

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2018.04.01

# 针状物的数值模拟与形态观测研究进展

苏宝玉<sup>1,2</sup>, 刘煜<sup>1</sup>, 苗玉虎<sup>1</sup>, 李洪波<sup>1</sup>

(1. 中国科学院 云南天文台, 昆明 650011; 2. 中国科学院大学, 北京 100049)

**摘要:** 从针状物的数值模拟发展和形态观测进展两大方面, 展示针状物近期研究成果。首先, 介绍针状物磁流体动力学 (magnetohydrodynamics, MHD) 数值模拟的内容与进展; 然后, 介绍日面针状物总量和平均能流密度估算的研究进展; 接着, 介绍目前较为成熟的日出卫星 (Hinode) 上太阳光学望远镜 (Solar Optical Telescope, SOT) 的数据处理方法及观测到的双线和群体运动现象; 最后, 对目前针状物研究成果和未来研究方向进行总结和展望。

**关键词:** 针状物; MHD 数值模拟; 针状物波动; 日冕加热

**中图分类号:** P182.5 **文献标识码:** A

## 1 引言

针状物是太阳色球最普遍的观测现象<sup>[1, 2]</sup>。它们的粒子通量为  $10^{15} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ <sup>[2]</sup>, 比太阳风中的粒子通量要大 2~3 个量级<sup>[3]</sup>, 因此是影响太阳大气质量平衡的重要因素之一。但是, 由于它们的尺度较小, 再加上地基观测的局限性, 几十年来人们很难完全了解它们的性质, 因而也更难确定它们的产生机制及原理<sup>[4, 5]</sup>。目前, 已有许多理论模型被用来解释针状物的产生机制和演化过程。本文回顾几个经典的数值模拟方法, 并介绍它们的物理原理及相关进展。随着计算机水平的不断提高, 最新的数值模拟结果已经能够与观测结果较好地符合。但实际上, 数值模拟仍然存在局限性, 因此需要观测与模型的相互促进和相互验证。

过去几年, 随着地面观测和空间观测的改进和发展, 特别是 Hinode 卫星上具有高时空分辨率图像拍摄能力的 SOT<sup>[6]</sup> 的投入使用, 对针状物的研究取得了长足的进步。过渡区成像光谱仪 (Interface Region Imaging Spectrograph, IRIS) 卫星的成功发射, 对研究针状物在太阳大气物质能量传递过程中的作用, 提供了新的研究数据。基于 Ca II H 谱线的观测结果, 至少存在两种不同类型的针状物: (1) I 型针状物, 它在日面上的对应物为动态纤维或日芒<sup>[7]</sup>, 具有明显的动力学特征, 多被认为由对流运动、p 模振荡等产生的磁声波驱动; (2) II 型针状

收稿日期: 2018-03-09; 修回日期: 2018-04-24

资助项目: 国家自然科学基金 (11533009)

通讯作者: 刘煜, lyu@ynao.ac.cn

物, 其速度更快, 寿命更短、携带能量更多, 常被认为可以加热到过渡区温度<sup>[8, 9]</sup>。受图像质量和针状物顶端难以辨别等影响, 对于 II 型针状物是否存在, 很多学者提出过质疑。Zhang 等人<sup>[10]</sup>对 De Pontieu 等人<sup>[11]</sup> 文章中的数据重新取样、统计, 但未能得到 De Pontieu 的结果。另外, Hinode/SOT 观测到的数据显示, 多数针状物都具有横向波动现象。He 等人<sup>[12]</sup> 观测到了 4 例具有高频 (不低于 0.02 Hz) 横向波动现象的针状物, 认为该波动现象是由向上传播的高频阿尔文波导致的。这一研究成果为波源导致日冕加热提供了新的观测依据。

本文主要内容有: 针状物的数值模拟、基本数据处理方法、日冕加热中相关参数的估算, 以及近年相关模拟工作和观测工作的研究进展。我们希望通过以上几方面有关针状物的介绍, 为初学者和研究者提供一些帮助和参考。

## 2 针状物 MHD 数值模拟

人们一直致力于用理论和 MHD 模拟方法研究色球层针状物的产生机制。在本章, 我们将介绍三种有代表性的针状物产生模型: (1) 声波驱动模型; (2) 阿尔文波模型; (3) 磁重联模型。

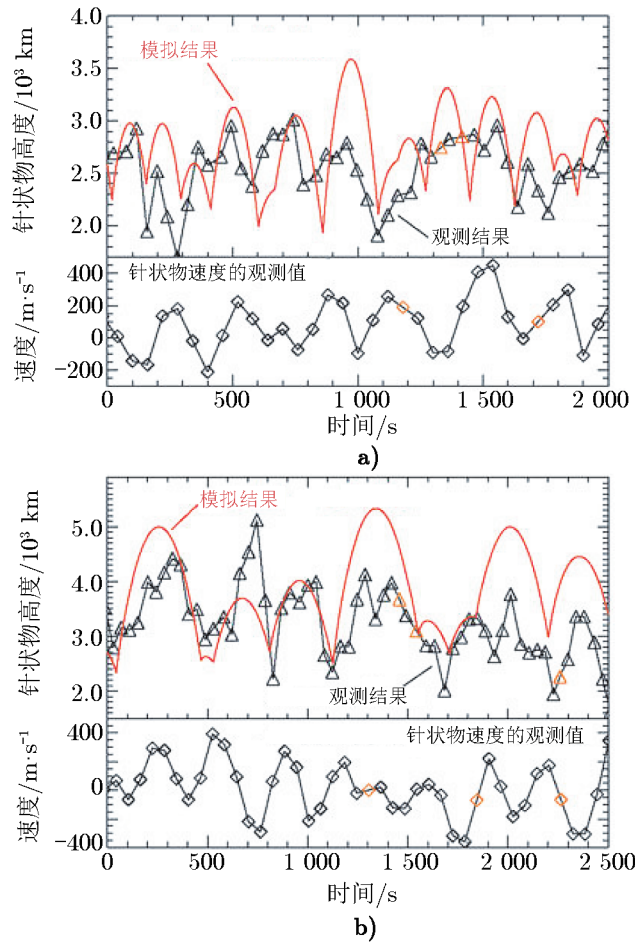
### 2.1 声波驱动模型

声波驱动模型的提出由来已久<sup>[13-19]</sup>。在该模型中, 人们把针状物内等离子体看作是低  $\beta$  等离子体, 且  $\beta \leq 1$ ; 热压的作用小于磁压, 等离子体的行为主要受磁场控制。光球的对流运动会在磁流管内产生声波扰动, 且该扰动沿磁场线向上传播。在这种情况下, 一维 (磁) 流体动力学模型适合用来解释针状物的产生机制。

