

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2024.02.03

# 日冕准周期快模磁声波的研究进展

苗玉虎<sup>1,2,3</sup>, 邓林华<sup>4</sup>, 苏江涛<sup>5,6</sup>, 管明祥<sup>1</sup>, 夏林中<sup>1</sup>,  
华韵之<sup>1</sup>, 曹雪梅<sup>1</sup>, 袁丁<sup>2</sup>

(1. 深圳信息职业技术学院 信息与通信学院, 深圳 518172; 2. 哈尔滨工业大学(深圳) 空间科学与应用技术研究院, 深圳 518055; 3. 云南省太阳物理与空间目标监测重点实验室, 昆明 650216; 4. 云南民族大学数学与计算机科学学院, 昆明 650504; 5. 中国科学院 国家天文台, 北京 100101; 6. 中国科学院大学, 北京 100049)

**摘要:** 日冕准周期快模磁声波是日冕中较常见的一种波动现象, 这种波动现象通常与耀斑和日冕物质抛射等太阳活动爆发相关。根据准周期快模磁声波列的特征, 还可以细分为窄准周期快模磁声波和宽准周期快模磁声波。研究表明, 准周期快模磁声波包含的关键物理信息可以用来诊断耀斑核心区域特征、测量日冕磁场以及探测能量释放和传输等。简单叙述了准周期快模磁声波相关的主要观测特征和模拟结果, 重点介绍准周期快模磁声波的最新研究进展及冕震学应用, 讨论了准周期快模磁声波的激发机制, 展望了未来需要研究的问题, 并提供相关研究方法作为参考。

**关键词:** 磁流体力学波; 耀斑; 磁场; 日冕物质抛射

**中图分类号:** P142.4 **文献标识码:** A

## 1 引言

日冕层作为太阳大气的最外层结构, 其物质以太阳风的形式蔓延到整个日球空间。日冕层主要由高温磁化的等离子体组成, 具有低密度高温特征。在低日冕区(约  $1.3 R_{\odot}$  内), 磁场强度在宁静区约为  $10^{-5} \sim 10^{-3}$  T, 而在活动区约为  $10^{-3} \sim 10^{-2}$  T, 并且伴随典型的温度(密度)分别为  $1 \times 10^6 \sim 2 \times 10^6$  K ( $10^9 \text{ cm}^{-3}$ ) 和  $2 \times 10^6 \sim 6 \times 10^6$  MK ( $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ )。

收稿日期: 2023-06-20; 修回日期: 2024-03-06

**资助项目:** 国家自然科学基金(12103016, 12173012, 118030051, 12273059); 云南省太阳物理与空间目标监测重点实验室(YNSPCC202201); 广东省基础与应用基础研究基金(2022B1515120002); 云南省基础研究计划(202301AV070007); 云南省“兴滇英才支持计划”创新团队专项(202405AS350012); 深圳市科技创新委员会资助项目(JSGG20211029095003004); 深圳信息职业技术学院校级科技项目(SZIIT2022KJ040, SZIIT2021KJ046); 2020年深圳市科技计划(JCYJ20190808093001772); 广东省无线通信与人工智能应用技术开发中心(2019GGCZX009); 2020年度广东省普通高校青年创新人才项目(2020KQNCX206); 深圳市高层次人才科研启动经费(RC2022-001, RC2024-003)

**通讯作者:** 邓林华, linhua.deng@yimu.edu.cn; 袁丁, yuanding@hit.edu.cn

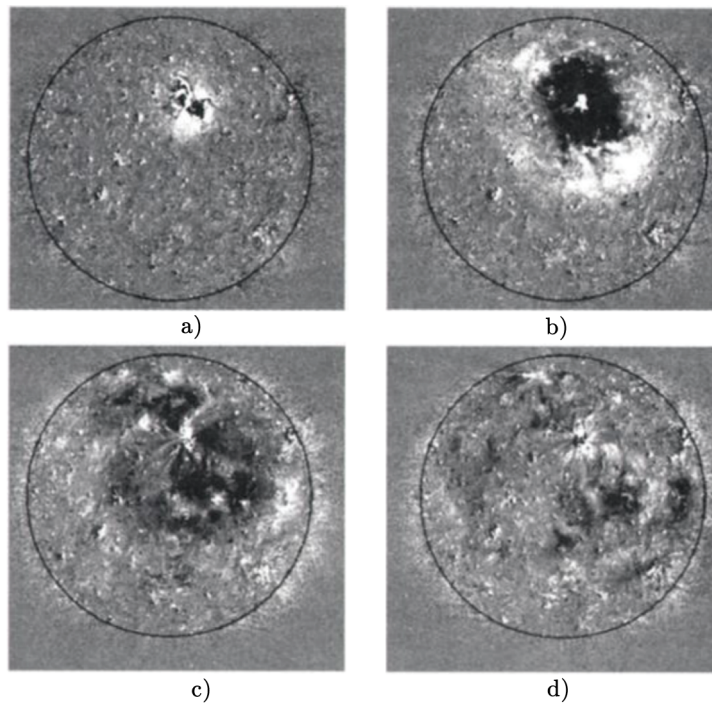
这些物理参数反映了日冕上等离子体是高度磁化的, 电子和离子受磁场的限制, 受磁力线引导并沿磁力线进行螺旋运动。此外, 太阳大气还存在一种反常现象: 从光球层到日冕层, 大气密度以及磁场强度随高度增加而快速下降, 而温度则呈现上升趋势, 即从光球层的大约 6000 K 到日冕层的  $1 \times 10^6$  K, 这就是所谓的日冕加热问题。至今科研人员未能完全揭示其背后的形成机制。

太阳大气密度和磁场强度等物理特性决定了太阳大气阿尔文速度的大小。光球层、色球层以及日冕层的典型阿尔文速度值分别为 10、100 和  $1000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。这些物理特征是由太阳大气特殊的磁场结构以及温度等决定。由于磁场不断浮现并发生变化, 太阳大气并非如肉眼所见的风平浪静, 而是无时无刻不在发生复杂多变的太阳爆发活动, 如耀斑、日冕物质抛射 (coronal mass ejection, CME)、喷流以及暗条爆发等活动。太阳耀斑和 CME 往往是造成空间天气灾害发生的罪魁祸首。这些爆发活动不仅能造成日冕磁场和等离子体分布的大尺度重构, 而且还可能向行星际空间抛射大量磁化等离子体以及多种短波段的高能电磁辐射, 如果这些物质撞向地球, 会引发地磁暴, 可能对人类生产和生活造成灾害性影响<sup>[1]</sup>。

在稀薄而炽热的日冕层中蕴藏了巨大的能量。这些能量主要存储于活动区的非势场磁场内, 一般通过磁场重联和大尺度太阳活动进行释放, 如 CME<sup>[2]</sup>、耀斑<sup>[3-7]</sup>、喷流及暗条爆发等<sup>[8-12]</sup>。这些活动爆发能够激发日冕大气中各种类型的磁流体力学 (magnetohydrodynamics, MHD) 波<sup>[13-24]</sup>。研究人员发现, 光球振荡和色球振荡泄漏到日冕层中也会激发日冕波的产生<sup>[25-29]</sup>。通常存在三种 MHD 波模式, 分别是阿尔文波、慢磁声波和快磁声波。阿尔文波在线性范围内是不可压缩的, 只能引起多普勒频移; 而慢磁声波<sup>[30]</sup>和快磁声波<sup>[31]</sup>是可压缩波, 可以导致等离子体密度的压缩和稀疏。因此, 可以通过探测辐射强度变化对压缩磁声波直接成像, 其中极紫外 (extremely ultraviolet, EUV) 和软 X 射线中的光学薄辐射强度与电子密度的平方成正比<sup>[32]</sup>。MHD 波不仅从其激发源携带能量并将其耗散到传播介质中, 而且还反映了波导和背景日冕的物理特性。因此, MHD 波的研究对于用冕震学的方法了解太阳上层大气的加热、太阳风的加速以及太阳大气的物理参数非常重要。此外, 由于 MHD 波伴随太阳爆发, 这类研究对于太阳爆发的驱动机制和能量释放过程的诊断也很重要。

