Draft version March 19, 2026 年使用
AASTeX631 默认样式排版

arXiv:2603.17882v1 [physics.space-ph] 18 Mar 2026

无碰撞激波前兆区中的压缩结构

Savvas Raptis, [1] Domenico Trotta [2] Drew L. Turner [1] Xóchitl Blanco-Cano [3] Heli Hietala [4] Tomas Karlsson [5] , , , , , Immanuel Christopher Jebaraj [6] Ivan Y. Vasko [7] Adnane Osmane [8] Kazue Takahashi [9] [1] David Lario , , , „Lynn B. Wilson III [9] Gregory G. Howes [10] and Robert F. Wimmer-Schweingruber[11] , ,

[1] *Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory, Laurel, MD, USA*[2] *European Space Agency (ESA), European Space Astronomy Centre (ESAC), Camino Bajo del Castillo s/n, 28692 Villanueva de laCañada, Madrid, Spain*
[3] *Departamento de Ciencias Espaciales, Instituto de Geofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, Mexico City, Mexico*
[4] *Department of Physics and Astronomy, Queen Mary University of London, London E1 4NS, UK*
[5] *Division of Space and Plasma Physics - KTH Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden*
[6] *Department of Physics and Astronomy, University of Turku, 20500 Turku, Finland*[7] *William B. Hanson Center for Space Sciences, University of Texas at Dallas, Richardson, TX, USA*[8] *Department of Physics, University of Helsinki, Helsinki, Finland*
[9] *NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD, USA*[10] *Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, Iowa 52242, USA*[11] *Institute of Experimental and Applied Physics, Kiel University, Leibnizstrasse 11, D-24118 Kiel, Germany*

（收到日期：2026年1月1日；修订日期：2026年2月1日；接受日期：2026年3月18日）

提交至《天体物理学杂志快报》（ApJL）

摘要

无碰撞激波是高能粒子的基本加速器；然而，在加速过程中发挥关键作用的非线性前兆区结构，其观测结果在行星际（IP）激波与行星弓形激波之间存在显著差异。我们对两个高马赫数准平行激波进行了直接比较：一个是由太阳轨道器观测到的行星际激波，另一个是磁层多尺度（MMS）任务在2024—2025年“珍珠串”任务期间测量到的地球弓形激波。我们表明，当超热（> 10 keV）离子密度超过背景密度的 ∼1%时，前震区压缩结构（FCS）会在两个激波上游相似的归一化距离（$\lesssim 50$ 离子惯性长度， d_i）处开始形成。然而，行星际激波缺乏地球前兆区所特有的、充分演化且高振幅的短大振幅磁结构（SLAMS）。我们证明，能够维持这些结构的“增长区”在空间上受到限制（$\sim 135 d_i$）；由于传播中的行星际激波速度很高，这对应于仅 < 10 秒的短暂观测窗口。除这一观测限制外，我们还提出了一种可能抑制行星际激波前兆区成熟度的额外物理机制。整体曲率的缺失阻止了来自不同激波区域的高能离子进行横向补给（“交叉通信”）。这些发现表明，尽管FCS的形成机制在无碰撞激波之间具有统一性，但其达到完全非线性的过程可能受到独特的激波几何形态和上游性质调控，同时在观测上仍然难以识别。

关键词： 激波 (2086) — 太阳 (1693) — 太阳日冕物质抛射 (310) — 行星际激波 (829)— 行星弓形激波 (1246) — 日球物理学 (2373)— 空间等离子体 (1544) — 等离子体天体物理学 (1261) — 等离子体物理学 (2089) — 日球层 (711)

通讯作者：Savvas Raptissavvas.raptis@jhuapl.edu/savvasraptis@pm.me

1. 引言

当上游维持着广阔的前兆区时，准平行无碰撞激波会将粒子加速至相对论能量（Fermi1954；Kennel 1988）。这些前兆区充满了反向流离子，它们会驱动不稳定性并产生超低频（ULF）波（Gary 等，1981；Turc 等，2023）。随着这些波向激波传播，它们会经历非线性演化，陡化为离散的前兆区压缩结构（FCS）。这类结构包括陡化的小激波和短大振幅磁结构（SLAMS），它们属于更广泛的一类内禀及受驱动的前兆区瞬态结构（Zhang 等，2022；Kajdič 等，2024）。尽管这类瞬态过程在行星弓形激波处已有充分表征（Turner 等，2013；Raptis 等，2025b；Collinson 等，2023；Zhang 等，2025；Wang 等，2026），但在行星际（IP）激波处仍未得到充分理解。

