磁扩散率的值。赵明宇等人利用 SOHO/MDI 磁图和多普勒图像

分析了磁场和速度场之间的相关性，他们发现大尺度弱磁场和速度场在赤道附近呈正相关，而在中纬度地区则呈负相关；而强磁场和速度场在中纬度地区则呈正相关。他们还分析了磁场和速度场的相关系数，发现全日面磁场和速度场的相关系数为 0.73，而活动区的磁场和速度场相关系数可达 0.95(Zhao 等, 2011, 2014)。

上文回顾了科学家几十年以来在螺度研究方面的进展，此外还有一些问题也值得进一步探讨，例如：太阳磁场的精确测量、光学系统的偏差和观测局限在光球面附近，这些问题往往会影响计算的螺度数值和符号。我们知道，太阳磁场是不能直接测量的，利用塞曼效应测量太阳光球磁场也是存在问题的，磁光效应和 180 度不确定性会对磁场方位角造成干扰。日面边缘（大于 45 度）的活动区会由于投影效应而使其几何形状失真，磁场线性定标又会使纵场较强的区域出现磁饱和问题。根据螺度的定义公式，它是一个空间积分量，而可观测量基本局限在光球层，所以分析的螺度往往是螺度在某个方向上的分量，想要导出更全面的螺度数值就需要扩展观测量到太阳内部和太阳大气，本文所计算的日冕中相对磁螺度就需要先用外推方法来获得日冕中的三维矢量磁场分布。

本课题关注的重点是对磁螺度数值的估计。进入 21 世纪之后发展出许多种磁螺度计算方法，主要分为：光流法（optical flow method）、有限体积法（finite volume method）和分离磁流管法（discrete flux tube method）。我们会在下一小节详细介绍这几种磁螺度的计算方法。

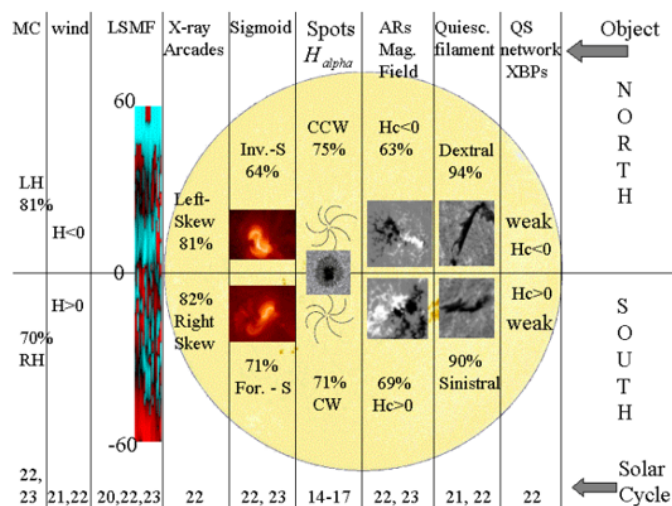


图 2-1 不同太阳活动中的半球螺度法则 (Pevtsov, 2002)

2.4 磁螺度的计算方法

2.4.1 光流法（optical flow method）

我们知道，磁螺度是一个三维空间中的体积分量，不过也可以通过估计穿过边界的螺度流积分来计算磁螺度。在太阳大气当中，底边界的磁螺度流是最大

的，所以可以通过计算光球底边界的磁螺度流来近似估计日冕中磁螺度的变化。这部分磁螺度流可以写为 (Berger 等, 1984),

$$\left. \frac{dH}{dt} \right|_S = 2 \int_S (A_p \cdot B_t) V_n dS - 2 \int_S (A_p \cdot V_t) B_n dS, \quad (2-1)$$

其中 B_n 和 B_t 分别是纵向磁场和横向磁场, V_n 和 V_t 分别是纵向速度场和横向速度场, 那么计算磁螺度流的关键就是确定磁矢势和速度场。在体积边界处, 要求磁矢势满足下列条件,

$$A_p \cdot \hat{n} = 0, \nabla \cdot A_p = 0, \quad (2-2)$$

\hat{n} 垂直于体积边界, 并且从体积外指向体积内。

在公式 2-1 中, 等式右边的第一项是浮现项, 代表通过表面传输的磁螺度; 第二项是对流项, 代表表面上磁力线剪切运动产生的磁螺度。Démoulin 等 (2003) 引入了流传输速度 (flux transport velocity) 概念, 可以将速度表示为:

$$U = V_t - \frac{V_n}{B_n} B_t, \quad (2-3)$$

那么公式 2-1 就可以表示为:

$$\left. \frac{dH}{dt} \right|_S = -2 \int_S (A_p \cdot U_t) B_n dS. \quad (2-4)$$

Demoulin 等人进一步指出, 无论计算磁螺度流还是能量流时, 所有流 (fluxes) 都只呈现在通过跟踪方法确定的切向流中。Chae (2001) 发现通过光球层注入日冕的磁螺度可以由时序纵向磁图推断光球足迹的表观运动来测量, 本文利用 MDI 时序纵向磁图来计算磁螺度流和能量流正是参考了这种方法。

根据确定速度场方法的不同, 主要可以将光流法分为两类: 一类是本地相关追踪法 (Local Correlation Tracking; LCT), 另一类是微分仿射速度估计法 (Different Affine Velocity Estimator; DAVE)。LCT 方法 (Chae, 2001) 通过连续两张磁图来确定光球磁力线足点的表观水平运动速度, 磁矢势 A_p 则是对两 B_n 的平均值做傅里叶变换得到。一般而言, 计算区域的面积是有限的, 而傅里叶变换隐含区域外磁通量分布是周期性重复的假设, 可能会对 A_p 的计算有限制, 所以实际计算中应将区域选择得尽量大。DAVE 方法 (Schuck, 2006) 是对 LCT 方法的推广和改进, 主要区别是在空间差异比较明显的区域, 像是焦点、漩涡和鞍点, 表现比 LCT 方法更好。此外, 还有一种非线性微分仿射速度估计法 (Nonlinear Affine Velocity Estimator; NAVE) 也可以用于速度场的测量 (Schuck, 2005), 不过这种方法在实际计算中应用得很少。

Chae (2007) 使用 MDI 全日面纵向磁图追踪 AR10696 的演化, 比较了 LCT 方法和 DAVE 方法在磁螺度计算方面的差异。他们发现, DAVE 方法的计算结果系统性地高于 LCT 方法, 不过差异很小, 不超过 10%。Chae 等 (2008a) 则利用三种不同图像数据比较了 LCT、DAVE 和 NAVE 三种方法的表现, 他们发现:

NAVE 适用于检测亚像素运动 (subpixel motion)、超像素运动 (superpixel motion) 和非均匀运动 (nonuniform motion); LCT 不适用于检测临界点附近的非均匀运动; 而 DAVE 则不适用于检测超像素运动。

随着 SDO 等空间太阳观测卫星相继发射, 已经可以观测到时序矢量磁场, 横向磁场的加入使我们完全可以按照公式 2-1 来直接计算磁螺度流。Schuck (2008) 提出了应用于矢量磁图的差分速度仿射方法 (Differential Affine Velocity Estimator for Vector Magnetograms; DAVE4VM), 可以计算矢量速度场, 进而得到磁螺度流和能量流。本文中所使用的光流法包括 LCT、DAVE 和 DAVE4VM 三种。

2.4.2 有限体积法 (finite volume method)

不同于光球磁场可以通过谱线的塞曼分裂直接测量, 形成于日冕的谱线往往有太宽和太暗的问题, 并且日冕磁场本身强度很弱, 所以无法通过测量裂距的方式得到日冕磁场。目前可以利用日冕仪通过测量谱线偏振度比理论计算减少的程度来诊断日冕磁场, 但也仅仅只能估计纵场强度量级和横场方向。获得日冕中三维矢量磁场结构最常用的方法是磁场外推, 该方法根据一些理论假设, 基于观测的光球矢量磁场来获得外推的磁场位形; 作为检验, 可以将外推的磁场位形与其它波段观测的日冕结构相互比较, 来验证磁场外推的合理性。此外, 对于非线性无力场外推也可以通过计算外推磁场满足无力性和无散性的程度来分析外推磁场的可靠性。

根据外推假设方程的不同, 可以将外推方法分为磁流体力学模型、磁流体静力学模型、无力场模型和势场模型 (Wiegelmann 等, 2017), 其中每一个模型都比前一种更简单一些。磁流体静力学模型忽略了与时间相关的现象和等离子体流动; 无力场模型则忽略了等离子体压力和重力梯度, 使得电流与磁场平行; 势场外推模型则进一步忽略了电流的存在。而根据计算方法的不同, 又可以分为解析解模型 (Analytical Solution) 和数值方法 (Numerical Approach)。

对于无力场模型, 如果整个区域的无力因子 α 都是常数, 那么就是线性无力场; 而如果区域内每条磁力线上无力因子 α 都是常数但不同磁力线的无力因子不同, 那么就称为非线性无力场, 非线性无力场只有在某种特定的情况下才有解析解, 例如: Low&Lou 解析解模型 (Low 等, 1990)。而非线性无力场的数值方法就比较多了, 包括: Grad-Rubin 代码 (从 1980 年代开始), 直接向上积分法 (direct upward integration, 从 1980 年代开始), 磁流体力学弛豫法 (MHD relaxation, 从 1990 年代开始), 边界单元法 (boundary element approach, 从 2000 年代开始) 以及优化算法 (optimization, 从 2000 年代开始)。

无论是解析解还是数值方法, 无力场外推都大量被应用于观测磁图 (Wiegelmann 等, 2012)。相较而言, 磁流体静力学外推方法起步时间比较晚, 只有在极少数情况下才有解析解 (Low, 1985, 1991)。数值方法包括: 优化算法 (从 2007 年开始), Grad-Rubin (从 2013 年开始) 和磁流体力学弛豫法 (从 2013 年开始)。

目前为止，磁流体静力学外推方法在观测磁图上的应用有几十项工作，仍有待进一步发展。磁流体静力学外推对网格分辨率的要求一般都比较高的，所以同样尺度的计算会比无力场外推消耗更多的计算资源，导致收敛速度慢、计算周期长。一种可行的策略是将非线性无力场外推和磁流体静力学外推相结合——从观测的高分辨率光球矢量磁图出发，在较低的高度使用磁流体静力学外推；当达到日冕高度后，磁场十分接近无力场，再改用无力场外推。

利用优化算法（optimization）对观测的光球矢量磁场进行无力场外推，可以得到日冕中的三维矢量磁场 (Wiegmann 等, 2017)。在获得太阳大气的三维矢量磁场位形之后，还需要计算一定体积内的磁螺度，这时候就需要利用有限体积法了。根据所采用的度规标准可以将有限体积法分为库伦度规类和德沃尔度规类。前者要求体积内磁矢势的散度为 0，主要分为 Coulomb_JT(Thalmann 等, 2011)、Coulomb_SY(Yang 等, 2013, 2018) 和 Coulomb_GR(Rudenko 等, 2011)；后者要求边界面上磁矢势的法向分量为 0，主要分为 DeVore_GV(Valori 等, 2012)、DeVore_KM(Moraitis 等, 2014) 和 DeVore_SA(Alissandrakis, 1981)。Valori 详细比较了这六种有限体积法的表现 (Valori 等, 2016)，发现在更为接近太阳实际情况的爆发磁流绳模拟中，不同方法得到的计算值的系统误差为 3%，这说明了有限体积法计算磁螺度的可靠性和一致性。

在本文中，我们采用 Coulomb_SY 方法来计算磁螺度。该方法强制要求在边界面上满足以下方程：

$$(\hat{n} \cdot A_p)|_{\partial V} = (\hat{n} \cdot A)|_{\partial V} = 0, \quad (2-5)$$

然后结合高斯定理就可以获得边界面磁矢势的横向分量和各条棱上的磁矢势。在获得边界值之后，需要求解关于 A 的拉普拉斯方程和关于 A_p 的泊松方程。初步的解是满足方程 (2-5) 的，但是并不满足库伦度规。其后 Coulomb_SY 使用亥姆霍兹矢量分解法 (Helmholtz vector decomposition) 来实现磁矢势散度清零，具体做法是：在不修改边界处磁矢势数值的情况下，迭代地使矢量势满足库伦度规。与 Coulomb_JT 相比，Coulomb_SY 分解的是矢量势，而不是边界贡献项。Coulomb_SY 使用 fortran 语言实现，拉普拉斯方程和泊松方程使用国际数学和统计图书馆 (IMSL) 在笛卡尔坐标系下的亥姆霍兹解算器来进行数值求解。

2.4.3 分离磁流管法 (discrete flux tube method)

Berger 和 Demoulin 等人的工作 (Berger 等, 1984; Demoulin 等, 2006) 表明，相对磁螺度可以被近似地表示为许多条磁流管螺度的总和。参考 Berger 等 (1984) 的公式 (16) 和 Demoulin 等 (2006) 的公式 (37)，可以将相对磁螺度写为：

$$H = \sum_{i=1}^N T_i \Phi_i^2 + \sum_{j=1, j \neq i}^N L_{ij} \Phi_i \Phi_j, \quad (2-6)$$

其中 N 是体积内磁流管的总数， Φ 是每条磁流管的磁通， T_i 表示的是磁流管的缠绕数 (包括 twist 和 writhe)， L_{ij} 表示的两条磁流管的连接数。等号右边第一项

和第二项分别代表自螺度 (self helicity) 和互螺度 (mutual helicity)。分离磁流管方法就是利用上述公式来计算磁螺度的, 不过需要指出的是, 该方法需要预先找到可以识别的磁通量绳结构才能应用, 并且对定义磁通量绳的准分界面 (QSL) 的选择和磁通量绳轴线的位置具有高度的依赖性。另外, 分离磁流管方法并不能像有限体积法那样给出体积内的磁矢势或者势场, 而只能给出螺度的数值。

分离磁流管法主要分为两类: twist number (TN) 方法和 connectivity-based (CB) 方法。TN 方法 (Guo 等, 2010, 2013; Xia 等, 2014; Valori 等, 2016; Yang 等, 2016) 仅计算 twist 项 (绕磁流绳中心的扭曲) 贡献的磁螺度, 适用于只有一个主要电流通道并且 writhe 项 (通量管中心轴线的扭曲、打结和连接) 可以忽略不计的情况。不同磁流绳的边界由准分界面确定, 准分界面位于磁场中梯度最大的位置, 具有十分有限的厚度, 但并不是无限薄的, 所以实际上是非常薄三维体。因此, 仅计算某一条磁流绳的磁螺度才是有意义的, 而不能对多条磁流绳同时计算磁螺度。

CB 方法由 Georgoulis 提出 (Georgoulis 等, 2007, 2012), 并在此后的许多研究中都有使用 (Tziotziou 等, 2012, 2013, 2014; Moraitis 等, 2014)。该方法只需要完整的矢量磁场作为光球边界条件, 利用内角法 (internal angle method) 计算连接数, 就可以自洽地估计自由能的下限和相对磁螺度。使用该方法的关键是将给定的光球磁通离散化为一些分区, 每个分区都被视为一个或多个通量管的足点。为了绘制这些足点的相对位置, 需要推断或计算日冕的磁连接性, 将光球磁通量分割为具有相反极性的连接, 也就是一系列的离散磁流管。

以上介绍了目前主要的三种磁螺度计算方法, 在本文关于磁螺度积累和传输量的估计中, 主要用到了光流法和有限体积法。

第3章 新浮活动区的磁螺度传输

在日冕当中，磁螺度是近似守恒量。由此可知，随着光球面的磁通量传输，磁螺度也会源源不断地进入到日冕中积累下来。所以，在没有日冕物质抛射的情况下，一段时间内光球面传输的磁螺度应当与相同时间内日冕中积累的磁螺度大致相当。新浮活动区就是很好的研究这两部分螺度之间关系的样本，可以用来追踪从浮现开始（ t_0 ）到计算日冕磁螺度时刻（ t_1 ）的整个磁流浮现过程，存在关系： $H_R = \int_{t_0}^{t_1} \frac{dH}{dt} dt$ 。我们计划使用新浮活动区样本，利用光流法计算光球传输磁螺度（ H_m^p ），利用有限体积法计算日冕中积累磁螺度（ H_m^c ），从观测上研究两者之间的比例关系，并探究利用不同方法计算的磁螺度差异。

3.1 第23活动周新浮活动区的磁螺度传输和积累分析

3.1.1 怀柔设备 SMFT 和 SOHO/MDI 数据简介

中国科学院国家天文台怀柔太阳观测基地自 1984 年建站以来，积累了超过 4 个太阳活动周的长周期观测数据。基地上的 35cm 太阳磁场望远镜（Solar Magnetic Field Telescope; SMFT）是一台窄带滤波磁像仪，能获得 Fe I $\lambda 5324$ 波段的光球矢量磁场和视向速度场，还可获得 H β 4861 波段的色球视向磁场和视向速度场数据。该望远镜的空间分辨率约 0.38"，视场约为 6' \times 4'，依据塞曼效应测量偏振信号，将测量到的偏振光 Stokes 参数 I, Q, U, V 强度信号转变为矢量磁场的三分量 B_x 、 B_y 和 B_z 。选择 Fe I $\lambda 5324$ 这条谱线是因为该线是一条较宽和较强的吸收线，在该线宽度内无其它谱线干扰，谱线轮廓比较规则对称，并且属于简单三分裂，该谱线郎德 g 因子为 1.5。纵场测量精度约为 10G，横场测量精度约为 150G。最常用的定标方式是线性定标，定标公式如下：

$$B_l = C_l \frac{V}{I}, B_t = C_t \sqrt{\left(\frac{Q}{I}\right)^2 + \left(\frac{U}{I}\right)^2}, \quad (3-1)$$

其中 C_l 和 C_t 分别是纵场和横场的定标系数，一般采用苏江涛和张洪起研究员给出的数值 (Su 等, 2004)，即横场定标系数为 6790 ± 52 ，纵场定标系数为 8381 ± 159.1 。横场方位角由以下公式给出，

$$\phi = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right), \quad (3-2)$$

根据上述公式就可以获得光球矢量磁场的的数据。但需要注意的是，线性定标是一种半经验的方法，适用于弱场，在实际应用中仍然存在一些问题，可能会影响矢量磁场的的数据：

1) 根据苏江涛研究员的工作，在纵场强度达到约 2800G 时，由于 Fe I $\lambda 5324$ 是磁敏线，所以裂距大于该谱线的多普勒宽度，这样弱场近似就会有一定问题，表现为非线性的磁饱和效应。

2) 由于黑子具有的视向速度分布不均匀性, 可能会导致从观测的一个空间点到另一空间点发生很大的变化。

3) 由于反正切函数的性质, 相同的自变量可对应不同的因变量, 这些因变量的差值都是 180° , 所以定标横场的方向可能和实际方向反向, 也就是所谓的 180° 不确定性问题。我们采用 Metcalf 提出、Leka 改进的最小能量法 (Minimum-Energy solution) 来解决横向磁场 180° 不确定性问题 (Metcalf 等, 2006; Leka 等, 2009)。

本项工作使用的时序演化光球纵向磁图来源于 SOHO/MDI。迈克尔逊多普勒成像仪 (MDI) 通过测量太阳光球振荡来探测太阳内部, 望远镜口径 12.5cm , CCD 为 1024×1024 像素, 视场为 $34' \times 34'$, 磁图像元分辨率为 $2''$, 观测波长范围为 $6768.8 \text{ \AA} \pm 190 \text{ m\AA}$, 时间分辨率为 3 秒。考虑到光流法计算磁螺度流时需要保证数据的连续一致性, 所以采用每 96min 拍摄一次的全日面纵向磁图来进行研究。在处理数据之前, 需要对照 SMFT 拍摄的活动区, 在 MDI 全日面磁图上截取相同的活动区并在不同的图像之间追踪活动区的运动。由于活动区跨越一定的日面纬度, 所以追踪时需要考虑较差自转的影响。我们使用下列公式来修正较差自转的影响,

$$\omega(\phi) = a + b \sin^2 \phi + c \sin^4 \phi, \quad (3-3)$$

其中 ϕ 代表日面纬度, ω 代表该纬度处的自转速度, 系数 $a = 14.326 \text{ deg/day}$, $b = -2.119 \text{ deg/day}$, $c = -1.832 \text{ deg/day}$ (Howard 等, 1990)。

3.1.2 样本选取和数据预处理

第 23 太阳活动周从 1996 年持续到 2008 年, 共记录到大约 3000 个活动区。为了追踪活动区从浮现开始完整过程, 需要选取新浮活动区 (Newly Emerging Active Region; NEAR) 来进行研究; 经过遍历, 我们一共找到 260 个新浮活动区, 再按照以下标准对这 260 个活动区进行筛选:

1) 为了降低投影效应的影响, 磁流开始浮现时新浮活动区的日面方位角小于 45° , 外推时刻活动区的日面方位角小于 35° 。

2) 浮现过程中活动区的最大纵向磁流大于 $5 \times 10^{21} \text{ Mx}$ 。

3) 为了消除磁重联、日冕物质抛射对于磁螺度计算的影响, 所有选择的活动区在磁螺度计算区间内没有 M 级以上的耀斑, 且不存在日冕物质抛射。

综合以上选择标准, 再结合怀柔数据实际观测的图像质量 (选择视宁度较好和信噪比较低的数据), 最终选择了 36 个新浮活动区作为样本, 其中 20 个位于南半球, 16 个位于北半球。磁螺度积分时间从 2-5 天不等, 图 3-1 显示的是这些新浮活动区在日面上的位置。我们将外推所选择的矢量磁图全部处理为 $1'' \times 1''$ 的分辨率, 图像大小为 224×168 像素。

由于不同仪器系统误差的存在, 不同数据区域匹配完成之后, 还需要对纵向磁图进行交叉定标。具体过程就是对纵向磁图上每个点的磁场强度进行线性拟合, 得到斜率作为交叉定标系数。例如: 以 SMFT 纵场作为横轴, MDI 作为纵轴,

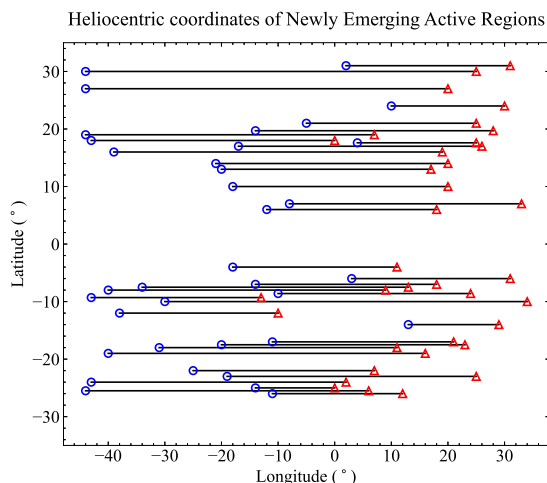


图 3-1 36 个新浮活动区计算 H_m^c 时的日心坐标，横坐标为日面经度，纵坐标为日面纬度。蓝色圆圈和红色三角分别表示传输磁螺度计算开始和结束时活动区在日面上的位置。

得到线性拟合的斜率 s ，那么就需要对 SMFT 数据每个点都乘以 s 。在做线性拟合时，需要确保相关系数大于 0.9，这样交叉定标的系数才有意义。图 3-2 展示了 36 个新浮活动区交叉定标前后两种数据纵向磁流的相关性，可以看出，交叉定标之后两种磁流的相关系数得到了很大提高，达到了 0.95，蓝色虚线展示的是拟合的 90% 置信区间。图 3-3 展示的是两个新浮活动区 AR8164 和 AR8404 做完所有预处理之后的磁图，可以看到，两种设备的数据已经完成交叉定标，可以进行下一步的计算了。

3.1.3 非线性无力场外推模型解的可靠性分析

利用非线性无力场外推 (NLFFF) 得到日冕三维矢量磁场，在利用有限体积法计算相对磁螺度之前需要做可靠性的分析。一些参数可以检测外推模型解的表现，包括：

(1) Low (1985) 指出，无力场应当满足下列条件，

$$|F_x| \ll |F_p|, \quad |F_y| \ll |F_p|, \quad |F_z| \ll |F_p|, \quad (3-4)$$

其中 F_x 、 F_y 和 F_z 是净洛伦兹力在 x 、 y 、 z 方向的分量， F_p 是总洛伦兹力的大小。 F_x 、 F_y 、 F_z 和 F_p 表示为，

$$\begin{aligned} F_x &= -\frac{1}{4\pi} \int B_x B_z dx dy \\ F_y &= -\frac{1}{4\pi} \int B_y B_z dx dy \\ F_z &= -\frac{1}{8\pi} \int (B_z^2 - B_x^2 - B_y^2) dx dy \\ F_p &= \frac{1}{8\pi} \int (B_z^2 + B_x^2 + B_y^2) dx dy, \end{aligned} \quad (3-5)$$

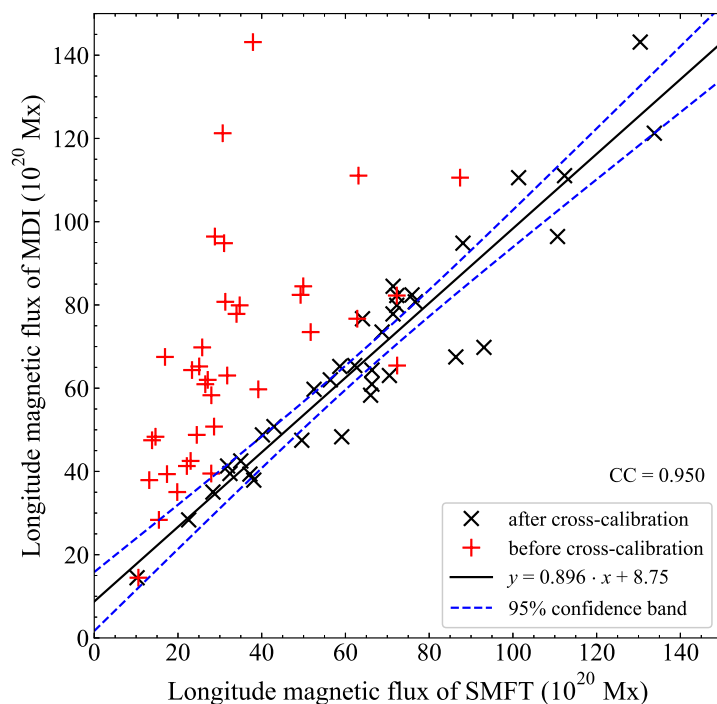


图 3-2 36 个新浮活动区的 SMFT 和 MDI 磁图的纵向磁通量之间的关系。红点和黑点分别表示交叉定标前、后的纵向磁通量，黑色实线表示拟合的回归线，蓝色虚线之间为 95% 置信区间。

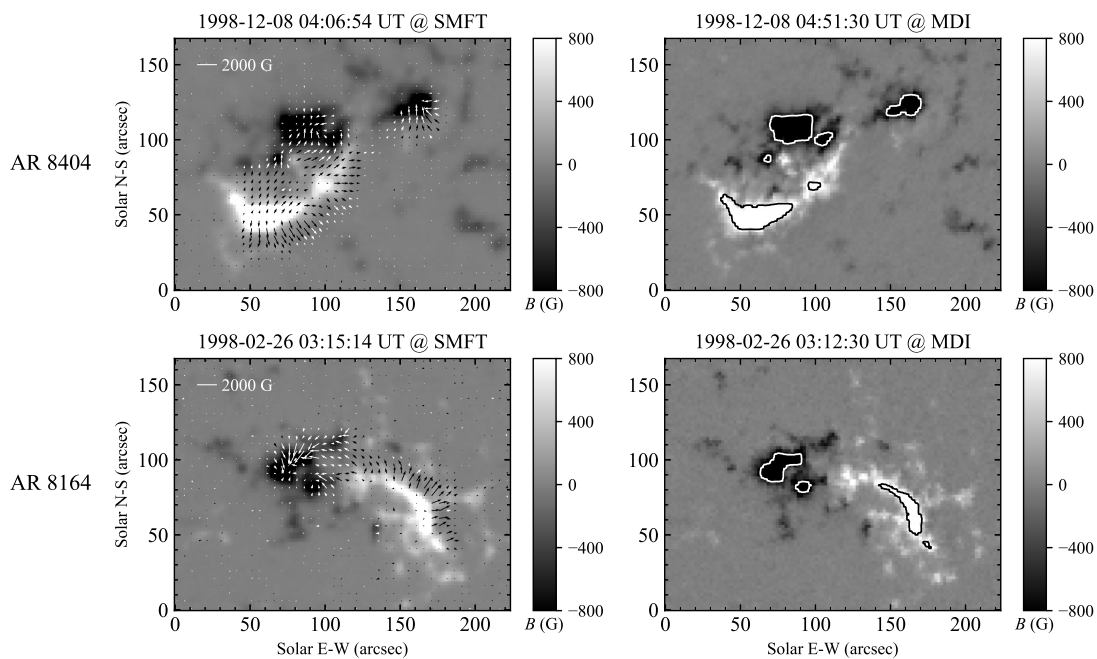


图 3-3 活动区 8164 和 8404 的 SMFT 和 MDI 磁图，其中左侧表示 SMFT 的矢量磁图；右侧表示 MDI 的纵向磁图，黑色实线代表 ± 800 高斯的 SMFT 纵场。

