



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

# 博士学位论文

太阳黑子本影振荡的理论和观测研究

作者姓名: 吴玮

指导教师: 苏江涛 研究员 中国科学院国家天文台

学位类别: 理学博士

学科专业: 天体物理

培养单位: 中国科学院国家天文台

2023 年 12 月



**Theoretical and observational studies of sunspot umbral  
oscillation**

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

**By**

**Wu Wei**

**Supervisor: Professor Su Jiangtao**

**National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences**

**December, 2023**



## 中国科学院大学 学位论文原创性声明

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

作者签名：

日 期：

## 中国科学院大学 学位论文授权使用声明

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

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名：

日 期：

导师签名：

日 期：



## 摘要

尽管对太阳黑子振荡的研究已有半个世纪的历史，但关于它们的性质仍存在许多争论。本文从太阳物理概述出发，介绍了相关研究的基本理论和分析工具，对太阳黑子本影振荡的驱动机制、色球中本影振荡的水平传播和本影振荡在竖直方向传播的影响因素进行了研究。我们的工作从理论和观测两方面对黑子振荡的传播过程进行了分析，主要成果如下：

1、完善了磁流体力学（Magnetohydrodynamics, MHD）波在磁流管中传播的经典色散关系，并将其应用到解释光球以下本影振荡的形成机制。

对磁流体力学波在磁流管中的传播性质，我们给出了一个包含磁扭转和角向波数  $m = -1$  的完整色散关系，进一步根据光球和日冕情况讨论了相速度的函数关系。基于上述色散关系，我们把光球以下的黑子本影磁流管近似为圆柱形波导，重新讨论了黑子本影振荡的波前旋臂结构的驱动机制和形态问题。结果发现，在线性微扰的情况下，磁扭转对波前旋臂的形态影响不大； $m$  的正/负阶会导致相反的相位，在实际情况中表示为波前旋臂相反的旋转方向。我们推测，磁流体力学波在圆柱形磁流管中以不同方位模传播引起的空间和频率分立导致了在水平面观测到的本影波前旋臂结构。

2、证明了光球以下具有共同波源的振荡在竖直方向上沿不同路径到达不同本影的时间差导致了本影振荡的水平传播，且磁场结构对本影振荡在光球到日冕中的竖直传播有决定性影响。

在对 2014 年 8 月 1 日的活动区 NOAA AR 12127 中具有四个本影的黑子中的振荡进行观测时，我们发现不同本影中的振荡具有较弱的相关性，且相速度滤波图像表明本影振荡波前可以在相邻本影之间传播。绘制了每个本影的振荡平均强度曲线，并将任意两个（共六组）曲线进行对比以寻找其中的关联性。相关性分析表明每组曲线具有较弱的相关性（小于 50%），且时间延迟约为三分钟（与本影振荡周期相符）；交叉小波变换表明，每组曲线的最强公共频率都对应约三分钟，相位在部分时间间隔内表现出完全相同或相反。我们追踪了数据时间内起源于每一个本影的波前，发现都可以传播到相邻的本影，但在每对本影之间的传播事件数量差异很大。特别关注了本影 D3 和 D4 之间的传播事件，因为它们之间具有最远的距离（最宽的亮桥），但是呈现出所有对照组中最高的相关性。推测这两个本影中的振荡本质来自于光球以下的共同振荡源，由于作为波导的本影磁力线的路径差异导致了到达同一高度时的时间差。对活动区 NOAA AR 12127 在 2014 年 7 月 30 日和 2014 年 8 月 1 日的观测表明，这个黑子的大型本影分裂为四个较小的本影。我们推测，这四个本影的磁流管在亚光球层仍然是会聚的，四个本影在色球观测到的振荡本质来自同一个源。

我们尝试在黑子大气的更高高度分析这一传播过程，然而在高层大气中寻找本影振荡时出现了困难。为此，我们利用 2014 年 8 月 5 日活动区 NOAA AR

12132 的黑子进行了对比。在对两个黑子高层大气中振荡进行分析时，它们的空间和频率分布表现出巨大差异。频率滤波（三分钟）图像表明，在高度较低的情况下（过渡区），第一个黑子中的振荡已经不局限在本影之中，表现出在水平方向向四周泄露的趋势；第二个黑子的振荡直到低日冕时还保持局限在本影之中，高度进一步增加时才出现了向四周泄露的趋势。我们利用光球磁场数据进行了势场外推，得出了两个黑子的磁场结构。比较而言，第一个黑子的磁场在更低的高度上开始呈现封闭的结构，即在相同高度上磁力线具有更大的斜率，而第二个黑子的磁场在更高的高度上才开始封闭。太阳大气图像也证明了这一点，第二个黑子上方出现了巨大的冕环结构，这暗示了它的磁场在较低高度时始终具有开放结构，这使得磁流体力学波以黑子磁力线作为波导在垂直方向可以传播到更高的高度。我们认为磁场结构的差异导致了两个黑子本影振荡在垂直方向传播的差异，并对磁场结构导致其它参数改变可能造成的影响进行了讨论。

**关键词：**太阳黑子；黑子振荡；黑子磁场；太阳大气

## Abstract

Although sunspot oscillations have been studied for half a century, there is still much debate about their nature. Starting from an overview of solar physics, this paper introduces the basic theories and analytical tools of related research, and studies the driving mechanism of sunspot umbral oscillations, the horizontal propagation of umbral oscillations in the chromosphere, and the influencing factors of umbral oscillations in the vertical direction. Our work analyzed the propagation process of sunspot oscillations from both theoretical and observational perspectives. The main results are as follows:

1. We refine the classical dispersion relation for the propagation of magnetohydrodynamic (MHD) waves in the magnetic flux tubes and applied them to elucidate the driving mechanism of umbral oscillations in the sub-photosphere.

For the propagation properties of MHD waves in magnetic flux tubes, we present a complete dispersion relationship that includes twist magnetic and angular wavenumber  $m = -1$ , and discuss the functional relationship of phase velocity based on the photosphere and coronal conditions. Based on the dispersion relationship mentioned above, we approximate the sunspot umbra magnetic flux tubes in the sub-photosphere as a cylindrical waveguide and rediscuss the driving and morphological issues of the wavefront rotating arm structure of the sunspot umbra oscillation. We found that in the case of linear perturbation, the twisted magnetic field has little effect on the shape of the wavefront spiral arm. The positive/negative order of  $m$  would lead to the opposite phase, which in real cases represents as the opposite rotation direction of the wavefront arm. We speculate that the spatial and frequency fragmentation caused by the propagation of MHD waves in different azimuthal modes in a cylindrical magnetic flux tubes results in the observed structure of the umbral wave front arm on the horizontal plane.

2. We demonstrated that the time difference of oscillations with a common source in the sub-photosphere reaching different umbra along different paths in the vertical direction leads to the horizontal propagation of umbra oscillations, and the magnetic field structure has a decisive impact on the vertical propagation of the umbral oscillation from the photosphere to the corona.

When observing oscillations in sunspots with four umbrae in the NOAA AR 12127 on August 1, 2014, we found that oscillations in different umbrae have weak correlation, and the phase velocity filtering image indicates that the oscillation wavefront of the umbra can propagate between adjacent umbra. We plotted the intensity mean curves of oscillations for each umbral and compared any two curves (totaling six sets) to find their correlation. Correlation analysis shows that each group of curves has weak correlation (less than 50%), and the time delay is about three minutes (consistent with the period

of the umbral oscillation); cross-wavelet transform analysis reveals that the strongest common frequency for each pair of curves corresponds to approximately three minutes, and shows in-phase or anti-phase during certain time intervals. We traced the wavefront originating from each umbra during the data time and found that it can propagate to the adjacent umbra, but the number of propagation events between each pair of umbra varies greatly. We paid special attention to the propagation events between umbra D3 and D4, as they have the farthest distance (widest light bridge) between them, but exhibit the highest correlation among all control groups. We speculate that the oscillations in these two umbrae come from a common source in the sub-photosphere, and the time difference when reaching the same height is caused by the difference in the path of the umbra magnetic field lines serving as waveguides. Observations of NOAA AR 12127 on July 30, 2014 and August 1, 2014 showed that the large umbra of this sunspot split into four smaller umbrae. We speculate that the magnetic flux tubes of these four umbrae are still converging in the sub-photosphere, and the oscillations observed in the chromosphere by the four umbrae originate from the common source.

We attempted to analyze this propagation process at higher altitudes in the sunspot atmosphere, but encountered difficulties in searching for umbral oscillations in the upper atmosphere. For this purpose, we compared the sunspots of NOAA AR 12132 on August 5, 2014. When analyzing the oscillations in the upper atmosphere of two sunspots, their spatial and frequency distributions exhibit significant differences. Frequency-filtered (at three minutes) images indicate that, at lower altitudes (transition region), the oscillations in the first sunspot are no longer confined to the umbra, exhibiting a tendency to leak out in the horizontal direction; in the second sunspot, the oscillations remain largely confined to the umbra even until the lower corona, with leakage tendencies only becoming noticeable as the altitude increases further. We conducted a potential field extrapolation using photospheric magnetic field data, resulting in the magnetic field structures of the two sunspots. In comparison, the magnetic field of the first sunspot exhibits a closed structure at lower altitudes, meaning that magnetic field lines have a higher slope at the same altitude. In contrast, the magnetic field of the second sunspot only begins to close at higher altitudes. Solar atmospheric images further confirm this observation, as a large coronal loop structure appears above the second sunspot. This suggests that its magnetic field maintains an open structure at lower altitudes, allowing MHD waves to propagate vertically to higher altitudes along the sunspot magnetic field lines. We believe that the differences in magnetic field structures result in variations in the vertical propagation of umbral oscillations between the two sunspots, and we have discussed the potential effects of these differences in magnetic field structures on other parameters.

**Key Words:** Sunspot; Sunspot oscillation; Sunspot magnetic field; Solar atmosphere



## 目 录

|                          |    |
|--------------------------|----|
| 第 1 章 太阳概述 .....         | 1  |
| 1.1 太阳结构 .....           | 1  |
| 1.2 太阳活动 .....           | 5  |
| 1.3 太阳振荡 .....           | 9  |
| 第 2 章 太阳黑子振荡 .....       | 11 |
| 2.1 太阳黑子 .....           | 11 |
| 2.1.1 组成结构 .....         | 12 |
| 2.1.2 磁场结构 .....         | 13 |
| 2.2 本影振荡和半影行波 .....      | 16 |
| 2.2.1 物理性质和驱动机制 .....    | 16 |
| 2.2.2 本影振荡和半影行波的关系 ..... | 19 |
| 2.2.3 本影振荡的波前旋臂结构 .....  | 19 |
| 2.3 精细结构振荡 .....         | 22 |
| 第 3 章 数据处理和理论工具 .....    | 25 |
| 3.1 观测数据和分析方法 .....      | 25 |
| 3.1.1 数据和处理方法 .....      | 25 |
| 3.1.2 傅里叶变换和小波变换 .....   | 26 |
| 3.1.3 波的截止频率 .....       | 28 |
| 3.2 磁流体力学波基本理论 .....     | 28 |
| 3.3 波在圆柱形磁流管的传播 .....    | 31 |
| 第 4 章 本影振荡的理论研究 .....    | 37 |
| 4.1 研究背景 .....           | 37 |
| 4.2 波在扭转磁流管中的传播 .....    | 37 |
| 4.2.1 磁流管模型 .....        | 37 |
| 4.2.2 色散关系 .....         | 38 |
| 4.2.3 可压缩扭转磁流管的稳定性 ..... | 39 |
| 4.3 色散关系讨论 .....         | 40 |
| 4.3.1 可压缩介质 .....        | 40 |
| 4.3.2 不可压缩介质 .....       | 43 |
| 4.4 波前旋臂结构模型 .....       | 46 |
| 4.5 结论 .....             | 48 |

|                            |    |
|----------------------------|----|
| 第 5 章 本影振荡的观测研究 .....      | 49 |
| 5.1 研究背景 .....             | 49 |
| 5.2 本影振荡的水平传播过程 .....      | 49 |
| 5.2.1 不同本影中振荡的相关性 .....    | 51 |
| 5.2.2 振荡在本影与本影之间的传播 .....  | 53 |
| 5.3 本影振荡的竖传播过程 .....       | 55 |
| 5.3.1 在色球和过渡区中观测本影振荡 ..... | 55 |
| 5.3.2 从光球到日冕中的本影振荡功率 ..... | 55 |
| 5.4 两个黑子的磁场结构 .....        | 60 |
| 5.5 讨论 .....               | 62 |
| 5.6 结论 .....               | 64 |
| 第 6 章 总结与展望 .....          | 67 |
| 参考文献 .....                 | 71 |
| 致谢 .....                   | 77 |
| 攻读学位期间发表的学术论文与研究成果 .....   | 79 |

## 图目录

|                                                                                                                                         |    |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 图 1.1 左：太阳内部结构，图片来自 NASA。 .....                                                                                                         | 2  |
| 图 1.2 SDO/AIA 提供的太阳大气不同层次的图像，包括光球、色球和过渡区、日冕。 .....                                                                                      | 3  |
| 图 1.3 左：SDO/HMI 提供的光球磁场图像，活动区位于图中具有明显黑白区分的区域。右：BBSO/GST 提供的光球黑子图像。 .....                                                                | 4  |
| 图 1.4 太阳黑子蝴蝶图。图片来自 NASA。 .....                                                                                                          | 5  |
| 图 1.5 太阳磁场。图片来自 SDO。 .....                                                                                                              | 6  |
| 图 1.6 左：2014 年 7 月 30 日的 NOAA AR 12127 光球图像，右：2014 年 8 月 1 日的活动区 NOAA AR 12127 光球图像。其中的黑子本影随着时间变化，分裂成多个本影。图片来自 SDO/HMI。 .....           | 7  |
| 图 1.7 左：太阳耀斑。右：日冕物质抛射。图片来自 SDO。 .....                                                                                                   | 8  |
| 图 2.1 太阳黑子和地球实际大小的对比图，横纵坐标大小均为约 2.5 万公里。 .....                                                                                          | 11 |
| 图 2.2 Galileo Galilei 绘制的太阳黑子。 .....                                                                                                    | 12 |
| 图 2.3 太阳黑子谱线的塞曼效应。 .....                                                                                                                | 13 |
| 图 2.4 太阳黑子单磁流管模型示意图。图片来自 Zwaan (1968)。 .....                                                                                            | 14 |
| 图 2.5 太阳黑子多磁流管模型示意图。图片来自 Parker (1979)。 .....                                                                                           | 14 |
| 图 2.6 太阳黑子半影磁场的连锁梳状结构。图片来自 Thomas 等 (2002)。 .....                                                                                       | 15 |
| 图 2.7 本影闪烁过程。图片来自 Rutten 等 (2003)。 .....                                                                                                | 16 |
| 图 2.8 色球 $H\alpha$ 线中半影行波的功率分布 (约 300 秒) 图。图片来自 Rutten 等 (2003)。 .....                                                                  | 17 |
| 图 2.9 P 模波在黑子中沿倾斜的磁力线传播。图片来自 Madsen 等 (2015)。 .....                                                                                     | 18 |
| 图 2.10 起源于 1600 公里深度的波沿黑子磁力线传播。图片来自 Cho 等 (2020)。 .....                                                                                 | 19 |
| 图 2.11 不同波段下三分钟振荡波前功率增加的空间位置分布。黑色表示振荡功率增强，白色表示振荡功率降低。图片来自 Sych 等 (2014)。 .....                                                          | 20 |
| 图 2.12 两个黑子狭缝中振荡的时间-距离图，白色实线代表本影-半影边界。在边界处能看到表征本影波的结构与半影波的结构是连续的，表明它们起源于本影。图片来自 Su 等 (2016b)。 .....                                     | 21 |
| 图 2.13 左： $H\alpha$ 和 $304 \text{ \AA}$ 图像中本影波和半影波的时间-距离图，白色虚线为本影-半影边界。右：两个时间间隔内的本影波和半影波的时间-距离图，白色虚线为本影-半影边界。图片来自 Priya 等 (2018)。 ..... | 21 |
| 图 2.14 波前旋臂随时间的演化，上图为观测结果，下图为模拟结果，实线表示本影边界。图片来自 Kang 等 (2019)。 .....                                                                    | 22 |

- 图 2.15 上左:  $4170 \text{ \AA}$  的黑子本影图像, 绿色实线表示本影。上中: 四个本影在本影中的位置, 绿色等高线表示光球强度。上右: 蓝色等高线表示色球  $H\alpha/\text{Ca II}$  线心强度, 红色等高线表示多普勒速度。下: 红蓝绿线分别表示上中标记的四个本影点时间强度曲线, 黑线表示远离本影点的本影的时间强度曲线。图片来自 Jess 等 (2012)。 ..... 23
- 图 2.16 本影点的振荡功率分布。图片来自 Chae 等 (2017)。 ..... 24
- 图 3.1 四个本影的平均强度曲线以及相应的傅里叶变换。 ..... 27
- 图 3.2 光球条件下  $k - \omega$  的色散关系, 速度  $v_A > c_e > c_k > c_0 > v_{Ae}$ , 取  $v_A = 2c_0$ ,  $c_e = 1.5c_0$ ,  $v_{Ae} = 0.5c_0$ 。 ..... 35
- 图 3.3 日冕条件下  $k - \omega$  的色散关系, 速度  $v_A, v_{Ae} > c_0, c_e$ , 取  $v_A = 2c_0$ ,  $v_{Ae} = 5c_0$ ,  $c_e = 0.5c_0$ 。 ..... 36
- 图 4.1 磁流体力学波的腊肠模 (sausage,  $m = 0$ ) 和扭结模 (kink,  $m = 1$ ) 示意图。图片来自 Morton 等 (2012)。 ..... 38
- 图 4.2 光球条件下 ( $C_{S_e} = 0.75V_{A_i}$ ,  $V_{A_e} = 0.25V_{A_i}$ ,  $C_{S_i} = 0.5V_{A_i}$ ), 对均匀扭转的强磁流管 ( $V_{A_i}\phi = 0.1$ ) 以无量纲波数  $kr_0$  给出扭结模 ( $m = \pm 1$ ) 的相速度曲线。  $C_K$ 、 $C_{S_i}(C_{S_e})$  和  $C_{T_i}$  分别对应扭结、声速和管特征速度。  $k_\alpha^2(m = \pm 1)$  对应的点划线左侧 ( $k_\alpha^2 < 0$ ) 仅存在体波, 右侧 ( $k_\alpha^2 > 0$ ) 仅存在表面波。 ..... 40
- 图 4.3 光球条件下 ( $C_{S_e} = 0.75V_{A_i}$ ,  $V_{A_e} = 0.25V_{A_i}$ ,  $C_{S_i} = 0.5V_{A_i}$ ,  $V_{A_i}\phi = 0.1$ ),  $\xi/\xi_{r_0}$  (左) 和  $P_T/P_T(r_0)$  的扭结模  $m = \pm 1$  的归一化本征函数。 ..... 41
- 图 4.4 日冕条件下 ( $C_{S_e} = 0.25V_{A_i}$ ,  $V_{A_e} = 2.5V_{A_i}$ ,  $C_{S_i} = 0.5V_{A_i}$ ), 对均匀扭转的强磁流管 ( $V_{A_i}\phi = 0.1$ ) 以无量纲波数  $kr_0$  给出扭结模 ( $m = \pm 1$ ) 的相速度曲线。  $V_{A_i}(V_{A_e})$ 、 $C_K$ 、 $C_{S_i}(C_{S_e})$  和  $C_{T_i}$  分别对应阿尔芬、扭结、声速和管特征速度。点划线对应图中  $k_\alpha^2 = 0$  位置, 上方是  $m = +1$  模, 下方是  $m = -1$  模, 中间为两者共同存在。对每种模 ( $m = +1$  或  $m = -1$ ), 体波 ( $k_\alpha^2 < 0$ ) 仅存在于曲线之间。 ..... 42
- 图 4.5 日冕条件下 ( $C_{S_e} = 0.25V_{A_i}$ ,  $V_{A_e} = 2.5V_{A_i}$ ,  $C_{S_i} = 0.5V_{A_i}$ ,  $V_{A_i}\phi = 0.1$ ),  $\xi/\xi_{r_0}$  (左) 和  $P_T/P_T(r_0)$  的扭结模  $m = \pm 1$  的归一化本征函数。 ..... 43
- 图 4.6 满足  $B_e = 0.5\sqrt{B_0z^2 + B_\theta^2}$  和  $B_\theta = 0.1B_0z$  时, 不可压缩扭转磁流管中扭结模  $m = \pm 1$  的  $k_{r_0}$  与  $V_{ph}$  的函数关系图。 ..... 44
- 图 4.7 外场为  $B_e = 0.5\sqrt{B_0z^2 + B_\theta^2}$  和  $B_\theta = 0.1B_0z$ , 不可压缩介质中  $\xi/\xi_{r_0}$  (左) 和  $P_T/P_T(r_0)$  的扭结模  $m = \pm 1$  的归一化本征函数。 ..... 45
- 图 4.8 扭转/无扭转磁流管中  $m = \pm 1$  波模的归一化  $V_z/V_z(r_0)$  与半径的函数关系。 ..... 47
- 图 4.9  $m = \pm 1$  模的竖直速度分量  $V_z$  在  $x - y$  平面的示意图。 ..... 47

- 图 5.1 (a) 和 (b) 分别是 2014 年 8 月 1 日活动区 NOAA AR 12127 的光球 ( $7057 \text{ \AA}$ ) 和色球 ( $6563 \text{ \AA}$ ) 图像; (c) 和 (d) 分别是 2014 年 8 月 5 日活动区 NOAA AR 12132 的光球 ( $7057 \text{ \AA}$ ) 和色球 ( $6563 \text{ \AA}$ ) 图像。白色等高线表示本影区域, 在 (a) 和 (b) 中从左至右分别记为 D1、D2、D3、D4, 以用来区分四个本影; 绿色方框表示本影中心, 最初选取这一区域的平均振荡强度用来对比分析; 对称的黄线用来估计亮桥的宽度。…………… 50
- 图 5.2 NOAA AR 12127 中任意两个本影: D1&D2、D2&D3、D3&D4、D1&D3、D2&D4 和 D1&D4 的振荡强度。左侧从上到下为对比的两对曲线, 横轴为数据时间。图 5.2 (a) 为绿框的振荡强度曲线, 图 5.2 (b) 为整个本影的振荡强度曲线。…………… 51
- 图 5.3 任意两个本影中振荡平均强度的时间延迟。…………… 52
- 图 5.4 图 (a) - (f) 是为每对本影振荡平均强度曲线进行的交叉小波变换, 轮廓线表示相对噪声的 95% 置信水平。相位差如箭头所示 (向右表示相同相位, 向左表示相反相位)。…………… 53
- 图 5.5 发生在 2014 年 8 月 1 日活动区 NOAA AR 12127 的黑子 1 中的振荡在相邻本影中的传播过程。图 (a) - (h) 追踪了振荡波前从本影 D1 传播到 D2 (17:33:35-17:36:14 UT), 其中红色圆圈表示本影振荡波前旋臂结构; 图 (i) - (p) 追踪了振荡波前从本影 D4 传播 D3 (17:20:21-17:23:00 UT), 其中蓝色圆圈表示本影振荡波前旋臂结构。 54
- 图 5.6 本影振荡从色球传播到过渡区。(a) - (h) 是活动区 NOAA AR 12127 的色球和过渡区的速度滤波图像 ( $v > 14 \text{ km s}^{-1}$ ); (i) - (p) 是活动区 NOAA AR 12132 的类似图像, 黄色圆圈表示波前。…………… 56
- 图 5.7 (a) - (h) 是活动区 NOAA AR 12127 中振荡功率分布的频率滤波 (对应周期约 3 分钟) 图像, 对应高度为光球 (TiO)、色球 ( $\text{H}\alpha$ ) 和过渡区 ( $304 \text{ \AA}$ ); (i) - (p) 是活动区 NOAA AR 12132 的类似图像。 57
- 图 5.8 第一列是活动区 NOAA AR 12127 四个波段的原始图像, 高度从过渡区到日冕; 右四列是以 5、5.5、6、7 毫赫兹为中心频率的傅里叶功率的空间分布。…………… 58
- 图 5.9 第一列是活动区 NOAA AR 12132 四个波段的原始图像, 高度从过渡区到日冕; 右四列是以 5、5.5、6、7 毫赫兹为中心频率的傅里叶功率的空间分布。…………… 59
- 图 5.10 (a) 和 (b) 是通过势场外推得出的包含 NOAA AR 12127 和 NOAA AR 12132 的区域的磁场结构。它们的视场为 180,000 千米  $\times$  144,000 千米, 最大高度为 180,000 千米。(c) 和 (d) 是两个太阳黑子的  $171 \text{ \AA}$  图像, 视场范围与 (a) 和 (b) 相同, 其中白色方框表示之前进行分析的视场, 白色轮廓线表示本影。…………… 61

图 5.11 黑子 1 四个本影的亚光球磁场结构示意图，黑色曲线表示磁力线，箭头表示磁场方向。对应的实际水平尺度约 40 角秒，竖直尺度约 4-7 角秒，上层为色球，下层为光球。 ..... 63

## 表目录

|                                           |    |
|-------------------------------------------|----|
| 表 3.1 本影振荡的观测研究中所用数据 .....                | 26 |
| 表 3.2 太阳大气中不同恢复力对应的波模。 .....              | 29 |
| 表 4.1 $m = \pm 1$ 模在扭转磁流管中传播的波的相关参数 ..... | 46 |
| 表 5.1 相关系数和相位延迟 .....                     | 51 |
| 表 5.2 振荡在不同本影之间传播的时刻 .....                | 53 |



## 第 1 章 太阳概述

太阳作为距离人类最近的恒星，决定了地球上能量供应、气候影响和生命维持等各个方面。太阳的质量、温度、年龄以及同我们所处行星的距离为地球提供了几乎绝无仅有的生命乐园。太阳的参数即使发生极小的变动，太阳系很可能就会变成一个没有生命的死寂之地。太阳目前所处的主序星阶段，是大多数恒星的主要生命周期阶段。作为人类唯一可以近距离观测的恒星，可以通过对太阳的研究了解恒星的形成和演化：

1、元素丰度：太阳的元素丰度和化学组分提供了组成太阳的最初物质的信息。这些信息为恒星形成理论提供了现实依据，从而了解到宇宙中弥散的星际物质如何在引力的作用下演化为恒星。

2、能量来源：对太阳内部的核聚变反应过程的了解，提供了人们对于恒星内部能量来源的认识，有助于理解恒星在形成后如何维持能量平衡。同时可以通过核聚变反应的阶段推断太阳及其他恒星的年龄和寿命，对认识恒星在不同生命周期阶段的性质和演化具有重要意义。

3、太阳光谱：对太阳光谱的研究为人们通过光谱了解遥远天体的性质提供了参考。对光谱中发射线和吸收线的了解，可以用于获取其他天体的元素丰度、温度等信息，进而了解其性质和演化过程。

4、太阳活动：太阳作为一个相对较为平静的恒星，在大气局部也存在一些短时间的剧烈活动现象，如耀斑、日冕物质抛射和日珥喷发等，太阳上的一切活动都来自于太阳磁场及其演化。通过对太阳活动的观测和研究，可以了解太阳内部物质和磁场的演化，进而增加对恒星磁场的认识。

总体而言，对太阳的研究为地球环境和人类社会的稳定运行提供了一份保障，也为人们了解恒星提供了宝贵的资料，是研究恒星的天然实验室。

本文主要安排如下，第一部分（章节 1、2）介绍了太阳概况以及太阳黑子振荡的研究现状；第二部分（章节 3）介绍了我们工作中所用的数据和处理方法、磁流体力学波和在磁流管中传播的基础理论与推导；第三部分（章节 4、5）分别介绍了我们对本影振荡的理论和观测研究的具体内容。最后是对工作的总结和展望。

### 1.1 太阳结构

太阳是太阳系的中心恒星，是一颗年龄约为五十亿年的 G 型主序星，通过核心的核聚变反应与自身的引力形成平衡并持续稳定的燃烧。通常人们对太阳进行的直接观测属于太阳大气中的光球层，观测技术的进步使得对太阳的多波段观测可以了解到太阳大气不同层次的信息，但对于太阳的内部结构仍无能为力。正如 Arthur Eddington 提出的疑问 (Eddington, 1988)，‘‘望远镜无法穿透恒星

炽热的表面，那么如何才能了解到恒星的内部结构？”这个问题今天已经有了答案，通过对恒星表面的振荡和波的观测，利用星震学及其相关理论，人们可以获取到位于恒星内部的波源的许多信息，进而了解恒星的内部结构。一般认为，太阳的核心、辐射层、对流层属于太阳内部结构（图1.1），光球层、色球和过渡区、日冕属于太阳大气结构（图1.2）。

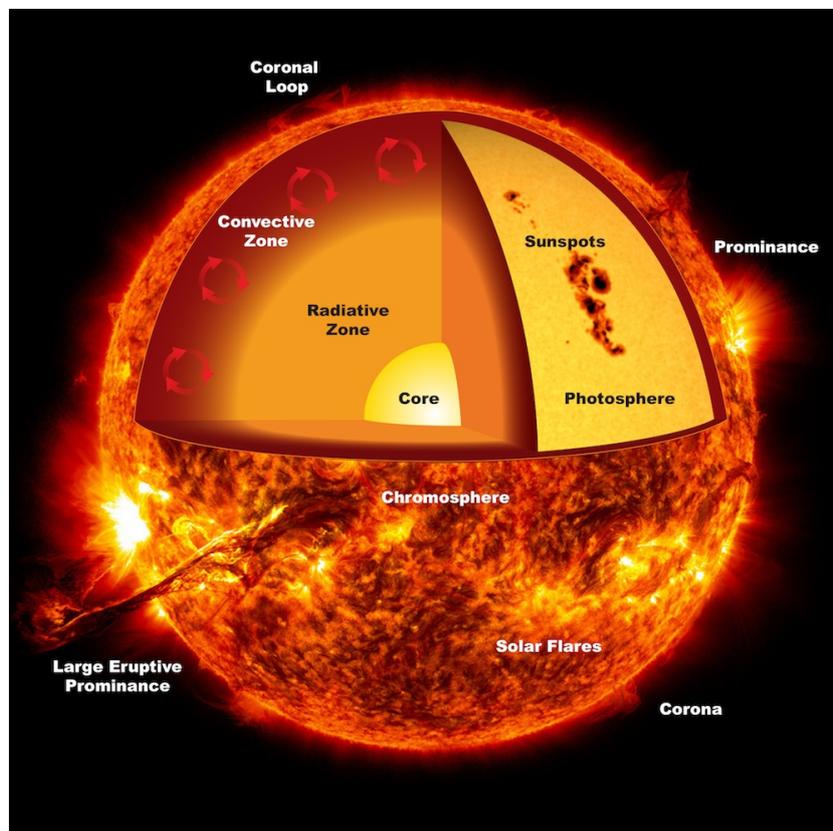


图 1.1 左：太阳内部结构，图片来自 NASA。

## 太阳内部

太阳内部最中心的位置是太阳核心，位置区间约为  $0 - 0.25$  太阳半径。在高温高密的太阳核心，核聚变反应通过质子-质子链时刻进行着，持续稳定的将氢转化为氦。太阳核心的温度约  $15,000,000$  开尔文，太阳表面（光球层）的温度则约  $5800$  开尔文。核聚变的能量逐级向外加热了太阳的其他区域，使得等离子体气压与太阳自身的引力相抗衡，维持太阳近乎完美的球体状态。太阳核心的核聚变还维持了一种动态平衡：当太阳核心的核聚变功率升高时，等离子体气压大于引力，核心密度降低，核聚变功率降低；当核聚变功率降低时，引力大于等离子体气压，核心密度升高，核聚变功率升高。尽管太阳核心具有超高的密度和温度，但质子与质子之间巨大的库伦斥力仍然成为核聚变的天然壁垒。由于太阳核心中存在巨量的核燃料，势垒贯穿效应允许质子和质子之间的核聚变反应以极低的概率发生，这也限制了太阳燃烧的速率，从而维持了太阳可达数百亿年的寿命。

沿着太阳核心向外，则是太阳的辐射层，位置区间约为 0.25 – 0.7 太阳半径。在这一区域，太阳核心产生的能量通过辐射的方式向外传输。由于辐射层具有较高的物质密度，光子具有很小的自由程，往往刚产生就会被迅速吸收或散射，这使得太阳核心产生的光子穿过辐射层甚至需要十几万年的时间。

太阳内部的第三个区域是对流层，位置区间从约 0.7 太阳半径延伸至太阳表面附近（光球层）。在这里，对流层底部的等离子体物质吸热膨胀密度降低，从而上浮到光球层底部附近；到达光球层底部的等离子体物质在辐射等作用的冷却下，密度升高下沉到对流层底部，形成了持续的对流，太阳内部的热量也得以通过对流运输到太阳表面。

## 太阳大气

太阳大气主要分为：光球层、色球和过渡区、日冕。不同于太阳内部，太阳大气可以利用望远镜直接观测到。通过选取不同的波段，可以获取太阳大气结构（图1.2）中不同层次的信息。对太阳大气中的各种活动现象进行分析，可以了解太阳的活动规律和演化状况。

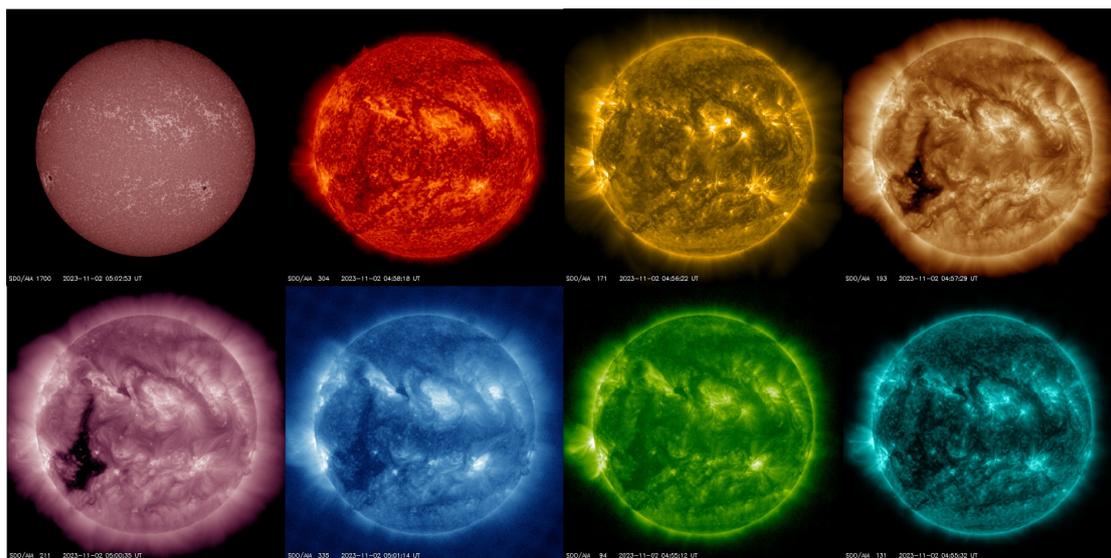


图 1.2 SDO/AIA 提供的太阳大气不同层次的图像，包括光球、色球和过渡区、日冕。

光球层是太阳大气的最内层，也是人类实际可以看到的太阳表面，在这里太阳光以辐射的形式发射到星际空间。或者说，太阳光球就是对太阳连续谱辐射而言，大气由完全不透明变成完全透明的过渡层。对太阳可辐射的全波段而言，它的厚度仅约为 500 公里，这使得肉眼观测到的太阳边缘十分锐利 (林元章, 2000)。由于光球的不透明度是变化的，在地球上观测太阳会发现日面中心附近比日面边缘更亮，这被称作临边昏暗。实际的光球表面并非静止的，而是由无数称作米粒组织的对流元组成，这些炽热的等离子体气泡周而复始的上升和下降，组成了光球沸腾的表面。很早就被人们观测到太阳黑子也出现在光球上，太阳磁场的不均匀分布则是太阳黑子产生的根源。太阳磁场普遍存在于光球层中，塞曼

效应 (Zeeman, 1897) 使人们获得光球的磁场信息 (图1.3左图) 成为可能。光球磁场在整体尺度上是水平和均匀的, 在局部较为垂直和不均匀的磁场则是光球上太阳活动的根源。Biermann (1941) 指出黑子的对流被抑制使得黑子具有更低的

