arXiv:2601.04165v1 [physics.space-ph] 7 Jan 2026

近太阳太阳风中磁场折返的性质

Samuel T. Badman [1]†, Jaïs Fargette [2, 3]†, Lorenzo Matteini [3]*†, Oleksiy V. Agapitov 4, 5, Mojtaba Akhavan-Tafti 6, Stuart D. Bale 4, Srijan Bharati Das 1, Nina Bizien 7, Trevor A. Bowen 4, Thierry Dudok de Wit 7,8, Clara Froment 7, Timothy Horbury 3, Jia Huang[4], Vamsee Krishna Jagarlamudi 9, Andrea Larosa 10, 11, Maria S. Madjarska 12,13,14, Olga Panasenco 15, Etienne Pariat 16,17, Nour E. Raouafi 9, Alexis P. Rouillard 2,18, David Ruffolo 19, Nikos Sioulas 20,4, Shirsh Lata Soni 21, Luca Sorriso-Valvo 11,22, Gabriel Ho Hin Suen 23,7, Marco Velli 20, Jaye Verniero [24]

[1]哈佛-史密森天体物理中心，美国马萨诸塞州剑桥，02138。[2]法国国家空间研究中心、法国国家科学研究中心、图卢兹大学天体物理与行星学研究所，法国图卢兹，31400。[3]帝国理工学院物理系，英国伦敦。[4]加州大学伯克利分校空间科学实验室，美国加利福尼亚州伯克利，94720。[5]基辅塔拉斯·舍甫琴科国立大学天文学与空间物理系，乌克兰基辅，01601。[6]密歇根大学气候与空间科学及工程系，美国密歇根州安娜堡，48109。[7]LPC2E、OSUC、奥尔良大学、法国国家科学研究中心、法国国家空间研究中心，法国奥尔良，F-45071。[8]国际空间科学研究所，瑞士伯尔尼，3012。[9]约翰斯·霍普金斯大学应用物理实验室，美国马里兰州劳雷尔，20723。[10]伦敦玛丽女王大学物理与化学科学学院，英国伦敦。[11]等离子体科学与技术研究所（ISTP）、意大利国家研究委员会，意大利巴里，70126。[12] 马克斯·普朗克太阳系研究所，德国哥廷根，37077。[13] 韩国天文学与空间科学研究所，韩国大田，34055。[14] 保加利亚科学院空间研究与技术研究所，保加利亚索非亚，1113。[15]先进日球物理学，美国加利福尼亚州帕萨迪纳，91106。[16]加那利群岛法西天体物理实验室、法国国家科学研究中心、加那利天体物理研究所，西班牙特内里费岛拉拉古纳，38205。[17]索邦大学、巴黎综合理工学院、巴黎理工学院、巴黎萨克雷大学、巴黎天文台-PSL、法国国家科学研究中心、等离子体物理实验室，法国巴黎，75005。[18]莱布尼茨天体物理研究所（AIP），德国波茨坦，11482。[19]玛希隆大学理学院物理系，泰国曼谷，10400。[20]加州大学洛杉矶分校地球、行星与空间科学系，美国加利福尼亚州洛杉矶，90095。[21]爱荷华大学物理与天文学系，美国爱荷华州，IA52242-1479，爱荷华城。[22]瑞典皇家理工学院电气工程与计算机科学学院电磁学与等离子体物理系，瑞典斯德哥尔摩，SE-11428。[23]伦敦大学学院空间与气候物理系，英国伦敦。[24]美国国家航空航天局戈达德太空飞行中心日球物理科学部，美国马里兰州格林贝尔特，20771。

通讯作者。电子邮箱：l.matteini@imperial.ac.uk ；
†这些作者对本研究的贡献相同。

摘要

磁场反转是太阳风中的涨落，期间行星际磁场会大幅偏离其背景方向，从而使磁力线形成折叠，同时磁场强度大致保持不变。磁场与速度涨落之间的相关性极强，其特征对应于从太阳向外传播的阿尔芬涨落。对于近乎径向的背景磁场，这会形成向外传播的喷流。帕克太阳探测器近期在内日球层 0.3天文单位以内的 *in situ* 测量中发现，折返结构及其特征性速度喷流几乎普遍存在。它们的普遍性、显著的能量含量，以及可能在外日冕和太阳风动力学中发挥的根本作用，推动了大量针对其机理的研究。本文回顾了对这些结构的 *in situ* 测量（主要由帕克太阳探测器完成）。我们讨论如何识别和测量这些结构，并概述其主要观测特性，包括单个折返结构的特性，以及它们集体排列成“斑块”的方式。我们指出了已获得广泛共识的特性，也指出了支持有限或尚存争议、仍需进一步研究的特性。最后，我们梳理了若干尚未解决的问题，并提出未来研究的建议。

关键词： 太阳日冕、太阳风、太阳磁场、Alfv´én 波

目录

1 折返结构的显著特性 **3**
1.1 年轻太阳风中的首次观测.1.2 简要历史概述.1.3 帕克太阳探测器仪器.1.4 与折返结构相关的关键问题.1.5 章节概要. 3 4 5 5 6

2 磁场折返定义 **6**
2.1 典型示例.2.2 与速度尖峰的关联. 7 7

3 方法综述 **9**
3.1 基于相对于背景场的偏转进行识别.93.1.1 磁场背景选择的影响.93.1.2 偏转角阈值.103.2 磁场反转结构的人工识别.113.3 替代方法与要点.13

4 开关 特性与结构1 **4**
4.1 折返结构内部的等离子体组分.144.1.1 稳态等离子体性质概述.144.1.2 磁场反转中的质子和α粒子温度.164.1.3 稳态等离子体性质要点.184.2 折返事件发生率、几何形态与边界.184.2.1 偏转角与持续时间统计.194.2.2 大小、形状和方向.204.2.3 非阿尔fv´én 边界特征.214.2.4 间断分类.224.2.5 折返结构与磁重联.234.2.6 折返结构边界处的波.264.2.7 几何与边界要点.274.3 折返结构、湍流与离子尺度波. 294.3.1 阿尔fv´én 湍流背景.29

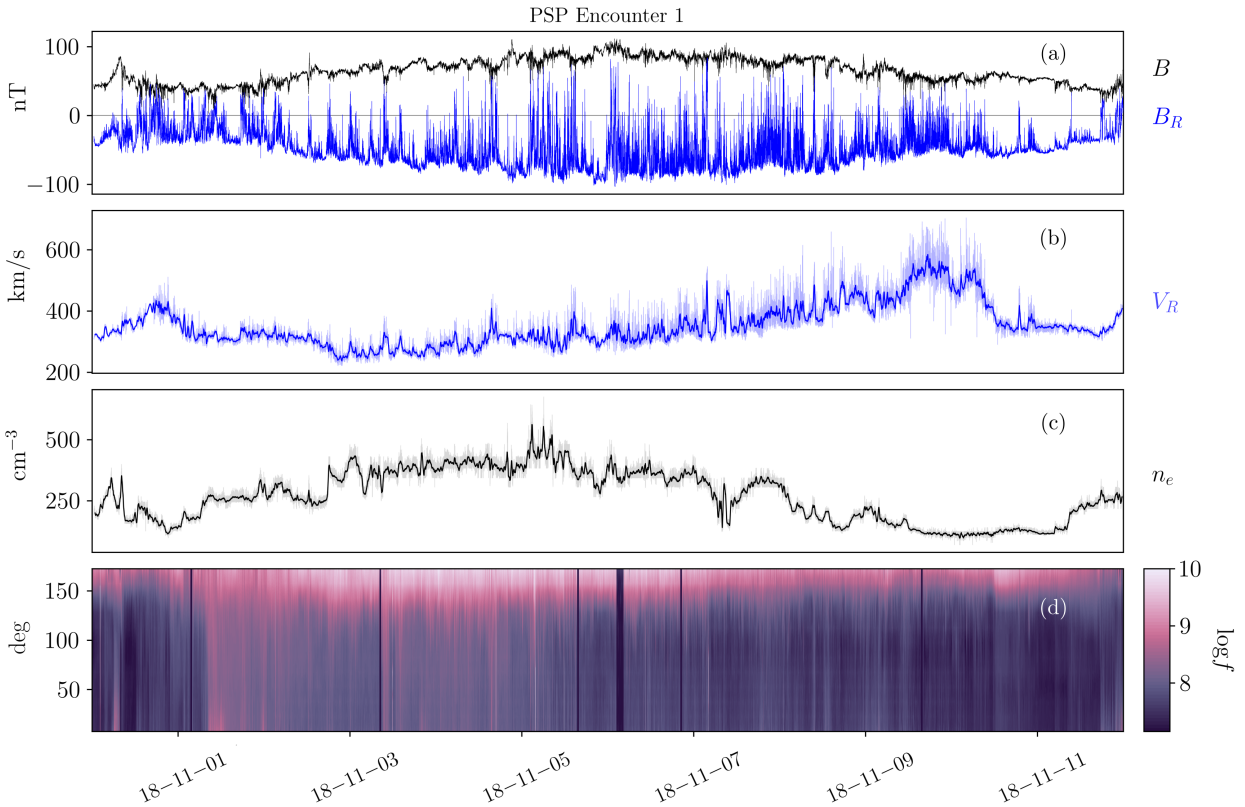


图 1 帕克在任务首个轨道期间对年轻太阳风的测量，显示：(a) 航天器从 60 运行至 35 $R_\odot$ 于11月6日；(b) 太阳风径向速度及其 20 分钟平均值；(c) 使用准热噪声谱推断的电子密度（见第 1.3 节），以及 20 分钟平均值；(d) 超热电子（314 eV）的俯仰角分布。

4.3.2 湍流研究方法.304.3.3 湍流谱.314.3.4 间歇性与耗散.314.3.5 涨落的交叉螺度、剩余能量和阿尔fv´én性.314.3.6 与离子尺度波的相互作用.334.3.7 折返结构与湍流要点.35

5 太阳风的内在结构 35
5.1 折返结构斑块.355.2 不同太阳风流中的折返结构发生情况.375.3 低阿尔fv´én 马赫数太阳风中的折返结构.395.4 磁场折返的集体行为要点.40

6 总结与开放问题 **41**
6.1 知识空白.426.2 结束语.43

1 折返结构的显著特征

1.1 年轻太阳风中的首次观测

帕克太阳探测器（Parker；Fox等人，2016；Raouafi 等人，2023）太阳任务的首次轨道运行中，原位数据便揭示了令人惊讶且显著的特征：太阳风中频繁出现磁偏转，并伴有速度增强（“尖峰”）以及径向磁场分量的显著变化（Bale 等人，2019年；Kasper 等人，2019年）。这些结构具有阿尔芬性质——即磁场与速度变化之间具有高度相关性——通常称为磁场折返，因为磁场涨落，尤其是在帕克探测器早期轨道运行期间，会导致

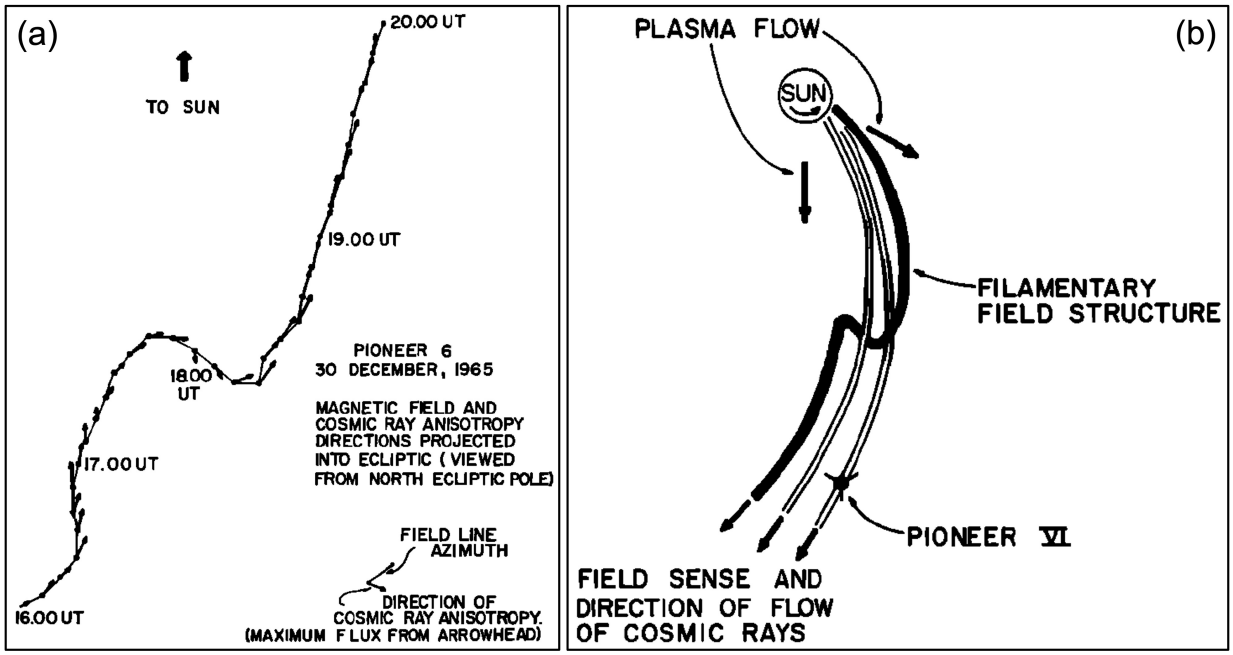


图 2 水手2号的观测展示了行星际磁场方向的急剧变化。左图：磁场和宇宙射线各向异性；右图：推导出的磁力线和（太阳）宇宙射线流。转载自 McCracken 和 Ness (1966)。

径向磁场分量的局部反转。第2节提供了对折返结构定义属性的更全面描述。

图 1 突显了年轻太阳风中磁场折返的普遍性。随着帕克接近近日点（11月6日，2018年），其与太阳的径向距离从 60 个太阳半径（R⊙）减小至 35 R⊙，观测到磁场径向分量 B_R 迅速反转，遍及整个太阳风（上图）。虽然径向磁场的均值为负，但仍可观察到无数次迅速转为正值的振荡，而超热电子的俯仰角分布（PAD）（下图）则集中在 180°附近。这意味着，沿磁场传播的较快电子实际上在反转期间向后传播（见 Owens 和 Forsyth，2013 的图 10），这表明这些反转只是磁力线上的局部褶皱（Balogh 等人，1999；Kasper 等人，2019年；Bale 等人，2019年），而航天器仍与太阳上同一极性区域保持磁连接，此处为向内磁场区域。

尽管折返结构通常被描绘为磁力线中的二维折曲（图 2），但其内部结构可能更为复杂（例如参见 Shi 等人，2024）。

1.2 简要历史概述

来自多种航天器的测量报告了行星际磁场方向发生突变的情况。在历史观测中，距离超过0.3天文单位时，这类情况相对少见。这些事件曾有不同的解释，其中只有部分与我们目前对磁场折返的认识相符。最初关于磁场折返可能存在的迹象，由McCracken 和 Ness(1966)通过分析水手2号获取的磁场和宇宙射线测量数据提出。他们根据宇宙射线各向异性与磁力线之间密切对齐的关系，得出结论：行星际磁场中存在丝状结构（图2）。Michel (1967)首次提出，速度调制（喷流状增强）与折返结构中行星际磁场的弯折有关；不过，我们如今知道，这是由其阿尔芬性质所致，而非背景速度剪切（Matteini 等，2014年）。Horbury 等人(2018)从Helios太阳风测量中，确凿证实了这些等离子体喷流的发生，尤其是在接近0.3天文单位处。尤利西斯号任务在1天文单位以外开展的观测进一步增进了我们的认识，揭示出磁场旋转相对于帕克螺旋的角度超过 90°（相关记录见Balogh 等人，1999；Yamauchi 等人，2004年）。ISEE-3任务的观测也发现了支持磁场折返存在的更多证据（Kahler 等，1996）

以及ACE任务（Gosling 等，2009年；Li 等，2016）的观测。更详细的历史综述见Velli 和 Owens (2026年，本专辑）。

1.3 帕克太阳探测器仪器

在这篇综述中，我们主要考察帕克任务测得的磁场折返特性（Fox等人，2016）。由于部分讨论需要了解航天器搭载仪器的局限性，我们简要介绍帕克航天器上的原位 仪器。

帕克搭载了三套原位 仪器，其数据贯穿本文：

- 电磁场探测套件（FIELDS；Bale等人，2016；Malaspina等人，2016；Pulupa等人，2017）用于测量交流和直流电场与磁场、无线电波，并通过准热噪声谱进行等离子体电子诊断。
- 太阳风阿尔法粒子、电子和质子探测套件（SWEAP；Kasper 等人，2016；Case等人，2020年；Whittlesey等人，2020年；Livi等人，2022年）用于测量最高达30 keV的粒子速度分布函数，并推导电子、质子和阿尔法粒子的整体特性。
- 太阳综合科学探测套件（IS⊙IS；McComas 等人，2016）测量高能电子、质子和重离子的方向分辨通量及能量分布（电子能量范围为 25 keV 至 6 MeV，离子能量范围为 20 keV/核子至 200 MeV/核子）。

折返结构的关键原位特征显示于图1 ，对应 E1，即帕克任务首次遭遇太阳期间（在本文其余部分中，Ex 表示第 x 次遭遇；遭遇在此正式定义为帕克距太阳 0.25 天文单位以内的连续时段（尽管文献中有时也会较宽泛地用该词来标记近日点）。数据以$\mathbf{R}$ （径向）为太阳指向航天器的单位矢量、$\mathbf{T}$（切向）为太阳自转轴与$\mathbf{R}$的叉积，而$\mathbf{N}$ （法向）补足构成右手正交坐标系的 RTN参考系表示。

FIELDS 直流磁场的三维矢量（其径向分量显示在面板 1a）是折返结构的主要特征之一（Bale 等人，2019年），由安装在航天器后方伸出支杆上的一对磁通门磁力计测量。FIELDS 还通过 FIELDS 射频谱仪（FIELDS/RFS；Pulupa 等人，2017；Moncuquet 等人，2020年）的 QTN 提供可靠的电子密度测量（图 1c），但只有当航天器足够靠近太阳，使天线的有效长度大于德拜长度，且等离子体频率因此完全落在仪器的频率范围内时，才能进行测量（通常日心距离约为 70 $R_{\odot}$）。

质子的整体属性（包括速度，图 1b）由太阳探测器杯式分析仪（SPC；Case 等人，2020年）和太阳探测器离子分析仪（SPAN-i；Livi 等人，2022年）测量。SPC 是一台视场较窄、朝向太阳的法拉第杯。SPAN-i 是一台视场较宽、朝向航天器迎风侧的静电分析仪。SPC 和 SPAN-i 都只能部分覆盖速度分布函数（VDF）。SPAN-i 还配有一个飞行时间腔，可区分不同的质荷比，从而分别为质子和阿尔法粒子提供数据产品。无论是哪种粒子，其测定质量，尤其是密度和温度的测定质量，都取决于速度分布函数峰值在这两个视场中的位置。由于像差（等离子体相对于航天器的速度在整个轨道过程中不断变化）以及太阳风速度本身的变化（这种变化贯穿整个轨道过程，在折返结构期间尤为显著）共同作用，这一位置会在轨道的不同阶段发生显著变化。

图 1 最后一个面板显示了太阳探测器电子分析仪（SPAN-e；Whittlesey等人，2020年）测得的超热电子俯仰角分布（PAD）。该仪器是一种静电分析仪，在航天器迎风侧和背风侧各装有一个传感器（因此可提供近乎 4π 球面度的电子速度分布函数覆盖范围）。俯仰角反映了超热电子（或束流电子）的流动方向与磁场之间的相对方向。

1.4 与折返结构相关的关键问题

帕克在 0.3天文单位以内的测量中发现折返结构普遍存在（例如，Bale 等人，2019年；Kasper 等人，2019年），其能量含量相当可观（例如，Halekas 等人，2023；Rivera 等人，2024a），且具有诊断日冕过程和太阳风基础物理的潜力，这些因素使得理解折返结构成为日球物理学研究的焦点。帕克任务初期，人们对它们进行了广泛研究；此前，Raouafi 等人(2023)回顾的早期研究成果中，有很大一部分都与之相关。它们的存在引出了以下关键问题：

1. **折返结构对于太阳风初始加速是否具有重要的动力学意义？对于一般的磁化天体风而言，是否也可能如此？**折返结构是否积极参与日冕内及阿尔芬半径以下流体的加速过程?

2. **折返结构是否是行星际空间中等离子体非绝热膨胀的重要加热来源？**折返结构会将大量额外的坡印廷通量和整体动能带离日冕；在膨胀过程中，这些过剩能量可以转化为热能，并可能成为远离太阳处太阳风加热的主要贡献来源。近期研究表明，折返结构对阿尔芬点以外快速太阳风的加速和加热都很重要（´Rivera 等人（Rivera 等人，2024a），可将能量直接注入湍流级联（Hern´andez 等人，2021），但对较慢太阳风类型的重要性则逐渐降低（Halekas 等人，2023）。

3. **折返结构是否是低日冕中太阳风加速过程的直接标志？**即使折返结构并非直接导致等离子体加速，也可能由导致等离子体加速的相同机制产生，例如交换重联。因此，理解折返结构或可为加速过程提供线索。关于折返结构生成的不同模型及其与太阳动力学和源区的联系，Tripathi 等人 Tripathiet al (2026，本辑）和Wyper 等人(2026，本辑）进行了综述。

4. **折返结构是太阳动力学的被动示踪物吗？**折返结构在近太阳风中几乎无处不在。这种普遍存在使其成为探测太阳风中所印刻的太阳动力学的间接手段。通过研究折返结构的调制和性质，我们可以探测无法通过原位观测进行探索的源区性质。本文第5节将讨论一个相关示例。

1.5 纲要

本文综述的结构如下：

- 在第2节中，我们介绍磁场折返的定义性特征，并通过实际示例加以说明。（另见Raouafi 等人，2023年的第 4.1 节。）
- 在第3节中，我们讨论文献中用于检测折返结构并据此建立统计数据的各种方法。
- 在第4 节中，我们回顾对不同类型的单个折返尖峰性质的研究，重点关注其等离子体组分（第4.1节）、几何形态和边界性质（第4.2节），以及它们与更广泛的太阳风湍流和电磁波活动之间的关系（第4.3节）。（另见Raouafi 等人，2023年第 4.2 节；本节在此基础上进行了更新和扩展。）
- 在第 5 节中，我们将视角放宽，考察折返结构的集体行为，包括它们如何排列成斑块，以及它们在不同类型的太阳风流中的性质差异。
- 最后，在第 6 节中，我们将总结本综述的主要内容，并提出一些尚待解决的重要问题；要得出明确结论，仍需对这些问题作进一步研究。

2 磁场折返定义

要研究太阳风中的磁场折返特性，科学界达成共识并采用统一定义尤为重要（关于定义和方法可能如何影响统计研究，请参见第3 节综述）。在此，我们提出一个共识定义，将预期的折返特征列为清单。

- 磁场折返是指磁场矢量偏离背景方向后又返回的急剧偏转；“急剧”是指其边界的时间尺度相对于折返持续时间较短。相对于局部涨落水平，这种偏离应当显著，通常至少达到几十度。虽然大多数折返结构的偏转小于 $90°$，但有些会导致磁场极性发生变化。本文将这些超过 $90°$ 的偏转称为局部“极性反转”。
- 折返结构的磁场强度 B近似恒定，这意味着从几何角度看，磁场矢量 $\mathbf{B}$ 在整个结构中沿球面演化。因此，折返结构的边界是球面上的一维弧线。
- 折返结构是磁场中的局部褶皱，与源处极性的变化无关。因此，整个折返结构中的电子束流俯仰角方向相同。
- 折返结构具有阿尔芬特性，磁场与速度变化之间呈现高度相关性，这对应于在背景磁场中远离太阳传播的涨落。因此，磁场中的折弯会导致径向磁场（B_R）发生变化，通常还伴有

径向质子体速度（V_R增强，且速度峰值出现在磁场偏转达到最大值时。我们注意到，V_R 中的这个尖峰实际上是速度矢量的一维投影；该矢量也在一个以参考系为中心的球面上运动，在该参考系中运动电场为零（Matteinietal，2015年），有时也称为德霍夫曼-泰勒参考系（Horburyetal，2020年，另见第2.2节）。

需要注意的是，尽管我们对折返结构的定义允许相对于某种背景磁场存在一系列偏转角，但文献中通常会对这一范围设定不同的下限阈值（见第 3节）。其中最严格的阈值为 90^o，折返一词正是由此而来。人们常用这一附加标准来评估模型是否足以解释这些偏转幅度最大的折返结构（综述见 Wyper 等人，2026 年，本专题合集）。

最后需要指出的是，由于折返结构通常处于磁流体力学尺度（持续数分钟或数十秒），在一阶近似下可将其视为理想磁流体力学解，因此其磁场–速度结构完全由自洽的运动电场 $\mathbf{E} = -\mathbf{V}\times\mathbf{B}$ 支持（例如见 Matteini 等，2015年）。不过，若偏转特别急剧，非理想效应可能会在边界处发挥作用，见第 4.2.3节。

2.1 典型示例

我们在图中以真实情境展示这些定义性特征。3，其中展示了帕克探测器在其 5^{th} 近日点期间（2020年6月）的观测。在所选时间段内，观测到磁场折返的几种典型特征。不同尺度上均出现了相对于背景磁场的急剧偏转，包括该时间段前半段（世界时15:50至16:20）两个显著的大幅、近乎 $180°$ 反转，以及后半段（世界时17:20至18:40）多次较小的偏转，有时会使径向磁场反转。在此期间，太阳风大多呈阿尔芬′特性，径向速度 V_R 与 B_R呈正相关，径向速度尖峰与折返结构同时出现。在整个时间段内，电子束流相对于磁场的方向始终保持不变，这意味着在偏转最大时，束流电子会短暂地朝太阳方向运动。密度在450至800 cm^{-3} 之间波动，其中一些压缩可能与此处讨论的折返结构有关。请注意，由于在内日球层观测到的折返结构通常嵌入低β等离子体中，因此密度的相对跃变往往大于 B，这符合压力平衡的预期。磁场偏转发生时 B大致保持恒定，这一点也可从底部面板中$\mathbf{B}$的霍多图看出（3e、3f）。其中，两个大幅偏转（世界时15:55至16:20）对应红色数据点（$B_R \in [50, 100]$ nT，B_T 为负），并紧贴恒定的 $B = 117$ nT球面。

这一时间区间还说明，折返结构与背景太阳风湍流之间的确切区别并不容易界定。通常，由于较小的偏转角（15:10–15:45 世界时）、较大偏转内部的涨落（18:00–18:10世界时）或不完全的 B 守恒，例如，将此类结构标记为折返结构与否的选择因研究而异；此外，一些特征，如恒定的 B 或 Alfv´énicity，在第 4节中进行了讨论。

2.2 与速度尖峰的联系

图 3 显示，与折返结构相关的速度尖峰始终为正。对这种太阳风速度涨落明显单向性的解释，最早由 Gosling 等 (2009年)提出，Matteini 等 (2014年)给出了进一步说明。磁流体力学状态下的大振幅 Alfv´én涨落呈现出磁场与速度涨落矢量之间的如下相关性：

$$\frac{\delta\mathbf{V}}{V_A} = \pm\frac{\delta\mathbf{B}}{B}, \tag{1}$$

其中，$V_A = B/\sqrt{\mu_0\rho}$ 是Alfv´én速度，ρ 是质量密度，μ_0 是真空磁导率常数。正（负）相关对应于沿磁场负（正）方向传播的波。因此，折返结构中预期的径向速度变化为：

$$|\delta V_R| = \frac{|\delta B_R|}{B} V_{ph}\,, \tag{2}$$

其中，我们引入了一个有效“相速度” V_{ph}，它不同于 V_A，且比它小，因为涨落中动能与磁能之比 r_A 总是略小于 1。换言之，当磁能和动能涨落含量相等（无剩余能量）时，有效速度为 $V_{ph} = V_A$；也就是说，在 $\delta\mathbf{B} - \delta\mathbf{V}$ 相关性较高（交叉螺度较高）的区间内，

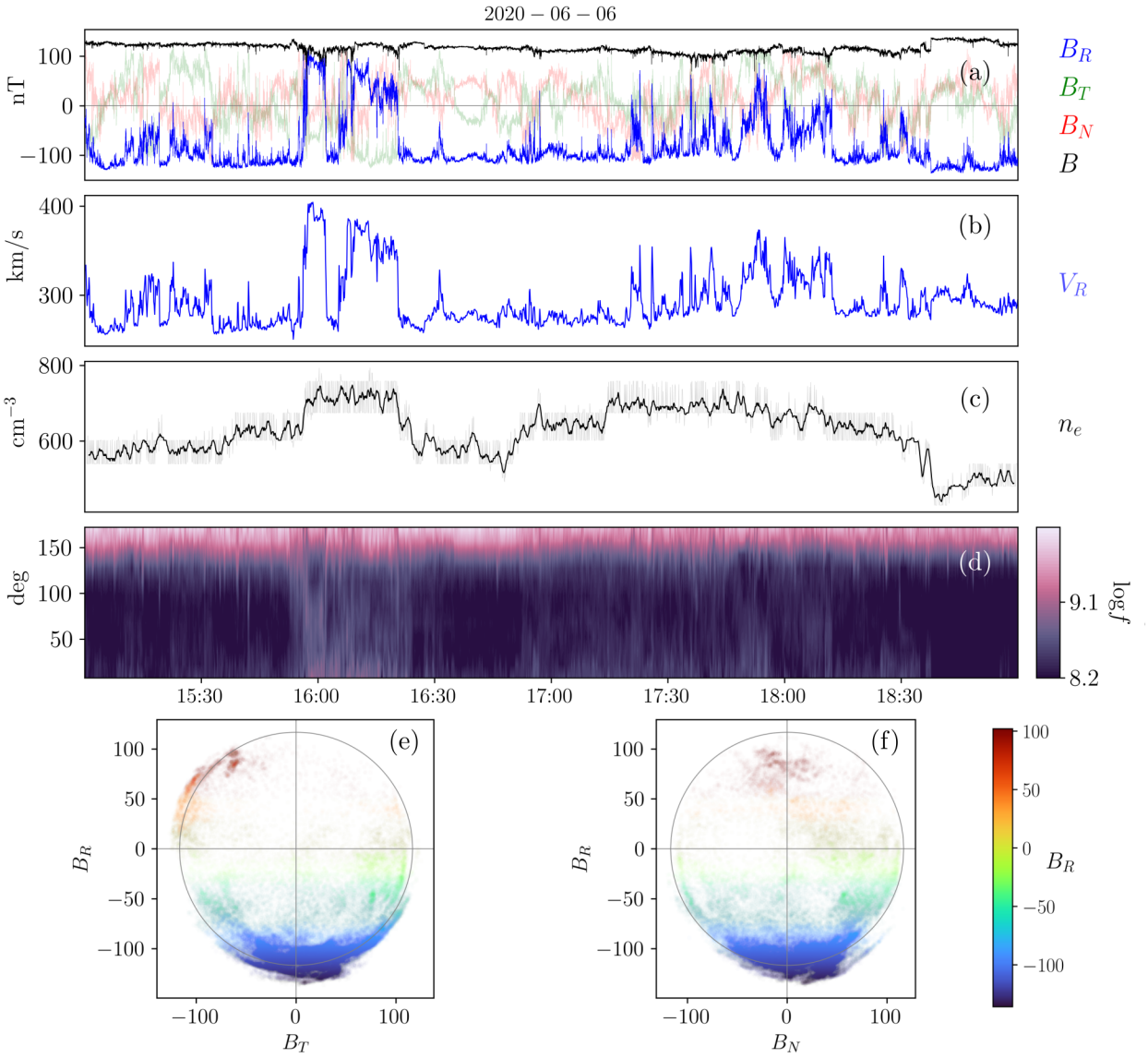


图 3 Parker 在 E5 期间于 28 R⊙ 处观测到的磁场折返。上方各面板显示以下时间序列：(a) 磁场矢量；(b) SPAN 测得的径向太阳风速度；(c) QTN 测得的电子密度 1 分钟平均值；(d) 超热电子（314 eV）的俯仰角分布（PAD）。下方各面板显示所研究时间间隔内以 B_R 着色的散点图：B_R 与 B_T 的关系 (e)，以及 B_R 与 B_N 的关系 (f)。

——定义见第 4.3.1 节），而通常在交叉螺度较低的区间内观察到关系 $V_{ph} < V_A$。第 ´4.2.3节讨论了折返结构中的阿尔芬性及观测到的偏差。