当观测的光球磁场满足公式 3-5 时，可以认为对应的磁场是无力场。Metcalf 等 (1995) 提出一个实际应用中的标准，如果 $|F_x/F_p|$ 、 $|F_y/F_p|$ 和 $|F_z/F_p|$ 都小于 0.1，磁场就可以视为无力场。通过对 SMFT 观测的 36 个新浮活动区光球矢量磁图无力性的计算，发现三个参数的平均值分别为 0.101、0.143 和 0.355，是不满足无力场条件的。不过，优化算法在进行外推之前需要先对观测的光球矢量磁图进行预处理，预处理过程会对原本的磁场大小、方向做一些调整，使磁场位形更符合无力场。我们分析了预处理前后活动区 8404 矢量磁图的区别，发现磁场大小的变化小于 ± 100 高斯（变化率小于 6%）；而横场方位角的变化小于 $\pm 6^\circ$ ，这说明预处理过程就是对磁图做最小的改变使之成为无力场。在做完预处理过程之后，三个参数的平均值分别为 0.005、0.004 和 0.028，36 个活动区中满足 Metcalf 提出的判断无力场标准的有 30 个活动区。

(2)NLFFF 模型解不仅应当是无力的，同时也应当是无散的。无力程度和无散程度可以由下列公式给出，

$$\begin{aligned} L_f &= \frac{1}{V} \int_V B^{-2} |(\nabla \times B) \times B|^2 dV \\ L_d &= \frac{1}{V} \int_V |\nabla \cdot B|^2 dV \\ L &= L_f + L_d, \end{aligned} \quad (3-6)$$

其中 L_f 和 L_d 分别用来计算无力程度和无散程度。除此以外，Wheatland 等 (2000) 还提出了用以判断无力性的参数——磁场和电流之间夹角的电流加权平均值，表示为，

$$\sigma_J = \left(\sum_i \frac{|J_i \times B_i|}{B_i} \right) / \sum_i |J_i|. \quad (3-7)$$

理想的无力场应当满足的条件是： $L_f = L_d = L = \sigma_J = 0$ ，外推磁场的无力性和无散性的数值列在表格 3-1 中。

(3)Wheatland 等 (2000) 还提出了一个参数来衡量外推模型解满足螺线管条件的程度，称之为分数磁流，

$$f_i = \frac{\int_{\Delta S_i} B \cdot dS}{\int_{\Delta S_i} |B| dS} \approx \frac{(\nabla \cdot B)_i \Delta V_i}{B_i A_i}, \quad (3-8)$$

即：将外推涉及的空间分为一个个分立的小立方体， A_i 是每一个小体积的表面积， B_{div} 是外推模型解 B 的螺线管分量。对于完美的无力无散模型解，应当满足： $f_i = 0$ 。而对于观测磁图的外推模型，应当保证 f_i 小于 0.01，才能进行后续的磁螺度计算 (Valori 等, 2013; Thalmann 等, 2019)。36 活动区外推模型解的 f_i 平均值列在表格 3-1 中：1 角秒分辨率下，32 活动区的 f_i 小于 0.01；2 角秒分辨率下则为 26 活动区小于 0.01。

本项工作使用了两种分辨率的磁图：1 角秒分辨率磁图和 2 角秒分辨率磁图，外推网格大小分别为 $256 \times 200 \times 120$ 和 $128 \times 100 \times 60$ 。从表格 3-1 中可以发现，1

表 3-1 非线性无力场外推模型解的可靠性分析

	L_f	L_d	L	σ_J	f_i
1"	0.128 ± 0.011	0.081 ± 0.007	0.210 ± 0.018	0.086 ± 0.003	0.007 ± 0.000
2"	0.172 ± 0.018	0.102 ± 0.010	0.274 ± 0.028	0.087 ± 0.003	0.014 ± 0.000

角秒外推模型的解比 2 角秒的更接近无力无散场，各项参数在阈值范围内的比例为 70%。

3.1.4 分辨率对磁螺度计算的影响

一些研究工作表明，外推方法 + 有限体积法计算得到的磁螺度数值和输入磁图的像元分辨率大小有很大关系 (DeRosa 等, 2015; Valori 等, 2016)。(DeRosa 等, 2015) 指出，随着像元分辨率的降低计算磁能的数值会增大，而磁螺度的数值大小和分辨率的变化关系不大。在我们这项工作中，发现磁螺度和磁能的数值会随着像元分辨率的降低而同时增大，不同的像元分辨率基本不会影响计算螺度的符号。

我们用非线性无力场外推法 + 有限体积法计算活动区上方日冕中积累的相对磁螺度 h_m^c ，用光流法计算活动区区域光球面传输的磁螺度流积分 $h_m^p (H_m^p = \int_{t_0}^{t_1} \frac{dH}{dt} dt)$ ，计算结果列在表格 3-2 中。表格中磁通量的单位都是 10^{20} Mx，磁螺度的单位都是 10^{40} Mx²。

从表格中列出的数据可以发现：首先，像元分辨率会影响具体的磁螺度数值和符号。对于非线性无力场外推法 + 有限体积法，35 个活动区（97.22%）不同分辨率计算的 h_m^c 同号，36 个活动区（100%）计算的磁 h_m^p 绝对值随着分辨率的减小而增加。对于 LCT 方法，32 个活动区（88.89%）计算的 h_m^p 同号，28 个活动区（77.78%）计算的 h_m^p 绝对值随着分辨率的增大而增加。对于 DAVE 方法，35 个活动区（97.22%）计算的 h_m^p 同号，33 个活动区（91.67%）计算的 h_m^p 绝对值随着分辨率的增大而减少。这一结果说明 LCT 在三种方法中随着分辨率的变化最为敏感。

第二，像元分辨率变化会影响 h_m^c 和 h_m^p 的关系。对于 h_m^c 和 LCT 计算的 h_m^p ，1" 时 26 个活动区（72.22%）的两种螺度同号，2" 时则有 25 个活动区（69.44%）同号，28 个活动区（77.78%）的 h_m^p 在 2" 分辨率下更接近 h_m^c 。对于 h_m^c 和 DAVE 计算的 h_m^p ，1" 时 29 个活动区（80.56%）的两种螺度同号，2" 时则有 27 个活动区（75%）同号，19 个活动区（52.78%）的 h_m^p 在 2" 分辨率下更接近 h_m^c 。上述分析表明，随着像元分辨率的降低，两种螺度的符号差异变大，而数值的差异变小。

第三，我们在表格 3-2 中列出“净磁螺度” ($h_m^c - h_m^p$)，而“净磁螺度”的分布也会影响两种螺度的比较。 ΔH_{LCT} 表示 h_m^c 减去对应的 LCT 计算的 h_m^p ， ΔH_{DAVE}

表 3-2 不同分辨率下不同方法计算的 H_m^c 和 H_m^p 。

编号	NOAA	半球	F_{SMEFT} (10^{20} Mx)	F_{MDI} (10^{20} Mx)	Slope	$H_{NLFFF,1}$ (10^{40} Mx ²)	$H_{NLFFF,2}$ (10^{40} Mx ²)	$H_{COM,1}$ (10^{40} Mx ²)	$H_{COM,2}$ (10^{40} Mx ²)	$H_{LCT,1}$ (10^{40} Mx ²)	$H_{LCT,2}$ (10^{40} Mx ²)	$H_{DAVE,1}$ (10^{40} Mx ²)	$H_{DAVE,2}$ (10^{40} Mx ²)	$H_{NLFFF,2} - H_{LCT,2}$ (10^{40} Mx ²)
1	7988	S	10.546	14.464	0.97	0.6801	0.7035	0.8538	0.7024	-0.5699	-1.5624	-1.5417	-2.0954	2.2659
2	8026	S	72.347	65.441	0.86	-31.344	-54.966	-21.389	-43.022	-29.983	-90.074	-7.7800	-38.030	35.108
3	8032	S	27.943	39.497	1.16	24.074	38.948	23.945	47.653	34.785	30.764	11.323	17.942	8.1839
4	8052	N	19.826	35.048	1.43	4.7167	8.1977	7.1640	9.2655	23.022	22.251	11.202	16.417	-14.053
5	8093	N	25.064	65.221	2.34	-4.6639	-19.412	1.2591	-9.3317	90.275	55.799	57.939	92.771	-75.212
6	8122	N	27.111	62.000	2.08	11.880	18.820	4.7300	8.4082	117.49	84.383	30.934	28.729	-65.563
7	8123	N	31.757	63.045	2.22	89.249	137.91	53.480	103.92	235.37	196.80	201.53	258.87	-58.896
8	8164	N	31.301	80.748	2.45	-134.64	-236.47	-127.32	-204.16	-297.46	-166.98	-104.40	-171.17	-69.497
9	8205	N	24.492	48.781	1.64	-14.662	-25.880	-13.56	-25.880	-26.848	-7.6521	-25.771	-39.970	-18.228
10	8226	N	49.288	82.416	1.54	-13.980	-32.700	1.4000	21.460	-225.88	-87.065	-88.944	-91.053	54.365
11	8404	S	63.111	111.06	1.78	-316.35	-404.75	-290.13	-383.29	-315.59	-276.15	-144.62	-218.28	-128.60
12	8582	N	87.382	110.58	1.16	-264.86	-376.75	-255.24	-366.15	-335.18	-213.60	-179.27	-223.44	-163.15
13	8722	N	51.696	73.482	1.33	1.0508	-1.9584	-1.5764	-12.163	91.241	15.976	126.23	156.47	-17.934
14	9058	S	23.021	42.520	1.52	-14.199	-19.371	-11.669	-20.561	-29.731	-25.237	-7.0931	-5.1213	5.8658
15	9170	S	72.267	82.261	1.00	51.573	89.848	47.744	108.30	284.07	71.979	127.04	153.02	17.868
16	9297	N	22.121	41.300	1.44	7.9179	14.314	-7.8234	9.0389	-0.8762	-8.3361	1.1403	-7.7049	22.650
17	9366	S	62.819	76.688	1.02	-29.674	-114.28	-28.189	-88.737	76.328	82.666	85.825	120.11	-196.94
18	9396	S	33.984	77.843	2.10	37.551	71.199	41.936	79.599	6.2934	-72.712	12.379	12.459	143.91
19	9417	S	49.922	84.479	1.43	59.832	95.935	91.294	143.62	101.79	60.698	52.902	70.416	35.238
20	9456	N	39.185	59.728	1.34	7.3409	17.451	12.404	24.099	73.726	44.390	35.098	52.845	-26.939
21	9533	S	28.617	50.772	1.50	11.714	19.366	18.290	28.872	37.126	14.193	-5.1202	-11.304	5.1736
22	9559	S	15.446	28.363	1.46	9.3220	15.502	12.667	24.722	24.092	11.321	17.029	24.869	4.1815
23	9692	N	37.911	143.15	3.44	-110.37	-160.04	-165.97	-272.37	-473.54	-397.03	-138.14	-202.46	236.99
24	9873	S	28.817	96.433	3.84	149.74	221.27	120.24	216.10	-471.96	-213.36	-180.26	-281.71	434.63
25	9924	S	27.970	58.307	2.36	-14.350	-40.072	-19.866	-41.198	-2.0703	-17.749	-4.7059	-3.6100	-22.323
26	10045	S	23.354	64.356	2.84	39.730	68.336	39.949	74.439	-8.1930	-14.775	16.129	29.799	83.112
27	10057	S	34.740	79.907	2.08	49.966	84.139	66.290	105.85	77.670	26.257	42.224	62.584	57.881
28	10132	N	31.011	94.837	2.84	220.08	322.44	263.86	366.37	651.38	474.31	342.68	504.95	-151.87
29	10188	N	26.525	60.957	2.50	-73.620	-120.83	-76.440	-122.58	-139.68	-25.352	-77.440	-87.480	-95.478
30	10268	N	14.630	48.329	4.04	-118.82	-176.80	-106.16	-142.53	-7.9116	3.2553	-15.430	-23.874	-180.06
31	10692	S	17.378	39.356	2.14	2.4605	9.8629	4.7311	14.543	-112.01	-90.393	7.7930	45.204	100.26
32	10747	S	13.808	47.490	3.59	10.891	12.995	12.649	12.851	-2.0447	3.3002	-15.123	-25.226	9.6951
33	10813	S	16.901	67.508	5.11	-67.947	-96.654	-74.954	-126.51	-212.65	-178.02	-127.63	-149.79	81.366
34	10838	N	25.785	69.802	3.61	-40.634	-69.189	-10.672	-23.796	-222.56	-63.706	-65.846	-68.241	-5.4829
35	10848	S	30.685	121.26	4.36	163.65	226.68	112.31	198.39	-171.77	-80.463	137.77	181.66	307.14
36	10869	S	13.138	37.914	2.90	-7.8069	-20.576	-9.7788	-29.159	8.2820	-4.0866	3.3761	4.6432	-16.490

则表示 h_m^c 减去对应的 DAVE 计算的 h_m^p 。对于北半球的 16 个活动区，1" 时有 9 个活动区 (56%) 的 ΔH_{LCT} 为负，2" 时有 13 个活动区 (81%) 的 ΔH_{LCT} 为负；1" 时有 12 个活动区 (56%) 的 ΔH_{DAVE} 为负，2" 时有 10 个活动区 (81%) 的 ΔH_{DAVE} 为负。而对于南半球的 20 个活动区，1" 时有 11 个活动区 (55%) 的 ΔH_{LCT} 为正，2" 时有 16 个活动区 (80%) 的 ΔH_{LCT} 为正；1" 和 2" 时同时有 11 个活动区 (55%) 的 ΔH_{DAVE} 为正。上述分析表明，至少有超过 55% 的活动区的螺度符号符合半球螺度法则，2" 时的比例都要超过 1"。并且，“净磁螺度”和两种螺度的数量级是相当的。显然，在新浮活动区磁流浮现之前就已存在于日冕中的这部分“净磁螺度”，会对 h_m^c 与 h_m^p 的比较造成影响。

3.1.5 不同光流法对磁螺度计算的影响

如 2.4.1 所述，不同光流法都可以给出光球表面的速度场，利用快速傅里叶变换得到磁矢势，就可以从公式 2-4 推导出磁螺度流的数值。但是，不同方法给出的速度场并不相同，这也造成了计算的传输磁螺度存在差异。

1" 时，LCT 和 DAVE 计算的 h_m^p 在 31 个活动区 (86.11%) 中同号，27 个活动区 (75%) LCT 计算的 h_m^p 数值更大，27 个活动区 (75%) DAVE 计算的 h_m^p 比 LCT 计算的 h_m^p 更接近 h_m^c 。而在 2" 时，LCT 和 DAVE 计算的 h_m^p 在 28 个活动区 (77.78%) 中同号，23 个活动区 (63.89%) DAVE 计算的 h_m^p 数值更大，19 个活动区 (52.78%) DAVE 计算的 h_m^p 比 LCT 计算的 h_m^p 更接近 h_m^c 。这一结果表明无论采用哪种像元分辨率的磁图，DAVE 计算的 h_m^p 都更接近 h_m^c 。

从图 3-4(a)、(b)、(c)、(d) 中可以看出，在 $|H_m^c| > 10^{42} \text{ Mx}^2$ 的区间内，点的分布比 $|H_m^c| < 10^{42} \text{ Mx}^2$ 的区间内更集中在拟合线（黑色直线）附近，DAVE 计算的结果则比 LCT 的分布更加集中。这表明在那些磁螺度数值比较大（一般也是纵向磁通量较大）的活动区中， $|H_m^p|$ 与 $|H_m^c|$ 更加吻合。

上文提及，Chae (2007) 研究了活动区 10696 的磁螺度传输情况，他们指出 DAVE 计算的 h_m^p 系统地大于 LCT 计算的 h_m^p ，而两者之间的差异小于 10%。从图 3-4(e) 中可以发现，在那些磁螺度数值比较小的活动区 ($|H_m^p| < 10^{41} \text{ Mx}^2$)，DAVE 计算的 h_m^p 系统地大于 LCT；而对于那些磁螺度数值比较大的活动区，DAVE 计算的 h_m^p 系统地小于 LCT。参照图 3-4(f)，对于 2" 磁图，两种方法计算的 h_m^p 之间的关系则没有明显的趋势。通过估计，两种 h_m^p 之间的差异与分辨率有关，1" 时差异约为 50%，2" 时则为 7.3%。

3.1.6 不同纵场数据对磁螺度计算的影响

我们引入了一种“合成的”矢量磁场数据，即：MDI 纵场 + SMFT 横场，并且对新的矢量磁场数据也计算了相对磁螺度，结果列在表格 3-2 中。可以发现，两种数据计算的磁螺度十分接近，我们将结果绘制在图 3-5 中。

在 1" 时，32 个活动区 (88.89%) 计算的两种 h_m^c 同号，两种 $|H_m^c|$ 线性拟合的相关系数为 0.968。2" 时，同号的活动区有 35 个 (97.22%)，两种 $|H_m^c|$ 线性

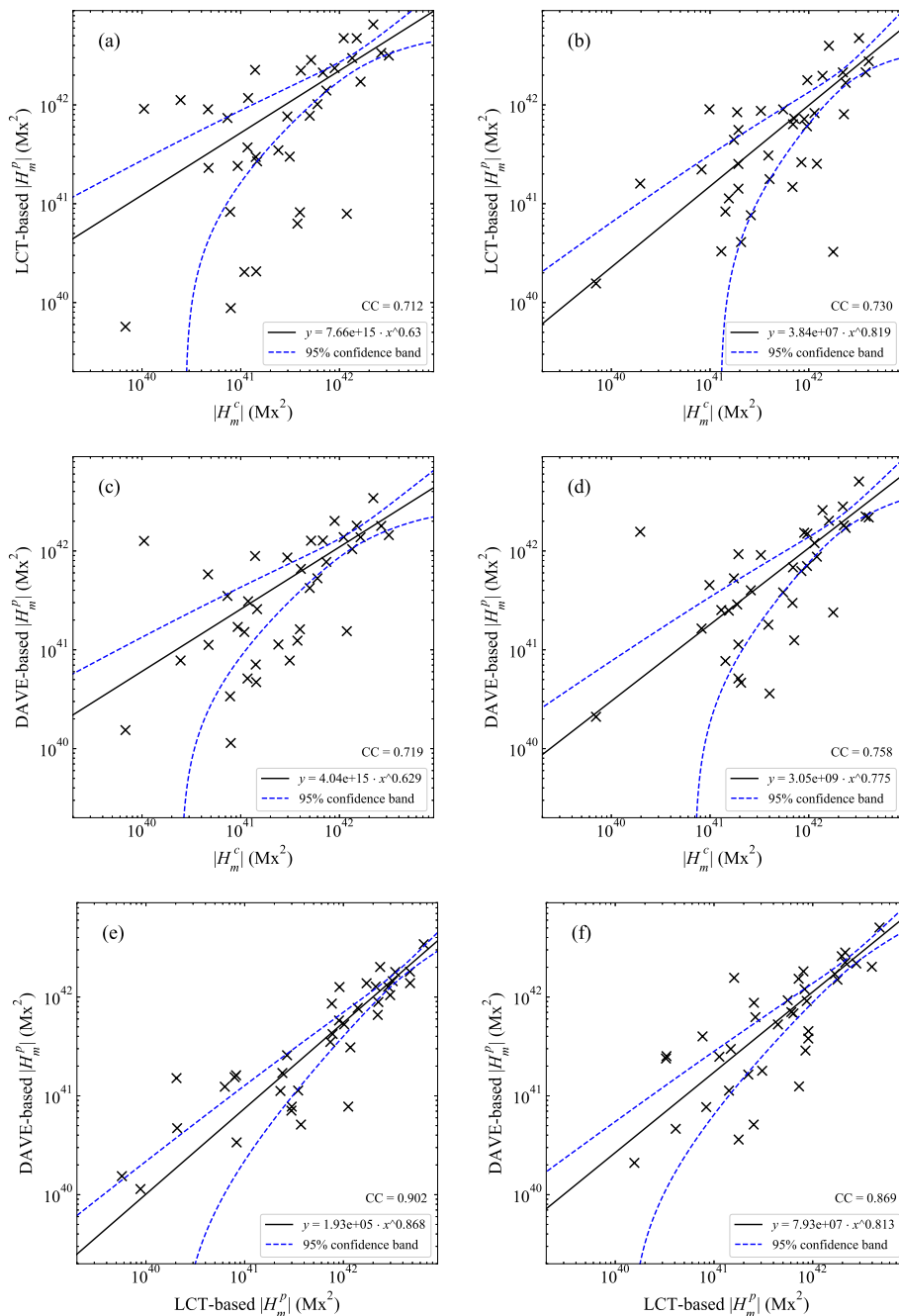


图 3-4 不同光流法得到的 H_m^p 和相对磁螺度 H_m^c 之间的关系，左、右两列分别代表 1 角秒、2 角秒数据。

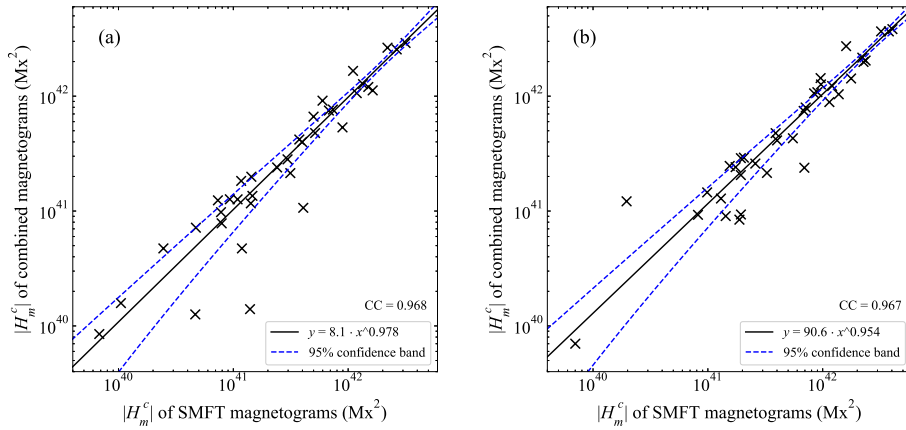


图 3-5 SMFT 矢量磁图和组合矢量磁图计算的 H_m^c ，左图和右图分别为 1 角秒、2 角秒数据

拟合的相关系数为 0.967。这一结果表明：对于两种设备磁图的交叉定标过程是准确的，可以进行后续的磁螺度计算。

3.1.7 讨论与小结

Yang 等 (2013, 2018) 通过数值模拟研究发现日冕中的相对磁螺度 h_m^c 和光球面传输的磁螺度 h_m^p 之间的差异小于 10%，然而通过对观测数据的计算发现， h_m^c 和 h_m^p 之间的差异很大，有些活动区的差异甚至有 10 倍以上。我们尝试分析了造成 h_m^c 和 h_m^p 之间差异的原因，认为可能有以下六点：

1) 不同像元分辨率的输入磁图的噪声水平是不一样的，这会影响磁螺度计算的数值，进而影响 h_m^c 和 h_m^p 的关系，所以恰当地选择分辨率以压制噪声十分重要。

2) 新浮现活动区磁流浮现之前，其对应的日冕区域已有一些磁螺度，这部分磁螺度的符号遵从半球螺度法则 (>55%)。

3) h_m^p 的测量值依赖于所选择的计算方法，LCT 计算的 h_m^p 对于分辨率的变化更加敏感，两种 h_m^p 之间的差异与分辨率有关，1" 时差异约为 50%，2" 时则为 7.3%。

4) 一些研究工作表明 (Su 等, 2004)，现在 SMFT 使用的定标系数偏小（相较于速度定标），尤其是横场的定标系数，这也会造成对于 h_m^c 的估计系统地偏小。

5) 我们使用公式 2-4 来计算磁螺度流，但是在光球层附近，磁雷诺数并不是无限大，而是有限的数值，所以耗散会影响磁螺度的传输，应该考虑湍流过程的磁扩散率。Chae 等 (2008b) 估计了不同尺度下的磁扩散率数值并给出了扩散项在整体中所占的比例。MDI 全日面纵向磁图的像元分辨率约为 1435km/pixel (1".98)，那么磁扩散率的平均值约为 $25\text{km}^2/\text{s}$ ，假设光球层典型的等离子体速度为 $0.3\text{km}/\text{s}$ ，那么耗散项在整体中的占比约为 15%，这表明我们对于 h_m^p 的估计值系统地偏高。

6) 我们对积分区间内 36 个活动区对应的耀斑进行了统计，发现 M 级以上的耀斑只有 2 个，所有的耀斑都没有对应日冕物质抛射，是受限耀斑，这表明不会

有日冕物质抛射带走日冕中的磁螺度而影响对 h_m^c 的估计。但是, Yang 等 (2009) 曾经指出, 相邻活动区之间会存在磁螺度的传输, 因而有可能是磁螺度的传输影响了对 h_m^c 的估计。

3.2 第 24 活动周新浮活动区的磁螺度传输和积累分析

磁螺度的计算容易受到包括像元分辨率、输入磁图、计算方法等因素的影响, 为了进一步研究影响磁螺度计算的因素, 我们选取了第 24 太阳活动周的 127 个新浮活动区作为样本来进行计算。与上一项工作一致的是, 日冕中磁螺度 H_m^c 的计算仍然选用的是非线性无力场外推结合有限体积法; 不同点在于传输磁螺度的计算, 本项工作选用矢量磁图的差分速度仿射方法 (Differential Affine Velocity Estimator for Vector Magnetograms; DAVE4VM) 来计算光球面传输的磁螺度 H_m^p 。

3.2.1 SDO/HMI 数据简介

本项工作利用的是 SDO/HMI 的矢量磁场数据, 时间分辨率为 12 分钟。HMI 探测器主要是用来研究日震和太阳光球磁场测量的, 通过反演法来获得矢量磁场。该设备使用基于 MilneEddington(ME) 方法的反演代码 (Borrero 等, 2011) 将偏振信号转化为磁场数据, 而反演过程中的 180 度不确定性问题则通过最小能量算法 (Metcalf 等, 2006; Leka 等, 2009) 来解决。

HMI 有很多的科学产品, 其中与活动区矢量磁场有关的有两种: hmi.sharp_720s 和 hmi.sharp_cea_720s (Sun, 2013)。前者给出的数据主要是三个二维数组, 包括: 磁感应强度 B 、倾角 θ 和方位角 ϕ , 这些数据经过坐标变化可以转化为直角坐标系下的矢量磁场 B_x 、 B_y 和 B_z 。而后者给出的矢量磁场, 则经过了圆柱等面积投影 (Cylindrical Equal Area; CEA), 标准的 cea 坐标对应的是球面的经度和纬度, 包括: B_r 、 B_θ 和 B_ϕ , 转换关系为: $B_x = B_\phi$ 、 $B_y = -B_\theta$ 和 $B_z = B_r$ 。本项工作中使用的矢量磁场数据都来自于 hmi.sharp_cea_720s, 像元分辨率约为 $0.''5$ 。

3.2.2 非线性无力场外推模型解的可靠性分析

在利用有限体积法计算相对磁螺度之前需要做可靠性的分析 (详见 3.1.3 的分析)。我们对 $0.''5$ 磁图计算了 $|F_x/F_p|$ 、 $|F_y/F_p|$ 和 $|F_z/F_p|$, 平均值分别为: 0.078、0.081 和 0.188, 这一结果好于 SMFT 观测磁图, 但仍然没有达到 Metcalf 等人提出的标准。在经过优化算法的预处理过程之后, 三个参数的平均值为: 0.004、0.004 和 0.023, 满足无力场条件。另外, 外推模型解的分数磁流 f_i 磁场和电流之间夹角的电流加权平均值 θ_J 的平均值分别为 7.3×10^{-4} 和 10.38° 。这表明利用非线性无力场外推得到的模型解符合无力条件和无散条件, 可以用有限体积法计算相对磁螺度。