Moreton<sup>[33]</sup>利用地面 H $\alpha$  望远镜首次在色球层观测到快速传播的大规模扰动。这种扰动主要表现为弧形的明亮锋面, 由于是 Moreton 最早发现, 因此被命名为莫尔顿 (Moreton) 波。莫尔顿波以  $500 \sim 2000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  的速度快速传播, 并可以达到  $10^5 \text{ km}$  量级的长距离。为了解释莫尔顿波所表现出的特异性, 一些学者提出, 莫尔顿波可能是日冕快模磁声波导致的色球响应。Uchida<sup>[34]</sup>利用射线追踪方法证实了这一想法, 并指出莫尔顿波是由日冕快模磁声波的下边界扫过色球区域并对色球层等离子体进行压缩, 从而形成了莫尔顿波。该模型能够对莫尔顿波的观测特征进行合理的解释, 在某种程度上预测了日冕大尺度快模磁声波的存在。Chen 等人<sup>[35]</sup>通过数值模拟发现, 磁绳爆发过程会在其前方产生一个快速活塞式激波, 这种激波被称为日冕莫尔顿波, 他们认为该激波与色球莫尔顿波相对应。此外, 在该快模激波后方还存在一个速度约为快模激波 1/3 的慢波, 该慢波传播的扰动是由磁绳上方的磁力线在活动爆发过程中不断被拉伸并压缩和堆积等离子体而产生的, 这就是最早的混合波动模型。

为了进一步揭开太阳大气的神秘面纱,在 20 世纪 90 年代,研究人员分别发射了 Yohkoh 卫星 (1991 年发射)<sup>[36]</sup> 以及太阳和日球天文台 (Solar and Heliospheric Observatory, SOHO; 1995 年发射)<sup>[37]</sup>。利用 Yohkoh 卫星搭载的软 X 射线望远镜 (Soft X-ray Telescope, SXT) 以及 SOHO 卫星搭载的极紫外成像望远镜 (extreme-ultraviolet imaging telescope, EIT)<sup>[38]</sup> 开始对太阳日冕进行全面观测。太阳全球性大尺度日冕波动现象最早在 EIT 望远镜的 195 Å (Fe XII 发射线, 温度峰值为  $1.5 \times 10^6$  K) 波段被观测到, 因此该现象被命名为 EIT 波, 图 1 展示了利用差分图像获得的 EIT 波演化图<sup>[38]</sup>。之后有研究表明, EIT 波与莫尔顿波具有高度相似性, 主要表现为: (1) 都与耀斑爆发相关; (2) 传播形态都为弧形或者环形结构; (3) 可以横跨大部分日面, 并表现出高度重合性等特点。基于以上观测特征, EIT 波被认为是莫尔顿波在日冕层的对应体, 是由耀斑爆发激发的快模磁声波<sup>[39, 40]</sup>。不过这种观点受到了质疑<sup>[41-43]</sup>, 这也开启了长达近 20 年的争论<sup>[13, 44-46]</sup>, 即 EIT 波到底是不是磁声波? 驱动源是 CME 还是耀斑的压力脉冲?

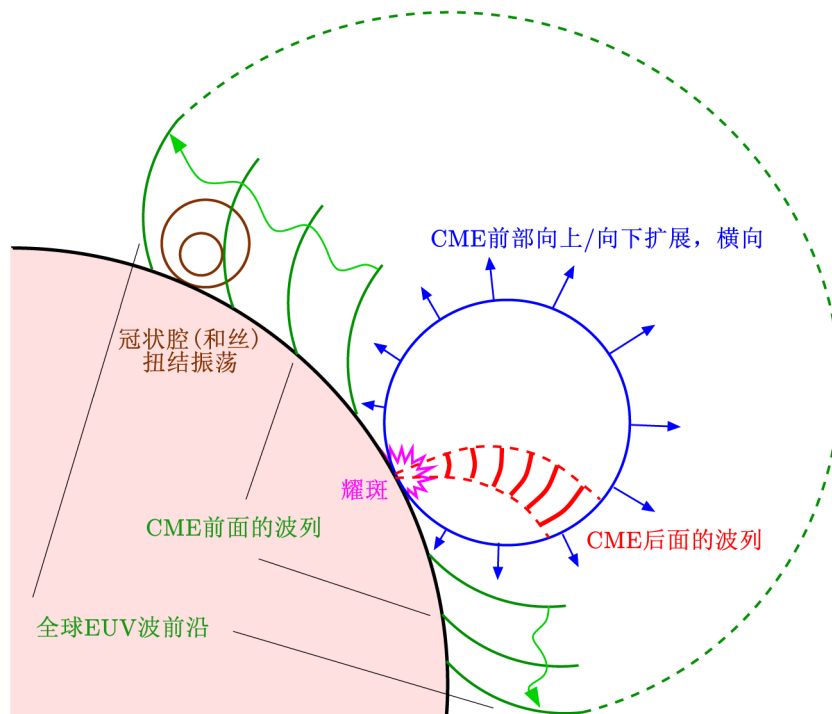


注: a) 04:50UT-04:34UT; b) 05:07UT-04:50UT; c) 05:24UT-05:07UT; d) 05:41UT-05:24UT;

图 1 利用差分图像获得 EIT 波图像<sup>[38]</sup>

随着科技的发展,人们对太阳观测愈发精细。2010 年美国太阳动力学天文台<sup>[47]</sup> (Solar Dynamics Observatory, SDO) 成功发射, 该卫星的成功发射使得观测数据的时间分辨率从 12 min 提升到了 12 s, 空间分辨率从 5.2'' 提升到 1.5''。搭载在 SDO 上的太阳大气成像组件 (atmospheric imaging assembly, AIA)<sup>[48]</sup> 观测视场约为太阳直径的 1.3 倍, 并拥有 7 个

EUV 通道, 覆盖温度为  $6 \times 10^4 \sim 2 \times 10^7$  K。正是由于观测设备的提升, 图像的观测质量有了极大提高, 从而导致了大量的新事件被发现, 尤其是 SDO 所提供的高分辨率数据, 进一步提升了对太阳的研究能力, 日冕极紫外波的名称由之前的 EIT 波被 EUV 波所取代<sup>[49-54]</sup>。一些研究者利用搭载在 SDO 上的 AIA 观测到一种新的日冕扰动, 即日冕准周期快模 (quasi-periodic fast-mode propagating, QFP) 磁声波<sup>[55-57]</sup>。Liu 等人<sup>[57]</sup>利用 SDO/AIA 高分辨率成像数据, 发现了十分清晰的准周期快模磁声波事件。他们认为准周期快模磁声波一般沿着漏斗状冕环 (funnel-like loops) 结构在 CME 的泡状结构内传播。图 2 展示了 2010 年 9 月 8 日至 9 日在活动区 NOAA 11105 发生的大尺度 EUV 波和 QFP 波事件。该爆发产生了 C3.3 的耀斑和 CME。该图显示 QFP 波被限制在 CME 内, 沿漏斗状冕环传播, 且 CME 产生向下和横向压缩, 并推动低日冕 EUV 波的传播 (图中绿色部分所示)。Liu 等人认为该事件中 QFP 波激发源区为耀斑核心区域, QFP 波仅以漏斗状冕环为波导管传播。研究还表明 QFP 波在  $171 \text{ \AA}$  波段更容易被观测, 而 EUV 波则可能在 CME 两侧被激发。



注: 展示了耀斑、CME、EUV 波及 QFP 波由同一爆发活动引发, 并描述了多种活动现象之间的关联性。

图 2 2010 年 9 月 8 日至 9 日在活动区 NOAA 11105 发生的大尺度 EUV 和 QFP 波现象的示意图<sup>[57]</sup>

QFP 波作为一种新的观测现象, 由 Liu 等人<sup>[55, 56]</sup>通过分析 SDO 高分辨率观测数据所发现。早在 20 世纪 80 年代, Roberts 等人<sup>[58]</sup>就已预测出 QFP 波; 随后在 20 世纪 90 年代, Murawski 和 Ruberts<sup>[59-63]</sup>用数值计算方法成功模拟了该现象。