声波通过具有密度梯度的色球层向上传播。在 WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin) 近似下, 声波能流通量守恒, 即  $S\rho V_{\parallel}^2 C_s = \text{常数}$ , 这里,  $S$  是磁流管的横截面积,  $C_s$  是声速,  $V_{\parallel}$  是声波在平行于磁场方向的速度,  $\rho$  为等离子体密度。该关系式可以改写为  $V_{\parallel} \propto (S\rho C_s)^{-1/2}$ 。由于色球密度梯度较大, 声波很快被放大并形成激波。而一旦激波形成, 这种关系式就不再成立。根据 Ôno 等人<sup>[20]</sup> 对等温条件下激波传播的半解析研究, 该关系式变为  $V/C_s \propto P^{-0.236}$ , 其中  $P$  为等离子体压强。激波撞击到色球及其过渡区时产生的相互作用使得色球低温等离子体上升, 从而形成色球喷流——针状物。

起初, Shibata 和 Suematsu<sup>[18]</sup> 将活动区和冕洞区的磁流管假设为上下均匀的简单情况。在忽略辐射损失和热传导的情况下, 他们假定声波作用于色球底部, 并驱动等离子体喷发, 从而形成针状物。他们的模拟结果显示, 冕洞区域针状物高度最高, 宁静区其次, 活动区最低。这与观测结果较为符合。Hollweg<sup>[21]</sup> 将磁流管假设为随高度上升而膨胀的管道。在忽略辐射损失和热传导的情况下, 他们假定有长周期声波作用在光球顶部, 并驱动色球物质, 具体表现为一系列具有较小幅度向上传播的激波。这些回弹激波在过渡区持续相互作用, 使得色球离子体相互挤压, 进而产生色球喷流, 即针状物。这一模型一定程度上可以解释针状物的周期性与普遍性。在此模型基础上, Sterling 和 Mariska<sup>[22]</sup> 考虑了辐射损失, 但其结果仍旧不乐观, 例如, 无法得到高度大于 6 000 km 的针状物。Cheng<sup>[23, 24]</sup> 在设定了更高的光球速

度, 并且将截面处磁场强度设为常量后, 所得到的结果有所改观。同时, 他还发现, 初始驱动力越大, 持续时间越长, 模拟产生的针状物与观测结果符合得越好。De Pontieu 等人<sup>[25]</sup>将针状物数值模拟结果与高分辨率观测结果对比, 发现光球 p 模振荡所携带的能量沿磁流管向上传播到色球后, 非线性地发展成为向上传播的激波。这些激波给色球等离子体带来了向上的动力 ( $20\sim 40\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ), 导致色球顶部出现明显的周期性偏移, 从而引起针状物的形成 (见图 1)。



注: a) 磁流管倾角为  $0^\circ$  (垂直于日面); b) 磁流管倾角为  $50^\circ$ 。

图 1 针状物高度模拟结果与观测结果对照图<sup>[25]</sup>

Murawski 和 Zaqarashvili<sup>[26]</sup>认为, 平行于背景磁场的脉冲声波是针状物产生的原因。他们通过二维 MHD 模拟脉冲声波作用于色球底部后, 发现声波迅速衰减为激波, 并影响色球和过渡区等离子体动力学特征, 导致密度梯度不均, 从而挤压等离子体形成针状物。基于这种触发机制所产生的针状物, 尺度可达  $6\sim 7\text{ Mm}$ , 观测速度可达  $25\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ , 周期为  $3\sim 5\text{ min}$ 。针状物到达最高位置后开始回落, 而回弹激波则抬升了另一部分等离子体。下落