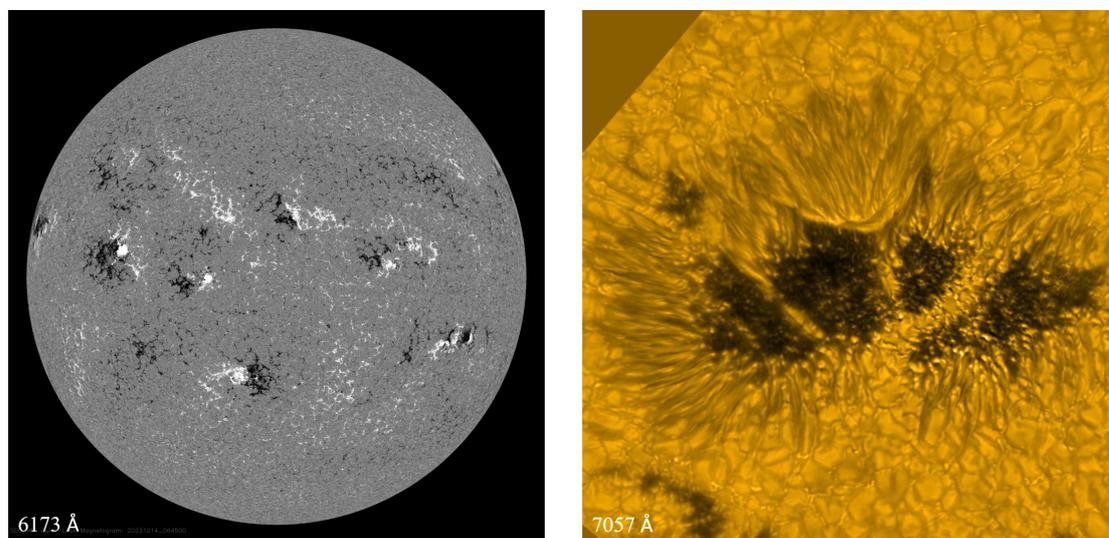


图 1.3 左: SDO/HMI 提供的光球磁场图像, 活动区位于图中具有明显黑白区分区域。右: BBSO/GST 提供的光球黑子图像。

温度。今天已经知道是黑子的强磁场抑制了等离子体对流, 光球底部的热量无法通过对流传输到光球上层, 这使得光球上所有的强磁场区域都与周围的宁静太阳呈现出明显的区别。

色球是太阳大气中更高的组成部分。在日食开始和结束时, 色球表现为日面周围一圈薄的红色圆环, 因此得名。事实上红色来自于在色球光谱中占优势的波长为  $6563 \text{ \AA}$  的  $H\alpha$  线。通常人们认为, 随着与热源距离的增加, 温度会逐渐降低, 恒星也是如此。从太阳核心到光球上方的温度极小区 (约 4000 开尔文), 温度的趋势确实和这一认知相符合。然而色球相对光球反常的高温却与这一认知相悖, 色球的温度范围从光球顶部约 4000 开尔文到色球顶部约 20000 – 30000 开尔文, 这种反常的温度变化一直是太阳物理学的研究热点之一。另外在较为稀薄的色球, 普遍存在着各类磁流体力学波, 这些波很多都源自不可见的太阳内部。通过对色球上各种磁流体力学波的观测研究, 使研究太阳内部结构成为可能。高度进一步增加则称为过渡区, 只有在太空中通过紫外波段才能观测到。在这一层次, 氦的电离对于日冕的形成具有重要意义 (Hansteen 等, 1997)。

日食的时候看到的日面外的明亮光环就是日冕, 正如拉丁语中对应的冠冕的含义一样, 日冕就像太阳的帽子一样笼罩在太阳外侧。日冕具有极其复杂的光谱, 20 世纪 40 年代, 人们意识到日冕光谱的复杂谱线来自于多种元素的高电离态, 某些谱线的对应温度甚至高达上百万开尔文 (Edlen, 1945)。相比太阳表面约 5800 开尔文的温度, 日冕的高温至今没有圆满的解释, 日冕加热问题仍是太阳物理领域的一个未解之谜。

## 1.2 太阳活动

与宁静太阳相对比，通常把太阳上在时间和空间上的局部化现象（以及表现出来的各种辐射增强）称为太阳活动（林元章，2000）。太阳活动通常具有周期性，其中最重要的是 Samuel Heinrich Schwabe 在 1843 年发现的太阳活动周。太阳活动周是根据日面上太阳黑子的数量确定的，按照黑子数量通常有太阳活动极大年（峰年）和太阳活动极小年（谷年），平均周期约为 11 年。Richard Carrington 发现，太阳活动周开始时黑子首先出现在太阳的中高纬度地区，随着太阳活动周的进行黑子出现位置向赤道接近，到极小年时几乎完全在赤道上，这种黑子在太阳上的分布称作太阳黑子蝴蝶图（图 1.4）。

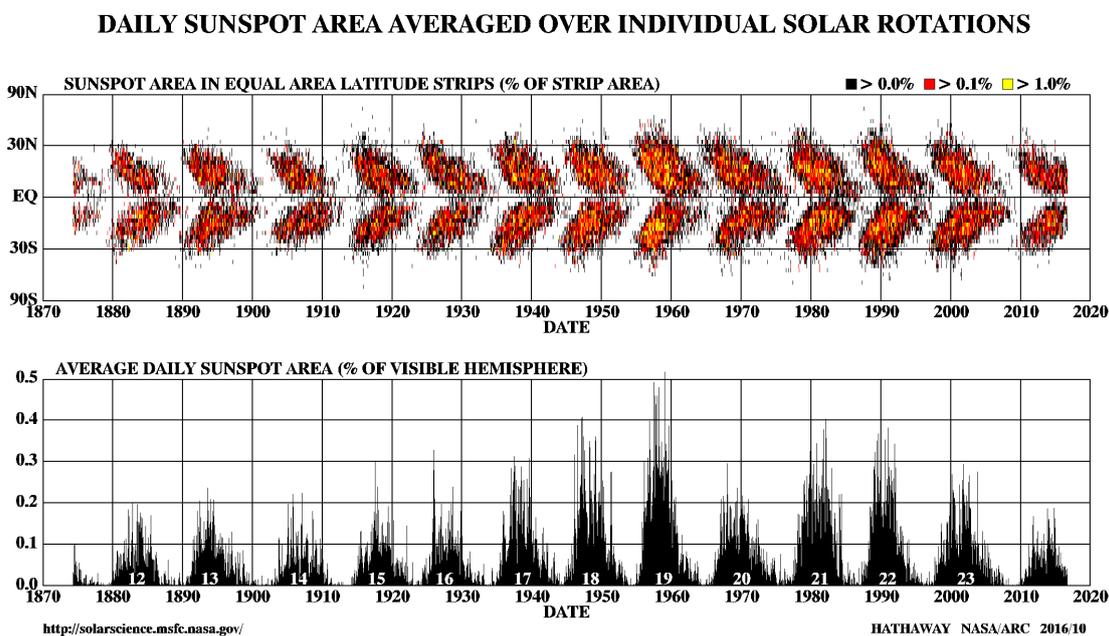


图 1.4 太阳黑子蝴蝶图。图片来自 NASA。

在太阳大气的不同层次有各种各样的太阳活动，它们的根源都是太阳磁场的演化和等离子体的运动。尽管即使最剧烈的太阳活动所释放出来的能量与整个太阳的辐射功率相对比也是微不足道的，但它们仍有可能对日地空间和地球环境产生一定程度的影响，因此各类的太阳活动都被广泛的关注。除了尽可能了解太阳的活动规律以避免对人类活动的影响，对太阳活动的研究也是人们研究太阳乃至恒星的一个窗口，具有重要的科学意义。

### 活动区和太阳黑子

在太阳上有一些频繁发生太阳活动的区域，称作太阳活动区。太阳活动区没有特定的形状和大小，在高度上从光球一直延伸到日冕。太阳大气不同的高度具有不同的太阳活动，在光球表现为大量出现在活动区内部的太阳黑子；在色球表现为黑子上方的谱斑、 $H\alpha$  耀斑和日珥喷发等；在日冕中则会出现 X 射线耀斑、

喷流和日冕物质抛射等现象。太阳大气中的一切活动都来自于太阳磁场及其演化（图1.5）。

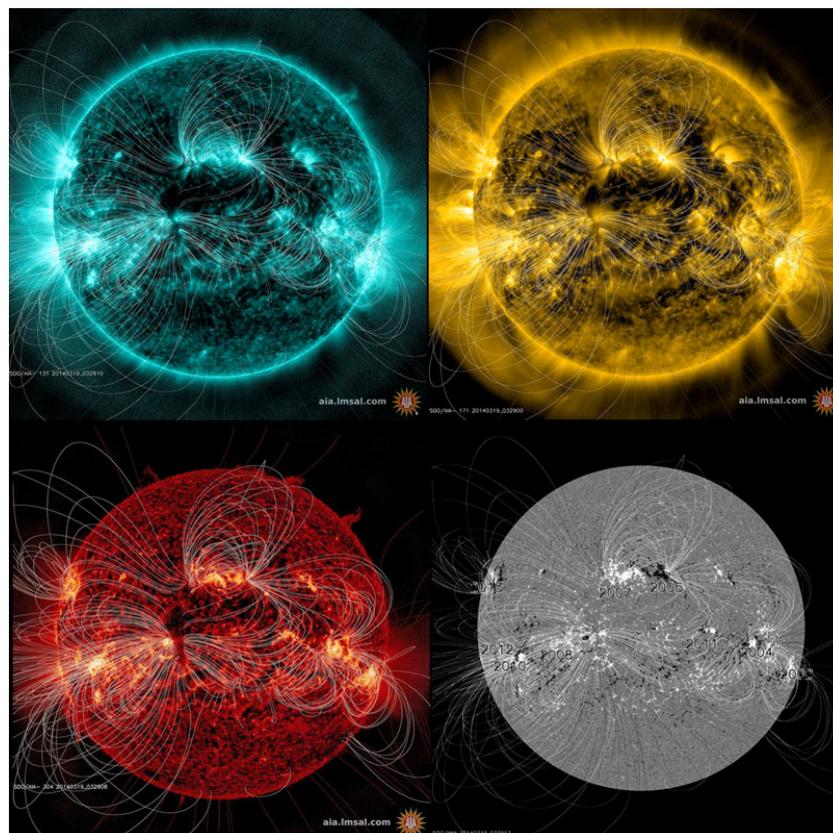


图 1.5 太阳磁场。图片来自 SDO。

太阳活动区并非一直存在，具有产生和消亡的过程。随着新的磁通量从光球以下不断地向上浮现，由于强磁场对等离子体对流的抑制作用，在白光观测下可以看到成对的较暗的区域，并且它们具有相反的磁极。黑子的形成代表了活动区的演化。完全形成的黑子通常由两部分组成，中心区域的黑子本影和周围的纤维状半影（图1.3右图）。黑子是磁流管密集汇聚的结果，中心区域上更黑的本影有几乎垂直的磁场，磁场强度约为 3000 高斯。磁场强度沿水平方向向外逐渐减弱，在半影区域约为 1000 高斯。黑子通常会形成密集的黑子群，磁场极性则包括单极、双极甚至更为复杂的极性。

随着观测技术的提高，黑子已经不仅仅是早期观测中一块模糊的黑色斑点。黑子的许多精细结构在高分辨率望远镜的观测下被发现，在本影中存在着亮桥、本影点和暗核，在半影中则是各种纤维结构。亮桥是横跨本影的一条细长亮带，本影点是本影中亮度稍高的亮点，这两种结构相比周围更亮的特征表明对流的部分存在；与之形成对比的是本影中更黑的暗核，在其中对流受到比周围本影中更强的抑制。太阳黑子半影中还存在规律的流动性现象 (Evershed, 1910)，称作 Evershed flow。波动现象也普遍存在于黑子中，主要有本影振荡（三分钟和五分钟）、半影行波、亮桥振荡和本影点振荡等。通过对太阳黑子大气中振荡的观测

和分析，能够了解到传播介质的许多信息，进而为研究黑子形成和太阳内部结构提供帮助。

黑子的寿命在数小时至数月，当黑子发展到一定程度后便开始衰减。取决于黑子的磁场结构，黑子的衰减有可能是面积持续减小直至消失，也有可能是分裂成多个本影（图1.6）再逐渐消失。

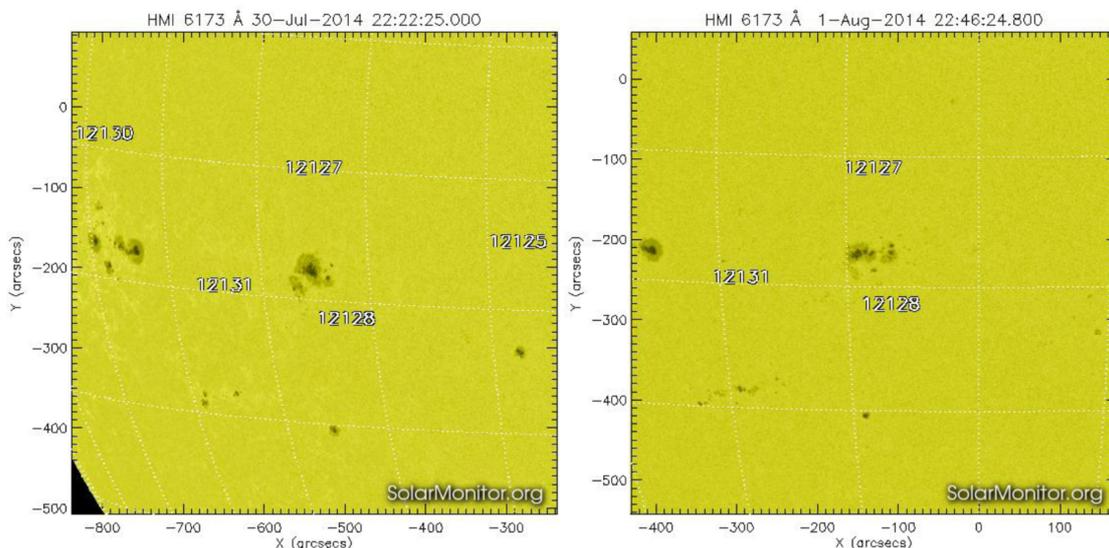


图 1.6 左：2014 年 7 月 30 日的 NOAA AR 12127 光球图像，右：2014 年 8 月 1 日的活动区 NOAA AR 12127 光球图像。其中的黑子本影随着时间变化，分裂成多个本影。图片来自 SDO/HMI。

## 太阳耀斑

耀斑（图1.7左图）是太阳上最剧烈的活动现象之一，一次典型耀斑释放出来的总能量约为  $10^{32}$  erg（太阳总辐射功率约为  $3.8 \times 10^{33}$  erg/s）。自从 1959 年 Richard Carrington 首次对太阳耀斑进行观测后，这种太阳上的局部增亮就引起了人们广泛的研究兴趣。在研究早期，人们通常只能对白光耀斑进行观测。20 世纪 30 年代以后，干涉偏振滤光器的发明允许人们通过  $H\alpha$  线对太阳大气进行全面的观测。

耀斑可以出现在太阳上的任何地方，活动区、太阳黑子、宁静太阳的网络场边界，甚至可以出现在网络场内部 (Krucker 等, 1997; Benz 等, 1998)。一般认为耀斑的能量来自于太阳磁场中自由磁能的剧烈释放，太阳上普遍存在的磁重联现象就有可能导致耀斑的发生。因此，活动区复杂的三维磁场结构增加了大型耀斑出现的可能。Wang 等 (2004) 指出光球磁场强度增加时伴随着耀斑的发生，这与磁通量进入日冕的情况一致。

由于耀斑的能量释放短暂而剧烈，因此喷发出的高能粒子辐射也有可能危害到地球。常用的耀斑分类方法也是按照能量划分，基于地球同步轨道环境卫星 (Geostationary Operational Environmental Satellite, GOES) 在地球附近测量到的 X 射线峰值通量计算，一般分为 A、B、C、M、X。因此，太阳耀斑对地球

附近的空间天气有重要影响，了解耀斑的规律并进行有效的耀斑预测对人类的生存具有重要意义。

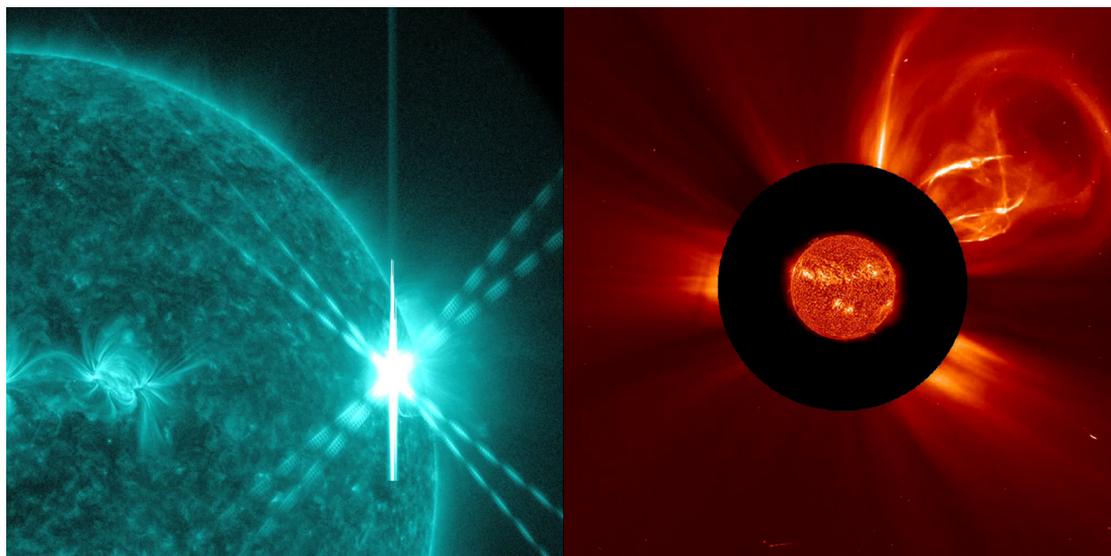


图 1.7 左：太阳耀斑。右：日冕物质抛射。图片来自 SDO。

### 日冕物质抛射

日冕物质抛射（图1.7右图）是太阳从日冕释放大量等离子体物质的剧烈活动现象，在行星际空间被观测为磁云。观测表明，许多日冕物质抛射事件都与耀斑爆发有关，与耀斑相关的日冕物质抛射的开始时间通常比耀斑开始早几十分钟，但两者之间的确切关系一直未能得到证明。两者的共同点之一是，存在一些证据表明太阳磁场的磁重联也是导致日冕物质抛射的原因。日冕物质抛射被认为是引起地磁暴的主要太阳爆发事件之一，可以在地球上引起磁暴、极光等现象，极少情况下还会导致输电网络故障，对太空卫星上的精密电子设备也会造成影响，甚至危及宇航员。

从形态上看，日冕物质抛射是具有两个位于太阳上的足点的圆环向外扩散膨胀的过程，代表了日冕物质的向外运动。即使在行星际日冕物质抛射中，还存在与太阳相连的磁场线。由于在日冕流的核心处总有一个日珥 (Strong 等, 2012)，因此日冕物质抛射通常可以看到一个具有明亮核心的圆环结构。

作为最剧烈的太阳活动之一，一个指向地球的日冕物质抛射需要 2 到 5 天才能到达地球，但与耀斑相关的大型日冕物质抛射可以将粒子加速到光速的十分之一，这意味着只需要 80 分钟就能到达地球 (Priest, 2014)。根据记录，日冕物质抛射的发生频率与太阳周期高度相关；在太阳活动谷年集中在赤道附近，在太阳活动峰年则可以覆盖较大的范围。显然，日冕物质抛射与太阳磁场具有密切关系。和耀斑类似，日冕物质抛射的能量来源是磁能的释放 (Forbes, 2000)。Priest (2014) 进行了短暂的论证，表明足够多的磁能才能驱动日冕物质抛射，并且能量很有可能储存在无力场中。

## 日珥喷发

日珥是延伸出太阳表面的大型结构，磁场力和引力的平衡使其保持较为稳定的结构 (Kippenhahn 等, 1957)，甚至可以向太空中绵延出数万公里。由于日珥的密度显著高于周围的太阳大气，所以在炽热的等离子体中十分清晰，日珥出现在日面上时被称作暗条。尽管日珥最早的观测证据要追溯到 1239 年的一次日食记录，但直到在 1842 年的日食中才被重新发现，1860 年人们才首次拍摄下了日珥。1930 年，Bernard Lyot 发明的日冕仪使人们能够直接在日面边缘观测日珥，而不必等待日食 (Priest, 2014)。

日珥的出现不局限在活动区，按照其位置，可以分为三类：宁静区日珥、中间日珥和活动区日珥。宁静区日珥出现在宁静太阳中，许多位于高纬度地区 (Minarovsky 等, 1998)。它们寿命从几周到几个月，并且可以延伸到很高的高度，有记录过接近太阳直径的宁静区日珥。中间日珥通常位于活动区边界。活动区日珥则形成于具有强磁场的活动区，一般位置在低纬度地区。由于活动区日珥具有更频繁的爆发活动，寿命约从几小时到几天不等。

这几类日珥都有可能会在演化过程中变得不稳定并发生喷发活动。喷发时一部分日珥物质逐渐上升并离开太阳（某些上喷发日珥表现为螺旋上升的形式，类似于龙卷风的形态），另一些则有可能下降到色球层。通常情况下，几天后形状基本类似的日珥会在同一位置重新生成。许多人尝试解释喷发的驱动机制，如磁流体力学不稳定性、日珥磁力线的快速磁重联等。日珥的磁场结构还存在许多没有解决的问题。

### 1.3 太阳振荡

从人与人之间通过空气振动产生的声波（机械波）进行交流，到太阳辐射的电磁波穿过上亿公里的日地空间照耀地球，再到中子星并合发出的引力波在时空中泛起涟漪，波动现象在宇宙中似乎无处不在。尽管形式天差地别，但不同的波具有一个共同点，它们都携带着波源的能量并远离波源。通过对接收到的波进行分析研究，可以用来分析波源和传播介质的物理性质。考虑到多普勒效应的应用，获取波源与接收者之间的相对运动信息也成为可能。

即使不考虑太阳不透明度的影响，遥远的距离和极端的环境也使得人们不可能亲自去往太阳附近了解内部性质。但通过观测太阳表面的波和振荡来推断太阳内部结构，为日震学提供了新的发展机遇，为了解太阳内部结构、动力学和演化提供了新的研究方法。近年来，随着高分辨率太阳望远镜的发展，黑子中的波和振荡也逐渐被人们了解。由于黑子在很大程度上代表了太阳活动，通过对黑子振荡的观测和分析，允许人们对黑子结构、太阳磁场演化获得新的认识。对黑子振荡从源到高层大气的追踪和分析，可以了解到太阳上能量运输的许多信息，甚至有可能对解决日冕加热这一太阳物理中的未解之谜提供参考和帮助。

Plaskett (1916) 在测量太阳自转速度时，发现太阳表面多普勒速度场具有波

动现象。直到四十年后, [Hart \(1956\)](#) 才确定该现象不是由地球大气的波动引起, 而是太阳本身的活动所致。对太阳振荡的研究真正开始于 [Leighton 等 \(1962\)](#) 对太阳大气的速度场进行分析。在观测中, 他们发现太阳大气的垂直速度表现出极强的规律性波动, 周期约为  $296 \pm 3$  秒。由于这种垂直速度的规律性在太阳表面普遍存在, 他们将其称为太阳全球五分钟振荡。但当时对这种振荡的性质还尚不明确。随后, [Frazier \(1968\)](#) 指出其本质是光球内部的共振声波 (P 模波)。[Ulrich \(1970\)](#) 和 [Leibacher 等 \(1971\)](#) 进一步发展了相关理论, 认为太阳五分钟振荡是光球下面不同模式的共振声波 (P 模波) 在太阳表面的叠加。但这种观点真正被接受则是 [Deubner \(1975\)](#) 在对太阳的低波数非径向本征模的观测之后, 他发现对于任意给定的水平波数, 太阳振动的频率都是分离的。P 模波通常在太阳对流区和光球传播, 一般周期约为 4 到 8 分钟, 波长在水平方向最大可达 100,000 公里 ([Löhner-Böttcher, 2015](#))。

随着太阳全球五分钟振荡的发现和研究, 日震学迎来了蓬勃的发展。利用日震学方法通过观测太阳的表面的波和振荡来推测太阳内部结构的方法有两种: 直接模拟法和反演法 ([林元章, 2000](#))。直接模拟就是从基本方程出发, 并利用给定的边值条件求解方程, 得到相关的本征频率。将这些求解的本征频率与实际观测到的本征频率比较, 通过调整参数使之与观测值接近, 从而推测太阳内部的物理状态。反演法则是通过观测到的本征频率特征, 推求积分中的被积函数, 从而获得太阳内部的物理状态。比如太阳内部的声速和自转状态就是用反演方法推得的。

早期的日震学对太阳物理性质的描述是二维的, 以日心距离和纬度作为自变量, 来描述太阳的物理性质。全球日震学使人们对太阳的认识进一步增加。[Duvall Jr 等 \(1984\)](#) 首次推断出太阳内部自转的径向变化。他们发现自转速度在光球层以下略微增加, 而对流层几乎是均匀的; 但辐射区的内部又比表面赤道具有更低的速度 ([Brown 等, 1989](#))。通过对太阳内部传播的声速的二阶导数的计算, [Christensen-Dalsgaard 等 \(1991\)](#) 推断出对流层底部位于  $0.713 \pm 0.003$  太阳半径处。高分辨率望远镜的进步还支持了局部日震学的发展, 增加了深度作为自变量, 可以用于探测太阳内部的三维结构。局部日震学可以用来研究太阳表面的局部特征。[Kosovichev 等 \(1998\)](#) 利用局部日震学首次观测到剧烈太阳耀斑激发的日震波。局部日震学还被用来分析太阳黑子光球以下的速度场 ([Gizon 等, 2010](#))。局部日震学还推动了太阳远端成像的发展 ([Lindsey 等, 1990](#)), 远端成像是一种利用太阳可观测面的数据来推测太阳背面信息的技术 ([Zhao, 2007](#)), 对预测日冕物质抛射、太阳耀斑, 观测太阳黑子在日面上的演化等现象具有重要意义。总体而言, 日震学的应用可以为太阳上许多不能直接观测的现象提供了解, 帮助进一步了解太阳演化的规律, 现代日震学已经成为太阳物理学的一个重要分支。

## 第 2 章 太阳黑子振荡

### 2.1 太阳黑子

太阳黑子是最早被人们观测到的太阳活动之一。如果从人类最早对太阳开始进行记录的公元前计算，人类的太阳物理研究在绝大多数时间都是由对日食和黑子的记录主导的。太阳黑子很早被人们意识到，不仅仅在于温度较低（约 4000 开尔文，光球层宁静太阳约 5800 开尔文）的它们同明亮的日面背景对比十分明显，还由于许多黑子具有相当大的尺度（图 2.1），大小通常可以从 3500 公里到 60000 公里 (Priest, 2014)。太阳黑子在很大程度上代表了太阳的整体活动水

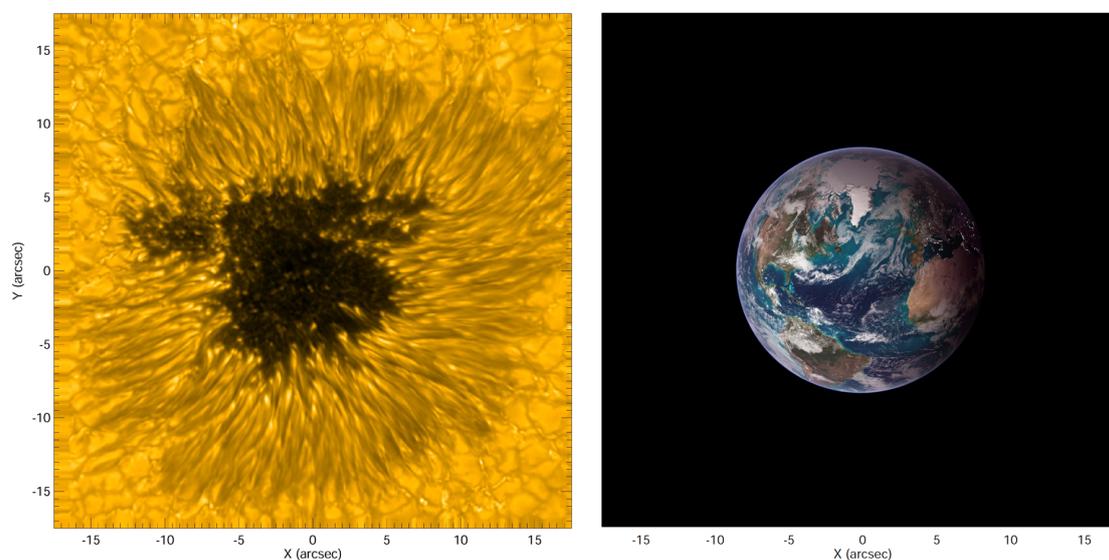


图 2.1 太阳黑子和地球实际大小的对比图，横纵坐标大小均为约 2.5 万公里。

平，活动频繁时会对地球磁场造成影响。今天我们已经知道，黑子的形成是由于太阳磁场的不均匀分布。研究黑子对人类了解太阳内部磁场演化、结构组成具有重要意义。

太阳活动的演化是一个长期的过程，现代较为系统的太阳观测记录的时间只有短短几百年，古代的太阳黑子记录对今天的太阳研究具有重要意义。在古代中国，人们将太阳当作神的象征，因此十分重视对太阳的日常观察。他们根据日面及其周围的天文现象来占卜军国重事。在常年累月的观测中，古人很早就发现了太阳黑子。据统计，从公元前 28 年（西汉成帝的河平元年）到明朝末年的 1700 年间，中国的古籍明确记载到年、月、日的太阳黑子记录有 100 多条。在西方，意大利天文学家 Galileo Galilei 在 1610 年首次用望远镜看到了太阳黑子，他对太阳黑子进行长期的观测，还绘制了黑子的图画（图 2.2）。通过研究，伽利略认为黑子是太阳表面非常普遍的现象。但由于这一研究结果与当时的宗教教义相抵触，人们对黑子的观测记录仍然不够重视，这就使得 1610–1818 年间的黑子记录资料是不连贯和不均匀的，存在各种系统误差，尤其是 1750 年以前的观

测记录存在很大的不确定性。从 1818 年开始才有比较常规的每日黑子观测，从而有比较可靠的黑子资料。

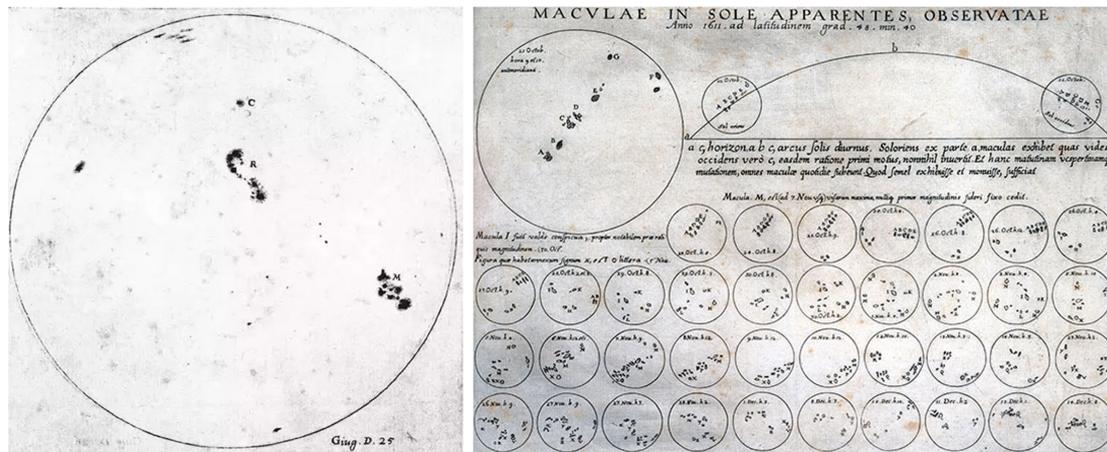


图 2.2 Galileo Galilei 绘制的太阳黑子。

### 2.1.1 组成结构

对黑子的直观印象是明亮日面上巨大的黑色斑块。现在人们已经了解，黑子的亮度是由于黑子强磁场抑制了等离子体的对流运动，这导致了黑子较低的温度。塞曼效应 (Zeeman, 1897) 的发现使通过光谱测量远距离天体的磁场成为可能。自 George Hale (Hale, 1908) 1908 年首次利用塞曼效应对黑子磁场进行了测量后，人们对恒星及其他天体的磁场也开始了蓬勃的研究。太阳黑子的演化和结构几乎完全由磁场决定。光球以下的磁场向上浮现，磁流管近似垂直，对流受到抑制，通常也就意味着黑子的出现。磁流管的这一过程甚至可以在短短几个小时内完成，之后成型的黑子可以稳定维持上数周。通常来说，黑子的结构分为本影和半影，本影是图 2.1 左图中央位置最黑的区域，半影是本影周围的纤维状放射结构，图片的最外侧是光球的宁静太阳。在观测中，某些较小较弱的黑子具有不完全包围本影的半影 (Schlichenmaier 等, 2010)。还有一种称作孔隙的结构，形态上类似于不存在半影的黑子 (Löhner-Böttcher, 2015)。黑子的密集磁场对等离子体对流具有复杂的影响 (Rempel, 2012)，一个明显的结果是黑子磁场强度同温度、亮度密切相关。本影的典型磁场强度约 3000 高斯（也可能低至 1500 高斯或高至 6000 高斯 (Livingston 等, 2006)），温度约 4000 开尔文；随着半径增大，磁场强度减小，磁力线倾角增大，半影的典型磁场强度约 1000–2000 高斯，温度约 5000 开尔文。亮度则随着磁场强度的降低而增高，在一些事件中，黑子在刚产生时具有比接近消亡时更高的亮度 (Mathew 等, 2007)。

磁场的分布并非完全均匀的，这导致黑子中还存在一些精细结构。黑子中比周围背景更暗的点称作暗核，本影中的暗核拥有几乎垂直的磁力线，这意味着暗核具有本影中最强的磁场。暗核也在半影纤维中存在 (Scharmer 等, 2002)，它们出现在半影纤维同本影-半影边界的连接处，表明半影还具有更精细的基本结构。

本影中存在一些比周围稍亮的小斑点，称作本影点 (Thiessen, 1950)。本影点几乎存在于所有的孔隙和太阳本影中，直径约为 100 到 450 千米，寿命约从 10 分钟到 2 小时，温度比周围本影高约 1000 开尔文 (Priest, 2014)。显然，本影点的性质表明它们具有比周围本影更弱的磁场。Riethmüller 等 (2008) 在观测中发现，太阳黑子本影中磁场最强（大于 2900 高斯）的区域里几乎没有本影点的存在。在本影中还有一些横穿的亮带称作亮桥（图1.3右图中本影与本影之间的带状亮区域）。一般认为，亮桥的增亮或出现意味着黑子即将分裂，特别是当它们宽度增加以及亮度同周围光球几乎一致时。

黑子中还存在着一些动态效应。Evershed (1910) 发现，通过光球线观测太阳黑子半影时，光谱在半影边缘红移，在本影靠近中间位置蓝移，这被称为 Evershed 效应。因此导致的 Evershed flow 是普遍存在于黑子半影的规律性流动，这也是太阳黑子中观测到的最明显的动力学现象之一。Evershed 效应还被作为半影中能量传输的一个候选。Jahn 等 (1994) 提出 Evershed 效应可以通过移动半影磁流管进行对流，同时加热半影。Solanki 等 (1993) 指出在光球层，半影是一个由几乎水平的磁力线组成的结构，嵌入到一个更强、更垂直的磁场中。因此，Evershed 效应也可以理解为在强水平磁场下热对流的自然结果 (Ichimoto, 2009)。

### 2.1.2 磁场结构

通过太阳黑子谱线的塞曼效应（图2.3），人们对太阳上的磁场进行观测和研究。自 Hale (1908) 首次证明太阳黑子是太阳上具有强磁场的区域以来，尽管

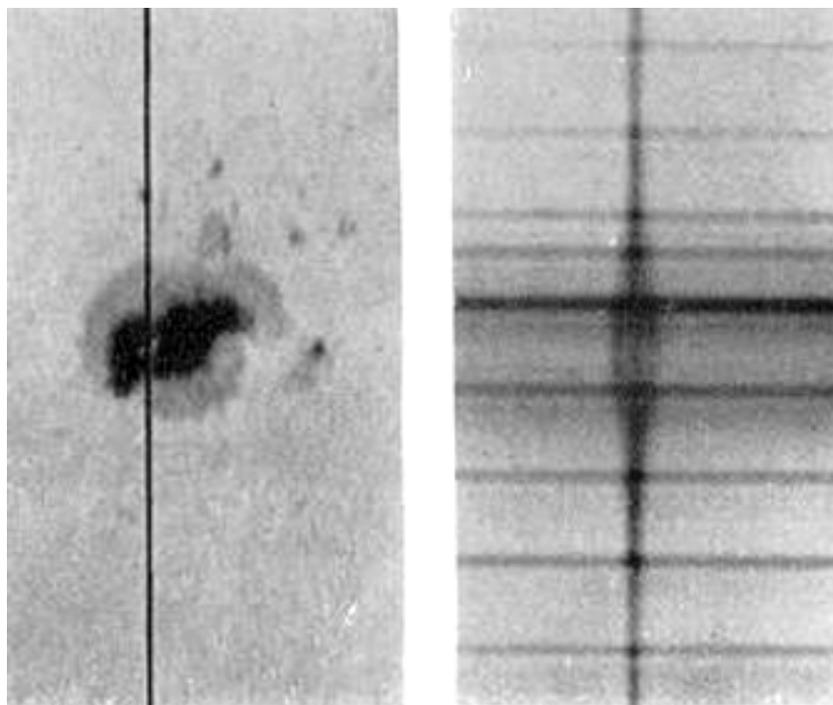


图 2.3 太阳黑子谱线的塞曼效应。

人们对黑子磁场结构的细节还存在许多争论，但一个共识是黑子的本质是可以

从太阳表面（光球）延伸到高层大气，具有高度垂直的磁力线的磁场结构。传统的观点是黑子磁场结构为单磁流管模型 (Zwaan, 1968)，本影和半影的区分在于磁场的倾角不同（图2.4）。