Liu 和 Ofman<sup>[13]</sup>总结了准周期快模磁声波的主要特点: (1) QFP 波起源于耀斑核心区

域, 具有多个同心波前, 首个波面出现位置距离耀斑核心区域约  $10^5$  km; (2) QFP 波主要以窄 QFP 波为主, 波列角宽范围为  $10^\circ \sim 60^\circ$ , 以漏斗状冕环或圆锥状开放冕环作为波导, 呈扇形传播; (3) QFP 波传播速度为  $500 \sim 2200$  km·s<sup>-1</sup>, 甚至超过  $2200$  km·s<sup>-1</sup>; (4) QFP 波列周期通常为  $25 \sim 400$  s, 加速度为  $-1 \sim -4$  km·s<sup>-2</sup>; (5) QFP 波列持续时间一般在 10 min 以上, 甚至超过 1 h; (6) 射电波段也观测到比 EUV 波段更小的周期特征<sup>[64-66]</sup>。

由于在探测太阳活动机制方面具有重要的理论和应用价值, QFP 波吸引了众多科研人员的关注。十几年来, 科研人员在 QFP 波理论模型、观测及数值模拟等方面取得了许多重要成果<sup>[13, 67]</sup>。截止到目前, 已有数十个 QFP 波事件被详细研究和分析, 研究人员对这种现象的激发机制及动力学特征等进行了理论研究和详细的测量, 详见表 1。QFP 波事件是伴随太阳活动爆发而产生的一种现象, 通过研究该现象所携带的物理特征, 可以反演太阳活动爆发的物理机制, 如耀斑核心区域物理特征诊断、喷流以及 CME 爆发机制等<sup>[68]</sup>。由于 QFP 波所表现出的周期性与耀斑脉冲周期性具有相似之处, Shen 等人<sup>[67]</sup>认为耀斑爆发机制与 QFP 波激发机制可能源于同一物理机制。耀斑脉冲周期通常从几秒到几分钟不等, 可以从射电波段到  $\gamma$  射线波段中观测到<sup>[65, 69-78]</sup>。因此, QFP 波对研究耀斑产生机制具有重要意义。此外, QFP 波提供了一种新的冕震学工具, 可以用来间接诊断日冕中目前难以直接测量的物理参数<sup>[16, 27, 57, 77, 79-87]</sup>。

日冕波动已被广泛应用于诊断日冕磁结构和热结构, 对探究日冕加热、磁场分布、能量耗散以及太阳风的形成等具有重要意义。本文重点叙述 QFP 波事件的主要观测结果与激发电理论, 介绍近年来与之相关的观测进展及冕震学应用, 并进一步介绍 QFP 波最新成果以及未来可能的应用。近 10 年来也有许多有关日冕波动以及 QFP 波事件的综述文章<sup>[13, 46, 67, 88]</sup>, 感兴趣的读者可自行阅读。

## 2 QFP 波的观测特征和物理机制

### 2.1 极紫外观测特征

准周期快模磁声波是基于高时空分辨率观测下发现的一种波动现象<sup>[16, 27, 56, 57, 79-84, 89, 90]</sup>, 其特征有别于前文介绍的莫尔顿波和 EUV 波。该现象与耀斑、冕环、磁绳等结构具有较强相关性<sup>[80, 91, 92]</sup>, 并可对爆发区域以及周围冕环进行加热<sup>[56, 81, 82]</sup>。Shen 等人<sup>[67]</sup>通过总结过去近 20 年的观测成果及数值模拟情况, 对 QFP 波特征作了详细的总结: (1) 在形态上, QFP 波表现为多重波前, 传播角度和方向与冕环(磁力线)的分布情况紧密相关<sup>[16, 27, 56, 57, 79-84, 88]</sup>, 一般测得的 QFP 波的第一个波前出现在远离耀斑活动中心  $10^5$  km 外的位置; (2) QFP 波可以进一步细化分类, 即角宽在  $10^\circ \sim 90^\circ$  范围内的为窄 QFP 波, 角宽在  $90^\circ \sim 360^\circ$  范围的为宽 QFP 波; (3) 窄 QFP 波传播一般沿闭合或开放磁力线传播, 往往被限制在冕环内, 宽 QFP 波一般沿日球表面传播; (4) 窄 QFP 波速度通常在  $300 \sim 2400$  km·s<sup>-1</sup> 范围, 宽 QFP 波速度在  $370 \sim 1100$  km·s<sup>-1</sup> 之间; (5) 窄 QFP 波通常在 171 Å 波段可明显被观测, 偶尔能够在 193 和 211 Å 波段被观测到, 宽 QFP 波在极紫外波段都

表 1 准周期快模波观测事件

观测日期	观测时间	耀斑	速度/( $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ )	周期/s	持续时间/min	参考文献
2010-04-08	03:15	B3.8	450 ~ 1 200	40 ~ 240	65	[55]
2010-08-01	07:45	C3.2	2 200	40, 181	60	[56]
2010-08-01	08:06	C3.2	1 000 ~ 2 000	40, 69, 181	25	[56]
2010-09-08	23:11	C3.3	1 020 ~ 1 220	30 ~ 240	18	[57]
2011-02-14	05:53	亮斑	322	390	26	[83]
2011-02-15	04:38	C8.3	388	200	32	[93]
2011-03-09	23:48	亮斑	718	40	22	[80]
2011-03-10	04:05	亮斑	876	50	12	[80]
2011-03-10	06:40	C4.0	682 ~ 837	45	6	[79]
2011-03-25	23:12	M1.0	1 011 ~ 1 296	$\approx 180$	6	[94]
2011-05-30	10:50	C2.8	834	25 ~ 400	12	[27]
2011-05-30	10:50	C2.8	740 ~ 850	38, 40, 58	12	[84]
2011-06-02	06:30	C1.4	776	120	13	[95]
2011-06-02	07:35	C3.7	978	120	20	[95]
2011-09-23	00:06	M1.9	320	130	12	[96]
2011-11-09	11:45	—	305	74 ~ 390	33	[97]
2011-11-09	11:45	—	343	54 ~ 458	35	[97]
2011-11-11	06:11	C4.2	1 130 $\pm$ 115	45 ~ 56	60	[98]
2012-04-23	17:40	C2.0	689	80	23	[82]
2012-07-14	09:14	C1.4	538 ~ 719	180	6	[99]
2013-04-23	18:20	C3.0	474	110	60	[90]
2013-05-22	13:32	M5.0	1 860	120 ~ 180	120	[100]
2013-05-22	13:05	C5.0	1 670	120 ~ 180	120	[100]
2013-12-07	07:25	M1.2	538 ~ 2 394	50 ~ 180	15	[101]
2013-12-07	07:26	M1.2	941 ~ 1 851	50 ~ 130	32	[101]
2014-03-23	03:08	C5.0	884 ~ 1 485	25 ~ 550	60	[16]
2015-07-12	17:37	B4.0	1 100	43 ~ 79	6	[102]
2017-09-12	07:20	C3.0	815	59	15	[103]
2017-09-12	19:01	C1.6	753	70, 37	25	[103]
2019-03-08	03:33	C1.3	1 083 ~ 1 366	62 ~ 66	10	[81]
2019-03-08	03:33	C1.3	536 ~ 656	65 ~ 66	10	[81]
2021-11-02	02:13	M1.7	280, 330	120	17	[104]
2010-09-08	23:11	C3.3	370 ~ 650	36 ~ 212	12	[57]
2011-02-24	07:30	M3.5	668	90	30	[105]
2012-04-24	07:41	C3.7	747	163	9	[106]
2012-05-07	14:06	M1.9	664 ~ 1 416	120 ~ 240	20	[107]
2013-04-23	18:16	C3.0	1 100	120	7	[90]