和上升的等离子体的叠加产生了观测中的双向流动针状物 (见图 2)。受回弹激波影响, 模拟结果中针状物内等离子体甚至可能同时表现出 3 层反向流动的复杂状态。

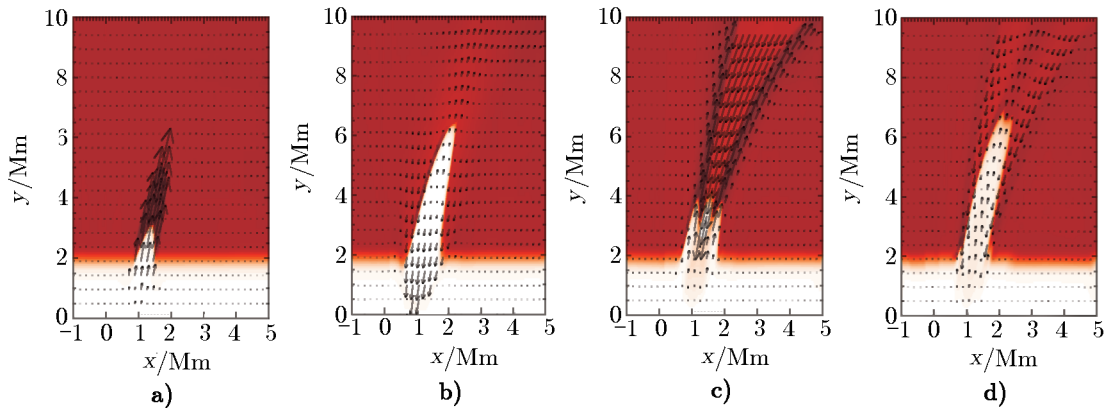


图 2 随时间演化的双向流动针状物的示意图<sup>[26]</sup>

## 2.2 阿尔文波驱动模型

除了声波, 阿尔文波也被认为是色球针状物的驱动源之一<sup>[27, 28]</sup>。光球对流运动在背景磁场作用下产生的不可压缩波除了声波, 还有阿尔文波<sup>[29]</sup>。在 WKB 近似下, 阿尔文波的波速与色球等离子体密度遵循  $V_{\perp} \propto \rho^{-1/4}$  的关系<sup>[30]</sup>, 其中  $V_{\perp}$  是阿尔文波垂直于磁场方向的速度,  $\rho$  为色球等离子体密度。非线性阿尔文波受光球磁压力梯度影响形成纵向声波, 这些声波向上传播并逐渐放大成激波, 从而挤压色球等离子体产生针状物。Hollweg 等人<sup>[27]</sup>首次做了因阿尔文波驱动产生针状物的 1.5-D 模拟工作。在该模型中, 他们假设驱动力垂直作用于日面, 其他方向上的作用暂不考虑。该模型结果表明, 阿尔文波可以与 MHD 快模激波耦合, 驱动过渡区和色球下面的等离子体物质向上喷发。但该模拟结果仍有局限性, 例如, 针状物高度不够, 温度也与观测不符。Hollweg<sup>[31]</sup>在之后的工作中提到, 在慢模激波波面中可能有反弹阿尔文波。他认为, 这种反弹阿尔文波的存在有助于解释色球加热和色球喷流加速现象。Kudoh 和 Shibata<sup>[28]</sup>改进了上述模型, 认为色球受其底部随机产生的阿尔文波驱动产生针状物。在该模型中, 他们同样不考虑辐射损失和热传导, 但结果有明显改善, 例如: 产生的针状物高度可达 5 000 km, 温度可达 6 000~10 000 K。这与之前的结果相比, 与观测更为相符。Haerendel<sup>[32]</sup>以及 De Pontieu 和 Haerendel<sup>[33]</sup>将阿尔文波频率设定为 1~5 s, 并建立 MHD 模型。他们设定阿尔文波由于受中性粒子碰撞产生的阻尼作用而减弱。该耗散过程产生的  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  方向的力驱动针状物形成, 其中  $\mathbf{J}$  为电流密度矢量,  $\mathbf{B}$  为磁场强度。由于耗散本身也是一种加热方式<sup>[34]</sup>, 故该模型在一定程度上也能用来解释日冕加热。

## 2.3 磁重联驱动模型

对于针状物的产生机制, 很多学者还提出过磁重联模型<sup>[35-41]</sup>。上面提及的一维声波模型中的一部分就是假定磁重联发生时产生的热量作为针状物驱动的触发源。在色球低  $\beta$  等离子体物质中, 热压作用弱于磁压, 等离子体主要受磁场作用。这使得磁重联不仅可以产生激波驱动针状物, 还可以通过磁张力作用挤压色球物质<sup>[40]</sup>产生针状物。因此, 磁重联现象

常被认为与 II 型针状物的形成密切相关<sup>[11, 42, 43]</sup>。Pasachoff 等人<sup>[44]</sup> 利用瑞典 1 m 口径太阳望远镜 (Swedish 1-m Solar Telescope, SST) 和太阳过渡区和日冕探测器 (Transition Region and Coronal Explorer, TRACE) 联合观测, 发现针状物由磁重联驱动产生。He 等人<sup>[45]</sup> 利用 Hinode/SOT 首次观测到由磁重联激发的扭结波。扭结波沿针状物向上传播, 导致针状物横向震荡。由于针状物的足点呈现“倒 Y”型结构, 因此, 该针状物有可能由磁重联驱动产生。Sterling 等人<sup>[46]</sup> 通过对北极冕洞区进行观测发现, II 型针状物频繁发生在日面增亮出现和消失的地方。如果增亮代表磁元, 那么这些磁元之间的重联很可能与 II 型针状物的产生有关。Yang 等人<sup>[47]</sup> 在模拟色球网状喷流工作中, 用带有水平速度分量的磁浮现来驱动过渡区中磁拱与背景开放磁场之间的磁重联, 结果表明, 该过程中不仅产生了与网状喷流相似的高温喷流, 还产生了针状物。磁重联的产生需要具有反向平行分量的磁场, 至于产生磁重联的诱因, 则有多种说法, 如: 由背景场和磁流管之间的相互作用产生假说<sup>[39, 42, 48]</sup>, 光球涡流的扭结不稳定性假说<sup>[49-51]</sup>, 以及由扭转运动导致的三维分量重联假说<sup>[43]</sup> 等。在色球中是否存在快速磁重联现象不得而知, 但是有学者发现, 在色球中的确观察到类似磁重联电流片的某些特性<sup>[39, 48]</sup>。Parker<sup>[52]</sup> 以及 Brandenburg 和 Zweibel<sup>[53]</sup> 认为, 双极扩散可使电流片变薄, 这将更有助于磁重联的发生。Leake 等人<sup>[54]</sup> 认为, 与只有离子的模型相比, 在使用包含中性粒子的磁流体模型中, 快速磁重联更容易发生。

上述对针状物的理论和数值模拟研究是相对简化的模型。拥有更多完备物理参量的模型能更真实地反映实际太阳大气中复杂的理化环境。Martínez-Sykora 等人<sup>[55]</sup> 认为, 如果模型中只存在带电离子, 由于带电离子受太阳磁场紧密作用, 等离子体很难逃离太阳表面形成针状物, 因此, 有必要在模型中添加不受磁场影响的中性粒子。新模型的结果显示, 磁张力通过双极扩散以及带电离子与中性粒子之间的相互作用而被放大, 从而驱动等离子体产生针状物。同时, 磁张力驱动湍流, 加热等离子体并产生阿尔文波。此后, Kuźma 等人<sup>[56]</sup> 使用新开发的 JOANNA 代码, 通过求解包含离子和中性粒子的 MHD 方程对针状物进行数值模拟, 结果显示, 产生的针状物主要由质密且低温的中性粒子组成, 通常具有 3~4 min 的寿命, 具备 I 型针状物的典型特征。因此, 为了对针状物进行科学、准确的分析和模拟, 需要考虑各种实际太阳大气中的影响因素, 如太阳大气成分、辐射冷却、热传导和电离产能等。

### 3 日面针状物总量和平均能流密度

针状物是色球层的重要组成部分, 常被认为在日冕加热和质量平衡问题中起重要作用。De pontieu 等人<sup>[11]</sup> 发现了一种新型针状物, 并把它命名为 II 型针状物。这些针状物的物理特性明显不同于经典针状物, 其寿命为 10~150 s, 直径小于 200 km, 等离子体速度为 50~150 km·s<sup>-1</sup>。II 型针状物现象由于其具有高动态物理特征, 常被认为与日冕加热有关。另外, 根据 Tsiropoula 等人<sup>[5]</sup> 在其述评文章中总结的针状物的几何尺度 (直径和长度), 以及 Beckers<sup>[1]</sup> 给出的针状物内等离子体密度可估算出, 单根针状物的质量约为 10<sup>8</sup> kg 量级。为了进一步研究日冕加热及质量平衡问题中有多少贡献来自针状物, 人们必须计算出太阳表面上的针状物总数及平均能流密度 (包括 I 型和 II 型)。

