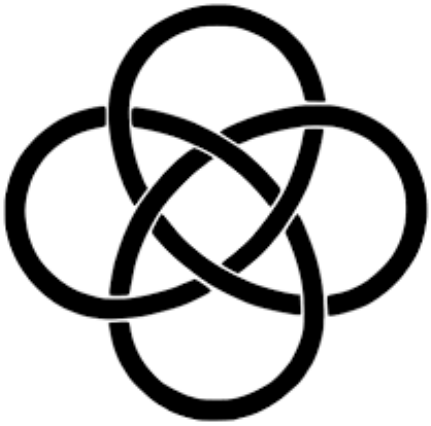


印度马哈拉施特拉邦浦那 Ganeshkhind 邮政信箱 4 号，大学间天文学与天体物理中心，邮编 411007】【。

太阳大气的加热和动力学

候选人：Vishal Upendran 指
导教师：Durgesh Tripathi 教授

提交给印度新德里的贾瓦哈拉尔·尼赫鲁大学，作为哲学博士学位申请依据的论文



候选人声明

本人特此声明，本论文所述内容基于在浦那大学间天文学与天体物理中心开展的工作。本论文为原创，此前未曾因任何学术原因提交。我们所引用的其他研究人员的工作均已恰当注明出处。

Vishal Upendran
大学间天文学与天体物理中心，浦那，马哈拉施特拉邦 - 411007



签名：
日期：2022年12月26日

Declaration from Supervisor

This is to certify that this thesis titled 'Heating and dynamics of the solar atmosphere' is based on work done by Mr. Vishal Upendran at the Inter-University Centre for Astronomy and Astrophysics, Pune under my supervision. To the best of my knowledge, this thesis is original and has not been submitted fo any academic cause.

Supervisor: Prof. Durgesh Tripathi
Inter-University Centre for Astronomy and Astrophysics, Pune, MH - 411007

Signature: 
Date: 2022年12月26日

Declaration from the Head of the Institute

This is to certify that this thesis titled 'Heating and dynamics of the solar atmosphere' is based on work done by Mr. Vishal Upendran at the Inter-University Centre for Astronomy and Astrophysics, Pune. To the best of my knowledge, this thesis is original and has not been submitted previously for any academic cause.

Prof. Somak Raychaudhury
Inter-University Centre for Astronomy and Astrophysics, Pune, MH - 411007

Signature: Somak Raychaudhury
Date: 26/12/2022

SOMAK RAYCHAUDHURY
Director
Inter-University Centre for
Astronomy and Astrophysics
Pune - 411 007.

致谢

没有训诫者的愚昧君王 ___ _ 一位毫无防备、听取谏言的国王
即使没有毁坏它的人 也会毁灭 无需敌人出手，它也会自取灭亡。

-《蒂鲁古拉尔》第448首（论寻求伟人之助）

攻读博士学位是一段漫长而曲折的旅程——宛如一条河流从群山间奔流而下，最终汇入海洋。如此漫长的旅程之所以能够持续，是因为有许多其他河流的汇入，保证一路上水流充沛。因此，我想感谢并致敬所有为这段旅程作出贡献、让它成为一段美好经历的人。

首先，我要感谢我的导师和引路人 Durgesh Tripathi 教授。无论是学术还是非学术方面，Durgesh 始终给予我指导和支持。他给予我充分的自由和探索空间，并不断鼓励我尝试新的事情，例如申请资助和实习机会。在个人生活中，他和他的妻子 Anupama 女士也一直给予我极大的慰藉和建议。与 Anupama 女士闲聊时，喝着她泡的好茶，总能让我心情愉悦，也让我对生活有全新的视角。他们的孩子 Jaya 和 Jai 给我们所有人带来了许多欢乐，尤其是在一群整天抱怨的成年人中间！

我原本的专业背景是生物医学设计工程，若没有三位重要人士的帮助，我不可能走上天体物理学之路。Mark Cheung博士在这段旅程中给予我丰富的知识启发与灵感，他始终为我提供学术和非学术方面的建议，鼓励我不断深入学习机器学习/深度学习、数学和数值方法，同时钻研天体物理学，并对我的工作提出中肯的意见。Shravan Hanasoge教授是我第一位太阳物理学导师，他不断鼓励我将自己的工作置于全球背景下考量，并激励我投身太阳物理学，让我在生活中志存高远。我在 IIT-M 的硕士导师 Ganapathy Krishnamurthi教授（GK）为我打开了通往 TIFR 和太阳物理学的大门。他对机器学习/深度学习的热忱极具感染力，也促使我主动钻研这些领域。

I was fortunate at IIT-M to find mentors who encouraged me to explore engineering, pursue physics, and switch to physics. I am very much indebted to Prof. L. Sriramkumar for giving me qualified encouragement while evaluating my strengths/weaknesses. Similarly, Prof. Suresh Govindarajan was our mentor at the Astronomy club *Horizon*, which played a big role in propelling me into physics, has been another great source of optimism. I thank Prof. Srikanth Vedantam, who created a platform for us to dream big and explore very novel ideas in engineering.

At IUCAA, I first thank my RAC members, Prof. Nishant Singh and Prof. Gulab Dewangan, for providing timely, critical feedback and encouragement. My interactions with Nishant have been also been non-academic due to our love for vegetarian food, freshly brewed filter coffee, and Indian classical music. Similarly, I have had great conversations and good food from Prof. Raghunathan Srianand, whose advice to me in my first year on *the science question driving techniques and not the other way round* has been a guiding principle till now. Numerous science discussions on different topics have given me new perspectives, especially on MHD with Prof. Kandaswamy Subramanian and on ML/DL/computation with Prof. Ajit Kembhavi, Prof. Dipankar Bhattacharya, Prof. Somak Raychaudhury, Kaustubh Waghmere, and Kaushal Sharma.

我永远感念已故的 Prof. Thanu Padmanabhan（Paddy），是他塑造了我思维方式中的重要一面。他说的每一句话都如甘露倾泻而出——从他讲授的量子力学课程，到他撰写的理论天体物理学著作。Paddy 先生通过他关于古代印度数学与科学的书籍，以及对《博伽梵歌》和奥义书的深刻实现值，给我留下了持久的影响。

感谢太阳研究组的成员们带来了精彩的学术与非学术讨论：Abhishek、Megha、Aishawnnya、Sreejith、Sargam、Soumya、Nived 和 Biswanath。我也感谢我的硕士生 Kajal，她的热情激励我不断超越极限！

No matter how much ever we try to be oblations in this grand sacrifice of science, we are humans in the end. I am truly privileged to have interacted with some of the most amazing people in my peer group. I list them alphabetically, for I find myself unable to weigh this friendship in any measure. My heartfelt gratitude to Anuj Mishra, who *taught me to be less critical of people and give up lethargy to take up travel*; Bhaskar Arya, who *taught me the importance of being cynical in different aspects of life*; Kanchan Soni who *taught me to more empathetic towards others, be mindful of their journey and challenges, and not measure everyone by the same yardstick I use for myself*; and Parisee Shirke who *showed me the importance and impact of a high level of order and organization*. I am very thankful to Prakash Tripathi for showing how simple life inherently is, and for *chilling* me down from high-stress levels. I also thank Yash Bhargava for great conversations and interactions on cultured topics ranging from geek-level coding to anything in science, anime fan theories, and science popularization. I thank all my batchmates and juniors for great interactions and outings and for being the *food tasters and completers* whenever I cook something grand. Kudos to you, folks!

I thank the Nalanda/IUCAA support and reception staff, the canteen staff, and the sysadmin team for smoothly getting things we take for granted done. I particularly thank Mr. Senith Samuel for providing timely help during a grave medical emergency, Mrs. Deepika Susainathan for the smooth handling of international travel logistics, and Mr. Santosh Jagade for always being available on call for fixing issues ranging from the IUCAA network disruption to Zoom meeting shenanigans.

我感谢 IUCAA 科普团队，尤其是AtharvaPathak，感谢他们在开展科学传播时所展现的热忱，也感谢他们为我提供了充分参与这些活动的机会。我还要感谢充满热情的 CosmicVarta 团队，在那里，我们一直致力于让公众能够接触到前沿的天体物理学研究。

博士学位期间的成长，也来自对各种主题的吸收，以此理解世界；而这只有在知识以恰当的方式向所有人开放的世界中才有可能。我很感激我们每周围绕《薄伽梵歌》和印度哲学展开的讨论，也感谢 Saket、Guru、Anusha、Srini、Atul 和 Lekha，让我的生活更加平和、更加纯净。同样，许多朋友一路陪伴着我走过这段旅程，始终支持着我——Rakshith、Praneeth、Pawan、Sunil 和 Lakshitha。

My family (close and extended) has been a pillar of support all my life. My mother has been a source of inspiration and resilience in adversity. Like the glacier which feeds the river, she has provided me with a passion for science that stems from *her own passion* for science. Her support and encouragement, especially while I moved to science from engineering, were a blessing and privilege for me. As a famous song goes: *"Even if I take numerous births and work hard in all of them, will I be able to repay the debt that I've incurred to you?"*. My little sister Vaishnavi has been the source of fun and motivation for all of us, especially with jokes poorer than mine, wisdom beyond her age, and a more nuanced worldview than many seniors. I have generated wonderful visualization of scientific results from her creative suggestions. I am also truly privileged to have my maternal grandparents always leading the way in front of me, being beacons of ideals in a cruel world.

若非各类仪器实行开放源数据政策，本论文便不可能完成。我谨此感谢使用 IRIS、AIA、HMI、Chandrayaan - 2 的 XSM、NASA/GSFC 空间物理数据设施的 OMNIWeb 服务以及 OMNI 数据。最后，我还要感谢各位合作者 ——Bhar- gav Vaidya 教授、Siddha Ganju、Panos Tigas、Bashi Ferdousi、Mithun N.P.S、Téo Bloch、Santosh Vadawale、Asti Bhatt、Ryan McGranaghan 和 Yarin Gal，他们促成了精彩的科学讨论，并帮助这条论文之河所淹没的土地变得肥沃！

कृष्णं वंदे जगद्गुरुम्、谨以此献给那些启迪学生、无条件鼓励他们的老师。

摘要

The solar atmosphere shows anomalous variation in temperature, starting from the 5500 K photosphere to the million-degree Kelvin corona. The corona itself expands into the interstellar medium as the free streaming solar wind, which modulates and impacts the near-Earth space weather. The precise source regions of different structures in the solar wind, their formation height, and the heating of the solar atmosphere are inextricably linked and unsolved problems in astrophysics. Observations suggest correlations between Coronal holes (CHs), which are cool, intensity deficit structures in the solar corona, with structures in the solar wind. Observations also suggest the local plasma heating in the corona through power-law distributed impulsive events. In this thesis, we use narrowband photometric, spectroscopic, and disc-integrated emission of the solar atmosphere ranging from Near Ultraviolet to X-rays along with in-situ solar wind measurements to understand (i). the source regions of the solar wind, (ii). the underlying mechanism of solar coronal heating, and (iii). the differentiation in dynamics of CHs with the background Quiet Sun (QS) regions, which do not show any significant signature of the solar wind. We leverage machine learning and numerical modeling tools to develop solar wind forecasting codes using interpretable AI, inversion codes to infer the properties of impulsive events and to understand the differences in the thermodynamics of CHs and QS regions. We finally present a unified scenario of solar wind emergence and heating in the solar atmosphere and discuss the implications of inferences from this thesis.

出版物列表

收录于论文

1. **Vishal Upendran**, Mark Cheung, Shravan Hanasoge, Ganapathy Krishnamurthi. 2020. Solar wind prediction using deep learning. Space Weather, 18, e2020SW002478. https://doi.org/10.1029/2020SW002478 .

2. **Vishal Upendran**和DurgeshTripathi 2021年。关于宁静日冕的脉冲加热。《天体物理学杂志》916 59。 https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-4357/abf65a#artAbst。

3. **Vishal Upendran** 和 Durgesh Tripathi，2021年。IRIS观测到的日冕洞和宁静太阳中 C II 1334 Å谱线的性质。《天体物理学杂志》922，112。 https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-4357/ac2575.

4. **Vishal Upendran** 和 Durgesh Tripathi 2022年。《太阳风与磁场折返的形成及宁静太阳加热》。《天体物理学杂志》926，138。 https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-4357/ac3d88

5. **Vishal Upendran**、Durgesh Tripathi、Mithun N.P.S、SantoshVadawale、Anil Bhard- waj，2022年。通过X射线观测太阳日冕的纳耀斑加热，《天体物理学杂志快报》940，L38。 https://iopscience.iop.org/article/10.3847/2041-8213/aca078

6. **Vishal Upendran**、Durgesh Tripathi、Bhargav Vaidya、Takaaki Yokoyama、Mark Cheung，《太阳大气不同高度处交换磁重联的2.5D数值模拟》（准备中）。

其他出版物

1. **Vishal Upendran**、Panagiotis Tigas、Bashi Ferdousi、Téo Bloch、M.C.M Cheung、Siddha Ganju等，2022年。使用深度学习进行全球地磁扰动预报。《空间天气》20，e2022SW003045。 https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2022SW003045

2. **Vishal Upendran**、Durgesh Tripathi、Siddha Ganju、Mark Cheung，《利用深度学习估算太阳风源区》（准备中）。

3. Abhishek Rajhans，……，**Vishal Upendran**，…… 多股结构模拟对FOXSI和AIA观测的模拟：瞬变事件和稳定背景的单幂律分布（准备中）

目录

出版物列表 **x**

图目录 **xvi**

表目录 xxvii

1 引言 **1**

1.1 太阳大气 . 3

1.1.1 光球层.3 1.1.2 色球层.4 1.1.3 过渡区.5 1.1.4 日冕.6 1.1.5 太阳风.8

1.2 两种现象的故事 . 8

1.2.1 日冕加热.8 1.2.2 太阳风的形成与加速.10

1.3 本论文概要 17

1.3.1 Chapter 2: Data and methods 17

1.3.2 Chapter 3: The source regions of solar wind 18

1.3.3 Chapter 4: The impulsively heated quiescent solar corona . . 18

1.3.4 Chapter 5: Unifying solar wind origin and coronal heating . . 19

1.3.5 Chapter 6: 2.5 D self-consistent flux emergence 20
1.3.6 Chapter 7: Parting thoughts and paths for the future 20

2 数据 21

2.1 数据.22 2.1.1 太阳动力学天文台.23 2.1.2 界面区成像光谱仪.25 2.1.3 月船2号.26 2.1.4 原位观测.27 2.2 大数据工具.28 2.3 数值建模技术.31

3 太阳风及其来源 35

3.1 数据和指标.38

3.1.1 EUV dataset 38
3.1.2 Solar wind dataset 40
3.1.3 Dataset partitioning and Cross Validation 41
3.1.4 Control Hyperparameters 42
3.1.5 Metrics for Comparison 43
3.2 Modelling and methods 46
3.2.1 Benchmark Models 46
3.2.2 Proposed solar wind model 48
3.2.3 Activation Visualization 50
3.2.4 Generating binary masks 51
3.3 Results 52
3.3.1 Model benchmarking 52
3.3.2 `WindNet` prediction 54
3.3.3 Activation visualization 56

3.4 Discussion 57

4 脉冲加热的宁静太阳日冕 64

4.1 The PSM .69

4.2 该 iPSM .70

4.2.1 数据准备与训练.71 4.2.2 不确定性估计.72

4.3 AIA极紫外数据分析.73

4.3.1 观测和数据.73 4.3.2 噪声表征.76 4.3.3 PSM 网格用于极紫外数据.76 4.3.4 极紫外 iPSM 反演性能.78 4.3.5 极紫外：结果.79

4.4 X射线数据分析.86

4.4.1 观测和数据.86 4.4.2 建模概述.87 4.4.3 固定 y_{max} 和 y_{min} .894.4.4统计不确定性模型和模拟库生成 91 4.4.5 超越 iPSM：度量最小化.92 4.4.6 X射线：结果.93

4.5 总结、讨论与结论.96

4.5.1 极紫外结果.97 4.5.2 X射线结果.99

5 Unifying 太阳风起源和日冕加热 107

5.1 Data 110

5.1.1 Feature extraction: Mg II 111

5.1.2 Feature extraction: C II 113

5.2 Results from the analysis of the Mg II: Single dataset 116

5.2.1 强度.116 5.2.2 多普勒位移.118

5.3 Results from the analysis of the C II: Single dataset 122

5.3.1 Intensity, velocity and line width 122

5.3.2 Skew and Kurtosis 125

5.4 Results from the analysis on the combined Dataset:: Mg II 127

5.5 Results from the analysis on the combined Dataset:: C II 128

5.6 Si IV:: Results From the Combined Dataset 131

5.7 Correlations between Doppler shifts of Mg II, C II and Si IV 132

5.8 Inferences from intensity, profile shape, and velocity diagnostics . . 135

5.8.1 Intensity differences 136

5.8.2 Spectral profile behaviour of C II line 137

5.8.3 Doppler shift: Variations and correlations 138

5.9 太阳风、磁场反转和宁静太阳加热起源的统一情景.14

3 5.10 色球层和过渡区性质随 |B| 的分布.146

6 2.5 Ds 自洽的磁通量浮现 150

6.1 数值模拟设置.152

6.1.1 初始条件和背景场.153 6.1.2 耗散和再分配项.156 6.1.3 等离子体团检测.157

6.2 结果.158 6.2.1 QS模型：热力学.159 6.2.2 冕洞模型：热力学.161 6.3 讨论与比较.163

7 临别感想与未来方向 **166**

参考文献 **170**

图目录

1.1 太阳各层的艺术构想图。太阳内部展示了核心、辐射区和带有差旋层的对流区。太阳大气始于光球层，依次由温度最低区、色球层、过渡区和日冕组成，最终扩展为自由流动的太阳风。图中还描绘了各种现象和特征，正文将在相关位置对此作简要说明。Kelvinsong 创作——原创作品，CC BY-SA 3.0.

2

1.2 通过望远镜投影到纸张上的光球层。鸣谢：Srashti Goyal/YAM/ARIES.4

1.3 日食期间观测到的太阳色球层和日冕。图像由 Luc Viatour 拍摄.5

1.4 使用 Vernazza 等人 (1981) 的一维模型计算得到的温度（实线）、电子密度（虚线）和氢密度（点划线）随高度的变化。图引自 Phillips et al. (2012).

7 1.5 不同仪器和温度下对脉冲事件测量值的汇总，以能量分布形式表示。图引自 Aschwanden (2019).11

1.6 左：一幅具有代表性的全日面 AIA 193 Å 强度图像，冕洞、活动区和宁静太阳均以边界框标出。右：尤利西斯号测得的太阳风速度（径向轴）随日纬度的变化，并叠加了太阳日冕图像。颜色表示该纬度处的磁场测量值。图像引自 McComas 等（1998）.1

2

图目录

1.7 从 Si II 分割出的色球网络叠加（黑色）在 Ne VIII 的多普勒图（彩色）上。左图来自宁静太阳区域，右图来自极区冕洞。图片改编自 Hassler 等人（1999年）.14

1.8 Si IV 数据中，宁静太阳（蓝色）和冕洞（红色）按径向绝对磁场分箱的分布：a. 强度；c. 平均速度；d. 红移；e. 蓝移；f. 非热展宽。图 b 显示了所有像素的速度分布。图片改编自 Tripathi 等（2021a）。16

2.1 太阳动力学观测台（SDO）及其搭载的不同仪器示意图。如图所示，AIA由四台望远镜组成，而HMI是一台单独的望远镜。SDO还搭载了极紫外变化实验（EVE），可提供太阳在极紫外波段的盘面积分光谱数据。太阳能电池阵列和中继通信通过高增益天线为卫星供电。图片来源于SDO任务网站.

24

2.2 左：IRIS的展开状态。右：卫星示意图，展示了导星望远镜、光谱仪和狭缝成像仪。图像来源于IRIS任务网站和NASA网站。26

2.3 左：月船2号的展开状态，着陆器安装在轨道器顶部。右：月船2号轨道器搭载的X射线太阳监测仪（XSM）飞行模型。图像来源于ISRO网站.27

2.4 对可将任意一般问题分解为的机器学习问题的主要类型进行总结.29

3.1 标注了冕洞和活动区的193 Å和211 Å波段代表性AIA数据。这是我们分析中最终使用的数据。.....38

3.2 来自NASA OMNIWEB数据集的10天太阳风速度 40

3.3 左侧：太阳风速度的分布。右侧：相关 σ 的分布。这些分布是在整个数据集上计算的。 . 41

3.4 交叉验证的训练集与测试集划分。首先，将数据划分为每批 20 天的批次，并将每个批次随机分配到一个交叉验证折中。然后，对于某个特定模型（即某种特定的历史窗口和延迟组合），将其中一折标记为测试集，其余各折标记为训练集。进行循环置换，直到每一折都用作测试集。在我们的案例中，一轮训练结束后，我们将得到该特定模型的 5 个不同变体，并据此计算拟合指标的均值和标准差. 42

3.5 `WindNet` 模型的每个变体均使用来自 [T-H-D+1至T-D]日期范围内的输入数据（SDO/AIA），训练以预测 T当天的太阳风速度，其中 H 和 D 分别表示历史窗口与延迟控制超参数.43

3.6 `WindNet` 使用 GoogLeNet 和长短期记忆网络的架构。 49

3.7 使用经典计算机视觉算法对193 Å波段（左）和211 Å波段（右）的分割图进行的代表性可视化。叠加的绿色轮廓线圈出了活动区，红色轮廓线圈出了冕洞。分割图分别针对活动区和冕洞创建.51

3.8 使用 4 天图像数据和 3 天延迟的某个交叉验证模型生成的风速预测图。横轴显示每个批次的结束日期。由于批次被随机分配到各个交叉验证折中，因此日期并未按顺序排列。该模型的相关系数为 0.61，均方根误差为 76.4 km/s，且χ^2_{red} 为 19.35。误差棒表示风速观测值的测量误差。高速流事件以其开始和结束时间标出——观测风速用蓝色表示，预测风速用红色表示。图下方的蓝色条表示行星际日冕物质抛射。. 55

3.9 GC activation maps for a slow (top) and fast wind (above) prediction using 211 Å data, with the colourmap corresponding to each row given on the right. The activation maps and the images have been rescaled between 0 and 1 row-wise for ease of comparison. For the fast wind prediction, note how the maximum activation occurs at the CH, 3 to 4 days prior to prediction, which seems to match with the correlations obtained in the literature Vršnak et al. (2007). The slow wind, on the other hand, activates the AR closer to the prediction, with no activation at the CH. 60

3.10 GC activation maps for a slow (top) and fast wind (above) prediction using 193 Å data, with the colourmap corresponding to each row given on the right. The activation maps and the images have been rescaled between 0 and 1 row-wise for ease of comparison. For the fast wind prediction, note how the maximum activation occurs at the CH, 3 to 4 days prior to prediction, which seems to match with the correlations obtained in the literature Vršnak et al. (2007). The slow wind, on the other hand, activates the AR both closer and further away from prediction and activated at the small CH on the closest day to prediction. However, other regions of the quiet Sun show a higher activation further away from the day of prediction. The slow wind activation is quite mixed and unclear when compared with the fast wind activation. 61

3.11 4天历史和3天延迟模型中均值激活的变化，分别用于快速和慢速太阳风预测。图中展示了分别使用193Å和211 Å数据的模型的激活。图中仅展示冕洞和活动区内的激活。误差棒表示均值的标准误差，该值根据激活样本的标准差估算。请注意，此处的误差棒表示 $3S$，即三倍标准误差，以确保其清晰可见。看似没有误差棒的激活，其误差都非常小.6

2

3.12 4天历史和2天延迟模型中均值激活的变化，分别用于快速和慢速太阳风预测。图中展示了分别使用193Å和211 Å数据的模型的激活。图中仅展示冕洞和活动区内的激活。误差棒表示均值的标准误差，该值根据激活样本的标准差估算。请注意，此处的误差棒表示 $3S$，即三倍标准误差，以确保其清晰可见。看似没有误差棒的激活，其误差都非常小.6

3

4.1 展示使用纳耀斑生成模型生成的光变曲线的示例，类似于 Pauluhn & Solanki (2007) 的图 2。 69

4.2 iPSM中使用的卷积神经网络架构。蓝色框表示输入/输出层，其他颜色表示可训练层。张量形状以方括号表示为 [ ], ，对于卷积层，方括号外的数字表示步幅大小。FC表示全连接层.70

4.3 对应于DS1的宁静太阳171 Å图像，以及相应的强度直方图.7

4 4.4 与图 4.3 相同，但针对 DS2.74

4.5 DS1视场中1个像素的强度和磁场强度时间序列及其对应的分布，如图中所标注。10 G 噪声水平已在(c)和(d)中标出.75

4.6 与图 4.5 相同，但针对 DS2.75

4.7 SNR variation with box-car window. The black dots represent the variation, while the red dotted lines represent the asymptotes. The vertical black line shows the approximate point of intersection (marked as blue) 77

4.8 Comparison of original and smoothed light curves by `Finding kneemo`. 78

4.9 Correlation plot of target and predicted parameter values from our CNN, for p_f(left), τ (center), and α (right). This quantifies the generalizability of the CNN from the training set. 79

4.10 The comparison of a representative light curve obtained for 171 Å passband from DS1 with a simulated light curve. Observations are shown in orange translucent, and simulations are shown in blue. Panel a: Normalised observed and simulated light curves; Panel b: KDE of observed and simulated light curves; Panel c: Global Morlét power for observation and simulations; panel d: Cumulative Distribution Function (CDF) comparison of simulation and observation. 81

4.11 Same as Fig. 4.10, but for DS2. 82

4.12 Distribution of inferred parameter set for p_f (panel a), τ (panel b) and α (panel c) over both the datasets. The colours are distributed as blue (171 Å), red (193 Å) and purple (211 Å). 83

4.13 Variation of $p_f\tau$ with α. The vertical dashed line marks $\alpha = 2$. The error bars are 3σ standard errors. 84

4.14 Inferred dependence of free parameters (binned) on E_{avg}, over different passbands. Blue colour represents 171 Å, red for 193 Å and green for 211 Å. Left: p_f is plotted per E_{avg} bin; Right: τ is plotted per E_{avg} bin. The error bars indicate 3σ. 86

4.15本文所研究的XSM观测光变曲线。左（右）列对应2019年（2020）观测。顶行是 1.0–1.3keV的光变曲线，中间行是 1.3–2.3 keV 的光变曲线，底行是 1.0–2.3 keV 的光变曲线.88

4.16详细说明我们算法各个步骤的流程图。首先，在模拟上训练 iPSM。接下来，使用训练好的模型推断 p_f、τ和 α。最后，通过最小化误差度量来推断 y_{max} 和 y_{min} .88

4.17 y_{max} （x轴）和 y_{min}（y轴）上度量值的变化。此处以代码单位表示这两个参数（注意对数刻度），而度量值则以$\log_{10}$的刻度表示。蓝色圆圈表示最初选定的 y_{max} 和 y_{min} （由 iPSM使用），而绿色星号对应于度量值最低的（y_{max}, y_{min}）.94

4.18 2019年（子图：I）和2020（子图：II）在1-2.3keV能段中，XSM的观测光变曲线（橙色）与由我们的反演代码推断的最佳拟合参数的前向模型PSM（黑色）的比较。每个子图包含四个面板，分别展示：面板（a）：观测和模拟光变曲线；面板（b）：观测和模拟光变曲线强度的分布；面板（c）：观测和模拟的全局Morlet功率，不确定性以橙色和蓝色带表示；面板（d）：模拟与观测强度累积分布函数的比较。插图给出了相应数据的推断参数集.103

4.19 与图4.18相同，但针对1.3–2.3 千电子伏特波段.104

4.20 与图4.18相同，但显示2020年的该时段在1.3–2.3 千电子伏特波段的情况.105

4.21 根据2019年（粉色）和2020（青色）的观测推断出的脉冲事件频率分布。散布表示模型得出的事件能量频率分布。通过传播蒙特卡洛不确定性，得到了推断参数的误差棒。黑色散布表示 Vadawale et al. (2021a) 推断出的频率分布，而黑色点划线对应于 $\alpha = 2.0$.10

6

5.1 AIA 193 Å 背景图像（面板 **a**）。叠加的白框对应于IRIS光栅视场。与DS4的IRIS光栅扫描相对应的、从 193 Å 图像和 HMI 视向磁图获得的伪光栅分别显示在面板 **b** &**c** 中，而 |B| 则显示在面板 **d** 中。面板 **b**、**c**和**d** 中的绿色轮廓线划定了由分割算法获得的冕洞和宁静太阳区域。. 11

2

5.2 DS4中宁静太阳随机位置处的Mg II光谱。Mg II谱线特征及其位置标记为k2v或h2v（蓝色）、k3或h3（黑色）以及k2r或h2r（红色）.113

5.3 在 DS4 的宁静太阳随机位置处获得的以两条 C II 线为中心的光谱示例。阶梯图显示原始光谱，黑色实线为平滑后的局部平均光谱（如公式 5.1.2 所述）。图中标出了两条 C II 线，蓝色点划线表示谱线中心，红色实线表示 $\pm\sigma$；这些结果均由对每条谱线进行单高斯拟合得到.1

14

5.4 Intensity maps obtained in Mg II k (top row) and h (bottom row) line features from DS4. The blue contours represent the CH-QS boundary, as shown in panel Fig. 5.1.**b**. 117

5.5 Variation of intensities in Mg II k (top row) and h (bottom row) line features with |B|. The orange color indicates QS, and the black indicates CH. Note that the standard errors in |B| have also been plotted in this figure and all subsequent figures, but they are too small to be seen. 118

5.6 The peak ratios as a function of |B| for the k (top row) and h (bottom row) lines. The positive ratios (downflowing plasma) are depicted in panels **a** & **c**, while the negative ratios (upflowing plasma) are depicted in panels **b** & **d**. Note the absolute values of the ratio increase along the y-axis for all the plots. 119

5.7 从DS4获得的Mg II k3（**a**）、k2（**b**）、h3（**c**）和h2谱线（**d**）的速度图。红色轮廓线显示冕洞-宁静太阳边界.120

5.8 Mg II k3 和 h3 速度随 |B| 的变化。面板**a** 和**d** 显示 k3 和 h3 中带符号平均速度随 |B| 分箱的变化。类似地，面板**b** 和**e** 显示仅蓝移像素的变化，而面板**c** 和**f** 显示仅红移像素的变化。黑色（橙色）散布对应冕洞（宁静太阳）。。。。。。。。。。。。121

5.9 与图 5.8 相同，但针对 k2 和 h2。。。。。。。。。。。。。。。121

5.10 面板**a**、**b**和**c** 分别显示 DS4 的 C II 1334 Å 强度图、速度图和线宽图。绿色轮廓线显示冕洞与宁静太阳之间的边界。。。。。。。。。。。。。。123

5.11强度、平均速度和线宽在 |B| 分箱中对于冕洞（黑色）和宁静太阳（橙色）的情况，依据 C II 1334 Å谱线计算得到的DS4 显示在面板**a**、**b**和**c** 中，分别为.123

5.12 DS4 的多普勒位移随 |B| 的变化。面板**a** 显示仅针对蓝移像素获得的速度变化，而面板**b**显示仅针对红移像素的变化.124

5.13 DS4 的 C II 1334 Å谱线偏度（面板 **a**）和峰度（面板 **b**）图。红色轮廓线表示冕洞与宁静太阳之间的边界.125

5.14 Skew (panels **a**–**c**) and kurtosis (panel **d**–**f**) variation with |B| for 1334 Å for DS4. The average quantities are shown in panels **a** and **d**, while the average for pixels with blueshifts (redshifts) alone are shown in panels **b** and **e** (**c** and **f**). The scatter plot with dots shows the moments for the spectral profiles, while the filled star plots are computed for the single Gaussian fits over the same wavelength range. Note that the y-axis has been broken to show clearly the variation of moments with the |B|. 126

5.15 Same as the top row of Fig. 5.5, but for combined dataset. 127

5.16 Same as the top rows of Fig. 5.8 and Fig. 5.9, but for the combined dataset. 128

5.17 C IIintensity (panel **a**), velocity (panel **b**) and line width (panel **c**) variation with |B| for all data sets taken together. 129

图目录

5.18 CII上流和下流速度变化与 |B| 对所有数据集合并结果的关系。面板**a** 显示以 |B| 分箱的上流变化，而面板 **b** 显示下流的变化.129

5.19 所有数据集合并后的 C II 谱线偏度和峰度随 |B| 的变化。顶排对应谱线偏度，底排对应峰度。面板 **a** 和**d** 对应所有谱线轮廓的矩的变化，而**b** 和**e** （**c** 和**f**）对应蓝移（红移）谱线轮廓的矩。黑色和橙色带上叠加的星号分别表示单高斯拟合的相应矩。纵轴经过断轴处理，以便更清楚地显示随 |B| 的变化.130

5.20 冕洞（黑色）和宁静太阳（橙色）中 Si IV 谱线强度（面板**a**）、平均速度（面板**b**）、蓝移（面板**c**）和红移（面板**d**）随 |B| 的变化。这些结果基于所有数据集计算得出，在统计上比 Tripathi 等（2021a）的结果更显著.131

5.21 SiIV 与MgIIk2、Mg II k3、C II 多普勒位移之间的互相关性。顶行描绘了 MgII、C II和 Si IV 中下流之间的相关性，而底行描绘了 Mg II、C II和 Si IV 中上流之间的相关性。各列按照从 Mg II k2 到 C II 的近-似形成高度排列.134

5.22 Si IV 与 Mg II k2、Mg II k3、C II 多普勒位移之间的互相关性。顶排展示了 Mg II 和 C II 中的下流与 Si IV 中的上流之间的相关性，而底排展示了 Mg II 和 C II 中的上流与 Si IV 中的下流之间的相关性。各列按形成高度从 Mg II k2 到 C II 依次排列。. 135

5.23展示流动产生统一图景的示意图，包括流动之间观测到的相关性。竖直条表示密度随高度从深黄色降低至白色。红色星号表示脉冲事件，该事件会产生流动（箭头）。蓝色向上箭头表示上流，红色向下箭头表示下流。图**a** 显示了基本的双向流动产生过程，最终在图**b**中产生回流。在远高于 Si IV形成高度处发生的脉冲事件会产生下流，如图**c**所示。在大气低层由脉冲事件产生的上流如图**d**所示。详情请参见正文.141

5.24 A schematic depicting the proposed picture of impulsive heating occurring across different magnetic field topologies. We show a CH topology in the top panel, including an open funnel-like structure (black) and closed loops of varying sizes (yellow). Impulsive events (red asterisks) due to interchange reconnection between the open and closed field lines give rise to bidirectional flows (blue and red arrows). Of these flows, the upflows are enhanced due to density stratification and the expanding flux tube in CHs. Interchange reconnection may occur over a range of heights, and the corresponding bidirectional flows may be observed across different spectral lines marked in approximate order of formation heights. An example of the reconnected field line propagating outward as a switchback is depicted as a dashed line, with the approximate propagation direction depicted by black arrows. Bottom panel: QS topology is depicted with the same terminology as CH topology. Note here that while one does expect correlated bidirectional flows in QS, the upflows are not as accelerated as CHs due to the absence of funnel-like structures. See in-text for more details. 144

5.25 与图 5.15 相同，但误差现在表示 |B| 分箱中样本分布的第 1 和第 90 百分位数界限。. 147

5.26 与图5.16相同，但误差现在表示 |B|分箱中样本分布的第1和第90百分位数界限。 147

5.27 与图 5.17 和 5.18 相同，但误差现在表示|B| 分箱中样本分布的第 1 和第 90 百分位数界限.148

5.28 与图 5.20相同，但误差现在表示存在于 |B| 分箱中的样本分布的 1 和 90 百分位数界限。 149

6.1 Initial configuration of the system.155

6.2 展示 `model_QSR` 中等离子体团检测的图像。色标显示压力等值线，蓝色圆点环绕着检测到的等离子体团.158

6.3 Temperature contours with magnetic field lines and velocity vectors for flux emergence in `model_QSRTR`. The white box in the final panel depicts the jet formed in the simulation. Note that this is not the full simulation box and only depicts the region where the dynamics of interest occur. 159

6.4 Similar to Fig. 6.3, but for density. Note that the jets are now enclosed by the black box. 160

6.5 Temperature (top) and density (bottom) contours with magnetic field lines and velocity vectors for the cool and hot jets identified in Fig. 6.3. We have modified the colour map range to ensure the thermal and density structures in the jet are brought out well. 161

6.6 Similar to Fig. 6.3, but for the CH scenario. 162

6.7 Similar to Fig. 6.6, but for density. 162

6.8 Temperature (left) and density (right) contours with magnetic field lines and velocity vectors for the cool and hot jets identified in Fig. 6.6. We have modified the color map range to ensure the thermal and density structures in the jet are brought out well. 163

表格目录

3.1 使用网格搜索选择 XGBoost 参数.48

3.2 支持向量回归参数选择.48

3.3 WindNet 参数选择.50

3.4 我们模型的预测结果与基准模型的相关性比较。27天持续性的相关系数为 0.456±0.02。没有相关系数的模型以 “–” 表示。WindNet 变体的 p 值均小于 10^{-7}，基准模型的 p 值均小于 10^{-2}.5

2

3.5 我们模型的预测结果与基准模型的均方根误差比较。27天持续性的均方根误差为 93.14±4.43.53

3.6 χ^2_{red} 我们的模型预测结果与基准模型的比较。27天持续性模型的 χ^2_{red} 为 51.69±9.14.53

3.7 HSE 威胁评分比较。27 天持续性模型的 TS 为 0.506 ± 0.029。TS 为 0.0 的情况表示数值小于 $1e-3$。54

4.1 训练超参数.72

4.2 极紫外宁静太阳加热的数据集详情.74

4.3 数值模拟网格参数。请注意，所有参数均以代码单位表示.77

4.4 六条光变曲线推断参数汇总 . . . . . 95 4.5 三个能量通带和两年间的辐射损失，单位为 erg cm^{-2} s^{-1} .96

表格目录

5.1 本研究所用 IRIS 栅格扫描的详细信息。请注意，每个视场都标注了平均 μ.110

缩略语

AIA 大气成像组件**SDO** 太阳动力学天文台**EUV** 极紫外**HMI** 日震与磁成像仪**IRIS** 界面区成像光谱仪**XSM** 太阳X射线监测仪冕洞宁静太阳活动区人工智能机器学习深度学习

第1章

我们友好的邻近恒星：太阳

Tat savitur vareṇyaṃ
bhargo devasya dhīmahi
dhiyo yo naḥ pracodayāt

我们沉思于那璀璨的
神圣太阳的荣耀。
愿他启迪我们的智慧

-《梨俱吠陀》3.62.10

太阳的圆盘从东方升起，又在西方落下，自古以来便令世世代代的人类心生敬畏、获得启迪、感到恐惧并虔诚崇拜。太阳令人赞叹的力量，在上文引用的诗句中得到了一定程度的体现；这首诗据称出自一位名叫维湿婆密多罗·伽提那的圣人之手。这首诗出自人类已知最古老的典籍之一，从青铜时代直至今日，人们一直在诵读、阐释并沉思其意。文化随时间以不同方式变迁演进，但这颗燃烧的火球带来的启迪始终不变。印度哲学赋予太阳多种象征意义。有时，太阳调节着我们对尘世的感知，使我们无暇内省与沉思；有时，它又是我们内在的中立见证者，“观察”着世界，而我们必须体悟这一点，才能过上平和、可持续的生活。

然而，太阳本质上是一个具有特定属性的物理天体。不同地域的文化都曾致力于研究苍穹，并不断加深对其内涵的认识——太阳也包括在内。过去两百年左右，主要得益于望远镜的发展，我们对太阳本质的认识呈指数级增长。

太阳是一个受引力作用的等离子体球体，直径为 $\approx 1.4 \times 10^6$ 千米，质量为 $\approx 2 \times 10^{30}$ 千克，距离我们 $\approx 150 \times 10^6$ 千米。它主要由氢（$\approx 70\%$）、氦（$\approx 28\%$）和其他元素（统称为“金属”）组成，

由于温度很高，太阳中的气体被电离成等离子体。因此，太阳也是一个出色的等离子体物理学实验室——尤其是因为它距离地球很近。

太阳由发生在太阳核心中的核反应提供能量。这些反应主要将氢转化为氦，其中质量亏损被转化为辐射。核聚变会产生能量极高的 γ-射线光子。这些光子在试图逃离太阳的引力时，由于平均自由程非常短，会不断发生散布。因此，这些光子可能被困数百万年，之后才开始逃逸。如图 1.1 所示，这个区域被称为太阳的“辐射区”。

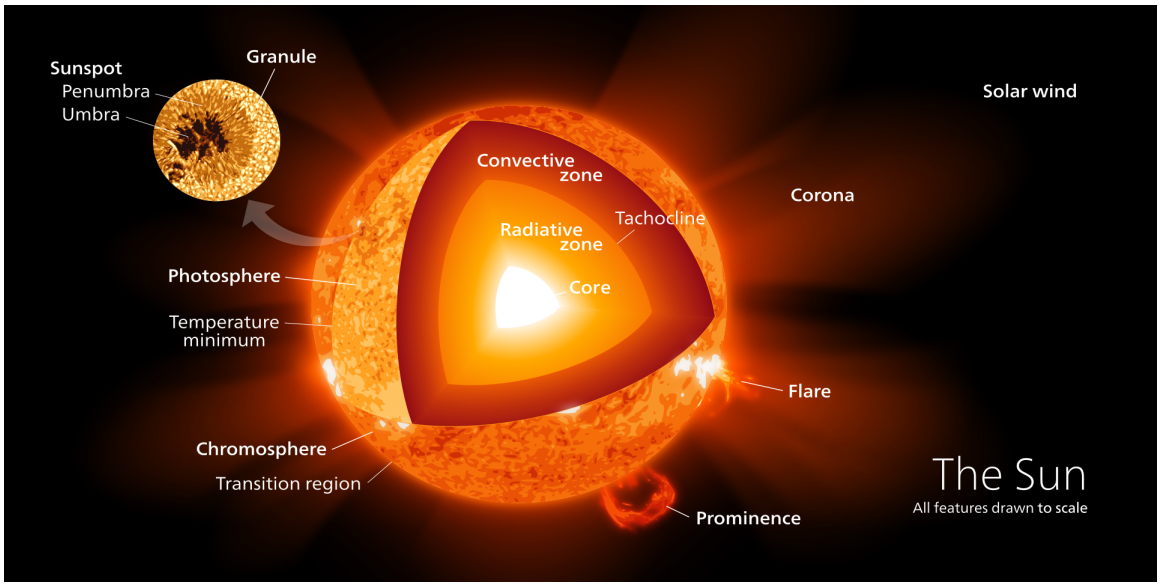


图 1.1：太阳各层的艺术示意图。太阳内部绘有核心、辐射区和对流区，以及差旋层。太阳大气始于光球层，由温度最低区、色球层、过渡区和日冕组成，最终扩展为自由流动的太阳风。图中还描绘了各种现象和特征，并在正文相关位置作了简要说明。Kelvinsong 创作——原创作品，CC BY-SA 3.0。

从核心向外延伸时，我们发现辐射不再是向外传输能量的最高效形式。等离子体对流开始在被称为“对流区”的区域发生（见图1.1）。在该区域内，熵/温度梯度满足“史瓦西判据”，使等离子体对流成为占主导地位的能量传输模式。对流区底部存在强烈的剪切，因为对流区标志着

太阳差异自转的开始。这个被称为差旋层的区域被认为是驱动太阳活动的原因（Charbonneau 2014年）。

人们也认为，磁场会与等离子体一道被输运至太阳的高层区域。因此，等离子体和磁场开始在这一带向外运动。由于其等离子体的构成，原本存在的微弱磁场会得到增强，并显现在表面上。然而，光子仍无法逃逸——但它们的平均自由程已经增加。

最后，在某个高度，光学光子的自由流动开始了：也就是说，光子的平均自由程大于系统的尺度。因此，光子得以逃逸，并花大约8分钟到达我们所在的地球。从太阳上逃逸出这些光学光子的高度称为光球层或“太阳表面”。这是人们在普通日子里通过白光滤光片看到的太阳可见圆面[1]。图1.2展示了将太阳投影到一张纸上拍摄的图像。[2] 太阳大气便由此延展开来——这正是本文的研究主题！

1.1 太阳大气

太阳大气可分为多个层次——光球层、色球层、过渡区、日冕和太阳风。这种分类依据的是各区域的特征温度以及支配其动力学的物理过程。我们将继续参考图1.1所示的示意图，以了解太阳大气的不同层次。

1.1.1 光球层

我们已经了解到，光球层是光学光子开始自由传播的区域。它厚 ≈ 500 公里，温度为 $\approx 5500\,\mathrm{K}$，并呈现出各种动力学特征。通常，这些动力学特征由等离子体对流决定：对流不断带来新的等离子体，并排出旧的等离子体。这种对流形成了（大小为≈ 1 Mm

[1]用肉眼或白光滤镜观察太阳时，必须格外小心

[2]这张图像拍摄于在奈尼塔尔ARIES举办的“青年天文学家会议—2022年”期间开展的面向学校层面的科学传播活动。



图1.2：光球层通过望远镜投影到一张纸上。来源：Srashti Goyal/YAM/ARIES。

）被称为颗粒的模式，它们本质上是不断翻涌、排出等离子体的“对流单元”（Title 等，1989）。

对流将高温等离子体从这些米粒组织中心的内部带出。就像一锅沸水一样，高温的上流等离子体在冷却下来后，沿着米粒组织的边缘下沉。这些边缘被称为米粒间“通道”，由于温度较低而显得更暗（Stein & Nordlund 1998年）。

与颗粒结构相关的磁场并不强（≤ 200 高斯）。然而，确实存在磁通密度极高的区域。这些区域称为太阳黑子，在光球层上呈现为暗斑。这些区域含有强磁场，强度约为 10^3 高斯。太阳黑子的动力学也非常复杂，会形成诸如光斑（通常出现在太阳黑子附近的亮斑）和光桥（太阳黑子附近的亮条带）等特征，仅举几例。图1.2中可见几个太阳黑子。

色球层

继续向上，我们会来到名为色球层的区域（字面意思是彩色球层）。这个奇妙的名称源自一次同样奇妙的观测。在日全食期间，月球遮住光球层时，色球层通常会呈现为一道鲜红色的环，因此得名。如图 1.3 所示。此处的气体温度为 $\approx 10^4$ K。

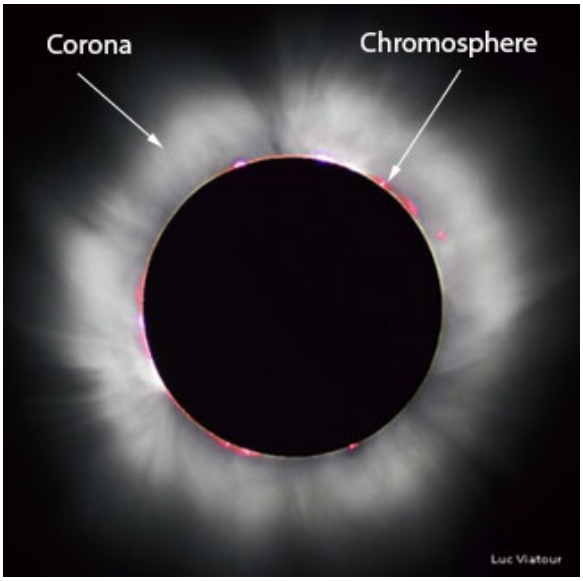


图1.3：日食期间观测到的太阳色球层和日冕。图像由 Luc Viatour 拍摄。

色球层是许多谱线形成的区域，例如中性氦 10830 Å、Hα 6562Å、Ca II H 3968 Å 和 K 3933 Å、Mg II h 2796 Å 和 k 2803 Å，以及 C II 1334 Å/ 1335 Å 等。色球层辐射主要位于可见光、红外、近紫外和紫外波段。在这一层，我们观测到大量结构，例如纤维结构（丝状精细结构）、暗条（明亮背景上可见的等离子体暗带）、日珥（在日面边缘外以发射形式显现的暗条）、谱斑（伴随太阳黑子出现的亮区）、针状体（快速运动且受约束的等离子体）等。色球层也是许多离子和中性粒子共存并相互作用的区域。此处的动力学极其复杂，气体压力与磁场相互竞争，争夺主导权。

1.1.3 过渡区

在大气中更高处是过渡区，气体温度会升高到超过 10^5 K线。这是一个在几何上非常薄的层，高度仅延伸约几百千米，温度差异就在其中发生。

从过渡区开始，大气对辐射变得光学薄。这意味着，我们接收到的辐射并非仅仅来自大气中某个特定的几何高度。相反，辐射是沿所测量的视线对发射和吸收进行积分得到的。这

决定辐射是否源自光学薄/厚大气的量称为光学深度。

在这一区域，磁场开始主导动力学。这可以用一个称为等离子体 β 的量来定量描述：

$$\beta = \frac{P_{gas}}{P_{mag}}, \tag{1.1}$$

其中，分母对应磁压力，其定义为（采用高斯单位制）：

$$P_{mag} = \frac{B^2}{8\pi}, \tag{1.2}$$

其中，B 为磁场强度。

过渡区主要在远紫外和极紫外波段发射，例如 Si IV 1394 Å/ 1403 Å、多条 O IV 和 S IV 谱线，以及九价铁 171 Å 谱线。然而，由于这一区域的动力学非常活跃，光学深度也会随动力学变化，因此在某些情况下难以根据观测进行推断。

1.1.4 日冕

更高处便是太阳的皇冠——太阳日冕。在图 1.3所示的日全食期间，可以看到日冕作为一种向外延伸的弥散结构。太阳日冕中存在温度为 $\geq 10^6$ K线的等离子体，$\beta << 1$。这使得日冕的动力学主要受磁场动力学支配。此外，太阳日冕中极低的电阻率使流体元中的磁通量随时间保持不变，从而产生了“冻结通量条件”。

通常认为，对于辐射源，离源越远，温度越低。然而，对日冕谱线的观测显示，存在处于高电离态的铁离子，例如十价铁、十一价铁、十四价铁等（Swings 1945；Cor 1945）。只有当源的温度达到 10^6 K 或更高时，才可能出现如此高的电离态。因此，如图 1.4 所示，太阳大气的温度从光球层到色球层再到日冕逐渐升高。因此，如此陡峭的温升引出了一个问题：是什么“热源”使温度升高？简而言之，这就是**日冕加热问题**。

太阳日冕具有丰富的特征，与光球层呈现出截然不同的面貌。根据在特征温度下发生的不同过程，可以在不同波长下观测太阳日冕。

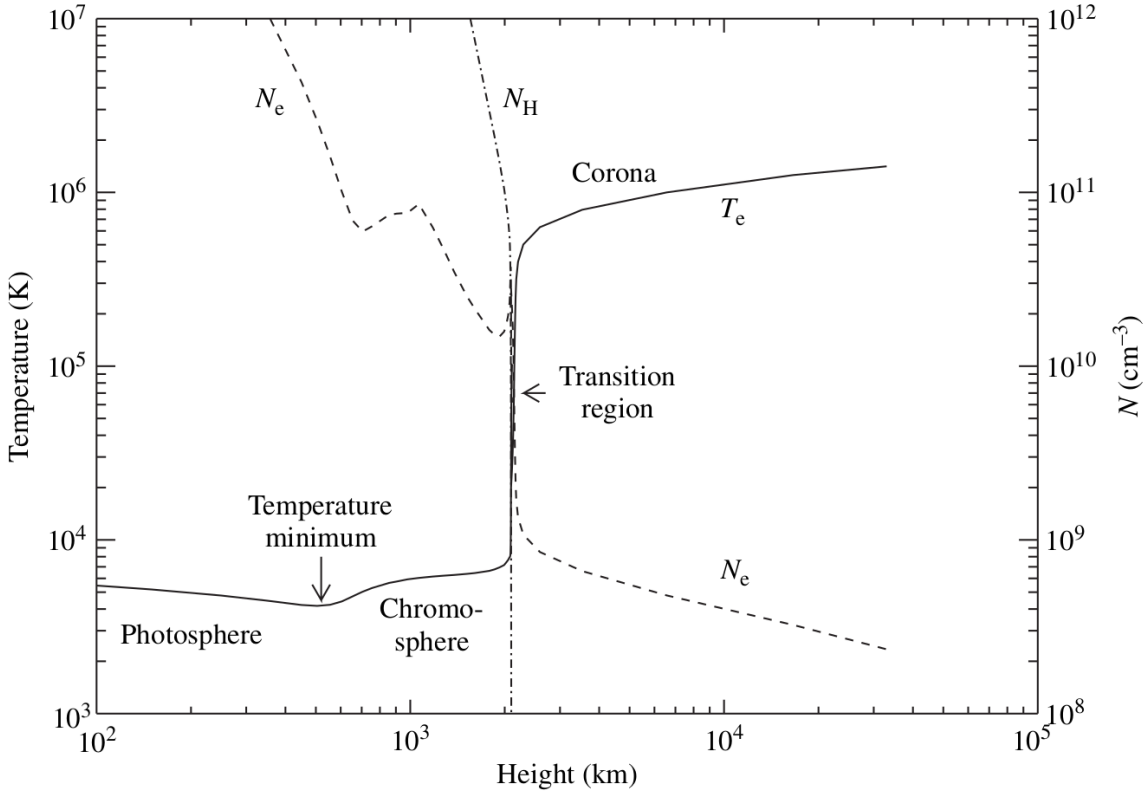


图 1.4：使用 Vernazza et al. (1981) 的一维模型计算得到的温度（实线）、电子密度（虚线）和氢密度（点划线）随高度的变化。图取自 Phillips et al. (2012)。

强度。热日冕电子对光球辐射进行汤姆逊散射，因此日冕在可见光中可见（图 1.3）。不过，特定离子在可见光中也存在跃迁，例如 Fe X 6375 Å、Fe IV 5303 Å，由此产生谱线发射。极紫外和 X射线辐射源于特定粒子的辐射退激发，不过 X射线发射也可能源于轫致辐射。日冕在射电波中也有特征，这些特征源于日冕环中的非热加速电子（例如参见 Mondal & Oberoi 2021）。最后，高度电离谱线的特定跃迁也会产生红外发射。例如，Fe XIII 10747 Å 与同一离子产生的其他谱线一起，是一项重要的日冕诊断手段（Patel et al. 2021）。然而，日冕的动力学通常由磁场决定。因此，磁场强度和拓扑会强烈影响日冕中形成结构的形态。由此，日冕辐射的特征与磁场的底层结构密不可分。

1.1.5 太阳风

太阳日冕不断向外扩张，直到开始变成自由流。它如今已成为太阳风、行星磁层的调节者和毁灭者。太阳风只不过是从太阳喷发出的高能粒子和磁场流。Parker（1958）通过基于彗尾观测的理论考察预测了太阳风的存在，例如Biermann（1957年）的观测。几年后，苏联的Luna 1 探测器证明这一预测是正确的（Zirker 1977；Harvey 2007年）。

太阳风是等离子体以主要沿径向向外流出的超声速运动。在太阳风中，气体压力和磁压力争夺控制权，通常由气体压力胜出。然而，太阳风也随着来自太阳的磁场一起运动，是磁化的等离子体。

它向外传播时，会遇到不同星球的磁场并与之相互作用。太阳风与地球磁场的相互作用会导致地球磁层、电离层和热层发生调制。这些调制以其良性形式表现为美丽的极光，而以更具破坏性的形式表现为电网瘫痪。然而，这种相互作用可以通过对地磁场扰动的测量值加以量化。总体而言，太阳风与地球磁层产生的相互作用导致了所谓的“《空间天气》”（美国国家航空航天局，2017年）。因此，从运行角度来看，研究、表征和预报《空间天气》——以及作为其源头的太阳——便成为当务之急。

1.2 两种现象的故事

我们已经看到，太阳大气是多么多样且充满动态。日冕中会发生各种现- 象，其中有两种尤其引人关注：日冕加热和太阳风形成。

1.2.1 Coronal heating

如§.1.1.4中所述，日冕加热提出了这样一个问题：“是什么导致了太阳日冕的异常温度？”这在太阳物理学领域一直是一个悬而未决的问题，至今已有70多年。然而，尽管热沉积的确切机制尚未得到充分理解，但我们或许可以通过观测大型太阳耀斑获得线索。

尽管如此，热沉积的机制尚未得到充分理解，但我们或许可以通过观测最大的太阳耀斑获得线索。

太阳耀斑是发生在日冕中的大型动态事件，其中最强的耀斑可在X射线中观测到，但通常也能在极紫外中观测到（Schadee 等，1983）。当光球层中的运动使日冕磁场受到足够强的应力时，就会发生太阳耀斑，导致该构型中储存大量自由能（Benz，2008）。如此大量的自由能会使电流产生，进而导致这些能量以热能和非热能的形式爆发性释放，形成太阳耀斑。能量释放后，磁场往往会趋向于更加稳定的构型，有时则会等待更多自由能积累起来。通常，耀斑的总能量为 $\geq 10^{30}$ 尔格，持续时间从几分钟到几小时不等，具体取决于观测的波长（Benz，2008）。这类能量释放通常具有无标度特征，意味着不存在特定的能量释放尺度（Aschwanden，2019）。这意味着“耀斑”可能发生在一系列长度、时间和能量尺度上。但这类过程是否会在不同尺度上发生?

事实证明，太阳日冕中存在着规模庞大的事件“动物园”，这些事件对应于不同的物理尺度。与太阳耀斑类似，毫耀斑和微耀斑以日冕中的增亮形式存在（例如参见 Schadee 等，1983；Chifor 等，2006；Subramanian等，2018；Gupta等，2018a）。由于太阳耀斑和其他此类高能事件会将日冕中的磁能转化为热能，因此，产生加热的一种方式就是通过遍布日冕的普遍脉冲事件。这被称为“纳耀斑加热范式”，由 E.Parker教授于1988年提出（参见Parker，1988a）。在这一范式中，光球运动使磁场受到应力，导致系统中自由能不断积累。随着磁场变得缠结，可能形成电流片，并耗散积累的能量。这既可以通过欧姆加热实现，也可以通过磁重联实现（Parker，1972）。为了维持太阳日冕的温度，需要约 10^{24} 尔格量级的主要能量释放。

基于磁重联的纳耀斑范式属于太阳日冕的“DC”加热机制（Klimchuk，2006a；Parnell 和De Moortel，2012；Hansteen 等（2010））。然而，太阳也会像钟一样振荡，波在整个太阳中传播。其中一些波可能泄漏进入大气，将波能沉积在日冕中。此外，太阳大气中发生的各种动力学现象可能自然地产生波，而这些波可能耗散到日冕中。这种波耗散通常是由于密度随高度的梯度而发生的，从而导致局部加热（Alfvén，1947；Osterbrock，1961；Antolin 等，2008）。这种范式被称为“AC”加热机制（例如参见 VanDoorsselaere 等，2020及其中的参考文献）。AC加热也可能产生

导致能量释放，其能量释放与极短时间尺度内的纳耀斑相似（Antolin 等，2008年）。因此，我们将沿用 Klimchuk（2006b）的做法，把这些小尺度能量释放称为“脉冲事件”。

如果要尝试限制日冕脉冲加热的影响，就需要统计各个脉冲事件，并按能量进行分箱，以获得总贡献——也就是说，要统计单个事件，从耀斑（$\approx 10^{33}$尔格）到纳耀斑（能量为$\approx\ 10^{24}$ 尔格）。对这些事件的统计会产生这些脉冲事件的幂律分布，即，

$$\frac{dN}{dW} \propto W^{-\alpha}.$$

如果这些脉冲事件足以加热太阳日冕，那么小型事件的数量必须多于大型事件，因此必须满足 $\alpha \geq 2$ （详情请参见 Hudson 1991）。

有趣的是，文献中基于使用对各种能量波段敏感的不同仪器所进行的观测，报告了各种 α，如图1.5所示。显然，硬X射线观测显示出的斜率比极紫外或软X射线（SXR）观测陡峭得多。

这种简单计数统计涉及多种复杂因素。其中一个问题是，等离子体发射可能只存在于某些能带中。因此，必须进行适当的缩放因子处理，将测得的光度能量转换为所有波长上的积分能量。随着我们试图分离出越来越小的事件，另一个主要问题会变得更加突出。事件越小，我们的观测就越可能无法对其进行足够分辨。

此外，我们的仪器甚至可能将多个事件积分为一个“大的”事件，仅仅因为这些小事件发生在同一个像素或同一个时间分箱中！一个更具技术性的难题是将热能划分为辐射损失和通过热传导的输运。因此，当这些问题能够得到充分解决时，我们就可以判断脉冲事件是否能够有效加热日冕。

1.2.2 太阳风的形成与加速

与上述日冕加热问题密切相关的是太阳风的形成与加速。我们在§.1.1.5中看到，Parker（1958）最早提出了太阳风存在的设想，而苏联航天器Luna1首次对其进行了观测（Harvey2007年著作的第1章）。多年来，Vela3、Voyager等许多航天器都对太阳风中的等离子体参数进行了观测。

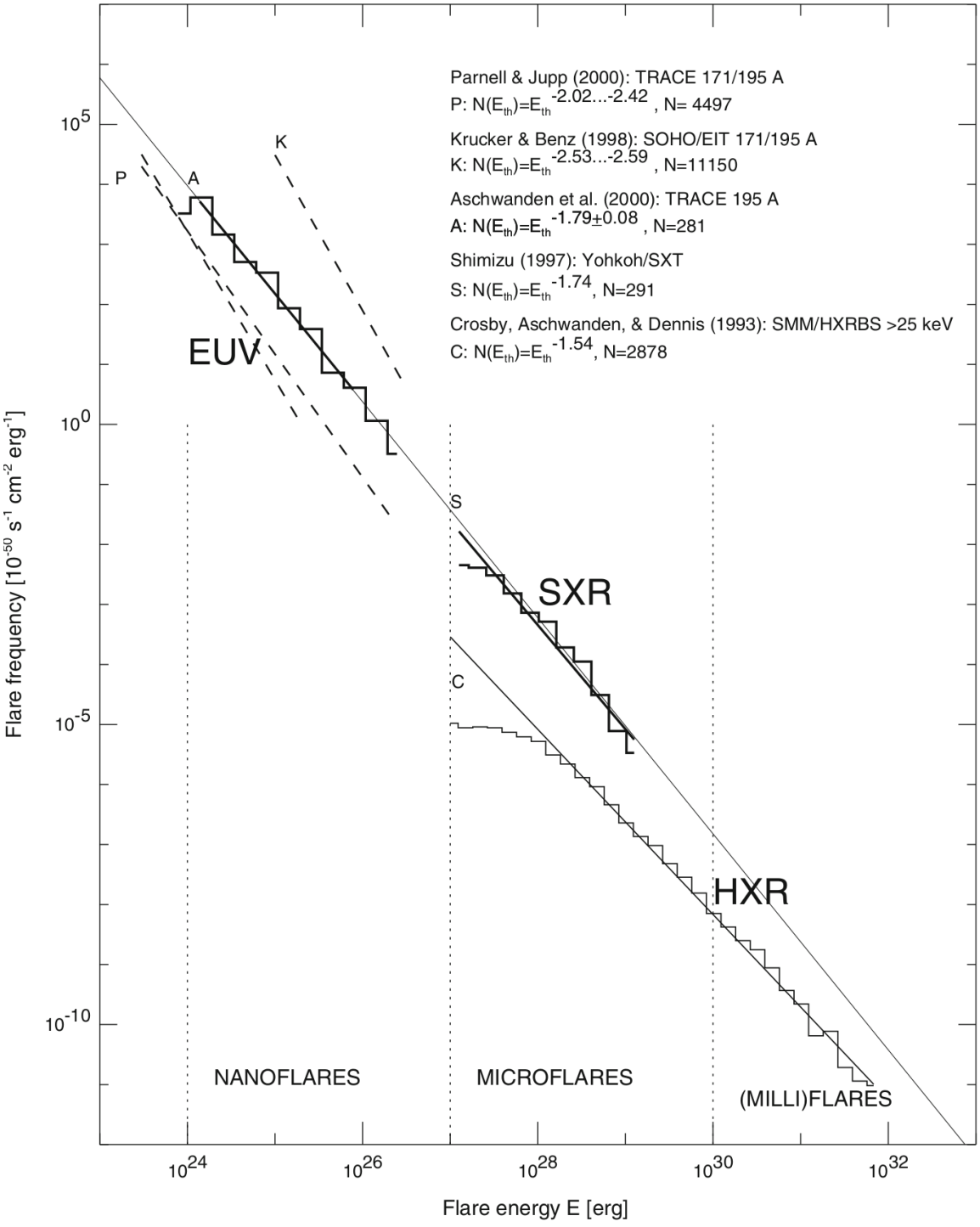


图 1.5：不同仪器和温度下脉冲事件测量值的汇总，以能量分布的形式呈现。图片取自 Aschwanden（2019年）。

从那时起，人们一直尝试探究太阳风起源和加速的确切位置（在日面上及高度方向）。Krieger等人（1973年）利用一次探空火箭任务期间拍摄的日冕X射线图像，首次发现了原位数据与遥感观测之间的关联。

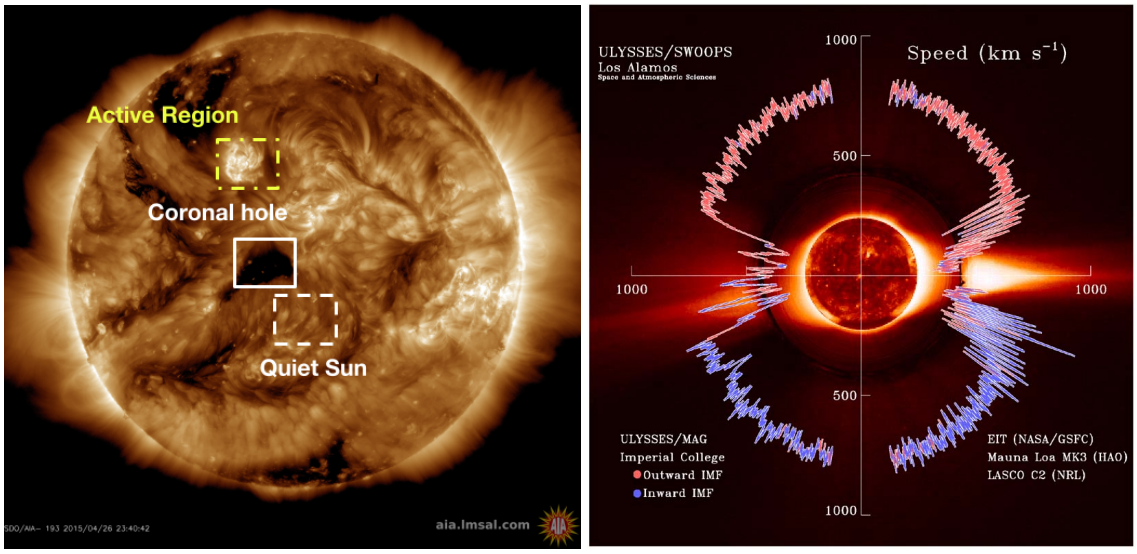


图 1.6：左：一幅具有代表性的全圆面 AIA 193 Å 强度图像，冕洞、活动区和宁静太阳以边界框标出。右：将尤利西斯号测得的太阳风速度（径向轴）随日纬的变化叠加在太阳日冕图像上。颜色表示该日纬处的磁场测量值。图像取自 McComas 等（1998）

我们必须稍微回到太阳日冕，以理解这一观测。在图1.6的左图中，我们展示了一幅典型的太阳日冕图像，该图像由AIA在2015年4月26日通过193Å波段拍摄。这幅图像展示了日冕上两个有趣且对比鲜明的特征——黑暗的日冕洞（CHs）和明亮的活动区（ARs）。日冕洞是磁通量几乎呈径向、并因发射体缺失而显得黑暗的区域。与之相比，在活动区中，磁力线主要形成环。这两个区域都存在于背景之上——也就是说，与背景相比，它们表现为强度的视觉增量或减量。无论是否存在日冕洞或活动区，这一背景始终存在，被称为宁静太阳（QS）。

Krieger 等人（1973年）发现，冕洞与地球附近测得的太阳风存在某种对应关系。此后，研究进一步量化了极区冕洞对高速流的影响（Zirker 1977），所用数据来自 Skylab。通常可以假设磁场强度随距离按反平方定律衰减。这对应于

磁通管横截面积随径向距离的增大而增加。然而，偏离这种径向膨胀会导致磁通管超径向或次径向膨胀，可用磁通管膨胀因子（f_e）表示，其定义如下：

$$f_e = \left(\frac{R_\odot}{R_{SS}}\right)^2 \left(\frac{B_r(\odot)}{B_r(SS)}\right),$$

其中，R 是距太阳的距离，B_r 是径向磁场强度。这里，$\odot$ 对应太阳表面，而 SS 对应源表面，即假定磁力线从此上边界开始变为径向。Levine 等（1977）表明，太阳风速度与磁通管的膨胀程度呈负相关——也就是说，冕洞磁通管膨胀得越少，太阳风速度就越快。

This factor was leveraged by Wang & Sheeley Jr (1990), who further showed that the CH area – a proxy for f_e^{-1}, showed a good correlation with the solar wind streams. Thus, the magnetic field topology of the CH showed a strong influence on the observed solar wind. In the 1990s, Ulysses (McComas et al. 1998) performed, for the first time, observations of the Sun from its equatorial to polar regions. It found signatures of two kinds of wind: a fast wind which bellows from the polar regions and the slow wind which coasts from the equatorial regions of the Sun (see the right panel of Fig. 1.6). These two wind modalities do not just have different speeds but also have different compositions, pointing to their origin at different source regions. This was explored by Brooks et al. (2015), who sought to constrain the source regions of slow wind. They thus trace back the slow wind in time while considering only regions showing: (i). open flux, (ii). blueshifts (outflows), and (iii). composition similar to slow wind. They found the edges of ARs to satisfy all three criteria and thus to be potential sources of the slow wind. However, recently Bale et al. (2019) showed that the equatorial CHs are also well correlated with the slow wind measurements. Thus, there is a lack of clarity on the sources of the slow solar wind. However, there is clear evidence of the CHs being the source regions of at least the fast solar wind.