行星际激波与地球弓形激波之间存在显著的物理差异。从根本上说，行星际激波局部呈平面状，并以演化中的前向激波形式穿过太阳风传播；而弓形激波高度弯曲，在航天器参考系中近乎静止。这些差异会对前兆区过程产生重要影响。尽管在行星际激波处观测到了前兆小激波和哨声波（Wilson III 等，2009；Trotta 等，2023；Wilson 等，2025），但关于充分演化的前兆区压缩结构，却出现了一个引人注目的差异。近期对强近太阳行星际激波的观测表明，尽管这些激波具有发育良好的前兆区，却缺少高振幅非线性结构（具体而言，即短大振幅磁结构），而这类结构是行星弓形激波的典型特征（Jebaraj 等（2024）；Trotta 等，2024）。这一缺失会产生下游影响；鉴于前兆区压缩结构/短大振幅磁结构与行星天体磁鞘喷流之间存在关联（例如，Karlsson 等，2015；Raptis 等，2020；Suni 等，2021；Raptis 等（2022）；Xirogiannopoulou 等，2024；Krämer 等，2025），行星际激波的性质表明，下游喷流可能具有不同的形成途径（Hietala 等，2024；Osmane 和 Raptis，2024）。

为了确定这些环境是否会从根本上抑制 FCS 的形成，抑或是观测因素掩盖了其存在，我们直接比较太阳轨道器观测到的一次高马赫数行星际激波（Müller 等，2020）与磁层多尺度（MMS）任务观测到的地球弓形激波（Burch 等，2016）。通过对空间尺度和超热密度进行归一化，我们旨在弥合这两种无碰撞激波物理状态之间的差距。这项比较得益于两项任务的仪器技术进步。太阳轨道器以空前的时间和能量分辨率开展高能粒子观测（例如，参见 Wimmer-Schweingruber 等，2021；Yang 等，2023；Trotta等（2023）；Yang 等，2025），而 MMS 则能在广泛的空间和能量尺度上，对地球弓形激波处的瞬态过程进行高分辨率测量（例如，参见 Turner 等，2021；Lindberg 等，2023；Raptis 等，2025a；Bai 等，2025）。

2. 数据与方法

我们分析了太阳轨道器于2022年8月31日世界时观测到的一次行星际激波，以及MMS于2025年2月27日世界时观测到的一次地球弓形激波穿越事件。MMS事件利用了2024–2025年的“珍珠串”任务，从而能够同时观测激波跃变区和上游环境（$> 2R_E$）。本研究采用的一项独特指标是超热离子数密度（n_{st}），该指标通过结合两项任务中等离子体和高能粒子仪器获得的微分通量测量推导得出。我们对离子能谱进行积分，积分范围从10 keV的截止能量开始（排除太阳风束流和α粒子），一直延伸至MeV能区。此外，为了便于直接比较传播中的行星际激波与准静止弓形激波，我们将时间序列数据转换到以上游离子惯性长度归一化的一维空间域中（d_i。有关仪器工作模式、能量分箱、校准和空间变换的完整细节见附录A 和B。

3. 结果

太阳轨道器观测到的行星际激波事件具有较高的阿尔芬马赫数（$M_A \sim 5.4$），于2022年8月31日21:44:28 UT在0.75 AU处观测到。为研究前兆区结构和激波参数，我们聚焦于21:00—22:00 UT这一时间段。选择2025年2月27日MMS观测到的事件（02:00—03:00 UT），是因为其马赫数（$M_A \sim 5.8$）和激波几何特性相似；更重要的是，该事件首次提供了来自两艘MMS航天器的同步测量数据，显示了局域压缩结构的存在与演化，并借助MMS于2024—2025年开展的“珍珠串”任务限定了其演化的空间长度。

为展示激波、前兆区和局部前震区压缩结构的存在，图1给出了来自太阳轨道器、MMS1 和 MMS4 的时间序列图，以及相关的偏振霍多图。太阳轨道器在约 2022年8月31日 21:44:28 UT 观测到行星际激波穿越。对于地球弓形激波，独特的 MMS星座使 MMS4 能够观测太阳风和上游前兆区，而 MMS1 则观测到靠近