注: 上半部分 32 行展示的是窄 QFP 波事件, 下半部分 5 行展示的是宽 QFP 波事件

可以被观测到；(6) 加速度方面，窄 QFP 波为  $-0.1 \sim -5.8 \text{ km}\cdot\text{s}^{-2}$ ，而宽 QFP 波为  $-0.1 \sim -4.1 \text{ km}\cdot\text{s}^{-2}$ ；(7) 窄 QFP 波周期在  $25 \sim 550 \text{ s}$  范围，宽 QFP 波周期在  $36 \sim 240 \text{ s}$  范围内；(8) 两种类型的波动持续时间从几分钟到  $1 \text{ h}$  不等，有的甚至超过  $1 \text{ h}$ 。

此外，研究还表明 QFP 波具有较明显的波动特征。Shen 等人<sup>[16, 102]</sup>发现，QFP 波在传播过程中与强磁场发生作用后，波的传播方向会发生明显的偏折；Miao 等人<sup>[79]</sup>也发现了类似效应。更有趣的是，若 QFP 波在闭合磁力线形成的结构中传播时，波前会在闭合结构中来回反射，导致闭合结构的振荡<sup>[56, 100, 106]</sup>。

## 2.2 射电波段观测特征

Mészárosová 等人<sup>[64, 108-110]</sup>在研究中发现 QFP 波的射电脉冲周期范围为  $0.5 \sim 1.9 \text{ s}$  和  $60 \sim 80 \text{ s}$ ，其中较长的周期与在 EUV 波段观测到的 QFP 波列的周期相似，而较短的周期产生原因尚不明确。类似的物理参数也可以从 IIIb 型射电暴的观测中获得。Kolotkov 等人<sup>[111]</sup>在研究 III 型射电暴动态频谱时发现了 IIIb 型射电暴，他们认为 IIIb 型射电暴可能是由 QFP 波列沿波导管 (漏斗状冕环束) 传播时对电子束进行调制产生的 (如图 3 所示)。

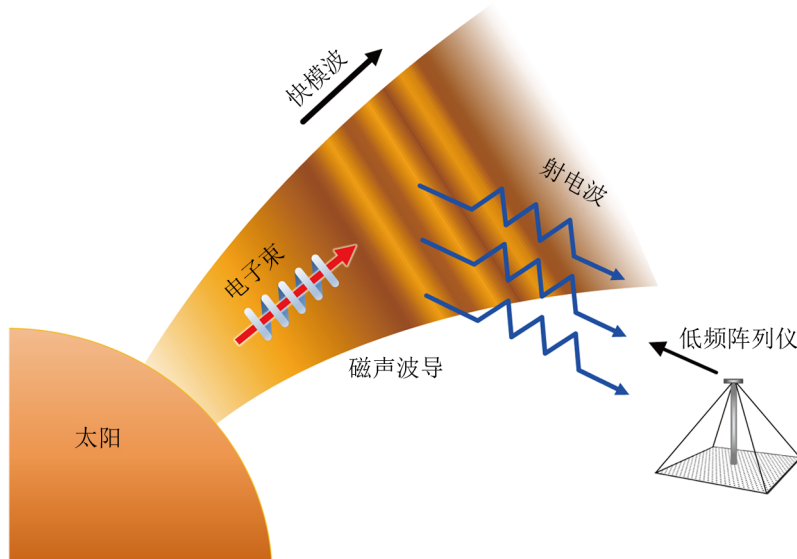


图 3 QFP 波列在 III 型射电爆发的动态频谱中产生的准周期条纹 (IIIb 型爆发) 的场景示意图<sup>[111]</sup>

然而，射电观测的空间分辨率较低，即便使用干涉仪进行观测，所获取的成像数据分辨率仍然很低<sup>[67]</sup>，因此在成像观测方面，射电成像数据与 EUV 波段的成像数据无法很好地衔接，对进一步探测和定位准周期波激发源区造成了很大影响。以上因素的制约对研究准周期波激发源区的物理特性及源区定位提出了挑战，研究人员需要在观测手段或方法上进行改进和创新。



## 2.3 物理模型

QFP 波事件自被发现以来, 相应的理论模型和数值模拟都取得了许多重要进展, 是太阳物理学中一个蓬勃发展的研究领域, 相关研究成果数量不断攀升 (见表 1)。尽管 QFP 波事件的许多方面尚未完全解决, 但就目前的研究成果看, 不论是 QFP 波的理论模型还是数值模拟都能在观测结果中找到支持其的观测案例。对于宽 QFP 波, 其激发与 CME 密切相关, 其准周期性可能源于暗条解缠时的旋转过程<sup>[106]</sup>, 也可能与爆发源区离散冕环的依次打开有关<sup>[104]</sup>。有趣的是, 虽然没有提及, 但在 Chen 等人<sup>[35]</sup>的模拟结果中能清晰看到准周期 QFP 波在日冕莫尔顿波之后传播。对于窄 QFP 波的激发机制, 主要存在两种观点: (1) QFP 波列的产生是由于脉冲扰动的色散演化<sup>[84, 112, 113]</sup>; (2) QFP 波列的形成与磁重联过程中周期性释放脉冲能量有关, 即 QFP 波的周期是由波源决定的。

### 2.3.1 色散演化机制

窄 QFP 波一般沿着波导结构传播。相对于背景, 日冕拥有许多增强等离子体密度的丝状结构, 如冕环。根据 Liu 等人<sup>[13, 56]</sup>的研究, 窄 QFP 波是一种沿着漏斗状冕环结构进行传播的快模磁声波, 意味着这类 QFP 波被束缚在特定的结构中传播。这些冕环结构作为传播磁声波的波导, 当其波长与波导宽度相当或大于波导宽度时, 磁声波是高度色散的, 而波导与周围背景参数会严重影响波的色散特性。由于不同频率的快模传播磁声波在非均匀结构中以不同的群速度传播, 因此脉冲产生的宽带扰动可以看作是所有频率与波数叠加所组成的波包, 波包在距离 QFP 波激发源初始位置较远的波导中自然地产生 QFP 波列。Aschwanden<sup>[32]</sup>指出, 在日冕层沿着波导管传播的磁声波速度与阿尔文速度属于同量级。Yuan 等人<sup>[84]</sup>发现脉冲色散出现多个不同周期的波列, 他们指出波幅由波能量和波导的特性 (如密度分层) 共同决定。随着波沿开放的冕环结构传播, 波能的传播范围更广。在这两个因素影响下, 波幅在中途会出现最大值。因此, 随着传播距离的增加窄 QFP 波的振幅先增加后减小。

窄 QFP 波在传播过程中既有可能在波导管中被束缚, 也可能在波导管外泄漏。Pascoe 等人<sup>[112, 113]</sup>模拟了腊肠模及扭结模快磁声波在高密度漏斗状波导管中的传播, 他们的研究表明, 由于色散性, 快模磁声波在波导管内形成了准周期性的波列。当波列的波长大于截止波长且在波导管边界处的入射角大于全内反射角时, 波导管内的快磁声波波列将会泄漏到波导管外部。泄漏后的波列在折射作用下将会继续沿着磁场向上传播, 此时的波列被认为与日冕中的 QFP 波相对应。Miao 等人<sup>[81]</sup>通过磁场外推所得结果, 证实 QFP 波传播路径上磁场随着高度呈快速衰减趋势, 符合波导特征。

### 2.3.2 周期性脉冲激发机制

窄 QFP 波的另一种激发机制是周期性脉冲激发, 而脉冲的周期性与磁重联密切相关<sup>[6, 16]</sup>。磁场重联机制相对复杂, 通常认为磁重联的产生源于有限的电导率, 等离子体中具有相反方向的磁力线的“断裂”和重新“连接”<sup>[114]</sup>, 是一个复杂且高度非线性的过程。Shen 等人<sup>[83, 93, 102]</sup>认为磁场重联中的非线性过程导致了脉冲的周期性特征, 一般称为准周期脉动 (quasi-periodic pulsation, QPP)。窄 QFP 波列的周期往往与 QPP 相关, 而 QPP 的