因此，太阳上的不同区域具有不同的太阳风特征。这表明，帕克关于日冕径向膨胀形成太阳风的理论并不完全。帕克理论基本上指出，在引力作用下，分层的高温日冕会像德拉瓦尔喷管一样，将等离子体加速至超音速。然而，SOHO（太阳和日球层天文台）对冕洞中日冕谱线的观测表明，速度远高于帕克理论的预测值（见 Domingo 等，1995 ）。例如，该理论不足以解释 O VI 和 H I Lyα 速度之间的差异（Kohl 等，1998）。此外，Corti 等（1997）

观测了冕洞中的 O VI谱线，发现外流速度从 1.5$R_{\odot}$ 处的 ≈ 50km/s 增至 2$R_{\odot}$ 处的 ≈ 140 km/s。这引出了两个问题：太阳风从太阳大气中的什么高度开始形成？哪些物理过程导致了这种太阳风加速？

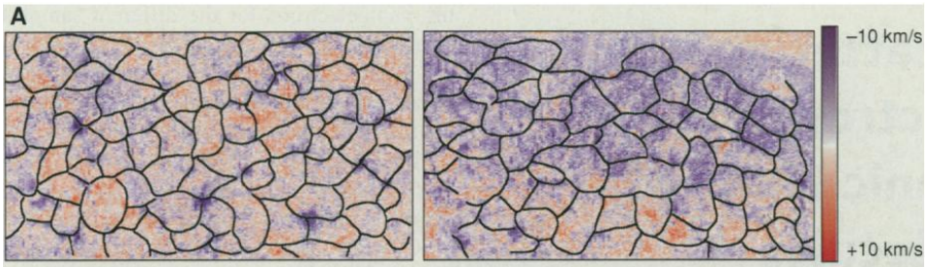


图1.7：从SiII中分割出的色球网络叠加在 Ne VIII 的多普勒图上（黑色为色球网络，彩色为多普勒图）。左图来自宁静太阳区，右图来自极区冕洞。图改编自 Hassler 等（1999）。

SOHO 是一项成果极其丰硕的任务，为回答这些问题提供了重要线索。Hassler等（1999）研究了冕洞区中由Si II所显示的色球磁网络内 Ne VIII（上过渡区中的谱线）的多普勒位移。由于相关趋势或变化需要以背景为基准，他们分别对冕洞以及附近的宁静太阳区进行了分析。Hassler等（1999）发现，与宁静太阳相比，冕洞显示出过量的外流，这清楚地暗示了太阳风源自冕洞。他们还发现网络边界处存在过量外流，并且网络边界与外流之间存在明显的相关性（见图1.7）。然而，他们未能发现 SiII强度与 NeVIII强度之间存在任何明确的相关性。因此，Hassler 等（1999）提出了一个有趣的推测：注入该结构中的能量，要么被用于局部加热，要么被用于沿开放磁力线加速物质；这暗示宁静太阳加热与太阳风加速可能具有统一的机制。输入能量可能被用于宁静太阳加热或太阳风加速，而这两种过程可能发生在相近的高度上。

在这些结果的基础上，Tu 等（2005）研究了冕洞内势场外推磁场与 Si II 强度、C IV强度以及Ne VIII 多普勒位移之间随高度变化的相关性。他们表明，这些谱线分别大致形成于4 Mm（Si）、4.5 Mm（C）和20.6Mm（Ne）处。Tu等（2005）发现，尽管色球谱线（Si、C）的强度与形成高度处外推磁场的磁场强度具有紧密的相关性，但 Ne VIII 线仅在多普勒位移与局部磁场倾角之间表现出类似的相关性。因此，他们发现太阳风通常来自

来自开放磁通“漏斗”，其在大气中更高处显示出显著特征。然而，大气较低处存在许多低矮的环，从而产生类似宁静太阳的强度结构。

这些结果为我们提供了三条关键信息：(i)。太阳风主要从冕洞中产生；(ii)。在类似 Ne VIII的上过渡区谱线中可以看到太阳风的明显特征；(iii)。一种同时加速太阳风和加热日冕的共同潜在机制可能正在发挥作用。只有在日冕或上过渡区中，冕洞才明显比宁静太阳更暗。在大气更低处，这种差异会消失！由于在类似 NeVIII的谱线中可以看到太阳风的特征，我们还可以进一步询问：在高度低得多的地方——因而在冷得多的谱线中——是否也能看到类似的特征。

冕洞和宁静太阳在低层大气中的平均性质非常相似。然而，Tripathi 等（2021a）使用Si IV 低层过渡区谱线进行了比较研究。从平均意义上看，冕洞和宁静太阳在 SiIV谱线强度或速度方面没有明显差异。然而，他们发现，对于具有相同磁通密度的区域，两者的强度和速度存在差异。此外，他们还发现，与宁静太阳相比，在磁通密度相同的情况下，冕洞的强度较弱。随后，他们分别分析了蓝移和红移，发现相对于宁静太阳，冕洞表现出过量的蓝移和较弱的红移。随着磁通密度增加，强度和速-度也随之增加。最后，他们发现 Si IV的非热宽度也随磁通密度增加，但未发现冕洞和宁静太阳之间存在显著差异。

这些结果表明，太阳风的潜在特征信号就存在于低层过渡区本身。类似地，考虑到下方的磁通密度后，过量辐射—过量蓝移二分现象便显现出来。这一现象总结于图 1.8，并表明宁静太阳加热与太阳风形成可能由统一机制驱动。宁静太阳与冕洞的差异在较高磁通区域（对应网络区）中十分显著，而在较低磁通区域（网络间区）中则不明显；这种差异源于较小环和较大环的统计分布不同（Wiegelmann & Solanki 2004 ）。网络间区包含短而低矮的环，在冕洞和宁静太阳中都很常见。然而，较长、较高的环主要存在于宁静太阳，而非冕洞，这表明两者的差异纯粹源于磁拓扑的不同。这也与 Hassler et al.（1999年）的研究结果一致。

Tripathi 等（2021a）将观测到的红移差异归因于闭环—闭环重联引发的脉冲加热所导致的等离子体凝聚，而将蓝移归因于开放环—闭环重联所致——

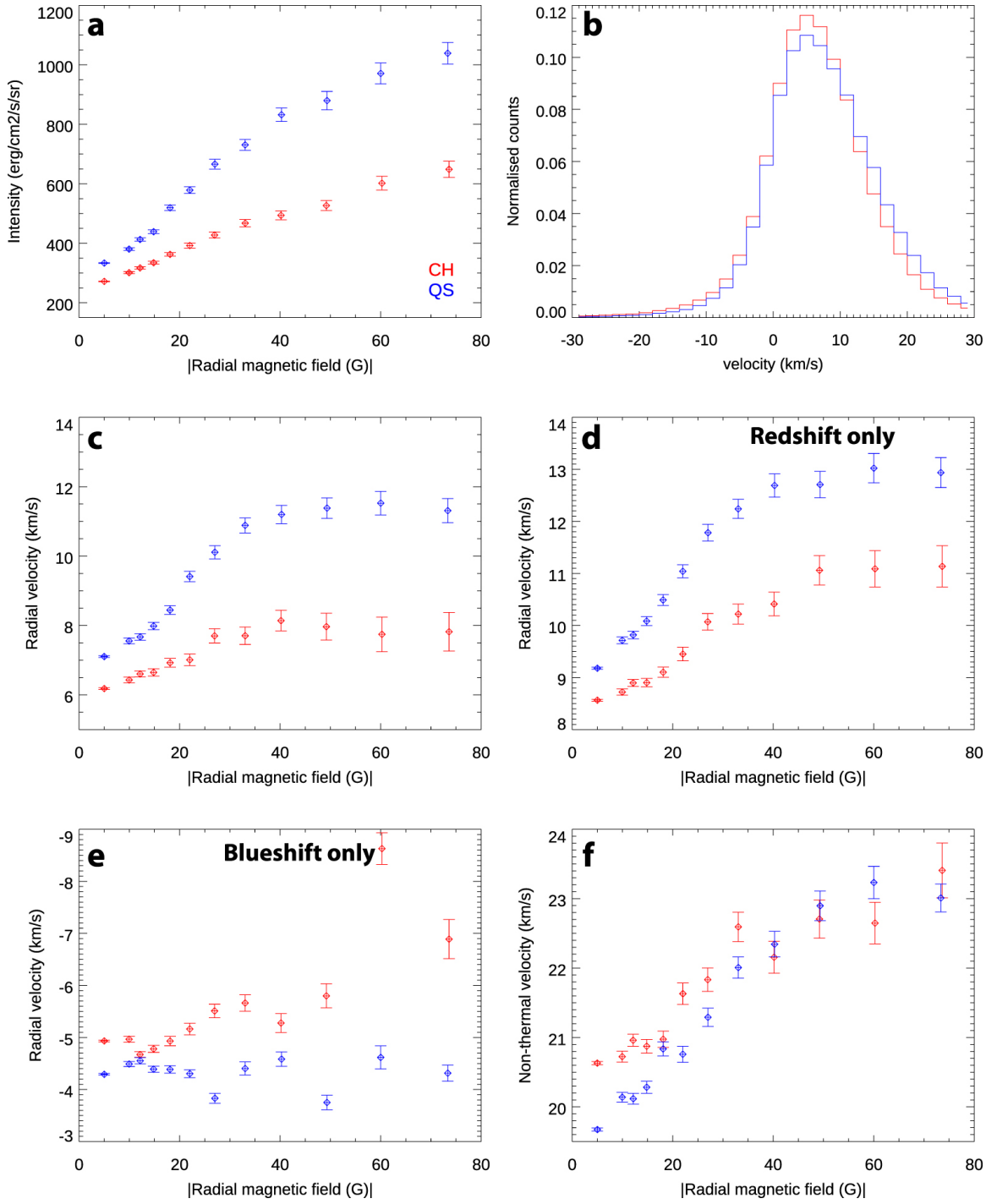


图 1.8：Si IV 宁静太阳（蓝色）和冕洞（红色）数据按径向磁场绝对值分箱的分布：a. 强度；c. 平均速度；d. 红移；e. 蓝移；f：非热线宽。图 b 显示所有像素的速度分布。图像改编自 Tripathi 等（2021a）。

在冷喷流中。因此，他们发现了宁静太阳中受限等离子体加热以及冕洞中受热等离子体逃逸的迹象（尽管并不明确），这表明了一个关于宁静太阳加热和冕洞中太阳风形成的统一模型。

1.3 本论文的结构

Wit在此背景下，我们旨在回答以下关键科学问题：

Q1.太阳风的源区是什么？在太阳大气条件不断变化的情况下，是否可能预报太阳风属性？Q2. 太阳日冕加热的潜在机制是什么？Q3.太阳风源区的动力学和潜在产生机制与可能的太阳风非源区相比有何异同？Q4. 什么样的物理图景导致了这些物理机制和动力- 学?

考虑到这些问题，本文其余部分的结构如下所述。

1.3.1 第2章：数据与方法

在第2章中，我们将讨论论文的三个重要方面，即观测数据、大数据方法和数值方法。我们首先介绍太阳动力学观测台（SDO；Pesnell 等，2012）上的大气成像组件（AIA；Boerner 等，2012a）和日震与磁成像仪（HMI；Scherrer 等，2012），并说明使用这些仪器获取的数据产品。随后，我们介绍搭载于月船二号（Goswami & Annadurai，2011）上的界面区成像光谱仪（IRIS；De Pontieu 等人，2014）和太阳X射线监测仪（XSM；Mithun 等，2021a）。我们从AIA获取不同紫外和极紫外波段的数据，同时从HMI获取光球层磁场数据。从IRIS获取近紫外和远紫外波长范围内的光谱栅格扫描数据，以及狭缝旁成像数据；从XSM获取太阳盘积分X射线数据。随后，我们概述“大数据”领域，并简要介绍机器学习（ML）和深度学习（DL）。最后，我们简要介绍.....

磁流体力学形式体系，并介绍本论文所需的方程组和近似方法。

1.3.2 第3章：太阳风的源区

在第3章中，我们开发了一个深度学习模型（称为*WindNet*），利用来自AIA的太阳日冕193和211 Å全日面极紫外图像来预测太阳风速度。我们使用支持向量机（Cortes &Vapnik 1995年）、梯度提升决策树（Kulka-rni 2017年）、朴素均值模型、多滞后自回归以及27天持续性方案（Owens等，2013年）构建的自回归模型和基准模型，对我们的模型进行了评估。我们发现，*WindNet* 优于基准模型，与观测数据取得了最佳拟合相关性0.55±0.03。随后，我们研究了*WindNet* 对输入图像不同区域的重视程度，以及这些区域对快速太阳风和慢速太阳风预测的重要性。我们发现，*WindNet* 在快速太阳风预测中更加重视日冕洞，而在慢速太阳风预测中更加重视活动区。此外，*WindNet* 认为，在快速太阳风预测中，冕洞的重要性可提前 ≈3 至预测前4天体现。同时，对于慢速太阳风，活动区的重要性则更接近预测日。因此，这表明我们的模型能够在不具备内置物理知识的情况下，学习日冕结构与太阳风结构之间的一些显著关联，证明采用可解释人工智能技术的基于深度学习的方法可能有助于我们发现日球物理学数据集此前未知的关系。

1.3.3 第4章：脉冲加热的宁静太阳日冕

In Ch. 4, the overarching theme is to understand the properties of impulsive events and their possible roles in heating and maintaining the solar corona. We combine the empirical impulsive heating forward model of Pauluhn & Solanki (2007) with a machine-learning inversion model that allows uncertainty quantification. Using this scheme, we infer the statistical properties of impulsive events which give rise to QS light curves. We perform this study using 171 Å, 193 Å, and 211 Å EUV passbands of the AIA and the X-ray emission in 1–1.3 keV, 1.3–2.3 keV, and 1–2.3 keV from XSM. We find that there are ≈2–3 impulsive events per minute in EUV, which increases to ≈25 events per minute in X-rays. These events last for 10–20 minutes in EUV, while the shortest events in X-rays last for 6 minutes. The power law slope α peaks above 2 in the EUV passbands, with the α reducing from the cooler 171 Å passband to the hotter 211 Å passband. This trend continues in X-rays, where the α becomes ≤ 2.0.

Our exploration of correlations among the various timescales and peak energy of these events suggests that conduction losses dominate over radiative losses. We find the event frequency is inversely related to the peak energy of these events, a relation seen consistently in both EUV and X-rays. This result points to the presence of an energy reservoir, which may be depleted through small frequent events or large intermittent events. Owing to the flux calibrated measurements in X-rays, we find that the typical amplitudes of these events lie in an energy range of 10^{21} – 10^{24} ergs, with a typical radiative loss of about $\approx 10^{3}$ erg cm^{-2} s^{-1} in the energy range of 1–2.3 keV. Thus, we find that the properties of these impulsive events depend on the wavelength/energy of observations, with a regular gradation in their properties with energy. These results provide constraints and present new insights into the impulsive events maintaining the quiet corona.

1.3.4 第5章：统一太阳风起源和日冕加热

In Ch. 5, we ask: How and where does the solar wind start, and what relation does it have with the heating of the solar atmosphere? To this end, we perform a detailed comparative study of CHs and QS to understand the underlying physical processes using the chromospheric Mg II h & k and C II 1334 Å lines and transition region using Si IV 1394 Å line for regions with identical photospheric absolute magnetic flux density (|B|). We find CHs to have subdued intensity in all lines, with the difference increasing with line formation temperature/height and |B|. The chromospheric lines show excess upflows and downflows in CH, while Si IV shows excess upflows (downflows) in CHs (QS), where the flows increase with |B|. The CHs also show excess total widths in the C II line over QS for regions with identical |B|. However, the C II spectral profiles are found to be more skewed and flatter than a Gaussian, with no difference between CHs and QS. We further demonstrate that the upflows (downflows) in Si IV are correlated with both upflows and downflows (only downflows) in the chromospheric lines. CHs (QS) show larger Si IV upflows (downflows) for similar flows in the chromosphere, suggesting a common origin to these flows. These observations may be explained due to impulsive heating via interchange (closed-loop) reconnection in CHs (QS), resulting in bidirectional flows at different heights due to differences in magnetic field topologies. Finally, the kinked field lines from interchange reconnection may be carried away as magnetic field rotations and observed as switchbacks in the solar wind. We describe a unified model for solar wind emergence, coronal heating, and near-Sun switchback formation based on these results.

1.3.5 第6章：二维半自洽磁通浮现

We have obtained evidence of a unified emergence of solar wind and heating of the solar atmosphere through observations, empirical models, and deep learning. However, we need to understand the underlying processes that dictate the thermodynamics of solar wind emergence and heating in the corona. To this end, we perform numerical simulations of flux emergence in 2.5D in a stratified atmosphere in this chapter. We embed different configurations of background fields in the setup to capture the essential differences in the topology of CHs and QS and endow the system with a flux sheet in the convection zone. The perturbation of the sheet results in the interaction of the rising loop with the different background field topologies, giving rise to different dynamics in these systems. The process's thermodynamics is governed by the reconnected flux, thermal conduction, and optically thin radiative processes. We discuss the experiments with different terms, the thermal structure of the resultant jet, and loops.

1.3.6 第7章：临别感言与未来之路

最后，在第 7 章中，我们总结本论文取得的成果，并从整体上审视我们对太阳及日球层的认识增进了多少。我们阐述本论文的局限、尚未解答的问题，以及本论文引出的新问题，同时探讨众多有待探索的未来方向。

第二章

数据与方法

ékaṃ sád　　那唯一者，
智者们以多种方式称说；　　智者赋予它许多称号
-《梨俱吠陀》1.164.46

生物与周围环境相互作用，过着日常生活。这种相互作用包括对生物近处环境的各种细节（小尺度）以及宇宙本身（大尺度）的感知。感知的关键在于感官器官的存在——环境会产生各种形式的信号，其中一些可以通过我们的各种感官捕捉到。

如果我们所感知的一切都只是对真实环境的“有损投影”，那么我们所说的“真实”环境究竟是什么？我们能否毫无歧义地将某种事物定义为绝对真理？上面这段引文据说出自古圣迪尔伽塔玛斯，他表达了类似的观点，却没有那么悲观：智者明白，我们只能通过感官所捕捉到的种种显现来感知“真理”。对于受感官局限的人类而言，追问绝对真理是否存在是徒劳的——因为真理的显现以及感知这些显现的能力都会随时间改变。因此，尽管我们只是趋向这一绝对真理，却可能永远无法准确地抵达它。

我们通过测量来构建对环境的感知，这些测量便是数据。天体物理学历来是一门由数据驱动的科学。千百年来，人类仰望天空，绘制星图，试图理解万物为何以其方式发生。我们希望尽可能汇集观测结果，在揭示真实图景的同时，更深入地理解整个宇宙。人类的感知能力有限，无法仅凭感官理解宇宙。不过，我们可以将

这些无法直接感知的信号转化为感官能够感知的事物，而这需要假设这些信号是如何产生的。光，以及离子、电子和中微子等不同粒子，是我们在天体物理学中从太空获得的主要信使 [1]。这些信使的属性中编码着宇宙的种种奥秘，我们致力于解读并理解它们。

太阳和日球层系统非常接近地球，因此以遥感（通过光）和原位（通过粒子）测量值的形式，在太空和时间的各个点提供了大量信息。这些系统所引发的好奇心和理解愿望，表现为针对这些系统不同方面的一组假设，随后可以使用数据对这些假设进行检验。然而，太阳物理学中的数据流入量非常庞大，属于大数据范畴。因此，我们采用工具和技术来消化所有这些数据，开发分析流程，提取特征，并理解数据中的因果联系。

借助这些用于精简、分析并使数据易于理解的工具，我们可以提出一个假设，以理解这些观测。因此，除了数据之外，我们还需要建模工具来生成“虚拟系统”，从而为我们提供可与数据进行比较的潜在观测量。

本章首先介绍本研究使用的数据（§2.1），随后描述广泛使用的大数据工具（§2.2）。最后，我们将简要介绍数值建模技术（§2.3），以展示相关过程的物理图景。

2.1 数据

如前所述，太阳物理学数据主要可分为遥感测量和原位测量。遥感测量的具体形式取决于所关注的光的波长。由于地球大气通常只允许光学、微波和射电频率的光通过，我们可以从地面以这些波长研究太阳。迄今为止，许多地基望远镜都在以不同波长观测太阳，例如乌代布尔太阳观测站（USO；光学观测）、瑞典太阳望远镜（SST；光学、近红外）、阿塔卡马大型毫米波阵列（ALMA；微波）以及丹尼尔·K·井上太阳望远镜（DKIST；光学、近红外）等。

[1] 我们现在也有引力波了！

可见光短波侧的观测无法使用地基仪器开展。要进行这类观测，我们需要借助太空观测。从20世纪60年代利用轨道太阳天文台（OSO）开展的首次太阳小型卫星观测开始，太阳物理学界在太空任务方面积累了丰富的经验。其中包括太阳极大任务（SMM）、太阳与日球层天文台（SOHO）、日出卫星、太阳动力学观测台（SDO）、界面区成像光谱仪（IRIS），以及近期发射的月船2号、帕克太阳探测器（PSP）和太阳轨道飞行器（SolO）等。

所探测的光的波长及其产生机制，与所探测的太阳大气特定层紧密相关。因此，大气动力学会在测量光的各种性质上留下印记。为研究光的不同方面，不同仪器会采用不同的观测模式。太阳物理学中的遥感数据主要包括特定光谱通带的图像、光谱数据、偏振测量数据以及全日面积分光谱。

另一方面，原位测量对应于质子、电子及其他离子的性质，同时也包括对行星际磁场的测量。与遥感观测不同，原位观测主要在太空中进行，因为地球磁场会屏蔽这些粒子。不过，地磁场扰动仍会在地面测得，但本论文不会探讨这类测量。

原位测量也有着悠久的历史，其起点可追溯至20世纪50年代末的苏联探测器月球1号。如今正在运行的部分仪器包括先进成分探测器（ACE）、Wind卫星，以及搭载于PSP上的SWEAP、IS⊙IS和FIELDS等仪器。

本论文使用了搭载于太阳动力学观测台、IRIS、ACE、Wind卫星和月船2号上的仪器所获取的数据。在接下来的章节中，我们将介绍本论文所使用的部分仪器的显著特征。

2.1.1 太阳动力学天文台

太阳动力学天文台（太阳动力学观测台；Boerner 等，2012a）是美国国家航空航天局的一项任务，旨在了解不同时间和空间尺度及波长尺度上的太阳变异性的成因，以及其对地球和近地环境的影响。该任务于2010年2月 11th 日从卡纳维拉尔角发射，并一直提供-

进行近乎同时且连续的观测。它是美国国家航空航天局与恒星共生计划的一部分，搭载了多台仪器，以应对其众多科学目标。在这些众多仪器中，我们广泛使用了两台仪器的数据——大气成像组件（AIA）和日震与磁成像仪（HMI）。安装在太阳动力学观测台上的这两台仪器如图2.1所示的示意图所示。

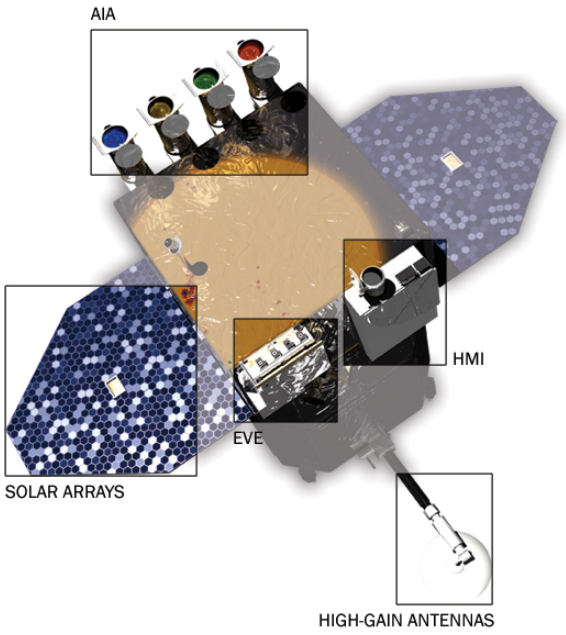


图2.1：SDO及其搭载的不同仪器示意图。如图所示，AIA由四台望远镜组成，而HMI则是一台望远镜。SDO还搭载了极紫外变化实验（EVE），用于提供太阳在极紫外波段的圆面整体光谱数据。太阳能电池阵列和中继通信通过高增益天线为卫星供电。图像来源于SDO任务网站。

AIA 是一种成像仪器，由四台望远镜组成，用于观测极紫外（EUV）波段的太阳大气各层。AIA 可在多个以特定谱线为中心的通带中生成高分辨率的 4096×4096 全日面图像，板尺度为每像素 0.6 角秒。它在七个极紫外波段提供窄带图像，各波段分别以特定离子的跃迁为中心：171 Å（九价铁）、193 Å（十一价铁、十二价铁、二十四价铁）、211 Å（十一价铁、十四价铁）、94 Å（十价铁、十八价铁）、131 Å（八价铁、二十一价铁）、304 Å（二价氦）和 335 Å（八价镁、十六价铁）（Boerner 等，2012a；O’Dwyer 等，2010a）。这些图像的时间分辨率为

≈12秒，本研究所有滤光器的曝光时间均为 ≈2 秒。AIA 还提供 1700 Å 连续谱观测和 C IV（1600 Å）观测，其空间分辨率相近，但时间采样率较低。在本论文中，我们广泛使用 171 Å、193 Å 和 211 Å波段数据，因为我们的科学目标区域是冕洞和宁静太阳（O'Dwyer 等，2010a）。

HMI 是一种以滤光图形式观测太阳的仪器。它沿 Fe I 6173 Å 谱线在六个波长位置进行成像，并获取斯托克斯矢量的全部四个分量。HMI 团队利用这些观测数据，生成了多种数据产品，包括视线方向（LOS）磁场测量值、矢量磁场测量值、多普勒速度等。在这些数据产品中，我们使用了视线方向磁场数据产品，其空间分辨率较高（每像素 0.5 角秒），时间分辨率为 45 秒。

根据任务的不同，我们可能会限制所使用数据的分辨率和时间采样率。对于涉及长期变化（时间尺度为数年）的研究，以 12 秒的时间分辨率使用 4Kx4K数据在计算上并不可行。因此，我们还采用了由 Galvez 等人（2019年）生成的包含 512x512 AIA图像的缩减数据集。这些图像对应于4.8 角秒/像素的板尺度，以及 6 分钟的时间采样率。

2.1.2 界面区成像光谱仪

界面区成像光谱仪（IRIS；De Pontieu等人，2014年）是美国国家航空航天局的一项小型卫星探测任务，用于观测太阳低层大气的动力学。IRIS搭载一台光谱仪和一台狭缝旁成像仪（SJI），观测色球层、过渡区和低层日冕。它主要通过1400 Å和2800 Å附近的两个通带观测太阳。IRIS提供高空间分辨率的数据（远紫外为0.33角秒，近紫外为0.4角秒）、高时间分辨率（最高可达1秒）和高光谱分辨率（色散为 ≈12 or每像素25 mÅ）。图2.2展示了已部署的IRIS图像和望远镜示意图。

IRIS有三个观测波段：两个远紫外（FUV）波段，范围分别为1331.7–1358.4 Å和1389.0–1407.0 Å；还有一个近紫外（NUV）波段，范围为2782.7–2851.1 Å。这些波段以非常强的谱线为中心，可用于采样太阳大气。

IRIS 提供两种基本模式的光谱：(i) 栅格扫描；(ii) 定点观测。在栅格扫描模式下，狭缝在视场内移动，并读取狭缝上每个像素的光谱。如果相邻狭缝位置之间的位移为

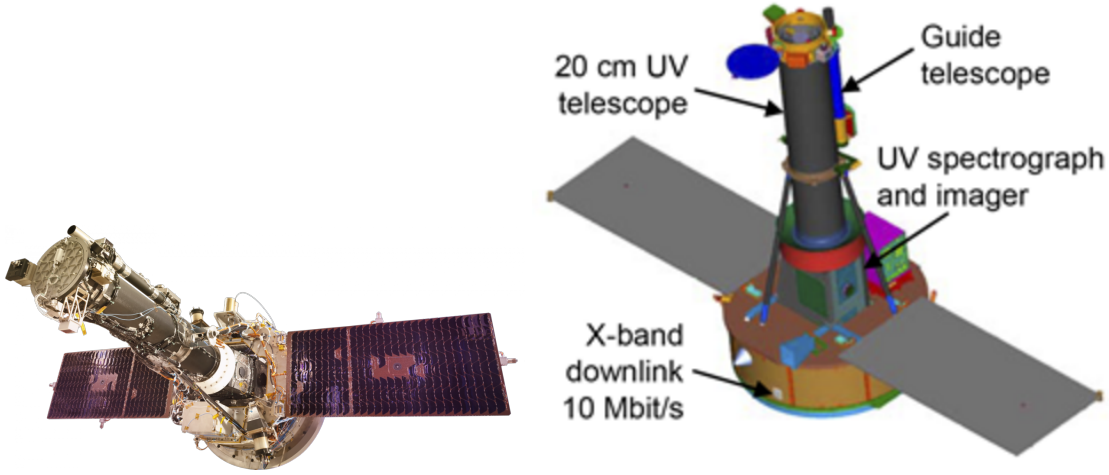


图 2.2：左：IRIS 的展开配置。右：卫星示意图，显示了导星望远镜、光谱仪和狭缝颚成像仪。图像来源于 IRIS任务网站和NASA网站。

当步长与狭缝宽度相当时，这种模式称为密集光栅扫描模式；否则称为稀疏光栅扫描模式。不过，IRIS 也可以将狭缝置于某个区域，对太阳进行观测。在这种模式下，它可以选择让太阳自转，使狭缝扫过该区域，也可以在继续观测的同时校正太阳自转的影响。这种模式称为凝视模式。

本论文使用了与近紫外波段 Mg II h & k 线对应的光谱密集光栅扫描和 SJI数据，以及与远紫外中的 Si IV 1394 Å 和 C II 1334 Å谱线对应的数据。这些光谱提供了强度、多普勒位移和线宽信息。

2.1.3 月船2号

Chandrayaan - 2 是一项印度月球任务，于2019年中发射（Goswami & Annadurai 2011年）。该任务主要旨在展示端到端月球任务能力，并研究月球的化学成分、热物理特性以及稀薄月球大气的性质。该任务由两部分组成：着陆器漫游车和轨道器。着陆器（名为“Vikram”）和漫游车（名为“Pragyan”）原计划在月球南极着陆，但着陆器偏离了预定轨迹，最终在月球上坠毁着陆。完整装置及我们关注的仪器示意图见图 2.3。

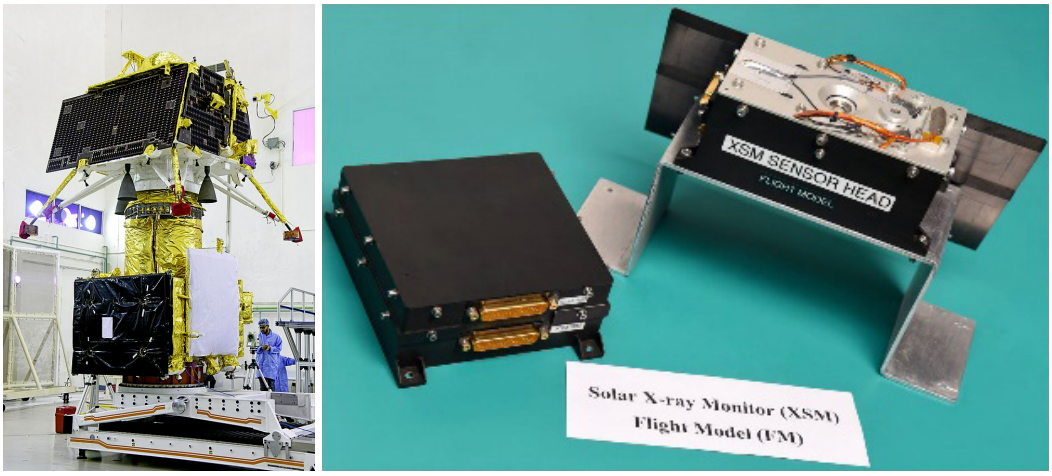


图 2.3：左：月船2号展开后的构型，着陆器安装在轨道器顶部。右：搭载于月船2号轨道器上的 X射线太阳监测仪（XSM）飞行模型。图像来源于 ISRO 网站。

然而，轨道器一直运行在月球极轨轨道上，并长期采集到了优质数据。轨道器上搭载了太阳X射线监测仪（XSM）。XSM 将太阳作为恒星进行观测，能量范围为 1–15 千电子伏特，在 5.9 千电子伏特处的能量分辨率为 ~175 eV，时间分辨率为 1 秒。XSM 观测到的 X射线发射是极热日冕的典型特征，本论文仅选取 1-2.3 千电子伏特这一特定范围进行分析。

2.1.4 原位观测

上述所有仪器都对太阳进行遥感观测。如前文所述，本论文还使用了太阳风的原位测量数据。这些原位测量数据主要包括太阳风和行星际磁场的测量值——风速以及磁场分量。多年来，各种仪器一直在测量这些太阳风数据。美国国家航空航天局已将这些数据汇总至一个公共数据仓库，该仓库名为戈达德空间飞行中心空间物理数据设施的“OMNIWEB”数据设施[2]。

[2] https://omniweb.gsfc.nasa.gov/hw.html

2.2 大数据工具

我们使用的数据时间尺度从秒到年不等，空间尺度则从数百公里到数百兆米不等。这些数据具有极强的多模态特征，要从中找到显著关联，或找出数据与所提出假设之间的关联，并非易事。因此，分析这些数据、寻找关联并提取特征，需要借助能够快速执行这些操作并高效利用可用计算资源的工具。

机器学习（ML）是一组旨在从数据集中寻找关联的技术。这些关联是通过反复优化一个概括性能或数据相似性度量的参数而发现的。这里的关键词是“反复”：这些技术的学习能力来自一个完善的优化方案，它会递归地更新当前选出的最佳解。广义而言，“学习范式”可分为三类：**监督**学习、**无监督** 学习和**强化** 学习。

监督 学习涉及寻找两组数据之间的关联，通常是“输入”与“输出”之间的关联。输入和输出可以是数组、字符串、时间序列、图像，甚至是图像的时间序列，目标是将一种数据形式转换为另一种。更准确地说，可以将完整的输入数据集视为一个“分布”。在该分布中，每个数据点都是一个样本。同样，输出集合也对应一个分布。在监督学习中，我们会得到来自这两个分布的一组数据元组。机器会尝试学习从输入分布到输出分布的正确转换。监督学习主要分为两种类型——**分类** 和**回归**。

分类问题可以表述如下：如果输入数据集中对应着 N 个不同的目标类别，那么给定的数据点属于哪一类？例如，给定一张太阳局部区域的小型输入图像，它属于耀斑、活动区、宁静太阳还是冕洞？因此，分类旨在将输入分配到有限且离散的类别中。**回归**问题可以看作是分类问题的一种推广：如果不同目标的数量 $N \to \infty$，会怎样？因此，回归问题中的目标输出是一个连续取值变量。

监督 学习，另一方面，仅涉及对单个数据集执行操作。这意味着我们只有一个概率分布，可以将其视为“输入”分布。监督学习有不同的形式。监督学习的一种应用是降低维度-

数据的性质。考虑一个有 M 行、N列的表格数据集。这个表格可以被可视化为 N 维太空中的 M个点，其中每条轴对应表格的一列。假设这 N 列在某种特定意义下并不相互独立。在这种情况下，降维要探究的是，是否存在一种良好的低维表示来表示这些点，并确保所得的“新”列在相同意义下相互独立。主成分分析（PCA）就是无监督学习方法的一个例子，其中会检查各列是否线性无关，并且可以将各列的线性组合作为低维表示。无监督学习的另一种应用表现为聚类问题。在这里，假设各种数据点现在都与局部聚类密切相关。因此，我们要探究的是，能否在不同的紧密关联周围“框出一个盒子”，并据此研究数据。对于这两类应用，都有大量算法可以执行这些操作。这些不同的机器学习问题及其简单示例总结于图 2.4 中。不过，对于机器学习的更多细节，感兴趣的读者可以参考 Bishop（2006年）等标准教材，或Gilbert Strang 教授关于线性代数和从数据中学习的讲座[3] 。

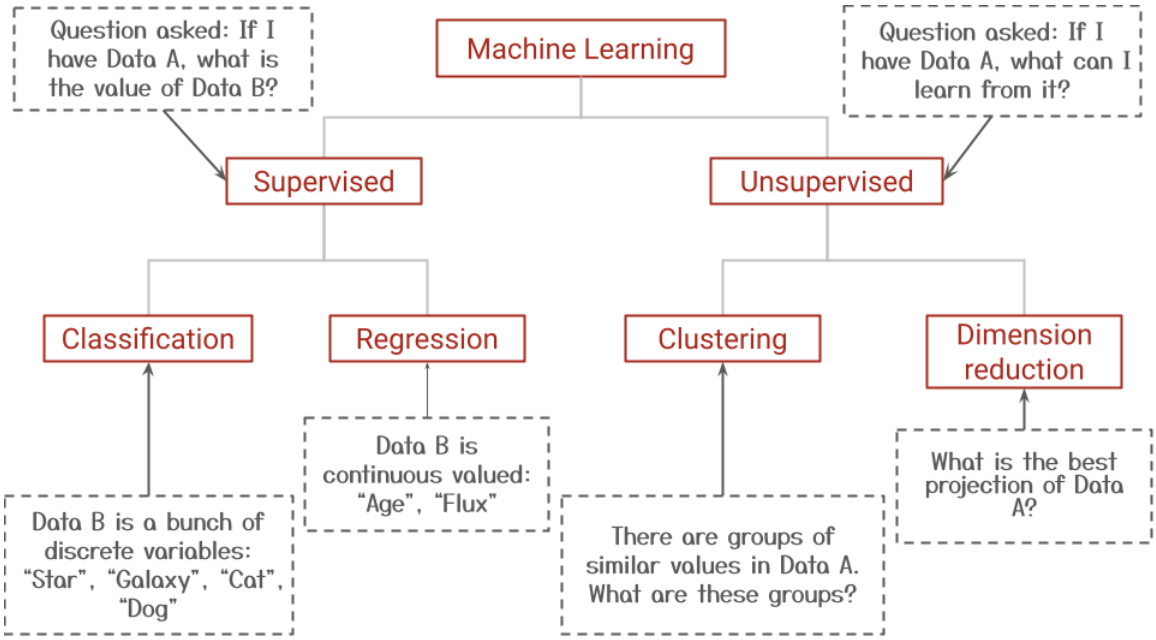


图 2.4：任何一般问题都可分解为的各类机器学习问题概述。

现在，机器学习的一个子集被称为深度学习（DL），这是一个涵盖广泛

[3]可在此处找到： `https://bit.ly/3TQwT2n`

一类使用具有多个隐藏层的神经网络来执行各种任务的技术。神经网络从其核心来看，在数学上是一组张量收缩，其间夹杂着非线性函数运算。这些“夹层”以串联方式逐层排列，从而产生神经网络复杂的“记忆”，使其能够从数据中学习。收缩运算发生在神经网络的输入与特定层的自由参数之间，这些自由参数称为权重和偏置。权重是与输入进行收缩运算的变量，而偏置则是作为偏移量加到乘积上的变量。下文中，除非另有明确说明，当我们说“权重”时，默认其中包含偏置项。

神经网络通过迭代更新权重来学习数据，更新过程以最小化误差项或度量值项为目标。因此，这种迭代更新背后的理念是：如果考察不同权重对应的各种误差值，它们将在权重的太空中形成一个“误差曲面”。权重的最优组合将是位于该误差曲面全局最小值处的点。假设这样的最小值存在，我们首先计算误差曲面上任意随机起始点处的局部切线。这会给出增幅最大的方向，因此我们寻求沿相反的方向移动。最终，经过沿该方向多次移动后，网络权重将收敛到全局最优值。这种算法称为梯度下降。对于迭代 w_i 时的权重以及同一迭代时对应的误差项 e_i，下一次迭代时的权重（w_{i+1}）为：

$$w_{i+1} \leftarrow w_i - \alpha \frac{\partial e_i}{\partial w_i},$$

其中，α 被称为网络的学习率，用于控制权重更新的幅度。虽然这是任意神经网络“训练过程”背后的核心思想，但人们已经实现了许多用于训练的算法，这些算法具有更好的收敛特性。

神经网络在20世纪80年代末和1990年代初逐渐崭露头角，并被计算机视觉界广泛采用（例如参见 LeCun 等，1995年、1998年，其中有一些经典之作）。然而，随着计算需求的增加以及数据可用性的有限，其使用率急剧下降。不过，自大约2010年代以来，神经网络再度兴起。这得益于数据可用性的增加，也许更重要的是，以图形处理器（图形处理器）的形式提供了低成本的计- 算资源（例如参见 Chellapilla 等，2006年；Ciresan 等，2011a；Krizhevsky 等，2017年）。曾用于运行*Roadrash* 和 *Counterstrike* 的硬件竟然成为深度学习的关键，这充分证明了人类心智的巧思！

在处理含有歧义特征的工程学和科学问题时，研究发现，深度学习的表现优于使用人工设计特征的机器学习算法（Good- fellow等，2016年）。在监督学习任务中，深度学习算法通常不需要有关确切输入输出映射的先验信息，而是尝试通过上述训练过程中概述的方法发现潜在关系。然而，先验信息可以通过多种方式融入模型，例如：（1）提供人工设计的输入特征（通常基于物理学），（2）构建一个神经网络，其中部分层已经过预训练，并且其权重在训练过程中保持固定（这称为迁移学习，不过，所执行的预训练类型会限制所共享先验信息的数量），以及（3）在当前神经网络的训练过程中提供外部的、基于物理的约束。

尽管深度学习模型能够在数据之间建立关联，但这些模型日益增加的复杂性使得探究模型进行决策的“原因”变得困难。这一研究领域被称为“可解释深度学习”，其本质上旨在理解模型参数受制于何种条件，并理解为什么模型会针对给定的输入提供特定的输出。

在这篇论文中，我们主要以三种方式使用机器学习和深度学习。首先，我们使用无监督机器学习方法进行太阳图像分割，为后续分析做好准备。其次，我们开发了新颖的监督式深度学习预测代码，并使用大量遥感和原位数据进行训练。我们还利用可解释的深度学习方法查询该模型的预测结果，以了解输入与输出之间的重要关联。最后，我们将深度学习用作统计数值模型的反演方案。这使我们能够在大型数据集上快速执行参数推断，同时还能获得参数估计的不确定性。

2.3 Numericalmodelling techniques

在分析了大量太阳观测之后，我们还必须从第一性原理出发，在理论上理解这些观测。通过将观测与基于不同理论的预测结果进行比较，可以获得这种理论认识。通常，这需要采用一组适当的动力学方程，求解电子、离子和中性粒子等各种粒子的演化，并辅以一致的初始条件和边界条件

。不过，我们考虑的是长度尺度大于这些粒子的平均自由程和离子回旋半径、时间尺度长于相应碰撞时间尺度和离子回旋周期的系统。对于这类系统，可以对相互作用的微观物理过程取平均，并将系统视为流体连续介质。需要注意的是，离子回旋半径与质量成正比，因此其长度尺度总是大于电子回旋半径（Marsch 2006）。

因此，本工作所考虑的尺度远大于上述动力学尺度。除这些限制条件外，我们还假设系统的典型速度尺度小于真空光速（$c \approx 10^8\ \mathrm{m\ s^{-1}}$），即处于非相对论区域。最后，如果典型长度与电磁场变化的时间尺度之比远小于 c，我们便处于“磁流体动力学”（MHD）区域。典型的太阳日冕速度为 $\approx 10^4\ \mathrm{ms^{-1}}$，而太阳 Wind卫星速度为 $\approx 10^5 - 10^6\ \mathrm{m\ s^{-1}}$，这远小于 c。

In this framework of MHD, the plasma can yet again be studied as a single fluid or multi-fluid. The plasma is assumed to be fully ionized in the single fluid case. Since the plasma is collisional, the electrons and ions can be considered a single fluid. The plasma contains ions, electrons, and neutral particles in the multi-fluid case. While the ions and electrons undergo Coulomb interaction, the neutrals interact through mechanical collisions. The upper transition region and the solar corona are fully ionized, so a single fluid scheme works well. However, the chromosphere is known not to be fully ionized. Thus, it needs to be treated as a multi-fluid system. However, since the number of equations and variables increases enormously, the MHD approximation is expanded to add new terms that abstract some of the effects of partial ionization of the system (see, for example Martínez-Sykora et al. 2012, for details). In this thesis, we focus only on a single fluid approximation to study the response and dynamics of the upper transition region and the solar corona.

除等离子体和电磁场之外，还有另一种会带来复杂性的信使——光。辐射场从光球层开始逐渐变为自由流。产生辐射（尤其是以谱线形式产生辐射）的过程，从光球层到低层过渡区，都受到碰撞性过程和散布过程的强烈影响。因此，要正确模拟低层大气，考虑辐射传输方程非常重要。

粒子种类的激发和退激发可通过多种过

程发生。在大气低层，离子与电子及其他离子之间的碰撞十分显著，同时也会发生自发退激发。根据所考虑离子的谱线不同，占主导地位的过程也可能不同。然而，在日冕中，低密度使激发主要通过碰撞发生，而退激发则通过辐射跃迁发生。这种近似能够解释日冕中观测到的辐射的大多数特性，称为日冕近似（例如参见 Dere 等，1997）。请注意，发射的贡献还来自离子与自由电子的复合以及韧致辐射（Landini 与 Monsignori Fossi，1970；Gronenschild 与 Mewe，1978）。不过请注意，光学厚度取决于视线方向上粒子种类的数密度，并会随太阳大气中发生的过程的动力学而变化。

在这篇论文中，我们致力于模拟上过渡区和日冕的动力学与热力学。因此，我们采用日冕近似（Dere 等，1997年）。因此，我们不显式求解辐射传输方程。

我们首先使用单位密度（ρ_0 in g cm^{-3}）、单位速度（v_0 cm s^{-1}）和单位长度（L_0 cm）对变量进行无量纲化。我们通过$\rho_0 v_0^2$对压力进行归一化，并通过$\sqrt{4\pi\rho_0 v_0^2}$对磁场进行归一化（Mignone 等，2007）。

我们求解的完整动力学方程组为：

$$\frac{\partial}{\partial t}\begin{pmatrix}\rho\\ \rho\mathbf{v}\\ E\\ \mathbf{B}\end{pmatrix}+\nabla\cdot\begin{pmatrix}\rho\mathbf{v}\\ \rho\mathbf{v}\otimes\mathbf{v}-\mathbf{B}\otimes\mathbf{B}+\overleftrightarrow{I}\,p_t\\ (E+p_t)\mathbf{v}-\mathbf{B}(\mathbf{v}\cdot\mathbf{B})\\ \mathbf{v}\otimes\mathbf{B}-\mathbf{B}\otimes\mathbf{v}\end{pmatrix}^{\mathsf{T}}=\begin{pmatrix}0\\ \rho\mathbf{g}\\ \rho\mathbf{v}.\mathbf{g}-\nabla\cdot(\eta\mathbf{J}\times\mathbf{B})\\ \nabla.\mathbf{F}_c-\nabla\times(\eta\mathbf{J})-n^2\Lambda(T)+S\end{pmatrix}, \tag{2.1}$$

其中 ρ 是等离子体密度，**v** 是速度，**B** 是磁场，η 是电阻率，**g**是引力，ρ 是密度，$\cdot$ 表示收缩，$\otimes$ 表示外积。所有加粗的量均表示向量，而 $\overleftrightarrow{I}$ 是单位张量。数密度（n）与等离子体密度的关系为 $\rho = n\mu m_u$，其中 m_u 是原子质量单位，μ 是平均分子量。总压强 p_t 定义为：$p_t = p + B^2/2$，其中 p 是气体压力，而总能量 E 定义为：

$$E = \rho e + \frac{\rho v^2}{2} + \frac{B^2}{2}.$$

熵 e 通过状态方程定义为 $\rho e = f(\rho, p)$。电流 **J**定义为 $\mathbf{J} = \nabla\times\mathbf{B}$，而 $\mathbf{F}_c$是热传导通量，$\Lambda(T)$ 是光学薄辐射损失，S 则对应各种其他加热和冷却项。

请注意，我们没有包含与流体黏度有关的项，因为在太阳日冕中，预计这种黏性损耗小于电阻、热传导和辐射损失（例如，参见 Marsch 2006 第 3.4 节中的讨论）。

在磁流体动力学区制中，热传导具有高度各向异性，主要沿磁力线方向进行，而非横跨磁力线。传导通量$\mathbf{F}_c$ 表示为：

$$\mathbf{F}_c = \kappa_{||}\hat{\mathbf{b}}(\hat{\mathbf{b}}.\nabla T) + \kappa_{\perp}[\nabla T - \hat{\mathbf{b}}(\hat{\mathbf{b}}.\nabla T)], \tag{2.2}$$

ˆ其中$\mathbf{b}$ $= \mathbf{B}/B$，是沿磁场方向的单位法向量。

目前，对于任意初始条件和边界条件，尚无法求得这些方程的闭式解。因此，我们针对所研究的问题对这些方程进行数值求解。本文使用 PLUTO代码（ Mignone 等，2007），该代码由都灵大学物理系与 INAF、都灵天文台和 CINECA 的 SCAI系合作开发 [4]。该代码以 C语言编写，采用守恒通量的 Godunov 型有限体积方法求解磁流体力学方程。

PLUTO代码采用高度模块化的结构编写。它还支持使用消息传递接口（ MPI）进行并行处理，从而提高计算效率，加快各类磁流体动力学模拟的执行速度。

我们开展了一组数值模拟，比较在磁通量浮现及其与不同拓扑结构的背景磁场相互作用这一情景中，纳入不同物理过程所产生的影响。这些不同的拓扑结构可作为太阳上不同感兴趣物理区域的替代。

NOTE: ML and DL techniques would have been very difficult to use if not for Open Source Software using Python. These codes are developed using standard packages like Astropy (Price-Whelan et al. 2018), Cython (Behnel et al. 2011),Jupyter (Kluyver et al. 2016), Matplotlib (Hunter 2007),Multiprocessing (McKerns et al. 2012), Numpy (Harris et al. 2020),OpenCV (Bradski 2000), Pytorch (Paszke et al. 2019), Scipy (Virtanen et al. 2020), Scikit-image (van der Walt et al. 2014), Scikit-learn (Pedregosa et al. 2011), Seaborn (Waskom & the seaborn development team 2020), Sunpy (Mumford et al. 2018), and Tensorflow (Abadi et al. 2016). A major part of this thesis was prototyped using Jupyter notebooks and then ported to python scripts, enabling a fail-fast and log-result working mechanism.

[4] http://plutocode.ph.unito.it/

第3章

太阳风及其源区

源自太阳日冕底部的太阳风以一股磁化带电粒子流充满行星际介质，而这股粒子流与地球磁层的相互作用会产生地磁暴等空间天气后果。通过测量太阳大气中时空演化的条件来准确预测太阳风速度十分重要，但这仍然是日球物理学和空间天气研究中尚未解决的问题。在这项工作中，我们利用深度学习，根据来自 *AIA* 的太阳日冕极紫外图像预测太阳风速度。随后，我们利用 *Grad-CAM*展示了深度学习在揭示太阳风源区方面的潜力。本论文的这一章最初以《太阳风预测使-用深度学习》太阳风预测使-用深度学习（*DOI:10.1029/2020SW002478* ）的形式发表于相关文献中。

正如我们在§. 1.2.2中所见，太阳风似乎起源于日冕中的特定源区。此外，日冕中的这些源区与太阳风中的特定结构有关。尽管这一科学问题本身就很有趣，但弄清这一问题也具有巨大的社会和经济影响，因为太空天气会造成各种影响。因此，太阳风源区与理解和预测太空天气密切相关。

美国《国家空间天气计划》将空间天气定义为太阳上、太阳风中以及地球磁层、电离层和热层内的各种状况，这些状况可能影响航天器和地面技术系统的性能与可靠性，也可能危及人类生命或健康（美国国家航空航天局 2017年）。太阳风对空间天气的影响源于它与地球磁层的相互

作用，并由此引发地磁暴和极光（Schwenn，2006年）。这种相互作用还可能诱发电流，进而严重破坏电网、石油管道、铁路系统和通信系统等（非详尽参考文献列表，参见 Schrijver 等，2014年；Barlow 等，1849年；Boteler，2001年；Pulkkinen 等，2001年；Eastwood 等，2018年）。预测空间天气变量，首先要预测空间天气的驱动因素——太阳风。

Owens 等人（2008年）回顾了利用经验方法、基于物理的方法和混合方法进行太阳风预测的研究。通常，基于物理的模型会使用太阳自转期间的日面磁图作为底边界条件。通过在太阳自转过程中对中央子午线附近的光球磁通量分布进行采样，可以绘制出一幅日面磁图。此类磁图可用于借助势场源面（PFSS）模型（Altschuler 和 Newkirk，1969年）或磁流体力学（MHD）模型（关于两者的比较，见 Riley 等人，2006年）将表面磁场外推至日冕。随后，可将全球日冕磁场（或其某些推导属性）用作基于物理的太阳风传播模型（例如 Linker 等人，1999年）的输入；在采用混合方法时，也可利用它通过经验关系估算 L1 处的太阳风。

WSA-ENLIL 和 MAS-ENLIL（Owens 等，2008年；Schwenn，2006年）是应用最广泛的太阳风模型之一。这些模型提供太阳风的各种属性，例如速度、等离子体密度、磁场和温度。Jian 等（2015年）通过比较模型预测结果与太阳风速度观测之间的皮尔逊相关系数，对各种太阳风模型进行了比较。他们发现，使用 GONG-MAS Thermo-ENLIL 模型进行逐小时预测时，相关系数为 0.57；在相同数据集上使用 GONG-WSA-ENLIL 模型时，相关系数为 0.50。

In §1.2.2, we presented evidence for the relation between CHs and solar wind properties (see, for example Krieger et al. 1973; Wang & Sheeley Jr 1990). The influence of the CH on solar wind stems primarily from the magnetic field topology of the region. Since the dynamics of the magnetic field dominate the solar corona, the topology has a direct correspondence with the observed intensity structures in the corona. This was exploited by Rotter et al. (2012); Rotter et al. (2015); Temmer, Manuela et al. (2018), who checked for correlations between fractional CH area extracted from EUV imagery data and solar wind speed. These authors obtained correlations from ≈ 0.60 to ≈ 0.78 for hourly solar wind speed. More recently, Yang et al. (2018) devised a Neural network-based prediction scheme, taking PFSS model output among other parameters as input, and obtained a correlation of 0.74 on hourly solar wind speed data.

In ML and statistical-learning parlance, the aforementioned traditional empirical models use so-called hand-engineered features as input for their models (e.g., CH area or CH expansion factor). These hand-engineered features are often inspired by some insights from physics-based models or simply from correlations reported in the literature. In the context of validated hypotheses, as we discuss early on in Ch.2, these correspond to specific hypotheses derived from validated first principles. As we have seen in §.2.2, DL is an umbrella term for a broad class of techniques that use neural networks with multiple hidden layers for performing supervised or unsupervised learning tasks. Due to the increased availability of data and, perhaps more importantly, inexpensive computation, DL has been widely applied in many domains. In areas of engineering and science dealing with ambiguous features, DL has been found to outperform ML algorithms that use hand-engineered features Goodfellow et al. (2016). This is because the hypotheses we present on explaining the data are lacking, and the machines learn additional information, updating their hypothesis due to their optimization procedure. We have also seen that DL algorithms try to discover underlying relations in the data by iteratively updating the model parameters and, thus, the hypothesis explaining the data.

我们反复提到的假设或模型，是针对特定任务的神经网络。深度学习中最重要的两种架构是卷积神经网络（ConvNets）和循环神经网络（RNNs）。卷积神经网络通过在输入中检测多个尺度的局部模式，并将它们映射到相应的类别（分类）或连续输出（回归）来发挥作用。它们已成功应用于图像数据领域的各种分类和回归问题 Ciresan 等人（2011年）；Deng 和 Yu（2014年）；LeCun 等人（2015年）。另一方面，循环神经网络是一类深度神经网络，专为理解具有序列顺序的数据结构而设计。它们已广泛用于文本预测、自然语言处理和回归问题 Hochreiter 和 Schmidhuber（1997年）；Sutskever 等人（2014年）。

在这项工作中，我们旨在开发一个深度学习模型来预测太阳风的特性。具体而言，我们使用来自 AIA 的193 Å和211 Å极紫外图像作为输入，并预测 NASA OMNIWEB数据集中的太阳风速度。我们使用一个由Szegedy等人（2015年）提出、在Deng等人（2009年）的 ImageNet 数据库上进行预训练的卷积网络，并将其与 Hochreiter 和 Schmidhuber（1997年）提出的循环神经网络（RNN）的可训练长短期记忆单元（LSTM）实现相结合，以完成这一转换。该网-络没有获得任何关于极紫外图像数据与太阳风速度之间物理映射关系的先验信息。因此，我们直接对从一系列AIA图像到太阳风速度的时间序列进行回归。尽管其中一个主要目标是

这项工作的目的是开发空间天气预报模型，我们的核心科学问题是理解日冕源区对太阳风的贡献（[Q1]见§. 1.3）。因此，我们接着查询已经学习了极紫外数据与太阳风速度之间关联的模型。换句话说，我们根据学到的关联对源区进行“逆向工程”，以了解AIA图像中的哪些区域对快速和慢速太阳风预报至关重要。这让我们能够理解太阳风可能的源区。

本章余下部分的组织如下：在§. 3.1 中，我们介绍数据预处理、将数据划分为训练集和测试集，然后定义一些控制参数和评估指标。接着，在§.3.2 中，我们简要介绍用作基准的各种算法。我们详细说明所提出的模型 `WindNet` 以及用于生成激活图的可视化技术。同时还介绍用于生成二值掩膜、以计算平均激活值的分割算法。在§. 3.3 中，我们总结模型相较于基准的预测结果，呈现平均激活的趋势，并在§. 3.4 中得出结论。

3.1 数据和指标

3.1.1 极紫外数据集

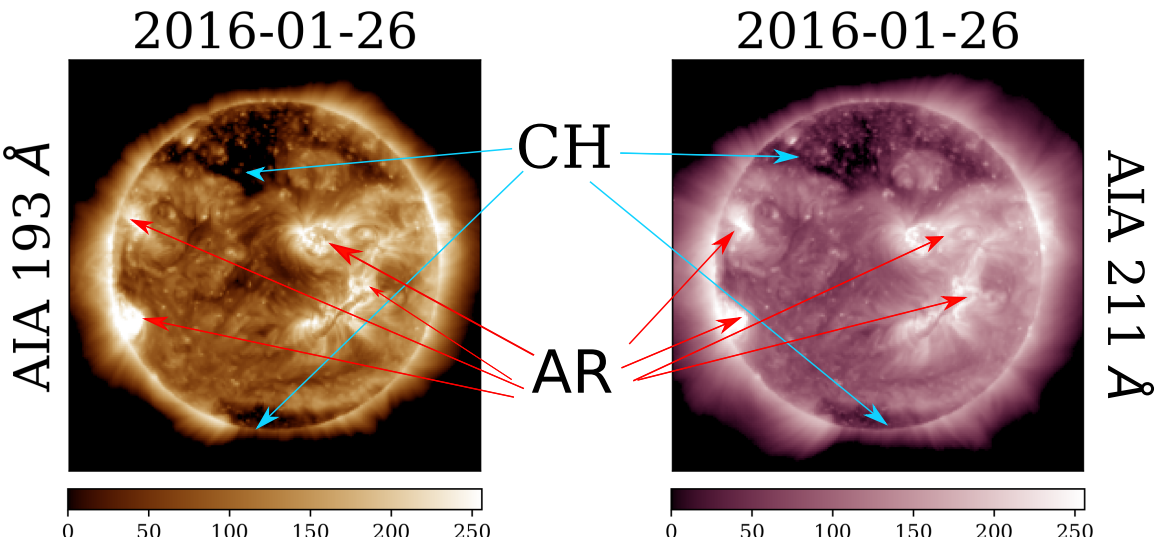


图3.1：标记了冕洞和活动区的193 Å和211 Å通带中的代表性AIA数据。这是我们分析中最终使用的数据。

我们使用太阳动力学观测台上的AIA数据来表示太阳日冕中的状况。具体而言，我们使用Galvez 等人（2019年）公开发布的SDOML 数据集[1]。在该数据集中，AIA图像已重采样到512x512像素的网格上，像素间距为4.8角秒，时间分辨率为6分钟。SDOML图像以二进制数组的形式存储，采用Walt等人（2011年）的 Python numpy 格式。我们的训练和测试数据包括每天00 : 00协调世界时的AIA图像。所选图像可作为整个观测日的代表。然而，如果00: 00时刻不存在图像（许多日期都属于这种情况），则选取当天最接近00 : 00的图像作为该日的代表。

即使在非耀斑时期，太阳极紫外图像的动态范围也可能远超大多数计算机视觉数据集通常采用的每个通带8位动态范围。因此，首先对输入的 AIA图像进行预处理，通过对数缩放来突出较暗的特征。随后对图像进行阈值处理和饱和处理，以限制像素值的动态范围。这样做是为了将预测限制为仅来自太阳圆面的贡献。此外，我们发现，经过阈值处理和饱和处理的图像具有更好的模型性能——因此，动态范围得到了限制。针对 193Å数据，在特定的历史窗口和延迟（3.1.4）组合下，对阈值和饱和度进行了全面扫描。对于最佳设置，预测的太阳风速度与观测到的太阳风速度 0.48 ± 0.03 之间的相关性为：较高阈值（log(250)、log(10000)）得到 0.46 ± 0.02 ，而较低阈值（log(100)、log(1000)）得到 0.35 ± 0.02。通过粗略搜索确定阈值。通过随机选取某一天，并根据该日最大强度之比，将193 Å 数据的阈值缩放至211 Å。公式（3.1）和（3.2）分别规定了经过对数缩放的193Å 和211 Å波段图像的阈值和饱和操作。预处理后标记了冕洞和活动区的 AIA 193 Å 和 211 Å 数据如图 3.1 所示。

$$x(193) = \begin{cases} \log(125.0) & \text{if } x \leq \log(125.0) \\ \log(5000.0) & \text{if } x \geq \log(5000.0) \\ x & \text{else} \end{cases} \tag{3.1}$$

$$x(211) = \begin{cases} \log(25.0) & \text{if } x \leq \log(25.0) \\ \log(2500.0) & \text{if } x \geq \log(2500.0) \\ x & \text{else} \end{cases} \tag{3.2}$$

像素值随后被重新缩放至 0.0 到 255.0 之间。这是因为我们的

[1] https://purl.stanford.edu/jc488jb7715 及其中的链接

特征提取器要求输入值处于此范围内。

3.1.2 太阳风数据集

预测模型的目标输出是在 L1 测得的太阳风速度日均值。我们采用日均值，因为风速在一天内的变化不大，而风速相对于均值的变化决定了其不确定性。变化量（或标准差 σ）是根据 OMNIWEB 存档[2]中一天内的逐小时测量值计算出的方差。

图 3.2 绘出了 10 天内太阳风速度数据的典型变化。整个数据集的太阳风速度分布及相应的 σ 如图 3.3 所示。

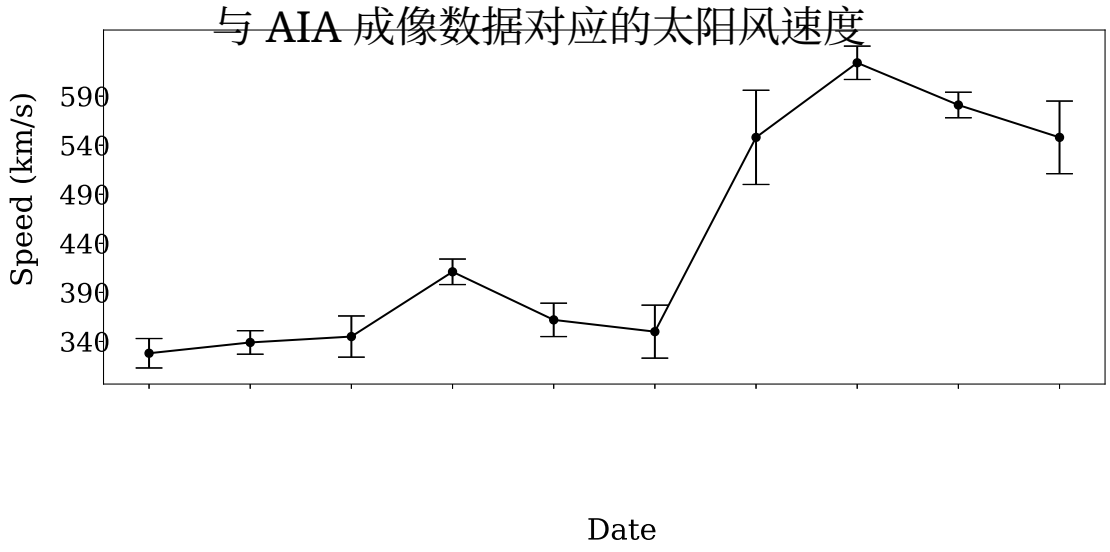


图 3.2：来自美国国家航空航天局 NASA OMNIWEB 数据集的 10 天太阳风速度数据。

AIA 极紫外数据中存在缺失（211 Å 有 30 天数据缺失，193 Å 有 31 天数据缺失），具体时间为 **00:00 协调世界时**。造成数据缺失的原因多种多样，从校准操作到仪器异常后的恢复过程均有涉及。因此，这些缺失时段内的太阳风速度数据已被剔除，以构成 {图像, 太阳风速度} 数据集。

[2]在线访问：`https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html`

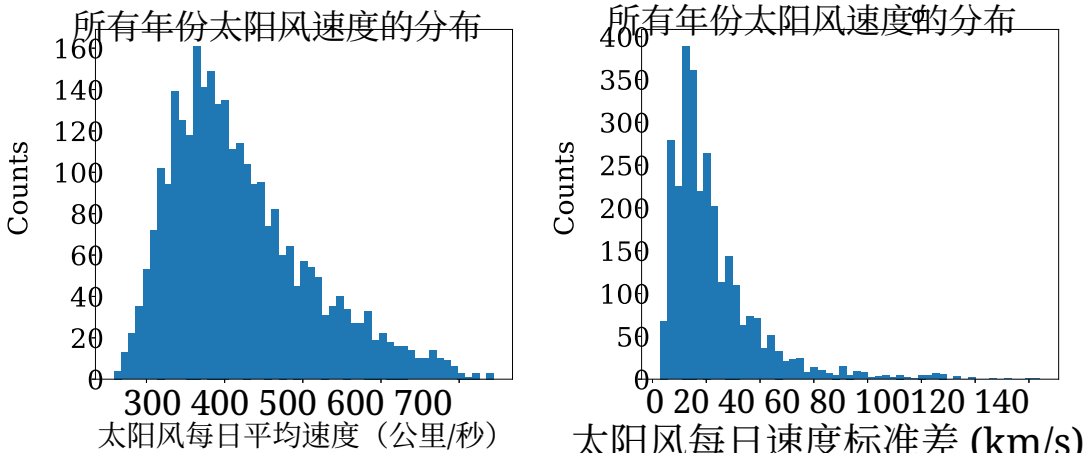


图3.3：左：太阳风速度的分布。右：相关 σ 的分布。以上分布基于整个数据集计算得出。

3.1.3 数据集划分与交叉验证

数据涵盖 2011年1月1日 至 2018年12月9日。考虑到背景太阳活动周以及太阳上发生的事件可能会系统性地造成模型偏差，使其仅适用于太阳活动周的某个特定阶段，因此将整个数据集划分为若干批次，每批包含连续 20 天的数据。若批次形成过程中出现单个间断，则从间断前一天起向前抽取 20 天的数据，并将其置于与前一批次相同的位置，从而避免数据泄漏。若出现多个间断（两个数据集中各自仅发生过 2 次此类情况），则舍弃间断之间的相应时间窗口。最终，211 Å 数据形成 157 个批次，193 Å 数据形成 158 个批次（由于有一天数据缺失，因此新增了一个批次）。随后，以相同概率将这些批次随机分配至 5 折，并使用这 5 折进行交叉验证。数据集划分方案如图 3.4 所示。

在交叉验证中，如果数据分为 [1, N] 折，则将第 *i* 折作为测试集，其余数据作为训练集，从而构成交叉验证集。对所有批次的折都进行这样的划分。我们使用该交叉验证数据集评估模型，从而得到度量值的平均值和标准差。因此，此后凡是与预测结果相关的标准差，均指在交叉验证数据集上评估得到的标准差。

图像数据使用每个交叉验证折中训练数据集的均值像素值进行中心化。图像使用 Lin- 调整为 224×224 像素。

ear插值采用OpenCV 默认值（Bradski，2000年），并将每幅图像复制为3个RGB通道。执行此操作是因为我们的预训练网络要求输入图像的维度为 $224 \times 224 \times 3$ 由于地球图像通常以红、绿、蓝作为色彩基础。这些图像随后最终用于训练我们的网络。太阳风速度数据使用每个交叉验证折的训练数据统计值（最大值和最小值）缩放到 0 到 1 之间。

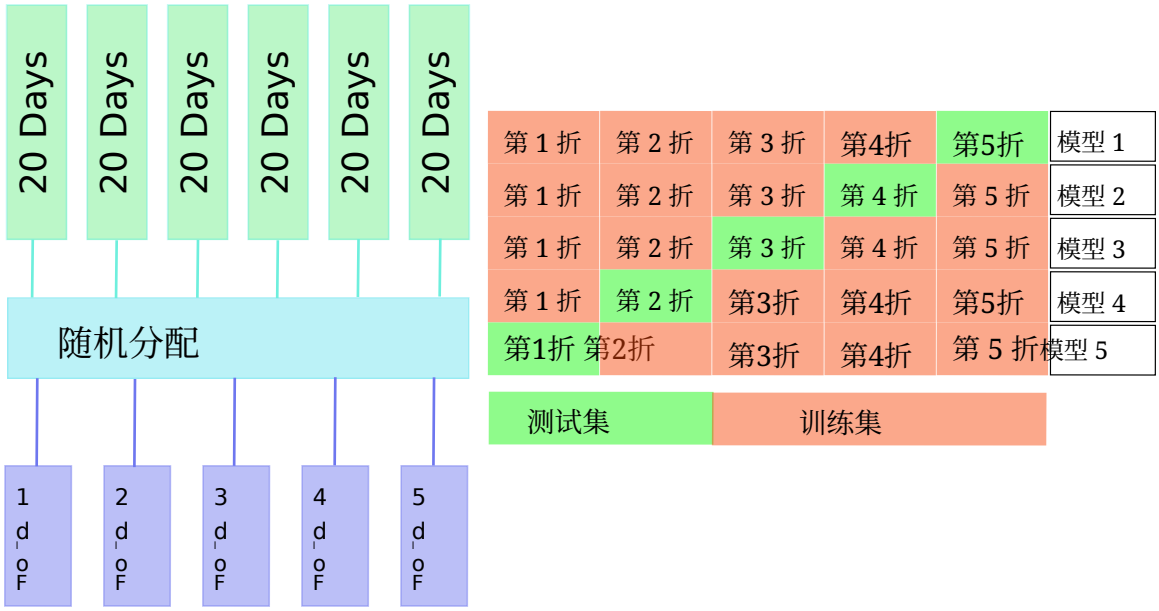


图 3.4：交叉验证的训练集与测试集划分。首先，数据被划分为每批20 天的批次，然后每个批次被随机分配到交叉验证的某一折中。接着，对于某个特定模型（即，对于历史窗口和延迟的某种特定组合），其中一折被标记为测试集，其余各折则作为训练集。执行循环置换，直到每一折都被用作测试集。在我们的情况下，在一次训练结束时，我们将得到该特定模型的 5 个不同变体，并据此计算拟合指标的均值和标准差。

3.1.4 控制超参数

超参数是用于控制整个算法的自由参数。我们定义了两个控制超参数：**历史窗口 (H)** ——单次预测所需输入数据的天数，以及**延迟 (D)** ——从最新输入数据点到太阳风预测日期的时间。例如，如果预测日期

是 T，并使用 T-3 至 T-6 的数据作为输入，则我们的历史窗口 定义为 4，延迟定义为 3。我们训练了具有不同延迟（D =1 至 4）和历史窗口（H =1 至 4）组合的模型，得到该模型的 16 个变体。这两个控制超参数如图 3.5 所示。

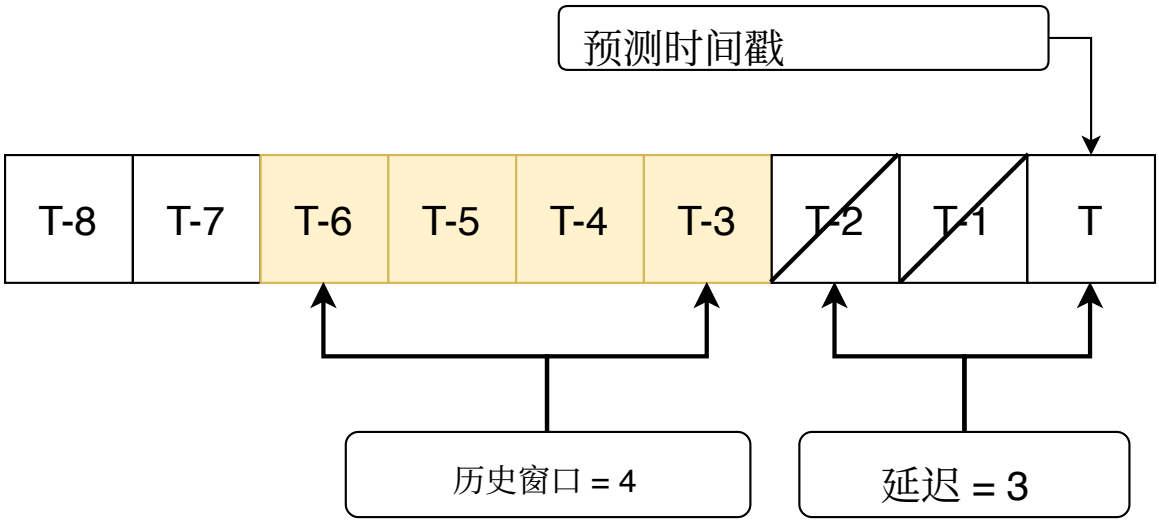


图 3.5： `WindNet` 模型的每个变体都经过训练，用于预测第 T 天的太阳风速度，使用来自 [T-H-D+1,T-D]范围内各天的输入数据（SDO/AIA），其中 H 和 D 分别表示历史窗口与延迟控制超参数。

3.1.5 用于比较的指标

在定量分析中，需要定义一组指标，以明确判断拟合的优劣。我们定义了三个指标，用于评估（$\hat{y}$ =预测， y =观测）的拟合优度：

1. 均方误差（χ^2 值）：

$$\chi^2 = \frac{1}{N}\sum_{i}^{N}(\hat{y}_i - y_i)^2, \tag{3.3}$$

   其中，N 为数据点的数量。不过，我们给出均方根误差（RMSE），定义为 $\sqrt{\chi^2}$，单位为 km/s。

2. 均方误差缩减值（χ^2_{red}）：

$$\chi^2_{red} = \frac{1}{N}\sum_{i}^{N}\frac{(\hat{y}_i - y_i)^2}{\sigma_i^2}, \tag{3.4}$$

其中，σ_i 表示与每个观测值 y_i 相关的标准差。标准差根据每天的 OMNI 测量数据计算，并在数据集中报告。

3. 皮尔逊相关系数（r）：相关性的标准定义为

$$r = \frac{\sum_i^N (y_i - \bar{y})(\hat{y}_i - \hat{\bar{y}})}{\sigma_y \sigma_{\hat{y}}}, \tag{3.5}$$

其中，$\bar{y}$ 和 $\hat{} \bar{y}$ 表示所考虑数据集的均值，σ_y和 $\sigma_{\hat{y}}$ 表示其标准差。为了计算所有折的平均相关性，我们将数据转换到 Fisher z 空间，求取平均值，然后再转换回来——以避免在求平均值时产生偏差（Corey 等，1998）。标准差在 Fisher z 空间中计算，再传播回相关系数。

上述三个指标各有优缺点。

1. 预测数据的取值范围缩放为*0* 到*1*。因此，当预测值和观测值都接近 <1时，即使偏差很大，其平方后看起来也会很小。因此，尽管 χ^2 是训练时很好的最小化函数，但它作为衡量拟合效果的指标表现不佳。

2. 为应对上述情况，我们使用 χ^2_{red} 指标。该指标会考虑每个测量值固有的误差，并据此缩放拟合结果。对于误差较大的数据点，拟合不佳尚可接受，因为观测值本身的不确定性较高；而对于误差较小的数据点，预测不佳则不可取，因为这类数据点能作为更好的比较基准。

3. 如果输出是该批次的朴素均值，χ^2 和 χ^2_{red} 仍然是合理的——然而，拟合中将不会存在方差。因此，使用皮尔逊相关系数 r 来了解拟合曲线所捕获的趋势。确切的拟合值可能并不匹配，但如果捕获到了趋势，根据这一度量值，该模型就相当不错。

总而言之，皮尔逊 r 捕捉趋势，但忽略任何缩放误差。 χ^2捕捉缩放误差，但在经过缩放的数据 < 1上表现不佳。而 χ^2_{red} 通过根据观测数据的方差对误差进行加权来捕捉这些误差。这三个指标用于比较模型——也就是说，我们提出的模型的 r 值应该更高，而 χ^2 和 χ^2_{red} 应低于基准模型。请注意，所报告的误差（或离散程度）（对于指标和激活两者而言）

评估）稍后对应于标准误差（或估计均值中的不确定性），定义为

$$S(x) := \frac{\sigma(x)}{\sqrt{N(x)}},$$

其中 $\sigma(x)$是根据样本得出的标准差，而 $N(x)$ 是集合中的样本数量。

模型性能在考虑时间误差的情况下，是捕捉太阳风中动态事件响应的重要指标。因此，我们还通过模型捕捉高速流事件（HSE）的能力来比较模型的性能，这种方法已在多篇文献中使用（Owens等，2005年；Reiss等，2016年；Bu 等，2019年）。我们采用 Jian 等（2015年）所概述的方法来找出高速流事件（HSE）。具体步骤如下：

1. Mark all time points which are more than 50 km/s faster than 1 day earlier.
2. Group each contiguous block of marked points as a distinct high-speed enhancement (HSE) and find the start and end time of each HSE.
3. For each HSE, find the minimum speed starting 2 days ahead of the HSE till the start of the HSE, and mark it as the minimum speed (Vmin) of the HSE; find the maximum speed starting from the beginning of the HSE through 1 day after the HSE and mark it as the maximum speed (Vmax) of the HSE.
4. For each HSE, find the last time reaching Vmin and the first time reaching Vmax and mark them as the start and end time of a Stream Interaction Region (SIR).
5. For the regrouped SIRs, find the Vmin and Vmax for each SIR and mark the last time of the highest speed gradient as the stream interface (SI), the boundary between slow and fast wind. Eliminate SIRs with redundant SI time.
6. Reject any SIRs with Vmin faster than 500 km/s, or Vmax slower than 400 km, or speed increase less than 100 km/s.