激波、在约 2025-02-27 03:08:00 UT 穿越弓形激波。除激波穿越外，我们还重点关注在两个激波处观测到的 FCS；在太阳轨道器和 MMS1 的放大时间序列中，这些结构以灰色阴影区域标出（图1 **p**、**q**、**s**、**t**）。在行星际激波处，观测到一个定义清晰且非常靠近穿越位置的 FCS。在地球弓形激波处，MMS1 观测到一系列 FCS，其特征是密度和磁场强度增加，这对于准平行激波而言十分典型；与此同时，MMS4 仅观测到超低频波，且同时段内几乎没有陡化现象。此外，两个高亮结构的偏振均呈现椭圆特征；在行星际激波情况下，持续时间为 1–2 秒，而在 MMS 处为 ~ 10 秒（图1 **r**、**u**）。磁场和密度的同相变化表明，该结构是快磁声结构，与短大振幅磁结构一致（Scholer 等，2003）。这两个无碰撞激波的性质总结于表1中。尽管由于方法不同以及仪器交叉校准的差异，预期会存在一定差别，但最重要的参数已得到明确确定：两个激波均具有相似的高阿尔芬 / 马赫数，并且在准平行几何结构下形成了前兆区。

表1。案例研究事件在航天器参考系（SCF）中的计算激波参数，其中 M_A 则处于激波法向入射参考系（NIF）。MMS的弓形激波模型采用Merka等人（2005）提出的模型。MMS的β参数范围对所采用的时间区间（即未受扰动的太阳风和前兆区）较为敏感，而OMNI数据给出的估值较低。更多方法细节请参见附录B。

参数 [单位]	**太阳轨道器**	**MMS**
上游离子等离子体β（β）	0.3 - 0.5	2.0-3.0（OMNI：$\sim$1）
激波法向 ($\hat{n}$)	[0.80、-0.52、-0.29]	[0.939、0.10、0.321]
模型激波法向 ($\hat{n}$)	-	[0.88、0.45、0.11]
激波角 ($\theta_{B\hat{n}}$) [°]	22	39
沿 $\hat{n}$($V_{\rm sh}$) 方向的激波速度 [千米/秒]	880	50
阿尔芬马赫数（$M_{\rm A}$）	5.4	5.6
离子惯性长度（d_i） [千米]	65	90
日心距离（L） [天文单位]	0.75	1.0

我们通过考察两个激波上游磁场的功率谱密度（PSD），评估其前兆区波场。如图 2 所示，背景太阳风（绿色线）呈现出湍流磁能谱，其斜率符合从惯性区到亚离子动力学区的预期，并在约 $f \sim 0.4$ 赫兹处出现转折频率，这与地球附近及近太阳处的典型观测结果一致（Howes 等，2008；Bruno 与 Carbone，2013；Kiyani 等，2015；Howes，2015）。然而，接近前兆区时，此类与湍流相关的斜率已无法描述磁场动力学，因为此时磁场主要受局部动力学过程支配，而非环境湍流级联。着眼于前兆区效应，我们发现了一些关键的相似之处和差异。主要相似之处在于，越接近激波，超低频范围内的功率相对越高（绿色 $\rightarrow$ 橙色 $\rightarrow$ 蓝色线；见图 1 上方面板中的阴影区域），这与基于地球观测得到的经验公式一致（Takahashi 等，1984）。不过，两者也存在明显差异。太阳轨道器的观测（图 2a）显示，随着接近激波，PSD 宽频段整体上升，尤其是离子回旋频率（$f_{\rm ci}$）以上没有出现明显峰值。相比之下，MMS 观测到一个清晰的次级峰，其频率约对应于低频哨声波（快磁声波）（$f_{\rm w} \approx 1$ 赫兹）（Hoppe 与 Russell，1980；Hoppe 等，1981）。该峰在更靠近激波处（MMS1）更为显著，可能部分归因于源自前兆区压缩结构的色散哨声波。在无碰撞激波的激波脚处也观测到了此类波（Wilson III 等，2017；Lalti 等，2022；Balikhin 等，2023；Amano 等（2024）；Wimmer-Schweingruber, R. F. 等（2026））；由于动力学过程相似，这些波也可能出现在局域的类激波结构上游，例如小激波和短大振幅磁结构（Wilson III 等，2013；Raptis 等，2022；Wang 等（2024，2026））。

我们继续分析上游两个激波处观测到的压缩结构。此比较受到不同观测几何形态和时空尺度的显著影响。传播中的行星际激波穿过太阳风，在经过航天器时，实质上为前兆区提供了快速的一维空间剖面。相比之下，地球准静止弓形激波使 MMS 能够观测相对静止的前兆区内的时间演化，该区域充满了散射粒子。因此，为了分析基准相近的事件，我们将时间剖面（图 1）转换为相对于激波的空间演化。图 3展示了这种转换，绘出了三个关键量：磁场标准差（SD）、磁场强度、