由于高阿尔芬性太阳风流中的涨落对应于主要背离太阳传播的波´，因此，当背景磁场分别指向太阳或背离太阳时，式（1）中的相关性分别取正号或负号。在磁场符号发生改变的折返结构中，只要背景磁场主要沿径向，结果始终会是向外喷流，$\delta V_R > 0$，Matteini 等，2014年。假设太阳风流动沿径向 V_0，则可以表示内日球层中与折返结构相关的局地速度变化 V 如下：

$$V = V_0 + V_{ph}\left[1 - \cos(\theta_{BR})\right], \tag{3}$$

其中，V_0 是背景的最低速度，此处与正向径向磁场相关联（Matteini 等，2014年）。假设磁场压缩较小，磁场强度（$|\mathbf{B}|$）近似恒定，这意味着磁场变化的最大值为$|\delta\mathbf{B}| = 2B$。因此，折返结构中的最大速度增量为 $|\delta\mathbf{V}| = 2V_A$，对应于背景磁场的完全反转。对于位于 90°的折返结构，$V \sim V_0 + V_A$。

3 方法综述

第2 节给出的折返结构定义，是从航天器在广泛距离范围内、跨越整个太阳活动周期进行的原位观测中抽象得出的。然而，如图3所示，原位观测到的任何单个事件，往往在某些特征上偏离理想定义。有些折返结构特征更容易通过某些量（例如磁场偏转角）的阈值进行量化和算法检测，而另一些特征则具有主观性，或更难以量化（例如旋转突变程度或所需的阿尔芬性）。例如，虽然测量磁场矢量的偏转并不能自动检验阿尔芬性，也不能排除电流片穿越，但它能够进行全面的事件统计收集。更严格的方法往往需要人工输入，因此主观性更强，统计事件数量也更少。本节回顾了当前文献中用于识别折返结构的各种不同方法，并讨论其各自的假设。务必记录所选用的折返结构识别方法，因为它可能影响本文后续章节所讨论的折返结构推断属性。

3.1 相对于背景场的偏转识别

由于折返结构的部分定义是磁场的突然旋转（第2节），因此通常将其视为相对于背景磁场的简单偏转来研究。这种处理需要两个部分：首先，选择折返结构偏转所依据的背景方向；其次，采用一种方法来刻画并分离相对于背景场的偏转。这里，我们首先强调背景场的选择可能对折返结构分析及结果产生的影响（第3.1.1节）。接下来，我们考察不同作者所采用的各类偏转阈值的影响，并指出对于多小的偏转才应归类为折返结构，目前尚无明确共识（第3.1.2节）。

3.1.1 磁场背景选择的影响

识别折返结构时，人们采用了多种背景磁场定义，通常使用两类方法。一类是利用数据计算背景磁场，采用均值、中位数（Dudok de Wit 等，2020）或众数值（Bale 等，2019）等不同统计参数。另一类是独立模拟预期的背景磁场，方法包括假设标称径向磁场（例如 Horbury 等人，2018；Larosa et al, 2021；Akhavan-Tafti 等人，2021；Woolley 等人，2020），或使用帕克螺旋模型（例如 Horbury 等人，2020；Laker 等人，2021；Fargette 等人，2021）。计算背景磁场所采用的时间间隔应长于磁场折返的时间尺度，通常选取数小时。所有方法都有一定局限性：均值、中位数和众数值可能受到折返结构本身的偏倚影响（例如参见 Badman 等人，2021），而模型准确度则可能有所不同。

在图 4中，我们展示了不同的背景磁场选择如何影响给定的分析。我们比较了在 6 小时内计算的三种不同背景磁场：纯径向磁场、帕克螺旋磁场，以及 6 小时众数磁场。根据定义，在整个时间区间内，帕克螺旋在 B_N 黄道面内的分量以及径向磁场的 B_T 和 B_N 分量均为零。虽然所有方法都收敛于相似的 B_R 背景磁场，但 B_T 和 B_N 背景磁场之间的差异尤为显著。在下方各图中，我们展示了这些不同的背景磁场如何导致选出不同的太阳风结构。二维直方图显示了偏离各背景磁场超过 60° 的点的分布，而白色等值线描绘了磁场分量的标称分布。这三种方法得到的偏转磁场分布差异显著。径向背景磁场忽略了预期帕克螺旋的 B_T 分量，因此，检测到的偏差明显偏向正 B_T。相比之下，偏离帕克螺旋模型和滑动众数 60° 的分布在 B_T上更具各向同性。所有 B_R 的分布都各不相同。总之，三种方法标记为“偏转超过 60°的折返结构”将有所不同。

从这个例子来看，显然，磁场折返定义不能仅仅基于径向方向，因为在帕克轨道的某些区段，帕克螺旋的切向分量仍然不可忽视。这一点对于继续在距离太阳更远的其他航天器数据集中识别这些结构尤为重要，因为此时背景磁场可能与径向方向夹角较大，速度特征不再表现为单侧尖峰（Gosling 等，2009年；Bourouaine 等人，2022年）。帕克螺旋模型或环境背景磁场（中位数或众数）能为定义磁场折返提供更准确的参考。尽管两者会导致对结果的不同解释（偏转

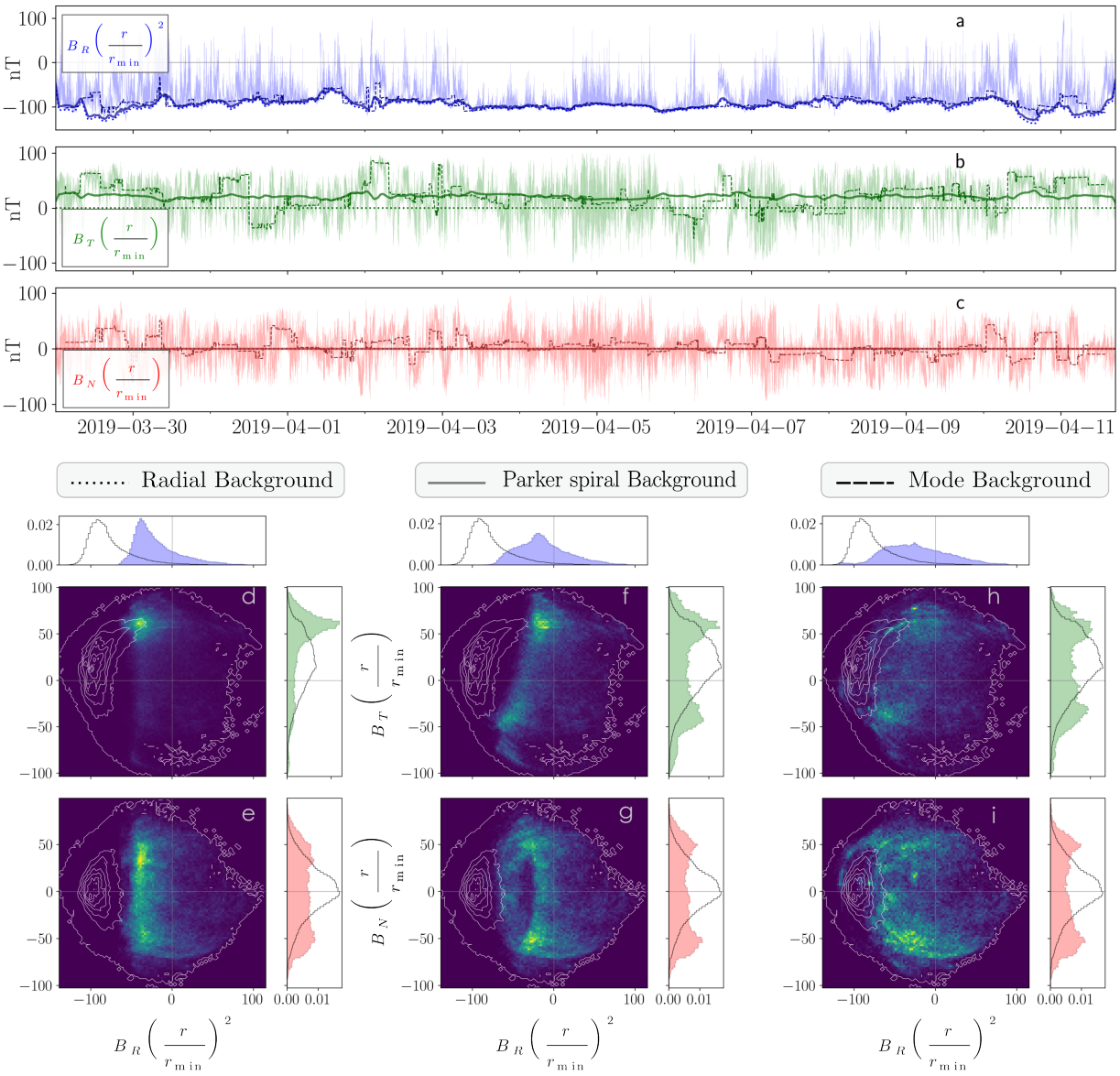


图4 磁场折返定义的影响。在面板 a 至 c 中，我们展示了 E2 期间 RTN坐标系中的磁场分量，并以最近接近点处 35 R⊙ 的径向距离进行归一化。图中还叠加了径向磁场（点线）、帕克螺旋磁场（实线）和 6小时模磁场（虚线）。在面板 d 至 i 中，我们用白色绘制归一化磁场分量的二维分布等高线（面板 d、 f、 h 中为 B_R、 B_T，面板（e、 g、 i）中为 B_R、 B_N）。彩色叠加部分则为距计算得到的背景磁场超过 60^o 的点的二维直方图；这些背景磁场分别是径向方向（d、 e）、帕克螺旋（f、 g）和 6小时模矢量（h、 i）。我们还在侧面添加了归一化投影分布：完整二维分布以黑线表示，“距离超过 60^o ”的点则以彩色阴影表示。转载自 Fargette（2022），版权归作者所有

基于预期物理模型或环境磁场），我们建议今后的统计研究选择这两种方法之一。

3.1.2 偏转角阈值

图5 展示了观测到的折返偏转角在归一化偏转参数 $z = (1 - \cos\alpha)/2$下的直方图，其中 α 是相对于识别出的背景磁场的偏差角（取6小时区间内的中位数，Dudok de Wit 等人，2020年）。这些折返结构汇集自帕克探测器E1至E13，在 z上的分布基本没有明显特征，证实了Dudok de Wit 等人(2020)的初步结果。这表明存在一系列近似自仿射的偏转，因此无法定量设定一个偏转角阈值来对折返结构进行分类。图 z 5中标出了若干常用的 z 取值，表明不要求磁场方向发生强烈反转（$\alpha < 90°$）的研究都采用了相当低的 z 阈值。

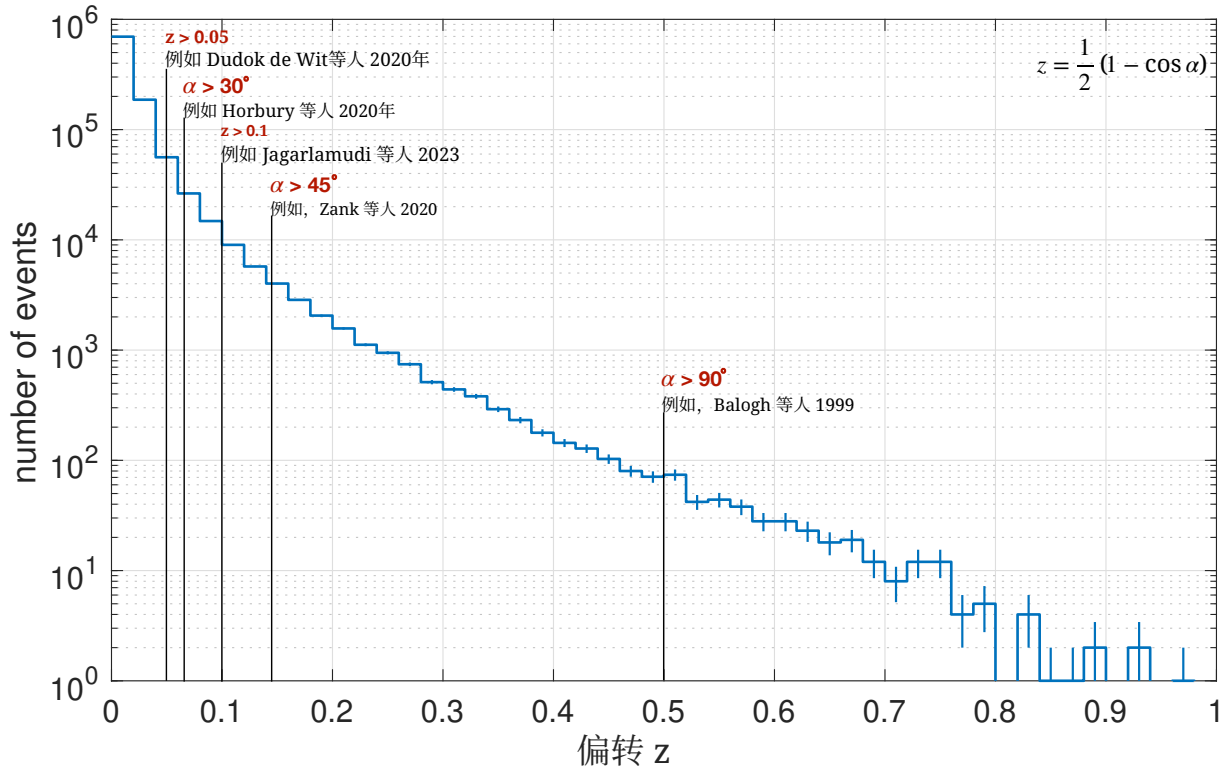


图 5 直方图展示了 *normalized deflection* z的分布，定义依据为Dudok de Wit 等人（2020年），涵盖 E1–E13 期间的各个折返事件。图中标出了磁场偏转的一些常用阈值，并注明最初采用相应阈值来定义折返结构的研究。

在尤利西斯号（Balogh 等人，1999）和帕克数据（Macneil 等人，2020年；Mozer 等人，2021；Tenerani 等人，2021；Pecora 等人，2022年）的分析中，均采用径向磁场反转作为识别折返结构的必要条件。这些作者依据 $\alpha > 90°(z > 0.5)$判据，这是因为折返结构最初是在帕克数据中作为磁场反转被报道的（Bale 等人，2019年）。然而，这类涨落处于偏转角的连续谱中；在 $z = 0.5$处，自相似性并未明显偏离，尽管较大涨落的统计显著性相当低，尤其是在z值接近1时。

一些研究将偏转阈值放宽至中等角度，例如 $25°$（$z = 0.05$，Dudok de Wit 等，2020）、 $30°$ （Horbury 等人，2020）、 $37°$ （Jagarlamudi 等，2023）以及 $45°$ （Zank 等人，2020；Laker 等人，2021；Woolley 等人，2020；Laker 等人，2022）。如图 5 所示，这些选择在偏转角谱缺乏明显特征的情况下也显得有些随意，不过，对于非常小的偏转角，此类涨落与原位数据中的一般随机变化并无实质区别（见第4.2.1节）。此外，研究表明，宁静太阳风时段（不含折返结构）围绕帕克螺旋的典型偏转约为 $15°$，而振幅较大的偏转往往相对于这一方向存在系统性偏移（Fargette et al, 2022）。因此，这一数值可视为合理的最小阈值。

选择较低的阿尔芬涨落作为折返结构的判据，进一步得到了偏转角分布的支持；该分布 α 与阿尔芬马赫数 M_A （定义为 v_{sw}/v_A，其中v_{sw} 是由等离子体矩定义的质子速度矢量的磁场强度）。它呈现出一种“鱼骨状”结构，其中各个条纹（推测源自具有相似原点的流）显示，随着 M_A （Bandyopadhyay 等人，2022年；Liu 等人，2023b）的增加，偏转角系统性增大。由于太阳风加速预计会导致 M_A 增大，因此折返结构的偏转角预计也会随其与太阳距离的增加而增大。鉴于大量偏转低于 $90°$，有人建议将“折返结构”改称为“阿尔芬偏转”，但这一建议尚未被采纳（Liu 等人，2023b）。第节进一步讨论了折返结构与亚阿尔芬5.3风之间的联系。

3.2 磁场反转结构的人工识别

在若干研究中，用于开展统计研究的折返结构筛选结果，都是作者通过人工识别得出的。通常会采用两步过程，其中观测的原始时间序列

方法	参考文献	方法摘要	假设
偏转阈值	$\alpha \geq 25°$ Dudok de Wit 等人(2020年)[E1] Tatum 等人(2024)[E1,6,8,11] $\alpha \geq 30°$ Horbury 等人(2020年)[E1] $\alpha \geq 37°$ Jagarlamudi 等人(2023)[E1,2,4−10] $\alpha \geq 45°$ Zank 等人(2020年)[E1] Woolley 等人(2020年)[E1,2] Laker 等人(2021)[E1,2] Laker 等人(2022年)[E1−8] $\alpha \geq 90°$ Balogh 等人(1999)[U] Macneil 等人 (2020年)[H] Badman 等人(2021)[E1−5] Mozer 等人 (2021)[E3−7] Tenerani 等人（2021）[H,U,E1−6] Pecora 等人（2022年）[E1−8]	局部，瞬时偏转（z角）磁场的相对于所选背景模型计算得出。时间段夹角大于预设阈值的时间段被标记为折返。	对夹角的临时选择在各项研究中并不一致。通常，该方法不会设定折返结构斑块的窗口长度下限和/或磁场偏转强度of磁场偏转。
人工“目测”	Burlaga (1969年)[P] Tsurutani 和 Smith (1979年)[P] Horbury 等人 (2001年)[G,W,I] Knetter 等人(2003年)[C] Knetter 等人(2004年)[C] Borovsky (2016)[H,A,W,U] Kasper 等人(2019年)[E1,2] Woolley 等人 (2020年)[E1,2] Martinovi´c 等人 (2021)[E1,2] Hern´andez 等人(2021)[E1] Larosa 等人(2021)[E1] Fedorov 等人(2021)[S] McManus 等人(2022年)[E3,4] Huang 等人(2023a)[E1,2,4−8] Huang 等人(2023b)[E1,2,4−8] Akhavan-Tafti 和 Soni(2024)[E1−14]	通常包括两个步骤：流程，先进行自动化的时间序列选取，随后进行人工或目视筛选of事件。步骤 1 可依据以下条件进行：例如最小 z 角度，或磁场偏转的强度或构成尖峰的最少数据点数。	短暂的折返结构斑块和/或较弱的振幅场偏转可能be过度由于主观偏差而被忽视。步骤 1 标准的选择可能导致不同的折返结构识别结果因研究而异。
速度尖峰	Horbury 等人(2018)[H]	速度阈值is used to筛选出超过阿尔芬´偏转的平滑背景速度通过滑动平均获得使用箱形函数。	磁场偏转没有阈值。要求进行特定的速度尖峰临时选择阈值以及背景平均窗口的长度。地面平均窗口。
速度尖峰和偏转组合	Farrell 等人（2020年）[E1] Farrell 等人（2021）[E1] Rasca 等人（2021）[E1, 2] Rasca 等人(2022年)[E1,2] Rasca 等人(2023)[E8,12]	“回转指数”定义为速度与磁场涨落的乘积，$\delta B_r \cdot \delta V_r$。	The方法优先考虑识别尖锐边界。假设一个平均时间尺度（通常30 s) 以定义涨落量。
MCMC优化的群体	Fargette 等人(2022年)[E1,2,4−9]	连续磁场时间序列由 RTN坐标系转换为与帕克螺旋对齐的球极坐标，以寻找残余偏转。涉及对这些数据进行贝叶斯拟合涉及对这些两种高斯分布总体下的偏转——宁静太阳风和太阳风磁场反转（SB）。	仅有一个占主导地位的群体假定存在太阳风磁场反转（SB）于太阳风中。没有下限对偏转最小角度的限制。
单个事件	Telloni 等人(2022年)[Sm]	孤立磁场反转结构使用专用工具进行分析，分析时逐个案例进行。	已观测到an S形扭结结构白光日冕仪观测，需要一个非常大的结构，且具有密度增强。

表 1 几种主要折返识别方法的总结。参考文献上的上标中，‘A’表示 ACE，‘C’表示 Cluster，‘EX’表示帕克 X^{th} 号探测器飞掠，‘G’表示 Geotail，‘H’表示 Helios，‘P’表示 Pioneer，‘S’表示太阳轨道器，‘Sm’表示搭载于太阳轨道器上的 Metis日冕仪，‘U’表示尤利西斯号，‘W’表示 Wind。

首先依据第 2节中的一些标准进行处理（磁场偏转和阿尔芬˙速度增强），随后通过目视检查数据来建立折返目录。尽管目视检查不可避免地会在折返结构的筛选中引入偏差，且需要投入大量工作，但它仍是识别折返结构的一种高效、可靠的方法。在此，我们回顾一些折返目录的构建方式，这些目录部分或完全基于目视检查。

目视检查已被广泛用于识别以往任务数据中的太阳风间断。研究人员曾通过目视方式识别并研究行星际磁场的偏转，包括利用 Pioneer（Tsurutani 和 Smith，1979年；Burlaga，1969年）、位于1天文单位处的 Geotail、Wind 和行星际监测平台8号卫星（Horbury 等人，2001），以及星簇计划（Knetter 等人，2003，2004）。研究人员还在不同径向距离处的四颗卫星数据中，以一致的方式人工识别了偏离帕克螺旋方向的显著偏转（Helios 1 位于0.3天文单位处，Wind 和 ACE 位于1天文单位处，尤利西斯号位于2.3天文单位处；Borovsky，2016）。近来，若干论文发布了基于目视检查的帕克数据折返目录，以下是一些示例：Martinovi´c 等人（2021）整理了 E1 和 E2 中的1074个事件。通过多次独立目视检查与整体速度增强同时发生的磁场旋转，他们进一步确认了921个事件，并为每个折返划分了五个区域：(1) 前导静区（LQR），即折返发生前速度和磁场稳定的区域；(2) 前导过渡区（LTR），即磁场从前导静区旋转至折返方向的区域；(3) 折返本身，其磁场方向稳定；(4) 后随过渡区（TTR）；以及(5) 后随静稳区（TQR）。后来，这种方法被用于识别 E3 和 E4 中另外92个折返（McManus 等，2022）。与此同时，Larosa 等人（2021）依据若干特征识别了首次遭遇期间的70个折返，即磁场偏转、磁场涨落增强，同时伴随质子体速度和径向温度升高。Huang 等人（2023a）和 Huang 等人（2023b）利用覆盖 E1–E8（不包括 E3）的数据，编制了另一份包含1748个折返候选事件的目录。首先根据 B_R/B 设定阈值，并规定构成折返尖峰的最少数据点数。随后依据以下要求，对更有可能是折返的候选事件进行人工筛查：超热电子的主要分布没有变化，且磁场和速度涨落主要呈阿尔芬性质。最后，目视检查也被用于识别宁静太阳风时段以及折返发生率较高的时段（Hern´andez 等人，2021；Fargette et al, 2022）。

所有这些目录都曾用于对折返结构的性质进行统计分析，例如其动力学性质（Martinovi´c 等人，2021；Larosa 等人，2021）以及折返结构内外等离子体参数的变化（McManus 等人，2022年；Huang 等人，2023b）。这些不同的折返结构列表未必彼此一致，因为各参考文献所用的结构识别标准各不相同。从表3.1.2 还可以看出，帕克探测器时代许多“肉眼判读”目录仅考察了前 1–2 次遭遇。现有目录在多大程度上相互一致，仍有待按识别方法分类并进行系统考察。不过，如表2所示，不同的识别方法已明显导致数量统计大相径庭；定义越严格或越繁琐，事件数量必然越稀少。

3.3 替代方法与要点

除了磁场偏转和对单个结构的目视识别之外，人们还采用了其他方法和标准来检测折返结构。例如，一些研究对“速度尖峰”的振幅设置了阈值（Horbury 等人，2018；Kasper 等人，2019年）。然而，速度增量的振幅取决于背景阿尔芬速度，因此，对于相似的偏转角，该速度阈值必然会随径向距离而变化。

Fargette 等人还提出了一种更具概率性的方法Fargette 等人（2022年）：他们不为磁场偏转角设定任意阈值，而是假设太阳风中存在两个共存群体，并计算给定数据点属于宁静太阳风区间或折返结构的概率。

最后，Telloni 等人(2022年) 报告了首次可能观测到太阳日冕中的折返。他们报告称，太阳轨道器搭载的 Metis日冕仪观测到一个大型传播中的 S形结构，这可能是大型太阳喷流的特征。他们认为，该折返结构是由活动区上方的日冕环与附近开放磁场区域之间的交换重联产生的。然而，由于该结构是在白光中观测到的（这意味着该结构整体密度增强），这种折返可能并不典型，因为大多数原位事件通常不会出现等离子体密度升高（见第4节）。此外，这种遥感方法必然涉及视线积分，因此对于与观测结果相符的表观磁拓扑，可能存在多种解。

要得出更可靠的推断，需要获得比表观形态更多的信息，例如利用多条相互独立的视线，或采用基于偏振的三维定位。

本节介绍了文献中用于定义和识别磁场折返的多种方法，每种方法都有其优点和不足。关于折返结构的科学研究结果可能因背景太阳风的选择、阈值的选择以及磁场折返定义的选择而存在显著差异。因此，解读结果时应保持谨慎，并考虑所采用的方法。此外，随着折返结构在太阳风中演化，其识别标准也可能发生变化。关于折返演化的深入探讨，请参阅Mallet 等人(2026 年，本合集。在本综述的其余部分，我们将介绍对磁场折返性质的研究结果，并着重说明所用方法如何解释不同研究之间结果的差异。

4 折返性质与结构

下面我们将讨论推断出的折返结构主要性质，以及这些性质对于其原点和影响的意义。我们将这些研究分为三大类：1）探究折返结构是否包含有别于一般太阳风的独特、稳定等离子体组分（第4.1节）；2）研究折返结构的几何形态与边界（第4.2 节）；3）研究折返结构是否具有区别于一般阿尔fvén湍流的独特波动特征（第 节4.3）。

4.1 折返结构内部的等离子体组分

探究折返结构内部等离子体的特性，对于理解折返结构的形成问题至关重要。导致折返结构产生的过程仍存在广泛争论（见 Wyper 等人，2026，本文集）。大致可分为三类：在日冕高度产生并注入，例如通过交换重联（Fisk 和 Kasper，2020年；Drake 等，2021；Bale 等人，2021）；由日冕喷流引起的大尺度速度剪切，或快速流与低速流源区之间磁足点的运动（Landi 等，2006；Schwadron 和 McComas，2021；Toth 等，2023）；以及通过膨胀和非线性过程（例如湍流）持续在原位形成（Squire 等，2020；Ruffolo 等，2020；Mallet 等人，2021；Shoda 等，2021；Johnston 等，2022；Matteini 等，2024）。

折返结构内部存在不同于周围太阳风的独特等离子体组分，将明确表明折返结构是由脉冲过程直接注入所产生的。如果折返结构中的等离子体与其背景磁场无法区分，则表明折返结构可能形成于加速太阳风中，或者折返结构中的等离子体在从太阳输运的过程中已与背景磁场发生了显著混合。缺乏特定等离子体特征的另一个原因可能是，产生折返结构的脉冲事件并不涉及等离子体的直接注入，例如仅仅是磁场中的一个脉冲。在此，我们回顾与这一总体问题相关的研究。以下小节将讨论两类不同的研究：一类研究将单个折返尖峰与其紧邻的周围环境进行比较；另一类研究考察包含折返结构的完整宏观流，并将其与缺乏显著折返特征、即“折返结构平静”的流进行比较。这两类研究的结果往往有所不同，但在结果一致的情况下，这些结果可能更为可靠。

4.1.1 稳态等离子体性质概述

我们首先汇总近期研究结果，这些研究比较了折返结构内外的典型稳态等离子体特性。结果列于表2中，对比了折返结构内外的磁场强度、质子和阿尔法粒子密度、质子速度、等离子体 β、压力、电子束流强度和各向异性等参数。相关参数取自多项统计研究，表中还注明了识别折返结构所用的方法。对于每项研究，都会将单个折返结构内的特性与其紧邻结构外部的典型值进行比较。如第三列所示，这些研究涵盖了不同的遭遇（以及遭遇中的不同阶段），因此需要注意，此类研究通常不会区分不同的太阳风条件、与太阳的距离以及航天器的运动方向。

综观此表，几乎所有等离子体性质都保持不变，包括磁场强度、电子和质子数密度、阿尔法粒子与质子丰度比，以及（以阿尔 芬速度归一化的）阿尔法粒子差分流。这表明，折返结构大多是阿尔 芬涨落，在与折返结构共同运动的参考系中，质子和阿尔法粒子的速度作刚性旋转（Neugebauer 和 Goldstein，2013；Matteini 等，2015年；McManus 等，2022年）。后者指出

参数	内部/外部	遭遇	折返定义 与数量	参考文献
$\|B\|$	$\simeq 1$ 中位数=0.98 $\simeq 1$ 中位数 $= 1$	E1 中的六天 E1-E2 E1-E2, E4-E10	人工目测，70 人工目测，1074 阈值处理	Larosa 等人(2021) Martinovi´c 等人(2021) 图 6 和 Jagarlamudi 等人(2023)
$N_e(QTN)$	$\simeq 1$ 中位数=0.98	E1-E2、E4-E10	阈值处理	图 6 和 Jagarlamudi 等人（2023）
N_p	$\simeq 1$ 中位数=1.00 $\simeq 1$	E1 中的六天 E1-E2	人工目测，70 人工目测，1074	Larosa 等人 (2021) Martinovi´c 等人 (2021)
N_α/N_p	$\simeq 1$ 相似分布	E3-E4 E1-E8（无 E3）	人工“目测”，92 人工“目测”，1748年	McManus 等人 (2022年) Huang 等人 (2023b)
V_p	> 1 中位数=1.18 $V_A/2$ 的增量 > 1 中位数=1.1	E1 中的六天 E1-E2 E1-E2 & E4-E10	人工目测，70 人工目测，1074 阈值处理	Larosa 等人 (2021) Martinovi´c 等人 (2021) 图 6 和 Jagarlamudi 等人 (2023)
$V_{\alpha p}/V_A$	相似分布	E1-E8（无 E3）	人工“目测”，1748年	Huang 等人 (2023b)
β	> 1 中位数=1.45	E1 中的六天	人工“目测”，70	Larosa 等人 (2021)
P_K	稍大一些 ≥ 1 中位数=1.12±0.21	E1-E8（无 E3）	人工“目测”，1748年	Huang 等人(2023a)
P_B	略小一些 ≤ 1 中位数=0.90±0.73	E1-E8（不含 E3）	人工“目测”，1748年	Huang 等人(2023a)
P_{total}	$\simeq 1$ 中位数=1.05±0.12	E1-E8（无 E3）	人工“目测”，1748年	Huang 等人 (2023a)
电子俯仰角分布 A_E	> 1 中位数=1.30±0.45	E1-E8（无 E3）	人工“目测”，1748年	Huang 等人 (2023a)
电子俯仰角分布 F_E	$\simeq 1$ 中位数=1.00±0.01	E1-E8（无 E3）	人工“目测”，1748年	Huang 等人 (2023a)

表2 折返结构内部与外部一般等离子体性质的比较。从左至右，各列依次为参数、内部与外部比较、数据遭遇次数、表 3.1.2 中的磁场折返定义、折返结构数量及参考文献。从上至下，参数依次包括磁场强度 $|B|$、电子数密度 N_e、质子数密度 N_p、α粒子与质子丰度比 N_α/N_p、质子体速度 V_p、α粒子与质子的差分速度相对于局部阿尔fv´én速度的归一化值 $V_{\alpha p}/V_A$、等离子体β β、动压 P_K、磁压 P_B、总压 P_{total}、超热电子俯仰角分布（e-PADs）的各向异性（A_E）和积分强度（F_E）。

虽然缺乏成分差异意味着这是在原位产生的，但折返波速与背景太阳风之间的差分速度可能会掩盖明显的成分特征。

典型折返结构中的涨落期间，质子、α粒子和电子的动压与磁压之和也保持不变，这表明这些结构与周围环境处于压力平衡。最后，尽管在每个折返结构中，超热电子俯仰角分布始终沿平行或反平行于磁场的某一方向强烈集中（这是将折返结构识别为拓扑折叠而非电流片或环的关键标志，Kasper 等人，2019 年），但总分布确实表现出各向同性化的迹象（超热电子俯仰角各向异性的大小，A_E，有所降低，Huang 等人，2023b），这表明折返结构可以在一定程度上散射电子。这一发现基于帕克太阳探测器/SPAN-e数据，应重新审视，以评估折返结构相关多普勒频移可能造成的影响：在构成折返结构的大幅速度尖峰期间，热粒子群的高能尾部可能会出现在超热能量范围内。