观测中出现且被模型捕获的每个高速流事件（HSE）称为真正例（TP），未被模型捕获的则称为假负例（FN）。模型给出的虚假高速流事件预测称为假正例（FP）。据此，我们将威胁评分（TS）定义为比较度量值：

$$TS = \frac{TP}{TP + FN + FP}. \tag{3.6}$$

威胁评分是衡量任何模型预测准确度的替代指标。能够完美预测所有高速流事件（且不预测任何虚假的高速流事件）的模型，其 TS 为 1；因此，TS 越低，模型表现越差。对于每个模型的每个交叉验证集，我们都会识别高速流事件并计算 TS，从而得出每个模型的 TS 均值及其不确定性。请注意，如果高速流事件（即增强峰值）发生在非常靠近边界的位置，由于我们的数据划分方案，算法会漏掉它。通过对 H=1、D=1 持续性模型进行基准测试，我们会舍弃此类高速流事件，从而得到 TS = 1.0。

本研究未考虑行星际日冕物质抛射（ICME，近地行星际日冕物质抛射）的影响。在本研究所考察的时间范围内，共报告了170次行星际日冕物质抛射，在336天内影响了太阳风测量数据。在模型训练和评估中，我们均未剔除发生行星际日冕物质抛射的日期。预测导致日冕物质抛射及行星际日冕物质抛射的太阳爆发，不属于本研究的范围。尽管如此，这些事件仍会影响L1处的太阳风测量数据。因此，在评估本文的太阳风模型时，我们决定将发生行星际日冕物质抛射的日期也纳入其中。

3.2 建模与方法

3.2.1 基准模型

接下来，我们将介绍若干作为所提出的 `WindNet`模型基准的模型。这些基准模型均仅对太阳风数据采用自回归模型，不使用AIA图像作为输入。除27天持续性模型外，其余模型均针对数据缺口进行了校正，从而使比较更为合理。

- 朴素均值模型。
- N 天和 27 天持续性模型。
- 使用 XGBoost 进行自回归（Chen 和 Guestrin，2016年）。
- 使用支持向量机 (SVM) 进行自回归。

使用“平均值”进行自回归

对于任何模型而言，最基本的基准之一就是将拟合与平均值模型进行比较。该基准接收太阳风数据，并输出整个批次的平均值。由于未经训练的模型会输出均值，因此该模型充当所提出模型应超越的最低基准。

持续性模型

第二个基准模型是持续性。将太阳风速度作为输入，并得到相同的输出。这样的模型可以显示数据在时间上的持续时长。

N天持续性是从预测前 $H + D - 1$ 天计算到预测当天。因此，持续性模型并不分别依赖于 H 或 D，而是依赖于两者的组合值，因此存在简并。该模型主要用于确定：在给定今天的观测，或从今天开始的观测序列后，我们的模型能够在多远的未来持续给出良好的预测。

此外，我们还将结果与一个卡林顿自转周期内的27天持续性进行了基准比较，因为Owens等人（2013年）已表明这是一种良好的基准模型。27 天持续性模型基于完整的太阳风数据集运行（不含任何缺口）。

使用 XGBoost 进行自回归

使用 XGboost 算法 Chen & Guestrin (2016年) 对不同 H 和 D 的太阳风速度进行自回归。也就是说，预测 $\hat{y}_{T+1}$ 表示为 $\hat{y}_{T+1} = f(\mathbf{x})$，其中模型输入为 $\mathbf{x} = (y_{T-H-D+1}, y_{T-H-D}, \ldots y_{T-D})$，函数 $f()$ 由梯度提升决策树组成。算法设置的各项参数如表 3.1 所示。根据最低的 χ^2 值，从经过扫描的参数集合中选出最佳模型。

使用支持向量机（SVM）进行自回归

由于卷积核的存在，SVM 的非线性程度高于决策树，因此也被用作良好拟合效果的基准。用于基准测试的卷积核有三种：径向基函数、线性核和 5 阶多项式核——

表3.1:: 使用网格搜索选择 XGBoost 参数。

参数	值
eta	[0.001,0.01,0.1,0.8,0.9,1.0]
seed	0
目标函数	reg:linear
max_depth	
lambda	[50,10,5,1,0.5,0.05]

径向基函数、线性核和 5 阶多项式核。本文使用 Scikit-learn 中 Pedregosa 等人（2011年）实现的 SVM。参数通过网格搜索选取，并以 χ^2 值作为比较指标。最佳拟合参数见表 3.2。

表 3.2:: 支持向量回归参数选择。

核函数	参数	值
RBF	C	1e+4
RBF	伽马	0.001
线性	C	1e+4
多项式	C	1e+4
多项式	度	5

3.2.2 提出的太阳风模型

在本研究中，我们拥有一组图像时间序列，需要将其转换为太阳风速度测量值。为此，我们首先将AIA图像降维为一组通用特征。然后，我们将图像的这一表示作为时间序列输入回归器，以拟合太阳风速度。我们提出了深度学习模型 **WindNet**，该模型由卷积网络和循环神经网络构成。我们使用经过预训练的GoogLeNet（Szegedy等，2015年）模型作为卷积网络特征提取器，然后将得到的嵌入输入一种称为长短期记忆网络（LSTM；Hochreiter和Schmidhuber，1997年）的循环神经网络变体模型[3]。

GoogLeNet 是为ImageNet（Deng等，2009）竞赛开发的卷积网络（Szegedy 等，2015年）。该竞赛提供了一个包含大量带标签图- 像的数据库，旨在将它们分类为不同类别。如前所述

[3]GoogLeNet 权重取自：http://www.deeplearningmodel.net/)

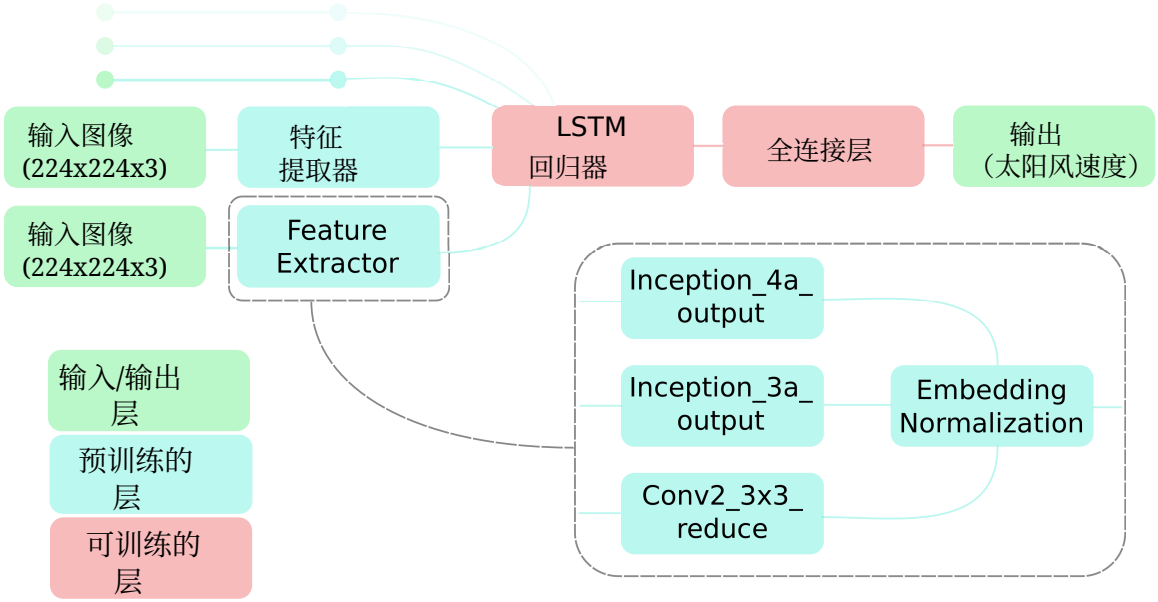


图 3.6：使用 GoogLeNet 和长短期记忆网络的 `WindNet` 架构。

此前，卷积神经网络通过检测输入中多个尺度的模式来工作。卷积核大小决定了检测模式所覆盖的尺度。卷积神经网络通常按顺序执行卷积，因此在给定层中，敏感性仅针对特定尺度。然而，GoogLeNet 首次向我们引入了*Inception*模块 的概念（Szegedy 等，2015年）。本质上，该模块在每一层中并行使用不同卷积核大小进行卷积。因此，它可以同时对多个尺度保持敏感。研究表明，在 ImageNet14 数据集上，它的表现优于其他模型（Szegedy 等，2015年）。

GoogLeNet 已经使用日常物体进行了训练。然而，鉴于 ImageNet14 中训练数据量庞大，网络的初始层能够捕获图像中的通用全局特征（Goodfellow 等，2016）。因此，前几层实质上会对输入图像进行通用的非线性全局变换，例如边缘检测、曲线检测、高通和低通滤波等。随着网络逐渐深入，它会捕获特定于数据集的特征——而这些特征与我们的数据集无关。因此，我们使用这个预训练网络，以嵌入的形式生成 AIA 数据的低维表示。这种技术在文献中称为迁移学习（Yosinski 等，2014）。我们采用“多分辨率方法”生成嵌入——即提取不同深度层的响应，对其进行归一化后再拼接。随后将嵌入输入长短期记忆网络，以太阳风速度为目标进行回归。GoogLeNet 的权重保持固定，而长短期记忆网络（以及末端的一个全连接层）则

进行训练。我们的工作中使用了单个长短期记忆网络单元。该模型使用 Python 的 TensorFlow 软件包开发（ Abadi 等，2015 ），并在图 3.6 中进行了概述。

算法的训练详细信息汇总于表 3.3。

表 3.3:: WindNet 参数选择

参数	值
代价函数	χ^2(ˆy,y)+χ^2_{red}(ˆy,y)
优化器	Adam
学习率	5e-4
长短期记忆网络的 Dropout	0.5
L2 范数系数	1e-6
一个长短期记忆网络单元中的隐藏单元数量	400
迭代次数	300
来自 GoogLeNet 的特征长度	832

3.2.3 激活可视化

DL文献中存在一些用于可视化隐藏层中神经元的技术，这些神经元会针对给定的输入而优先被激活——这种激活可以反向外推至给定的输入，以了解输入数据中的哪些区域对预测产生了较大影响。这些方法主要依赖输出相对于每个输入像素的梯度，从而近似确定最应对输出增加或减少负责的区域。尽管这些方法并非完美的可视化工具，却能够揭示网络的运行机制。在本研究中，我们使用 Grad-CAM（ Selvaraju 等，2017年）图作为一种可视化技术。

Grad-CAM（梯度类激活图）是通过将每个通道的输出相对于给定卷积层的平均梯度，与 ConvNet 对应层的激活值逐点相乘而生成的图。随后，将得到的图输入修正线性单元（ReLU，即 $f(x) = \max([0, x])$）激活函数，以获得激活图。接着对各通道的图取均值，并将其放大至输入图像的维度，以便进行比较。该方法可生成模型在输入数据上的激活图。随后利用这些激活图生成度量值，以确定冕洞和活动区的影响。

3.2.4 生成二值掩膜

要了解某组特征对回归问题的影响，一种简单的度量方法是计算所有数据点中该组特征激活值的均值，并观察预测前数日内该均值的变化。因此，必须将冕洞和活动区分割出来，以生成二值图。

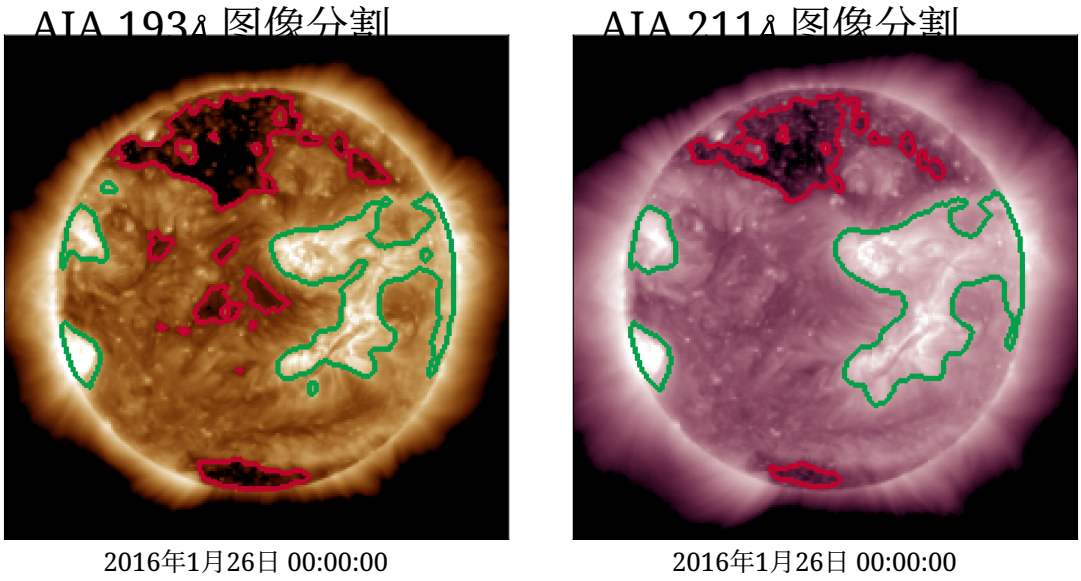


图 3.7：使用经典计算机视觉算法生成的 193 Å 通带（左）和 211 Å波段（右）分割图的代表性可视化。叠加的绿色轮廓线圈出了活动区，红色轮廓线圈出了冕洞。活动区和冕洞的分割图分别创建。

为获取冕洞分割图，我们采用大津阈值法（Otsu1979）。该阈值法假设存在两类不同的像素强度，其本质上服从高斯分布，并试图找到一个能够最大化类间方差的强度值（或者换一种说法，使类内方差最小）。我们采用堆叠阈值法——即先使用一个初始阈值分割出冕洞的大致区域，然后再使用另一个阈值从该图像子集中分割出冕洞。

活动区分割要复杂得多。大津阈值法会将虚假的区域识别为“活动区”。因此，我们对像素强度应用 5 类高斯混合模型（Pedregosa 等，2011年），以分割出活动区。均值最高的高斯分布能够很好地分割出活动区。图 3.7 展示了一组叠加在极紫外数据上的代表性分割图。

借助这些二值图，我们只需将给定图像上的激活值分别与其冕洞图和活动区图进行逐点乘法，同时按分割的总面积进行缩放。按冕洞和活动区面积进行缩放，是为了消除对这些区域绝对大小的依赖，从而获得归一化量。然后，我们对图像以及所有数据集取平均值，以获得一个用于量化活动区和冕洞处激活程度的单一标量，涵盖快速太阳风和慢速太阳风在历史窗口中的各个日期。激活图是针对训练集构建的（以获得更好的统计结果），因为模型的泛化能力体现在其在测试集（或交叉验证集）上的性能中。

3.3 结果

3.3.1 模型基准测试

表 3.4：我们的模型预测结果与基准模型的相关性比较。27天持续性的相关系数为0.456±0.02。未提供相关系数的模型以“–”表示。WindNet 变体的 p 值均小于 10^{-7}，基准模型的 p 值均小于 10^{-2}。

(H,D)	WindNet 193	WindNet 211	XGBoost	持续性	线性支持向量机	径向基函数支持向量机	支持向量机 多项式	朴素均值
(1,1)	0.28 ± 0.03	0.34 ± 0.02	0.73 ± 0.01	0.76 ± 0.01	0.76 ± 0.01	0.76 ± 0.01	0.56 ± 0.01	–
(1,2)	0.37 ± 0.03	0.42 ± 0.03	0.36 ± 0.02	0.43 ± 0.02	0.43 ± 0.02	0.43 ± 0.02	0.34 ± 0.01	–
(1,3)	0.47 ± 0.01	0.48 ± 0.02	0.12 ± 0.02	0.19 ± 0.02	0.19 ± 0.03	0.19 ± 0.02	0.18 ± 0.03	–
(1,4)	0.46 ± 0.03	0.52 ± 0.04	0.02 ± 0.03	0.07 ± 0.03	0.08 ± 0.03	0.07 ± 0.03	0.07 ± 0.03	–
(2,1)	0.37 ± 0.05	0.42 ± 0.02	0.76 ± 0.01	0.43 ± 0.02	0.79 ± 0.01	0.79 ± 0.01	0.56 ± 0.01	–
(2,2)	0.47 ± 0.02	0.39 ± 0.06	0.40 ± 0.02	0.19 ± 0.02	0.47 ± 0.02	0.47 ± 0.02	0.34 ± 0.02	–
(2,3)	0.46 ± 0.03	0.53 ± 0.03	0.16 ± 0.02	0.07 ± 0.03	0.22 ± 0.02	0.21 ± 0.02	0.18 ± 0.03	–
(2,4)	0.51 ± 0.03	0.48 ± 0.03	0.01 ± 0.03	0.03 ± 0.03	0.08 ± 0.03	0.08 ± 0.03	0.05 ± 0.03	–
(3,1)	0.41 ± 0.04	0.51 ± 0.03	0.76 ± 0.01	0.19 ± 0.02	0.79 ± 0.01	0.79 ± 0.01	0.57 ± 0.01	–
(3,2)	0.46 ± 0.03	0.47 ± 0.02	0.39 ± 0.02	0.07 ± 0.03	0.47 ± 0.02	0.47 ± 0.02	0.34 ± 0.01	–
(3,3)	0.47 ± 0.03	0.53 ± 0.03	0.15 ± 0.02	0.03 ± 0.03	0.22 ± 0.02	0.22 ± 0.02	0.16 ± 0.02	–
(3,4)	0.46 ± 0.03	0.54 ± 0.03	0.03 ± 0.04	0.01 ± 0.03	0.08 ± 0.03	0.09 ± 0.03	0.05 ± 0.03	–
(4,1)	0.47 ± 0.04	0.54 ± 0.03	0.75 ± 0.01	0.07 ± 0.03	0.79 ± 0.01	0.79 ± 0.01	0.57 ± 0.01	–
(4,2)	0.48 ± 0.03	0.52 ± 0.02	0.38 ± 0.01	0.03 ± 0.03	0.47 ± 0.02	0.47 ± 0.02	0.34 ± 0.01	–
(4,3)	0.45 ± 0.04	0.55 ± 0.03	0.16 ± 0.02	0.01 ± 0.03	0.22 ± 0.02	0.22 ± 0.01	0.15 ± 0.03	–
(4,4)	0.48 ± 0.04	0.50 ± 0.03	0.04 ± 0.04 -		0.09 ± 0.03	0.09 ± 0.03	0.06 ± 0.04	–

从表3.4到表3.7，我们总结了WindNet以及基准自回归模型在所定义指标上的性能——相关性（r）、均方根误差、 χ^2_{red} 和TS。我们发现，在延迟通常大于1的组合中， WindNet 优于基准模型——也就是说，在这些组合中，自回归模型无法获取紧邻之前的太阳风速度。事实上，对于较大的延迟和历史窗口， WindNet 的性能始终稳定，而其他模型则无法做出合理的预测。最佳

表3.5:: 我们的模型预测结果与基准模型的均方根误差比较。27天持续性给出的均方根误差为93.14±4.43。

(H,D)	WindNet 193	WindNet 211	XGBoost	持续性	线性支持向量机	径向基函数支持向量机	多项式支持向量机	朴素均值
(1,1)	97.01 ± 4.02	96.64 ± 4.27	60.31 ± 0.62	62.02 ± 1.05	57.68 ± 0.72	57.68 ± 0.73	74.17 ± 1.32	88.05 ± 2.08
(1,2)	92.13 ± 2.88	89.45 ± 2.68	83.47 ± 1.00	95.35 ± 1.60	80.60 ± 1.28	80.55 ± 1.28	83.74 ± 1.75	87.77 ± 2.20
(1,3)	83.70 ± 1.77	87.34 ± 3.85	90.33 ± 1.30	113.81 ± 2.39	87.77 ± 1.74	87.78 ± 1.75	87.97 ± 1.91	88.04 ± 2.42
(1,4)	84.33 ± 2.31	85.94 ± 4.67	92.14 ± 1.73	122.20 ± 3.13	89.06 ± 1.98	89.07 ± 1.97	88.91 ± 1.94	88.29 ± 2.46
(2,1)	96.31 ± 4.87	91.12 ± 2.30	57.87 ± 0.65	95.35 ± 1.60	54.27 ± 0.93	54.19 ± 0.92	74.64 ± 1.80	87.77 ± 2.20
(2,2)	90.80 ± 2.85	102.85 ± 9.00	83.48 ± 0.83	113.81 ± 2.39	78.94 ± 1.58	78.98 ± 1.57	84.36 ± 1.90	88.04 ± 2.42
(2,3)	86.21 ± 2.12	83.38 ± 2.78	91.86 ± 1.19	122.20 ± 3.13	87.09 ± 1.73	87.17 ± 1.70	87.91 ± 1.85	88.29 ± 2.46
(2,4)	86.24 ± 2.63	86.53 ± 2.27	93.11 ± 1.14	125.16 ± 3.12	88.68 ± 1.95	88.72 ± 1.97	88.77 ± 1.88	88.86 ± 2.46
(3,1)	93.35 ± 4.33	82.60 ± 1.75	57.80 ± 0.80	113.81 ± 2.39	54.40 ± 1.01	54.34 ± 1.00	73.84 ± 1.70	88.04 ± 2.42
(3,2)	88.17 ± 1.81	85.46 ± 2.63	84.10 ± 0.86	122.20 ± 3.13	78.59 ± 1.67	78.55 ± 1.63	83.91 ± 1.85	88.29 ± 2.46
(3,3)	87.04 ± 1.25	83.97 ± 3.04	91.58 ± 1.05	125.16 ± 3.12	86.68 ± 1.76	86.75 ± 1.73	87.91 ± 1.79	88.86 ± 2.46
(3,4)	87.21 ± 2.17	81.21 ± 1.86	92.72 ± 1.28	126.79 ± 2.92	88.72 ± 1.75	88.62 ± 1.80	88.96 ± 1.67	89.14 ± 2.41
(4,1)	84.19 ± 2.83	80.27 ± 2.07	59.14 ± 0.82	122.20 ± 3.13	54.52 ± 1.03	54.48 ± 1.04	74.28 ± 2.07	88.29 ± 2.46
(4,2)	86.42 ± 1.98	83.06 ± 2.51	83.78 ± 0.74	125.16 ± 3.12	78.47 ± 1.81	78.45 ± 1.78	84.16 ± 1.88	88.86 ± 2.46
(4,3)	88.32 ± 1.93	80.28 ± 3.05	91.00 ± 1.25	126.79 ± 2.92	86.81 ± 1.59	86.82 ± 1.63	88.25 ± 1.68	89.14 ± 2.41
(4,4)	82.93 ± 1.72	85.34 ± 3.10	92.34 ± 1.34	128.23 ± 2.96	88.87 ± 1.46	88.78 ± 1.58	89.41 ± 1.40	89.43 ± 2.29

表 3.6:: χ^2_{red} 我们模型预测结果与基准模型的比较。27天持续性给出 χ^2_{red} 为51.69±9.14。

(H,D)	WindNet 193	WindNet 211	XGBoost	Persistence	SVM Linear	SVM RBF	SVM Polynomial	Naive mean
(1,1)	33.38 ± 4.10	29.63 ± 1.36	23.18 ± 0.82	24.50 ± 0.73	21.20 ± 0.77	21.20 ± 0.77	35.17 ± 1.91	41.98 ± 3.71
(1,2)	28.43 ± 1.98	30.80 ± 2.05	44.10 ± 1.75	57.63 ± 1.76	41.13 ± 1.77	41.09 ± 1.79	44.54 ± 2.65	39.16 ± 3.92
(1,3)	25.82 ± 1.39	26.27 ± 1.97	51.67 ± 2.08	81.61 ± 2.74	48.79 ± 2.17	48.80 ± 2.20	49.09 ± 2.57	40.34 ± 3.25
(1,4)	26.83 ± 2.31	26.01 ± 2.47	54.21 ± 2.55	95.19 ± 4.25	50.63 ± 2.40	50.64 ± 2.39	50.48 ± 2.48	44.99 ± 3.65
(2,1)	48.07 ± 11.96	43.75 ± 7.58	21.17 ± 0.67	57.63 ± 1.76	18.63 ± 0.77	18.59 ± 0.77	35.44 ± 2.38	39.16 ± 3.92
(2,2)	47.32 ± 8.43	90.87 ± 38.04	44.05 ± 1.05	81.61 ± 2.74	39.41 ± 1.49	39.45 ± 1.50	45.15 ± 2.44	40.34 ± 3.25
(2,3)	30.09 ± 3.42	31.60 ± 3.84	53.88 ± 2.23	95.19 ± 4.25	48.38 ± 2.00	48.46 ± 1.99	49.37 ± 2.45	44.99 ± 3.65
(2,4)	31.41 ± 3.97	37.90 ± 4.07	54.86 ± 1.92	99.64 ± 5.18	49.71 ± 1.90	49.76 ± 1.91	49.83 ± 1.96	49.46 ± 3.69
(3,1)	47.56 ± 6.01	29.16 ± 2.87	21.13 ± 0.65	81.61 ± 2.74	18.71 ± 0.63	18.67 ± 0.62	34.60 ± 1.90	40.34 ± 3.25
(3,2)	33.51 ± 3.20	36.66 ± 3.87	45.06 ± 1.14	95.19 ± 4.25	39.34 ± 1.41	39.31 ± 1.41	44.97 ± 2.29	44.99 ± 3.65
(3,3)	43.29 ± 4.10	37.54 ± 7.33	53.09 ± 1.86	99.64 ± 5.18	47.47 ± 1.55	47.56 ± 1.57	48.89 ± 1.92	49.46 ± 3.69
(3,4)	42.35 ± 5.76	31.52 ± 5.16	53.40 ± 2.06	101.18 ± 5.53	48.83 ± 1.79	48.73 ± 1.85	49.12 ± 1.90	50.96 ± 5.72
(4,1)	31.16 ± 1.76	31.18 ± 3.36	22.25 ± 0.40	95.19 ± 4.25	18.92 ± 0.54	18.89 ± 0.54	35.33 ± 2.23	44.99 ± 3.65
(4,2)	27.99 ± 3.35	29.59 ± 3.94	44.34 ± 0.80	99.64 ± 5.18	38.87 ± 1.24	38.86 ± 1.25	44.81 ± 1.93	49.46 ± 3.69
(4,3)	36.98 ± 3.82	26.83 ± 2.20	51.47 ± 2.06	101.18 ± 5.53	46.73 ± 1.53	46.76 ± 1.62	48.36 ± 2.02	50.96 ± 5.72
(4,4)	31.90 ± 3.38	32.58 ± 4.83	52.66 ± 2.21	103.16 ± 5.66	48.70 ± 1.81	48.62 ± 1.94	49.35 ± 2.06	52.29 ± 4.11

`WindNet` 的性能对应的历史窗口与延迟组合为 (4，3)，其中相关性为 ≈ 0.55，离散度为 0.03——这是针对 211 Å 的结果。类似地，使用 193 Å 数据时，最佳拟合对应的组合为 (2，4)，相关性为 0.51，离散度为 0.03。

朴素均值模型没有方差，因此不会有与之相关的相关性——不过，为求完整起见，仍将其列出。使用 RBF 核的自回归支持向量机，在太阳风速度更接近预测日时，表现似乎更好，但随着延迟增加，表现会逐渐变差。线性支持向量机的表现与非线性的 RBF 核相当，但多项式核未能获得良好的拟合。27天持续性仅包含 5 个模型，因此，其性能说明列在相应表格的标题中。

表 3.7::高速流事件威胁评分比较。27 天持续性模型的 TS 为 0.506 ± 0.029。TS为0。0 表示数值小于 $1e-3$。

(H,D)	WindNet 193	WindNet 211	XGBoost	持续性	线性支持向量机	径向基函数支持向量机	多项式支持向量机	朴素均值
(1,1)	0.081±0.023	0.112±0.040	0.776±0.037	1.000±0.000	0.748±0.038	0.748±0.038	0.263±0.026	0.0
(1,2)	0.042±0.022	0.150±0.042	0.329±0.012	0.858±0.037	0.288±0.027	0.271±0.028	0.162±0.035	0.0
(1,3)	0.167±0.008	0.140±0.041	0.061±0.015	0.351±0.021	0.0	0.0	0.029±0.013	0.0
(1,4)	0.212±0.042	0.206±0.047	0.036±0.018	0.199±0.024	0.0	0.0	0.0	0.0
(2,1)	0.203±0.064	0.227±0.029	0.711±0.036	0.858±0.037	0.850±0.022	0.845±0.021	0.292±0.027	0.0
(2,2)	0.293±0.022	0.297±0.040	0.423±0.096	0.351±0.021	0.461±0.017	0.449±0.017	0.148±0.033	0.0
(2,3)	0.225±0.036	0.198±0.037	0.030±0.027	0.199±0.024	0.0	0.0	0.020±0.011	0.0
(2,4)	0.239±0.045	0.282±0.044	0.043±0.038	0.215±0.022	0.0	0.0	0.0	0.0
(3,1)	0.310±0.051	0.259±0.031	0.753±0.024	0.351±0.021	0.850±0.026	0.844±0.026	0.323±0.026	0.0
(3,2)	0.237±0.048	0.292±0.029	0.472±0.107	0.199±0.024	0.426±0.018	0.408±0.024	0.113±0.029	0.0
(3,3)	0.328±0.038	0.287±0.017	0.116±0.047	0.215±0.022	0.0	0.0	0.0	0.0
(3,4)	0.357±0.031	0.294±0.026	0.024±0.022	0.236±0.026	0.0	0.0	0.0	0.0
(4,1)	0.286±0.037	0.309±0.027	0.737±0.034	0.199±0.024	0.849±0.032	0.845±0.034	0.292±0.031	0.0
(4,2)	0.298±0.040	0.200±0.039	0.428±0.083	0.215±0.022	0.431±0.024	0.428±0.025	0.157±0.037	0.0
(4,3)	0.289±0.070	0.200±0.056	0.115±0.044	0.236±0.026	0.0	0.015±0.009	0.011±0.010	0.0
(4,4)	0.251±0.049	0.314±0.080	0.035±0.022	0.307±0.033	0.0	0.0	0.007±0.006	0.0

3.3.2 WindNet预测

In this section, we investigate the variation in prediction for our WindNet models. The model with the highest correlation, as mentioned previously, is for a history of 4 and a delay of 3 for 211 Å. As can be seen in the Table. 3.4, there seems to be a subtle trend of an increase in correlation with history for a given delay for short delays. The performance of models with a delay smaller than history seems mostly consistent within the error bars. For the 193 Å model in Table. 3.4, it can be seen that an increase in delay for a given history results in almost a consistent prediction correlation for high history models (again, within the errorbars – though the mean values do not seem to follow an ordered trend), except in the case of 1-day history, where the correlation increases. This trend of increase in delay for a given history is largely followed in the 211 Å data, though the 4-day history seems to be the most consistent in this case within the errors and the best performing. In general, the expectation would be an increase in correlation with increasing history and some form of variation due to an increase in delay. The variation in performance with history for small delays is fairly consistent between both 193 Å and 211 Å with only the actual correlation values being different – however, larger delay models do not have the same variation in performance for 193 Å and 211 Å. 211 Å, in fact, seems to be a better passband for solar wind prediction since the corresponding models have higher correlation means and smaller standard deviations. Short-delay and short-history models (for example, 1-day history and delay) do not perform as well as models with larger history and delay (for example, 4-day history and 3-day delay) since the solar wind is yet to arrive at L1. 193 Å data shows a peak in correlation at 2-day history and 4-day delay. The 211 Å data shows a similar peak at 4-day history

以及3天延迟。

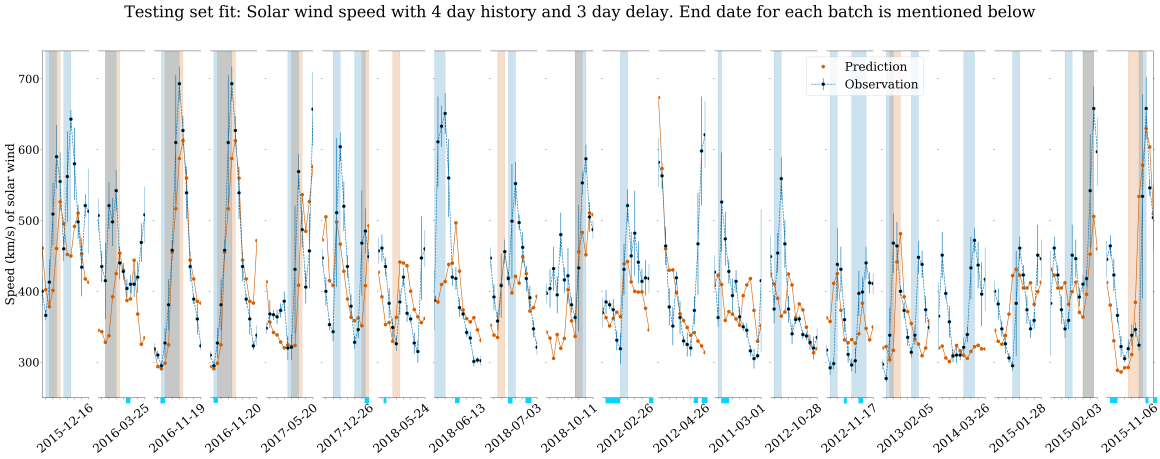


图3.8：其中一个交叉验证模型的风速预测图，使用4天的图像数据并延迟3天。x轴显示每个批次的结束日期。由于批次是随机分配到各个交叉验证折中的，因此日期未按顺序排列。该模型的相关系数为0.61，均方根误差为76.4 km/s，χ^2_{red} 为19.35。误差棒表示风速观测值的测量误差。图中以各高速流事件的开始和结束时间突出显示这些事件——蓝色表示观测风速，红色表示预测风速。图下方的蓝色条表示行星际日冕物质抛射。

A summary of RMSE is shown in Table. 3.5, and a similar summary of χ^2_{red} is shown in Table. 3.6. The TS is tabulated in Table. 3.7. The TS table shows that our proposed model has a maximum of 0.357$\pm$0.03. The low TS may be explained better by a careful observation of Fig. 3.8. This is a plot of one of the cross-validation models using 211 Å, having the highest correlation, with 4-day history and a 3-day delay of data. With 10 TP, 2 FP, and 13 FN, the model is seen to have a TS of 0.4, a correlation with the observation of 0.61, RMSE of 76.4 km/s, and χ^2_{red} of 19.35. Here, we see that there are many more HSE present in the observed wind speed, which seems to be missing from the prediction. However, upon careful observation, it may be seen that many of the observed HSE do correspond to an enhancement in the wind speed of the predictor – either at the exact time step or with a lag/lead of 3 to 4 days. However, the predicted values do not show a drastic enhancement more than the prescribed thresholds. Thus, these events are not marked as HSE.

`WindNet` 在误差指标上的性能，在很大程度上补充了相关性表现，并且表明，在大多数情况下，当延迟超过 1 天时，`WindNet` 的性能优于基准模型。

3.3.3 激活可视化

接下来，我们使用 Grad-CAM 激活图（§. 3.2.4）分析模型在不同数据日的激活情况。图 3.9 展示了使用 211 Å 数据进行快速太阳风和慢速太阳风预测时的一个 Grad-CAM 样本图；图 3.10 则展示了 193 Å 预测的类似图，以供比较。我们看到，预测快速太阳风时，冕洞会被激活；而预测慢速太阳风时，活动区则主要被激活。请注意，在 193 Å 慢速太阳风图中也能看到一些冕洞激活。快速太阳风预测中的冕洞峰值激活出现在预测前 3 到 4 天，这似乎印证了 Vršnak 等（2007）独立获得的相关性。

慢速太阳风的激活峰值出现在预测日期附近的活动区（对于 211 Å 数据，在预测日期之前最早的那一天也出现了峰值），而太阳上其他区域的激活则随着与预测日期的距离增加而出现。我们假设，这可能是由于长短期记忆网络偏向于网络中最近的输入所致——但这仍然只是一种假设。

为了了解冕洞和活动区获得的激活值的统计特征，我们查看平均激活值（如前文所述），并绘制模型对“快速太阳风”和“慢速太阳风”的预测结果。每组交叉验证模型都有各自的激活图；此处展示的是使用4天历史窗口数据、延迟3天的193 Å和211 Å模型的激活图。我们还绘制了使用4天历史窗口数据、延迟2天的模型的激活图，因为这类模型使用193 Å和211 Å数据时均表现稳定（且良好）。这些趋势分别见图3.11和图3.12。

从这些图中可以看出，快速太阳风会使预测日期附近的冕洞激活程度更高；随着时间回溯得更远，冕洞的激活程度会降低——不过，对于 211 Å 模型，激活程度略有上升。快速太阳风似乎也会在更早的时段激活活动区，对 193 Å 和 211 Å 都是如此。不过请注意，对于 193 Å，冕洞激活峰值高于活动区激活峰值；对于 211 Å 数据，两者在图 3.11 的误差范围内一致。对于图 3.12 中相同的参数，两种通带下的冕洞峰值都出现在预测日期前 3 天，随后便下降。不过有趣的是，活动区似乎也会在距离预测时刻远得多的时段达到相似的激活水平。

对于慢速太阳风，活动区的激活持续时间远长于冕洞——不过，峰值出现在更接近预测日的时间，而非更早的时间。图 3.11 和图 3.12 均呈现出这一趋势。

3.4 讨论

太阳风源区的识别和太阳风预测问题可以通过两种方式来解决。第一种是纯粹通过理论建模来研究其机制，同时积累数据以约束物理参数。第二种方法是采用纯粹的经验建模，让数据自行说明问题，然后尝试提取其中的物理规律。

我们提出 `WindNet` 以使用 AIA 图像数据对太阳风速度进行经验建模。利用211Å数据，我们能够更好地预测太阳风速度，并在交叉验证中获得与观测到的太阳风速度之间0.55的相关性。使用193Å 和211 Å的性能最佳模型优于大多数延迟更大的基准模型和 27天持续性模型。 χ^2_{red}考虑了测量值本身的不确定性，表明我们的最佳模型优于 27天持续性模型，其表现仅略逊于具有单日延迟的自回归模型——对于提前量为 3–4 天的预测结果而言，这种优势更加明显。

随后，我们使用 `WindNet`研究揭示日冕源与太阳风速度之间关联的可能性。为此，在给定太阳风模态的情况下，我们使用Grad-CAM这一“可解释人工智能”工具，以理解极紫外图像中不同空间位置的激活。

激活图表明， `WindNet` 关注了某些太阳特征，这与太阳风理论基于启发式方法的预期一致。我们看到，在预测快速太阳风的3—4天前，冕洞被认为十分重要；而对于慢速太阳风的预测，活动区也被认为十分重要，但时间对应存在偏差。在 193 Å通带中，冕洞与高速太阳风的关联表现出很高的显著性。慢速太阳风的关联在两个通带中均可观察到，但时间对应存在偏差。这些结果表明，冕洞和活动区可能分别是这两种不同类型太阳风的源，这一点也已为文献所知（Krieger et al. 1973；Brooks et al. 2015）。然而，我们必须注意到，我们所观测和解读的只是实际发生过程的一个方面。因此，在结合我们的假设和模型理解这些观测结果时，必须保持谨慎。尤其是，对激活值的解读所具有的显著性还取决于另外几个因素：

- **我们模型的拟合误差**：对于 193 Å（211 Å）数据，我们仍获得了最高 0.51（0.55）的相关性。相关性越高，对太阳风源区的估计就越有把握。

• **可视化**：本研究采用的 Grad-CAM 对激活位置的定位非常粗略，因此可能无法指出特定类型太阳风的确切起源。

• **分割**：仅凭强度值，很难准确地将某个区域定义为冕洞或活动区——理想情况下，需要外推磁力线来确认这些结构。因此，需要基于强度准确定义冕洞。在这项工作中，我们尝试使用直方图分析来自动识别冕洞和活动区。因此，难免会存在一定的不确定性。更好的分割方法或许能准确捕捉冕洞或活动区内的全部激活，并更准确地估算单位面积的激活。此外，已知慢速太阳风源自活动区边界（即外流区域），因此有必要分割出活动区的内部核心和边界区域。

从纯粹的预测角度来看，乍一看， `WindNet` 可能在所使用的指标方面并不优于现有模型。然而，将我们的模型与现有模型（例如 Rotter 等人（2015年）的回归模型，或 Wang 与Sheeley Jr（1990）的模型）进行比较，会是一个苹果与橘子的比较，因为：

• 我们在8年数据集上针对多个卡林顿自转周进行预测结果 t.

• 我们的预测目标是每日平均太阳风速度，必须与其他模型的每日平均预测结果进行比较。

• 我们在此数据集上进行 5 折交叉验证。然而，由于先前结果缺乏置信区间，我们无法检验我们的结果在统计上是否与现有模型存在差异。

因此，对我们的模型进行任何基准测试时，都必须使用经过相同数据预处理流程、涵盖相同数据时段且具有相同时间分辨率的模型。因此，我们不将结果与前文提及的现有模型进行比较。

为克服这一局限，我们提出了经验基准模型，这与现有的经验太阳风预测模型并无不同。在这方面， `WindNet`相较于基准模型表现尚可；不过，仍有许多改进空间。

• 数据准备：随着 H+D 的增加，更多样本会被舍弃（如第 §. 3.1.4 节所解释）。通过执行交叉

先进行交叉验证（CV），之后再将其拆分为折，但缺点是内存消耗较高。

• 行星际日冕物质抛射缓解：我们随机分配5折交叉验证，以确保行星际日冕物质抛射均匀分布在所有折中，从而对所有交叉验证产生同等影响。由于行星际日冕物质抛射样本数量不足，我们不对其进行表征。

• 网络架构：可以设计更优的网络架构，以改进相对于观测的预测，或者采用更先进的机器学习方法进行直接预测。

• 可视化：机器学习模型的可视化是机器学习领域的热门研究方向——因此，未来几年可能会出现更准确的可视化技术。

• TS评估：如§. 3.3所示，由于速度增幅不符合绝对速度变化标准，HSE捕获算法漏掉了许多潜在的增强。因此，TS评估应谨慎看待。

这项工作有双重目的。其一，这是训练和测试各种机器学习模型、以预测其他太阳风目标参数（例如质子密度、温度和磁场，具体而言是 B_z）的第一步。其二，我们展示了深度学习在利用可解释人工智能技术探测并揭示不同过程之间显著关联方面的潜力。这些技术可作为传统“源映射”技术的独立验证与确认；传统技术依赖全局外推、径向回溯和丰度匹配。未来不久，这些技术有望结合起来，从而对太阳风的可能源区施加更强的约束。

为此，本研究所用的代码和数据已在 GitHub 上开源：`https://github.com/Vishal-Upendran/WindNet`。我们公开发布的源代码有助于推动可重复研究，使他人能够复现本文呈现的结果。这包括数据划分、交叉验证、模型训练和评估。其他研究人员可以在此代码库的基础上继续开展工作，进一步提升太阳风预测模型的性能。此外，随着可解释人工智能研究不断深入，研究人员还可以利用此代码库开发各种可视化方法，以量化太阳风的源区。

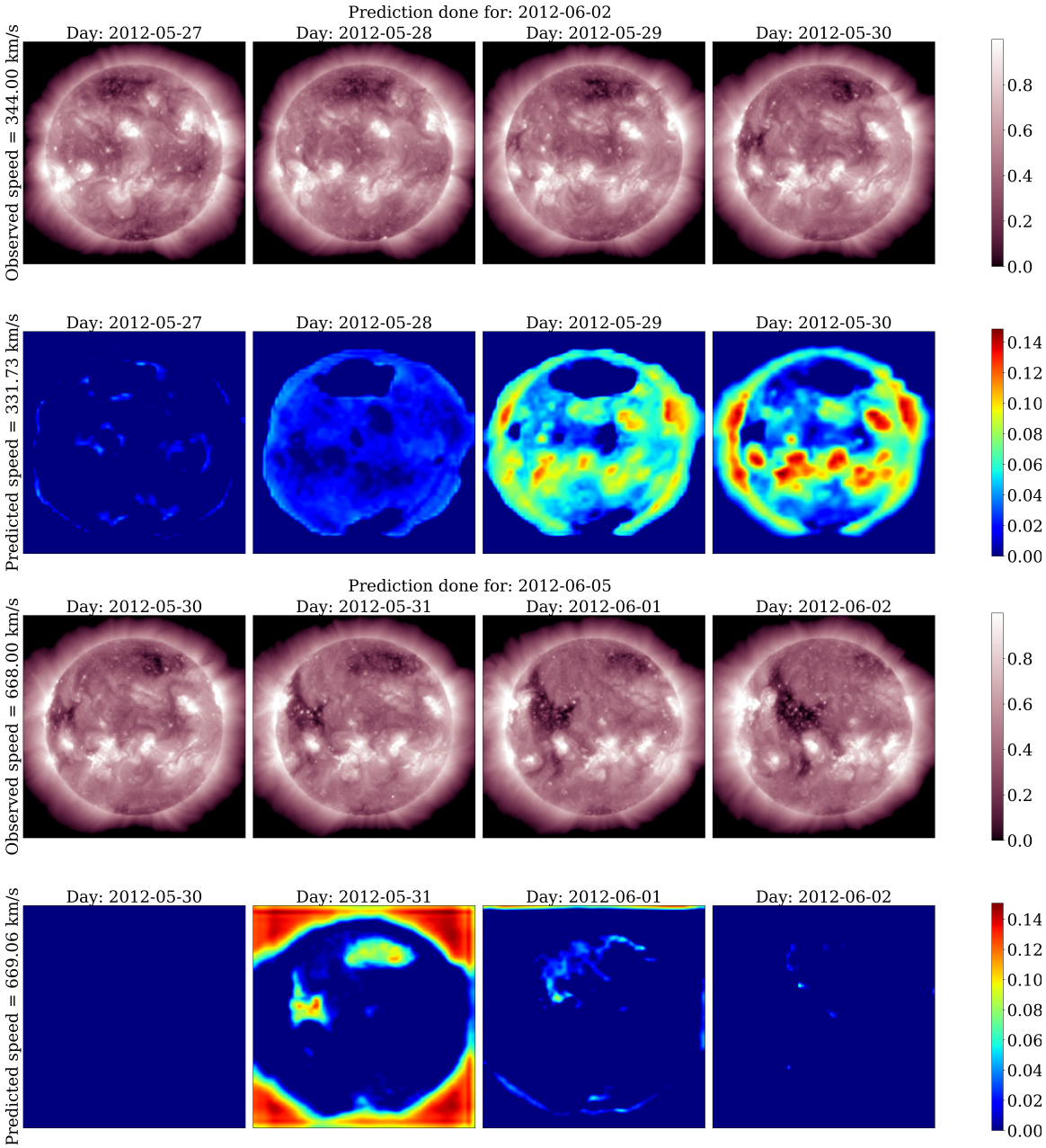


图 3.9：使用 211 Å 数据对慢速太阳风（上）和快速太阳风（上方）进行预测所得的 GC 激活图，右侧给出了与每一行对应的色彩映射。为便于比较，激活图和图像均按行重新缩放到 0 至 1 之间。对于快速太阳风预测，请注意最大激活出现在冕洞（CH）处，即预测前 3 至 4 天；这似乎与文献中 Vršnak 等（2007）得到的相关性相吻合。另一方面，慢速太阳风会在接近预测时激活活动区（AR），而在冕洞（CH）处没有激活。

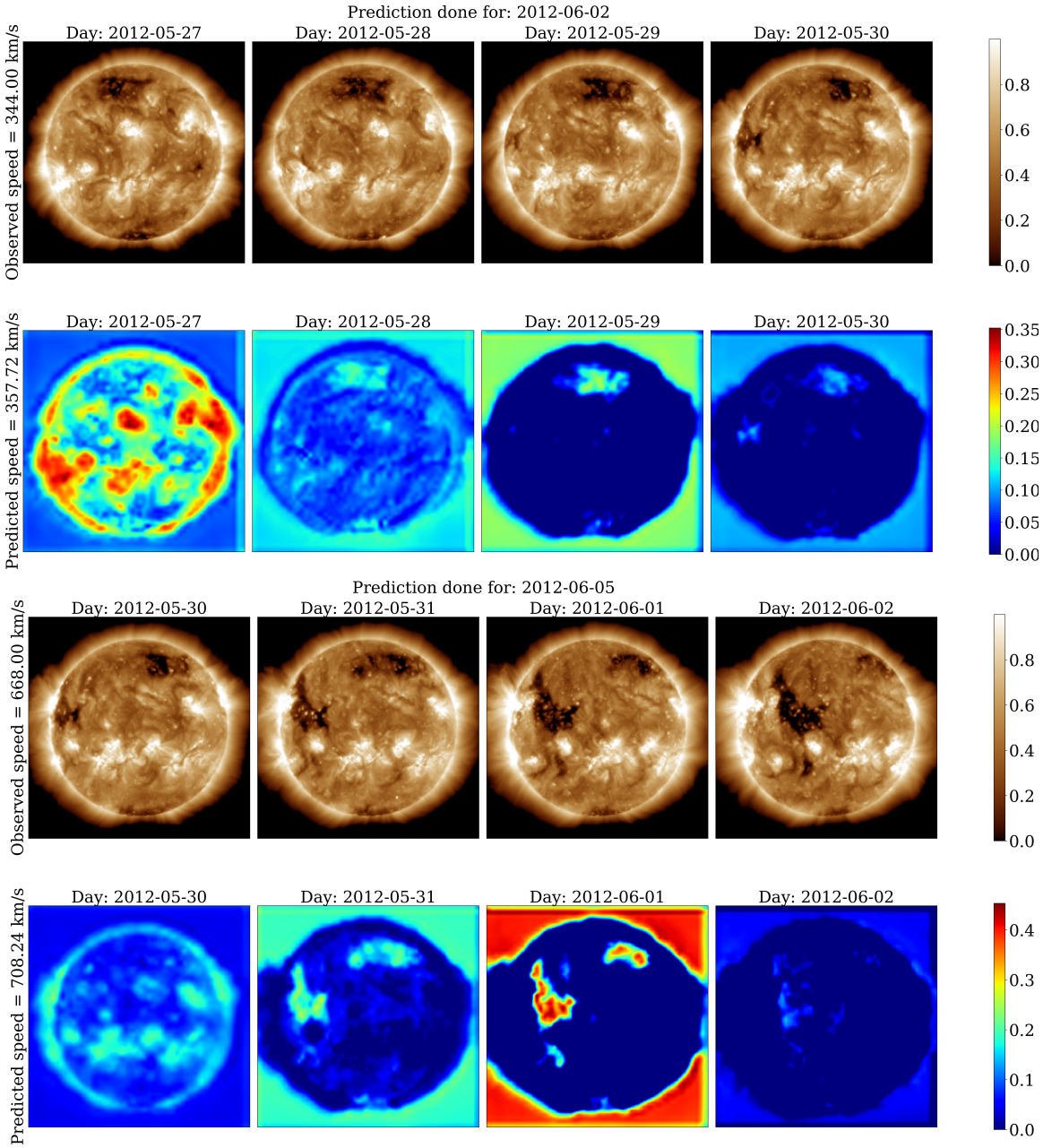


图 3.10：使用 193Å 数据对慢速太阳风（顶部）和快速太阳风（上方）进行预测所得到的GC激活图，每一行对应的色彩映射显示在右侧。为便于比较，激活图和图像均按行重新缩放至0到 1之间。对于快速太阳风预测，请注意最大激活发生在预测前 3到 4 天的冕洞处，这似乎与文献中 Vršnak 等（2007）得到的相关性相吻合。另一方面，慢速太阳风在距离预测时间较近和较远的位置都激活了活动区，并在最接近预测日的那一天激活了较小的冕洞。然而，宁静太阳的其他区域在距离预测日更远时显示出更高的激活。与快速太阳风激活相比，慢速太阳风激活相当混杂且不明确。 61

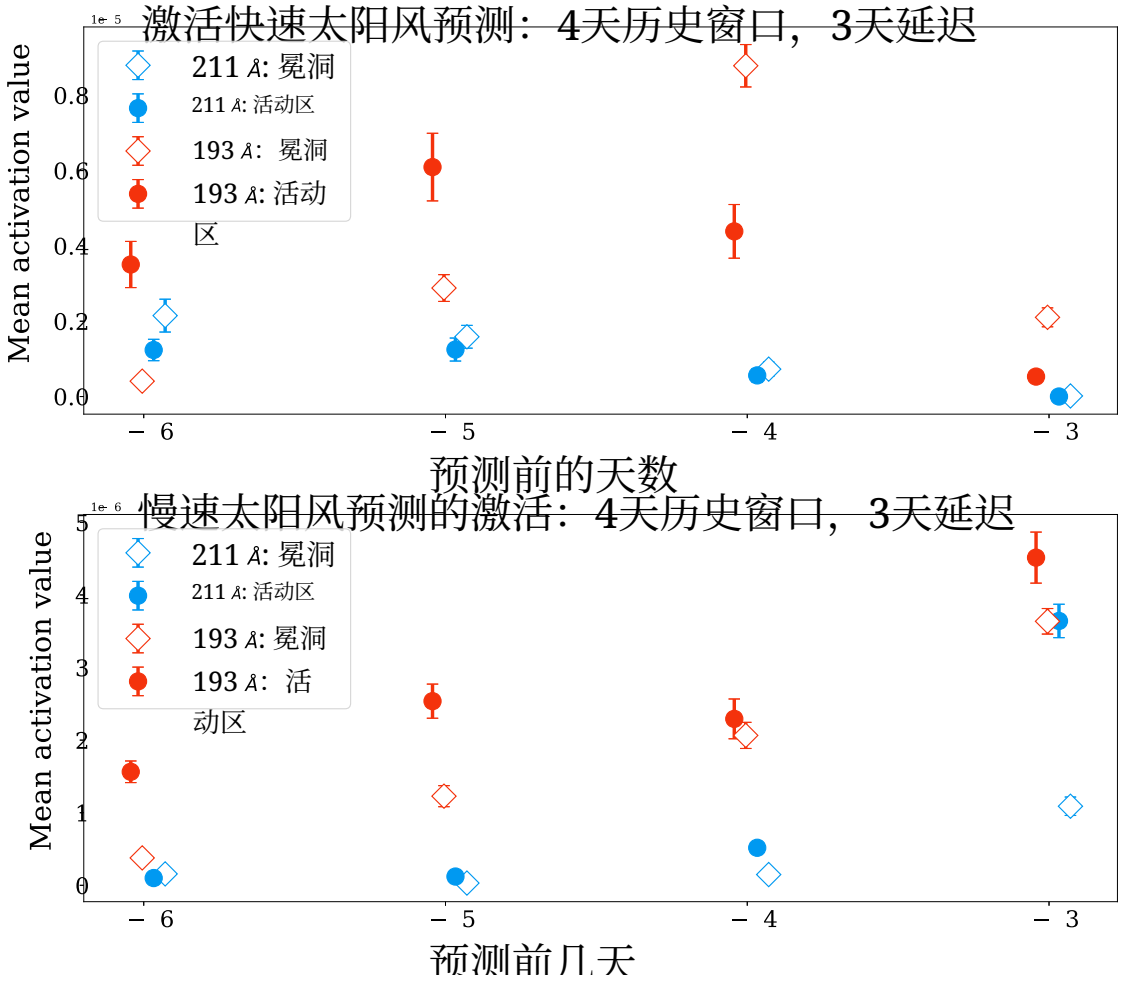


图 3.11：分别针对快速和慢速太阳风预测，4天历史和3天延迟模型的激活均值变化。图中分别展示了使用193Å和211Å数据的模型的激活。图中仅展示了冕洞和活动区上的激活。误差棒表示根据激活样本的标准差估算的均值标准误差。请注意，此处的误差棒表示 $3S$，即标准误差的三倍，以确保其清晰可见。那些看似没有误差棒的激活，其误差都非常小。

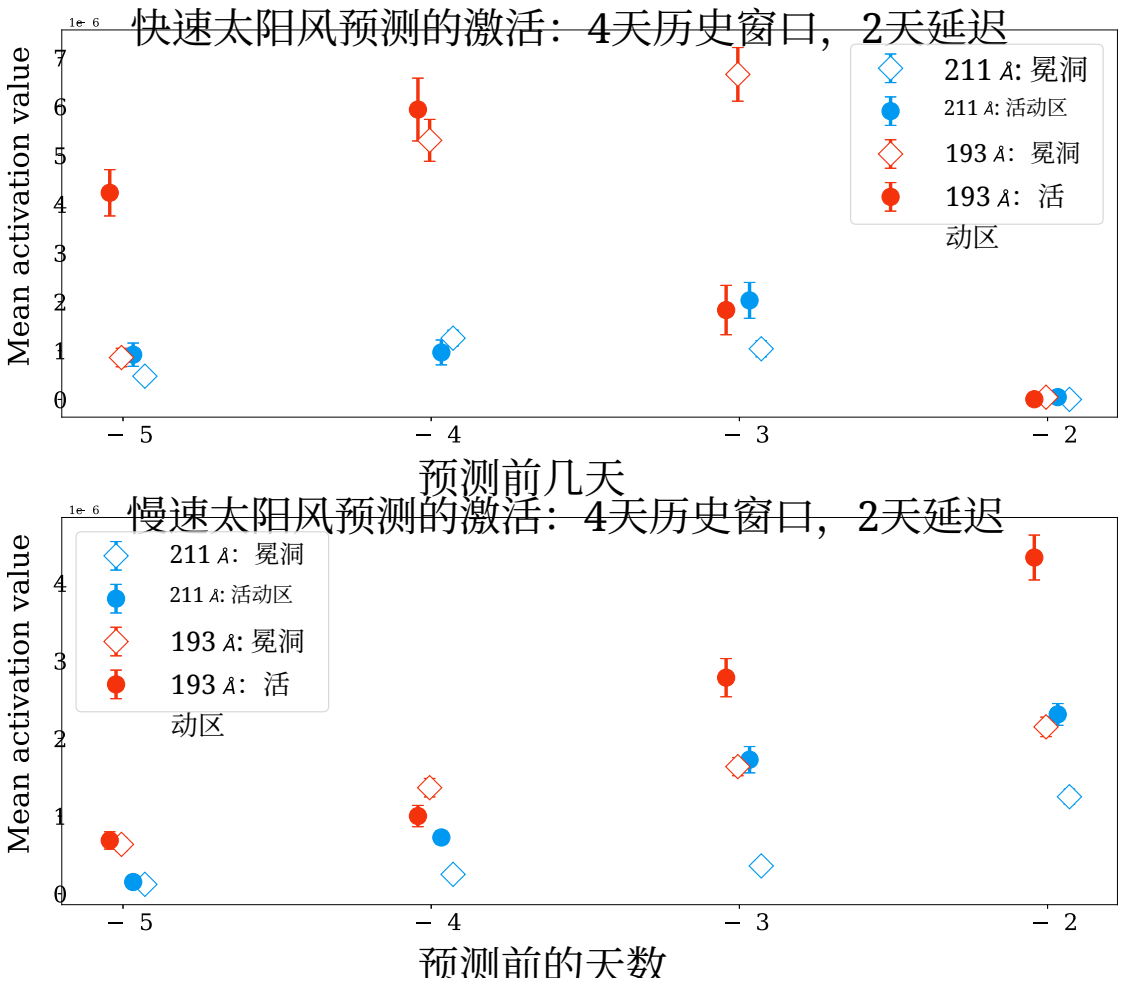


图3.12：4天历史和2天延迟模型中均值激活的变化，分别针对快速和慢速太阳风预测。激活分别显示使用193Å数据和211Å数据的模型。激活仅显示在冕洞和活动区上。误差棒表示均值的标准误差，该标准误差根据激活样本的标准差估算得出。请注意，此处的误差棒表示$3S$，即标准误差的三倍，以确保其清晰可见。那些看似没有误差棒的激活，其误差非常小。

第4章

脉冲加热的宁静太阳日冕

要完整理解百万开尔文温度的太阳日冕，必须研究宁静太阳区。在本研究中，我们首先研究 *AIA* 的*171 Å*、*193Å*和*211 Å*极紫外通带中的宁静太阳区，以及*XSM*的 *1–1.3* 千电子伏特、*1.3–2.3 keV* 和 *1–2.3* 千电子伏特 *X*射线通道。我们将*Pauluhn &Solanki (2007)*的经验脉冲加热前向模型与能够进行不确定性量化的机器学习反演模型相结合来开展这些研究。通过这一研究，我们对所有能带中的脉冲事件频率（p_f）、时间尺度（τ）以及分布斜率（α）进行了约束。此外，由于采用了经过通量校准的测量结果，我们还对绝对事件振幅（以*erg*为单位）以及 *X*射线中的辐射损失通量进行了约束。本论文的这一章改编自两篇最初发表于文献中的论文，其标题分别为宁静太阳日冕的脉冲加热（*DOI: 10.3847/1538-4357/abf65a*）和***X***射线观测到的太阳日冕纳耀斑加热（*DOI: 10.3847/2041-8213/aca078*）。

我们已在§. 1.2.2和第3章中了解了太阳风及其源。然而，太阳风本身的存在要归因于异常炽热的太阳日冕；我们在§. 1.2.1中已对此略有了解，这也引出了日冕加热问题。

我们在第1章中看到，尽管太阳日冕的温度高达一百万开尔文，但通常呈现出三种主要形态特征——日冕洞（CHs）、活动区（ARs）和宁静太阳（QS）。这三个区域的温度都约为一百万开尔文。活动区主要出现在太阳活动极大期。

在太阳活动周期间，而冕洞在活动极小期占主导地位。然而，无论处于哪个活动阶段，宁静太阳始终存在。关于日冕加热的传统研究主要聚焦于活动区（综述见 Reale 2014年）——对宁静太阳和冕洞的研究则较为稀少（例如见 Tripathiet al.2021年b）。因此，为了从总体上探讨日冕加热的物理机制，对独立于太阳活动周而存在的宁静太阳区中的加热进行全面研究至关重要（Aschwanden 2014年）。

One of the most popular mechanisms to heat the corona is via impulsive events, for example, through Nanoflares (see, e.g. Parker 1988a). Impulsive events are transients generated through the dissipation of magnetic stresses or waves (see, e.g., Antolin et al. 2008). Solar atmosphere presents us with a plethora of impulsive events at various energies and time scales, viz. flares (Benz 2008; Tripathi et al. 2004), microflares (Hannah et al. 2008; Schadee et al. 1983; Subramanian et al. 2018; Chifor et al. 2006, 2007), active region transient brightenings (Testa et al. 2013; Gupta et al. 2018a; Tripathi 2021; Vilangot Nhalil et al. 2020; Rajhans et al. 2021), transition region blinkers (Harrison 1997), UV bombs (Peter et al. 2006; Gupta & Tripathi 2015), Ellerman bomb (Ellerman 1917; Pariat et al. 2004; Isobe et al. 2007a) and other activities such as jets (Mulay et al. 2016a; Raouafi et al. 2016). It is also observed that the properties of loops in ARs are well described by the impulsive heating scenario (Ghosh et al. 2017; Tripathi et al. 2009a; Warren et al. 2008; Gupta & Tripathi 2015; Winebarger et al. 2013b, and references therein). Such a scenario has also been studied independently in ARs using a variety of techniques like Time lag analysis (Viall & Klimchuk 2012, 2013, 2015, 2016, 2017), Differential Emission Measure (DEM) and Doppler shifts analysis (see, e.g., Tripathi et al. 2010, 2011, 2012; Winebarger et al. 2011; Warren et al. 2012; Winebarger et al. 2013a; Subramanian et al. 2014; Del Zanna et al. 2015), hydrodynamic modeling (see, e.g. Bradshaw et al. 2012; Reep et al. 2013; Cargill et al. 2015; Barnes et al. 2016), Magneto hydrodynamic modeling (see, e.g. Rappazzo 2015; Rappazzo et al. 2017; Knizhnik et al. 2018, 2019; Knizhnik & Reep 2020) and empirical models (see, e.g. Jess et al. 2019, 2014). Thus, it is natural to assume that the coronal heating in QS may also be governed by impulsive heating. However, since the QS regions have a very diffuse structure, it is not possible to count individual events and understand the energetics of these events in the QS.