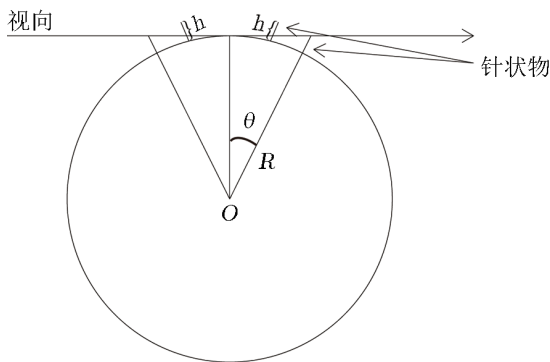


图3 “临边”区域针状物示意图

### 3.1 日面针状物总量估算

在针状物总量估算的研究中,为了避免分辨率和投影效应的影响,人们通常采用空间卫星拍摄的日面临边的数据。临边的概念对于针状物的估算至关重要,图3展示了受针状物高度影响的日面临边区域,其中, $\theta$ 为垂直于视线的直线与半径 $R$ 的夹角, $h$ 为针状物高度。显然,大于 $\theta$ 角度的针状物不在临边范围内。

由图3可以得出,

$$\theta = \arccos\left(\frac{R}{R+h}\right). \quad (1)$$

由于在不同类型、不同谱线波段观测到的针状物高度存在差异,因此,在研究临边针状物时要根据具体情况选取相应的 $h$ 值。以II型针状物在冕洞区域的高度为例,取 $h = 5000 \text{ km}$ 时, $\theta \approx 7^\circ$ 。

#### 3.1.1 I型针状物的总量估算

太阳表面针状物总数是在1951年由Mohler<sup>[57]</sup>首次估算的。他根据已有的观测结果得到每弧度上太阳针状物的数量,然后通过 $N = 4\pi R^2 n$  ( $n$ 为单位面积针状物数量)计算针状物的总数 $N$ 。他的估算结果为 $N = 4 \times 10^5$ 。随后,Rush和Roberts<sup>[58]</sup>采用相同的方法,得出了与之相似的结果,这使得Mohler的结论被多数学者接受。但是受当时望远镜分辨率和重叠效应的影响,该估值的误差较大。Woltjer<sup>[59]</sup>提出了一种克服重叠效应的方法,但并未确定针状物总数。Athay<sup>[60]</sup>在研究临边 $12^\circ$ ,高度大于1000 km针状物的数量时发现,这些针状物在太阳表面上占据了 $12^\circ \times 6.2^\circ$ 的面积。考虑到叠加效应和光学深度的影响,他的估算结果为 $N = 9.4 \times 10^5$ 。Beckers<sup>[1]</sup>使用Hiei<sup>[61]</sup>的数据和Athay<sup>[60]</sup>的方法,确定太阳表面的针状物总数为 $3 \times 10^6$ ,比Athay<sup>[60]</sup>的结果高出一个数量级。Beckers<sup>[2]</sup>则根据前人的结果,进一步推导出近似表达式 $N(h) = 10^6 \exp(-h/1750)$ ,来描述距太阳表面高度为 $h$ 处的针状物数量。虽然在各种研究中确定的太阳表面经典针状物的总量略有不同,但基本处于 $10^4 \sim 10^6$ 的范围内。目前,一般公认的经典针状物总量为 $N \approx 10^6$ 。

#### 3.1.2 II型针状物总量估算

相对于经典针状物(I型),II型针状物由于其尺度小、周期短,因此统计方法较为复杂。人们一般通过统计其日面对应物的方法来间接估算日面II型针状物的数量。但是,人们对II型针状物的日面对应物的判定标准有很大争议,目前较被学者认可的日面对应物的判定标准有快速蓝移现象(rapidly blueshift event, RBE)和双极浮现(emerging bipoles, EB)等。

De Pontieu等人<sup>[62]</sup>认为,II型针状物的对应物为RBE。研究发现,在太阳表面 $6 \times 10^{18} \text{ cm}^2$ 区域内每秒钟产生0.7个RBE。假定II型针状物周期为100 s,则可估算出,任意时刻太阳表面II型针状物总数约为 $7 \times 10^5$ 。由于所观察区域为活动区,因此,此估算结果偏高。Sekse等人<sup>[63]</sup>用瑞典太阳望远镜(SST)在 $\text{H}\alpha$ 和 $\text{Ca II } 8542 \text{ \AA}$ 谱线上观测到

了 RBE。他们基于观测结果, 确定了两条谱线上 II 型针状物总数与多普勒速度的分布直方图 (如图 4 所示)。该直方图表明, 在 Ca II 8 542Å 线中的 II 型针状物的总数为  $2.1 \times 10^5$ , 在 H $\alpha$  中为  $6.2 \times 10^5$ 。有意思的是, H $\alpha$  线中的数量约为 Ca II 中数量的 3 倍。随着空间望远镜分辨率的提升, 不同谱线中观测到的针状物数量可能会随之改变。

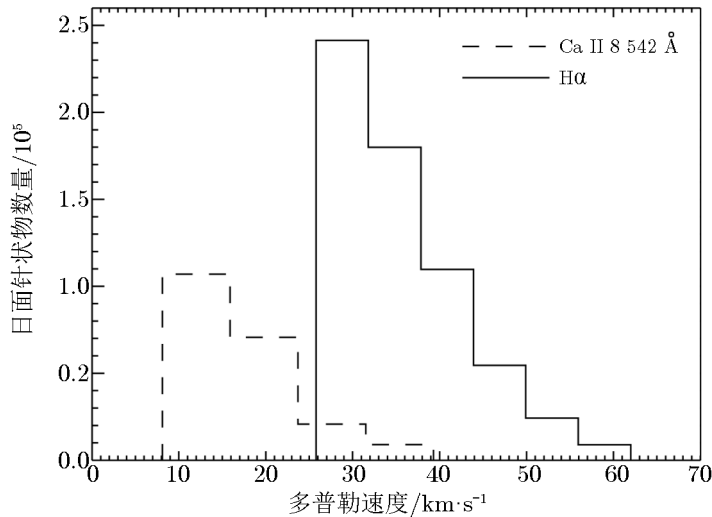


图 4 II 型针状物总数与多普勒速度分布直方图<sup>[63]</sup>

Moore 等人<sup>[42]</sup>则认为, II 型针状物的日面对应物为双极浮现 (EB), 它是由米粒组织内的双极磁场驱动产生的。研究发现, 在冕洞和宁静区, 一个米粒组织对应约 50 个 II 型针状物。取米粒组织的平均面积为  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^2$ , 可估算出日面 II 型针状物总数为  $3 \times 10^5$ 。综上所述, 不同的日面对应物对于 II 型针状物总量的估算基本没有影响, 均为  $10^5$  量级。