3.2.3 日冕磁螺度 (h_m^c) 和传输磁螺度 (h_m^p) 的关系

与对第 23 活动周的分析类似，我们仍然定义非线性无力场外推 + 有限体积法计算的日冕相对磁螺度为 h_m^c ，DAVE4VM 计算的积分磁螺度流为 h_m^p 。对于每个活动区，分别在日面坐标经度 -30° 和 30° 选择三维矢量磁图利用磁场外推 + 有限体积法得到磁螺度，后者减去前者的差值为 h_m^c 。再利用 DAVE4VM 方法对从 -30° 和 30° 相同区域光球面传输的磁螺度流进行积分得到 h_m^p ，计算结果列在表格 3-3 中。表格中磁通量的单位都是 10^{20} Mx，磁螺度的单位都是 10^{40} Mx²。

表 3-3 不同像元分辨率下不同方法计算的 H_m^c 和 H_m^p 。5、7、9 列是日冕中的相对磁螺度 h_m^c ，6、8、10 列是光球面传输的磁螺度 h_m^p ，下角标的“0.5”、“1”和“2”分别代表 0.5”、1”和 2”像元分辨率的磁图。

编号	NOAA	半球	磁通量 (10^{20} Mx)	$H_{m,0.5}^c$ (10^{40} Mx ²)	$H_{m,0.5}^p$ (10^{40} Mx ²)	$H_{m,1}^c$ (10^{40} Mx ²)	$H_{m,1}^p$ (10^{40} Mx ²)	$H_{m,2}^c$ (10^{40} Mx ²)	$H_{m,2}^p$ (10^{40} Mx ²)
1	11072	S	21.73	-16.53	-216.53	-28.44	-144.60	-48.00	-129.44
2	11076	S	15.40	27.82	122.28	50.71	97.08	99.88	77.00
3	11084	S	40.21	-3.49	220.41	-5.96	167.90	-14.26	21.21
4	11098	N	23.33	5.13	5.91	8.76	8.81	10.52	7.69
5	11105	N	18.27	-10.31	-103.72	-19.56	-84.79	-27.51	-56.55
6	11122	N	8.01	3.01	-2.71	5.40	-5.49	10.31	-2.39
7	11132	N	9.95	0.05	-1.09	-0.25	0.04	0.72	2.37
8	11158	S	82.44	40.70	2224.79	650.89	1768.12	905.20	1157.41
9	11188	S	12.27	-0.96	6.60	-1.51	6.34	-4.53	3.97
10	11200	S	29.96	-0.33	98.93	-2.00	102.78	-0.92	77.99
11	11214	S	21.81	3.08	139.38	2.93	112.45	4.45	90.92
12	11239	N	15.73	3.60	-24.81	7.55	-21.76	13.74	-13.79
13	11241	N	18.06	-4.96	-78.91	-8.65	-75.41	-12.86	-66.35
14	11242	N	15.89	25.37	67.45	41.10	54.21	80.75	52.25
15	11267	S	56.39	12.14	-28.47	23.79	-2.81	41.23	6.07
16	11273	S	16.55	1.60	38.60	4.01	37.00	7.34	19.60
17	11294	S	38.08	-4.39	61.53	-7.79	73.41	-14.82	74.67
18	11304	N	27.80	-2.53	-28.15	-3.39	-22.05	0.19	-15.42
19	11311	S	50.84	-2.15	90.66	-3.42	75.82	-6.81	61.28
20	11318	N	15.01	9.65	55.19	18.64	45.50	38.95	24.31
21	11321	S	32.90	-6.47	19.94	-15.42	11.50	-33.79	5.34
22	11327	S	45.25	-23.85	-26.26	-39.12	66.62	-61.12	261.70
23	11334	N	48.14	10.13	-37.40	18.96	-62.84	22.18	-62.84
24	11361	N	60.25	-0.96	-142.47	-15.68	-142.54	-4.08	-116.95
25	11365	N	28.02	-0.70	3.42	-1.48	3.87	1.05	0.93
26	11397	S	42.74	-7.99	58.52	-13.94	60.50	-20.80	43.85
27	11398	N	35.97	13.97	5.10	32.33	-17.78	53.42	5.43
28	11400	S	5.69	-0.28	3.71	-0.78	3.60	-1.84	2.16
29	11416	S	87.72	-6.70	304.96	-101.34	331.37	-157.62	43.70
30	11422	N	51.50	-41.91	-742.44	-69.72	-784.30	-92.13	-574.21
31	11435	S	41.05	1.87	48.39	37.49	39.98	62.20	32.56
32	11449	S	7.56	-3.31	5.19	-4.84	6.98	-7.74	9.68
33	11455	N	63.88	-0.40	-69.59	-6.68	-53.25	-5.89	-17.92

接下一页表格

(续表)

编号	NOAA	半球	磁通量 (10^{20} Mx)	$H_{m,0.5}^c$ (10^{40} Mx ²)	$H_{m,0.5}^p$ (10^{40} Mx ²)	$H_{m,1}^c$ (10^{40} Mx ²)	$H_{m,1}^p$ (10^{40} Mx ²)	$H_{m,2}^c$ (10^{40} Mx ²)	$H_{m,2}^p$ (10^{40} Mx ²)
34	11465	S	96.22	-12.16	-692.72	-191.37	-503.53	-246.65	-371.68
35	11472	S	73.52	-2.08	-12.94	-30.41	-28.98	-57.23	-38.03
36	11492	S	113.27	-7.49	21.62	-106.10	-12.56	-196.08	24.49
37	11497	S	57.24	-2.51	163.66	-38.89	168.76	-54.37	162.68
38	11511	N	5.98	0.45	-16.52	0.89	-14.54	2.16	-5.37
39	11512	S	83.34	-31.56	-78.92	-57.88	-30.16	-98.00	-47.94
40	11523	S	64.28	-2.38	96.19	-34.08	93.87	-70.22	25.66
41	11533	S	41.45	-7.29	5.58	-12.83	5.12	-26.26	-8.16
42	11670	N	63.46	1.99	401.86	33.18	321.37	51.42	152.16
43	11675	N	47.90	-1.75	-149.41	-3.60	-126.32	1.89	-71.54
44	11781	N	24.44	1.82	-41.32	28.63	-46.42	42.07	-36.48
45	11784	S	47.09	-1.60	130.13	-25.19	168.24	-43.60	140.55
46	11992	S	19.50	-2.61	46.79	-3.31	58.98	-4.24	60.77
47	12009	N	21.39	1.57	-28.61	1.19	-27.93	0.46	-13.58
48	12029	N	62.12	10.15	107.51	19.97	112.28	31.88	101.14
49	12036	S	52.99	18.25	2422.85	355.85	1934.21	574.90	1214.58
50	12037	S	77.13	-1.11	-51.11	2.32	-43.91	10.05	-8.22
51	12052	S	92.22	-1.63	-72.09	-2.44	-69.88	3.48	-54.79
52	12063	N	85.05	-0.26	79.33	-10.59	85.97	-21.56	91.80
53	12064	N	29.24	2.16	22.12	9.88	18.52	15.90	8.65
54	12082	N	140.71	3.22	-1449.99	64.09	-1341.59	77.93	-1058.19
55	12086	S	11.93	-0.55	-5.31	-1.19	-5.41	-2.77	-5.49
56	12119	S	18.58	-0.88	128.38	-0.96	130.21	3.11	105.42
57	12188	N	7.83	1.87	-14.76	3.19	-12.35	8.03	-11.89
58	12193	S	45.24	1.02	-9.03	12.64	-37.80	29.75	-68.15
59	12202	N	23.16	-17.06	-172.55	-29.45	-144.06	-50.26	-106.65
60	12203	N	49.49	1.92	-7.68	33.02	34.30	67.69	30.44
61	12219	N	36.85	2.28	99.14	42.83	68.86	66.09	25.30
62	12233	N	11.67	1.07	4.24	1.79	5.16	3.30	0.27
63	12234	N	34.16	-12.78	-540.91	-21.36	-442.34	-29.21	-312.00
64	12239	N	51.27	2.02	166.08	32.89	134.06	64.64	99.48
65	12241	S	200.33	-11.29	2820.79	-227.91	2382.11	-283.08	1622.48
66	12244	S	81.05	1.20	-202.64	20.68	-145.16	27.46	-55.09
67	12257	N	52.84	-15.76	237.90	281.25	258.43	-442.89	180.11
68	12260	N	41.67	0.88	14.27	7.64	26.82	-1.66	31.12
69	12266	S	50.57	-0.58	278.18	-10.27	200.54	-20.35	98.74
70	12271	N	29.27	-5.64	-358.71	-3.86	-305.94	6.56	-220.02
71	12273	N	10.26	12.33	124.16	25.62	93.76	48.02	64.11
72	12275	S	19.48	-0.31	48.48	-5.25	46.51	-10.19	5.81
73	12283	N	6.16	-1.51	-7.00	-2.65	-2.78	-5.50	-1.74
74	12287	N	41.69	-1.25	-107.02	-0.10	-113.71	2.42	-103.40
75	12336	N	24.36	0.09	-69.49	-0.47	-51.99	0.96	-44.69
76	12355	S	30.66	-4.14	-2.95	-8.95	-0.88	-17.71	-4.03
77	12363	N	5.04	1.62	1.33	3.12	3.24	7.58	2.22
78	12374	N	3.81	-0.03	3.79	0.14	3.77	0.19	1.23
79	12382	S	5.16	-0.47	1.19	-0.85	0.65	-1.49	-0.95
80	12399	S	5.62	0.02	0.24	-0.08	0.76	-0.68	-3.80
81	12404	N	18.85	3.27	-16.28	5.91	-21.88	13.97	-16.21

接下一页表格

(续表)

编号	NOAA	半球	磁通量 (10^{20} Mx)	$H_{m,0.5}^c$ (10^{40} Mx ²)	$H_{m,0.5}^p$ (10^{40} Mx ²)	$H_{m,1}^c$ (10^{40} Mx ²)	$H_{m,1}^p$ (10^{40} Mx ²)	$H_{m,2}^c$ (10^{40} Mx ²)	$H_{m,2}^p$ (10^{40} Mx ²)
82	12423	S	13.63	-0.90	7.11	-1.38	7.00	-1.69	4.83
83	12425	S	17.92	-0.79	17.28	-1.74	15.35	-3.86	7.93
84	12427	N	103.48	-0.92	-554.49	-15.67	-488.89	-0.32	-317.72
85	12440	N	14.45	2.02	17.03	2.89	11.35	7.17	-0.62
86	12441	N	35.16	11.48	-42.54	20.60	-39.47	38.02	-25.33
87	12447	N	11.79	-0.002	0.57	-0.03	-0.42	-0.31	1.97
88	12453	N	15.30	0.27	-33.55	0.62	-32.80	2.19	-21.13
89	12455	N	20.45	4.30	-16.47	7.92	-14.39	13.23	-8.01
90	12467	S	15.54	-0.69	-15.45	-1.97	-12.30	-5.94	-2.40
91	12483	N	65.37	14.92	-340.07	28.56	-315.06	47.55	-196.83
92	12494	S	36.17	7.47	1061.22	119.76	834.13	188.16	403.88
93	12504	N	7.84	2.06	6.58	4.18	4.97	8.34	3.89
94	12508	N	9.18	1.12	-3.25	2.08	-5.45	3.29	-1.47
95	12521	N	37.97	6.81	-31.68	12.45	-71.34	31.87	-66.36
96	12530	N	10.02	4.12	33.58	7.94	19.94	14.69	4.69
97	12538	N	13.30	-1.60	-3.29	-3.02	-3.05	-6.44	-1.31
98	12543	S	19.65	-4.36	-122.45	-7.88	-138.12	-18.51	-105.42
99	12554	N	13.40	12.76	21.77	22.39	18.15	33.91	15.65
100	12571	N	27.00	8.53	322.59	151.41	244.92	236.61	164.56
101	12579	N	36.98	-2.41	-319.92	-42.80	-247.40	-63.56	-119.63
102	12581	N	59.40	28.81	-182.51	54.77	-132.12	113.18	-137.30
103	12603	N	24.64	4.66	-1.75	9.80	1.31	15.05	-13.91
104	12604	N	15.62	8.51	-1.23	15.74	-1.04	31.88	-4.42
105	12610	N	46.85	0.31	-76.85	4.58	-66.92	10.36	-30.44
106	12614	N	41.13	-1.55	56.81	-1.67	41.96	1.17	31.21
107	12619	N	9.11	1.98	13.58	2.99	12.80	4.51	3.98
108	12627	N	61.77	0.20	195.58	5.56	163.43	17.15	114.75
109	12628	N	124.26	2.12	275.57	33.94	309.69	51.93	439.27
110	12629	N	75.26	-0.64	-102.93	-11.03	-117.73	-25.65	-87.08
111	12635	N	26.70	0.53	89.28	1.22	92.26	3.70	40.81
112	12645	S	105.44	-0.30	183.74	-5.20	163.18	24.43	135.96
113	12655	N	31.88	6.89	-16.35	13.15	-14.15	25.56	-5.27
114	12659	N	41.58	1.69	-8.31	21.80	-22.81	1.97	-15.09
115	12663	N	16.82	9.32	136.59	12.51	106.42	19.54	39.41
116	12666	N	13.95	2.57	-21.59	4.43	-21.16	6.36	-6.52
117	12678	N	39.34	-1.36	14.80	0.30	10.49	2.47	-2.40
118	12689	S	38.45	7.83	65.92	16.70	47.51	30.91	20.04
119	12697	S	14.77	-2.06	6.29	-4.84	7.52	-8.94	5.25
120	12700	N	6.73	3.67	49.02	7.46	46.30	15.50	34.94
121	12704	N	23.61	1.01	2.48	2.65	2.61	5.81	-0.38
122	12715	N	55.50	-24.48	-347.99	-34.16	-276.14	-50.18	-232.41
123	12719	S	37.94	-0.35	20.94	-1.47	20.24	-4.53	21.40
124	12722	S	11.96	-2.04	-5.92	-3.47	-5.50	-6.73	1.59
125	12723	S	6.94	4.05	37.29	5.64	22.13	11.79	12.46
126	12726	N	5.74	0.14	10.83	0.25	11.97	0.48	9.71
127	12728	N	7.18	1.40	0.87	2.26	0.13	3.63	-0.08

从表格中的数据可知：DAVE4VM方法计算的光球面传输的磁螺度 h_m^p 仍然大于日冕中的磁螺度 h_m^c ，差异随着分辨率的降低而减小。图 3-6、3-7、3-8 显示的是三种分辨率下 $|H_m^c|$ 和 $|H_m^p|$ 的关系，在 0.5" 时，有 66 个活动区（52%）两种磁螺度是同号的， $|H_m^p|$ 平均值约为 $|H_m^c|$ 平均值的 30 倍，拟合的相关系数是 0.651。在 1" 时，有 70 个活动区（55%）两种磁螺度是同号的， $|H_m^p|$ 平均值约为 $|H_m^c|$ 平均值的 4.9 倍，拟合的相关系数是 0.655。在 2" 时，有 64 个活动区（50%）两种磁螺度是同号的， $|H_m^p|$ 平均值约为 $|H_m^c|$ 平均值的 2.2 倍，拟合的相关系数为 0.695。0.5" 时两种螺度绝对值相差可达 30 倍，远高于 23 太阳活动周新浮活动区两种磁螺度的差异，这也进一步证实了像元分辨率会显著影响两种螺度之间的数值关系——随着分辨率的降低， h_m^c 的绝对值增大，而 h_m^p 的绝对值减小，两者在分辨率为 2" 时达到较高的一致性。

根据公式 2-1，磁螺度流可以表示为两项：浮现项和剪切项。Liu 等 (2012) 通过研究两个活动区 11072 和 11158 磁螺度传输情况，指出：活动区上方对应日冕区域的相对磁螺度主要是由剪切项贡献的，而包括势能和自由能在内的磁能主要是由浮现项贡献。我们对 H_m^p 中浮现项和剪切项所占的比例进行了分析，发现前者占 H_m^p 比例的平均值为 12%，后者为 88%，这符合刘杨等人的结论。同时，浮现项的加入会使对于 H_m^p 的估计值比 DAVE 方法更大，增加了 H_m^p 与 H_m^c 之间的差距，也可以解释 1" 时使用 DAVE4VM 方法两种的螺度差异（4.9 倍）比使用 DAVE 方法时更大（约 2.3 倍）。

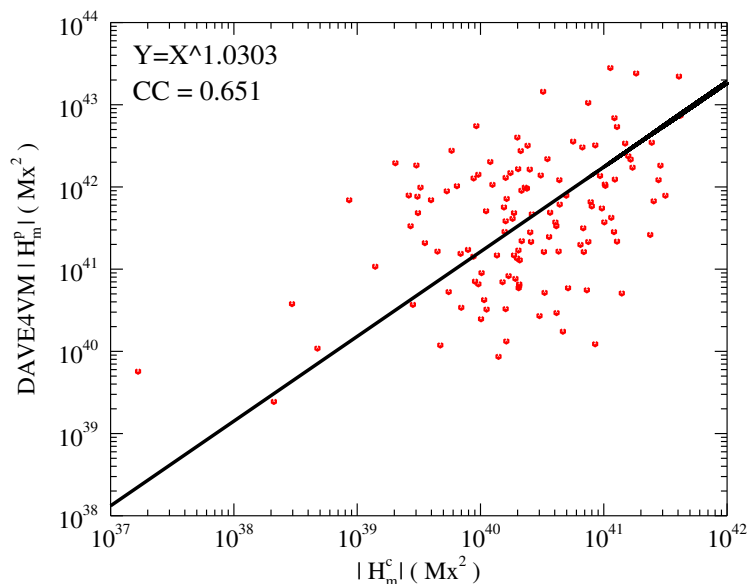


图 3-6 0.5" 像元分辨率下 $|H_m^c|$ 和 $|H_m^p|$ 之间的关系。

我们还分析了南北半球活动区传输磁螺度的符号，详见图 3-9，横坐标代表时间，纵坐标代表活动区的纬度，蓝色三角代表活动区螺度为负，红色菱形代表活动区螺度为正。127 个活动区中，有 76 个（60%）位于北半球，51 个位于南半球。以 1" 数据为例，北半球的 76 个活动区中，有 45 个（59%）为负螺度，有 31 个（41%）为正螺度；南半球的 51 个活动区中，有 13 个（26%）为正螺度，38 个

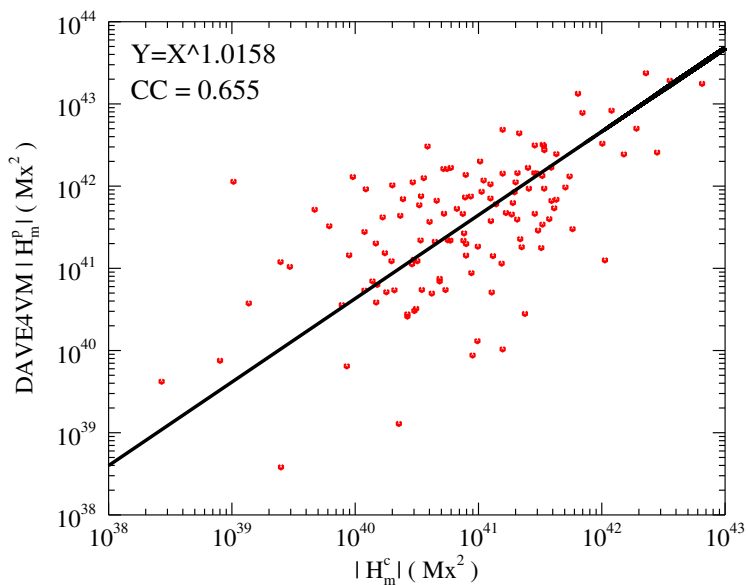


图 3-7 1'' 像元分辨率下 $|H_m^c|$ 和 $|H_m^p|$ 之间的关系。

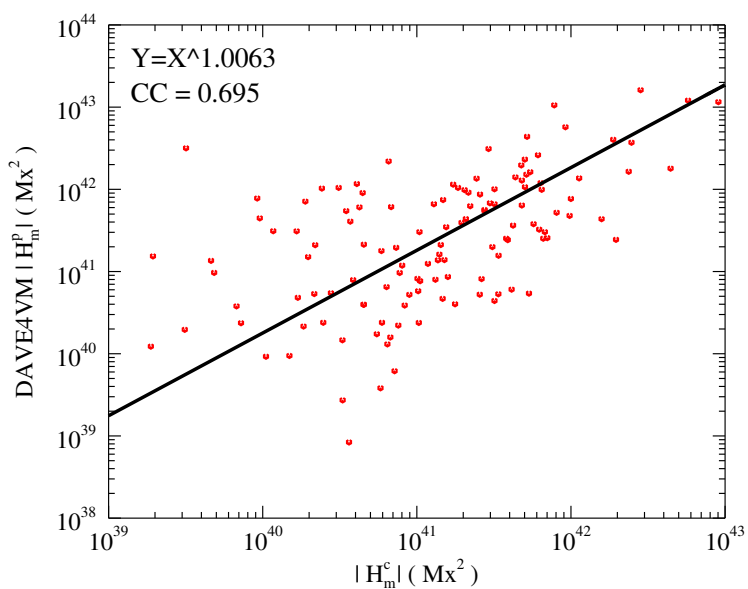


图 3-8 2'' 像元分辨率下 $|H_m^c|$ 和 $|H_m^p|$ 之间的关系。

(74%) 为负螺度。同时，我们对活动区浮现之前对应日冕区域的“净磁螺度”符号也进行了分析，发现：在 0."5 时，北半球有 45 个活动区 (59.2%) 的“净磁螺度”为负，南半球有 37 个活动区 (72.5%) 的“净磁螺度”为正；在 1" 时，北半球有 46 个活动区 (60.5%) 的“净磁螺度”为负，南半球有 40 个活动区 (78.4%) 的“净磁螺度”为正；在 2" 时，北半球有 39 个活动区 (51.3%) 的“净磁螺度”为负，南半球有 31 个活动区 (60.8%) 的“净磁螺度”为正。上述分析都是符合半球螺度法则的。

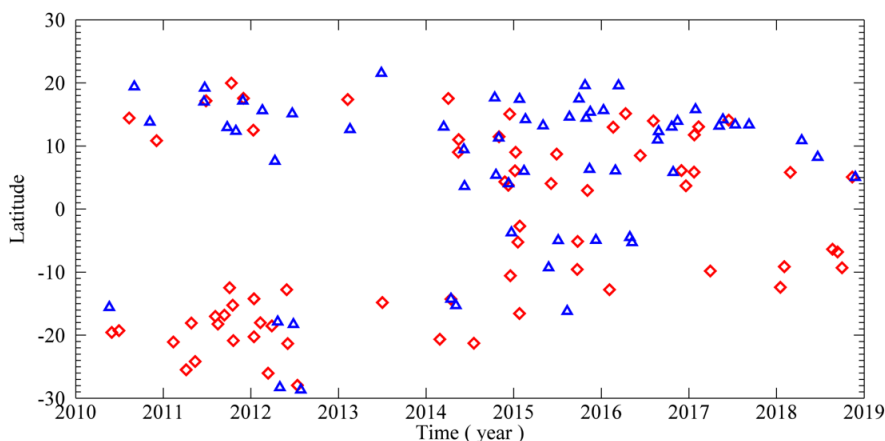


图 3-9 127 个活动区纬度和螺度符号的分布，蓝色三角代表负螺度，红色菱形代表正螺度。

3.3 小结

我们利用 SMFT、MDI 和 HMI 的磁场数据，对第 23 和 24 太阳活动周共 163 个新浮活动区的磁螺度进行了统计研究，利用光流法计算了光球面传输的磁螺度 H_m^p ，利用非线性无力场外推 + 有限体积法计算了日冕中积累的相对磁螺度 H_m^c 。主要结论如下：

1) 磁螺度的计算值会随着输入磁图像元分辨率的变化而变化。随着分辨率的降低， H_m^c 的数值增大而 H_m^p 的数值减小，两者在分辨率为 2" 时达到较高的一致性。

2) 不同光流法计算的 H_m^p 数值有差异，LCT 计算的 H_m^p 要大于 DAVE 计算的 H_m^p ，差异大约为 7.3%，并且 LCT 对于分辨率的变化更敏感。

3) 在新浮活动区磁流浮现之前对应日冕区域存在“净磁螺度”，“净磁螺度”可能来源于之前已经耗散的活动区，符号分布符合半球螺度法则，它的存在会影响 H_m^p 和 H_m^c 的比较。

4) 公式 2-1 中对于磁扩散项的忽略会使 H_m^p 的测量值比真实值偏大。

5) 活动区可能会与临近的活动区、暗条等结构之间存在磁螺度传输，所以应当尽量选择“孤立”的活动区。

6) SMFT 采用的线性定标系数偏小、HMI 磁场反演等问题可能造成对应横向磁场的测量值并不准确，这会造成我们对于日冕中积累磁螺度 H_m^c 低估。

第4章 大耀斑期间磁螺度和磁自由能的变化

1958年, Woltjer 从理论上证明了理想磁流体过程中的磁螺度是严格守恒的 (Woltjer, 1958)。其后, 1974年 Taylor 证实了非理想磁流体过程中的磁螺度耗散是相当小的, 在像日冕这样的磁雷诺数足够大的环境中快速磁重联过程中磁螺度应当是近似守恒的 (Taylor, 1974)。并且, 由于磁螺度近似守恒, 任何一个磁流体力学系统都应当在最终达到一种线性无力场的状态。Berger (1984) 给出了恒定平均电阻率下 MHD 系统中耗散磁螺度的严格上限, 并证明了日冕中典型的磁螺度耗散的时间尺度远大于磁能耗散的时间尺度。这一假设引出了一系列关于估计日冕中磁螺度和能量耗散的研究, 主要包括实验室测量 (laboratory experiments) 和数值模拟计算 (numerical simulations) 两类。Ji 等 (1995) 在实验室中测量了锯齿形弛豫过程 (sawtooth relaxation) 中磁螺度的衰减, 发现耗散在 1.3-5.1% 之间。Heidbrink 等 (2000) 在实验室中测量了在锯齿形碰撞 (sawtooth crash) 过程中磁螺度的耗散, 发现小于 1%。2000 年之后有一些工作在估计系统中的磁螺度耗散范围的时候考虑了边界注入和流出的螺度, 他们得到的结果均小于 5%。

其后, 一些数值模拟的研究也对磁重联过程中磁螺度的耗散进行了分析。Stallard 等 (2003) 通过选取不同的等离子体伦德奎斯特数 (Lundquist number) 进行数值模拟, 得出磁螺度的耗散范围为 6-53%, 表明耗散主要来源于扩散而非磁重联。杨尚斌等人对使用数据驱动模型 (data-driven model) 获得了活动区 8210 上方的日冕磁场, 他们将体积中相对螺旋度的积累量与通过边界注入的磁螺度进行了比较, 发现两者之间差异小于 4%, 具有良好的一致性 (Yang 等, 2013)。Pariat 等 (2015) 计算了类太阳活动事件中的磁螺度数值, 发现在磁重联过程中磁螺度耗散的上限为 2.2%。2018 年, 杨尚斌等人在数值模拟工作中计算了一个具有强极性反转线 (PIL) 的大活动区 (AR11429) 上方日冕磁场中磁螺度的演化和守恒状况, 他们发现注入日冕的磁螺度中大约 8% 被耗散, 同时只有 2% 的磁螺度通过日冕物质抛射的方式被带走。

理论计算、实验室测量和数值模拟的结果都表明, 磁雷诺数足够的条件下, 快速磁重联过程中的磁螺度耗散很小, 是基本守恒的。而由磁螺度守恒又引出了一个理论假设, 即日冕中累积的磁螺度将超过对应无力场的上限 (Zhang 等, 2008), 并使系统从平衡态转变为非平衡状态, 导致太阳活动的发生, 诸如: 暗条爆发、日冕物质抛射 (Zhang 等, 2006, 2008, 2012); 而日冕物质抛射会把多余的磁螺度带出日冕, 并将其扩散到行星际空间 (Rust, 1994; Low, 1996)。

同时, 活动区伴随的耀斑和日冕物质抛射的发生和日冕中磁螺度和磁自由能之间的关系也很受关注。Tziotziou 等 (2012) 发现, 与爆发耀斑 (即: 有伴随日冕物质抛射的耀斑) 相关的活动区的相对磁螺度和磁自由能与受限耀斑 (即: 没有伴随日冕物质抛射的耀斑) 相比很好区分, M 级以上的耀斑更倾向于发生在这样的活动区——相对磁螺度超过 $2 \times 10^{42} \text{ Mx}^2$ 并且磁自由能超过 4×10^{31} 尔