我们在§. 1.2.1中看到，要使日冕维持在一百万度，脉冲事件的频率分布必须遵循能量幂律分布——即 $\frac{dN}{dW} \propto W^{-\alpha}$, with $\alpha > 2$ (参见 Hudson 1991)。观测确实表明，日冕中的脉冲事件遵循幂律分布。然而，文献中报道的 α 值范围不一（例如参见 As- chwanden 2019年的图6.14，或本论文前文的图1.5）。

One of the most significant caveats in these results occurs due to the assumption that each detected event is a single entity. But, we know that small-scale impulsive events may happen at a sub-resolution scale (Pauluhn & Solanki 2007). Hence, individual brightenings may not be a single entity but may consist of many tiny events. This may lead to the undercounting of events, particularly at lower energies. These individual events, however, leave a collective imprint on the entire light curve in a statistical manner. These imprints have been shown to be statistically reflected in the intensity distribution of light curves from Active Regions (see, for example, the analysis by Vekstein 2009; Terzo et al. 2011; Jess et al. 2014, 2019) and coronal loops seen in X-rays (Sakamoto et al. 2009). While individual events may not be measured, their cumulative effect on the statistical properties of intensity light curves can be leveraged to understand these events. Thus, the existence of such small-scale events may only be inferred statistically.

通常，一次数值上“具有统计现实性”的模拟能够很好地再现观测中的一些显著特性。统计性的脉冲加热机制可能会在强度分布、特征性的时间特征或等离子体热结构中留下印记（例如参见Sturrock et al. 1990；Hudson 1991；Sylwester et al. 2019；Rajhans et al. 2021）。例如，Hudson（1991）表明，事件发生频率与事件时间尺度之间的相互作用，会反映在所产生光变曲线的时间功率谱中。

然而，有些观测可用于构建简单的经验模型。通常，宁静太阳在紫外和极紫外波段的辐亮度观测，无论在太空还是时间上，都呈现对数正态分布（Pauluhn et al. 2001；Andretta & Del Zanna 2014）。因此，宁静太阳辐亮度可能由某种马尔可夫过程产生（Pauluhn & Solanki 2007；Gorobets et al. 2016）。

Using the Markovian property of the QS light curve, Pauluhn & Solanki (2007) proposed an empirical model for heating the QS corona. Hereafter, we call it the `Pauluhn and Solanki Model (PSM)`. In brief, `PSM` approximates the response of the plasma to a unit heating event as an exponential rise and fall of intensity. The amplitude of the heating event is sampled from a power-law distribution, with the frequency of occurrence of the events being kept as a free parameter. The resultant light curve is then a combination of a multitude of these events. Hence this addresses the sub-pixel resolution scale of these structures. Moreover, the resulting intensities are also log-normal, mimicking the observations. Finally, the observed power-law distribution of energetic events is also incorporated into this model, enabling us to understand the viability of impulsive events maintaining the observed intensity in a given light curve. Thus, `PSM` may provide an excellent proxy for the

宁静太阳日冕强度的生成。

任何此类统计模型的总体目标，都是根据观测来约束其自由参数。我们再次回到这样一个事实：我们提出了一个假设，随后尝试利用现有的观测对其进行约束/更新/舍弃。Pauluhn&Solanki (2007年) 通过比较模拟光变曲线与观测光变曲线的强度分布以及全局 Morlet小波功率（Torrence& Compo1998年）的相似性，为不同观测生成参数。比较是定性的——分布足够匹配，且功率谱中存在超额功率的频率足够接近，就被认为观测与数值模拟之间具有良好的匹配。尽管这种比较有充分的依据，但它是凭肉眼完成的，因此需要更具定量性的基础。

因此，从观测到的光变曲线中获取参数的问题就成为一个反演问题（或“参数估计”）。用机器学习的语言来说，我们面对的是一个“监督学习”问题。一般而言，反演方法主要取决于从光变曲线中生成重要的“特征”，这些特征随后与 `PSM` 的参数集建立一一对应关系。Pauluhn&Solanki(2007年)对此进行了定性处理。由于客观地挑选用于反演的特征并非易事，因此人们训练一个反演模型来挑选抽象特征并执行反演。在这种情况下，优化原理引导着从光变曲线到由反演模型构建的参数集的映-射。

Tajfirouze & Safari (2012); Bazarghan 等（2008年）采用概率神经网络（PNN）使用了这种方法。在该方案下，每条模拟光变曲线都会被分类，其中每个类别都有一组独特的自由参数组合。PNN 在完整的模拟光变曲线集合上进行训练。最后，将观测光变曲线输入 PNN，由 PNN 将每条曲线分配到一个已学习的类别中。在他们的研究中，Tajfirouze & Safari (2012) 使用了最多 $\approx$ 10,000 条光变曲线。这些光变曲线对应于太阳上的冕洞、宁静太阳和活动区，再次由 AIA 以及搭载于 STEREO 上的极紫外成像仪（EUVI）获得的数据得到（Kaiser 等人 2008年）。平均而言，他们获得了 $\alpha > 2$ 所有区域的数据。

这种方法是解决棘手的随机反演问题的良好开端。但是，这种方法必须通过详尽的测试集进行充分验证。此外，对光变曲线的分类对参数集施加了离散化约束，而该约束取决于数值模拟的网格分辨率。因此，在提高网格分辨率时，分配给给定光变曲线的类别可能会发生变化。换句话说，我们不知道概率神经网络对每次反演的置信水平。

在本章中，我们将介绍一种称为机器学习的反演方案。

the iPSM。该模型是一个卷积神经网络，它接收所研究的光变曲线，并对目标参数集执行回归。我们之前在§. 2.2和§. 3中已经见过卷积神经网络。回顾一下，卷积神经网络可以被视为一组“卷积核”，它们对输入执行卷积并返回卷积后的输出。卷积核大小可以理解为对信息进行汇总的尺度。多个这样的卷积核作用于给定输入上，这些输出随后通过一个称为“激活函数”的非线性函数。因而，连续的卷积核对相应输入的局部尺度具有敏感性，但该输入本身可能是原始光变曲线经过极其非线性的变换所得。我们在这项工作中使用卷积神经网络，以保留光变曲线中特征的时间尺度信息以及强度值的分布

此外，我们采用第 3 章中使用的 Inception模块来开发iPSM。由于Inception模块能够在每个层级执行多尺度分析，我们希望捕捉数据中的多尺度变化，从而将目标视为回归问题，以规避网格分辨率问题。在执行反演的同时，我们能够有效地在模拟网格点之间进行插值。通过扰动网络，我们还利用卷积神经网络获得了相关的反演不确定性。

Now, note that Tajfirouze & Safari (2012) used poor resolution of AIA 171 Å data (90s cadence and $2''$spatial resolution) and further binned the data spatially by 3×3 and 5×5 window. Such a binning will average out the small-scale events and, thus, will not allow the use of the full potential of AIA observations. Hence, we perform analysis with two sets of data. First, we use the full spatial, and temporal resolution observations that were taken using AIA and perform the parameter estimation using iPSM, thereby circumventing the potential caveats in the work of Tajfirouze & Safari (2012); Bazarghan et al. (2008) as detailed above. However, the AIA data also come with their own caveats – the biggest caveat comes due to a lack of absolute flux calibration. Thus, we also apply iPSM with an updated parameter search on full-disk integrated, flux-calibrated data from the Solar X-ray Monitor (XSM) onboard Chandrayaan-2 mission (Vadawale et al. 2014; Shanmugam et al. 2020; Mithun et al. 2021a) of the Indian Space Research Organization (ISRO).

本章结构如下：首先，我们在 §. 4.1 中介绍所有分析中通用的 PSM，随后在 §. 4.2 中介绍深度学习反演方案iPSM 。接着，我们在 §4.3.1 和 §4.3.2 中介绍AIA数据集及相关噪声，并在 §4.3.5 中展示相应结果。之后，我们转而研究 X射线数据，并在 §4.4 中介绍这些数据。针对这些 X射线观测，我们采用不同的方式纳入测量值的不确定性，同时更新 iPSM 以纳入参数搜索。我们将在

§4.4 中对此进行解释。随后，我们在 §4.4.6 中展示 X射线观测的结果。最后，我们在 §4.5 中讨论研究结果的影响。

4.1 该 PSM

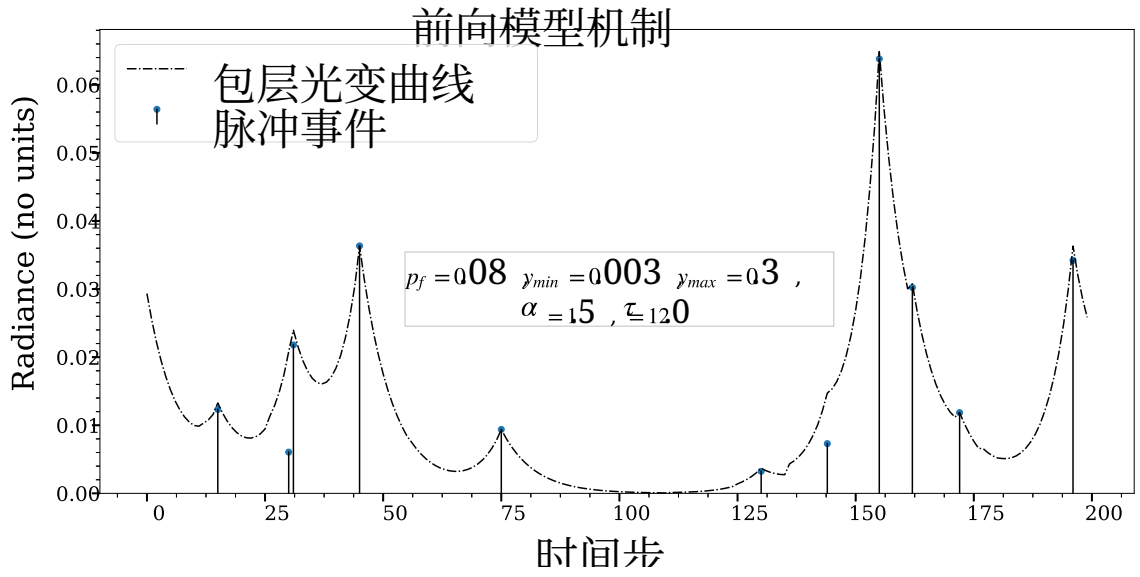


图 4.1：展示利用纳耀斑生成模型生成的光变曲线示例，类似于 Pauluhn & Solanki (2007) 的图 2。

如前所述，这里采用的前向模型是 PSM。这是一个基于两项关键观测的经验模型：宁静太阳强度在空间和时间上的分布服从对数正态分布（Pauluhn et al. 2001），而从耀斑到微耀斑的能量分布服从幂律（例如，参见 Aschwanden, 2019）。该算法可通过以下问题概括：

1. 在给定时间步发生耀斑的概率是多少？ 2. 如果给定时间步会发生耀斑，其峰值能量是多少？ 3. 耀斑发生后会持续多久，即耀斑的持续时间是多少？

在该模型中，有 5 个自由参数：事件频率或耀斑频率（p_f），即在给定时间发生耀斑的概率；单个事件的持续时间

耀斑事件（τ）；幂律斜率（α），以及单个耀斑事件允许的最小（y_{min}）和最大（y_{max}）振幅，这些参数确定了幂律的边界。图 4.1 展示了一个模拟光变曲线的示例，显示了由单个事件形成光变曲线的过程。从图中可以看出，仅凭包络光变曲线无法推断出单个事件。为准备反演观测光变曲线，模拟在固定y_{min} 和 y_{max}的条件下，于参数空间的网格上进行。

4.2 The `iPSM`

我们使用一维卷积神经网络进行反演。在这种方法中，通常先是卷积层，随后是激活层。激活函数是一种非线性函数，构成了任何神经网络复杂学习能力的核心。我们使用公式4.1 中定义的函数 `Elu` 作为所有层的激活函数，但最后一层除外，因为 `Elu` 能够使网络训练得更快，并具有更好的泛化能力（ Clevert 等人，2015 年）。对于最后一层，我们不使用激活函数，因为这是一个映射到连续变量的回归问题。

$$Elu := \begin{cases} e^x - 1 & \text{, if } x \leq 0 \\ x & \text{, else} \end{cases} \tag{4.1}$$

模型架构的图示如图 4.2 所示。如需——

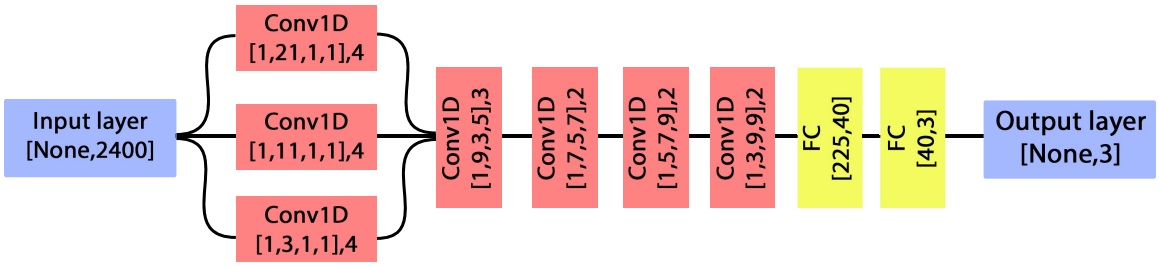


图4.2： `iPSM`中使用的卷积神经网络架构。蓝色框表示输入/输出层，其他颜色表示可训练层。张量形状以方括号表示，如 [], ，对于卷积层，方括号外的数字表示步幅大小。FC 表示全连接层。

如图所示，其中包括输入/输出层、卷积层（我们隐含地假设其中包含激活函数）和全连接层（FC）。在张量形状中，通常用“None”表示可变大小，代表单次前向传播中要反演的光变曲线数量。The

卷积层（标记为红色）具有 4 维形状，分别表示[高度、宽度、输入通道、输出通道], ，步幅大小则由一个整数给出。请注意，这里的“通道”不要与 AIA通带混淆；由于我们使用的是一维信号，高度设为 1。经过适当次数的卷积后，数组会展开为一维，并由全连接层（标记为黄色）处理。

任何卷积神经网络的输入和输出特征数量都必须固定——也就是说，光变曲线的长度和待推断的参数数量必须固定。在此方案中，我们将其分别设为 2400 个时间步和 3 个参数——也就是说，我们只推断 p_f、 τ 和 α。

4.2.1 数据准备与训练

对于给定的参数网格（取决于所用的数据集），我们将模拟光变曲线划分为训练集（80%）和测试集（20%）。然而，在将任何数据输入卷积神经网络之前，必须进行适当的预处理，以确保所有参数的尺度一致。按照机器学习中的标准做法，将训练集中的参数重新缩放到 0 至 1 之间，并使用训练集的统计量对测试集中的参数进行缩放。所有光变曲线也都重新缩放到 0 至 1 之间。

我们通过输入训练集光变曲线来训练卷积神经网络，并获得三个自由参数（p_f、τ 和 α）。然后，将获得的参数集与原始目标参数集进行比较，并使用误差度量来更新卷积神经网络的核值。误差度量是由以下两项定义的总和：

$$\mathcal{L}_1(\hat{\mathbf{x}}, \mathbf{x}) := \Sigma_i \left| x_i - \hat{x}_i \right|, \mathcal{L}_2(\hat{\mathbf{x}}, \mathbf{x}) := \Sigma_i \left(x_i - \hat{x}_i \right)^2, \tag{4.2}$$

其中**x** 是目标参数集，**x̂** 是预测参数集，求和是在所有观测和所有参数上进行的。

在第3章中，我们已经看到，任何机器学习/深度学习练习都涉及模型以及一些称为“超参数”的自由参数。这项工作也是如此。用于生成 `iPSM` 的超参数是固定的。对于训练 `iPSM`，我们使用了“Adam优化器”（Kingma与Ba，2014年），这是一种随机优化算法。每一步更新的“大小”由称为学习率的超参数控制。

过拟合是神经网络训练中的一个严重问题：模型开始拟合数据中的噪声，失去泛化能力。这可能导致反演结果出现错误

并导致对反演结果的错误解读。为防止过拟合，我们采用 Dropout（Hinton 等，2012年），在每次前向传播时以固定概率随机关闭神经元。训练超参数汇总于表 4.1。

4.2.2 不确定性估计

卷积神经网络在给定的前向传播中生成单个预测。然而，通常来说，任何此类预测都与两种不确定性相关——认知不确定性和随机不确定性——（Kendall &Gal 2017年）。认知不确定性与神经网络尚未探索的权重空间所导致的模型不确定性有关。随机不确定性与目标参数值中固有的不确定性有关。我们的研究不存在随机不确定性，因为这些参数是预定义的网格点。因此，我们只有认知不确定性。

如果模型训练期间提供的数据不足，模型训练中的缺陷可能导致部分权重空间未被探索。因此，只需扩大训练集的规模，就能将这种影响降至最低。然而，认知不确定性度量在揭示拟合缺陷的同时，也可能帮助我们识别数据集中的异常值。在本文的整个分析过程中，我们都假设 PSM 是真实值，即它能够完整描述用于推断参数的观测光变曲线。但任何模型都无法做到这一点。因此，当模拟无法完全解释给定观测时，观测与模拟之间的偏差就会表现为异常值。因此，与根据观测推断出的参数相关的较高不确定性，说明特定条件下存在模型拟合缺陷，或光变曲线未能得到 PSM 的良好解释。不过，我们注意到，这些影响在实际中几乎不可能区分开来（例如，参见 Kendall & Gal 2017年）。

认知不确定性可以通过应用 Dropout 来估计（Hinton 等，2012年；Díaz Baso 等，2019年）。除了用于防止过拟合之外，

表 4.1：训练超参数

超参数	值
代价函数	$\mathcal{L}_1$(预测,目标)+$\mathcal{L}_2$(预测,目标)
优化器	Adam优化器（使用默认值）
学习率	$1e-3$
Dropout率	0.2
迭代次数	3000

Dropout 还可用于产生扰动，并获取预测结果的变化情况（Gal，2016年）。由于每次前向传播中被关闭的神经元都是随机的，我们会进行蒙特卡洛前向传播，以获得卷积神经网络的多个实现值，并报告各次传播结果的均值和标准差。因此，单条光变曲线估计参数的误差棒表示通过 Dropout 得到的标准差。

4.3 人工智能极紫外数据分析

4.3.1 观测和数据

正如我们在§.2.1.1中所见，AIA使用八种不同的通带观测太阳大气中的紫外和极紫外波段，这些通带分别对不同温度的等离子体敏感（O'Dwyer et al. 2010b; Boerner 等 2012b）。在我们的分析中，我们考虑使用171Å、193Å和211Å波段获取的数据。这些图像的像素大小为 ∼0.6″，时间采样率约为12 s。我们选择这些特定的通带，是因为与其他通带相比，宁静太阳在这些通带中的计数率较高（见O'Dwyer et al. 2010c的表2）。

监测 `Solar Monitor`[1]上的极紫外图像后，我们在2011年和2019年识别出宁静太阳斑块，期间未观测到任何活动。两个数据集（DS1 和 DS2）的详细信息见表 4.2。每组数据均获得了连续八小时的数据，对应 2400 个时间步。所有图像均与第一幅图像对齐，并已按曝光时间归一化。DS1 和 DS2 在 171 Å 下观测到的完整视场（单个快照）显示在图 4.3 和图 4.4 的左图中，右图则显示了相应的强度空间分布。

为了研究每个像素的强度分布，我们创建了三个通带中的强度光变曲线。对于一个通带和单个像素，我们在图4.5和4.6中绘制了来自两个数据集的样本光变曲线及其对应的分布。请注意，我们还展示了从搭载于SDO上的日震与磁成像仪（HMI；Scherrer等，2012年）获取的、与AIA视场（FOV）相对应的像素的磁通密度时间序列。HMI以大约45秒的时间分辨率获取视线方向磁图，像素大小为0.5″。我们将HMI数据映射到与AIA相同的板尺度。HMI视线方向测量值的误差估计为 ± 10G（Yeo 等，2014年；Couvidat 等，

[{"id":0,"output":"[1] https://www.solarmonitor.org/"}]

表 4.2:: 极紫外宁静太阳加热数据集的详细信息

标识符	DS 1	DS 2
开始时间	2011-08-14 T00:00:00	2019-05-02 T00:00:00
结束时间	2011-08-14 T08:00:00	2019-05-02 T08:00:00
参考时间	2011-08-14 T00:00:00	2019-05-02 T00:00:00
Xcen,Ycen	192″, 749″	19.0″, 211.5″
视场x，视场y	230″, 116″	346.0″, 269.0″
仪器	AIA	AIA
通带	171,193,211	171,193,211
曝光归一化	True	True
时间分辨率	12 秒	12 秒

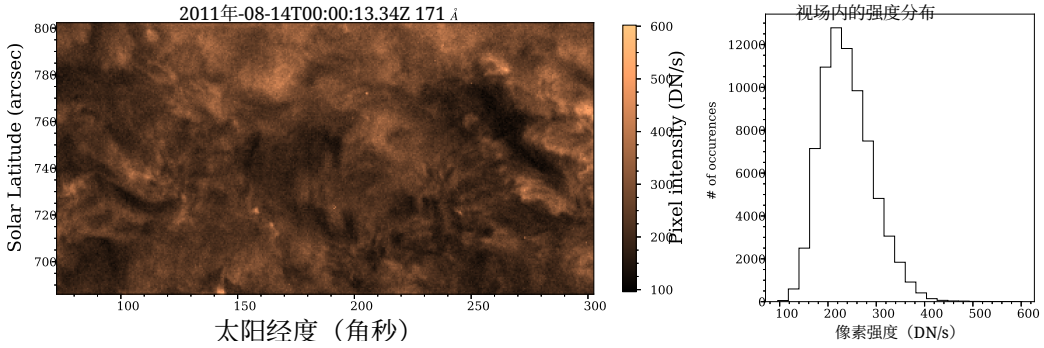


图4.3：对应于 DS1 的 171 Å 宁静太阳图像，以及相应的强度直方图。

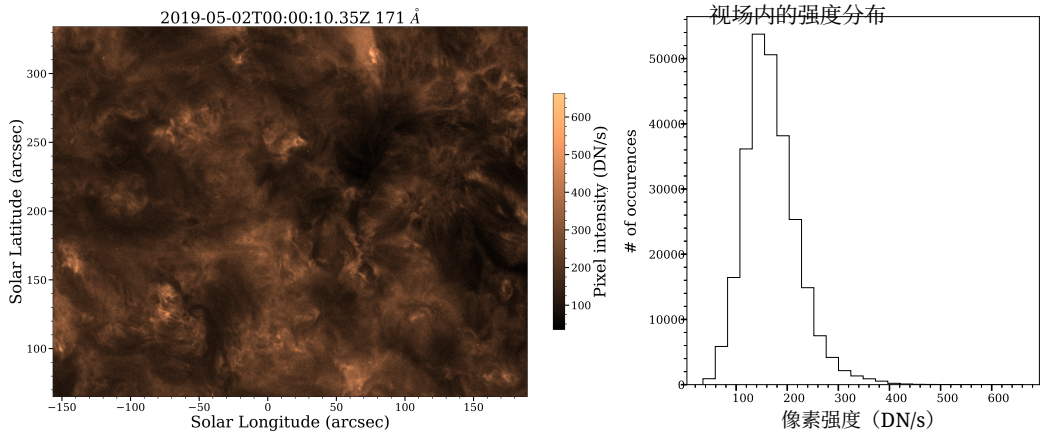


图 4.4：与图 4.3 相同，但针对 DS2。

2016年），这在图中表示为黑色水平线。强度和磁通密度的时间序列显示在图 b 和 c 中。分布-

分别在面板 a 和 d 中展示，表明其呈对数正态分布，这与此前 Pauluhn & Solanki (2007) 对 SUMER 的观测以及 Tajfirouze & Safari (2012) 的 AIA观测结果一致。

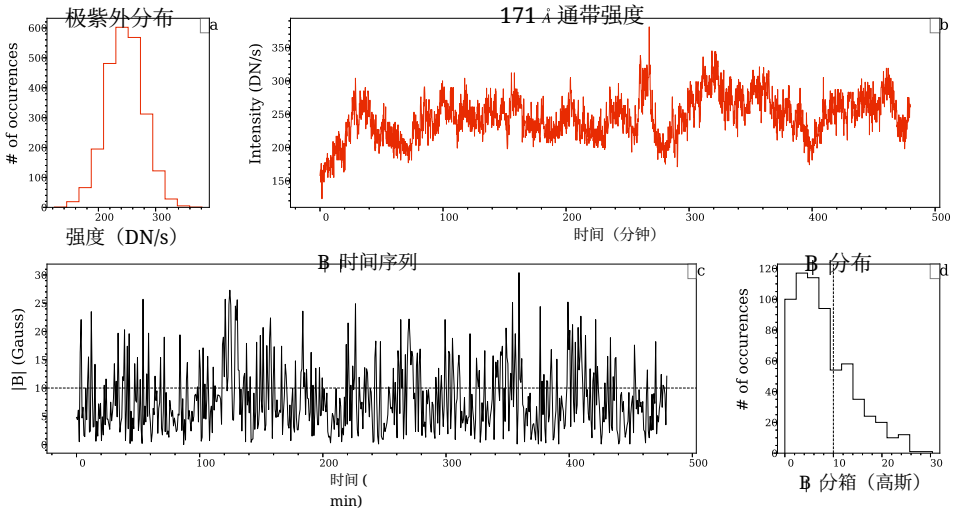


图4.5：DS 1 视场中一个像素的强度和磁场强度时间序列及其对应的分布，如图中标注。图（c）和（d）中标出了 10 G 噪声水平。

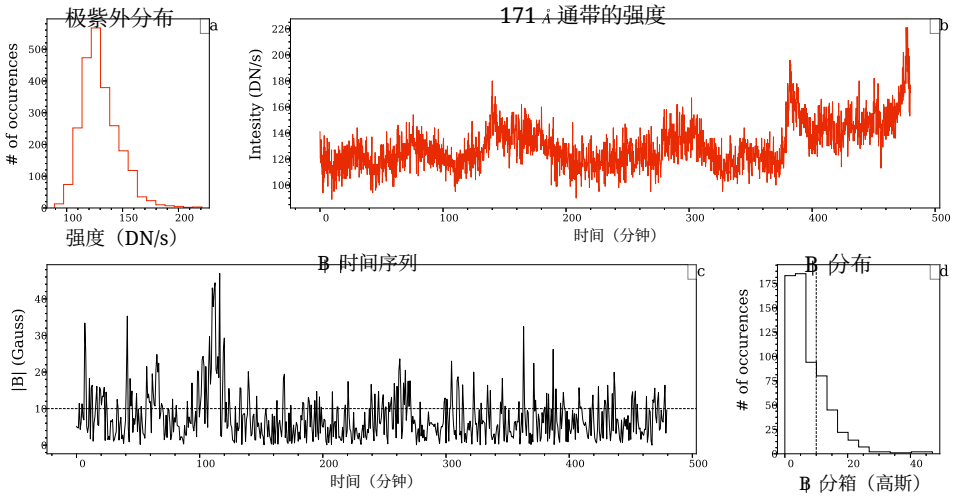


图 4.6：与图 4.5 相同，但针对 DS2。

4.3.2 噪声表征

图4.5和图4.6所示的极紫外光变曲线带有固有噪声，且基本上由光子散粒噪声主导。因此，我们需要减弱这种噪声的影响。通常，噪声会被纳入模拟集，使神经网络学会区分噪声增强和信号。然而，所有通带共有 $\approx 900,000$ 条光变曲线；若在模拟中纳入每条光变曲线特有的噪声特征，数据集规模将增加数倍。由于计算能力不足，我们不进行此类处理。相反，我们设计了一种方案，在降低噪声的同时避免过度平滑（从而将真实事件平均掉）。我们将这一过程称为 `Finding kneemo`。

`Finding kneemo` 基于机器学习中执行的现有拐点分析。广义而言，该算法的目标是监测性能指标相对于平滑自由参数的变化；在我们的案例中，该参数是平滑窗口的大小。我们观察到性能指标显著改善时所对应的窗口大小，被视为箱形窗口。该变点通常被称为“拐点”。

The knee determination is extremely qualitative, though some methods exist which quantify this well (see, for example Salvador & Chan 2004). In our analysis, we consider a random light curve for a pixel in our data set, along with its error time series, obtained from `aia_bp_estimate_error.pro`. We smooth the light curve using a box-car of box size varying between 1 and 100 and obtain its modified SNR (Signal-to-Noise Ratio). We then plot the obtained SNR against the box size in Fig. 4.7, along with the asymptotes of the SNR, and find their point of intersection. This point is then selected as the box-car window size. From Fig. 4.7, we find that the asymptotes intersect at a box-car size of 5-time points. Therefore, we use this value to enhance SNR. Note that we have run this analysis on several lightcurves within our dataset and have found a consistent result. Thus, we have performed box-car averaging with a box size of 5-time points for all the light curves in our dataset. An example plot with the original and the smoothed light curve is shown in Fig. 4.8. Our observed data is now ready. We next need to ready the simulation grid and get the `iPSM` trained and ready.

4.3.3 PSM用于极紫外数据的网格

我们在一个很大的参数空间内进行模拟，如表4.3 所详述。我们生成长度为 $5L + 1600$ 的光变曲线，其中 L 是.....的长度

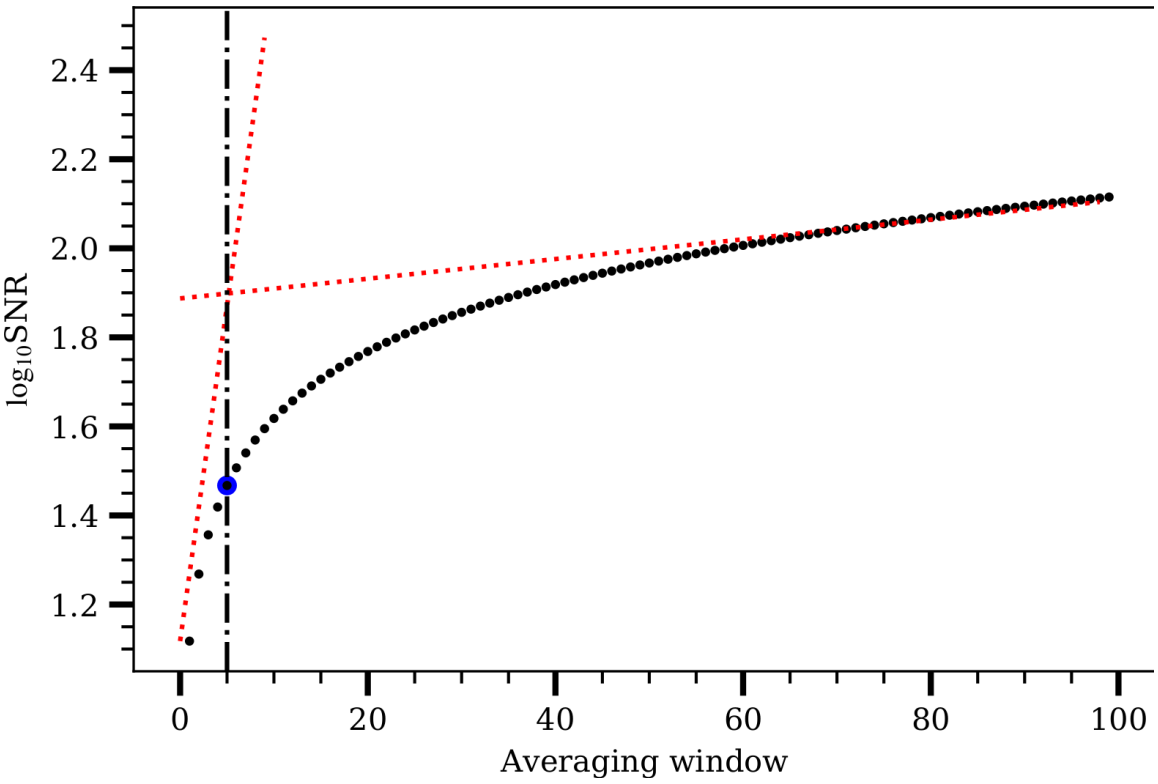


图4.7：信噪比随箱形窗口的变化。黑点表示变化，红色虚线表示渐近线。黑色竖线表示大致的交点（以蓝色标出）

表4.3：模拟网格参数。请注意，所有参数均采用代码单位。

参数	范围	步长
p_f	$[0.05, 0.95)$	步长为 0.05
α	$[1.1, 3.0)$	步长为 0.1
τ	$[1, 100)$	步长为 2.0
y_{max}	0.3	
y_{min}	0.03	

光变曲线（在我们的情况下为2400），并从两侧各舍弃 800个样本，以消除边界效应。将剩余的光变曲线折叠5次，得到长度为 L^2 的最终光变曲线。这样做是为了最大限度地减小随机数生成器初始种子的影响。按照Bazarghan 等（2008年）的做法，观测光变曲线按其中值进行归一化。因此，从

[2]折叠本质上是将光变曲线分成 5 个长度相等、长度为 L 的区段，并计算这些区段的平均曲线

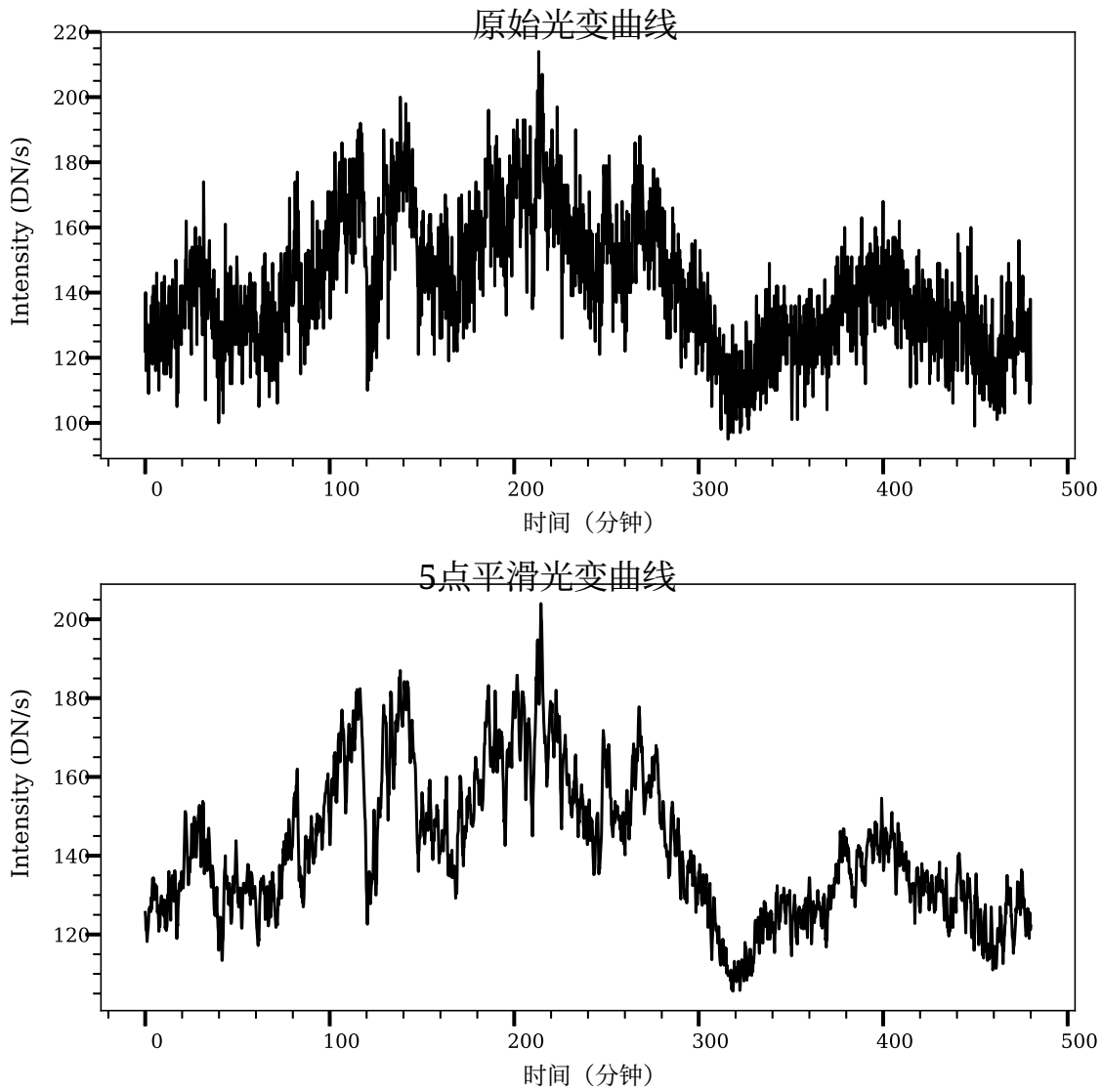


图 4.8</style】： `Finding kneemo` 的原始光变曲线与平滑光变曲线比较。

此后不再带有相关单位。最后，我们使用模拟数据训练模型，并使用同一个反演模型对全部三个通带进行推断。

4.3.4 极紫外 iPSM 反演性能

为评估 iPSM的性能，我们在图4.9中展示了 p_f（左图）、τ（中图）和 α（右图）的目标值与预测值之间的散点图。正如可以直接看出的那样，预测值非常接近目标值，从而

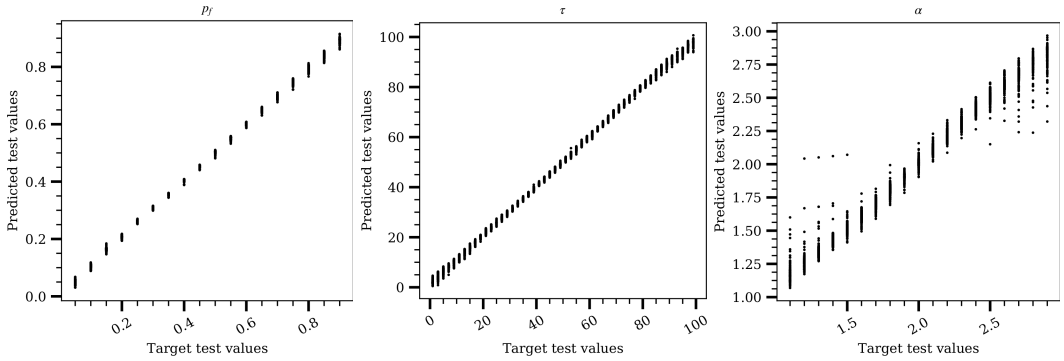


图 4.9：对于 p_f（左）、τ（中）和 α（右），我们卷积神经网络得到的目标参数值与预测参数值的相关图。该图量化了卷积神经网络从训练集获得的泛化能力。

在测试集上验证我们网络的性能。这可以使用决定系数（R^2）来量化，其定义为:

$$R^2 := 1 - \frac{\Sigma_i \left(x_i - \hat{x}_i\right)^2}{\Sigma_i \left(x_i - < x >_i\right)^2}, \tag{4.3}$$

其中，$< x >$ 表示目标集的均值，$\mathbf{x} = \{x_i\}$ 表示目标值，$\hat{\mathbf{x}} = \{\hat{x}_i\}$ 表示预测值。在此情况下，i 对应测试集中的点数，即针对每个目标参数分别计算 R^2。p_f、τ 和 α的 R^2 值分别为 0.990、0.999 和 0.97，表明我们的网络性能出色。现在，我们的网络已准备好接收观测强度光变曲线。

4.3.5 极紫外：结果

现在我们讨论该网络在极紫外光变曲线上的应用。首先，我们在§4.3.5中讨论单条光变曲线的结果。然后，我们讨论通过全部三种AIA通带获得的所有光变曲线的结果。最后，我们探究各参数之间的相关性，并分析其中涉及的能量学。

卷积神经网络在单条光变曲线上的应用

为了展示，我们选取 DS1 和 DS2 中一个随机像素的强度光变曲线，并得到相应的模拟光变曲线。需要注意的是，由于 `PSM` 是一种用于以“统计方式”生成观测表征的统计模型，

因此不应将模拟与观测逐点比较。仅仅改变随机数生成器的种子，就可能改变事件发生的具体时间。此外，由于事件振幅是从某个分布中抽取的，随机种子的取值也可能改变特定时刻的事件振幅。不过，这些种子不会改变光变曲线的整体统计特性。因此，观测与模拟必须依据光变曲线的统计特性（例如强度分布、功率增强的频率）进行比较，而不是逐点比较光变曲线。获得一条具有良好代表性的模拟光变曲线后，即采用相应的参数集来表征观测到的光变曲线。

在图4.10和图4.11中，我们展示了观测到的（橙色）与模拟的（蓝色）光变曲线（面板 a）、强度分布的核密度估计（KDE；面板 b）、全局 Morlét 功率谱（面板 c）和累积分布函数（CDF；面板 d）的比较。请注意，观测到的和模拟的光变曲线均以其中位数归一化。模拟光变曲线的参数组为通过进行 1000 次蒙特卡洛模拟得到的参数分布的均值，并标注在图的底部。核密度估计可理解为直方图的连续扩展（例如，见 Chen 2017年）。请注意，图4.9中的 p_f 和 τ 按每个时间步定义，并且可以转换为实际单位，如下所示。

$$p_f(\text{per min}) = \frac{p_f(\text{inferred})}{\text{Cadence(min)}},$$

and

$$\tau(\text{min}) = \tau(\text{inferred}) \times \text{Cadence(min)}.$$

此后记为 p_f，其表示每分钟的事件数量，而 τ 是以分钟为单位的时间尺度。 α 仍然是一个无量纲参数。从图 4.10a 和 4.11a 中可以看出，观测光变曲线与模拟光变曲线之间具有出色的统计对应关系。这一点也得到了它们相应的 KDE（面板 b）和 CDF（面板 d）相匹配的佐证。此外，Morlét 小波功率谱显示，观测光变曲线与模拟光变曲线在相应频率处均出现峰值。这些结果证实，反演模型能够学习与 3 个自由参数对应的时间序列和分布特性。我们进一步强调，在这两个案例中推断出的 α 值为 ≥ 2，这反过来表明，能量较小的事件主要负责产生这些特定示例的辐亮度。

从图 4.10 和图 4.11 可以看出，模拟光变曲线的表示效果（使用累积分布函数和 Morlét 功率）与

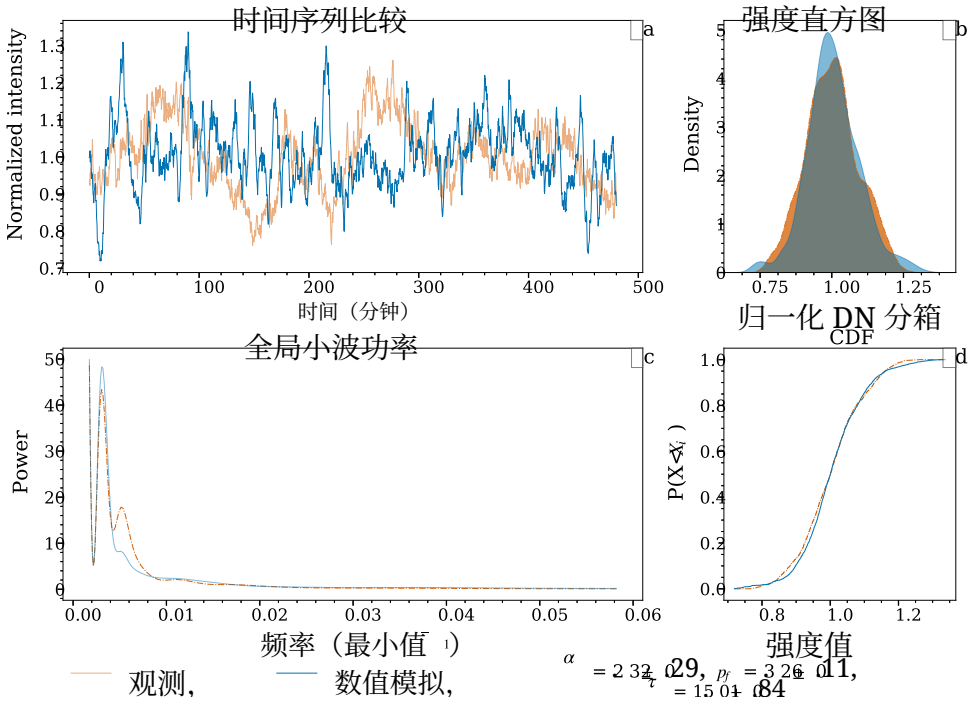


图 4.10：DS1 中使用 171 Å 通带获得的代表性光变曲线与模拟光变曲线的比较。观测结果以半透明橙色显示，模拟结果以蓝色显示。面板 a：归一化观测光变曲线和模拟光变曲线；面板 b：观测光变曲线和模拟光变曲线的 KDE；面板 c：观测与模拟的全局莫尔莱小波功率；面板 d：模拟与观测的累积分布函数（CDF）比较。

通过蒙特卡洛模拟得到的参数分布范围之间存在明确的关系。考虑百分比不确定性（即不确定性/平均值），我们发现，对于 DS1，p_f 中的这一数值约为 3%；对于 DS2，p_f 中约为 6%；对于 DS1，τ 中的数值为 $\sim 5\%$；对于 DS2，为 $\sim 4.5\%$；对于 DS1，~ 12中的数值为 $\sim 15\%$；对于 DS2，则为 $\sim 15\%$。因此，与 DS2 相比，反演模型对 DS1 参数的确定性更高，这一点也反映在前两个峰值处 DS2 相较于 DS1 的观测与模拟之间 Morlét 功率的相对不匹配上（请注意图 c 各面板 y 轴范围的差异）。因此，假设 PSM是真实值，这种不确定性度量结合蒙特卡洛前向传播，有助于我们解释哪些参数会显著影响给定反演的质量。

多光变曲线 - 多通带分析

由于我们的网络对两个数据集中的随机像素所获得的光变曲线都能给出可靠结果，因此我们现在将三个 AIA通带的所有光变曲线（每个通带 331967 条）输入网络，以获得每条光变曲线对应的参数集。受运行条件限制，这种情况下我们只进行 100 次蒙特卡洛前向传播。我们强调，对于数量有限、经人工挑选的代表性光变曲线，进行 100 次和 1000 次蒙特卡洛前向传播所得的参数集在统计上相同。对于两个数据集，我们首先将每条光变曲线除以其中位值，将其重新缩放至 0 到 1 之间，然后通过卷积神经网络进行蒙特卡洛前向传播，并得到均值参数集。最后，我们分别针对两个数据集的每个 AIA通带，将整个视场内的参数集合并，以改进统计结果。由于所有光变曲线都来自宁静太阳区域，且彼此独立演化，因此可以进行这种合并。图 4.12 展示了合并后数据集中的耀斑频率 p_f（面板 a）、持续时间 τ（面板 b）和幂律斜率 α（面板 c）的分布。实线蓝色曲线对应 171 Å 观测，红色点划线对应 193 Å 观测，绿色虚线对应 211 Å 观测。

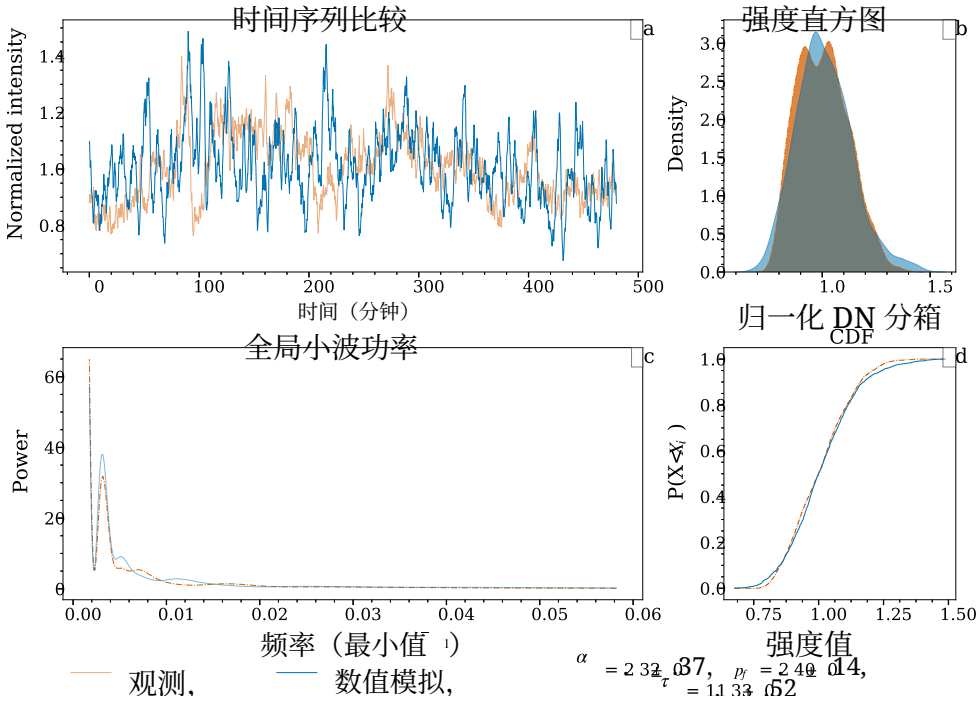


图4.11：与图 4.10 相同，但针对 DS2。

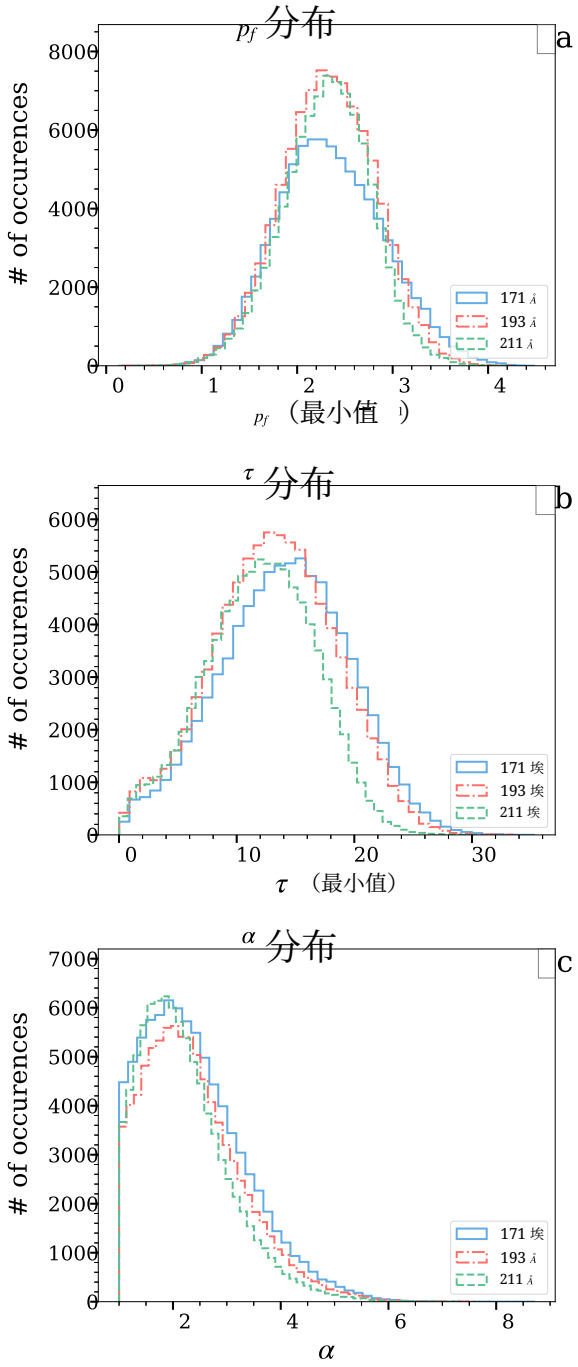


图4.12: p_f（面板a）、τ（面板b）和α（面板c）在两个数据集上的推断参数集分布。颜色分别为蓝色（171 Å）、红色（193 Å）和紫色（211 Å）。

图中显示，所有通带的这三个参数的分布都极为相似。p$_f$ 分布的峰值出现在 171 Å 下每分钟 ~ 2.2 次事件处

对于 193 Å 和 211 Å，事件发生率为每分钟 ∼2.4 次，数值范围为每分钟 1 至 4 次。τ的分布在 211 Å 下约 12 分钟、193 Å 下约 14 分钟、171 Å 下约 16 分钟处达到峰值，这表明其对温度略有依赖。不过，我们强调，由于 AIA通带具有多温特性，因此应谨慎看待这一推断。 α的分布绘于面板中。

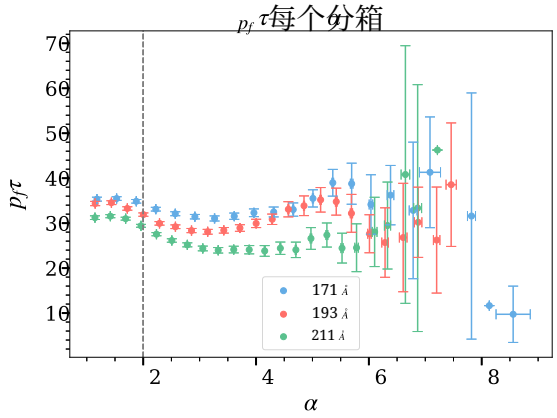


图 4.13： $p_f\tau$ 随 α的变化。垂直虚线标示 $\alpha = 2$。误差棒表示 3σ 标准误差。

c，范围在 1.0到8 之间，三个通带的峰值均为 $\sim$ 2.3 。当我们考察整组光变曲线时，发现171 Å 中有 $\sim$ 62% 的光变曲线具有 $\alpha \geq 2$，而对于 193Å 和 211 Å 通带，这一比例分别为 $\sim$ 61% 和 $\sim$ 54%。因此，我们发现，随着在更热的通带中逐步探测宁静太阳，低能量事件的主导地位有所降低。我们还注意到，三个参数的衰减均从较热的通带（即 211Å）开始，随后依次是温度逐渐降低的通道（分别为 193 Å 和 171 Å）。

为进一步了解宁静太阳在 α的两个区间中表现出的任何异常特征，我们在图 4.13中绘制了 $p_f\tau$随 α的变化。按照Pauluhn & Solanki(2007) 的说法，因子 $p_f\tau$ 可解释为，对于给定像素，激发（即由 p_f产生强度）与阻尼（即由 τ造成强度耗散）之比。这里，我们研究其中一者相对于另一者的主导性。为了提高信噪比，我们在 α的固定分箱内对 $p_f\tau$ 进行了平均。请注意，用于平均的分箱大小取自 Doane (1976)。所示误差棒为 3σ 标准误差[3]。

该 pl 这表明激发与阻尼之比几乎没有变化

[3]标准误差定义为 $\sigma/\sqrt{N}$，其中 σ是分箱中样本的标准差， N 是样本中的点数

对于 $\alpha < 1.8$ and，该比值在这一范围内与 α 无关。然而，对于 $\alpha \geq 1.8$，动力学发生了变化；我们发现，随着 α增加，该比值会降低。末尾较大的误差棒是由于统计数据不足所致。但即使考虑到截至 $\alpha = 4$的变化，我们仍发现该比值随 α 显著降低，表明阻尼相对于激发的主导作用日益增强。因此，一旦较小事件开始主导辐亮度的产生，激发就会减弱，或阻尼会增强，或二者兼有。

能量学

有了所获得的参数集后，我们现在可以研究其中涉及的能量学。理解能量学的一种简单方法，是将斜率 α 与其他自由参数的行为进行比较。较大的斜率意味着较小能量占主导，而较小的斜率意味着较大能量占主导。

为了以纳耀斑峰值强度的形式量化关系，Pauluhn& Solanki (2007) 将平均峰值纳耀斑辐亮度(E_{avg})定义为：

$$E_{avg} := \left(\frac{1-\alpha}{2-\alpha}\right) \cdot \left(\frac{y_{max}^{2-\alpha} - y_{min}^{2-\alpha}}{y_{max}^{1-\alpha} - y_{min}^{1-\alpha}} \cdot\right) \tag{4.4}$$

E_{avg} 是给定时间序列中纳耀斑平均峰值辐亮度的度量。利用公式4.4，我们估算每个像素的 E_{avg} 值，并通过这些参数之间的散点图，研究其与耀斑频率（p_f）以及耀斑持续时间（τ）之间的关系。

在图4.14中，我们绘制了 p_f （左图）和 τ （右图）随 E_{avg} 的变化，其中涵盖全部三种波长。我们对恒定 E_{avg}分箱内的自由参数进行了平均，误差棒为 3σ 标准误差。图中显示，p$_f$ 随着E$_{avg}$的增加略有下降趋势，不过在开始阶段出现了急剧下降。然而， τ 随着E$_{avg}$ 的增加而单调增加，直到大约E$_{avg}$ $= 0.085$ ，此后呈现饱和。此外，该图还进一步表明，耀斑持续时间系统性地缩短，其中最冷的通带（171 Å）缩短幅度最大。

这些是由极紫外三个通带中的 $\approx 900{,}000$ 条光变曲线揭示的动力学。然而，像 E_{avg} 这样的量仍未赋予维度，因此无法确定脉冲加热范式中涉及的确切能量学。为此，我们现在将 `iPSM` 应用于月船2号的X射线数据。

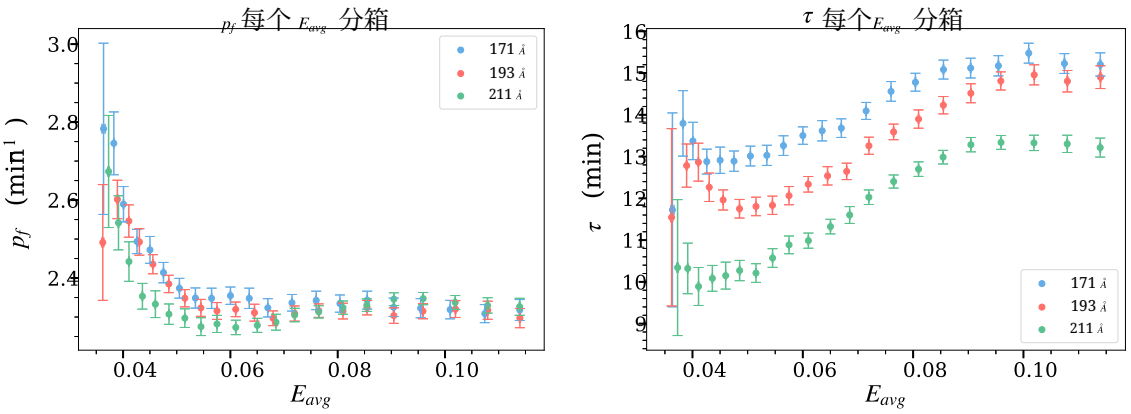


图4.14：不同通带下，自由参数（分箱）关于 E_{avg} 的推断依赖关系。蓝色表示171Å，红色表示 193Å，绿色表示211 Å。左： p_f 按每个 E_{avg} 分箱绘制；右： τ 按每个 E_{avg} 分箱绘制。误差棒表示3σ。

4.4 X射线数据分析

现在我们将查看X射线数据的分析与结果。首先，我们将在§.4.4.1中查看数据，在§.4.4.2中概述建模，并在§.4.4.3中介绍能量边界的生成。然后，我们将在§. 4.4.4中查看统计不确定性模型，并在§. 4.4.5中介绍更新后的参数搜索。我们将在§. 4.4.6中查看结果。

4.4.1 观测和数据

我们现在使用月船2号任务搭载的 XSM 记录的观测数据。XSM 将太阳作为一颗恒星进行观测，并提供 1–15 千电子伏特能量范围内的 X射线光谱测量值。研究表明，即使太阳活动水平远低于 A 级，XSM 仍具备开展光谱测量的灵敏度（Mithun 等，2020）。因此，可以利用 XSM 观测数据获取宁静阶段太阳的 X射线通量。

我们选取了两个时间段（2019年10月17日至21日和2020年2月14日至21日）的 XSM 观测，在这些时间段内太阳圆面上没有活动区，这一点已由 Solar Monitor [4] 证-实。在这项工作中，我们感兴趣的是研究贡-

[4] https://solarmonitor.org

未分辨的脉冲事件对宁静日冕光变曲线的贡献，而不是像微耀斑这样得到充分分辨的事件。因此，通过目视检查X射线光变曲线，我们移除了Vadawale等（2021b）研究的类微耀斑事件，使所选观测真正代表宁静太阳日冕，类似于Terzo等（2011）。这一步不可避免地造成了数据间隙。然而，由于我们对宁静太阳光变曲线感兴趣并进行统计研究，因此忽略这些间隙，将光变曲线连接起来，从而获得了连续时间序列。

针对所选时长，我们使用XSM数据分析软件（XSMDAS；Mithun 等（2021b））从原始数据生成了经过有效面积校正且具有时间分辨率的X射线光谱。鉴于这些观测期间太阳X射线通量极低，光谱的时间分箱大小选定为 2 分钟，以使通量因计数统计导致的不确定性通常小于 5%。随后，根据时间分辨光谱 $S(E,\ t)$ 计算能量范围 E_1 至 E_2 内的X射线通量光变曲线 $F(t)$：

$$F(t) = \sum_{E=E_1}^{E_2} \frac{S(E,t)\ E}{A(E)} \tag{4.5}$$

其中， $A(E)$ 是 XSM的轴上有效面积（Vadawale等（2021b））。对于这两次观测，我们使用公式4.5生成了能量范围为1.0–1.3keV、1.3–2.3keV和1.0–2.3 keV 的光变曲线。由此获得的光变曲线如图 4.15所示。由于XSM 在宁静太阳观测期间在高于2.3 千电子伏特的能量处未观测到明显通量，因此不考虑高于 2.3 千电子伏特的光谱。

4.4.2 建模概述

我们需要根据XSM获得的X射线光变曲线（如图 4.15所示），对 p_f、 τ、 α、 y_{min} 和 y_{max} 进行推断。由于 XSM 光变曲线具有绝对通量校准，我们还希望进行粗略的参数扫描，以便对 y_{min} 和 y_{max} 也提供约束。虽然 `iPSM` 模型构成了我们工作的核心推断模块，但由于参数空间中的简并性，对全部 5 个参数进行优化本质上是困难的。因此， `iPSM` 仅对自由参数中的三个进行推断，同时将 y_{min} 和 y_{max} 固定。因此，我们将反演方案分解为两个步骤（见图4.16）：第一步确定 p_f、 τ 和 α，第二步通过在事件振幅的精确范围内进行精细搜索来确定 y_{max} 和 y_{min}。如图 4.16 所示，每个步骤又包含若干部分。然而，第一步要求我们已经对 y_{max} 和 y_{min} 有一个合理的估计。因此，我们首先对

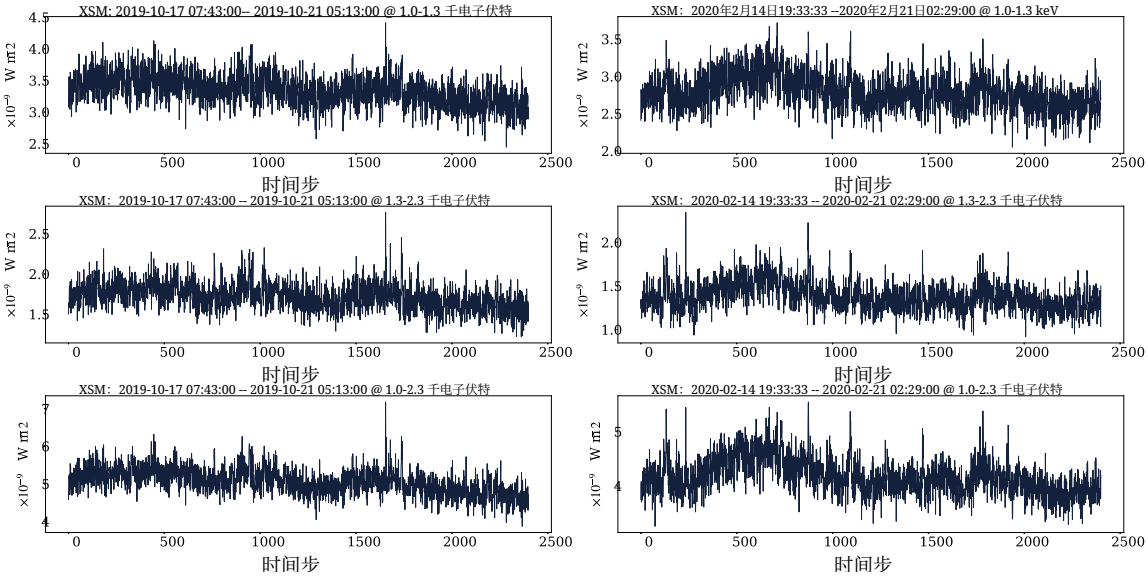


图 4.15：本研究所考察的 XSM 观测光变曲线。左（右）列为 2019年（2020）年的观测。顶行是 1.0– 1.3 keV 的光变曲线，中间一行是 1.3–2.3 keV 的光变曲线，底行是 1.0–2.3 keV 的光变曲线。

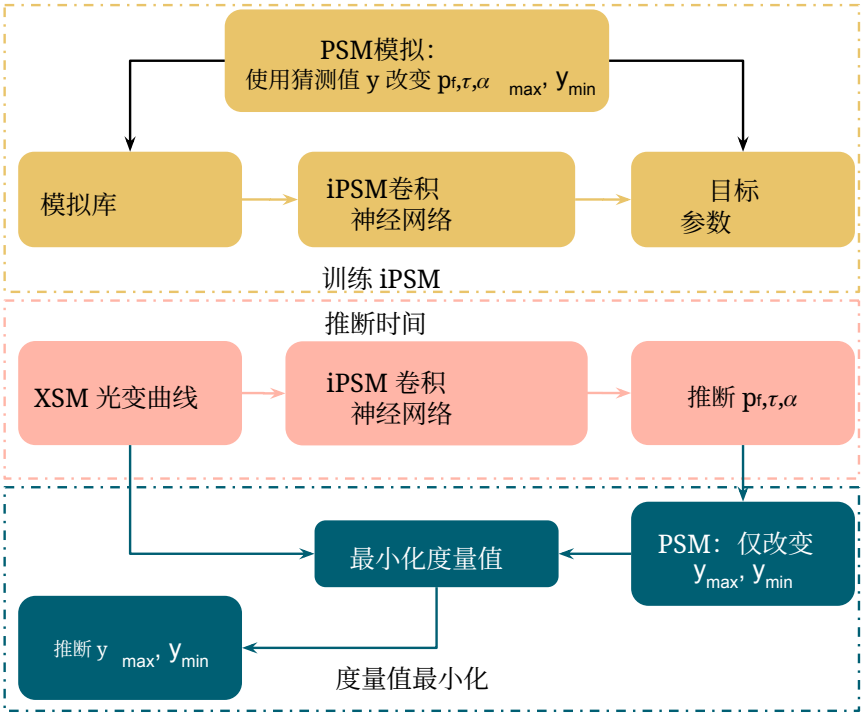


图 4.16：展示算法各个步骤的流程图。首先，在模拟数据上训练 `iPSM`。接着，使用训练好的模型推断 p_f、τ 和 α。最后，通过最小化误差度量值推断 y_{max} 和 y_{min}。

利用先验观测并固定一个初始猜测值，确定 y_{max} 和 y_{min} 可取的值范围。使用这些 y_{max} 和 y_{min}，我们生成一个数值模拟库，扫描一系列 p_f、τ 和 α。请注意，这个模拟库与我们在 EUV 分析中使用的模拟库**不同**。然后，我们使用这个模拟库训练 `iPSM`（图 4.16 中的“训练 iPSM”模块），学习从模拟光变曲线到其对应参数的映射。最后，我们将 XSM 光变曲线输入训练好的模型进行前向传播，并推断相应的 p_f、τ和 α（图 4.16 中粉色部分的“推断时间”）。

在步骤 2 中，我们使用步骤 1 推断出的 p_f、τ 和 α 的值，生成另一组数值模拟，此次对 y_{max} 和 y_{min} 进行扫描。请注意，y_{max} 和 y_{min} 的范围均在步骤 1 所述的边界内。最后，通过最小化适当的度量值，我们针对 XSM 光变曲线进行参数扫描，以推断 y_{max} 和 y_{min}（“度量值最小化”，图 4.16 中的海绿色部分）。因此，通过两步过程，我们推断出 `PSM` 的全部 5 个自由参数。

4.4.3 固定 y_{max} 和 y_{min}

如上所述，为了在第–1步中为 `iPSM` 生成数值模拟库，我们需要固定 y_{max} 和 y_{min}。此外，我们需要定义 y_{max} 和 y_{min} 的边界，在该范围内执行第–2步搜索。为此，我们首先近似固定 y_{max}的上界和 y_{min} 的下界，然后在此范围内固定第–1步的 y_{max} 和 y_{min} 值。我们首先将每个脉冲事件的积分能量定义为：

$$E = 4\pi \mathsf{R}_{1\mathsf{AU}}^2 \cdot \tau \cdot \mathsf{F}_{\mathsf{median}} \cdot \mathsf{F}_{\mathsf{code}}, \tag{4.6}$$

其中，E是给定能带中的光度，$\mathsf{F}_{\mathsf{code}}$ 是以代码单位表示的事件振幅，τ 是相关的时间尺度（以秒为单位），$\mathsf{R}_{1\mathsf{AU}}$ 是太阳到地球的距离（以米为单位），$\mathsf{F}_{\mathsf{median}}$ 是 XSM 光变曲线的中位强度（单位为Wm^{-2}）。请注意，由于我们在训练和推断期间将观测光变曲线除以其中位值，因此需要将代码单位中的事件振幅乘以相同的缩放因子，才能得到正确的有量纲值。公式 4.6中的这个转换因子有助于我们将代码单位中的事件能量转换为实际单位。由于我们希望生成 y_{max} 和 y_{min}的边界，因此在给定公式 4.6 中其他项的情况下，我们固定 $\mathsf{F}_{\mathsf{code}}$ 的边界。

方程 4.6 的右侧各项（$\mathsf{F}_{\mathsf{code}}$ 除外）对于两者都是相同的，The text ends incomplete: “common for both the” should translate retaining incomplete. "对于两者都是相同的" yes. But $\mathsf{F}_{\mathsf{code}}$ placeholder? Rules placeholders $_{\mathsf{code}}$; here $\mathsf{F}_{\mathsf{code}}$ is perhaps text F plus placeholder, preserve. Fine. Could be "Eq." equation = 方程. Output only.