上述结果表明，单个折返结构的等离子体性质与其周围环境在很大程度上并无明显差异。分析这些性质的另一种方法，是比较包含许多连续折返结构的区间与相邻“平静”区间内的等离子体。采用这种方法可以发现，等离子体性质呈现有限宽度分布，其峰值通常与表2 中针对单个尖峰给出的结果一致。图6展示了折返区与非磁场折返区域之间电子密度、速度和磁场强度比的统计分布（选自Jagarlamudi 等人，2023）。非磁场反转区间的定义是：偏转参数（见第3.1.2节）满足 $z < 0.1$ 至少 60% 的时间，或者该区域内 z 值的均值小于 0.1。所用非磁场反转区间的最短持续时间为 20 秒。为避免比较背景太阳风条件差异很大的等离子体，所选区间需保证折返区间与非磁场反转区间在时间上彼此相邻。

我们观察到，对于大多数时间区间，磁场强度和密度的内外比值接近于 1。然而，也有数量不可忽略的时间区间，其比值有时高于 1，有时低于 1（另见 Larosa 等人，2021）。

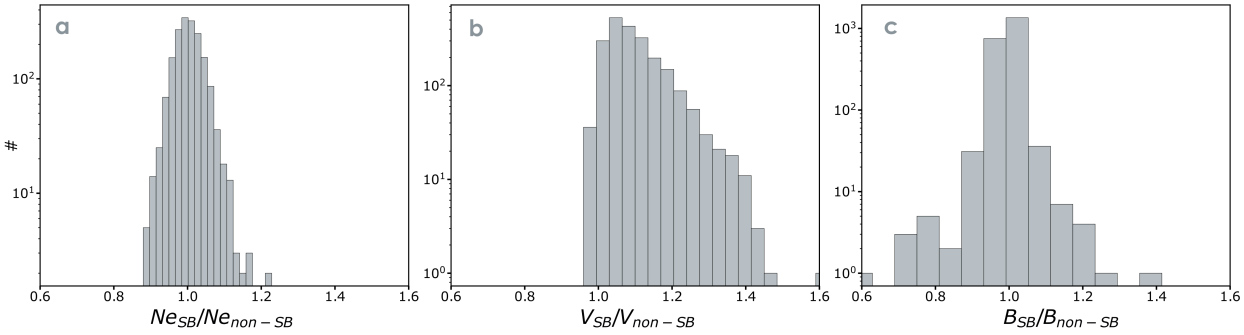


图6 直方图　　折返区与非磁场折返区域之间的等离子体参数比。(a) 面板：电子密度比 s, (b) 面板：整体速度比，以及 (c) 面板：磁场强度比。（选自Jagarlamudi 等人，2023）

此外，虽然磁场强度、压力和能量密度通常近似恒定，即相对变化远小于 1（如上所示），但折返结构往往比周围等离子体更显著地扰乱磁压平衡（以及 $|B|$守恒）。Ruffolo 等(2021) 利用帕克观测研究了 $|B|$ 近似恒定的区域，并得出结论：不同均匀 $|B|$ 区域之间的许多（但并非所有）过渡都与折返结构有关。从这个意义上说，这些恒定的$|B|$ 区域往往代表折返结构之间的空间区域，或折返结构斑块边界之间的区域，详见第 5节。至于整体速度，折返结构呈现出明显的单侧速度分布（Gosling 等，2009年）。这与将其识别为阿尔芬 速度尖峰相符，也可由向外传播的阿尔芬 涨落轻易解释（见第 2节）。

4.1.2 磁场反转中的质子和α粒子温度

上一小节未讨论等离子体的任何热力学性质，尤其是质子和阿尔法粒子的温度及各向异性。原因在于，测量这些量会受到仪器效应的复杂影响：SWEAP仪器在任一时刻只能观测速度空间中的有限区域（见第1.3节）。在折返期间，由于折返结构产生的速度扰动，观测到的速度分布函数（VDFs）可能会系统性地移出仪器视场，从而使测得的温度发生偏差。对这类仪器效应的建模方式很容易影响帕克太阳探测器相关文献中报告的趋势。尽管如此，这仍是一个备受关注的领域，因为它决定了折返区等离子体是否可视为与周围环境处于热平衡状态。表3总结了折返结构内外质子和阿尔法粒子的平行与垂直温度及其比值，并概述了用于获得这些量的方法。

如表中所示，研究结果总体上并不一致，但多数结果表明，折返结构内的质子温度通常高于其周围环境。关于温度各向异性的结果也不一致：一些研究认为，平行和垂直温度分别有所升高，另一些则认为两者均无变化。没有研究报告质子温度（平行、垂直或标量）降低的实例。

另一方面，表3显示，折返结构中的α粒子温度通常低于周围环境，无论是从绝对值来看，还是从其与质子温度之比来看。这些结果仍存在一些争议，未来需要开展研究，仔细追踪折返结构期间速度分布函数的系统性演化。在靠近太阳处，如果条件允许，理想情况下此类研究应同时使用帕克上的两台等离子体仪器（SPAN-i 和 SPC），以减少视场问题；而在远离太阳处，则应充分利用太阳轨道器太阳风分析仪套件（SWA/PAS；Owen 等人，2020年）中质子-α粒子传感器出色的角覆盖范围。为凸显仪器因素的重要性，表4 列举了几项研究，这些研究以不同方式，利用帕克/SWEAP在任务不同阶段进行的温度测量，并仔细考量了系统性测量效应。我们将对此作较为详细的阐述，以说明这并非一项简单的工作。

Woolley 等人(2020年) 使用了 SPC 的质子核心拟合；SPC 在径向上最能捕捉一维约化速度分布函数，这意味着只有接近完全 B_R 反转的折返结构才会被纳入考虑。SPC 数据显示，温度增强与磁场矢量同步变化（另见Rasca 等人，2021）。然而，他们将这些结果与法拉第杯常见的温度对磁场方向的人为依赖进行了比较（Kasper 等人，2002；Huang 等人，2020a）。将质子温度张量的径向分量绘制为磁场与径向之间瞬时夹角的函数

表3 折返结构内外各种等离子体温度的比较，其中下标（p、α、$\perp$ 和 $\|$）分别指质子、阿尔法粒子，以及相对于磁场方向的温度张量垂直或平行分量。从左到右，各列依次列出参数、内部与外部结果、数据遭遇次数、折返结构的选择方法，以及相关注释和参考文献。

参数	内部/外部	遭遇	折返定义及 数量统计	参考文献
T_p	$\simeq 1$	E1-E2	人工目测，1074	Martinović 等人(2021)
	> 1 中位数=1.12±0.20	E1-E8（不含 E3）	人工“目测”，1748年	Huang 等人 (2023a)
	> 1	E1-E2	“回转指数”，25	Rasca 等人 (2021)
$T_{\|p}$	$\simeq 1$	E1-E2	偏转阈值，5	Woolley 等人 (2020年)
	> 1	E2 中的六小时	人工目测，6 个斑块	Woodham 等人(2021)
	> 1 中位数=1.26±0.50	E1-E8（不含E3）	人工“目测”，1748年	Huang 等人 (2023a)
	> 1	E5-E11（不含E9）	偏转阈值 每次相遇持续2至4天	Laker 等人(2024)
$T_{\perp p}$	$\simeq 1$	E2 中的六小时	人工目测，6 个斑块	Woodham 等人(2021)
	> 1 中位数=1.06±0.18	E1-E8（不包括 E3）	人工“目测”，1748年	Huang 等人 (2023a)
	> 1	E5-E11（无 E9）	偏转阈值 每次相遇持续2至4天	Laker 等人 (2024)
T_α	< 1 中位数=0.86±0.44	E1-E8（不含 E3）	人工“目测”，1748年	Huang 等人 (2023a)
$T_{\|\alpha}$	< 1 中位数=0.82±0.48	E1-E8（不含 E3）	人工“目测”，1748年	Huang 等人 (2023a)
$T_{\perp\alpha}$	< 1 中位数=0.85±0.53	E1-E8（不含 E3）	人工“目测”，1748年	Huang 等人 (2023a)
T_α/T_p	< 1 中位数=0.75±0.41	E1-E8（不含 E3）	人工“目测”，1748年	Huang 等人（2023a）
$T_{\|\alpha}/T_{\|p}$	< 1 中位数=0.56±0.40	E1-E8（不含 E3）	人工“目测”，1748年	Huang 等人 (2023a)
$T_{\perp\alpha}/T_{\perp p}$	< 1 中位数=0。79±0。48	E1-E8（不含 E3）	人工“目测”，1748年	Huang 等人 (2023a)

表 4 帕克太阳探测器观测到的折返结构（SBs）期间质子温度演化结果比较。列出了各项研究所用的数据集、采用的磁场折返定义、考虑的仪器几何形态效应，以及最终结论。

	Woolley 等人(2020年)	Woodham 等人(2021)	Laker 等人 (2024)
Data	SPC 质子核心拟合（1D） E01,E02	SPAN-i 质子核心拟合（3D） E02	SPAN-i 质子核心拟合（3D） E05-E11
SB定义	B_R中的完全反转	通过目视选取的斑块。	未设定阈值偏转， 一般性的准周期性偏转
几何 考量	测量偏差自 理论仪器 响应。	大幅磁场偏转的实例 （$> 10^o$）其发生速度快于 SPAN-i 积分时间的 将被拒绝。	大幅正向期间的数据 航天器坐标系切向流角 偏转（$< -5°$）被排除。
结论：	单个太阳风磁场反转（SB）保持不变	磁场折返斑块更热	相邻的 太阳风磁场反转 （SB）更热

（见Woolley 等人，2020年的图 4）表明，其与这一几何预测仅有很小偏差。因此，Woolley 等人(2020年) 得出结论，SPC 测量中折返结构似乎并不更热，但他们提醒，存在仪器歧义，而且 SPC 可能无法测量大幅偏转期间的温度增强。另一方面，Woodham 等人(2021) 使用 SPAN-I 三维双麦克斯韦质子核拟合，并将磁场折返定义扩展至叠加在较大尺度“斑块”上的一般三维磁场偏转（见第 5节），得出了不同结论。他们描绘了这样一幅图景：单个折返结构嵌入在具有系统性流动特性的大尺度三维结构中。他们通过剔除磁场偏转显著（相对于探测器角分辨率而言）、且偏转发生时间短于 SPAN-ion 积分时间的时间间隔（见表 4），筛选出人为温度展宽效应较小的时间间隔；这种效应是静电分析器（ESAs）共有的（Verscharen 和 Marsch，2011）。他们观察到 $T_\|$ 许多折返结构组成的大尺度斑块上的增强（另见第 5节），并认为在单个尖峰中也可能观察到类似增强。他们将此解读为证据，表明折返结构斑块可能具有共同的太阳起源。对于Woolley 等人(2020年) 得出的相反结论，一种解释认为，$T_\|$ 与磁场方向之间的具体关系可能与 SPC 人为响应相同（$T_\| \propto \sin\Theta_{RB}$ 其中 Θ_{RB} 是磁场与径向之间的夹角），因此实际的温度增强特征可能

与使用 SPC 数据观测到的系统性仪器特征无法区分，这一特征见于Woolley 等人(2020年）。他们指出，有必要利用后续轨道开展未来研究，因为届时 SPAN-i 视场问题会有所缓解，从而解决这一问题。

Laker 等人 (2024) 使用相同的质子核双麦克斯韦拟合方法，针对后续的 E05-E11 遭遇扩展了 Woodham 等人 (2021)的研究结果。他们强调，在后续的 Parker 探测遭遇中，航天器在太阳风参考系中的系统性方位运动意味着 SPAN仪器能够更完整地对 VDFs 进行采样。他们放宽了磁场折返定义，不再规定偏转角的阈值。通过这样做，磁场折返被广义地定义为包括完整磁场矢量的准周期性偏转（时间尺度为数分钟）。他们将这些 Alfv´én 准周期性模式解释为从日冕中的交换重联区向外传播的扭转 Alfv´én 波。与这些准周期性偏转相关联的是，他们发现质子核温度（包括$T_\perp$ 和 $T_\parallel$）也存在准周期性变化。此外，他们还发现磁场折返期间垂直温度和平行温度的变化与 θ_{RB}之间存在正相关，并认为这并不能排除原位 折返结构生成机制。为确保 SPAN-I测量的可靠性，他们避开了大V_T 流速区间，因为这些流速会使质子核偏离 SPAN-I 的视场；他们定义了一个角度阈值，以确保流动方向与航天器参考系速度之间的夹角相对于径向方向的偏离不超过 +T方向。

在磁场折返定义中不设置偏转阈值，Laker 等人(2024)识别出一种不那么极端的内在结构，并将单个折返结构定义为子结构。这与Woodham 等人(2021的做法略有不同；后者依据偏转角定义折返结构，并得出结论：的增加与折返结构斑块有关。Laker 等人(2024则将偏转及 $T_\parallel$ 的增加视为更大的结构，其中嵌有一个 $T_\parallel$恒定的子结构。为调和Woolley 等人(2020)的结论，Laker 等人(2021还指出，在之后的这些次遭遇中，折返结构并未发生完全偏转，而且没有可用的SPC与SPAN对比（原因是存在数据缺口且反符合可靠性不足）。

4.1.3 稳态等离子体性质要点

总体而言，折返结构的稳态等离子体性质与陡峭化的大振幅阿尔芬´波大多一致。在这类波中，磁场和速度矢量会瞬时协同变化，而大多数其他等离子体性质则基本保持与周围太阳风一致。也就是说，就磁场强度和等离子体密度而言，它们大体上是不可压缩的（见图6）。

值得注意的例外是温度，已有迹象表明温度可能升高，各向异性也可能受到调制。受仪器因素和统计数据有限的影响，仍需进一步研究才能对此作出确切结论。同样，受仪器能力限制，质子束和α粒子束是否存在、α粒子丰度如何，以及折返结构内外是否存在较重粒子组分调制的证据，仍是未解决的问题。要在这方面取得进展，需要采取多种策略，包括在帕克探测器上详细重建速度分布函数、在太阳轨道器远离太阳时进行完整的 VDF 测量，以及在会合观测期间结合多航天器仪器。此外，这些研究成果所依据的数据通常仅覆盖至 E11，因此需要纳入更新的数据；近期遭遇使帕克探测器得以更加接近太阳，可能使 VDF 更有利地进入 SPAN-I 的视场。

4.2 折返结构的发生情况、几何形态与边界

折返结构、发生率和边界演化，既能为理解折返结构的起源、生长与衰减提供重要线索，也有助于探究折返结构如何与背景太阳风相互作用并交换等离子体和能量。与这些问题相关的折返结构的一个主要特征是，它们具有“尖锐”的边界，且其磁场矢量和速度矢量以特定方式在球面上旋转。本文汇总了有关折返结构几何形态和折返结构边界性质的研究结果，以揭示这些涨落的本质。首先，我们介绍基于将这些结构归类为急剧偏转的出现统计（第4.2.1节）。其次，我们在第4.2.2节讨论其空间尺度和几何特征。最后，我们围绕折返结构边界的性质展开讨论：其非阿尔´芬特性（第4.2.3节）、将其归类为不连续结构（第4.2.4节）、其与磁重联的关系（第4.2.5节），以及其与电磁波活动的关系（第4.2.6节）。

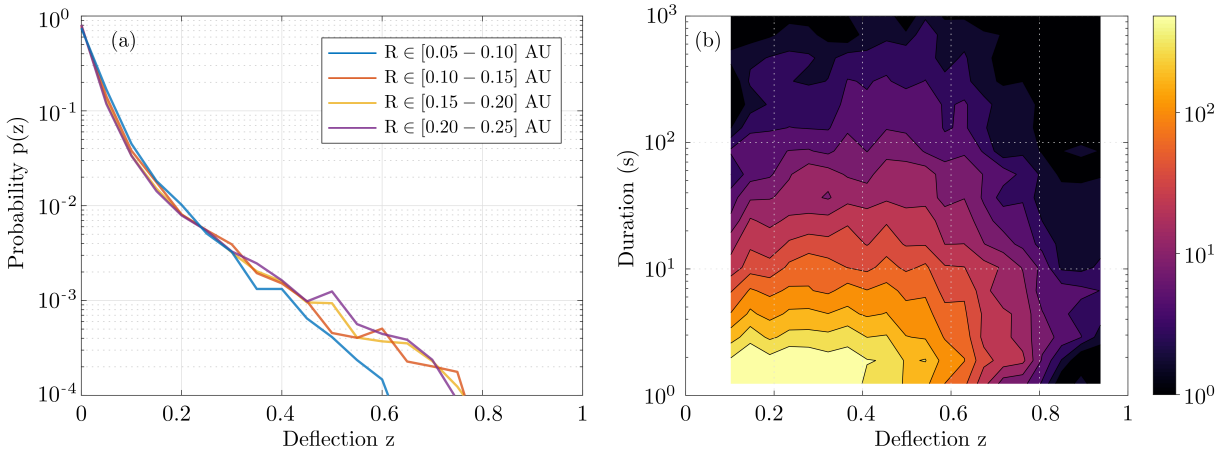


图 7 左图（a）：E1 至 E17 帕克数据中归一化偏转的概率分布，按距太阳的距离（天文单位）分箱。右图（b）：使用相同数据集，绘制 E1–E17 的持续时间与归一化偏转的二维直方图。

4.2.1 偏转角与持续时间统计

确定折返结构尺寸、发生率和寿命的分布，可为诊断其生成、衰减和物理本质提供有力信息。对折返结构进行自动识别和表征（见第3节），有助于深入研究这些统计性质。本文重点介绍基于近期对 E1 至 E17 期间帕克数据的重新分析所得的一些结果；该分析依据归一化偏转参数的变化，将折返结构识别为相对于帕克螺旋的急剧偏转，z（Dudok de Wit 等人，2020年）。

图 7 对先前在图中展示的内容进行了细分5。左图展示了不同日心距离下回摆偏转的分布。这些分布近似呈指数分布，但极小偏转的数量偏多，$z < 0.1$。如第 3 节所述，此类小偏转越来越难以与随机波动区分，因此应予以剔除，即使这会排除一些在技术上符合第 2 节所述定义的偏转。下文中，我们将剔除这些最小的偏转（$z < 0.1$），以避免与背景太阳风混淆。

从图（7）中，我们首先观察到磁场强度连续分布，且较小的磁场强度更为常见。其中，偏转角超过 90°的折返结构不足 2%，可称为完全反转。其他大量统计指标（例如，Dudok de Wit 等人，2020年）表明，小偏转角和大偏转角属于同一统计分布。这凸显了将所有偏转都视为相关因素的重要性，而不应只关注偏转角超过 90°的完全反转。其次，图 7a 显示，接近太阳时，概率分布仍 remarkably 恒定，但在 0.1 天文单位以内，大偏转角的缺失情况日益明显（另见 Bandyopadhyay 等人，2022年；Larosa 等人，2024）。该分布确实会随太阳风条件而有所变化，即随速度及其他等离子体参数而变化。然而，由于图 7 纳入了所有数据，因此会给人一种（错误的）印象，即该分布基本不随距离变化。弄清楚是什么导致 z 的分布发生变化，对于约束折返结构的产生机制至关重要。目前，对折返结构发生情况按太阳风类型进行区分的研究，以及其他相关的细分研究，仍然十分不足（见第 5.2节）。

这些统计数据也使我们能够研究折返结构寿命与偏转之间的联系。图7b 展示了这些关键参数的联合分布，结果表明二者相关性较弱。持续时间通常不足 2 s 的极短折返结构，其偏转幅度大多远小于 90°。这可能是由于其边界具有有限厚度（见第4.2.3节），这可能会转化为航天器参考系中的持续时间大于 $\geq$ 2s（Larosa 等人，2021；Bizien 等人，2023），从而限制极短折返结构的偏转幅度。尽管可以看到，随着持续时间增加，等计数线延伸至更大的偏转幅度，但持续时间超过几秒后，这两个参数基本上彼此无关。这表明偏转和持续时间很可能由不同的物理过程驱动。因此，这些简单的出现统计显然包含强大的诊断信息，但目前尚未得到充分利用和解读。

4.2.2 大小、形状和方向

折返结构的大小、形状和方向对于理解其起源、演化及其对太阳风的影响十分重要。尽管已经测量了数以千计的折返结构，但要确定其特征仍颇具挑战：这些结构的振幅和持续时间变化很大；内部包含大量子结构；而且正如我们所见，不同研究者采用了不同的折返结构定义标准，因此尚无统一的观测标准。尽管如此，至少从统计意义上而言，只要假设这些结构是经过航天器的结构所致，就可以估算折返结构的属性。

磁场涨落的角度分布显示，最小偏转呈各向同性分布（Dudok de Wit 等，2020年；Fargette et al, 2022年）。然而，早期帕克数据（E1、E2）中的大型折返结构往往会偏转至 RTN坐标系的 +T 方向（Horbury 等人，2020年；Meng 等，2022年）。Fargette 等人（2022年）将涨落分为各向同性核心群体和非各向同性尾部后表明，在多次遭遇（E1–E9）中，这一现象均得到统计验证：折返结构的磁场在黄道面内更倾向于沿顺时针方向旋转（即，当磁场极性为负时为 +T，当极性为正时为 −T）。Helios 的观测中也出现了这种不对称性（Macneil 等人，2020年）。这种偏向通常正是日冕较低处发生交换重联过程所预期的结果（Fisk 和 Kasper，2020年），并且已被证明与沿帕克螺旋传播的 Alf´en 波一致（Squire 等，2022年；Johnston 等，2022年）。在上述每种情况下，背后的关键对称性破缺因素都是太阳自转的方向。

测量折返结构期间，航天器以恒定速度运动。过去，这一速度与太阳风速度相比很小；但对于近日点附近的帕克探测器而言，其航天器速度超过 150 千米 s^{-1} ，且风速相当低，因此情况并非如此。因此，在确定折返结构是如何被采样时，我们必须同时考虑航天器速度和等离子体速度。基于这一点，并受到一项观测结果的启发——E1 期间，当结构内的磁场沿 +T 方向偏转时，航天器测得的折返结构平均持续时间更长——(Horbury 等人（2020）计算了航天器穿过每个结构时的速度（即航天器相对于太阳的速度与结构内等离子体速度的矢量和）。分析显示，持续时间的分布与近似沿径向排列的结构相符；这些结构的横向尺度达数万千米，纵横比较大——也就是说，它们细长而扁薄。之所以能够进行这项分析，是因为折返结构具有阿尔芬性质：在磁极性特定的流中，矢量磁场与速度偏转之间始终存在一致的相关或反相关关系。也就是说，折返结构和局部太阳风都具有明确且固定的共同德霍夫曼–泰勒参考系（Horbury 等人，2020；Agapitov 等人，2023）。Laker 等人(2021) 将这项研究扩展到多次遭遇，并通过更详细的分析表明，观测到的持续时间与宽约 50000 千米、纵横比约为 10 的结构相符；这些结构的长轴偏离径向，但偏转方向与帕克螺旋一致。同一股流中的结构表现一致，而不同流之间则存在显著差异。因此，他们得出结论，折返结构大致沿帕克螺旋排列，因而可能沿其传播。与 E1 不同，折返结构并未明显偏向沿 +T 方向偏转，不同流的平均偏转方向各异。

单个折返结构横向尺度的独立估算也由（Krasnoselskikh 等人，2020年）、（Larosa 等人，2021）和（Bandyopadhyay 等人，2021得出，结果均在 10^4 千米范围内。数值比较请见 Raouafi 等人 （2023）表 1。由于缺乏基于较新数据的估算（用于此目的的最新数据截至 Bandyopadhyay 等人 （2021）研究中的 E5），这些尺度如何随日心距离和阿尔芬马赫数变化，仍是一个尚待解答的问题。´

折返结构偏转方向的重要性促使Laker 等人（2022）对其进行了更详细的研究。特定折返结构内部磁场的偏转方向通常近似恒定：也就是说，它们是弧形偏振结构，偏离背景磁场后又沿相同方向返回。这使得我们能够为每个折返结构定义一个单一的偏转方向，并研究其分布。这些方向并非各向同性；但在特定流中，它们明显偏向某些特定方向（Laker 等人，2022；Fargette 等人，2022）。正如首次遭遇期间所观察到的，时间上彼此接近的折返结构往往具有相同的偏转方向。令人惊讶的是，在帕克探测器前八次遭遇期间，偏转似乎更倾向于切向（+T 和 −T）方向。Laker 等人（2022）将偏转方向的聚集解释为折返结构可能源自磁重联的证据。最近，Laker 等人（2024）将这种聚集解释为一种迹象，表明单个折返结构可能属于一种更大的准周期结构，且具有

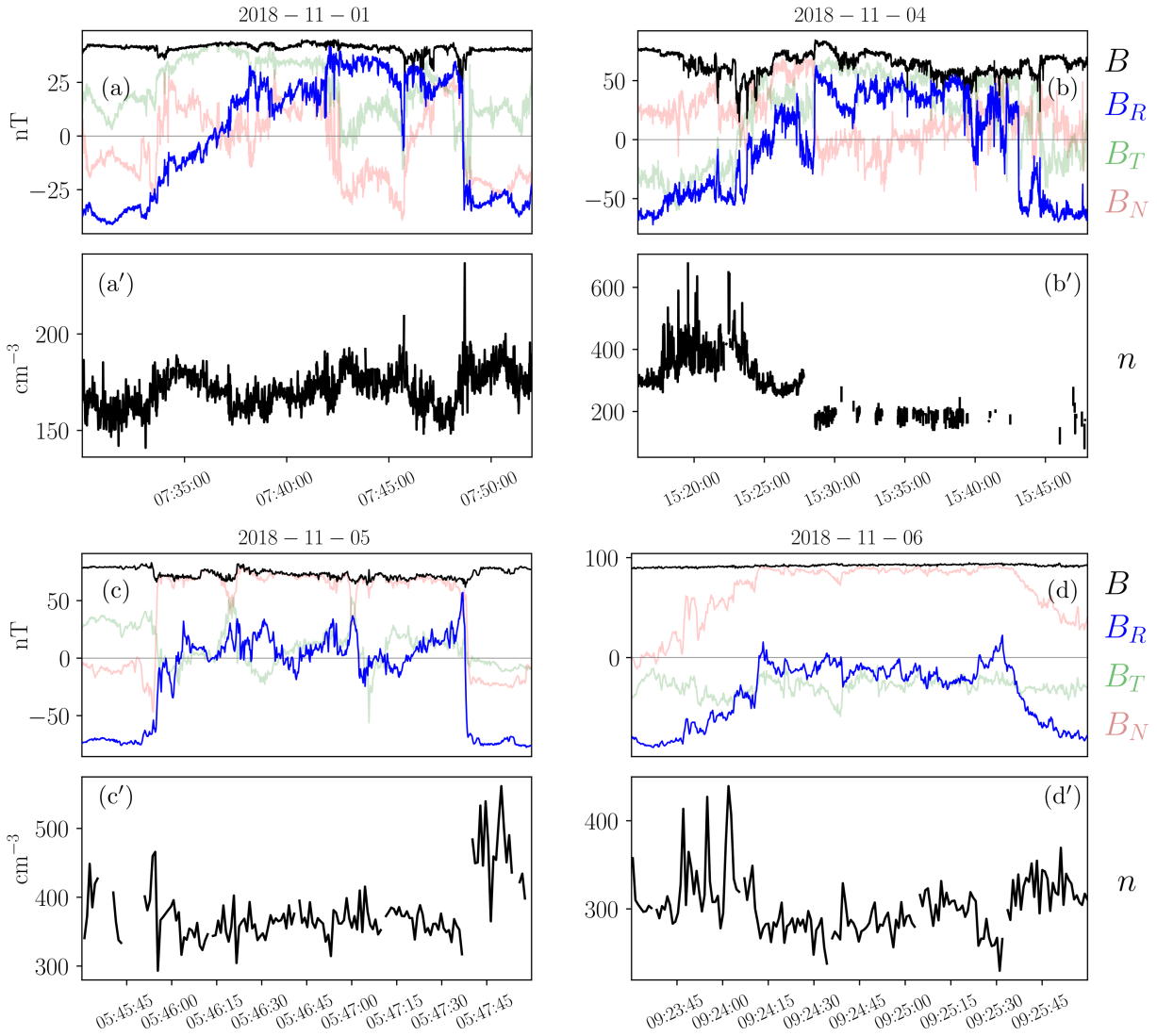


图 8 帕克观测到的折返结构示例，其尖锐程度各异，且边界处呈现出不同特征，包括子结构、密度增强以及磁场强度下降。对于每个示例，我们展示了来自FIELDS仪器的RTN坐标系磁场分量（面板 a、 b、 c、 d）以及来自SWEAP/SPC的质子密度（面板 a'、 b'、 c'和 d'）。

相同的偏转方向，并指出这与磁重联事件外流的模拟结果一致（Wyper 等人，2022）。重要的是，在折返结构偏转方向保持一致的时期，质子场平行温度总体有所升高；这一点最早由Woodham 等人（2021）指出，而且这一温度高于根据广为人知的温度—速度关系所预期的水平（Woolley 等人，2020）。同样，这被解释为这些事件可能起源于磁重联的证据。

4.2.3 非阿尔芬边界特征 res

折返结构的边界标示了折返结构内部与周围太阳风之间的分隔，是一项关键特征，可能蕴含着理解其与太阳风之间的质量和能量交换，以及磁场反转形成机制和起源的线索。由于磁场折返是“偏转”，其边界有时会呈现非阿尔芬特性，表明存在电流片。如第 2节所述，边界通常很尖锐，即与结构穿越的总持续时间相比，其在磁场时间序列中的表观持续时间较短。然而，也可能遇到更复杂的边界，如图8所示，其中展示了若干实例。磁场旋转有时会逐渐发生，使磁场时间序列中的边缘显得“模糊”（见图8中面板 (a) 和 (b) 所示结构的前沿，以及面板 (d) 中折返结构的两个边缘）。一些折返结构的前沿和滞后

边缘之间可能存在不对称现象，有时称为过渡区（例如，Akhavan-Tafti 等人，2021，2022年；Huang 等人，2023a，b）。研究发现，这些区域的厚度范围为 10 千米至 10 000 千米，多数情况下边界宽度处于磁流体力学尺度量级（Larosa 等人，2021；Bizien 等人，2023）。迄今为止，这些结果大多基于对帕克探测器 E1 观测数据的分析。这一局限可能会导致诸如确定折返结构边界法向等结果产生偏差；该边界被视为磁流体力学间断，而其法向的确定很大程度上取决于所用方法，正如下一段（第4.2.4节）将要说明的那样。

折返结构边界处经常观测到压缩特征，质子密度往往会升高（Agapitov 等人，2020年；Farrell 等人，2020年；Froment 等人，2021；Larosa 等人，2021）。图 8 展示了这类例子：左上方（面板 (a’)）和左下方（面板 (c’)）折返结构的后沿，以及右下方示例的前沿（面板 (d’)）。对 E1 折返结构观测进行叠加历元分析后发现，折返结构边缘处的质子密度往往会增加约 30%（Farrell 等人，2020年），这可能与折返结构相对于背景太阳风速度的弹道传播有关（Agapitov 等人，2023）。这种密度增加可能是由快速抛射体周围的压缩区造成的（Liu 等人，2022年），也可能是折返结构合并所致（Agapitov 等人，2022年）。然而，对这些密度变化的结果必须谨慎解读，因为一项较新的研究使用 QTN 方法进行电子密度测量，却未观测到类似的密度变化（Rasca 等人，2021）。

在磁场反转边界处也经常观测到磁场强度亏损，有时称为“磁场骤降”（Farrell 等人，2020年；Rasca 等人，2022年）或“磁场凹陷”（Agapitov 等人，2020年）。这些凹陷可见于图 a、b和 c 中的面板8。这些磁场骤降通常约为 10%（Farrell 等人，2020年），但也能观测到更显著的凹陷（Froment 等人，2021；Larosa 等人，2021）。如第 4.2.5 节所述，这些凹陷通常与磁重联无关。不过，它们可能是产生某些在磁场反转边界处观测到的波的关键因素（见第 4.2.6 节）。

对于观测到这些磁场骤降，存在几种解释：它们可能源于磁场反转边界处形成的抗磁电流（Krasnoselskikh et al, 2020; Farrell 等人, 2020, 2021; Rasca 等人, 2023）；当磁场矢量旋转至近乎垂直于压力梯度的方向时，这种情况更容易发生。另一种模型认为，这些凹陷与膨胀太阳风中传播的阿尔fv´én波增长所引发的折返发展有关（Squire 等, 2020; Mallet 等人, 2021; Johnston 等, 2022; Squire 等, 2022）。Mallet（2023）通过研究在低 β 环境中、梯度尺度约为离子惯性长度的大振幅阿尔fv´én波的演化，指出当磁场发生急剧旋转时，为避免波动方程解出现奇点，边界处会形成凹陷。目前，折返边界的可压缩性是许多模型都未涉及的特性，只有基于阿尔fv´én波的模型例外（Mallet 等人, 2021; Mallet, 2023），因此总体而言仍值得深入研究。我们将在第 4.2.6 节进一步讨论磁场骤降与电磁波发生情况之间的关系。