格。Liokati 等 (2022) 通过研究 52 个浮现活动区的磁螺度流和磁能流, 给出了爆发耀斑的磁螺度和磁自由能的阈值分别为 $9 \times 10^{41} \text{ Mx}^2$ 和 2×10^{32} 尔格。Pariat 等 (2017) 则从采取了另一种方法研究, 他们提出, 可以将磁螺度 $|H_V|$ 分为两个部分, 即: 载流磁场 (current-carrying magnetic field) 中螺线管分量的磁螺度 ($|H_J|$) 以及势场和载流场之间的互螺度 (mutual helicity; $|H_{PJ}|$), 而 $|H_J|$ 与总磁螺度 $|H_V|$ 之间的比, 可以作为区分爆发耀斑和受限耀斑的标准。Thalmann 等 (2019) 通过计算这一比值发现活动区 11158 产生的耀斑大部分为爆发耀斑而活动区 12192 产生的耀斑都是受限耀斑, 验证了 Pariat 等人提出的标准。Thalmann 同时指出, $\frac{|H_J|}{|H_V|}$ 比值是区分爆发耀斑和受限耀斑的指标, 但与耀斑的等级和类型之间没有关系。

然而, 上述工作所涉及的主要是耀斑发生之前活动区的一些参数指标, 并没有研究太阳耀斑期间的磁螺度和磁自由能的变化。Valori 等 (2015) 利用 SoHO/MDI 数据分析了活动区 10365 中穿过光球面的磁螺度通量, 他们利用线性无力场近似将获得的累积螺度转变为一系列无力参数 α , 并基于这些无力参数对活动区上方日冕中的磁自由能进行了估计。他们发现随着日冕螺度积累量的增加, 在日冕物质抛射期间产生同样的自由能下降所对应的无力参数变化就会减小。Liu 等 (2023) 使用非线性无力场外推的方法, 针对 21 个 X 级以上的耀斑样本研究了对应太阳活动区的磁能和磁螺度的变化, 然而他们使用的是时序叠加分析方法 (superposed epoch analysis approach), 即对所有爆发或受限耀斑随时间变化的曲线轮廓进行平均来获得所有耀斑随时间演化的平均变化轮廓, 缺乏对于具体耀斑样本的单独分析。

在本项工作中, 我们打算使用观测数据来研究太阳耀斑随时间的变化, 尤其关注受限和爆发这两类耀斑在磁螺度和磁自由能的变化方面是否存在系统性的差异。我们分析了第 24 太阳活动周期间 47 个 M4.0 级以上的太阳耀斑样本, 其中包括 18 个受限耀斑 (confined flare) 和 29 个爆发耀斑 (eruptive flare), 计算了这 47 次耀斑事件前后日冕磁螺度和磁自由能的变化率。与刘杨等人工作 (Liu 等, 2023) 不同的是, 我们的耀斑样本数量比他们的更大; 并且没有使用时序叠加分析方法, 而是计算了每个耀斑在一系列时间演化过程中的磁螺度和磁自由能的具体数值。

4.1 数据和样本选择标准

在本项工作中, 47 个耀斑样本是按照下列标准选择的:

- 1) 耀斑的 X 射线流量等级需大于 M4.0 (即 4×10^{-5} 瓦特每平方米);
- 2) 耀斑发生活动区的日面坐标系纬度需小于 30 度, 经度需小于 45 度;
- 3) 在该耀斑发生的前后 2 个小时之内, 没有其他 M4.0 级以上的耀斑发生;
- 4) 耀斑所在的活动区的最大纵向磁通量大于 $5 \times 10^{21} \text{ Mx}$ 。

按照上述标准被选取的 47 个耀斑样本分别来自 23 个活动区, 其中 31 个 (66%) 位于南半球, 16 个 (34%) 位于北半球。耀斑的一些信息, 如: 日心坐

标系经纬度、X 射线流量等级、开始时间、峰值时间、结束时间，等，都来自于“国家海洋与大气管理局的太阳事件报告”（National Oceanic and Atmospheric Administration solar event report）¹。

选择完样本之后还需要按照是否有伴随的日冕物质抛射（CME）将耀斑分为两组，使用的 CME 数据来源于“协调数据分析研讨会的 CME 目录”（Coordinated Data Analysis Workshops CME catalog）。如果一个耀斑满足以下两个条件：

- 1) CME 的开始时刻（onset time）和耀斑的峰值时刻的差值不超过 2 个小时，
- 2) CME 的方位角和耀斑发生位置的方位角的差值不超过 CME 角宽度的一半（Joshi 等, 2018; Zhang 等, 2021），

就认为该耀斑是有伴随日冕物质抛射的（“爆发耀斑”），反之则为“受限耀斑”。我们还将证认的部分结果和之前的工作进行了比对（Kazachenko 等, 2017; Li 等, 2020），发现证认结果是一致的。

本项工作使用的磁图来自太阳动力学天文台的日震与磁成像仪（SDO/HMI）（Scherrer 等, 2012），可以在 Fe I $\lambda 6173$ 波长位置处进行全日面或部分光球矢量磁场的测量。望远镜的口径为 14cm，衍射极限分辨率为 $0.''91$ ，CCD 探测器像元分辨率为 $0.''5$ 。

HMI 有许多科学产品，本项工作使用的是 hmi.sharp_cea_720s 的系列数据，数据的时间分辨率是 12 分钟。“SHARP”全称是“Spaceweather HMI Active Region Patch”，每个 patch 都是日面上的一个区域，其内部一般包括 0-5 个数量不等的活动区，这样区分每个 patch 的目的在于：方便空间天气指数的计算和定义用于消除横向磁场不确定性的闭合磁结构。图 4-1 展示的是 SDO/HMI 拍摄的 2014 年 6 月 13 日全日面磁图，这一天日面上出现了 12 个活动区，整个日面被划分为 22 个“patches”。

hmi.sharp_cea_720s 数据已经使用朗伯圆柱等面积投影法（Lambert cylindrical equal area projection method）将日心球面坐标系下的 (B_r, B_θ, B_ϕ) 转换为日心坐标系下的 $(B_z, -B_y, B_x)$ 。为了方便之后的外推和相对磁螺度计算，我们对数据进行了剪裁，磁图对应的视场的大小展示在表格 4-1 和 4-2 中。我们对剪裁之后的磁图重新确认了磁流平衡，其中 $\frac{|Flux_+ + Flux_-|}{|Flux_+| + |Flux_-|} < 0.1$ 占有所有样本的 70%，所有样本平均值约为 0.091。

¹ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/swpc_products/daily_reports/solar_event_reports/

表 4-1 18 个受限耀斑的计算结果

编号	日期	开始时间	峰值时间	结束时间	耀斑级别	NOAA	位置	网格大小 (arcsec ³)	磁通量 (10 ²⁰ Mx)	H_R^0 (10 ¹² Mx ²)	H_R^1 (10 ¹² Mx ²)	dH_R (10 ¹¹ Mx ²)	η_H (%)	η'_H (%)	E_f^0 (10 ³¹ erg)	E_f^1 (10 ³¹ erg)	dE_m (10 ³¹ erg)	η_E (%)	η'_E (%)
01	20120509	12:21	12:32	12:36	M4.7	11476	N13E31	400×200×200	319	-5.55 ± 0.11	-5.54 ± 0.05	0.52	-0.18	0.77	13.5 ± 0.1	11.2 ± 0.4	0.43	-17.00	-20.16
02	20120705	03:25	03:36	03:39	M4.7	11515	S17W23	400×200×200	289	-14.04 ± 0.13	-14.58 ± 0.43	-1.11	3.89	3.10	23.3 ± 0.2	24.7 ± 0.7	0.41	5.82	4.04
03	20140202	09:24	09:31	09:53	M4.4	11967	S11E13	400×200×200	400	-18.87 ± 0.18	-18.34 ± 0.09	-0.41	-2.80	-3.02	48.6 ± 1.3	46.5 ± 1.8	1.32	-4.31	-7.03
04	20140204	03:57	04:00	04:06	M5.2	11967	S14W06	400×200×200	401	-26.13 ± 0.05	-26.32 ± 0.01	-0.43	0.71	0.55	49.1 ± 0.2	46.2 ± 0.2	0.37	-5.92	-6.67
05	20141020	16:00	16:37	16:55	M4.5	12192	S14E37	512×256×256	770	-263.52 ± 0.97	-264.43 ± 0.97	-16.38	0.35	-0.27	74.4 ± 1.2	72.1 ± 2.0	5.18	-3.07	-10.03
06	20141022	01:16	01:59	02:28	M8.7	12192	S13E21	512×256×256	760	-279.02 ± 0.66	-264.95 ± 1.42	-16.46	-5.04	-5.63	124.3 ± 0.5	104.5 ± 1.6	8.56	-15.89	-22.78
07	20141022	14:02	14:28	14:50	X1.6	12192	S14E13	512×256×256	735	-260.18 ± 0.55	-258.21 ± 2.07	-13.30	-0.76	-1.27	93.8 ± 0.5	94.6 ± 2.1	6.61	0.93	-6.12
08	20141024	21:07	21:41	22:13	X3.1	12192	S16W21	512×256×256	820	-371.36 ± 0.14	-355.13 ± 0.88	-25.43	-4.37	-5.06	162.6 ± 1.2	139.8 ± 0.8	8.84	-14.00	-19.43
09	20141025	16:55	17:08	18:11	X1.0	12192	S16W31	512×256×256	890	-378.00 ± 1.33	-359.95 ± 1.38	-14.35	-4.77	-5.15	152.9 ± 1.2	137.1 ± 0.8	5.53	-10.35	-13.96
10	20141026	10:44	10:56	11:18	X2.0	12192	S18W40	512×256×256	934	-313.79 ± 2.62	-302.26 ± 1.65	-6.29	-3.67	-3.88	97.6 ± 3.1	85.9 ± 2.6	3.36	-12.01	-15.45
11	20141026	18:07	18:15	18:20	M4.2	12192	S16W34	512×256×256	988	-304.65 ± 0.62	-301.18 ± 0.23	-2.64	-1.14	-1.22	92.8 ± 0.3	90.8 ± 1.0	1.19	-2.13	-3.41
12	20141027	00:06	00:34	00:44	M7.1	12192	S14W44	512×256×256	1007	-298.74 ± 1.97	-304.10 ± 3.06	-6.01	1.79	1.59	97.2 ± 1.9	101.6 ± 2.0	4.22	4.51	0.17
13	20141204	18:05	18:25	18:56	M6.1	12222	S20W31	400×200×200	252	-10.52 ± 0.02	-9.93 ± 0.03	-2.75	-5.61	-8.23	12.0 ± 0.1	10.8 ± 0.1	0.80	-10.58	-17.26
14	20150312	13:50	14:08	14:13	M4.2	12297	S15E06	400×200×200	169	10.15 ± 0.04	10.22 ± 0.15	0.72	0.72	0.01	23.1 ± 0.2	22.5 ± 0.2	0.42	-2.66	-4.48
15	20150824	07:26	07:33	07:35	M5.6	12403	S15W04	400×200×200	322	12.69 ± 0.12	12.72 ± 0.05	1.03	0.21	-0.60	24.6 ± 0.2	24.8 ± 0.1	0.35	0.54	-0.88
16	20150928	14:53	14:58	15:03	M7.6	12422	S20W28	360×180×180	255	-9.37 ± 0.08	-8.46 ± 0.07	-0.20	-9.76	-9.98	14.3 ± 0.1	13.0 ± 0.2	0.36	-9.21	-11.75
17	20170905	01:03	01:08	01:11	M4.2	12673	S09W14	300×200×200	198	-25.96 ± 0.07	-26.09 ± 0.10	-0.74	0.52	0.23	45.0 ± 0.2	44.4 ± 0.1	0.26	-1.27	-1.84
18	20170906	08:57	09:10	09:17	X2.2	12673	S08W32	300×200×200	266	-39.12 ± 1.18	-30.42 ± 0.83	-1.54	-22.25	-22.64	71.5 ± 2.3	54.7 ± 0.5	0.55	-23.43	-24.19

表 4-2-29 个爆发耀斑的计算结果

编号	日期	开始时间	峰值时间	结束时间	耀斑级别	NOAA	位置	网格大小 (arcsec ²)	磁通量 (10 ²⁰ Mx)	H _R ⁰ (10 ²² Mx ²)	H _R ¹ (10 ²² Mx ²)	dH _R (10 ²¹ Mx ²)	η _H (%)	η _H ¹ (%)	E _J ⁰ (10 ³¹ erg)	E _J ¹ (10 ³¹ erg)	dE _m (10 ³¹ erg)	η _E (%)	η _E ¹ (%)
19	20110213	17:28	17:38	17:47	M6.6	11158	S20E04	360×180×180	116	1.96 ± 0.03	1.60 ± 0.01	0.32	-18.39	-20.05	11.2 ± 0.01	9.6 ± 0.1	0.31	-14.55	-17.33
20	20110215	01:44	01:56	02:06	X2.2	11158	S20W12	360×180×180	155	6.02 ± 0.09	4.60 ± 0.01	0.32	-23.70	-24.23	23.1 ± 0.02	19.5 ± 0.3	0.51	-15.62	-17.82
21	20110803	13:17	13:48	14:10	M6.0	11261	N16W30	400×200×200	168	7.10 ± 0.02	7.12 ± 0.06	-0.14	0.37	0.58	17.2 ± 0.2	14.5 ± 0.02	0.18	-15.58	-16.63
22	20110804	03:41	03:57	04:04	M9.3	11261	N16W38	400×200×200	191	8.40 ± 0.06	6.85 ± 0.07	0.04	-18.51	-18.56	17.8 ± 0.5	13.6 ± 0.4	0.16	-24.04	-24.92
23	20110906	01:35	01:50	02:05	M5.3	11283	N14W07	400×200×200	144	3.11 ± 0.08	4.01 ± 0.12	-0.12	28.81	29.18	5.1 ± 0.1	5.2 ± 0.1	0.19	2.49	-1.17
24	20110906	22:12	22:20	22:24	X2.1	11283	N14W18	400×200×200	142	2.89 ± 0.10	2.27 ± 0.03	-0.08	-21.70	-21.41	7.7 ± 0.1	5.0 ± 0.04	0.08	-35.68	-36.70
25	20110907	22:32	22:38	22:44	X1.8	11283	N14W28	400×200×200	157	4.39 ± 0.05	3.76 ± 0.12	-0.01	-14.50	-14.47	8.5 ± 0.1	3.8 ± 0.1	0.09	-55.30	-56.40
26	20120123	03:38	03:59	04:34	M8.7	11402	N28W21	400×200×200	242	-7.47 ± 0.10	-12.75 ± 0.14	-0.59	70.74	69.95	15.3 ± 0.5	20.7 ± 0.1	0.98	35.48	29.09
27	20120307	00:02	00:24	00:40	X5.4	11429	N17E27	320×160×160	268	-59.53 ± 0.06	-44.01 ± 0.32	-2.00	-26.07	-26.40	90.5 ± 0.1	63.7 ± 1.0	0.50	-29.63	-30.19
28	20120309	03:22	03:53	04:18	M6.3	11429	N17W03	320×160×160	236	-30.76 ± 0.09	-30.26 ± 0.11	-2.14	-1.61	-2.31	60.9 ± 0.1	60.3 ± 0.2	1.33	-1.10	-3.28
29	20120310	17:15	17:44	18:30	M8.4	11429	N17W24	320×160×160	233	-28.05 ± 0.14	-26.61 ± 0.22	-2.05	-5.13	-5.86	61.4 ± 0.2	53.7 ± 0.7	1.61	-12.56	-15.18
30	20120307	01:05	01:14	01:23	X1.3	11430	N17E27	200×200×200	67	-2.77 ± 0.01	-2.73 ± 0.08	-0.06	-1.45	-1.67	6.8 ± 0.1	6.3 ± 0.1	0.05	-6.87	-7.57
31	20120702	10:43	10:52	11:12	M5.6	11515	S17E08	400×200×200	194	-14.32 ± 0.13	-14.01 ± 0.13	-1.06	-2.11	-2.86	12.7 ± 0.03	12.3 ± 0.2	0.51	-3.47	-7.51
32	20120704	09:47	09:55	10:16	M5.3	11515	S20W18	400×200×200	244	-13.60 ± 0.05	-13.01 ± 0.13	-1.77	-4.36	-5.66	18.5 ± 0.2	16.9 ± 0.4	0.57	-8.84	-11.92
33	20130411	06:55	07:16	07:29	M6.5	11719	N09W12	400×200×200	126	-0.79 ± 0.01	-1.14 ± 0.04	-0.03	44.78	44.38	4.3 ± 0.1	4.3 ± 0.04	0.26	0.16	-5.93
34	20131024	00:21	00:30	00:50	M9.3	11877	S10E08	256×128×128	106	6.08 ± 0.03	5.92 ± 0.02	0.26	-2.68	-3.11	5.7 ± 0.04	5.6 ± 0.03	0.53	-0.57	-9.83
35	20131105	22:07	22:12	22:15	X3.3	11890	S13E44	400×200×200	367	5.61 ± 0.03	3.24 ± 0.23	0.08	-42.19	-42.33	29.2 ± 0.2	21.3 ± 0.2	0.17	-26.96	-27.54
36	20131108	04:20	04:26	04:29	X1.1	11890	S14E15	400×200×200	251	6.50 ± 0.26	5.44 ± 0.03	0.22	-16.44	-16.79	16.0 ± 0.2	13.2 ± 0.2	0.25	-17.53	-19.09
37	20131110	05:08	05:14	05:18	X1.1	11890	S14W13	400×200×200	236	5.74 ± 0.13	4.26 ± 0.07	0.04	-25.75	-25.83	14.6 ± 0.1	12.8 ± 0.1	0.19	-12.62	-13.92
38	20140329	17:35	17:48	17:54	X1.0	12017	N11W32	200×100×100	53	1.82 ± 0.02	1.18 ± 0.01	0.14	-35.44	-36.21	7.7 ± 0.1	3.7 ± 0.1	0.05	-51.52	-52.17
39	20140418	12:31	13:03	13:20	M7.3	12036	S20W34	256×128×128	119	2.41 ± 0.14	1.38 ± 0.09	0.19	-42.48	-43.28	11.6 ± 0.4	8.9 ± 0.1	0.47	-22.66	-26.75
40	20141107	16:53	17:26	17:34	X1.6	12205	N17E40	400×200×200	250	4.88 ± 0.11	0.68 ± 0.24	0.52	-86.10	-87.17	42.0 ± 0.8	22.3 ± 0.3	0.49	-46.93	-48.10
41	20141218	21:41	21:58	22:25	M6.9	12241	S11E10	320×160×160	187	14.81 ± 0.15	13.22 ± 0.06	0.49	-10.76	-11.09	20.9 ± 0.5	18.9 ± 0.1	1.22	-9.49	-15.32
42	20150310	03:19	03:24	03:28	M5.1	12297	S15E40	400×200×200	224	22.23 ± 0.43	20.82 ± 0.42	0.23	-6.35	-6.45	25.8 ± 0.5	23.7 ± 0.7	0.09	-8.19	-8.53
43	20150311	16:11	16:22	16:29	X2.1	12297	S17E21	400×200×200	178	6.45 ± 0.04	9.60 ± 0.10	0.05	48.62	48.55	13.5 ± 0.1	19.1 ± 0.1	0.21	41.18	39.60
44	20150622	17:39	18:23	18:51	M6.5	12371	N12W08	400×200×200	241	-50.76 ± 0.18	-42.01 ± 0.14	0.32	-17.22	-17.16	49.1 ± 0.3	36.3 ± 0.1	1.84	-26.04	-29.79
45	20150625	08:02	08:16	09:05	M7.9	12371	N09W42	400×200×200	300	-47.88 ± 0.45	-29.99 ± 0.19	-1.04	-37.36	-37.58	46.5 ± 0.5	35.5 ± 0.2	1.80	-23.69	-27.57
46	20170904	20:28	20:33	20:37	X5.5	12673	S10W11	300×200×200	188	-24.87 ± 0.10	-24.80 ± 0.14	-0.77	-0.30	-0.61	43.2 ± 0.4	40.7 ± 0.5	0.31	-5.81	-6.53
47	20170906	11:53	12:02	12:10	X9.3	12673	S08W34	300×200×200	264	-30.16 ± 1.10	-20.26 ± 0.84	-1.64	-32.83	-33.38	54.3 ± 1.7	34.3 ± 1.1	0.77	-36.75	-38.17

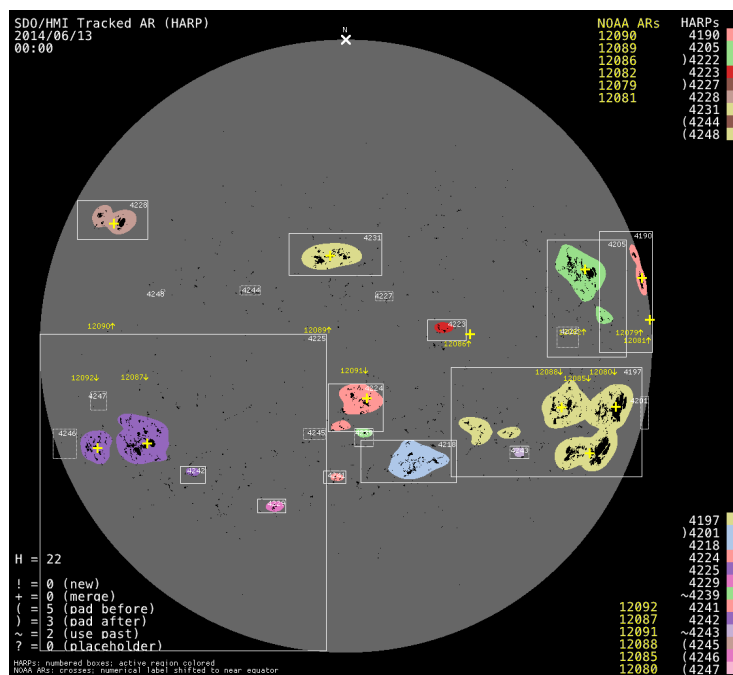


图 4-1 SDO/HMI 拍摄的 2014 年 6 月 13 日全日面磁图

4.2 多重网格算法

在第三章的分析中，可以发现像元分辨率会显著影响相对磁螺度的计算结果，所以在对耀斑磁图做非线性无力场外推时，我们也进行了几种不同分辨率、不同参数的外推结果的比较。考虑到磁螺度计算的复杂性，我们共设计了五种方案来进行比较，分别是：“1 角秒直接计算”、“2 角秒直接计算”、“0.5 角秒多重网格”、“1 角秒多重网格”和“2 角秒多重网格”。

多重网格 (multigrid) (MacTaggart 等, 2013; Gilchrist 等, 2016; Zhu 等, 2022a) 相较于直接计算 (direct) 的区别在于：直接计算时外推区域日冕磁场的分辨率是固定的，并在整个计算过程中保持为输入光球磁图的像元分辨率；而在使用多重网格方案时，外推磁场的分辨率是按照“阶数”参数 (the number of order) 逐步变化的。例如：阶数为 3 时，输入边界磁图的像元分辨率首先降低到其原始分辨率的 $\frac{1}{4}$ 。在第一轮计算中，基于调整过的磁图进行外推，然后利用差值方法将所获得的外推磁场转变为原始磁图像元分辨率 $\frac{1}{2}$ 的磁场，并且基于该插值磁场进行第二轮计算。然后，将新获得的外推磁场进一步插值到输入磁图的原始像元分辨率的磁场，并且继续计算直到满足开始设置的收敛条件。多重网格方法的优势在于能够提高计算的效率，对于同样像元分辨率的磁图，外推过程消耗的时间大概是直接计算的一半；并且多重网格外推结果的可靠性也得到了提高， f_i 和 θ_J 等参数的表现也优于直接计算。在本章中，我们设置多重网格的阶数为 3，文章中主要分析的数据来源于“0.5 角秒多重网格”这一方案。

4.3 两组耀斑的磁螺度和磁自由能变化

为了更好地分析耀斑期间磁螺度和磁自由能的变化，我们需要对耀斑前后的磁螺度 (H_m^0 和 H_m^1) 和磁自由能 (E_f^0 和 E_f^1) 进行估计。为了实现这一目的，每个耀斑都要计算耀斑峰值时刻前后 19 组磁图的数据。由于 hmi.sharp_cea_720s 数据的时间分辨率是 12 分钟，所以这 19 个点的时间范围是 216min。

对于每幅磁图，我们都做了非线性无力场外推并且用有限体积法计算了相对磁螺度和磁自由能，所以一共做了 $19 \times 47 = 893$ 组外推和相应的有限体积法计算，然后给出了所有 47 个耀斑的磁螺度和磁自由能随时间变化的曲线图，其中的一些样本展示在图 4-2 和 4-3 中。

与第三章中的工作相同的是，完成非线性无力场外推之后需要做可靠性和准确性的分析，主要包括分数磁流 f_i 和磁场和电流之间夹角的电流加权平均值 θ_J 。我们对外推的 893 组日冕磁场都计算了上述两个参数，中位数分别为 1.85×10^{-4} 和 9.39° ，而两个参数的直方图展示在图 4-4 中。实际上，这样的数值相较于之前类似的工作是要更好的，例如，Thalmann 等 (2019) 就曾经分析过使用非线性无力场外推模型进行磁螺度和磁能计算的可靠性，他们针对同一幅磁图做了多组外推并分析了不同情况下的可靠性。由于他们文章中分析了活动区 11158 磁图外推的可靠性，而活动区 11158 刚好有两个耀斑在我们的样本中（编号分别是 19 和 20），我们也将这两个耀斑的外推模型解的 f_i 和 θ_J 随时间变化的曲线绘制在图 4-4 中。对于编号为 19 的耀斑，参数 f_i 和 θ_J 的中位数分别为 2.2×10^{-4} 和 9.89° ；对于编号为 20 的耀斑，则分别为 1.7×10^{-4} 和 8.03° 。对比两篇文章，可以发现我们的计算的数值与 Thalmann 文章的数值相似，甚至我们的外推模型表现得还要更好一些。

在做完了外推模型的可靠性分析之后，我们就可以利用有限体积法计算磁螺度，并且估计耀斑前后的磁螺度和磁自由能了。图 4-2 和图 4-3 展示的是编号为 03、04、11 的受限耀斑和编号为 20、38、45 的爆发耀斑共 6 个耀斑的计算结果。以图 4-2 的左侧图片为例， $t = 0$ 代表的是耀斑的峰值时刻，两条蓝色的虚线代表的是耀斑的开始和结束时刻。我们对耀斑开始时刻之前的四个点做线性拟合来获得耀斑之前的相对磁螺度 H_m^0 ，同理，对耀斑结束时刻之后的四个点做线性拟合来获得耀斑之后的相对磁螺度 H_m^1 。红色的五角星代表的是线性拟合线和蓝色虚线的交点，给出的数值就是 H_m^0 和 H_m^1 。类似地，图 4-2 和 4-3 的右侧图片表示的是耀斑期间磁自由能的变化。

图 4-2 的左上图片展示的是编号为 03 的耀斑的磁螺度变化，开始时刻在 $t = -7\text{min}$ 的位置，开始时刻之前的四个数据点的对应时间分别为 $t = -55, -43, -31, -19 \text{ min}$ ，对这四个点做线性拟合，得到的方程为 $H_R = -3.36 \times 10^{40} \times t - 1.91 \times 10^{43}$ ；再将这条拟合线延长到 $t = -7\text{min}$ ，得到 $H_R^0 = -1.887 \times 10^{43} \text{ Mx}^2$ 。同样地，该耀斑结束时刻在 $t = 22\text{min}$ 的位置，结束时刻之后的四个数据点的对应时间分别为 $t = 29, 41, 53, 65 \text{ min}$ ，对这四个点做线性拟合，得到的方程为 $H_R = -1.16 \times 10^{40} \times t - 1.81 \times 10^{43}$ ；再将这条拟合线延长到 $t = 22\text{min}$ ，得到