y_{max} 的上界和 y_{min}的下界。让我们考虑1–2.3 keV能段中的中位强度，其为 $\approx 5 \times 10^{-9}$ Wm^{-2} （见图4.15），1天文单位为 $\approx 1.5 \times 10^{14}$ m，最大时间尺度为 ≈ 720 秒。我们从§.4.3.5中所示的宁静太阳（QS）211 Å波段光变曲线的 `iPSM` 反演中获得这一时间尺度。AIA211 Å波段对应的温度为$\log T \approx 6.2$，而X射线测量值通常处于$\log T \approx 6.2 - 6.8$ 范围内（Vadawale等人 2021年a）。因此，我们将211 Å结果作为X射线测量值的代理。于是，振幅为单位的事件（即$\mathrm{F_{code}} = 1$）将对应于 $\approx 10^{25}$ 尔格的能量。

首先，我们为 y_{max} 推导出一个上限。我们注意到，Vadawale 等人 (2021a) 研究的所有微耀斑都已从我们的数据集中移除。因此，我们数值模拟中的单个事件不可能大于 Vadawale 等人 (2021a) 观测到的最小耀斑。由于我们研究的是特定能带，因此我们针对 1–2.3 千电子伏特能带，重新计算了 Vadawale 等人 (2021a) 中的能量分布。Vadawale 等人 (2021a) 推得该能带对应的最低能量为 10^{24} 尔格。这对应于公式 4.6 中的“E”。因此，要满足最大振幅条件，$\mathrm{F_{code}}$ 应为 < 0.1 。由此，我们得到了 y_{max} 的上限——即 $y_{max} < 10^{-1}$。

确定了 y_{max} 的上界后，我们转而确定 y_{min} 的下界。我们考察 Katsukawa & Tsuneta 2001；Katsukawa 2003 得出的软X射线光变曲线中观测到的波动的能量学。这些作者发现，能量为 $\approx 10^{20-22}$ 尔格的脉冲事件与活动区软X射线光变曲线波动的分布一致。然而，Labonte与Reardon（2007年）指出，Katsukawa与Tsuneta（2001年）获得的光变曲线中的波动与噪声一致。因此，我们取可能能量的下限，并将 y_{min} 的下界设为 10^{20} 尔格，其中下限对应于“噪声”事件。根据公式 4.6，该值对应于代码单位中的 $y_{min} > 10^{-5}$ 。因此，事件振幅只能介于 10^{-5} 和 10^{-1} 之间。由此，这些物理观测为事件预期能量范围设定了大致边界。

我们已获得 y_{min} 的下界和 y_{max}的上界。为了在步骤–1中确定 y_{max} 和 y_{min} 的值，我们仅针对 y_{max} 和 y_{min}的一个非常有限的组合进行原型测试，为每种组合生成一个 `iPSM` 模型。通过目视检查，我们发现 5×10^{-3} 和 10^{-4} 的 y_{max} 和 y_{min} （代码单位）所生成的数值模拟在强度分布和小波功率谱方面与XSM观测吻合良好。因此，我们将 y_{max} 和 y_{min} 分别固定为 5×10^{-3} 和10^{-4} ，以生成用于反演步骤–1的数值模拟库。

4.4.4 统计不确定性模型和模拟库生成

利用上述讨论的所有参数，我们生成模拟光变曲线，并将其与来自 XSM的观测光变曲线进行比较。然而，众所周知，宁静太阳在X 射线波段的发射很弱（例如参见 Brosius etal.1997 年；Kat- sukawa & Tsuneta2001 年；O'Dwyer et al.2010b ），预计计数统计的贡献也不可- 忽略。因此，为了进行客- 观比较，必须将相关的模拟光变曲线与这些统计不确定性结合起来。

对于极紫外数据，我们开发了算法 `Finding kneemo` 来平滑光变曲线。我们进行平滑处理，只是因为当时计算资源不足，无法生成包含观测到的统计不确定性的庞大模拟数据集。但现在，我们只有 6 次X射线观测，因此可以在模拟本身中纳入这些统计不确定性，无需再借助 `Finding kneemo`进行平滑处理。

为此，我们通过传播每条光变曲线观测计数的泊松误差，估算其统计不确定性。因此，对于每条需要反演的观测光变曲线，我们都知道每个时间步的信号及其相关不确定性。

为了以单个数值对整个光变曲线的不确定性进行无量纲估计，我们首先计算给定 XSM 光变曲线在每个时间步的 不确定性与信号比 r_t 。这给出了"不确定性波动"占信号的比例。r_t 的众数记为 r，它是整个光变曲线的不确定性占观测信号比例的估计值。我们为每条观测到的光变曲线计算 r。

为将这种不确定性纳入每条模拟光变曲线，我们将每个时间步的强度替换为从高斯分布中抽取的一个样本，该分布的均值为模拟强度（来自 `PSM`），标准差为该时间步强度的 r 倍。这样做是合理的：尽管原始光子计数服从泊松分布，但经过两分钟积分后的通量值预期服从高斯分布。由于共有 6 条光变曲线，因此每条光变曲线都有 6 组对应的模拟。

最后，我们按照上述所有步骤模拟光变曲线。我们生成持续时间为 $2400 \times 120 = 288000$ 秒的模拟光变曲线，时间采样率为 1 秒，即 1 个代码时间步长 = 1 秒。为了

尽量减小初始种子的影响，我们额外进行 1600 秒的模拟，并舍弃最初和最后的 800 秒。随后将模拟结果按 120 秒的时间间隔重新分箱，得到 2400 个时间点，以匹配观测。

我们将统计不确定性加入每条模拟光变曲线中，并在作为 iPSM的预处理步骤时，使用其中位数值对每条曲线进行归一化。完成参数推断后，我们将中位数归一化模拟结果与相应观测的中位数值相乘，从而构建出最佳匹配的模拟结果。这为我们提供了以 $W\ m^{-2}$为单位的模拟光变曲线。由于我们正在缩放模拟中的强度，因此也以相同方式缩放相应的 y_{max} 和y_{min} 值；这些值决定了这些事件的振幅。

对于步骤1，我们通过将 p_f 在每分钟3到57个事件之间变化来生成模拟库，这相当于将 p_f 在每秒0.05到0.95个事件之间变化，步长为每秒0.01个事件。时间尺度 τ 在1秒到500秒之间变化，步长为10秒，而 α 则在1.5到3.0之间变化，步长为0.1。该参数空间与 Upendran和Tripathi（2021a）相似。不过，由于我们预计X射线观测显示的时间尺度会比极紫外观测短得多（正如 Upendran和 Tripathi（2021a）所示），因此我们降低了 τ 的最大值（以秒为单位）。

随后，我们使用 iPSM 模型执行第 1 步推断，详情见第 4.2 节。不过，由于本研究中的模拟需要纳入不确定性，我们针对新一组模拟光变曲线从头重新训练模型。我们总共生成了 6 个反演模型，每个光变曲线对应一个。所有模型在 p_f 和 τ方面均显示 $R^2 > 0.98$，而 α 的 R^2 则超过 0.91。图 4.16 中的黄色和粉色流程图以图形方式展示了这一步骤。因此，我们通过第 1 步为每条 XSM 光变曲线推断 p_f、τ和 α。

4.4.5 超越 iPSM：度量最小化

在步骤 1 中，对于固定的 y_{min} 和 y_{max} 值，我们推断出三个参数 p_f、τ 和 α。在步骤 2 中，我们固定这三个参数，并通过遍历 y_{max} 和 y_{min} 生成一组新的光变曲线。我们在 9×10^{-4} 和 5×10^{-2} 之间遍历 y_{max}，以 $\log_{10}$ 为步长进行 45 次取值；同时在 $1{\times}10^{-5}$ 和 $5{\times}10^{-4}$ 之间遍历 y_{min}，以 $\log_{10}$ 为步长进行 36 次取值。我们按照第 4.4.4 节所述，将光子计数不确定性纳入这些光变曲线中。这些光变曲线构成了一个数据库，我们可以据此执行一种低成本的简单搜索，从而对 y_{min} 和 y_{max} 获得更好的约束。然而，为此我们需要定义一个随后可以将其最小化的度量值。由于我们的定性

“最佳拟合”取决于数值模拟与观测在强度分布和功率谱方面的良好匹配，因此我们在公式 4.7 中定义了一个简单的度量值：

$$m = \max\left((\mathrm{CDF_O} - \mathrm{CDF_S})^2\right) + \max(((\mathrm{P_O} - \mathrm{P_S})/\mathrm{P_O})^2). \tag{4.7}$$

这里，下标 O 和 S 分别对应观测和数值模拟。第一项用于求两条光变曲线的累积分布函数之间绝对差值的最大值。第二项用于求两条光变曲线之间小波功率相对失配的最大值。

利用这一度量值，我们随后进行网格搜索，找出使度量值尽可能低的组合。然后将对应的 y_{max} 和 y_{min} 作为最终的“推断”值。

4.4.6 X射线：结果

现在，我们将两步更新的参数估计方案应用于X射线数据。接下来，我们将展示每条光变曲线的结果，然后介绍这些事件的能量学结果。

光变曲线反演

在应用§4.4.2中所述的两步程序后，我们获得了 PSM 模拟的“最佳拟合”参数。在图4.17中，我们展示了步骤–2的度量值曲面，该曲面是 y_{max} 和 y_{min}扫描范围的函数，其中颜色越深，度量值越低。请注意，我们以对数刻度显示了度量值。蓝色圆圈表示步骤–1中原先预先固定的 y_{max} 和 y_{min} ，而绿色星号表示通过步骤–2参数搜索推断出的 y_{max} 和 y_{min} 解。

图4.17揭示了关于我们推断出的解的一些显著特征。首先，存在一整条“良好”解的对角线，展现了 y_{max} 和 y_{min}之间的简并性。其次，预先设定的 y_{max} 和 y_{min} 非常接近良好解的对角脊线，这也证明了我们为 y_{max} 和 y_{min}选择初始猜测是合理的。第三，最终的良好解有时与预先设定的值非常接近，有时则会发生数量级的变化。不过，最终振幅取决于通量中值。因此，对 y_{max} 和 y_{min}之比的约束很强。对 y_{max} 和 y_{min}进行约束时，看不到明显的全局极小值。不过，我们将要得到的解彩票论坛

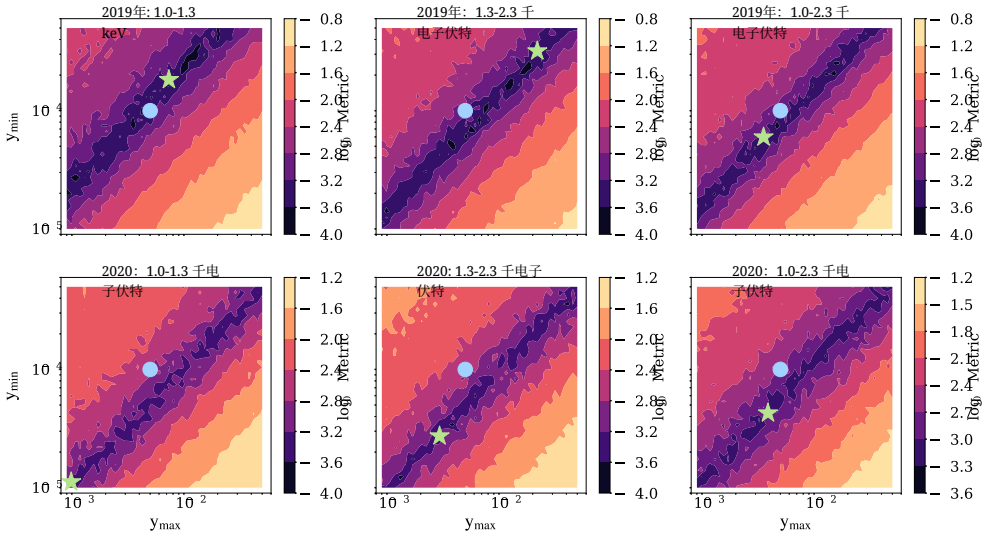


图 4.17：度量值随 y_{max} （x 轴）和 y_{min}（y 轴）的变化。这里以代码单位表示这两个参数（注意对数刻度），而度量值则以 $\log_{10}$ 的刻度表示。蓝色圆圈表示最初选定的 y_{max} 和 y_{min} （由 `iPSM` 使用），绿色星号对应于度量值最低的（y_{max}，y_{min}）。

见下文，这会很好地再现观测光变曲线。现在，我们在图4.18–4.20中展示对1–2.3 keV能段内信号积分所得的全部光变曲线的反演结果。为便于讨论，我们只关注图4.18，其他光变曲线的结果与之类似。

在图4.18中，我们展示了光变曲线（面板a）、强度分布（面板b）、小波功率谱（面板c）和累积分布函数（CDF；面板d）。橙色表示观测，黑色表示 `PSM` 最佳拟合参数的前向模型。请注意，模拟的光变曲线包含了不确定性。功率谱中的不确定性带对应于时间上的1-σ个标准差。上面四个面板对应于2019年记录的数据，下面四个面板对应于2020年记录的数据。再次注意，统计上准确的数值模拟必须很好地捕捉强度分布。同样，这样的数值模拟还必须捕捉时间序列中具有超额功率的重要频率。这些频率由直方图（以及CDF）和小波功率谱表示。功率谱中相似频率处峰值的存在为我们提供了重要尺度，尽管我们强调，功率的确切数值不必完全匹配。这些图显示出良好的对应关-

观测到的光变曲线与模拟光变曲线之间，在匹配不同尺度上的分布和小波功率方面均表现一致。因此，采用 iPSM的两步反演方案成功捕获了所呈现观测中的必要信息。我们在表 4.4 中总结了全部六条光变曲线的反演参数。

表 4.4:: 六条光变曲线的反演参数汇总 .

参数	1.0 – 1.3 千电子伏特		1.0 – 2.3 千电子伏特		1.3 – 2.3 千电子伏特	
	2019	2020	2019	2020	2019	2020
p_f (事件/分钟$^{-1}$)	27.89 ± 1.67	33.18 ± 1.87	28.00 ± 2.16	34.17 ± 1.97	25.42 ± 1.57	24.95 ± 5.15
τ (分钟)	10.56 ± 0.88	9.12 ± 0.73	11.80 ± 1.05	8.26 ± 0.67	9.29 ± 0.79	6.56 ± 0.56
α	2.00 ± 0.12	1.74 ± 0.15	1.87 ± 0.15	1.58 ± 0.12	1.94 ± 0.13	1.56 ± 0.13
y_{max} (瓦特 米$^{-2}$)	8.14×10^{-11}	7.30×10^{-11}	1.26×10^{-10}	9.07×10^{-11}	7.71×10^{-11}	6.86×10^{-11}
y_{min} (W m^{-2})	2.03×10^{-12}	8.28×10^{-13}	2.12×10^{-12}	1.00×10^{-12}	1.12×10^{-12}	6.36×10^{-13}

我们注意到，耀斑频率 p_f 的范围为每分钟 $24 - 35$ 个事件，时间尺度 τ 的范围为 $\approx 6 - 12$ 分钟，最大不确定性约为一分钟。对于所有光变曲线，反演得到的幂律斜率为 ≤ 2.0。最后， y_{max} 的范围通常为 7×10^{-11}–1.26×10^{-10} W m^{-2}，而 y_{min} 的范围为 6×10^{-13}–2×10^{-12} W m^{-2}。将我们分析推断出的典型能量与 Vadawale et al. (2021a) 的结果叠加绘于图 4.21 中，可以清楚地看到，构成这些光变曲线的事件远小于 Vadawale et al. (2021a) 观测到的微耀斑。

能量学

现在，我们得到了一系列事件，产生了每条观测光变曲线。我们的目标是研究这些事件的能量学。为此，我们首先按照公式 4.6 将得到的强度转换为通量和能量。由于我们只会在特定能带内进行积分，因此得到的能量对应的是能量的“下界”。若考虑更宽的能带，能量估算值会更能代表这些事件的能量含量。因此，我们考虑最宽的 1–2.3 keV 通带中的能量。我们发现，在该通带中，能量通常介于 10^{21}–2×10^{23} 尔格之间，且 α 比 2.0 浅。因此，这些事件对应于纳耀斑，甚至是皮耀斑的能量范围。

为了理解平均辐射损失通量，我们考虑给定时间序列 (E_{avg}) 中耀斑的平均振-幅。请注意，这些数据以代码单位表示，可以根据公式4.6 转换为能量的实际单位。我们自然地假-设，所获得的相应能量由太阳各向同性地发射。为了估算整个时间序列中发射的能量总量，我们还

需要这些事件的发生频率（p_f）。因此，对于给定的 p_f 耀斑频率（每秒发生的事件数），单位时间辐射的能量将为 $p_f \cdot E$。因此，单位太阳面积的辐射通量损失（因为我们正在进行全日面积分）将为

$$\mathsf{RL} := \frac{p_f 4\pi \mathsf{R}_{1\mathsf{AU}}^2 \cdot \tau}{A_{\odot,disk}} \mathsf{E}_{\mathsf{avg}} \tag{4.8}$$

完整集合　辐射通量损失汇总见表 4.5。我们发现辐射

表 4.5:: 3 个能量通带和两年的辐射损失，单位为 erg cm^{-2} s^{-1} 。

能带（千电子伏特）	2019	2020
1.0-1.3	$4.18 \pm 0.65 \times 10^3$	$3.02 \pm 0.74 \times 10^3$
1.0-2.3	$6.29 \pm 1.37 \times 10^3$	$4.39 \pm 0.92 \times 10^3$
1.3-2.3	$2.26 \pm 0.43 \times 10^3$	$1.82 \pm 0.57 \times 10^3$

1–2.3 keV能段中的通量损失为 $\approx 5 \times 10^3$ erg cm^{-2} s^{-1} ，而在 1–1.3 和 1.3–2.3 keV能段中，通量损失分别为 $\approx 3.5 \times 10^3$ 和 $\approx 2 \times 10^3$ erg cm^{-2} s^{-1} ，每项均附有误差棒。因此，通量损失通常约为 10^3 erg cm^{-2} s^{-1}。

4.5 总结、讨论与结论

宁静太阳日冕区域提供了大量数据，有助于缩小范围并理解潜在的加热过程。假设潜在的加热机制是脉冲式的，可以使用经验统计模型近似日冕光变曲线，以推断受物理启发的参数。为此，我们利用卷积神经网络开发了一种名为 `iPSM` 的深度学习反演模型，并使用独立的测试集对其进行了验证。我们应用该模型对日冕数据集进行反演，并推断以下对象的自由参数：(i) AIA 的三个通带，即 171 Å、193 Å 和 211 Å ；以及 (ii) XSM 的三个能带，即 1–1.3 keV 、 1.3–2.3 keV 和 1–2.3 keV。

我们发现，考虑累积分布函数和概率密度函数后，使用卷积神经网络反演得到的光变曲线与观测光变曲线在统计上高度吻合（见图 4.10、4.11 和图 4.19–4.20）。请注意，我们并不关注数值模拟与观测在每个时间步上的逐点匹配。

改变随机数生成器的种子，就足以改变模拟中各个事件的位置和振幅。然而，这不会改变光变曲线的统计特性，而这正是我们主要关注的内容。全局小波功率显示，模拟和观测在相似频率处都有峰值，证实模拟和观测在相似频率处的功率都增强了。通过对模型应用 Dropout 进行扰动，获得卷积神经网络的认知不确定性，从而可以了解近似的质量。

4.5.1 极紫外结果

我们发现，来自全部三个极紫外通带的光变曲线中，所有参数的分布都相似。耀斑频率范围为每分钟 1 到4个事件，且三个通带的峰值均为每分钟 ~ 2.3 个事件。同样，耀斑持续时间的取值范围为5 到30分钟。然而，与耀斑频率不同，耀斑持续时间分布的峰值表现出温度依赖性：最冷的 171Å通道最高（∼16 分钟），193 Å 为 ∼14 分钟，而最热的 211 Å 通道最低（∼12 分钟）。

幂律指数 α 的取值范围为 1 到 8。对于AIA的三个通带，即171、193和211 Å，α 的分布峰值均位于2.3。该发现有力地表明，纳耀斑加热确实是宁静日冕中一种可行的能量来源（例如参见 Hudson1991）。我们还发现，给出 $\alpha \geq 2$ 的光变曲线比例从较冷通带到较热通带逐渐降低。我们进一步注意到，在相当数量的像素中，$\alpha < 2$。这表明低能事件可能并非在所有地方都占主导地位。然而，需要注意的是，这些低能事件的可行性还取决于耀斑频率 p_f，因此需要对能量学进行完整分析。

我们的发现进一步表明，对于具有$\alpha < 1.8$ 和 $\alpha \geq 1.8$ 的像素，其动力学发生了变化（见图4.13）。在前一种情况下，$p_f \tau$ 几乎保持不变；而在后一种情况下，它随 α的增加而减小。这一点在图4.14中也可以观察到。注意，$\alpha = 2$ 几乎对应于 $E_{avg} = 0.08$，而 E_{avg} 的右侧尾部代表 $\alpha < 2$。在这里，可以看到 p_f 随 E_{avg} 减小而明显增加；这被解释为，随着 E_{avg} 减小（从而 α增加），激发增强。然而，我们还发现，τ 会随 E_{avg}减小而减小。因此，在 $\alpha \geq 2$ 状态下，阻尼的增加抵消了激发的增加，导致图4.13中的比值降低。由此，激发的增加基本上被阻尼的增加抵消了。

We note that our inferred p_f distribution peaks at $\sim 2-3$ events per minute, while Tajfirouze & Safari (2012) obtained a mean p_f of $\sim$ 0.33 events per min. This may be explained by the better temporal cadence and spatial resolution of our data, whereby our simulation captures much smaller transient events. However, note that our inferred p_f corresponds to an average waiting time of ~ 30 sec, which is much smaller than the waiting times of ~ 230 s suggested from simple geometric arguments (Klimchuk 2015). magnetoac There is a discrepancy in the τ_d (decay time) and α derived here with those obtained by Tajfirouze & Safari (2012). The τ_d being about a factor of six smaller in our case (~ 60 min in Tajfirouze & Safari (2012) to $\sim$10 min in our case) and α peaking near 2.3 in our case, compared to a mean α of 2.6 in Tajfirouze & Safari (2012). This discrepancy may be attributed to the fact that the data used in this study are at much higher spatial and temporal resolution than Tajfirouze & Safari (2012). Therefore, we must have captured smaller events with much shorter timescales (as also alluded to by Tajfirouze & Safari (2012)). Similarly, the discrepancy in power-law index α may be attributed to the high spatial resolution data used in the present work. Moreover, in our simulation, we are sampling flares within a larger energy range with larger y_{max}/y_{min} than those by of Tajfirouze & Safari (2012)). However, note that our obtained cooling time scales (~ 600 sec) are indeed of the order of cooling time scales in the corona obtained by Klimchuk (2015)(~ 1000sec).

接下来，我们发现 p_f 随 E_{avg} 增加而降低（见图4.14左图）。 p_f 随 E_{avg} 增加而降低，这可解释为每次耀斑释放的峰值能量随频率增加而降低。因此，我们既可能观测到间歇性的高能事件，也可能观测到持续性低能事件。 p_f 随 E_{avg} 的这种变化，与 Hudson（2020）通过观测得到的耀斑峰值通量和等待时间之间的关系相似（另见 Sarkar 等人，2019）。此外， p_f 与 E_{avg}之间的反比关系（或等待时间与随后发生的纳耀斑能量之间的正比关系）是 Cargill（2014）为重现活动区中发射量随温度的分布所需的一个必要条件。由于在此设置中，上升时间被设定为衰减时间的一定比例，因此我们不区分耀斑前期与耀斑后期的时间。这或许表明存在一个能量储库，它可能因频繁的小能量事件或间歇性的大能量事件而耗尽。不过，我们强调，与这些事件的总时间尺度（所有通带中均为10–15分钟）相比， p_f 的变化很小（每分钟2–3个事件，见图4.14）。因此，对这一解释必须谨慎看待。

时间尺度 τ 被观察到随着 E_{avg} 增加而增加（参见图4.14中的右图）。这表明耀斑时标的增加对应于平均值的增加

耀斑能量。这种弱相关性类似于Veronig et al.（2002，见图3）所观察到的峰值通量与耀斑时标之间的弱相关性。然而，我们可以如下对这一关系进行定性解释：

对于等温光学薄等离子体，观测到的强度与电子数密度成正比（O'Dwyeret al. 2010c），即 $DN \propto n_e^2$。根据 Cargill（1994年），我们发现：

$$\tau_c \propto n_e : \text{Conductive cooling dominated plasma} \tag{4.9}$$

and

$$\tau_r \propto n_e^{-1}; \text{Radiative cooling dominated plasma} \tag{4.10}$$

其中 τ_c 和 τ_r 分别为传导冷却时间和辐射冷却时间。

结合时间尺度和强度的方程，我们得到：

$$\tau_r \propto \frac{1}{\sqrt{DN}}, \tau_c \propto \sqrt{DN}, \tag{4.11}$$

因此，对于传导冷却主导等离子体，时间尺度 τ 应随发射强度的增加而增加；而对于辐射冷却主导等离子体，我们预期情况相反。我们的结果显示，τ 与峰值耀斑强度 E_{avg} 之间存在直接关系，并定性地表明，在假设耀斑频率恒定的情况下，此类事件中传导损失占主导地位，超过辐射损失。这与 Rajhanset al. (2021)、Gupta et al. (2018b)和Subra-manian et al. (2018) 对微小瞬变增亮所获得的结果相似。

最后，可以看到，耀斑时间尺度在最冷的通带中最大，并且从较冷的通带到较热的通带逐渐减小。这表明传导损失相对于辐射损失的主导地位在减弱（但传导损失仍占主导），这正是冷却环的情况（例如参见 Klimchuk 2006年b；Viall& Klimchuk 2012年；Tripathi et al. 2009a；Gupta etal. 2015年）。我们强调，在耀斑频率恒定的假设下，这一结论成立，因为每分钟仅发生 $\sim$ 2-3个事件，而我们考虑的总（上升+下降）时间为 $\sim$ 15分钟。

4.5.2 X射线结果

在X射线波段，耀斑频率为 $\approx 24-35$ 每分钟发生的事件数。该耀斑频率比我们在极紫外观测中发现的那些频率（$p_f \approx 2.5$大 $10\times$ 。

每分钟发生的事件；参见 §. 4.3.5）。通过注意到在式 4.4 中定义的 E_{avg}，在 X射线波段为 $\approx 10^{-3}$，而在 极紫外 中为 $\approx 10^{-2}$，可以调和这两个结果。这表明，耀斑振幅约减少 $10\times$，导致耀斑频率约增加 $10\times$（p_f）。因此，X射线和极紫外的结果是一致的：p_f 会随着事件振幅增大而降低。这些结果有力地表明存在一个能量库，它可能因偶尔发生的大型事件或更频繁发生的小型事件而耗竭。

我们发现，X射线事件时间尺度范围为 $\approx 6-11$ 分钟。在极紫外波段，我们发现事件时间尺度随温度升高而缩短，即在 171 Å（log T ≈ 5.85）中为 ≈ 16 分钟，在 211 Å（log T ≈ 6.2）中为 ≈ 12 分钟（见上文 §.4.5.1）。由于此处报告的观测处于更高温度，因此所得结果与极紫外波段的结果一致。不过请注意，这些数值对应于某个分布的均值。

我们还可以将这些未分辨的 X射线事件与已分辨微耀斑的性质进行比较。例如，Sylwester 等人（2019年）利用 SphinX 的数据（Sylwester 等人，2008年），研究了能量范围为 1.2–15 千电子伏特的微耀斑；Vadawale 等人（2021b）也研究了类似事件。他们发现温度的对数中位数为 log T ≈ 6.3，而时间尺度范围从 ≤ 1 分钟到 ≈ 10 分钟。因此，我们得到的时间尺度通常与 Sylwester 等人（2019年）得到的时间尺度相当，甚至略长一些——不过我们强调，这些时间尺度在不确定性范围内是一致的。

最后，我们在 X射线波段获得了 α 介于 2.0和 1.56 之间的结果，这比在极紫外（$\alpha \geq 2$，见§. 4.3.5）中获得的结果平坦得多。然而，需要注意的是，极紫外中的中位数α 从 171 Å 中的 2.26 变化到211Å波段中的 2.07。与这一趋势一致，我们还发现X射线中的 α 更小。此外，从表4.4 中可以看到，α 值随着能量的增加而减小（从 1–1.3 千电子伏特到 1.3–2.3千电子伏特）。不过，我们注意到，这种增加只体现在均值上，而在误差棒范围内，它们是一致的。总的来说，当把极紫外和 X射线观测结合起来时，随着等离子体温度的升高，α 似乎出现了明显的变平趋势。然而，我们强调，对于更高温度而言，更小的 α 很令人费解，即对于给定的振幅范围，更大的 α会产生较少的异常强度。不过，如此处推断的更小 α意味着，这些异常事件开始成为常态，这表明事件的典型振幅几乎保持不变。此外，Vadawaleetal. (2021a)发现，使用同一仪器并针对相同时间段的微耀斑观测，其幂律斜率大于2。这引发了这样一个问题：加热的基本机制是否可能从较高能量变为较低

能量，这反映了幂律指数的差异。

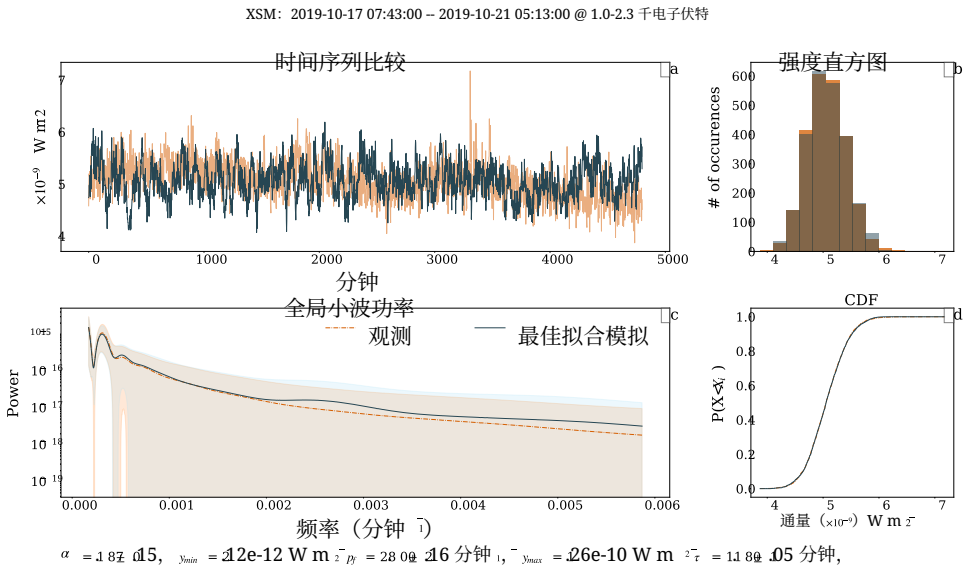
我们注意到，所获得的X射线脉冲事件能量通常处于纳耀斑/皮耀斑范围内，变化范围为 10^{21}–2×10^{23} 尔格。这些数值与Sylwester 等人（2010年）针对典型太阳宁静期测得的热能尺度相符，不过我们注意到，我们报告的仅是将光度转换为能量的结果，而不是热能本身。鉴于能量范围非常小， α 的实际数值甚至可能没有很强的意义。这可能仅仅表明， $\approx 10^{23}$ 尔格的事件比能量为 $\approx 10^{21}$ 尔格的事件占主导地位。因此，必须不能只考虑参数 α，还应考虑事件中的辐射通量，以获得更好的估计。

由于 XSM 的通量定标数据，我们可以估算宁静日冕的辐射能量损失。我们发现，在 1–2.3 千电子伏特的完整能量范围内，通量为 $\approx 10^{3}$ erg cm^{-2} s^{-1} 。该通量比 Withbroe 和 Noyes（1977）对宁静日冕的辐射损失估算低两个数量级。乍一看，这表明此类亚像素瞬变事件可能没有足够的能量来维持宁静日冕。然而，我们必须注意，这里给出的能量估算仅提供了一个下界，因为能量会在许多波长上以辐射形式损失。更好的方法是估算脉冲事件所含的“热能”，但由于缺乏空间信息，即缺少沿视线方向的长度测量，在我们的情况下无法做到这一点。

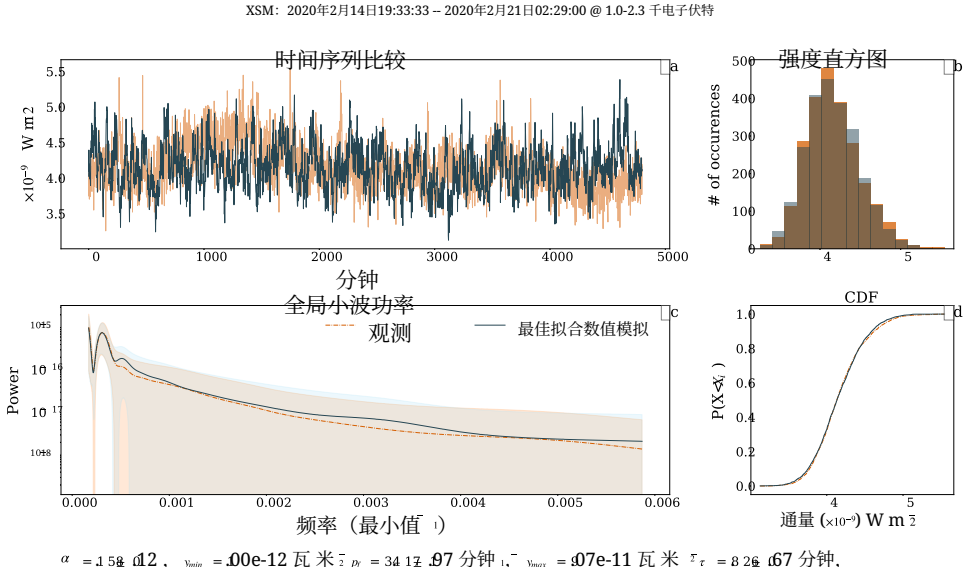
这些成组研究确实存在一些注意事项。需要强调的是， `PSM` 非常适合解释从宁静太阳区域观测到的光变曲线，其时间和空间分辨率远高于 Pauluhn & Solanki (2007) 最初研究所采用的分辨率。我们注意到，尽管通过量化不确定性改进了推断，但还可以通过在前向模型中纳入等离子体填充因子和有效面积，进一步完善 `PSM` ；原论文（Pauluhn & Solanki 2007）也提出了这一建议。请注意，在 `PSM`中，辐亮度分布被视为与能量分布相同。不过，还可能存在许多更小的事件，它们可能会也可能不会在强度图像中产生可检测的特征。也有可能许多事件只在一个通带中产生特征，而在另一个通带中不产生。因此，根据辐亮度报告的分布只是事件总数的下限。由此，在 `PSM`中纳入填充因子，是进一步改进模型的重要下一步。

这些练习告诉我们，脉冲事件序列可以在统计上解释宁静太阳光变曲线——无论是来自单个像素，还是来自整个太阳盘的积分。通常，这些事件发生在日冕中，涵盖一系列温度，其特性

也会根据发射这些辐射的等离子体的特征温度而变化。没有理由不认为，色球层也会受到脉冲驱动，这与受到脉冲驱动的日冕相似。因此，将我们的反演模型应用于色球层观测将会很有意义（另见 Jesset al. 2014年）；可以使用 IRIS 的数据，或使用搭载于印度空间研究组织（ISRO）的 Aditya-L1 任务（Seetha & Megala 2017年；Tripathi et al. 2022年）上的太阳紫外成像望远镜（SUIT；Tripathietal.2017年；Ghoshet al. 2016年）获得的近紫外（NUV）色球层观测数据。



I. 2019年10月的1-2.3千电子伏特



II. 1-2.3 千电子伏特，来自2020年2月

图 4.18：2019年（子图：I）和2020（子图：II）在1-2.3 keV能段中，XSM观测光变曲线（橙色）与基于反演代码推断出的最佳拟合参数的PSM 前向模型（黑色）的比较。每个子图包含四个面板，分别展示：面板 (a)：观测与模拟光变曲线；面板 (b)：观测与模拟光变曲线强度的分布；面板 (c)：观测与模拟的全局莫尔莱小波功率，不确定性以橙色和蓝色带表示；面板 (d)：模拟与观测强度累积分布函数的比较。插图列出了相应数据的推断参数集。

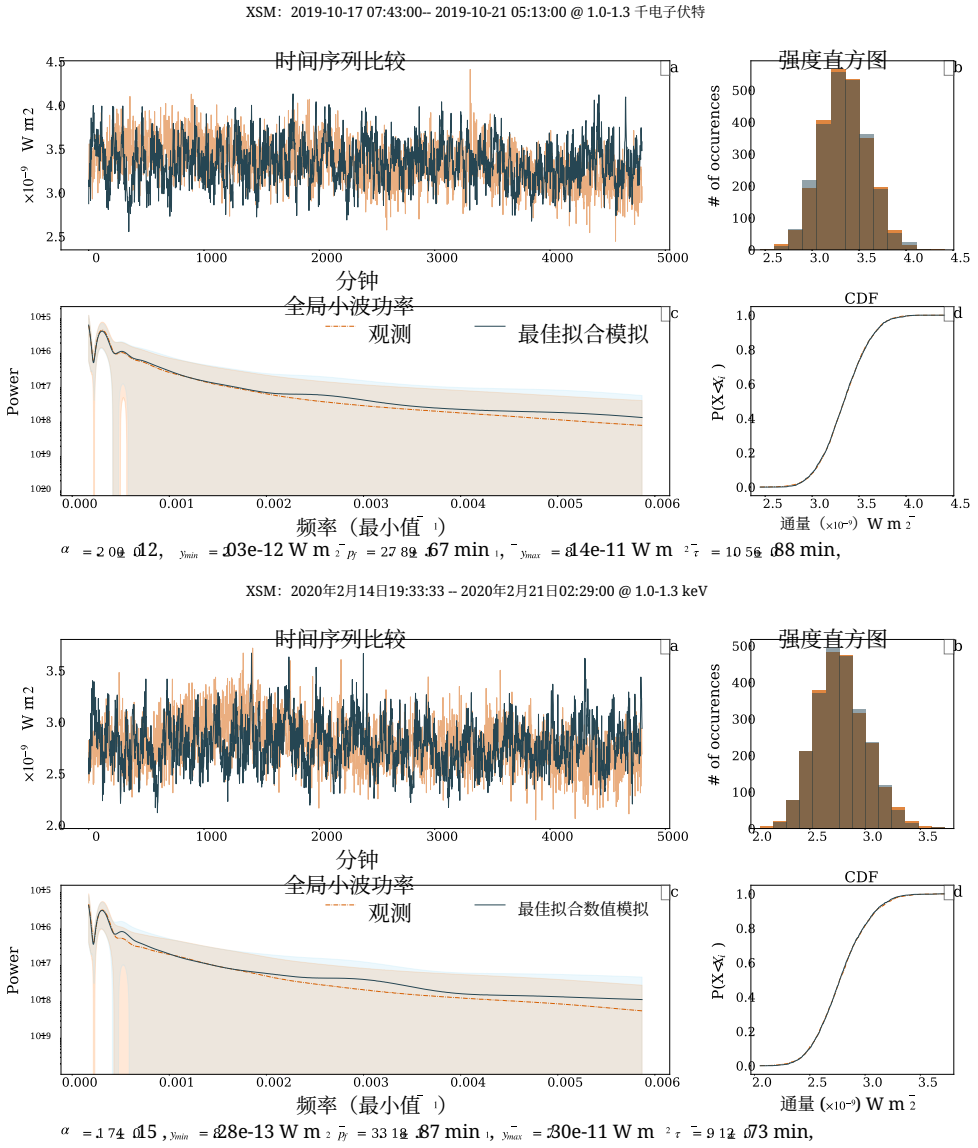


图4.19：与图4.18相同，但对应1.3–2.3 千电子伏特能段。

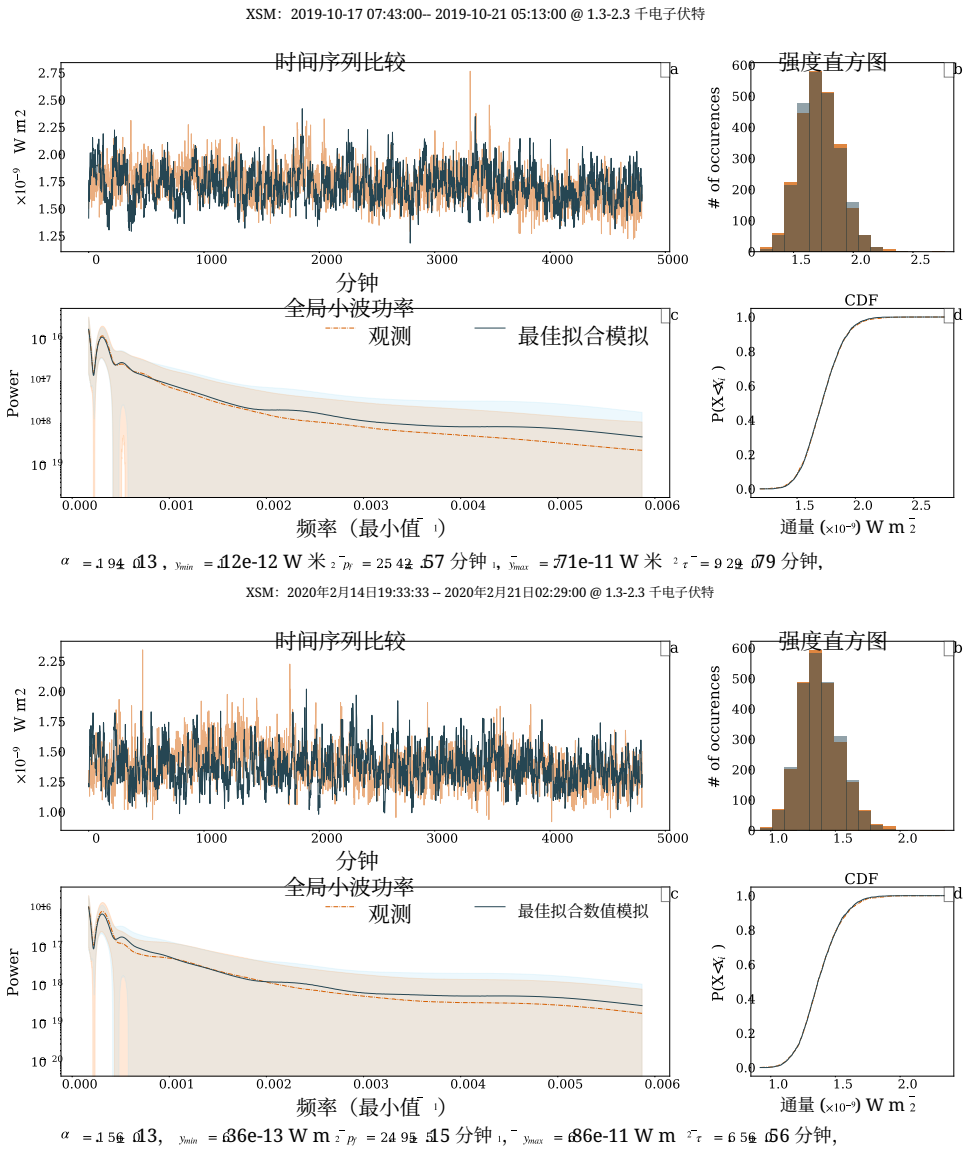


图4.20：与图4.18相同，但针对从2020年开始的时间段的1.3–2.3 keV波段。

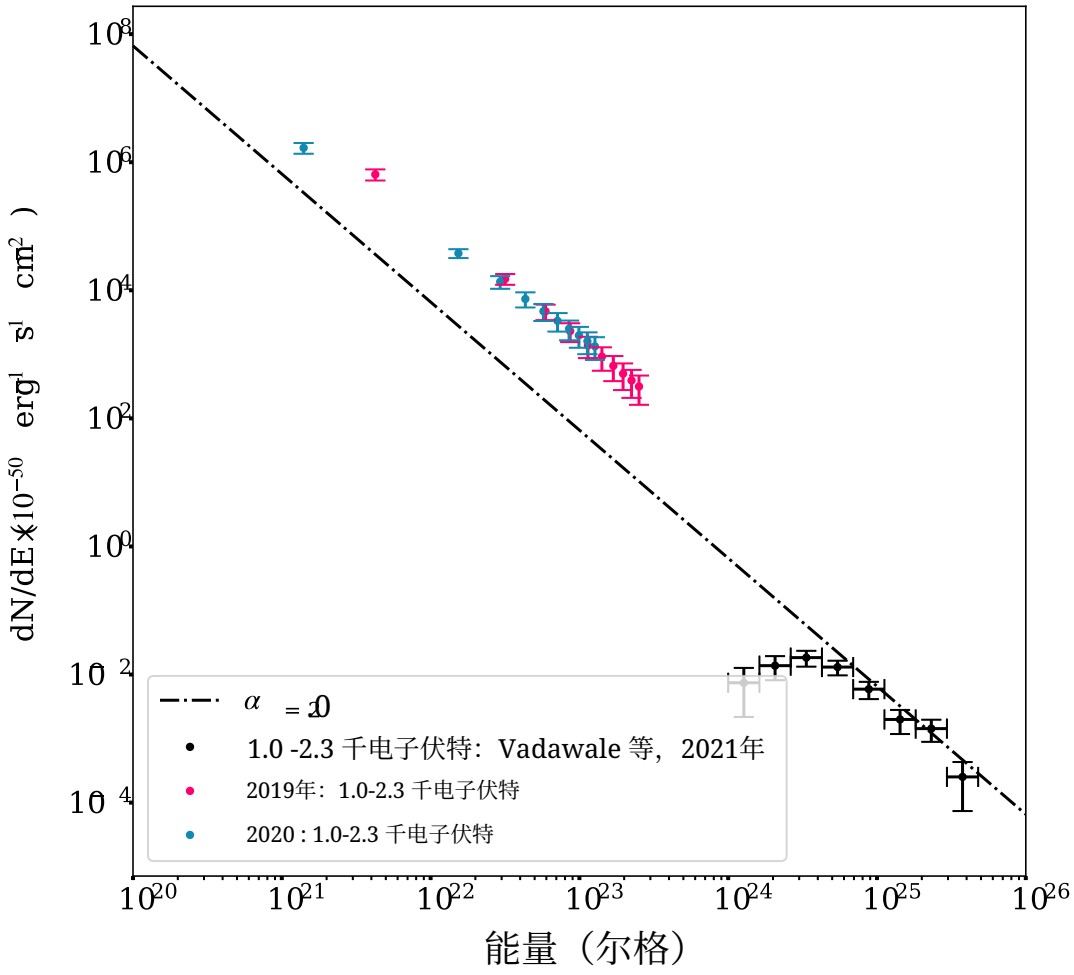


图4.21：根据 2019年（粉色）和 2020（青色）的观测结果推断出的脉冲事件频率分布。散布表示模型中事件能量的频率分布。推断参数的误差棒通过传播蒙特卡洛不确定性获得。黑色散布显示了Vadawale etal. (2021a) 推断出的频率分布，而黑色点划线对应于 $\alpha = 2.0$。

第5章

统一太阳风起源与日冕加热

宁静太阳（*QS*）和日冕洞（*CH*）中的太阳日冕加热，包括太阳风形成，都与磁场动力学密切相关。因此，需要对这些区域开展详细的比较研究，以了解其背后的物理过程。在本研究中，我们利用 *Mg*II *h& k*、*C*II 谱线研究色球层，并利用*Si*IV谱线研究过渡区，考察具有相同绝对磁通密度（$|B|$）的区域中日冕洞和宁静太阳之间的相似性与差异。本论文章改编自文献中发表的两篇论文，分别为日冕洞和宁静太阳中由 ***IRIS*** 观测到的 ***C*** II ***1334 Å***谱线的性质 （*DOI: 10.3847/1538-4357/ac2575*），以及关于太阳风和磁场反转的形成，以及宁静太阳加热 （*DOI:10.3847/1538-4357/ac3d88*）。

在前几章中，我们了解到，与光球层相比，太阳日冕的温度异常之高。此外，我们还看到日冕中存在不同的形态结构，而要理解日冕的加热过程，就必须对这些结构进行研究。这些不同的形态结构——即CH、QS和AR——也与来自太阳的外流，即太阳风，有着密切的联系。

冕洞在日冕中呈现暗色，而在低层大气中则没有显示出这种差异。因此，平均而言，冕洞的温度低于宁静太阳或活动区。不过，冕洞也与太阳风密切相关。

流。存在联系吗?

有趣的是，尽管在极紫外和X射线图像中，冕洞与宁静太阳明显不同，但这两个区域在较低高度处（即色球层和光球层）看起来极为相似（例如，见 Stucki et al. 2000, 1999；Kayshap et al. 2018；Tripathi et al. 2021a）。He I 10830 Å 是一条色球层吸收线，但冕洞中会显示出过量强度（因而吸收较弱）（Harvey & Sheeley 1977；Kahler et al. 1983）。He I 584 Å 是一条发射线，在冕洞中的强度较低（Jordan et al. 2001）；然而，与宁静太阳相比，冕洞中的蓝移和线宽均较大（Peter 1999）。不过，这些差异可能归因于这些谱线对日冕辐射的敏感性，反映的是日冕中的状况。此外，在 17 GHz 微波波段，冕洞比宁静太阳更亮（Gopalswamy et al. 1999），而在 1.2 mm 的无线电波长处则未观测到这种差异（Brajša et al. 2018）。因此，某一区域究竟属于宁静太阳还是冕洞，主要在日冕观测中才会显著显现，在大气较低层则不然。

我们在§.1.2.2中已经看到，Hassler 等（1999）发现网络区与Ne VIII 的蓝移之间存在关系，而冕洞中的蓝移更多。类似地，Stucki etal. 1999,2000 使用对从 $\approx 8 \times 10^3$ K 到 $\approx 1.4 \times 10^6$ K 的一系列温度敏感的谱线，对冕洞和宁静太阳进行了全面研究。对于形成温度高于 $\approx 4 \times 10^5$ K的谱线而言，与宁静太阳相比，冕洞表现出明显的强度不足、过量蓝移和过大的线宽；而在色球层温度下，差异可以忽略不计，并且处于测量值误差范围内。类似地，Xiaet al.（2004）研究了冕洞中 C II、H I Lyβ和O VI 的多普勒位移之间的关系，发现 OVI的多普勒位移与 C II 和 H I Lyβ 的多普勒位移之间存在直接关系。这些相关位移使 Xiaet al.（2004）得出结论，认为它们是色球层中太阳风的特征。然而，需要注意的是，Xia etal.（2004）得到的速度散布所伴随的不确定性很大。此外，尽管研究了按 O VI速度分箱的平均色球层速度，但Xiaetal.（2004）并未分别对这些谱线中红移和蓝移像素之间的系统性关联进行研究。

Hassler 等（1999）利用 Ne VIII 线展示了网络区域与冕洞中的外流之间的对应关系。Tu 等（2005）通过绘制冕洞中 Si II、C IV 和 Ne VIII 的形成高度，对此进行了进一步研究。经过更深入细致的研究，Tu 等（2005）发现 Ne VIII 蓝移与下方磁场构型之间存在明显关系，该磁场构型是通过对光球磁场进行势场外推得到的。因此，Tu 等（2005）提出，太阳风速度会受到下方……的调制。

中的磁场构型。

More recently, Kayshap et al. (2018) investigated the intensity differences between CH and QS in the Mg II k line, observed by the Interface Region Imaging Spectrometer (IRIS, De Pontieu et al. 2014). They find a clear deficit of intensity in CHs over QS for regions with similar absolute photospheric magnetic flux density (|B|) and with larger differences for larger |B|. A similar analysis for the intensity, velocity, and non-thermal widths for Si IV was performed by Tripathi et al. (2021a) (henceforth referred to as Paper I). Similar to the results of Kayshap et al. (2018), intensity deficit in CHs over QS for regions with similar |B| was observed. Moreover, CHs (QS) were more blueshifted (redshifted) for identical |B|. However, no significant difference was observed in the non-thermal width between CH and QS. The excess CH blueshifts were interpreted to be signatures of the nascent solar wind at Si IV formation heights in Paper I. Thus, while a clear signal of solar wind was reported in the hotter Ne VIII line by Tu et al. (2005), the signatures are already present in the upper TR line Si IV, if the underlying photospheric magnetic flux density distribution is taken into account. Furthermore, since the regions with identical |B| were compared, the deficit in intensity in CHs over QS would mean energy to be either used to accelerate the solar wind or heat up the corona. Thus, a unified picture of solar wind formation & coronal heating was presented in Paper I.

因此，我们来探讨这篇论文最重要的科学问题之一：加热太阳日冕并随后产生太阳风的潜在机制是什么？([Q3] 见 §. 1.3)。

The differentiation between CH and QS starts becoming statistical in nature in the lower solar atmosphere. Thus, we first study the Mg II h & k line dynamics and the C II line dynamics in CH and QS. We then go ahead and explore the correlations between the Mg II, C II, and Si IV lines in CH and QS, with the intention of explaining the observations. The remainder of this chapter is structured as follows: In §5.1, we describe our observations, with feature extraction for the Mg II line in §5.1.1, and for the C II line in §5.1.2. In §5.2, and §5.3, we present results of the Mg II lines and C II line on one dataset, while we present the results across all the datasets in §5.4 and §5.5 for the two lines. We then recapitulate the results for the Si IV line from Paper I across the extended dataset in this work, in §5.6. In §5.7, we present the correlations between the velocities of different lines, while we summarize all of our results in §5.8. Finally, we provide an interpretation in the context of the origin of the solar wind, switchbacks (Bale et al. 2019), and QS coronal heating §5.9.

5.1 数据

In this study, we use the observations recorded by IRIS, AIA, and HMI. We consider spectra from all three windows of IRIS, while we use the SJI data centered around 1330 Å and 2796 Å for co-alignment purposes. From AIA, we consider the 193 Å images to distinguish between CHs and QS and the 1600 Å images to co-align the IRIS, AIA, and HMI observations. We obtain the information on the photospheric absolute magnetic flux density (i.e. |B|) from the line-of-sight (LOS) magnetograms obtained with HMI. In the datasets we used, IRIS provides photometric context images in NUV and FUV with a pixel size of ≈0.16″ and at a cadence of ≈63s. The spectra have a pixel size of ≈0.16″ along the slit and sample at ≈.33″ across the field of view (FOV). The spectral pixel size in these rasters is ≈25.9 mÅ, while the time cadence between successive slit positions is ≈30 s. The AIA images used are taken with a pixel size of ≈0.6″, with the EUV images a time cadence of ≈ 12 s, while the Ultraviolet images are taken at ≈ 24 s cadence. HMI obtains the B_{LOS} magnetograms at ≈ 45 s cadence with a pixel size of 0.5″.

在本研究中，我们分析了由 IRIS以光谱模式记录的五组观测数据。用于选择这些观测的主要标准是：栅格扫描必须在同一视场内包含冕洞和宁静太阳，并且观测必须在 ±60° 的纬度和经度范围内进行。IRIS 观测的详细信息见表 5.1。其中，三组观测即 DS1、DS2和DS5 也在论文 I中进行了研究，以使用Si IV谱线表征宁静太阳和过渡区中的冕洞之间的相似性与差异性。我们使用相应的协同 AIA数据立方体，其裁剪数据来自 HMI 使用的全日面数据。

Mg II h & k 线分别在 2803.53 Å 和 2796.35 Å 附近形成，而 C II 和 Si IV 谱线则分别在 1334.53 Å 和 1393.755 Å 附近形成。Mg II 和 C II 线在非局域热力学平衡条件下形成于光学厚色球层中（例如，参见 Leenaarts 等（2013）；Rathore 等（2015b））。

表 5.1::本研究所使用的IRIS 栅格扫描的详细信息。请注意，每个视场均提及平均 μ 。

数据集名称	时间范围	(Xcen,Ycen)	光栅视场	μ
DS1	2014年7月24日 11:10:28 – 14:40:53	(128″,-180″)	(141″,174″)	0.97
DS2	2014年7月26日 00:10:28 – 03:40:53	(469″,-167″)	(141″,174″)	0.85
DS3	2014年8月2日 23:55:28 – 03:25:53 +1天	(332″,-152″)	(141″,174″)	0.92
DS4	2015年4月26日 11:39:31 – 15:09:56	(-288″,45″)	(141″,174″)	0.95
DS5	2015年10月14日 11:07:33 – 14:37:58	(215″,-165″)	(141″,174″)	0.97

因此，这些谱线呈现出极其复杂的特征，与局部等离子体性质之间的联系也并非简单明了。Rathore 等（2015b）和 Leenaarts 等（2013）对此进行了详细研究。就实际应用而言，形成于宁静太阳过渡区的 Si IV 谱线可视为在光学薄条件下形成（Tripathi et al. 2020；Gontikakis & Vial 2018），其在宁静太阳和冕洞中的性质已在论文 I 中得到详细研究。

图5.1.**a** 显示了从AIA 193 Å 全日面图像中获得的太阳圆面的一部分。叠加的白色方框表示 IRIS光栅视场。面板 **b** 和**c** 显示了AIA 193 Å 和 HMI 视向磁图的伪光栅，而无符号磁通量密度显示在面板 **d**中。我们将 Upendran 等（2020）的分割算法应用于 AIA193Å伪光栅，以获得冕洞与宁静太阳之间的分界。该算法也已在 §.3.2.4 中进行了说明。在图 5.1.**b** &**c**中，绿色轮廓线标示出了冕洞与宁静太阳的分界。我们看到，与 Tripathi 等（2021a）和 Kayshap等（2018）获得的结果类似，HMI 伪光栅没有显示出冕洞与宁静太阳之间任何视觉上的差异。

5.1.1 特征提取:Mg II

MgII谱线提供了形成区中等离子体条件的关键信息，这些信息编码在谱线核（k3& h3）的谱线强度和多普勒位移，以及峰值（k2v、k2r、h2v & h2r）中。有关这些谱线的详细分析和讨论，请参见 Leenaarts 等（2013）；Leenaarts 等（2013）；Pereira 等（2013）。

我们首先提取这些不同谱线特征的位置和强度。为此，我们基于 Leenaarts 等（2013）和 Pereira 等（2013）开发了一种峰值查找算法，用于定位参考波长（k 线和 h 线分别取 2796.350 Å 和 2803.529 Å，见 Pereira 等（2013））± 40 km s^{-1} 范围内 dI/dλ 的过零点。

谱线核被确定为零交叉处强度最低的位置。如果该步骤无法找到这样的最低点（例如，对于单峰或噪声谱线轮廓），我们会按照 Leenaarts 等（2013）的做法，指定默认速度为 5 km s^{-1}，因为后续步骤都依赖于谱线核的识别。不过请注意，本研究中宁静太阳和冕洞的 Mg II 光谱轮廓主要呈双峰结构，这一点 Leenaarts 等（2013）也曾指出。

谱线核两侧距离最近的两个峰即为 k2（h2）峰。由于谱线核和峰值形成于谱线轮廓（作为波长的函数）的局部极值处，因此可以将其近似为一条靠近……的抛物线

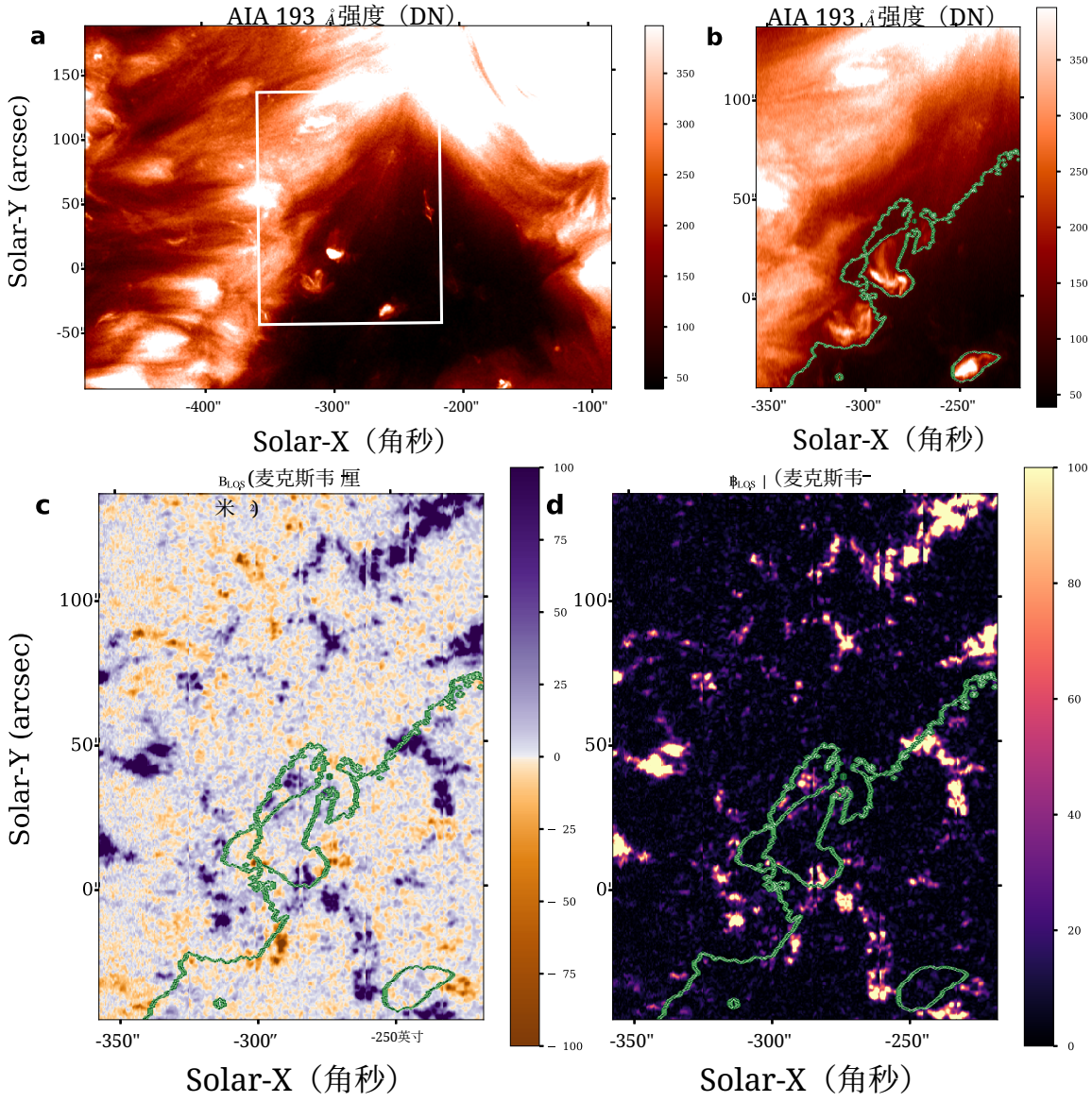


图5.1：AIA 193 Å 背景图像（面板**a**）。叠加的白色方框对应 IRIS 光栅视场。面板**b** 和**c**分别显示从与 DS4 的 IRIS 光栅扫描相对应的 193 Å 图像和 HMI 视线磁图中获得的伪光栅，而 |B| 则显示在面板**d**中。面板**b**、**c**和**d** 中的绿色轮廓线标示出通过分割算法识别的冕洞和宁静太阳区域。

峰值。因此，我们可以在最大值/最小值附近拟合一条抛物线，从而更准确地估计真实极值。这称为亚像素质心定位（类似于 Teague & Foreman-Mackey 2018年）。因此，核心和峰值的速度与强度通过对特征极值附近的点拟合抛物线来确定。包含 −200 缺失值的谱线轮廓将被舍弃。该过程为我们提供了 Mg II h & k 线的峰值和核心的强度与多普勒位移。谱线峰值的多普勒位移通过对蓝峰和红峰的位移取带符号平均来确定（Leenaarts 等人 2013年）。

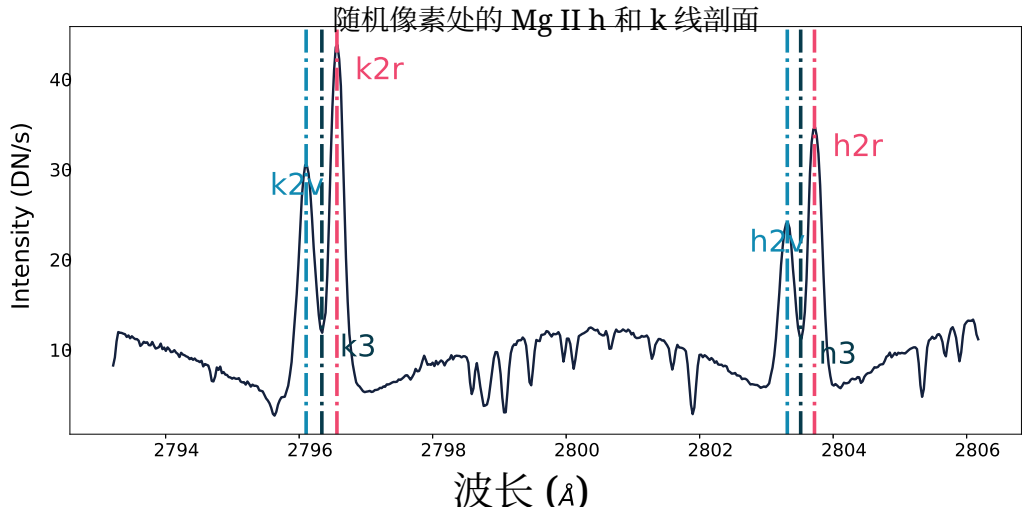


图 5.2：DS4 宁静太阳随机位置处的 Mg II光谱。Mg II谱线特征及其位置分别标记为 k2v 或 h2v（蓝色）、k3 或 h3（黑色）以及 k2r 或 h2r（红色）。

图 5.2 展示了 DS4 中随机像素处以两条 Mg II 谱线为中心获得的光谱。图中标出了这两条谱线及其相关特征。核心和峰值已通过上述算法识别。黑色竖线表示谱线核。红色（蓝色）竖线对应谱线的红翼（蓝翼）峰值。h 线和 k 线均遵循这一约定。

5.1.2 特征提取：C II

为了从 CII 谱线中提取不同的属性，我们首先按照 Rathore等人（2015年a）的方法对光谱轮廓进行平滑处理。这种平滑处理使收敛的拟合数量略有增加，尤其是在强度较低的区域。该平滑处理

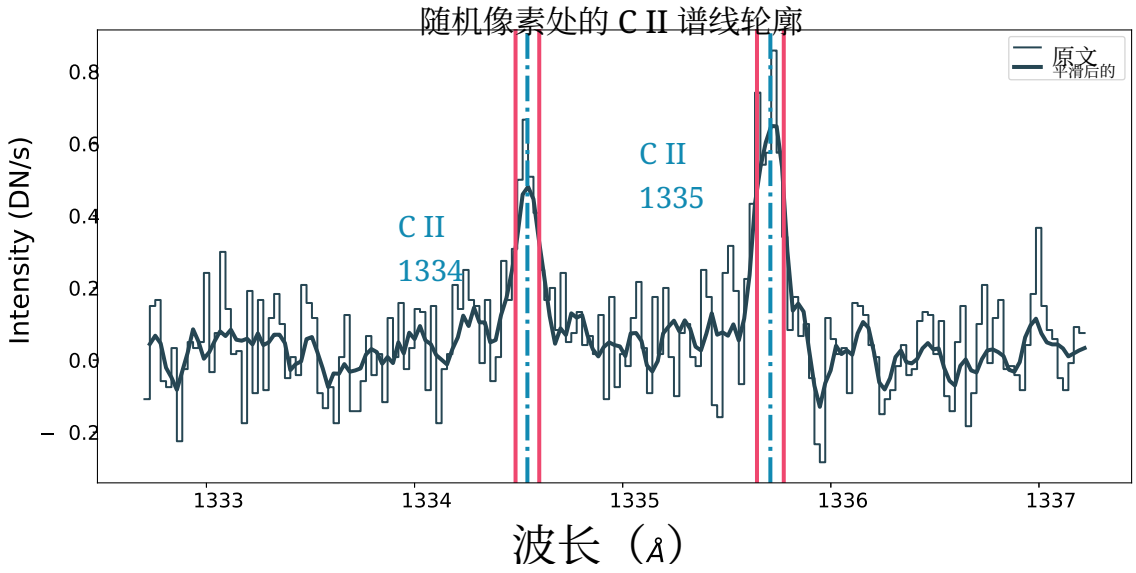


图 5.3：在 DS4 的一个随机宁静太阳位置获得的、以两条 C II 线为中心的光谱示例。阶梯图显示原始光谱，黑色实线则表示平滑后的局部均值光谱（如公式 5.1.2 所述）。图中标出了两条 C II 线，蓝色点划线表示谱线中心，红色实线表示 $\pm\sigma$；二者均通过对每条谱线进行单高斯拟合得到。

取自 Rathore 等人（2015年a）的滤波器为：

$$S_{\text{filt}} = \begin{cases} \frac{\sigma^2}{\sigma_s^2} m_s + \left(1 - \frac{\sigma^2}{\sigma_s^2}\right) s & \sigma_s^2 \geq \sigma^2 \\ m_s & \sigma_s^2 < \sigma^2 \end{cases}$$

其中，s 是原始信号，S_{filt} 是经过 3×3 窗口滤波后的信号，m_s和 σ_s^2 分别是局部均值和方差，而 σ^2 是局部方差的均值。对于信号较强的区域，S_{filt} 趋近于局部均值 m_s，而较弱区域则会被平滑处理。此操作沿狭缝方向，在二维光谱图的 [坐标切片上进行，波长为]。我们按照 Rathore 等（2015b）的方法，对得到的光谱采用具有常数连续谱的单高斯拟合，以拟合 C II 谱线轮廓。尽管这种方法的缺点是提供谱线核信息时会受到整个谱线轮廓的影响，但由于使用峰值查找算法时噪声相对较大，这仍是我们最好的选择。

拟合是在相对于1334.532 Å参考波长的 ± 50 km s^{-1} 光谱窗口内进行的，该参考波长取自Rathore 和 Carlsson（2015年）；Kelly 和 Palumbo（1973年）。通过此次拟合，我们获得了谱线核强度、多普勒位移（即质心）和宽度。平滑后的光谱（实线）以及拟合的谱线

质心、 σ，如图 5.3 所示。正如前文所述，线核强度是源函数强度的替代指标，如Rathore等（2015b）所示。同样，多普勒位移是形成高度处等离子体速度的度量值。然而，线宽是谱线形成温度和不透明度展宽因子的函数，如 Rathore等（2015b）所示。双峰谱-线轮廓是由于源函数中的局部最大值形成的，而由于色球层中存在速度梯度，谱线轮廓会变得不对称。有关 CII 线形成及其一般性质的更多信息，请参阅Rathore 等（2015b,a）；Avrett et al. (2013)。

我们还按照 Jeffrey et al. (2016) 估算光谱轮廓的三阶和四阶矩，即偏度和峰度。之所以计算这些量，是因为已知观测到的光谱轮廓明显偏离高斯轮廓（Rathore et al. 2015a）。对于完美的高斯轮廓，偏度和峰度分别应为 0 和 3。因此，任何偏离都表明其与高斯轮廓存在显著差异。

