

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2017.03.01

日珥振荡研究进展

谢文彬, 陈嘉琳

(吉林师范大学 物理学院, 四平 136000)

摘要: 日珥振荡现象早在 20 世纪就被发现, 是太阳上较常见的现象之一。由这一现象而发展出的珥震学方法, 有助于得到日珥本身所处的磁结构及周围磁场环境的基本信息, 具有较为重要的研究价值。回顾了日珥振荡的发现和研究的历程, 综述了日珥振荡的一些基本性质及国内外对日珥振荡及珥震学方法的部分研究成果, 并指出这一领域一些尚未得到解决的问题。

关键词: 日珥振荡; 暗条; 日珥; 珥震学

中图分类号: P182.6 **文献标识码:** A

1 引 言

日珥 (或称暗条) 位于日冕中, 是太阳上较常见的现象之一。构成日珥的等离子体物质相较于周围的日冕环境, 其密度比日冕要高 2 个量级, 其温度则要低 2 个量级。日珥与暗条实际上为相同的结构, 当它们出现在日面上时, 与较亮的色球背景相比, 在光谱线 ($H\alpha$) 及极紫外 (EUV) 连续谱表现为吸收, 呈条状、块状或细丝状的暗结构, 称之为暗条; 而在日面边缘, 相对于较暗的背景, 它们表现为亮的拱状、喷流状、云状、栅栏状或条状结构, 称之为日珥 (如图 1 所示)。暗条中的振荡现象早在 20 世纪 30 年代就已经被发现, 并且振荡使得暗条在 $H\alpha$ 红翼和蓝翼交替出现, 被称为“眨眼的暗条”^[1]。除了 $H\alpha$ 波段, 极紫外 (EUV)、微波、He I 10830 Å 等波段也可以看到暗条^[2]。Moreton^[3] 与 Ramsey 等人^[4] 使用 $H\alpha$ 多普勒图证实眨眼的暗条实际上是在上下振荡。但是直到 1966 年, 天文学家才开启第一项系统的暗条振荡研究^[4]。

按照速度幅值的大小, 日珥振荡可以大致分为大幅度振荡与小幅度振荡^[6]。大幅度振荡 (Large Amplitude Oscillation) 的速度可以达到约 $20 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 或更高, 其振荡周期从 6 min 到 3 h 不等^[4, 7], 通常是由远处耀斑产生的莫尔顿波 (Moreton Wave)、EUV 或 EIT 波与暗条相互作用而导致的^[8-11], 也有由近处的亚耀斑或喷流激发的振荡^[7, 12-15], 或者是暗条爆发前

收稿日期: 2016-10-25; 修回日期: 2016-12-20

资助项目: 国家自然科学基金 (11078012)

通讯作者: 谢文彬, wb_xie@bao.ac.cn

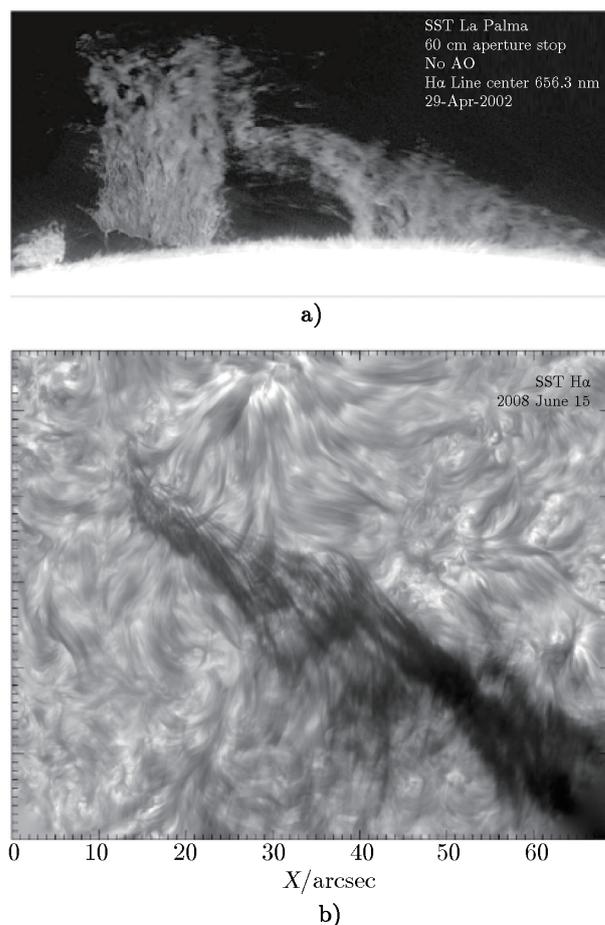


图 1 日珥 (图 a) 与暗条 (图 b))^[5]

的不稳定性造成^[16-18], 相对平衡位置的位移从几千 km 到 4×10^4 km 不等^[7]。而小幅度振荡 (Small Amplitude Oscillation) 的速度为 $2 \sim 3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 有时甚至更小。小幅度振荡似乎是由暗条局部被激发而导致的, 振荡周期差别较大, 从小于 1 min 到大于 5 h。小幅度振荡在太阳暗条中随处可见, 并且无时无刻不在发生。

Harvey^[19] 对 68 个非活动区日珥进行了分析, 结果显示有 31% 的日珥沿视线方向没有明显的速度改变, 28% 有明显的视线方向速度的随机变化, 而剩下的 41% 则明确表现出振荡现象。对另外 45 个活动区日珥所得到的分析结果与此相似。几个可能导致观测不到振荡现象的原因如下: (1) 速度幅值或者其视线方向的分量太小, 以至于被淹没在观测仪器的噪声中无法被识别; (2) 可能在观测时段日珥正好没有振荡行为; (3) 日珥等离子体各个部分所发射或吸收的辐射有不同的振荡性质, 因此所观测到的信号类似于噪声, 而无法分辨出独立的振荡信号。

上述文章主要针对大幅度振荡进行统计。随着观测仪器分辨率的提升, 人们发现作为暗

条组成部分的细丝^[20-22] 几乎都有振荡现象, 属于小幅度振荡的范畴, 振荡发生的频率比大幅度振荡要高得多。由于太阳上几乎时刻都有日珥和暗条的存在, 所以细丝的这种振荡较为常见。另一方面, 细丝这种比较简单的结构更容易使用磁流体力学 (MHD) 相关理论来研究, 并且更适合进行数值模拟, 因此近年来对于小幅度振荡的观测及理论解释的研究层出不穷^[6, 23, 24], 然而, 关于大幅度振荡的文章较少, 特别是高分辨率观测稀缺, 对大幅度振荡的理论解释仍有待探索。

本文将在第 2 章简要介绍日珥振荡的国内外研究进展, 包括日珥振荡的一些基本性质介绍及相关理论解释; 第 3 章介绍珥震学及其在日珥爆发触发机制研究中的应用; 最后一部分是本文的小结, 并指出这一领域尚未解决的一些问题。

2 国内外研究现状

2.1 大幅度振荡

2.1.1 基本性质

观测上大幅度振荡可按振荡方向与暗条主轴的夹角分为横向振荡、纵向振荡以及混合类型的振荡。横向振荡包括两类, 横向水平振荡^[16] (horizontal) 和横向垂直振荡^[9] (vertical)。前者的振荡方向平行于日面并与暗条主轴垂直; 后者的振荡方向也与主轴垂直, 但垂直于日面。而纵向振荡^[13-15] (longitudinal) 的振荡方向与暗条主轴平行。混合类型的振荡^[10] (mixed) 则是指速度同时具备横向分量与纵向分量的振荡。

2.1.1.1 垂直振荡类型

大幅度振荡的速度幅值超过 $20 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, 振荡周期一般为 6 min 到 3 h, 振幅可与暗条自身长度相当。当视线方向 (Line-of-sight, 简称 LOS) 速度幅值足够大时, 暗条的辐射会超过 $\text{H}\alpha$ 谱线宽度而消失, 故在谱线的蓝翼和红翼周期性地交替出现, 形成“眨眼”的现象 (如图 2 所示), 实际上属于上述所说的垂直振荡类型。Hyder^[1] 研究了 11 个这样的事例, 得到的振荡周期在 6~40 min 之间, 衰减时标在 7~120 min 之间。值得注意的是, 其中一个暗条在连续 3 天内受到 4 个耀斑的扰动, 但是其振荡频率和衰减时标几乎没有什么改变。暗条的振荡周期似乎与暗条自身的长度、质量、发出扰动的耀斑的强度, 以及离耀斑发生处的距离均无关^[4], 这是珥震学的基础。

垂直振荡多由莫尔顿波或者 EUV 波触发, 周期从十几分钟到几小时^[8, 9, 25]。Pouget 等人^[26] 使用 SOHO/CDS 的 He I 584.33 Å 线数据, 对 3 个垂直振荡的暗条进行了分析, 他们将各种可能的 MHD 振荡模式都进行了分析, 其中慢模 kink 模振荡对应 5~6 h 的超长振荡周期, 在此之前观测中还没有发现。他们还对比暗条的其他性质进行了研究, 发现 3 个暗条磁力线的方向与其暗条主轴之间的夹角分别为 19° , 32° 和 35° 。