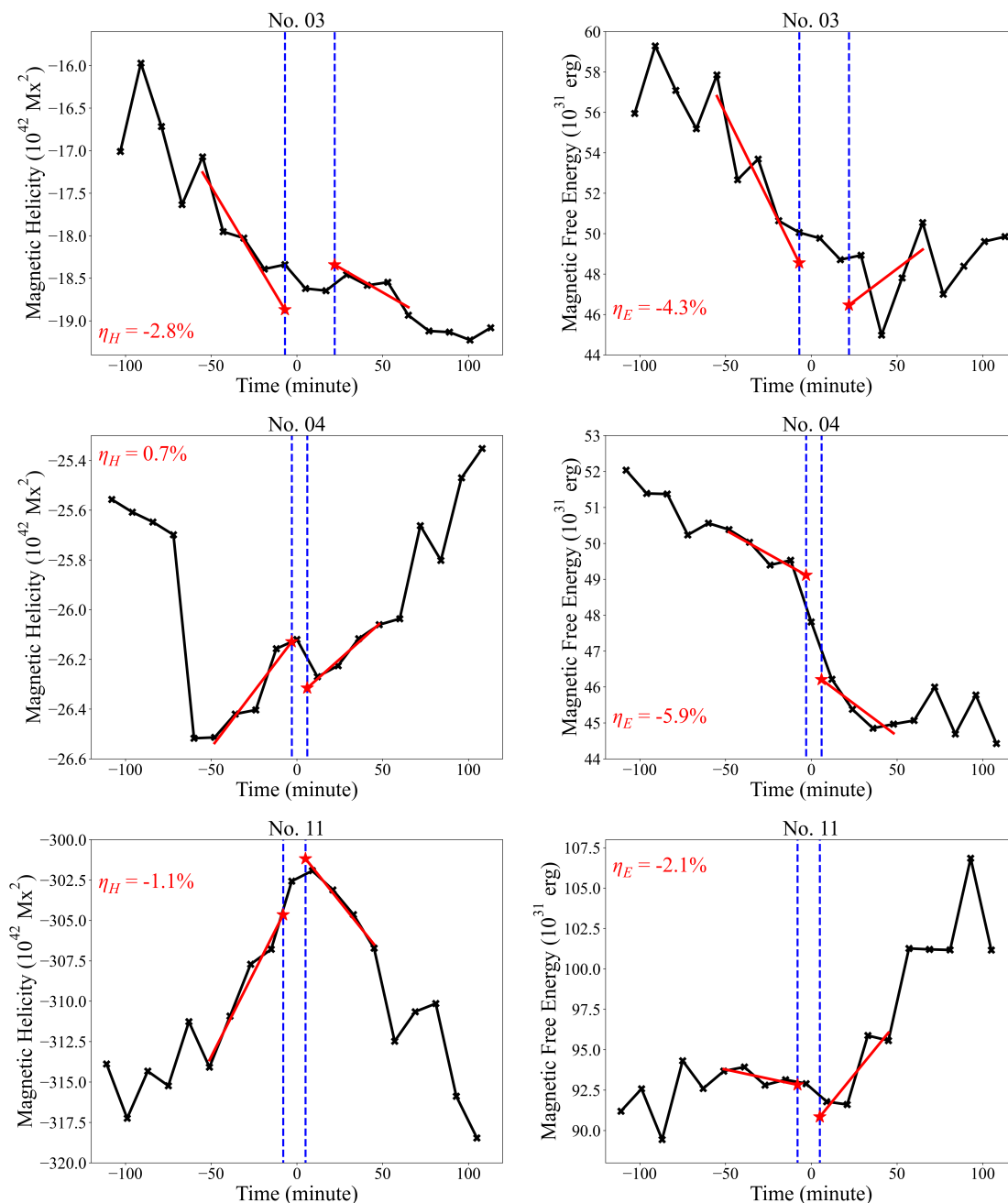


图 4-2 三个受限耀斑的磁螺度和磁自由能随时间变化的曲线，从上到下编号依次为 03、04 和 11，左侧为磁螺度，右侧为磁自由能；每幅图中， $t = 0$ 为耀斑的峰值时刻，两条蓝色虚线分别代表耀斑的开始和结束时刻。分别对耀斑开始时刻之前的 4 个数据点和耀斑结束时刻之后的 4 个数据点做线性拟合，两条红线代表的即是线性拟合线。延长红线与蓝色虚线交于红色五角星的位置，就可以获得 H_R^0 、 E_f^0 、 H_R^1 和 E_f^1 的数值。磁螺度、磁自由能变化率以红色字体显示在每幅图中。

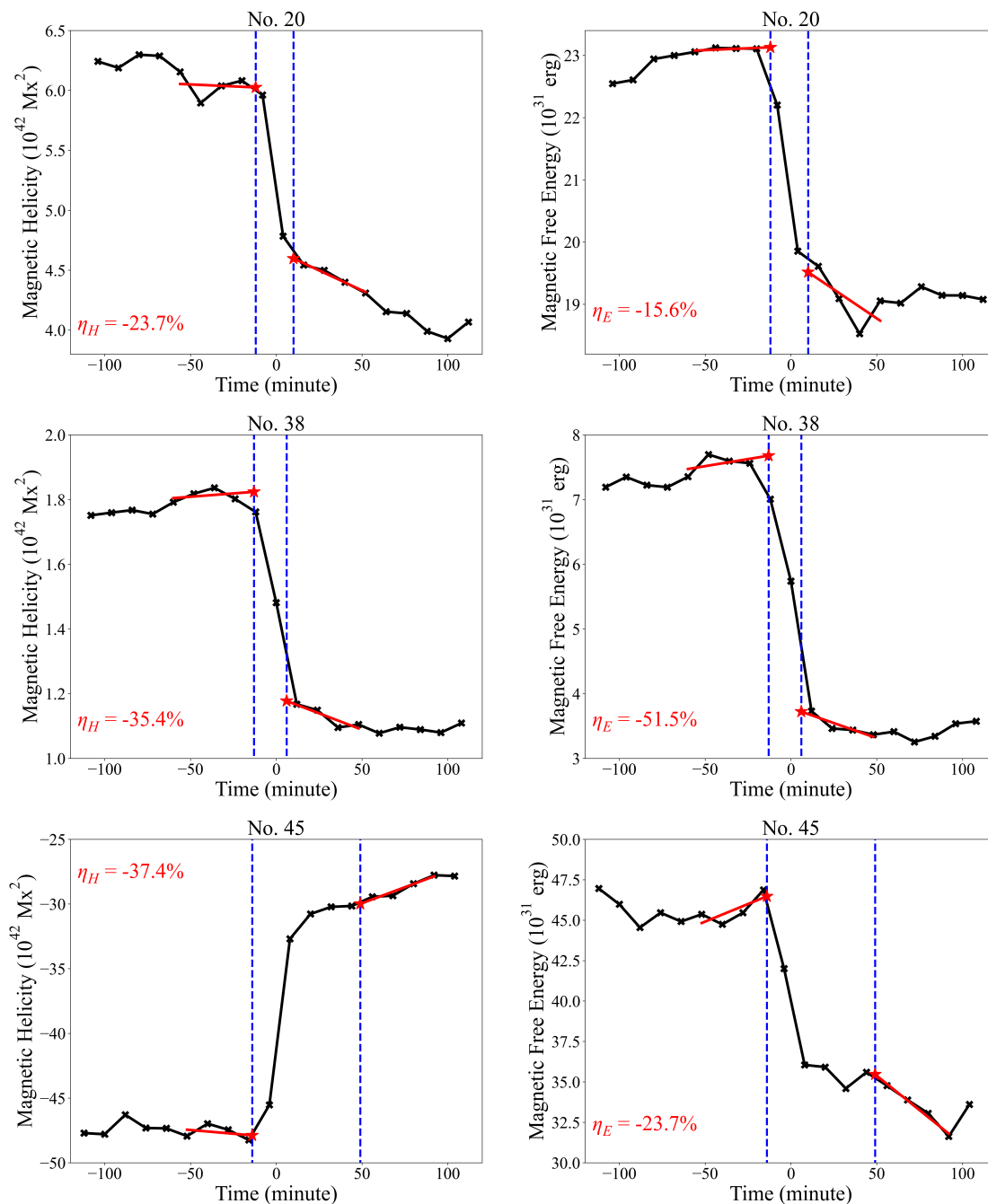


图 4-3 与图 4-2 类似，但是展示的是三个爆发耀斑的磁螺度和磁自由能随时间变化的曲线，从上到下编号依次为 20、38 和 45。

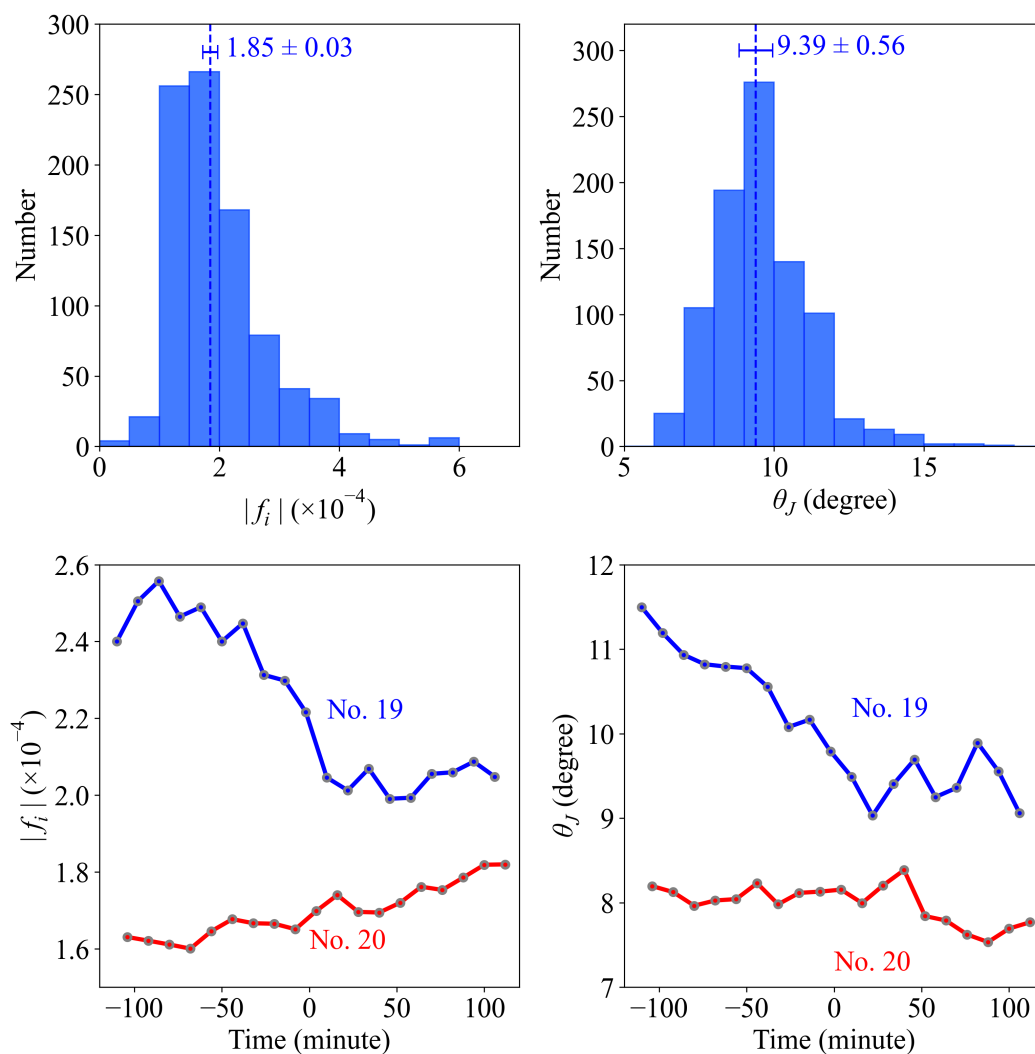


图 4-4 外推模型解的 f_i 和 θ_J 分布情况。上方两图为所有耀斑 $|f_i|$ 和 θ_J 分布的直方图，下方两图为编号 19 和 20 号爆发耀斑的 $|f_i|$ 和 θ_J 随时间演化的曲线。

$H_R^1 = -1.834 \times 10^{43} \text{ Mx}^2$ ，利用这两个数值我们就可以确定该耀斑前后磁螺度的变化。而确定磁自由能 E_f^0 和 E_f^1 的具体过程与此类似。

定义耀斑前后磁螺度和磁自由能的变化率分别为：

$$\eta_H = \frac{H_R^1 - H_R^0}{H_R^0}, \quad \eta_E = \frac{E_f^1 - E_f^0}{E_f^0}. \quad (4-1)$$

同时，虽然这些耀斑持续的时间不长（平均约为 31 分钟），但我们还考虑了耀斑期间通过光球边界传输的磁螺度和磁自由能流，积分区间为从开始时间到结束时间：

$$\begin{aligned} dH_R &= \int_{t_{start}}^{t_{end}} \frac{dH_R}{dt} dt \\ dE_m &= \int_{t_{start}}^{t_{end}} \frac{dE_m}{dt} dt, \end{aligned} \quad (4-2)$$

耀斑期间传输的磁螺度和磁能列在表格 4-1 和 4-2 中，可以发现这些光球传输量要远小于日冕中的积累、变化量，这一点和刘杨等人的工作是一致的 (Liu 等, 2023)。

考虑螺度和能量传输量之后，可以对公式 4-1 进行修改，

$$\eta'_H = \frac{H_R^1 - H_R^0 - dH_R}{H_R^0}, \quad \eta'_E = \frac{E_f^1 - E_f^0 - dE_m}{E_f^0}. \quad (4-3)$$

通过对比图 4-2 和 4-3 中的 6 个耀斑，可以发现受限耀斑的磁螺度和磁自由能的变化率要显著小于爆发耀斑。受限耀斑较小的变化率可以从观测上验证快速磁重联过程中磁螺度的守恒特性，而爆发耀斑较大的变化率则暗示日冕物质抛射会从日冕中带走部分螺度和能量。图 4-5 更直观地展示两组耀斑的不同表现，直方图中蓝色和红色分别代表的是受限耀斑和爆发耀斑，对应颜色的虚线代表的是变化率的中位数和误差。左侧两图是磁螺度变化率的分布，右侧两图是磁自由能变化率的分布。可以发现，爆发耀斑的分布比受限耀斑更宽，变化率的中位数也更大。

受限耀斑磁螺度变化率的中位数分别为 $\eta_H = -0.8\%$ 和 $\eta'_H = -1.2\%$ ，磁自由能变化率的中位数分别为 $\eta_E = -4.3\%$ 和 $\eta'_E = -8.5\%$ ，这符合 Berger 等人的表述 (Berger, 1984)，即：磁重联过程中磁螺度是守恒的，但磁能并不是守恒量。

爆发耀斑磁螺度变化率的中位数分别是 $\eta_H = -14.5\%$ 和 $\eta'_H = -14.5\%$ ，磁自由能变化率的中位数分别为 $\eta_E = -14.6\%$ 和 $\eta'_E = -16.6\%$ ，这一结果支持 Low 等人关于 CME 可以从日冕带走螺度和能量的说法 (Low, 1996)。

值得注意的一点是，爆发耀斑磁自由能变化的中位数 (-14.6%) 要显著大于受限耀斑 (-4.3%)，这说明除了提供与受限耀斑一样的热能之外，爆发耀斑还需要消耗更多的磁自由能来驱动日冕物质抛射中的等离子体运动。这和之前的理论预期是一致的，但是能在利用观测数据外推的计算中发现这种区别是比较难得的。

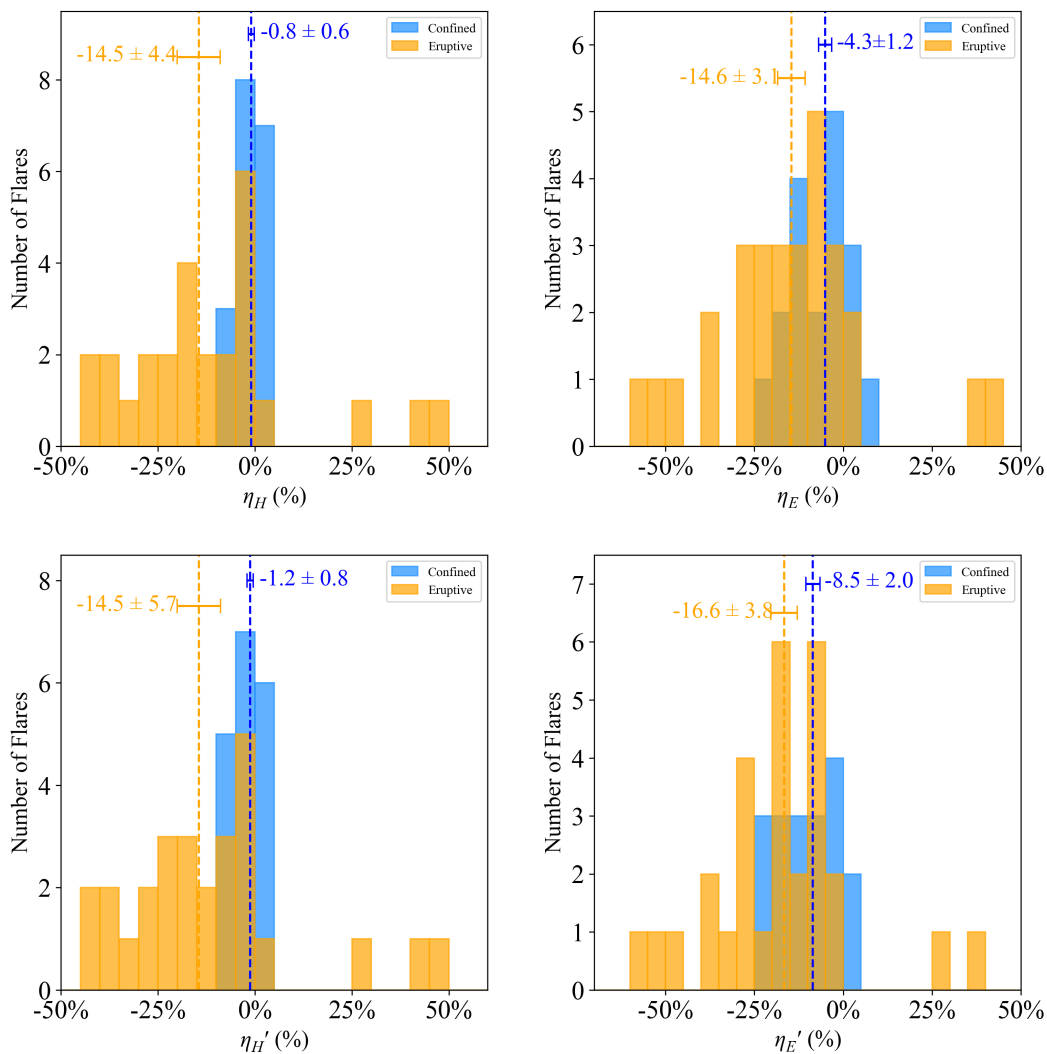


图 4-5 耀斑期间磁螺度和磁自由能变化率分布的柱状直方图。左侧为磁螺度变化率，右侧为磁自由能变化率；上方为没有考虑光球传输量的 η_H 和 η_E ，下方为考虑光球传输量的 η'_H 和 η'_E 。受限耀斑和爆发耀斑分别用蓝色和橙色标识，虚线对应变化率的中位值，此外还给出了变化率的标准差。

4.4 误差分析

由于磁螺度和磁自由能的确定过程都利用了线性拟合，所以需要计算线性拟合的标准偏差。仍然以编号为 03 的耀斑为例，对耀斑开始前四个点，有限体积法计算的相对磁螺度分别为 $-1.707 \times 10^{43} \text{ Mx}^2$, $-1.795 \times 10^{43} \text{ Mx}^2$, $-1.803 \times 10^{43} \text{ Mx}^2$ and $-1.839 \times 10^{43} \text{ Mx}^2$ ；而对应时刻通过线性拟合得到的相对磁螺度分别为 $H_R^{fit} = -1.725 \times 10^{43} \text{ Mx}^2$, $-1.766 \times 10^{43} \text{ Mx}^2$, $-1.806 \times 10^{43} \text{ Mx}^2$ and $-1.847 \times 10^{43} \text{ Mx}^2$ 。那么，编号为 03 的耀斑 H_R^0 值的标准差为：

$$\sigma_H = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^4 [H_R(t_i) - H_R^{fit}(t_i)]^2}{4}}, \quad (4-1)$$

得到 $\sigma_H = 1.8 \times 10^{41} \text{ Mx}^2$ ，即： $H_R^0 = -18.87 \pm 0.18 (\times 10^{42} \text{ Mx}^2)$ 。表格 4-1 和 4-2 列出了所有计算结果的误差。

图 4-6 展示的分别是所有耀斑的磁螺度和磁自由能的计算值和相应的误差，蓝色和红色的点代表的分别是受限耀斑和爆发耀斑，“X”和“O”符号分别代表的是耀斑前、耀斑后。相对磁螺度 $|H_R|$ 和误差 σ_H 的线性拟合关系为： $\sigma_H = 0.0042 |H_R|$ ，这表示磁螺度的平均误差约为磁螺度数值的 0.42%。对磁自由能做同样的线性拟合，得到： $\sigma_E = 0.0119 E_f$ ，表示磁自由能的平均误差约为磁自由能数值的 1.2%。这样的比例小于我们给出的耀斑前后磁螺度和磁自由能的变化率，可以认为误差并不会影响后面的结论。

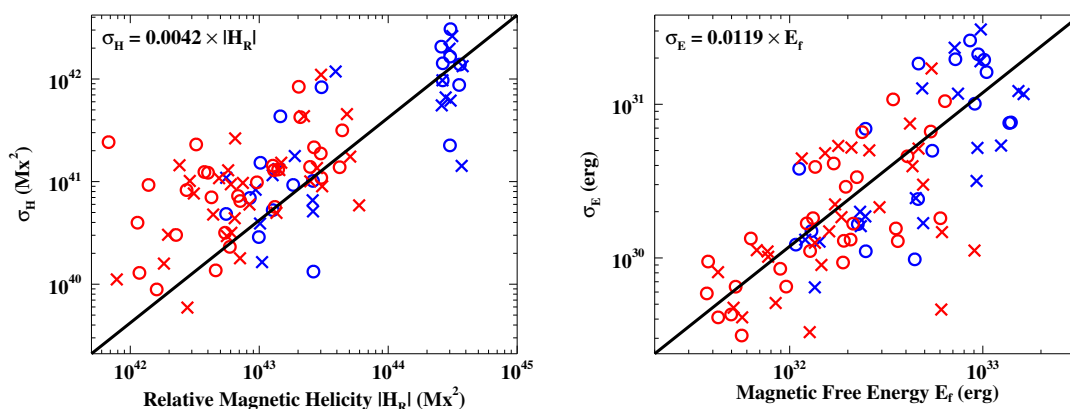


图 4-6 计算误差 (σ_H 或 σ_E) 与其测量值 ($|H_R|$ 或 E_f) 之间的关系图。蓝色和红色分别代表受限耀斑和爆发耀斑。“X”和“O”则分别代表是耀斑前后的数值。黑色实线给出的是线性拟合线，拟合的关系式列在左上角。

4.5 不同分辨率对磁螺度计算的影响

hmi.sharp_cea_720s 数据对应的磁图像元分辨率是 $0.5''$ ，通过处理可以获得 $1''$ 和 $2''$ 分辨率的数据。通过比较五种不同方案下外推的结果，可以分析分辨率、多重网格方法的影响。以编号为 08 的耀斑为例，图 4-7 展示的是五种不同

方案下磁螺度和磁自由能的计算结果，左列代表磁螺度，右列代表磁自由能；从第一行到第五行分别是“0.5角秒多重网格”、“1角秒多重网格”、“2角秒多重网格”、“1角秒直接计算”和“2角秒直接计算”的结果。确定耀斑前后磁螺度和磁自由能的过程和4.2中论述的一致。可以发现，不同方案下计算得到的数值差别很大，随着分辨率的降低，计算得到的绝对数值越大；而多重网格方案的计算结果也比直接计算更加稳定。不过，五种方案计算的磁螺度符号是一致的，磁螺度和自由能变化的整体趋势也是一致的。变化率方面，磁螺度变化率从上到下依次为：-6.7%、-3.0%、-3.0%、-6.9%、-10.5%，而磁自由能变化率从上到下依次为-12.1%、-16.9%、-5.7%、-3.3%、-8.5%。这说明虽然不同计算方案下得到的绝对数值差异很大，但是耀斑期间相对的变化量是相同的。

图4-8显示的是所有47个耀斑在五种方案下的耀斑前磁螺度 H_R^0 和磁自由能 E_f^0 的计算结果。左侧两幅和右侧两幅分别代表受限耀斑和爆发耀斑，上下分别是磁螺度和磁自由能。横轴是耀斑的编号，黑色代表“0.5角秒多重网格”，红色代表“1角秒多重网格”，蓝色代表“2角秒多重网格”，黄色代表“1角秒直接计算”，而绿色代表“2角秒直接计算”。可以发现，大多数耀斑的结算结果呈现这样的趋势：蓝线代表的数值大于红线，而红线又大于黑线；绿线代表的数值也大于黄线；黑红蓝三条线的数值大于黄绿两条线。这一结果同样说明：随着像元分辨率的降低，计算得到的绝对值增大；相同分辨率下，多重网格的计算结果比直接计算更大。

图4-9展示的是五种不同方案下的直方图，从上到下依次为“0.5角秒多重网格”、“1角秒多重网格”、“2角秒多重网格”、“1角秒直接计算”和“2角秒直接计算”。可以发现，不同分辨率下结算结果都符合对于“0.5角秒多重网格”计算结果的分析，即：爆发耀斑磁螺度和磁自由能的变化率显著小于受限耀斑；这也进一步说明了不同方案下结果的一致性。不同点在于分辨率较高时分组的趋势更加明显，而多重网格也比直接计算的分组趋势更加明显。

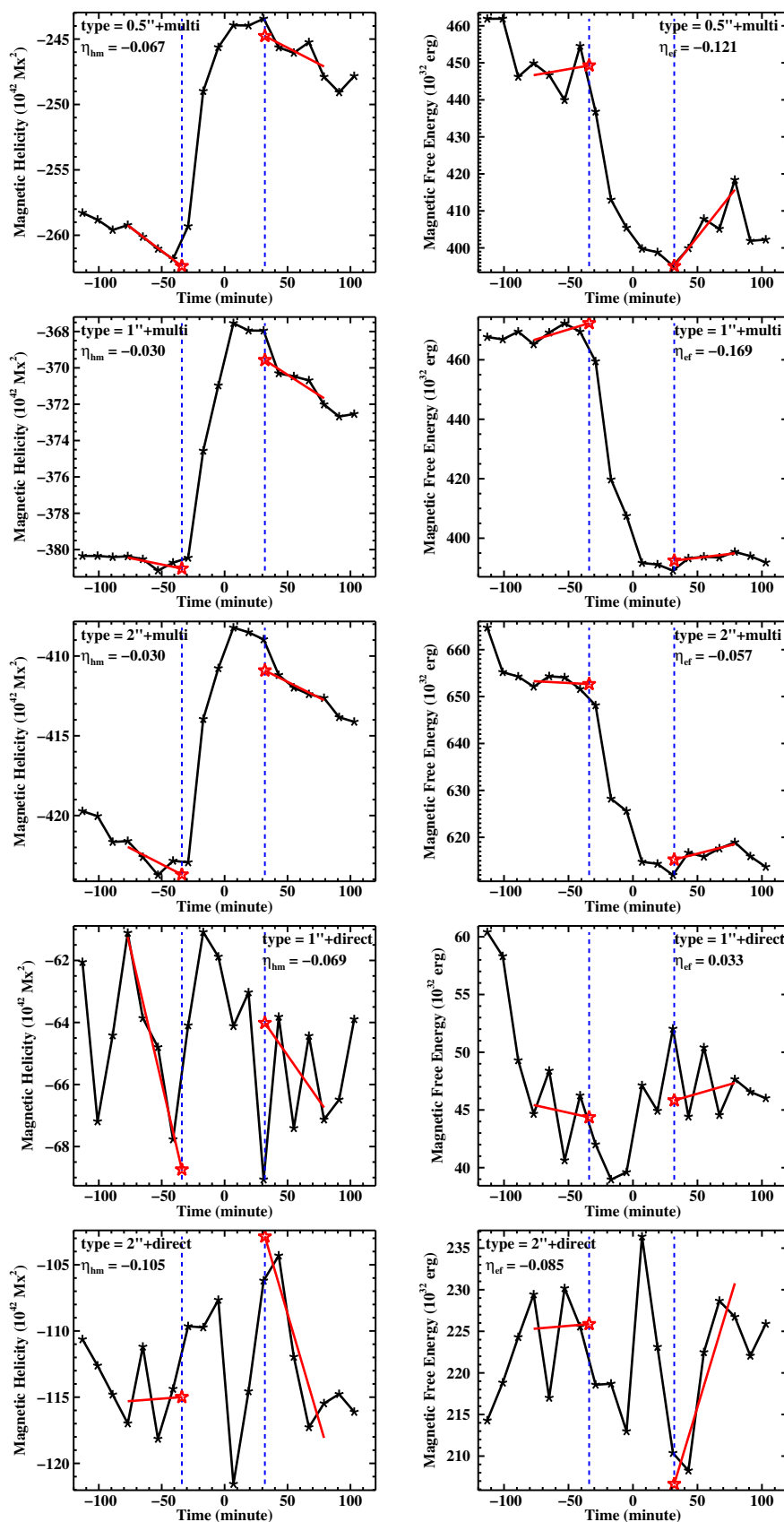


图 4-7 用五种方案估算编号为 08 的受限耀斑的磁螺度和磁自由能变化的结果。左列和右列分别代表磁螺度和磁自由能。从上到下显示的依次为“0.5 角秒多重网格”、“1 角秒多重网格”、“2 角秒多重网格”、“1 角秒直接计算”和“2 角秒直接计算”的结果。