4.2.4 间断分类

研究磁场反转边界时，一个简单的问题是：其中涉及哪种类型的间断？折返结构的边界是旋转间断（RD），即在太阳风中传播的开放边界，还是切向间断（TD），即被太阳风携带的封闭边界（Hudson，1970年）？我们知道，折返结构是阿尔fv´én结构，其磁场矢量被限制在球面上旋转。此外，它们的边界位于平面内，因此通常被称为弧形结构（Tsurutani 等人，2018；Horbury 等人，2020年；McManus 等人，2022；Bizien 等人，2023）。本文将详细介绍有关其边界究竟属于旋转间断还是切向间断的最新研究结果。

可通过测量磁场涨落来区分旋转间断和切向间断。事实上，在理想磁流体力学中，旋转间断的磁场应具有垂直于间断面的一分量，而切向间断则不应如此。因此，折返结构边界的性质取决于对 B_n的估算，其中 n 表示边界法向。间断面及其对应的法向方向通常通过最小方差分析（MVA，Sonnerup 和 Cahill，1967）获得。随后，可通过比较 B_n/B 与间断两侧磁场强度变化 $\Delta B/B$（Neugebauer 等人，1984）之间的共线程度，对间断进行分类。切向间断通常具有 $B_n/B < 0.4$和 $\Delta B/B \geq 0.2$，而旋转间断则相反，具有 $B_n/B \geq 0.4$ 和 $\Delta B/B < 0.2$。落在这些参数范围之外的间断无法归类，被称为“二者之一”（$B_n/B < 0.4$ 和 $\Delta B/B < 0.2$）或“二者皆非”间断（Neugebauer 等人，1984）。然而，将这一分类方法应用于折返结构边界时，得出的结果却不一致。折返结构在其自身时间尺度内通常呈现较低的磁场强度变化，因此大多数被归为旋转间断（Akhavan-Tafti

等人，2021）或“二者之一”间断（Larosa 等人，2021），这与尤利西斯号在更远距离处的观测结果一致（Yamauchi 等人，2002）。

然而，最小方差分析方法存在一些严重局限，在计算法向方向时会导致较大的不确定性（Hausman 等，2004；Knetter，2005；Wang 等，2023）。折返结构边界具有弧形几何形态且叠加了波，因此不能仅使用最小方差分析对其进行分类。近期，Bizien等（2023）提出，采用奇异值分解（SVD，Golub 和 van Loan，2013）而非最小方差分析，能够为理解折返结构边界的性质带来新的认识。尽管这两种方法都基于磁场协方差矩阵的对角化，但最小方差分析还会减去每个磁场分量的均值。因此，最小方差分析得到的是一个以磁场轨道为中心、通常与球面相切的平面，而 SVD 平面则始终包含原点。图9展示了折返结构边界在球面上的演化，以及切向间断与旋转间断之间的差异。图9a展示了理想情况下的两类边界，不含任何叠加的涨落。蓝色平面包含原点，对应切向间断；红色平面则代表旋转间断。图9b和图9c展示了帕克首次遭遇期间测得的两个折返结构边界实例，二者都呈现弧形结构（见 Bizien 等，2023）。图9b展示了2018年11月7日世界时20:53:15测得的一个折返结构边界，其所在平面包含原点，因此被归类为切向间断。图9c展示了另一个实例，测于2018年11月2日世界时18:33:33，其所在平面显然不包含原点。因此，这个间断具有较大的法向分量，对应一个旋转间断。Bizien等（2023）采用 SVD 而非最小方差分析后得出结论：此前相较于切向间断，旋转间断的数量被高估了，而且许多折返结构边界属于切向间断型间断。这些结果对太阳风中折返结构的演化具有重要意义（见本专题集中的 Mallet 等，2026）。切向间断型间断是闭合边界，这似乎表明折返结构是稳定结构，在向更大日心距离传播时可能仍能存续。因此，Bizien等（2023）的结果表明，这些结构的折返结构边界性质与太阳起源相符。不过，这还不足以排除原位形成的可能性。另一个重要观点是，尽管折返结构边界并非完全阿尔芬型，但仍保留了向外传播的速度与磁场涨落相关性；这一条件属于旋转间断定义的一部分，却是切向间断所不要求的额外约束。换言之，将边界归类为切向间断时，并未充分利用折返结构边界的全部性质，因此这种解释值得商榷。间断两侧的电子温度变化也可能是另一种判别依据：切向间断可以支持温度跃变，而旋转间断则不会。Rivera 等（2024b）展示了多个折返结构斑块中的电子核温度变化，并未观察到与折返偏转相关的变化。进一步研究折返结构中电子性质的统计行为，将有助于进一步约束其边界的性质。

鉴于这些相互矛盾的结果（Larosa 等人，2021；Akhavan-Tafti 等人，2021；Bizien 等人，2023年），研究者进一步获取了磁场反转边界的其他特性。磁场反转边界的性质似乎与太阳风的特性有关：跨越 RD 型前导边界时，表观质子温度骤增 29%，热压梯度随之增大，而等离子体密度略有下降（Akhavan-Tafti 等人，2022年）；然而，正如第 4.1.2 节所述，帕克测得的大幅流向偏转期间的温度特征仍存在争议。尽管如此，这些证据表明，折返结构过渡区可能与其邻近等离子体并未处于热平衡状态，这种情况很可能由等离子体不稳定性而非磁重联驱动。显著的加热机制可能存在，这一问题仍需进一步研究（Akhavan-Tafti 等人，2022年）。不过，这些结论是基于通过 MVA 方法得出的边界旋转特性；若采用 SVD 方法，结果可能会有所不同。与此同时，偏转似乎并不影响间断的性质（Bizien 等人，2023年），这表明折返结构具有自相似性，与早期研究的结果一致（Dudok de Wit 等人，2020年）。

4.2.5 折返结构与磁重联

磁重联是一种基本的等离子体过程，发生在狭窄的电流片处。在此过程中，由于磁场拓扑发生变化，磁场中储存的能量得以释放，从而使等离子体受到加热并被加速（例如，Gosling 和 Szabo，2008年；Gosling，2012年）。然而，磁场反转作为磁场突然偏转的现象，其本质与太阳风中电流片出现频率增加密切相关。因此，磁场反转边界似乎是磁重联可能偏好的发生位置，而自然而然的问题是：磁重联过程除了可能在折返结构的形成中发挥作用外，是否也可能导致其逐渐消蚀，并最终

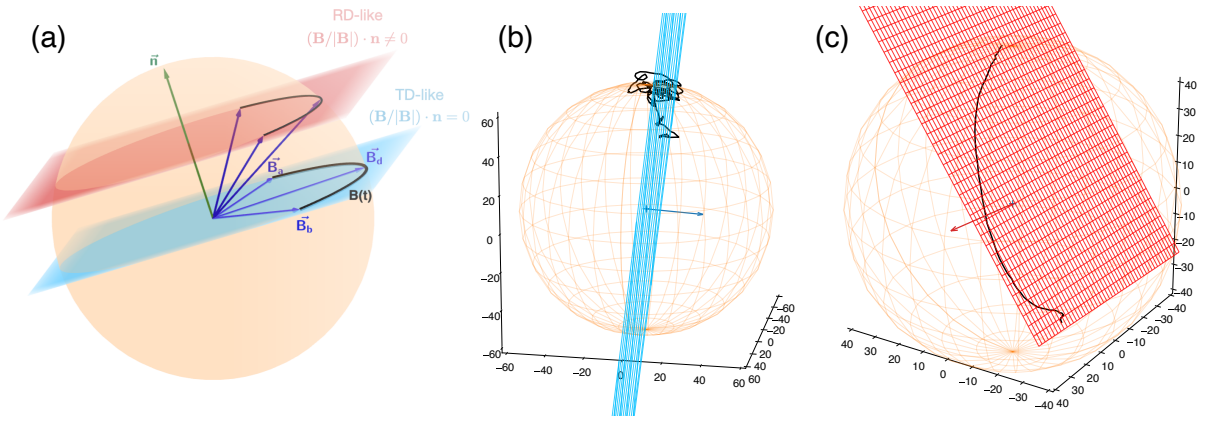


图9 TD 和 RD 的磁场矢量在球面上的演化。(a) 展示了弧形偏振折返边界的示意图。间断面以蓝色表示，其法向 $\mathbf{n}$ 以绿色表示。对于 TD，磁场矢量的端点在该平面内旋转；在这一特定情况下，该平面包含原点。更一般地说，任何弧形偏振边界都可由红色平面表示，其法向相同，但不包含原点。蓝色平面对应类切向边界（较小的 B_n/B），红色平面则对应类旋转边界（较大的 B_n/B）。图 *b* 和 *c* 展示了两个折返结构边界：第一个（图(b)）于2018年11月7日世界时20:53:15观测到，对应 TD；第二个（图(c)）于2018年11月2日世界时18:33:33观测到，对应 RD。图经许可转载自Bizien 等人 (2023)，版权归美国天文学会所有

表5 总结帕克和太阳轨道器观测到的折返边界处罕见磁重联事件特性的表。更多详情请参见（Froment 等人，2021）和（Suen等人，2023）。

航天器	日心距离（天文单位）	边界	$\mathbf{B}$ 剪切 (°)	$\|\mathbf{B}\|$ 倾角 (%)	V 增加 (%V_A)
帕克	0.22	领先 滞后	58 81	6 27	9
帕克	0.22	领先 滞后	67 60	16 12	10
帕克	0.22	领先 滞后	61 168	22 90	39
SolO	0.72	滞后	117	23	35
SolO	0.61	滞后	134	8	31
SolO	0.61	滞后	95	6	17

耗散。本文综述了与太阳风中的磁重联和折返结构相关的研究结果。

目前仅有少数折返结构边界重联事件被报道，这表明与日球层电流片和行星际日冕物质抛射中的重联相比，这类事件较为罕见（Phan 等人，2020年）。已报道的折返结构边界重联的一些特性（Froment 等人，2021；Suen 等人，2023）列于表5中。为数不多的观测表明，重联既不偏向折返结构的领先边界，也不偏向其滞后边界，有时还会同时发生在两个边界处，如图10所示。帕克观测到的大多数重联事件发生在磁剪切角适中的边界处，而太阳轨道器航天器观测到的事件则往往具有更大的剪切角（$> 100°$，Phan 等人，2010）。有趣的是，与没有边界重联的折返结构相比，边界处发生重联的折返结构内部的速度增强较为温和（Froment 等人，2021；Larosa 等人，2021）。这究竟是磁重联的结果还是其先决条件，仍有待确定。

图10展示了帕克于2018年11月2日在 $\sim$ 0.2 天文单位处观测到的一个正在经历边界重联的折返结构示例（表5中的第一个事件）。太阳风中的重联外流以重联电流片的分叉为特征（即磁场旋转中的平台区），其中外流区由磁场中一对静止的阿尔芬旋转间断所界定（Gosling 等，2005年）。在图10中，折返结构的领先边界和滞后边界均表现出 $\delta\mathbf{V}$ 的增强，并局限于分叉电流片层内。$\mathbf{B}$ 和 $\delta\mathbf{V}$ 的涨落在每个外流区的一侧呈相关，在另一侧呈反相关。这些是在原位观测到的磁重联典型特征，正如Gosling 等人（2005年）所述。

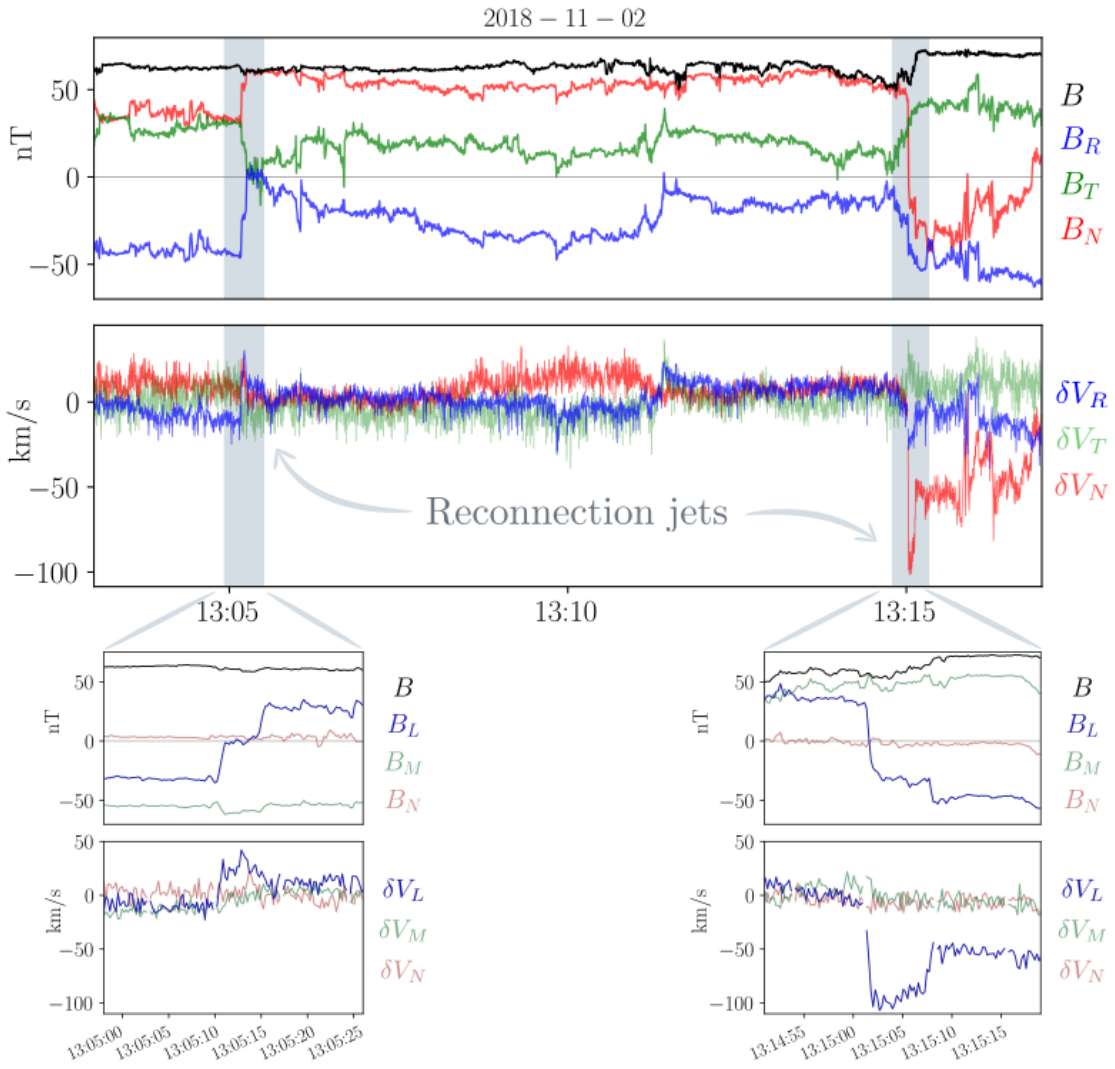


图10 帕克在折返结构边界处观测到的磁重联，首次由 Froment 等人 (2021)报道。顶部面板显示了完整折返结构遭遇期间的磁场，以及由 SPC 测得的离子速度变化 $\delta\mathbf{V} = \mathbf{V} - \overline{\mathbf{V}}$；在此时间区间内，平均背景太阳风速度 $\overline{\mathbf{V}}$ 为 $[322,\ 6,\ 26]_{RTN}$ 千米 s^{-1}。阴影区域标示了磁场反转边界的位置。插图放大显示了磁场反转边界，并在与电流片对齐的坐标系中展示了$\mathbf{B}$ 和 $\delta\mathbf{V}$，其中 LMN指向流出方向， m指向 X 线方向， n 为电流片法向方向。

Froment 等人（2021）提出，折返结构边界处的磁重联可能使折返结构失稳，从而导致速度增强衰减。利用太阳轨道器在0.6–0.7天文单位处观测到的发生重联的折返结构示例，Suen 等人（2023）发现，边界重联可能在几分钟或几小时内侵蚀一个折返结构，因此是一种高效的侵蚀过程。这一较短的时间尺度或许可以解释为何如此罕见地观测到折返结构边界重联。关于磁重联侵蚀折返结构的更详细讨论，见Mallet 等人（2026，本合集）

在折返结构边界处缺乏磁重联观测，也可能表明磁重联受到抑制。近期对太阳风中磁重联发生情况进行的统计研究证实了这一点：在以折返结构为主的高度阿尔fv´énic太阳风中，观测不到重联喷流（Fargette 等人, 2023; Eriksson et al, 2024）。再次提醒，折返结构是 Alfv´énic 结构，因此在边界两侧，电流片与涡量片共存，并且速度—磁场相关性很强。电流片两侧的剪切流若其量级与 Alfv´én 速度相当，就会抑制磁重联（Einaudi and Rubini, 1986; Owen and Cowley, 1987; Chen et al, 1997; Cassak and Otto, 2011; Shi et al, 2021）。这是因为在不可压缩磁流体力学中，完全单向的阿尔fv´én波是一种吸引性的非线性状态，因此应当完全稳定。然而，若考虑可压缩性且阿尔fv´én性不完全，撕裂不稳定性会受到抑制，但不会被完全消除（Shi et al, 2021）。这可以解释折返结构内部中等程度的速度增强

在其边界处发生磁重联（见表5）。流剪切也可能诱发抗磁漂移；若电流片两侧的剪切角 θ 足够大，则会通过$\Delta\beta - \theta$ 条件抑制磁重联，其中 $\Delta\beta$ 表示电流片两侧等离子体 β 的差值（Swisdak 等人，2003年；Phan 等人，2010）。Akhavan-Tafti 等人（2021）指出，表5中的三个帕克事件均处于由 $\Delta\beta - \theta$ 条件所界定的磁重联易发区间。作者还认为，磁张力可忽略不计且存在强 $|\mathbf{B}|$ ，会阻止不稳定性的形成和增长，因而抑制磁重联的触发因素。然而，Vasko 等人（2021）近期的一项研究表明，所有电流片，无论是否发生磁重联，都处于 $\Delta\beta - \theta$ 磁重联易发区间。这表明抗磁漂移机制在抑制折返结构边界磁重联方面并未发挥重要作用。

4.2.6 折返边界处的波 ries

据报道，在折返结构内部及其边界处，存在频率范围约从 Hz 到 MHz 的相干电磁涨落（例如，Krasnoselskikh 等人，2020；Larosa 等人，2021；Malaspina 等人，2022年）。本节详细介绍的大多数波动活动都与波粒相互作用有关，尤其涉及电子束（哨声波和朗缪尔波），或周围太阳风与折返结构之间的粒子传输（表面波）。

Larosa 等人 （2021）利用 FIELDS 搜索线圈磁力仪（SCM；Bale 等人，2016；Bowen 等人，2020a）数据表明，在帕克号首次遭遇期间，结构内部 3 Hz 以上宽带磁场涨落的振幅平均增加了 65%。图 11 展示了折返区间内磁功率谱密度的增强，说明了电磁活动的这一增加。随后，波动活动似乎随日心距离增加而衰减（Mozer 等人，2020b；Farrell 等人，2021；Mozer 等人，2020a），这一主题将在（Mallet 等人，2026，本辑）中作更深入的讨论。

在磁场反转边界及折返结构内部发现了不同类型的波，例如超低频波（Farrell 等人，2021）、表面波（Krasnoselskikh 等人，2020），以及下一段将讨论的哨声波。在考察 0.7 Hz 至 1Hz 范围时观测到了超低频波（Farrell 等人，2021）。检测到的超低频波中，有很大一部分的振幅相对于背景磁场强度较低（不到 3%）。这些波可能在折返结构退化过程中发挥作用（Farrell 等人，2021）。与此同时，在磁场反转边界处也报告了频率接近离子回旋频率 f_{ci} （即几 Hz）的波（Krasnoselskikh 等人，2020）。波法线与边界法向之间约为 60° 的夹角似乎表明这些是表面波，可能会增强粒子穿越磁场反转边界的传输。迄今为止，对超低频波和表面波的研究都相当有限。要理解它们在太阳风中出现的情况、产生机制，以及它们对折返结构演化的重要性，还需要开展更多研究。

帕克观测揭示了低频哨声波包的局域突发，其位置与磁场反转边界相关的磁场凹陷重合（第4.2.3节），在航天器参考系中的典型频率范围为 100 Hz 至 300 Hz（0.05–0.2 f_{ce}）（Agapitov 等人，2020年；Karbashewski 等人，2023；Froment 等人，2023；Colomban 等人，2023；Colomban 等人，2024）。然而，哨声波似乎仅在 15% 的折返结构中被观测到，且其持续时间往往短于非磁场反转区间（Jagarlamudi 等人，2021）。

在太阳风中观测到的哨声波（不仅限于磁场反转边界处）波幅峰值为 2 nT，最高可达背景磁场强度的 5%。这些波的偏振被发现主要与背景磁场准平行（Froment 等人，2023；Karbashewski 等人，2023）。准平行传播似乎是太阳风中哨声波的主要传播模式。事实上，在帕克和太阳轨道器所覆盖的日心距离范围内，准垂直哨声波（波法向角大于 50°）的发生率不到 1%（Kretzschmar 等人，2021）。因此，传播方向是影响波粒相互作用效率的关键因素：与反太阳向准平行波相比，反向传播（太阳向）哨声波对束流电子的散射效率高一个数量级（Colomban 等人，2024）。此外，太阳轨道器在 $0.5 - 1.0$ 天文单位处观测到的所有哨声波均被发现是从太阳向外传播的（Kretzschmar 等人，2021）。因此，年轻太阳风中的太阳向传播哨声波群体（帕克在 25–75 $R_\odot$处观测到）可能是束流电子群体扩散的关键因素，这引出了一个问题：这些波在局部产生的机制是什么（以解释Cattell 等人于2022年报告的这些波的产生范围）。

这些太阳向和反太阳向传播的准平行哨声波，其产生机制可能是回旋不稳定性（同时产生反向传播的

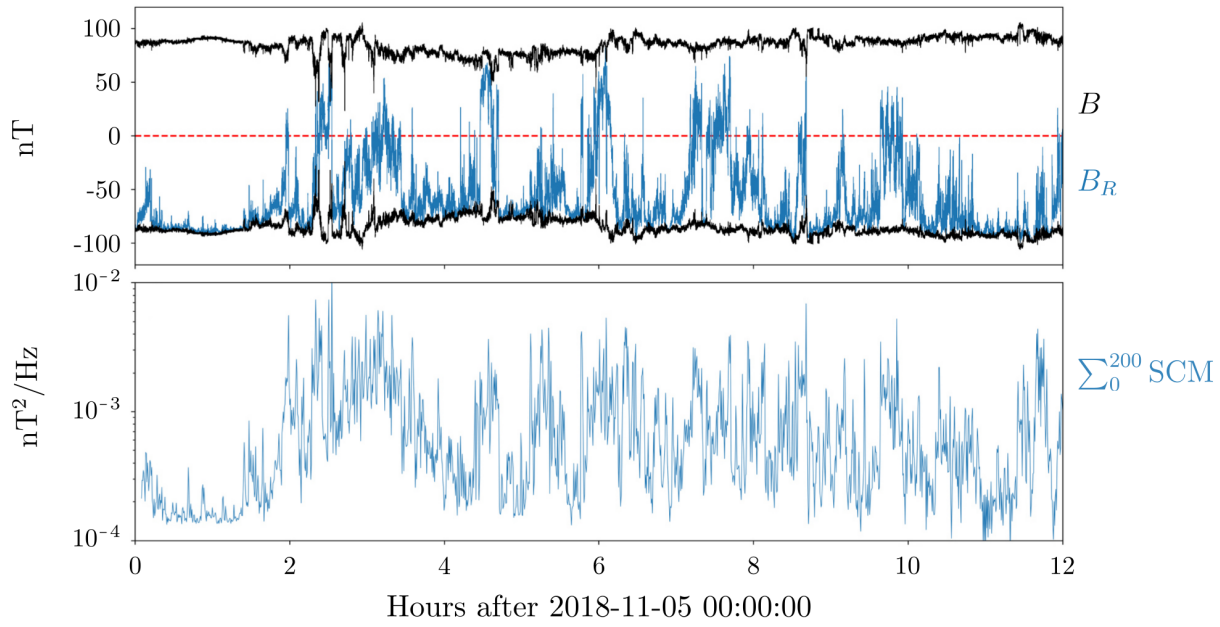


图 11 上图：FIELDS/MAG 的帕克观测中的磁场径向分量，显示了一个折返区间。下图：根据 FIELDS/SCM 数据，将 20 至 200 Hz 范围内的磁功率谱密度求和得到的时间序列。经 Malaspina 等人(2022年)授权转载，版权归美国天文学会所有

波爆发所提示）。后者可能由被困在磁场凹陷中的超热电子群（~ 100 eV）驱动，和/或由束流电子群驱动；磁场中的局部不均匀性（如突变旋转）会扰乱其在折返边界处的几何形态。所推导出的太阳向和反太阳向反向传播波的频率差，证实了它们在太阳风参考系中移动的源区内同时产生（Karbashewski 等人，2023）。

一项关于年轻太阳风中哨声波发生率及其参数的统计研究表明，在 25–45 $R_\odot$ 之间观测到的高振幅波大多与磁场凹陷或通常与折返结构相关的急剧旋转有关，并且向太阳传播（反太阳向波主要在 40 $R_\odot$ 以上观测到，且与磁场非均匀性没有任何关系）（Choi 等人，2024）。向日哨声波与磁场梯度共存（图 12c、d），为波对束流电子进行快速局部散射提供了有利条件，并可能导致图 12 中所见超热电子俯仰角分布变宽。12f（Vo 等人，2024）。

Rasca 等人（2023年）发现，在亚阿尔芬 ́太阳风中，磁场凹陷或磁场骤降的发生频率较低，振幅也较小。这些磁场骤降可能源于磁场反转边界处大幅磁场旋转所导致的抗磁效应（见第4.2.3节）。他们推测，在阿尔芬 ́临界面以下，磁场反转边界处较少观测到磁场凹陷，可能与较小的磁场偏转有关（另见第5.3节）。这或许可以作为解释太阳附近明显缺乏哨声波的一种研究途径（Cattell 等人，2022年）。

最后，我们指出，目前尚不清楚磁场反转边界处的哨声波活动是否与电子等离子体频率附近的辐射有关 f_{pe} ，该现象由Rasca 等人（2022年）报道。Rasca 等人（2022年）发现，在磁场显著骤降的磁场反转边界处， f_{pe} 附近的LFR无线电频谱图中辐射增强。他们认为，这些磁场骤降会产生电子电流，进而激发朗缪尔波，并表现为 f_{pe} 辐射。事实上，Jagarlamudi 等人（2021）报告称，在帕克数据中，约85%的情况下，哨声波与朗缪尔波同时被探测到，这与先前的太阳风观测结果一致（Kennel 等人，1980年）。磁场反转边界处这些不同类型波之间的关系仍有待研究，研究结果必将有助于揭示折返结构的特性、其产生机制以及它们在太阳风中的演化。

4.2.7 几何与边界要点

我们称为磁场折返的现象，其特征是偏转角呈现自相似分布，即小幅和大幅偏转具有相同的性质（第4.2.1节）。因此，有必要将所有偏转都视为相关因素，而不应只关注超过 90°的“极性反转”折返。折返结构似乎还倾向于沿某一特定方向发生偏转，其方向呈现出

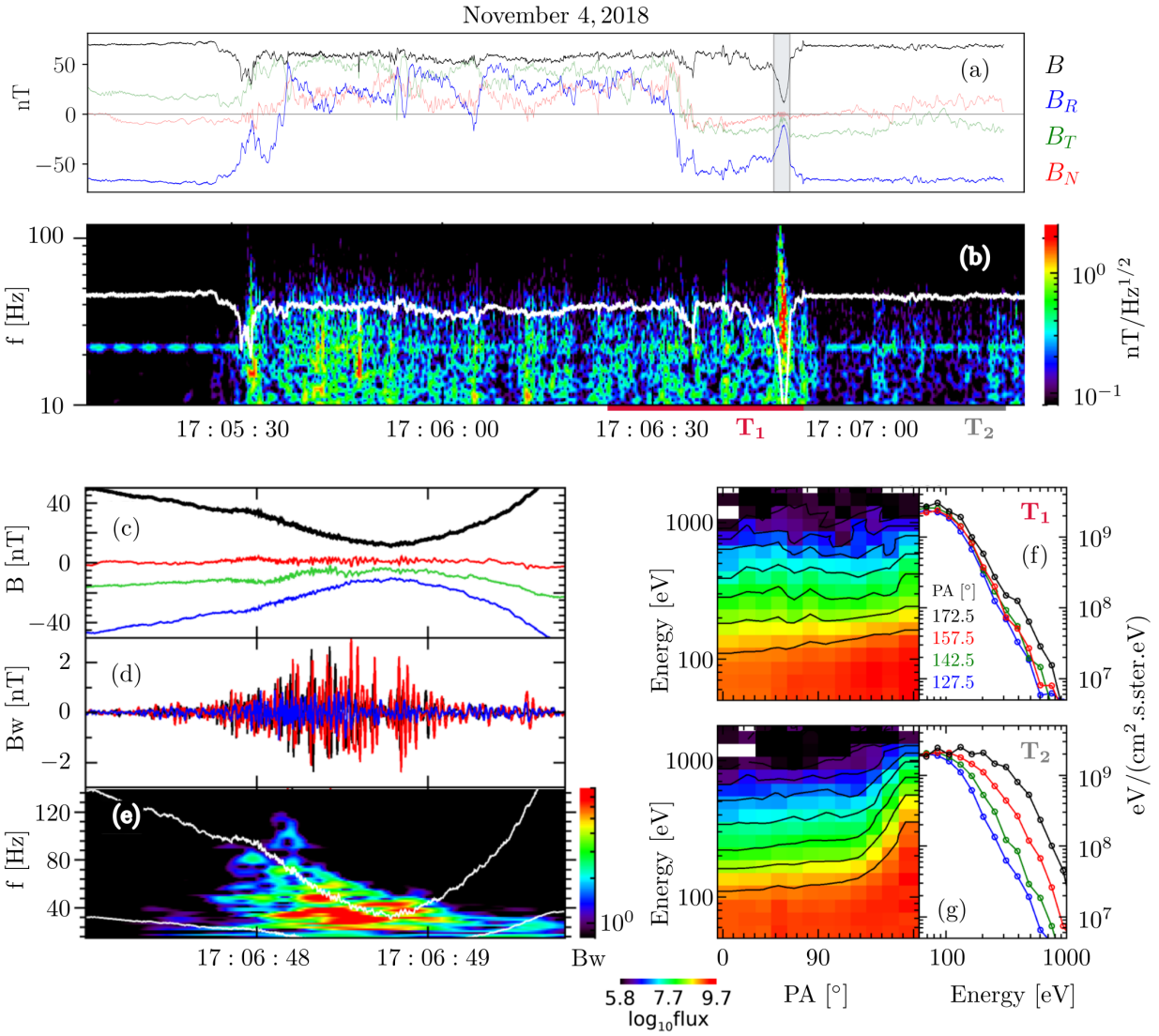


图 12 与2018年11月4日17:05至17:07世界时观测到的折返相关的磁场动力学。磁场（a）表现出径向分量几乎完全反转。（b）表示根据 MAG 和 SCM 的组合数据估算的磁场波形动态谱（Bale 等人，2016；Bowen 等人，2020a），其中实心白线表示局地下混杂频率。（c–e）展示了覆盖折返后缘观测到的磁场凹陷的放大时间区间（图 a 中的阴影区域），时间约为17:06:49世界时，其中（c）为 MAG 测得的磁场分量和磁场强度；（d）为磁场高频（>10Hz）波形；（e）为磁场扰动的谱功率。（f）和（g）展示了磁场凹陷附近（图 b 中的 T1）以及未受扰动的太阳风（图 b 中的 T2）中的俯仰角分布电子分布函数。经 Vo 等人（2024）许可转载，版权归美国天文学会所有

聚集行为（第4.2.2节）。通过模拟找到一种能够再现完整偏转角分布的物理机制，将是理解折返结构起源的关键。这种分布也可能随太阳风条件变化，或随着太阳风的演化而改变；显然，确定导致该分布 z 发生变化的原因，对于约束折返结构的产生机制至关重要。