2.1.1.2 水平振荡类型

Kleczek 与 Kuperus^[27] 提出一个解释水平横向振荡模型。在该模型中, 他们将暗条视为

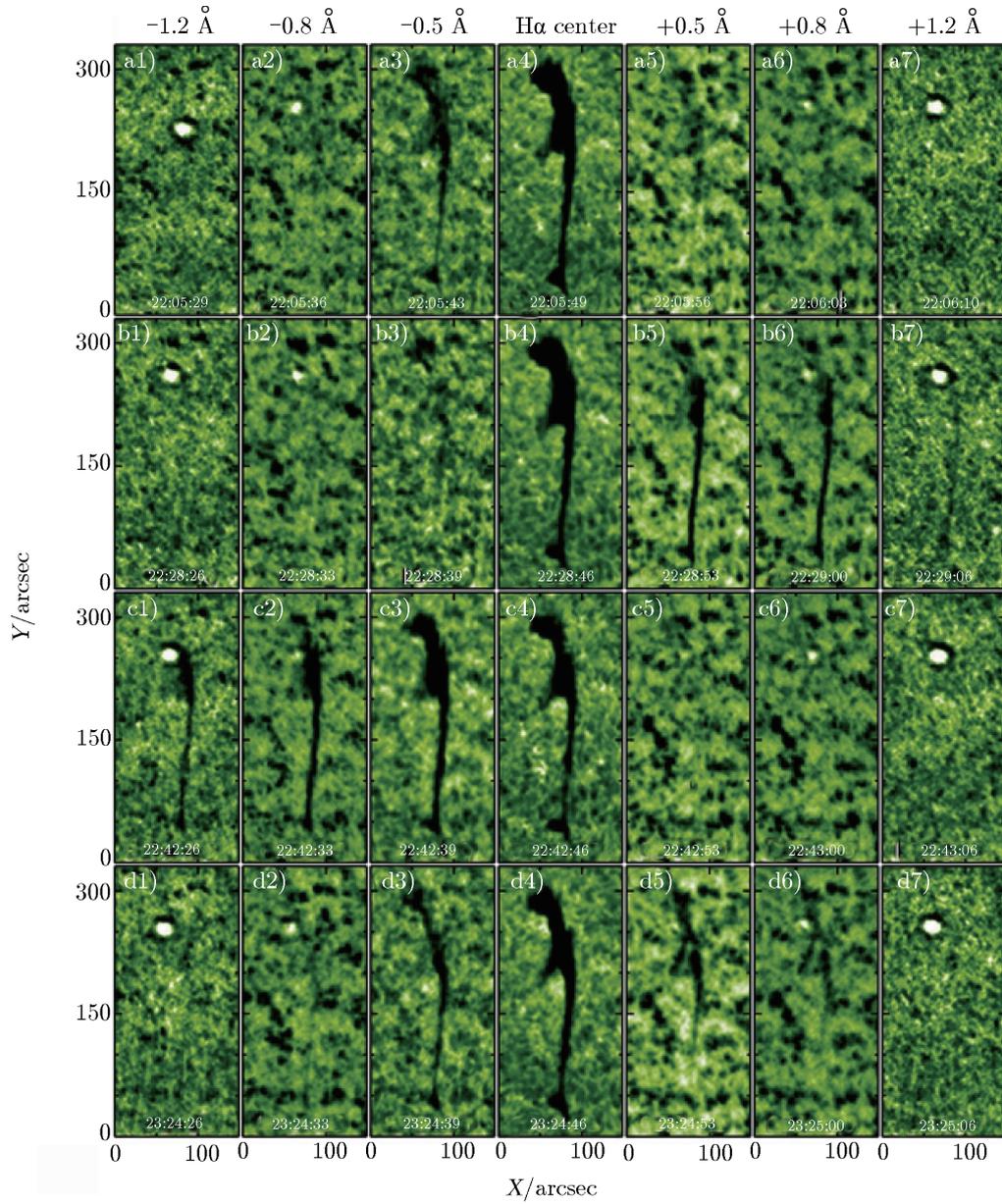


图 2 “眨眼”的暗条交替出现在 H α 波段及其红蓝翼^[25]

一个自由振荡的振子, 并认为其回复力为磁张力, 由此推导出振荡的周期为:

$$P = 4\pi LB^{-1}\sqrt{\pi\rho_p} = 2\pi L/v_A \quad . \quad (1)$$

有许多这种类型的振荡是在日珥爆发或耀斑发生前被观测到的。Isobe 和 Tripathi^[16] 研究了一个极冠暗条。大幅度振荡出现在暗条爆发前的缓慢上升阶段, 周期为 2 h, 并且其振荡幅度在整个过程中没有衰减, 反而有所增加。由于暗条失去平衡的时间很短, 不超过其阿尔芬转化时标 (约 1 h), 故他们推测暗条爆发是由快速磁重联导致的。Chen 等人^[18] 分析了 2000 年 9 月 26 日 SUMER 观测到的一个事件。他们认为振荡是由于新浮磁流与已存在的背景磁场发生磁重联而导致的; 在振荡结束后, 日珥爆发并伴随有耀斑和 CME, 因此他们提出日珥振荡可以作为预报耀斑和 CME 的前兆。除了磁重联外, 也有一些文章报道了快模 EUV 波导致此类振荡的事例^[11, 28, 29]。

2.1.1.3 纵向振荡类型

Jing 等人^[12] 首次报道了大幅度纵向振荡事件。该事件发生于 2001 年 10 月 24 日, 使用大熊湖天文台 (BBSO) 高精度的 H α 成像观测。暗条一个足点处发生的亚耀斑引发了振荡。振荡周期约 80 min, 速度幅值非常高 (约为 92 km·s⁻¹), 衰减时标约 210 min。2006 年他们又继续研究了 3 个类似的纵向振荡事件^[7], 发现这 4 个事件都与邻近的耀斑或者暗条活动有关, 振荡周期都很长 (80~160 min)。

Vršnak 等人^[13] 分析了 2002 年 1 月 23 日观测到的暗条振荡。他们认为振荡是由暗条一个足点处所发生的磁重联导致极向磁场通量注入而引起的, 振荡的回复力被认为是沿着暗条主轴的磁压梯度力。将振荡近似为一个简谐振子, 他们推导出了振荡周期与暗条物质所在的磁绳长度 $2L$ 及阿尔芬速度 v_A 的关系式:

$$P = \frac{\pi\sqrt{2}L}{v_{A\phi}} \quad . \quad (2)$$

第一个自治地解释纵向振荡的模型是 Luna 和 Karpen^[31] 建立的。他们模拟了多根细丝一起振荡的情形, 认为振荡的回复力是沿着磁凹陷方向上的重力分量。他们建立了一个类似单摆的模型 (参考图 3 所示结构), 而单摆的“摆长”即磁凹陷的曲率半径, 并由此给出了周期与磁凹陷曲率半径的关系:

$$\omega = \frac{2\pi}{P} = \sqrt{\frac{g_0}{R}} \quad . \quad (3)$$

再根据磁凹陷底部磁张力与重力相平衡, 得到该处磁场的最小值:

$$B = \sqrt{\frac{g_0^2 mn}{4\pi^2}} P \quad . \quad (4)$$

这样只要测得振荡周期, 并选取一个合理的数密度, 那么从周期就可以计算出该处的磁力线曲率半径的大小以及磁场的最小值, 相当于同时得到了磁场的拓扑结构和强度信息。对于振荡的衰减, 他们认为是由质量积累造成的。

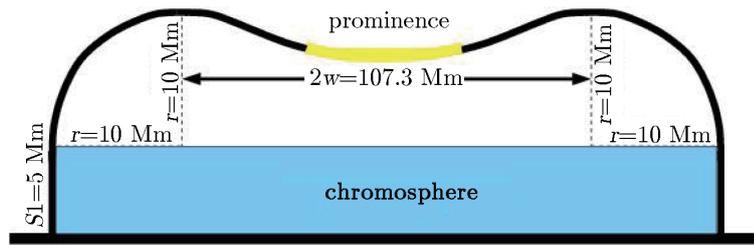


图 3 大幅度纵向振荡磁场结构示意图^[30]

2.1.1.4 混合类型

由于耀斑引发的日冕波的传播方向不一定正好垂直于日珥主轴，当两者夹角偏离 90° 时，日珥物质发生振荡时就有可能同时存在横向和纵向两个速度分量，即混合类型的振荡。Gilbert 等人^[10] 利用 Mauna Loa 天文台 (MLSO) 的 $H\alpha$ 及 He I 线的观测资料，研究了 2006 年 12 月 6 日一个莫尔顿波与暗条相互作用的事件。在此事件中，莫尔顿波出现两个不同的波前，与暗条发生复杂的相互作用，使暗条在垂直及平行主轴两个方向均有振荡，总的振荡方向更接近于与暗条主轴平行。总的振荡时间持续约 180 min，暗条西侧部分的振荡周期约 22 min，东侧部分约 31 min。他们认为，对于垂直于暗条主轴方向的振荡，其回复力为磁张力；对于平行于磁力线方向的运动的衰减，他们将其归于波发射导致的能量损失。

2.1.2 理论解释

1) 横向振荡的触发机制及回复力

横向振荡，包括垂直和水平两种振荡类型，一般认为是远处的耀斑爆发产生的日冕行波传播至日珥或暗条处，并与日珥发生相互作用而导致，其振荡周期通常比较短。对于垂直振荡类型，Anderson^[32] 认为日冕波动传播到暗条处时将暗条下压而形成。Hyder 则将这样的振荡类比为衰减的简谐振荡，并认为其回复力为磁张力，依据此模型可计算视线方向的磁场分量，而衰减则被认为是由日冕粘性导致的^[1]。对于水平振荡，Kleczeck 和 Kuperus 沿用了 Hyder 的观点，将振荡视为以磁张力为回复力的简谐振荡，但衰减的成因有所不同，他们认为是由声波发射造成的^[27]。由于日冕波和日珥的相互作用常使得整个日珥同相位地振荡，所以也有人认为这种横向振荡属于全局扭曲模 (global kink mode)^[33, 34]。