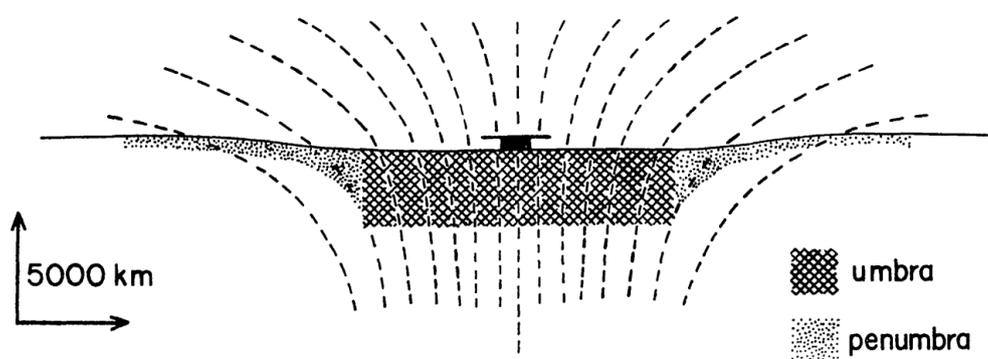


图 2.4 太阳黑子单磁流管模型示意图。图片来自Zwaan (1968)。

Parker (1979) 认为，黑子在光球以下的磁场结构具有多组磁流管（图2.5），磁流管的间隙允许热气流下降，有助于保持黑子的能量平衡使其更加稳定。因此黑子的多磁流管模型也称为 Parker 模型。Parker 模型还可以用来解释大型黑子本影在生命末期分裂为多个小本影的观测事实。在我们的工作中，Parker 模型用于解释具有多个本影的黑子中每个本影的振荡来源。

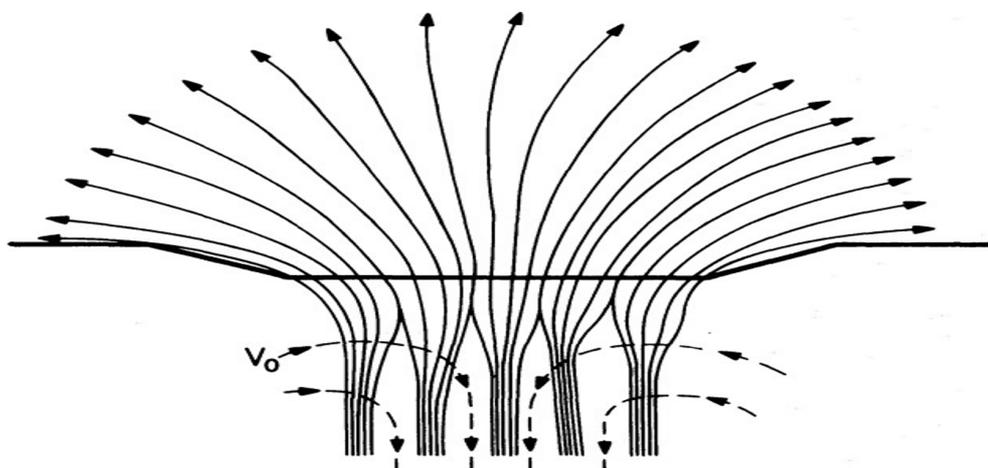


图 2.5 太阳黑子多磁流管模型示意图。图片来自Parker (1979)。

近年来对太阳黑子的高分辨率观测和数值模拟结果表明，半影同样具有复杂的磁场结构。Thomas 等 (2002) 提出半影磁场具有复杂的连锁梳状结构 (interlocking-comb structure)，导致了半影中亮暗纤维的交替出现。图2.6显示，中央本影被纤维状的半影包围，半影之外则是一层嵌入到沿径向流出的等离子体物质（弯曲棕色箭头）的小尺度的颗粒状对流（波浪形黑色箭头）。在半影中普遍存在的 Evershed flow 则大部分局限在拱形的磁流管中。源自本影的磁流管一部分在径向沿磁冠 (magnetic canopy) 延伸到半影之外，在高度上也略高于光球；另一部

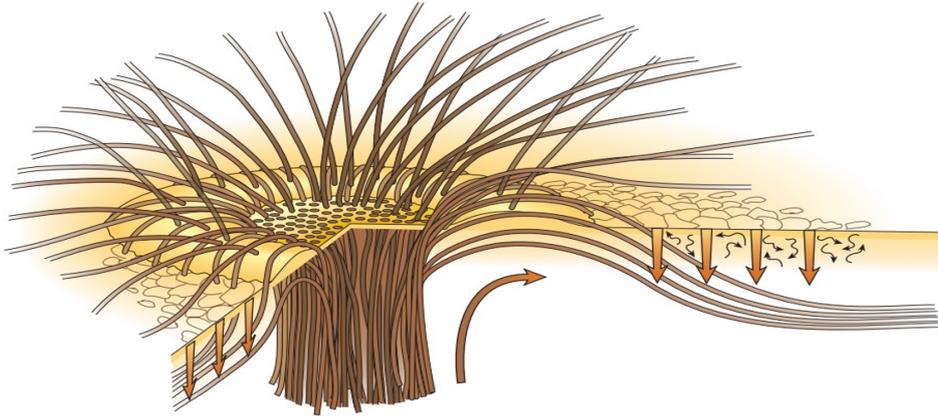


图 2.6 太阳黑子半影磁场的连锁梳状结构。图片来自 Thomas 等 (2002)。

分则返回光球以下。即使到今天，关于半影及其精细结构的形成机制还一直存在着广泛的争论。

## 2.2 本影振荡和半影行波

在太阳大气的 P 模波被人们发现几年后，太阳黑子内的振荡现象也被人探测到。对太阳黑子的高分辨率观测表明，振荡普遍存在于太阳黑子的不同结构中。最重要的两种黑子振荡现象称为本影振荡（Umbral oscillation，周期约三分钟）和半影行波（Running Penumbra Waves，周期约五分钟）。

### 2.2.1 物理性质和驱动机制

#### 物理性质

色球层本影闪烁 (Umbral Flashes) 是本影振荡的一种形式，在观测中表现为向四周迅速爆发的明亮特征（图2.7）。第一个观测证据来自 [Beckers 等 \(1969\)](#) 利

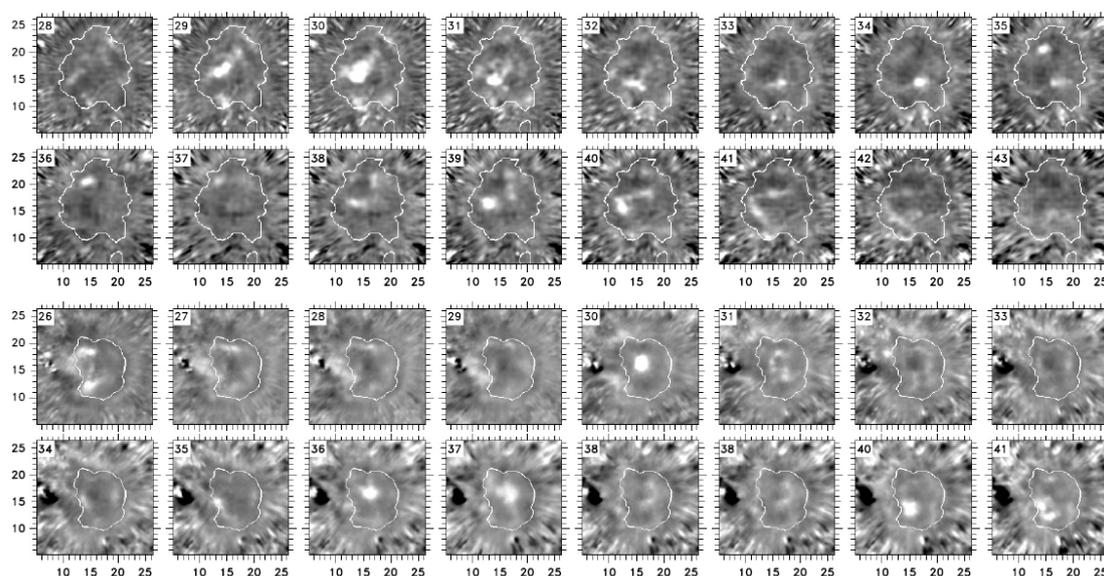


图 2.7 本影闪烁过程。图片来自 [Rutten 等 \(2003\)](#)。

用 Ca II 的 H 线和 K 线对太阳黑子的色球观测。在他们的观测中，本影闪烁表现为色球线中亮度的快速变化和均匀性，且亮度的增加速度高于衰减速度。他们发现这种亮度的变化持续时间约为 50 秒，大小约为 2000 公里，重复出现的周期约为 145 秒；在水平方向还有约 40 公里/秒“固有运动速度”。上述物理性质与典型的本影振荡相符合，这也是人们首次对黑子振荡现象开始进行研究。最新的观测表明，本影闪烁的温度和强度峰值出现在下降阶段 ([Chae 等, 2023](#))，而不是之前认为的上升阶段。

早期对本影闪烁的本质有多种看法。[Thomas 等 \(1984\)](#) 认为本影闪烁与黑子光球层振荡具有高度的关联性，或者是同一种现象在不同太阳层次的不同表现形式。[Rutten 等 \(2003\)](#) 认为本影闪烁是由于激波在色球层中传播时被压缩的物质恢复时的红移所产生。[Bard 等 \(2010\)](#) 提出了类似的看法，他们指出光球内产生的声波在传播过程中使局部太阳物质迁移造成了本影闪烁。[Socas-Navarro 等 \(2000\)](#) 对本影闪烁的精细结构的研究也有助于了解本影闪烁的性质。

半影行波的第一个观测证据来自Giovannelli (1972) 和Zirin 等 (1972), 它表现为明亮的同心环, 通常在水平方向以 15–20 公里/秒的速度从本影边缘向外扩散, 在半影边缘减速至约为 5–7 公里/秒; 周期约为 200–300 秒。大多数关于半影行波的观测都集中在上层光球和色球中, 但最明显的高度在低色球层中。通过  $H\alpha$  线的特定速度滤波可以清晰的辨别半影行波的形态特征 (图2.8)。

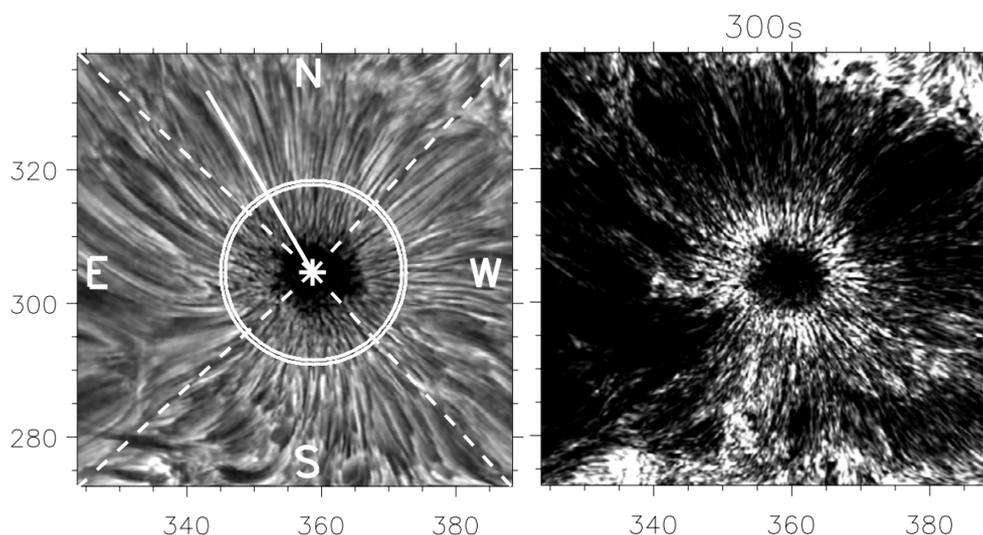


图 2.8 色球  $H\alpha$  线中半影行波功率分布 (约 300 秒) 图。图片来自Rutten 等 (2003)。

在观测中, 本影振荡的周期随着水平方向的距离而增加, 从开始时约三分钟到本影-半影边界处的约 5 分钟, 这已经接近半影行波的周期。因此半影行波的本质也存在着许多争论。一种观点支持半影行波是黑子色球中真实存在的波。并且由于从形态上看半影行波很像是从本影中发射出来的波, 许多人支持把半影行波视作本影振荡在半影中的延续, 即本影振荡驱动产生了半影行波 (Kobanov 等, 2006; Su 等, 2016a)。还有一种观点, 即半影行波是波在倾斜磁力线引起的视觉效果, 并非在色球上水平传播的真实的波 (Madsen 等, 2015)。由于越接近黑子中心磁力线越接近垂直, 当扰动从源产生并沿磁力线传播时, 越接近黑子中心的波传递到同样的大气高度时所经历的时间不同。这样当人们沿视向方向观测太阳某一大气高度, 扰动似乎是由黑子中心沿径向向外传播 (图2.9)。

### 驱动机制

黑子振荡的驱动机制也是该领域中备受关注的一个问题。Thomas (1984) 提出黑子振荡的驱动源位于光球以下, 他同时指出驱动源同时导致了黑子不同高度 (光球、色球) 的振荡现象。对驱动源的波的种类也有不同的看法。Gurman (1987); Georgakilas 等 (2000) 认为太阳黑子振荡是太阳内部 P 模波传播到太阳黑子的表现形式。这一观点直到最近也不乏支持者 (Chae 等, 2023), Felipe 等 (2017) 给出了导致黑子振荡的 P 模波的深度信息。而Centeno 等 (2006); Jess 等 (2013) 指出, 黑子振荡是由沿黑子磁场线传播的磁流体力学波引起的。目前的普遍观点是, 在太阳黑子本影观察到的三分钟振荡的本质是磁流体力学波从光球层以

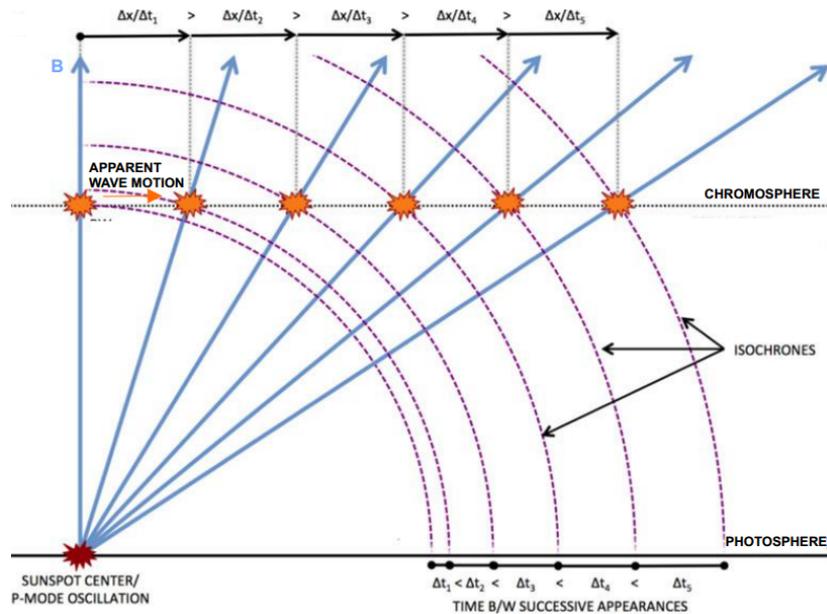


图 2.9 P 模波在黑子中沿倾斜的磁力线传播。图片来自 Madsen 等 (2015)。

下向上传播的效应 (Chai 等, 2022)。黑子中存在的磁流体力学波以慢磁声波为主，一般来源有：

#### 1、黑子对 P 模波的吸收。

Abdelatif 等 (1986) 提出太阳上普遍存在的 P 模波在经过黑子区域时，会与黑子内密集的磁力线发生相互作用，此时 P 模波的部分能量会被黑子吸收并激发出慢磁声波。

#### 2、磁场振荡

黑子本身的对流被高度抑制，使得周围等离子体活动更加剧烈。Spruit 等 (1992) 提出黑子周围的等离子体与黑子磁场的相互作用，可以驱动产生慢磁声波。近年来很多证据表明，黑子振荡是来自于光球以下的磁流体力学波的传播导致的 (Chai 等, 2022)。Cho 等 (2020) 给出了本影振荡的源的深度（光球以下约 1000–2000 公里）。Cho 等 (2021) 认为，本影振荡是光球以下对流元产生的磁流体力学波导致的激波的观测表现。

源自光球以下的振荡到达光球层时，太阳黑子的强磁场可以充当波导，将振荡从光球层传播到日冕 (Reznikova 等, 2012)。Yurchyshyn 等 (2020) 的研究也证实了这一观点，他们证明了本影振荡起源的位置与本影最强磁场的位置在空间上高度相关。随着高度的增加，本影振荡的空间分布在水平方向上逐渐扩大，Sych 等 (2020) 推测作为波导的磁力线的倾角随着高度的增加而增加，相应的会改变波在黑子中传播的截止频率 (Bel 等, 1977)。上述结果表明，起源于光球以下的太阳黑子振荡沿垂直方向向上传播，与太阳黑子的磁力线分布高度相关。

### 2.2.2 本影振荡和半影行波的关系

作为黑子振荡中最重要的两种现象，本影振荡和半影行波的关系问题贯穿了整个黑子振荡研究。许多人认为本影振荡和半影行波是独立的两种现象。一个重要观点认为本影振荡和半影行波从波源到传播过程都是独立的 (Giovanelli, 1972; Moore 等, 1975; Georgakilas 等, 2000; Christopoulou 等, 2001; Fu 等, 2022); 反对者认为两者具有共同的源, 在进入本影和半影以后由于其物理性质的不同, 才导致了传播形态差异 (Bogdan 等, 2006; Tziotziou 等, 2002)。Cho 等 (2020) 指出这种差异不过是来自于磁场, 两者本质上都是沿黑子磁力线传播的扰动 (图2.10)。更普

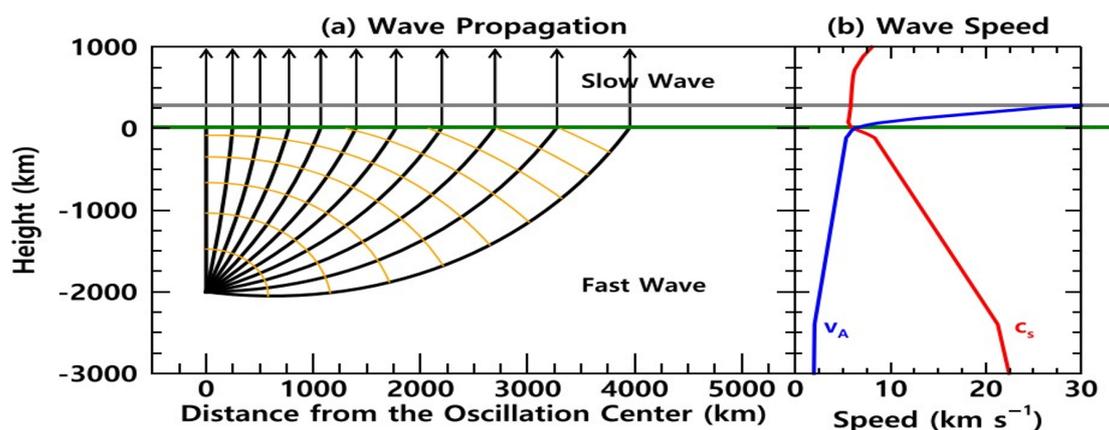


图 2.10 起源于 1600 公里深度的波沿黑子磁力线传播。图片来自 Cho 等 (2020)。

遍的观点认为两者存在联系, 它们并非单独的现象 (Zirin 等, 1972; Alissandrakis 等, 1992; Tziotziou 等, 2002; Rouppe van der Voort 等, 2003; Su 等, 2016b; Rawat 等, 2023)。亦有研究者指出, 本影振荡驱动形成的半影行波可以返回本影并引起新一轮的本影振荡 (Priya 等, 2018)。

### 2.2.3 本影振荡的波前旋臂结构

近年来, 对太阳黑子的高分辨率观测揭示了本影振荡的精细结构。Sych 等 (2014) 使用 SDO/AIA 提供的 2010 年 12 月 8 日 NOAA AR 11131 的太阳黑子空间高分辨率数据, 利用时间-距离分析技术和像素化小波滤波 (PWF) 方法 (Sych 等, 2008), 在太阳黑子从温度极小区到高日冕的各个层次中都发现了本影振荡波前旋臂结构。旋臂结构最明显的波段位于  $304 \text{ \AA}$ 、 $171 \text{ \AA}$ 、 $193 \text{ \AA}$  和  $211 \text{ \AA}$  (在我们的工作中就参考了这四个波段的旋臂结构信息。参考章节5。)。频率滤波图像表明, 本影振荡功率在黑子中心最高, 在本影边界处迅速衰减, 在本影-半影边界之外几乎无法探测到。利用多波段数据对本影在不同高度观测中, 具有类似形态的旋臂首先出现在光球层 ( $1700 \text{ \AA}$ ), 然后出现在更高的大气高度:  $1600 \text{ \AA}$ 、 $304 \text{ \AA}$ 、 $171 \text{ \AA}$ , 最后是  $193 \text{ \AA}$ 。 $1700 \text{ \AA}$  和  $193 \text{ \AA}$  的信号时间差约为 46 秒。这一结果表明, 在光球观测到的旋臂结构, 在垂直方向上可以达到日冕高度。上述波前结构在黑子大气不同高度的传播过程, 与 Reznikova 等 (2012); Yuan 等 (2014b) 的结果相类似。

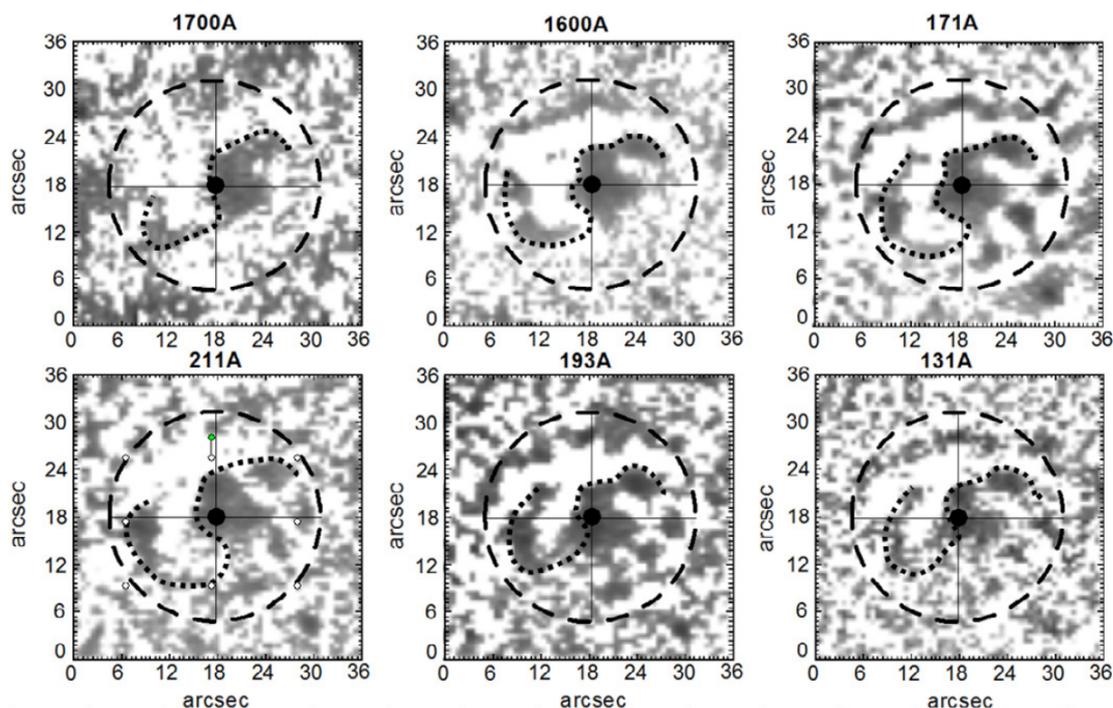


图 2.11 不同波段下三分钟振荡波前功率增加的空间位置分布。黑色表示振荡功率增强，白色表示振荡功率降低。图片来自 Sych 等 (2014)。

在 Sych 等 (2014) 的工作中，本影振荡的波前旋臂结构在本影内存在显著的向外扩散运动，在到达本影-半影边界时功率急剧衰减，在本影边界之外则几乎不存在。Su 等 (2016b) 则认为波前会进入半影并进一步演化。利用 BBSO/GST 提供的 2014 年 8 月 1 日活动区 NOAA AR 12127 和 2014 年 8 月 5 日活动区 NOAA AR 12132 的色球图像，Su 等 (2016b) 对两个黑子中本影振荡波前的传播和驱动机制进行了研究。在黑子的四个本影中各取一个狭缝，对狭缝中的振荡强度利用时间-距离图 (图 2.12) 的分析表明在水平方向上所有的旋臂都向外传播，并在越过本影边界时演化为半影行波。Kang 等 (2019) 的工作也支持这一结果。

Priya 等 (2018) 进一步推进了这一工作。利用与之前类似的方法，对上述黑子 2 的狭缝在  $H\alpha$  和  $304 \text{ \AA}$  图像中的分析，并绘制了相应的时间-距离图 (图 2.13 左)。在形态上，图 2.13 左 (a) 与图 2.13 左 (b) 没有太大的区别，都表现出本影振荡和半影波行的传播；其中图 2.13 左 (c) 还表现出了本影区的振荡特征。从时间-距离图中，图 2.13 左 (a) 与图 2.13 左 (b) 在本影边界处都出现了一个叉形结构，他们将此解释为本影振荡事件出现在本影边界附近发生了分裂，一部分并继续向外传播，一部分则返回本影。从形态上，返回本影的一部分结构同新一轮的本影振荡结构是相连的。为了验证这一想法，他们选取了包含五次本影振荡事件的两个时间间隔，分别对应图 2.13 左 (a) 的四次半影行波和图 2.13 左 (b) 的三次半影行波。图 2.13 右中可更加清晰的分辨出上述结构。

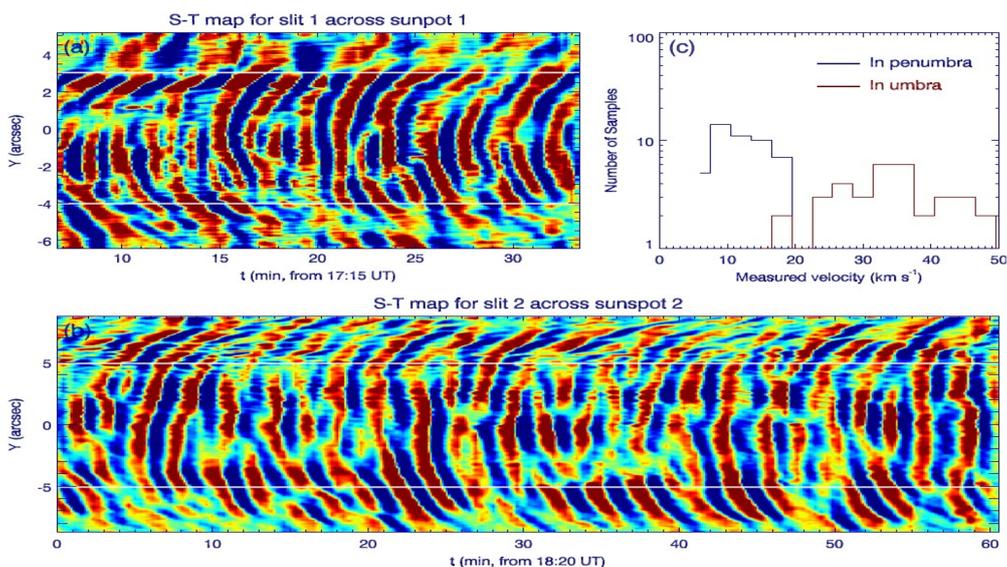


图 2.12 两个黑子狭缝中振荡的时间-距离图，白色实线代表本影-半影边界。在边界处能看到表征本影波的结构与半影波的结构是连续的，表明它们起源于本影。图片来自Su 等 (2016b)。

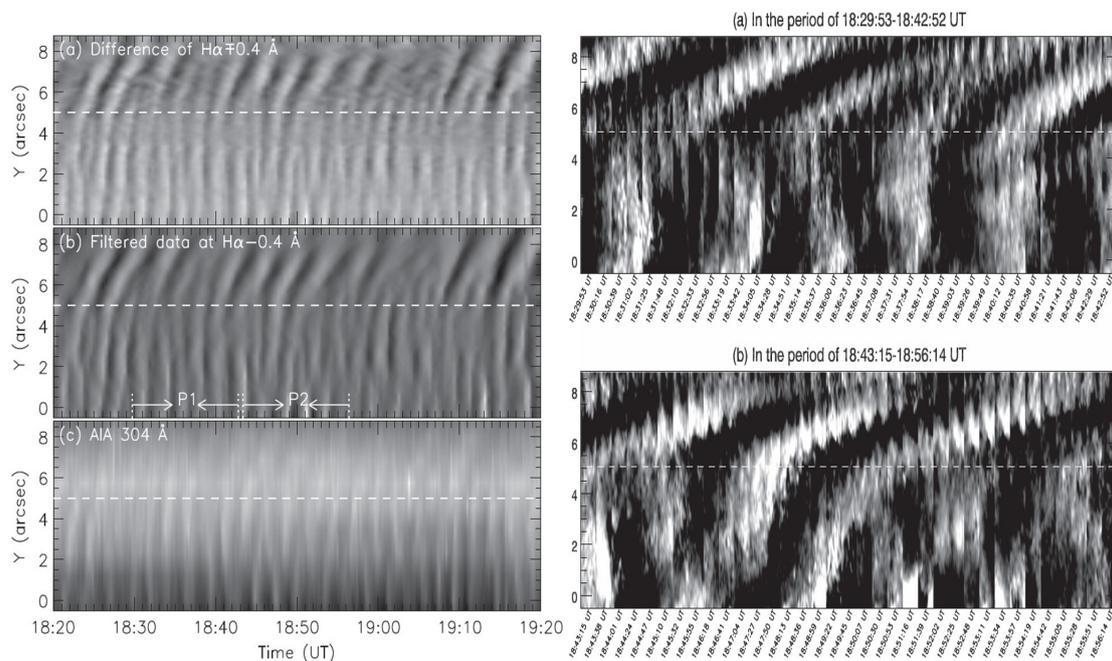


图 2.13 左： $H\alpha$  和  $304 \text{ \AA}$  图像中本影波和半影波的时间-距离图，白色虚线为本影-半影边界。右：两个时间间隔内的本影波和半影波的时间-距离图，白色虚线为本影-半影边界。图片来自Priya 等 (2018)。

## 驱动机制

关于本影振荡波前旋臂结构的形成机制，Su 等 (2016b) 认为单旋臂结构可能是波前在色球本影亮桥波前反射产生的，而多旋臂结构可能与本影磁流管的扭转有关。Kang 等 (2019) 对多旋臂结构的模拟工作支持了这一观点，他们将本影振荡波前结构解释为光球以下慢磁声波在圆柱形无扭转磁流管表面上两种不同角向波数的波的叠加 (图2.14)。Felipe 等 (2019) 指出旋臂结构是慢磁声波沿黑子磁力线向上传播导致的视觉效应，由于到达特定高度存在时间差，在  $FeI$  5435 Å 线对应的水平面上表现为旋转向外的旋臂结构。

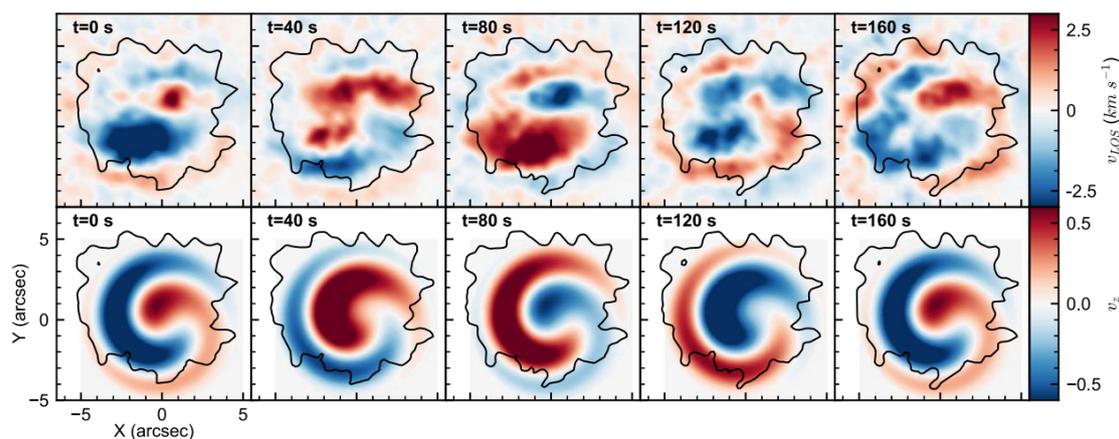


图 2.14 波前旋臂随时间的演化，上图为观测结果，下图为模拟结果，实线表示本影边界。图片来自Kang 等 (2019)。

Wu 等 (2021) 对Kang 等 (2019) 的工作进行了扩展，加入了磁扭转的条件。同时还完善了波在扭转磁流管表面传播的色散关系，讨论了色散方程中的角向波数取负阶时的情形。结合太阳中的实际物理参数，给出了模拟结果 (图4.8)。对这项工作的具体介绍参考章节4。

## 2.3 精细结构振荡

### 亮桥振荡

亮桥是黑子本影和孔隙中的明亮带状结构，将本影完全分离或一端嵌入到本影之中。在大型黑子中，亮桥通常出现在生命末期，表明形成黑子的浮现磁流管重新回到光球以下。因此，亮桥的许多物理性质与宁静太阳十分接近，Sobotka 等 (2013) 指出色球亮桥的功率谱与宁静光球中的几乎相同。

Yuan 等 (2014a) 在对 2013 年 8 月 31 日活动区 NOAA AR 11836 进行观测时，在两个亮桥和内部半影上都检测到了主导周期为五分钟的振荡现象，且三分钟的振荡几乎无法探测。分析表明，亮桥上的波以与半影行波接近的速度沿垂直于亮桥的方向传播，这可能意味着亮桥上的振荡是半影行波在亮桥上的对应形式。这项工作的另一个重要结果是，他们认为本影闪烁不能穿过亮桥传播。

Sobotka 等 (2013) 认为亮桥振荡是在黑子本影磁力线中传播的 P 模波在水平方向的传播导致。还有观点认为, 亮桥中的磁对流不但导致了亮桥振荡, 还会驱动三分钟的色球振荡 (Chae 等, 2017)。Su 等 (2016a) 认为亮桥振荡是两个半影行波在亮桥上的干涉结果。

### 本影点振荡

Jess 等 (2012) 使用  $4170 \text{ \AA}$  数据对黑子本影中尺度约  $0''.6$  的结构中的振荡进行的连续谱观测表明, 在日冕中探测到的三分钟周期的磁声波是光球中本影点的振荡振幅增强的直接结果。他们通过对本影光球中对本影点振荡功率的分析, 证明其功率高于周围本影至少三个数量级 (图2.15)。在对黑子高层大气的