### 3.2 平均能流密度估算

波动是太阳大气能量传递的重要表象之一。在色球复杂的理化环境下, 针状物常常表现出波动现象, 因此, 计算针状物波动的平均能流密度大小对于研究针状物在日冕加热中的贡献具有重要意义。

#### 3.2.1 I 型针状物的平均能流密度

根据 Beckers<sup>[2]</sup>的计算, 经典针状物向外辐射的能流密度为  $5.0 \times 10^{-4} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ , 比加热日冕所需的能量通量低 2 个量级<sup>[64]</sup>。同时, 经典针状物所产生的粒子通量约为  $10^{15} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ <sup>[2]</sup>, 比太阳风所产生的粒子通量大 2~3 个量级<sup>[3]</sup>。由于这个原因, 人们认为, 几乎所有由经典针状物喷射到日冕中的物质都返回到色球。Rabin 和 Moore<sup>[65]</sup>在 Beckers<sup>[2]</sup>的基础上, 通过考虑随针状物高度分布的动能和势能之和, 将经典针状物向外辐射的能流密度修正为  $2.0 \times 10^{-2} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ 。

在处理 Hinode/SOT 的 Ca II H 谱线的数据时, 我们发现了很多具有明显波动特征的针状物, 并从中选取了一个受背景影响较小, 波动现象较明显的 I 型针状物, 对其进行了能量

估算。我们在距离日面约为  $6''$  处自下向上每隔  $0.5''$  做切片，其波动效果如图 5 所示，其中 S0, S1, ..., S5 为切片序列号。

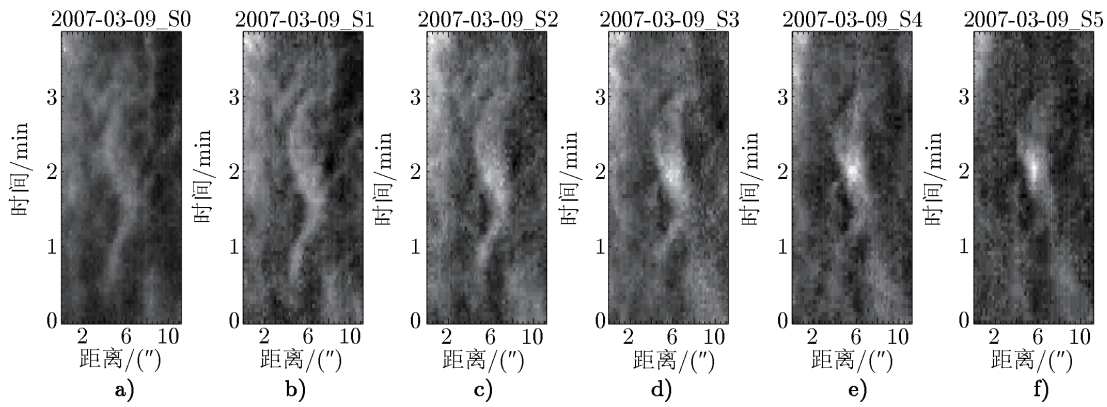


图 5 用 Hinode/SOT 的宽波段图像仪在北极冕洞区域观测到的针状物波动实例

根据目测识别的针状物波动的波峰所在位置，可算出其振幅、周期及圆频率。再根据同一波峰在不同高度切片图像中的相对位置及相隔时间，可算出波速。用该方法，我们得到了以下参数：振幅  $A = 759.87 \text{ km}$ ，周期  $T = 175 \text{ s}$ ，圆频率  $\omega = 0.036 \text{ s}^{-1}$ ，波速  $\nu = 54.05 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。由此，我们得到，其所携带的平均能流密度为： $I = \epsilon\nu = \frac{1}{2}\rho\omega^2 A^2\nu = 4.0 \times 10^{-3} \text{ J}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ ，其中， $\rho = 2.0 \times 10^{-10} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ 。

能量通过色球向日冕及空间传播，在宁静区、冕洞区和活动区，能量损失总量<sup>[64]</sup>分别为  $3.0 \times 10^{-2} \text{ J}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ ， $8.0 \times 10^{-2} \text{ J}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ ， $1.0 \text{ J}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ 。我们的估算结果与加热日冕所需要能量相比要小 1 个量级，因此有理由认为，I 型针状物对日冕加热作用较小。

### 3.2.2 II 型针状物的平均能流密度

Klimchuk<sup>[66]</sup> 在计算 II 型针状物向上喷射的等离子体和回落色球等离子体的发射指数时发现，针状物携带的能流密度为  $3.75 \times 10^{-1} \text{ J}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ ，比加热日冕所需的值高 1 个量级，与 De Pontieu 等人<sup>[67]</sup> 的计算结果  $5.0 \times 10^{-1} \text{ J}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$  相近。Moore 等人<sup>[42]</sup> 认为，阿尔文波是在 II 型针状物形成期间产生的，在这种情况下，平均能流密度为  $7.0 \times 10^{-1} \text{ J}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ 。

综上所述，在各类研究中得到的 I 型和 II 型针状物所携带的能流密度大多在  $(10^{-4} \sim 10) \text{ J}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$  范围。相较于 I 型针状物，II 型针状物所携带的能量更高，更有可能加热日冕以及加速太阳风，但其加热机制及其所占比例仍需要进一步的研究探索。

## 4 Hinode/SOT 数据处理方法及针状物的双线现象

### 4.1 数据处理方法

由于针状物是色球短周期、小尺度事件，所以针状物数据质量很大程度上取决于空间望远镜的时空分辨率。IRIS 卫星的成功发射及使用，推动了色球、过渡区和日冕间内在联系的