产生往往伴随耀斑爆发，且观测到的 QFP 波的周期通常与相关的耀斑脉冲周期部分或全部相似<sup>[88, 115-118]</sup>，这表明两者可能具有因果关系。Li 等人<sup>[119]</sup>认为大多数 QFP 波的激发可能与耀斑核心区域的非线性磁重联过程密切相关。Kliem 等人<sup>[120]</sup>和 Ni 等人<sup>[121]</sup>还通过数值模拟方法研究了等离子体团的分裂、合并和抛射等，认为这些过程会产生周期性的扰动。McLaughlin 等人<sup>[122]</sup>认为非线性传播的 QFP 波源于振荡重联。当然，除了以上伴随耀斑爆发的 QFP 波事件之外，也有一部分 QFP 波事件并无耀斑爆发<sup>[16, 106]</sup>或活动区并不伴随明显的增亮过程<sup>[79]</sup>。综合以上研究结果可知，窄 QFP 波的周期特征产生机制存在多种可能，但与耀斑爆发的相关度很高。

Ofman 等人<sup>[123]</sup>通过三维 MHD 模型对磁重联非线性物理过程与 QFP 波列激发之间的关系进行了数值模拟分析。模拟结果表明，QFP 波列的激发源区位于耀斑底部，并受耀斑底部的准周期性驱动源驱动。Takasao 和 Shibata<sup>[124]</sup>通过二维 MHD 数值模拟研究了耀斑爆发过程（见图 4），发现 QFP 波列的激发与磁重联、热传导以及色球蒸发等相关。他们认为，在充满蒸发等离子体的耀斑环上方会形成振荡区域。该振荡区可以激发 QFP 波列，并且振荡区受重联区出流与耀斑环顶部作用后的回流控制。由于回流的撞击，振荡区呈 U 形结构，类似于音叉结构，QFP 波列的激发过程类似于外界撞击音叉而产生的声波。

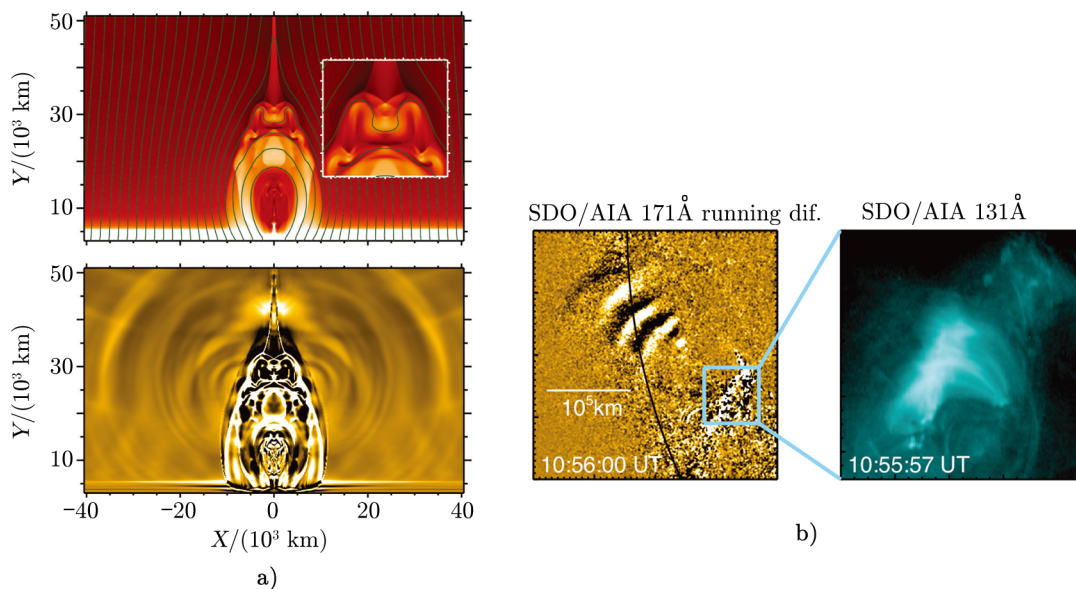


图 4 a) “磁音叉”模型激发 QFP 波列; b) 2011 年 5 月 30 日在活动区 11227 爆发 C2.8 级耀斑并激发 QFP 波<sup>[124]</sup>

### 3 QFP 波研究进展及应用

冕震学的主要原理是利用 MHD 波和振荡现象来研究和诊断日冕中难以直接测量的物

理参量<sup>[125]</sup>, 可用于磁场特征、磁场分布、日冕等离子体及其他日冕结构的探测等。该方法在探究磁场重联、等离子体加热以及能量输运等物理机制方面具有广泛的应用, 可对多个日冕物理参数进行估算, 比如磁场强度、阿尔文速度及日冕耗散系数等<sup>[126]</sup>。

近几年发现很多 QFP 波新特征。Shen 等人<sup>[115]</sup>观测到了首个白光成像波段的 QFP 波动现象, 而以往所观测的 QFP 波动现象主要发生在低日冕区域。Shen 等人<sup>[127]</sup>观测到一个大尺度准周期 EUV 波事件。该事件可能预示着 QFP 波动事件与大尺度 EUV 波存在相同的激发机制。近期, Miao 等人<sup>[81]</sup>分析了发生在活动区 AR12734 的一个 C1.3 级耀斑及伴随的 QFP 波现象。研究表明, 该 QFP 波事件表现出一些新特征。首先, 在同一活动区域激发两列沿不同波导管传播的波列 (见图 5); 其次, 两列波的周期都接近 1 min。通过分析 GOES 的 X 射线波段数据和地面射电波段数据, 他们发现耀斑流量也呈现 1 min 左右的周期。不同于以往单向传播的 QFP 波事件, Miao 等人<sup>[81]</sup>认为, 两列 QFP 波的激发与耀斑核心区域的物理过程存在紧密联系, 因为耀斑爆发过程中的磁重联过程很难直接被观测到, 他们猜测这两组波列可能携带了耀斑爆发内部物理演化过程的关键信息。这两列 QFP 波的周期性特征在某种程度上反映了耀斑爆发过程的周期性, 其能量释放过程并不是线性变化的, 而是非线性的。

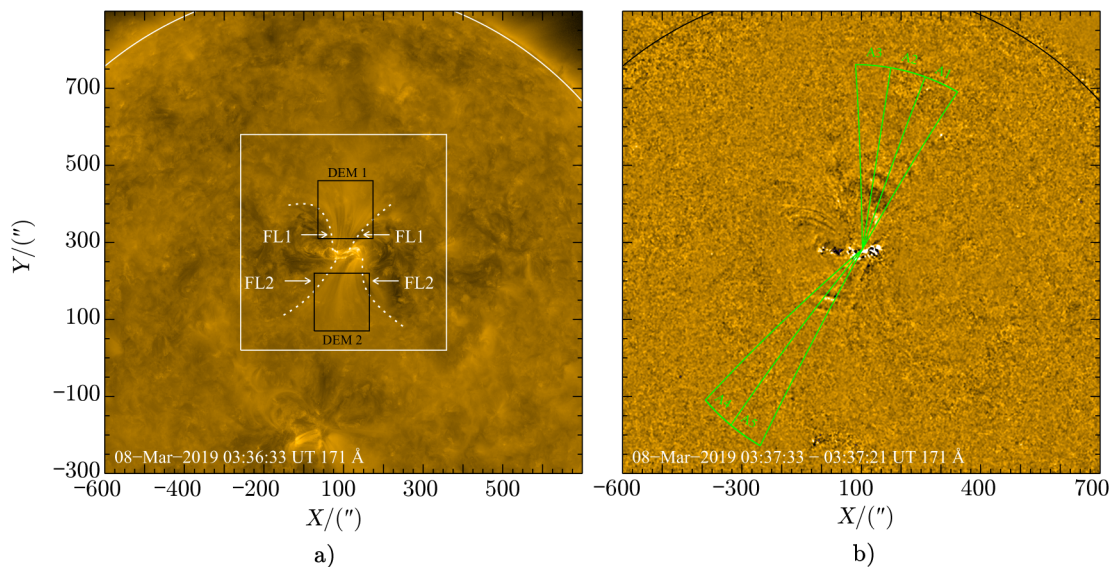


图 5 a) 171 Å 波段活动区位置以及两束反方向漏斗状冕环; b) 171 Å 波段差分图像及双向 QFP 波<sup>[81]</sup>

Miao 等人<sup>[81]</sup>认为两束朝相反方向的漏斗状冕环充当了 QFP 波的波导。为了探测波导管对 QFP 波传播的影响, 他们计算了两个波导的微分辐射度 (differential emission measure, DEM)<sup>[128]</sup>。DEM 可以对冕环的等离子体密度、温度进行测量评估, 进而利用冕震学估算冕环磁场的大小。他们发现测得的波导磁场强度与磁场外推所得的结果相符。Miao 等人<sup>[81]</sup>分析认为 QFP 波可能由耀斑核心区域的振荡过程产生, 这种激发情形与 Takasao 和