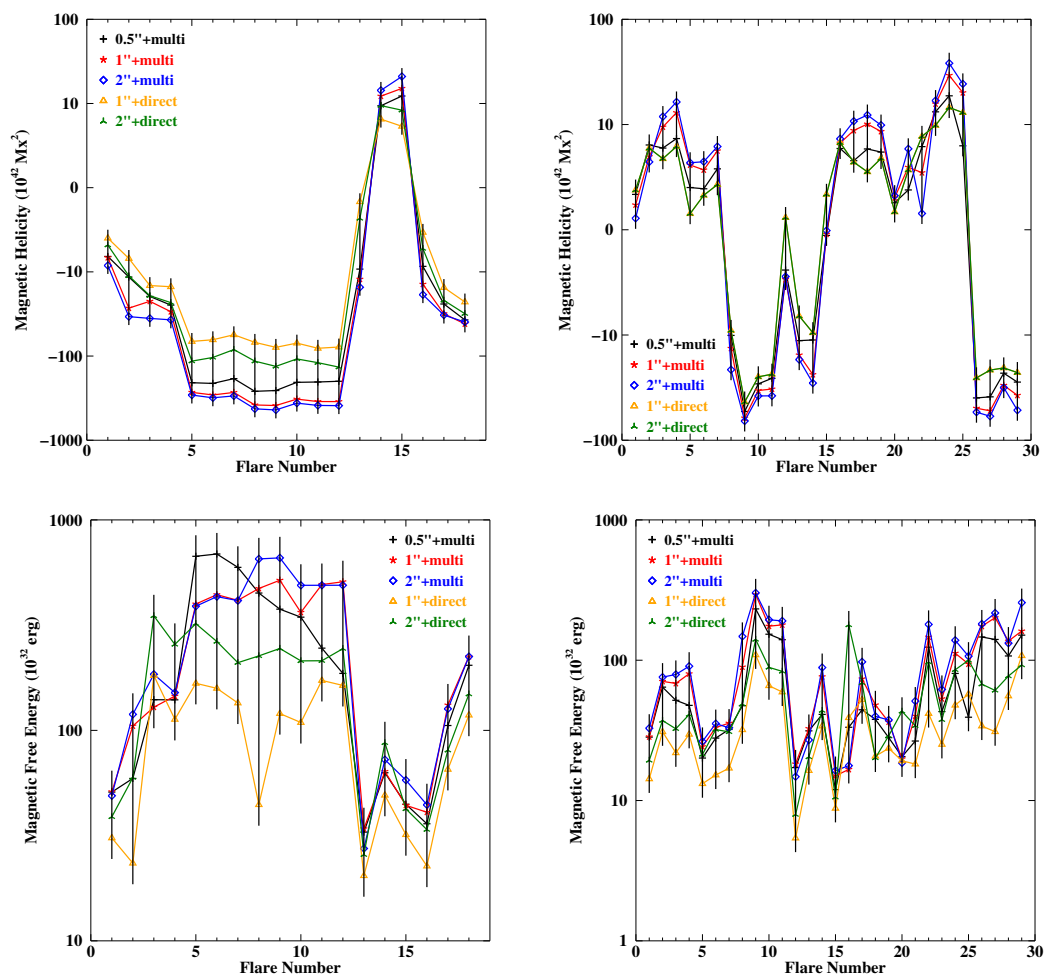


图 4-8 在五种不同方案下获得的耀斑前的磁螺度和磁自由能数值。左列和右列分别代表受限耀斑和爆发耀斑，横轴为对应的耀斑编号。

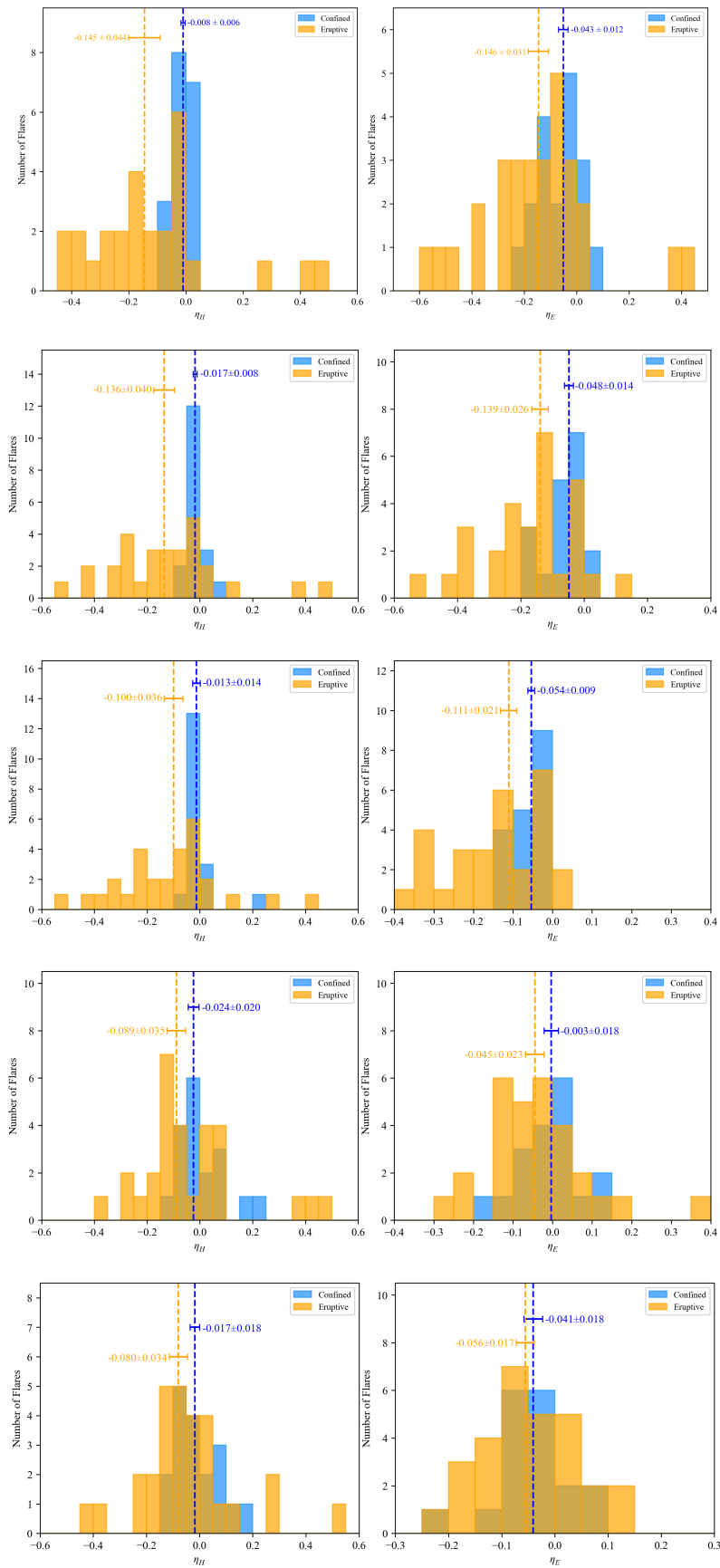


图 4-9 在五种不同方案下获得的磁螺度变化率和磁自由能变化率分布的直方图。从上到下依次“0.5 角秒多重网格”、“1 角秒多重网格”、“2 角秒多重网格”、“1 角秒直接计算”和“2 角秒直接计算”。

4.6 样本中特例

通过表格 4-1 和 4-2 可以发现一些特殊的样本，有 4 个爆发耀斑的磁螺度变化率呈现比较大的正值（大于 28%），分别是编号 23、26、33 和 43 的耀斑。这样大的数值显然不是计算误差导致的，有可能是因为日冕物质抛射过程中带走了与原日冕磁场符号相反的磁螺度。造成这样的现象有很多可能，比如：太阳大气中低层和高层的磁流绳拓扑结构有很大的差异，日冕物质抛射只带走了高层部分的磁流绳，这一推测的验证还需要对磁云中的螺度做进一步的研究。

此外，编号为 26 和 43 的两个耀斑的磁自由能变化率也表现为比较大的正值，分别为 35.48% 和 41.18%（0.5 角秒 + 多重网格）；其他计算方案的结果也呈现较大的正值。我们查看了这两个耀斑对应的活动区磁图和 AIA 图像，发现编号为 26 的耀斑源区为 AR11402，位于日面北半球偏西，它和 AR11401、11405 之间的距离很近，AIA 图像上可以看到明显磁力线连接的现象（图 4-10 左侧），所以可能存在螺度和能量传输的情况；而编号为 43 的耀斑源区为 AR12297，位于日面南半球偏东，周围并没有其他活动区，但是活动区西侧有一条与活动区尺度相当的暗条（图 4-10 右侧），活动区与暗条之间也可能有能量的传输过程。Yang 等 (2009) 通过对 AR9188 和 AR9192 磁螺度变化的分析，认为相邻结构之间的磁螺度传输是可能的。下一步我们计算分析 AR11402 周围活动区和 AR12297 西侧暗条在耀斑期间的磁螺度和磁能变化的情况，以探究造成较大正值磁自由能变化率的原因。

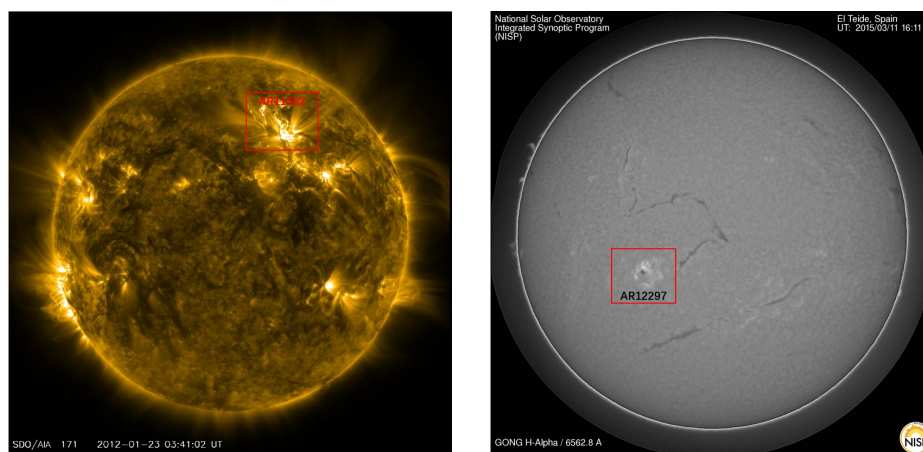


图 4-10 左图为 2012 年 1 月 23 日全日面 AIA171 图像，来自 SDO/AIA171。右图为 2015 年 3 月 11 日全日面 H_{α} 图像，来自全球日震监测网（GONG）。

第 5 章 利用解析解模型分析影响磁螺度计算的因素

在第三章和第四章中，我们对观测数据做了大量研究，发现不同成分的磁螺度之间存在差异，并分析了可能影响磁螺度计算的因素，包括：像元分辨率、计算方法、活动区浮现之前日冕区域残存的磁螺度，等。我们使用的非线性无力场外推模型是基于无力场假设的，然而根据 3.1.3 中分析，新浮活动区观测磁图的 $|F_x/F_p|$ 、 $|F_y/F_p|$ 和 $|F_z/F_p|$ 分别为 0.101、0.143 和 0.355，是不满足无力场条件的，因而在外推之前需要对观测磁图做预处理，使得输入磁场尽量满足无力场条件。预处理过程会造成磁场大小和方向的改变，但是我们在估计光球传输磁螺度的时候并不会做这样的处理，这也是造成磁螺度计算值出现差异的原因。为了尽量避免预处理过程的干扰，我们尝试引入一种满足无力场条件的三维矢量磁场，并结合非线性无力场外推模型来分析影响磁螺度计算的因素。

5.1 Low&Lou(1990) 解析解模型

磁场和等离子体结构之间的平衡可以用以下磁流体静力学方程描述，

$$-\nabla p + \frac{1}{\mu_0}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \rho \mathbf{g} = 0, \quad (5-1)$$

其中 p 是流体的压强， \mathbf{B} 是磁场， ρ 是密度， g 是重力加速度， $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m 是真空磁导率。在色球层和低日冕中，优于磁场强度比较高，磁压远大于气压和重力，所以公式 5-1 可以近似表示为，

$$(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = 0, \quad (5-2)$$

这意味着 $\nabla \times \mathbf{B}$ 的方向与 \mathbf{B} 的方向是一致的，即，

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}, \quad (5-3)$$

其中 α 称为无力因子，再结合磁场无散的性质，

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (5-4)$$

就得到了无力场方程。

Low 等 (1990) 描述了一类特殊的满足方程 5-3 和 5-4 非线性无力场，可以在球坐标系中写成二阶偏微分方程，

$$\mathbf{B} = \frac{1}{r \sin \theta} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial \theta} \hat{r} - \frac{A}{r} \hat{\theta} + Q \hat{\phi} \right), \quad (5-5)$$

其中 A 和 Q 是两个标量函数。可以发现，方程 5-5 描述的是一个轴对称的磁场，可以将对无力场方程的求解转换为一个二阶偏微分方程的求解。方程 5-5 是存

在一系列解析解的，我们可以利用从球坐标系到直角坐标系的转换获得直角坐标系下的三维矢量磁场，许多研究都利用这些解析解来检验各种外推模型解的准确性和可靠性 (Wheatland 等, 2000; Schrijver 等, 2006; Tadesse 等, 2009; Zhu 等, 2022b)。我们也尝试采用了一组 Low&Lou 解析解模型来检验无力场外推模型，分析像元分辨率影响磁螺度计算的原因。

图 5-1 展示的是 Low&Lou 解析解模型底边界矢量磁场和空间内磁力线示意图。根据公式 3-5，可以计算净洛伦兹力分量占总洛伦兹力的比例： $|F_x/F_p| = 4.69 \times 10^{-5}$ 、 $|F_y/F_p| = 6.97 \times 10^{-4}$ 和 $|F_z/F_p| = 2.79 \times 10^{-3}$ ，都远小于 0.1，说明该矢量磁场是无力场，因而不需要经过预处理过程就可以直接进行非线性无力场外推。

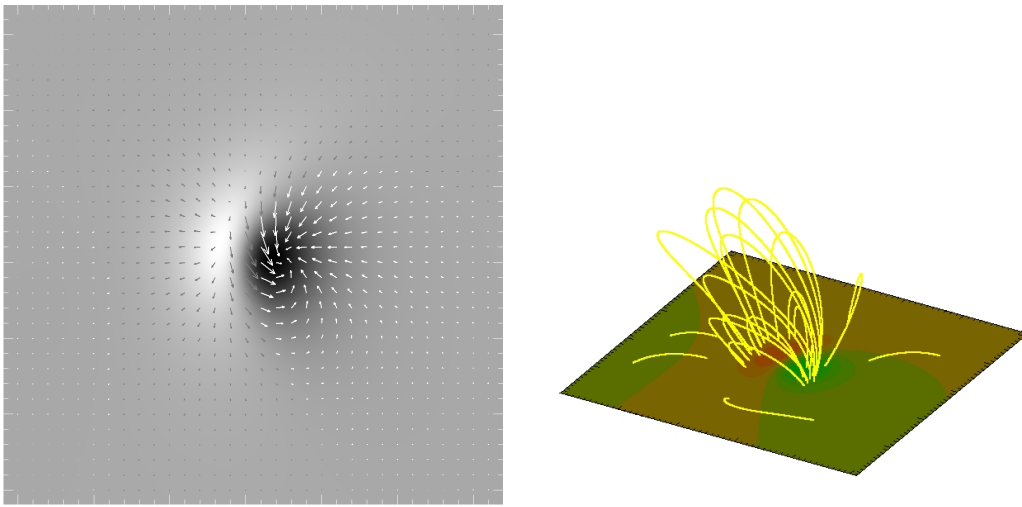


图 5-1 Low&Lou 解析解模型底边界矢量磁场和空间内磁力线示意图

5.2 噪声对不同分辨率下磁螺度计算的影响

我们先利用有限体积法计算 Low&Lou 解析解模型空间内的磁螺度。再以解析解模型底边界矢量磁场作为边界条件，利用非线性无力场外推获得与解析解模型网格大小相同的三维矢量磁场，然后用有限体积法计算磁螺度。通过比较两者之间的数值差异来检验无力场模型解的准确性和可靠性。

观测磁图是存在噪声的，对于同一组观测磁图，不同分辨率下的噪声水平是不一样的——低分辨率的磁图噪声水平比较低。Zhang 等 (2017) 分析了白噪声对于磁场无力性的影响。她们发现随着视场的增大，磁场无力性会增大；而当纵场的白噪声大于 12G 后，磁场的无力性会显著增大（对应横场噪声约为 170G）。她们认为，仅仅测量误差就可以影响到对麦克斯韦应力 F_x/F_p 、 F_y/F_p 和 F_z/F_p (Maxwell Stress) 的计算；真正的无力场在加入噪声的干扰之后可能会被检测为有力场，反之也是有可能的。实际观测的磁图总会存在测量误差和噪声，这些干扰会和正常的磁场信号叠加到一起，影响以观测磁场作为边界条件的外推结果。为了模拟这种噪声信号，我们在解析解模型的底边界矢量磁场的基础上，加入不

同大小的白噪声，再进行外推。

我们对解析解模型的磁场强度乘了一个因子，大小为 6.82，这样就使解析解的底边界矢量磁场与观测的光球活动区的矢量磁场强度相当，纵场最大强度达到 2000 高斯，横场也乘了相同的因子。之后在解析解模型底边界磁场上加入噪声，纵场加入的噪声大小为 1-25 高斯（间隔为 1 高斯），相应的横场噪声的大小为 10-250 高斯（间隔为 10 高斯），这和观测磁场的噪声水平也是相当的。之后，可以在不同噪声水平的磁图基础上外推来计算相对磁螺度数值。

我们将 Low&Lou 解析解模型底边界矢量磁场缩放为四种分辨率进行外推，分别为 256×256 、 128×128 、 64×64 和 32×32 pixel，所有外推都在多重网格（multigrid）算法下进行。对于 256×256 的磁图，分别选取阶数（order）= 1、2、3、4；对于 128×128 的磁图，分别选取阶数 = 1、2、3；对于 64×64 的磁图，选取阶数 = 1、2；对于 32×32 的磁图，设置阶数 = 1。这样我们就可以比较十组外推结果在磁螺度计算方面的表现。

图 5-2 展示的是不同噪声水平下无力性 F_x/F_p 、 F_y/F_p 和 F_z/F_p 的表现，红、蓝、绿、黑线分别代表四种分辨率的磁图。可以看到降低分辨率实际上就是降低了磁图噪声水平，提高了磁场满足无力性的程度，更加适用于非线性无力场外推模型。在纵场噪声水平小于 24 高斯的情况下， F_x/F_p 和 F_y/F_p 的绝对值都是小于 0.01 的。而对于 F_z/F_p ，随着噪声水平的增加基本呈现出单调递增的趋势，不同分辨率下皆是如此。当纵场的噪声水平达到 8 高斯（对应横场噪声为 80 高斯）以上时，原有的无力场可能转为有力场，会影响无力场外推和磁螺度计算的数值。如果降低分辨率，那么使无力场转变为有力场的噪声水平会提高，有更多的观测磁图可以直接应用于无力场外推模型。当降低分辨率到原来的 $\frac{1}{4}$ 至 $\frac{1}{8}$ 时， F_z/F_p 基本为 0。

图 5-3 展示的是不同噪声水平下计算得到的磁螺度，红色实线、红色短虚线、红色长虚线、红色点划线分别代表 256×256 磁图在阶数 = 1、2、3、4 时的磁螺度计算结果；蓝色实线、蓝色短虚线、蓝色长虚线分别代表 128×128 磁图在阶数 = 1、2、3 时的磁螺度计算结果；绿色实线、绿色长虚线分别代表 64×64 磁图在阶数 = 1、2 时的磁螺度计算结果；黑色实线则代表 32×32 磁图在阶数 = 1 时的磁螺度计算结果。噪声水平（横坐标）=-1 处的磁螺度为直接利用有限体积法计算解析解模型中磁螺度的数值，紫色长虚线为 $256 \times 256 \times 256$ 三维解析解模型直接计算的磁螺度。通过该图我们发现：

1) 对于相同分辨率的输入磁图，噪声水平会影响磁螺度的计算值——噪声越大，磁螺度的绝对值越小。这与第三章和第四章中关于分辨率影响磁螺度数值的结果是一致的，高分辨率磁图的噪声水平高于低分辨率磁图。

2) 对于相同分辨率的输入磁图，选择的多重网格阶数越大，计算的磁螺度绝对值也越大。

3) 对于直接用有限体积法计算的解析解模型磁螺度，也存在分辨率越低磁螺度数值越大的情况。分辨率相差一倍，相对磁螺度的数值差异为 2%-6%。这可

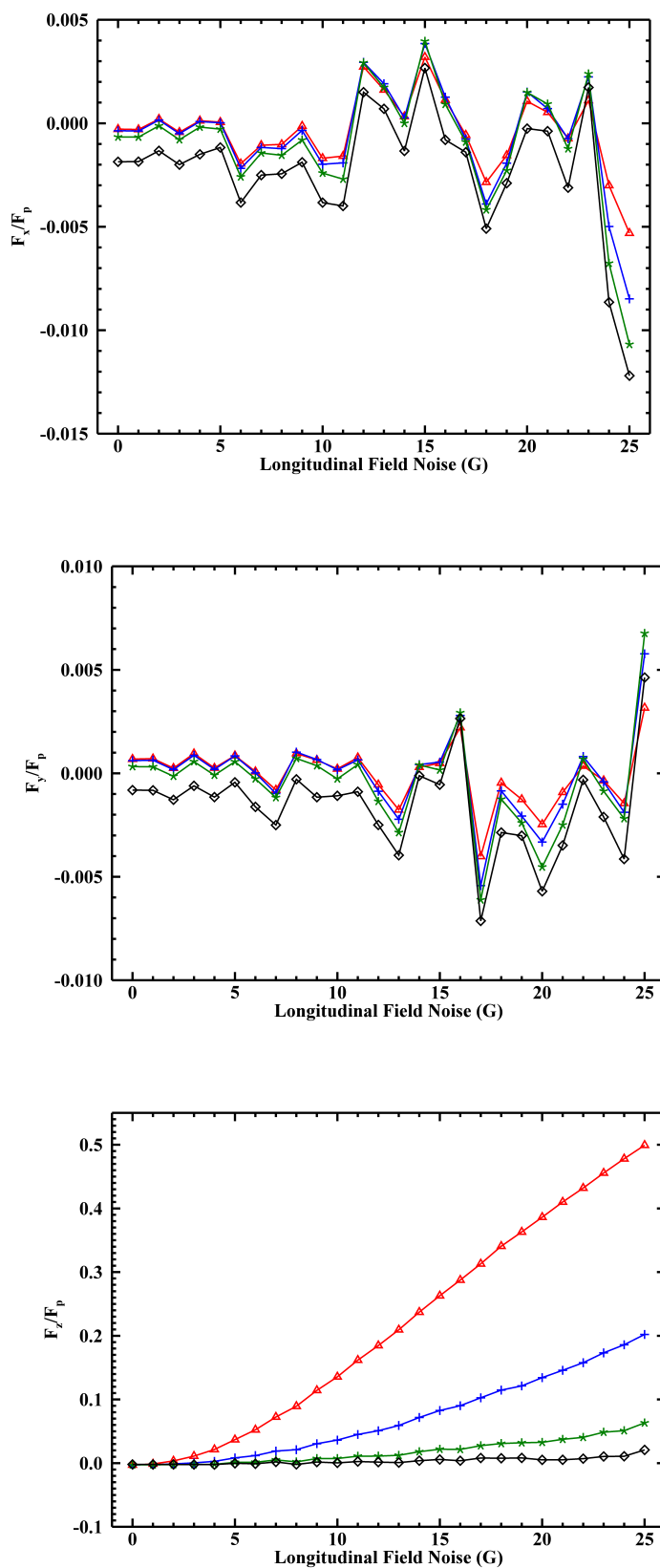


图 5-2 不同噪声水平对于无力性的影响。红线为 256×256 ，蓝线为 128×128 ，绿线为 64×64 ，黑线为 32×32 。

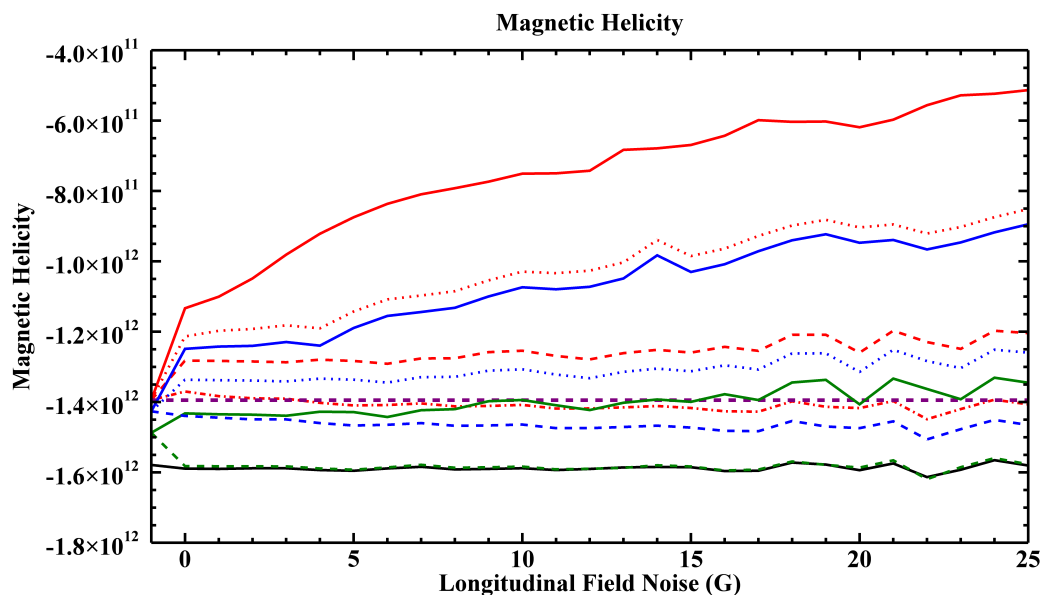


图 5-3 不同噪声水平下计算得到的磁螺度。各线的详细含义见正文说明。

能有有限体积法本身有关。

4) 当噪声水平提高时, 不同分辨率下计算的磁螺度数值差异会增大。例如: 噪声水平为 25 高斯时, 分辨率相差一倍, 相对磁螺度的数值差异为 15%-43%。这也解释了上文关于分辨率影响磁螺度数值的观点, 即: 观测磁图的噪声水平比较高, 使得不同分辨率下的结果差异很大。

综合以上分析, 我们推荐在将无力场外推方法应用到观测磁图之前, 需要先将磁图的分辨率调整为原始分辨率的 $\frac{1}{4}$, 或者将观测纵场磁图的噪声水平降低到 10 高斯以下。这样可以保证磁螺度等参数计算的准确性。

5.3 边界条件对外推结果的影响

在太阳大气中, 只有光球面的矢量磁场是可以准确测量的, 所以在外推的时候只有底边界这一个边界条件。然后, 如果我们将 Low&Lou 解析解模型视为太阳大气中的真实三维磁场, 那么就有六个面作为边界条件, 这样外推的结果应当会更加准确。我们尝试比较了只使用底面作为边界条件和使用六个边界面进行外推的差异, 网格大小为 $256 \times 256 \times 256$, 多重网格阶数分别取 1、2、3、4、5。这样就获得了 10 组外推模型解, 可以利用有限体积法计算磁螺度等数值。

表格 5-1 列出了 10 组外推模型解的磁螺度、总能量、势场能量和自由能。可以发现:

- 1) 选择相同的多重网格阶数时, 全边界条件外推计算的磁螺度和磁能大于只有底边界条件的外推。
- 2) 多重网格阶数越大, 磁螺度数值越大。
- 3) 在相同的分辨率下, 直接利用有限体积法计算 Low&Lou 解析解模型中的

表 5-1 边界条件对磁螺度和磁自由能计算的影响。

阶数	边界面数	磁螺度 (10^{12})	总能量 (10^{10})	势场能量 (10^{10})	自由能 (10^{10})
1	6	-1.158	9.325	7.608	1.717
2	6	-1.399	9.765	7.622	2.144
3	6	-1.513	9.929	7.625	2.304
4	6	-1.513	9.929	7.625	2.304
5	6	-1.513	9.929	7.625	2.304
1	1	-1.082	9.340	7.588	1.751
2	1	-1.200	9.584	7.586	1.998
3	1	-1.285	9.753	7.575	2.177
4	1	-1.353	9.898	7.571	2.327
5	1	-1.365	9.926	7.572	2.354