偏度（S）和超额峰度（K）定义如下：

$$S = \frac{1}{\sigma^3} \frac{\int_\lambda I(\lambda)\,(\lambda - \lambda_D)^3 d\lambda}{\int_\lambda I(\lambda)\,d\lambda}, \tag{5.1}$$

$$K = \frac{1}{\sigma^4} \frac{\int_\lambda I(\lambda)\,(\lambda - \lambda_D)^4 d\lambda}{\int_\lambda I(\lambda)\,d\lambda} - 3.0, \tag{5.2}$$

其中， λ_D 是通过高斯拟合估算的质心，积分在以参考波长为中心、覆盖我们光谱窗口内 ± 50 km/s范围的波长上进行。 σ^2 是谱线的二阶矩，定义如下：

$$\sigma^2 = \frac{\int_\lambda I(\lambda)\,(\lambda - \lambda_D)^2 d\lambda}{\int_\lambda I(\lambda)\,d\lambda}. \tag{5.3}$$

请注意，这些矩是针对谱线的高斯拟合计算的。对于谱线，先减去连续谱，然后按照 Jeffrey et al. (2016) 的方法计算各阶矩。

我们首先将在§5.2和§5.3中展示从一个数据集（DS4）获得的 Mg II 和 C II 线分析结果。最后，我们将在§5.4和§5.5中分别对这两条谱线汇总全部五个数据集的结果。对于 Si IV 谱线，我们将在§5.6中展示基于论文 I 所进行分析、从扩展数据集获得的结果。

按照论文 I 中概述的流程，为提高信噪比 (SNR) 和统计可靠性，我们按 |B| 分箱考察推导出的各项量，并报告

这些分箱中的平均值。为弥补高 |B|处像素较少的情况，我们在对数空间中采用固定的 |B| 分箱宽度 0.1。请注意，通过将视线方向 |B| 和多普勒位移除以相应像素的 μ （日心坐标，参见 Thompson 2006 ），可将它们换算为径向磁场和流动。此外，所有图中报告的误差均为均值的标准误差。标准误差定义为$\sigma/\sqrt{N}$，其中 σ 是该分箱内样本的标准差，N 是样本数。请注意，虽然我们关注并报告每个分箱中平均值的变化，但在第 5.10 节中，我们给出每个分箱内样本分布的第 1 和第 90 百分位数界限。

5.2 Mg II 分析结果：单个数据集

我们现在通过散点图研究以下特征对 |B| 的依赖关系：1）两条谱线的核心和峰值强度；2）两个峰值的强度比；3）线芯速度；以及4）平均峰值速度。注意，我们将 |B| 的噪声底限视为 10 G（Yeo 等，2014；Couvidat 等，2016）。

5.2.1 强度

首先，我们考虑从两条 Mg II 谱线获得的强度。我们有六个强度测量值：h 线和 k 线峰值的四个测量值，以及其核心的两个测量值。在图 5.4 中，我们展示了 DS4 中这些特征对应的强度图。叠加的蓝色等高线标示出宁静太阳和冕洞。我们发现，Mg II 谱线的任何特征在冕洞和宁静太阳之间都没有明显差异。不过，如图 5.1**c** 所示，这些特征与光球磁通量密度之间存在明显关系，这与 Kayshap 等（2018）关于 Mg II k 线的研究结果一致。

在图 5.5 中，我们绘制了不同 Mg II h& k 特征在 |B| 分箱中的强度。图中，黑色（橙色）数据点分别表示 CH（QS），k（h）线特征分别位于上（下）行。我们看到，对于所有线特征，CH 和 QS 的强度均随 |B| 增大而增加。此外，当 |B| $\geq$30 Mx cm^{-2} 时，QS 的强度高于 CH。不过，对于 k 线，在 10 G 时两者的强度已经存在轻微差异。我们进一步注意到，随着 |B| 增大，QS 与 CH 之间的强度差异也随之增大，并在较高的 |B| 下呈现出明显的饱和现象。这些结果与 Kayshap 等（2018）报告的结果一致。

图 5.5 还揭示了一个重要推断：蓝色峰值的强度更大。

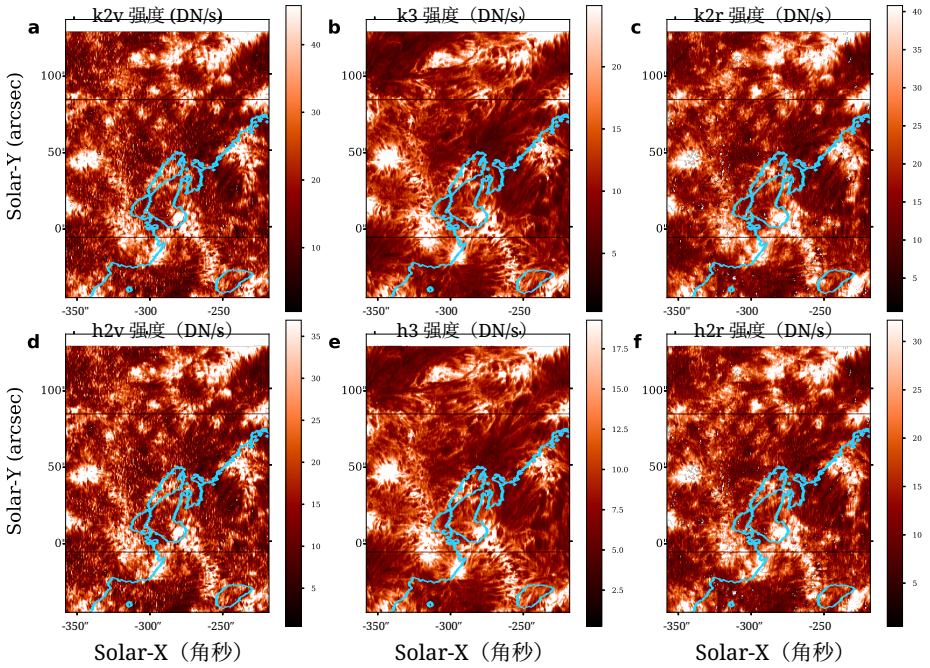


图 5.4：DS4 中 Mg II k（上排）和 h（下排）谱线特征的强度图。蓝色等高线表示日冕洞-宁静太阳边界，如图 5.1.**b**所示。

（k2v 和 h2v）高于红峰（k2r 和 h2r；见图**b**、**c**、**e** 和 **f**）。请注意，峰值比值 $(I_v\text{-}I_r)/(I_v\text{+}I_r)$ 可作为平均色球速度的替代指标，正如 Leenaarts 等（2013）所提出的。正峰值比值对应大气中向下流动的等离子体，而负比值对应向上流动的等离子体。较大的蓝向峰或红向峰，是由于较小峰值一侧的吸收增强所致（详情见 Leenaarts 等人，2013）。蓝峰强度高于红峰，表明色球层平均而言红移更明显，导致在对应于 Mg II 形成的高度处红向吸收增强。请注意，除非另有说明，红移表示等离子体朝向太阳运动，蓝移表示等离子体远离太阳运动。

接下来，我们将正比值和负比分开考虑，并研究比值随 $|B|$ 的变化。这相当于只考虑下流（或上流）像素，并将其视为 $|B|$ 的函数。图 5.6 绘出了 k2谱线和 h2 谱线特征的正比值（面板 **a** & **c**）和负比值（面板 **b** & **d**）。从图中可以看出，峰值比在 0.1 到 0.2 之间变化，处于峰值比与平均值 v_z 之间散布关系的近线性区域（参见 Leenaarts 等人 2013 年的图 8.e 和 f）。因此，我们可以将峰值比视为一种代理量。

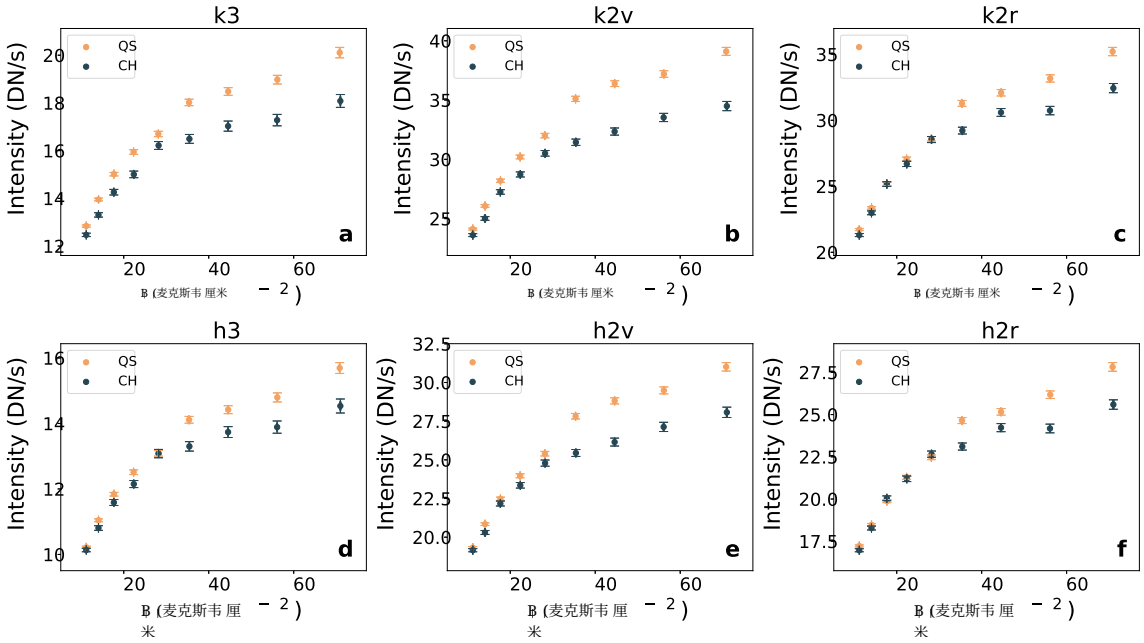


图 5.5：Mg II k（上排）和 h（下排）谱线特征的强度随 |B|的变化。橙色表示宁静太阳，黑色表示冕洞。请注意，图中以及后续所有图中也绘出了 |B| 的标准误差，但误差太小，无法看清。

对于冕洞和宁静太阳中层色球速度的平均值。图中显示，峰值比值逐渐变为正值或负值，随 |B| 增大而增大，直到 50 麦克斯韦 cm^{-2}，此后趋于饱和。另外请注意，在相同的 |B| 条件下，冕洞中的正、负峰值比值均大于宁静太阳。这一引人注目的发现表明，在具有相同 |B| 的区域中，冕洞的下流和上流都比宁静太阳更强。

5.2.2 多普勒位移

为了进一步探究和理解色球层的速度，我们现在考察由多普勒位移推导出的速度，这些速度与形成高度处的局部等离子体速度密切相关（Leenaarts 等人，2013年）。图5.7展示了 k3（面板a）、k2（面板b）、h3（面板c）和 h2（面板d）对应的速度图。请注意，核心速度是相对于参考波长的直接位移，而峰值速度则是带符号地累加各峰相对于参考波长的位移。红色轮廓线标示出冕洞与宁静太阳的分界。k 线和 h 线的速度图显示，色球层平均而言呈红移。

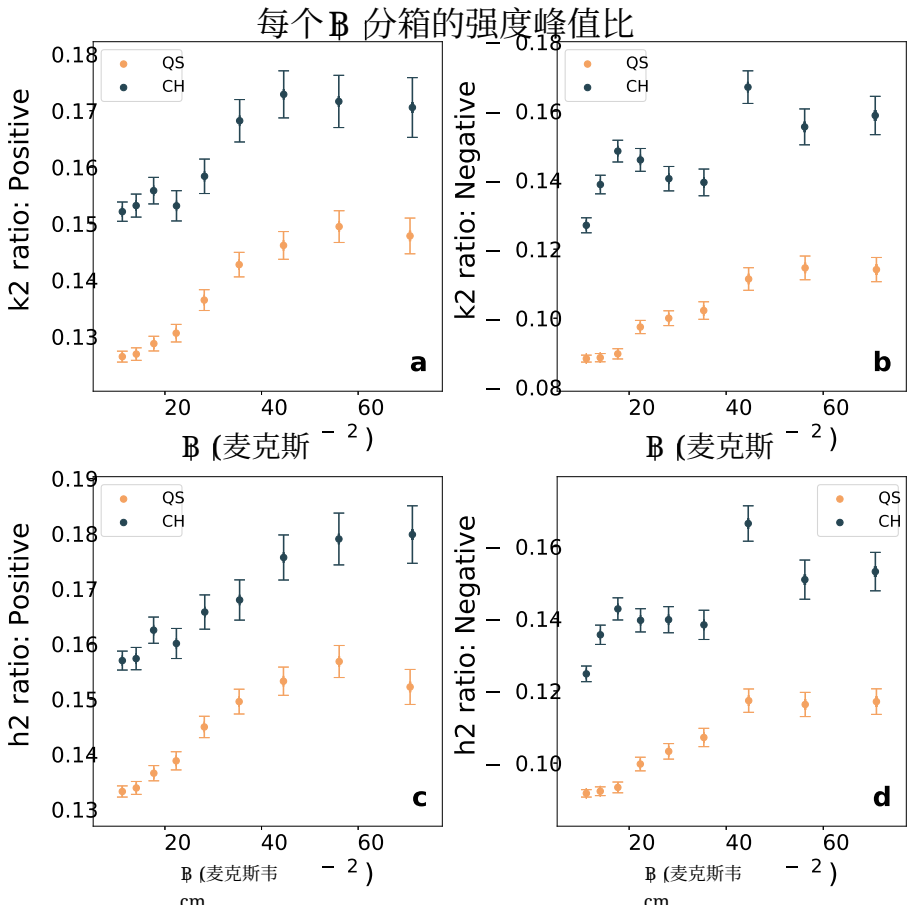


图 5.6：峰值比随 |B| 变化的关系，分别对应 k 线（上排）和 h 线（下排）。正比值（下流等离子体）显示在面板 **a** & **c** 中，负比值（上流等离子体）显示在面板 **b** & **d** 中。请注意，所有图中比值的绝对值都沿 y 轴方向增大。

在宁静太阳和冕洞中，均可在 Mg II 谱线中观测到这一现象。此外，在 k3/h3 以及 k2/h2 得到的多普勒图中，冕洞与宁静太阳之间没有明显差异。

在图 5.8 中，我们绘制了 k3（上排）和 h3（下排）中获得的速度随 |B| 的变化。遵循论文 I 和论文 II，我们以两种方式分析这些数据。一方面，我们考察每个 |B| 分箱中的带符号平均速度，并绘制其随 |B| 的变化（面板 **a** & **d** ）。另一方面，对于 |B| 的每个分箱，我们分别考察红移像素和蓝移像素，并绘制速度随 |B| 的变化（面板 **b** & **e** 表示上流，面板 **c** & **f** 表示下流）。前者为我们提供平均速度，而后者则显示了冕洞和宁静太阳中，下流和上流随 |B| 增大而呈现的系统性变化。这类似于

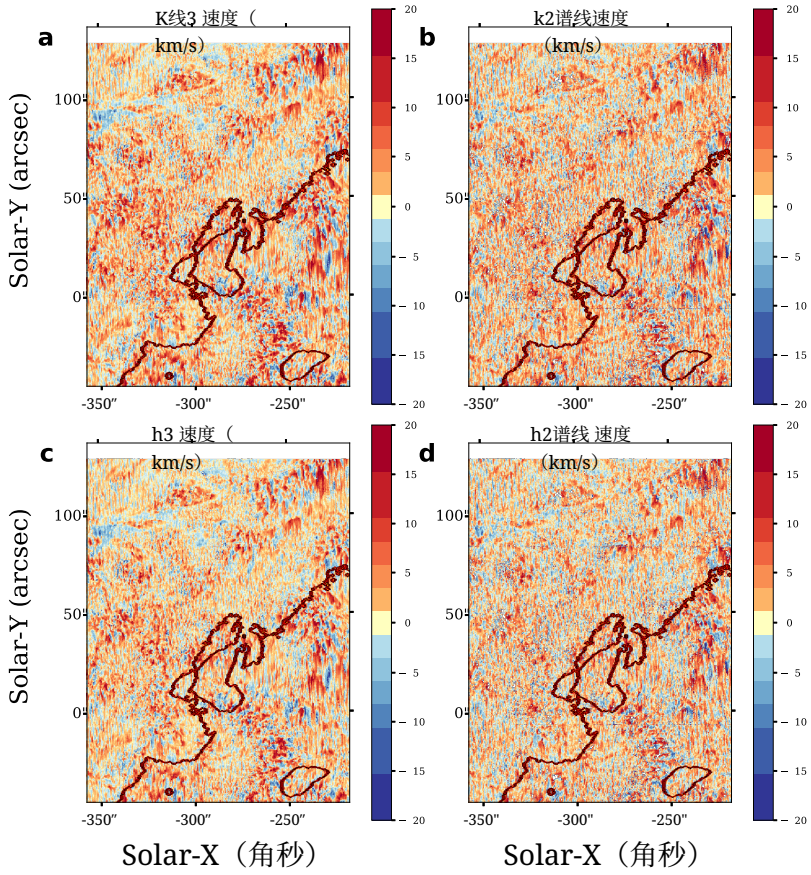


图 5.7：由 DS4 获得的 Mg II k3 (**a**)、k2 (**b**)、h3 (**c**) 和 h2 (**d**) 速度图。红色等值线表示日冕洞-宁静太阳边界。

对于图5.6中所见的系统性变化。这样的分析可以告诉我们，磁场的动力学是否会对红移和蓝移产生任何偏向性影响。

图 5.8.**a** & **d** 清楚地表明，平均而言，色球层在宁静太阳和冕洞中均呈红移，这与图 5.7 所示速度图得出的结论相似。该结果与已有观测一致（例如，Stucki et al. 2000, 1999；Avrett 等 2013 及其中的参考文献）。此外，当 $|B| \leq 30$ 麦克斯韦 cm^{-2} 时，冕洞的红移大于宁静太阳；超过这一数值后，两者的速度没有差异。当 $|B| \geq 80$麦克斯韦 cm^{-2} 时，有迹象表明冕洞的红移可能更大。不过请注意，这两个区域的平均速度都相当小。

分别考察冕洞和宁静太阳中的蓝移/红移像素后，我们发现，随着 |B|增大，上流（见图 5.8.**b** & **e**）和下流（见图 5.8.**c** & **f**）均明显增加。此外，在 |B|相同的区域中，冕洞里的上流和下流幅度均大于宁静太阳中的相应幅度。这种趋势

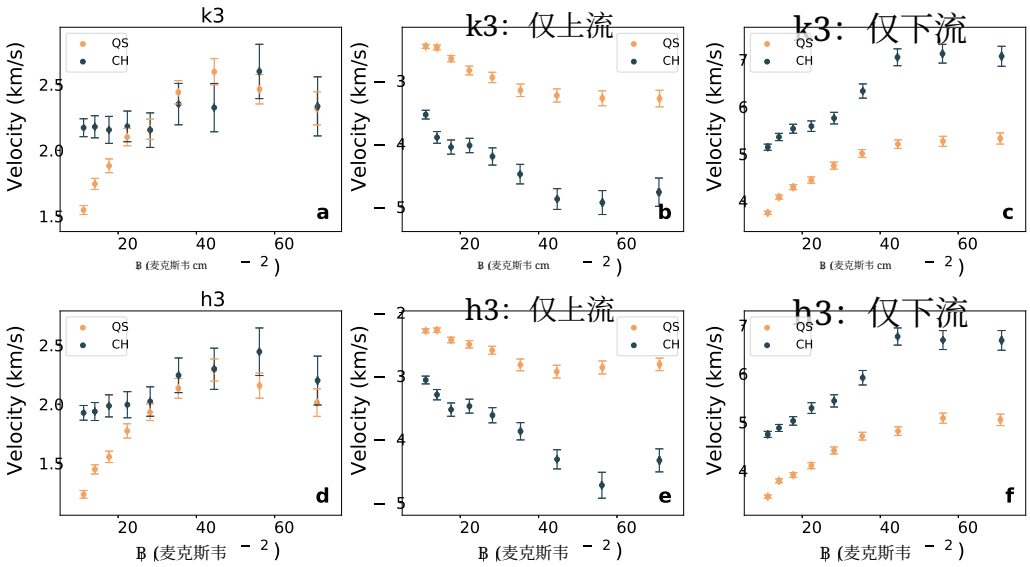


图5.8：Mg II k3和h3速度随 |B|的变化。面板**a** 和**d** 展示了k3和h3中按 |B|分箱的带符号平均速度变化。类似地，面板**b** 和**e**展示了仅蓝移像素的变化，而面板**c** 和**f** 展示了仅红移像素的变化。黑色（橙色）散布对应冕洞（宁静太阳）。

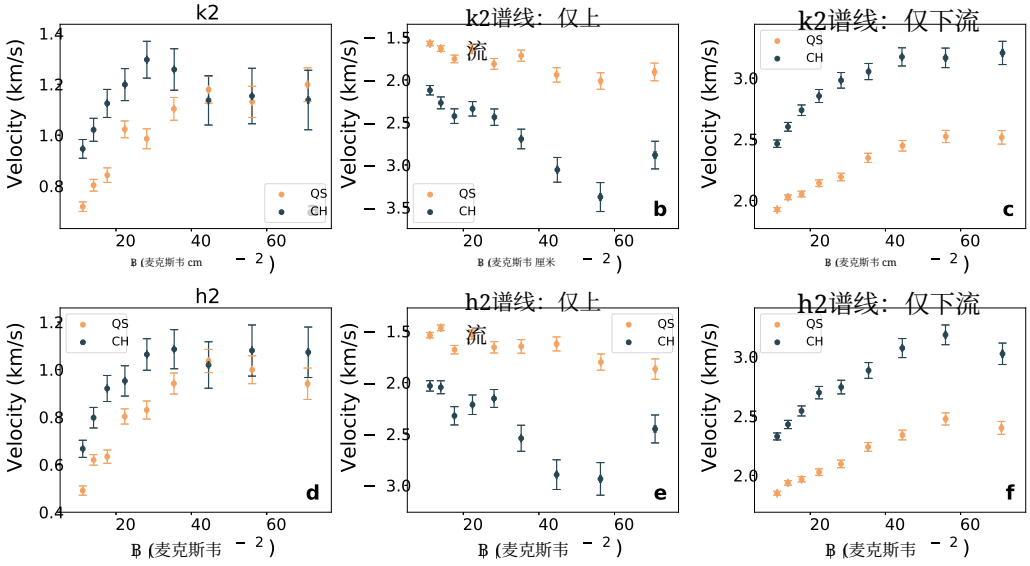


图5.9：与图5.8相同，但对应k2谱线和h2谱线。

与利用图 5.6 所示两个峰值的比值所作的推断一致。需要注意的是，宁静太阳和冕洞中的下流幅度远大于上流幅度，这解释了下流占主导的现象。最后，速度

冕洞与宁静太阳之间的ity差异随着 |B| 的增加而增大，对于 $|B| \geq 60$ 麦克斯韦 cm^{-2}，速度似乎出现饱和。

为研究这些变化是否也出现在 k2谱线和 h2谱线的平均形成高度处，我们使用从 k2谱线和h2谱线峰值获得的平均速度进行相同的分析，并将结果显示在图 5.9 中。图中的曲线（面板 **a** &**d**）显示，在k2谱线/h2谱线峰值处获得的平均速度远小于核心速度。当 $|B| \leq 30$ G时，冕洞相较于宁静太阳表现出更大的红移；超过该范围后，两者之间的速度差异不再存在。此外，冕洞和宁静太阳中的速度均随着 |B| 增加而增大，直至 30 麦克斯韦 cm^{-2}，此后趋于饱和。

我们进一步注意到，对于具有相同 |B| 的区域，冕洞相较于宁静太阳表现出过量的上流（**b** & **e**），以及下流（**c**&**f** 图 5.9）。冕洞中的上流和下流均随 |B| 的增加而单调增加，直到约 60 Mx cm^{-2}，此后趋于饱和。然而，对于宁静太阳，上流的变化非常微小，而下流则随 |B| 的增加而增加，并在超过 ≈ 60 Mxcm^{-2} 后同样趋于饱和。由峰值得到的速度大体上遵循利用谱线核心得到的速度，前者小于后者。

5.3 C II 分析结果：单个数据集

现在我们将考察 C II 谱线的强度、速度、线宽、偏度和峰度对 |B| 的依赖关系。

5.3.1 强度、速度和线宽

In Fig. 5.10, we display the intensity, velocity, and line width across the full FOV of DS4 for the C II line. Panel. **a**, **b**, and **c** display the intensity, velocity, and line width map, respectively. The over-plotted green contours are the same as those plotted in Fig. 5.1.b. Note that the intensity map and all subsequent maps show a white space at the bottom of the raster that corresponds to missing data. There is no visual difference between the CH and QS in Fig. 5.10, like the differences seen in the coronal image of Fig. 5.1. From the intensity maps shown in Fig. 5.10.a, and the photospheric magnetic field maps shown in Fig. 5.1.c, we find a clear correspondence between the |B| and intensities. Furthermore, there is a clear correspondence between the C II and Mg II intensities, though the C II line intensity structure appears to be more diffuse. In Fig. 5.11.a, we plot the variation of intensities as a function

的 |B|。我们发现，对于冕洞和宁静太阳，C II 谱线的强度会随着 |B| 的增加而增加，直到约50麦克斯韦 cm^{-2}，此后在冕洞中增幅减小。对于较大的通量密度，宁静太阳中具有相同 |B| 的区域的强度大于冕洞中的强度。我们进一步注意到，随着 |B|的增加，强度差异略有增加。这与 § 5.2 中关于 Mg II谱线的结果、Kayshap 等（2018）关于 MgII 谱线的发现以及 Tripathiet al. (2021b) 关于 Si IV 谱线的发现相似。

C II 1334 Å 的多普勒速度图见图 5.10.b，绿色轮廓线标示出冕洞和宁静太阳。面板 **a** 所示的速度图显示，C II 谱线在冕洞和宁静太阳中均以红移为主，与

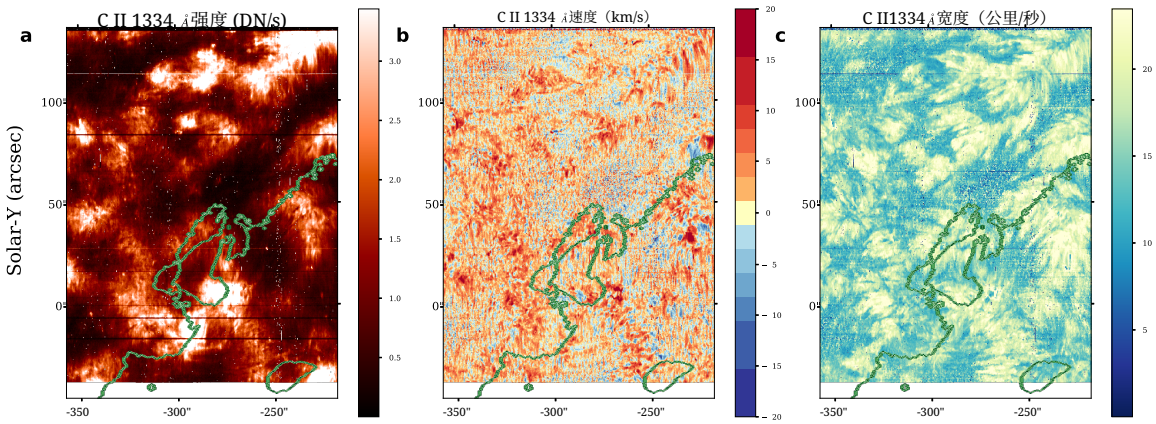


图 5.10：DS4 的 C II 1334 Å强度、速度和线宽图分别显示于面板 **a**、**b**和 **c** 中。绿色轮廓线显示了冕洞和宁静太阳之间的边界。

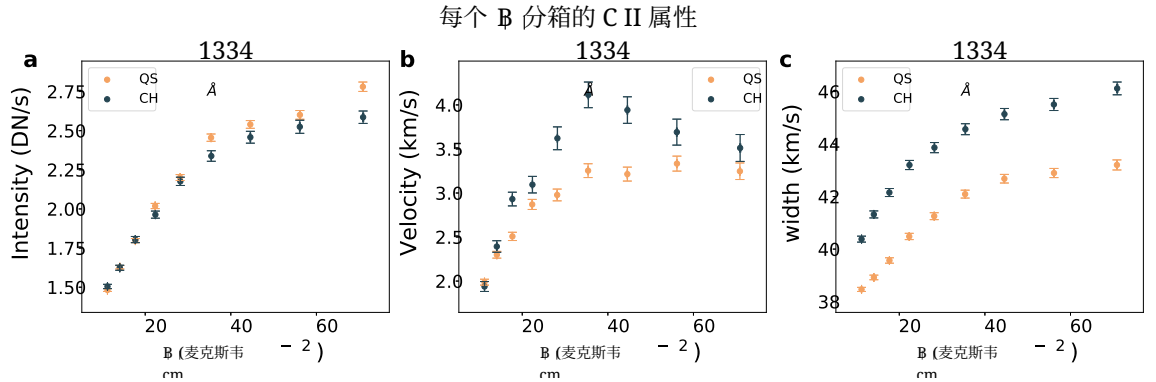


图 5.11：对于 CH（黑色）和宁静太阳（橙色），以 |B| 为分箱计算的强度、平均速度和线宽，基于 DS4 的 C II 1334 Å谱线计算，分别显示在面板 **a**、**b** 和 **c** 中。

Mg II谱线相似。与强度图相似，我们观察不到冕洞和宁静太阳中的多普勒位移有明显差异。面板 **b** 中的黑色（橙色）曲线表示冕洞（宁静太阳）。

与强度分析类似，我们研究宁静太阳（QS）和冕洞（CH）中的多普勒速度随 |B| 的变化。与 §. 5.2 中的分析类似，我们分别分析平均位移、红移和蓝移对 |B| 的依赖关系。

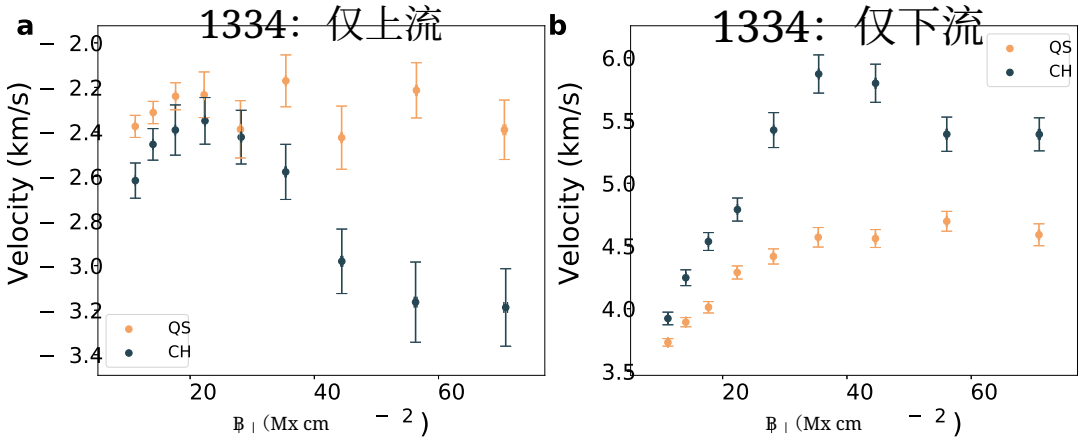


图 5.12：DS4 的多普勒位移随 |B| 的变化。面板**a** 显示仅针对蓝移像素得到的速度变化，而面板**b** 显示仅针对红移像素的变化。

在图 5.11.b 中，我们展示了在 |B|的分箱内获得的带符号平均速度的变化。这表明，平均而言，宁静太阳和冕洞在色球层中均呈红移，并且该速度随 |B|增大。随后，我们在图 5.12 中分别考察蓝移像素和红移像素。图5.12.**a** 中的蓝移像素显示，冕洞中的速度高于宁静太阳，其中冕洞的蓝移随 |B|增大。然而，宁静太阳的蓝移似乎与宁静太阳的 |B| 无关。最后，仅考察红移像素时（见图 5.12.**b**），我们发现红移随 |B| 增大。此外，与宁静太阳相比，冕洞具有额外的红移。我们还注意到，在冕洞和宁静太阳中，下流的幅度都远大于上流的幅度，这解释了色球层中占主导地位的下流。

接下来，我们研究通过高斯拟合得到的总线宽。请注意，线宽（例如参见 Rathore et al. 2015b）定义为：

$$W_{\mathrm{FWHM}} = 2\sigma\sqrt{2\ln(2)} \tag{5.4}$$

其中 W_{FWHM} 为线宽， σ 为通过对谱线进行高斯拟合得到的标准差。

DS4的线宽图如图5.10.c所示，绿色轮廓线标示出冕洞和宁静太阳。与强度和多普勒位移类似，我们没有发现冕洞与宁静太阳之间有任何明显差异。

在图 5.11.c中，我们绘制了线宽随 |B|变化的关系。请注意， |B| 的分箱大小与强度和多普勒位移所使用的相同。随着 |B| 增大，线宽迅速增加。对于冕洞，在超过30–40麦克斯韦cm^{-2} 后，线宽仍然增加，但增幅较为缓慢。然而，宁静太阳在超过 40 麦克斯韦 cm^{-2} 后表现出饱和，此后略有下降。

5.3.2 偏度和峰度

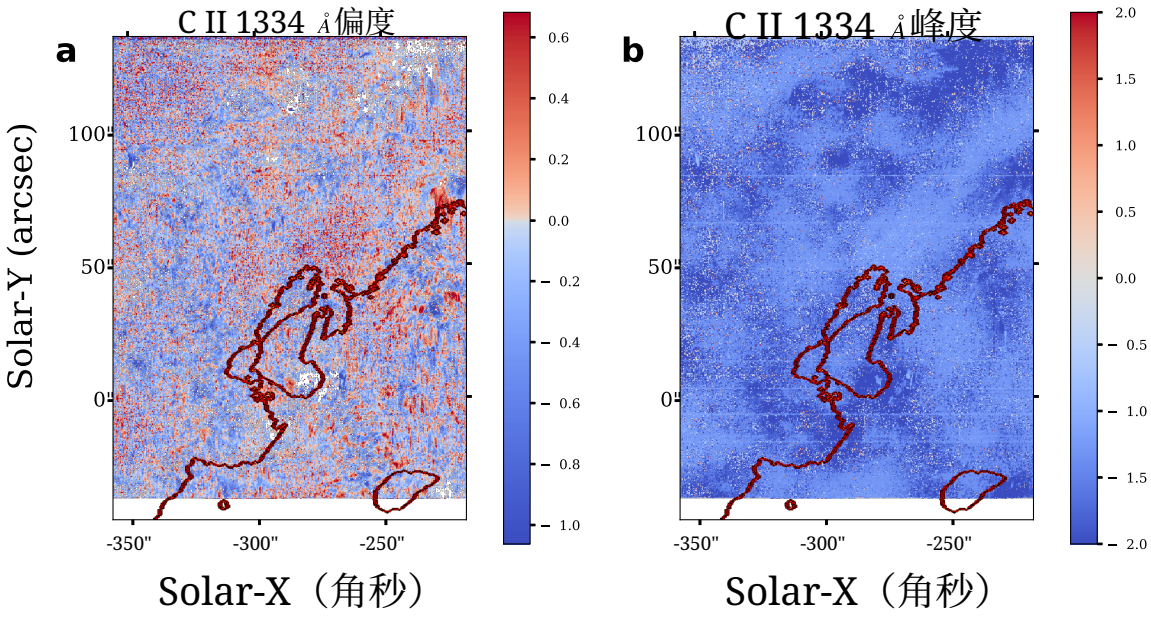


图 5.13：DS4 的 C II 1334 Å谱线偏度（面板**a**）和峰度（面板**b**）分布图。红色轮廓线表示冕洞与宁静太阳之间的边界。

最后，我们使用公式 5.1 和 5.2 研究 C II 谱线的偏度和峰度。图 5.13.a（b）分别显示了偏度（峰度）分布图。偏度分布图与图 5.1 中的磁场分布高度对应。然而，这种结构在图 5.13.**c** 中表现得更为显著，呈现为峰度不足。

在图5.14中，我们绘出了偏度（面板a–c）和峰度（面板b–d）随 |B| 的变化。图中，各谱线得到的偏度和峰度以散点表示，而实心星形带表示根据单高斯拟合计算得到的矩；这些带状区域和误差表示一个标准差 stan-

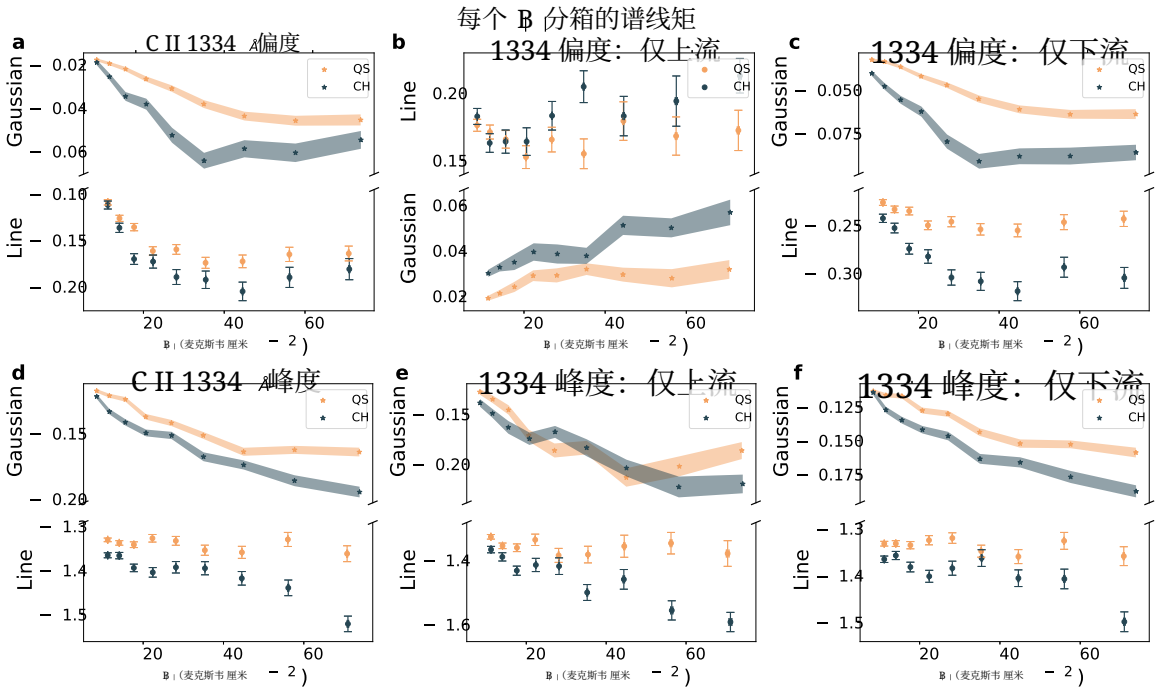


图 5.14：DS4 的 1334 Å 光谱中，偏度（**a**–**c** 面板）和峰度（**d**–**f** 面板）随 |B| 的变化。平均量显示在 **a** 和 **d** 面板中，而仅对蓝移（红移）像素求得的平均值分别显示在 **b** 和 **e** 面板中（**c** 和 **f**）。带点的散点图显示光谱轮廓的矩，而实心星形图则是在相同波长范围内对单高斯拟合计算得出的。请注意，y 轴采用了断轴，以便清晰显示矩随 |B| 的变化。

标准误差。从理论上讲，高斯分布的偏度和超额峰度为零。然而，在特定波长位置采样的高斯轮廓未必如此。因此，为了了解计算所得谱线轮廓各矩的显著性，我们还计算了高斯拟合的各矩，以作基准。高斯轮廓所得各矩与其理论值之间的偏差，量化了离散波长网格的影响。为使这些差异更加清晰，我们将高斯拟合所得各矩的图与直接从光谱轮廓本身计算所得各矩的图分开绘制。图中显示，高斯拟合与谱线的各矩存在显著差异。相较于高斯拟合，谱线轮廓呈负偏度（图5.14.a），表明观测光谱普遍具有较长的蓝侧尾部（或红侧陡升）。此外，随着 |B|增大，谱线的偏度也随之增大。然而，对于图5.14.b和c中显示蓝移（红移）的像素，谱线则呈现额外的正（负）偏度。这说明蓝移光谱的陡峭程度更高。

向蓝方向上升，而红移像素则有更陡峭的向红方向上升。峰度图（（图 5.14.d））显示，由于峰度亏损，谱线比高斯分布更平坦，异常值也更少。这种峰度在红移和蓝移像素中均可见（图 5.14.e 和 f）。显著差异表明，这些现象不仅仅是由采样伪影造成的，也与物理过程有关。然而，冕洞和宁静太阳中的偏度和峰度值相似。因此，这些区域中的光谱轮廓形状总体相似，并无显著差异。

在展示了对单个数据集的分析及所得结果后，我们现在考察表5.1中列出的全部五个数据集，以提高结果的统计显著性。我们强调，每个数据集的结果都与上一节报告的 DS4 结果相似。为此，我们对全部五组观测所得的参数取平均值，并研究强度和速度对 $|B|$ 的依赖关系。由于这些观测是在相近的 μ 值下进行的，因此可以合并所有数据集。另需指出，为简洁起见，我们仅展示 Mg II k 线特征的结果，因为 k 线和 h 线的结果极为相似。

5.4 对合并数据集进行分析的结果:: Mg II

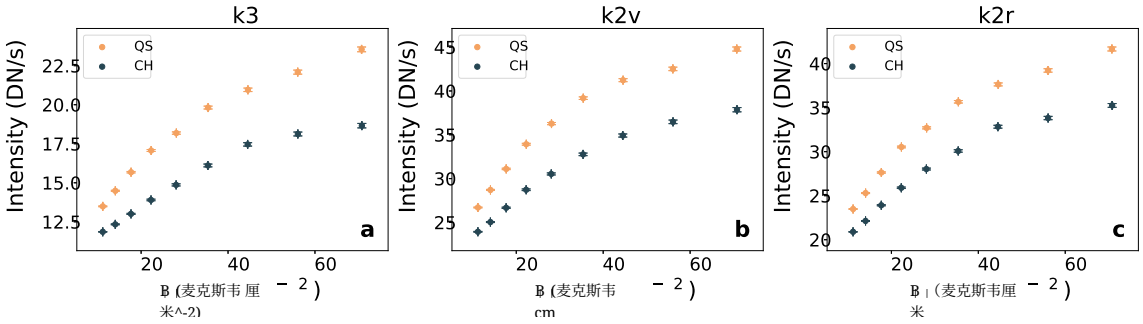


图5.15：与图5.5的顶行相同，但针对合并数据集。

在图 5.15 中，我们绘出了 k3（面板**a**）、k2v（面板 **b**）和 k2r（面板 **c**）中平均强度随 $|B|$ 的变化。对于 Mg II k 线的这三种特征，我们发现强度随 $|B|$ 增大而增强，不过在较高的 $|B|$ 处呈现出一些饱和迹象。我们还发现，对于 $|B|$ 相同的区域，宁静太阳区的强度高于冕洞，而且强度差异随 $|B|$ 增大而增大。

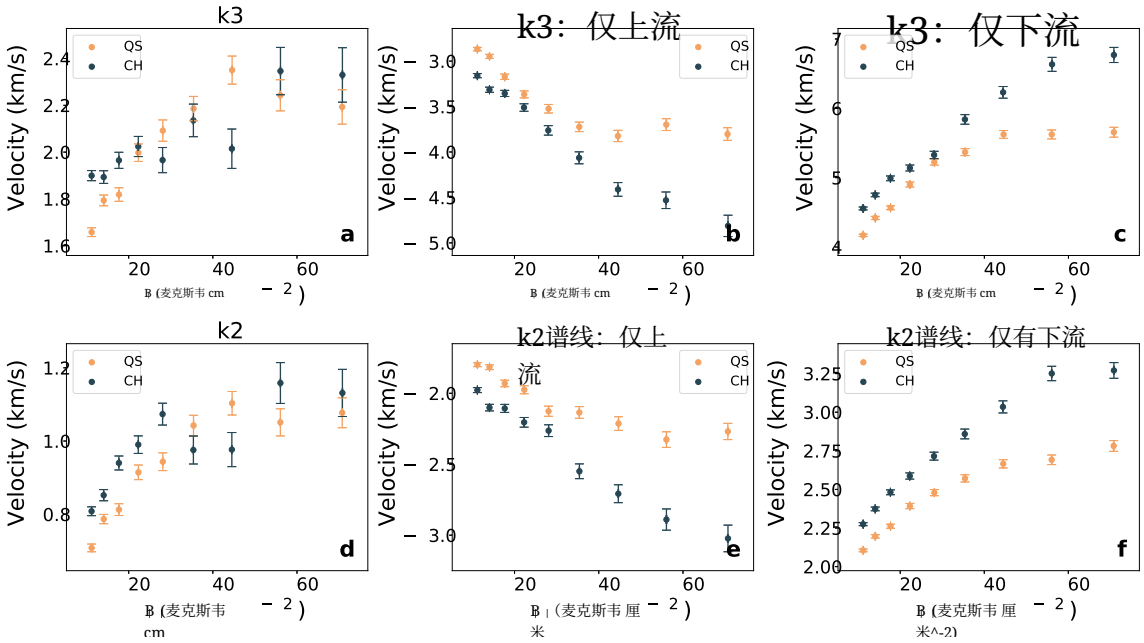


图 5.16：与图 5.8 和图 5.9 的顶行相同，但针对合并数据集。

We study the behavior of Doppler shifts as a function of |B| in Fig. 5.16. We plot the signed average of the Doppler shifts of k3 (k2) in Fig. 5.16.**a** (Fig. 5.16.**d**). The plots clearly show that both QS and CHs are redshifted on average and that the redshift increases with increasing |B|. Moreover, for $|B| \leq 30$ Mx cm^{-2}, the CHs show marginally excess redshifts, which disappear at higher |B|. We plot the velocity variation of pixels showing upflows in panels **b** and **e** and of downflows in panels **c** and **f**. There is a clear signature of monotonic increase of upflows and downflows in CHs with increasing |B|. However, such clear monotonicity is not seen for QS regions. While the flows increase for QS till about 30 Mx cm^{-2}, they get saturated thereafter. Moreover, the CHs show larger excess upflows as well as downflows over QS for larger |B|. Finally, the magnitudes of the flows in k3 are larger than that in k2.

5.5 合并数据集分析结果：C语言 II

我们在图 5.17 中展示了 C II 谱线的强度、速度和宽度随 |B| 的变化结果。图中显示，宁静太阳和冕洞中的强度均有所增加。

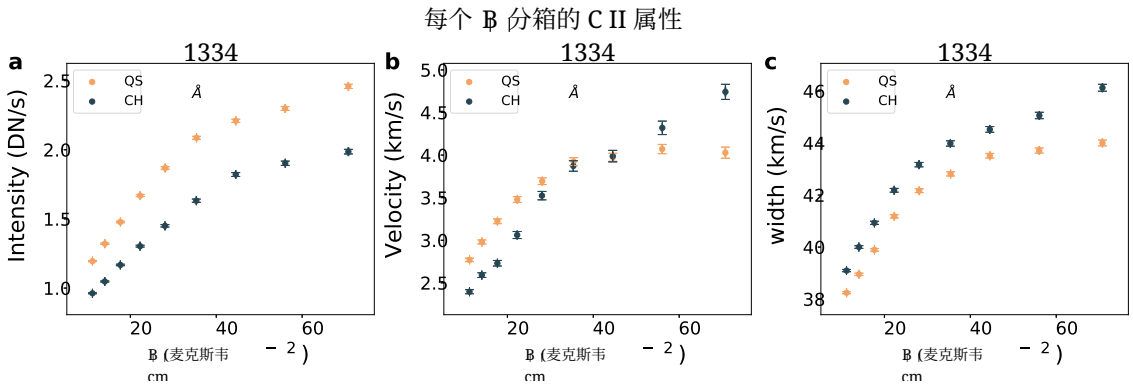


图 5.17：C II强度（面板 **a**）、速度（面板 **b**）和线宽（面板**c**）随 |B| 的变-化，针对合并在一起的所有数据集。

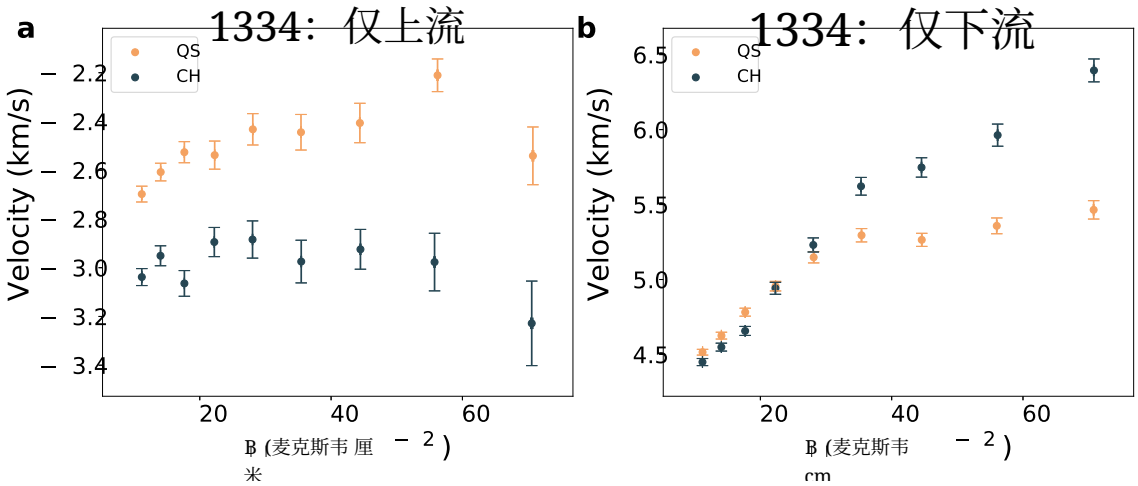


图5.18：所有数据集合并后，C II 上流和下流的速度变化与 |B| 的关系。面板**a** 显示按 |B| 分箱的上流变化，而面板 **b**显示下流的变化。

作为 |B| 的函数（见图a），与Mg II强度类似。再次，对于具有相同 |B|的区域，宁静太阳区的强度高于冕洞，并且强度差异随着 |B|的增加而增大。多普勒位移图（图b）表明，宁静太阳和冕洞平均而言都发生红移，且多普勒位移的幅度随着 |B|的增加而增大。我们还注意到，对于较小的 |B|（<30 麦克斯韦cm^{-2}），宁静太阳的红移程度略高于冕洞。在30–50麦克斯韦cm^{-2}之间，两者表现出相似的红移。在更高的 |B| （>50 麦克斯韦cm^{-2}）下，冕洞的红移程度略高于宁静太阳。图c显示，线宽随着 |B| 的增加而增大，并且冕洞的线宽大于宁静太阳区。

在图 5.18 中，我们分别绘制了上流和下流的速度结果

作为 |B| 的函数。我们发现，在 |B| 相同的情况下，冕洞像素相对于宁静太阳像素呈蓝移。冕洞中的蓝移与|B|之间显示出微弱的相关性。宁静太阳中未观察到这种关系；事实上，随着 |B| 的增加，其蓝移略有减小（见面板 **a**）。图 5.18.**b** 显示，在 ≈ 30 Mx cm^{-2} 之前，冕洞和宁静太阳中的红移几乎相同；此后，冕洞表现出额外的红移，而宁静太阳则显示出饱和。

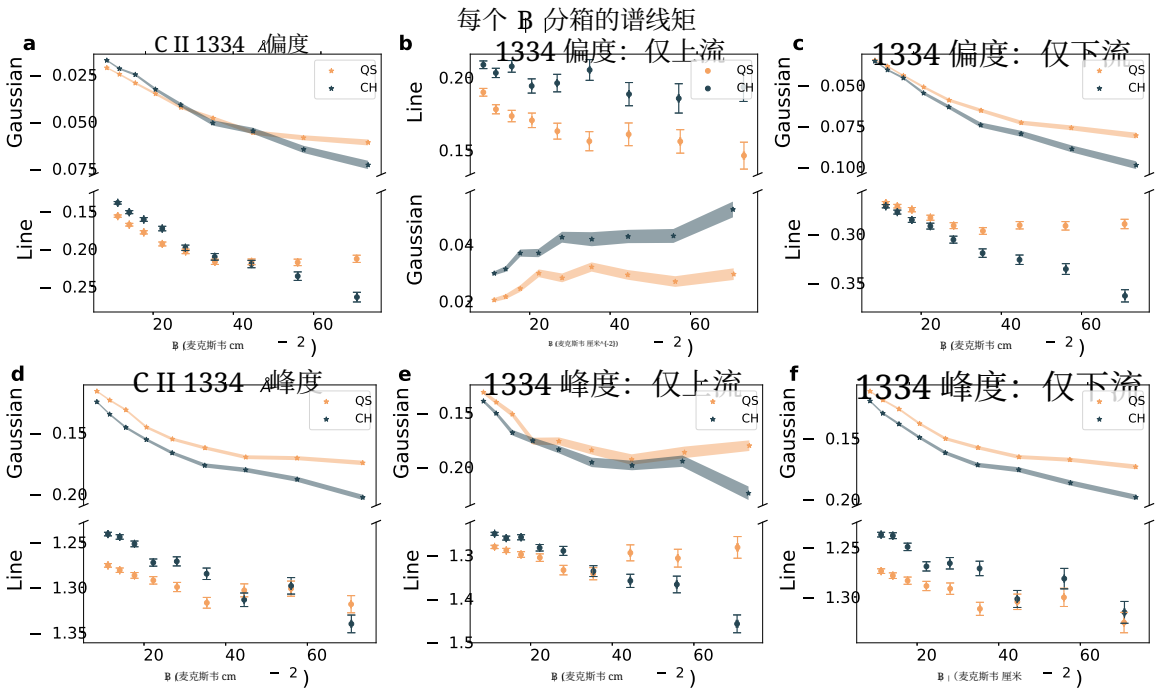


图 5.19：所有数据集合并后，C II 偏度和峰度随 |B| 的变化。顶排对应谱线偏度，底排对应峰度。面板 **a** 和 **d** 对应所有谱线轮廓的矩变化，而**b** 和 **e** （**c** 和 **f**）对应蓝移（红移）谱线轮廓的矩。黑色和橙色带及其上叠加的星号分别对应单高斯拟合的相应矩。y 轴采用了断轴，以便更好地展示随 |B| 的变化。

在图 5.19 中，我们绘制了五组观测的偏度（面板 **a**）和峰度（面板**d**）关于 |B| 的平均值。与图5.14 类似，星号图和带状图表示高斯拟合的矩，而点表示光谱轮廓的矩。我们发现，相对于高斯轮廓，这些谱线显示出明显的峰度亏损和负偏度。此外，我们还分别研究了红移和蓝移像素的矩（见面板 **b** 和**c**）。我们发现，蓝移（红移）像素呈正（负）偏度。这种行为表明，具有蓝移（红移）的光谱比高斯分布上升得更陡峭

在蓝移（红移）侧，并在相反一侧逐渐衰减。最后，从面板 **e** 和**f**可以看出，峰度不依赖于谱线位移，这些面板分别展示了谱线红移和蓝移的峰度。这意味着，无论光谱轮廓向蓝侧还是红侧发生位移，其本身都比高斯轮廓更平坦。

5.6Si IV:: 来自合并数据集的结果

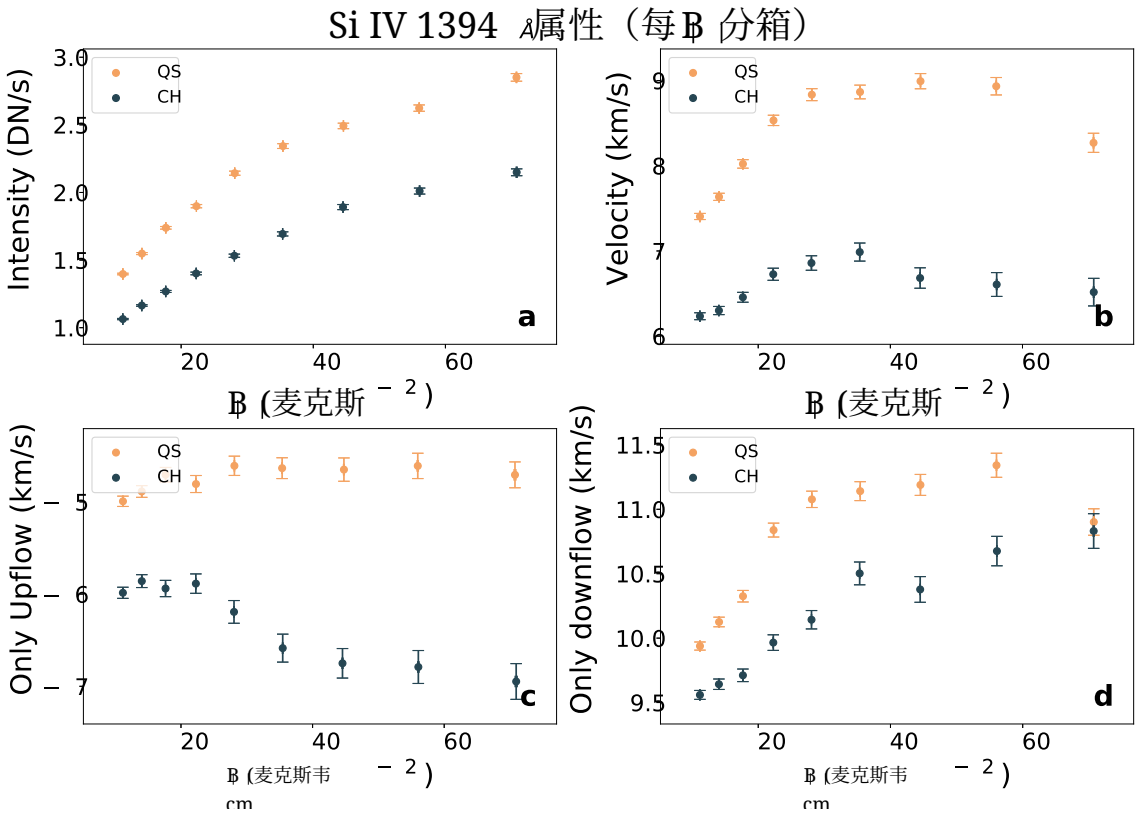


图 5.20：冕洞（黑色）和宁静太阳（橙色）中 Si IV 谱线强度（面板**a**）、平均速度（面板**b**）、蓝移（面板**c**）和红移（面板**d**）随 $|B|$ 的变化。这些结果基于所有数据集计算得出，是 Tripathi 等（2021a）结果的统计显著性更高的版本。

现在，我们展示所有数据集的 Si IV 谱线强度和多普勒位移结果。本文展示的结果与论文 I 中的结果之间唯一的差异，是本研究纳入了另外两次观测，从而提高了结果的统计显著性。我们获得了 Si IV 谱线

通过使用单个高斯分布和恒定连续谱拟合光谱得到的参数。相关结果以图 5.20的形式进行了总结。这些结果与论文 I中得到的结果完全一致。此外，SiIV所得的结果与C II和Mg II 谱线所得的结果存在一些相似之处。

冕洞与宁静太阳之间的强度（图5.20.**a**）和蓝移（图 5.20.**c**）差异，以及它们与 |B| 的关系，在这三条谱线中均保持一致，不过在 SiIV 谱线上更加明显。然而，带符号平均速度表明，与宁静太阳相比，冕洞中的平均红移减小了（图 5.20.**b**）。这些平均红移随 |B| 增大，并在 ≈ 40 麦克斯韦cm^{-2} 处达到饱和。冕洞相对于宁静太阳表现出额外的蓝移（图5.28.**c**），其变化与 C II 谱线所呈现的变化相似（图 5.17.**c**）。仅红移像素也显示出与 |B| 的直接关系，但宁静太阳的红移强于冕洞（图5.20.**d**）。还需注意的是，SiIV 得到的上流和下流速度远大于从 MgII（图 5.16）或 C II 线（论文 II）推断出的速度。

5.7 多普勒位移的相关性：Mg II、C II 和 Si IV

The velocities and intensities show a highly non-trivial relation as a function of the formation height of different spectral lines. Note here that ascribing exact formation heights to each of these spectral lines is difficult, and it would be better to use ‘formation temperature’ of these lines. However, the solar atmospheric stratification may allow us to make a qualitative association between formation height and formation temperature, and we shall consider them to be almost equivalent henceforth. We however also note that these associations are adapted from various numerical simulations which do not quite incorporate the dynamics of Type II spicules, for example. Therefore, to investigate if there is any correlation between Doppler signatures observed in the three different spectral lines viz. Mg II, C II, and Si IV, we consider the approximate formation height of these lines obtained from numerical simulations. It has been suggested that, on average, C II lines form slightly higher in the atmosphere than the Mg II lines. Within the Mg II lines, the k line forms higher than the h line. Moreover, it has also been found that the line cores of both k & h lines form higher than their respective peaks (Leenaarts et al. 2013; Rathore et al. 2015b). The Si IV line forms in optically thin conditions, so ascribing an exact formation height is not possible. However, it forms at a higher temperature in the TR. We may, therefore, ascribe a greater height to Si IV than the

Mg II 和 C II 谱线。基于这一先验，我们可以假设形成高度（按升序排列）大致为 Mg II h2 ≤ Mg II k2 < Mg II h3 ≤ Mg II k3 ≈ C II <Si IV。

在 Mg II 的不同谱线特征中获得的速度（图 5.16. **b**、**c**、**e** &**f**）、C II（图 5.18）和 Si IV（图 5.20. **c** & **d**）清楚地表明，速度大小随着形成高度的增加而增加。考虑到质量通量守恒流（Avrett 等2013年），以及太阳大气中的密度随高度增加而降低，可以合理地假设，较低（较高）高度处的上流（下流）在向较高（较低）高度运动的过程中会增强（减弱）。

为检验这一假设，我们研究 Mg II、C II 和 SiIV 速度之间的相关性。由于 Mg II 和 C II在大致相同的高度形成，我们预计这两条谱线相对于 Si IV谱线具有相似的性质。在论文I 中，有研究认为，SiIV 蓝移随 |B| 增加而增强，可能表明太阳风形成的特征。这促使我们探究，在色球层中由 Mg II 和CII线检测到的流动，是否以某种方式与从 SiIV获得的流动相关。对于此项分析，我们使用从合并数据集中获得的结果。请注意，在此分析中，我们仅考虑 Mg II k2、Mg II k3、C II 1334 Å 和Si IV 谱线。我们强调，Mg II h 的结果与 k 特征的结果一致，为简洁起见不予展示。

我们将观测到的 Mg II、C II 和 Si IV 速度划分为包含上流和下流的像素集合。随后，我们考察这些集合交集中的流动散点图，例如，展示 Mg II k3 中上流与 Si IV 中上流的像素之间的关系、Mg II k3 中上流与 Si IV 中下流的像素之间的关系，依此类推。为提高统计结果的可靠性，我们在 Mg II 和 C II 速度分箱中绘制 Si IV 速度的这些散点图。请注意，这里的分箱按十分位数选取，即将每个 Mg II 或 C II 特征的每 10% 数据视为一个分箱。

在图5.21中，我们绘制了 SiIV中观测到的下流（顶行）和上流（底行）与 Mg II k2谱线（图 **a** & **d**）、Mg II k3（图 **b** &**e**）以及C II（图 **c** 和**f**）中观测到的下流和上流之间的相关性。图 **a**、**b** 和 **c** 表明，在 Si IV中观测到的下流与Mg II k2谱线、k3 和CII中观测到的下流具有很强的相关性。对于Si IV中给定的下流值，k3和 C II 中的下流比k2谱线中的更强。不过需要注意的是，k3 和 C II 中的下流非常相似。此外，对于相似的 CII和 MgII下流，宁静太阳中的 Si IV 会显示出相对于冕洞而言过多的下流。还观察到，随着 Mg II和 CII下流的增加，宁静太阳与冕洞之间 Si IV 下流的这些差异也会增大。同样，图 **d**、**e**和**f** 表明，Si IV 中的上流与上流之间具有略好的相关性

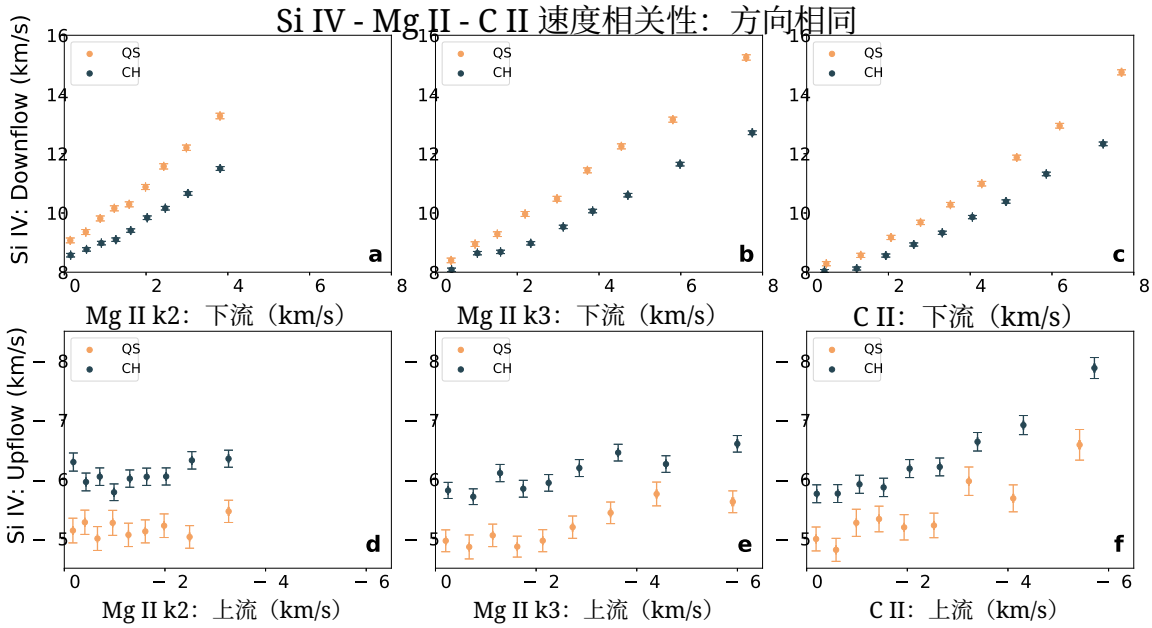


图 5.21：Si IV 与 Mg II k2、Mg II k3 和 C II 多普勒位移之间的互相关性。上排显示 Mg II、C II 和 Si IV 下流之间的相关性，下排显示 Mg II、C II 和 Si IV 上流之间的相关性。各列按照大致形成高度从 Mg II k2 到 C II 排列。

Mg II k3 和 C II 中的相关性强于 Mg II k2 中的相关性。此外，C II 与 Si IV 谱线之间的相关性更强，这可能反映了光学薄的 C II 分量的影响，该分量形成于大气中更高处（Rathore et al. 2015b）。与下流类似，我们发现，对于 Mg II 和 C II 中相近的上流，CH 在 Si IV 中的上流比宁静太阳更大。我们还注意到，在 Mg II 和 C II 线中，CH 与宁静太阳所观测到的上流差异似乎略有增大。

在图 5.22 中，我们分别研究了 Si IV 中的上流与 Mg II 和 C II 中的下流之间的相关性，以及反之的情况，如图中上排和下排所示。我们发现，Si IV 中的上流与 Mg II 和 C II 中的下流呈单调关系（上排）。此外，我们注意到，对于 Mg II 和 C II 中观测到的相似下流，活动区中的 Si IV 上流比宁静太阳中的更强。另一方面，Si IV 中的下流与 Mg II 和 C II 中的上流没有表现出任何特定的相关性。此外，对于 Mg II 和 C II 中相似的上流，活动区和宁静太阳中的 Si IV 下流保持一致。我们没有发现 Si IV 中的下流与 Mg II 和 C II 中的上流之间存在任何关系。

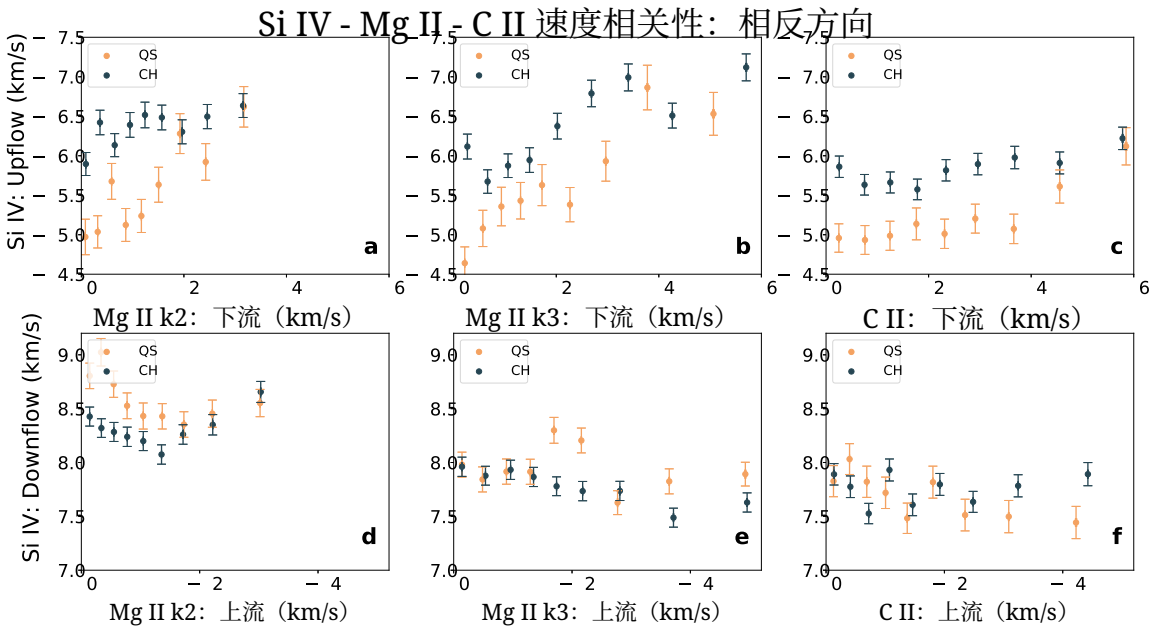


图 5.22：SiIV 与MgIIk2、Mg II k3、C II 多普勒位移之间的互相关性。顶行展示MgII和 C II 中的下流与 Si IV中的上流之间的相关性，而底行展示MgII和 C II 中的上流与 Si IV 中的下流之间的相关性。各列按照从 Mg II k2 到 C II 的大致形成高度排列。

5.8 从强度、谱线轮廓形状和速度诊断得出的推断

The problems of coronal heating in QS and CHs and the formation and acceleration of solar wind are intimately tied to the structure and dynamics of the magnetic field in the respective regions. Therefore, comparative studies between CHs and QS become important in understanding the plasma dynamics and the underlying processes. The Mg II, C II, and Si IV lines observed by IRIS probe different layers in the chromosphere & TR, have provided us with a unique opportunity to understand the dynamics of these regions as a dynamically coupled system. In this paper, we characterize, in detail, the dynamics of the Mg II line by combining the information related to the plasma dynamics with that of the magnetic field. In addition, we also probe the correlations between the Doppler shift obtained for Mg II lines, the C II line, and those obtained for the Si IV line from Paper I, to investigate if a common origin may be ascribed to the observed dynamics in the different lines. Below we summarize and discuss our results followed by an interpretation in §5.9.