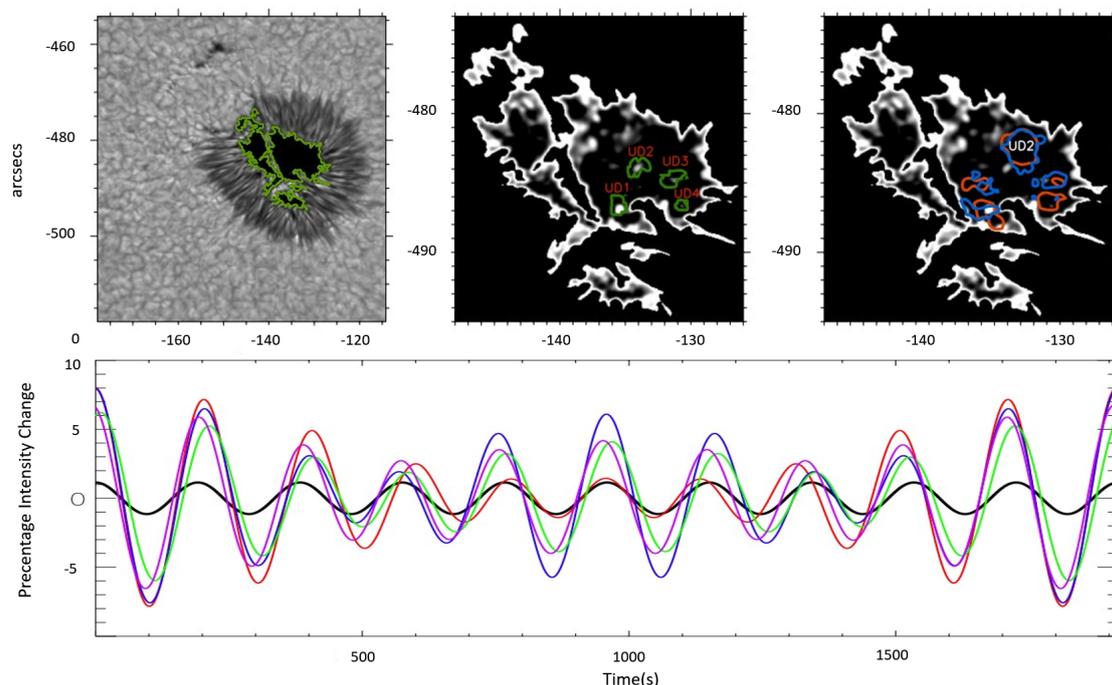


图 2.15 上左:  $4170 \text{ \AA}$  的黑子本影图像, 绿色实线表示本影。上中: 四个本影在本影中的位置, 绿色等高线表示光球强度。上右: 蓝色等高线表示色球  $H\alpha/Ca II$  线心强度, 红色等高线表示多普勒速度。下: 红蓝绿线分别表示上中标记的四个本影点时间强度曲线, 黑线表示远离本影点的本影的时间强度曲线。图片来自 Jess 等 (2012)。

紫外/极紫外波段观测中, Yurchyshyn 等 (2015) 发现本影点上方大气中存在增亮。

Chae 等 (2017) 在对太阳黑子本影光球层和低色球层三分钟速度振荡的空间分布进行研究时, 发现了亮桥和光球大量本影点附近的三分钟振荡功率的局部增强 (图2.16)。利用小波分析, 他们确定了光谱形成高度处的三分钟振荡的振幅和相位, 与光球中向上传播的慢磁声波一致, 且能量足以解释色球振荡, 即该黑子的三分钟色球振荡可能来自亮桥和本影点的磁对流。

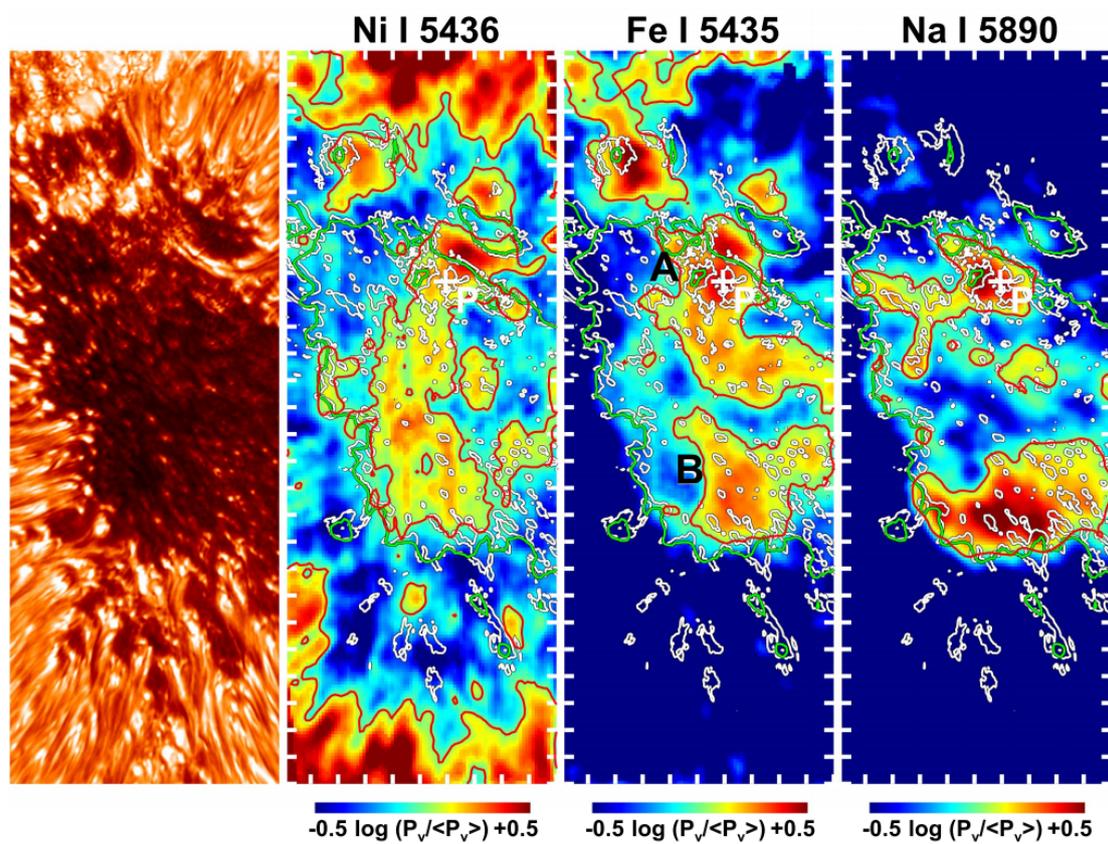


图 2.16 本影点的振荡功率分布。图片来自Chae 等 (2017)。

## 第3章 数据处理和理论工具

在观测方面, 基于大熊湖天文台的 Goode 太阳望远镜 (BBSO/GST) 提供的光球和色球数据, 我们对 2014 年 8 月 1 日活动区 NOAA AR 12127 的具有四个本影的黑子中的振荡进行了分析。其中光球数据主要应用于确定本影边界, 色球数据用于识别本影振荡并追踪波的传播轨迹。基于太阳动力学天文台上搭载的大气成像组件 (SDO/AIA) 提供的太阳大气多波段数据, 我们获取了本影振荡在竖直方向不同层次的传播信息。

在理论方面, 基于磁流体力学基本原理和波在圆柱形磁流管的传播理论, 我们将光球以下的接近垂直的黑子磁场近似为圆柱形磁流管, 对其中传播的波的色散关系进行了分析。

本章主要内容分为两方面。一方面介绍了在我们观测研究中, 提供数据的观测设备的一些基本信息, 以及当我们获取观测数据后, 用于提取有效信息的数据处理方法。另一方面介绍了在理论研究中, 为我们推导磁场环境下磁流体力学波在扭转/无扭转磁流管中的传播提供参考的一些工作基础。

### 3.1 观测数据和分析方法

#### 3.1.1 数据和处理方法

在黑子本影振荡的观测研究中, 我们使用了 7 个波段的数据, 分别是: 7057 Å (光球)、6173 Å (光球磁场)、6563 Å (色球)、304 Å (上色球层到下过渡区)、171 Å (上过渡区)、193 Å (日冕) 和 211 Å (活动区日冕)。这 7 个波段的观测数据为我们提供了太阳大气不同层次的丰富信息, 它们分别来自大熊湖天文台 (地基) 和太阳动力学天文台 (空基)。

目前由新泽西理工学院管理运行的大熊湖太阳天文台 (Big Bear Solar Observatory, BBSO), 拥有曾经世界上最大口径 (1.6 米, 截至 2019 年底) 的 Goode 太阳望远镜 (GST)。GST 的科学仪器包括宽带滤光成像仪 (Broad-Band Filter Imager, BFI), 可见光成像光谱仪 (Visible Imaging Spectrometer, VIS), 近红外成像分光偏振仪 (Near Infra-Red Imaging Spectropolarimeter, NIRIS), 低温红外光谱仪 (Cryogenic Infra-Red Spectrograph, CYRA), 快速成像太阳光谱仪 (Fast-Imaging Solar Spectrograph, FISS)。BBSO 提供的 TiO 7057 Å, H $\alpha$  6563 Å, G 波段 4305 Å 和近红外的高空间分辨率的太阳观测数据, 成为研究太阳光球精细结构和太阳色球振荡过程的有效工具。

太阳动力学天文台 (Solar Dynamics Observatory, SDO) 的主要目标是研究太阳磁场是如何产生构造, 储存的磁能如何以太阳风、高能粒子和太阳辐射的变化形式释放到日光层和地球空间 (Pesnell 等, 2012)。SDO 搭载了三个科学设备, 大气成像组件 (Atmospheric Imaging Assembly, AIA)、极紫外变化性实验 (Extreme

表 3.1 本影振荡的观测研究中所用数据

| 波段     | 半高全宽 ( $\delta\lambda$ Å) | 谱线           | 太阳大气的层次     | 温度 ( $\log T$ [K]) |
|--------|---------------------------|--------------|-------------|--------------------|
| 6173 Å | 75 mÅ                     | Fe I         | 强度, 速度和光球磁场 | 3.7                |
| 1700 Å | 200                       | 连续           | 光球          | 3.7                |
| 1600 Å | 200                       | 连续           | 温度极小区, 光球   | 3.7                |
| 304 Å  | 12.7                      | He II        | 色球, 过渡区     | 4.7                |
| 171 Å  | 4.7                       | Fe IX        | 宁静日冕, 上过渡区  | 5.8                |
| 193 Å  | 6.0                       | Fe XII, XXIV | 日冕, 热耀斑等离子体 | 6.1, 7.3           |
| 211 Å  | 7.0                       | Fe XIV       | 活动区日冕       | 6.3                |

Ultraviolet Variability Experiment, EVE) 以及日震和磁成像仪 (Helioseismic and Magnetic Imager, HMI)。SDO 提供的 6173 Å, 4500 Å, 1700 Å, 304 Å, 1600 Å, 171 Å, 193 Å, 211 Å, 335 Å, 94 Å, 131 Å 波段的数据 (图1.2), 覆盖了太阳大气的不同层次。表3.1列出了我们在本影振荡的观测研究中主要用的波段及其相关信息。

我们利用 GST 上的宽带滤光成像仪每 15 秒获取 TiO (7057 Å) 中的光球图像, 视场为 70", 每个像素大小为 0".029。我们利用 GST 的可见光成像光谱仪每 23 秒采集一次色球图像, 从蓝翼 -1 Å 到红翼 +1 Å 扫描 H $\alpha$  谱线, 步长为 0.2 Å, 其中视场为 70", 每个像素大小为 0".034。我们以 H $\alpha$ -1.0 Å 的第一张图像作为参考来对齐 H $\alpha$  中其他波段的图像。为了更清楚地区分振荡, 我们使用一种相速滤波方法 (核心是 Butterworth filter) 来提取特定速度范围 ( $v > 14 \text{ km s}^{-1}$  用于研究本影振荡,  $4 < v < 14 \text{ km s}^{-1}$  用于研究半影行波) 内的图像。

我们利用 SDO/AIA 每 12 秒获取的极紫外图像研究了太阳黑子振荡在高层大气的传播。视场和选取范围与以上数据对齐。我们利用 SDO/HMI 获取的光球 (6173 Å) 磁场数据进行磁场外推, 分析活动区域的磁场结构对不同高度本影振荡传播的影响。

### 3.1.2 傅里叶变换和小波变换

傅里叶变换是数学中的一个分支领域, 可以将一个函数转换为一系列周期函数 (三角函数) 的叠加。其物理意义在于实现了图像/信号在时域和频域的转换。我们在获取到的太阳观测数据中, 只从时域角度分析, 波的各个频率耦合在一起, 很难直接看到波的特征。在我们对黑子振荡的分析中, 往往需要提取特定频率的波分析特征, 傅里叶变换是达成这一目的的良好工具。

在我们对黑子本影振荡的水平观测研究中, 我们初步的工作是获取每个本影中振荡的信息。我们对每个本影的平均强度以时间序列表示, 对平均强度曲线进行快速傅里叶变换, 得到了每个本影中的振荡频率分布信息。图3.1中第一行是每个本影平均强度曲线的时间序列, 第二行是相应的傅里叶变换。从第二行可以看出, 每个本影中振荡的主导振荡频率均约为 5.5 毫赫兹, 对应周期约 181.8 秒, 这与本影振荡的典型周期相符合。

但通过傅里叶变换处理非平稳信号具有很大的缺陷, 因为它只能获取一段

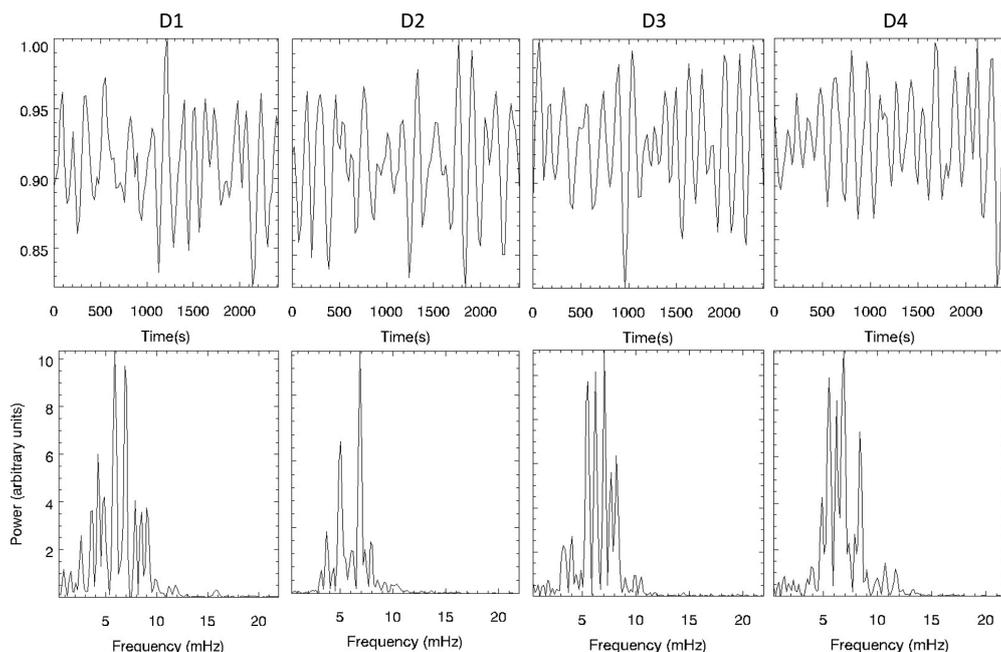


图 3.1 四个本影的平均强度曲线以及相应的傅里叶变换。

信号总体上包含哪些频率的成分，对各成分出现的时刻并不清晰，时域相差巨大的两段信号，频谱图可能一样。即使改进的短时傅里叶变换也有很强的局限性，时间分辨率和频率分辨率无法同时做到十分精准。

为此我们尝试利用小波变换来处理观测数据。小波变换是将一个函数表达为一系列小波母函数的叠加，满足了一定条件（紧支撑性，定义域内积分为零，其傅里叶变换满足可采纳性，正交性）的函数均可作为小波母函数。小波变换在提取数据频率的同时，还可以保留相应频率的时间信息。在我们的工作中，重点在于检查两组数据在时频空间中是否具有较大的公共频率的区域，以及这一区域中的相位关系。

Grinsted 等 (2004) 使用两组连续小波变换构建的交叉小波变换为这一目的提供了数学工具。小波变换中一种常用的特殊小波 Morlet 定义为

$$\psi_0(\eta) = \pi^{-1/4} e^{i\omega_0\eta} e^{-\frac{1}{2}\eta^2}, \quad (3.1)$$

其中  $\omega_0$  是无量纲频率， $\eta$  是无量纲时间。利用 Morlet 小波，具有均匀的时间步长  $\delta t$  的时间序列的连续小波变换定义为

$$W_n^X(s) = \sqrt{\frac{\delta t}{s}} \sum_{n'=1}^N x_{n'} \psi_0 \left[ (n' - n) \frac{\delta t}{s} \right], \quad (3.2)$$

利用公式 3.2 构建的交叉小波变换为

$$D \left( \frac{|W_n^X(s) W_n^{Y*}(s)|}{\sigma_X \sigma_Y} < p \right) = \frac{Z_v(p)}{v} \sqrt{P_k^X P_k^Y}, \quad (3.3)$$

其中  $Z_v(p)$  是与概率  $p$  相关的置信水平，概率  $p$  由两个  $\chi^2$  分布的乘积的平方根定义。在我们的工作中，利用任意两个本影的振荡平均强度曲线做交叉小波变

换, 我们得到了这对曲线的最大公共频率在时间序列中的位置, 该区域的相位差也在图5.4中体现。利用交叉小波变换对任意两个本影振荡平均强度曲线的相关性分析, 我们获取了任意两个本影中振荡的联系, 为寻找振荡在不同本影之间的水平传播提供了参考。

### 3.1.3 波的截止频率

Horace (1909) 的开创性工作表明截止频率是分层介质的基本特性, 它决定了声波在介质中如何传播。频率高于截止频率的声波可以在大气中传播, 而频率低于截止频率的声波无法传播。在一般分层介质中, 截止频率是

$$f_c = \frac{g\gamma}{2\pi C_s},$$

其中  $C_s = \sqrt{\gamma RT/\mu}$  是声速,  $T$  是温度,  $\gamma$  是热容比,  $\mu$  是平均分子量,  $R$  是理想气体常数。他们最初的工作研究目标是等温大气, 在等温介质情况下, 截止频率在整个大气中是相同的。在非等温介质的一般情况下, 如太阳大气的情况, 截止频率是一个局部变量, 取决于大气局部物理性质。

Bel 等 (1977) 指出当太阳中的磁场与重力方向不平行时, 磁声重力波的截止频率受磁场影响。在黑子本影上方的低  $\beta$  ( $\beta = \text{热压}/\text{磁压} \ll 1$  时称低  $\beta$ ) 等离子体中,  $f_c \propto \cos\theta/\sqrt{T}$ , 其中  $\theta$  是磁力线与重力方向的夹角,  $T$  是温度。因此对于温度改变较大的位置 (温度极小区)、磁场倾角改变较大的位置 (黑子磁场边界), 截止频率受到较大的影响, 且在温度极小区的黑子中心位置具有上限 (Reznikova 等, 2012)。Felipe 等 (2018) 证明在太阳黑子本影大气中磁声波的截止频率受高度的影响。他们的计算表明, 在低光球到高光球的范围上, 磁声波的截止频率从 5 毫赫兹增加到 6 毫赫兹; 但在高色球下截止频率下降至 3 毫赫兹。

在我们的分析中, 图5.2绘制了每个本影振荡平均强度曲线, 其中能看出四个本影中的振荡具有微弱的频率差异。我们认为由于黑子不同本影的磁力线的倾角不同, 磁力线的改变引起了截止频率的变化, 这导致每个本影磁力线允许通过的波的频率产生了略微的不同。另外, 截止频率的不同表示磁场倾角的不同, 如果这些磁力线具有相同的源, 那么它们在从亚光球到光球以上的形态是不同的, 暗示了作为波导时的路径差异, 为我们的推测提供了证据 (振荡在竖直方向上沿不同路径传播导致了到达同一高度时的时间差, 在观测中表现为本影振荡的水平传播)。

## 3.2 磁流体力学波基本理论

### 基本概念

当介质受到扰动, 恢复力试图恢复其原始的平衡状态。在实际的太阳大气等离子体中, 存在典型的四种力作为恢复力, 分别是: 洛伦兹力 (磁张力和磁压力), 等离子体压力, 重力, 科里奥利力。它们不管是单独作用还是互相耦合, 都

表 3.2 太阳大气中不同恢复力对应的波模。

| 恢复力                      | 波模                                   |
|--------------------------|--------------------------------------|
| 磁张力 (magnetic tension)   | 阿尔芬波 (Alfvén waves)                  |
| 磁压力 (magnetic pressure)  | 压缩阿尔芬波 (compressional Alfvén waves)  |
| 重力 (gravity)             | 内部重力波 (internal gravity waves)       |
| 等离子体压力 (plasma pressure) | 声波 (sound waves)                     |
| 科里奥利力 (Coriolis forces)  | 惯性波 (inertial waves)                 |
| 磁场力, 等离子体压力              | 磁声波 (magnetoacoustic waves)          |
| 重力, 等离子体压力               | 重力声波 (acoustic gravity waves)        |
| 重力, 磁场力, 等离子体压力          | 磁声重力波 (magnetoacoustic gravity wave) |

会产生特定的波模 (表3.2)。这些不同的波模在太阳上是普遍存在的, 在不同结构中具有不同的形式。而且这些不同波模的波源通常都位于光球以下, 由于不透明度的限制, 我们不可能直接对亚光球层进行观测, 日震学允许我们通过对太阳表面振荡的观测和分析了解太阳内部结构。

在波的基本理论中, 色散关系描述波在介质中传播的色散现象的性质, 它将波的时间周期 (频率) 和空间周期 (波长) 建立了联系, 是描述波的最基本的关系。在存在色散的情况下, 波速不再唯一定义, 从而产生了相速度和群速度的区别。相速度是等相位面传播的速度, 定义为

$$v_p = \frac{\omega}{k}, \quad (3.4)$$

群速度是多个单色波叠加形成波包的速度, 定义为

$$v_g = \frac{d\omega}{dk}, \quad (3.5)$$

将相速度3.4代入群速度3.5, 得到

$$v_g = v_p + k \frac{dv_p}{dk},$$

用  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  替换  $k$ , 有

$$v_g = v_p - \lambda \frac{dv_p}{d\lambda},$$

当:

$$\frac{dv_p}{d\lambda} = 0, v_g = v_p, \text{无色散};$$

$$\frac{dv_p}{d\lambda} > 0, v_g > v_p, \text{正常色散};$$

$$\frac{dv_p}{d\lambda} < 0, v_g < v_p, \text{反常色散}。$$

## 基本方程组

磁流体力学波的基本方程包括质量连续性方程、动量方程、能量方程和磁感应方程。

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (3.6)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} / \mu - \rho g \hat{\mathbf{z}} - 2\rho_0 \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}, \quad (3.7)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{p}{\rho^\gamma} \right) = 0, \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (3.9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (3.10)$$

对垂直分层的稳定等离子体,具有均匀磁场  $\mathbf{B}$ , 温度  $T_0$ , 密度  $\rho_0(z) = \text{constant} \times e^{-\frac{z}{H}}$ , 压力  $p_0(z) = \text{constant} \times e^{-\frac{z}{H}}$ , 以及  $-dp_0/dz - \rho_0 g = 0$ , 其中  $H = \frac{\rho_0}{\rho_0 g}$ 。产生的电流和温度为

$$\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B} / \mu,$$

和

$$T = \frac{mp}{k_B \rho},$$

扰动满足

$$\rho = \rho_0 + \rho_1, \mathbf{v} = \mathbf{v}_1, p = p_0 + p_1, \mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1, \quad (3.11)$$

代入到3.6, 3.7, 3.8, 3.9并线性化, 得到

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) \rho_0 + \rho_0 (\nabla \cdot \mathbf{v}_1) = 0, \quad (3.12)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = -\nabla p_1 + (\nabla \times \mathbf{B}_1) \times \mathbf{B}_0 / \mu - \rho_1 g \hat{\mathbf{z}} - 2\rho_0 \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_1, \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} + (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) p_0 - c_s^2 \left( \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) \rho_0 \right) = 0, \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}_1}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0), \quad (3.15)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_1 = 0, \quad (3.16)$$

这里  $c_s^2 = \frac{\gamma p_0}{\rho_0} = \frac{\gamma k_B T_0}{m}$  是声速。方程3.12, 3.13, 3.14, 3.16对时间  $t$  微分

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \mathbf{v}_1}{\partial t^2} = & c_s^2 \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}_1) - (\gamma - 1) g \hat{\mathbf{z}} (\nabla \cdot \mathbf{v}_1) - g \nabla v_{1z} - 2\boldsymbol{\Omega} \times \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} \\ & + \{ \nabla \times [\nabla \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0)] \} \times \frac{\mathbf{B}_0}{\mu \rho_0}. \end{aligned} \quad (3.17)$$

平面波一般方程用波矢 ( $\mathbf{k}$ ) 和频率 ( $\omega$ ) 表示

$$\mathbf{v}_1(\mathbf{r}, t) = \mathbf{v}_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad (3.18)$$

方程变为

$$\begin{aligned} \omega^2 \mathbf{v}_1 = & c_s^2 \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1) + i(\gamma - 1)g\hat{\mathbf{z}}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1) + ig\mathbf{k}v_{1z} - 2i\omega\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_1 \\ & + \{\mathbf{k} \times [\mathbf{k} \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0)]\} \times \frac{\mathbf{B}_0}{\mu\rho_0}. \end{aligned} \quad (3.19)$$

这就是磁流体力学波的基本色散关系。

### 3.3 波在圆柱形磁流管的传播

由于亚光球层中的黑子本影的磁场高度汇聚。在本影振荡的理论研究方面，我们将这一位置的波导近似为波在圆柱形磁流管的传播，并加入了其他边界条件（外部磁场，气压，重力等）考虑波传播的过程。

常用的两个特征速度（管波速度与磁流管做 kink 振荡时扰动传播速度）为

$$c_T = \frac{c_0 v_A}{(c_0^2 + v_A^2)^{1/2}}, \quad (3.20)$$

$$c_k = \left( \frac{\rho_0 v_A^2 + \rho_e v_{Ae}^2}{\rho_0 + \rho_e} \right)^{1/2}, \quad (3.21)$$

考虑具有均匀磁场、半径为  $a$  的圆柱体，内部、外部角标分别为  $0$ 、 $e$ ，磁场强度  $B_0\hat{\mathbf{z}}$ 、 $B_e\hat{\mathbf{z}}$ ，密度  $\rho_0$ 、 $\rho_e$ ，气压  $p_0$ 、 $p_e$ ，气体压强平衡有

$$p_0 + \frac{B_0^2}{2\mu} = p_e + \frac{B_e^2}{2\mu}, \quad (3.22)$$

柱内外气体密度满足

$$\rho_e/\rho_0 = \frac{2c_0^2 + \gamma v_A^2}{2c_e^2 + \gamma v_{Ae}^2}, \quad (3.23)$$

其中，柱内外声速  $c_0 = (\gamma p_0/\rho_0)^{1/2}$ 、 $c_e = (\gamma p_e/\rho_e)^{1/2}$ ，柱内外阿尔文速度  $v_A = B_0/(\mu\rho_0)^{1/2}$ 、 $v_{Ae} = B_e/(\mu\rho_e)^{1/2}$ ，比热容  $\gamma$ 。忽略引力和能量交换（绝热）的波传播过程的 MHD 方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (3.24)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (3.26)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{p}{\rho^\gamma} \right) = 0. \quad (3.27)$$

方程3.24、3.25、3.26、3.27进行线性化  $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}$ ， $\rho = \rho_0 + \rho_1$ ， $p = p_0 + p_1$ ， $\mathbf{v} = \mathbf{v}_1$ ，有

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_1 \cdot \nabla \rho_0 = 0, \quad (3.28)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = -\nabla p_1 + \frac{1}{\mu} (\nabla \times \mathbf{b}) \times \mathbf{B}_0, \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0), \quad (3.30)$$

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} + \mathbf{v}_1 \cdot \nabla p_0 - c_0^2 \left( \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \mathbf{v}_1 \cdot \nabla \rho_0 \right) = 0. \quad (3.31)$$

即

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_1 \cdot \nabla \rho_0 = 0, \quad (3.32)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = -\nabla \left( p_1 + \frac{1}{\mu} \mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{b} \right) + \frac{1}{\mu} (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{b} + \frac{1}{\mu} (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{B}_0, \quad (3.33)$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = -\mathbf{B}_0 \nabla \cdot \mathbf{v}_1 + (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{v}_1 - (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) \mathbf{B}_0, \quad (3.34)$$

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} + \mathbf{v}_1 \cdot \nabla p_0 - c_0^2 \left( \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \mathbf{v}_1 \cdot \nabla \rho_0 \right) = 0, \quad (3.35)$$

这里  $\rho_0 = \rho_0(z)$ ,  $p_0 = p_0(z)$ ,  $\mathbf{B}_0 = \mathbf{B}_0(z)$ 。

令三个参量为常数, 则梯度为 0, 方程组变为

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{v}_1 = 0, \quad (3.36)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = -\nabla \left( p_1 + \frac{1}{\mu} \mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{b} \right) + \frac{1}{\mu} (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{b}, \quad (3.37)$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = -\mathbf{B}_0 \nabla \cdot \mathbf{v}_1 + (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{v}_1, \quad (3.38)$$

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} - c_0^2 \frac{\partial \rho_1}{\partial t} = 0, \quad (3.39)$$

变量  $\mathbf{v}_1 = (v_x, v_y, v_z)$ ,  $\mathbf{b}_1 = (b_x, b_y, b_z)$ , 并引入

$$\Delta = \nabla \cdot \mathbf{v}_1, \quad (3.40)$$

$$\Gamma = \frac{\partial v_z}{\partial z}, \quad (3.41)$$

$$p_T = p_1 + \frac{B_0}{\mu} b_z. \quad (3.42)$$

由方程 3.38、3.39、3.40、3.41、3.42 得

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} = -\rho_0 c_0^2 \Delta, \quad \frac{\partial b_z}{\partial t} = B_0 (\Gamma - \Delta), \quad (3.43)$$

$$\frac{\partial p_T}{\partial t} = \rho_0 v_A^2 \Gamma - \rho_0 \Delta (c_0^2 + v_A^2), \quad (3.44)$$

方程 3.37 对时间  $t$  微分, 按分量展开

$$\rho_0 \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} - v_A^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) v_x = \frac{\partial}{\partial x} [\rho_0 \Delta (c_0^2 + v_A^2) - \rho_0 v_A^2 \Gamma], \quad (3.45)$$

$$\rho_0 \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} - v_A^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) v_y = \frac{\partial}{\partial y} [\rho_0 \Delta (c_0^2 + v_A^2) - \rho_0 v_A^2 \Gamma], \quad (3.46)$$

$$\frac{\partial^2 v_z}{\partial t^2} = c_0^2 \frac{\partial \Delta}{\partial z} \quad (3.47)$$

3.45对  $x$  微分和3.46对  $y$  微分并相加得

$$\rho_0 \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} - v_A^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) (\Delta - \Gamma) = \left( \nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) [\rho_0 \Delta (c_0^2 + v_A^2) - \rho_0 v_A^2 \Gamma], \quad (3.48)$$

3.48展开并对  $t$  求二阶偏导

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[ \frac{\partial^2}{\partial t^2} - (c_0^2 + v_A^2) \nabla^2 \right] \Delta + v_A^2 \nabla^2 \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial t^2} - \frac{\partial^4 \Gamma}{\partial t^4} + c_0^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \frac{\partial^2 \Delta}{\partial t^2} = 0. \quad (3.49)$$

由3.47得到

$$\frac{\partial^2 \Gamma}{\partial t^2} = c_0^2 \frac{\partial^2 \Delta}{\partial z^2}, \quad \frac{\partial^4 \Gamma}{\partial t^4} = c_0^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \frac{\partial^2 \Delta}{\partial t^2}, \quad (3.50)$$

再代入到3.49, 得

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[ \frac{\partial^2}{\partial t^2} - (c_0^2 + v_A^2) \nabla^2 \right] \Delta + c_0^2 v_A^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \nabla^2 \Delta = 0. \quad (3.51)$$

在柱坐标系中, 令

$$\Delta = R(r) \exp[i(\omega t + n\theta + kz)], \quad (3.52)$$

而

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad (3.53)$$

代入到3.49, 得到

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} - \left( m_0^2 + \frac{n^2}{r^2} \right) R = 0, \quad (3.54)$$

其中

$$m_0^2 = \frac{(k^2 c_0^2 - \omega^2)(k^2 v_A^2 - \omega^2)}{(c_0^2 + v_A^2)(k^2 c_T^2 - \omega^2)}. \quad (3.55)$$

是径向波数。在  $r = 0$  处方程3.53的解有限, 管的内部解 ( $r < a$ ) 为

$$R(r) = A_0 \begin{cases} I_n(m_0 r), & m_0^2 > 0, \\ J_n(m_0 r), & n_0^2 = -m_0^2 > 0. \end{cases} \quad (3.56)$$

$A_0$  是常数,  $J_n$  和  $I_n$  是  $n$  阶第一类修正贝塞尔函数,  $r \rightarrow 0$ ,  $J_n \rightarrow 0$  和  $I_n \rightarrow 0$ 。管的外部解 (假设没有能量离开或朝向  $r = a$  传播),  $r \rightarrow \infty$  的解有限

$$R(r) = A_1 K_n(m_e r), r > a. \quad (3.57)$$

$A_1$  为常数, 而

$$m_e^2 = \frac{(k^2 c_e^2 - \omega^2)(k^2 v_{Ae}^2 - \omega^2)}{(c_e^2 + v_{Ae}^2)(k^2 c_{Te}^2 - \omega^2)} > 0, \quad c_{Te} = \frac{c_e v_{Ae}}{(c_e^2 + v_{Ae}^2)^{1/2}}. \quad (3.58)$$

在圆柱表面的边界条件为：在  $r = a$  处， $v_r$ 、 $p_t$  连续，即速度径向分量和总压强相等。令  $p_T = \hat{p}_T(r)\text{exp}i(\omega t + n\theta + kz)$ ，由3.44得

$$\hat{p}_T = \frac{\rho_0}{i\omega}(c_0^2 + v_A^2) \left( \frac{k^2 c_T^2}{\omega^2} - 1 \right) \Delta, \quad (3.59)$$

$\rho_0$ 、 $p_0$ 、 $B_0$  是常数。另外3.38形式可变为

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = -\mathbf{B}_0 \Delta + \left( B_0 \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial z} \right), \quad (3.60)$$

3.37对  $t$  微分，代入3.36、3.38、3.39、，有

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \mathbf{v}_1}{\partial t^2} = -\nabla \left( \frac{\partial p_1}{\partial t} + \frac{1}{\mu} \mathbf{B}_0 \cdot \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} \right) + \frac{1}{\mu} (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t}, \quad (3.61)$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} - v_A^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \mathbf{v}_1 = (c_0^2 + v_A^2) \nabla \Delta - v_A^2 \nabla \Gamma + v_A^2 \left( -\hat{z} \frac{\partial \Delta}{\partial z} \right). \quad (3.62)$$

3.47对  $z$  微分并带入傅里叶表达式，得  $\Gamma = k^2 c_0^2 \Delta / \omega^2$ 。方程3.62的  $r$  分量为

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} - v_A^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) v_r = (c_0^2 + v_A^2) \frac{\partial \Delta}{\partial r} - \frac{k^2}{\omega^2} c_0^2 v_A^2 \frac{\partial \Delta}{\partial r}. \quad (3.63)$$

令  $v_r \rightarrow \hat{v}(r)\text{exp}i(\omega t + n\theta + kz)$ ，则

$$\hat{v} = \frac{(c_0^2 + v_A^2)(\omega^2 - k^2 c_T^2)}{-\omega^2(\omega^2 - v_A^2 k^2)} \frac{\partial \Delta}{\partial r} \quad (3.64)$$

把  $\Delta = R(r)\text{exp}i(\omega t + n\theta + kz)$  代入到3.64，有

$$\hat{v} = \frac{(c_0^2 + v_A^2)(\omega^2 - k^2 c_T^2)}{-\omega^2(\omega^2 - v_A^2 k^2)} R'(r)\text{exp}i(\omega t + n\theta + kz). \quad (3.65)$$

$r = a$  时， $v_r$  连续，当  $m_0^2 > 0$  时（此模称表面波），有

$$\frac{A_0}{A_1} = \frac{(k^2 c_e^2 - \omega^2) m_0 K'_n(m_e a)}{(k^2 c_0^2 - \omega^2) m_e I'_n(m_0 a)}, \quad (3.66)$$

$p_T$  连续，得表面波色散关系

$$\rho_0 (k^2 v_A^2 - \omega^2) m_e \frac{K'_n(m_e a)}{K_n(m_e a)} = \rho_e (k^2 v_{Ae}^2 - \omega^2) m_0 \frac{I'_n(m_0 a)}{I_n(m_0 a)}. \quad (3.67)$$