2) 纵向振荡的触发机制及回复力

纵向振荡通常是日珥或暗条的一部分受到近处的微耀斑、亚耀斑^[7, 12] 或者喷流^[16] 等能量快速释放的事件激发而产生的。纵向振荡的周期较长，一般 40 min 或更长。Luna 和 Karpen^[31] 利用数值模拟对纵向振荡可能的回复力进行了研究。电磁相关的力首先被排除，因为洛伦兹力总是垂直于磁场，因此并不会影响纵向的运动。他们的分析结果显示，气压梯度力对纵向振荡的影响很小，所以纵向振荡的本质与磁声波无关，而纵向振荡基本上是钟摆运动与慢模波共同作用下的结果。但是慢模波的作用远小于钟摆运动，所以可以用钟摆模型来近似研究纵向振荡。在此模型中，纵向振荡的回复力为重力沿磁力线方向的分量。他们后续的模拟结果显示^[35]，钟摆模型的模拟结果与分析模型的结果吻合得很好，并且振荡周期与

磁力线曲率半径之间存在一一对应的关系, 这在观测上具有重要意义。对于振荡的衰减, 他们认为这是由不断的质量累积导致的。

2.2 小幅度振荡

2.2.1 基本性质

小幅度振荡在宁静区暗条和活动区暗条中均有发现^[36, 37]。这类振荡一般与耀斑活动无关, 大部分情况下振荡仅涉及暗条的一部分而不是整体。小幅度振荡的速度幅值范围为 $(0.1\sim 3) \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, 这一振幅大小与探测仪器噪声量级相当, 有一些振荡现象可能会因此无法观测到^[38]。小幅度振荡在日珥和暗条中随处可见, 特别是在被视为暗条基本组成部分的细丝中。某些情况下, 小幅度振荡也会与细丝本身的一些运动同时发生。Ning 等人^[39]使用 Hinode 对一个边缘日珥进行观测时就曾发现一组细丝同时有振荡与漂移运动 (drifting)。在此研究中, 他们还发现所观测的振荡仅持续了一个周期便消失, 而新的振荡几乎同时在附近产生; 因此他们认为振荡的触发源是小尺度的, 并且数目众多。

根据周期的长短, 小幅度振荡又可分为四类: 极短周期振荡时间长度小于 1 min; 振荡周期少于 10 min 的为短周期振荡; 周期在 10~40 min 的为中等周期; 大于 40 min 的为长周期振荡^[5]。最近有研究者分别从 EUV 和 $\text{H}\alpha$ 波段观测到了超长周期的振荡, 振荡周期分别为 8~27 h 和 20~30 h^[40-42], 这些振荡可能与一般较短周期的振荡有不同的起源, 尚待进一步研究。小幅度振荡似乎存在各种长度的周期, 从数分钟到 10~30 h^[38]; 而大幅度振荡的周期一般比较长, 如前所述, 约为 6 min~3 h。

对小幅度振荡的研究通常使用光谱分析方法, 一般基于对多普勒速度的分析, 也有使用谱线强度或者谱线宽度等其他性质的。除了日珥的典型谱线, 有时也会用温度更高的谱线, 例如对应温度约 20 000 K 的 He I 584.33 Å 线^[23, 26], 对应温度约 1.5×10^6 K 的 195 Å 谱线^[40], 以及一些过渡区谱线如 Si IV 或 O IV 线, 对应波长为 1 393.76 Å 及 1 401~1 405 Å^[43]。然而, 仅在很少的研究中, 不同的物理量可以同时探测到振荡并且恰好得出相同的周期^[44-46]。详细的研究还需要结合振荡本身的一些性质, 例如密度、压强、温度和磁场强度等。

Lin 等人^[47]利用瑞典 1m 太阳望远镜 (SST) 的 $\text{H}\alpha$ 数据, 研究了数根暗条细丝中速度幅值为 $1\sim 2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的行波的传播。行波的波长约为 4'', 平均相速为 $12 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, 振荡周期为 3~9 min。他们认为这种短周期的行波可能是由细丝的快模 MHD 波所产生。

Okamoto 等人^[37]在 Hinode 的 Ca II H 线电影中发现一个活动区日珥的水平方向细丝中有连续的物质流动, 伴随有横向振荡 (见图 4), 振荡周期为 130~250 s, 估计最小波长为 $2.5 \times 10^5 \text{ km}$, 波速为 $1 050 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。Terradas 等人^[48]应用珥震学分析了同一个事例, 认为这种振荡最有可能是扭曲模波。在 Hinode 同一波段, Berger 等人^[49]发现日珥垂直细丝上的横向振荡, 周期为 20~40 min, 振幅 $(2\sim 5) \times 10^6 \text{ m}$ 。由于波的传播速度仅 $10 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, 他们推测这些波是磁声波。

除了光谱性质之外, 小幅度振荡另一引人注目的性质是其空间分布。Molowny-Horas 等人^[50]以及 Terradas 等人^[51]对一个日面边缘的日珥进行了二维的高分辨率观测, 绘制出了多普勒速度、周期、衰减时标和波数随空间位置的分布图。他们指出在一个很大的区域内,

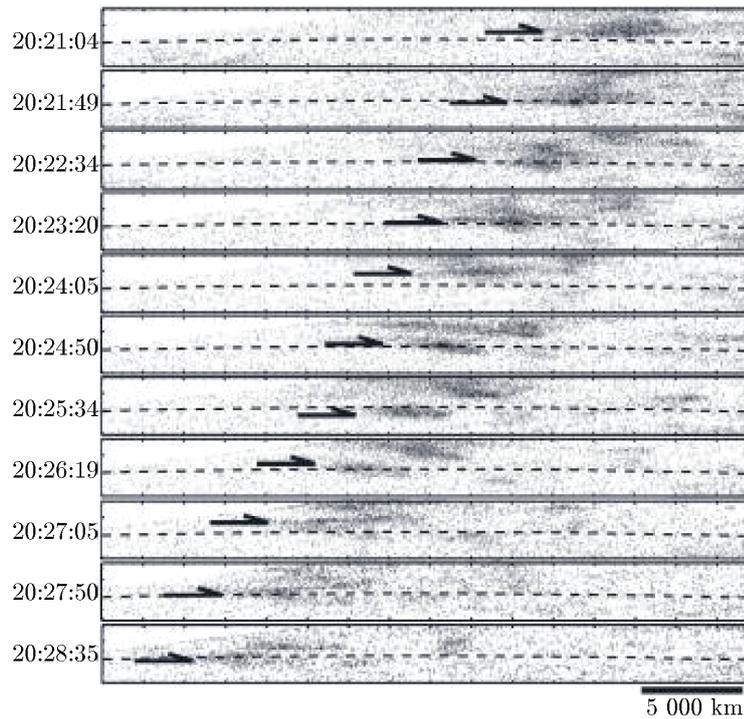


图4 单一细丝的振荡, 沿细丝有物质流动^[37]

有周期性的多普勒速度振荡, 各点处的周期及衰减时标相似, 并且沿着区域内所取的两条切片, 他们发现有一个平面行波和一个驻波的存在, 这些波似乎起源于日珥的同一位置。

Lin 等人研究了分属不同细丝的 328 个亮斑特征 (blob) 的二维平面运动及其多普勒位移^[20]。其中 49 个沿暗条主轴有 5~20 km 的流动, 同时在视线方向也有周期为 4~20 min 的振荡。通过计算沿着每根细丝的平均多普勒信号, 他们发现空间位置相近的细丝的振荡是同相位的, 周期也相近, 说明细丝更倾向于集体振荡。

2.2.2 理论解释

关于小幅度振荡的起源, 现在有许多理论解释。有人认为小幅度振荡与光球的 5 min 振荡和色球的 3 min 振荡有关, 能量通过磁力线传播到暗条中, 推动暗条等离子体物质的运动^[36]; 但也有观测者探测到振荡周期为光球振荡 2 倍的情况, 似乎有悖于上述的猜想^[19]。Mashnich 等人^[52, 53]同时观测了 $H\beta$ 线及其相邻的光球 Fe I 4 863 Å 谱线, 发现了一个准小时振荡 (quasi-hourly oscillation), 在该区域内光球和暗条分叉 (barb) 的振荡具有很好的空间相关性, 他们认为这一相关性是暗条振荡起源于光球的证据。另外, 也有人认为小幅度振荡是外部一些能量快速释放的过程导致的, 如磁重联或者较弱的耀斑爆发事件等, 这些能量释放过程激发了暗条自身结构不同的本征振荡模式, 从而引发小幅度的振荡。

小幅度振荡一般用 MHD 理论来解释^[6, 54]。早期模型将暗条当作一个整体来研究, 而随着地基望远镜与空间望远镜分辨率的不断提高, 暗条的精细结构的重要性逐渐凸显出来。近

年来发展的理论模型基本上是以模拟暗条细丝为主。通常采用圆柱平衡模型, 并假设圆柱直径远小于柱长(即细磁流管近似), 圆柱中全部或部分填充致密的冷等离子体物质。MHD 理论的研究主要集中在慢模磁声波、快模磁声波以及阿尔芬波(Alfvén Wave)这三种波。一般认为暗条细丝及其周围环境都是由磁压主导(低 β 等离子体)。由于慢模磁声波的振荡主要是由热压主导的, 因此在许多研究中常常被忽略。