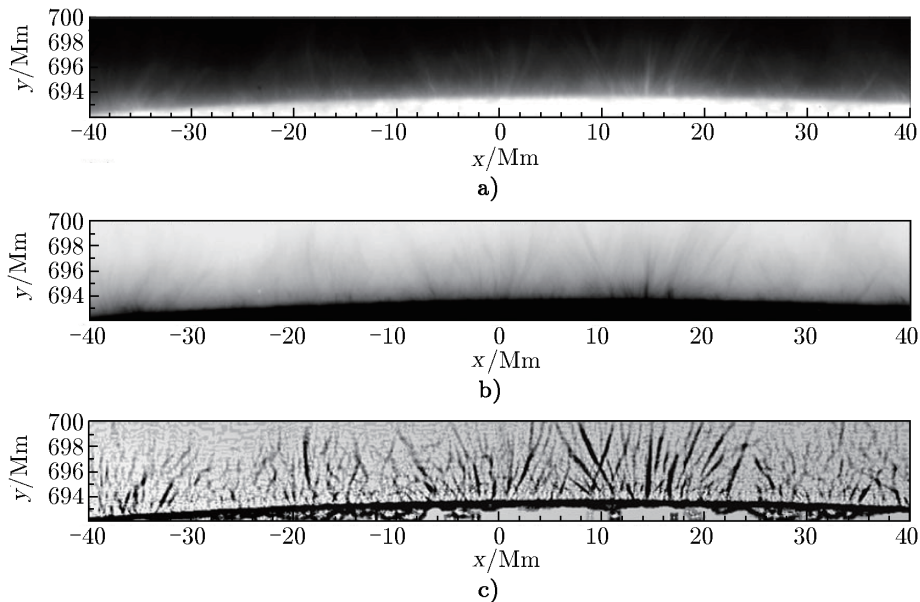
研究。目前, Hinode/SOT 的数据处理方法较为成熟, 近些年该望远镜也产出了很多成果。下面以目前较为成熟的对 Ca II H 波段观测数据的处理为例, 简要介绍数据处理的几个重要步骤<sup>[45]</sup>。

(1) 下载数据并预处理。首先从网站下载格式为 fits 的数据文件, 并使用标准程序 fg\_prep.pro 进行数据预处理。此步骤可以去除平场、暗流以及宇宙射线的影响。

(2) 图像校准。针状物的结构是小尺度的喷流结构, 图像的横向漂移对针状物的研究有较大的影响, 所以, 一般使用交叉相关 (cross-correlation) 的方法对图像序列进行校准。

(3) 径向滤波。针状物的观测清晰度受太阳临边昏暗现象的影响十分严重, 为了更加清楚地观测到针状物的动态结构和演化过程, 需要通过径向滤波<sup>[68]</sup> (normalizing-radial-graded filter, NRGF) 来削弱这一影响因素。

(4) 图像锐化。基于二阶微分对细节有较强的响应这一原理, 使用 MaD MAX (multi-directional maximum of second derivatives) 方法使图像锐化 (见图 6)<sup>[69]</sup>。



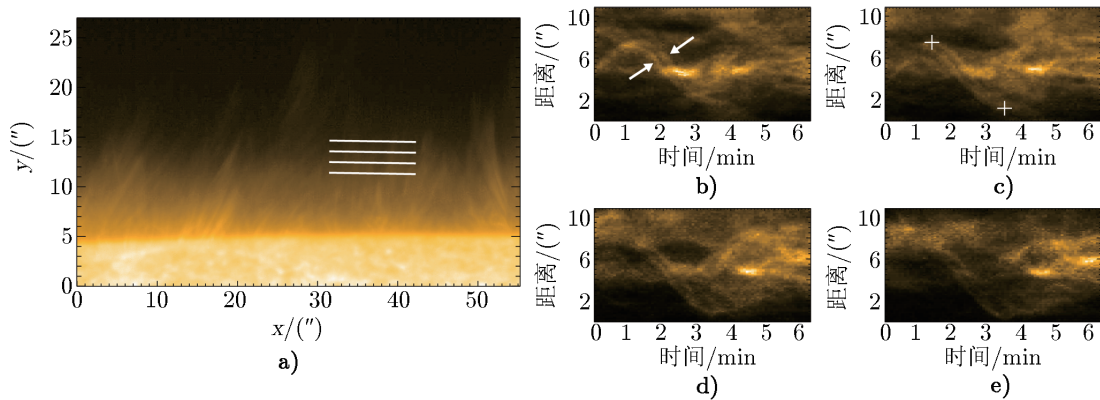
注: a) 原始图像; b) 灰度倒置后的增强图; c) MaD MAX 处理后的效果图。日面中心为坐标原点<sup>[70]</sup>。

图 6 用 Hinode/SOT 在太阳北极临边观测到的 Ca II H 波段的观测数据

## 4.2 针状物的双线现象及群体运动

针状物的双线现象由 Suematsu 等人<sup>[71]</sup>首次发现。他们将单根针状物在单线和双线之间循环出现的现象称为针状物的双线现象, 并认为超过 50% 的针状物 (Ca II H 观测的结果) 都具有双线现象。随后, Skogsrud 等人<sup>[72]</sup>在  $H\alpha$  谱线上也观测了类似的现象 (见图 7)。

我们在处理 Hinode/SOT 冕洞区域数据时发现了一例具有明显双线现象的针状物。图 7b) 中箭头所指处针状物在波动的同时, 还具有双线现象, 并且保持了至少半个波动周期 [图