关于折返结构边界，仍有许多问题有待研究；了解其性质和演化，将有助于阐明它们与周围太阳风的相互作用。目前，只有基于波的模型探讨了折返结构边界的可压缩性，这一问题仍需进一步研究（第4.2.3节）。若能就折返结构是否由旋转间断或切向间断界定达成共识，并确定折返结构是否包含不同的等离子体组分，将为判定其起源是太阳起源还是原位起源提供证据（第4.2.4节）。折返结构边界处缺乏磁重联这一现象值得更多关注；这可能是因为磁重联是一种高效的折返结构侵蚀机制，也可能是因为它受到原位局部条件的抑制（第4.2.5节）。最后，人们经常在折返结构边界处观测到增强的波动活动，且通常与哨声波有关。迄今为止，对超低频波和表面

波的研究仍不充分。要理解它们在太阳风中发生的情况、产生机制及其对折返结构演化的重要性，还需要开展更多研究（第4.2.6节）

总体而言，大多数关于折返结构几何和边界的研究都聚焦于帕克与太阳的早期遭遇。观察其性质（偏转方向、发生情况、可压缩性、波动活动、磁重联发生情况等）在最近几次遭遇中，即更接近太阳时，如何演化，可能是理解折返结构起源的重要一步。

4.3 折返结构、湍流与离子尺度波

在帕克和其他航天器探测的区域中，折返结构通常嵌入年轻太阳风高度阿尔芬⁻湍流涨落中（Bruno 和 Carbone，2013；Chen 等人，2020年；Sioulas 等人，2023；Wu 等人，2023；Brodiano 等人，2023；Sorriso-Valvo 等人，2023）。无论其起源如何，与折返结构相关的大磁场梯度和速度梯度，以及它们在斑块中的调制，都提供了预计会推动湍流级联的能量来源。事实上，它们可能在设定或调制膨胀太阳风中湍流的性质方面发挥重要作用。

一个重要的基本问题随之产生：折返结构在多大程度上可以被视为有别于其所嵌入的湍流场的独立实体？因为它们在远离太阳传播的过程中最终会与湍流场融合并变得无法区分。确定湍流与折返结构在太阳风膨胀过程中如何相互作用和演化，或许能够回答这类问题。

4.3.1 Alfv´én 湍流背景

各种机制（可能涉及光球运动或磁重联）使太阳风中反太阳向传播的 Alfv´én 扰动占据优势，这种状态被称为“不平衡”。这种不平衡通常通过归一化交叉螺度谱$\sigma_c = (E^+ - E^-)/(E^+ + E^-)$进行量化，其中，$E^{\pm}$是向内和向外传播的 Alfv´én 众模的功率谱密度；这些众模根据 Elsasser 场（Elsasser，1950年，$\boldsymbol{z}^{\pm} = \boldsymbol{v} \pm \boldsymbol{b}$）定义为 $E^{\pm}(\tau) = \frac{1}{2}\langle(\boldsymbol{z}^{\pm})^2\rangle_\tau$，其中 $\langle\rangle_\tau$ 表示在时间窗口 τ上的系综平均，$\boldsymbol{v}$ 是整体速度涨落矢量（此前也称为 δv ），而 $\boldsymbol{b} = \delta\boldsymbol{B}/\sqrt{\mu_0\rho}$ 是以速度（Alfv´én）单位表示的磁场涨落矢量。需要注意的是，除了 τ之外，用于计算涨落的背景矢量也可能因研究而异。另一个密切相关的量是剩余能量谱$\sigma_r = (E^k - E^b)/(E^k + E^b)$，它表示涨落中磁能（$E^b$）与动能（$E^k$）之间的平衡程度：当它们是纯粹向外传播的 Alfv´én 涨落时，$\sigma_r = 0$ ；当磁能相对于动能过剩时，$\sigma_r < 0$ 。这里，$E^k = \frac{1}{2}\langle\boldsymbol{v}^2\rangle_\tau$和 $E^k = \frac{1}{2}\langle\boldsymbol{b}^2\rangle_\tau$。另一个相关量是 Alfv´én 比值 $r_A = E^k/E^b$，可用于描述涨落的“Alfv´én 性”，其中 $r_A = 1$ 的极限对应于磁涨落与速度涨落之间的完美 Alfv´én 相关。向外传播众模与大尺度非均匀性之间的线性耦合会导致非 WKB（温策尔-克拉默斯-布里渊）反射（Velli 等，1989年），从而产生太阳向传播分量；该分量对于激活磁流体力学非线性相互作用并使湍流特征显现是必需的（Iroshnikov，1963年；Kraichnan，1965年）。

当湍流充分发展时，反向传播众模之间的非线性相互作用会导致能量从大尺度级联至小尺度（Montgomery 和 Turner，1981年；Shebalin 等人，1983年），其特征是多种统计量随涨落频率变化呈现出广泛的幂律标度形式，例如功率谱密度（PSD）以及场的涨落的高阶矩。功率谱密度（例如磁场涨落的功率谱密度）是空间等离子体中最常研究的湍流量之一，具有一些关键特征，例如折断的幂律斜率，以及区分两种行为的转折频率。功率谱密度的振幅和幂律指数决定了表观能量级联率（能量从一个尺度传递到另一个尺度的速率），而转折频率的位置则表明物理过程发生变化，例如从无耗散（惯性区间）过渡到耗散尺度，在那里涨落能量能够有效地转化为粒子的随机热运动（加热）。功率谱密度的振幅还反映了所有尺度上的总体湍流涨落强度。各种程度的间歇性（最简单地说，即涨落统计偏离高斯分布的程度）也会出现（例如，参见Frisch，1995），这与高能小尺度结构的非均匀生成有关，通常通过磁场和速度涨落统计的反常标度来估算（Sorriso-Valvo 等人，1999）。能量级联最终在离子尺度达到终点，涨落能量发生无碰撞耗散，随后等离子体受到加热（例如，参见Verscharen 等人，2019年）。

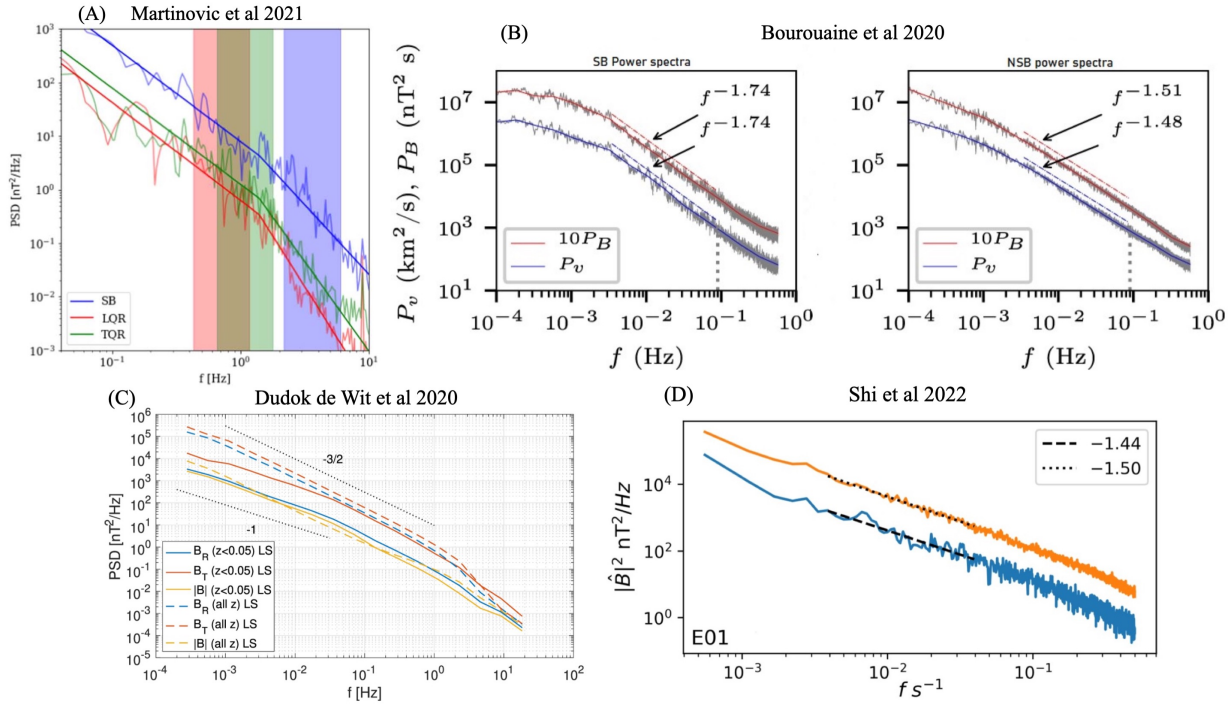


图 13 磁场反转区间与非磁场反转区间内磁场涨落的功率谱密度（PSD）。在 (A) 中，Martinovi´c 等人 (2021) 将一个磁场反转区间（蓝色）的 PSD 与其周围前导静区（LQR，红色）和后随静稳区（TQR，绿色）的 PSD 进行了比较。在 (B) 中，Bourouaine 等人 (2020年) 展示了磁场涨落（红色）和速度涨落（蓝色）的 PSD，分别对应磁场反转区间（左图）和非磁场反转区间（右图）。在 (C) 中，Dudok de Wit 等人 (2020年) 比较了剔除折返结构后的宁静时段的谱特性（实线，采用 Lomb–Scargle（LS）方法计算），以及包含折返结构的完整时间序列的谱特性（虚线）。在 (D) 中，Shi 等人 (2022a) 展示了 E01 期间观测到的宁静区间（蓝色）和磁场反转区间（橙色）的 PSD。每幅图中均标出了 PSD 的线性拟合及其对应斜率。讨论见第 4.3.3 节。经许可转载，图片来源：Martinovi´c 等人 (2021)；Bourouaine 等人 (2020年)；Dudok de Wit 等人(2020年)；Shi 等人(2022b)，版权归美国天文学会所有

4.3.2 湍流研究方法

为探究折返与湍流之间的关系，当前研究着重于对太阳风折返和非磁场反转区间中的湍流涨落主要特性（包括上一节所述特性）进行比较表征和建模（关于折返的不同定义，参见第3 节）。这可以通过不同的方法实现，因此，广泛使用的“折返区间”和“非折返区间”这两个表述可能对应至少四种不同的筛选标准，简述如下。（i）Martinovi´c 等人(2021)研究了完全处于各个折返结构内部的平稳区间以及完全位于其外部区域中的湍流特性，随后对不同类别进行系综统计。这种做法确保研究的是均匀等离子体，并避开尖锐的折返边界。然而，它会大幅缩小谱分析的低频范围，从而无法研究大尺度特性。（ii）采用类似的方法，Bourouaine 等人 (2020年)通过基于阈值的条件相关函数分析，研究较长时间序列中折返内部和外部的湍流，在保留样本均匀性的同时，也得以探测更低频率。上述两种方法适用于将完全嵌入折返结构中的等离子体团与无折返区域分开，研究其中的湍流特性。（iii）另一方面，Dudok de Wit 等人(2020年)划分出静区（即磁场旋转极小的区域），随后采用不均匀采样数据的谱分析技术（Lomb–Scargle 方法），将静区样本的谱特性与包含折返结构的整个时间序列进行比较。在这种情况下，尖锐的折返边界仍保留在“折返区间”中。（iv）另外，Shi 等人(2022b)和Hern´andez 等人(2021)采用手动选取的区间或固定大小滑动窗口，在样本中获取湍流参数；这些样本可能混合了位于数量不等的折返结构内部、外部及边界处的区域。后两种方法更适合研究湍流与折返之间的整体或区域性相互作用（Mallet 等人，2026，本专题合集）。上述不同方法可能存在显著差异，例如（尤其是）是否纳入尖锐的折返边界，这会影响湍流场的统计性质。因此，至关重要的是明确说明并

对所选方法进行明确描述，以避免对观测结果产生误解，以及在不同研究之间进行不恰当的比较。

4.3.3 湍流谱

基于上述方法开展了若干研究，用于比较折返结构内部与外部，或存在与不存在折返结构时的湍流特性。这些研究揭示了谱特性、间歇性、Alfv´énicity 以及湍流级联率方面显著的差异与相似性。图 13 展示了上述研究中从不同 Parker 探测遭遇获得的功率谱密度的四个示例。左上图（A）显示，Martinovi´c 等（2021）利用若干较短时段进行研究后发现，折返结构内部与外部的等离子体之间不存在明显差异，只有磁功率适度增强。Bourouaine 等人（2020）也发现了类似的较高磁功率（右上图，（B）），但在该研究中，折返结构内部的谱指数为 ~ 1.7（接近柯尔莫哥洛夫值$5/3$），而在较为宁静的时段则为 ~ 1.5。Dudok de Wit 等（2020）（左下图，（C））表明，与从折返结构之间提取的宁静时段相比，整个时间序列中存在更宽且更陡峭的惯性区。宁静区域中的磁功率也有所降低，这与移除较大涨落后的预期一致。最后，Shi 等（2022b）（右下图，（D））获得了略陡的谱指数，并发现包含折返结构的时段中的功率增强了一个数量级。尽管上述差异凸显了选择方法的高度敏感性，但由此呈现出的总体图景是：包含折返结构的太阳风时段通常具有发展得更充分的湍流，其功率增强且谱更陡。与周围太阳风相比，磁谱功率在磁场平行方向和垂直方向之间的分布似乎也更加各向同性（Sakshee 等人，2022）。然而，需要注意的是，由于折返区间持续时间较短，可能会产生较大的不确定性（Dudok de Wit 等人，2013）。因此，需要更大的统计数据集来进一步证实这一观测结果。此外，Tatum 等（2024）最近提醒，功率谱增强可能是采样方向调制所产生的效应，这种调制源于局部磁场与流速之间的相对变化。在发生较大偏转（折返结构）期间，通常与垂直方向相关的更强湍流功率（Horbury 等人，2008；Duan 等人，2021）将对单航天器即时功率谱测量作出更大贡献。这一效应也可能使折返结构期间湍流各向异性的确定更加复杂。要从此类测量中区分单航天器效应，可能需要未来的多航天器任务，例如 Helioswarm。

4.3.4 间歇性与耗散

上述结果得到观测的支持：与平静区间相比，包含折返结构的区间以及折返结构内部的区间都表现出更强的间歇性（Hern´andez 等人，2021）。近期的太阳轨道器观测似乎也证实了这一图景（Perrone 等人，2025）。间歇性的增强体现为小尺度电流片的发生率升高（Martinovi´c 等人，2021；Huang 等人，2023a），并导致尺度相关场增量迅速偏离高斯统计（Hern´andez 等人，2021）。湍流发展更为充分的另一个迹象是，使用三阶矩标度律得到的跨尺度能量传递（Marino 和 Sorriso-Valvo，2023）与折返结构发生率之间呈正相关（Hern´andez 等人，2021）。这一观测表明，强磁剪切和速度剪切注入的额外能量会迅速重新分配至离子尺度结构，并最终在那里耗散。证据表明，湍流耗散背后的物理机制可能显著取决于不平衡程度；研究指出，强阿尔芬性、高交叉螺度区间会产生离子尺度波，并将其能量传递给等离子体。相反，较为平衡、低交叉螺度的区间则更倾向于通过级联形成亚离子尺度结构（Bowen 等人，2024）。这些结果将磁流体力学尺度与动理学耗散联系起来，并表明作为高度阿尔芬性、向外传播结构的实例，折返结构可能主要通过回旋共振过程耗散。

4.3.5 涨落的交叉螺度、剩余能量与阿尔芬性

Balogh 等人（1999）讨论了如何利用折返结构期间高频阿尔芬´波的传播方向（其中，高频是指频率远高于折返结构本身的频率）来诊断其磁连接性。事实上，他们展示了，在尤利西斯号于极区太阳风中观测到的折返结构期间，原本背太阳方向的阿尔芬´波通量会发生反转，变为向太阳方向，并沿弯曲的磁力线传播。帕克观测也证实了这种动力学行为（McManus 等人，

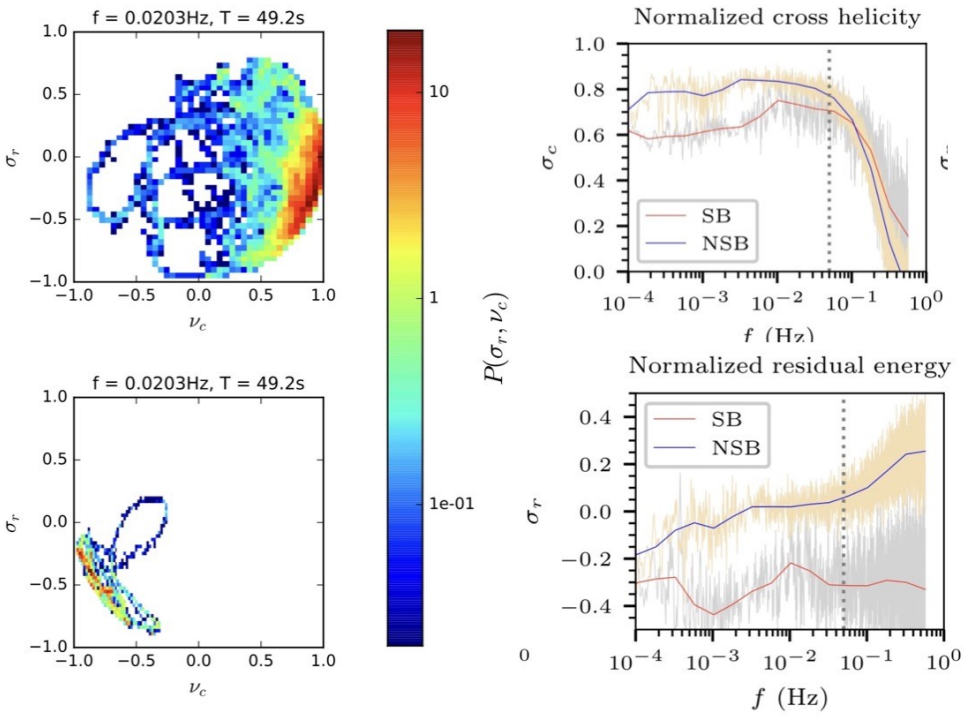


图 14 左：背景湍流（上）和折返结构（下）在 $\nu_c - \sigma_r$ 平面上的分布，其中 ν_c 为校正交叉螺度。经许可转载自（McManus 等人，2020），版权归美国天文学会所有。右：不同太阳风条件下的归一化交叉螺度（σ_c，上）和归一化残余能量（σ_r，下），随频率的变化：折返（SB，红色）和非折返（NSB，蓝色）区间。对于频率 $f \geq 5 \times 10^{-2}$ Hz（以垂直虚线标示），结果可能受到速度测量噪声的污染。经许可转载自Bourouaine 等人（2020），版权归美国天文学会所有

2020），如图 14所示，具体表现为 ν_c 和 σ_r，其中 ν_c 是校正交叉螺度，其符号表示涨落是朝向太阳还是背太阳方向（相较之下，σ_c 的符号反映的是相对于磁场方向的传播方向），其中 $\nu_c > 0$ 表示背太阳方向。如阿尔芬 ́太阳风中通常观测到的那样，大多数背景涨落（上图）位于 $\sigma_c - \sigma_r$ 平面中圆的边缘附近。在折返结构中（下图）也能观察到相同的模式，只要考虑传播方向的反转，即 ν_c符号的变化。

更详细的帕克探测器研究表明，与平静区间相比，存在折返结构的区间总体上交叉螺度略低（Bourouaine 等人，2020；Wu 等人，2021），剩余能量也更负（Bourouaine 等人，2020；Wu 等人，2021；Agapitov 等，2023），如图 14 右侧面板所示。Agapitov 等（2023）进一步研究了折返结构自身尺度上的交叉螺度、剩余能量和“Alfv ́enicity”。他们引入了一个“Alfv ́enicity”参数（α），其定义为 $\alpha = \boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{b}/b^2$，其中涨落矢量 v和 b（以 Alfv ́en 单位表示）通过转换至德霍夫曼–泰勒参考系进行参考系变换计算得到。图 15 展示了该量的详细演化（以及瞬时[1] 值 σ_c 和 σ_r），既包括单个事件（左列），也包括与帕克 E1 一般测量总体（黑色阴影）相比的多个折返事件（黄色圆圈）的统计数据（右列）。对于纯 Alfv ́en 涨落，$\alpha = 1$，对应于 $\boldsymbol{v} = \boldsymbol{b}$的涨落。

图15(f, i) 显示，σ_c 聚集在纯阿尔芬 ́涨落的几何预期附近（黑色虚线），与太阳风相比，这意味着 $\boldsymbol{b}$ 和 $\boldsymbol{v}$ 在折返结构内部仍紧密对齐。然而，折返结构内部 σ_c 的均值为 0.66 ± 0.03，接近但略低于太阳风中 σ_c 的均值 0.69 ± 0.01 （与Bourouaine 等人(2020年) 和Wu 等人(2021) 报告的时间尺度分解值一致）。其他研究（Shi 等人，2022b）未观察到折返结构内部与外部存在显著差异，而是在折返结构边界处发现交叉螺度降低。这些研究结果出现差异的原因尚不明确，有待未来研究探讨。

[1]注：这里的“瞬时”是指，对于每个折返事件，涨落矢量 $\boldsymbol{b}$和 $\boldsymbol{v}$ 均相对于单个背景矢量计算；而 σ_c 和 σ_r 不再是谱平均/系综平均量，而是根据 $\boldsymbol{b}$ 和 $\boldsymbol{v}$的瞬时变化计算得出。

的统计行为 σ_r 如图15(e,j) 所示。折返结构相关值分布在 -1 到 0 之间，均值为 -0.58 ± 0.07；太阳风相关区间的值则分布在 0 附近，均值为 -0.18 ± 0.04。

更一般地说，交叉螺度降低、负剩余能量过剩增大，可能归因于折返结构内部反向传播的阿尔fv´én 波之间的非线性相互作用增强（M¨uller 和 Grappin，2005年；Boldyrev 和 Perez，2012年；Gogoberidze 等人，2012年；Chandran 等人，2015年），这与观测结果相符：靠近太阳处，折返结构对应的阿尔fv´én 湍流水平有所增强（例如，Dudok de Wit 等人，2020年；Mozer 等人，2020b）。这一情形也与折返结构时期呈现出更发育成熟的惯性区相符。

回到阿尔fv´énicity 参数本身，图15 (g) 显示，随着偏转角增大，折返结构的 α 存在系统性降低。此外，这些结果表明，阿尔fv´én 速度可能在调节这一行为方面发挥作用。面板 (g) 中的黑色虚线和面板 (c) 中的红色虚线数据展示了一个几何构造，对应于随偏转角变化时 α 所取的值，使得 $|\boldsymbol{v}| = V_A$。面板 (a–f) 所示的事件例子接近但仍低于这一界限。从统计上看，大多数事件（黄色标记）都低于这一界限，但也观测到相当数量的事件高于界限。随着偏转角减小， α 的分布趋近于 1；总体而言，折返结构中的 α 低于 1（这与其通常呈现负剩余能量相符，相应地，其阿尔fv´én 比值为 < 1 Wu 等人，2021），在偏转角最大时其最大值接近 0.8，而偏转角较小时则趋近于 1。

另一方面，值得注意的是，其他研究也报道了大幅偏转中的高阿尔芬性´（$\alpha \sim 1$）（例如，Woolley 等人，2020年；McManus 等人，2022年；Bowen 等人，2025年），其中包括速度增强超过 V_A 的折返结构案例。此时，阿尔芬速度或许可作为比较此处所观察到的统计行为的合理参照，但它不太可能构成真正的物理限制；例如，图20也能说明这一点。尽管如此，这仍是一个值得进一步研究的方向，尤其应关注这种行为是否会随距太阳的距离而变化，这或许有助于阐明开尔文–亥姆霍兹不稳定性或其他不稳定性对折返演化的影响（Larosa 等人，2021；Mozer 等人，2020b）。

4.3.6 与离子尺度波的相互作用

太阳风湍流特性可能会因折返结构的存在而受到调制，这一推测暗示了折返结构的能量与湍流能量如何在太阳风小尺度上耗散之间存在关联。

在离子动理学尺度上，磁流体力学方程不再适用，需改用动力学等离子体描述。对动力学效应初现的观测显示出多种特征，例如动力学等离子体波和相干结构；人们认为，这些现象有助于太阳风加热和湍流耗散。在折返结构存在时，离子尺度波的特征或有助于约束其动力学演化与衰减背后的过程，进而揭示它们对太阳风加热的影响。

与等离子体波相关的一种主要特征是电磁场的磁螺度。离子动理学尺度上的湍流螺度特征已被用于约束湍流加热机制（Goldstein 等人，1994；Leamon 等人，1998b，a）。在 1天文单位处的研究表明，离子动理学尺度上的螺度测量值会随太阳风与平均磁场之间的夹角而变化（He 等人，2011；Podesta 和 Gary，2011）。当平均磁场大致平行于流动方向时，即，通常会观测到一群左旋偏振波；而在垂直采样角度下，即，则会出现右旋螺度。。

有人提出，在 $\theta_{VB} \approx 90^\circ$ 处出现的右旋螺旋特征源于一组倾斜动力学阿尔芬´波（KAW）的频谱（Howes and Quataert，2010；Podesta and Gary，2011）；Huang 等人（2020b）在帕克号首次遭遇期间重现了类似的结果，表明当局地磁场垂直于平均流向时，会出现与动力学阿尔芬波一致的右旋偏振；这种情况可能更容易发生在与折返结构相关的大尺度反转期间，因此 $\theta_{VB} \approx 90^\circ$。

除了与各向异性湍流相关的右手离子动理学尺度特征外，1天文单位处的观测还显示，当$\theta_{VB} \approx 0^\circ$时，存在发生于离子尺度上的圆偏振波(He 等人，2011；Podesta 和 Gary，2011；Klein 等人，2014) 的存在。这些波被解释为一群位于 $k_\parallel d_i \sim 1$（He 等人，2011；Podesta 和 Gary，2011；Klein 等人，2014）其中 $k_\parallel$ 是波矢平行于磁场的分量， d_i 是离子惯性长度。对平行传播的离子尺度波进行的统计研究一贯表明，这些波更常发生在均值磁场平行于背景太阳风流的时段（Jian 等人，2010；Wicks 等人，2016；Boardsen 等人，2015）。这种统计上的偏好，即圆偏振波更常发生于径向磁场

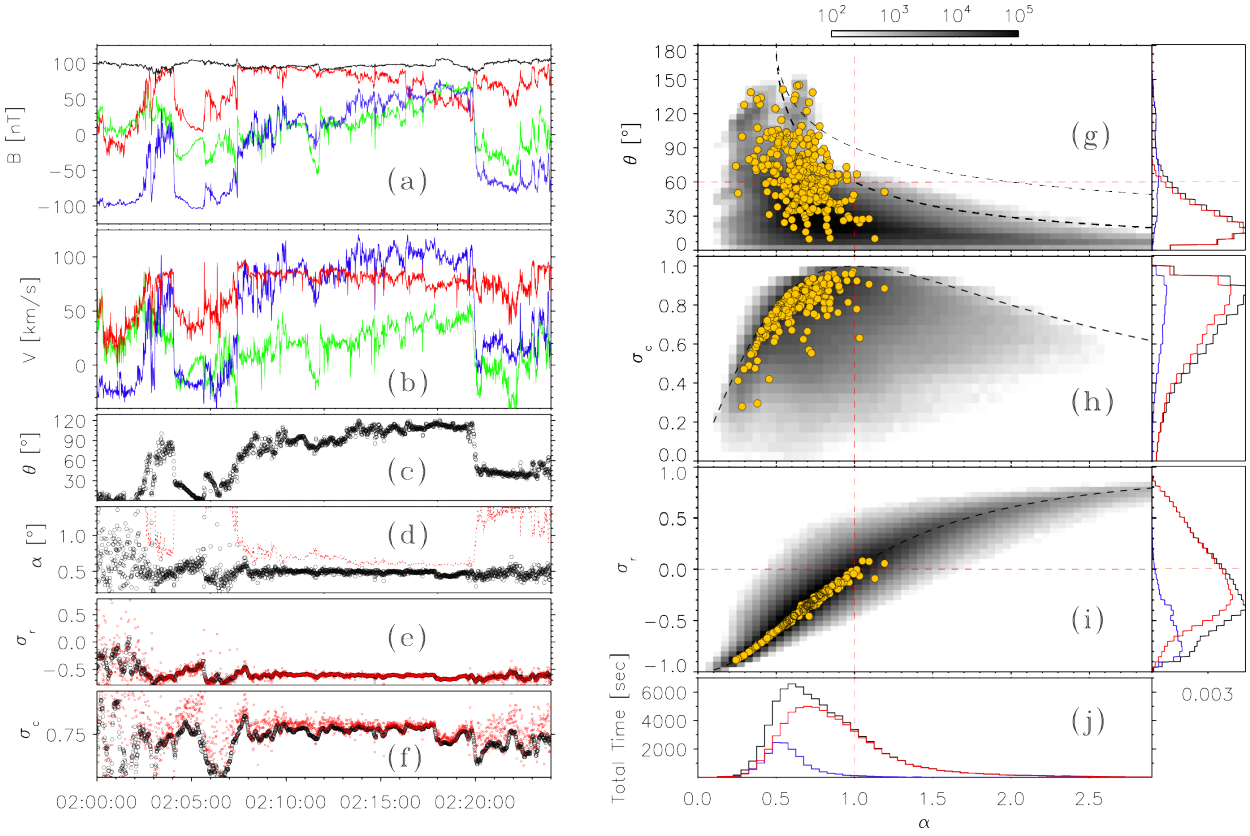


图15 Parker E1折返事件的阿尔芬性、交叉螺度和剩余能量示例与统计数据。左栏中，面板(a)–(f)分别显示了2018年11月6日测得的一次折返的时间序列：RTN坐标系中的磁场（R为蓝色，T为绿色，R为红色，黑色表示磁场强度）、减去德霍夫曼-泰勒速度后的质子体速度（见Agapitov 等人，2023）、相对于折返发生前平均磁矢量的磁场瞬时角偏转、瞬时测得的阿尔芬性参数（α，黑色）以及与速度涨落 V_A（红色）相对应的几何极限、瞬时测得的剩余能量和交叉螺度。右栏显示了单个事件的统计数据（黄色点）和瞬时测量值（灰色/黑色阴影），分别作为面板(g)偏转角、(h)交叉螺度和(i)剩余能量中 α 的函数。插图面板显示了不同参数的一维直方图，分别细分为折返结构（蓝色）、非折返结构（红色）和所有测量值（黑色）。面板(j)显示了不同 α 值被采样的总时间。面板(g)中较粗的虚线曲线表示上述几何极限。经许可转载自Agapitov 等人（2023），版权归美国天文学会所有

时段，与帕克号的观测结果一致（Bale 等人，2019年；Bowen 等人，2020b；Verniero 等人，2020；Liu 等人，2023a）。然而，单航天器采样存在显著的测量效应（Fredricks 和 Coroniti，1976；Howes 和 Quataert，2010），这使得在磁场与太阳风流动不平行（或反平行）时，平行传播波的观测变得复杂。首先，在存在各向异性湍流的情况下，垂直方向的振幅增大（即出现折返结构）可能会掩盖圆偏振离子尺度波（Bowen 等人，2020b）。其次，太阳风中观测到的圆偏振涨落在航天器测量参考系中会发生多普勒频移，因此在垂直采样角下，平行传播的圆偏振波可能无法显现。

Bowen 等人 (2020b)构建了一个简单的二维与板状模型谱，以测试在存在各向异性湍流背景磁场时平行传播波的可观测性。他们的合成谱及其特性都与观测结果十分相似。观测谱与合成谱之间的相似性表明，折返结构期间可能存在平行传播波，但多普勒频移以及太阳风湍流的强各向异性可能会妨碍对这些波的观测。

帕克观测表明，在径向（即非折返）区间，尤其是在日球层电流片附近，明显的质子束与离子尺度波同时存在（Verniero 等人，2020年；Verniero 等人，2022年；Bowen 等人，2022年），这表明此类波要么由质子束不稳定性产生，要么是原有波能量发生阻尼，从而形成此类质子束原位（一种潜在的加热机制）。Krasnoselskikh 等人（2023）推测，质子束本身可能来自交换重联，这将支持前一种假设。鉴于交换重联理论对折返结构形成的解释（见Wyper 等人，2026，本专辑），因此有必要确认这种束波对应关系是否也存在于折返区间内。然而，这种关联

目前受到观测折返区间内同时出现的波动特征这一困难的阻碍。一种可能的推进途径是利用折返结构具有一系列偏转角这一事实，考察不那么极端的事件，以确定能否从中提取出非仪器产生的波动特征。