Okamoto 等人^[37]观测了一个活动区日珥, 并把其横向振荡的起因解释为阿尔芬波。随即 Erdélyi 和 Fedun^[55]通过数值模拟指出, 阿尔芬波扰动更有可能导致扭绞振荡(torsional oscillation)。扭绞振荡并不会使暗条的主轴发生横向的位移, 因此很难实际观测到。一般需要通过测量谱线的加宽来证实阿尔芬波的存在。相比之下, 扭曲模快波(fast kink wave)的振荡方式更容易使暗条主轴发生横向位移, 产生横向的振荡。Lin 等人^[56]也将一个宁静暗条的 10 个细丝的横向振荡解释为扭曲模, 并指出 MHD 扭曲模波不仅可以产生圆柱轴横向的位移, 也可以产生短周期振荡, 这与测量得到的周期相符。

除了单独一根细丝的振荡, 细丝之间也常常有集体振荡的情况^[57-59]。Lin^[59]通过在一个小区域内平均多普勒视向速度的方法, 得到了一些很难分离的暗条细丝很强的振荡信号, 振荡周期为 26 min。他们指出, 暗条细丝的集体振荡可能是细丝之间存在某些相互作用或者有共同的触发原因。Díaz 等人^[60, 61]从分析和数值模拟方面研究了暗条细丝振荡的空间相关性。他们在直角坐标系下研究了多细丝系统的相互作用, 使用 MHD 快模波触发细丝的振荡, 并假设气压与磁压之比 $\beta \rightarrow 0$ 。结果表明, 暗条中的一组邻近细丝的振荡将逐渐达到同样的频率及相位。振幅略有不同, 取决于填充因子(filling factor), 即磁流管中能有效发出辐射的体积。这些结果与观测相符, 并且计算表明, 细丝之间的距离应当很小才能有效地将振荡的影响传递给邻近的细丝。

2.3 振荡的衰减

人们在许多观测中都看到了振荡的衰减。关于振荡的衰减机制研究众多, 已经有了初步结果。振荡衰减包括两种情况。其中一种是时间衰减, 即暗条某一部分的振荡振幅随着时间逐渐减小。Tsubaki 和 Takeuchi^[62]与 Wiehr 等人^[63]首先发现振荡的振幅有随时间减小的现象, 说明日珥振荡是随时间而逐渐减弱。这种衰减一般通过对该部分作平行于振荡方向的切片, 并作出时间-空间位置分布图(简称时空图), 来研究其振荡随时间的变化, 如图 5 所示。利用时间-空间位置分布, 再通过对振荡波形的拟合而得到振幅、周期、速度、衰减时标等物理信息。衰减时标是指振幅随时间减小到最大振幅的 $1/e$ 时所经历的时间, 通常用 τ_D 来表示, 是振荡衰减快慢程度的指标。另一种情况是空间衰减, 即同一暗条的不同部分的振荡幅度不同, 例如有研究表明, 暗条中部的振荡最强, 而向两侧足点振荡幅度递减^[64]。与时间衰减一样, 空间衰减也有特定的指标来表示衰减的快慢程度, 常用振幅下降到最大振幅的 $1/e$ 处离最大振幅处的距离来表示, 称为衰减长度。振荡的图像通常可以使用一个指数衰减的正弦或余弦曲线来拟合, 在拟合曲线的表达式中包含一个 $\exp(-t/\tau)$ 的衰减因子。

日珥振荡的衰减机制可以借鉴研究比较丰富的冕环振荡的研究^[65, 66], 但是应当注意日珥和日冕物理环境的不同, 在实际应用时需要根据所研究问题的具体物理参数做适当的调整和修正。

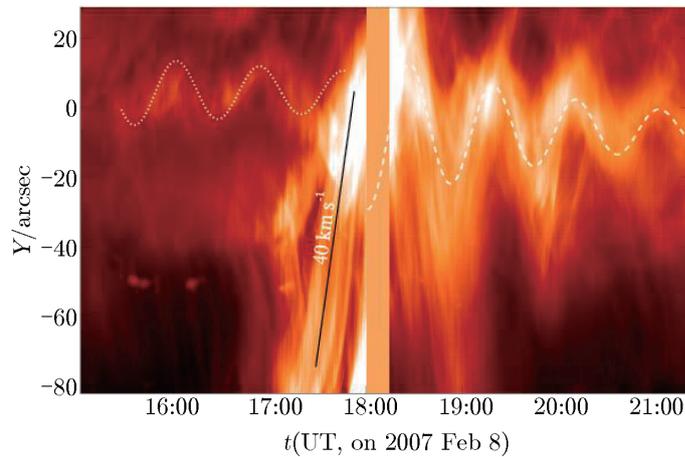


图 5 Ca II H 强度的时间切片图 (可看到日珥的振荡有明显衰减)^[30]

2.3.1 大幅度振荡的衰减

大幅度振荡的衰减时标大概是周期的 2~4 倍。一般认为其衰减是由于向周围日冕发射波而导致能量的损失, 从而造成衰减^[27, 67]。也可以借由其他耗散过程消耗波的能量^[1, 68-71]。大幅度振荡的衰减机制也有可能与小幅度振荡相似, 由波泄露或者其他非线性过程而衰减^[24]。大幅度振荡的衰减机制由于研究以及观测到的事例较少, 如今仍然没有明确的理论解释。

2.3.2 小幅度振荡的衰减

小幅度振荡观测事例较多, 因而对其性质、触发机制及衰减机制, 都有不少理论研究^[36, 44, 50, 51, 56, 59, 62, 63, 70]。小幅度振荡的衰减时标大概是周期的 1~3 倍, 衰减时标与周期的比值的观测值大约为 $1\sim 10$ ^[24]。

如上所述, 日珥的基本组成单位是细丝, 即纤细的磁流管。如果在同一细丝中有两种以上的振荡模式, 那么这些振荡模式之间会有相位混合 (phase mixing) 现象的发生, 可能造成波能量的损失, 这也是一种可能的衰减机制。

现在小幅度振荡的衰减机制大致归为两类。第一类是热机制, 即通过各种非绝热过程来耗散能量, 主要是光学薄等离子体向外辐射造成的能量损失、日冕的热传导, 以及加热作用。其中光学薄等离子体辐射和加热被证明对衰减的效率不够, 不符合观测所得到的衰减时标^[72]。而热传导则能够使波长非常短的波有效地衰减下来^[70]。第二类是非热机制。众所周知, 日珥周围的日冕温度为 10^6 度, 而日珥的温度仅 10^4 度, 所以日珥中的等离子体仅仅是部分电离, 因而日珥等离子体的成分除了离子和电子, 还有一部分中性粒子。离子与中性粒子的碰撞 (Ion-Neutral Collision) 是导致振荡衰减的一种可能机制。研究表明, 离子-中性粒子碰撞可以有效地衰减阿尔芬波^[73]。另一种可能的衰减机制是共振吸收 (Resonant Absorption)。这种机制在很早的研究中就有人考虑到^[69, 74, 75], 对于细丝横向振荡中的扭曲模快波的衰减, 共振吸收成效显著, 特别是在高度不均匀的结构中, 扭曲快模可以将能量通过共振吸收转移给阿尔芬模, 从而达到有效衰减的目的。除以上两种机制外, Morton 和

Erdélyi^[76] 提出冷却 (由一个随时间变化的背景造成) 可以明显地导致冕环的衰减, 而暗条等离子体的温度也在一定范围内变动, 所以这种冷却也是一种可能的衰减机制。

3 珥震学

一直以来, 人们对于日珥能够在温度、密度均与自身相差两个量级的日冕中形成并比较稳定地悬浮其中几小时, 甚至一个月而感到十分困惑。是什么能够使日珥在那种极端的环境下形成? 又是什么可以保证日珥在这种环境下保持如此长的时间? 毫无疑问, 磁场在其中功不可没。

如前所述, Ramsey 和 Smith^[4] 从观测中发现, 日珥或暗条振荡有其本征模和本征频率。所以日珥振荡非常适合与磁流体力学的相关理论模型作比较, 从而诞生了一个新的研究方向, 即珥震学 (Prominence Seismology), 而上述的特点则是这一新研究方向的基础。

由于在日珥中, 其内部性质等不易直接测量, Roberts 和 Joarder^[77], 以及 Vial^[78] 提出可以应用日珥振荡学来得到日珥的一些局部性质, 从而推测其内部结构。日珥振荡学方法结合观测中所得到的日珥振荡的相关物理量, 如周期、波长、衰减时标、阿尔芬速度、不均匀性特征尺度等, 通过磁流体力学的理论来得到日珥自身的一些很难直接观测到的物理性质, 例如磁场结构、等离子体的相关物理参数等。借由这些信息还可以进一步研究日珥在日冕中的稳定性, 这对太阳其他活动, 如暗条爆发、日冕激波和日冕物质抛射等都具有重要意义。

日珥振荡学可以分为两类: 一类是振荡学 (Seismology), 通过分析振荡的性质或者波在介质中的传播来推测介质的物理性质; 另一类则是磁流体力学振荡学 (MHD Seismology), 这一方法将振荡现象解释为磁流体力学行波或驻波。磁流体力学振荡学一般有以下两种研究思路: 一种是从理论出发, 先建立理论模型, 再用其来预测各种振荡模式, 并用观测来检验模型的正确性, 若与实际不符, 则修改模型并继续与观测结果作对比; 另一种思路则反过来, 从观测结果出发, 建立基于观测值的模型。