磁螺度数值为 -1.388×10^{12} ，以此作为真实太阳大气中磁螺度的标准。在只使用底面作为边界条件时，阶数 1-5 的模型计算的磁螺度与真实螺度值的比例依次为：77.6%、86.1%、92.2%、97.1% 和 97.9%。这说明随着阶数的增加，外推的磁螺度数值逐渐接近太阳大气中的真实磁螺度数值，推荐选取多重网格的阶数为 3 或 4。

4) 前两章中的外推模型都是只有底边界条件，阶数选取为 1 或 3，造成了对日冕中积累磁螺度 H_m^c 的低估，增大了和光球面传输磁螺度 H_m^p 之间的差异。

5.4 外推高度对有限体积法计算磁螺度的影响

外推需要适当地选择 z 方向的网格数 n_z ，如果 n_z 取值过小就无法将日冕中的磁力线都尽量包含在外推的体积内，并影响外推解满足无力、无散条件的程度；如果 n_z 取值过大又会导致增加外推计算的时间，影响效率。为了探究 n_z 的适当取值范围，我们计算了一组选取不同 n_z 高度的外推模型解，分析了这些模型解的可靠性，并且对计算得到的磁螺度进行了分析。

选择 Low&Lou 解析解模型底边界矢量磁场（大小为 256×256 ）作为输入，依次选取不同的外推高度 n_z ，进行非线性无力场外推并计算磁螺度等参数，计算结果列在表格 5-2 中。

图 5-3 展示的磁螺度和磁能随外推高度的变化，蓝色虚线代表相同分辨率下日冕中的真实值（对应磁螺度为 -1.388×10^{12} ，磁能为 9.923×10^{10} ）。可以发现，随着外推高度的增加，磁螺度和磁能的绝对数值也在增加，不过当高度超过 256 之后数值又有减小。当外推高度约为输入磁图尺度 $\sqrt{n_x \cdot n_y}$ 的 60% 时，磁螺度和磁能可以达到日冕真实值的 95% 以上，所以外推高度的取值范围应当大于 $0.6\sqrt{n_x \cdot n_y}$ 。

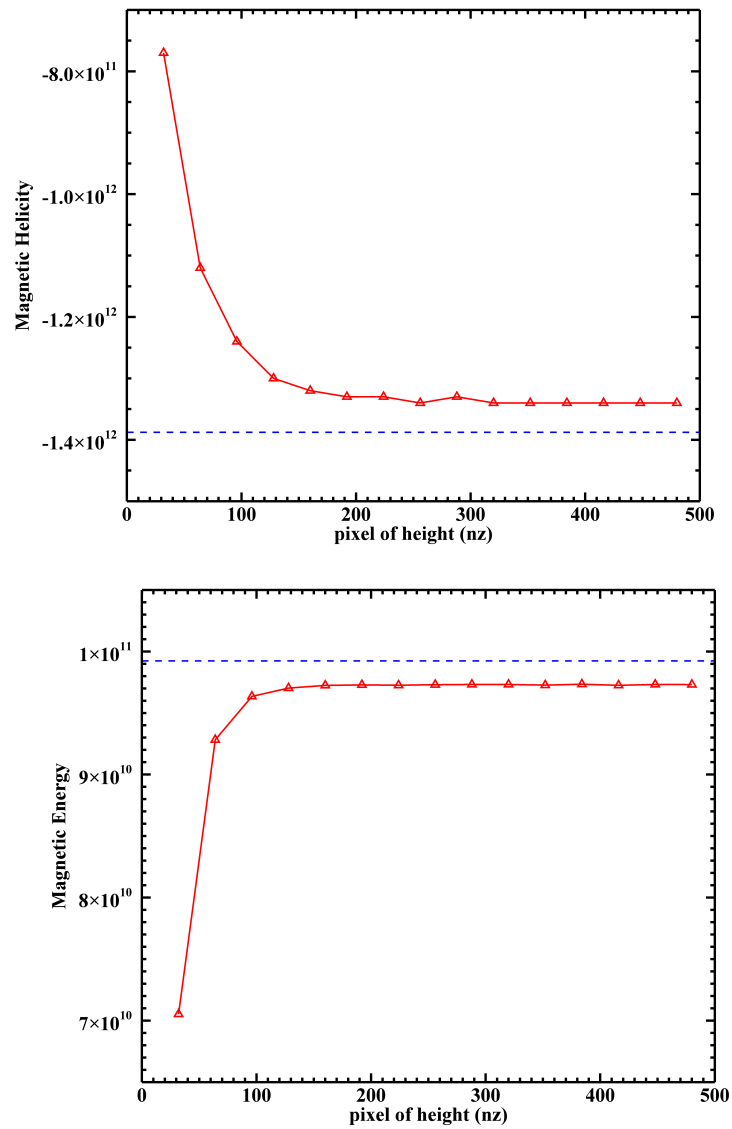


图 5-4 磁螺度和磁能随外推高度的变化。蓝色虚线代表相同分辨率下日冕中的真实值。

表 5-2 外推高度 nz 的取值对磁螺度和磁自由能计算的影响。

nz	磁螺度 (10^{12})	总能量 (10^{10})	势场能量 (10^{10})	自由能 (10^{10})
32	-0.770	7.053	5.848	1.205
64	-1.120	9.282	7.409	1.873
96	-1.240	9.635	7.484	2.151
128	-1.300	9.703	7.476	2.227
160	-1.320	9.724	7.474	2.250
192	-1.330	9.728	7.474	2.254
224	-1.330	9.726	7.474	2.252
256	-1.340	9.730	7.474	2.256
288	-1.330	9.732	7.474	2.257
320	-1.340	9.732	7.474	2.258
352	-1.340	9.726	7.474	2.253
384	-1.340	9.734	7.474	2.260
416	-1.340	9.725	7.474	2.251
448	-1.340	9.732	7.474	2.258
480	-1.340	9.731	7.474	2.258

5.5 小结

利用一组 Low&Lou 解析解模型作为日冕中的真实磁场，我们分析了影响磁螺度计算的因素，如：分辨率、噪声水平、边界条件和外推高度，等。这些因素都可以从一定程度上影响磁螺度和磁能计算的数值，因而造成对日冕中积累的磁螺度的低估，增大了与光球面传输磁螺度之间的差异。我们对如何使用观测磁图来进行无力场外推提出了一些建议：

- 1) 适当降低原始磁图的分辨率（如 $\frac{1}{4}$ ）可以降低噪声水平；
- 2) 选取多重网格阶数为 3-4；
- 3) 外推高度至少达到输入磁图尺度的 60%；
- 4) 只使用底面边界条件的外推方法计算的磁螺度可达日冕真实值的 97% 以上。

第 6 章 工作总结与展望

6.1 工作总结

磁螺度是空间内磁矢势和磁场点积的积分量，反映的是太阳磁场缠绕或嵌套的手征性，控制着太阳活动中磁场能量的释放过程 (Zhang 等, 2005)。现有的一些研究表明，光球传输的磁螺度、日冕中积累的磁螺度和跟随日冕物质抛射进入到行星际空间的磁螺度之间存在巨大的差异，探究磁螺度从太阳内部到行星际空间的传播过程有助于理解产生这些差异的原因。

利用塞曼效应可以测量光球矢量磁场，不过太阳内部以及光球之上的磁场仍然不能直接测量。随着磁场外推模型和数值模拟计算的发展，已经可以得到日冕中的三维矢量磁场，然后再利用有限体积法来计算给定空间中的磁螺度。本文主要计算了光球面传输的磁螺度和日冕中积累的磁螺度，并对大耀斑期间磁螺度的磁自由能的变化率进行了计算，我们发现影响磁螺度计算数值的关键在于观测磁图的像元分辨率和使用的计算方法。我们还通过对 Low&Lou 解析解模型加上不同大小的白噪声并计算磁螺度的实验，探究了像元分辨率是如何影响磁螺度计算的。

主要结论包括：

1、根据磁螺度守恒的特性，新浮活动区光球面传输的磁螺度应当与日冕中积累的磁螺度是一致的，但是在观测上却并不是这样。以第 23 太阳活动周的 36 个新浮活动区和第 24 太阳活动周的 127 个新浮活动区作为统计样本，我们计算了日冕中积累的磁螺度 H_m^c 和对应时间内光球面传输的磁螺度 H_m^p 。我们发现，传输磁螺度会受到计算方法的影响，本地相关追踪法 (LCT) 得到的速度场要大于差分速度仿射估计法 (DAVE)，因而 LCT 方法估计的传输磁螺度大于 DAVE 方法。日冕中磁螺度的估计受像元分辨率的影响，随着分辨率的降低，磁螺度的绝对值变大。我们尝试分析了造成两种螺度差异的主要原因，包括计算方法、分辨率、磁流浮现之前日冕中的“净磁螺度”，等。

2、根据“Taylor 假设”，快速磁重联过程中磁螺度是近似守恒的。这一点已经在理论推导、实验室环境和数值模拟计算中得到了验证。由磁螺度守恒可知，日冕中的磁螺度会由于光球面的传输而不断积累，当积累的磁螺度超过对应无力场的上限时，整个磁流体动力学系统将由平衡态转变为非平衡态，并触发太阳活动；日冕物质抛射会将多余的磁螺度带离日冕并扩散到行星际空间。太阳活动的发生与活动之前对应活动区日冕中磁螺度和磁自由能之间有很重要的联系，许多研究工作都表明于大耀斑倾向于发生在磁螺度和磁自由能数值更大的活动区。此外，非势场的磁螺度和总磁螺度之间的比值也可以用来判断活动区的耀斑有没有伴随日冕物质抛射。我们以第 24 太阳活动周的 47 个 M4.0 级以上的耀斑作为样本，分析了耀斑期间磁螺度和磁自由能的变化，从观测上证实了：对于受限耀斑，磁螺度是守恒量而磁能不是守恒量；对于爆发耀斑，日冕物质抛射会从

日冕中带走部分磁螺度，并且需要消耗更高比例的磁自由能来驱动等离子体的运动。我们同样发现像元分辨率会影响磁螺度的数值，随着分辨率的降低，磁螺度绝对值变大，但分辨率的变化基本上不影响磁螺度和磁自由能变化率的大小。

3、我们使用 Low&Lou 解析解模型作为日冕中的真实磁场，通过加入不同大小的白噪声的实验分析了影响磁螺度计算的一些因素。我们认为，适当降低观测磁图的像元分辨率（如四分之一）可以压制噪声水平，更适用于非线性无力场外推方法。在选择合适的外推高度和多重网格阶数的情况下，只使用光球面边界条件的外推方法计算的磁螺度可达日冕真实值的 97% 以上。

总之，磁螺度的计算是一个比较复杂的问题，本文的研究对合理地估计光球面传输磁螺度和日冕中积累磁螺度的数值具有指导意义。我们给出了不同方法计算磁螺度的数值，详细地分析了影响磁螺度计算值大小的因素，给出了对观测磁图预处理的一些建议。对于受限耀斑和爆发耀斑的磁螺度和磁能变化率的分析，可以应用于太阳活动研究和空间天气预报当中。

6.2 工作展望

磁螺度是研究太阳磁场很好的媒介，在色球和日冕磁场测量还不能取得突破进展的情况下，磁螺度可以成为分析太阳活动的有力工具，可以反映磁场能量的释放机制，更高的螺度意味着更高的能量和触发太阳活动的可能。随着观测设备和计算方法的发展，我们可以更准确地估计太阳以至于行星际空间中的各部分螺度。不过，通过我们的估算，虽然可以通过压制噪声等手段得到更准确的数值，但使用观测磁图计算的各部分磁螺度之间还存在很大的差异，下一步我们想继续优化磁螺度的计算方法。

即使研究样本是新浮活动区，光球面传输的磁螺度和日冕中积累的磁螺度仍然存在较大差异。一个可能的原因是在新浮活动区的磁流浮现之前，对应区域的日冕空间中就已经存在一部分螺度，这部分螺度的分布半球螺度法则。我们计划找出几个新浮活动区作为样本，计算磁流浮现之前日冕区域的原有螺度，进一步分析两部分螺度之间的关系。

通过对 M4.0 级以上耀斑的分析，我们发现了两组耀斑螺度和能量变化分组的情况，下面我们计划分析更大耀斑样本的统计分布。此外，在统计中还可以发现，日冕物质抛射可以从日冕中带出螺度和能量。如果带走的螺度与原有活动区的整体螺度符号相反，会导致正值变化率，这在理论上是可以解释的。但是有两个样本的磁自由能变化也呈现比较大的正值，初步认为可能是临近的活动区或暗条与耀斑所在的活动区发生了能量的传输，因而需要对这两个样本进一步分析，探讨耀斑期间磁能的传输过程。

空间天气预报一直是科学家感兴趣的热门课题，和人类生产生活有着密切的联系，其中对地球影响较大的是对地日冕物质抛射和太阳高能粒子引发的地磁暴。我们希望在研究爆发耀斑磁螺度变化的基础上，分析行星际空间中传播的磁云中携带的磁螺度。不过，行星际磁云的空间尺度非常大，很难完整探测。我

们可以借助于汪毓明教授等人发展的均匀缠绕磁流绳模型 (Uniform-Twist Flux Rope Model) (Wang 等, 2016b,a, 2018; Shen 等, 2022) 来估算磁云携带的磁螺度, 同时利用一些磁云样本库 (Chi 等, 2016) 来证认磁云在太阳上的源区, 分析太阳上源区日冕中变化的磁螺度和磁云携带的磁螺度之间的关系。

参考文献

- 林元章. 太阳物理导论 [M]. 2000.
- Abramenko V I, Wang T, Yurchishin V B. Analysis of Electric Current Helicity in Active Regions on the Basis of Vector Magnetograms [J/OL]. *Solar Physics*, 1996, 168(1): 75-89. DOI: [10.1007/BF00145826](https://doi.org/10.1007/BF00145826).
- Alissandrakis C E. On the computation of constant alpha force-free magnetic field [J]. *Astronomy and Astrophysics*, 1981, 100(1): 197-200.
- Bao S D, Ai G X, Zhang H Q. The Hemispheric Sign Rule of Current Helicity During the Rising Phase of Cycle 23 [J/OL]. *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 2000, 21: 303. DOI: [10.1007/BF02702414](https://doi.org/10.1007/BF02702414).
- Bao S, Zhang H. Patterns of Current Helicity for the Twenty-second Solar Cycle [J/OL]. *The Astrophysical Journal Letters*, 1998, 496(1): L43-L46. DOI: [10.1086/311232](https://doi.org/10.1086/311232).
- Berger M A. Rigorous new limits on magnetic helicity dissipation in the solar corona [J/OL]. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 1984, 30(1): 79-104. DOI: [10.1080/03091928408210078](https://doi.org/10.1080/03091928408210078).
- Berger M A, Field G B. The topological properties of magnetic helicity [J/OL]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1984, 147: 133-148. DOI: [10.1017/S0022112084002019](https://doi.org/10.1017/S0022112084002019).
- Borrero J M, Tomczyk S, Kubo M, et al. VFISV: Very Fast Inversion of the Stokes Vector for the Helioseismic and Magnetic Imager [J/OL]. *Solar Physics*, 2011, 273(1): 267-293. DOI: [10.1007/s11207-010-9515-6](https://doi.org/10.1007/s11207-010-9515-6).
- Burnette A B, Canfield R C, Pevtsov A A. Photospheric and Coronal Currents in Solar Active Regions [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2004, 606(1): 565-570. DOI: [10.1086/382775](https://doi.org/10.1086/382775).
- Chae J. Observational Determination of the Rate of Magnetic Helicity Transport through the Solar Surface via the Horizontal Motion of Field Line Footpoints [J/OL]. *Astrophysical Journal Letters*, 2001, 560(1): L95-L98. DOI: [10.1086/324173](https://doi.org/10.1086/324173).
- Chae J. Measurements of magnetic helicity injected through the solar photosphere [J/OL]. *Advances in Space Research*, 2007, 39(11): 1700-1705. DOI: [10.1016/j.asr.2007.01.035](https://doi.org/10.1016/j.asr.2007.01.035).
- Chae J, Sakurai T. A Test of Three Optical Flow Techniques—LCT, DAVE, and NAVE [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2008, 689(1): 593-612. DOI: [10.1086/592761](https://doi.org/10.1086/592761).
- Chae J, Litvinenko Y E, Sakurai T. Determination of Magnetic Diffusivity from High-Resolution Solar Magnetograms [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2008, 683(2): 1153-1159. DOI: [10.1086/590074](https://doi.org/10.1086/590074).
- Chen J, Bao S, Zhang H. Helicity Patterns of the Active Regions Connected by Transequatorial Loops [J/OL]. *Solar Physics*, 2007, 242(1-2): 65-85. DOI: [10.1007/s11207-007-0284-9](https://doi.org/10.1007/s11207-007-0284-9).
- Chen Y, Przybylski D, Peter H, et al. Transient small-scale brightenings in the quiet solar corona: A model for campfires observed with Solar Orbiter [J/OL]. *Astronomy Astrophysics*, 2021, 656: L7. DOI: [10.1051/0004-6361/202140638](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202140638).
- Chi Y, Shen C, Wang Y, et al. Statistical Study of the Interplanetary Coronal Mass Ejections from 1995 to 2015 [J/OL]. *Solar Physics*, 2016, 291(8): 2419-2439. DOI: [10.1007/s11207-016-0971-5](https://doi.org/10.1007/s11207-016-0971-5).
- Choudhuri A R. On the Connection Between Mean Field Dynamo Theory and Flux Tubes [J/OL]. *Solar Physics*, 2003, 215(1): 31-55. DOI: [10.1023/A:1024874816178](https://doi.org/10.1023/A:1024874816178).

- Choudhuri A R, Chatterjee P, Nandy D. Helicity of Solar Active Regions from a Dynamo Model [J/OL]. *Astrophysical Journal Letters*, 2004, 615(1): L57-L60. DOI: [10.1086/426054](https://doi.org/10.1086/426054).
- De Pontieu B, McIntosh S W, Carlsson M, et al. Chromospheric Alfvénic Waves Strong Enough to Power the Solar Wind [J/OL]. *Science*, 2007, 318(5856): 1574. DOI: [10.1126/science.1151747](https://doi.org/10.1126/science.1151747).
- Démoulin P, Berger M A. Magnetic Energy and Helicity Fluxes at the Photospheric Level [J/OL]. *Solar Physics*, 2003, 215(2): 203-215. DOI: [10.1023/A:1025679813955](https://doi.org/10.1023/A:1025679813955).
- Demoulin P,ariat E, Berger M A. Basic Properties of Mutual Magnetic Helicity [J/OL]. *Solar Physics*, 2006, 233(1): 3-27. DOI: [10.1007/s11207-006-0010-z](https://doi.org/10.1007/s11207-006-0010-z).
- Deng Y, Wang J, Ai G. Vector magnetic field in solar polar region. [J/OL]. *Science in China A: Mathematics*, 1999, 42(10): 1096-1102. DOI: [10.1007/BF02889512](https://doi.org/10.1007/BF02889512).
- DeRosa M L, Wheatland M S, Leka K D, et al. The Influence of Spatial resolution on Nonlinear Force-free Modeling [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2015, 811(2): 107. DOI: [10.1088/0004-637X/811/2/107](https://doi.org/10.1088/0004-637X/811/2/107).
- Ding Y J, Hong Q F, Wang H Z. A Statistical Study of the Spiral Spots on the Solar Disc [J/OL]. *Solar Physics*, 1987, 107(2): 221-231. DOI: [10.1007/BF00152020](https://doi.org/10.1007/BF00152020).
- Finn J M, Antonsen J, Thomas M. Magnetic helicity: What is it and what is it good for? [J]. *Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion*, 1985, 9: 111-126.
- Gao Y, Zhang H, Zhao J. Comparison of photospheric current helicity and subsurface kinetic helicity [J/OL]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2009, 394(1): L79-L83. DOI: [10.1111/j.1745-3933.2008.00615.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2008.00615.x).
- Gao Y, Zhao J, Zhang H. Analysis on Correlations between Subsurface Kinetic Helicity and Photospheric Current Helicity in Active Regions [J/OL]. *Astrophysical Journal Letters*, 2012, 761(1): L9. DOI: [10.1088/2041-8205/761/1/L9](https://doi.org/10.1088/2041-8205/761/1/L9).
- Gao Y, Zhao J, Zhang H. A Study of Connections Between Solar Flares and Subsurface Flow Fields of Active Regions [J/OL]. *Solar Physics*, 2014, 289(2): 493-502. DOI: [10.1007/s11207-013-0274-z](https://doi.org/10.1007/s11207-013-0274-z).
- Georgoulis M K, LaBonte B J. Magnetic Energy and Helicity Budgets in the Active Region Solar Corona. I. Linear Force-Free Approximation [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2007, 671(1): 1034-1050. DOI: [10.1086/521417](https://doi.org/10.1086/521417).
- Georgoulis M K, Tziotziou K, Raouafi N E. Magnetic Energy and Helicity Budgets in the Active-region Solar Corona. II. Nonlinear Force-free Approximation [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2012, 759(1): 1. DOI: [10.1088/0004-637X/759/1/1](https://doi.org/10.1088/0004-637X/759/1/1).
- Gilchrist S A, Braun D C, Barnes G. A Fixed-point Scheme for the Numerical Construction of Magnetohydrostatic Atmospheres in Three Dimensions [J/OL]. *Solar Physics*, 2016, 291(12): 3583-3603. DOI: [10.1007/s11207-016-0992-0](https://doi.org/10.1007/s11207-016-0992-0).
- Guo Y, Ding M D, Schmieder B, et al. Driving Mechanism and Onset Condition of a Confined Eruption [J/OL]. *Astrophysical Journal Letters*, 2010, 725(1): L38-L42. DOI: [10.1088/2041-8205/725/1/L38](https://doi.org/10.1088/2041-8205/725/1/L38).
- Guo Y, Ding M D, Cheng X, et al. Twist Accumulation and Topology Structure of a Solar Magnetic Flux Rope [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2013, 779(2): 157. DOI: [10.1088/0004-637X/779/2/157](https://doi.org/10.1088/0004-637X/779/2/157).
- Hagino M, Sakurai T. Solar-Cycle Variation of Magnetic Helicity in Active Regions [J/OL]. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 2005, 57: 481-485. DOI: [10.1093/pasj/57.3.481](https://doi.org/10.1093/pasj/57.3.481).
- Hale G E. The Fields of Force in the Atmosphere of the Sun [J/OL]. *Nature*, 1927, 119(3002): 708-714. DOI: [10.1038/119708a0](https://doi.org/10.1038/119708a0).

- Hao J, Zhang M. Hemispheric Helicity Trend for Solar Cycle 24 [J/OL]. *Astrophysical Journal Letters*, 2011, 733(2): L27. DOI: [10.1088/2041-8205/733/2/L27](https://doi.org/10.1088/2041-8205/733/2/L27).
- Heidbrink W W, Dang T H. LETTER TO THE EDITOR: Magnetic helicity is conserved at a tokamak sawtooth crash [J/OL]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2000, 42(12): L31-L36. DOI: [10.1088/0741-3335/42/12/101](https://doi.org/10.1088/0741-3335/42/12/101).
- Howard R F, Harvey J W, Forgach S. Solar Surface Velocity Fields Determined from Small Magnetic Features [J/OL]. *Solar Physics*, 1990, 130(1-2): 295-311. DOI: [10.1007/BF00156795](https://doi.org/10.1007/BF00156795).
- Ji H, Prager S C, Sarff J S. Conservation of Magnetic Helicity during Plasma Relaxation [J/OL]. *Physical Review Letters*, 1995, 74(15): 2945-2948. DOI: [10.1103/PhysRevLett.74.2945](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.2945).
- Joshi B, Ibrahim M S, Shanmugaraju A, et al. A Major Geoeffective CME from NOAA 12371: Initiation, CME-CME Interactions, and Interplanetary Consequences [J/OL]. *Solar Physics*, 2018, 293(7): 107. DOI: [10.1007/s11207-018-1325-2](https://doi.org/10.1007/s11207-018-1325-2).
- Kazachenko M D, Lynch B J, Welsch B T, et al. A Database of Flare Ribbon Properties from the Solar Dynamics Observatory. I. Reconnection Flux [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2017, 845(1): 49. DOI: [10.3847/1538-4357/aa7ed6](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa7ed6).
- Kleorin N, Kuzanyan K, Moss D, et al. Magnetic helicity evolution during the solar activity cycle: Observations and dynamo theory [J/OL]. *Astronomy Astrophysics*, 2003, 409: 1097-1105. DOI: [10.1051/0004-6361:20031126](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20031126).
- Kuzanyan K M, Pipin V V, Zhang H. Probing current and cross-helicity in the solar atmosphere: A challenge for theory [J/OL]. *Advances in Space Research*, 2007, 39(11): 1694-1699. DOI: [10.1016/j.asr.2007.02.002](https://doi.org/10.1016/j.asr.2007.02.002).
- Landi Degl'Innocenti E, Landi Degl'Innocenti M. Quantum Theory of Line Formation in a Magnetic Field [J/OL]. *Solar Physics*, 1972, 27: 319. DOI: [10.1007/BF00153104](https://doi.org/10.1007/BF00153104).
- Leamon R J, Canfield R C, Pevtsov A A. Properties of magnetic clouds and geomagnetic storms associated with eruption of coronal sigmoids [J/OL]. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2002, 107(A9): 1234. DOI: [10.1029/2001JA000313](https://doi.org/10.1029/2001JA000313).
- Leka K D, Barnes G, Crouch A. Astronomical society of the pacific conference series: volume 415 An Automated Ambiguity-Resolution Code for Hinode/SP Vector Magnetic Field Data [M]. 2009: 365.
- Li T, Hou Y, Yang S, et al. Magnetic Flux of Active Regions Determining the Eruptive Character of Large Solar Flares [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2020, 900(2): 128. DOI: [10.3847/1538-4357/aba6ef](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aba6ef).
- Lim E K, Chae J. Chirality of Intermediate Filaments and Magnetic Helicity of Active Regions [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2009, 692(1): 104-108. DOI: [10.1088/0004-637X/692/1/104](https://doi.org/10.1088/0004-637X/692/1/104).
- Liokati E, Nindos A, Liu Y. Magnetic helicity and energy of emerging solar active regions and their eruptivity [J/OL]. *Astronomy Astrophysics*, 2022, 662: A6. DOI: [10.1051/0004-6361/202142868](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202142868).
- Liu Y, Schuck P W. Magnetic Energy and Helicity in Two Emerging Active Regions in the Sun [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2012, 761(2): 105. DOI: [10.1088/0004-637X/761/2/105](https://doi.org/10.1088/0004-637X/761/2/105).
- Liu Y, Welsch B T, Valori G, et al. Changes of Magnetic Energy and Helicity in Solar Active Regions from Major Flares [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2023, 942(1): 27. DOI: [10.3847/1538-4357/aca3a6](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aca3a6).
- Low B C. Three-dimensional structures of magnetostatic atmospheres. I - Theory [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 1985, 293: 31-43. DOI: [10.1086/163211](https://doi.org/10.1086/163211).