4.3.7 折返结构与湍流要点

在包含折返结构的时间区间内，同时观测到增强的能谱、间歇性、三阶矩标度和交叉螺度，这表明折返结构是大尺度湍流的重要组成部分，并且湍流由折返结构提供能量。另一方面，近期结果尚不能完全确定折返结构内外的湍流涨落是否存在本征差异。尤其是，关于折返结构期间波介导的湍流耗散增强的证据仍存在疑问（Tatum 等人，2024）。关于特定尺寸的折返结构是否与较小振幅的涨落存在实质性差异，目前也尚无确凿证据。在确定折返结构的起源及其演化、同时理解折返结构是否是湍流及其调制的有效来源方面，还需要进一步研究湍流与折返结构之间的相互作用。不过，在开展这些研究时，应始终注意到，观测结果可能会受到阿尔芬性水平、剪切的存在以及航天器穿越这些结构时的几何形态影响（例如，Sioulas 等人，2022a；Cuesta 等人，2022年；Zank 等人，2022年），还可能受到在各向异性涨落场中进行单航天器测量的局限性影响（Bowen 等人，2020a；Tatum 等人，2024）。

5 太阳风的内在结构

到目前为止，除上述关于湍流的段落外，我们讨论折返结构的性质时，主要着眼于单个事件的特征。然而，它们的整体行为同样引人注目，也值得探讨，并且可能为这些结构的起源提供更多线索。本节首先讨论一个普遍观察结果：折返结构会在靠近太阳处以所谓的“斑块”形式出现。随后，我们回顾关于不同类型太阳风中折返事件发生率的现有研究结果，包括最近几次帕克近日点观测中的亚阿尔芬区间。

5.1 折返结构斑块

对帕克号在2018年11月首次太阳遭遇的目视检查，发现慢速阿尔芬˙太阳风中有近两周连续不断的折返结构（见图1）。一个显著特征是它们以“斑块”形式出现，其中一系列大幅偏转可持续数小时（Bale 等人，2019年）。通过考察连续折返结构之间的等待时间，Dudok de Wit 等人（2020年）发现了折返结构聚集的明确证据。Chhiber 等人（2020年）和Sioulas 等人（2022b）通过采用增量偏方差（PVI）方法考察间歇性事件，也发现了类似证据（Greco 等人，2018）。这些等待时间的概率分布呈幂律分布，这是相关事件序列的典型特征。折返持续时间的分布也呈现非常相似的幂律分布，这表明控制每个折返结构上升和衰减阶段的物理机制相同（Dudok de Wit 等人，2020年）。因此，折返结构不同于由一种机制触发、随后在另一种机制发挥作用时逐渐消退的不稳定性。还值得注意的是，斑块的振幅调制比其发生率调制更加明显：也就是说，斑块之间的小偏转事件，几乎与斑块中部的大偏转事件发生得一样频繁——见图7）。因此，一个微妙但重要的要点是，在帕克数据中识别折返结构斑块时，关键的视觉指标是折返幅度的上升和下降，而不是折返事件的开始或停止。

然而，应谨慎看待这些结果，因为众所周知，即使在事件彼此不相关的非平稳系统中，也会出现等待时间的幂律分布（Wheatland 和 Litvinenko，2002）。此外，大多数分析混合了太阳风的不同状态，以及对折返结构的不同采样方式。在共转时期，航天器提供的是其动力学的时间切片，而在其他情况下提供的则是空间切片。此外，帕克在近日点附近横向采样太阳风，而在距离近日点更远处进行径向采样。厘清这些不同状态，对于进一步理解折返结构的结构和性质非常重要。

Fargette 等人 (2021) 和 Bale 等人 (2021研究了斑块结构及其与太阳源区的联系。具体而言，这两项研究都考察了帕克号在卡林顿经度上快速向顺行方向移动的时间段，因此该航迹构成了穿过太阳风结构的一条空间剖面。这揭示了斑块的典型角尺寸为 5^o，与太阳超米粒结构的角尺寸相近。如图 16 以及 Bale 等人 (2021) 所示，速度尖峰和磁场偏转通常都呈现出明显的斑块结构，不过

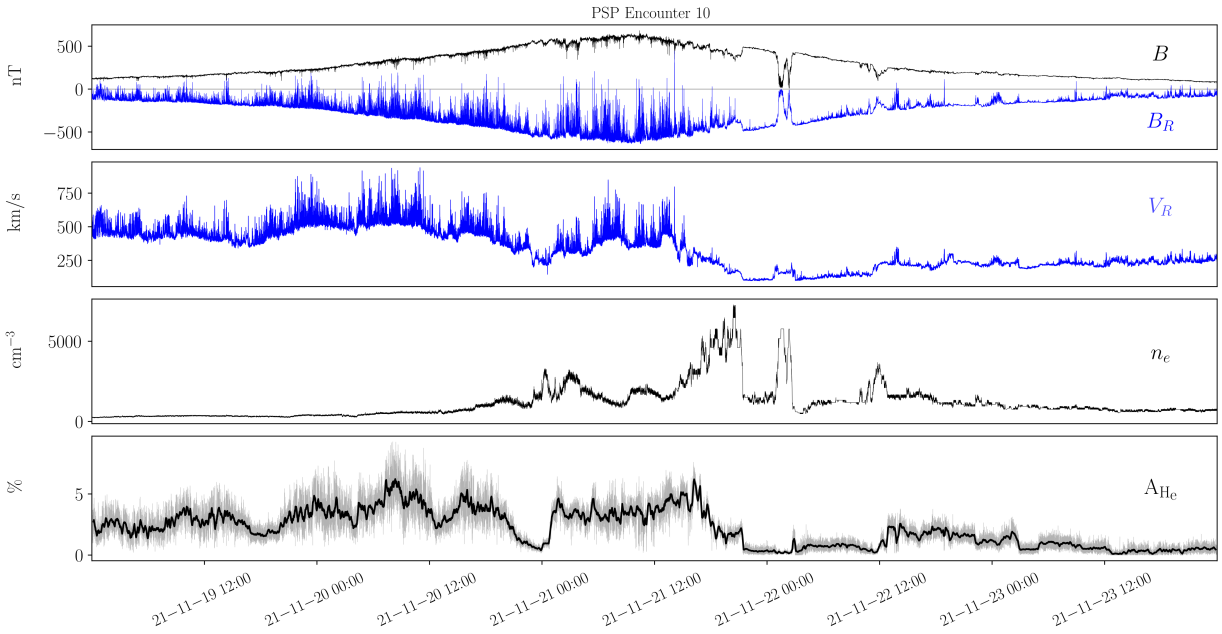


图16 Parker E10 的示例 *in situ* 数据。从上到下依次为：磁场径向分量及其振幅、太阳风径向速度、电子密度和α粒子丰度。

在某些情况下，α粒子丰度也呈现类似的变化（但并非总是相关，见McManus 等人，2022年）。尤其是，α粒子丰度被视为进一步证据，表明斑块是由底层日冕结构所致。Bale 等人(2023) 将帕克号第 10 次太阳遭遇中类似的斑块调制，与同时观测到的超热离子尾以及粒子网格模拟相结合，进一步将折返结构斑块解释为太阳超米粒网络上有组织分布的爆发性交换重联所遗留的残迹。

最近，Rivera 等人(2024b)利用帕克与太阳轨道器之间一次对齐良好的会合（与Rivera 等人，2024a)研究的会合相同），将太阳轨道器重离子传感器（Livi 等人，2023)的测量结果用作折返结构斑块成分特征的代理，同时还利用 Parker SPAN-e 对电子核温度进行了直接测量。他们发现，斑块内部及其紧邻区域具有相似特征，但不同斑块之间的特征有所不同；元素丰度也表明，开放与闭合磁场的源区彼此相邻。

Horbury 等人(2023)和Soni 等人(2024)同样利用了帕克—太阳轨道器对齐观测，并观测到斑块尺度结构似乎能在一致的角尺度上保持（至少延伸至太阳轨道器探测的距离）。他们观察到，这些结构逐渐呈现出“微流”的特征；这一特征最早是在尤利西斯号极区快速太阳风数据中发现的（Neugebauer 等人，1995）。

虽然这些研究为折返结构斑块的经向结构提供了证据，但也有证据表明，折返结构在径向上可能也存在调制。折返结构斑块通常在 $|B|$ 和 V_R (例如，见图16)中表现出缓慢调制。近乎恒定的 $|B|$ (即磁压平衡)区域通常代表折返结构之间的空间。例如，Ruffolo 等(2021)的图1展示了在帕克第二次近日点附近的帕克数据中识别此类区域的一个实例。在某些情况下，折返结构斑块的一侧或两侧边界会破坏区域结构，而斑块内部则存在近乎恒定的 $|B|$ 区域。Ruffolo 等(2021)通过考察这些区域的持续时间与太阳风总速度或相对于帕克的垂直速度之间的关系，表征了它们的纵横比；这里的“垂直”是相对于可能存在的区域系统性伸长轴而言的。他们得出结论，这些区域的形状可能是各向同性的（或球形的），并排除了沿径向或帕克螺旋方向具有较大纵横比的情况。这与此前对超阿尔芬太阳风中各向同性密度涨落或絮状结构的观测结果一致（DeForest等人，2016）。考虑到折返结构斑块边界可能会中断这些区域，这表明折返结构斑块（以及斑块之间空间）的空间分布符合各向同性特征，且这些斑块沿径向或帕克螺旋方向的间距并没有大得多。这与折返结构本身形成对比：观测发现它们具有较大的纵横比（Laker 等人，2021），这可能会影响这些结构的稳定性（Shi 等人，2024），见第4.2节。

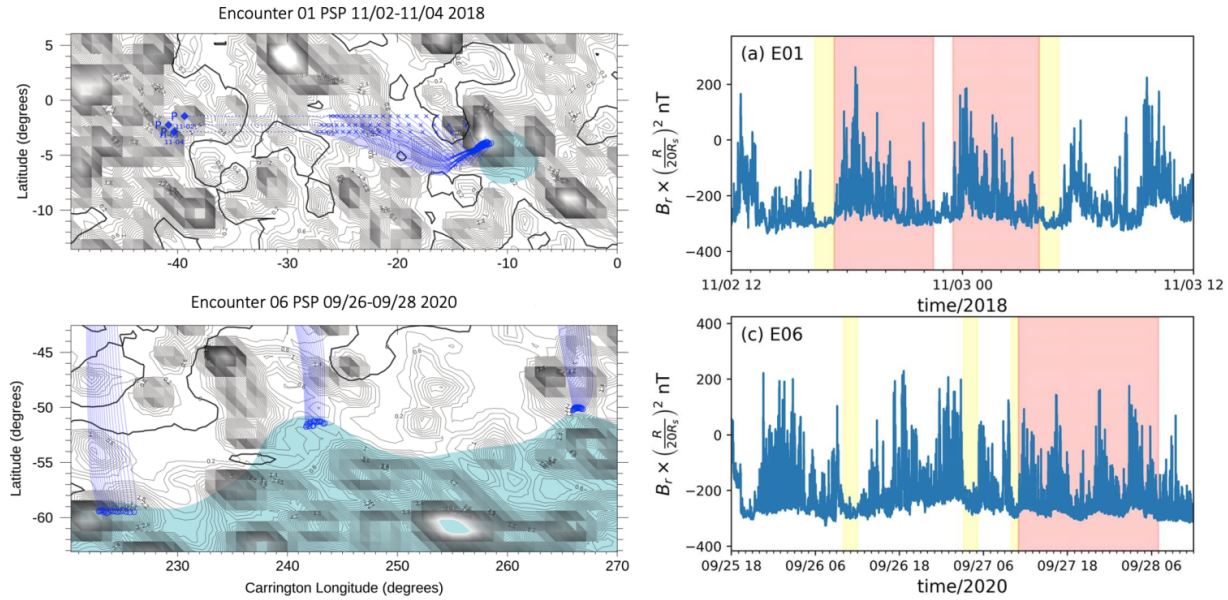


图 17 左栏：帕克在 E01 期间主要沿径向（上图）移动，以及在 E06 期间主要沿经向（下图）移动时段的势场源表面映射（Panasenco 等人，2020年）。右栏：相应的时间剖面，显示帕克测得的径向磁场，并乘以其与太阳距离的平方。黄色和粉色阴影分别表示“宁静”和折返结构斑块。两种情况下都观测到了折返结构斑块。经许可改编自Shi 等人(2022b)，版权归美国天文学会所有。

同样，Shi 等人(2022b)考察了帕克观测中E1–E10的数据，涵盖航天器与太阳共转的时段以及（如 Fargette 等，2021；Bale 等人，2021，2023)所述的经向快速运动时段。在这两种情况下，研究者都通过目视识别折返结构斑块（见图17）。对于运动主要沿经向的情况（图17下排），Shi 等人(2022b)采用了与 Bale 等人(2021)相同的空间排列方式。然而，对于帕克轨道上接近共转的时段（图17上排），航天器在源表面上的磁足点在卡林顿经度方向移动极其缓慢（左上面板），这表明仅靠空间调制无法解释这些斑块，还必须存在时间依赖效应；作者将其归因于太阳源处的磁通量涌现。

这些额外结果表明，一些折返结构斑块可能具有有限的径向和经向范围。尽管经向范围具有日冕起源这一观点有充分的物理依据，但其径向行为仍是有待进一步研究的关键领域；这对于理解它们随日心距离的演化，以及解释为何它们在远离太阳处视觉上不那么明显，都是必要的。

5.2 不同太阳风流中的反转事件发生情况

如上所述，折返结构并非随机发生（图 5），也并非无处不在；相反，其振幅不仅在一致的空间尺度上（见第 5.1节）受到调制，也会随不同太阳风流而变化，但这种变化的规律尚未得到充分理解：根据对 1天文单位处的统计观测，太阳风由“高速”和“低速”两种成分组成，通常以 1天文单位处 500 千米 s^{-1} 作为划分风速的典型界限（例如，Kepko 等人，2016）。观测发现，慢太阳风流还可根据其交叉螺度（或“阿尔fv´én性”）进一步区分为慢阿尔fv´én性太阳风和慢非阿尔fv´én性太阳风（例如，D’Amicis 等人，2021）。这些不同类型的太阳风流被认为源自太阳上的不同源区和过程。因此，研究不同太阳风流中折返结构的发生情况颇有意义，因为若不同太阳风类型之间存在一致的差异，就可能表明源区及其相关的能量化机制在折返结构的形成过程中发挥作用。

截至撰写本文时，尝试将折返结构的发生情况与其所在太阳风的类型联系起来的研究仍然有限。我们在此回顾这些研究，但需要指出的是，它们大多属于案例研究；要证实这些发现，还应开展更系统的统计调查。此外，正如第3节所述，量化折返结构存在情况的方法有很多，而“发生情况”这一术语实际上取决于所采用的定义。

Rouillard 等人（2020年）利用帕克第二次近日点飞掠期间的观测，研究了太阳活动极小期流带内外折返结构的特性。他们利用日冕仪

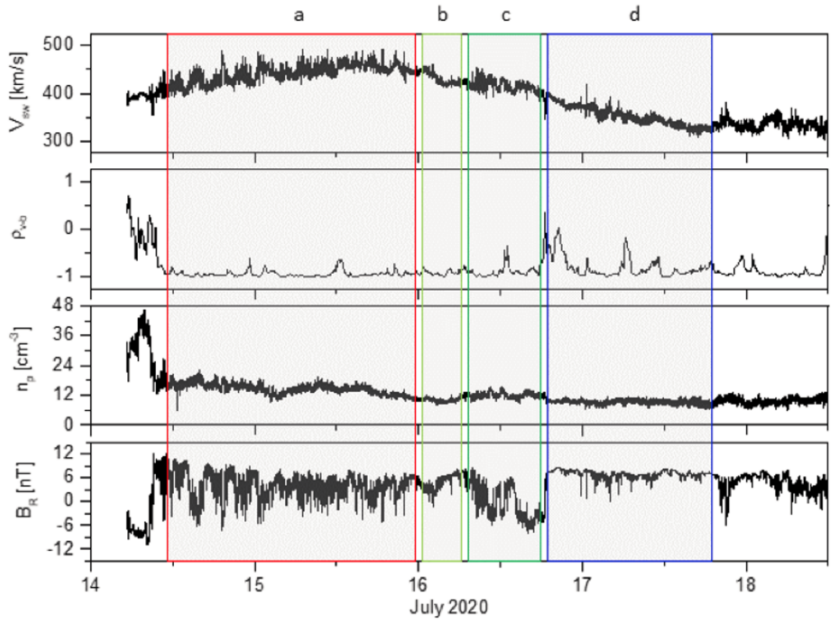


图 18 太阳轨道器观测到的四段太阳风，按太阳源区标注。(a) 来自北极区日冕洞延伸区的较快太阳风；(b) 来自其东侧边界的太阳风；(c) 赤道处的负极性开放磁场区域；(d) 缓慢穿过伪流冕的过渡过程。经许可转载，图源 D'Amicis 等人 (2021)，版权归欧洲南方天文台所有

成像资料，这些资料由太阳和日球层天文台（SoHO；Domingo 等人，1995）记录，用以推断帕克在磁场反转爆发期间测得的太阳风类型。在本研究中，研究人员利用 SWEAP 测得的质子速度，通过弹道回溯法，在太阳成像资料中追踪所测太阳风的原点。该成像资料由 SOHO 上的大视场和光谱日冕仪（LASCO；Brueckner 等人，1995）拍摄。回溯结果显示，在 E2 的大部分时段，帕克都位于流冕带边缘。高密度且高度可变的太阳风流动原位测量结果证实了这一点，但未发现极性反转。只要帕克仍处于明亮的流冕内，太阳风密度就保持较高；但一旦离开流冕，进入由孤立日冕洞产生的太阳风流，风的密度便会降至原来的四分之一至二分之一。Rouillard 等人（2020年）表明，虽然在流冕流和日冕洞流中都观测到了折返结构，但两类低速太阳风中的折返结构斑块特性不同：流冕流中的磁场反转更为显著（Rouillard 等人，2020年），且其中输运的折返结构具有更高的谱功率（Fargette 等人，2021）。此外，与日冕洞流中的斑块相比，流冕流中的折返结构斑块伴随着更显著的压缩性变化（密度和磁场强度变化）。目前尚不清楚这些密度变化是由折返结构的形成所致，还是由已知发生在流冕带中心附近的其他过程造成（Wang 等人，1998；Sanchez-Diaz 等人，2017b，a；Tripathi 等人，2026，本合集）。这类研究应针对更多次遭遇重复开展。

Panasenco 等人 (2020年) 和 D'Amicis 等人 (2021) 确定了帕克和太阳轨道器穿越不同类型太阳风（包括伪流冕）的时间段。图 18 展示了太阳轨道器在约 0.64 天文单位处获取的一例原位太阳风数据，其中片段 (d) 对应伪流冕型太阳风。研究发现，与之前的快速流（图 ´18 中的片段 a）相比，缓慢的阿尔fvén流期间 90° 几乎没有偏转，阿尔fvén涨落的振幅也较低´。鉴于这些研究依据的是距离太阳较远处的数据，使用近距离接近时获取的帕克数据重复此类研究十分重要，因为届时折返结构能够更明确地识别。在近期一项此类研究中，Rivera 等人 (2025年) 研究了 Parker E11，并指出，在缓慢阿尔fvén太阳风流中，大振幅阿尔fvén涨落的能流占太阳风总能量预算的比例，高于相邻的缓慢非阿尔fvén流；但这两种情况下，该类涨落的能量占比都低于相邻快速流中的占比。

Jagarlamudi 等人 (2023) 对反转磁结构发生率进行了统计研究。尽管他们以及其他研究者关于发生情况与距太阳径向距离之间关系的结果，已在 Mallet 等人 (2026，本辑中进行了详细讨论，但我们在此简要考察其有关按太阳风速度区分折返结构的结果。图 19展示了按偏转尺度和径向距离分组的折返结构发生情况；其测量采用的偏转阈值为37° ($z > 0.1$)，分别对应高速风和低速风。结果

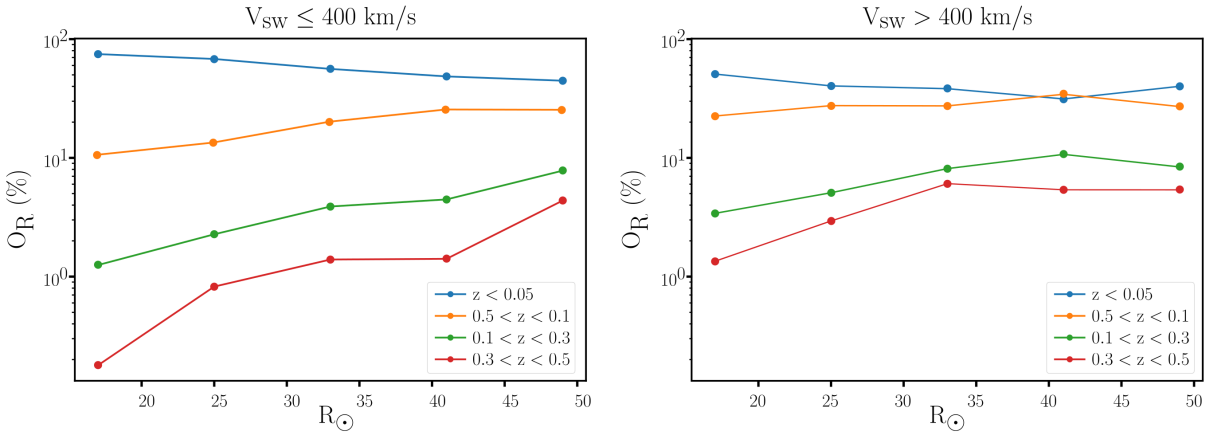


图 19 偏转的发生百分比（O_R）随径向距离（R⊙）的变化。对于每个径向距离区间，我们展示偏转角落在特定范围内的偏转所占比例， z_c。在面板 a 中，我们展示了 $V_{SW} \leq 400$ 千米·秒$^{-1}$ 条件下各区间的这种变化；在面板 b 中，我们展示了 $V_{SW} > 400$ 千米·秒$^{-1}$ ´条件下各区间中 D 的变化。经许可转载，图源：Jagarlamudi 等人（2023），版权归美国天文学会所有

主要差异在于，较快太阳风流中的偏转角（D）总体偏向较大的数值。

这些研究的共同点是观察到，在低速阿尔芬´太阳风中，折返结构的幅度往往较小；这与以下推断一致：折返结构在能量方面对较高速的太阳风类型更为重要（Halekas 等人，2023；Rivera 等人，2024a）。这三项研究分别以流带风、伪流带风的案例研究为背景，或仅按局地风速分箱，展示了这一现象。将低速太阳风系统地划分为不同亚型，或可揭示来自不同源区的太阳风中折返结构的不同变化。

5.3 低阿尔芬马赫数太阳风中的折返结构

帕克是首个定期在太阳附近探测低阿尔芬马赫数和亚阿尔芬太阳风的日球层任务（´en 马赫数和亚阿尔芬`enicsolarwind close to the Sun(Kasper 等人，2021）。由于构成折返结构的阿尔芬涨落通常在速度空间中沿半径接近阿尔芬速度的球面运动（`enic fluctuationscomprising switchbackstypicallymove on a sphere in velocity space of radius nearthe Alfv´en 速度（McManus 等人，2022），随着这一参数变化，尤其是当它变得与背景流速相当时，折返结构的行为对于理解其本质和起源尤为重要。

早期的帕克观测和数值模拟曾预测，折返结构可能在日冕低层生成（例如，Fisk 和 Kasper，2020年；Bale 等人，2023年；Tripathi 等人，2026，本合集；Wyper 等人，2026，本合集）。例如，Akhavan-Tafti 等人（2022年）对帕克探测前八次遭遇中观测到的折返结构进行间断分类，并据此认为，折返结构最有可能通过交换重联在太阳日冕中生成。他们进一步提出，折返结构在太阳日冕中的演化可能对日冕加热有显著贡献。然而，在亚阿尔芬太阳日冕中，无论是在对最早期亚阿尔芬流的观测期间（Bandyopadhyay 等人，2022年；Pecora 等人，2022年；Jagarlamudi 等，2023），还是在最近对前14个完整轨道的观测期间（Akhavan-Tafti 和 Soni，2024），都观测到完全磁场反转（偏转角 > 90 deg，见第3.1节）的折返结构明显缺乏。这些观测表明，折返结构（定义为磁场反转）要么大多在太阳风中局地产生，要么偏转角为 < 90deg 的磁场折返结构在太阳日冕中生成，并如多个模型所预测的那样，在超阿尔芬太阳风中演化为完全磁场反转（例如，Ruffolo 等，2020年；Squire 等，2020年；Schwadron 和 McComas，2021；Shoda 等，2021；Touresse 等，2024）。此外，Wyper 等人（2026，本合集）对这类模型预测进行了全面比较与讨论。

不过，需要注意这一推断的两个微妙之处。首先，折返结构包含径向速度的局部尖峰；当偏转幅度较大时，这些尖峰可达到相当于阿尔fvén´速度的显著比例（见 Matteini 等，2014年）。当磁场变得更加横向，甚至发生反转时（由于 δB_R），δv_R 始终为正，从而导致太阳风整体速度局部增大。因此，即使折返结构位于名义上的亚阿尔fvén´速太阳风中，这些径向速度喷流的存在也会在局部增强太阳风速度，暂时使局部动力学进入超阿尔fvén´速状态（Sioulas

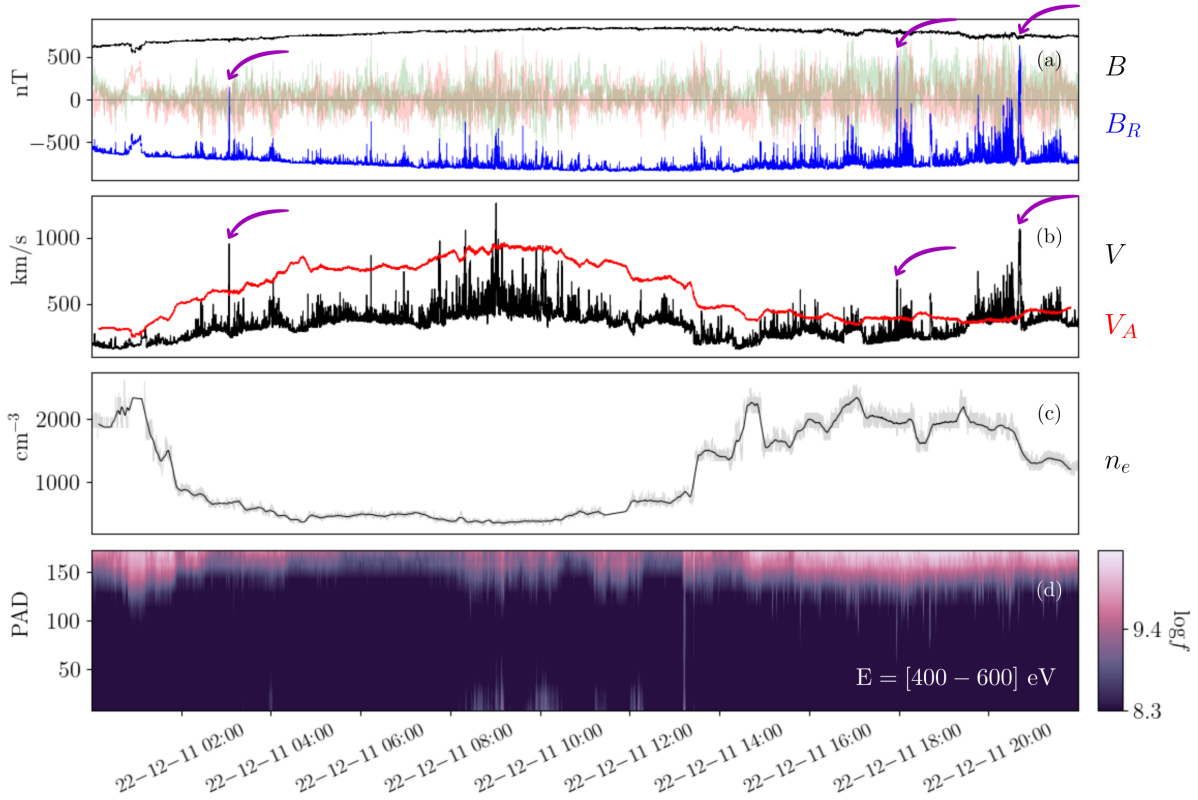


图 20 紫色箭头标示了嵌入其他部分为亚阿尔芬太阳风中的磁场反转示例。从上到下，各面板依次显示：磁场、太阳风速 V 和局部阿尔芬速度 V_A、电子密度 n_e 以及能量范围为 400–600 eV 的电子俯仰角分布。

等，AGU 秋季会议 2024[2]）。图 20给出了这样一个例子。因此，如果仅根据瞬时阿尔fvén´马赫数筛选数据时间序列，那么原本处于亚阿尔fvén´速流中的大幅偏转可能会被直接排除。为避免这一问题，研究亚阿尔fvén´速太阳风中的折返结构时，应使用平均背景阿尔fvén´速度。

其次，迄今为止，帕克数据集中亚阿尔芬区间的起源各不相同。虽然其中一些似乎归因于稳定的太阳风条件和日冕源区特性（例如，Kasper 等人，2021；Bandyopadhyay 等人，2022；Liu 等人，2023b；Badman 等人，2023），但有证据表明，行星际日冕物质抛射（ICME）等瞬变结构也能形成持续时间较长的亚阿尔芬风区间。Chan´e 等人（2021）和 Romeo 等人（2023）的研究提供了相关证据。Romeo 等人（2023）的研究表明，日冕物质抛射经过时，会在其尾迹中形成一个巨大的密度耗减区，从而产生亚阿尔芬太阳风流，其阿尔芬点距离太阳显著远于通常情况。迄今为止，这两类区间在微观物理特性上似乎相似（即不存在磁场反转，且横向涨落较强），但仍需进一步研究，以确认这是否具有普遍性，尤其要结合帕克号最近、距离太阳最近的几次近日点观测。因此，在研究这些区间内折返结构的特性，并将其与全球太阳风演化联系起来之前，区分亚阿尔芬风区间的观测来源十分重要。

5.4 磁场折返的集体行为：要点

折返结构组织成更大尺度的斑块结构，是帕克太阳探测器的一项重要新观测特征，定义了它们在年轻太阳风中的表现，也使其有别于以往在距太阳更远处对单个磁场反转的观测（尽管尤利西斯号的极区观测中，这类反转确实出现在被称为微流的结构内）。主要要点如下：

- 折返斑块的纵向尺寸与一个关键的光球角尺度（超米粒组织）相符，这可由斑块尺度上等离子体参数的调制判断得出；这些参数并不涉及折返涨落（即密度、可能的质子平行温度以及有时出现的 α 丰度）。时间尺度也

[2]参见 https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2024AGUFMSH23F..03S

与超颗粒对流的特征相符。这一点以及表明存在开放和闭合磁场结构的成分数据，为日冕磁场结构参与其形成提供了证据。

- 折返斑块的性质（最明显的是其振幅）在不同太阳风流类型之间有所差异（通常在较慢的流中观测到较低的振幅），这表明其形成和演化受到其所处流类型的影响。
- 越来越多的证据表明，折返结构的偏转角尺寸会随阿尔芬马赫数增大；而在亚阿尔芬风中，极性反转十分罕见。

6 总结与未决问题

我们总结了“磁场折返”的主要性质。帕克太阳探测器的观测表明，这种太阳风涨落在太阳附近普遍存在。在第2节中，我们讨论了折返结构的基本特征如何表明，它们是大振幅阿尔芬 ́涨落：磁场矢量会发生大幅偏转，同时磁场强度保持不变，而径向速度也随之增强。向偏转状态的转变十分突然，也就是说，转变所需时间短于偏转状态持续的时间。在整个转变过程中，磁力线始终与太阳相连；这可由电子热流在磁力线折叠后仍与相应磁力线保持对齐这一事实证明。在最接近太阳处，折返结构排列成斑块，其角尺度与日冕结构（超米粒组织）的角尺度相匹配。

在第3节中，我们讨论了使用原位 数据检测折返结构的不同方法。特别是，我们指出了文献中总体上存在两种截然不同的做法：有些研究只考察磁场的偏转角，而另一些研究则使用折返结构的所有定义特征，但需要人工干预，因此统计丰富度较低。利用迅速发展的机器学习或其他人工智能工具，或许有助于克服这一局限。此外，我们还指出，基于偏转角阈值处理来检测折返结构，需要选择背景磁场方向，而文献中的选择各不相同。

接下来，在第 4 节中，我们列举了从折返结构相关研究中推断出的一些更为具体的性质。这些性质分为以下几类：

1. **折返结构相对于周围环境的稳态等离子体特性**。与将其识别为阿尔芬结构的观点一致，研究指出，与周围环境相比，折返结构的磁场强度和密度变化幅度较小。内部与外部的比值分布峰值对应理想的不可压缩（即阿尔芬）情形，但也有一定比例的样本表现出压缩。此外，有证据表明，单个折返结构内部的质子温度较高。这或许说明折返结构包含有别于周围环境的等离子体，表明其源区存在注入过程。不过，这些结果仍需更多证据支持，包括等离子体温度及其他成分性质方面的证据。 2. **折返结构边界的性质，包括边界几何形态、间断分类以及与边界相关的电磁波活动**。我们总结了这些边界处的过程如何为折返结构的生成与衰减提供线索。边界间断的性质对于确定折返结构与周围环境混合的程度至关重要；混合会使其逐渐失去对自身原点的记忆，并缓慢融合，而非通过不稳定性以及磁重联等快速动力学过程迅速融合。

3. **折返结构、湍流与离子尺度波之间的相互作用**。我们总结了一个普遍共识：存在折返结构时，湍流会更加发达。作为大波长上的能量源，折返结构很可能是太阳风湍流全频谱中的重要参与者。不过，各项研究的具体结果并不一致；关于湍流与折返结构之间因果关系的共识性图景，以及折返结构是否携带日冕信息这一问题的含义，尚未确立。

最后，在第 5 节中，我们回顾了有关折返结构集体行为的研究结果，重点介绍了它们如何组织成斑块，以及它们在不同太阳风类型中的出现情况如何变化。具体而言，我们讲述了折返结构斑块的空间范围（其变化与一系列太阳风参数有关）与太阳超米粒结构之间的密切关联。然而，关于斑块的径向范围仍有待探讨，有些研究提示其中一些是时变结构。比较不同太阳风类型后，研究者普遍认为，折返结构在较快的太阳风流中通常最为显著、振幅较高，且在能量方面具有重要意义。要完善这一认识，还需要采用更系统的方法，将太阳风（尤其是慢速太阳风类型）按不同的阿尔fv ́énicity 水平分组。最后，我们提到了折返结构与低阿尔fv ́én 数马赫数太阳风之间的联系，几位作者报告称，极性反转

在这类太阳风流中，折返结构很少见。不过，也能找到相反的例子；此外，还需要进一步研究，以区分瞬态尾流与稳定的亚阿尔fv´én 太阳风流的影响，从而充分理解折返结构在这一转变点的行为。

我们以列举一些关于磁场折返性质的重要知识空白来结束本综述。填补这些空白，或许能为这些结构的起源及其随后与太阳风的相互作用提供证据。

6.1 知识空白

折返结构与阿尔芬湍流是否有实质性区别?