3.1 大幅度振荡的珥震学

首例应用日珥振荡学的研究是 1966 年 Hyder^[1] 的工作。他们将 Kippenhahn 和 Schlüter^[79] 所提出的模型应用到 Ramsey 和 Smith^[4] 的观测事例中, 将暗条振荡视为简谐振子, 以磁张力作为回复力, 最后估算出暗条磁场的径向分量为 $(2 \sim 30) \times 10^{-4}$ T。应用振荡学方法得到的这个结果与 Zirin 和 Severny^[80] 所进行的磁图测量, 以及 Lee 等人^[81] 利用日珥 H α 和 D₃ 谱线进行的偏振测量所得到的结果是相吻合的。这也说明了日珥振荡学方法确实是导出日珥内部磁场结构的一种简单而有效的方法。他们对观测到的衰减现象的解释是, 位于逐渐减小的磁场中的暗条, 其垂直振荡受到周围日冕的黏性而衰减。Kleczek 和 Kuperus^[27] 重新解释了这个研究中观测到的振荡, 认为这些振荡是水平横向振荡, 回复力为磁张力, 而且发生衰减的原因是声波的发射带走了能量。

Vršnak 等人^[13] 利用 Hyder^[1] 的方法, 研究了 H α 波段观测到的一个周期为 50 min 的纵向振荡事例。他们假设暗条嵌在磁绳 (flux rope) 中, 并假设振荡是由暗条其中一个足点注入

的额外极向磁流导致的磁压所驱动的。据此他们建立了一个模型,将暗条的振荡当作纵向的简谐振荡,并由此导出磁场的轴向分量大概为 $(1 \sim 3) \times 10^{-3}$ T,这与宁静区暗条磁场的观测结果相符合。

为了得到振荡的物理参数,常从暗条上一点的位置和多普勒速度入手。只考虑一个点的这种研究方法能够较为简便地得出暗条振荡的主要性质,但是这仅仅当暗条是整体同相位振荡的情况下才适用。如前所述,除了由远处的耀斑爆发产生的行波与暗条相互作用而导致的同相位整体振荡,暗条的振荡还有可能是亚耀斑甚至微耀斑引起的局部扰动。此外,暗条在一些非线性效应的作用下也会发生随时间的衰减现象。在这种情况下,单纯研究暗条上某一点的振荡性质不足以描述暗条振荡的整体情况,可能会因此得出错误的结论。所以必须应用一些新的研究方法同时研究不同点处的振荡情况,例如使用小波分析方法、功率谱分析方法等,详情可以参考相关文献 [40, 64]。

Pintér 等人^[64]应用小波分析法来研究一个极冠暗条的大幅度振荡的空间和时间演化。他们将暗条分成 49 个等距离的切片,并采用了两种方法来研究暗条的运动。第一种方法是“整体拟合”,即使用一个二次多项式来拟合暗条的二维强度位置的变化;第二种方法是“最小值搜索”,即每一切片中搜索到的强度最小值处,认为是该时刻暗条的位置。小波分析也得出相近的结果。每一种方法所测得的周期都在 2.5~2.6 h 之间,越靠近暗条中部,周期越短;而在暗条的足点附近则几乎没有振荡现象。也就是说,暗条仅有一部分在振荡。通过分析切片中暗条的位置,他们认为暗条是横向振荡。并且由于在仪器拍摄到的暗条图像中,可以清晰地看到螺旋结构,说明这一暗条具有扭曲的磁绳结构。利用 Vršnak 等人^[13]用以解释纵向振荡的模型,将磁绳视为简谐振子,他们推导出极向磁场为 $(2 \sim 10) \times 10^{-4}$ T,而轴向磁场大概为 $(1 \sim 5) \times 10^{-4}$ T。综上所述,纵向振荡和横向振荡的理论模型也有可相互借鉴之处。

对于大幅度纵向振荡,Luna 等人及 Zhang 等人^[31, 82-84]建立了一个新的理论模型。当暗条附近有一个能量快速释放的事件时,所释放出的能量会加热比较靠近的一个暗条足点处的等离子体。这些被加热的等离子体向上推动,使得位于磁凹陷处较冷的等离子体物质偏离平衡位置,于是在回复力的作用下,暗条开始在平衡位置附近来回振荡,即所谓的纵向振荡。

Luna 和 Karpen^[31]认为纵向振荡的回复力是重力沿磁力线的分量,利用钟摆模型导出了振荡周期与磁凹陷(dip)的曲率的关系,由此我们可以从振荡周期反推出承载日珥等离子体物质的磁凹陷的深度。文中还给出磁凹陷底部磁场大小与振荡周期的关系,这样从振荡的周期就可以大致得到磁场的大小和结构特征,而周期的测量与其他磁场测量手段要大大简化,这是珥震学的优势所在。

遗憾的是,至今为解释大幅度振荡而建立的各种理论模型,还没有研究者应用磁流体力学的理论来解释所观测到的振荡。由于没有涉及到精细结构的演化而仅仅从日珥或暗条的整体形态特征和物理特征来分析,因此大幅度振荡暂时只能提供一些物理量的测量结果以及一些简单的磁场结构设想,并不能从观测结果推导出日珥完整的内部结构信息。

3.2 小幅度振荡的珥震学

与大幅度振荡不同,小幅度振荡比较普遍,观测资料丰富,而且其研究从日珥的精细结

构(即细丝)出发, 不论是从理论模型的建立还是数值模拟方面, 都更方便研究日珥的性质, 因而也催生出了众多关于小幅度振荡的研究。

人们很早就注意到小幅度振荡和日珥细丝之间可能有一定的内在联系^[45, 58], 但当时的观测仪器分辨率比较差, 不能为此设想提供确凿的依据。随着观测仪器和设备的分辨率越来越高, 越来越多的人认同宁静暗条(包括宁静区暗条和活动区暗条)是由大量纤细而近似于平行的细丝扭缠在一起组成的。在谱线的多普勒位移观测中, 可以看到其速度幅值大致为 $2\sim 3\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, 这一范围要远小于日珥等离子体中的两种特征速度, 即阿尔芬速度和声速。小幅度振荡一般在几个周期内就衰减完毕, 并且很少会影响到整个日珥结构, 属于局部特征。

Régnier 等人^[23]利用 SoHO/SUMER 观测了一个活动区暗条, 考虑了可能的 MHD 振荡模式, 并与观测值进行了对比, 最后提出一种珥震学诊断方法。在平板模型下, 从观测得到的平板半宽及暗条半长计算不同振荡模式的频率之比, 并与实际观测到的振荡频率作比较, 由给定密度下磁场与振荡频率之比的关系, 可以筛选出实际观测到的振荡模式。

在对细丝横向振荡的研究中, Lin 等人^[56]首次结合了视线方向的多普勒速度和天空平面上的水平速度, 合成了两根细丝真实的振荡平面位置, 并给出振荡平面与天空平面的夹角分别为 42° 和 59° 。他们将所观测到的细丝的横向振荡解释为在圆柱形磁流管上传播的扭曲模(kink mode)MHD 波。使用图 6 所示模型, 在柱坐标系下, 其密度假设为:

$$\rho_0(r) = \begin{cases} \rho_i, & r \leq a \\ \rho_e, & r > a \end{cases} . \quad (5)$$

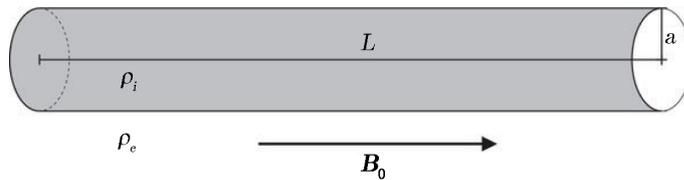


图 6 Lin 等人(2009)所使用的细丝模型^[56]

对细丝来说, 细磁流管假设($L \gg a$)是合理的。考虑 $\beta = 0$, 则扭曲模波的相速为:

$$c_k = \sqrt{\frac{2B_0^2}{\mu(\rho_i + \rho_e)}} , \quad (6)$$

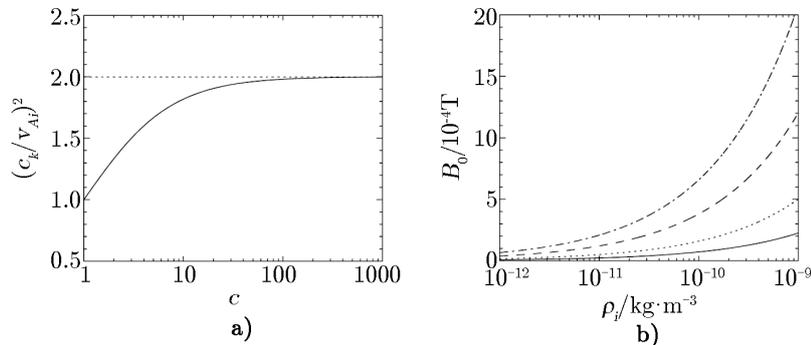
其中, B_0 为磁场大小, μ 为磁介电常数。将内部阿尔芬速度 $v_{Ai} = B_0/\sqrt{\mu\rho_i}$ 以及日珥、日冕密度之比 $c = \rho_i/\rho_e$ 代入, 并考虑 $\rho_i \gg \rho_e$, 则有:

$$c_k \approx \sqrt{2}v_{Ai} . \quad (7)$$

由于假设振荡为扭曲模波的传播, 则可认为 $c_k = V_{ph}$, 其中 V_{ph} 为观测到的波的相速。因此可得日珥的阿尔芬波速度为:

$$v_{Ai} \approx V_{ph}/\sqrt{2} . \quad (8)$$

从所得的阿尔芬速度，加上对密度的合理假设，即可进一步推导出磁场的估值。Lin 等人^[56]的部分分析结果见图 7。



注：a) 快模波速与日珥阿尔芬速度之比的平方与日珥-日冕密度比的关系，虚线表示当后者趋向无穷大时前者的极限值；b) 磁场与日珥密度的关系，不同的线型代表不同细丝的结果。可以看出当密度变大时，磁场的值会变得更弥散。