5.8.1 强度差异

色球层中形成的 Mg II h、k 线（包括核心和峰值）及 C II 线的强度，以及过渡区中形成的 Si IV 谱线强度，均随 $|B|$ 增加而增强（见图 5.15、图 5.17.a 和图 5.20.a）。对于这三条谱线，在 $|B|$ 相同的区域，冕洞的强度均低于宁静太阳。此外，随着 $|B|$ 增大，强度差异也随之增大。观测到的冕洞与宁静太阳之间色球层强度差异表明，在 $|B|$ 相同的区域，冕洞的源函数值低于宁静太阳（Rathore et al. 2015b）。

我们的结果进一步表明，对于给定的磁通量区域，冕洞与宁静太阳之间的强度差异在色球层高度就已存在（另见 Kayshap et al. 2018 和论文 II）。我们注意到，在最大的 $|B|$ （≈ 80 麦克斯韦 cm^{-2}）分箱中，宁静太阳与冕洞的强度比在 Mg II k2 中最小，并沿着 C II、Mg II k3 和 Si IV 谱线依次增大，分别为 1.18、1.22、1.26 和 1.32，这表明从低色球层到过渡区，冕洞与宁静太阳之间的差异逐渐增大。

冠状层中冕洞和宁静太阳的强度差异广为人知（例如参见 Krieger et al. 1973年）。然而，在高于噪声水平的情况下，无论是色球层还是过渡区都看不到这种差异（Stucki et al. 1999年；Xia et al. 2004）。这些观测促使 Wiegelmann & Solanki (2004) 将冕洞与宁静太阳之间的强度差异归因于这些区域中的环统计。基于势场外推，Wiegelmann & Solanki (2004) 发现，与冕洞相比，宁静太阳中较长的闭合环数量过多，而两个区域中较短的闭合环数量相近。他们利用适用于光学薄等离子体的标度律提出，冕洞中强度低于宁静太阳，自然是由于冕洞中较长闭合环的缺失所致。

While the scenario proposed by Wiegelmann & Solanki (2004) is used to explain the intensity difference in Si IV in Paper I, it may not be directly applicable to the chromosphere, as also argued by Kayshap et al. (2018). However, since the loop statistics of Wiegelmann & Solanki (2004) is derived from the extrapolations of photospheric magnetograms, it may be plausible to suggest that the statistics itself (and not the scaling relation for plasma emission) is also valid for the chromosphere. Therefore, we may conclude that at a relatively higher $|B|$, a deficit of shorter loops in the CHs with respect to the QS is observed already in the low chromosphere. The source function of the chromospheric lines may in part be influenced by this loop statistics at chromospheric heights and may explain the marginal deficit of intensities in CHs over QS. However, given the complexity of structure in the chromosphere, it may also be possible that magnetoacoustic shocks and differences in properties of spicules reflect into the intensity differences in CHs and QS (see, for example Vecchio et al. 2009; Pereira et al. 2012).

5.8.2 C II 谱线的光谱轮廓行为

我们的观测显示，对于具有相似|B|的区域，冕洞中的线宽大于宁静太阳中的线宽。通过数值模拟发现，不透明度在谱线展宽中发挥着重要作用（Rathore和Carlsson2015年；Rathore et al. 2015b）。不透明度展宽可由（Rathore 和 Carlsson 2015年）的方程25定性解释：在不存在任何流动的情况下，不透明度展宽与谱线翼处的柱质量和谱线中心处柱质量之比成正比。根据（Rathore 和 Carlsson 2015年）的方程23和20，我们得到：

$$\frac{1}{m_c(0)} = \frac{\chi_{l0}}{\rho} + \frac{1}{m_c(\infty)}, \tag{5.5}$$

其中， m_c(Δν)表示位移 Δν处的柱质量， $\Delta\nu = 0$ 表示谱线核，$\Delta\nu = \infty$ 表示连续谱， χ_{l0} 表示单位体积内谱线核处的不透明度， ρ 表示密度。因此，在其他项保持不变时， m_c(0)直接取决于密度 ρ；密度降低会减少谱线核的柱质量，从而增强不透明度展宽。假设谱线强度与密度直接相关，那么密度降低会表现为核心强度降低。因此，CH的谱线核密度低于QS，可以很好地解释观测到的强度和线宽差异。请注意，方程5.5是在静态大气条件下推导的，而在真实的太阳大气中，非热速度和微湍流成分会影响线宽。此外，展宽增加也可能部分源于非热展宽的增强。这可能由针状体活动引起；针状体活动可能因高速度阿尔芬波而导致展宽增强，尤其是在网络区中（例如，参见 Van Ballegooijen 等 2011年；Tian 等 2014年）。

我们的观测进一步表明，光谱轮廓的峰度低于高斯分布，并且相对于高斯轮廓呈负偏度。为了进一步理解这些光谱轮廓，我们分别考察红移和蓝移谱线轮廓的偏度与峰度，并尝试在图 5.19中区分它们的性质。观测到偏度会随谱线位移而改变符号。如果谱线轮廓发生蓝移（红移），则观测到的谱线轮廓呈正偏度（负偏度）。由于比较是相对于高斯拟合进行的，这意味着蓝移（红移）谱线轮廓在蓝侧（红侧）的上升比高斯分布更陡峭。Avrett et al.(2013) 在一维模拟中观测到了此类不对称的CII 谱线轮廓。此外，作者还观测到，随着大气速度增加，不对称性也随之增强。Avrett et al. (2013) 提出，如果流动在柱质量上集-

这表明垂直速度与密度成反比。因此，较高处发射的谱线部分比低处发射的部分偏移更大。这可能是观测到的谱线偏度的一种解释。不过请注意，通常光谱轮廓形状取决于源函数随波长的变化，而这又取决于源函数与局部条件及速度梯度等因素的耦合。

最后，我们看到，峰度与谱线轮廓是蓝移还是红移无关，并且与高斯分布存在显著差异。它还显示出随 |B| 的明显变化。因此，总的来说，C II谱线轮廓比高斯分布更平坦，并且随着 |B| 的增加，峰度也随之增加。Zirker（1962）已表明，针状体中的CaII谱线会随着形成高度的增加，从具有中心反转的谱线轮廓变为平顶谱线轮廓，再变为峰状谱线轮廓。这种谱线轮廓的变化被解释为这些谱线不透明度的降低。类似的情况也可能适用于 C II 谱线，其可能由于不透明度的变化而呈现这种平顶谱线轮廓。不过需要注意的是，Rathore等（2015b）也观察到了类似的峰度亏损谱线轮廓，并将其视为“箱形”谱线轮廓的表现。基于三维模拟，Rathore 等（2015b）断言，这是连续谱附近源函数陡增，而在线芯形成区附近上升更加平缓的结果。还需注意的是，如Rathore等（2015b）所示，这种源函数变化也会导致谱线变宽。因此，由底层 |B| 所决定的源函数平缓上升，可能会导致CII 谱线的峰度亏损。然而，在冕洞和宁静太阳中，谱线偏离高斯分布的程度都相似。因此，光谱形状的相似性表明，导致冕洞和宁静太阳光谱轮廓形成的底层过程可能相似。

5.8.3 多普勒位移：变化和相关性

三条谱线的多普勒测量均表明，色球层和过渡区平均而言都存在红移（见图 5.16.a 和 d、图 5.17.b 以及图 5.20.b）。我们发现，平均红移随 |B| 增大而增大；在 |B| 相近时，红移从 Mg II k2 到 Si IV 逐渐增大。分别研究红移和蓝移像素后，我们发现，对于相同的 |B| ，色球谱线中冕洞的上流和下流都多于宁静太阳，而且这种差异随 |B| 增大而增大（见图 5.16 和图 5.18）。然而，在过渡区，对于 |B| 相同的区域，冕洞的上流多于宁静太阳，而下流少于宁静太阳（见图 5.20.c 和 d）。考虑不确定性后，上流和下流的大小大致按 Si IV、Mg II 线芯、C II、Mg II 峰的顺序递减。我们还注意到

虽然 Mg II k3 和 C II 谱线显示出相近的下流，但 Mg II k3 中的上流更大。

为评估色球层和过渡区中观测到的流动之间是否存在关联，我们对不同谱线中显示流动的像素集合的交集进行了相关性研究。也就是说，我们研究过渡区像素中上流的均值变化，这些像素在色球层中也显示上流，并以此类推，考察不同流动组合。这项分析揭示了过渡区流动均值随色球层流动的变化，并提供了不同谱线中流动持续性的信息。我们发现，色球层和过渡区中的流动高度相关：色球层中的下流与过渡区中的上流和下流相关，色球层中的上流则与过渡区中的上流相关。然而，我们没有发现色球层上流与过渡区下流之间存在相关性。此外，对于色球层中幅度相近的下流（上流），冕洞中的过渡区下流较宁静太阳更弱（上流更多）。另外，对于色球层中幅度相近的下流，冕洞中过渡区的上流较宁静太阳更多。

这里报告的观测引出了两个问题。首先，什么物理机制导致了这些流动？其次，是否可能解释在色球层和过渡区中冕洞与宁静太阳之间所观-测到的流动差异，包括§5.8.1中讨论的强度差异？虽然我们在此处讨论前一个问题，但后一个问题将在§5.9中讨论。

The tight correlations between TR downflows measured using Si IV and those observed in the chromosphere measured using Mg II and C II may either be explained by field-aligned downflows due to condensations from corona to TR to chromosphere (see, e.g., Klimchuk 2006a; Tripathi et al. 2009b, 2010, 2012) or due to return flows of type-II spicules (Klimchuk 2012; Ghosh et al. 2019, 2021; Bose et al. 2021). However, we note that the observed magnitude of the TR downflows are much larger than those predicted using 1D hydrodynamic simulations of coronal impulsive heating followed by evaporation and condensation. Therefore, for the reasons elaborated in Ghosh et al. (2019, 2021), it is more likely that the observed downflows here are due to the return flows of type II spicules. Our finding that the speeds of chromospheric downflows are lower than those in TR is very likely due to the plasma flowing from lower density to higher density. However, note that the net deceleration of the plasma depends on the interplay of deceleration due to atmospheric stratification & magnetic pressure and acceleration due to gravity & plasma compression.

我们的观测进一步表明，色球层和过渡区中的上流也存在相关性。此外，这些上流的幅度还会增加，且随着.....

增加 |B| 以及大气高度。如果假设质量通量保持不变，当上流通过膨胀磁通管时，这种情况是可能发生的。然而，这些上流也可能是由类似 II型针状体事件的发射所造成的（De Pontieu等人 2007a年；Tian 等 2008a年、2014年；Samanta等人 2019年）。不过，需要注意的是，这些上流也可能是由向上传播波产生的（例如，Cranmer& VanBallegooijen 2005年）。由于已知阿尔fvén波在色球层中普遍存在（De Pontieu等人2007b年），因此很难将阿尔fvén波与类似针状体的向上传播所产生的确切影响区分开来（不过，参见 Ghosh 等 2019年、2021年）。

最后，色球层下流也与过渡区中的上流存在直接关系。这种相关性表明这些流动可能源于同一机制，并暗示存在双向流。Aiouaz（2008）在宁静太阳和冕洞的网络区中（主要发生在冕洞中）观测到了双向流；Barczynski 等（2021）则在活动区中观测到过渡区红移和低日冕蓝移（另见 Gupta 等，2018a，关于瞬变事件中的双向流）。我们认为，发生在色球层与过渡区之间的这类双向流能够恰当地解释我们的观测结果。

我们提出的情景如图 5.23 所示。垂直色条从光球层中的深黄色逐渐变为日冕中的白色，表示密度随大气高度增加而降低。研究中不同离子对应谱线的大致形成高度（或者说，温度的替代指标）以水平线标出。“星号”表示脉冲事件的位置，箭头则标示预期流动的方向。蓝色（红色）箭头表示上流（下流）。

We present four different scenarios based on the same physical mechanism to explain the three sets of observations. As evidenced by similar skew & kurtosis in C II 1334 Å line (see Paper II) and non-thermal widths in Si IV (see Paper I), it is plausible to conclude that similar physical mechanisms give rise to the observed spectral profiles in CHs and QS. This mechanism, in our interpretation, is an impulsive dumping of energy in CHs and QS. For an impulsive event occurring between the formation height of Si IV and C II or Mg II, bi-directional flows will be produced in the form of upflows in Si IV and downflows in C II and Mg II. Since the chromosphere is denser than the TR, the chromospheric radiative cooling time scales are smaller. Hence, the downflows would cool down faster and be visible in cooler lines like Mg II and C II, while the upflows persist in relatively hotter lines like Si IV. Some of the upflows observed in Si IV may persist till greater heights and then fall back, similar to Type II spicule return flows (Fig. 5.23.b). The returning flows will be observed as persistent downflows in all three lines, with descending speeds. We

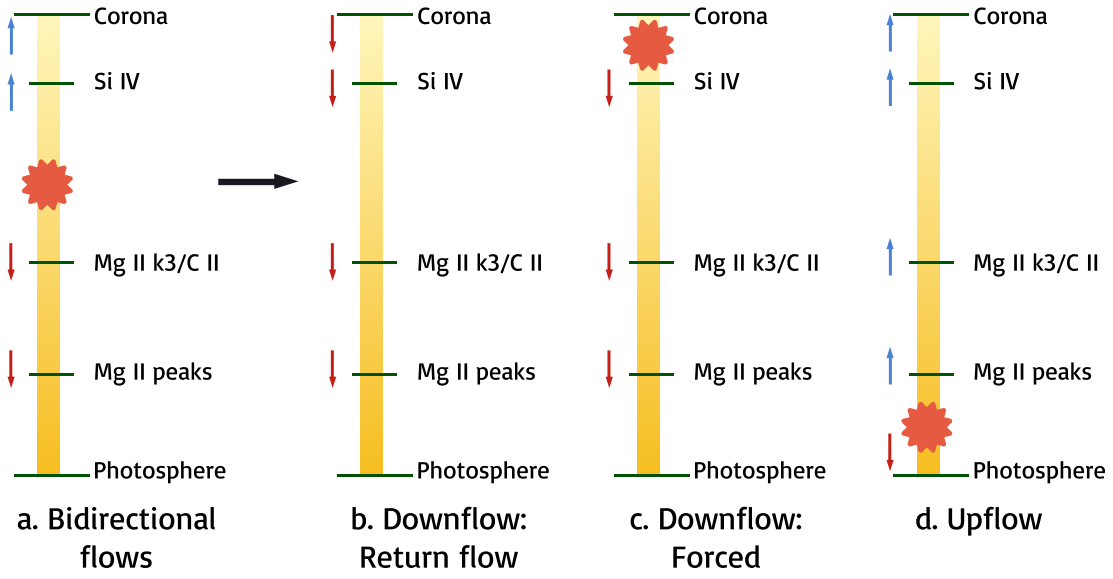


图 5.23：展示流动产生统一图景的示意图，其中包括观测到的流动之间的相关性。竖条表示密度随高度增加而降低，颜色由深黄色渐变至白色。红色星号表示脉冲事件，它会产生流动（箭头）。蓝色向上箭头表示上流，红色向下箭头表示下流。面板 **a** 展示了双向流动产生的基本过程，最终在面板 **b**中形成回流。面板 **c**展示了发生在远高于 Si IV 形成高度处、并产生下流的脉冲事件。面板 **d**展示了大气低层的脉冲事件所产生的上流。详情请参阅正文。

然而，需要注意的是，持续的下流也可能是由发生在 SiIV 形成高度之上或附近的脉冲事件引起的（图 5.23.c），并且可能具有与前一种情况类似的下降速度特征。最后，脉冲事件也可能发生在MgII峰值形成高度之下或该高度处（图5.23.d），从而引发色球层喷流；这些喷流可能在色球层和过渡区显示出持续的上流，随后在较晚时刻出现下流。

He等（2008年）通过沿磁场方向的一维模拟，观测到了膨胀的圆柱对称磁通管中的双向流动。在这些模拟中，脉冲事件在 ≈ 5 Mm的高度处沉积能量，该处也是磁通管开始膨胀的位置。结果表明，在脉冲事件开始时，等离子体从脉冲发生位置向外运动，呈现出双向流动。He 等（2008年）表明，根据其设置获得的SiII、CIV 和 Ne VIII 中的速度与 Tu 等人观测到的速度相符。

（2005年）。He 等（2008年）进一步表明，10^4 K线处的下流速度为 ≈ 2 km/s。随着高度增加，这些下流的幅度增大，在能量沉积高度附近最高可达4 km/s。在数值模拟中，这些速度是在 |B| 为56。5 高斯的条件下获得的。该数值模拟中获得的速度与在 ≈ 56 高斯处观测到的 Mg II k2（见图5.16.f）中的下流速度一致，但远低于在 Mg II k3 和 C II 中观测到的下流速度。

Hansteen 等（2010）对宁静太阳区进行了三维数值模拟，研究了不同平均 |B| 的情况，模拟范围从对流区延伸至日冕。研究发现，在不同高度发生的磁重联会引发脉冲事件，产生双向流；这些流表现为集中在环足点处、日冕中的共空间蓝移和过渡区中的共空间红移。

这类发生在不同高度范围内的事件可能会产生相关流动，与本文报告的结果类似。Hansteen 等（2010）利用其 B1模型设置，成功再现了与日冕中观测到的蓝移相符的速度（见 Hansteen 等（2010）的图11）。不过请注意，根据这些数值模拟推断，在 Mg II 和 C II 的形成温度附近，下流速度介于 $2-4$ km/s 之间，低于本研究报告的速度。尽管如此，我们指出，Hansteen 等（2010）提出的情景或许能够解释本文报告的相关双向流。

Finally, while the above-described scenario based on impulsive events may explain the observed downflows, it is important to highlight that spicule-like flows may also be obtained due to the ‘squeezing’ of flux tubes near the chromosphere (see e.g. De Pontieu et al. 2007a; Martínez-Sykora et al. 2011, 2017, 2019, and also Isobe et al. (2007b)), or through the dynamics of magnetoacoustic shocks (Kayshap et al. 2021). The rising plasma from the ’squeeze’ has been observed to be heated up and detected in various IRIS lines such as Mg II and Si IV (Martínez-Sykora et al. 2017). Thus, the persistent upflows may also be explained through such spicule-like flows, while the downflows may be explained by the return of such spicule-like flows. Note that, throughout the paper, we assume that the type-II spicules are produced due to impulsive events (Moore et al. 2011, 2013; Martínez-Sykora et al. 2011; Samanta et al. 2019).

5.9 太阳风、折返和宁静太阳加热起源的统一情景

While the occurrence of impulsive events at the interface between chromosphere and corona may explain the observed flow variations with |B| in different lines and their interrelations, the question remains as to what leads to the observed differences between the intensities as well as flows in CHs and QS. To explain the differences in the intensities, in §5.8.1, we invoked the loop statistics in CHs and QS derived by Wiegelmann & Solanki (2004). The predominant velocity differences between CH and QS are: i) reduced Si IV downflows in CHs over QS for similar downflows in the chromospheric lines, and ii) excess Si IV upflows in CHs over QS for similar upflows and downflows in the chromospheric lines. These results indicate an excess acceleration of upflows in CHs and an excess deceleration of downflows in QS. Furthermore, while the QS shows enhanced intensity over CHs for regions with similar |B|, the CHs show larger flow speeds (except Si IV downflows) over QS. Such an observation thus hints towards a unified scenario of heating the corona in QS and CH and the emergence of the solar wind. Therefore, we then ask if it is possible to combine the loop statistics and the occurrence of flows due to impulsive events illustrated in Fig. 5.23 to explain the observed differences in intensities as well as the Doppler shifts in CHs and QS, similar to that is discussed in Tripathi et al. (2021a) for Si IV.

A graphic depicting the scenario we propose is shown in Fig. 5.24. The top panel depicts the predominant topology in CHs while the bottom panel is for QS regions, based on the loop statistics of Wiegelmann & Solanki (2004), according to which both CHs and QS have an equal number of short closed loops, but QS has predominantly large closed loops, and CHs have open field lines. In CH regions, the interchange reconnection (e.g., Fisk 2005; Janardhan et al. 2008), leading to impulsive events, may occur between closed and open field lines, while in QS, the impulsive events will be due to reconnection among closed-closed loops, similar to those observed in the core of active regions during the transient formation of loops (see Tripathi 2021). The excess open and expanding flux tubes in CHs may cause preferential acceleration of upflows in CHs over QS. In principle, the scenario proposed here is similar to those employed by Tian et al. (2008b,a); He et al. (2007) to explain the Doppler shifts observed in QS-CH in coronal and TR lines, and similar to the Fig. 5 of He et al. (2010). Note that the concept of interchange reconnection has been invoked to explain active region outflows by Del Zanna et al. (2011); Barczynski et al. (2021), solar wind disappearance events by Janardhan et al. (2008), active region jets, X-ray & cool jets in polar coronal holes (Moore et al. 2011, 2013,

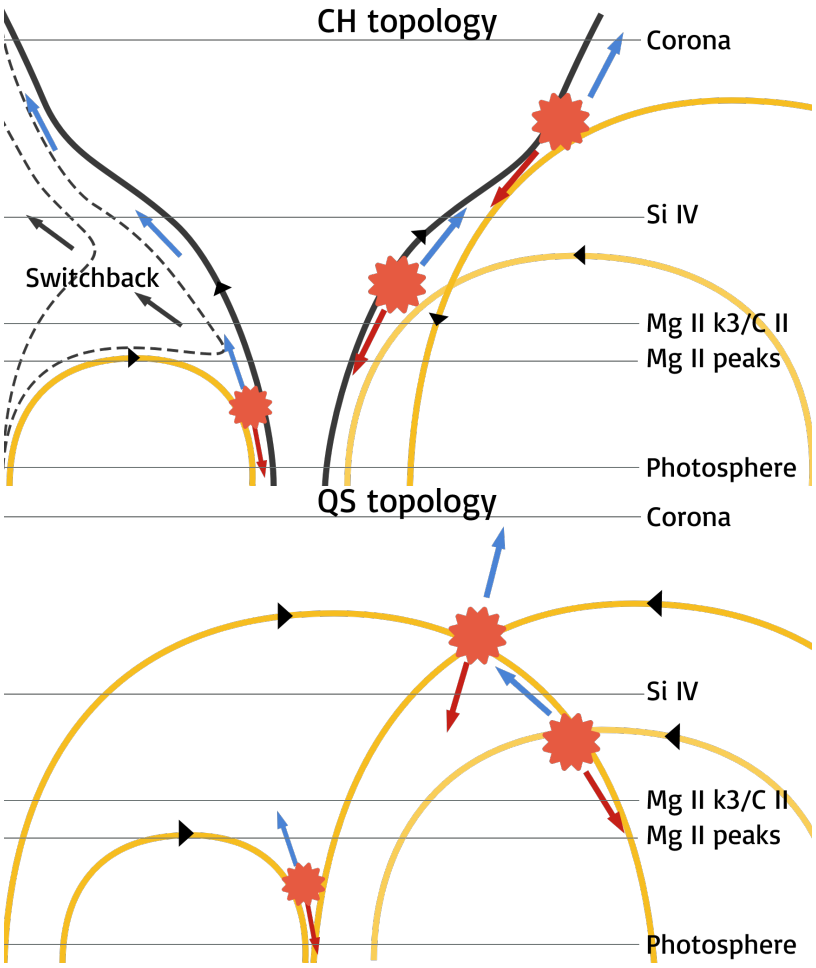


图5.24：示意图展示了在不同磁场拓扑结构中发生脉冲加热的设想。上图为冕洞拓扑，其中包括开放的漏斗状结构（黑色）和大小不一的闭合环（黄色）。开放和闭合磁力线之间发生交换重联，引发脉冲事件（红色星号），进而产生双向流（蓝色和红色箭头）。这些流动中，由于冕洞中的密度分层和膨胀磁通管，上流得到增强。交换重联可能发生在不同高度，相应的双向流可能会在不同谱线中观测到；这些谱线按形成高度的大致顺序标出。图中以虚线示例表示重联磁力线向外传播并形成磁场折返，黑色箭头表示大致传播方向。下图：宁静太阳拓扑采用与冕洞拓扑相同的术语表示。请注意，虽然预期宁静太阳中会出现相关双向流，但由于缺少漏斗状结构，其中的上流不会像冕洞中的上流那样加速。更多详情请参阅正文。

2015年）和III型射电暴（例如，Mulay 等人 2016年b）。

在图5.24所呈现的情景下，脉冲事件可能通过冕洞中不同高度的开放磁场与闭合环之间的磁重联，发生在一系列高度范围内。因此，如果能量释放事件发生在MgII 形成高度以下，上流等离子体可能会在冕洞中被优先加速，并到达 SiIV高度，在那里可以得到很强的相关性。类似地，如果事件发生在高得多的高度，或者从较低高度发射的等离子体（例如 II型针状体事件）正在返回低层太阳大气，那么下流等离子体可能从Si IV 形成高度下落；由于由Mg II描绘的低层大气中密度不断增加，这将表现出减速。假设流动中的质量通量守恒，则有 $\rho \mathrm{V} = \mathrm{const}$，其中 ρ 是质量密度，v 是速度。对于SiIV中给定的下流，与冕洞相比，宁静太阳中色球谱线中的下流更小（图 5.21**a**-**c**）。因此，从SiIV 形成高度到Mg II 形成高度，宁静太阳中的密度增幅大于冕洞，从而导致宁静太阳中的速度降低幅度更大。然而，需要注意的是，由于冕洞和宁静太阳的质量通量通常不同，定量比较超出了本工作的范围。

对于发生在 Mg II 和 Si IV 形成高度之间、由磁重联事件引起的双向流，由于冕洞中的开放膨胀磁通管多于宁静太阳中的此类磁通管，其对应的上流在冕洞中比在宁静太阳中更容易被加速至 Si IV 形成高度。宁静太阳以闭合环为主，闭合环中的磁重联仅起到向环内填充等离子体的作用，从而提高其强度。因此，发生于不同高度范围的脉冲事件与冕洞和宁静太阳中的环统计相结合，巧妙地将我们的所有观测联系起来，并为宁静太阳加热和太阳风形成提供了统一的情景。

Finally, the scenario we present in Fig. 5.24 is also appealing to explain the switchbacks observed in the near-Sun solar wind (Balogh et al. 1999; Bale et al. 2019) using Parker Solar Probe. One of the competing scenarios for the formation of these switchbacks is through interchange reconnection events occurring in the TR and lower corona (Fisk & Kasper 2020; Mozer et al. 2021; Zank et al. 2020; Tripathi et al. 2021a; Fargette et al. 2021; Bale et al. 2021; Sterling et al. 2020; Sterling & Moore 2020, see also Liang et al. (2021) for an assessment of the viability of switchbacks from the linear theory of Zank et al. (2020)). The kinked-field lines as a result of reconnection between the closed loop and open field in the coronal holes, as shown by the black arrow in Fig. 5.24, may be transported outwards into the solar wind, which are then observed as rotations in the magnetic field. In such a scenario, the flows reported in this paper serve as constraints and modeling inputs for solar wind switchback simulations.

我们所提出的情景与极区冕洞喷流之间的直接联系显而易见。在这些事件中，交换重联似乎在产生质量通量和加热等离子体方面起主导作用。然而，请注意，Moore等人（2015年）观测到的喷流，其速度几乎比我们报告的速度高两个数量级，而且由于周围磁场中的扭转和剪切，呈现出不同的形态特征（另见 Moore等人，2013年）。由于我们对多个像素取平均以增强信号，检查这类形态特征超出了本研究的范围。不过，新浮现的双极区可能会与周围的垂直磁场相互作用，类似于 Moore等人（2011年）提出的情景，从而产生类似针状体的事件。随后，相互作用的高度以及转化为热能的磁通量大小，将决定哪些谱线会显示相关流动。

本文展示的观测结果和提出的情景，或许能解释太阳风的形成，包括磁场反转以及在宁静太阳中观测到的动力学。然而，我们强调，有必要区分波传播与脉冲上流各自的绝对影响。此外，要区分针状体事件的回落与过渡区较高处发生的脉冲事件所导致的下流，也很困难。区分这些不同影响，需要进一步在不同高度同时进行高分辨率光谱观测，并结合将辐射传输和太阳日冕演化纳入太阳风的数值模拟。即将开展的 Solar-C 任务搭载的极紫外高通量光谱望远镜（EUVST）或可提供此类观测（Shimizu 等，2020）。

5.10 色球层和过渡区性质随 |B| 的分布

这里展示 Mg II、C II 和 Si IV 谱线的强度与速度随 |B| 变化的分布。图 5.25–5.28 与图 5.15–5.20 相同，但报告的误差棒对应于每个分箱中样本的第 1 和第 90 百分位数。

由于冕洞和宁静太阳中各种物理量的总体分布非常相似，|B| 分箱内的分布反映了所考察像素集合中系统性差异的产生方式。冕洞与宁静太阳之间的样本分布在均值上逐渐分离，描绘了从低层大气中的统计特征到日冕中非常清晰的特征的过渡。因此，

每个分箱中的样本分布进一步约束了数值模拟的预期结果。

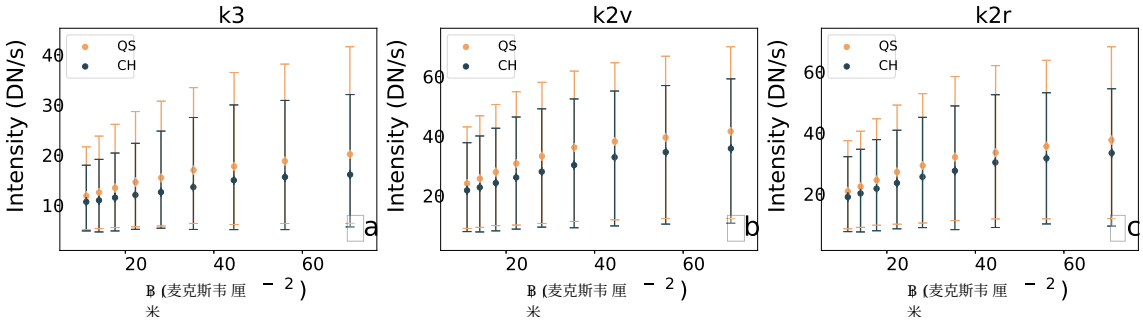


图5.25：与图5.15相同，但误差现在表示 |B|分箱中样本分布的第1和第90百分位数界限。

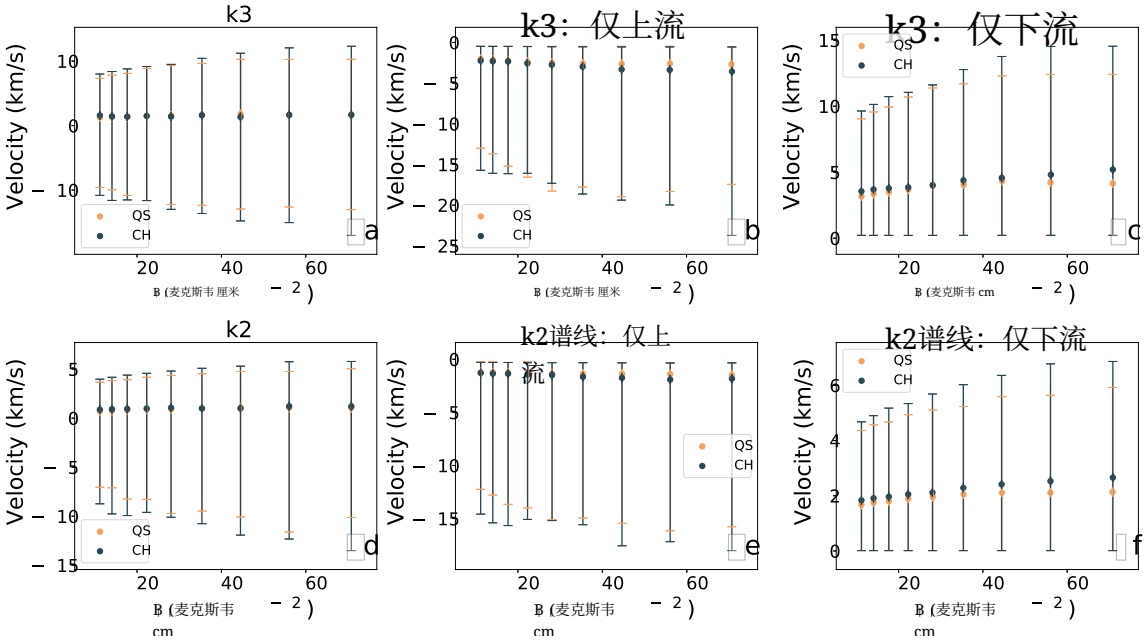


图5.26：与图5.16相同，但误差现在表示 |B|分箱中样本分布的第1和第90百分位数界限。

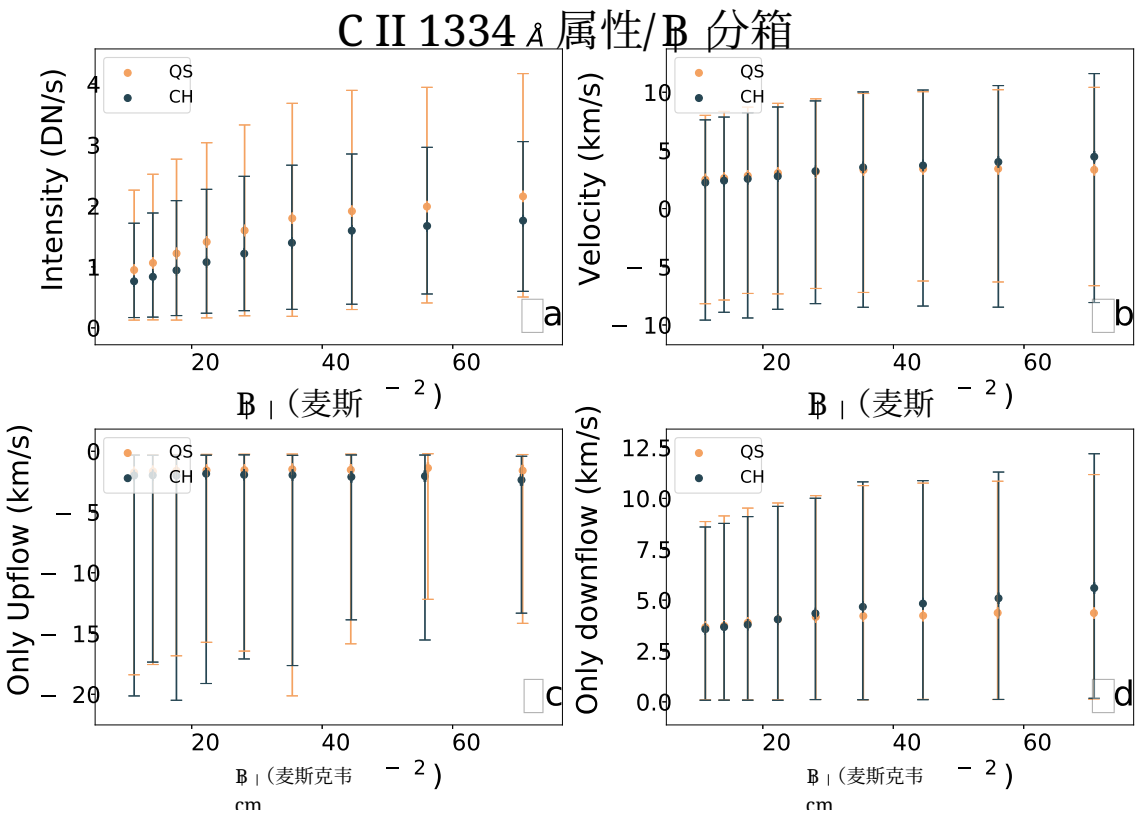


图 5.27：与图 5.17 和图 5.18 相同，但现在误差表示 |B| 的分箱中样本分布的第 1 和第 90 百分位数界限。

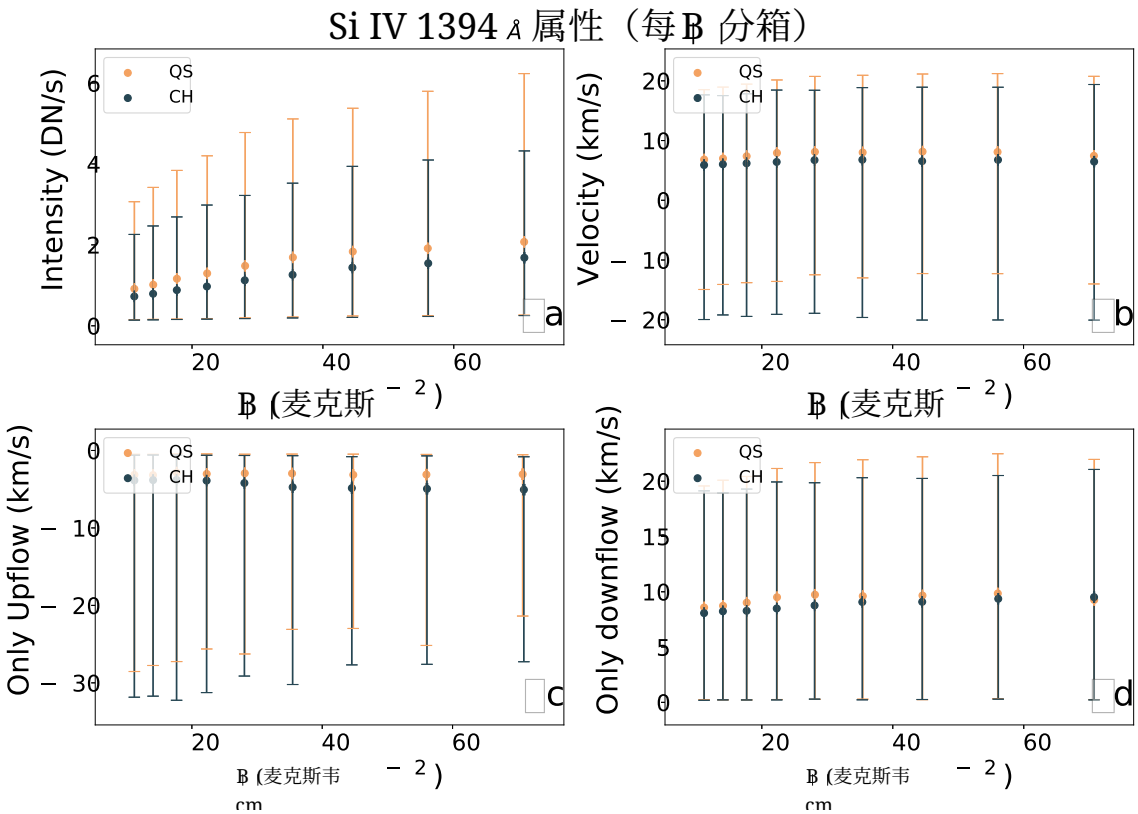


图 5.28：与图5.20相同，但误差现在表示 |B| 分箱中样本分布的第 1 和第 90 百分位数界限。

第6章

二维半自洽磁通浮现

> 我们观测到，冕洞和宁静太阳在动力学和热力学方面存在诸多差异，但其底层物理过程又有许多相似之处。为详细研究这些动力学过程，我们通过引入局域电阻率、热传导和光学薄辐射，针对冕洞和宁静太阳的拓扑结构，开展了二维半自洽磁通浮现数值实验。本研究正在准备投稿。

第3、4和5章所呈现的观测结果表明，冕洞和宁静太阳中发生的物理过程密切相关，并有力证明了宁静太阳与冕洞中的日冕加热和太阳风形成之间存在紧密联系。我们的结果还表明，磁场拓扑的差异会导致这些相似底层过程产生不同的浮现结果。然而，要进一步研究这种差异，我们需要利用磁流体动力学模拟，考察等离子体在不同拓扑结构中对相似动力学过程的响应。

我们发现，冕洞和宁静太阳都会发生局部能量沉积，这些能量可用于驱动太阳风（冕洞），或在局部加热等离子体（宁静太阳）（Upendran & Tripathi 2022, 2021b；Tripathi et al. 2021a）。例如，Parker（1988b）设想，这种能量沉积机制是由光球运动驱动的磁重联。事实上，足点驱动会使日冕磁场缠绕，导致自由能积累，随后发生耗散。向系统注入自由能的另一种关键机制，是双极磁通从对流区浮现至大气中。

磁通量浮现已得到深入研究（例如，参见 Cheung 和 Isobe 2014年所作的全面综述）。Nozawa 等人（1992年），对于.....

例如，通过扰动对流区中孤立的磁通片，对磁通量浮现进行理论研究。已有多项数值研究探讨磁通片浮现进入大气后的性质（例如 Shibata 等（1989a,b）；Isobe 等（2007a））。通常，磁通片中的扰动会导致对流不稳定的对流区内压力失衡，使磁通片中受扰动的区域上升。上升过程中，它会形成一个环，等离子体沿环向下流向脚点。最终，当达到净压力平衡时，该环便停止向上升入日冕。此类浮现环的加速和演化主要取决于磁通片中的压力标高、声速和等离子体 β（详情参见 Nozawa 等（1992））。

磁通片的浮现代表了一个将磁通量和质量从太阳内部带入大气的瞬态过程。磁重联过程中质量和能量的再分配取决于背景磁场的拓扑结构。Yokoyama 与 Shibata（1996）开展了一系列具有不同日冕磁场拓扑结构的磁通量浮现模拟，以模拟太阳不同区域中的浮现过程。在这组模型中，涌现磁通量由于局域化的异常电阻率而经历爆发式的快速磁重联。磁重联导致喷流中形成大尺度等离子体运动，其结构和性质会因磁场拓扑结构的不同而有所差异。然而，这些模型未纳入热传导或辐射损失。Miyagoshi 与 Yokoyama（2004）将热传导纳入 Yokoyama与 Shibata（1996）的水平背景场设置中，并发现了由磁重联导致的冷喷流形成。

冕洞中流动的模拟研究众多，涵盖了从一维（例如 He 等（2008））到二维（例如 Aiouaz 等（2005））和三维（例如 Hansteen 等（2010））的设置。Aiouaz 等（2005）构建了一个模拟冕洞的二维漏斗拓扑设置，并研究等离子体对漏斗中假定加热函数的热力学响应。Ding 等（2010）在均匀垂直背景场中进行了二维半磁通浮现实验，其中通过改变底部边界处的磁通来参数化浮现过程。他们发现，最终的喷流温度和速度取决于背景磁场的强度。Ding 等（2011）研究了这些喷流的性质对不同背景大气的依赖性。他们证明，要在九价铁谱线中获得显著发射，过渡区中的交换重联是必要的。另一方面，Yang 等（2013）证明，闭环系统通过开放磁通发生水平运动所引起的磁通抵消，会导致开放磁通系统中的质量沉积。Yang 等（2018）考虑了一种漏斗状背景

拓扑结构中，一个预先设定的环经历浮现和互换重联。他们展示了相邻形成的热喷流和冷喷流，并且两者由截然不同的机制加速。需要注意的是，在这些数值模拟中，Ding 等人（2010年、2011年）；Yang 等人（2013年、2018年）考虑了许多物理项，包括热传导和参数化形式的光学薄辐射损失。

Hansteen 等人（2010年）在类似冕洞的设置中进行了三维磁通浮现实验。他们发现大气中发生了许多重联事件、欧姆耗散和波动过程。Moreno-Insertis 与 Galsgaard（2013年）在代表 CH 拓扑的倾斜背景磁场中，利用扭曲磁通绳进行了三维磁通浮现实验。请注意，Moreno-Insertis 与 Galsgaard（2013年）的模拟未纳入热传导或辐射冷却效应。他们报告了热喷流和冷喷流的形成，以及浮现磁通和喷流周围的高密度“壁”。Nóbrega-Siverio 等人（2016年）以及 Nóbrega-Siverio 与 Moreno-Insertis（2022年）的模拟中也观察到了类似的喷流形成；他们还纳入了热传导和辐射效应。

A self-consistent emergence of flux into the solar atmosphere and its interaction with the background magnetic field is important to obtain an accurate sense of the dynamics and thermodynamics of reconnection and jet formation processes. Furthermore, a comparative study of differences in the processes occurring in CHs and QS is important to understand if similar processes may drive different global outcomes due to a difference in magnetic field topology. In this work, we perform self-consistent flux emergence experiments in a horizontal coronal background field depicting QS and an oblique background field depicting a CH. The atmosphere and the properties of the flux sheet are kept similar in both experiments, and we study the influence of adding different dissipation and redistribution terms in these setups. In §. 6.1, we describe the simulation setup. Then we describe the results in QS in §. 6.2.1, while we describe the CH results in §. 6.2.2. We finally conclude with a general comparison of the observations and simulations in §. 6.3.

6.1 模拟设置

我们的目标是在整个浮现过程中，持续对磁通片从对流区进入大气的浮现及其与背景场的相互作用进行建模。为此，在本工作中，我们考虑了（i）对流区中的磁通片、（ii）周围磁场，以及（iii）初始大气。一个扰动

in the flux sheet results in its evolution and subsequent interaction with the ambient magnetic field. We solve the MHD equations (Eq. 2.1) in a 2.5 D setup, considering all three components of the variables, with the variations only along the horizontal (x) and vertical (z) directions. The derivatives and dependence along the y direction (perpendicular to the paper/screen) are ignored. Our simulation grid extends from ~ 1.55 Mm below the photosphere to ~ 82.15 Mm above, in the z-direction. The grid spacing is uniform till 7.75 Mm with 200 cells, while it increases in a stretched grid with 350 cells. We use a reflective bottom boundary, while the top boundary is open (similar to the upper and lower boundaries in Shibata 1983). Horizontally along the x-direction, our domain spans 121.21 Mm, with 520 cells between ~ 40.3 Mm (=130 in code units) and ~ 80.6 Mm (=260 in code units) while having a logarithmically increasing grid towards both boundaries. We have such a horizontal grid structure since the flux emergence, and the resultant dynamics of interest occur only between ~ 40.3 and ~ 80.6 Mm. The horizontal boundary is kept periodic. The gravitational acceleration is taken to be uniform and in the negative z direction, while the gas has a specific heat ratio of $\gamma = 5/3$.

所有物理量均按照 PLUTO 制定的单位密度（$\rho_0 = 1.7 \times 10^{-7}\,\mathrm{g\ cm^{-3}}$）、长度（$L_0 = 3.1 \times 10^7\,\mathrm{cm}$）和速度（$v_0 = 1.2 \times 10^6\,\mathrm{cm\ s^{-1}}$）进行归一化（归一化方法也见 §. 2.3）。由此得到的无量纲时间尺度为 ≈ 26 s（即 1 个代码时间步为 ≈ 26 s）。压力和磁场分别归一化为 $\rho_0 v_0^2$ 和 $\sqrt{4\pi\rho_0 v_0^2}$。代码单位中的温度由 $T_C = p_C/\rho_C$ 得出，并通过 $T = T_C \mu m_u v_0^2/k_B$ 转换为开尔文单位。这里，μ 为平均分子量，m_u为原子质量单位，k_B 为玻尔兹曼常数。该设置与 Yokoyama & Shibata（1996）的模拟设置相似。

6.1.1 初始条件和背景场

假设大气最初处于磁流体静力平衡。为定义大气，我们首先指定气体的温度剖面。按照 Yokoyama 与 Shibata（1996）的划分，大气由三部分组成：对流区、光球层和日冕。对于 $z \geq 0$，温度定义为：

$$T(z) = T_{phot} + \frac{(T_{cor} - T_{phot})}{2}\left(\tanh\left(\frac{z - z_{tr}}{w_{tr}}\right) + 1\right), \tag{6.1}$$

而对于 $z < 0$，其定义为：

$$T(z) = T_{phot} - \left(a \left| \frac{dT}{dz}_{ad} \right| \right) z. \tag{6.2}$$

这里， T_{phot} 是光球层/色球层温度（$\approx$ 17000 开尔文）， T_{cor}是日冕温度（ $\approx 2 \times 10^6$ 开尔文）， z_{tr} 是过渡区的高度（=2480 千米）， w_{tr} 是过渡区的宽度（=155 千米）。 $|dT/dz| = 1 - 1/\gamma$ 是绝热温度梯度。在此设置下，对于 $a > 1$, 该层会变得对流不稳定（Nozawa 等（1992））。遵循 Yokoyama & Shibata（1996），我们在模拟中采用了 $a = 2$ 。

如前所述，我们使用了两个背景场不同的模型：一个具有水平背景场（ `model_QS`），另一个具有倾斜背景场（`model_CH`），分别模拟宁静太阳和冕洞的拓扑结构。在`model_QS`中，我们采用 Miyagoshi 与 Yokoyama（2004）的方法, 在对流区设置磁通片，并仅在日冕中设置水平磁场。然而，对于 `model_CH`，我们在对流区设置磁通片，同时在整个计算区域施加均匀的倾斜磁场。我们将磁场定义为：

$$B(z) = \left(\frac{2p(z)}{\beta(z)} \right), \tag{6.3}$$

其中，该方程与 Yokoyama 与 Shibata（1996）中的方程不同，这是由于 PLUTO 中采用了不同的归一化。 $\beta(z)$ 是等离子体 β，其定义为：

$$\frac{1}{\beta(z)} = \frac{1}{\beta_{fs}(z)} + \frac{1}{\beta_{bg}(z)}, \tag{6.4}$$

其中， $\beta_{fs}(z)$指定磁通片，而 $\beta_{bg}(z)$指定`model_QS`情况下的背景。磁通片定义如下：

$$\frac{1}{\beta_{fs}(z)} = \frac{1}{4\beta_{fs0}} \left(1 + \tanh\left(\frac{z - z_{fsL}}{w_{fsL}} \right) \right) \left(1 - \tanh\left(\frac{z - z_{fsU}}{w_{fsU}} \right) \right), \tag{6.5}$$

其中， β_{fs0} 是磁通片中心处的等离子体 β（=4.0）， z_{fsL} 是下端（=-1240 km），而 z_{fsU} （=-620km）是磁通片的上端，同时 w_{fs}（=155 km）决定了磁场在两端上升的速度。磁通片中心处的等离子体 β是决定磁通片浮现时间尺度的关键因素。

在 `model_QS` 中，我们将日冕磁场定义为：

$$\frac{1}{\beta_{bg}(z)} = \frac{1}{2\beta_{bg0}} \left(1 + \tanh\left(\frac{z - z_{cor}}{w_{cor}} \right) \right), \tag{6.6}$$

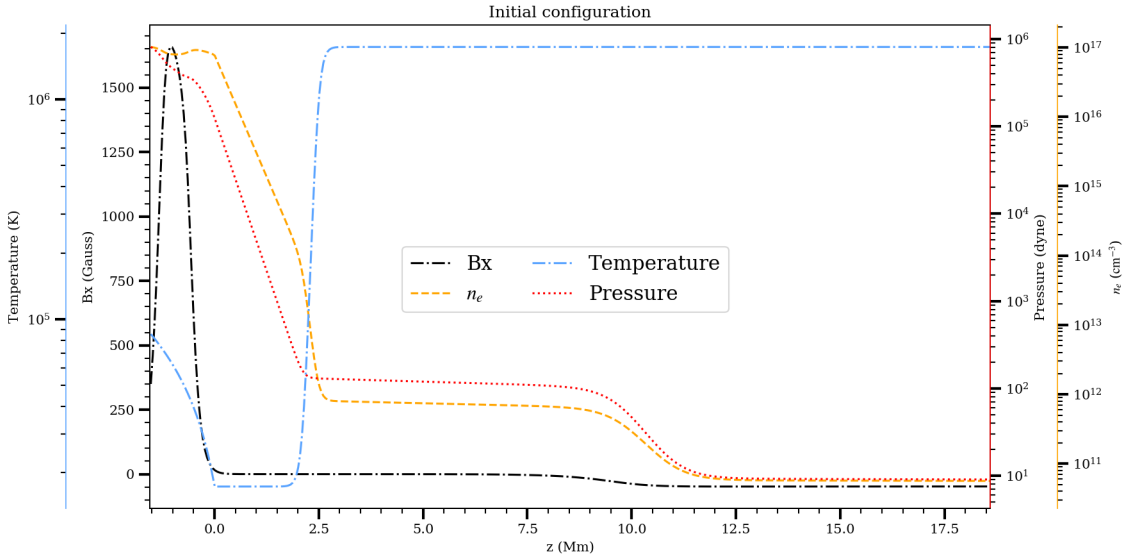


图 6.1：系统的初始构型。

其中，日冕磁场从 z_{cor} （=10850 公里）开始，沿宽度为 w_{cor} （=852.5公里）的范围上升，其等离子体 β为 $\beta_{bg0} = 0.1$。不过请注意，为了迫使涌现磁通量与背景场之间发生磁重联，日冕磁场的方向与对流区中的磁场方向相反。

然后，我们通过求解磁静力平衡方程来确定初始变量：

$$\frac{d}{dz}\left(p(z) + \frac{B^2(z)}{2}\right) + \rho(z)g = 0. \tag{6.7}$$

在 `model_CH`中，我们不采用式 6.6 中的日冕磁场公式。我们假设初始大气处于静态平衡，且仅包含对流区中的磁通片。相反，我们施加如下形式的倾斜磁场：$\vec{B}$ =(B_{cor} cos θ_{cor}，0，B_{cor} sin θ_{cor})，其中 $B_{cor} \approx 0.0197$ 且 $\theta_{cor} = 135°$。由于这是一个均匀磁场，具有 i）无散、ii）无旋、iii）时间恒定等性质，因此我们可以将磁场分解为背景场和随时间变化的磁场（Powell 1994年）。这会对磁流体力学方程进行修改，并使能量仅取决于随时间变化的磁场。

图6.1展示了网格垂直列上不同系统参数的初始条件。

6.1.2 耗散与再分配项

我们现在已经描述了两个模型的大体初始条件、边界条件和设置即： `model_CH` 和 `model_QS` 。这两个模型还包括非理想项，即局域电阻率、热传导和光学薄辐射损失。

我们考虑一种局域的、依赖于漂移速度的反常电阻率，参照（Sato & Hayashi 1979；Ugai 1992；Yokoyama & Shibata 1994年，1996）。其函数形式如下：

$$\eta := \begin{cases} 0 & \text{, if } v_d < v_c \\ \min\{1, \alpha(v_d/v_c - 1)^2\} & \text{, } v_d \geq v_c \end{cases} \tag{6.8}$$

电阻率根据漂移速度定义为 $v_d = J/\rho$，其中 J 是电流密度。 v_c 是一个阈值，超过该阈值后电阻率效应开始显现（=10^3），而 $\alpha = 0.01$。注意，这些值未按速度尺度归一化，只有比值 v_d/v_c 具有物理意义。电阻率效应只会在电流密度高（或者密度低）的区域开始显现，即通常在电流片附近，并将在磁场配置中导致快速的Petschek型重联。

我们纳入各向异性沿磁场热传导，仅考虑方程 2.2 中沿磁力线的项。$\kappa_{\parallel}$ 取为Spitzer型，其中有$\kappa_{\parallel} = \kappa_0 T^{5/2}$，且 $\kappa_0 = 10^{-6}$ ergs^{-1} cm^{-1} K$^{-7/2}$。在此设置中，我们忽略横跨磁力线的热导率，也不施加任何饱和通量（Miyagoshi& Yokoyama 2004）。

本研究使用 CHIANTI数据库（v10；Dere 等，1997；Del Zanna 等，2021）计算光学薄辐射损失。计算辐射损失需要特征密度和温度网格。我们计算日冕底部的密度，其值为 10^{11} cm^{-3}。随后，我们在对数空间中以 300 个点构建温度网格，范围从 $\log T = 4$ 到 $\log T = 9$，并采用日冕丰度（Fludra & Schmelz 1999年）。在数值模拟中，如果温度低于≈ 85000 开尔文，或数密度超过 10^{13} cm^{-3}，我们就将辐射损失设为零；这通常对应色球层或较低的过渡区。这样处理是因为在这些条件下，光学薄辐射冷却形式不再适用。此外，对流区内没有辐射损失（Takasao 等，2013年）。

请注意，在这些模拟中，我们并没有在日冕中自洽地产生加热，正如某些三维模型中那样（例如参见 Hansteen 等人）。

2010年）。因此，我们也加入背景加热项来补偿辐射冷却。在 t=0 时，我们确保不存在净耗散或加热，并按照（Roussev 等人 2001年）的做法，将每个网格点的加热项定义为该点的辐射冷却值。

辐射损失函数对温度有着复杂的依赖关系，由总体下降趋势和局部凸起组成。如果由于数值误差，冷却项变得略小于加热项，网格点的温度就会升高。然而，在下一次迭代中，这会导致更低的辐-射冷却，继而产生更多加热。另一方面，略高的冷却可能导致系统失控冷却。这种不稳定性取决于加热项和冷却项随温度的变化特性（详见 Parker1953年；Shimojo 等人 2001年）。因此，即使加入了加热项，数值误差也可能随时间累积，并导致系统失控加热或冷却。为减轻这一影响，我们对“净加热”项设置了一个数值下限，即如果 $|H + C| < 10^{-3}H$，则该网格单元中不存在加热或冷却（此处 H是加热项， C 是冷却项）。这在一定程度上减轻了辐射情形中的数值不稳定性影响。

定义系统后，我们随后对磁通片的垂直速度进行如下扰动：

$$V_z = A \cos\left(2\pi \frac{x - X_{max}/2}{\lambda_p}\right), \tag{6.9}$$

其中，扰动施加在磁通片的中部，振幅为 $A = 0.6$ km s^{-1}，波长为 $\lambda_p = 6200$ km。该波长几乎是线性 Parker不稳定性的最不稳定波长。需要注意的是，扰动仅施加于 $X_{max}/2 - \lambda_p/4 < x < X_{max}/2 + \lambda_p/4$ 和 $z_{fsL} < z < z_{fsU}$ 以内。

6.1.3 等离子体团检测

我们的大多数模拟都显示，当涌现磁通量与周围磁场相互作用时，会形成等离子体团。为了理解磁重联过程所导致的等离子体温度、密度和速度差异，我们需要了解等离子体团和喷流的性质。为此，我们开发了一种简单的方法，用于从模拟中检测等离子体团。

从视觉上看，在冕洞和宁静太阳的模型中，等离子体团都表现出明显的压力特征。我们考虑磁重联区域周围的压力，以进行

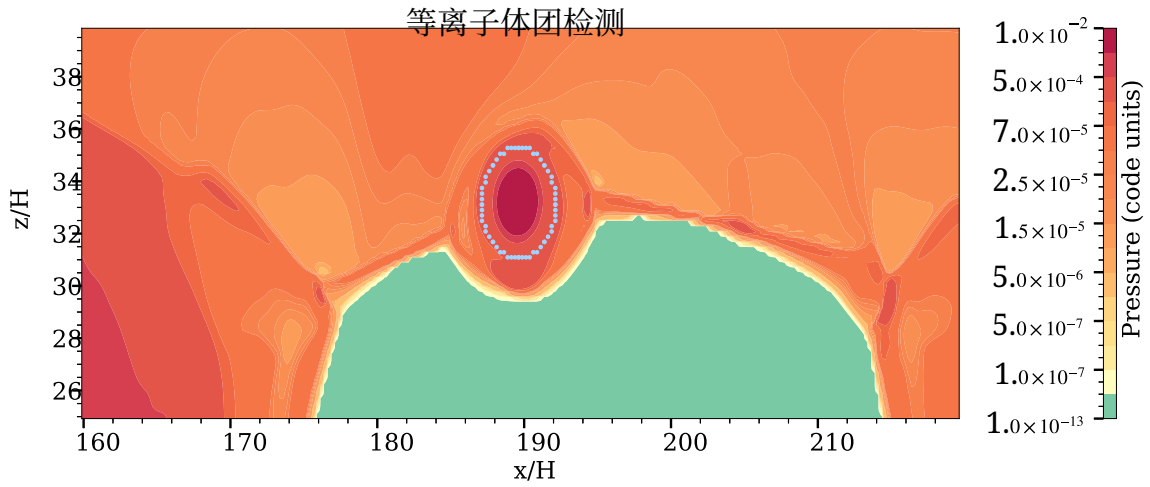


图6.2：展示在 `model_QSR` 中进行等离子体团检测的图像。色标显示压力等值线，蓝点则围绕着检测到的等离子体团。

等离子体团检测。对于任意时间步的压力二维数组，我们使用高斯差分 (DoG) 方法进行斑点检测。实质上，该算法基于连续平滑图像之间的差异来检测斑点（更多详情请参见 Lowe 2004）。我们使用最小 sigma为 0.1、最大值为 10，并使用 2×10^{-3} 的阈值水平来移除重叠检测结果。较高的阈值水平意味着只有非常明亮的斑点才会被检测到。然而，这会导致快照中检测到大量斑点，其中并非所有斑点都可能是等离子体团。等离子体团通常在中心具有很高的压力最大值。因此，任何压力分布近乎均匀的斑点都不应是等离子体团。为了量化此类压力离群值的存在情况，我们计算斑点内部压力的标准差，并仅考虑那些σ (压力)超过 10^{-4} 代码单位的斑点。具有离群压力值的此类斑点可被认定为等离子体团。图 6.2展示了一个使用该算法对宁静太阳压力快照进行检测的示例，其中等离子体团以蓝色点状圆圈标示。请注意，后文展示的等离子体团均是应用该算法的结果。

6.2 Results

我们对两种背景磁场拓扑进行了磁通量浮现数值模拟。我们总结了在存在电阻率、

热传导和辐射的情况下，两种拓扑中磁通量浮现演化的一般动力学和热力学。我们强调，对仅包含部分再分配项的情况进行分析后发现，动力学方面没有明显差异，差异仅体现在热力学方面。

6.2.1 宁静太阳模型：热力学

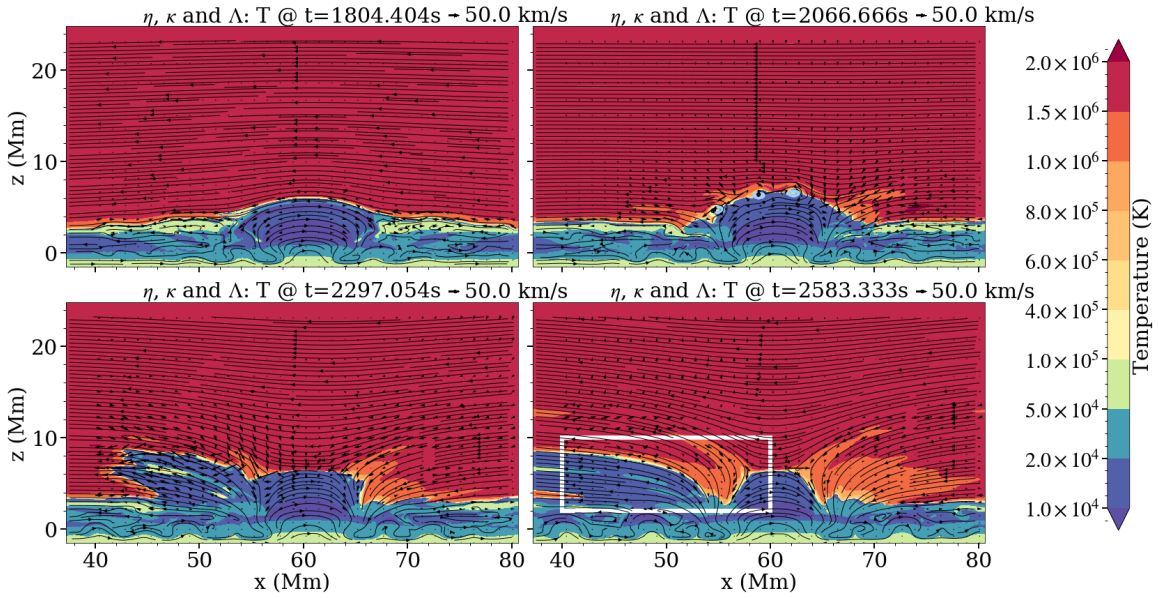


图 6.3： `model_QSRTR`中磁通量浮现过程的温度等值线、磁力线和速度矢量。最后一个面板中的白框表示数值模拟中形成的喷流。请注意，这并非完整的模拟区域，仅显示了发生所关注动力学过程的区域。

我们考虑包含电阻率、热传导和辐射的宁静太阳数值模拟（以下简称 `model_QSRTR`）。图 6.3（温度）和图 6.4（密度）展示了系统在四个时间步的演化情况。图中还叠加了磁力线（黑色实线）以及不同网格点处的速度矢量。请注意，这些图仅显示了完整模拟区域的一小部分，即发生所关注动力学过程的区域。

磁通片在垂直速度的扰动下向上升入日冕，直至约 7 Mm 的高度。在此高度，漂移速度 v_d 足够大（这是由于电流密度增加且密度降低），从而激活局域电阻率，引发磁重联。磁重联导致等离子体团形成，随后它们被向外喷射至两侧。等离子体团达到最大—

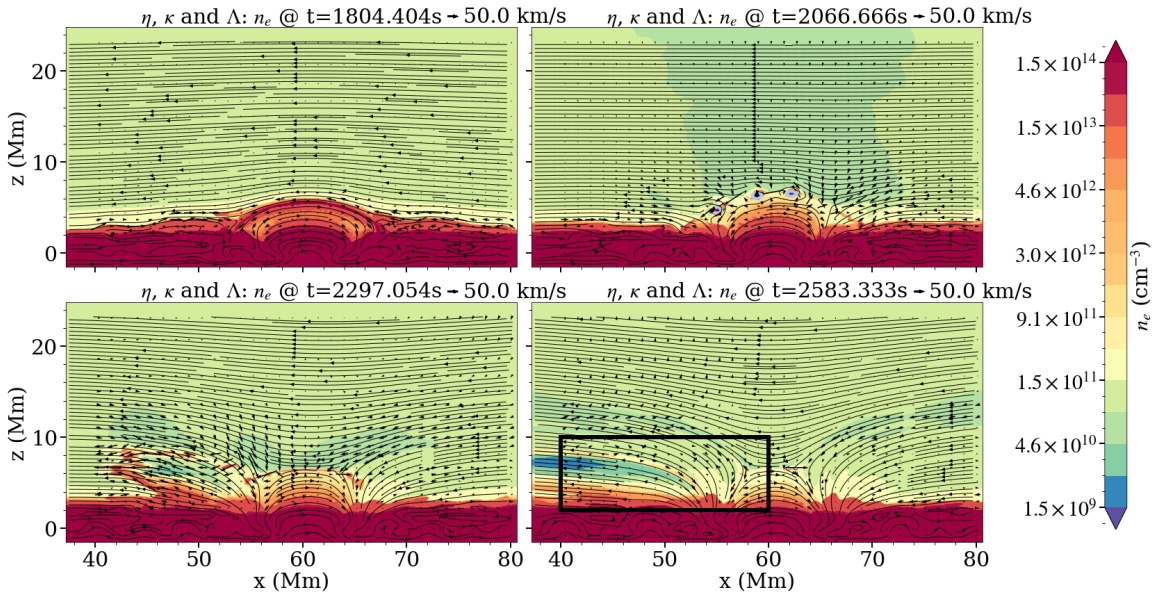


图6.4：与图6.3类似，但显示的是密度。请注意，喷流现在被黑框圈出。

mum[1] temperature of $\approx 3.6\times10^5$ K, with a median[2] temperature of $\approx 3\times10^4$ K. Their maximum densities are typical $\approx 10^{14}$ cm^{-3}, while the median density within a plasmoid is $\approx 10^{13}$ cm^{-3}. We infer that the plasmoids are cold due to increased radiative loss from increased density. The plasmoid in `model_QSRTR` have sizes ranging from $\approx 360-630$ km. They travel outward with a typical maximum[3] speed of ≈ 75 km/s, with a typical median speed of ≈ 50 km/s. These plasmoids collide with the ambient atmosphere and result in the formation of jets. The radiative cooling results in dense, cool jets at temperatures of $\approx 2-5\times10^4$ K, traveling outward with a velocity of ≈ 50 km/s. The forward edge of the jet corresponding to the region of interaction of plasmoids with the ambient atmosphere has high densities ($\approx 10^{10}-10^{12}$ cm^{-3}), while the body of the jet has low densities ($\approx 10^{10}$ cm^{-3}), as seen in Fig. 6.5. The dense jets are reminiscent of the slingshot-like motion of plasma from Yokoyama & Shibata (1996). We also see a hot jet on top of the cool jet. This jet does not experience the same cooling as the cool jet since the density here is not enough to cool the region down. The hot jet has a characteristic density of $\approx 10^{10}$ cm^{-3}, and temperature of the order of $\approx 10^6$ K. Finally, the jets in `model_QSRTR` are very

[1]计算所有等离子体团最高温度的均值[2]计算所有等离子体团中位温度的均值[3]计算所有等离子体团最大速度的均值

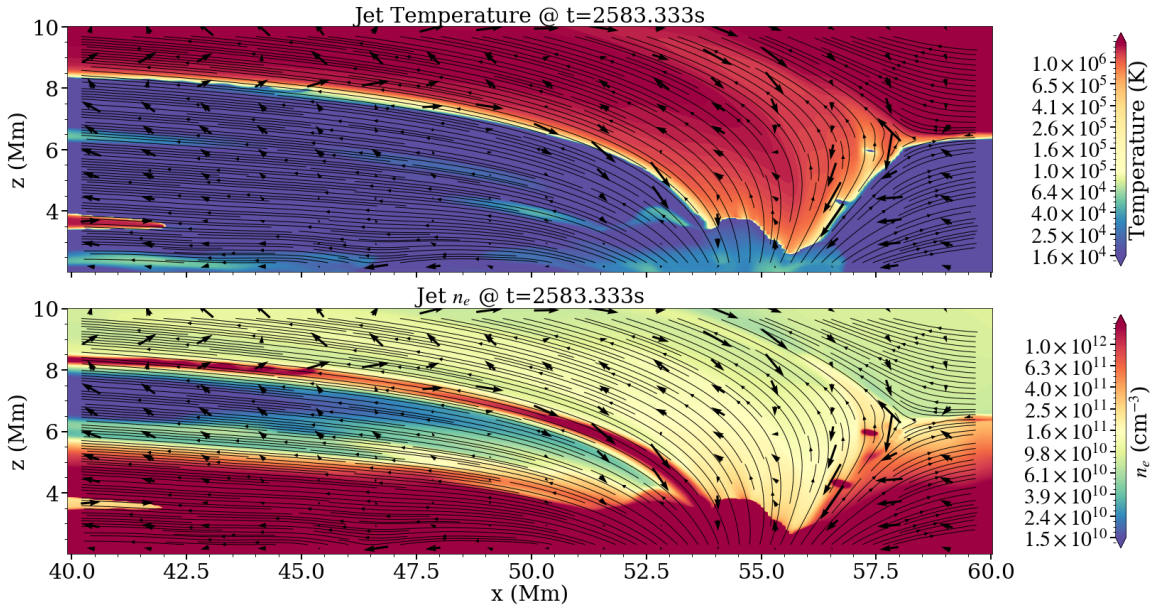


图6.5：图中显示了图6.3中识别出的冷、热喷流的温度（上）和密度（下）等高线，以及磁力线和速度矢量。我们调整了色标范围，以清晰呈现喷流中的热结构和密度结构。

低空（$\approx 4-6\,\mathrm{Mm}$），后期几乎呈水平方向。

6.2.2 冕洞模型：热力学

现在我们考虑包含电阻率、热传导和辐射损失的冕洞模拟（下文简称 `model_CHRTR`）。图6.6和图6.7展示了系统在四个时间步的演化。这些图展示了温度和密度的演化、磁力线（黑色实线），以及不同网格点处的速度矢量。快照中的等离子体团以蓝色圆圈标出。请再次注意，这些图仅显示完整模拟区域的一小部分，即发生所关注动力学过程的区域。