折返结构是大振幅的阿尔芬´涨落，嵌入在以阿尔芬´湍流为主的太阳风中。从仅考虑阿尔芬´涨落功率或旋转增量（Larosa 等人，2024）的太阳风涨落谱来看，折返结构与背景连续相接。然而，折返结构的定义（第2节）还包含几何约束：尖锐边界和连续的电子束流。这些特征通常并非湍流涨落的判定条件，磁场折返检测方法（第3节）也未将其纳入，这些方法仅以磁偏转角为依据。

将这些几何判据应用于折返结构，对于确定其性质究竟有多重要，以及相较于背景太阳风湍流，它们是否确实属于特殊的涨落类型，这些问题仍有待通过稳健研究加以确证。

折返结构中的等离子体组分是否与周围太阳风不同?

与周围环境相比，折返结构的一些特性变化不大，其中最明显的是磁场强度和密度。这一特性支持将折返结构描述为近乎不可压缩的 Alfv´én 涨落。

然而，折返结构的热力学和成分特性相对于周围环境尚未得到明确确立。迄今最有力的迹象表明，质子温度可能有所升高，各向异性也可能发生调制（Woodham 等人，2021；Huang 等人，2023b；Laker 等人，2024），但受测量和统计方面的局限影响，仍需进一步研究才能更确切地证实这一点。质子束流（以及阿尔法粒子束流）的存在也可能受到观测效应的系统性影响，因此需要进一步仔细研究。此外，折返结构内观测到的部分等离子体压力调制，也可能在局部产生，这是由于其与结构内速度剪切的耦合所致（Del Sarto 和 Pegoraro，2018）。

帕克探测器的仪器也限制了直接原位热成分数据的研究范围，使其仅能研究质子和α粒子，而目前这些结果也尚无定论（McManus 等人，2022年）。通过帕克探测器上的 IS⊙IS 仪器研究高能粒子（McDougall 和 Poduval，2025年），或结合太阳轨道器重离子传感器在更远处对排列良好的流进行测量（Livi 等人，2023），也可能取得突破。Rivera 等人（2024b）最近采用后一种策略考察斑块的重离子成分，未发现斑块内外存在明显差异，但发现了一系列成分特征，表明太阳风源区中开放与闭合磁场彼此毗邻。鉴于存在一些原位不稳定机制，它们也可能导致太阳风中出现简单的温度差异，而非由源区造成，因此这些额外见解至关重要。

回答这些问题对于理解折返结构的形成具有直接重要性，因为若其热特征和成分特征明显不同，就意味着它们产生于不同的日冕源。不过需要注意的是，反之未必成立：如果折返结构与其邻近等离子体之间存在显著混合，这些热学或成分信息就可能丢失。这凸显了确定折返结构间断类型的重要性，因为切向间断可能会抑制这种混合。

磁场反转边界及其相关波动活动告诉我们折返结构如何形成和衰减?

在这篇综述中，我们强调了折返结构边界的重要性，这些边界是涨落所特有的特征。迄今为止，相关研究主要集中于对边界类型进行分类、寻找磁重联的特征，以及考察那里产生的各种波类型。

所有这些方面都对折返结构的演化具有重要影响，决定其稳定性以及与周围等离子体混合的能力。目前，对于折返结构边界处的动力学，尚无共识，也没有统一的模型

因此，我们仍未充分理解它们如何演化和衰减（并由此将能量耗散到整体太阳风中）。

例如，某些电磁波可能表明存在磁回转压缩或合并。旋转型或切向间断类型可能表明磁回转物质向邻近等离子体泄漏或与之混合的程度。磁重联的观测可能意味着折返结构会以脉冲方式向周围环境传递能量。偏离完全不可压缩的情况，对于理解这种稳定性和演化也至关重要。

已报告的折返性质在后续轨道和更近距离处是否仍然成立?

鉴于帕克太阳探测器任务的特点，其轨道随时间逐渐收缩，近日点越来越近；同时，折返结构从最初几条轨道起就已被显著观测到，因此许多研究结果都是基于这些早期遭遇得出的。正如本综述多处所述，并在Mallet 等人(2026 年，本专题合集)中详尽讨论的那样，折返结构确实会随径向距离而演化。例如，越靠近太阳，极性反转就越不常见。

因此，有必要利用整个任务期间的观测来验证基于早期遭遇数据得出的折返结构观测结果，以检验推断出的性质是否在不同径向距离处仍然稳健，并获得更大的统计样本。

例如，关于折返结构中速度扰动上限的结论仅使用了首次遭遇期间的测量数据（Agapitov 等人，2023）。另一个案例中，观测发现，边界呈现磁重联迹象的折返结构，其速度相对于阿尔fv´én 速度的增强幅度较小（Suen 等人，2023），但若利用所有可用数据，相关数量统计将会大幅改善。最后，有研究表明，与先前的最小方差分析方法相比，单值分解对折返结构边界处的间断类型进行分类时会得出不同结果（Bizien 等人，2023），这项发现及其对折返结构物理机制的意义应在更广泛的统计样本中加以应用。

折返结构斑块如何随时间和空间演化?

折返结构斑块与太阳超颗粒对流尺度之间的关系，是这些结构与日冕之间的重要联系。然而，有报告指出，尽管航天器沿经度方向移动不远，折返结构斑块结构仍会随时间出现（Shi 等人，2022b）。这是一个值得研究的重要现象，需要通过统计分析确定相关的时间和空间尺度。

6.2 最后总结

自帕克太阳探测器发射以来，磁场反转因其普遍存在而引起了日球物理学界的浓厚兴趣。如第 1 节所述，人们关注它们的原因众多：既因为它们与太阳风相互作用并影响其动力学，也因为它们揭示了太阳风的基础物理及其与日冕的联系。在这篇综述中，我们介绍了这些复杂现象的主要特性和研究领域。我们强调，普遍观点认为磁场反转对理解年轻太阳风至关重要；但由于需要统一定义和探测方法，加之帕克任务以遭遇为基础且随时间演进，对其进行研究也颇具挑战。随着更多轨道数据和统计数据集逐渐积累，未来的研究对于全面理解它们在塑造内日球层中的作用至关重要。

致谢

STB 和 SBD 获得了帕克太阳探测器项目通过 SAO/SWEAP 分包合同 975569 提供的支持。MV 感谢 PSP 提供的支持。帕克太阳探测器航天器上的 FIELDS 实验由美国国家航空航天局合同 NNN06AA01C 资助设计和开发。帕克太阳探测器由约翰·霍普金斯应用物理实验室设计、建造，目前也由该实验室负责运行，是美国国家航空航天局与恒星共生（LWS）计划的一部分（合同编号 NNN06AA01C）。LWS 管理团队和技术团队的支持对帕克太阳探测器任务的成功发挥了关键作用。我们感谢约翰·霍普金斯大学应用物理实验室 PSP 任务运行团队和航天器工程团队作出的卓越贡献。NF 获得了 UKRI/STFC 资助（ST/W001071/1）以及法国国家空间研究中心（CNES）的支持。DR 获得了泰国国家科学技术发展局（NSTDA）和泰国国家研究委员会（NRCT）高潜力研究团队资助计划（N42A650868）的支持，并获得了 NSRF 通过人力资源与机构发展、研究与创新项目管理单位提供的支持

（B37G660015）。N.B.、T.D. 和 C.F. 感谢 CNES 提供的资助。C.F. 感谢印法先进研究促进中心研究项目（编号 6904-2 ）提供的资助。C.F. 、 E.P. 和 TDdW 感谢法国国家研究署（ ANR ）通过资助项目 ANR-25-CE31-7416 对 JET2SB 项目的支持。E.P. 和 A.P.R. 感谢法国国家科学研究中心/法国国家宇宙科学研究所国家天体物理计划的 Action Th´ematique Soleil-Terre（ATST）以及 CNES 的 APR 计划提供的支持。C.F.、A.P.R.、TDdW 和 N.B. 感谢 CNES（APR SCM）提供的支持。O.P. 获得美国国家科学基金会 SHINE 资助（编号 2229566）的支持。J.H. 获得美国国家航空航天局资助（编号 80NSSC23K0737 和 80NSSC23K0450）的支持。M.M. 感谢德国研究联合会资助（编号 WI 3211/8-2，项目编号 452856778），以及韩国科学技术信息通信部通过韩国国家研究基金会提供的 Brain Pool 计划资助（RS-2024-00408396）。A.L. 获得英国科学技术设施委员会综合资助 ST/T00018X/1 的支持。T.A.B 获得美国国家航空航天局资助（编号 80NSSC24K0272）的支持。L.S.-V. 获得瑞典研究理事会（VR）研究资助（编号 2022-03352），以及意大利大学与研究部通过 PRIN/NRRP—下一代欧盟资助的项目“2022KL38BK——从空间到实验室等离子体中湍流的终极命运（ULTRA）”（B53D23004850006）和“基于数据预测太阳高能粒子抵达地球：确保空间数据和技术免受危险太阳活动事件影响”（H53D23011020001）的支持。VKJ 感谢帕克太阳探测器任务在美国国家航空航天局与恒星共生（LWS）计划（合同编号 NNN06AA01C）框架下提供的支持。LM、MV、PO 和 LSV 获得了位于伯尔尼的国际空间科学研究所（ISSI）通过 ISSI 国际团队项目 #23-591（膨胀太阳风中的湍流演化）提供的支持。G.H.H.S. 部分获得英国皇家学会（RS）和意大利国家研究委员会（CNR）通过项目“等离子体的多尺度静电能量化：实验室与空间集体过程的比较”（IEC\\R2\\222050and SAC.AD002.043.021）的支持。O.V.A. 获得美国国家航空航天局资助（编号 80NSSC21K1770、80NSSC20K0218 和 80NSSC22K0433）的支持。密歇根大学开展的工作获得了美国国家航空航天局合同（编号 NNN06AA01C、80NSSC20K1847、80NSSC20K1014 和 80NSSC21K1662）的支持。STB 感谢 Y. Rivera 和 M. Terres 就本文各部分内容展开的有益讨论。最后，全体作者感谢 ISSI 主办了促成本综述文章诞生的研讨会。A.P.R. 在美国物理联合会（AIP）开展的工作获得亚历山大·冯·洪堡基金会的支持。

声明

The 作者声明，与本文内容相关的利益冲突不存在。 le.

参考文献

Agapitov OV, Dudok de WitT,Mozer FS,等 (2020年) 与局部磁场洞共位的向太阳传播的哨声波：帕克太阳探测器在35.7 Rs处的观测。《天体物理学杂志》 891(1):L20. https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab799c，URLhttps://doi.org/10.3847%2F2041-8213%2Fab799c

Agapitov OV, Drake JF, Swisdak M, 等 (2022年) 太阳风中的磁通绳合并与折返结构。《天体物理学杂志》925(2):213.https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac4016，arXiv:2109.04016 [astro-ph.SR]

Agapitov OV, Drake JF, Swisdak M, 等（2023）对磁场折返阿尔fv´énicity 的约束。《天体物理学杂志快报》959(2):L21。https://doi.org/10.3847/2041-8213/ad12a5，arXiv:2312.01011 [astro-ph.SR]

Akhavan-Tafti M, Soni SL（2024）原位机制是折返结构形成所必需的。《天体物理学杂志快报》970(2):L26。https://doi.org/10.3847/2041-8213/ad60bc

Akhavan-Tafti M, Kasper J, Huang J, 等（2021）领先折返结构过渡区的间断分析。《天文学与天体物理学》650:A4。https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039508

Akhavan-Tafti M, Kasper J, Huang J, 等（2022）磁场折返加热太阳日冕。《天体物理学杂志快报》937(2):L39。https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac913d

Badman ST, Bale SD, Rouillard AP, 等（2021年）测量内日球层中低至 0.13 天文单位处的开放磁通。《天文学与天体物理学》650:A18。https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039407，arXiv:2009。06844 [astro-ph.SR]

Badman ST, Riley P, Jones SI, 等（2023）对帕克太阳探测器在 13.3 R 处太阳风源区的预测与验证⊙。《地球物理研究杂志（空间物理学）》128(4):e2023JA031359。https://doi.org/10.1029/2023JA031359, arXiv:2303。04852 [astro-ph.SR]Bale SD, Goetz K, Harvey PR, 等（2016）Solar Probe Plus 的 FIELDS 仪器套件：测量日冕等离子体和磁场、等离子体波与湍流，以及太阳瞬变的射电特征。《空间科学评论》204(1-4):49–82。https://doi.org/10.1007/s11214-016-0244-5Bale SD, Badman ST, Bonnell J W, 等（2019）从赤道日冕洞涌出的高度结构化慢太阳风。《自然》576(7786):237–242。https://doi.org/10.1038/s41586-019-1818-7Bale SD, Horbury TS, Velli M, 等（2021）阿尔fv´én 磁场折返的太阳源区：超米粒尺度磁漏斗的原位残余。《天体物理学杂志》923(2):174。https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac2d8c，arXiv:2109。01069 [astro-ph.SR]

Bale SD, Drake JF, McManus MD, 等（2023）日冕冕洞内快太阳风的来源：交换重联。《自然》618(7964):252–256。https://doi.org/10.1038/s41586-023-05955-3，arXiv:2208.07932 [astro-ph.SR]

Balogh A, Forsyth RJ, Lucek EA, 等（1999）高日心纬度处的日球磁场极性反转。《地球物理研究快报》26(6):631–634。https://doi.org/10.1029/1999GL900061

Bandyopadhyay R, Matthaeus WH, McComas DJ, 等（2021）帕克太阳探测器观测到的近太阳磁场折返中的高能粒子行为。《天文学与天体物理学》650:L4。https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039800

Bandyopadhyay R,Matthaeus WH, McComas DJ, 等（2022年）帕克太阳探测器观测到的亚阿尔芬太阳风：湍流、各向异性、间歇性和折返的特征。《天体物理学杂志快报》926(1):L1. https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac4a5c,arXiv:2201.物理学.空间物理学

Bizien N, Dudok de Wit T, Froment C, 等（2023）帕克太阳探测器观测到的折返边界是闭合的吗？《天体物理学杂志》958(1):23. https://doi.org/10.3847/1538-4357/acf99a，网址 https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/acf99a

Boardsen SA, Jian LK, Raines JL, 等（2015年）MESSENGER探测器对0.3至0.7天文单位范围内原位低频波暴的巡测。《地球物理研究杂志（空间物理）》120(12):10,207–10,220. https://doi.org/10.1002/2015JA021506

Boldyrev S，Perez JC（2012）动理学阿尔芬湍流谱。´《天体物理学杂志快报》758(2):L44。https://doi.org/10.1088/2041-8205/758/2/L44，arXiv:1204.5809 [astro-ph.SR]

Borovsky JE（2016）日冕洞太阳风的等离子体结构：起源与演化。《地球物理研究杂志（空间物理）》121(6):5055–5087。https://doi.org/10.1002/2016JA022686

Bourouaine S，Perez JC，Klein KG 等（2020）帕克太阳探测器观测到的折返区间与非折返区间的湍流特征。《天体物理学杂志快报》904(2):L30。https://doi.org/10.3847/2041-8213/abbd4a，arXiv:2010.00936 [physics.space-ph]

Bourouaine S, Perez JC,Raouafi NE 等（2022年）大振幅阿尔芬振荡中磁场折返与局部磁场几何结构的关系特征´：Wind 和帕克太阳探测器观测。《天体物理学杂志快报》932(2):L13。https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac67d9, arXiv:2204.09800 [astro-ph.SR]

Bowen TA、Bale SD、Bonnell JW 等（2020a）帕克太阳探测器FIELDS仪器的搜索线圈与磁通门磁力仪合并数据产品。《地球物理研究杂志》（空间物理学）125(5)：e27813。https://doi.org/10.1029/2020JA027813，arXiv:2001。04587 [astro-ph.IM]Bowen TA、Mallet A、Huang J 等（2020b）内日球层中的离子尺度电磁波。《天体物理学杂志增刊》246(2)：66。https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab6c65，arXiv:1912。02361 [astro-ph.SR]Bowen TA、Chandran BDG、Squire J 等（2022年）太阳风中回旋共振加热的原位特征。《物理评论快报》129(16)：165101。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.129.165101，arXiv:2111.05400

[astro-ph.SR]

Bowen TA、Bale SD、Chandran BDG 等（2024）通过回旋共振调节无碰撞湍流耗散。《自然·天文学》https://doi.org/10.1038/s41550-023-02186-4Bowen TA、Dunn CI、Mallet A 等（2025）球面偏振阿尔芬´湍流中的非线性相互作用。《天体物理学杂志》985(1):49。https://doi.org/10.3847/1538-4357/adc569, 网址https://doi.org/10.3847/1538-4357/adc569Brodiano M、Dmitruk P、Andr´és N（2023）太阳风湍流中可压缩能量级联率的统计研究：帕克太阳探测器观测。《等离子体物理学》30(3):032903。https://doi.org/10.1063/5.0109379, https://pubs.aip.org/aip/pop/article-pdf/doi/10.1063/5.0109379/16796315/0329031_online.pdfBruno R、Carbone V（2013）太阳风：一个湍流实验室。《太阳物理学年度评论》2:4–+BurlagaLF（1969年）行星际磁场中的方向不连续结构。《太阳物理学》7(1):54–71。https://doi.org/10.1007/BF00148406

Case AW, Kasper JC,StevensML, 等（2020年）帕克太阳探测器上的太阳探测器杯式分析仪。《天体物理学杂志增刊》246(2):43。https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab5a7b, 网址https://doi.org/10.3847%2F1538-4365%2Fab5a7b

Cassak PA, Otto A（2011）对称剪切流条件下磁重联率的标度关系。《等离子体物理学》18(7):074501。https://doi.org/10.1063/1.3609771

Cattell C, Breneman A, Dombeck J, 等（2022年）帕克太阳探测器发现：太阳附近缺乏哨声波，无法散射束流电子并调节热通量。《天体物理学杂志》924:L33。https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac4015, 网址https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2022ApJ...924L..33C

Chandran BDG, Schekochihin AA, Mallet A（2015年）强RMHD湍流中的间歇性与对齐。《天体物理学杂志》807(1):39。https://doi.org/10.1088/0004-637X/807/1/39, arXiv:1403.6354 [astro-ph.SR]

Chan´e E, Schmieder B, Dasso S, et al（2021）日冕物质抛射的过度膨胀在地球处太阳风中产生亚阿尔芬等离子体条件。《天文学与天体物理学》647:A149。https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039867

Chen CHK, Bale SD, Bonnell JW, et al（2020年）内日球层中太阳风湍流的演化及其作用。《天体物理学杂志增刊》246(2):53。https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab60a3, arXiv:1912.02348[astro-ph.SR]

Chen Q, OttoA, Lee LC (1997) 撕裂不稳定性、开尔文-亥姆霍兹不稳定性与磁重联。《地球物理研究杂志》102(A1):151–162. https://doi.org/10.1029/96JA03144Chhiber R, Goldstein ML, Maruca BA, et al (2020) 帕克太阳探测器首次近日点附近间歇性磁场与流动结构的聚类——增量部分方差分析。《天体物理学杂志增刊》246(2):31. https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab53d2Choi KE, Agapitov O, Colomban L, et al (2024) 年轻太阳风中的哨声波：帕克太阳探测器第1至11次遭遇事件中的振幅与传播方向统计。《天体物理学杂志》971(2):177.https://doi.org/10.3847/1538-4357/ad54c4, arXiv:2408.00736 [physics.space-ph]Colomban L, Agapitov OV, Krasnoselskikh V, et al (2023) 利用两个磁场分量和两个电场分量重建哨声波的偏振特性：应用于帕克太阳探测器测量数据。《地球物理研究杂志：空间物理学》128(10):e2023JA031427.https://doi.org/10.1029/2023JA031427, 电子印本：https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2023JA031427 Colomban L, Kretzschmar M, Krasnoselkikh V, et al (2024) 利用太阳轨道器和帕克太阳探测器量化0.2至1天文单位范围内哨声波引起的超热电子扩散。《天文学与天体物理学》684:A143. https://doi.org/10.1051/0004-6361/202347489, arXiv:2402.06016 [astro-ph.SR]

Cuesta ME, Parashar TN, Chhiber R, et al (2022) 膨胀太阳风中的间歇性：来自帕克太阳探测器（0.16天文单位）、Helios 1（0.3-1天文单位）和旅行者1号（1-10天文单位）的观测。《天体物理学杂志增刊》259(1):23. https://doi.org/10.3847/1538-4365/ac45fa，arXiv:2202.01874 [physics.space-ph]D'Amicis R, Bruno R, Panasenco O, et al (2021) 太阳轨道器首次观测到阿尔fv´én低速太阳风并识别其太阳源。《天文学与天体物理学》656:A21. https://doi.org/10.1051/0004-6361/202140938DeForestCE, Matthaeus WH,Viall NM,et al(2016) 年轻太阳风中日冕结构的消退与湍流的出现。《天体物理学杂志》828(2):66. https://doi.org/10.3847/0004-637X/828/2/66，arXiv:1606.07718 [astro-ph.SR]Del Sarto D, Pegoraro F (2018) 低碰撞率等离子体中剪切诱导的压力各向异性化及其与流体涡量的相关性。《皇家天文学会月刊》475(1):181–192.https://doi.org/10.1093/mnras/stx3083Domingo V, Fleck B, Poland AI (1995) SOHO任务：概述。《太阳物理学》162(1-2):1–37.https://doi.org/10.1007/BF00733425Drake JF, Agapitov O, Swisdak M, et al (2021) 折返结构是日冕中交换重联产生的磁通量绳的特征。《天文学与天体物理学》650:A2. https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039432，arXiv:2009.05645 [astro-ph.SR]Duan D, He J, Bowen TA, et al (2021) 内日球层动理学尺度上的太阳风湍流各向异性：帕克太阳探测器观测。《天体物理学杂志快报》915(1):L8. https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac07ac，网址 https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/ac07ac

Dudok de Wit T, Alexandrova O, Furno I 等（2013）《等离子体微观过程表征方法》。SpaceScience Reviews178(2-4):665–693. https://doi.org/10.1007/s11214-013-9974-9，arXiv:1306.5303 [physics.plasm-ph]

Dudok de Wit T, Krasnoselskikh VV, Bale SD 等（2020）《近日点磁场中的折返结构：长记忆及其对湍流级联的影响》。《天体物理学杂志增刊》246(2):39. https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab5853，arXiv:1912.02856 [astro-ph.SR]

Einaudi G, Rubini F (1986年) 流动等离子体中的电阻不稳定性：I. 无黏情形。《流体物理学》29(8):2563–2568. https://doi.org/10.1063/1.865548Elsasser WM (1950年) 磁流体方程。Phys Rev 79:183–183.https://doi.org/10.1103/PhysRev.79.183，网址 https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.79.183Eriksson S, Swisdak M, Mallet A, et al (2024) 帕克太阳探测器在太阳附近宁静等离子体中观测到的磁重联喷流区。《天体物理学杂志》965(1):76.https://doi.org/10.3847/1538-4357/ad25f0Fargette N (2022年) 磁重联在日球层磁通量绳和折返结构形成中的作用。博士论文，Universit´保罗·萨巴蒂耶大学—图卢兹第三大学，网址 https://theses.hal.science/tel-03936235Fargette N, Lavraud B, Rouillard AP, et al (2021) 太阳附近磁场折返斑块的特征尺度及其与太阳超颗粒和颗粒化的可能联系。《天体物理学杂志》919(2):96.https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac1112，arXiv:2109.01519 [astro-ph.SR]Fargette N, Lavraud B, Rouillard AP, et al (2022年) 磁场折返的优先方向及其对太阳磁通输运的影响。《天文学与天体物理学》663:A109.https://doi.org/10.1051/0004-6361/202243537，arXiv:2203.14591 [astro-ph.SR] Fargette N, Lavraud B, Rouillard AP, et al (2023) 太阳风中磁重联喷流区的聚集：自动检测研究。《天文学与天体物理学》674:A98. https://doi.org/10.1051/0004-6361/202346043

Farrell WM, MacDowall RJ, Gruesbeck JR, et al (2020年) 太阳附近折返结构边界处的磁场骤降：叠加历元分析。《天体物理学杂志增刊》249(2):28. https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab9ebaFarrell WM, Rasca AP, MacDowall RJ, et al (2021) 折返边界耗散与相对年龄。《天体物理学杂志》915(1):68.https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac005bFedorov A, Louarn P,Owen CJ, et al (2021) 太阳轨道器观测到的类反转结构。《天文学与天体物理学》656:A40. https://doi.org/10.1051/0004-6361/202141246Fisk LA, Kasper JC (2020年) 太阳开放磁通的全球环流。《天体物理学杂志快报》894(1):L4.https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab8acdFox NJ, Velli MC, Bale SD, et al (2016) 太阳探测器增强版任务：人类首次造访我们的恒星。《空间科学评论》204(1-4):7–48. https://doi.org/10.1007/s11214-015-0211-6Fredricks RW, Coroniti FV (1976) 从运动参考系中计算的频谱推导静止系涨落频谱时存在的歧义。《地球物理研究杂志》81(A31):5591–5595. https://doi.org/10.1029/JA081i031p05591Frisch U (1995) 湍流：A.N. Kolmogorov的遗产。剑桥大学出版社 Froment C, Krasnoselskikh V, Dudok de Wit T, et al (2021) 帕克太阳探测器在磁场折返结构边界处直接观测到磁重联的证据。《天文学与天体物理学》650:A5.https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039806, arXiv:2101.06279 [astro-ph.SR]

Froment C、Agapitov OV、Krasnoselskikh V 等（2023）年轻太阳风中磁场凹陷内产生的哨声波：帕克太阳探测器搭载的搜索线圈磁强计的观测。《天文学与天体物理学》672：A135。https://doi.org/10.1051/0004-6361/202245140，URLhttps://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2023A&A...672A.135F

Gogoberidze G, Chapman SC, Hnat B (2012) 湍流太阳风中剩余能量的产生。《等离子体物理学》19(10):102310. https://doi.org/10.1063/1.4764469Goldstein ML, Roberts DA, Fitch CA (1994) 太阳风湍流惯性区和耗散区中涨落磁螺度的特性。《地球物理研究杂志》99(A6):11519–11538.https://doi.org/10.1029/94JA00789Golub GH, van Loan CF (2013) 《矩阵计算》。第4版；马里兰州巴尔的摩：约翰·霍普金斯大学出版社 Gosling JT (2012) 太阳风中的磁重联。《空间科学评论》172(1-4):187–200.https://doi.org/10.1007/s11214-011-9747-2Gosling JT, Szabo A (2008) 太阳风磁重联产生的分叉电流片。《地球物理研究杂志（空间物理）》113(A10):A10103. https://doi.org/10.1029/2008JA013473Gosling JT, Skoug RM, McComas DJ, 等 (2005) 1天文单位附近太阳风中磁重联的直接证据。《地球物理研究杂志（空间物理）》110(A1):A01107.https://doi.org/10.1029/2004JA010809Gosling JT, McComas DJ, Roberts DA, 等 (2009) 太阳风阿尔芬涨落的单侧特征。《天体物理学杂志快报》695(2):L213–L216.https://doi.org/10.1088/0004-637X/695/2/L213Greco A, Matthaeus WH, Perri S, 等 (2018) 太阳风观测与等离子体模拟中的增量部分方差法。《空间科学评论》214(1):1.https://doi.org/10.1007/s11214-017-0435-8Halekas JS, Bale SD, Berthomier M, 等 (2023) 量化太阳风中13.3至100太阳半径范围内的能量收支。《天体物理学杂志》952(1):26. https://doi.org/10.3847/1538-4357/acd769,

arXiv:2305.13424 [astro-ph.SR]

Hausman BA, Michel FC, Espley JR, 等（2004年）论磁定向间断的性质和方向判定：最小方差法存在的问题。《地球物理研究杂志：空间物理学》109(A11)。https://doi.org/10.1029/2004JA010670He J, Marsch E, Tu C, 等（2011）太阳风湍流磁螺度角分布中可能存在阿尔夫´én-回旋波的证据。《天体物理学杂志》731(2):85。https://doi.org/10.1088/0004-637X/731/2/85Hern´andez CS, Sorriso-Valvo L, Bandyopadhyay R, 等（2021）折返结构对内日球层湍流级联和能量传递率的影响。《天体物理学杂志快报》922(1):L11。https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac36d1

Horbury TS, Burgess D, Fr¨anz M 等（2001）太阳风间断的三航天器观测。《地球物理研究快报》28(4):677–680。 https://doi.org/10.1029/2000GL000121

Horbury TS, Forman M, Oughton S（2008）磁流体湍流的各向异性标度。《物理评论快报》101(17):175005。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.175005， arXiv:0807.3713 [physics.plasm-ph]

Horbury TS, Matteini L, Stansby D（2018）近太阳快太阳风中短暂的大振幅速度增强。《英国皇家天文学会月刊》478(2):1980–1986。https://doi.org/10.1093/mnras/sty953

Horbury TS, Woolley T, Laker R 等（2020）近太阳太阳风中的尖锐阿尔芬脉冲。《天体物理学杂志增刊》246(2):45。 https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab5b15

Horbury TS, Bale SD, McManus MD, 等（2023）太阳风中的折返结构、微流和宽带湍流。《等离子体物理学》30(8):082905. https://doi.org/10.1063/5.0123250

Howes GG, Quataert E（2010）关于太阳风湍流耗散区中磁螺度特征的解读。《天体物理学杂志快报》709(1):L49–L52. https://doi.org/10.1088/2041-8205/709/1/L49， arXiv:0910.5023 [astro-ph.EP]

Huang J, Kasper JC, Vech D, 等（2020a）利用帕克太阳探测器首次观测结果估算的内日球层质子温度各向异性变化。《天体物理学杂志增刊》246(2):70. https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab74e0， arXiv:1912.03871 [physics.space-ph]

Huang J, Kasper JC, Fisk LA, 等（2023a）折返结构的结构与起源：帕克太阳探测器观测。《天体物理学杂志》952(1):33。 https://doi.org/10.3847/1538-4357/acd17e， arXiv:2301.10374 [physics.space-ph]