图 7 Lin 等人 (2009) 的分析结果^[56]

最近，Zapór 等人^[85]研究了两条巴耳末谱线 $H\alpha$ 和 $H\beta$ 及其相关的光谱参数，结合 MHD 模型与一维辐射转移并考虑平板模型，计算了不同振荡模式下，这两条光谱线的多普勒位移、半宽以及最大强度随时间变化的情况。他们发现有一些参数随时间的演化并不是一条正弦曲线。由于这两条谱线形成于不同的光学深度，还受到沿平板等离子体参数随时间变化的影响，因此对于不同的振荡模式，这两条谱线的响应不同。推而广之，若利用更多形成于不同光学深度的谱线，如 $Mg II$ 及 $Ca II$ 线，也许可以获取更多日珥内部速度场的信息。

3.3 振荡日珥的稳定性及其触发机制的珥震学研究方法

如果一个日珥或者暗条，在受到大幅度扰动的时候可以保持结构不爆发，那么就可以发生大幅度振荡；所以从日珥的振荡不仅可以得到相关的物理参数，还能判断日珥结构的稳定性。如果振荡恰好发生在日珥或暗条爆发之前或者爆发过程中，那么我们还可以得到爆发触发机制的相关信息。可惜的是，大幅度振荡观测很少，要捕捉到爆发过程中的大幅度振荡更是难上加难。

现有文献中，Isobe 和 Tripathi^[16]观测到 2002 年 10 月 15 日的一个大幅度振荡发生在暗条爆发前缓慢上升的阶段。图 8 所示为切片位置及对应的时空分布图，可以看到切片 2 对应的足点部分在快速爆发之前有较明显的振荡现象。观测上发现日珥爆发通常要经历缓慢上升和快速爆发两个阶段，其中缓慢上升阶段在快速爆发阶段之前^[86-90]。

上述事例中作者认为，振荡发生在日珥缓慢上升阶段，这说明在日珥或者至少是在其爆发的部分存在非线性的稳定平衡位形，所以排除了不稳定性缓慢发展或者日珥在发生运动之后失去平衡的可能，而应当是一个准静态的演化过程。另一方面，从非线性稳定平衡态到快速爆发阶段的转换时标比振荡的周期要短，假设这一过程是由光球的剪切运动或者会聚运动导致的，那么当回复力变小时，振荡周期也应当相应减小。但是从小波分析结果来看，在

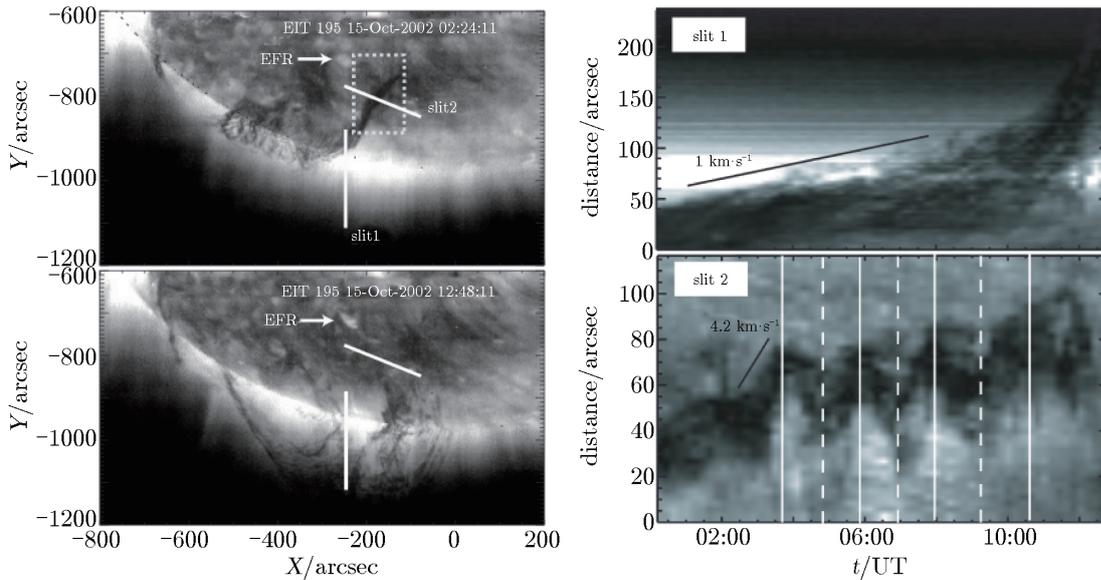


图 8 日珥爆发前的缓慢上升时期 (在其足点附近发现振荡现象)^[16]

3~4 个周期内振荡周期并没有增加, 反而还稍有减小, 这说明从缓慢上升阶段到快速爆发阶段的触发机制应当是一个类似磁重联这样的时标很短的机制。

其他的研究者也陆续在观测中发现耀斑或者 CME 爆发前, 与之相关联的日珥 (或暗条) 发生振荡的现象。Chen 等人^[18] 利用 SOHO/SUMER 的光谱数据, 研究了 2000 年 9 月 26 日的一个日冕物质抛射事件前所发生的日珥振荡。他们认为振荡发生的原因, 是新浮磁流与已经存在的磁场发生反复的磁重联, 产生准周期性的 $H\alpha$ 喷流, 推动日珥进行长周期振荡。在此之后, 由于某种不稳定性的发生, 日珥的一部分首先爆发, 继而在该处观测到耀斑爆发及 CME, 故他们认为日珥振荡可以作为预测 CME 发生的前兆特征。

Zhang 等人^[30] 对 2007 年 2 月 8 日的一个边缘日珥的纵向振荡事件做了多波段的研究。应用 HINODE/SOT 的 $Ca II H$ 线以及 STEREO/EUVI 171 Å 及 304 Å 的数据, 他们发现有一团等离子体物质被注入到日珥中, 沿着日珥主轴方向进行纵向振荡, 其振荡周期约为 52 min, 持续超过 3.5 h。随后日珥的一根细丝发生爆发从而导致 C1.2 级耀斑以及 CME 的发生。值得一提的是, 在这个例子中, 日珥同样不是整体发生爆发, 仅涉及部分结构的爆发。

而 Bi 等人^[91] 也报道了 2012 年 2 月 23 日的一个暗条爆发事件。在爆发以前, 发生了大幅度纵向振荡, 并且在振荡结束后、爆发开始前的很短时间内, 还发生了明显的物质流失 (mass drainage)。这在 SDO/AIA 以及 GONG/ $H\alpha$ 图像上都可以看到。振荡的触发原因没有观测到, 维持振荡的回复力被认为是重力。振荡发生的时间段中, 暗条处于爆发前的缓慢上升阶段, 而物质流失期间暗条的高度几乎不变, 爆发时则表现为快速上升。在这个事例中, 同样是先观测到振荡, 后有暗条爆发, 尽管振荡本身可能并不是引发暗条爆发的直接原因。

4 总结与展望

自 20 世纪 50 年代发现日珥 (或称暗条) 振荡以来, 这一现象受到许多研究者的关注。但是因为技术和理论发展不足等原因, 曾经有过一段时期这一领域鲜有人问津。随着最近十几年间高分辨率的地基望远镜及空间天文台的投入使用, 大大地增加了观测资料, 同时理论模型研究方面也有了很大的进展, 加上日珥振荡学可以应用到对日珥自身磁场结构和性质、暗条爆发、耀斑和日冕物质抛射的触发原因等多方面的研究, 因而日珥振荡现象又重新得到人们的关注。

通常日珥振荡按照 Oliver 和 Ballester^[6] 给出的分类方法, 速度幅值在约 $20 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的, 为大幅度振荡; 速度幅值在 $0.1\sim 3 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的范围, 则为小幅度振荡。大幅度振荡是比较稀有的事件, 因而观测事例很少, 理论模型也亟待发展。大幅度振荡一般是由于远处的耀斑爆发产生的磁流体力学波与日珥相互作用而产生, 也有研究称日珥附近的喷流、亚耀斑或者磁重联等小型的短时间能量释放过程也可以导致日珥的大幅度振荡。高分辨率图像显示, 日珥或暗条的基本组成单位是细丝, 一般认为是纤细的磁流管, 管内有流动的日珥等离子体物质。细丝常发生小幅度振荡, 或者一根细丝单独振荡, 或者一组细丝集体振荡, 因而小幅度振荡相比大幅度振荡要普遍得多, 研究结果也比较丰富。有人认为, 小幅度振荡的触发与光球 5 min 振荡及色球 3 min 振荡有关, 太阳底层的振荡通过磁力线传递到色球和低日冕中, 使日珥或暗条受到扰动而发生振荡。小幅度的横向振荡可能与扭曲模波的传播有关。通常我们需要结合磁流体力学理论来研究小幅度振荡中涉及的波动模式, 通过应用圆柱模型以及细磁流管近似等假设, 模拟单细丝或者多细丝振荡, 并与观测结果进行对比, 从而对小幅度振荡的物理性质有更准确的认识。当然, 我们也可以直接根据观测到的相关物理量的值来推测日珥的内部结构, 建立相应的理论模型, 并与观测结果作比较。

在观测到的大部分振荡中, 都存在振荡随着时间或者空间位置的变化而衰减的情况。一般的解释是通过各种能量耗散过程, 例如周围日冕的黏性、磁耗散、光学薄等离子体的辐射损失、热传导、加热、波泄露等将振荡的能量降低, 从而导致振荡的衰减。研究表明, 热机制仅衰减慢模波, 并且效率不是特别高, 而快模波则并不衰减^[72, 92-95]。衰减快模波和阿尔芬波的一种可能机制是离子-中性粒子碰撞^[73, 96, 97], 但是这一机制所产生的衰减率 (即衰减时标与振荡周期的比值) 并不完全符合观测所得到的值。除了这些非理想机制外, 在暗条细丝中快模波有可能还因为受到共振吸收而衰减^[98]。表 1 中列出了大幅度振荡及小幅度振荡的部分性质比较。