磁通片受到垂直速度扰动，向上升入日冕，直至约 7 Mm。我们在这些数值模拟中发现，磁通量浮现的高度不依赖于背景拓扑。与宁静太阳情景类似，这里同样发生了磁重联，并形成等离子体团。这些等离子体团的大小与宁静太阳情景中的相近，即半径为 $360-630\,\mathrm{km}$，最高温度为 $\approx 5\times10^{5}\,\mathrm{K}$，而其中位温度为

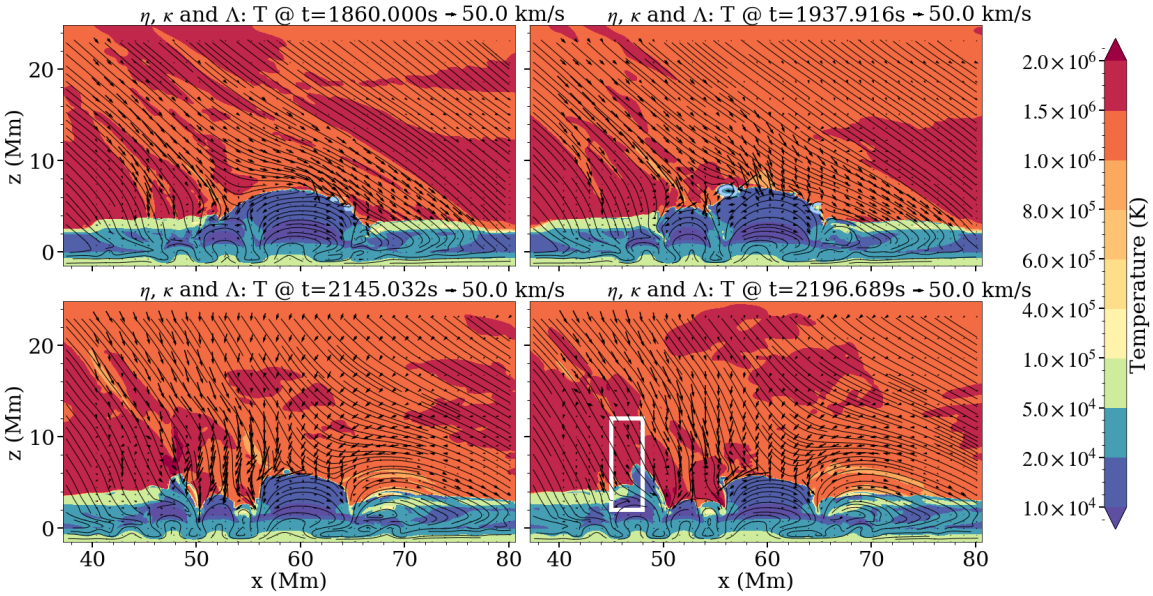


图6.6：与图6.3类似，但针对冕洞情景。

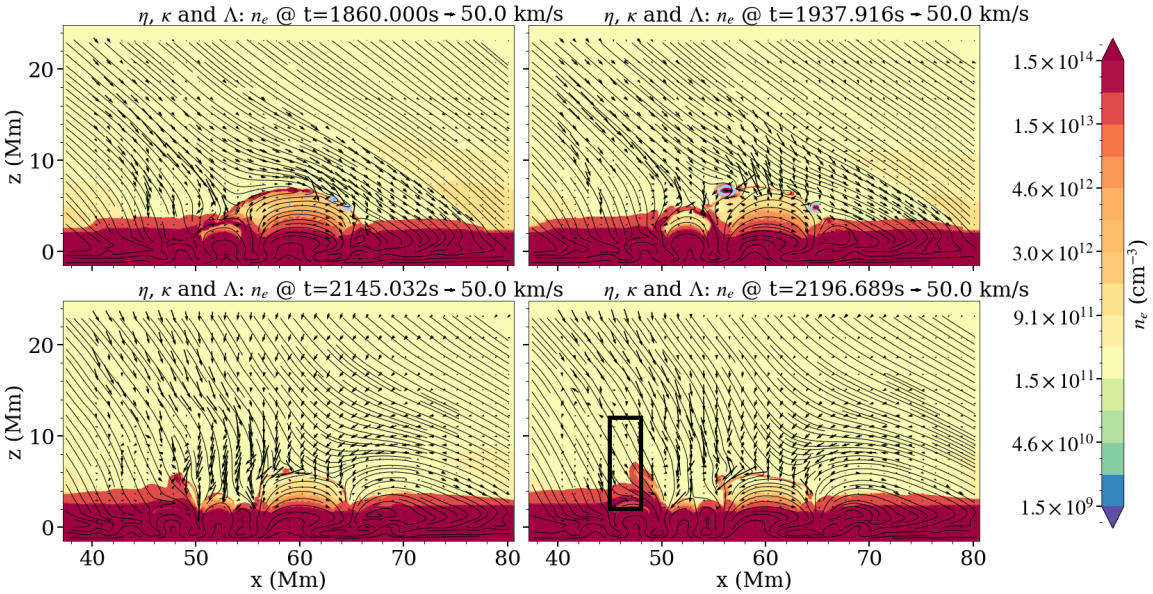


图6.7：与图6.6类似，但针对密度。

$\approx 3 \times 10^4$ K。这些等离子体团的典型最高密度为 $\approx 10^{14}$ cm^{-3}，中位密度为 10^{13} cm^{-3}。它们以最高 ≈ 100 km/s 的速度向外运动，平均速度为 ≈ 60 km/s。因此，`model_CHRTR` 中的等离子体团特性与我们在 `model_QSRTR`中发现的相似。需要注意的是，虽然扰动位置导致一个环上升，但更高阶模态也被激活，在此表现为次级环（位于 x=47 和 52 Mm 附近）。被喷出的、较冷的

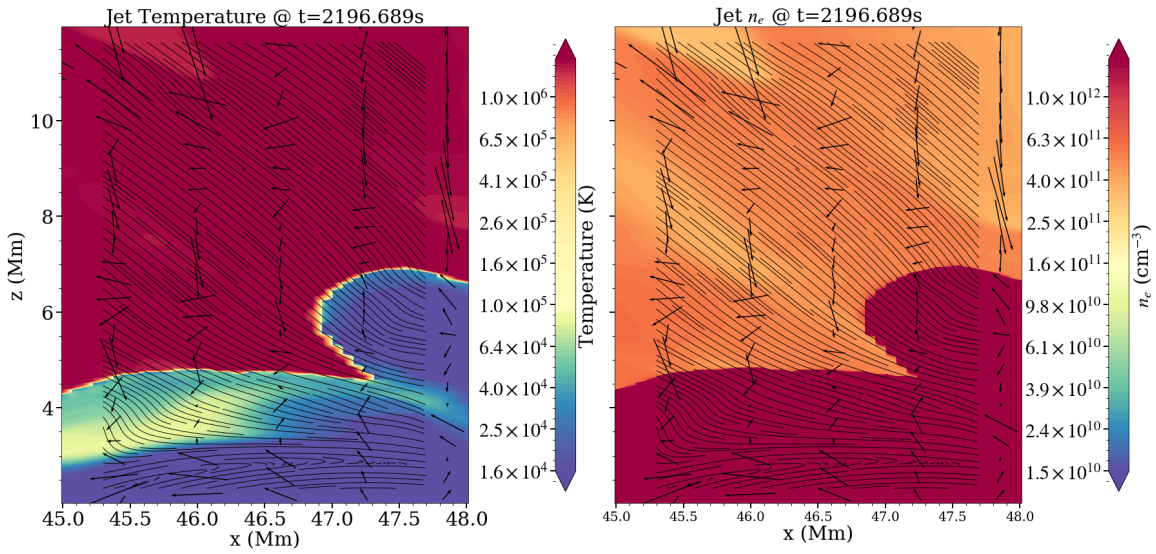


图6.8：图6.6中识别出的冷、热喷流的温度（左）和密度（右）等高线，以及磁力线和速度矢量。我们调整了色标范围，以便更清楚地显示喷流中的热结构和密度结构。

等离子体团撞击这些高阶模态。它们沿着流出流向 x=50 Mm 左侧释放。然而，在这种情况下，我们没有看到冷喷流的形成。相反，图6.6和6.7最终快照中的喷流本身表明，只形成了热喷流。如图6.8所示，该热喷流的特征温度为$\approx 10^6$ K，密度为 $\approx 10^{11}$ cm^{-3}。喷流速度为≈ 50 km/s，密度分层极弱。我们还发现，在环与背景的相互作用区域之外存在下流。除了热喷流之外，我们还发现，由于交换重联，冷环附近形成了一个热环。该环高 ≈ 7 Mm，温度为 $\approx 10^5 - 10^6$ K，密度为$\approx 10^{11}$ cm^{-3}。

6.3 Discussion and comparison

在这项工作中，我们开展了太阳大气中磁通量浮现的二维半磁流体动力学模拟，背景磁场拓扑分别模拟了冕洞和宁静太阳区。宁静太阳区模拟区域具有水平的周围磁场，而冕洞模拟区域则具有倾斜磁场。模拟中纳入了热传导和光学薄辐射损失，并加入局域反常电阻率以引发爆发式磁重联。

在这两种设置中，上升环都会与周围磁场发生磁重联，从而形成等离子体团。在 model_CHRTR 和model_QSRTR中，我们发现等离子体团的特征尺寸为 360–630 km。在model_QSRTR中，等离子体团的最高速度为 ≈ 70 km/s；而在 model_CHRTR 中，其最高速度为 ≈ 100 km/s。两种情况下，等离子体团的密度均为 $\approx 10^{13}$ cm^{-3} 。其温度中位数为$\approx 2-6\times10^4$ K，最高温度为 $\approx 10^5$ K。

由于发生了这一磁重联过程，两次数值模拟中都形成了喷流。在 model_QSRTR 中，我们发现同时存在热喷流（ $\approx 10^6$ K ）和冷喷流（ $\approx 10^4$K ），而 model_CHRTR 只形成了温度为 $\approx 10^6$ K 的热喷流。在model_CHRTR中，由于交换磁重联，冷环附近形成了一个热环。这个热环（$\approx 10^6$ K）的密度较低（$\approx 10^{11}$ cm^{-3}），温度略低于热喷流。不过，在 model_QSRTR 中并未观察到这样的热环。

Plasmoids have been observed in the solar atmosphere. Patel et al. (2020) observe and track plasmoids in an off-limb flare. They find these plasmoids in the current sheet to have sizes of ≈ 5000 km, with velocities of ≥ 190 km/s. Mulay et al. (2023) observe and compute properties of plasmoids in AR jets. They observe plasmoids with typical size of ≈ 3000 km (width), characteristic temperature of $\approx 10^6$ K, and densities of $\approx 10^8$ cm^{-3}. Chen et al. (2022), similarly find plasmoids with temperatures of $\approx 10^6$ K, but find the sizes to range from $\approx 800-2300$ km, with velocities from $60-185$ km/s. We note that these plasmoid observations are not consistent with those seen in any of the simulations. These plasmoids are formed due to reconnection either much higher in the atmosphere or due to different conditions than those in our simulations.

Singh et al. (2012), however, observe plasma ejecta in jets in Ca II H filtergrams, and demonstrate them to be $\approx 300-1500$ km in size while moving at a velocity of ≈ 35 km/s. Since these plasmoids are seen in Ca II, we may assume they may be at chromospheric temperatures. Such plasmoids are similar to those observed in model_CHRTR, while the final jet-loop structure is also similar to that observed by Singh et al. (2012). van der Voort et al. (2017) observe signatures of plasmoids in Ca II K wing at velocities ≈ 40 km/s. Tiwari et al. (2022) find "bright dots" of the size $\approx 675\pm300$ km, which are similar in size to the largest of plasmoids forming in our simulations. These dots have low velocities (≤ 30 km/s), with significant emissivity in the 174 Å passband, corresponding to $\approx 1-2\times10^6$ K. Tiwari et al. (2022) compare their observations with Bifrost simulations, and find that these dots form due to magnetic reconnection between emerging flux with pre-existing flux. The simulations indicate reconnection very low in the atmosphere, with a significant contribution of plasma in the transition region. Peter et al. (2019) show the genera-

等离子体团的形成，其大小为 $\approx 300-600\,\mathrm{km}$，最高温度为 $\approx 6\times10^{4}\mathrm{K}$，密度为 $\approx 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$。因此，这些亮点和等离子体团似乎满足了在我们的数值模拟中看到的等离子体团的某些特征。然而，首先，使用当前仪器设备可能无法将这些模拟中看到的通常等离子体团作为单个事件观测到。

等离子体团形成产生并供给喷流，其典型速度为 $\approx 50\,\mathrm{km/s}$，密度为 $\approx 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$，温度为 $10^{6}\,\mathrm{K}$。Mulay 等（2023）发现了速度为 $\approx 225-275\,\mathrm{km/s}$、温度为 $10^{6}\,\mathrm{K}$、密度为 $\approx 10^{8}\mathrm{cm}^{-3}$ 的喷流。显然，我们所看到的喷流再次与活动区喷流结构不一致。然而，Singh 等（2012）观测到色球层中的喷流，其速度范围为 $\approx 10-70\,\mathrm{km/s}$。这些速度与我们在模拟中看到的喷流速度相似。不过，Singh 等（2012）的观测采用的是 Ca II H，而该谱线不会在与我们模拟中喷流温度相对应的 $10^{6}\,\mathrm{K}$ 下形成。我们在模拟中发现的大尺度喷流是否会在 Ca II H 线中产生可观测的特征，还需要通过正确处理辐射与等离子体的相互作用来探究。

我们在第 5 章中看到，比强度和速度特征可作为区分低层大气中冕洞与宁静太阳的判据。然而，非热线宽和光谱轮廓形状表明，导致发射的过程本身具有内在相似性。根据本章介绍的模拟，我们发现两种设置中形成的等离子体团具有相似的性质，而产生的喷流则具有不同的性质。这项工作的下一步是计算谱线中的发射，从而能够更严格地比较可观测量。我们将对在上过渡区和日冕中形成的谱线进行光谱响应计算。在了解这些模拟的热力学之后，我们接下来希望在漏斗场拓扑中开展磁通浮现实验，因为这种设置更能代表冕洞。这样的比较将使我们在一定程度上了解导致宁静太阳加热和太阳风浮现的物理过程。

第7章

临别寄语与未来之路

Udvayaṃ tamasaspari
凝视上方的光明
众神中的太阳神
我们抵达了至高之光

凝望升起的光芒
在黑暗之上，
我们接近神圣的太阳
众神之中，卓越的光。——《梨俱吠陀》
1.50.10

在本论文中，我们提出了四个主要科学问题。首先，我们探讨太阳风的具体源区是什么，以及在太阳日冕状况不断变化的情况下，是否有可能预测太阳风。为回答这一问题，我们开发了一个名为*WindNet* 的深度学习太阳风速度预测模型，可根据一系列全日面极紫外图像进行预测，这些图像的通带为 193 Å 或 211 Å。随后，我们探讨脉冲加热能否有效地将太阳日冕维持在一百万开尔文。为了估计这些事件的统计特性，我们将统计脉冲加热模型*PSM* 与深度学习反演方案*iPSM* 结合，用于分析极紫外和X射线宁静太阳光变曲线。接着，我们探讨这些局部加热的宁静太阳区与冕洞有何不同，并研究它们在色球层和过渡区中的表现。为了辨别这两个区域在动力学方面的差异，我们使用 Mg II h & k、C II 1334 Å 和 Si IV 1393 Å 谱线，并研究它们随下方磁通密度的变化。最后，我们探讨宁静太阳区和冕洞中可能存在何种物理图景，从而导致日冕高层出现差异。为此，我们在冕洞和宁静太阳区的设置中，通过对流区的磁通量浮现，探究太阳风形成和日冕加热的动力学。本论文的主要结果如下：

本论文的主要结果如
下：

1. 全日面极紫外强度图像时间序列包含有关太阳风源区的信息，可用于预测太阳风速度。非线性的基于深度学习的模型能够学习源区与相应太阳风速度之间的关联并生成预测，其表现优于基线模型，尤其是在预测时间跨度较长时。

2. 深度学习模型*WindNet* 在193 Å 数据中识别出冕洞是快速太阳风的来源，而慢速太阳风主要与活动区相关，但未能捕捉到慢速太阳风中这种关联的时间。尽管目前仍处于萌芽阶段，可解释人工智能是理解太阳风模态与来源之间物理关联的有力候选方案。

3. 脉冲事件是太阳日冕加热的一个可行来源，这一点可从极紫外观测中看出。这些极紫外脉冲事件以典型的频率每$^{-1}$分钟发生2.5次，其事件分布斜率为 ≥ 2，持续 ≈ 15 分钟。事件以传导主导的冷却为主，并指向一个能量库；该能量库可能因间歇发生的大型事件或频繁发生的小型事件而耗尽。

4. 在X射线中，这些脉冲事件的能量非常小（$\leq 10^{23}$ 尔格），事件分布也平坦得多。它们的频率非常高（≈ 25 个事件/分钟$^{-1}$），时间尺度为 ≤ 11 分钟。这些事件的振幅极低，因此频率很高；这再次有力地表明，宁静日冕中存在一个能量库。

5. QS and CHs, which are apparently undifferentiated in the chromosphere, show clear differences if the underlying photospheric magnetic flux density (i.e. $|B|$) is taken into account. The chromospheric Mg II h & k features and C II 1334 Å lines show excess intensity, reduced redshifts, and blueshifts in QS with respect to CHs, while the transition region Si IV 1393 Å line shows excess intensity, increased redshift and reduced blueshift in QS. The C II line shows excess width in CHs, while both the regions show significant skewness and flatness departures from a Gaussian. However, the spectral shapes are significantly similar in both CHs and QS. Furthermore, the chromospheric blueshifts (redshifts) are well correlated with the transition region blueshifts (redshifts), while the chromospheric redshifts and transition region blueshifts are also well correlated. Finally, the downflows were preferentially decelerated in QS, while the upflows were found to be accelerated in CHs.

6. 总体而言，这些观测结果体现了色球层与过渡区之间的二分性。由于不同磁场拓扑结构中普遍存在脉冲加热，这些观测结果可以得到简洁的解释。冕洞中主要开放磁力线与闭合磁力线之间的交换重联可能导致双向流动；根据温度和高度的不同，这种流动可能表现为相关的上流、下流，或如本研究所见的双向流动。宁静太阳中的闭合环重联不允许等离子体逃逸，导致由于等离子体被困在环内，下流的减速程度增加。相反，由于开放磁通系统，冕洞中的流出等离子体会加速。最后，如果大气低层发生的交换重联会产生太阳风折返结构，那么我们的测量值将为此类模型提供约束。

这篇论文中产生的大量结果引发了更多关于太阳风起源和太阳日冕加热的问题。下面，我们概述了一些科学问题和分析，这是我们希望在理解这篇论文所产生的成果的基础上开展的：

1. **使用深度学习定位太阳风源区**：我们已经看到，极紫外强度数据本身就包含有关太阳风源区的信息，而深度学习方法可能会提取这些信息。现在我们提出以下问题：给定多波长图像（因而涵盖从光球层到日冕的温度），深度学习模型能否将这些图像分类为产生快速太阳风和慢速太阳风的图像？这样的模型能否用于查询并定位太阳风源区？这项工作正在进行中。

2. **太阳风的演化**：由于太阳风内部结构的演化，主要的太阳风预报代码遇到了瓶颈。我们需要衡量注入的日冕结构在向地球传播过程中因演化而造成的信息损失。接下来，我们将研究太阳上的特定源区，以了解它们与地球附近太阳风测量数据之间的信息损失关系。Durgesh Tripathi 教授的一名硕士生已开展了一些初步研究。

3. **对 *iPSM* 的更新**：*PSM* 模型有许多假设，其中最关键的是：(i)。上升和下降时间之间的关系，(ii)。事件振幅与下一事件发生时间之间缺乏约束，(iii)。缺乏填充因子。同样，*iPSM* 反演也存在一些限制：(i)。无法在同一次处理中对全部 5 个参数进行反演，以及 (ii)。需要

针对不同的仪器测量值进行重新训练，以纳入噪声。这些升级是必要的，旨在为太阳日冕的脉冲加热模型构建真正通用的反演方案。我们打算在不久的将来着手进行这项升级。

4. ***iPSM* 在恒星光变曲线中的应用**：在宁静时期，不同类型恒星的典型耀斑频率、时间尺度、事件分布和振幅之间有何对应关系？这些恒星的日冕是否也受到脉冲加热？这些性质如何取决于恒星类型、金属丰度和表面引力？从本质上说，我们希望将日冕中小型事件的性质与恒星内部的动力学联系起来，并检验产生这些脉冲事件的机制是否会导致足点不断移动。

5. **绘制太阳大气中的流动**：我们已经看到，色球层中的向上和向下流动会随着其下方光球层磁通密度的变化而出现超额。然而，这些流动如何沿着不同高度上的各条磁力线传播，仍是一个未解的问题。为此，我们计划结合使用 SST、IRIS 和 EIS 光谱，通过势场外推共同研究冕洞。考察流动穿过不同开放磁力线的情况，将有助于揭示它们如何从较低色球层出发，经过上过渡区，最终成为日冕中的太阳风流动。此外，我们还计划研究这些温度范围内及沿这些磁力线的动量传输，从而对太阳大气中的质量流动给出比相关性更有力的约束。

6. **利用 Aditya-L1 数据进行推断**：**Aditya-L1** 是印度首个部署于太空 L1 点的太阳探测任务。本论文开展的许多研究都与 Aditya-L1 的任务目标密切相关，尤其是与太阳紫外成像望远镜（SUIT）和可见光发射线日冕仪（VELC）等仪器有关。通常，我们计划利用 SUIT 和 VELC 研究冕洞中等离子体可能从色球层向日冕传播的情况，以估算太阳风的质量损失和输运。我们还将利用 SUIT 研究太阳大气不同层之间的耦合，尤其是较为宁静的区域。在脉冲加热范式下，研究太阳大气这些不同区域随其下方磁场变化的特性，将有助于我们深入了解能量预算及损失；这对于研究太阳日冕加热至关重要。

参考文献

1945年，《皇家天文学会月刊》，105，323，doi：10.1093/mnras/105.6.323

Abadi,M.、Agarwal, A.、Barham, P. 等，2015年，《TensorFlow：异构系统上的大规模机器学习》。 https://www.tensorflow.org/

Abadi,M.,Barham,P., Chen,J. 等，2016年，载于第12届 {USENIX} 操作系统设计与实现研讨会（{OSDI} 16），265–283

Aiouaz, T. 2008年,《天体物理学杂志》, 674, 1144, doi: 10.1086/524029

Aiouaz,T.,Peter,H.，和 Keppens, R.2005年，《天文学与天体物理学》，442，L35，doi：10.1051/0004-6361:200500183

Alfvén, H. 1947年,《皇家天文学会月刊》, 107, 211, doi: 10.1093/mnras/107.2.211

Altschuler, M. D., & Newkirk, G. 1969年,《太阳物理学》, 9, 131, doi: 10.1007/BF00145734

Andretta, V.，& Del Zanna, G. 2014年，《天文学与天体物理学》，563，A26，doi：10.1051/0004-6361/201322841

Antolin, P., Shibata, K., Kudoh, T., Shiota, D., & Brooks, D. 2008年,《天体物理学杂志》, 688, 669, doi: 10.1086/591998

Aschwanden,M. J. 2014年，载于《太阳系百科全书》（第三版），第三版，T.Spohn、D.Breuer 和 T.V.Johnson 编（波士顿：爱思唯尔），235–259，doi：https://doi.org/10.1016/B978-0-12-415845-0.00011-6

Aschwanden，M.J. 2019年，《新千年太阳物理学》，第458卷，doi：10.1007/978-3-030-13956-8

Aschwanden, M. J. 2019年，《宁静太阳日冕》（Cham：施普林格国际出版公司），219–259，doi：10.1007/978-3-030-13956-8_6

Avrett,E.、Landi,E. 和 McKillop,S. 2013年，《天体物理学杂志》，779，155，doi：10.1088/0004-637X/779/2/155

Bale, S. D., Badman, S. T., Bonnell, J. W., 等. 2019年，《自然》，576，237，doi：10.1038/s41586-019-1818-7

Bale, S. D., Horbury, T. S., Velli, M., 等. 2021年，arXiv 预印本，arXiv:2109.01069. https://arxiv.org/abs/2109.01069

Balogh, A., Forsyth, R. J., Lucek, E. A., Horbury, T. S., & Smith, E. J. 1999年，Geo- phys.Res. Lett.，26，631，doi：10.1029/1999GL900061

Barczynski, K., Harra, L., Kleint, L., Panos, B., & Brooks, D. H. 2021年，arXiv 预印本，arXiv:2104.10234. https://arxiv.org/abs/2104.10234

Barlow, W. H., Barlow, P., & Culley, R. S. 1849年，《伦敦皇家学会哲学汇刊》，139, 61，doi: 10.1098/rstl.1849.0006

Barnes, W. T., Cargill, P. J., & Bradshaw, S. J. 2016年，《天体物理学杂志》，833, 217，doi: 10.3847/1538-4357/833/2/217

Bazarghan, M., Safari, H., Innes, D. E., Karami, E., & Solanki, S. K. 2008年，《天文学与天体物理学》，492, L13，doi: 10.1051/0004-6361:200810911

Behnel, S., Bradshaw, R., Citro, C., 等，2011年，《科学与工程计算》，13，31

Benz, A. O. 2008年，Living Reviewsin Solar Physics，5，1，doi：10.12942/lrsp-2008-1

Biermann, L. 1957年，《天文台》, 77, 109

Bishop, C. M. 2006年，《模式识别与机器学习》（施普林格）

Boerner，P.、Edwards，C.、Lemen，J. 等，2012年a，《太阳物理学》，275，41，doi：10.1007/s11207-011-9804-8

—。2012b，《太阳物理学》，275，41，doi：10.1007/s11207-011-9804-8

Bose, S.,Rouppe vanderVoort,L., Joshi,J. 等，2021年，arXiv 预印本，arXiv:2108.02153。 https://arxiv.org/abs/2108.02153

Boteler,D. H. 2001年，华盛顿特区美国地球物理联合会《地球物理专著系列》，125，347，doi：10.1029/GM125p0347

Bradshaw,S.J.、Klimchuk,J. A. 和Reep, J.W. 2012年，《天体物理学杂志》，758，53，doi：10.1088/0004-637X/758/1/53

Bradski, G. 2000年，《Dr. Dobb's 软件工具杂志》

Brajša, R., Sudar, D., Benz, A. O., 等. 2018年，《天文学与天体物理学》，613，A17，doi: 10.1051/0004-6361/201730656

Brooks, D. H., Ugarte-Urra, I., & Warren, H. P. 2015年，《自然-通讯》，6，5947，doi: 10.1038/ncomms6947

Brosius, J. W., Davila, J.M., Thomas, R. J., 等. 1997年，《天体物理学杂志》，477，969，doi: 10.1086/303728

Bu, X., Luo, B., Shen, C., 等. 2019年，《空间天气》，17，1040，doi: 10.1029/2019SW002186

Cargill, P. J. 1994年，《天体物理学杂志》，422，381，doi：10.1086/173733

Cargill, P. J. 2014年，《天体物理学杂志》，784，49，doi：10.1088/0004-637x/784/1/49

Cargill, P.J., Warren, H. P., & Bradshaw, S. J. 2015年，《伦敦皇家学会哲学汇刊 A 辑》，373，20140260，doi：10.1098/rsta.2014.0260

Charbonneau, P. 2014年，《天文学与天体物理学年度评论》，52，251，doi：10.1146/annurev-astro-081913-040012

Chellapilla, K., Puri, S., & Simard, P.2006年，载于第十届国际手写识别前沿研讨会，Suvisoft

Chen, J., Erdélyi, R., Liu, J., 等. 2022年，《天文学与太空科学前沿》，8, 238，doi: 10.3389/fspas.2021.786856

Chen, T. & Guestrin, C语言.2016年，《第22届ACMSIGKDD国际知识发现与数据挖掘会议论文集》，KDD'16（美国纽约州纽约：ACM），785–794，doi：10.1145/2939672.2939785

Chen, Y.-C. 2017年，《核密度估计教程及最新进展》。https://arxiv.org/abs/1704.03924

Cheung, M. C. M.，& Isobe, H. 2014年，Living Reviews in Solar Physics，11，3，doi：10.12942/lrsp-2014-3

Chifor, C., Mason, H. E., Tripathi, D., Isobe, H., & Asai, A. 2006年, 《天文学与天体物理学》, 458, 965, doi: 10.1051/0004-6361:20065687

Chifor, C., Tripathi, D., Mason, H. E., & Dennis, B. R. 2007年, 《天文学与天体物理学》, 472, 967, doi: 10.1051/0004-6361:20077771

Ciresan, D. C., Meier, U., Masci, J., Gambardella, L. M., & Schmidhuber, J. 2011年, 载于第二十二届国际人工智能联合会议

Ciresan, D. C., Meier, U., Masci, J., Gambardella, L. M., & Schmidhuber, J. 2011年, 载于第二十二届国际人工智能联合会议

Clevert, D.-A., Unterthiner, T., & Hochreiter, S. 2015, arXiv preprint arXiv:1511.07289

Corey, D. M., Dunlap, W. P., & Burke, M. J. 1998, The Journal of General Psychology, 125, 245, doi: 10.1080/00221309809595548

Cortes, C., & Vapnik, V. 1995, Machine Learning, 20, 273, doi: 10.1007/BF00994018

Corti, G., Poletto, G., Romoli, M., et al. 1997, in ESA Special Publication, Vol. 404, Fifth SOHO Workshop: The Corona and Solar Wind Near Minimum Activity, ed. A. Wilson, 289

Couvidat, S., Schou, J., Hoeksema, J. T., et al. 2016, Sol. Phys., 291, 1887, doi: 10.1007/s11207-016-0957-3

Couvidat, S., Schou, J., Hoeksema, J. T., et al. 2016, Solar Physics, 291, 1887, doi: 10.1007/s11207-016-0957-3

Cranmer, S., & Van Ballegooijen, A. 2005, The Astrophysical Journal Supplement Series, 156, 265, doi: 10.1086/426507

De Pontieu, B., McIntosh, S., Hansteen, V. H., et al. 2007a, PASJ, 59, S655, doi: 10.1093/pasj/59.sp3.S655

De Pontieu, B., McIntosh, S. W., Carlsson, M., et al. 2007b, Science, 318, 1574, doi: 10.1126/science.1151747

De Pontieu, B., Title, A. M., Lemen, J. R., et al. 2014, Sol. Phys., 289, 2733, doi: 10.1007/s11207-014-0485-y

Del Zanna, G., Aulanier, G., Klein, K. L., & Török, T. 2011, A&A, 526, A137, doi: 10.1051/0004-6361/201015231

Del Zanna, G., Dere, K. P., Young, P. R., & Landi, E. 2021年，《天体物理学杂志》，909，38，doi: 10.3847/1538-4357/abd8ce

Del Zanna, G., Tripathi, D., Mason, H., Subramanian, S., & O'Dwyer, B. 2015年，《天文学与天体物理学》，573，A104，doi：10.1051/0004-6361/201424561

Deng, J., Dong, W., Socher, R., 等，2009，在 CVPR09

Deng, L., & Yu, D. 2014年，《深度学习：方法与应用》（Now Foundations and Trends），206–，doi：10.1561/2000000039

Dere, K. P., Landi, E., Mason, H. E., Monsignori Fossi, B. C., & Young, P. R. 1997年，《天文学与天体物理学增刊》，125，149，doi：10.1051/aas:1997368

Díaz Baso, C. J., de la Cruz Rodríguez, J., & Danilovic, S. 2019年，《天文学与天体物理学》，629，A99，doi：10.1051/0004-6361/201936069

Ding, J. Y., Madjarska,M. S., Doyle,J.G., &Lu, Q. M.2010年，《天文学与天体物理学》，510, A111，doi: 10.1051/0004-6361/200913101

Ding, J. Y., Madjarska, M.S., Doyle, J. G.等，2011年，《天文学与天体物理学》，535，A95，doi：10.1051/0004-6361/201117515

Doane, D.P.1976,《美国统计学家》, 30, 181, doi: 10.1080/00031305.1976.10479172

Domingo, V.,Fleck,B.,& Poland, A. I.1995年,《太阳物理学》, 162, 1, doi: 10.1007/BF00733425

Eastwood, J., Hapgood, M., Biffis, E., 等，2018年，《空间天气》，16，2052

Ellerman, F. 1917，《天体物理学杂志》，46，298，doi：10.1086/142366

Fargette, N.、Lavraud, B.、Rouillard, A. 等，2021年，arXiv 预印本，arXiv：2109.01519。 https://arxiv.org/abs/2109.01519

Fisk, L. A. 2005年，《天体物理学杂志》，626，563，doi：10.1086/429957

Fisk, L. A. 与 Kasper, J. C. 2020，《天体物理学杂志》，894，L4，doi：10.3847/2041-8213/ab8acd

Fludra, A. 与 Schmelz, J. T. 1999年，《天文学与天体物理学》，348，286

Gal, Y. 2016年，剑桥大学，1

Galvez, R., Fouhey, D. F., Jin, M., 等. 2019年，《天体物理学杂志增刊》，242，7，doi：10.3847/1538-4365/ab1005

Ghosh, A., Klimchuk, J. A., & Tripathi, D. 2019年, 《天体物理学杂志》, 886, 46, doi: 10.3847/1538-4357/ab43c4

Ghosh, A., Tripathi, D., Gupta, G. R., 等. 2017年, 《天体物理学杂志》, 835, 244, doi: 10.3847/1538-4357/835/2/244

Ghosh, A., Tripathi, D., & Klimchuk, J. A. 2021年, 《天体物理学杂志》, 913, 151, doi: 10.3847/1538-4357/abf244

Ghosh, A., Chatterjee, S., Khan, A. R., 等. 2016年, 载于《太空望远镜与仪器2016：从紫外到伽马射线》, 第9905卷, 国际光学与光子学学会, 990503

Gontikakis, C., & Vial, J. C. 2018年, 《天文学与天体物理学》, 619, A64, doi: 10.1051/0004-6361/201732563

Goodfellow, I., Bengio, Y., & Courville, A. 2016年, 《深度学习》（MIT Press）

Gopalswamy, N., Shibasaki, K., Thompson, B. J., Gurman, J., & DeForest, C. 1999年, 地球物理研究杂志：太空物理学, 104, 9767, doi: https://doi.org/10.1029/1998JA900168

Gorobets, A., Borrero,J.,&Berdyugina, S. 2016年, 《天体物理学杂志》快报,825, L18

Goswami, J. N. 和 Annadurai, M. 2011年, 发表于第42届年度月球与行星科学会议, 《月球与行星科学会议》, 2042

Gronenschild,E.H. B. M., & Mewe, R. 1978, A&AS, 32, 283

Gupta, G. R., Sarkar, A., & Tripathi, D. 2018a, 《天体物理学杂志》, 857, 137, doi: 10.3847/1538-4357/aab95e

—. 2018b, 《天体物理学杂志》, 857, 137, doi: 10.3847/1538-4357/aab95e

Gupta, G. R., & Tripathi, D. 2015年, 《天体物理学杂志》, 809, 82, doi: 10.1088/0004-637X/809/1/82

Gupta, G. R., Tripathi, D., & Mason, H. E. 2015年, 《天体物理学杂志》, 800, 140, doi: 10.1088/0004-637X/800/2/140

Hannah, I. G., Christe, S., Krucker, S., et al. 2008年, 《天体物理学杂志》, 677, 704, doi: 10.1086/529012

Hansteen, V. H., Hara, H., DePontieu,B., & Carlsson,M.2010年, 《天体物理学杂志》, 718, 1070, doi: 10.1088/0004-637X/718/2/1070

Harris, C. R.,Millman, K.J., van der Walt,S.J., 等. 2020, 《自然》, 585, 357, doi: 10.1038/s41586-020-2649-2

Harrison, R. A. 1997年, 《太阳物理学》, 175, 467, doi: 10.1023/A:1004964707047

Harvey, B. 2007年, 《俄罗斯行星探测：历史、发展、遗产与展望》（施普林格科学与商业媒体）

Harvey, J. W.、& Sheeley, N. R., J. 1977, 《太阳物理学》, 54, 343, doi: 10.1007/BF00159924

Hassler, D. M.、Dammasch, I. E.、Lemaire, P. 等 1999年, 《科学》, 283, 810, doi: 10.1126/science.283.5403.810

He, J. S.、Tu, C. Y.、& Marsch, E. 2007年, 《天文学与天体物理学》, 468, 307, doi: 10.1051/0004-6361:20066423

He, J.-S., Tu, C.-Y., & Marsch, E. 2008年, 《太阳物理学》, 250, 147, doi: 10.1007/s11207-008-9214-8

He, J. S., Tu, C.Y., Tian,H., &Marsch,E.2010年, 《空间研究进展》, 45, 303,doi: 10.1016/j.asr.2009.07.020

Hinton, G. E., Srivastava, N., Krizhevsky, A., Sutskever,I.,& Salakhutdinov,R. R. 2012年,arXiv 预印本arXiv:1207.0580

Hochreiter、S. 和 Schmidhuber、J. 1997年, Neural Comput., 9, 1735, doi: 10.1162/neco.1997.9.8.1735

Hudson, H. 1991, 《太阳物理学》, 133, 357

Hudson, H. S. 2020, 《皇家天文学会月刊》, 491, 4435, doi: 10.1093/mnras/stz3121

Hunter, J. D. 2007年, Computing in Science & Engineering, 9, 90, doi: 10.1109/MCSE.2007.55

Isobe, H., Tripathi, D., & Archontis, V. 2007a年, 《天体物理学杂志》, 657, L53, doi: 10.1086/512969

—。2007b年, 《天体物理学杂志》, 657, L53, doi: 10.1086/512969

Janardhan,P., Tripathi,D., & Mason, H.E.2008年, 《天文学与天体物理学》, 488, L1, doi: 10.1051/0004-6361:200809667

Jeffrey,N.L., Fletcher,L., & Labrosse, N. 2016年, 《天文学与天体物理学》, 590, A99,doi: 10.1051/0004-6361/201527986

Jess, D. B., Mathioudakis, M. 和 Keys, P. H. 2014年，《天体物理学杂志》，795，172，doi：10.1088/0004-637X/795/2/172

Jess, D. B., Dillon, C. J., Kirk, M. S., 等，2019年，《天体物理学杂志》，871，133，doi：10.3847/1538-4357/aaf8ae

Jian, L., MacNeice, P., Taktakishvili, A., 等，2015年，《空间天气》，13，316

Jordan, C., Macpherson, K. P., & Smith, G. R.，2001年，《皇家天文学会月刊》，328，1098，doi: 10.1046/j.1365-8711.2001.04930.x

Kahler, S. W., Davis, J. M., & Harvey, J. W.，1983，《太阳物理学》，87，47，doi: 10.1007/BF00151159

Kaiser, M. L., Kucera, T., Davila, J., 等，2008年，《空间科学评论》，136，5

Katsukawa, Y. 2003, PASJ, 55, 1025, doi: 10.1093/pasj/55.5.1025

Katsukawa, Y. 和Tsuneta,S.2001年，《天体物理学杂志》，557，343，doi：10.1086/321636

Kayshap, P., Tripathi, D., & Jelínek, P. 2021年,《天体物理学杂志》, 906, 121, doi: 10.3847/1538-4357/abcc6f

Kayshap,P., Tripathi, D.,Solanki,S. K.& Peter, H.2018年，《天体物理学杂志》，864，21，doi：10.3847/1538-4357/aad2d9

Kelly,R. L., & Palumbo, L. J. 1973年。 https://www.osti.gov/biblio/4332843

Kendall, A., & Gal, Y. 2017年，载于《神经信息处理系统进展》，5574–5584

Kingma，D. P., & Ba, J. 2014年，arXiv预印本 arXiv:1412.6980

Klimchuk, J. A. 2006a，《太阳物理学》，234，41，doi: 10.1007/s11207-006-0055-z—.2006b，《太阳物理学》，234，41

Klimchuk, J. A. 2012年，《地球物理研究杂志（太空物理）》，117，A12102, doi: 10.1029/2012JA018170

—. 2015年，《伦敦皇家学会哲学汇刊 A 辑》，373，20140256，doi: 10.1098/rsta.2014.0256

Kluyver, T., Ragan-Kelley, B., Pérez, F. 等，2016年，载于《学术出版中的定位与权力：参与者、代理人和议程》，F. Loizides 与 B. Schmidt 编，IOS Press，第 87–90 页。

Knizhnik, K. J., Antiochos, S. K.,Klimchuk,J.A., & DeVore, C. R.2019年，《天体物理学杂志》，883, 26，doi: 10.3847/1538-4357/ab3afd

Knizhnik, K. J. 和 Reep, J. W. 2020，《太阳物理学》，295，21，doi： 10.1007/s11207-020-1588-2

Knizhnik,K.J., Uritsky,V.M.,Klimchuk,J.A. 和 DeVore, C.R. 2018年，《天体物理学杂志》，853，82，doi： 10.3847/1538-4357/aaa0d9

Kohl, J. L. , Noci, G., Antonucci, E., 等. 1998年，《天体物理学杂志》，501，L127，doi: 10.1086/311434

Krieger, A. S., Timothy, A. F., & Roelof, E. C. 1973年,《太阳物理学》, 29, 505, doi: 10.1007/BF00150828

Krieger, A. S., Timothy, A. F., & Roelof, E. C. 1973年，《太阳物理学》，29，505，doi：10.1007/BF00150828

Krizhevsky, A., Sutskever, I., & Hinton, G. E. 2017年，《ACM通讯》，60，84

Kulkarni, M. 2017年，《分类决策树：一种机器学习算法》，https://www.xoriant.com/blog/product-engineering/decision-trees-machine-learning-algorithm.html

Labonte, B. J., & Reardon, K. P. 2007年，《太阳物理学》，240，387，doi： 10.1007/s11207-007-0322-7

Landini, M., & Monsignori Fossi, B. C. 1970, Mem. Soc. Astron. Italiana, 41, 467

LeCun, Y., Bengio, Y., & Hinton, G. 2015, nature, 521, 436

LeCun, Y., Bengio, Y., et al. 1995, The handbook of brain theory and neural networks, 3361, 1995

LeCun, Y., Bottou, L., Bengio, Y., & Haffner, P. 1998, Proceedings of the IEEE, 86, 2278

Leenaarts, J., Pereira, T. M. D., Carlsson, M., Uitenbroek, H., & De Pontieu, B. 2013, ApJ, 772, 90, doi: 10.1088/0004-637X/772/2/90

Leenaarts, J., Pereira, T. M. D., Carlsson, M., Uitenbroek, H., & De Pontieu, B. 2013, The Astrophysical Journal, 772, 89, doi: 10.1088/0004-637X/772/2/89

Levine, R. H., Altschuler, M. D., & Harvey, J. W. 1977, J. Geophys. Res., 82, 1061, doi: 10.1029/JA082i007p01061

Liang, H., Zank, G.P., Nakanotani,M., &Zhao, L.-L.2021年，《天体物理学杂志》，917，110，doi：10.3847/1538-4357/ac0a73Linker, J. A., Mikić,Z., Biesecker, D. A.等。1999年，《地球物理研究杂志》，104，9809，doi：10.1029/1998JA900159

Lowe, D. G. 2004，《国际计算机视觉杂志》，60，91

Marsch, E. 2006年，Living Reviews in Solar Physics，3，1

Marsch, E. 2006年，Living Reviews in Solar Physics，3，1，doi：10.12942/lrsp-2006-1

Martínez-Sykora, J., De Pontieu, B., & Hansteen, V. 2012年，《天体物理学杂志》，753，161，doi：10.1088/0004-637X/753/2/161

Martínez-Sykora, J., De Pontieu, B., Hansteen, V. H., et al. 2017年，《科学》，356，1269，doi：10.1126/science.aah5412

Martínez-Sykora, J., Hansteen, V., & Moreno-Insertis, F. 2011年，《天体物理学杂志》，736, 9，doi: 10.1088/0004-637X/736/1/9

Martínez-Sykora, J., Hansteen, V. H., Gudiksen, B., et al. 2019年，《天体物理学杂志》，878, 40，doi: 10.3847/1538-4357/ab1f0b

McComas, D. J., Bame, S. J., Barraclough, B. L., et al. 1998年，《地球物理研究快报》，25,1，doi: 10.1029/97GL03444

McKerns, M. M., Strand, L., Sullivan, T., Fang, A., & Aivazis, M. A. 2012年，arXiv预印本 arXiv:1202.1056

Mignone, A., Bodo, G., Massaglia, S., 等. 2007年，《天体物理学杂志增刊》，170, 228，doi: 10.1086/513316

Mithun, N. P. S., Vadawale, S. V., Sarkar, A., 等. 2020，《太阳物理学》，295, 139，doi: 10.1007/s11207-020-01712-1

Mithun, N. P. S., Vadawale, S. V., Shanmugam, M., 等. 2021年a,《实验天文学》, 51, 33, doi: 10.1007/s10686-020-09686-5Mithun, N. P. S., Vadawale, S. V., Patel, A. R., 等. 2021年b,《天文学与计算》, 34, 100449, doi: https://doi.org/10.1016/j.ascom.2021.100449Miyagoshi, T., & Yokoyama, T.2004,《天体物理学杂志》, 614, 1042, doi: 10.1086/423731 Mondal, S., & Oberoi, D. 2021年,《天体物理学杂志》, 920, 11, doi: 10.3847/1538-4357/ac1076

Moore, R. L., Sterling, A. C., Cirtain, J. W., & Falconer, D. A. 2011年，《天体物理学杂志》，731，L18，doi：10.1088/2041-8205/731/1/L18

Moore, R. L.、Sterling,A.C.和 Falconer, D.A. 2015年，《天体物理学杂志》，806，11，doi：10.1088/0004-637X/806/1/11

Moore, R. L., Sterling, A. C., Falconer, D. A., & Robe, D. 2013年，《天体物理学杂志》，769，134，doi：10.1088/0004-637X/769/2/134

Moreno-Insertis,F.，& Galsgaard,K. 2013年，《天体物理学杂志》，771，20，doi：10.1088/0004-637X/771/1/20

Mozer, F.S., Bale,S., Bonnell,J. 等，2021年，arXiv 预印本，arXiv:2105.07601。https://arxiv.org/abs/2105.07601

Mulay, S. M., Tripathi, D., Del Zanna, G., & Mason, H. 2016年a,《天文学与天体物理学》, 589, A79, doi: 10.1051/0004-6361/201527473

—. 2016年b,《天文学与天体物理学》, 589, A79, doi：10.1051/0004-6361/201527473

Mulay, S.M.、Tripathi, D.、Mason、Del Zanna,G. 和 Archontis, V.2023，《皇家天文学会月刊》，518, 2287，doi：10.1093/mnras/stac3035

Mumford, S.,Christe, S.,Mayer,F.,等.2018年，sunpy/sunpy：v0.9.0，v0.9.0，Zen- odo，doi：10.5281/zenodo.1226676

美国国家航空航天局. 2017年,《空间天气》，https://www.nasa.gov/mission_pages/rbsp/science/rbsp-spaceweather.html

Nóbrega-Siverio, D., & Moreno-Insertis, F. 2022年,《天体物理学杂志》, 935, L21, doi: 10.3847/2041-8213/ac85b6

Nóbrega-Siverio, D., Moreno-Insertis, F., & Martínez-Sykora, J. 2016年,《天体物理学杂志》, 822, 18, doi: 10.3847/0004-637X/822/1/18

Nozawa, S., Shibata, K., Matsumoto, R., et al. 1992,《天体物理学杂志增刊》, 78, 267, doi: 10.1086/191627

O'Dwyer, B., Del Zanna, G., Mason, H. E., Weber, M. A., & Tripathi, D. 2010a,《天文学与天体物理学》, 521,A21, doi: 10.1051/0004-6361/201014872

—. 2010b,《天文学与天体物理学》, 521,A21,doi: 10.1051/0004-6361/201014872—. 2010c,《天文学与天体物理学》, 521, A21, doi: 10.1051/0004-6361/201014872

Osterbrock, D.E. 1961，《天体物理学杂志》，134，347，doi：10.1086/147165

Otsu, N. 1979, 《IEEE系统、人类与控制论汇刊》, 9, 62, doi: 10.1109/TSMC.1979.4310076

Owens, M. J., Arge, C. N., Spence,H. E.,&Pembroke, A. 2005年, 地球物理研究杂志：太空物理, 110, doi: 10.1029/2005JA011343

Owens, M. J., Challen, R., Methven, J., Henley, E., 和 Jackson, D. R. 2013年, 《空间天气》, 11, 225, doi: 10.1002/swe.20040

Owens, M. J., Spence,H. E., McGregor, S., et al. 2008年, 《空间天气》, 6, 1, doi: 10.1029/2007SW000380

Pariat, E., Aulanier, G., Schmieder, B. 等, 2004, 《天体物理学杂志》, 614, 1099, doi: 10.1086/423891

Parker, E. 1988a, 《天体物理学杂志》, 330, 474

Parker, E.N.1953年, 《天体物理学杂志》, 117, 431, doi: 10.1086/145707

—. 1958, 《天体物理学杂志》, 128, 664, doi: 10.1086/146579

—.1972, 《天体物理学杂志》, 174, 499, doi: 10.1086/151512

Parker, E. N. 1988年b, 《天体物理学杂志》, 330, 474

Parnell, C. E., & De Moortel, I. 2012年,《伦敦皇家学会哲学汇刊 A 辑》, 370, 3217, doi: 10.1098/rsta.2012.0113

Paszke, A., Gross, S., Massa, F., 等. 2019年, arXiv 预印本, arXiv:1912.01703. https://arxiv.org/abs/1912.01703

Patel, R., Megha, A., Shrivastav, A. K., 等. 2021年, 《天文学与太空科学前沿》, 8, 88, doi: 10.3389/fspas.2021.660992

Patel, R., Pant, V., Chandrashekhar, K., & Banerjee, D. 2020, 《天文学与天体物理学》, 644, A158, doi: 10.1051/0004-6361/202039000

Pauluhn, A., & Solanki, S. K. 2007年, 《天文学与天体物理学》, 462, 311, doi: 10.1051/0004-6361:20065152

Pauluhn, A., Solanki, S. K., Rüedi, I., Landi, E., & Schühle, U. 2001年, 载于 IAU Symposium, 第 203 卷, 《太阳和日球层物理学新见解：SOHO 及其他太空任务的研究亮点》, 编者 P. Brekke、B. Fleck 和 J. B. Gurman, 第 416 页

Pedregosa, F., Varoquaux, G., Gramfort, A., 等，2011年，《机器学习研究杂志》，12，2825；Pereira, T. M. D., De Pontieu, B., & Carlsson, M. 2012年，《天体物理学杂志》，759，18，doi: 10.1088/0004-637X/759/1/18Pereira, T.M. D., Leenaarts, J., De Pontieu, B., Carlsson, M., & Uitenbroek, H. 2013年，《天体物理学杂志》，778，143，doi: 10.1088/0004-637X/778/2/143

Pesnell, W.D.、Thompson, B. J.和 Chamberlin,P. C. 2012年，《太阳物理学》，275，3，doi: 10.1007/s11207-011-9841-3

Peter,H.1999年，《天体物理学杂志》，522，L77，doi: 10.1086/312214

Peter, H.、Gudiksen, B. V. 和 Nordlund, Å. 2006年，《天体物理学杂志》，638，1086，doi: 10.1086/499117

Peter, H., Huang, Y. M., Chitta, L. P., & Young, P. R. 2019年，《天文学与天体物理学》，628，A8，doi: 10.1051/0004-6361/201935820

Phillips,K.J.H., Feldman,U.,&Landi, E. 2012年，太阳大气的紫外线和X射线光谱学

Powell, K. G. 1994年，磁流体力学的近似黎曼求解器（适用于一个以上的维度）

Price-Whelan, A. M., Sipőcz, B. M., Günther, H. M. 等，2018年，《天文杂志》，156，123，doi: 10.3847/1538-3881/aabc4f

Pulkkinen, A., Viljanen, A., Pajunpää, K., & Pirjola, R. 2001年，《应用地球物理学杂志》，48，219，doi: https://doi.org/10.1016/S0926-9851(01)00108-2

Rajhans, A., Tripathi, D., & Kashyap, Vinay, . 2021年，《天体物理学杂志》，已提交

Rajhans, A., Tripathi, D., & Kashyap, V. L. 2021年，《天体物理学杂志》，917，29，doi: 10.3847/1538-4357/ac03bb

Raouafi, N. E., Patsourakos, S., Pariat, E. 等，2016年，《空间科学评论》，201，1，doi: 10.1007/s11214-016-0260-5

Rappazzo, A. F. 2015年，《天体物理学杂志》，815，8，doi: 10.1088/0004-637X/815/1/8Rappazzo, A. F., Matthaeus, W. H., Ruffolo, D., Velli, M., & Servidio, S. 2017年，《天体物理学杂志》，844，87，doi: 10.3847/1538-4357/aa79f2Rathore, B., & Carlsson, M. 2015年，《天体物理学杂志》，811，80，doi: 10.1088/0004-637X/811/2/80

Rathore, B., Carlsson, M., Leenaarts, J., & Pontieu, B. D.2015年a, 《天体物理学杂志》, 811, 81, doi: 10.1088/0004-637x/811/2/81

Rathore, B., Pereira, T.M. D., Carlsson, M., & Pontieu, B. D.2015b, 《天体物理学杂志》, 814, 70, doi: 10.1088/0004-637x/814/1/70

Reale, F. 2014年, Living Reviews in Solar Physics, 11, 4, doi: 10.12942/lrsp-2014-4

Reep, J. W., Bradshaw, S. J., & Klimchuk, J. A. 2013年, 《天体物理学杂志》, 764, 193, doi: 10.1088/0004-637X/764/2/193

Reiss, M. A., Temmer, M., Veronig, A. M., et al. 2016年, 《空间天气》, 14, 495, doi: 10.1002/2016SW001390

Riley, P., Linker, J. A., Mikić, Z., 等. 2006年, 《天体物理学杂志》, 653, 1510, doi: 10.1086/508565

Rotter, T., Veronig, A. M., Temmer, M., & Vršnak, B. 2015年, 《太阳物理学》, 290, 1355, doi: 10.1007/s11207-015-0680-5

Rotter, T., Veronig, A. M., Temmer, M., & Vršnak, B. 2012年, 《太阳物理学》, 281, 793, doi: 10.1007/s11207-012-0101-y

Roussev, I., Galsgaard, K., Erdélyi, R., & Doyle, J. G. 2001年, 《天文学与天体物理学》, 370, 298, doi: 10.1051/0004-6361:20010207

Sakamoto, Y., Tsuneta, S., & Vekstein, G. 2009, 《天体物理学杂志》, 703, 2118, doi: 10.1088/0004-637X/703/2/2118

Salvador, S., & Chan, P. 2004, 收录于第16届IEEE人工智能工具国际会议, 576–584, doi: 10.1109/ICTAI.2004.50

Samanta, T., Tian, H., Yurchyshyn, V., 等. 2019年, 《科学》, 366, 890, doi: 10.1126/science.aaw2796

Sarkar, R., Srivastava, N., & Veronig, A. M. 2019年, 《天体物理学杂志》, 885, L17, doi: 10.3847/2041-8213/ab4da2

Sato, T., & Hayashi, T. 1979, 《流体物理学》, 22, 1189, doi: 10.1063/1.862721

Schadee, A.、de Jager, C. 和 Svestka, Z. 1983, 《太阳物理学》, 89, 287, doi: 10.1007/BF00217252

Scherrer,P. H., Schou, J.,Bush, R.I., 等。2012年, 《太阳物理学》, 275, 207, doi: 10.1007/s11207-011-9834-2

Schrijver, C. J., Dobbins, R., Murtagh, W., & Petrinec, S. M. 2014年，《空间天气》，12,487，doi: 10.1002/2014SW001066

Schwenn, R. 2006年，Living Reviewsin Solar Physics，3，2，doi: 10.12942/lrsp-2006-2

Seetha,S.，& Megala, S. 2017年，Curr. Sci，113，610

Selvaraju,R.R.,Cogswell, M., Das, A., 等. 2017年，收录于 2017年 IEEE国际计算机视觉会议（ICCV），618–626，doi: 10.1109/ICCV.2017.74

Shanmugam, M., Vadawale, S. V., Patel, A. R., 等. 2020, Current Science, 118, 45,doi: 10.18520/cs/v118/i1/45-52

Shibata, K. 1983, PASJ, 35, 263

Shibata, K., Tajima, T., Matsumoto, R., 等. 1989年，《天体物理学杂志》，338，471，doi: 10.1086/167212

Shibata, K., Tajima, T., Steinolfson, R. S., & Matsumoto, R. 1989年，《天体物理学杂志》，345，584，doi: 10.1086/167932

Shimizu, T., Imada, S., Kawate, T., 等. 2020，在光电仪器工程师协会（SPIE）会议系列，第11444卷，光电仪器工程师协会（SPIE）会议系列，114440N，doi: 10.1117/12.2560887

Shimojo, M., Shibata, K., Yokoyama, T., & Hori, K. 2001年，《天体物理学杂志》，550，1051，doi: 10.1086/319788

Singh, K. A. P., Isobe, H., Nishizuka, N.,Nishida,K., &Shibata, K.2012年，《天体物理学杂志》，759, 33,doi: 10.1088/0004-637X/759/1/33

Stein,R.F.，& Nordlund,Å.1998年，《天体物理学杂志》，499，914，doi: 10.1086/305678

Sterling, A. C., & Moore, R. L. 2020，《天体物理学杂志》，896，L18，doi: 10.3847/2041-8213/ab96be

Sterling,A.C., Moore,R.L., Panesar,N. K. 和Samanta, T.2020，载于《物理学杂志会议系列》，第 1620 卷，《物理学杂志会议系列》，012020，doi: 10.1088/1742-6596/1620/1/012020

Stucki, K., Solanki, S. K.,Rüedi, I., 等.1999年，《空间科学评论》，87，315，doi: 10.1023/A:1005145828283

Stucki, K., Solanki, S. K., Schühle, U. 等，2000年，《天文学与天体物理学》，363，1145

Sturrock, P. A., Dixon, W. W., Klimchuk, J. A., & Antiochos, S. K. 1990, 《天体物理学杂志》, 356, L31, doi: 10.1086/185743

Subramanian, S., Kashyap, V.L., Tripathi, D., Madjarska, M.S., & Doyle, J. G. 2018年, 《天文学与天体物理学》, 615, A47, doi: 10.1051/0004-6361/201629304

Subramanian, S., Tripathi, D., Klimchuk, J. A., & Mason, H. E. 2014年, 《天体物理学杂志》, 795, 76, doi: 10.1088/0004-637X/795/1/76

Sutskever, I., Vinyals, O., & Le, Q. V. 2014年, 收录于《神经信息处理进展》, 3104–3112

Swings，P. 1945年，PASP，57，117，doi： 10.1086/125704

Sylwester, B., Sylwester, J., Siarkowski, M., 等. 2019年, 《太阳物理学》, 294, 176, doi: 10.1007/s11207-019-1565-9

Sylwester, J., Kowalinski, M., Gburek, S., 等. 2010年, EOS Transactions, 91, 73, doi: 10.1029/2010EO080002

Sylwester, J., Kuzin, S., Kotov, Y. D., Farnik, F., & Reale, F. 2008年, 《天体物理学与天文学杂志》, 29, 339, doi: 10.1007/s12036-008-0044-8

Szegedy, C., Liu, W., Jia, Y., 等. 2015年, 收录于《计算机视觉与模式识别会议》(CVPR). http://arxiv.org/abs/1409.4842

Tajfirouze, E., & Safari, H. 2012年, 《天体物理学杂志》, 744, 113, doi: 10.1088/0004-637X/744/2/113

Takasao, S., Isobe, H., & Shibata, K. 2013年, PASJ, 65, 62, doi: 10.1093/pasj/65.3.62

Teague, R., & Foreman-Mackey, D. 2018年, 美国天文学会研究札记, 2, 173, doi: 10.3847/2515-5172/aae265

Temmer, Manuela, Hinterreiter, Jürgen, & Reiss, Martin A. 2018年, 空间天气与空间气候杂志, 8, A18, doi: 10.1051/swsc/2018007

Terzo, S., Reale, F., Miceli, M., et al. 2011年, 《天体物理学杂志》, 736, 111, doi: 10.1088/0004-637X/736/2/111

Testa, P., De Pontieu, B., Martínez-Sykora, J., 等，2013年，《天体物理学杂志》，770，L1，doi：10.1088/2041-8205/770/1/L1

Thompson, W. T. 2006年，《天文学与天体物理学》，449，791，doi: 10.1051/0004-6361:20054262

Tian, H., Tu, C. Y., Marsch, E., He, J. S., & Zhou, G. Q. 2008年a，《天文学与天体物理学》，478，915，doi: 10.1051/0004-6361:20078813

Tian, H., Xia, L.-D., He,J.-S.,Tan, B.,& Yao,S. 2008年b, , 8, 732, doi: 10.1088/1009-9271/8/6/13

Tian, H., DeLuca, E., Cranmer, S.等，2014年，《科学》，346，1255711

Tian, H.、DeLuca、Cranmer、等。2014年，《科学》，346，1255711，doi: 10.1126/science.1255711

Title, A. M., Tarbell, T. D., Topka, K. P., 等，1989，《天体物理学杂志》，336，475，doi: 10.1086/167026

Tiwari, S.K., Hansteen, V.H., De Pontieu, B., Panesar, N. K., & Berghmans, D. 2022年，《天体物理学杂志》，929，103，doi: 10.3847/1538-4357/ac5d46

Torrence, C., & Compo, G. P. 1998年，《美国气象学会会刊》，79，61

Tripathi, D. 2021年，《天体物理学杂志》，已投稿

Tripathi, D., Bothmer, V., & Cremades, H. 2004，《天文学与天体物理学》，422，337，doi: 10.1051/0004-6361:20035815

Tripathi, D., Klimchuk, J. A., & Mason, H. E. 2011年，《天体物理学杂志》, 740, 111, doi: 10.1088/0004-637X/740/2/111

Tripathi, D., Mason, H. E., Dwivedi, B. N., del Zanna, G., & Young, P.R. 2009a，《天体物理学杂志》, 694, 1256, doi: 10.1088/0004-637X/694/2/1256

—. 2009b，《天体物理学杂志》, 694, 1256, doi: 10.1088/0004-637X/694/2/1256

Tripathi, D., Mason, H. E., & Klimchuk, J. A. 2010年，《天体物理学杂志》, 723, 713, doi: 10.1088/0004-637X/723/1/713

—. 2012年，《天体物理学杂志》，753，37，doi: 10.1088/0004-637X/753/1/37

Tripathi, D., Nived, V. N., Isobe, H., & Doyle, G. G. 2020，《天体物理学杂志》，894，128，doi: 10.3847/1538-4357/ab8558

Tripathi, D., Nived, V. N., & Solanki, S. K. 2021年a，《天体物理学杂志》, 908, 28, doi: 10.3847/1538-4357/abcc6b

—. 2021年b, 《天体物理学杂志》, 908, 28, doi: 10.3847/1538-4357/abcc6b

Tripathi, D., Ramaprakash, A., Khan, A. R., 等，2017年

Tripathi, D., Chakrabarty, D., Nandi, A., 等，2022年，arXiv 预印本, arXiv:2212.13046，doi: 10.48550/arXiv.2212.13046

Tu, C.-Y., Zhou, C., Marsch, E., 等，2005年，《科学》，308，519

Ugai, M. 1992，《流体物理学B》，4，2953，doi: 10.1063/1.860458

Upendran, V., Cheung, M. C. M., Hanasoge, S., & Krishnamurthi, G. 2020，《空间天气》，18，e2020SW002478，doi: https://doi.org/10.1029/2020SW002478

Upendran, V., & Tripathi, D. 2021a，《天体物理学杂志》，916，59，doi: 10.3847/1538-4357/abf65a

—. 2021b，《天体物理学杂志》，922，112，doi: 10.3847/1538-4357/ac2575

—. 2022，《天体物理学杂志》，926，138，doi: 10.3847/1538-4357/ac3d88

Vadawale, S. V., Shanmugam, M., Acharya, Y. B., et al. 2014，《空间研究进展》，54，2021，doi: 10.1016/j.asr.2013.06.002

Vadawale, S. V., Mithun, N. P. S., Mondal, B., et al. 2021a，《天体物理学杂志》，912，L13，doi: 10.3847/2041-8213/abf0b0

Vadawale, S. V., Mondal, B., Mithun, N. P. S., 等. 2021年b，《天体物理学杂志》，912，L12，doi: 10.3847/2041-8213/abf35d

Van Ballegooijen, A., Asgari-Targhi, M., Cranmer, S., & DeLuca, E. 2011年，《天体物理学杂志》，736，3

vander Voort, L. R., De Pontieu, B., Scharmer, G. B., 等. 2017年，《天体物理学杂志快报》，851，L6

van der Walt, S., Schönberger, J. L., Nunez-Iglesias, J., 等. 2014年，PeerJ，2，e453，doi: 10.7717/peerj.453

VanDoorsselaere, T., Srivastava, A. K., Antolin, P., 等. 2020，空间科学评论，216，140，doi: 10.1007/s11214-020-00770-y

Vecchio, A., Cauzzi, G. 和 Reardon, K. P. 2009，《天文学与天体物理学》，494，269，doi: 10.1051/0004-6361:200810694

Vekstein, G. 2009, 《天文学与天体物理学》, 499, L5, doi: 10.1051/0004-6361/200911872

Vernazza, J.E.,Avrett,E.H., &Loeser,R.1981，《天体物理学杂志增刊》，45, 635，doi：10.1086/190731

Veronig, A., Temmer, M., Hanslmeier, A., Otruba, W., & Messerotti, M. 2002，《天文学与天体物理学》, 382,1070, doi: 10.1051/0004-6361:20011694

Viall, N. M., & Klimchuk, J. A. 2012年，《天体物理学杂志》, 753, 35, doi: 10.1088/0004-637X/753/1/35

—. 2013年，《天体物理学杂志》, 771, 115, doi: 10.1088/0004-637X/771/2/115

—. 2015年，《天体物理学杂志》, 799, 58, doi: 10.1088/0004-637X/799/1/58

—. 2016年，《天体物理学杂志》, 828, 76, doi: 10.3847/0004-637X/828/2/76

—. 2017年，《天体物理学杂志》，842，108，doi：10.3847/1538-4357/aa7137

Vilangot Nhalil, N., Nelson, C. J., Mathioudakis, M., Doyle, J. G., & Ramsay, G. 2020，《皇家天文学会月刊》，499，1385，doi：10.1093/mnras/staa2897

Virtanen, P., Gommers, R., Oliphant, T. E., 等. 2020，Nature Methods，17，261，doi：https://doi.org/10.1038/s41592-019-0686-2

Vršnak, B., Temmer, M., & Veronig, A. M. 2007年，《太阳物理学》，240，315，doi：10.1007/s11207-007-0285-8

Walt, S. v. d.、Colbert, S. C. 和 Varoquaux, G. 2011年，《科学与工程计算》，13，22，doi：10.1109/MCSE.2011.37

Wang, Y.-M., & Sheeley Jr, N. 1990，《天体物理学杂志》，355，726

Warren,H.P., Ugarte-Urra, I., Doschek,G. A., Brooks,D.H., & Williams, D.R.2008年，《天体物理学杂志》，686，L131，doi：10.1086/592960

Warren, H. P.、Winebarger, A. R. 和 Brooks, D. H. 2012年，《天体物理学杂志》，759，141，doi：10.1088/0004-637X/759/2/141

Waskom, M. 和 seaborn 开发团队。2020，mwaskom/seaborn，最新版，Zenodo，doi：10.5281/zenodo.592845

Wiegelmann, T. 和 Solanki, S. K. 2004，《太阳物理学》，225，227，doi：10.1007/s11207-004-3747-2

Winebarger, A.、Tripathi, D.、Mason, H. E. 和 Del Zanna, G. 2013年a，《天体物理学杂志》，767，107，doi：10.1088/0004-637X/767/2/107

Winebarger, A. R., Schmelz, J. T., Warren, H. P., Saar, S.H.,&Kashyap, V.L.2011年, 《天体物理学杂志》,740, 2, doi: 10.1088/0004-637X/740/1/2

Winebarger, A. R., Walsh, R. W., Moore, R., 等. 2013b, 《天体物理学杂志》, 771, 21, doi: 10.1088/0004-637X/771/1/21

Withbroe, G. L., & Noyes, R. W. 1977, 天文学与天体物理学年度评论, 15, 363, doi: 10.1146/annurev.aa.15.090177.002051

Xia, L. D., Marsch, E., & Wilhelm, K. 2004, 《天文学与天体物理学》, 424, 1025, doi: 10.1051/0004-6361:20047027

Yang, L., Peter, H., He, J., 等. 2018年, 《天体物理学杂志》, 852, 16, doi: 10.3847/1538-4357/aa9996

Yang,L.,He, J.,Peter,H. 等, 2013年, 《天体物理学杂志》, 770, 6, doi: 10.1088/0004-637X/770/1/6

Yang, Y., Shen, F., Yang,Z.,& Feng, X. 2018年, 《空间天气》, 16, 1227, doi: 10.1029/2018SW001955

Yeo, K. L.、Feller, A.、Solanki, S. K. 等, 2014年, 《天文学与天体物理学》, 561, A22, doi: 10.1051/0004-6361/201322502

Yokoyama, T. &Shibata,K.1994年, 《天体物理学杂志》, 436, L197, doi: 10.1086/187666

—. 1996, PASJ, 48, 353, doi: 10.1093/pasj/48.2.353

Yosinski, J., Clune,J.,Bengio, Y.& Lipson, H. 2014年, 载于《神经信息处理系统进展》, 3320–3328

Zank, G. P.,Nakanotani, M., Zhao, L. L.,Adhikari,L., &Kasper, J.2020, 《天体物理学杂志》, 903, 1,doi: 10.3847/1538-4357/abb828

Zirker,J. B. 1962, 《天体物理学杂志》, 136, 250, doi: 10.1086/147369

Zirker,J.B.1977, 《地球物理学评论》, 15, 257, doi: 10.1029/RG015i003p00257