$r = a$  时， $v_r$  连续，当  $n_0^2 = -m_0^2 > 0$  时（此模称体波），有

$$\frac{A_0}{A_1} = \frac{(k^2 c_e^2 - \omega^2) m_0 K'_n(m_e a)}{(k^2 c_0^2 - \omega^2) m_e J'_n(m_0 a)}, \quad (3.68)$$

$p_T$  连续，得体波色散关系

$$\rho_0 (k^2 v_A^2 - \omega^2) m_e \frac{K'_n(m_e a)}{K_n(m_e a)} = \rho_e (k^2 v_{Ae}^2 - \omega^2) m_0 \frac{J'_n(m_0 a)}{J_n(m_0 a)}. \quad (3.69)$$

再利用太阳中的实际参数给出色散关系图，图3.2和图3.3分别为光球条件和日冕条件。

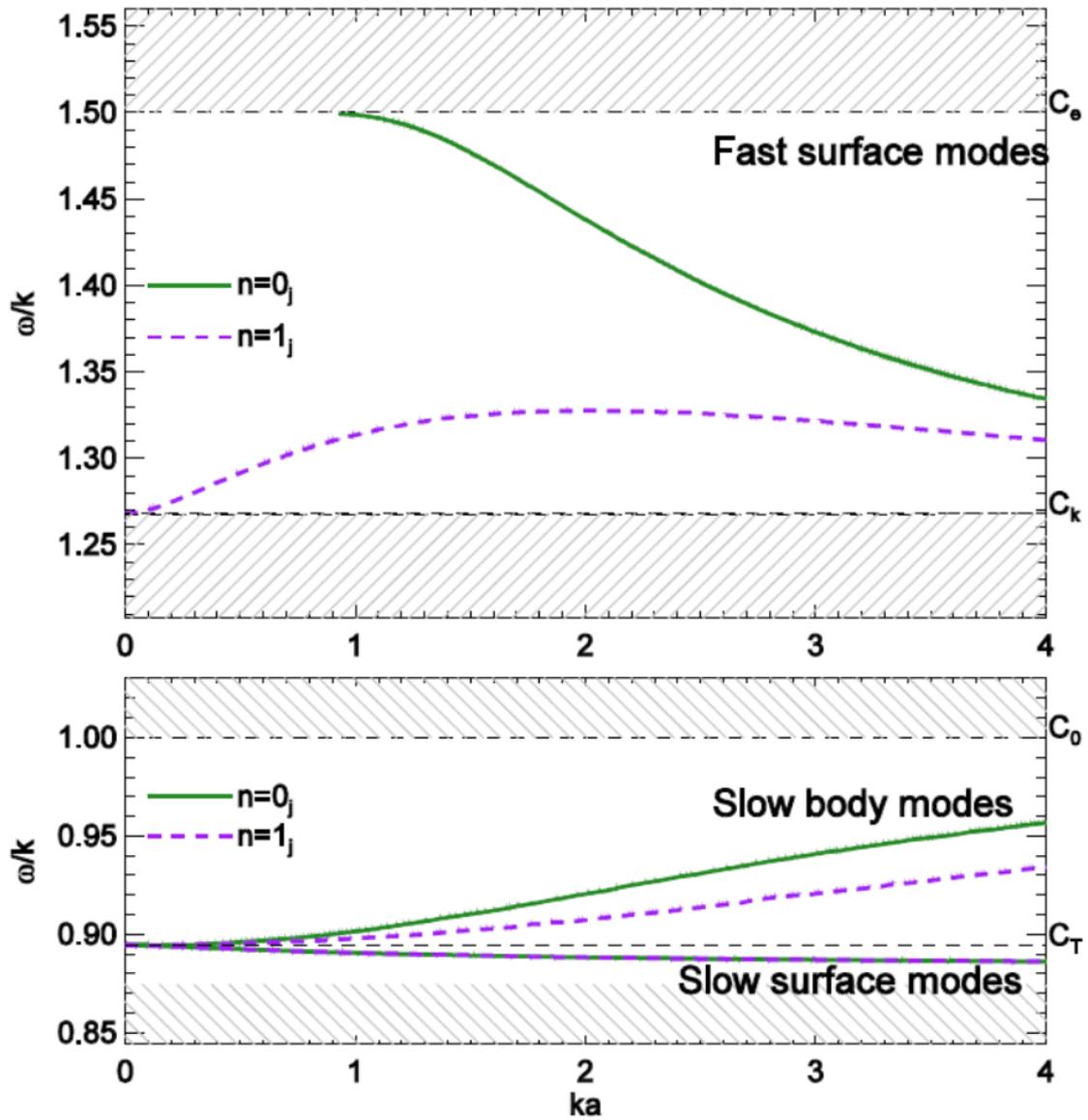


图 3.2 光球条件下  $k-\omega$  的色散关系，速度  $v_A > c_e > c_k > c_0 > v_{Ae}$ ，取  $v_A = 2c_0$ ， $c_e = 1.5c_0$ ， $v_{Ae} = 0.5c_0$ 。

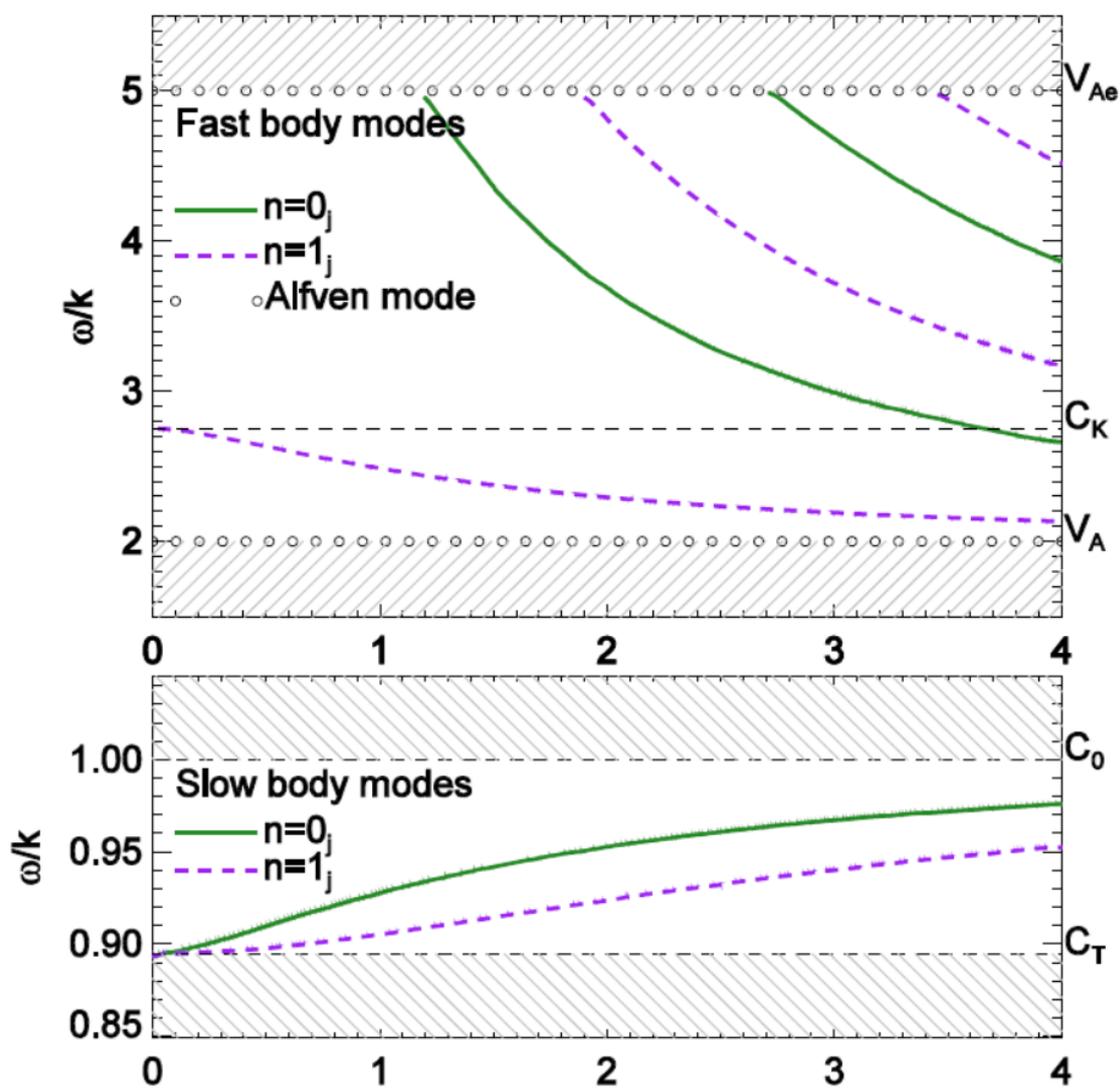


图 3.3 日冕条件下  $k-\omega$  的色散关系, 速度  $v_A, v_{Ae} > c_0, c_e$ , 取  $v_A = 2c_0, v_{Ae} = 5c_0, c_e = 0.5c_0$ 。

## 第4章 本影振荡的理论研究

### 4.1 研究背景

自1969年黑子振荡现象被人们首次观测，人们在认识黑子振荡及其基本性质方面取得了长足的进展，但关于黑子振荡领域的一些基本问题却还没有澄清。对黑子振荡的驱动机制问题，普遍观点是振荡源位于光球以下。由于不透明度的影响，光球以下是不可见的。对光球以下的黑子本影结构主要通过理论推测进行，近年来随着数值模拟的进展，允许人们利用计算机将模型以真实的太阳大气参数进行模拟，并与真实观测数据对比。

在我们对本影振荡传播的理论研究中，将光球以下的黑子本影的密集磁场近似为圆柱形磁流管 (Aldhafeeri 等 (2021) 类似的工作基于椭圆形假设开展)，分析磁流体力学波在其中传播的性质。许多工作推动了这一模型的完善和发展，但关于磁流体力学波在磁流管中的分析工作大多没有考虑磁扭转产生的影响 (Kang 等, 2019; Felipe 等, 2019)。我们对相关模型给出了更完善的色散关系，重新分析了太阳黑子中本影振荡波前旋臂结构的相关问题，讨论了假如磁扭转条件的可能影响。最后将真实的太阳大气物理参数同模拟结果相结合，尝试为观测结果提供物理解释。

### 4.2 波在扭转磁流管中的传播

基于磁流体力学基本原理, Edwin 等 (1983) 研究了磁场中波在扭转磁流管的传播性质。Bennett 等 (1999) 进一步研究了磁场中波在不可压缩扭转磁流管的传播性质。之后磁流体力学波腊肠模 ( $m = 0$ ) 在不可压缩 (Erdélyi 等, 2006) 和可压缩 (Erdélyi 等, 2007) 扭转磁流管中传播的色散关系也被给出。Erdélyi 等 (2010) 给出了磁声波在磁场中的可压缩扭转磁流管传播的色散关系。Kang 等 (2019) 将本影振荡波前旋臂结构解释为在均匀无扭转磁流管中传播的不同角向波数的波的叠加 ( $m = 0, 1, 2$ )。基于上述工作，我们试图分析磁场下  $m = -1$  的磁声波在扭转磁流管中的传播并给出色散关系。

#### 4.2.1 磁流管模型

磁流管中磁流体力学波模可以用圆柱形磁流管来模拟，图4.1中圆柱形磁流管以红线表示，左图为腊肠模 (sausage,  $m = 0$ )，右图为扭结模 (kink,  $m = 1$ )。腊肠模是磁场的周期性形变引起的，扭结模则是来自磁流管的整体形变，粗箭头表示形变方向，磁场方向竖直向上。

我们主要研究了磁流体力学波在磁场中可压缩圆柱形 ( $r, \theta, z$ ) 扭转磁流管

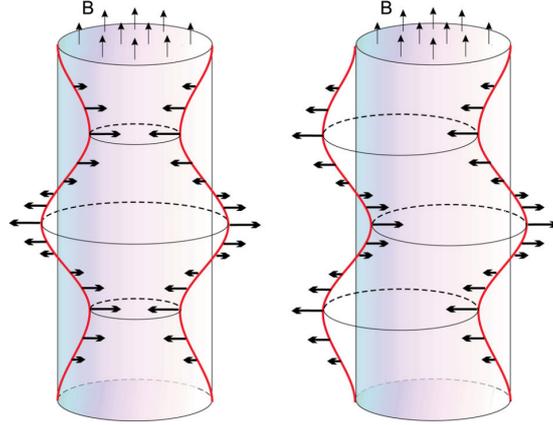


图 4.1 磁流体力学波的腊肠模 (sausage,  $m = 0$ ) 和扭结模 (kink,  $m = 1$ ) 示意图。图片来自 Morton 等 (2012)。

的传播性质, 在横向上, 等离子体气压和磁场力满足

$$\frac{d}{dr} \left( p_0 + \frac{B_0^2}{2\mu} \right) = -\frac{B_{0\theta}^2}{\mu_0 r}, \quad (4.1)$$

其中  $B_0 = (B_{0\theta}^2 + B_{0z}^2)^{\frac{1}{2}}$  是平衡磁场强度,  $\mu_0$  是磁导率, 假设等离子体是均匀的。

#### 4.2.2 色散关系

根据磁场下可压缩扭转磁流管中磁声波的 Kummer 函数 (Erdélyi 等, 2010), 在磁扭转局限于管内、扭转是均匀的且较弱的情况下, 色散方程为

$$D_e \frac{r_0}{m_{0e}} \frac{K_m(m_{0e}r_0)}{K'_m(m_{0e}r_0)} = -\frac{A^2 r_0^2}{\mu_0^2} + D_i r_0^2 \frac{(1 - \alpha^2)}{m(1 - \alpha) + 2x_0 \frac{M'(a,b,x_0)}{M(a,b,x_0)}}, \quad (4.2)$$

其中下标  $i$  和  $e$  分别代表管的内部和外部,  $r_0$  为管的半径,  $m$  为方位阶的模,  $b = m + 1$ ,  $A$  为任意常数,  $K_m$  为第二类修正贝塞尔函数,  $K'_m$  是其导数,  $M(a, b, x_0)$  是在  $x = x_0$  处的 Kummer 函数,  $M'(a, b, x_0) = \frac{a}{b} M(a + 1, b + 1, x_0)$  是其导数, 并且

$$m_{0e} = \sqrt{\frac{(k^2 C_{Se}^2 - \omega^2)(k^2 V_{Ae}^2 - \omega^2)}{(V_{Ae}^2 + C_{Se}^2)(k^2 C_{Te}^2 - \omega^2)}}, \quad (4.3)$$

其中  $C_{S_e}$  和  $C_{A_e}$  分别代表声速和阿尔芬速度,

$$C_{Te} = \sqrt{\frac{V_{Ae}^2 C_{Se}^2}{V_{Ae}^2 + C_{Se}^2}}$$

是磁流管外速度。在方程 4.2 中, 为了使  $m$  取负阶, 利用另一种 Kummer 函数近似。当  $m = -1$ ,  $b = 0$ , 以及  $bM(a, b, x_0) \approx ax_0 M(a + 1, 2, x_0)$ , 方程 4.2 变为

$$D_e \frac{r_0}{m_{0e}} \frac{K_1(m_{0e}r_0)}{K'_1(m_{0e}r_0)} = -\frac{A^2 r_0^2}{\mu_0^2} + D_i r_0^2 \frac{(1 - \alpha^2)}{(\alpha - 1) + 2 \frac{M(a+1, 1, x_0)}{M(a+1, 2, x_0)}} \quad (4.4)$$

当  $m = -2$ ,  $b = -1$ , 以及  $bM(a, b, x_0) \approx \frac{1}{2}M(a, 1, x_0)$ ,  $M'(a, b, x_0) = -aM(a + 1, 0, x_0) \rightarrow \infty$ , 方程4.2变为

$$D_e \frac{r_0}{m_{0e}} \frac{K_1(m_{0e}r_0)}{K_1'(m_{0e}r_0)} = -\frac{A^2 r_0^2}{\mu_0^2} \quad (4.5)$$

### 4.2.3 可压缩扭转磁流管的稳定性

我们还尝试检查扭转磁流管在受到轻微扰动时的稳定性。在方程4.3中, 令  $\omega^2 = 0$ , 则  $m_{0e} = k$ , 此时  $a \rightarrow \infty$ ,  $x_0 = \frac{1}{4} \frac{r_0^2 k_\alpha^2}{a}$ , 记为

$$k_\alpha = k \sqrt{1 - \alpha^2}, \quad (4.6)$$

$$\alpha^2 = \frac{4A^2}{\mu_0 \rho_{0i} \omega_{Ai}^2}, \quad (4.7)$$

$$\omega_{Ai} = \frac{A}{\sqrt{\mu \rho_{0i}}} (m + kp), \quad (4.8)$$

$$p = \frac{B_{0z}}{A}. \quad (4.9)$$

则有

$$\lim_{a \rightarrow \infty, x_0 \rightarrow 0} 2x_0 \frac{M'(a, b, x_0)}{M(a, b, x_0)} = k_\alpha r_0 \frac{I_{m+1}(k_\alpha r_0)}{I_m(k_\alpha r_0)}, \quad (4.10)$$

方程4.2变为

$$D_e \frac{r_0}{k} \frac{K_m(kr_0)}{K_m'(kr_0)} = -\frac{A^2 r_0^2}{\mu_0^2} + D_i r_0^2 \frac{(1 - \alpha^2)}{m(1 - \alpha) + k_\alpha r_0 \frac{I_{m+1}(k_\alpha r_0)}{I_m(k_\alpha r_0)}}. \quad (4.11)$$

其中  $D_e = -\frac{1}{\mu_0} A^2 (m + kp)^2$ ,  $D_i = -\frac{1}{\mu_0} k^2 B_e^2$ ,  $\omega^2 = 0$ 。

在形式上, 方程4.11与不可压缩扭转磁流管中波的色散方程 (Erdélyi 等, 2010) 一致。我们进一步定义

$$\mathcal{K}_m = \frac{kr_0 K_m'(kr_0)}{K_m(kr_0)}, \quad \chi_m = k_\alpha r_0 \frac{I_{m+1}(k_\alpha r_0)}{I_m(k_\alpha r_0)}, \quad (4.12)$$

方程4.10变为

$$[(m + kp)\chi_m + 2m][1 - (kr_0)^2 \frac{(B_e/Ar_0)^2}{\mathcal{K}_m}] = 4(m + kp) - (m + kp)^3, \quad (4.13)$$

这与Bennett 等 (1999) 的扰动对不可压缩扭转磁流管稳定性的分析一致, 即该情况也适用于可压缩情况。他们认为  $m = \pm 1$  是最重要的模式, 其中  $m = +1$  最不稳定,  $m = -1$  则会起到解开磁扭转的作用。此时, 对较小的  $k_{r_0}$  和  $k_p$ , 当外场与方位场的比值小于  $\frac{1}{2}$ , 即  $\frac{B_e}{Ar_0} \geq \frac{1}{2}$ , 管是稳定的。

### 4.3 色散关系讨论

#### 4.3.1 可压缩介质

目前,磁流体力学波在磁场下圆柱形磁流管传播的腊肠模 (sausage,  $m = 0$ )、扭结模 (kink,  $m = 1$ ) 和凹槽模 (fluting,  $m > 1$ ) 的色散关系图已被广泛研究,但它们的对应负阶的色散关系图还不存在。我们尝试对此进行补充,另外将重点放在  $m = \pm 1$  波模上。Erdélyi 等 (2010) 证明,在  $m = +1$  的可压缩情况下,光球环境中,表面波的快扭结模的相速度  $V_{ph} = C_{S_e}$  存在截止;即存在磁扭转,  $kr_0 \ll 1$ ,表面波的慢扭结模的相速度  $V_{ph} \rightarrow \infty$  (图4.2)。图4.2中,  $m = -1$  的表面波慢扭结模和快扭结模的相速度均小于  $m = +1$  模的相速度,关于  $C_{T_i}$  近似对称。在

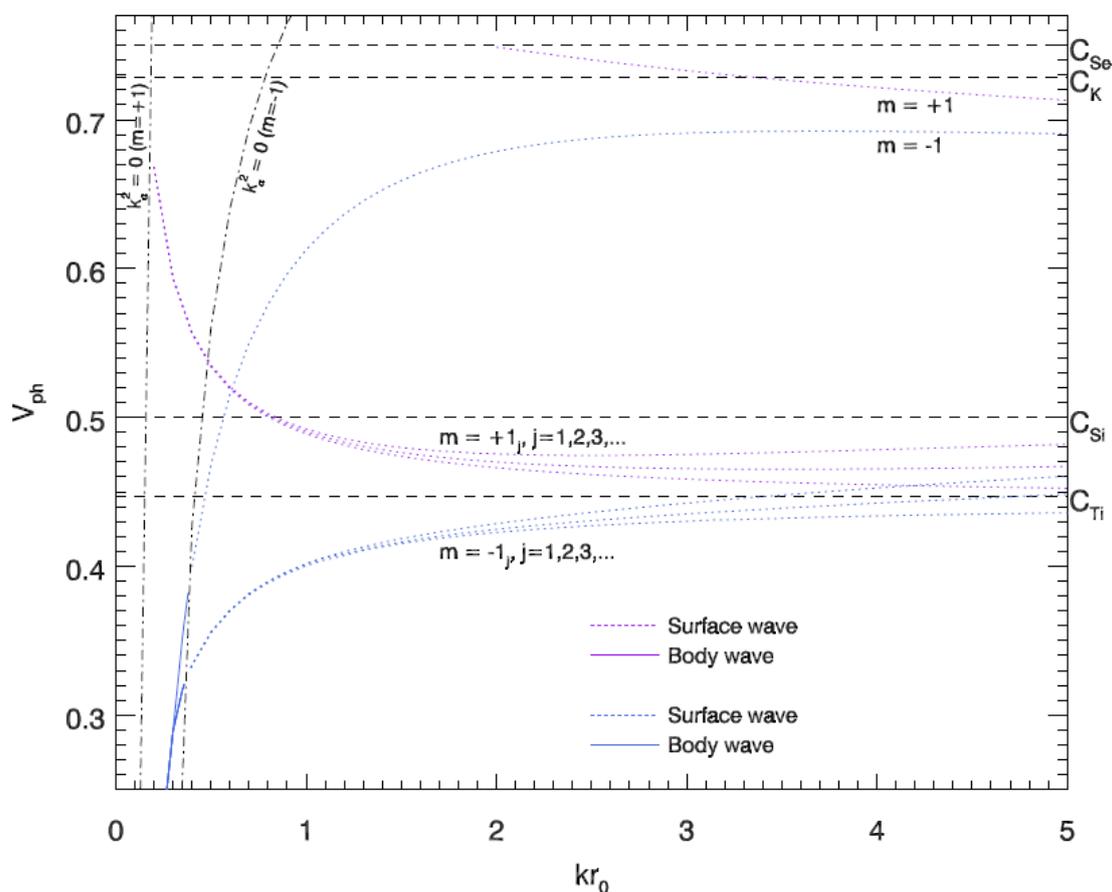


图 4.2 光球条件下 ( $C_{S_e} = 0.75V_{A_i}$ ,  $V_{A_e} = 0.25V_{A_i}$ ,  $C_{S_i} = 0.5V_{A_i}$ ), 对均匀扭转的强磁流管 ( $V_{A_i\phi} = 0.1$ ) 以无量纲波数  $kr_0$  给出扭结模 ( $m = \pm 1$ ) 的相速度曲线。  $C_K$ 、 $C_{S_i}$  ( $C_{S_e}$ ) 和  $C_{T_i}$  分别对应扭结、声速和管特征速度。  $k_\alpha^2(m = \pm 1)$  对应的点划线左侧 ( $k_\alpha^2 < 0$ ) 仅存在体波, 右侧 ( $k_\alpha^2 > 0$ ) 仅存在表面波。

$kr_0 \approx 0.35$  处,表面波的快慢扭结模都很接近;且  $kr_0 \rightarrow 0$  时,  $m = \pm 1$  的两种模相速度差异显著。在图4.3中,我们将扭结模  $m = \pm 1$  的归一化本征函数  $\xi_r$ 、 $P_T$  绘制为半径  $r_0$  的函数。

日冕条件下,类似的特征也出现在色散关系图 (4.4) 中。对快扭结表面波,  $m = -1_1$  模的相速度  $v_p$  略大于快扭结表面波  $m = +1_1$  模;  $m = \pm 1_2$  模的相速度几

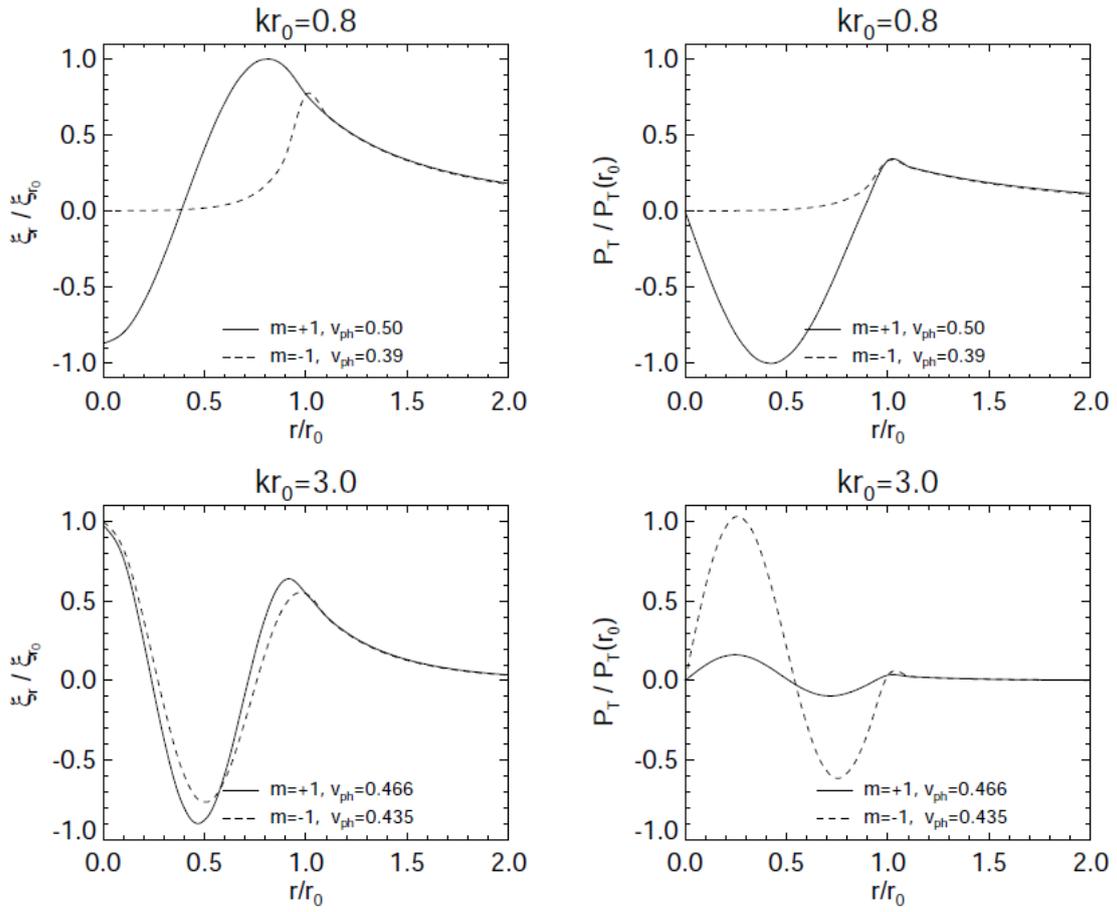


图 4.3 光球条件下 ( $C_{S_e} = 0.75V_{A_i}$ ,  $V_{A_e} = 0.25V_{A_i}$ ,  $C_{S_i} = 0.5V_{A_i}$ ,  $V_{A_i\phi} = 0.1$ ),  $\xi/\xi_{r_0}$  (左) 和  $P_T/P_T(r_0)$  的扭结模  $m = \pm 1$  的归一化本征函数。

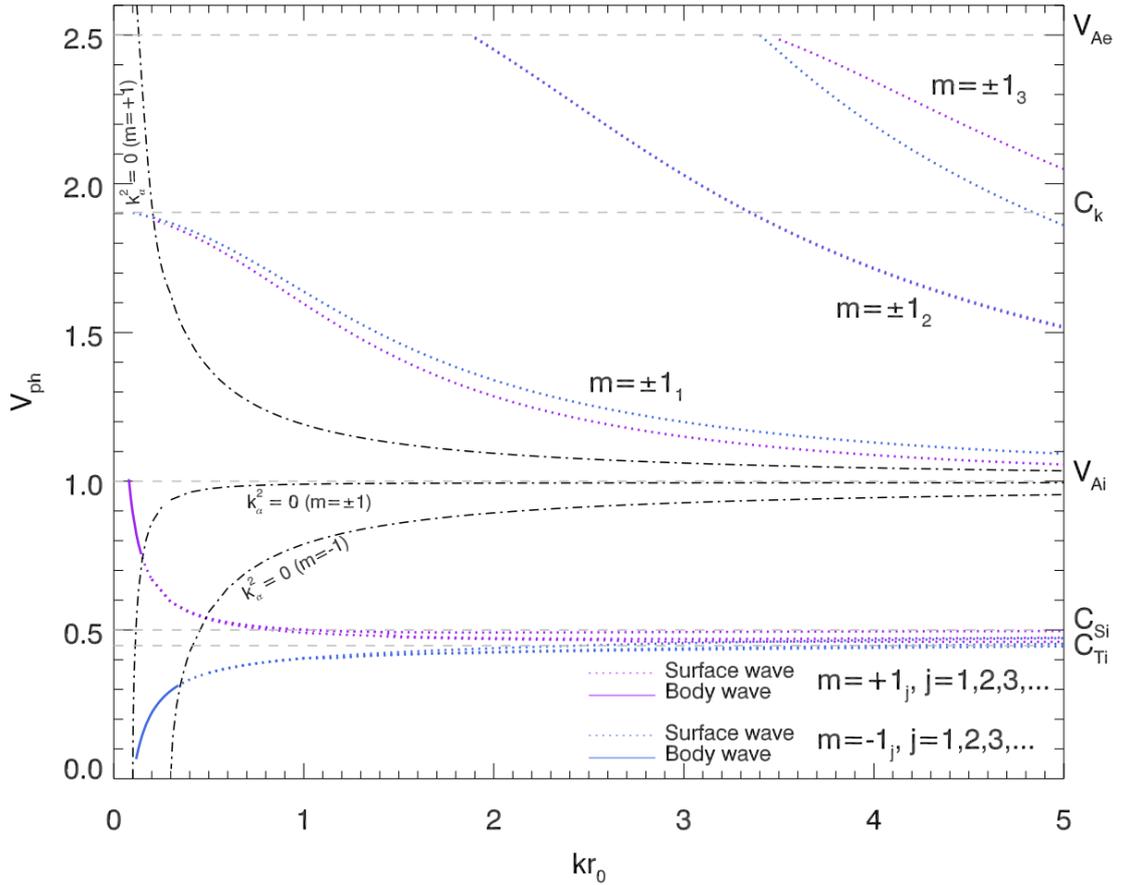


图 4.4 日冕条件下 ( $C_{S_e} = 0.25V_{A_i}$ ,  $V_{A_e} = 2.5V_{A_i}$ ,  $C_{S_i} = 0.5V_{A_i}$ ), 对均匀扭转的强磁流管 ( $V_{A_i\phi} = 0.1$ ) 以无量纲波数  $kr_0$  给出扭结模 ( $m = \pm 1$ ) 的相速度曲线。  $V_{A_i}$  ( $V_{A_e}$ )、 $C_k$ 、 $C_{S_i}$  ( $C_{S_e}$ ) 和  $C_{T_i}$  分别对应阿尔芬、扭结、声速和管特征速度。点划线对应图中  $k_\alpha^2 = 0$  位置, 上方是  $m = +1$  模, 下方是  $m = -1$  模, 中间为两者共同存在。对每种模 ( $m = +1$  或  $m = -1$ ), 体波 ( $k_\alpha^2 < 0$ ) 仅存在于曲线之间。

乎一致； $m = -1_3$  模的相速度小于  $m = +1_3$ 。  $m = +1_{2,3}$  模的相速度在  $V_{ph} = V_{Ae}$  处介质。对慢扭结表面波， $m = \pm 1$  模的相速度曲线在  $kr_0 \rightarrow 0$  时表现出混合的趋势；其中  $m = +1$  模趋向无穷大， $m = -1$  模趋向于零。此外，相对于略大于  $C_{Ti}$  的相速度位置，两组曲线近似对称。在图4.5中，我们将扭结模  $m = \pm 1$  的归一化本征函数  $\xi_r$ 、 $P_T$  绘制为半径  $r_0$  的函数。

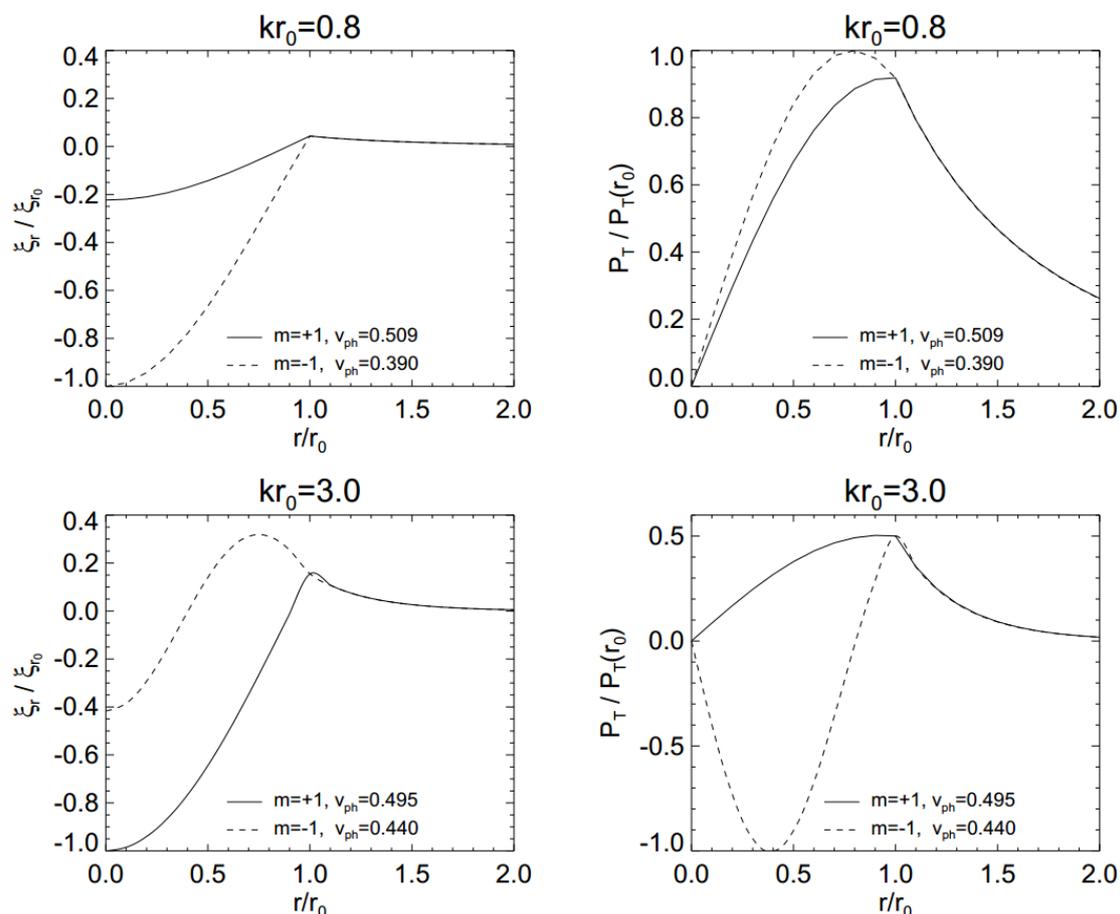


图 4.5 日冕条件下 ( $C_{S_e} = 0.25V_{A_i}$ ,  $V_{A_e} = 2.5V_{A_i}$ ,  $C_{S_i} = 0.5V_{A_i}$ ,  $V_{A_i\phi} = 0.1$ ),  $\xi/\xi_{r_0}$  (左) 和  $P_T/P_T(r_0)$  的扭结模  $m = \pm 1$  的归一化本征函数。

### 4.3.2 不可压缩介质

在不可压缩介质中，声速趋于无穷大，慢波管速度变为阿尔芬速度。快波不再存在，阿尔芬连续谱与慢波连续谱重合 (Bennett 等, 1999)。取外场  $B_e = 0.5\sqrt{B_0 z^2 + B_\theta^2}$  和  $B_\theta = 0.1B_{0z}$ 。图4.6为不可压缩扭转磁流管中扭结模  $m = \pm 1$  用无量纲波数  $k_{r0}$  表示的无量纲相速度  $V_{ph}$  的函数关系图。 $m = \pm 1$  的体波的相速度与阿尔芬速度  $V_{Az}$  显示出对称性。当  $k_{r0} \rightarrow 0$  时， $m = +1$  模的相速度趋近于无穷，而  $m = -1$  模则趋近于零。另外  $m = +1$  模的表面波在  $k_{r0} \rightarrow 0$  时表现出混合特征， $m = -1$  模的表面波在  $k_{r0} \approx 1.1$  时表现出混合特征。图4.7是扭结模  $m = \pm 1$  将  $\xi_r$ 、 $P_T$  由半径  $r_0$  给出的归一化本征函数。结果表明，各个模之间  $\xi_r$  和  $P_T$  的差异随着相速度差异的减小而减小。