表 1 大幅度振荡与小幅度振荡的比较

振荡类型	速度幅值/ $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$	周期	可能的触发原因	可能的回复力
大幅度	大于 20	6 min~3 h	横向: 日冕波-日珥相互作用 纵向: 亚耀斑或喷流等	横向: 磁张力 纵向: 重力分量
小幅度	0.1~3	数分钟 ~30 h	3 min/5 min 振荡; 小型能量释放事件	—

由于日珥振荡与日珥本身及周围日冕的磁场、密度、温度等性质息息相关, 因此, 通过日珥振荡来研究日珥的磁结构以及日珥和周围日冕环境的性质与关系也是非常自然的想法, 由此发展出一个新的研究方向, 即日珥振荡学。日珥振荡学主要通过对振荡的研究从而得到日珥及周围日冕环境的物理参数, 鉴于磁场在太阳的演化及各种太阳活动中的重要地位, 使其成为日珥振荡学的主要研究目标。目前有两种研究振荡学的方式: (1) 直接从振荡本身的性质或者在介质中波的传播行为来反推日珥本身的性质; (2) 从磁流体力学理论出发, 把振荡现象与磁流体力学波联系起来理解, 通过对照已有的磁流体力学理论模型, 从而对日珥的内部结构有较清晰的认识。

如果日珥在受到大幅度扰动时没有达到爆发的条件, 那么日珥本身就会产生大幅度振荡。从振荡的性质我们可以反推出日珥达到爆发条件的临界值, 从而可以判断其稳定性。如果日珥振荡恰好发生在暗条爆发之前或者爆发中的阶段, 那么这些推导出的临界值也可以为日珥爆发的触发机制提供一些线索。

虽然研究日渐成熟, 但还有许多问题留给我们解答。现有的理论模型还不能够完全解释日珥的形成、磁结构以及爆发或者消失的原因。大幅度振荡的理论解释还十分缺乏, 对于其振荡确切的触发机制还有待进一步深入研究, 寻找更多的可能。另一方面, 大幅度振荡衰减机制的解释并未涉及到磁流体力学理论这样比较完善准确的理论分析, 还有待进一步的改进。而对于小幅度振荡, 仍需要高分辨率研究来确定细丝是否还有更基础的结构。另外, 在观测中常观测到细丝中等离子体物质的流动, 而在理论模型中还没有很好地考虑到物质流动对振荡性质的影响。小幅度振荡的触发机制是与光球及色球有关的振荡过程还是能量快速释放过程导致的不稳定性, 至今仍有争议。

等离子体物质涉及到加热与冷却、电离与复合、物质的运动等, 这使得理论上的处理更加困难。小幅度振荡的理论模型暂时只考虑了光学薄辐射的情形, 对于更为接近实际的光学厚效应还有待研究。对于振荡的相关物理量, 如速度、密度、磁场、温度以及光谱线的位移、谱线宽度和强度等, 需要把辐射转移与磁流体力学波相结合起来进行解释。另外, 日珥等离子体的部分电离性质也应当重视, 它不仅会影响磁流体力学波的性质, 还对日珥的平衡有重要影响。

本文所涉及的理论模型还不能够完全与观测相符合, 在数值模拟研究中, 应当结合等离子体的部分电离、不均匀性以及有流动的性质, 研究这样的等离子体内磁流体力学波随时间的演化, 更能接近实际日珥中振荡现象的实质。近年投入使用的云南 1 m 红外太阳塔 (New Vacuum Solar Telescope, 简称 NVST) 主要的观测目标为光球及色球的精细结构, 视场大小为 $3'$, 在视宁度较好的情况下, NVST 的 G-band (4300 \AA) 对光球观测的空间分辨率接近 $0.1''$, 对色球在 $H\alpha$ 波段 (6563 \AA) 观测的空间分辨率优于 $0.3''$ ^[99]。NVST 可进行多波段的高分辨率成像, 还可进行光谱观测, 包括对磁场斯托克斯参数的测量。已有人使用 NVST 观测到暗条的一些相关现象, 例如暗条的精细结构及流动、暗条爆发等^[100, 101]。图 9 给出 NVST 在耀斑爆发期间对暗条演化情况的高分辨率观测图像。作为同样在暗条中可观测到的现象, 相信未来 NVST 的高分辨率观测数据也将成为暗条振荡 (特别是小幅度振荡) 研究中重要的数据来源之一。另一方面, 随着三维数值模拟的逐步发展, 我们有望可以从三维的角度来研

究日珥振荡现象，对其中的物理过程以及日珥的温度密度结构、磁场结构等有更直观和清晰的认识。

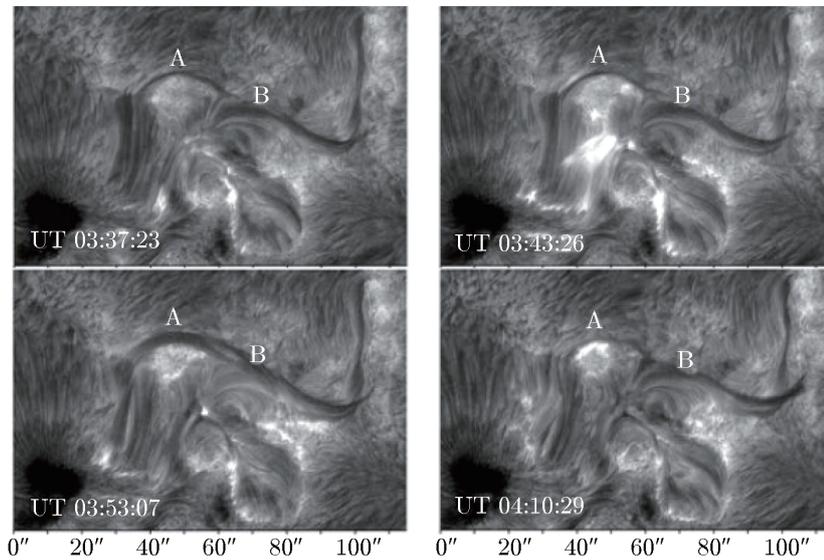


图 9 NVST 对耀斑爆发期间暗条演化的观测^[99] ($H\alpha$ 线心图像)

参考文献:

- [1] Hyder C L. Zeitschrift für Astrophysik, 1966, 63: 78
- [2] Tripathi D, Isobe H, Jain R. Space Sci. Rev., 2009, 149: 283
- [3] Moreton G E. AJ, 1960, 65: 494
- [4] Ramsey H E, Smith S F. AJ, 1966, 71: 197
- [5] Lin Y. Space Sci. Rev., 2011, 158: 237
- [6] Oliver R, Ballester J L. Sol. Phys., 2002, 206: 45
- [7] Jing J, Lee J, Spirock T J, et al. Sol. Phys., 2006, 236: 97
- [8] Eto S, Isobe H, Narukage N, et al. PASJ, 2002, 54: 481
- [9] Okamoto T J, Nakai H, Keiyama A, et al. ApJ, 2004, 608: 1124
- [10] Gilbert H R, Daou A G, Young D, et al. ApJ, 2008, 685: 629
- [11] Asai A, Ishii T T, Isobe H, et al. ApJ, 2012, 745: L18
- [12] Jing J, Lee J, Spirock T J, et al. ApJ, 2003, 584: L103
- [13] Vršnak B, Veronig A M, Thalmann J K, et al. A&A, 2007, 471: 295
- [14] Li T, Zhang J. ApJ, 2012, 760: L10
- [15] Luna M, Knizhnik K, Muglach K, et al. ApJ, 2014, 785: 79
- [16] Isobe H, Tripathi D. A&A, 2006, 449: L17
- [17] Isobe H, Tripathi D, Asai A, et al. Sol. Phys., 2007, 246: 89
- [18] Chen P F, Innes D E, Solanki S K. A&A, 2008, 484: 487
- [19] Harvey J W. Dissertation. Boulder: University Of Colorado At Boulder, 1969