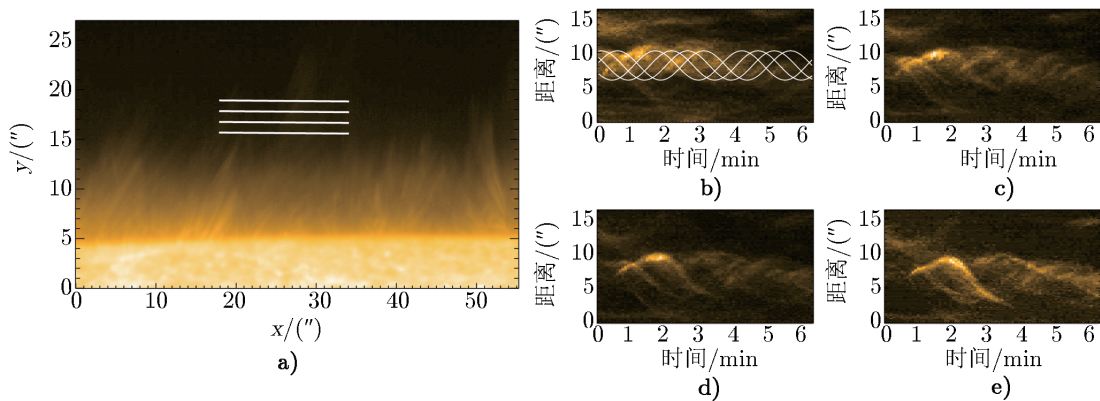


注: a) 切片位置。在距离日面约为  $6''$  处自下向上每隔  $1''$  做切片, 依次产生切片图 b), c), d), e)。

图 7 2007 年 3 月 19 日 Hinode/SOT 的宽波段图像仪在太阳北极临边的观测数据

7c) 中两个“+”号之间]。我们认为, 这是因为在出现双线现象之前可能伴随着针状物的分离; 在出现双线现象之后可能伴随着针状物的合并。

同时我们发现, 在该冕洞区域不仅存在双线, 还存在针状物群体运动 (spicule group motion) 的现象<sup>[10]</sup>。我们将几根针状物同时产生, 并且相互扭转、交织在一起的现象称为针状物的群体运动现象, 如图 8a) 所示。图 8a) 中, 我们拟合出了 4 条较为明显的针状物, 这些针状物的长度、宽度以及横向振幅等物理参数具有高度一致性。随着高度升高, 针状物数量变少, 但有些针状物的亮度增加 [如图 8c) 和图 8d) 所示], 这可能是因为具有相同物理参数的针状物存在消失、合并的过程。传统针状物的分类是在 Ca II H 波段根据单个针状物的运动轨迹不同, 分为 I 型和 II 型, 而针状物的双线及群体运动现象对此传统分类提出了挑战。我们认为, 针状物分类除了描述单个针状物演化的情况, 还应涵盖这种具有集体性质的情况。



注: a) 切片位置。在距离日面约为  $10''$  处自下向上每隔  $1''$  做切片, 依次产生切片图 b), c), d), e)。

图 8 2007 年 3 月 19 日 Hinode/SOT 的宽波段图像仪在太阳北极临边的观测数据

## 5 总结与展望

针状物的发现距今已有 100 多年<sup>[73]</sup>。随着地基望远镜和空间望远镜的发展, 人们对于针状物的研究也越发深入, 并取得了很多重大的成果, 例如: 多种不同驱动源的数值模拟已经可以模拟出与观测结果较为相符的针状物; 观测发现, 除经典针状物外, 很可能存在高动态的 II 型针状物, 该类针状物与日冕加热有关; 针状物波动所携带的能量足以加热日冕等。对这些问题的研究对于理解针状物在太阳大气中的物理意义十分重要, 有助于解开日冕加热和太阳风加速的历史难题。本文使用 Hinode/SOT 的数据, 在日冕区域观测到的双线与群体运动现象, 对针状物分类以及能量传递方式提供了新的研究角度。

位于中国云南省抚仙湖畔的 1 m 口径新真空望远镜 (New Vacuum Solar Telescope, NVST) 具备良好的地基望远镜观测优势, 可在 0.3~2.5  $\mu\text{m}$  波段对太阳进行高分辨率成像和光谱观测, 包括测量太阳磁场的精细结构和高时空分辨率的演化过程等 (见图 9)。NVST 的建成与使用无疑对针状物的研究将起到巨大的推动作用。

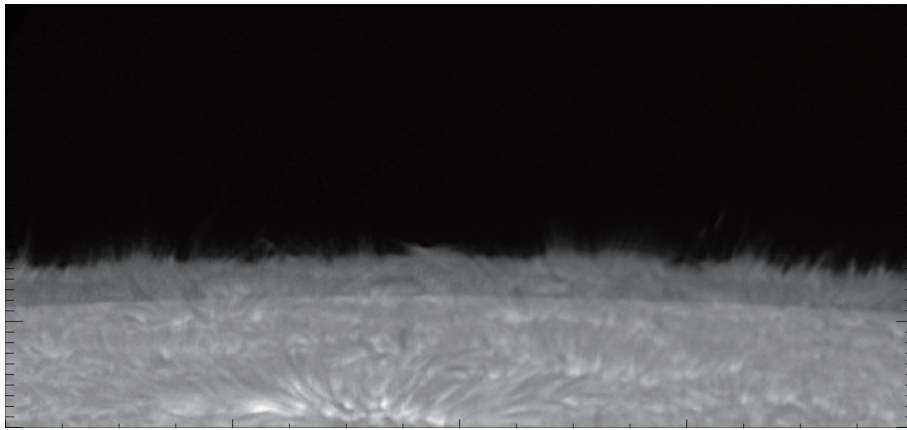


图 9 2016 年 11 月 7 日 NVST  $\text{H}\alpha$  波段高分辨率成像图

### 参考文献:

- [1] Beckers J M. *Sol Phys*, 1968, 3: 367
- [2] Beckers J M. *ARA&A*, 1972, 10: 73
- [3] Kovalenko V A. *Planet Space Sci*, 1988, 36: 1343
- [4] Sterling A C. *Sol Phys*, 2000, 196: 79
- [5] Tsiropoula G, Tziotziou K, Kontogiannis I, et al. *Space Sci Rev*, 2012, 169: 181
- [6] Tsuneta S, Ichimoto K, Katsukawa Y, et al. *Sol Phys*, 2008, 249: 167
- [7] 赵瑞娟, 张宇宗, 刘煜, 等. *天文学进展*, 2014, 4: 409
- [8] De Pontieu B, Rouppe van der Voort L, McIntosh S W, et al. *Science*, 2014, 346: 1255732