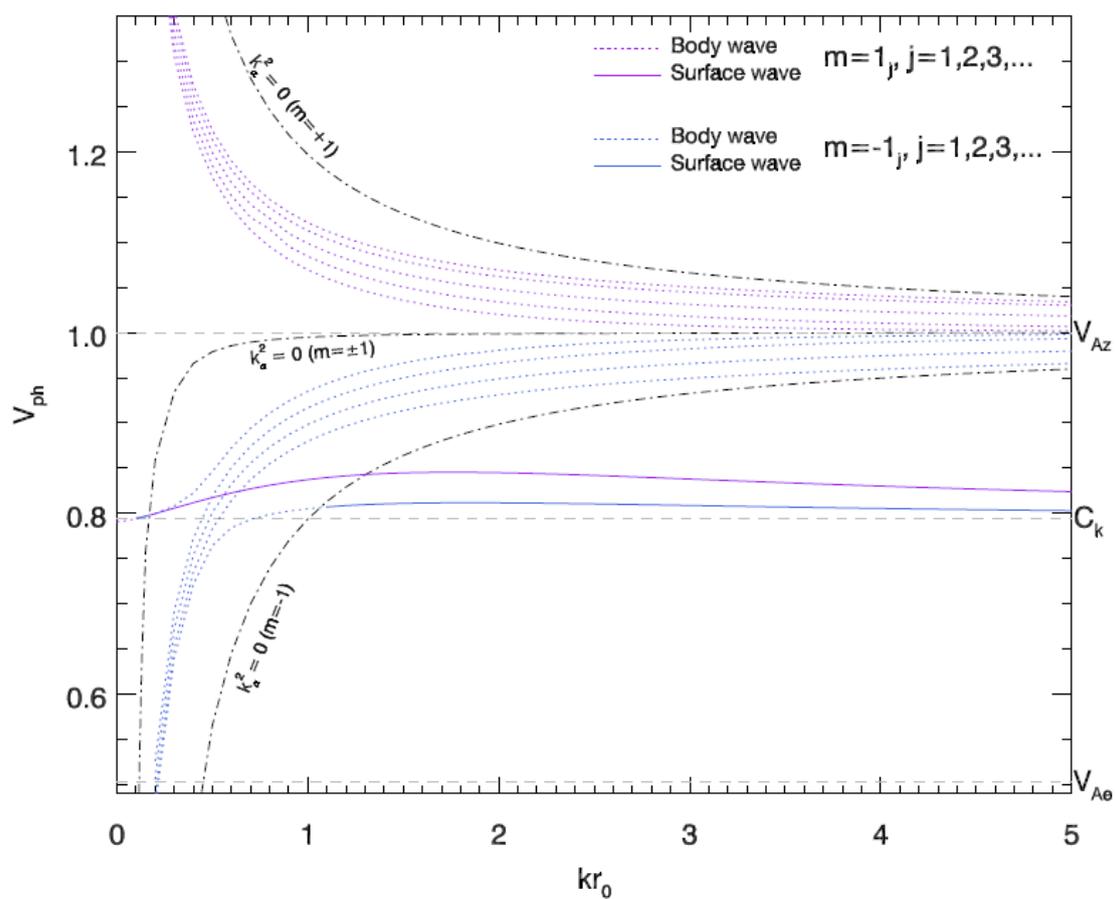


图 4.6 满足  $B_e = 0.5\sqrt{B_0 z^2 + B_\theta^2}$  和  $B_\theta = 0.1B_0 z$  时, 不可压缩扭转磁流管中扭结模  $m = \pm 1$  的  $k_{r0}$  与  $V_{ph}$  的函数关系图。

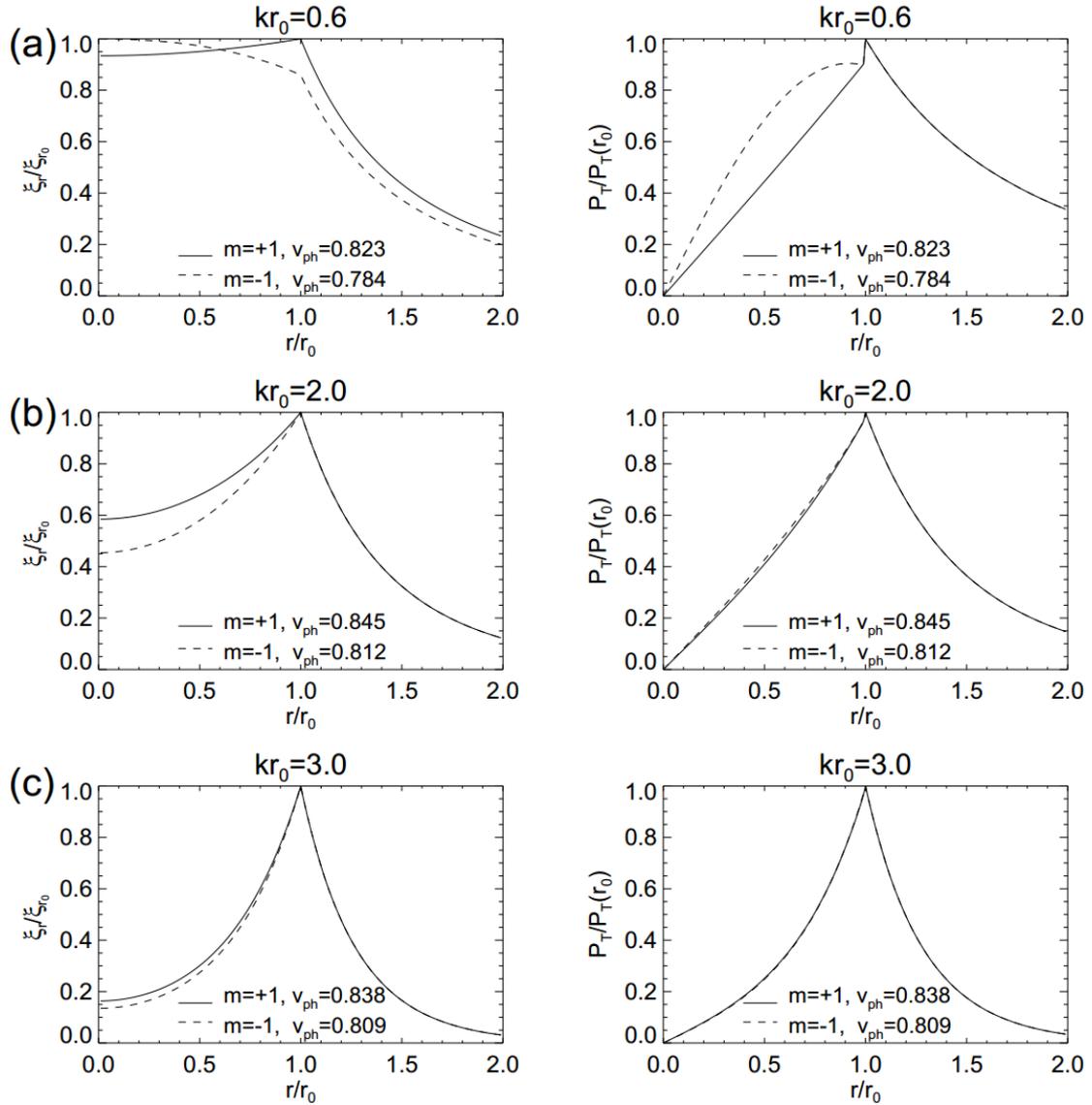


图 4.7 外场为  $B_e = 0.5\sqrt{B_0 z^2 + B_\theta^2}$  和  $B_\theta = 0.1B_0 z$ , 不可压缩介质中  $\xi_r/\xi_{r_0}$  (左) 和  $P_T/P_T(r_0)$  的扭结模  $m = \pm 1$  的归一化本征函数。

#### 4.4 波前旋臂结构模型

Kang 等 (2019) 将波前旋臂结构解释为在圆柱形均匀无扭转磁流管中传播的方位波模 ( $m = 0, 1, 2$ ) 的叠加。我们基于这一工作添加了磁扭转条件, 并研究了  $m = -1$  模的情形。竖直速度的内部振荡解 (表面波) (Erdélyi 等, 2010) 如下

$$v_z = -C_1 \left\{ \left\{ kr_0 - \frac{V_{Aiz} V_{ph}^2 (mV_{Ai\phi} + kr_0 V_{Aiz})}{V_{ph}^2 (C_{Si}^2 + V_{Ai}^2) - C_{Si}^2 V_{fB}^2} \right\} \left[ 1 - 2V_{Ai\phi}^2 \frac{m(1-\alpha) + \frac{2xM'(a,b,x)}{M(a,b,x)}}{k^2 r_0^2 (V_{ph}^2 - V_{fB}^2) (1-\alpha^2)} \right] \right\} \times \frac{x^{\frac{m}{2}} \exp^{-\frac{x}{2}} M(a, b, x) \exp^{i(kz+m\phi-\omega t)}}{kr_0 (V_{ph}^2 - V_{fB}^2)}, \quad (4.14)$$

其中  $C_1$  是任意常数,  $V_{ph} = \omega/k$  是相速度,  $V_{Aiz}$  和  $V_{Ai\phi}$  分别是内部阿尔芬速度在圆柱纵向和方位方向的两个分量,  $V_{Si}$  是内部声速以及

$$V_{fB} = \sqrt{\frac{m^2 V_{Ai\phi}^2}{k^2 r_0^2} + \frac{2m V_{Ai\phi} V_{Aiz}}{kr_0} + V_{Aiz}^2} \quad (4.15)$$

相速度  $V_{ph} = \omega/k$  由方程4.2和4.3导出。

在光球条件, 取  $V_{Ai} = 8182 \text{ m s}^{-1}$ ,  $C_{Se} = 1.2V_{Ai}$ ,  $V_{Ae} = 0.25V_{Ai}$ ,  $C_{Si} = 1.1V_{Ai}$  以及  $V_{Ai\phi} = 0.1V_{Ai}$ 。表4.1列出了  $m = \pm 1$  模在扭转磁流管中传播的波有关的所有相关参数。为了进行比较, 表4.1中还包括无扭转情况下  $m = +1$  波模。由于列出的三种模的  $k_\alpha^2 > 0$ , 它们都是从圆柱表面衰减的表面波。

图4.8表示扭转/无扭转磁流管中  $m = \pm 1$  波模的归一化  $V_z/V_z(r_0)$  与半径的函数关系。半径取定值时, 扭转磁流管中  $m = -1$  相应的  $V_z/V_z(r_0)$  始终具有最大值。图4.9绘制了光球以下  $d = 100$  公里处  $m = \pm 1$  波模的  $V_z$  在  $x - y$  平面的示意图。 $m = \pm 1$  模在取正阶和负阶时具有相反的相位关系, 在观测中体现为旋转方向相反。在形态上, 扭转/无扭转磁流管中  $m = +1$  的波形无明显差异。结果表明, 在线性微扰分析下磁扭转/无扭转对波前旋臂形态影响不大。

表 4.1  $m = \pm 1$  模在扭转磁流管中传播的波的相关参数

| 磁扭转 | $m$ | $C_{Si}$ | $C_{Ai}$<br>( $ms^{-1}$ ) | $C_{Ai\phi}$<br>( $ms^{-1}$ ) | $C_{Ae}$<br>( $ms^{-1}$ ) | $C_{Se}$<br>( $ms^{-1}$ ) | $T_{ph}$<br>( $ms^{-1}$ ) | $\omega$<br>(s) | $kr_0$ | $V_{ph}$<br>( $ms^{-1}$ ) | $k_\alpha^2$<br>$10^{-6}$ | $k$<br>$10^{-6}$ | $r_0$<br>(km) | $d$<br>(km) |
|-----|-----|----------|---------------------------|-------------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|-----------------|--------|---------------------------|---------------------------|------------------|---------------|-------------|
| 否   | +1  | 9000     | 8182                      | 818                           | 2045                      | 9818                      | 150                       | 0.042           | 3      | 5574                      | > 0                       | 7.51             | 399           | 100         |
| 是   | +1  | 9000     | 8182                      | 818                           | 2045                      | 9818                      | 150                       | 0.042           | 3      | 5524                      | > 0                       | 7.32             | 410           | 100         |
| 是   | -1  | 9000     | 8182                      | 818                           | 2045                      | 9818                      | 150                       | 0.042           | 3      | 5365                      | > 0                       | 7.81             | 384           | 100         |

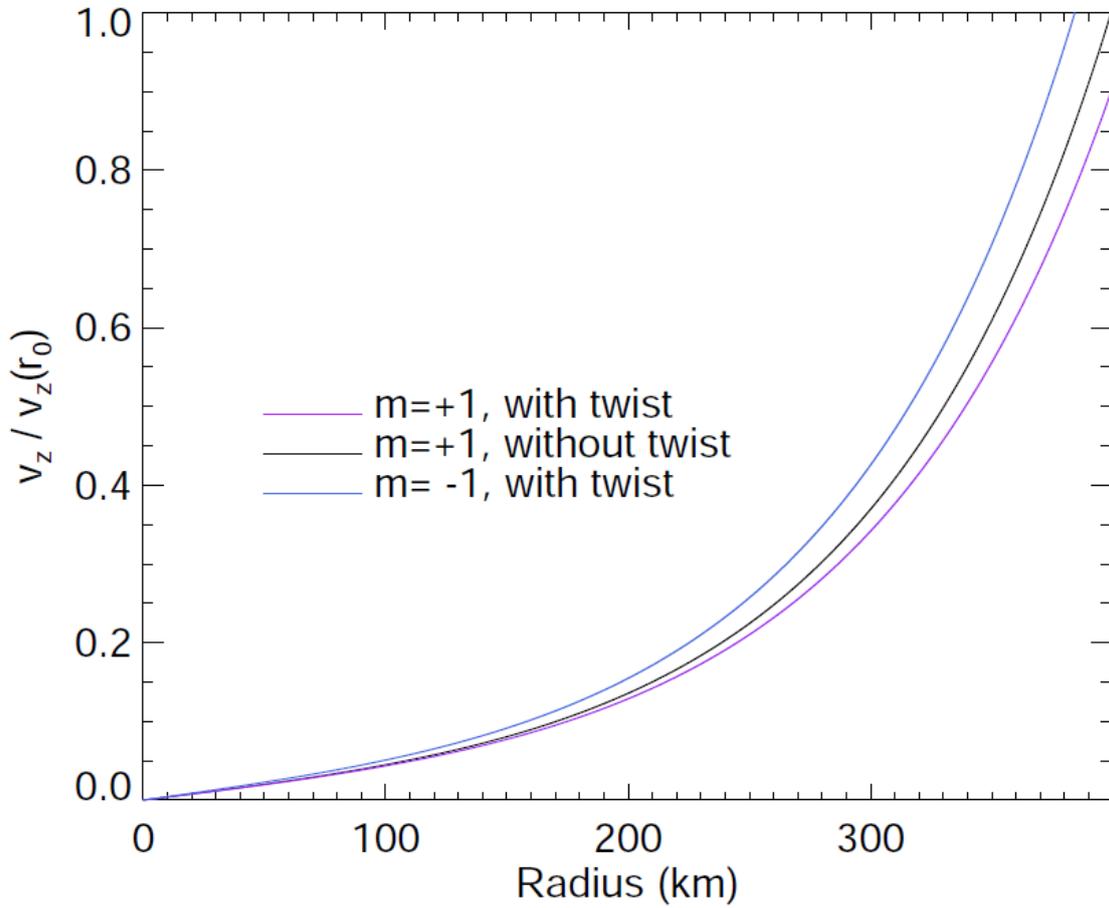


图 4.8 扭转/无扭转磁流管中  $m = \pm 1$  波模的归一化  $V_z/V_z(r_0)$  与半径的函数关系。

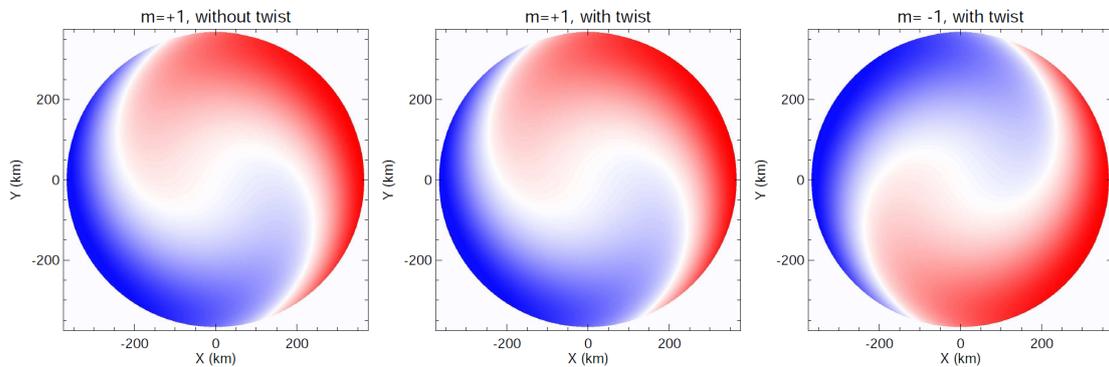


图 4.9  $m = \pm 1$  模的竖直速度分量  $V_z$  在  $x - y$  平面的示意图。

## 4.5 结论

在这项工作中，基于Erdélyi等(2010)的工作，我们推导了磁场下可压缩扭转磁流管中传播的 $m = -1$ 模磁声波的色散关系，并给出了包括磁扭转情形下 $m = -1$ 模的色散关系图。我们发现不可压缩扭转磁流管的稳定性分析也适用于可压缩情况。 $m = \pm 1$ 模是最重要的模，其中 $m = 1$ 模是两者中更不稳定的。我们给出了考虑了磁扭转和 $m$ 取负阶的完整的色散关系图。随后，我们重新研究了太阳黑子本影振荡的波前旋臂问题。主要结论如下。

1、在光球条件下， $m = \pm 1$ 模在有限的 $kr_0$ 处表现出快/慢模波相速度的巨大差异，这种差异随 $kr_0$ 的增加减小。

2、在日冕条件下， $m = \pm 1$ 模在有限的 $kr_0$ 处表现出慢模波相速度的巨大差异，而对快模波在有限的 $kr_0$ 处的差异很小。

3、在线性微扰的情况下，磁扭转/无扭转对本影振荡波前旋臂结构的形态无明显影响。方位模的正阶和负阶表明相位相反，在实际情况中表明旋臂结构的旋转方向， $m$ 的取值表示旋臂数量。

我们推测，太阳黑子内不同方位模磁声波在具有不同截止频率的复杂磁场结构的传播在波前旋臂的形成中起主要作用，波在沿波导的径向传播导致旋臂复杂的频率和空间分布。

## 第 5 章 本影振荡的观测研究

### 5.1 研究背景

尽管对太阳黑子振荡的研究已开展了半个世纪，但随着观测技术的不断进步，仍不乏新的现象被人们发现。本影振荡波前旋臂结构是近年来才被人们广泛关注的黑子振荡精细结构，它们突出的表现了本影振荡的水平传播过程。对黑子振荡的大量高分辨率观测表明，本影振荡的波前旋臂结构是普遍存在的。增加对这一结构在水平方向上传播性质的了解，是我们这项工作的主要研究目的。对本影振荡波前旋臂结构进行追踪并了解其演化过程，为分析黑子中的波在光球以下的形成机制，以及了解波在太阳黑子大气中的传播过程具有重要意义。

在观测研究方面，基于 Su 等 (2016b) 关于本影振荡波前旋臂结构可以穿过本影边界继续传播的工作，我们对一个具有四个本影的黑子中的振荡在不同本影之间的传播过程进行了研究。我们分析了振荡在这四个本影之间的相关性，以了解本影振荡在水平方向的传播过程。利用 BBSO/GST 提供的光球和色球图像，我们追踪了数据时间内所有本影振荡的波前轨迹，对比分析了四个本影中任意两个本影的振荡平均强度曲线，尝试寻找不同本影中振荡的联系。对波的分析主要通过色球  $H\alpha$  谱线，相速度滤波方法允许我们将本影振荡的波前同周围的大气背景区分开并研究其演化过程。观测结果表明，本影振荡不局限在光球和色球中，在太阳黑子的高层大气中也可以观测到。我们另外选取了一个黑子样本，对比两个黑子的本影振荡在竖直方向的传播过程并分析导致它们传播区别的影响因素。

### 5.2 本影振荡的水平传播过程

在这项工作中，我们利用光球线 (TiO) 和色球线 ( $H\alpha$ ) 对 2014 年 8 月 1 日活动区 NOAA AR 12127 的黑子 (记为黑子 1, 图 5.1 (a) 和 (b)) 进行了观测，在黑子 1 的四个本影中都发现了明显的振荡现象。观测表明，起源于一个本影的振荡可以传播到相邻的本影。基于已有的黑子振荡相关知识，不能确定振荡在不同本影之间的水平传播是真实的物理过程还是振荡在黑子中竖直接传播导致的视觉效果，我们尝试澄清这个问题。当我们尝试在更高层的大气中观察本影振荡过程时，在 SDO/AIA 提供的相同视场的图像中，本影振荡及其精细结构无法清晰的从周围背景中分辨出来。我们选取 2014 年 8 月 5 日活动区 NOAA AR 12132 的黑子 2 (图 5.1 (c) 和 (d))，将两个黑子高层大气中的图像进行对比分析。最后，使用 SDO/HMI 提供的光球磁场数据，利用两个黑子势场外推的磁场结果进行对比，以分析两个黑子中本影振荡在竖直方向传播的异同。

TiO & H $\alpha$  Image of BBSO/GST

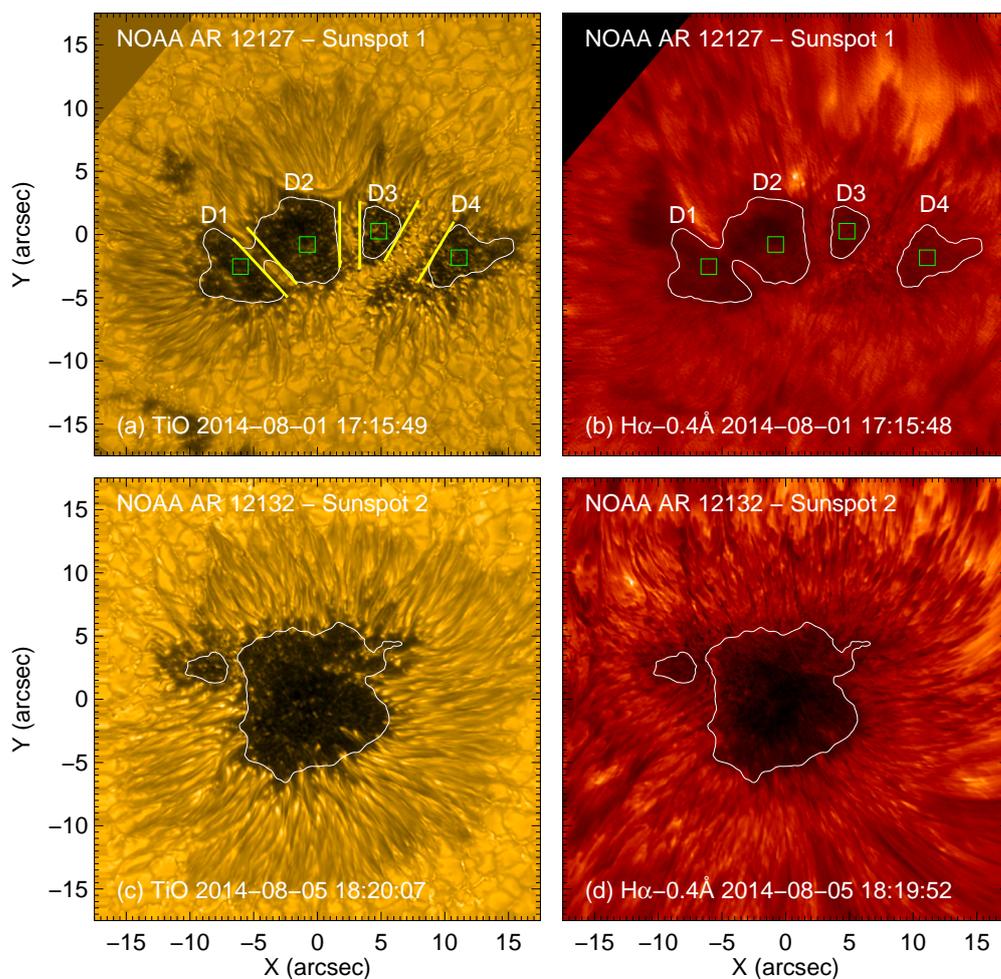


图 5.1 (a) 和 (b) 分别是 2014 年 8 月 1 日活动区 NOAA AR 12127 的光球 ( $7057 \text{ \AA}$ ) 和色球 ( $6563 \text{ \AA}$ ) 图像; (c) 和 (d) 分别是 2014 年 8 月 5 日活动区 NOAA AR 12132 的光球 ( $7057 \text{ \AA}$ ) 和色球 ( $6563 \text{ \AA}$ ) 图像。白色等高线表示本影区域, 在 (a) 和 (b) 中从左至右分别记为 D1、D2、D3、D4, 以用来区分四个本影; 绿色方框表示本影中心, 最初选取这一区域的平均振荡强度用来对比分析; 对称的黄线用来估计亮桥的宽度。

表 5.1 相关系数和相位延迟

| 本影       | D1&D2  | D2&D3   | D3&D4  | D1&D3     | D2&D4 | D1&D4 |
|----------|--------|---------|--------|-----------|-------|-------|
| 相关系数（局部） | 13.97% | 15.55 % | 34.24% | 8.95%     | 1.39% | 4.45% |
| 相关系数（全部） | 16.05% | 18.62 % | 33.68% | 1.91%     | 8.29% | 7.03% |
| 相位延迟     | 90°    | —       | 180°   | ~0°; 180° | 90°   | 180°  |

### 5.2.1 不同本影中振荡的相关性

在处理后的  $H\alpha$  数据中，我们分析了位于四个本影中心的每个绿框的振荡平均强度曲线。绿框在接近本影中心的磁力线的倾角较小的位置上，我们最初倾向于在这里寻找具有最大功率的本影振荡。考虑到局部太阳活动对分析可能的影响，最终选取的是整个本影的振荡平均强度曲线。图5.2 (a) 和 (b) 分别是任意两个绿框的振荡平均强度曲线和任意两个本影的振荡平均强度曲线。四个本影的振荡平均强度曲线约有 12–15 个峰，每个峰对应约 3 分钟的本影振荡周期，与总数据长度 40 分钟一致。另外，上侧的三对曲线对应两个相邻本影的振荡平均强度曲线，下侧的三对曲线对应两个非相邻本影的振荡平均强度曲线。我们给

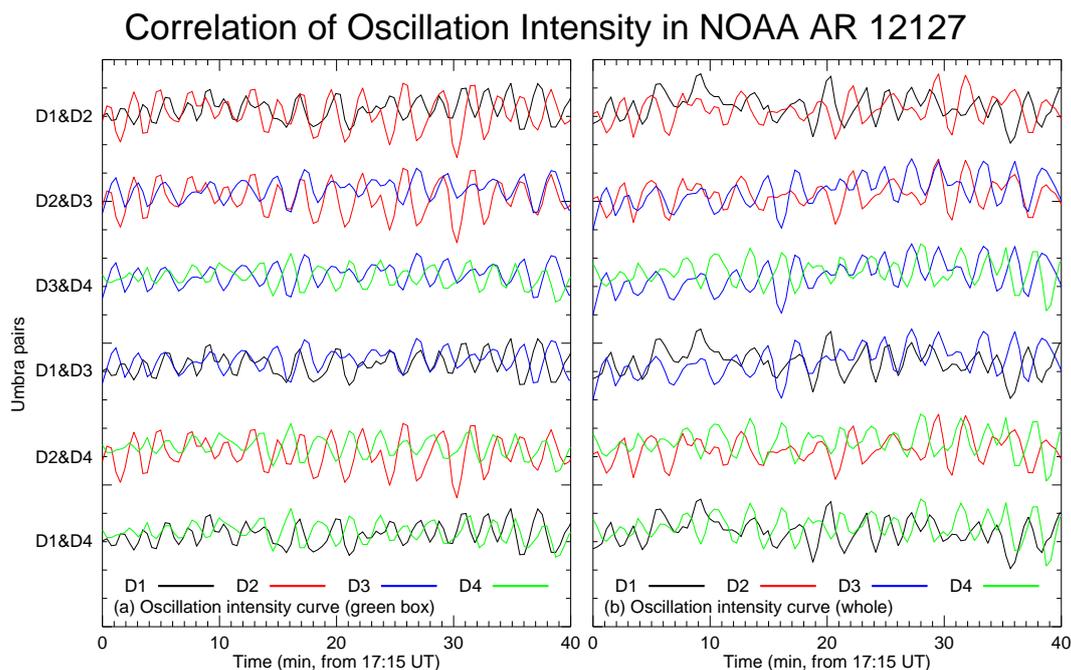


图 5.2 NOAA AR 12127 中任意两个本影：D1&D2、D2&D3、D3&D4、D1&D3、D2&D4 和 D1&D4 的振荡强度。左侧从上到下为对比的两对曲线，横轴为数据时间。图5.2 (a) 为绿框的振荡强度曲线，图5.2 (b) 为整个本影的振荡强度曲线。

出了任意两个本影振荡平均强度曲线的相关系数（表5.1）。

总体而言，相关系数均小于 50%，说明任意两个本影中振荡的相关性较弱，且任意相邻本影的振荡相关性显著高于任意非相邻本影的振荡相关性。在所有的相邻本影中，D1 和 D2 具有最低的相关系数，我们推测原因来自出现在本影

D1 上方的喷流 (Su 等, 2016b), 这也是我们重新选取分析区域的原因之一。在之后所提及的所有振荡平均强度曲线均以整个本影作为分析区域。在所有的本影中, D3 和 D4 具有最高的相关性。

在此基础上, 我们利用互相关分析方法研究了任意两个本影中振荡平均强度的时间延迟。如图 5.3 (a) - (f) 所示, 在  $\pm 3\text{min}$  范围内本影 D1&D2 和 D3&D4 的相关性强于其他四对, 相关性最大可达 0.4。本影 D2&D3、D2&D4、D1&D4 的相关性略弱于上述两对, 其中 D1&D3 的相关性最弱, 小于 0.1。

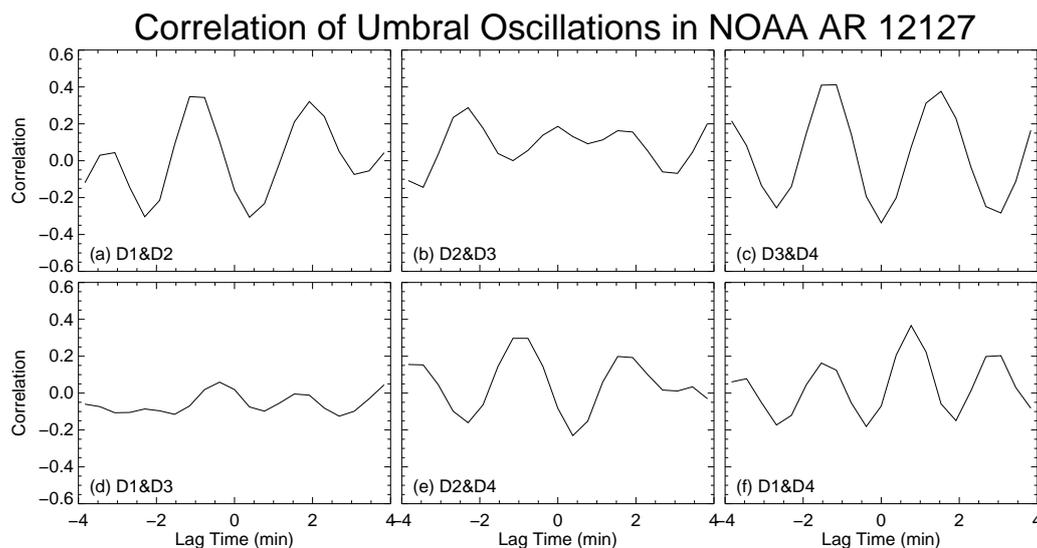


图 5.3 任意两个本影中振荡平均强度的时间延迟。

傅立叶变换 (The Fourier Transform) 是一种广泛用于对时间序列进行信号分析的工具。小波变换 (The Waveletform) 进一步将时域扩展到时域-频域, 能够更有效地在信号中提取周期频率等特征。对于连续时间序列, 通常采用连续小波变换 (Continuous Wavelet Transform, CWT) 进行数据分析。为了分析感兴趣的时间序列中特定振荡强度的相关性, 两个 CWT 构建的交叉小波变换 (Cross Wavelet Transform, XWT) (Grinsted 等, 2004) 允许我们获取它们的共同功率和相位关系。我们使用交叉小波变换分析任意两个本影中振荡平均强度曲线的相位相关性。图 5.4 (a) - (f) 是任意两个本影振荡平均强度曲线 (共六组) 的交叉小波变换。其中, 纵轴表示振荡周期, 横轴表示从 17:15 UT 开始的数据时间, 颜色条表示所占成分的相对强度。在轮廓线表示 95% 置信区间中, 整个数据期间 (约 40 分钟) 内, 六组曲线的显著共同周期在 90–250 秒 (1.6–4.3 分钟) 期间。此外在具有最强的共同周期的区域内, 本影 D1&D2 和 D2&D4 的相位差约为  $90^\circ$  (箭头向上); 本影 D3&D4 主要相位差约为  $180^\circ$ ; D2&D3 不存在普遍的相位差。结合图 5.3 也可以看出, 本影 D3&D4 和 D1&D4 在 0–20 分钟的时间范围内表现出相反相位; 本影 D1&D3 在 15–20 分钟的时间范围内表现出相同相位, 在 32–40 分钟的时间范围表现出相反相位。

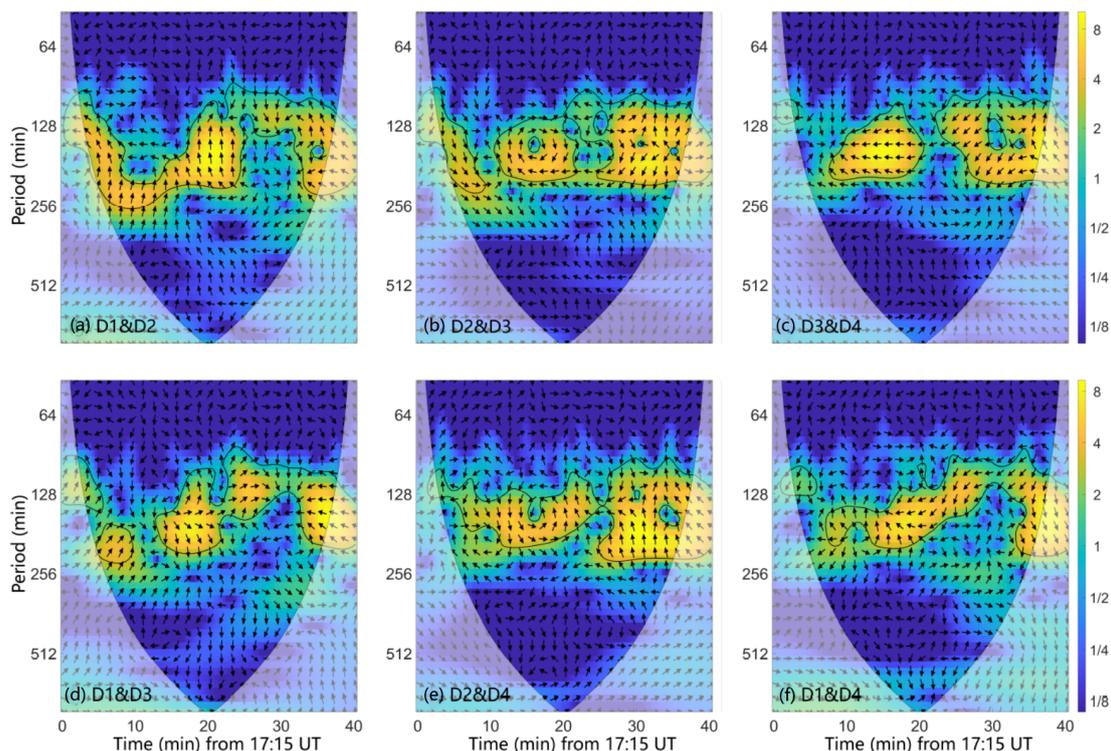


图 5.4 图 (a) - (f) 是为每对本影振荡平均强度曲线进行的交叉小波变换，轮廓线表示相对噪声的 95% 置信水平。相位差如箭头所示（向右表示相同相位，向左表示相反相位）。