Huang J, Kasper JC, Larson DE, et al（2023b）折返结构的温度、电子和压力特征：帕克太阳探测器观测。《天体物理学杂志》954(2):133。https://doi.org/10.3847/1538-4357/ace694， arXiv:2306.04773 [physics.space-ph]Huang SY, Zhang J, Sahraoui F, et al（2020b）内日球层中的动力学尺度慢太阳风湍流：动力学阿尔芬´波与阿尔芬´离子回旋波共存。《天体物理学杂志快报》897(1):L3。https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab9abb， arXiv:2006.04665 [physics.space-ph]Hudson PD（1970年）各向异性等离子体中的不连续结构及其在太阳风中的识别。《行星与空间科学》18(11):1611–1622。https://doi.org/10.1016/0032-0633(70)90036-X， 网址 https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/003206337090036XIroshnikov PS（1963年）强磁场中的导电流体湍流。《天文学杂志》40:742。ADS Bibcode: 1963AZh....40..742I Jagarlamudi VK, Dudok de Wit T, Froment C, et al（2021）帕克太阳探测器首次遭遇期间的哨声波发生情况及其与束流电子的相互作用。《天文学与天体物理学》650:A9。https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039808， 网址 https://www.aanda.org/10.1051/0004-6361/202039808

Jagarlamudi VK, Raouafi NE, Bourouaine S, et al（2023）内日球层中折返结构的发生情况与演化：帕克太阳探测器观测。《天体物理学杂志快报》950(1):L7。https://doi.org/10.3847/2041-8213/acd778Jian LK, Russell CT, Luhmann JG, et al（2010）0.3天文单位附近太阳风中的离子回旋波观测。《地球物理研究杂志（空间物理）》115(A12):A12115。https://doi.org/10.1029/2010JA015737Johnston Z, Squire J, Mallet A, et al（2022年）膨胀太阳风中阿尔芬折返结构的性质：三维数值模拟。《等离子体物理学》29(7):072902。´enicswitchbacks inthe expandingsolar wind: Three-dimensionalnumerical simulations. Physics of Plasmas 29(7):072902. https://doi.org/10.1063/5.0097983Kahler SW, Crooker NU, Gosling JT（1996）行星际磁场扇区内反转的拓扑结构。《地球物理研究杂志》101(A11):24373–24382。https://doi.org/10.1029/96JA02232Karbashewski S, Agapitov OV, Kim HY, et al（2023）帕克太阳探测器第一次近太阳遭遇期间的哨声波观测：与磁场非均匀性共位的反向传播哨声波及其在电场测量校准中的应用。《天体物理学杂志》947:73。https://doi.org/10.3847/1538-4357/acc527，网址https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2023ApJ...947...73K

Kasper JC, Lazarus AJ, Gary SP (2002) Wind/SWE 对太阳风质子温度各向异性中火hose约束的观测。《地球物理研究快报》29(17):1839。https://doi.org/10.1029/2002GL015128

Kasper JC, Abiad R, Austin G, et al (2016) 太阳风电子、阿尔法粒子和质子（SWEAP）探测项目：为 Solar Probe Plus 设计的太阳风与日冕等离子体仪器套件。《空间科学评论》204:131–186。https://doi.org/10.1007/s11214-015-0206-3

Kasper JC, Bale SD, Belcher JW, et al (2019) Alfv´太阳风与日冕等离子体仪器套件enic 速度尖峰及近太阳太阳风中的旋转流。《自然》576(7786):228–231。https://doi.org/10.1038/s41586-019-1813-z

Kasper JC, Klein KG, Lichko E 等（2021）帕克太阳探测器进入磁主导日冕。《物理评论快报》127(25):255101。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.255101

Kennel CF, Scarf FL, Coroniti FV 等（1980）在 ISEE-3 上探测到的相关哨声波与电子等离子体振荡脉冲。Geophysical Research Letters 7(2):129–132。https://doi.org/10.1029/GL007i002p00129

Kepko L, Viall NM, Antiochos SK 等（2016）L1观测对太阳重联形成慢太阳风的启示。Geophysical Research Letters 43(9):4089–4097。https://doi.org/https://doi.org/10.1002/2016GL068607, https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/2016GL068607

Klein KG, Howes GG,TenBarge JM 等（2014年）太阳风中角度依赖的磁螺度谱的物理解释：质子回旋半径尺度附近湍流涨落的性质。《天体物理学杂志》785(2):138。https://doi.org/10.1088/0004-637X/785/2/138，arXiv:1403.2306 [physics.plasm-ph]

Knetter T（2005）基于不连续结构多点观测对太阳风微结构的新认识。博士论文，Universit¨at zu K¨oln Knetter T, Neubauer FM, Horbury T 等（2003）Cluster 对间断的观测。《空间研究进展》32(4):543–548。https://doi.org/10.1016/S0273-1177(03)00335-1Knetter T, Neubauer FM, Horbury T 等（2004）利用 Cluster 磁场数据进行的四点间断观测：统计调查。《地球物理研究杂志（空间物理）》109(A6):A06102。https://doi.org/10.1029/2003JA010099Kraichnan RH（1965年）磁流体湍流的惯性区谱。《流体物理学》8(7):1385– 1387。出版方：美国物理联合会

Krasnoselskikh V, Larosa A, Agapitov O 等（2020年）帕克太阳探测器测量数据揭示的近太阳太阳风中的局域磁场结构及其边界。《天体物理学杂志》893(2):93。https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab7f2d, arXiv:2003.05409 [physics.space-ph]Krasnoselskikh V, Zaslavsky A, Artemyev A 等（2023）低层日冕中等离子体交换重联的离子动力学。《天体物理学杂志》959(1):15。https://doi.org/10.3847/1538-4357/ad046b，网址 https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ad046bKretzschmar M, Chust T, Krasnoselskikh V 等（2021）Solar Orbiter/RPW 在 0.5 天文单位至 1 天文单位处观测到的哨声波。《天文学与天体物理学》656:A24。https://doi.org/10.1051/0004-6361/202140945，网址 https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2021A%26A...656A..24K/abstractLaker R, Horbury TS, Bale SD 等（2021）太阳风折返的方向、形状和尺寸统计分析。《天文学与天体物理学》650:A1。 https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039354，arXiv:2010.10211 [physics.space-ph]Laker R, Horbury TS, Matteini L 等（2022）帕克太阳探测器早期遭遇事件之后的折返偏转。《皇家天文学会月刊》517(1):1001–1005。 https://doi.org/10.1093/mnras/stac2477, arXiv:2204.12980 [physics.space-ph]

Laker R, Horbury TS, Woodham LD, 等（2024年）近太阳太阳风中的相干偏转模式及相关温度增强。《皇家天文学会月刊》527(4):10440–10447。https://doi.org/10.1093/mnras/stad3351，arXiv:2309.13683 [physics.space-ph]

Landi S, Hellinger P, Velli M（2006）由径向速度场结构驱动的日球磁场极性反转。《地球物理研究快报》33(14):L14101。 https://doi.org/10.1029/2006GL026308

Larosa A, Krasnoselskikh V, Dudok de Wit T, 等（2021）折返结构：统计性质及与阿尔芬性´的偏差。《天文学与天体物理学》650:A3。 https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039442，arXiv:2012.10420 [astro-ph.SR]

Larosa A, Chen CHK, McIntyre JR, 等（2024）内日球层中磁场旋转分布的演化。《天文学与天体物理学》686:A238。 https://doi.org/10.1051/0004-6361/202450030Leamon RJ, Matthaeus WH, Smith CW, 等（1998a）回旋共振阻尼对行星际湍流动理学耗散的贡献。《天体物理学杂志快报》507(2):L181–L184。https://doi.org/10.1086/311698，arXiv:astro-ph/9809017 [astro-ph]Leamon RJ, Smith CW, Ness NF, 等（1998b）行星际磁场耗散区动力学的观测约束。《地球物理研究杂志》103(A3):4775–4788。https://doi.org/10.1029/97JA03394Li B, Cairns IH, Owens MJ, 等（2016）1天文单位处的磁场反转：映射预测与观测的比较。《地球物理研究杂志（空间物理）》121(11):10,728–10,743。https://doi.org/10.1002/2016JA023023Liu R,Liu YCM,Huang J, 等（2022）与高速等离子体相关的磁场折返结构中的密度压缩：叠加历元分析。《地球物理研究杂志（空间物理）》127(5):e30382。https://doi.org/10.1029/2022JA030382Liu W, Zhao J, Wang T, 等（2023a）内日球层中离子尺度波的径向分布。《天体物理学杂志》951(1):69。 https://doi.org/10.3847/1538-4357/acd53b，arXiv:2305.08424 [astro-ph.SR]Liu YD, Ran H, Hu H, 等（2023b）关于折返结构的生成与演化以及阿尔fv´én过渡区的形态：低马赫数边界层。《天体物理学杂志》944(2):116。https://doi.org/10.3847/1538-4357/acb345, arXiv:2301.05829 [astro-ph.SR]

Livi R, Larson DE, Kasper JC, 等（2022）帕克太阳探测器上的太阳探测器分析仪——离子。《天体物理学杂志》938(2):138。https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac93f5，URL https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ac93f5 Livi S, Lepri ST, Raines JM, 等（2023）太阳轨道器重离子传感器的首批结果。《天文学与天体物理学》676:A36。https://doi.org/10.1051/0004-6361/202346304 Macneil AR, Owens MJ, Wicks RT, 等（2020）反转磁场穿越内日球层的演化。《皇家天文学会月刊》494(3):3642–3655。https://doi.org/ 10.1093/mnras/staa951，arXiv:2004.05449 [physics.space-ph]Malaspina DM, Ergun RE, Bolton M, 等（2016）太阳探测器增强版任务FIELDS仪器套件的数字场板：模拟与数字信号处理。《地球物理研究杂志（空间物理）》121(6):5088–5096。https://doi.org/10.1002/2016JA022344 Malaspina DM, Chasapis A, Tatum P, 等（2022）近太阳太阳风中的非均匀阿尔fv´én波。《天体物理学杂志》936(2):128。https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac87a7，URL https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac87a7 Mallet A（2023）大振幅、小尺度阿尔fv´én波的非线性动力学。《等离子体物理学》30(12):122103。https://doi.org/10.1063/5.0170226，arXiv:2311.05068 [physics.plasm-ph]Mallet A,Squire J,Chandran BDG,等（2021）膨胀太阳风中大振幅阿尔fv´én波的演化与折返结构的生成。《天体物理学杂志》918(2):62。https://doi.org/10. 3847/1538-4357/ac0c12，arXiv:2104.08321 [physics.space-ph]Mallet A, Shi C, Terenani A, 等（2026，本合集）日球层中折返结构的演化与影响。《空间科学评论》，准备中，本期 Marino R, Sorriso-Valvo L（2023）空间等离子体湍流能量传递的标度律。《物理学报告》1006:1–144。https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.physrep.2022.12.001，URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157322003969 Martinovi´c MM, Klein KG, Huang J, 等（2021）帕克太阳探测器测得的折返结构内部及附近的多尺度太阳风湍流特性。《天体物理学杂志》912(1):28。https: //doi.org/10.3847/1538-4357/abebe5，arXiv:2103.00374 [astro-ph.SR]Matteini L, Horbury TS, Neugebauer M, 等（2014）太阳风速度对局部磁场方向的依赖：阿尔fv´én涨落的作用。《地球物理研究快报》41(2):259–265。https://doi. org/10.1002/2013GL058482 Matteini L, Horbury TS, Pantellini F, 等（2015）多流体太阳风阿尔fv´én湍流中的离子动能守恒与磁场强度恒定性。《天体物理学杂志》802(1):11。https://doi.org/10.1088/0004-637X/802/1/11，arXiv:1501.00702 [physics.space-ph]Matteini L, Tenerani A, Landi S, 等（2024）膨胀太阳风中的阿尔fv´én涨落：球形偏振的形成与径向演化。《等离子体物理学》31(3):032901。https://doi.org/10.1063/ 5.0177754 McComas DJ, Alexander N, Angold N, 等（2016）太阳综合科学探测（ISIS）：高能粒子探测的设计。《空间科学评论》204(1-4):187–256。https://doi.org/ 10.1007/s11214-014-0059-1 McCracken KG, Ness NF（1966）行星际磁场对宇宙线的准直作用。《地球物理研究杂志》71(13):3315–3318。https://doi.org/10.1029/JZ071i013p03315 McDougall E, Poduval B（2025）高能离子成分作为探究阿尔法粒子重离子磁场折返结构物理起源的一种手段。《天体物理学杂志》984(1):6。https://doi.org/10.3847/1538-4357/adc2ff，URL https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/adc2ff

McManus MD, Bowen TA, Mallet A, 等（2020年）磁场折返结构中的交叉螺度反转。《天体物理学杂志增刊》246(2):67. https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab6dce，arXiv:1912.07823 [physics.space-ph]
McManus MD, Verniero J, Bale SD, 等（2022年）磁场折返结构中阿尔法粒子的密度和速度涨落。《天体物理学杂志》933(1):43. https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac6ba3，arXiv:2204.13801 [astro-ph.SR]
Meng MM, Liu YD, Chen C, 等（2022年）太阳风折返结构的分布、旋转和尺度特征分析：帕克太阳探测器首次与第二次遭遇的比较。《天文学与天体物理学研究》22(3):035018. https://doi.org/10.1088/1674-4527/ac49e4，arXiv:2201.08069 [astro-ph.SR]Michel FC（1967）太阳风结构模型。《地球物理研究杂志》72:1917. https://doi.org/10.1029/JZ072i007p01917Moncuquet M, Meyer-Vernet N, Issautier K, 等（2020年）利用帕克太阳探测器/FIELDS 准热噪声谱首次原位测量电子密度和温度。《天体物理学杂志增刊》246(2):44. https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab5a84，arXiv:1912.02518 [astro-ph.SR]Montgomery D, Turner L（1981年）强外磁场中的各向异性磁流体湍流。《流体物理学》24(5):825–831. https://doi.org/10.1063/1.863455，网址 https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.863455，https://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.863455Mozer FS, Agapitov OV, Bale SD, 等（2020a）帕克太阳探测器上的直流和低频电场测量。《地球物理研究杂志（空间物理）》125(9):e27980. https://doi.org/10.1029/2020JA027980

Mozer FS, Agapitov OV,BaleSD, 等（2020b）太阳磁场中的磁场反转：其演化、内容及其对等离子体的影响。《天体物理学杂志增刊》246(2):68. https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab7196

Mozer FS, Bale SD, Bonnell JW, 等（2021）太阳风中观测到的折返结构的原点。《天体物理学杂志》919(1):60. https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac110d，arXiv:2105.07601 [astro-ph.SR]

M¨uller WC, Grappin R（2005年）磁流体湍流中的谱能量动力学。《物理评论快报》95(11):114502

Neugebauer M, Goldstein BE（2013）太阳风中的双质子束与磁场折返结构。载于：Zank GP, Borovsky J, Bruno R, 等（编）太阳风13，美国物理联合会会议系列，第1539卷。美国物理联合会，第46–49页，https://doi.org/10.1063/1.4810986

Neugebauer M, Clay DR, Goldstein BE, 等（1984）重新考察太阳风中的旋转不连续面和切向不连续面。《地球物理研究杂志》89(A7):5395–5408. https://doi.org/10.1029/JA089iA07p05395Neugebauer M, Goldstein BE, McComas DJ, 等（1995）尤利西斯号对来自日冕洞的太阳风微流的观测。《地球物理研究杂志》100(9):23389–23396 Owen CJ, Cowley SWH（1987）关于非对称尾瓣等离子体条件下地磁尾电流片应力平衡的说明。《行星与空间科学》35(4):467–474. https://doi.org/10.1016/0032-0633(87)90103-6Owen CJ, Bruno R, Livi S, 等（2020）太阳轨道器太阳风分析仪（SWA）套件。《天文学与天体物理学》642:A16. https://doi.org/10.1051/0004-6361/201937259Owens MJ, Forsyth RJ（2013）日球磁场。《太阳物理学评论》10(1):5.https://doi.org/10.12942/lrsp-2013-5

Panasenco O、Velli M、D'Amicis R 等（2020年）《探索太阳风起源：连接帕克太阳探测器至1天文单位处的等离子体流：非球形源表面与阿尔芬涨落》。《天体物理学杂志》

增刊246(2):54。 https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab61f4

Pecora F、Matthaeus WH、Primavera L 等（2022）内日球层中的磁场折返发生率：帕克太阳探测器与1天文单位。《天体物理学杂志快报》929(1)：L10。https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac62d4，arXiv:2202.04216 [astro-ph.SR]

Perrone D、Chiappetta F、Settino A 等（2025）折返结构及其在湍流级联中的作用：太阳轨道器观测。《天文学与天体物理学》696：A192。https://doi.org/10.1051/0004-6361/202453094

Phan TD、GoslingJT、Paschmann G 等（2010）磁重联对等离子体β 和磁剪切的依赖性：来自太阳风观测的证据。《天体物理学杂志快报》719(2)：L199–L203。https://doi.org/10.1088/2041-8205/719/2/L199

Phan TD, Bale SD, Eastwood JP, 等（2020年）帕克太阳探测器在第一次近太阳遭遇期间对磁重联排气区的原位观测。《天体物理学杂志增刊》246(2):34。https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab55ee

Podesta JJ, Gary SP（2011）太阳风涨落磁螺度谱与局地均值磁场夹角的关系。《天体物理学杂志》734(1):15。https://doi.org/10.1088/0004-637X/734/1/15

Pulupa M, Bale SD, Bonnell JW, 等（2017）Solar Probe Plus 射频谱仪：测量要求、模拟设计和数字信号处理。《地球物理研究杂志（空间物理）》122(3):2836–2854。https://doi.org/10.1002/2016JA023345

Raouafi NE、Matteini L、Squire J 等（2023）帕克太阳探测器：太阳活动周极小期四年发现。《空间科学评论》219(1):8。https://doi.org/10.1007/s11214-023-00952-4，arXiv:2301.02727 [astro-ph.SR]

Rasca AP、Farrell WM、MacDowall RJ 等（2021）近太阳区反转边界：与太阳距离相关的耗散。《天体物理学杂志》916(2):84。https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac079f

Rasca AP、Farrell WM、Whittlesey PL 等（2022年）帕克太阳探测器观测到的折返边界处电子等离子体频率附近的磁场骤降及相关等离子体波发射。《天体物理学杂志》935(2):81。https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac80c3

Rasca AP、Farrell WM、Gruesbeck JR 等（2023）观测到的阿尔fv´én临界面附近的折返结构及相关磁洞。《天体物理学杂志》959(1):10。https://doi.org/10.3847/1538-4357/ad06b4，网址 https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ad06b4

RiveraYJ、BadmanST、StevensML 等（2024a）原位观测到大振幅阿尔fv´én波对太阳风的加热和加速作用。《科学》385(6712):962–966。https://doi.org/10.1126/science.adk6953，网址 https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.adk6953，https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.adk6953

Rivera YJ、Badman ST、Stevens ML 等（2024b）通过重离子诊断推断磁场折返斑块内部的混合源区特征。《天体物理学杂志》974(2):198。https://doi.org/10.3847/1538-4357/ad7815，网址 https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ad7815

Rivera YJ、Badman ST、Verniero JL 等（2025）区分慢速太阳风和 Alfv´én 慢速太阳风中的加速机制。《天体物理学杂志》980(1):70。https://doi.org/10.3847/1538-4357/ada699，arXiv:2501.02163 [astro-ph.SR]

Romeo OM、Braga CR、Badman ST 等（2023）近日太阳附近对一次日冕物质抛射的原位和遥感观测及其对日球层电流片的影响。《天体物理学杂志》954(2):168。https://doi.org/10.3847/1538-4357/ace62e

Rouillard AP、KouloumvakosA、Vourlidas A 等（2020年）帕克太阳探测器上的冕流与密度及磁结构的关系。《天体物理学杂志增刊》246(2):37。https://doi.org/10.3847/1538-4365/

ab579a，arXiv:2001年.01993 [astro-ph.SR]

Ruffolo D, Matthaeus WH, Chhiber R,等（2020）阿尔芬临界区之外剪切驱动向各向同性湍流太阳风的转变。《天体物理学杂志》902(2):94。https://doi.org/10.3847/1538-4357/abb594，arXiv:2009.06537 [physics.space-ph]

RuffoloD, NgampoopunN, BhoraYR, 等（2021）帕克太阳探测器对太阳风的观测中磁压平衡区域。《天体物理学杂志》923(2):158。https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac2ee3，arXiv:2110.08506 [astro-ph.SR]

Sakshee S, Bandyopadhyay R, Banerjee S（2022）利用帕克太阳探测器数据研究太阳附近太阳风湍流中的磁流体尺度各向异性。《皇家天文学会月报》514(1):1282–1288。https://doi.org/10.1093/mnras/stac1449

Sanchez-Diaz E, Rouillard AP, Davies JA 等（2017a）太阳活动极大期慢速太阳风中释放的密度结构的时间和空间尺度。《天体物理学杂志》851(1):32。https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa98e2，arXiv:1711.02486 [astro-ph.SR]

Sanchez-Diaz E, Rouillard AP, Davies JA 等（2017b）日冕中团块与雨状内流伴随形成的观测证据。《天体物理学杂志快报》835(1):L7。https://doi.org/10.3847/2041-8213/835/1/L7，arXiv:1612.05487 [astro-ph.SR]

Schwadron NA, McComas DJ（2021）折返结构的解释：超帕克磁场——次帕克螺旋的另一面。《天体物理学杂志》909(1):95。https://doi.org/10.3847/1538-4357/abd4e6，arXiv:2102.03696 [astro-ph.SR]

Shebalin JV, Matthaeus WH, Montgomery D（1983年）均匀磁场引起的磁流体湍流各向异性。《等离子体物理学杂志》29(3):525–547。https://doi.org/10.1017/S0022377800000933

Shi C, Velli M, Panasenco O, 等（2021）帕克太阳探测器观测到的内日球层中的阿尔芬湍流与非阿尔芬湍流。´enic 湍流´enic 湍流。Astronomy and Astrophysics 650:A21。https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039818，arXiv:2101.00830 [astro-ph.SR]

Shi C, Panasenco O, Velli M, 等（2022a）磁场折返斑块及其起源。《天体物理学杂志》934(2):152。https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac7c11，arXiv:2206.03807 [astro-ph.SR]

Shi C, Panasenco O, Velli M, 等（2022b）磁场折返斑块及其起源。《天体物理学杂志》934(2):152. https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac7c11，arXiv:2206.03807 [astro-ph.SR]

Shi C, Velli M, Toth G, 等（2024）三维磁场折返的解析模型与磁流体动力学模拟。《天体物理学杂志快报》964(2):L28. https://doi.org/10.3847/2041-8213/ad335a，arXiv:2401.11334 [physics.space-ph]

Shoda M, Chandran BDG, Cranmer SR（2021）阿尔fv´enic太阳风中的磁场折返湍流产生。《天体物理学杂志》915(1):52. https://doi.org/10.3847/1538-4357/abfdbc，arXiv:2101.09529 [astro-ph.SR]

Sioulas N, Huang Z, Velli M, 等（2022a）太阳风中的磁场间歇性：帕克太阳探测器和 SolO 的观测，范围从 Alfv´én 区到 1天文单位。《天体物理学杂志》934(2):143。https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac7aa2，arXiv:2206.00871 [astro-ph.SR]

Sioulas N, Velli M, Chhiber R, 等（2022b）间歇性的统计分析及其与近太阳环境中质子加热的关联。《天体物理学杂志》927(2):140。https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac4fc1，arXiv:2201.10067 [astro-ph.SR]

Sioulas N, Velli M, Huang Z, 等（2023）内日球层磁流体动力学湍流各向异性标度的演化。《天体物理学杂志》951(2):141。https://doi.org/10.3847/1538-4357/acc658，arXiv:2301.03896 [physics.space-ph]

Soni SL、Akhavan-Tafti M、Suen GHH 等（2024）折返结构斑块通过磁弛豫演化为微流。《天体物理学杂志》977（2）：264。https://doi.org/10.3847/1538-4357/ad94da，

arXiv:2402.13964 [astro-ph.SR]

Sonnerup BUO、Cahill JL。（1967）基于探险者12号观测的磁层顶结构与姿态。《地球物理研究杂志》72：171。https://doi.org/10.1029/JZ072i001p00171

Sorriso-Valvo L、Carbone V、Veltri P 等（1999）通过涨落的概率分布函数研究太阳风湍流中的间歇性。《地球物理研究快报》26(13)：1801–1804。https://doi.org/https://doi.org/10.1029/1999GL900270

Sorriso-Valvo L、Marino R、Foldes R 等（2023）太阳神2号对内日球层中太阳风湍流衰减的观测。《天文学与天体物理学》672：A13。https://doi.org/10.1051/0004-6361/202244889，arXiv:2302.09064 [physics.space-ph]

Squire J, Chandran BDG, Meyrand R（2020）膨胀太阳风中的原位折返结构形成。《天体物理学杂志快报》891(1):L2。https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab74e1，arXiv:2001.08422 [physics.space-ph]

Squire J, Johnston Z, Mallet A 等（2022）膨胀太阳风中阿尔芬折返结构的性质：帕克螺旋的影响。《等离子体物理学》29(11):112903。https://doi.org/10.1063/5.0099924，arXiv:2205.09455 [astro-ph.SR]

Suen GHH, Owen CJ, Verscharen D 等（2023）磁重联作为磁性折返结构的侵蚀机制。《天文学与天体物理学》675:A128。https://doi.org/10.1051/0004-6361/202345922，arXiv:2305.06035 [physics.space-ph]

Swisdak M、Rogers BN、Drake JF 等（2003）磁层顶分量磁重联的抗磁抑制。《地球物理研究杂志（空间物理）》108(A5)：1218。https://doi.org/10.1029/2002JA009726

Tatum PD、Malaspina DM、Chasapis A 等（2024）内日球层中磁湍流功率谱不受折返结构存在的影响。《天体物理学杂志》973(2)：156。https://doi.org/10.3847/1538-4357/ad7115，arXiv:2404.03075 [astro-ph.SR]

Telloni D、Zank GP、Stangalini M 等（2022）太阳日冕中磁场折返的观测。《天体物理学杂志快报》936(2)：L25。https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac8104，arXiv:2206.03090 [astro-ph.SR]

Tenerani A, Sioulas N, Matteini L, 等（2021）《内日球层中折返结构的演化》。《天体物理学杂志快报》919(2):L31。https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac2606，arXiv:2109.06341 [astro-ph.SR]

Toth G, Velli M, van der Holst B（2023）《帕克太阳探测器观测到的磁场折返结构的形成》。arXiv 电子预印本 arXiv:2301.02572。https://doi.org/10.48550/arXiv.2301.02572，arXiv:2301.02572[astro-ph.SR]

Touresse J, Pariat E, Froment C, 等（2024）《从低β日冕向超阿尔fv´énic风传播的解扭太阳喷流：检验太阳起源的折返结构情景》。《天文学与天体物理学》692:A71。https://doi.org/10.1051/0004-6361/202452019，arXiv:2412.15930 [astro-ph.SR]

Tripathi D、Kasper J、Raouafi NE 等（2026年，本辑）太阳前兆与磁场折返。SSRv，准备中，本期

Tsurutani BT、Smith EJ（1979年）行星际不连续结构：从 1 到 8.5 天文单位的时间变化和径向梯度。《地球物理研究杂志》84(A6)：2773–2787。https://doi.org/10.1029/JA084iA06p02773

Tsurutani BT、Lakhina GS、Sen A 等（2018）高速太阳风流中的阿尔芬´湍流综述：来自彗星等离子体湍流的启示。《地球物理研究杂志：空间物理学》123(4)：2458–2492。https://doi.org/10.1002/2017JA024203

Vasko IY、Alimov K、Phan TD 等（2021）太阳风中 1天文单位处的动力学尺度电流片：性质及磁重联的必要条件。《天体物理学杂志快报》923(1)：L19。https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac3f30

Velli M, Owens MJ, 等 (2025) 太阳风大合集. vis. R, Mangeney A (1989) 行星际介质中不可压缩单向 Alfv\'en 波的湍流级联。《物理评论快报》63(17):1807–1810. https://doi.org/10.1103/ PhysRevLett.63.1807, URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.63.1807, 出版商：美国物理学会 Verniero JL, Larson DE, Livi R, 等 (2020) 帕克太阳探测器观测到的质子束与离子尺度波同时出现。《天体物理学杂志增刊》248(1):5. https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab86af, arXiv:2004.03009[physics.space-ph] Verniero JL, Chandran BDG, Larson DE, 等 (2022) 帕克太阳探测器观测到的质子束中强烈的垂直速度空间扩散。《天体物理学杂志》924(2):112. https://doi.org/10. 3847/1538-4357/ac36d5, URL https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ac36d5 Verscharen D, Marsch E (2011) 太阳风中由波动活动导致的表观温度各向异性。《地球物理年鉴》29(5):909–917. https://doi.org/10.5194/angeo-29-909-2011, arXiv:1106.5878[physics.space-ph]Verscharen D, Klein KG, Maruca BA (2019) 太阳风的多尺度特性。《太阳物理学评论》16(1):5. https://doi.org/10.1007/s41116-019-0021-0, arXiv:1902.03448 [physics.space-ph]Vo T, Agapitov OV, Choi KE, 等 (2024) 折返相关磁场凹陷增强了太阳风电子与哨声波的相互作用效率。《天体物理学杂志快报》970(2):L38. https://doi.org/10.3847/2041-8213/ad614b, URL https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/ad614b, 出版商：美国天文学会 Wang R, Vasko IY, Phan T, 等 (2023) 太阳风电流片：最小方差分析的不准确性及推荐的单航天器方法论。arXiv 电子预印本 arXiv:2312.06043. https://doi.org/10.48550/arXiv.2312.06043, arXiv:2312.06043 [physics.space-ph] Wang YM, Sheeley JN. R., Walters JH, 等 (1998) 外日冕流光体物质的原点。《天体物理学杂志快报》498(2):L165–L168. https://doi.org/10.1086/311321 Wheatland MS, Litvinenko YE (2002) 理解太阳耀斑等待时间分布。《太阳物理学》211:255–274. https://doi.org/10.1023/A:1022430308641 Whittlesey PL, Larson DE, Kasper JC, 等 (2020) 帕克太阳探测器上的太阳探测器分析仪—电子。《天体物理学杂志增刊》246(2):74. https://doi.org/10.3847/1538-4365/ ab7370, URL https://doi.org/10.3847%2F1538-4365%2Fab7370 Wicks RT, Alexander RL, Stevens M, 等 (2016) 太阳风中不稳定质子分布函数产生的质子回旋波暴。《天体物理学杂志》819(1):6. https://doi.org/10.3847/0004-637X/819/ 1/6 Woodham LD, Horbury TS, Matteini L, 等 (2021) 内日球层折返结构斑块内增强的质子平行温度。《天文学与天体物理学》650:L1. https://doi.org/10.1051/ 0004-6361/202039415, arXiv:2010.10379 [astro-ph.SR]Woolley T, Matteini L, Horbury TS, 等 (2020) 磁场折返内部的质子核行为。《皇家天文学会月刊》498(4):5524–5531. https://doi.org/10.1093/mnras/ staa2770, arXiv:2007.10906 [physics.space-ph]Wu H, Tu C, Wang X, 等 (2021) 大振幅磁场反转湍流：可能的磁场与速度对齐结构。《天体物理学杂志》911(2):73. https://doi.org/10.3847/1538-4357/abec6c, arXiv:2104.11876 [astro-ph.SR]Wu H, Tu C, He J, 等 (2023) 基于帕克太阳探测器及其他航天器观测的太阳风湍流能量传递。《等离子体物理学》30(2):020501. https://doi.

org/10.1063/5.0121140，URL https://doi.org/10.1063/5.0121140,
https://pubs.aip.org/aip/pop/article-pdf/doi/10.1063/5.0121140/16681271/0205011 online.pdfWyper P, Squire J, Pariat E, 等 (2026，本合集) 磁性折返结构的形成：拟议机制综述。《太阳物理学评论》，准备中，本期 Wyper PF, DeVore CR, Antiochos SK, 等 (2022) 间歇性交换重联对太阳风的影响。《天体物理学杂志快报》941(2):L29. https://doi.org/10.3847/2041-8213/aca8aeYamauchi Y, Suess ST, Sakurai T (2002) 基于尤利西斯号高纬度观测的压力平衡结构与极区羽流之间的关系。《地球物理研究快报》29(10):1383.https://doi.org/10.1029/2001GL013820

Yamauchi Y、Suess ST、Steinberg JT 等（2004年）压力平衡结构中太阳风质子与α粒子之间的差分速度。《地球物理研究杂志（空间物理）》109(A3)：A03104。https://doi.org/10.1029/2003JA010274

Zank GP、Nakanotani M、Zhao LL 等（2020年）《太阳日冕中折返结构的起源：线性理论》。《天体物理学杂志》903(1)：1。https://doi.org/10.3847/1538-4357/abb828

Zank GP、Zhao LL、Adhikari L 等（2022年）亚阿尔芬太阳风中的湍流。《天体物理学杂志快报》926(2)：L16。https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac51da，arXiv:2202.02563 [astro-ph.SR]