- Low B C. Three-dimensional Structures of Magnetostatic Atmospheres. III. A General Formulation [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 1991, 370: 427. DOI: [10.1086/169829](https://doi.org/10.1086/169829).
- Low B C. Solar Activity and the Corona [J/OL]. *Solar Physics*, 1996, 167(1-2): 217-265. DOI: [10.1007/BF00146338](https://doi.org/10.1007/BF00146338).
- Low B C. Coronal mass ejections, magnetic flux ropes, and solar magnetism [J/OL]. *Journal of Geophysical Research*, 2001, 106(A11): 25141-25164. DOI: [10.1029/2000JA004015](https://doi.org/10.1029/2000JA004015).
- Low B C, Lou Y Q. Modeling Solar Force-free Magnetic Fields [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 1990, 352: 343. DOI: [10.1086/168541](https://doi.org/10.1086/168541).
- MacTaggart D, Elsheikh A, McLaughlin J A, et al. Non-symmetric magnetohydrostatic equilibria: a multigrid approach [J/OL]. *Astronomy Astrophysics*, 2013, 556: A40. DOI: [10.1051/0004-6361/201220458](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220458).
- Metcalf T R, Jiao L, McClymont A N, et al. Is the Solar Chromospheric Magnetic Field Force-free? [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 1995, 439: 474. DOI: [10.1086/175188](https://doi.org/10.1086/175188).
- Metcalf T R, Leka K D, Barnes G, et al. An Overview of Existing Algorithms for Resolving the 180° Ambiguity in Vector Magnetic Fields: Quantitative Tests with Synthetic Data [J/OL]. *Solar Physics*, 2006, 237(2): 267-296. DOI: [10.1007/s11207-006-0170-x](https://doi.org/10.1007/s11207-006-0170-x).
- Moraitis K, Tziotziou K, Georgoulis M K, et al. Validation and Benchmarking of a Practical Free Magnetic Energy and Relative Magnetic Helicity Budget Calculation in Solar Magnetic Structures [J/OL]. *Solar Physics*, 2014, 289(12): 4453-4480. DOI: [10.1007/s11207-014-0590-y](https://doi.org/10.1007/s11207-014-0590-y).
- Orozco Suárez D, Bellot Rubio L R. Analysis of Quiet-Sun Internetwork Magnetic Fields Based on Linear Polarization Signals [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2012, 751(1): 2. DOI: [10.1088/0004-637X/751/1/2](https://doi.org/10.1088/0004-637X/751/1/2).
- Pariat E, Valori G, Démoulin P, et al. Testing magnetic helicity conservation in a solar-like active event [J/OL]. *Astronomy Astrophysics*, 2015, 580: A128. DOI: [10.1051/0004-6361/201525811](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525811).
- Pariat E, Leake J E, Valori G, et al. Relative magnetic helicity as a diagnostic of solar eruptivity [J/OL]. *Astronomy Astrophysics*, 2017, 601: A125. DOI: [10.1051/0004-6361/201630043](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201630043).
- Parker E N. The Dynamical Oscillation and Propulsion of Magnetic Fields in the Convective Zone of a Star. III. Accumulation of Heat and the Onset of the Reyleigh-Taylor Instability [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 1987, 321: 1009. DOI: [10.1086/165693](https://doi.org/10.1086/165693).
- Parker E N. A history of early work on the heliospheric magnetic field [J/OL]. *Journal of Geophysical Research*, 2001, 106(A8): 15797-15802. DOI: [10.1029/2000JA000100](https://doi.org/10.1029/2000JA000100).
- Pevtsov A A. Sinuous Coronal Loops at the Sun [Invited] [C]//Martens P C H, Cauffman D. Multi-Wavelength Observations of Coronal Structure and Dynamics: volume 10. 2002: 125.
- Pevtsov A A, Latushko S M. Current Helicity of the Large-Scale Photospheric Magnetic Field [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2000, 528(2): 999-1003. DOI: [10.1086/308227](https://doi.org/10.1086/308227).
- Pevtsov A A, Canfield R C, Metcalf T R. Latitudinal Variation of Helicity of Photospheric Magnetic Fields [J/OL]. *Astrophysical Journal Letters*, 1995, 440: L109. DOI: [10.1086/187773](https://doi.org/10.1086/187773).
- Pevtsov A A, Canfield R C, McClymont A N. On the Subphotospheric Origin of Coronal Electric Currents [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 1997, 481(2): 973-977. DOI: [10.1086/304065](https://doi.org/10.1086/304065).
- Pevtsov A A, Balasubramaniam K S, Rogers J W. Chirality of Chromospheric Filaments [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2003, 595(1): 500-505. DOI: [10.1086/377339](https://doi.org/10.1086/377339).
- Pipin V V, Kuzanyan K M, Zhang H, et al. Turbulent Cross-helicity in the Mean-field Solar Dynamo Problem [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2011, 743(2): 160. DOI: [10.1088/0004-637X/743/2/160](https://doi.org/10.1088/0004-637X/743/2/160).

- Pipin V V, Zhang H, Sokoloff D D, et al. The origin of the helicity hemispheric sign rule reversals in the mean-field solar-type dynamo [J/OL]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2013, 435(3): 2581-2588. DOI: [10.1093/mnras/stt1465](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1465).
- Rachkovsky D N. Magnetic rotation effects in spectral lines [J]. *Izvestiya Ordena Trudovogo Krasnogo Znameni Krymskoj Astrofizicheskoj Observatorii*, 1962, 28: 259-270.
- Romano P, Zuccarello F. Flare occurrence and the spatial distribution of the magnetic helicity flux [J/OL]. *Astronomy Astrophysics*, 2011, 535: A1. DOI: [10.1051/0004-6361/201117594](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117594).
- Rudenko G V, Myshyakov I I. Gauge-Invariant Helicity for Force-Free Magnetic Fields in a Rectangular Box [J/OL]. *Solar Physics*, 2011, 270(1): 165. DOI: [10.1007/s11207-011-9743-4](https://doi.org/10.1007/s11207-011-9743-4).
- Rüdiger G, Kitchatinov L L, Brandenburg A. Cross Helicity and Turbulent Magnetic Diffusivity in the Solar Convection Zone [J/OL]. *Solar Physics*, 2011, 269(1): 3-12. DOI: [10.1007/s11207-010-9683-4](https://doi.org/10.1007/s11207-010-9683-4).
- Rust D M. Spawning and Shedding Helical Magnetic Fields in the Solar Atmosphere [J/OL]. *Geophysical Research Letters*, 1994, 21(4): 241-244. DOI: [10.1029/94GL00003](https://doi.org/10.1029/94GL00003).
- Rust D M, Kumar A. Evidence for Helically Kinked Magnetic Flux Ropes in Solar Eruptions [J/OL]. *Astrophysical Journal Letters*, 1996, 464: L199. DOI: [10.1086/310118](https://doi.org/10.1086/310118).
- Rust D M, Martin S F. A Correlation Between Sunspot Whirls and Filament Type [C]// Balasubramaniam K S, Simon G W. *Astronomical Society of the Pacific Conference Series: volume 68 Solar Active Region Evolution: Comparing Models with Observations*. 1994: 337.
- Scherrer P H, Schou J, Bush R I, et al. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO) [J/OL]. *Solar Physics*, 2012, 275(1-2): 207-227. DOI: [10.1007/s11207-011-9834-2](https://doi.org/10.1007/s11207-011-9834-2).
- Schrijver C J, De Rosa M L, Metcalf T R, et al. Nonlinear Force-Free Modeling of Coronal Magnetic Fields Part I: A Quantitative Comparison of Methods [J/OL]. *Solar Physics*, 2006, 235(1-2): 161-190. DOI: [10.1007/s11207-006-0068-7](https://doi.org/10.1007/s11207-006-0068-7).
- Schuck P W. Local Correlation Tracking and the Magnetic Induction Equation [J/OL]. *Astrophysical Journal Letters*, 2005, 632(1): L53-L56. DOI: [10.1086/497633](https://doi.org/10.1086/497633).
- Schuck P W. Tracking Magnetic Footpoints with the Magnetic Induction Equation [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2006, 646(2): 1358-1391. DOI: [10.1086/505015](https://doi.org/10.1086/505015).
- Schuck P W. Tracking Vector Magnetograms with the Magnetic Induction Equation [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2008, 683(2): 1134-1152. DOI: [10.1086/589434](https://doi.org/10.1086/589434).
- Seehafer N. Electric Current Helicity in the Solar Atmosphere [J/OL]. *Solar Physics*, 1990, 125(2): 219-232. DOI: [10.1007/BF00158402](https://doi.org/10.1007/BF00158402).
- Shen F, Shen C, Xu M, et al. Propagation characteristics of coronal mass ejections (CMEs) in the corona and interplanetary space [J/OL]. *Reviews of Modern Plasma Physics*, 2022, 6(1): 8. DOI: [10.1007/s41614-022-00069-1](https://doi.org/10.1007/s41614-022-00069-1).
- Shi Z X, Ai G X, Chen C Y, et al. A comparison of the Solar Optical Observatory testing sites at Shahe, Xinglong and Huairou. [J]. *Acta Astronomica Sinica*, 1976, 17: 193-202.
- Stallard B W, Hooper E B, Woodruff S, et al. Magnetic helicity balance in the Sustained Spheromak Plasma Experiment [J/OL]. *Physics of Plasmas*, 2003, 10(7): 2912-2924. DOI: [10.1063/1.1580121](https://doi.org/10.1063/1.1580121).
- Stepanov B I, Gribkovskii V P. Absorption and Luminescence of a Harmonic Oscillator [J]. *Soviet Physics Doklady*, 1958, 3: 781.
- Stokes G G. On the Composition and Resolution of Streams of Polarized Light from different Sources [J]. *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, 1851, 9: 399.

- Su J T, Zhang H Q. Calibration of Vector Magnetogram with the Nonlinear Least-squares Fitting Technique [J/OL]. *Chinese Journal of Astronomy Astrophysics*, 2004, 4: 365-376. DOI: [10.1088/1009-9271/4/4/365](https://doi.org/10.1088/1009-9271/4/4/365).
- Sun X. On the Coordinate System of Space-Weather HMI Active Region Patches (SHARPs): A Technical Note [J/OL]. arXiv e-prints, 2013: arXiv:1309.2392. DOI: [10.48550/arXiv.1309.2392](https://doi.org/10.48550/arXiv.1309.2392).
- Tadesse T, Wiegelmann T, Inhester B. Nonlinear force-free coronal magnetic field modelling and preprocessing of vector magnetograms in spherical geometry [J/OL]. *Astronomy Astrophysics*, 2009, 508(1): 421-432. DOI: [10.1051/0004-6361/200912529](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912529).
- Tan B. Coronal Heating Driven by a Magnetic Gradient Pumping Mechanism in Solar Plasmas [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2014, 795(2): 140. DOI: [10.1088/0004-637X/795/2/140](https://doi.org/10.1088/0004-637X/795/2/140).
- Taylor J B. Relaxation of Toroidal Plasma and Generation of Reverse Magnetic Fields [J/OL]. *Physical Review Letters*, 1974, 33(19): 1139-1141. DOI: [10.1103/PhysRevLett.33.1139](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.33.1139).
- Thalmann J K, Inhester B, Wiegelmann T. Estimating the Relative Helicity of Coronal Magnetic Fields [J/OL]. *Solar Physics*, 2011, 272(2): 243-255. DOI: [10.1007/s11207-011-9826-2](https://doi.org/10.1007/s11207-011-9826-2).
- Thalmann J K, Linan L, Pariat E, et al. On the Reliability of Magnetic Energy and Helicity Computations Based on Nonlinear Force-free Coronal Magnetic Field Models [J/OL]. *Astrophysical Journal Letters*, 2019, 880(1): L6. DOI: [10.3847/2041-8213/ab2e73](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab2e73).
- Tian L, Bao S, Zhang H, et al. Relationship in sign between tilt and twist in active region magnetic fields [J/OL]. *Astronomy Astrophysics*, 2001, 374: 294-300. DOI: [10.1051/0004-6361:20010701](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20010701).
- Tziotziou K, Moraitis K, Georgoulis M K, et al. Validation of the magnetic energy vs. helicity scaling in solar magnetic structures [J/OL]. *Astronomy Astrophysics*, 2014, 570: L1. DOI: [10.1051/0004-6361/201424864](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424864).
- Tziotziou K, Georgoulis M K, Raouafi N E. The Magnetic Energy-Helicity Diagram of Solar Active Regions [J/OL]. *Astrophysical Journal Letters*, 2012, 759(1): L4. DOI: [10.1088/2041-8205/759/1/L4](https://doi.org/10.1088/2041-8205/759/1/L4).
- Tziotziou K, Georgoulis M K, Liu Y. Interpreting Eruptive Behavior in NOAA AR 11158 via the Region's Magnetic Energy and Relative-helicity Budgets [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2013, 772(2): 115. DOI: [10.1088/0004-637X/772/2/115](https://doi.org/10.1088/0004-637X/772/2/115).
- Unno W. Line Formation of a Normal Zeeman Triplet [J]. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 1956, 8: 108.
- Valori G, Démoulin P, Pariat E. Comparing Values of the Relative Magnetic Helicity in Finite Volumes [J/OL]. *Solar Physics*, 2012, 278(2): 347-366. DOI: [10.1007/s11207-012-9951-6](https://doi.org/10.1007/s11207-012-9951-6).
- Valori G, Démoulin P, Pariat E, et al. Accuracy of magnetic energy computations [J/OL]. *Astronomy Astrophysics*, 2013, 553: A38. DOI: [10.1051/0004-6361/201220982](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220982).
- Valori G, Romano P, Malanushenko A, et al. Time Evolution of Force-Free Parameter and Free Magnetic Energy in Active Region NOAA 10365 [J/OL]. *Solar Physics*, 2015, 290(2): 491-506. DOI: [10.1007/s11207-014-0608-5](https://doi.org/10.1007/s11207-014-0608-5).
- Valori G, Pariat E, Anfinogentov S, et al. Magnetic Helicity Estimations in Models and Observations of the Solar Magnetic Field. Part I: Finite Volume Methods [J/OL]. *Space Science Reviews*, 2016, 201(1-4): 147-200. DOI: [10.1007/s11214-016-0299-3](https://doi.org/10.1007/s11214-016-0299-3).
- Vishniac E T, Cho J. Magnetic Helicity Conservation and Astrophysical Dynamos [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2001, 550(2): 752-760. DOI: [10.1086/319817](https://doi.org/10.1086/319817).

- Wang C, Zhang M. A Hemispheric Helicity Sign Rule Indicated by Large-scale Photospheric Magnetic Fields at Three Phases of Solar Cycle 23 [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2010, 720(1): 632-638. DOI: [10.1088/0004-637X/720/1/632](https://doi.org/10.1088/0004-637X/720/1/632).
- Wang J M, Qian Z Y, Ai G X, et al. Comparison of the Solar Optical Observatory testing sites at Shahe, Xinglong and Huairou. II. Observation of atmospheric temperature fluctuation close to ground. [J]. *Acta Astronomica Sinica*, 1977, 18: 182-191.
- Wang Y, Zhang Q, Liu J, et al. On the propagation of a geoeffective coronal mass ejection during 15-17 March 2015 [J/OL]. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2016, 121(8): 7423-7434. DOI: [10.1002/2016JA022924](https://doi.org/10.1002/2016JA022924).
- Wang Y, Zhuang B, Hu Q, et al. On the twists of interplanetary magnetic flux ropes observed at 1 AU [J/OL]. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2016, 121(10): 9316-9339. DOI: [10.1002/2016JA023075](https://doi.org/10.1002/2016JA023075).
- Wang Y, Shen C, Liu R, et al. Understanding the Twist Distribution Inside Magnetic Flux Ropes by Anatomizing an Interplanetary Magnetic Cloud [J/OL]. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2018, 123(5): 3238-3261. DOI: [10.1002/2017JA024971](https://doi.org/10.1002/2017JA024971).
- Wheatland M S, Sturrock P A, Roumeliotis G. An Optimization Approach to Reconstructing Force-free Fields [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2000, 540(2): 1150-1155. DOI: [10.1086/309355](https://doi.org/10.1086/309355).
- Wiegelmann T, Thalmann J K, Inhester B, et al. How Should One Optimize Nonlinear Force-Free Coronal Magnetic Field Extrapolations from SDO/HMI Vector Magnetograms? [J/OL]. *Solar Physics*, 2012, 281(1): 37-51. DOI: [10.1007/s11207-012-9966-z](https://doi.org/10.1007/s11207-012-9966-z).
- Wiegelmann T, Petrie G J D, Riley P. Coronal Magnetic Field Models [J/OL]. *Space Science Reviews*, 2017, 210(1-4): 249-274. DOI: [10.1007/s11214-015-0178-3](https://doi.org/10.1007/s11214-015-0178-3).
- Woltjer L. A Theorem on Force-Free Magnetic Fields [J/OL]. *Proceedings of the National Academy of Science*, 1958, 44(6): 489-491. DOI: [10.1073/pnas.44.6.489](https://doi.org/10.1073/pnas.44.6.489).
- Xia C, Keppens R, Guo Y. Three-dimensional Prominence-hosting Magnetic Configurations: Creating a Helical Magnetic Flux Rope [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2014, 780(2): 130. DOI: [10.1088/0004-637X/780/2/130](https://doi.org/10.1088/0004-637X/780/2/130).
- Xu H, Gao Y, Popova E P, et al. Magnetic and electric-current helicities in very simple models of the solar dynamo [J/OL]. *Astronomy Reports*, 2009, 53(2): 160-165. DOI: [10.1134/S1063772909020085](https://doi.org/10.1134/S1063772909020085).
- Yan X L, Qu Z Q, Xu C L. A Statistical Study on Rotating Sunspots: Polarities, Rotation Directions, and Helicities [J/OL]. *Astrophysical Journal Letters*, 2008, 682(1): L65. DOI: [10.1086/590953](https://doi.org/10.1086/590953).
- Yang K, Guo Y, Ding M D. Quantifying the Topology and Evolution of a Magnetic Flux Rope Associated with Multi-flare Activities [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2016, 824(2): 148. DOI: [10.3847/0004-637X/824/2/148](https://doi.org/10.3847/0004-637X/824/2/148).
- Yang S, Büchner J, Zhang H. Magnetic Helicity Exchange Between Neighboring Active Regions [J/OL]. *Astrophysical Journal Letters*, 2009, 695(1): L25-L30. DOI: [10.1088/0004-637X/695/1/L25](https://doi.org/10.1088/0004-637X/695/1/L25).
- Yang S, Büchner J, Santos J C, et al. Evolution of Relative Magnetic Helicity: Method of Computation and Its Application to a Simulated Solar Corona above an Active Region [J/OL]. *Solar Physics*, 2013, 283(2): 369-382. DOI: [10.1007/s11207-013-0236-5](https://doi.org/10.1007/s11207-013-0236-5).
- Yang S, Büchner J, Skála J, et al. Evolution of relative magnetic helicity. New boundary conditions for the vector potential [J/OL]. *Astronomy Astrophysics*, 2018, 613: A27. DOI: [10.1051/0004-6361/201628108](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628108).

- Yang S, Zhang J, Li T, et al. Vector Magnetic Fields and Current Helicities in Coronal Holes and Quiet Regions [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2011, 726(1): 49. DOI: [10.1088/0004-637X/726/1/49](https://doi.org/10.1088/0004-637X/726/1/49).
- Yu Z, Chen J, Liu J, et al. A statistical study of trans-equatorial loops from 2006 to 2020 [J/OL]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2023, 524(4): 5880-5890. DOI: [10.1093/mnras/stad2224](https://doi.org/10.1093/mnras/stad2224).
- Zhang H. Reversal magnetic chirality of solar active regions and a possible dynamo model [J/OL]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2012, 419(1): 799-805. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2011.19745.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.19745.x).
- Zhang H, Bao S. Distribution of Photospheric Electric Current Helicity and Solar Activities [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 1999, 519(2): 876-883. DOI: [10.1086/307378](https://doi.org/10.1086/307378).
- Zhang H, Sakurai T, Pevtsov A, et al. A new dynamo pattern revealed by solar helical magnetic fields [J/OL]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2010, 402(1): L30-L33. DOI: [10.1111/j.1745-3933.2009.00793.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2009.00793.x).
- Zhang J, Temmer M, Gopalswamy N, et al. Earth-affecting solar transients: a review of progresses in solar cycle 24 [J/OL]. *Progress in Earth and Planetary Science*, 2021, 8(1): 56. DOI: [10.1186/s40645-021-00426-7](https://doi.org/10.1186/s40645-021-00426-7).
- Zhang M, Flyer N. The Dependence of the Helicity Bound of Force-Free Magnetic Fields on Boundary Conditions [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2008, 683(2): 1160-1167. DOI: [10.1086/589993](https://doi.org/10.1086/589993).
- Zhang M, Low B C. The Hydromagnetic Nature of Solar Coronal Mass Ejections [J/OL]. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 2005, 43(1): 103-137. DOI: [10.1146/annurev.astro.43.072103.150602](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.43.072103.150602).
- Zhang M, Flyer N, Low B C. Magnetic Field Confinement in the Corona: The Role of Magnetic Helicity Accumulation [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2006, 644(1): 575-586. DOI: [10.1086/503353](https://doi.org/10.1086/503353).
- Zhang M, Flyer N, Chye Low B. Magnetic Helicity of Self-similar Axisymmetric Force-free Fields [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2012, 755(1): 78. DOI: [10.1088/0004-637X/755/1/78](https://doi.org/10.1088/0004-637X/755/1/78).
- Zhang X M, Zhang M, Su J T. On Estimating Force-freeness Based on Observed Magnetograms [J/OL]. *Astrophysical Journal*, 2017, 834(1): 80. DOI: [10.3847/1538-4357/834/1/80](https://doi.org/10.3847/1538-4357/834/1/80).
- Zhao J. Inference of solar subsurface flows by time-distance helioseismology [D]. Stanford University, California, 2004.
- Zhao M Y, Wang X F, Zhang H Q. The Correlation between the Magnetic and Velocity Fields on the Full Solar Disk [J/OL]. *Solar Physics*, 2011, 270(1): 23. DOI: [10.1007/s11207-011-9742-5](https://doi.org/10.1007/s11207-011-9742-5).
- Zhao M, Wang X, Zhang H. Observational cross helicity on the solar surface [J/OL]. *Science China Physics, Mechanics, and Astronomy*, 2014, 57(3): 589-596. DOI: [10.1007/s11433-013-5174-6](https://doi.org/10.1007/s11433-013-5174-6).
- Zhu X, Wiegmann T. Toward a fast and consistent approach to modeling solar magnetic fields in multiple layers [J/OL]. *Astronomy Astrophysics*, 2022, 658: A37. DOI: [10.1051/0004-6361/202141505](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202141505).
- Zhu X, Neukrich T, Wiegmann T. Magnetohydrostatic modeling of the solar atmosphere [J/OL]. *Science in China E: Technological Sciences*, 2022, 65(8): 1710-1726. DOI: [10.1007/s11431-022-2047-8](https://doi.org/10.1007/s11431-022-2047-8).

致 谢

在此论文即将完成之际，我要衷心地感谢我的两位指导教师：张枚研究员和杨尚斌副研究员，在选择课题、研究进展、论文写作，甚至是生活、心理健康方面，他们都给予了我十分关键的帮助。张老师数十年如一日的科研精神和严谨的科学态度教导了我如何做一个科研工作者，杨老师开阔的视野、丰富的知识和饱满的热情帮我指明了未来的发展方向。回顾在一起研究讨论的点点滴滴，为人学子的我无论将来身处何地，都必将牢记师恩，传承师风，做好一个科研工作者。谨在此向两位老师致以最深深的敬意和最衷心的感谢！

感谢邓元勇主任、王东光总工程师、张洪起研究员、王慧站长，他们和张枚老师是怀柔基地的主心骨，他们刻苦奋斗、攻坚克难的精神，勇攀科学高峰的勇气引领着基地的前进与发展。

感谢杨潇师姐对我工作和生活上的帮助！潇姐乐于助人，她在编程代码和文章撰写等方面像导师一样给予我指导，生活上像亲人一样照顾我。我的各项工作对计算量有很高的要求，潇姐负责基地服务器工作站的运行和维护，她在如何提高计算效率方面给予了我很多建议与帮助。感谢宋永亮师兄为我详细讲解了光流法计算中参数选取的问题，他每周组会都会介绍十几篇太阳物理领域的研究工作，帮助大家拓展了视野和思路。感谢汪国萍观测员几十年兢兢业业的值班观测，感谢刘锁师兄对怀柔数据做的标准化处理，高质量的观测数据是我们开展研究工作的扎实基础。感谢张洪起研究员为我提供的书籍资料，使我能够更全面的了解太阳物理的面貌，他还在学习方法和研究方向上对我有诸多的指导。感谢苏江涛研究员为我讲解了如何解决磁场 180 度不确定性的问题，感谢徐海清师姐耐心地为解答了电流螺度计算方面的问题，感谢孙文君师兄和闫璐师姐对我在组内杂务上诸多的帮助，感谢胡兴同学为我提供了使用 python 画图的一些指导。

感谢国家空间中心的朱小帅研究员，他是目前国际上享有声誉的磁场外推领域的专家，多次请教加深了我对于非线性无力场外推和磁流体静力学外推的理解，让我能够更好地分析计算结果，他还帮助我了解了如何使用外推方面的程序。感谢国家天文台的李婷研究员，她为了详细解释了如何证认耀斑是否伴随有日冕物质抛射的方法。感谢谭宝林研究员，他提供的孤立耀斑样本是我分析耀斑期间磁螺度变化工作的重要基础。

感谢北京师范大学的毛信杰教授，毛老师的“磁流体力学课程”讲述了太阳物理学理论方面十分基础重要的一些问题，尤其讲述了一些公式推导方面的技巧使我受益匪浅。

感谢国家天文台研究生办公室的梁艳春老师、马怀宇老师、李响老师和艾华老师对我读博期间学习生活上的帮助。

国家天文台怀柔太阳观测基地是一个温馨的大家庭，基地的许多老师、朋友

都曾给予我工作和生活上的帮助。团队里每个人身上的闪光点都在潜移默化地影响着我，每当自己觉得很难坚持的时候，这些良师益友的提携鼓励总是能令自己重新振奋。

感谢我所有文章、论文的审稿人、评委，你们的评审和提出的宝贵意见教导我学会了撰写科学论文的方法。

感谢我的父母和家人，他们对于我无条件的支持和鼓励让我能够毫无后顾之忧地投入到天文学的研究中去。

展望未来，科研的道路可是说是人生的一场修行，需要坚持格物致知的态度和学思结合的方法。路漫漫其修远兮，惟愿自己能够持之以恒，在此为每一个在科研道路上孜孜追求、砥砺前行研究者鼓掌喝彩！

2023年12月

作者简介及攻读学位期间发表的学术论文与其他相关学术成果

作者简介：

基本情况：

王全，男，汉族，河北省张家口市涿鹿县人，1994年6月25日出生，未婚，政治面貌群众。目前为中国科学院国家天文台在读博士研究生。

教育经历：

2012年09月——2016年06月，在南京大学大学天文与空间科学学院天文系获得天文学学士学位。

2016年09月——2023年12月，中国科学院国家天文台，硕博连读研究生，专业天体物理-太阳物理。

研究兴趣：

各种磁螺度计算方法、太阳活动分析、日冕物质抛射、地磁暴、日震学模拟。

参与基金：

1、项目来源：国家自然科学基金面上项目

项目名称：电流螺度在太阳发电机中的作用

项目负责人：张枚

项目编号：11973056

项目支持年度：2020.01 - 2023.12

2、项目来源：国家自然科学基金面上项目

项目名称：太阳大气中的磁螺度研究

项目负责人：杨尚斌

项目编号：12073040

项目支持年度：2021.01 - 2024.12

学术会议及报告：

1、2016年7月4-10日在云南昆明举行的“空间磁重联和实验室等离子体”国际暑期学校。

2、2017年7月23-29日在山东威海举行的“实验室、空间和天体物理中的等离子体”学校。

- 3、2017年8月6-11日在新疆乌鲁木齐举行的“中国天文学年会”。
- 4、2018年1月28日-2月4日在上海天文台举行的“计算天体物理”冬季学校。
- 5、2018年8月20-24日在北京举办的“第18届高性能计算”培训班。
- 6、2019年9月23-28日在青海德令哈举办的“太阳磁场观测技术方法研讨会”。
- 7、2020年5月7日在线上举办的“欧洲地球科学联合会”，口头报告“Relative magnetic helicity dissipation during major flares”。(英文)
- 8、2023年6月6-11日在四川成都举办的“全国太阳物理2023学术年会”，张贴报告“大耀斑中磁螺度和磁自由能的变化率”。
- 9、2023年9月13-24日在北京国家空间科学中心举办的“国际子午圈计划(IMCP)研讨会和空间天气培训”，口头报告“The Geomagnetic Storm in April 2023”(英文)。
- 10、2023年10月22-26日在北京应物会议中心举办的“第九届全国计算物理会议”，口头报告“太阳耀斑期间磁螺度和磁自由能变化的统计分析”。

联系方式:

手机: 18810599221

邮箱: wangquan@nao.cas.cn

学术论文:

- (1) Quan Wang, Shangbin Yang, Mei Zhang, Xiao Yang, Comparison of Two Methods for Calculating Magnetic Helicity in the Solar Corona, *Astrophysical Journal*, 929, 122, 2022
- (2) Quan Wang, Mei Zhang, Shangbin Yang, Xiao Yang, Xiaoshuai Zhu, Change Ratios of Magnetic Helicity and Magnetic Free Energy During Major Solar Flares, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 23, 095025, 2023
- (3) Quan Wang, Shangbin Yang, A statistics study of the comparison of two methods to calculate relative magnetic helicity, 21st EGU General Assembly, 18946, 2019
- (4) Yin Zhang, Baolin Tan, Quan Wang, Jing Huang, et al., Multi-Wavelengths Observations for Double-Decker Filament Channel in AR13102, *Research in Astronomy and Astrophysics*, submitted

参加的研究项目及获奖情况：

中国科学院大学优秀学生干部

中国科学院大学三好学生

“全国太阳物理 2023 学术年会” 优秀报告