### 5.2.2 振荡在本影与本影之间的传播

在 40 分钟的观测数据内，我们观测到许多次相邻本影之间的振荡传播事件。我们记录了振荡传播的两个本影序号和发生时刻，结果如表 5.2 所示。振荡在不

表 5.2 振荡在不同本影之间传播的时刻

| 传播轨迹  | 时刻 (分: 秒)                                                                                                                                                      |
|-------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| D1→D2 | 17:42-18:05 19:35-19:58 13:23-23:45 25:16-26:24 27:55-28:40 30:34-30:56 34:21-35:06 37:00-37:22 44:56-45:19 47:13-47:35                                        |
| D2→D1 | 15:48-16:11 17:19-17:42 19:13-19:35 24:31-24:53 34:06-35:29 38:53-39:16 40:24-40:47 42:17-42:40 43:48-44:34<br>46:04-46:27 47:58-48:21 49:29-49:52 52:30-52:53 |
| D2→D3 | 16:57-17:19 25:39-26:24 27:32-28:18 29:48-30:56 33:58-35:06 36:14-37:22 38:31-38:53 45:42-47:13 52:08-53:16 54:01-55:32                                        |
| D3→D2 | 19:01-20:44 21:52-23:23 26:24-27:32 31:42-32:27 35:29-35:52 38:53-39:16 49:29-50:37 54:24-54:57                                                                |
| D3→D4 | 17:42-18:50 36:14-37:00                                                                                                                                        |
| D4→D3 | 21:06-21:29 25:39-26:24 32:05-33:13 41:55-42:40 42:17-42:40 44:34-45:19                                                                                        |

同本影中的传播事件大多数发生在本影 D1&D2、D2&D3，只有少数事件发生在本影 D3&D4。我们选择两个典型事件进行追踪分析（图 5.5）。为了将本影振荡的波前轨迹与背景明显区分，我们对  $H\alpha-0.4 \text{ \AA}$  图像进行了相速度滤波，速度范围选取为  $v > 14 \text{ km s}^{-1}$ 。

第一个典型事件是振荡波前从本影 D1 传播到 D2（17:33:35–17:36:14 UT），如图 5.5 (a) - (h) 所示。在图 5.5 (a) - (b) 中，振荡的波前首先出现在 D1 的左侧并顺时针旋转。图 5.5 (c) 中波前到达本影 D1 的下边界，然后开始传播到图 5.5 (d) 中本影 D2 的下边界。在图 5.5 (e) - (h) 中，波前已完全进入本影 D2 并在其中顺时针旋转。

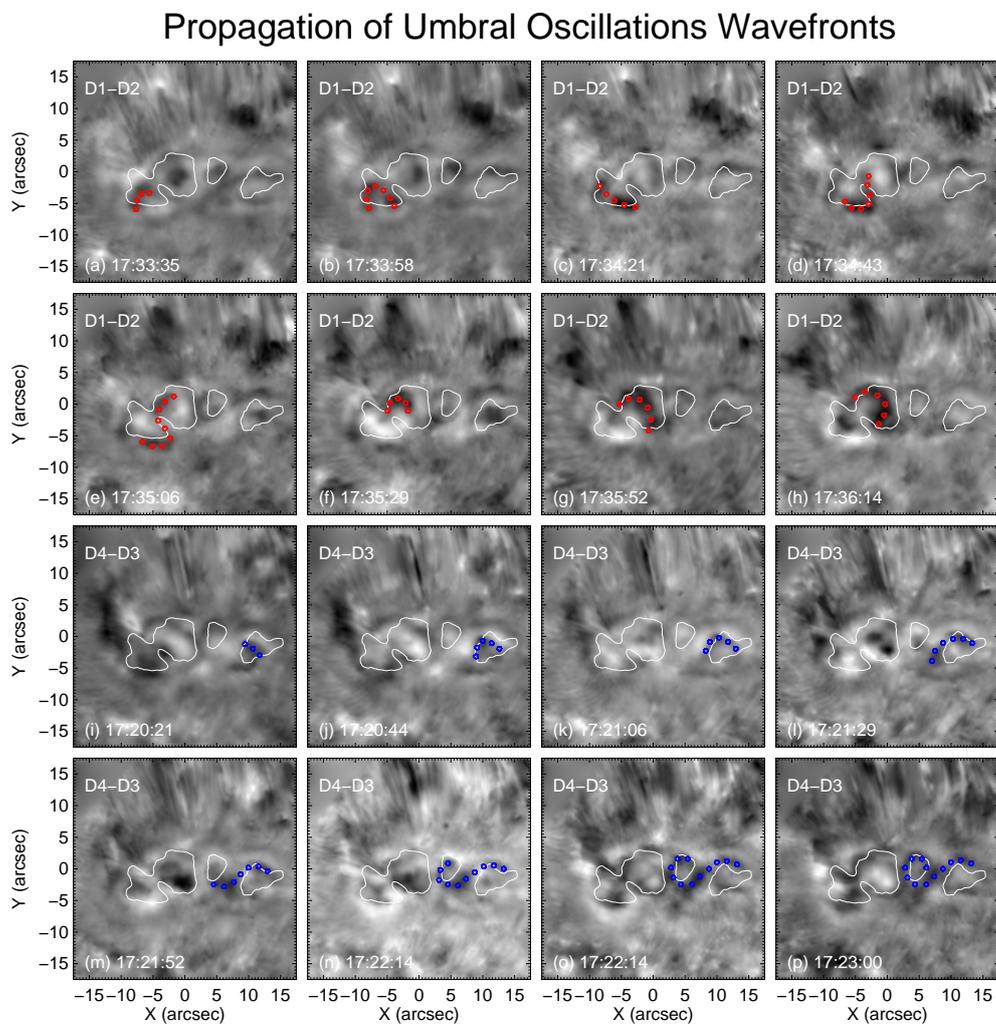


图 5.5 发生在 2014 年 8 月 1 日活动区 NOAA AR 12127 的黑子 1 中的振荡在相邻本影中的传播过程。图 (a) - (h) 追踪了振荡波前从本影 D1 传播到 D2 (17:33:35-17:36:14 UT), 其中红色圆圈表示本影振荡波前旋臂结构; 图 (i) - (p) 追踪了振荡波前从本影 D4 传播 D3 (17:20:21-17:23:00 UT), 其中蓝色圆圈表示本影振荡波前旋臂结构。

第二个典型事件是振荡波前从本影 D4 传播到 D3 (17:20:21-17:23:00 UT), 如图5.5 (i) - (p) 所示。振荡波前首先出现在本影 D4 的中间位置, 然后逆时针向其下边界旋转 (图5.5 (i))。随后波前到达图5.5 (j) - (l) 中本影 D4 的左边界, 进一步的继续传播到图5.5 (m) 本影 D3 的左下边界。在图5.5 (n) - (p) 中, 波前已完全进入本影 D3, 并在其中旋转演化。这两个事件的选取由于其具有相对最为清晰的传播过程, 使我们得以详细的了解振荡从一个本影传播至相邻本影的具体过程。

### 5.3 本影振荡的竖直传播过程

位于 2014 年 8 月 5 日活动区 NOAA AR 12132 的黑子 2 被选取出来 (图5.1 (c) 和 (d)), 同黑子 2014 年 8 月 1 日活动区 NOAA AR 13127 的黑子 1 对比分析, 用于研究振荡在太阳黑大气中竖直传播的异同。

#### 5.3.1 在色球和过渡区中观测本影振荡

我们在  $H\alpha$  (色球) 和  $304 \text{ \AA}$  (过渡区) 图像中对比了黑子 1 和黑子 2 的本影振荡。同样的, 为了将振荡与周围的大气背景进行区分, 我们使用的是相速度滤波图像 ( $v > 14 \text{ km s}^{-1}$ )。我们随机选取了四个时刻的两个黑子的图像, 在其中寻找本影振荡的波形。在黑子 1 的色球图像 (图5.6 (a) - (b)) 中, 本影振荡的波前旋臂出现在本影周围的深色区域中; 在过渡区图像 (图5.6 (e) - (h)) 中的本影附近, 不存在与色球图像中相似的结构。在黑子 2 的色球图像 (图5.6 (i) - (l)) 中, 可以清晰的观察到本影振荡波前旋臂结构 (以黄色圆圈表示), 在过渡区图像 (图5.6 (m) - (p)) 中仍可清晰辨别。这表明在随机选取的四个时刻中, 黑子 2 的大气中存在从色球高度传播到过渡区高度的振荡。考虑到波在竖直方向上传播的时间延迟, 两个波段图像中的对应时刻不同。对比两个黑子在竖直方向的传播差异, 这可能暗示了黑子 1 中本影振荡在大气的竖直传播受到了阻碍; 另外一种可能则是黑子 1 的大气中不存在可供振荡传播的波导。

#### 5.3.2 从光球到日冕中的本影振荡功率

利用频率滤波, 我们对两个黑子从光球到过渡区的振荡功率分布进行了分析。图5.7包含了  $\text{TiO}$ 、 $H\alpha-1.0$ 、 $-0.8$ 、 $-0.6$ 、 $-0.4$ 、 $-0.2$ 、 $-0.0 \text{ \AA}$  和  $304 \text{ \AA}$  图像中两个太阳黑子的 3 分钟振荡功率图。图5.7 (a) - (e) 表明, 振荡功率随着高度的增加而增加, 最强的功率出现在  $H\alpha-0.4 \text{ \AA}$  图像中。在这之后, 高度继续增加, 功率强度开始衰减。另外值得注意的是, 在两个黑子的分析区域中, 在  $304 \text{ \AA}$  图像中都检测到了 3 分钟的振荡功率。但分布区域已经开始出现显著区别, 图5.7 (h) 和 (p) 表明, 黑子 1 的 3 分钟振荡功率已经开始在水平方向上向本影之外泄露, 但黑子 2 的 3 分钟振荡功率明显局限在本影之内。事实上, 在图5.7 (p) 的右下角有极其轻微功率泄露, 但这一趋势在更高的高度才更加明显 (图5.9)。

利用  $304 \text{ \AA}$ 、 $171 \text{ \AA}$ 、 $193 \text{ \AA}$  和  $211 \text{ \AA}$  数据, 我们得到了两个黑子的振荡傅里

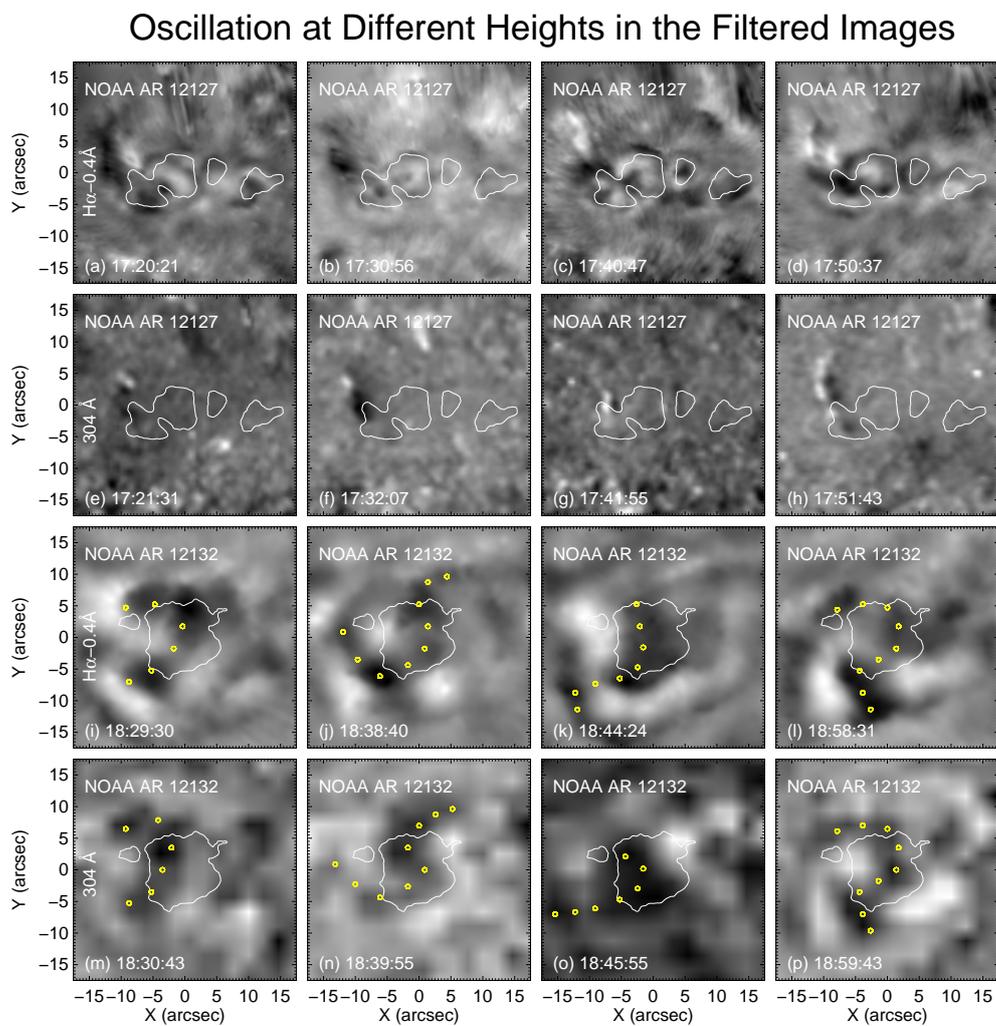


图 5.6 本影振荡从色球传播到过渡区。(a) - (h) 是活动区 NOAA AR 12127 的色球和过渡区的速度滤波图像 ( $v > 14 \text{ km s}^{-1}$ ); (i) - (p) 是活动区 NOAA AR 12132 的类似图像, 黄色圆圈表示波前。

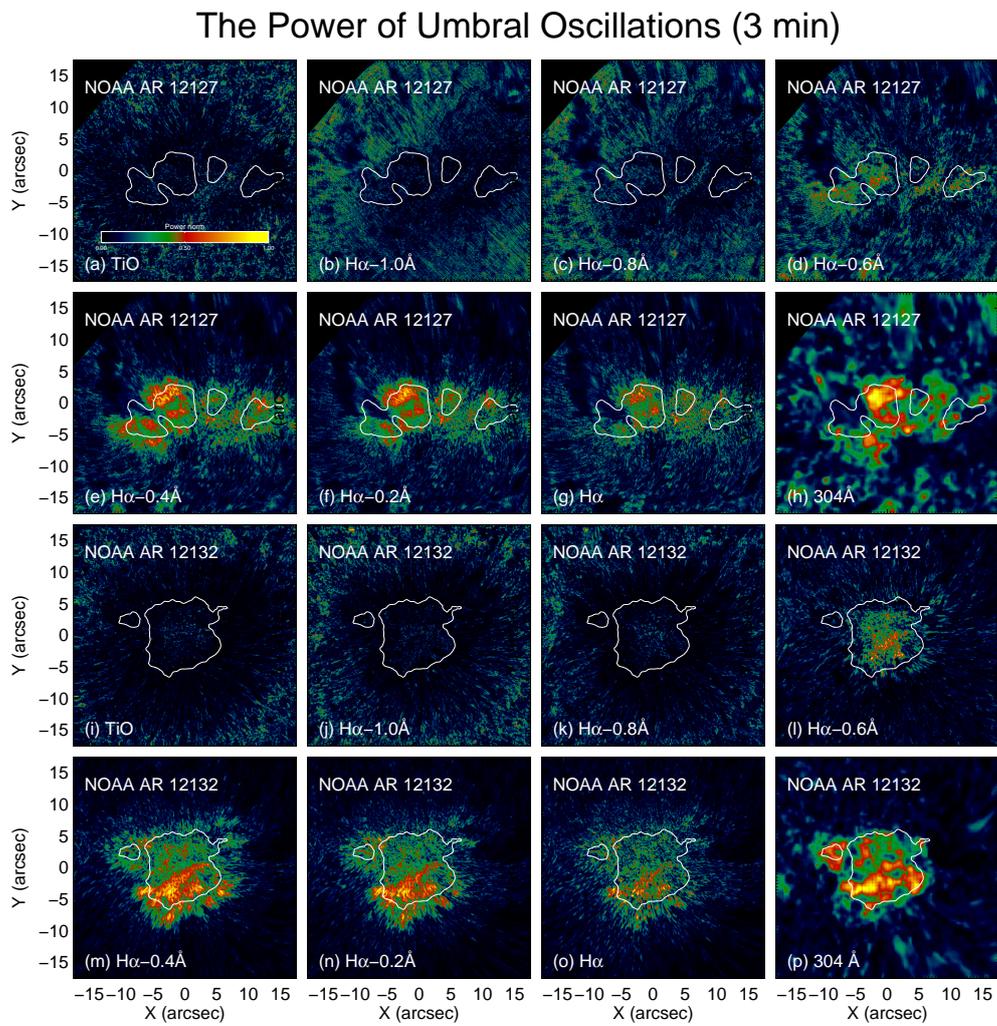


图 5.7 (a) - (h) 是活动区 NOAA AR 12127 中振荡功率分布的频率滤波（对应周期约 3 分钟）图像，对应高度为光球（TiO）、色球（H $\alpha$ ）和过渡区（304  $\text{\AA}$ ）；(i) - (p) 是活动区 NOAA AR 12132 的类似图像。

EUV Image of SDO/AIA in NOAA AR 12127

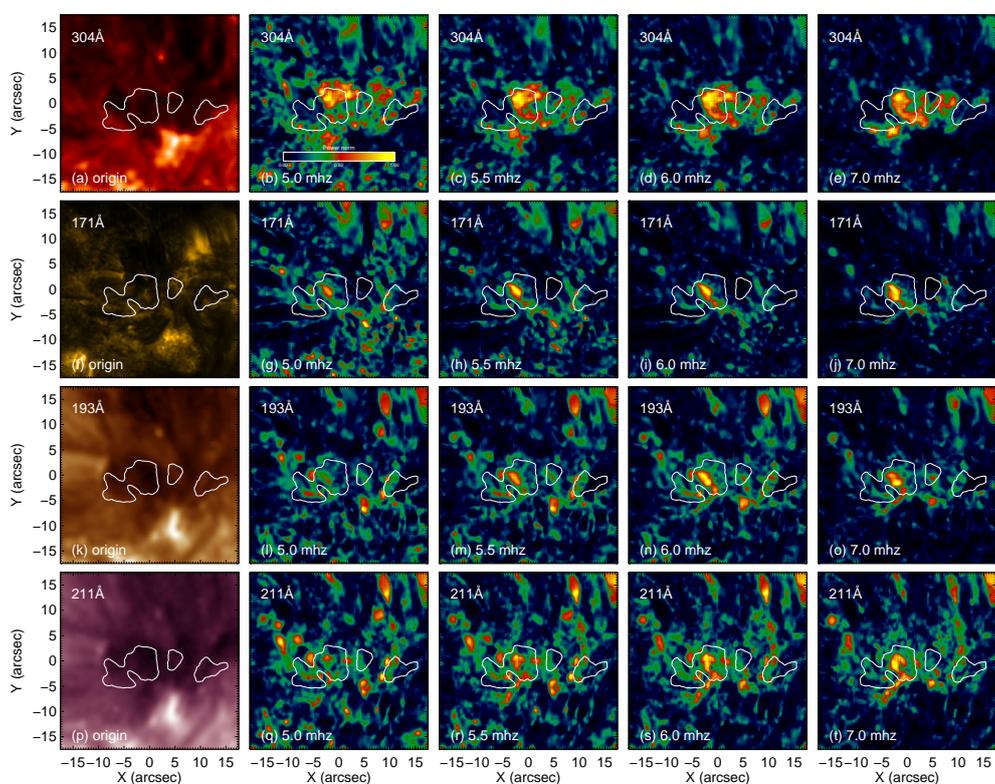


图 5.8 第一列是活动区 NOAA AR 12127 四个波段的原始图像，高度从过渡区到日冕；右四列是以 5、5.5、6、7 毫赫兹为中心频率的傅里叶功率的空间分布。

EUV Image of SDO/AIA in NOAA AR 12132

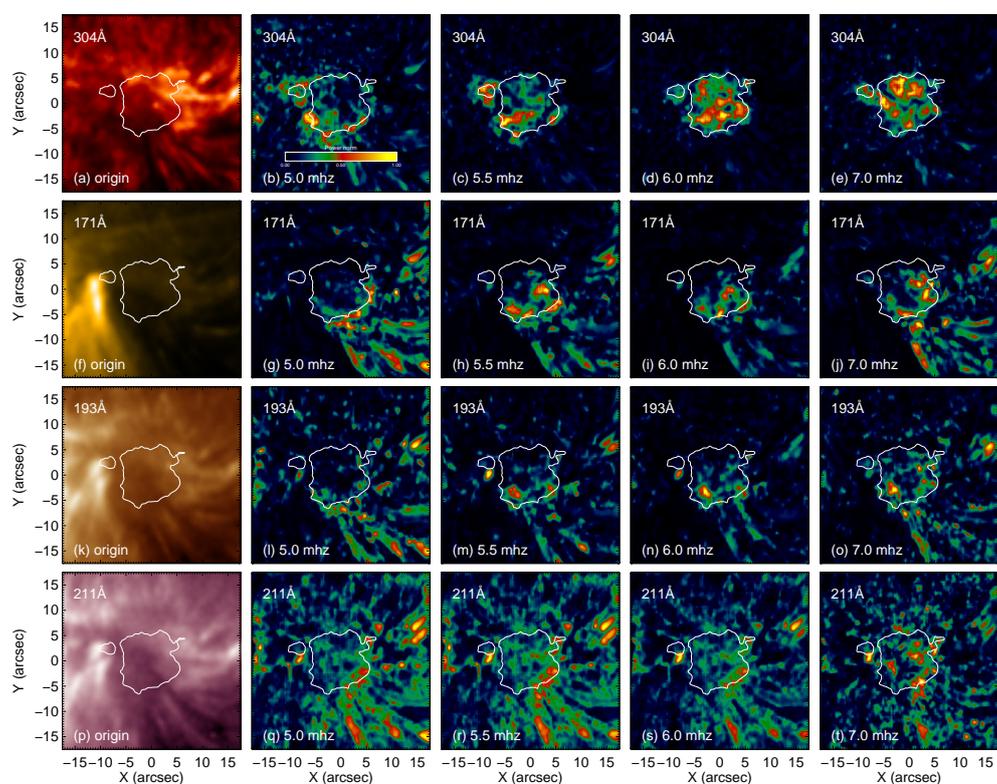


图 5.9 第一列是活动区 NOAA AR 12132 四个波段的原始图像，高度从过渡区到日冕；右四列是以 5、5.5、6、7 毫赫兹为中心频率的傅里叶功率的空间分布。

叶功率谱，其中心频率为 5、5.5、6、7 毫赫兹（周期约为 3.33、3.03、2.78、2.38 分钟）。图 5.8 左侧第一列是黑子 1 对应波段的原始图像，右边四列则是对应波段四个中心频率的功率分布；图 5.9 是黑子 2 的类似图像。

对比图 5.8 和图 5.9 右侧四列的滤波图像能看出，黑子 1 的振荡功率分布向四周弥散，大致集中在本影 D2 及其周围区域；黑子 2 的振荡功率主要分布在本影和本影向右下方方向的延伸。在黑子 1 中，随着高度的增加，振荡功率的分布在水平方向上逐渐弥散，并不局限于本影及其附近的位置。这种趋势在  $193 \text{ \AA}$  和  $211 \text{ \AA}$  图像中尤其明显。在黑子 2 中，这种趋势在  $211 \text{ \AA}$  图像中才开始出现。这可能意味着，同黑子 1 相比，黑子 2 的振荡功率向水平泄露的趋势尽管也存在，但发生在更高的高度上。我们进一步分析两个黑子的磁场结构，尝试解释这种趋势和功率分布的差异。

#### 5.4 两个黑子的磁场结构

基于上述分析，我们以 SDO/HMI 提供的光球磁场数据为边界条件，利用势场外推重建了两个太阳黑子的磁场结构（图 5.10 (a) 和 (b)）。两个区域选取的网格尺寸为  $500 \times 400 \times 400$ ，每个网格尺寸为 360 千米。由于我们感兴趣的中心区域位于黑子本影，因此两幅图像主要为源自本影的磁力线。

如图 5.10 (a) 和 (b) 所示，两个黑子本影磁力线的高度存在显著差异；在同一高度下，黑子 1 具有封闭的磁场结构，而黑子 2 具有开放的磁场结构。Bloomfield 等 (2007) 指出太阳黑子振荡是由沿着太阳黑子磁力线传播的慢磁声波引起的。与黑子 1 的磁力线相比，黑子 2 的磁力线倾角更小，允许振荡传播到更高的高度。图 5.10 (c) 和 (d) 是包含两个黑子（白框）的  $171 \text{ \AA}$  图像，能够看出在本影附近区域，以两个黑子为足点的日冕环具有明显的高度差异。与磁场结构一致，黑子 2 中的物质和振荡受到磁力线的引导，在竖直方向可以达到更高的高度。

重新考虑图 5.6 中， $H\alpha$  图像中明显可见的黑子 1 的振荡在  $304 \text{ \AA}$  图像中无法识别；黑子 2 在  $H\alpha$  图像和  $304 \text{ \AA}$  图像中具有高度相似的振荡波形。这表明当黑子 1 的磁场线到达过渡区 ( $304 \text{ \AA}$ ) 时，闭合的磁场结构不再为振荡提供波导；在相同高度下，黑子 2 的磁力线仍具有开放的结构，这使得振荡在竖直方向上传播到比黑子 1 更高的高度。

这也可以用来解释图 5.8 和图 5.9 中功率分布的差异。黑子 1 的磁力线随着高度的增加逐渐封闭，振荡的能量只能在水平方向上向周围泄露。黑子 2 的磁力线随着高度的增加，封闭的趋势更加缓慢，因此振荡功率分布在从图的中心向右下方延伸的位置，这与图 5.10 (b) 中磁力线的趋势一致。磁力线的结构导致了两个太阳黑子中振荡竖直传播的差异。

## Magnetic Field Structure of Two Active Regions

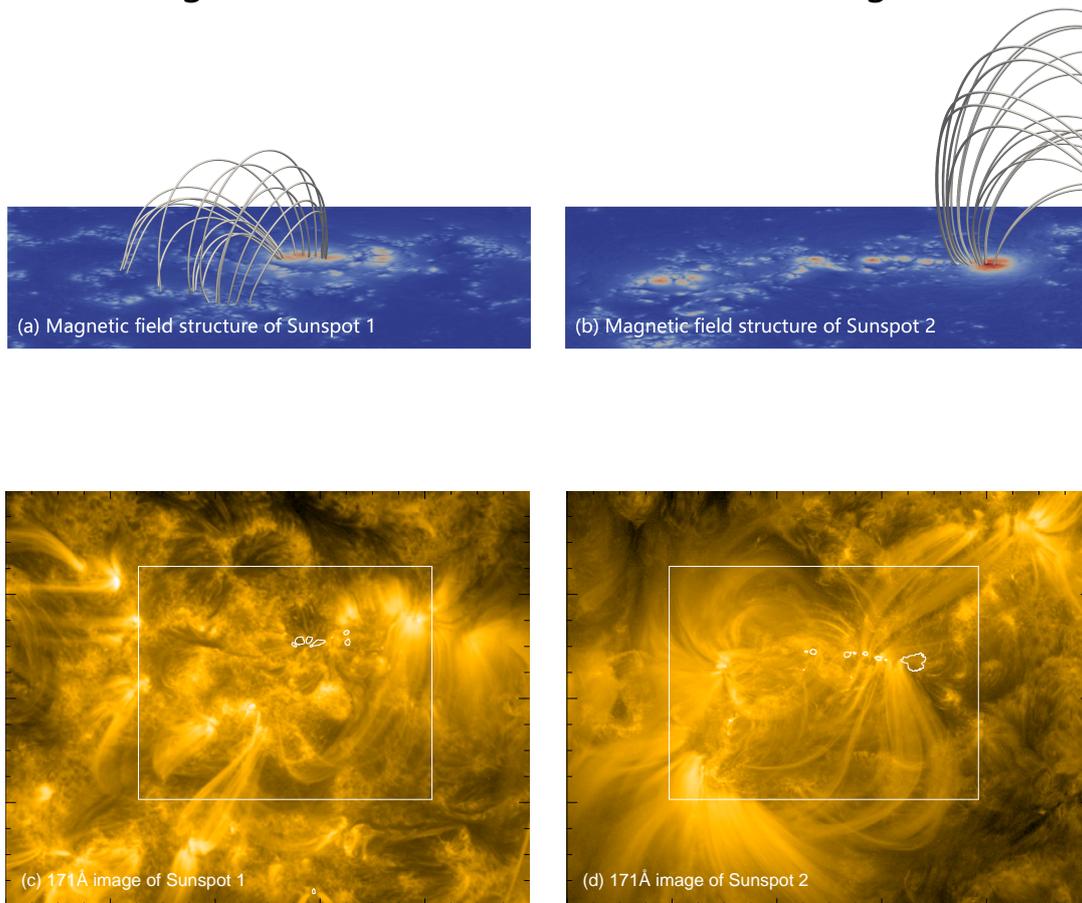


图 5.10 (a) 和 (b) 是通过势场外推得出的包含 NOAA AR 12127 和 NOAA AR 12132 的区域的磁场结构。它们的视场为 180,000 千米 × 144,000 千米，最大高度为 180,000 千米。(c) 和 (d) 是两个太阳黑子的 171 Å 图像，视场范围与 (a) 和 (b) 相同，其中白色方框表示之前进行分析的视场，白色轮廓线表示本影。

## 5.5 讨论

### 太阳黑子中本影振荡水平传播的本质

在之前的分析中,我们认为对具有四个本影的太阳黑子 1,不同本影中的振荡是相关的。任意两个本影的振荡平均强度曲线(整体和绿框)的相关性分析表明,总体相关性较弱(小于 50%,见表5.1)。相关系数可分为三类:小于 10% (D1&D3、D2&D4、D1&D4)、10%-20% (D1&D2、D2&D3)、30%-40% (D3&D4)。任意两个相邻本影之间的振荡相关性显著高于任意两个不相邻本影之间的振荡相关性。考虑到在  $H\alpha$  的速度滤波图像中,可以观察到大量振荡波前在水平方向上从一个本影穿过本影边界传播到另一个本影(图5.5)。虽然 23 秒的时间分辨率可能不足以最终确定这些波前是否属于同一波列。甚至存在一种巧合,即看上去振荡从一个本影到达另一个本影,事实上是振荡波前传播到其他本影时,在其他本影恰好有一个振荡刚刚产生。这并不妨碍我们得出一个直观的结论:不同本影中的振荡可以水平传播,这也导致了它们之间的相关性。同时也不排除这种可能,一个本影的振荡在传播到相邻本影后可以进一步传播到下一个本影,这解释了非相邻本影之间较低的相关性。需要特别强调的是,振荡在不同本影中的水平传播是一个观测结果。我们讨论这是一个真实的物理过程,或者是太阳黑子中振荡传播的视觉效果。

### 不同本影中振荡在光球以下的共同起源

从图5.1(a)可以看出,太阳黑子 1 的四个本影之间的距离不同,各个亮桥宽度约为 D1&D2~1200 千米、D2&D3~1500 千米、D3&D4~2700 千米。结合表5.2,随着亮桥宽度的增加,传播事件减少但相关系数增加。特别对于距离最大的本影 D3&D4,本影边界的振荡在本影间传播事件最少,但表现出最高的相关性,D3&D4 具有远超其他所有五组对照的高相关系数(表5.1)。与本影和半影中的振荡具有共同的源(Centeno 等, 2006)类似,我们推测本影 D3 和本影 D4 的振荡在亚光球层中也有共同起源(图5.11),它们沿着不同的路径从亚光球传播到太阳黑子 1 的本影 D3 和本影 D4。考虑到慢磁声波从光球到色球的竖直传播速度( $10 \text{ km s}^{-1}$ ),D3 和 D4 振荡的时间延迟约为 3 分钟,这些振荡从亚光球传播到本影 D3 和本影 D4 的路径差约 1800 千米。

还有另一个理由来支持这个结论。SDO/HMI 数据表明,用于分析水平振荡的黑子 1 在 2014 年 7 月 29 日靠近太阳边缘时只有一个本影,而它在 2014 年 8 月 1 日靠近日面中心时已经具有四个本影。在第一章中已经提及,大型黑子的衰减过程可能表现为碎裂成多个小本影,太阳黑子 1 则属于这种。考虑到太阳黑子的帕克模型(Parker Model),太阳黑子 1 的磁力线可能在亚光球层内会聚,磁力线随着高度的增加逐渐分离。因此四个本影的振荡可能有一个共同的来源,但由于本影 D3 和本影 D4 的磁力线在相对较高的位置会聚,它们具有较高的相关性。Cho 等(2021)对黑子本影在光球以下的结构研究也支持这一观点。

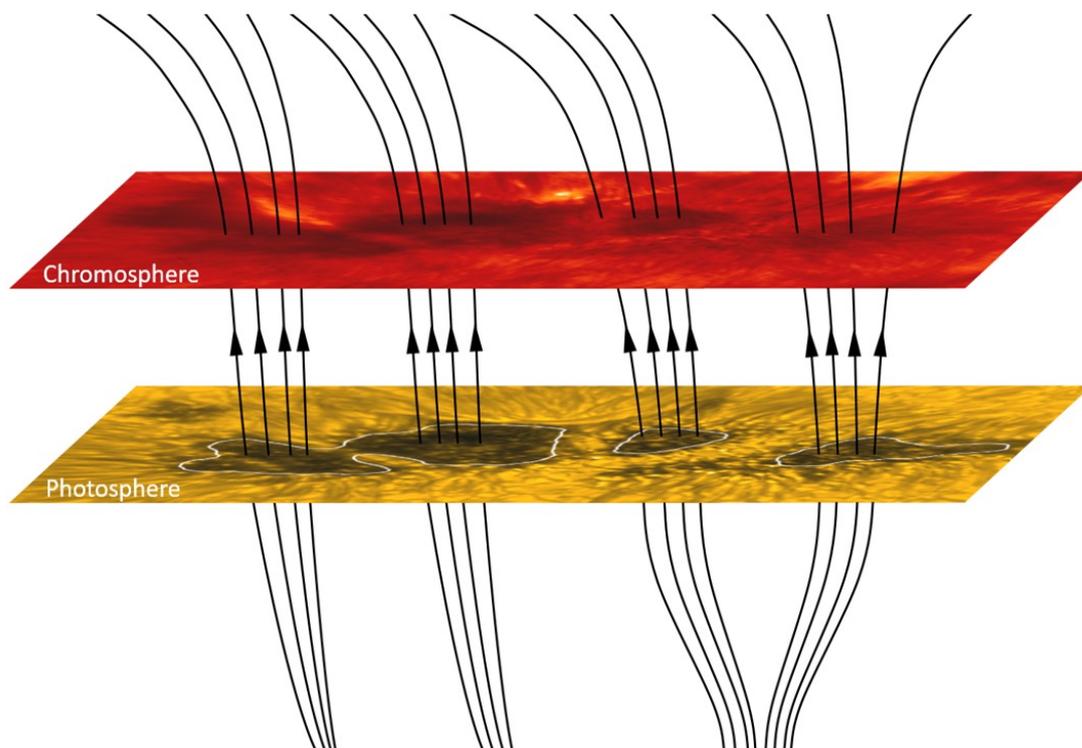


图 5.11 黑子 1 四个本影的亚光球磁场结构示意图，黑色曲线表示磁力线，箭头表示磁场方向。对应的实际水平尺度约 40 角秒，竖直尺度约 4-7 角秒，上层为色球，下层为光球。

### 波的截止频率对本影振荡的影响

在前边的分析中，我们将两个太阳黑子在大气中传播的差异归因于两个黑子具有不同的磁场结构。对比它们的磁场结构，黑子 1 磁力线的斜率显著大于太阳黑子 2，这导致黑子 1 的磁力线在更低的高度上开始封闭。这导致在两个黑子较高大气的相同高度，黑子 1 已经不具备波导将振荡传播到更高的高度上。显然，只考虑磁场结构对振荡传播的影响是不够的。磁场结构对波传播的截止频率 (cut-off frequency) 也存在影响，我们尝试分析截止频率对振荡在竖直方向传播的影响。

Horace (1909) 发现，在分层介质中只有频率高于截止频率的波才能传播。一般认为在太阳大气中，影响磁流体力学波截止频率的主要因素是温度和磁场倾角。Reznikova 等 (2012) 证明在太阳黑子本影大气中，磁场倾角对振荡功率分布的影响占主导地位。另外，太阳大气的不同高度也会对磁流体力学波的截止频率造成影响 (Felipe 等, 2018)。因此，除了两个黑子由磁场结构导致的波导结构不同，磁场结构对截止频率的改变也应当考虑。