Shibata<sup>[124]</sup>的“磁音叉”模型相吻合。即冕环顶部的磁场可能受到磁场重联产生的出流反复撞击形成回流,在冕环顶部形成了一个“磁音叉”结构,形成一个阿尔文波共振腔。被困的物质在“磁音叉”内来回反弹,产生准周期信号,这种周期性信号可能是X射线和射电信号的周期性来源。“磁音叉”可以束缚快速磁声波,而快速磁声波在“磁音叉”边界处可能会泄漏,靠近“磁音叉”的漏斗状冕环作为波导,将这种具有周期性的扰动传递出去,从而形成QFP波。此外,QFP波也可以由耀斑核心区域的周期性磁重联直接激发<sup>[119]</sup>。

耀斑是太阳大气中一种常见的活动现象,对其内部核心区域的观测一直以来都是一个十分棘手的问题。由于耀斑磁重联过程发生在非常小的区域,很难利用一般的成像观测设备对其直接观测。而QFP声波现象往往会伴随耀斑爆发而产生,其本身的一些特征能够间接反映耀斑核心区域的爆发特征,因此可利用QFP波所携带的关键物理信息对耀斑爆发核心区域进行分析。Miao等人<sup>[81]</sup>分析了双向QFP波事件,充分利用了DEM、磁场外推和MHD波等分析方法,获取了一系列参数,对日冕结构的性质展开了研究。通过该事件彰显了冕震学在诊断耀斑核心区域和日冕结构方面的优势,可以获得多个关键的物理参数。双向QFP波作为QFP波的一部分,对其研究进一步完善了QFP波的观测特征,对构建QFP波动模型和探究QFP波激发机制具有重要意义。该研究为了解太阳和其他恒星的磁场活动提供了一种新的诊断思路。

## 4 总结与展望

日冕极紫外QFP波作为SDO的重要发现之一,在过去十几年引起了广泛的关注,有数十个相关事件被研究分析(见表1)。本文主要叙述了日冕QFP波的动力学观测特征、激发机制及其在冕震学方面的应用等。QFP波通常由一系列同心波前组成,从耀斑核心区域附近位置依次发出,并以几百到超过 $2000\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的速度呈扇形沿波导管传播,这里的波导管通常是呈漏斗状的冕环<sup>[13, 57]</sup>。这些波列通常以快模磁声波速沿着或穿过冕环传播。Shen等人<sup>[67]</sup>基于SDO/AIA观测数据对已被研究的QFP波事件进行了相关统计分类,将QFP波分成了窄QFP波和宽QFP波,他们认为宽、窄QFP波在物理本质上都属于快模磁声波。宽QFP波在均匀的宁静太阳区域传播时,磁场具有很强的垂直分量,它们的传播可以看作垂直于磁场;窄QFP波一般沿磁场方向传播。

Miao等人<sup>[81]</sup>发现了双向QFP波事件,两列QFP波在同一源区被激发,沿着两束方向几乎相反的漏斗状冕环进行传播。通过分析计算,他们获取两列QFP波的动力学参数,进而推导出两束冕环的磁场强度分别约为 $1.28 \times 10^{-3}\text{ T}$ 和 $1.13 \times 10^{-3}\text{ T}$ ,这一结果与磁场外推结果相符。双向QFP波的发现进一步完善了QFP波的特征,对阐释和完善快模磁声波的触发机制具有重要意义。不足之处是该类型事件观测较少,我们已开始收集该类型事件,并建立数据库。

研究人员通常对QFP波的周期、速度及振幅等动力学参数进行测量,结合射电波段对相关活动区进行分析,尤其是与QFP波相关的伴随耀斑。观测表明,QFP波的激发与伴随

耀斑的 QFP 密切相关, 因为它们具有密切的时间对应关系和相似的周期, 这表明两者可能具有相关性<sup>[129]</sup>。根据数值模拟以及理论分析, 脉冲色散也可以产生 QFP 波列。此外, 光球 5 min 和色球 3 min 振荡泄漏也可能激发 QFP 波。

综上所述, QFP 波可以由单一或多个物理过程产生; QFP 波所携带的关键信息可以用作冕震学诊断, 如对耀斑核心区域诊断、磁场强度测量以及耀斑爆发源区的定位等; QFP 波列所携带的能量足以加热局部低日冕等离子体, 对日冕加热有一定贡献。尽管日冕 QFP 波研究在理论和观测方面都取得了许多进展, 但受限于观测设备性能, 仍有许多重要的问题值得进一步深入研究和探讨, 主要集中在以下几个方面。

(1) 提升观测设备性能, 研发更先进的观测设备, 提高观测技术。QFP 波的观测很大程度上依赖设备的性能, 研发更高时空分辨率的成像观测设备以及更高时间分辨率的射电设备, 以获得超高分辨率的观测数据, 对揭示 QFP 波周期起源和驱动机制具有重要意义。

(2) QFP 波激发机制尚不完全清楚。过去十几年的研究表明, QFP 波的产生与耀斑 QFP 紧密相关, 两者可能具有相同的物理激发机制; 脉冲色散机制也被认为是 QFP 波形成的可能机制。但具体物理过程依然不是很清楚, 需要进一步的观测和研究。

(3) QFP 波观测大样本分析。为了研究 QFP 波的共同特征, 还需要对 QFP 波进行样本积累, 可以开发一套自动收集和处理 QFP 波事件的程序, 对海量高分辨率数据进行处理分析。利用获取的大样本数据, 结合深度学习对 QFP 波展开深入研究, 并获取更为可靠的 QFP 波物理参数。继续改进和发展 QFP 波的理论模型, 更准确地描述其频谱特性、传播和衰减机制。通过大数据分析和深度学习, 进一步研究波的能量传递和耗散机制。

(4) 窄 QFP 波通常与耀斑有关, 但并非所有耀斑爆发都会产生 QFP 波。QFP 波的产生机制需要深入探讨。一个值得注意的问题是: QFP 波的产生与耀斑爆发剧烈程度是否具有直接关联? Shen 等人<sup>[67]</sup>的研究结果表明, QFP 波宽窄与耀斑能量大小具有一定的关系, 耀斑爆发越剧烈越容易激发宽 QFP 波。另外一种情况: 窄 QFP 波的激发是否一定依赖漏斗状冕环? 根据 Miao 等人<sup>[81]</sup>研究的双向 QFP 波分析, 窄 QFP 波的形成跟漏斗状冕环束的位置和形态特征具有较大关联。这些问题还需要进一步研究验证。

(5) QFP 波激发源位置与耀斑核心区域是否有直接联系? 激发源位置如何定位? 未来需要一定的研究手段或方法, 探究 QFP 波的激发源位置, 这对于研究 QFP 波激发机制具有重要意义。

(6) QFP 波传播需要什么样的波导管? 过去研究波导管都是以漏斗状冕环为主, 呈扇形发散结构。此外, 作为波导管的冕环, 其足点位置与 QFP 波产生是否有关联? 如果激发源相同, 物理参数存在差异的两束波导管中的 QFP 波动力学参数是否差异很大? 因此, 未来需要对双向甚至多方向传播的 QFP 波展开数据发掘和研究, 这对揭示 QFP 波激发机制、传播特征及激发源区定位具有重要意义。