- [20] Lin Y, Engvold O, Rouppe van der Voort L, et al. *Sol. Phys.*, 2005, 226: 239
- [21] Engvold O. IAU Colloq. 167: New Perspectives on Solar Prominences. Webb D F, Schmieder B, Rust D M, eds. *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 1998, 150: 23
- [22] Engvold O. *Waves and Oscillations in the Solar Atmosphere: Heating and Magneto-Seismology*. Erdélyi R, Mendoza-Briceno C A, eds. *IAU Symposium*, 2008, 247: 152
- [23] Régnier S, Solomon J, Vial J C. *A&A*, 2001, 376: 292
- [24] Oliver R. *Space Sci. Rev.*, 2009, 149: 175
- [25] Shen Y, Ichimoto K, Ishii T T, et al. *ApJ*, 2014, 786: 151
- [26] Pouget G, Bocchialini K, Solomon J. *A&A*, 2006, 450: 1189
- [27] Kleczek J, Kuperus M. *Sol. Phys.*, 1969, 6: 72
- [28] Dai Y, Ding M D, Chen P F, et al. *ApJ*, 2012, 759: 55
- [29] Gosain S, Foullon C. *ApJ*, 2012, 761: 103
- [30] Zhang Q M, Chen P F, Xia C, et al. *A&A*, 2012, 542: A52
- [31] Luna M, Karpen J. *ApJ*, 2012, 750: L1
- [32] Anderson G F. Dissertation. Boulder: University Of Colorado At Boulder, 1967
- [33] Hershaw J, Foullon C, Nakariakov V M, et al. *A&A*, 2011, 531: A53
- [34] Pant V, Srivastava A K, Banerjee D, et al. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 2015, 15: 1713
- [35] Luna M, Terradas J, Khomenko E, et al. *ApJ*, 2016, 817: 157
- [36] Ning Z, Cao W, Okamoto T J, et al. *A&A*, 2009, 499: 595
- [37] Okamoto T J, Tsuneta S, Berger T E, et al. *Science*, 2007, 318: 1577
- [38] Arregui I, Oliver R, Ballester J L. *Living Reviews in Solar Physics*, 2012, 9: 2
- [39] Ning Z, Cao W, Goode P R. *ApJ*, 2009, 707: 1124
- [40] Foullon C, Verwichte E, Nakariakov V M. *SOHO 15 Coronal Heating*. Walsh R W, Ireland J, Danesy D, et al, eds. *ESA Special Publication*, 2004, 575: 394
- [41] Foullon C, Verwichte E, Nakariakov V M. *ApJ*, 2009, 700: 1658
- [42] Efremov V I, Parfinenko L D, Soloviev A A. *ArXiv e-prints*, 2016
- [43] Blanco S, Bocchialini K, Costa A, et al. *Sol. Phys.*, 1999, 186: 281
- [44] Landman D A, Edberg S J, Laney C D. *ApJ*, 1977, 218: 888
- [45] Yi Z, Engvold O. *Sol. Phys.*, 1991, 134: 275
- [46] Suematsu Y, Yoshinaga R, Terao N, et al. *PASJ*, 1990, 42: 187
- [47] Lin Y, Engvold O, Rouppe van der Voort L H M, et al. *Sol. Phys.*, 2007, 246: 65
- [48] Terradas J, Arregui I, Oliver R, et al. *ApJ*, 2008, 678: L153
- [49] Berger T E, Shine R A, Slater G L, et al. *ApJ*, 2008, 676: L89
- [50] Molowny-Horas R, Wiehr E, Balthasar H, et al. *JOSO Annu. Rep.*, 1998. *JOSO Annu. Rep.*, 1999: 126
- [51] Terradas J, Molowny-Horas R, Wiehr E, et al. *A&A*, 2002, 393: 637
- [52] Mashnich G P, Bashkirtsev V S, Khlystova A I. *Astronomy Letters*, 2009, 35: 253
- [53] Mashnich G P, Bashkirtsev V S, Khlystova A I. *Geomagnetism and Aeronomy*, 2009, 49: 891
- [54] Ballester J L. *Space Sci. Rev.*, 2006, 122: 129
- [55] Erdélyi R, Fedun V. *Sol. Phys.*, 2007, 246: 101
- [56] Lin Y, Soler R, Engvold O, et al. *ApJ*, 2009, 704: 870
- [57] Thompson W T, Schmieder B. *A&A*, 1991, 243: 501
- [58] Yi Z, Engvold O, Keil S L. *Sol. Phys.*, 1991, 132: 63
- [59] Lin Y. Dissertation. Oslo: University of Oslo, 2004
- [60] Díaz A J, Oliver R, Ballester J L. *A&A*, 2005, 440: 1167
- [61] Díaz A J, Roberts B. *Sol. Phys.*, 2006, 236: 111
- [62] Tsubaki T, Takeuchi A. *Sol. Phys.*, 1986, 104: 313
- [63] Wiehr E, Balthasar H, Stellmacher G. *Hvar Observatory Bulletin*, 1989, 13: 131
- [64] Pintér B, Jain R, Tripathi D, et al. *ApJ*, 2008, 680: 1560
- [65] Cally P S. *Sol. Phys.*, 1986, 103: 277

- [66] Cally P S. *Sol. Phys.*, 2003, 217: 95
- [67] Miyagoshi T, Yokoyama T. *ApJ*, 2004, 614: 1042
- [68] Nakariakov V M, Ofman L, Deluca E E, et al. *Science*, 1999, 285: 862
- [69] Ofman L, Aschwanden M J. *ApJ*, 2002, 576: L153
- [70] Ballai I. *A&A*, 2003, 410: L17
- [71] Verwichte E, Nakariakov V M, Ofman L, et al. SOHO 15 Coronal Heating. Walsh R W, Ireland J, Danesy D, et al, eds. *ESA Special Publication*, 2004, 575: 460
- [72] Soler R, Oliver R, Ballester J L. *Waves and Oscillations in the Solar Atmosphere: Heating and Magneto-Seismology*. Erdélyi R, Mendoza-Briceno C A, eds. *IAU Symposium*, 2008, 247: 173
- [73] Forteza P, Oliver R, Ballester J L. *A&A*, 2008, 492: 223
- [74] Ruderman M S, Roberts B. *ApJ*, 2002, 577: 475
- [75] Arregui I, Ballester J L, Goossens M. *ApJ*, 2008, 676: L77
- [76] Morton R J, Erdélyi R. *ApJ*, 2009, 707: 750
- [77] Roberts B, Joarder P S. *Advances in Solar Physics*. Belvedere G, Rodono M, Simnett G M, eds. Berlin: Berlin Springer Verlag, 1994, 432: 173
- [78] Vial J C. *IAU Colloq. 167: New Perspectives on Solar Prominences*. Webb D F, Schmieder B, Rust D M, eds. *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 1998, 150: 175
- [79] Kippenhahn R, Schlüter A. *ZAp*, 1957, 43: 36
- [80] Zirin H, Severny A. *The Observatory*, 1961, 81: 155
- [81] Lee R H, Rust D M, Zirin H. *Appl. Opt.*, 1965, 4: 1081
- [82] Luna M, Karpen J T, DeVore C R. *ApJ*, 2012, 746: 30
- [83] Zhang Q M, Chen P F, Xia C, et al. *A&A*, 2013, 554: A124
- [84] Luna M, Karpen J, Díaz A, et al. *Nature of Prominences and their Role in Space Weather*. Schmieder B, Malherbe J M, Wu S T, eds. *IAU Symposium*, 2014, 300: 155
- [85] Zapiór M, Oliver R, Ballester J L, et al. *ApJ*, 2016, 827: 131
- [86] Sterling A C, Moore R L. *ApJ*, 2005, 630: 1148
- [87] Chifor C, Mason H E, Tripathi D, et al. *A&A*, 2006, 458: 965
- [88] Foullon C, Verwichte E. *Sol. Phys.*, 2006, 234: 135
- [89] Chifor C, Tripathi D, Mason H E, et al. *A&A*, 2007, 472: 967
- [90] Nagashima K, Isobe H, Yokoyama T, et al. *ApJ*, 2007, 668: 533
- [91] Bi Y, Jiang Y, Yang J, et al. *ApJ*, 2014, 790: 100
- [92] Carbonell M, Oliver R, Ballester J L. *A&A*, 2004, 415: 739
- [93] Terradas J, Oliver R, Ballester J L. *A&A*, 2001, 378: 635
- [94] Terradas J, Carbonell M, Oliver R, et al. *A&A*, 2005, 434: 741
- [95] Soler R, Oliver R, Ballester J L. *A&A*, 2007, 471: 1023
- [96] Forteza P, Oliver R, Ballester J L, et al. *A&A*, 2007, 461: 731
- [97] Soler R, Oliver R, Ballester J L. *ApJ*, 2009, 693: 1601
- [98] Goossens M, Erdélyi R, Ruderman M S. *Space Sci. Rev.*, 2011, 158: 289
- [99] Liu Z, Xu J, Gu B Z, et al. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 2014, 14: 705
- [100] Yan X L, Xue Z K, Xiang Y Y, et al. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 2015, 15: 1725
- [101] Bi Y, Jiang Y, Yang J, et al. *ApJ*, 2015, 805: 48

Research Progress on Prominence Oscillation

XIE Wen-bin, CHEN Jia-lin

(School of Physics, Jilin Normal University, Siping 136000, China)

Abstract: According to velocity amplitude, prominence oscillations can be classified into two groups: large amplitude oscillations ($\geq 20 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) and small amplitude ones ($1\sim 3 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$). Large amplitude oscillations are usually initiated by interactions between prominences and coronal waves that are generated by distant flares. Sometimes, nearby energetic events, such as jets, sub-flares or magnetic reconnection, can also trigger such oscillations. For small amplitude oscillations, the 5-min photospheric and 3-min chromospheric oscillations are possible origins. This kind of oscillations is common among filament threads and can be explained by MHD wave modes theoretically. Generally, temporal or spatial damping is attributed to various energy dissipation processes, such as coronal viscosity, magnetic dissipation, radioactive losses of optically thin plasma, thermal conduction, heating and wave leakage. It seems that thermal mechanisms can only attenuate slow mode waves with low efficiency and they do not affect fast mode waves. For fast mode and Alfvén mode, ion-neutral collision may be a possible mechanism, though the damping rate do not match the observation well. Apart from these non-ideal processes, fast mode waves in filament threads can be damped by resonant absorption. Prominence oscillation is intensely related to the physical properties of the the prominence and ambient corona. Therefore, prominence seismology is developed to study the prominence and the coronal environment where it is embedded through the oscillations. Moreover, prominence oscillations can be used as flare or CME precursor in some cases. However, further efforts are needed as theories cannot cover all the observed features yet. It will easier for us to set up a more intuitive impression on the prominences with upcoming high resolution instruments and developing 3D simulation techniques.

Key words: prominence oscillation; filament; prominence; prominence seismology