- 
- [9] Rouppe van der Voort L, De Pontieu B, Pereira T M D, et al. *ApJ*, 2015, 799: L3
- [10] Zhang Y Z, Shibata K, Wang J X, et al. *ApJ*, 2012, 750: 16
- [11] de Pontieu B, McIntosh S, Hansteen V H, et al. *PASJ*, 2007, 59: S655
- [12] He J S, Tu C Y, Marsch E, et al. *A&A*, 2009, 497: 525
- [13] Thomas R N. *ApJ*, 1948, 108: 130
- [14] Uchida Y. *PASJ*, 1961, 13: 321
- [15] Osterbrock D E. *ApJ*, 1961, 134: 347
- [16] Parker E N. *ApJ*, 1964, 140: 1170
- [17] Suematsu Y, Shibata K, Neshikawa T, et al. *Sol Phys*, 1982, 75: 99
- [18] Shibata K, Suematsu Y. *Sol Phys*, 1982, 78: 333
- [19] Sterling A C, Shibata K, Mariska J T. *ApJ*, 1993, 407: 778
- [20] Ôno Y, Sakashita S, Yamazaki H. *Progress of Theoretical Physics*, 1960, 23: 294
- [21] Hollweg J V. *ApJ*, 1982, 257: 345
- [22] Sterling A C, Mariska J T. *ApJ*, 1990, 349: 647
- [23] Cheng Q Q. *A&A*, 1992, 266: 537
- [24] Cheng Q Q. *A&A*, 1992, 266: 549
- [25] De Pontieu B, Erdélyi R, James S P. *Nature*, 2004, 430: 536
- [26] Murawski K, Zaqarashvili T V. *A&A*, 2010, 519: A8
- [27] Hollweg J V, Jackson S, Galloway D. *Sol Phys*, 1982, 75: 35
- [28] Kudoh T, Shibata K. *ApJ*, 1999, 514: 493
- [29] Steiner O, Grossmann-Doerth U, Knölker M, et al. *ApJ*, 1998, 495: 468
- [30] Iijima H, Yokoyama T. *ApJ*, 2017, 848: 38
- [31] Hollweg J V. *ApJ*, 1992, 389: 731
- [32] Haerendel G. *Nature*, 1992, 360: 241
- [33] de Pontieu B, Haerendel G. *A&A*, 1998, 338: 729
- [34] Piddington J H. *MNRAS*, 1956, 116: 314
- [35] Uchida Y. *PASJ*, 1969, 21: 128
- [36] Pikel'Ner S B. *Soviet Ast*, 1969, 13: 259
- [37] Pikel'Ner S B. *Comments on Astrophysics and Space Physics*, 1971, 3: 33
- [38] Heggland L, De Pontieu B, Hansteen V H. *ApJ*, 2009, 702: 1
- [39] Singh K A P, Shibata K, Nishizuka N, et al. *Physics of Plasmas*, 2011, 18(11): 111210
- [40] Takasao S, Isobe H, Shibata K. *PASJ*, 2013, 65: 62
- [41] Yang L, He J, Peter H, et al. *ApJ*, 2013, 777: 16
- [42] Moore R L, Sterling A C, Cirtain J W, et al. *ApJ*, 2011, 731: L18
- [43] Shimizu T. *Physics of Plasmas*, 2015, 22(10): 101207
- [44] Pasachoff J M, Jacobson W A, Sterling A C. *Sol Phys*, 2009, 260: 59
- [45] He J, Marsch E, Tu C, et al. *ApJ*, 2009, 705: L217
- [46] Sterling A C, Harra L K, Moore R L. *ApJ*, 2010, 722: 1644
- [47] Yang L, Peter H, He J, et al. *ApJ*, 2018, 852: 16
- [48] Shibata K, Nakamura T, Matsumoto T, et al. *Science*, 2007, 318: 1591
- [49] Pariat E, Antiochos S K, DeVore C R. *ApJ*, 2009, 691: 61
- [50] Pariat E, Antiochos S K, DeVore C R. *ApJ*, 2010, 714: 1762
- [51] Pariat E, Dalmasse K, DeVore C R, et al. *A&A*, 2015, 573: A130
- [52] Parker E N. *ApJ*, 1963, 8: S177
- [53] Brandenburg A, Zweibel E G. *ApJ*, 1994, 427: L91
- [54] Leake J E, Lukin V S, Linton M G, et al. *ApJ*, 2012, 760: 109
- [55] Martínez-Sykora J, De Pontieu B, Hansteen V H, et al. *Science*, 2017, 356: 1269
- [56] Kuźma B, Murawski K, Kayshap P, et al. *ApJ*, 2017, 849: 78
- [57] Mohler O C. *MNRAS*, 1951, 111: 630

- [58] Rush J H, Roberts W O. Australian Journal of Physics, 1954, 7: 230
- [59] Woltjer L. Bull Astron Inst Netherlands, 1954, 12: 165
- [60] Athay R G. ApJ, 1959, 129: 164
- [61] Hiei E. PASJ, 1963, 15: 277
- [62] De Pontieu B, McIntosh S W, Carlsson M, et al. Science, 2011, 331: 55
- [63] Sekse D H, Rouppe van der Voort L, De Pontieu B. ApJ, 2012, 752: 108
- [64] Withbroe G L, Noyes R W. ARA&A, 1977, 15: 363
- [65] Rabin D, Moore R L. ApJ, 1980, 241: 394
- [66] Klimchuk J A. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 2012, 117: A12102
- [67] De Pontieu B, McIntosh S W, Hansteen V H, et al. ApJ, 2009, 701: L1
- [68] Morgan H, Habbal S R, Woo R. Sol Phys, 2006, 236: 263
- [69] Koutchmy O, Koutchmy S. Proceeding of the 10th Sacramento Peak Summer Workshop. Sunspot NM: National Solar Observatory, 1989: 217
- [70] Tavabi E, Koutchmy S, Ajabshirizadeh A. New Astrophysics, 2011, 16: 296
- [71] Suematsu Y, Ichimoto K, Katsukawa Y, et al. ASP Conference Series, 2008, 397: 27
- [72] Skogsrud H, Rouppe van der Voort L, De Pontieu B. ApJ, 2014, 795: L23
- [73] Secchi A. L'astronomia in Roma nel pontificato DI Pio IX. Roma: Tipografia della pace, 1877

## Numerical Modeling and Morphological Observation of Solar Spicules

SU Bao-yu<sup>1,2</sup>, LIU Yu<sup>1</sup>, MIAO Yu-hu<sup>1</sup>, LI Hong-bo<sup>1</sup>

(1. Yunnan Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

**Abstract:** Solar spicules are the fundamental magnetic structures in the chromosphere. To understand the role of spicules in channeling the chromosphere and corona for coronal heating and energy transfer, we introduce the recent development of the spicule studies, including numerical magnetohydrodynamics (MHD) modeling and morphological observations. We highlight the methodology used in the estimation of energy flux by spicules. Based on the data from the Hinode/Solar Optical Telescope, the phenomena of the “two-line” and “group motion” of spicules are analyzed in detail. Finally, we forecast the future studies for spicules.

**Key words:** spicules; MHD numerical modeling; wave in spicules; corona heating