未来对 QFP 波的研究仍然需要更高性能的观测设备, 以获取更高时空分辨的数据。近几年, 我国相继发射了“羲和”号太阳观测卫星(2021 年)和“夸父一号”太阳观测卫星(先进天基太阳天文台(ASO-S), 2022 年)。随着我国高分辨率太阳观测设备的投入使用,

国产观测数据所占比重会进一步提高,尤其是在极紫外波段。我们可以利用多波段观测资料展开对耀斑活动爆发、CME 以及磁场的研究,结合国内外高分辨率成像和射电望远镜观测数据,揭示 QFP 波背后的物理机制。

研究 QFP 波的激发机制、耀斑核心区域的物理演化过程以及 QFP 波的激发源位置定位问题,都需要高分辨率的数据支持。我们还需要不断拓展新的研究方法,以获取更多关于 QFP 波的特征信息。在处理海量数据方面,迫切需要开发一套快捷高效的数据处理方法。未来的数据处理将趋向智能化,利用先进的数据处理设备,如超级计算机,可以对海量数据进行分析,结合深度学习和人工智能等智能化数据处理手段,实现自动探测和识别 QFP 波事件,并将获取的 QFP 波事件自动存入大样本数据库。通过深度学习和人工智能等手段,研究人员可以探寻 QFP 波激发模型,捕捉 QFP 波传播特征,从而提高 QFP 波事件的甄别效率和数据处理效率。这些研究方法不仅可用于 QFP 波的研究,还可应用于其他爆发事件,如太阳耀斑和 CME 等。

#### 参考文献:

- [1] Chen P F. *Liv Rev Solar Phys*, 2011, 8: 1
- [2] Song H, Li L, Chen Y. *ApJ*, 2022, 933: 68
- [3] Roberts B, Edwin P M, Benz A O. *Nature*, 1983, 305: 688
- [4] Chen P F. *ApJL*, 2009, 698: L112
- [5] Nakariakov V M, Melnikov V F. *Space Sci Rev*, 2009, 149: 119
- [6] Shibata K, Magara T. *Living Reviews in Solar Physics*, 2011, 8: 6
- [7] Wang Y, Su Y, Shen J, et al. *ApJ*, 2018, 859: 148
- [8] Mackay D H, Karpen J T, Ballester J L, et al. *SSRv*, 2010, 151: 333
- [9] Miao Y, Liu Y, Li H B, et al. *ApJ*, 2018, 869: 39
- [10] Shen Y. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 2021, 477: 217
- [11] Tian H, Harra L, Baker D, et al. *SoPh*, 2021, 296: 47
- [12] Zheng R, Liu Y, Zhang L, et al. *ApJL*, 2023, 942: L16
- [13] Liu W, Ofman L. *SoPh*, 2014, 289: 3233
- [14] Nakariakov V M, Verwichte E. *Living Reviews in Solar Physics*, 2005, 2: 3
- [15] Wang C, Chen F, Ding M. *ApJL*, 2021, 911: L8
- [16] Shen Y, Liu Y, Song T, et al. *ApJ*, 2018, 853: 1
- [17] Bogdan T J, Carlsson M, Hansteen V H, et al. *ApJ*, 2003, 599: 626
- [18] Testa P, Reale F. *Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics*. Singapore: Springer, 2023: 134
- [19] Cooper F C, Nakariakov V M, Williams D R. *A&A*, 2003, 409: 325
- [20] Gruszecki M, Nakariakov V M, Van Doorselaere T. *A&A*, 2012, 543: A12
- [21] Jiang C, Zou P, Feng X, et al. *ApJ*, 2018, 869: 13
- [22] Li B, Antolin P, Guo M Z, et al. *SSRv*, 2020, 216: 136
- [23] Devi P, Chandra R, Awasthi A K, et al. *SoPh*, 2022, 297: 153
- [24] Kolotkov D Y, Li B, Leibacher J. *SoPh*, 2023, 298: 40
- [25] Beckers J M, Tallant P E. *SoPh*, 1969, 7: 351
- [26] De Moortel I, Ireland J, Hood A W, et al. *A&A*, 2002, 387: L13
- [27] Shen Y, Liu Y. *ApJ*, 2012, 753: 53
- [28] Sych R, Nakariakov V M, Karlicky M, et al. *A&A*, 2009, 505: 791
- [29] Hu J, Ye J, Chen Y, et al. *ApJ*, 2024, 962: 42

- [30] Meadowcroft R L, Zhong S, Kolotkov D Y, et al. *MNRAS*, 2024, 527: 5302
- [31] Kolotkov D Y, Nakariakov V M, Cloesen M. *MNRAS*, 2024, 527: 6807
- [32] Aschwanden M J. *An Introduction with Problems and Solutions* (2nd edition), Chichester: Praxis Publishing Ltd, 2005: 892
- [33] Moreton G E. *ApJ*, 1960, 65: 494
- [34] Uchida Y. *SoPh*, 1968, 4: 30
- [35] Chen P F, Wu S T, Shibata K, et al. *ApJ*, 2002, 572: L99
- [36] Tsuneta S, Acton L, Bruner M, et al. *SoPh*, 1991, 136: 37
- [37] Delaboudinière J P, Artzner G E, Brunaud J, et al. *SoPh*, 1995, 162: 291
- [38] Thompson B J, Plunkett S P, Gurman J B, et al. *Geophys Res Lett*, 1998, 25: 2465
- [39] Ofman L, Thompson B J. *ApJ*, 2002, 574: 440
- [40] Wang Y M. *ApJL*, 2000, 543: L89
- [41] Delannée C, Aulanier G. *SoPh*, 1999, 190: 107
- [42] Delannée C. *ApJ*, 2000, 545: 512
- [43] Vršnak B, Cliver E W. *SoPh*, 2008, 253: 215
- [44] Chen P F. *Geophysical Monograph Series*, Washington DC: American Geophysical Union, 2016, 216: 381
- [45] 陈鹏飞. 地球与行星物理论评 (中英文), 2023, 54(4): 355
- [46] Warmuth A. *Living Rev Sol Phys*, 2015, 12: 3
- [47] Pesnell W D, Thompson B J, Chamberlin P C. *SoPh*, 2012, 275: 3
- [48] Lemen J R, Title A M, Akin D J, et al. *SoPh*, 2012, 275: 17
- [49] Patsourakos S, Vourlidis A. *SoPh*, 2012, 281: 187
- [50] Zheng R, Jiang Y, Hong J, et al. *ApJL*, 2011, 739: L39
- [51] Zheng R, Jiang Y, Yang J, et al. *A&A*, 2012, 541: A49
- [52] Zheng R, Chen Y, Feng S, et al. *ApJL*, 2018, 858: L1
- [53] Chandra R, Chen P F, Devi P, et al. 2021, *ApJ*, 919: 9
- [54] Hou Z, Tian H, Wang J S, et al. *ApJ*, 2022, 928: 98
- [55] Liu W, Nitta N V, Schrijver C J, et al. *ApJ*, 2010, 723: L53
- [56] Liu W, Title A M, Zhao J, et al. *ApJL*, 2011, 736: L13
- [57] Liu W, Ofman L, Nitta N V, et al. *ApJ*, 2012, 753: 52
- [58] Roberts B, Edwin P M, Benz A O. *ApJ*, 1984, 279: 857
- [59] Murawski K, Roberts B. *SoPh*, 1993, 143: 89
- [60] Murawski K, Roberts B. *SoPh*, 1993, 144: 101
- [61] Murawski K, Roberts B. *SoPh*, 1993, 144: 255
- [62] Murawski K, Roberts B. *SoPh*, 1993, 145: 65
- [63] Murawski K, Roberts B. *SoPh*, 1994, 151: 305
- [64] Mészárosová H, Dudík J, Karlický M, et al. *SoPh*, 2013, 283: 473
- [65] Karlický M, Mészárosová H, Jelínek P. *A&A*, 2013, 550: A1
- [66] Karlický M. *A&A*, 2013, 552: A90
- [67] Shen Y, Zhou X, Duan Y, et al. *SoPh*, 2022, 297: 20
- [68] Cheng X, Zhang J, Olmedo O, et al. *ApJL*, 2012, 745: L5
- [69] Clarke B P, Hayes L A, Gallagher P T, et al. *ApJ*, 2021, 910: 123
- [70] Li D, Li Y, Lu L, et al. *ApJL*, 2020, 893: L17
- [71] Lu L, Li D, Ning Z, et al. *SoPh*, 2021, 296: 130
- [72] Ning Z. *SoPh*, 2014, 289: 1239
- [73] Van Doorselaere T, De Groof A, Zender J, et al. *ApJ*, 2011, 740: 90
- [74] Young C W, Spencer C L, Moreton G E, et al. *ApJ*, 1961, 133: 243
- [75] Chernov G P. *SSRv*, 2006, 127: 195
- [76] Chernov G P. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 2010, 10: 821
- [77] Yuan D, Feng S, Li D, et al. *ApJL*, 2019, 886: L25