在将任意两个本影中振荡的平均强度曲线对比时 (图 5.2)，每组本影振荡的平均强度曲线在某些时间段内表现出一致的相关性，而在其他时间它们可能显示出完全相反的相位。这可能表明不同本影中振荡的频率不同，而对特定频率的筛选则来自于不同的截止频率。我们推测，在亚光球层中黑子 1 的磁力线是会聚的，随着高度增加，会聚的磁力线逐渐分裂成多组倾角不同的磁力线。磁场倾角

的变化会导致允许波的截止频率的变化，从而导致不同本影中的主导振荡频率不同。

在图5.8四个波段的图像中，随着傅里叶功率谱中心频率的增加，振荡的分布范围逐渐减小。在图5.9的前三个波段的图像中，这种趋势并不明显；直到在 $211 \text{ \AA}$ 图像中，振荡功率的分布范围才开始减小。对此我们推断，黑子2磁力线的倾角在 $211 \text{ \AA}$ 对应的高度处开始显著增加。但对于黑子1而言，类似的磁场结构变化发生在较低的高度。与黑子2相比，黑子1的截止频率较低，这意味着前者对振荡传播的阻碍较小。这一观察结果表明，截止频率对太阳黑子大气中不同高度振荡功率的分布影响不大。

### 本影点和亮桥对本影振荡的影响

Chae 等 (2017) 发现振荡的功率在本影点和亮桥附近的振荡功率强于周围本影。本影点是在本影上显著亮于周围的小区域，亮桥是横穿本影的长条形亮带。一般认为，这两个区域显著亮于本影的原因是对流受到了较弱的抑制，说明本影点和亮桥的磁场强度较弱或者是磁力线具有非常大的倾角。太阳黑子中的磁力线可以作为磁流体力学波的波导，强磁场的缺失使得振荡在本影点和亮桥中难以通过磁力线传播到大气较高的高度上。

在我们的初步工作中，选取的分析区域为图5.1(a)和(b)中靠近本影中心磁场最强的位置(绿框)，我们最终的分析区域是以每个全部本影的振荡平均强度。这不仅降低了本影(绿框)上方大气局部活动对分析的影响，事实上也降低了本影中的局部包括本影点及其他的精细结构振荡对整体分析的影响。

基于Su 等 (2016a) 的工作，他们认为特定周期(2.2-2.6分钟)范围的本影振荡在亮桥附近迅速衰减，但其他周期(>2.6分钟)范围的本影振荡则可以不受亮桥影响进一步传播。此外，亮桥两侧的交叉小波变换表明此处存在一个相位差约为 $90^\circ$ 的显著共同功率。结合我们之前对不同本影中振荡的交叉小波变换，这表明亮桥两侧的振荡高度相关。

我们为此扩大了分析范围。以本影D3和D4的亮桥为例，选择本影D3和亮桥的部分区域以及本影D4和亮桥的部分区域的平均振荡强度进行分析。结果与对本影D3和D4的振荡强度分析相似，具有相关性和频率差异。此外，考虑到我们在 $H\alpha$ 的速度滤波图像中没有发现任何从亮桥传播到两侧本影的明显振荡实例，我们推测至少在分析的时间和区域内，亮桥上的振荡不会对本影振荡产生显著影响。

## 5.6 结论

在这项工作中，我们首先观测到在2014年8月1日的活动区NOAA AR 12127中一个具有四个本影的黑子中的振荡在不同本影中传播的现象。尽管观测技术的进步使我们得以分辨黑子振荡的这一精细过程的空间结构，但受限于望远镜的时间分辨率，对这一过程的了解存在许多问题。在色球层中典型的本影振

荡周期约为三分钟，而我们通过 BBSO/GST 获取的色球本影振荡数据的时间分辨率是 23 秒，这就意味着对一个完整周期我们只能通过八张图片去确认，对于了解本影振荡的更多细节显然是不够的。除此以外，尽管我们对太阳黑子 1 在竖直方向上的传播限制给出了一个解释，合理但不够全面。对于太阳黑子大气这种复杂的等离子体环境，温度、密度、磁场强度甚至以上参数的梯度都在时刻发生着变化。这些因素对振荡的传播或许都存在着影响，这项工作试图为之后的相关研究提供一份参考。

总体而言，这项工作开始于一个直观的观测结果：在具有多个本影的黑子中，起源于一个本影的振荡波前穿过本影边界到达其他本影。我们试图回答一个疑问：本影振荡在不同本影之间的水平传播究竟是真实的物理过程，还是在当前观测水平下的视觉效应？通过对位于两个活动区的黑子中振荡的数据分析和多波段观测，这项工作主要有以下结论。

1、振荡在不同本影中的水平传播是波在黑子中竖直接传播的时间差导致的视觉效果。

这个结论的主要支撑来自于对本影 D3 和 D4 的分析。在本影 D3 和 D4 中，观测表明，它们之间具有所有对照组中最少的波前传播事件；然而相关性分析表明，它们之间具有所有对照组中最高的相关系数。这两者之间的矛盾无法通过振荡的水平传播进行解释。即使不考虑到亮桥中可能对振荡存在的阻尼效应，显然观测者的位置距离波源越近，那么观测到的波形将会与波源更加接近。

另外一个理由来自活动区 NOAA AR 12127 的演化过程。从 SDO/HMI 的数据可以观察到，黑子 1 的本影随着太阳自转从一个完整结构分裂为多个结构。目前普遍接受的黑子磁场结构也支撑这一推论，只不过在光球高度上黑子 1 的本影分为多组磁力线，本质上在本影中观测到的振荡来自于亚光球层中波源产生的振荡的竖直接传播。时间延迟和频率差异则来自于磁力线分裂后的路径差异。但黑子 1 的四个本影全部具有共同振荡源没有可信的证据，我们倾向于本影 D3 和 D4 具有共同振荡源。因此，我们认为振荡在不同本影中的水平传播并非真实的物理过程，而是振荡竖直接传播的路径差导致的视觉效果。

2、开放的磁场结构允许本影振荡在竖直高度上进一步传播，封闭的磁场结构则不允许。

波在太阳黑子本影大气中不同高度的传播过程存在普遍的研究 (Reznikova 等, 2012; Yurchyshyn 等, 2015)。通常的分析来自于对太阳黑子大气不同高度的多波段观测。在这项工作中，我们用不同的磁场结构来解释两个黑子中振荡在竖直接传播的差异。我们证明对分析的两个黑子而言，在相同的高度上，开放的磁场结构允许黑子振荡进一步传播到更高的高度，封闭的磁场结构则不允许。由于磁力线倾角的改变，波在太阳黑子大气中传播的截止频率也相应改变，具有较低截止频率的黑子会导致振荡功率的分布更加弥散；另外不同的磁力线中具有不同截止频率导致了在本影中振荡频率的微小差异。当然我们不能排除还有其他因素也会导致这一结果，比如磁场强度，温度等。但其他因素的变化很可能也受到磁

场结构的影响，磁场结构几乎决定了一切太阳活动。因此我们一个直接的结论是，磁场结构至少是本影振荡垂直传播的其中一个决定性因素。

## 第6章 总结与展望

### 总结

太阳黑子是太阳表面的典型特征结构，在很大程度上代表了太阳活动的剧烈程度。对太阳黑子振荡的观测和分析，对了解黑子形成机制、磁场的结构和演化、能量输运等太阳物理中的科学问题具有重要意义。基于太阳黑子的高分辨率观测数据，本文对本影振荡从亚光球层到高日冕的驱动机制和传播过程进行了理论和观测研究。

主要分析过程和结论如下：

在亚光球层中，一个常用的模型是将黑子在垂直方向密集的磁流管近似为圆柱形的波导，添加边界条件，在其中分析波的传播过程和波的色散关系。关于磁场环境下的磁流体力学波在圆柱形磁流管的传播理论，已经有许多学者做出了开创性的工作。我们进一步给出了磁场环境下磁流体力学波在扭转磁流管中传播的色散关系，并尝试给出物理解释并将其应用到太阳黑子本影振荡波前旋臂的形成理论中。还同时讨论了可压缩/不可压缩条件对旋臂结构形态以及磁流管稳定性的影响。最后，我们将太阳中真实的物理参数同模型相结合，对其中的参数给出物理解释。我们证明，在线性微扰的情况下，磁扭转对波前旋臂的形态影响不大；角向波数  $m$  的正/负阶会导致相反的相位，在实际情况中表示为波前旋臂相反的旋转方向。

在从光球、色球到日冕的不同高度中对本影振荡波前旋臂的研究中，我们首先从一个观测事实出发。对本影振荡的高空间分辨观测表明，在水平方向上不同本影中的振荡可以传播到相邻本影。由于我们的观测只能以视线方向对太阳大气的某一高度进行，基于我们关于波可以在太阳黑子本影中在垂直方向上传播的知识，我们事实上并不明确，是真的有振荡可以在水平方向上从一个本影传播到另一个本影，抑或是存在一个巧合，当一个波前在水平面上到达相邻本影时，恰好有一个波前通过垂直方向出现在这一平面的相邻本影处。这正是我们这一项工作试图澄清的问题。

我们对一个具有四个本影的黑子 1，分析任意每组（共六组）的两个本影中的振荡相关性，考虑每组中波传播的时间延迟，利用交叉小波变换工具寻找其中的相位联系。另外在相速度滤波图像中追踪了每对相邻本影中波前的传播轨迹。相关性和波前轨迹追踪显示，本影振荡可以在水平方向传播。但这无法解释为何在所有对照组中，最高的相关性也仅约 35%。此外还出现了一个明显的矛盾，最高的相关性出现在距离最远的两个本影之间，并且在轨迹追踪的结果中，波前在这两个本影之间传播事件是最少的。我们开始考虑第二种可能，即具有共同起源的波在垂直方向传播到了不同本影导致了相关性。对黑子 1 在垂直方向上不同大气高度中观测本影振荡的水平分布是自然的，但黑子 1 的高层大气中无法检测到本影振荡。为了排除数据处理的问题，我们选取了黑子 2 并在同样的视场

下用类似的数据处理方法，结果表明在高日冕中也可以清晰分辨出黑子 2 的本影振荡。显然，黑子 1 中存在某种因素阻止了本影振荡在垂直方向的传播。进一步的我们利用光球磁场数据进行了势场外推、非线性无力场外推和磁流体静力学外推，以明确是否磁场结构的差异导致了两个黑子中本影振荡在垂直方向传播的差异。三种外推方法得出的结果相似，但势场外推的磁场结构更清晰，这也是我们最后选取的结果。对比磁场结构，明显可见黑子 1 的磁场倾角具有更大斜率，它们在更低的高度上就已经开始封闭，而黑子 2 的磁场在更高的高度上才开始封闭，利用黑子磁力线可以作为磁流体力学波波导的知识，我们利用磁场结构的差异解释了两个黑子中本影振荡在垂直方向传播的差异。显然，这种解释是直观但粗糙的。因为磁场结构的改变，对等离子体的温度、密度等因素都具有重要影响。我们考虑了相对受到最大影响的截止频率进行讨论，最终的结果是截止频率的改变对本影振荡在不同高度的水平分布形态不具有影响，只对不同本影中振荡的主导频率具有微弱影响。

到目前为止，我们讨论了本影振荡在光球以下的驱动机制和这一机制对较高层大气观测到的波前旋臂结构的影响；还讨论了两个黑子中的本影振荡在垂直方向传播的差异和导致这一差异的来源。利用磁场中的磁流体力学波在圆柱形扭转/无扭转磁流管的传播理论，我们给出了更加完整的色散关系，将真实数据带入并与观测结果相比对，尝试给出本影振荡波前旋臂结构的驱动机制。对两个黑子的本影振荡的分析尽管是个例分析，但所用理论都是完善的且都具有一定的观测基础，尽管其中的许多分析和讨论由于边界条件而具有很强的局限性，但在一定程度上也具有一些参考价值。

## 展望

从 1969 年首次观测到本影闪烁，人们对太阳黑子振荡的研究已经超过了 50 年。从最初的黑子色球上空亮度模糊的不均匀变化，到今天一系列的黑子振荡精细结构的发现，观测技术的进步使我们得以通过研究太阳黑子得以窥见太阳的更多秘密。伴随着观测技术的进步，相关理论的发展也与时俱进，越来越多的科学工具被用来研究黑子振荡，甚至在这一过程中更加完善。对黑子振荡观测中的各种现象，特别是对种种现象的解读，极大的推动了该领域的发展。尽管黑子振荡领域中的许多重要问题的答案还存在着诸多争论，但随着观测技术的提升和越来越多新的科学工具的应用，许多问题也许在不久之后就会得到解答。

太阳黑子振荡领域的一些重要问题有：

### 1、本影振荡和半影行波的关系问题。

直到今天，关于本影振荡和半影行波的关系还存在着许多观点。作为黑子振荡中最重要的两种现象，本影振荡和半影行波的关系问题对解决黑子中的磁场结构、能量输运、半影形成等具有重要意义。

### 2、驱动机制问题。

振荡现象普遍存在于黑子的本影、半影及其他精细结构中，作为磁场主导的大型太阳结构，黑子的不同结构并不是孤立的，尽管许多不同结构中的振荡的联系还尚未得到明确的证明，但通过对不同结构中振荡性质的逐个分析，可能有助于找到黑子振荡的驱动来源。

### 3、能量来源和转化问题。

黑子振荡的能量来源还未得到明确的证实，P模波、磁流体力学波或是多种波在亚光球层共振腔内的叠加波都曾被人们作为能量来源的候选。除此以外，黑子振荡传播到在高层大气后，能量转化成了什么形式、是否与其他太阳活动具有联系，都是讨论的问题。

### 3、传播范围问题。

黑子振荡在水平方向的传播距离尚未有明确的结论。如果能传播到黑子以外，那么是否会与太阳全球五分钟振荡互相影响？如果不能传播到黑子以外，那么截止机制是什么？

黑子振荡在垂直方向的传播距离也未得到确切结果。尽管从光球到高日冕中都能观测到黑子振荡，但能传播的高度的限制是什么？以及当振荡传播到日冕时，是否可以用来解决日冕加热问题？

.....

尽管黑子振荡研究领域还存在许多未解决的问题，但半个世纪以来的广泛研究并非毫无收获。强磁场下波的传播、太阳内部波的共振、磁场能量的转化和释放等理论研究在相关研究中都取得了进步。另外随着更多更先进的观测设备和技术的应用，带来更高的空间分辨率使我们分辨更清晰的黑子振荡结构，更高的时间分辨率使我们追踪更精细的黑子振荡演化。也许就在不久的将来，上述的一切问题都将得到解答。



## 参考文献

- 林元章, 2000. 太阳物理导论 [M].
- Abdelatif T E, Lites B W, Thomas J H. The interaction of solar p-modes with a sunspot. i-observations [J]. *Astrophysical Journal, Part 1* (ISSN 0004-637X), vol. 311, Dec. 15, 1986, p. 1015-1024., 1986, 311: 1015-1024.
- Aldhafeeri A A, Verth G, Brevis W, et al. Magneto-hydrodynamic wave modes of solar magnetic flux tubes with an elliptical cross section [J]. *The Astrophysical Journal*, 2021, 912(1): 50.
- Alissandrakis C E, Georgakilas A A, Dialektis D. Dynamic Phenomena in the Chromospheric Layer of a Sunspot [J/OL]. *solphys*, 1992, 138(1): 93-105. DOI: [10.1007/BF00146198](https://doi.org/10.1007/BF00146198).
- Bard S, Carlsson M. Radiative hydrodynamic simulations of acoustic waves in sunspots [J]. *The Astrophysical Journal*, 2010, 722(1): 888.
- Beckers J M, Tallant P E. Chromospheric Inhomogeneities in Sunspot Umbrae [J/OL]. *solphys*, 1969, 7(3): 351-365. DOI: [10.1007/BF00146140](https://doi.org/10.1007/BF00146140).
- Bel N, Leroy B. Analytical study of magnetoacoustic gravity waves [J]. *Astronomy and Astrophysics*, 1977, 55: 239.
- Bennett K, Roberts B, Narain U. Waves in twisted magnetic flux tubes [J]. *Solar physics*, 1999, 185: 41-59.
- Benz A O, Krucker S. Heating events in the quiet solar corona [J]. *Solar Physics*, 1998, 182: 349-363.
- Biermann L v. Der gegenwärtige stand der theorie konvektiver sonnenmodelle [J]. *Vierteljahrschrift der Astronomischen Gesellschaft*, 1941, 76: 194-200.
- Bloomfield D S, Lagg A, Solanki S K. The nature of running penumbral waves revealed [J]. *The Astrophysical Journal*, 2007, 671(1): 1005.
- Bogdan T J, Judge P G. Observational aspects of sunspot oscillations [J/OL]. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 2006, 364(1839): 313-331. DOI: [10.1098/rsta.2005.1701](https://doi.org/10.1098/rsta.2005.1701).
- Brown T M, Christensen-Dalsgaard J, Dziembowski W A, et al. Inferring the sun's internal angular velocity from observed p-mode frequency splittings [J]. *Astrophysical Journal, Part 1* (ISSN 0004-637X), vol. 343, Aug. 1, 1989, p. 526-546., 1989, 343: 526-546.
- Centeno R, Collados M, Trujillo Bueno J. Oscillations and Wave Propagation in Different Solar Magnetic Features [C]//Casini R, Lites B W. *Astronomical Society of the Pacific Conference Series: volume 358 Solar Polarization 4*. 2006: 465.
- Chae J, Lee J, Cho K, et al. Photospheric origin of three-minute oscillations in a sunspot [J]. *The Astrophysical Journal*, 2017, 836(1): 18.
- Chae J, Lim E K, Lee K, et al. Why do chromospheric oscillations in sunspot umbrae appear to propagate downward? [J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 2023, 944(2): L52.
- Chai Y, Gary D E, Reardon K P, et al. A study of sunspot 3 minute oscillations using alma and gst [J]. *The Astrophysical Journal*, 2022, 924(2): 100.
- Cho K, Chae J. Source depth of three-minute umbral oscillations [J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 2020, 892(2): L31.
- Cho K, Chae J, Madjarska M S. Investigation of the subsurface structure of a sunspot based on the spatial distribution of oscillation centers inferred from umbral flashes [J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2021, 656: A86.

- Christensen-Dalsgaard J, Gough D, Thompson M. The depth of the solar convection zone [J]. *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 378, Sept. 1, 1991, p. 413-437. Research supported by NASA, SNFO, and Danish Space Board., 1991, 378: 413-437.
- Christopoulou E B, Georgakilas A A, Koutchmy S. Oscillations and running waves observed in sunspots. III. Multilayer study [J/OL]. *aap*, 2001, 375: 617-628. DOI: [10.1051/0004-6361:20010887](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20010887).
- Deubner F L. Observations of low wavenumber nonradial eigenmodes of the sun [J]. *Astronomy and Astrophysics*, vol. 44, no. 2, Nov. 1975, p. 371-375., 1975, 44: 371-375.
- Duvall Jr T, Harvey J. Rotational frequency splitting of solar oscillations [J]. *Nature*, 1984, 310 (5972): 19-22.
- Eddington A S. The internal constitution of the stars [M]. Cambridge University Press, 1988.
- Edlen B. The identification of the coronal lines (george darwin lecture) [J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 105, p. 323, 1945, 105: 323.
- Edwin P, Roberts B. Wave propagation in a magnetic cylinder [J]. *Solar Physics*, 1983, 88: 179-191.
- Erdélyi R, Fedun V. Sausage mhd waves in incompressible flux tubes with twisted magnetic fields [J]. *Solar Physics*, 2006, 238: 41-59.
- Erdélyi R, Fedun V. Linear mhd sausage waves in compressible magnetically twisted flux tubes [J]. *Solar Physics*, 2007, 246: 101-118.
- Erdélyi R, Fedun V. Magneto-acoustic waves in compressible magnetically twisted flux tubes [J]. *Solar Physics*, 2010, 263: 63-85.
- Evershed J. Note on the magnetic field in the sunspot of september 1909 [J]. 1910.
- Felipe T, Khomenko E. Dependence of sunspot photospheric waves on the depth of the source of solar p-modes [J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2017, 599: L2.
- Felipe T, Kuckein C, Thaler I. Height variation of the cutoff frequency in a sunspot umbra [J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2018, 617: A39.
- Felipe T, Kuckein C, Khomenko E, et al. Spiral-shaped wavefronts in a sunspot umbra [J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2019, 621: A43.
- Forbes T. A review on the genesis of coronal mass ejections [J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2000, 105(A10): 23153-23165.
- Frazier E N. An observational study of the hydrodynamics of the lower solar photosphere [J]. *Astrophysical Journal*, vol. 152, p. 557, 1968, 152: 557.
- Fu L, Zhu Z, Yuan D, et al. Inter-correlation between sunspot oscillations and their internal structures [J]. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 2022, 22(11): 115009.
- Georgakilas A A, Christopoulou E B, Koutchmy S. Oscillations and running waves observed in sunspots. II. Photospheric waves [J]. *aap*, 2000, 363: 306-310.
- Giovanelli R G. Oscillations and Waves in a Sunspot [J/OL]. *solphys*, 1972, 27(1): 71-79. DOI: [10.1007/BF00151771](https://doi.org/10.1007/BF00151771).
- Gizon L, Birch A C, Spruit H C. Local helioseismology: three-dimensional imaging of the solar interior [J]. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 2010, 48: 289-338.
- Grinsted A, Moore J C, Jevrejeva S. Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical time series [J]. *Nonlinear processes in geophysics*, 2004, 11(5/6): 561-566.
- Gurman J B. Sunspot umbral oscillations in Mg ii k [J/OL]. *solphys*, 1987, 108(1): 61-75. DOI: [10.1007/BF00152077](https://doi.org/10.1007/BF00152077).
- Hale G E. The zeeman effect in the sun [J]. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, Vol. 20, No. 123, p. 287, 1908, 20: 287.

- Hansteen V, Leer E, Holzer T. The role of helium in the outer solar atmosphere [J]. *The Astrophysical Journal*, 1997, 482(1): 498.
- Hart A. Motions in the sun at the photospheric level: Vi. large-scale motions in the equatorial region [J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1956, 116(1): 38-55.
- Horace L. On the theory of waves propagated vertically in the atmosphere [J]. *Proceedings of the London Mathematical Society*, 1909, 2(1): 122-141.
- Ichimoto K. The overshadowed effect with solar/hinode [M]//*Magnetic Coupling between the Interior and Atmosphere of the Sun*. Springer, 2009: 186-192.
- Jahn K, Schmidt H U. Thick penumbra in a magnetostatic sunspot model [J]. *arXiv preprint astro-ph/9410011*, 1994.
- Jess D B, Reznikova V E, Van Doorselaere T, et al. The Influence of the Magnetic Field on Running Penumbra Waves in the Solar Chromosphere [J/OL]. *apj*, 2013, 779(2): 168. DOI: [10.1088/0004-637X/779/2/168](https://doi.org/10.1088/0004-637X/779/2/168).
- Jess D, De Moortel I, Mathioudakis M, et al. The source of 3 minute magnetoacoustic oscillations in coronal fans [J]. *The Astrophysical Journal*, 2012, 757(2): 160.
- Kang J, Chae J, Nakariakov V M, et al. The physical nature of spiral wave patterns in sunspots [J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 2019, 877(1): L9.
- Kippenhahn R, Schlüter A. Eine theorie der solaren filamente. mit 7 textabbildungen [J]. *Zeitschrift für Astrophysik*, Vol. 43, p. 36, 1957, 43: 36.
- Kobanov N, Kolobov D, Makarchik D. Umbral three-minute oscillations and running penumbral waves [J]. *Solar Physics*, 2006, 238: 231-244.
- Kosovichev A, Zharkova V. X-ray flare sparks quake inside sun [J]. *Nature*, 1998, 393(6683): 317-318.
- Krucker S, Benz A O, Bastian T S, et al. X-ray network flares of the quiet sun [J]. *The Astrophysical Journal*, 1997, 488(1): 499.
- Leibacher J, Stein R. A new description of the solar five-minute oscillation [M]//*Solar Neutrinos*. CRC Press, 1971: 400-401.
- Leighton R B, Noyes R W, Simon G W. Velocity fields in the solar atmosphere. i. preliminary report. [J]. *Astrophysical Journal*, vol. 135, p. 474, 1962, 135: 474.
- Lindsey C, Braun D C. Helioseismic imaging of sunspots at their antipodes [J]. *Solar physics*, 1990, 126: 101-115.
- Livingston W, Harvey J, Malanushenko O, et al. Sunspots with the strongest magnetic fields [J]. *Solar Physics*, 2006, 239: 41-68.
- Löhner-Böttcher J. Wave phenomena in sunspots [J]. 2015.
- Madsen C A, Tian H, DeLuca E E. Observations of umbral flashes and running sunspot waves with the interface region imaging spectrograph [J]. *The Astrophysical Journal*, 2015, 800(2): 129.
- Mathew S, Pillet V M, Solanki S, et al. Properties of sunspots in cycle 23-i. dependence of brightness on sunspot size and cycle phase [J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2007, 465(1): 291-304.
- Minarovjech M, Rybanský M, Rušin V. Time-latitude prominence and the green corona distribution over the solar activity cycle [C]//*International Astronomical Union Colloquium: volume 167*. Cambridge University Press, 1998: 484-487.
- Moore R L, Tang F. Umbral Oscillations and Penumbral Waves in H $\alpha$  [J/OL]. *solphys*, 1975, 41(1): 81-88. DOI: [10.1007/BF00152958](https://doi.org/10.1007/BF00152958).
- Morton R J, Verth G, Jess D B, et al. Observations of ubiquitous compressive waves in the sun's chromosphere [J]. *Nature Communications*, 2012, 3(1): 1315.

- Parker E N. Sunspots and the physics of magnetic flux tubes. i-the general nature of the sunspot. ii-aerodynamic drag [J]. *Astrophysical Journal, Part 1*, vol. 230, June 15, 1979, p. 905-923., 1979, 230: 905-923.
- Pesnell W D, Thompson B J, Chamberlin P. The solar dynamics observatory (sdo) [M]. Springer, 2012.
- Plaskett H. A variation in the solar rotation [J]. *Astrophysical Journal*, vol. 43, p. 145, 1916, 43: 145.
- Priest E. *Magnetohydrodynamics of the sun* [M]. Cambridge University Press, 2014.
- Priya T G, Wenda C, Jiangtao S, et al. Observations of Running Penumbra Waves Emerging in a Sunspot [J/OL]. *apj*, 2018, 852(1): 15. DOI: [10.3847/1538-4357/aa9c47](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa9c47).
- Rawat A, Gupta G R. Exploring source region of 3-min slow magnetoacoustic waves observed in coronal fan loops rooted in sunspot umbra [J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2023, 525(4): 4815-4831.
- Rempel M. Numerical sunspot models: robustness of photospheric velocity and magnetic field structure [J]. *The Astrophysical Journal*, 2012, 750(1): 62.
- Reznikova V E, Shibasaki K, Sych R A, et al. Three-minute oscillations above sunspot umbra observed with the solar dynamics observatory/atmospheric imaging assembly and nobeyama radio-heliograph [J/OL]. *The Astrophysical Journal*, 2012, 746(2): 119. <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/746/2/119>.
- Riethmüller T, Solanki S, Lagg A. Stratification of sunspot umbral dots from inversion of stokes profiles recorded by hinode [J]. *The Astrophysical Journal*, 2008, 678(2): L157.
- Roupe van der Voort L, Krijger J. Observations of umbral flashes [C]//*The Future of Cool-Star Astrophysics: 12th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun: volume 12*. 2003: 607-612.
- Rutten R, Sütterlin P, Sloover P, et al. La palma observations of umbral flashes [J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2003, 403(1): 277-285.
- Scharmer G B, Gudiksen B V, Kiselman D, et al. Dark cores in sunspot penumbral filaments [J]. *Nature*, 2002, 420(6912): 151-153.
- Schlichenmaier R, Rezaei R, González N B, et al. The formation of a sunspot penumbra [J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2010, 512: L1.
- Sobotka M, Švanda M, Jurčák J, et al. Dynamics of the solar atmosphere above a pore with a light bridge [J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2013, 560: A84.
- Socas-Navarro H, Bueno J T, Cobo B R. Anomalous circular polarization profiles in sunspot chromospheres [J]. *The Astrophysical Journal*, 2000, 544(2): 1141.
- Solanki S, Montavon C, Livingston W. Evershed effect in sunspots and their canopies [C]//*International Astronomical Union Colloquium: volume 141*. Cambridge University Press, 1993: 52-55.
- Spruit H, Bogdan T. The conversion of p-modes to slow modes and the absorption of acoustic waves by sunspots [J]. *Astrophysical Journal, Part 2-Letters (ISSN 0004-637X)*, vol. 391, no. 2, June 1, 1992, p. L109-L112., 1992, 391: L109-L112.
- Strong K T, Saba J L, Haisch B M, et al. The many faces of the sun: a summary of the results from nasa's solar maximum mission [M]. Springer Science & Business Media, 2012.
- Su J T, Ji K F, Banerjee D, et al. Interference of the Running Waves at Light Bridges of a Sunspot [J/OL]. *apj*, 2016, 816(1): 30. DOI: [10.3847/0004-637X/816/1/30](https://doi.org/10.3847/0004-637X/816/1/30).

- Su J T, Ji K F, Cao W, et al. Observations of Oppositely Directed Umbral Wavefronts Rotating in Sunspots Obtained from the New Solar Telescope of BBSO [J/OL]. *apj*, 2016, 817(2): 117. DOI: [10.3847/0004-637X/817/2/117](https://doi.org/10.3847/0004-637X/817/2/117).
- Sych R, Nakariakov V M. Wave dynamics in a sunspot umbra [J/OL]. *aap*, 2014, 569: A72. DOI: [10.1051/0004-6361/201424049](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424049).
- Sych R, Nakariakov V, Anfinogentov S. Interactive remote data processing using pixelize wavelet filtration (pwf-method) and periodmap analysis [J]. 37th COSPAR Scientific Assembly, 2008, 37: 3106.
- Sych R, Zhugzhda Y, Yan X. Properties of local oscillations in the lower sunspot atmosphere [J]. *The Astrophysical Journal*, 2020, 888(2): 84.
- Thiessen G. The structure of the sunspot-umbra [J]. *The Observatory*, Vol. 70, p. 234-235 (1950), 1950, 70: 234-235.
- Thomas J H. Umbral oscillations in sunspots [J]. *aap*, 1984, 135(1): 188.
- Thomas J H, Cram L, Nye A. Dynamical phenomena in sunspots. i-observing procedures and oscillatory phenomena. [J]. *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 285, Oct. 1, 1984, p. 368-385., 1984, 285: 368-385.
- Thomas J H, Weiss N O, Tobias S M, et al. Downward pumping of magnetic flux as the cause of filamentary structures in sunspot penumbrae [J]. *Nature*, 2002, 420(6914): 390-393.
- Tziotziou K, Tsiropoula G, Mein P. Ca II 8542 Å sunspot oscillations observed with THEMIS [J/OL]. *aap*, 2002, 381: 279-289. DOI: [10.1051/0004-6361:20011419](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20011419).
- Ulrich R K. The five-minute oscillations on the solar surface [J]. *Astrophysical Journal*, vol. 162, p. 993, 1970, 162: 993.
- Wang H, Qiu J, Jing J, et al. Evidence of rapid flux emergence associated with the m8. 7 flare on 2002 July 26 [J]. *The Astrophysical Journal*, 2004, 605(2): 931.
- Wu W, Sych R, Chen J, et al. Magneto-acoustic waves in magnetic twisted flux tubes [J]. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 2021, 21(5): 126.
- Yuan D, Nakariakov V M, Huang Z, et al. Oscillations in a sunspot with light bridges [J]. *The Astrophysical Journal*, 2014, 792(1): 41.
- Yuan D, Sych R, Reznikova V, et al. Multi-height observations of magnetoacoustic cut-off frequency in a sunspot atmosphere [J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2014, 561: A19.
- Yurchyshyn V, Abramenko V, Kilcik A. Dynamics in sunspot umbra as seen in new solar telescope and interface region imaging spectrograph data [J]. *The Astrophysical Journal*, 2015, 798(2): 136.
- Yurchyshyn V, Kilcik A, Şahin S, et al. Spatial distribution of the origin of umbral waves in a sunspot umbra [J]. *The Astrophysical Journal*, 2020, 896(2): 150.
- Zeeman P. The effect of magnetisation on the nature of light emitted by a substance [J]. *nature*, 1897, 55(1424): 347.
- Zhao J. Time-distance imaging of solar far-side active regions [J]. *The Astrophysical Journal*, 2007, 664(2): L139.
- Zirin H, Stein A. Observations of Running Penumbra Waves [J/OL]. *apjl*, 1972, 178: L85. DOI: [10.1086/181089](https://doi.org/10.1086/181089).
- Zwaan C. The structure of sunspots [J]. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1968, 6 (1): 135-164.



## 致 谢

“逝者如斯夫，不舍昼夜”，转眼间，博士生涯即将结束，人生的一段旅途即将到达终点。终点也是新的起点，过去几年在国家天文台和怀柔太阳基地的求学经历，将成为我人生的一笔宝贵财富，同我一起走上新的旅程。在这重要的时刻，我想表达最诚挚的谢意，感谢每一位陪伴、鼓励、启发、支持我的人。

首先，感谢我的导师苏江涛研究员，以及陈洁副研究员。苏老师是一位温厚博学，富有耐心的老师。初来乍到之时，我的基础很差，充满了对未知的恐惧。然而苏老师没有嫌弃我，反而毫不吝啬地同我分享知识和经验，一遍一遍地解释，一点一点地引导，让我勇敢地迈出了学术的第一步。苏老师不仅教导我如何在学术领域取得进展，还始终鼓励我平衡好学术和生活，教导我如何保持好充实的精神状态。在苏老师身上，我学到了不仅仅是知识，更有为人处世的智慧和品格。感谢陈洁副研究员，她是一位对学生充满关爱和支持的老师。在我对学术陷入迷茫的时候和自我怀疑的时候，陈老师愿意倾听我的困惑，耐心地解答我的问题，给予我鼓励和指导。这些教诲一直伴随着我，使我成长为一个更好的人。

感谢张洪起研究员在我课题开展初期的一次谈心，为我坚定信心提供了巨大的帮助；感谢他时常对我学术和生活的关心，总是忘不掉他说了很多次的“穿的太少啦，别感冒了”，让我在萧瑟的北方冬天中也感受到了暖意。感谢邓元勇研究员对我学术的指导和生活上的关心。感谢张枚研究员为我书写的转博推荐信，在关键的时候帮我审核报告和论文并给予中肯的建议。感谢王慧站长帮助提供的周到舒适的站上环境，使我在站上居住期间可以高枕无忧的科研和学习。感谢林钢华研究员、林佳本研究员、李文显研究员、侯俊峰研究员、杨尚斌副研究员对我学术和生活的关心。感谢杨潇师姐不厌其烦的帮我配置代码环境，以及生活学习的关心支持。感谢孙文君师兄对报销及其他一些事务的帮助和支持，使我全力开展学术工作。感谢怀柔大家庭的每位老师和工作人员。感谢在我求学期间，朝夕相处的同一办公室的同学们：王全、祝高飞、荀辉、周明尧、王雅琦、胡子尧、郭思璠、高碧源、喻子晗，感谢他们对我一些不同寻常的工作习惯的理解。感谢一起求学的同学们：朱晓明、王刚、张鑫伟、白阳、佟立越、陈垂裕、李鑫、黄威、胡兴、王强、郑州。

最后特别感谢我的父亲。母亲早逝，父亲独自一人将我抚养成人，不仅给予了我生活中的支持，在精神上还鼓励我，引导我，教导我如何坚韧地面对生活的挑战。在我攻读博士学位的过程中，父亲一直在远方默默关注着我的成长，激励我不断前进，勇敢面对学术的挑战，使我有信心去追求自己的梦想。我将永远铭记在心。谨以此文献给我的父母，以及那些在我生命的重要的人们。

最后感谢我的研究相关领域做出开创性工作的学者，以及维护 BBSO、SDO 正常运行的默默无闻的耕耘者们。没有他们可能也就没有我的这项工作，在此向他们表达我最诚挚的谢意和敬意。



## 攻读学位期间发表的学术论文与研究成果

已发表（或正式接受）的学术论文：

**Wei Wu**, Robert Sych, Jie Chen, and Jiang-Tao Su. Magneto-acoustic waves in magnetic twisted flux tubes. RAA, vol 21, page 126, 2021

**Wei Wu**, Jiang-tao Su, Jie Chen, Xiao-shuai Zhu, and Robert Sych. Propagation properties of umbral oscillations in horizontal and vertical directions. ApJ, 958:10, 2023