- [78] Chen X, Yan Y, Tan B, et al. *ApJ*, 2019, 878: 78
- [79] Miao Y H, Liu Y, Shen Y D, et al. *ApJL*, 2019, 871: L2
- [80] Miao Y, Liu Y, Elmhamdi A, et al. *ApJ*, 2020, 889: 139
- [81] Miao Y, Li D, Yuan D, et al. *ApJL*, 2021, 908: L37
- [82] Shen Y D, Liu Y, Su J T, et al. *SoPh*, 2013, 288: 585
- [83] Shen Y, Tang Z, Li H, et al. *MNRAS*, 2018, 480: L63
- [84] Yuan D, Shen Y, Liu Y, et al. *A&A*, 2013, 554: A144
- [85] Nakariakov V M, Foullon C, Myagkova I N, et al. *ApJL*, 2010, 708: L47
- [86] Li D, Kolotkov D Y, Nakariakov V M, et al. *ApJ*, 2020, 888: 53
- [87] Zhao H S, Li D, Xiong S L, et al. *Science China Physics, Mechanics and Astronomy*, 2023, 66: 259611
- [88] 申远灯, 李波, 陈鹏飞, 等. *科学通报*, 2020, 65: 3909
- [89] Yang L, Zhang L, He J, et al. *ApJ*, 2015, 800: 111
- [90] Zhou X, Shen Y, Su J, et al. *SoPh*, 2021, 296: 169
- [91] Zhong S, Nakariakov V M, Kolotkov D Y, et al. *Nature Communications*, 2023, 14: 5298
- [92] Zhong S, Nakariakov V M, Miao Y, et al. *Scientific Reports*, 2023, 13: 12963
- [93] Shen Y, Tang Z, Miao Y, et al. *ApJL*, 2018, 860: L8
- [94] Kumar P, Manoharan P K. *A&A*, 2013, 553: A109
- [95] Zhang Y, Zhang J, Wang J, et al. *A&A*, 2015, 581: A78
- [96] Kumar P, Nakariakov V M, Cho K S. *ApJ*, 2016, 822: 7
- [97] Qu Z N, Jiang L Q, Chen S L. *ApJ*, 2017, 851: 41
- [98] Zhou X, Shen Y, Liang H, et al. *ApJ*, 2022, 941: 59
- [99] Duan Y, Shen Y, Zhou X, et al. *ApJL*, 2022, 926: L39
- [100] Ofman L, Liu W. *ApJ*, 2018, 860: 54
- [101] Nisticò G, Pascoe D J, Nakariakov V M. *A&A*, 2014, 569: A12
- [102] Shen Y, Song T, Liu Y. *MNRAS*, 2018, 477: L6
- [103] Wang J, Yan X, Xue Z, et al. *ApJL*, 2022, 936: L12
- [104] Sun Z, Tian H, Chen P F, et al. *ApJL*, 2022, 939: L18
- [105] Zhou X, Shen Y, Liu Y D, et al. *ApJL*, 2022, 930: L5
- [106] Shen Y, Chen P F, Liu Y D, et al. *ApJ*, 2019, 873: 22
- [107] Kumar P, Nakariakov V M, Cho K S. *ApJ*, 2017, 844: 149
- [108] Mészáros H, Karlický M, Rybák J, et al. *ApJL*, 2009, 697: L108
- [109] Mészáros H, Sawant H S, Cecatto J R, et al. *Advances in Space Research*, 2009, 43: 1479
- [110] Mészáros H, Karlický M, Rybák J. *SoPh*, 2011, 273: 393
- [111] Kolotkov D Y, Nakariakov V M, Kontar E P. *ApJ*, 2018, 861: 33
- [112] Pascoe D J, Nakariakov V M, Kupriyanova E G. *A&A*, 2013, 560: A97
- [113] Pascoe D J, Nakariakov V M, Kupriyanova E G. *A&A*, 2014, 568: A20
- [114] Priest E R, Forbes T G. *A&A*, 2002, 10: 313
- [115] Shen Y, Yao S, Tang Z, et al. *A&A*, 2022, 665: A51
- [116] Li D, Hou Z, Bai X, et al. *arXiv:2311.08767*, <https://arxiv.org/abs/2311.08767>, 2023
- [117] Zhou X, Shen Y, Tang Z, et al. *A&A*, 2022, 659: A164
- [118] Li D, Chen W. *ApJL*, 2022, 931: L28
- [119] Li L, Zhang J, Peter H, et al. *ApJL*, 2018, 868: L33
- [120] Kliem B, Karlický M, Benz A O. *A&A*, 2000, 360: 715
- [121] Ni L, Kliem B, Lin J, et al. *ApJ*, 2015, 799: 79
- [122] McLaughlin J A, De Moortel I, Hood A W, et al. *A&A*, 2009, 493: 227
- [123] Ofman L, Liu W, Title A, et al. *ApJL*, 2011, 740: L33
- [124] Takasao S, Shibata K. *ApJ*, 2016, 823: 150
- [125] Uchida Y. *PASJ*, 1970, 22: 341
- [126] De Moortel I, Nakariakov V M. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 2012,



370: 3193

[127] Shen Y, Chen P F, Liu Y D, et al. ApJ, 2019, 873: 22

[128] Su Y, Veronig A M, Hannah I G, et al. ApJL, 2018, 856: L17

[129] Shi F, Ning Z, Li D. Research in Astronomy and Astrophysics, 2022, 22: 105017

## Research Progress of Quasi-periodic Fast-mode Propagating Magnetosonic Waves

MIAO Yu-hu<sup>1,2,3</sup>, DENG Lin-hua<sup>4</sup>, SU Jiang-tao<sup>5,6</sup>, GUAN Ming-xiang<sup>1</sup>,  
XIA Lin-zhong<sup>1</sup> HUA Yun-zhi<sup>1</sup>, CAO Xue-mei<sup>1</sup>, YUAN Ding<sup>2</sup>

(1. School of Information and Communication, Shenzhen Institute of Information Technology, Shenzhen 518172, China; 2. Institute of Space Science and Applied Technology, Harbin Institute of Technology, Shenzhen 518055, China; 3. Yunnan Key Laboratory of the Solar physics and Space Science, Kunming 650216, China; 4. School of Mathematics and Computer Science, Yunnan Minzu University, Kunming 650504, China; 5. National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100101, China; 6. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

**Abstract:** Coronal quasi-periodic fast-mode propagating (QFP) magnetosonic waves in the corona are a common wave phenomenon, which is often associated with solar activities such as flares and coronal mass ejections (CMEs). Based on the characteristics of QFP wave trains, they can also be further divided into narrow QFP waves and broad QFP waves. Research has shown that these waves contain crucial physical information that can be used to diagnose characteristics of the flare core region, measure the coronal magnetic field, and investigate energy release and transport processes. This article provides a brief overview of the main observational features and simulation results related to QFP waves, with a focus on the latest research advancements and applications in coronal seismology. The excitation mechanism of QFP waves is discussed, future research questions are addressed, and relevant research methods are provided as references.

**Key words:** magnetohydrodynamics (MHD) waves; flare; magnetic fields; coronal mass ejections (CMEs)