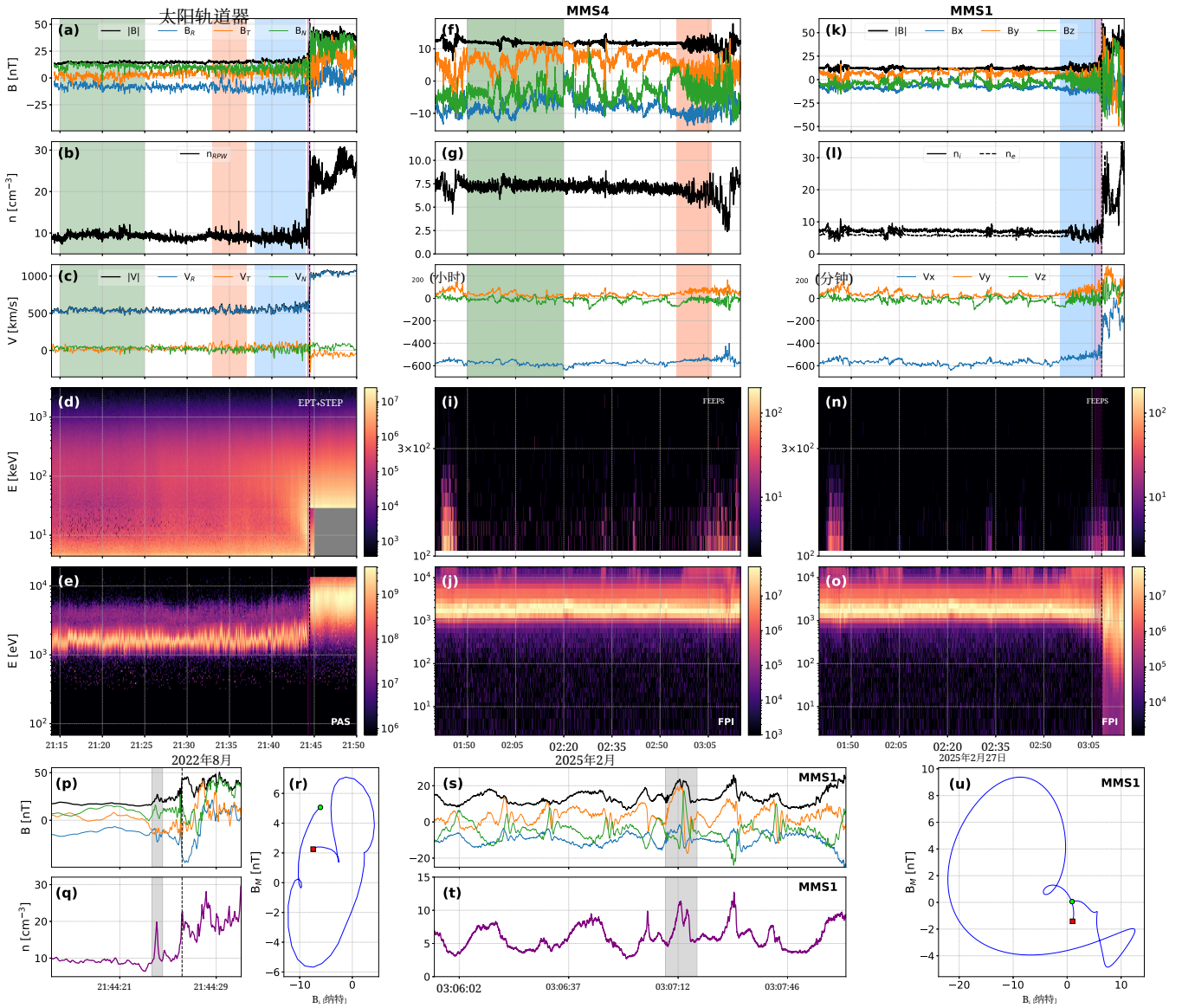


图1。 太阳轨道器和MMS对无碰撞激波及其相关前兆区的观测时间序列数据，分别采用RTN和GSE坐标。面板**(a-c, f-h, k-m)** 显示磁场（纳特）、等离子体密度（cm^{-3}）和离子整体速度（$km\ s^{-1}$）。面板**(d, i, n)** 显示来自EPT+STEP和FEEPS的高能及超热离子通量（keV），而**(e, j, o)** 显示来自PAS和FPI的低能离子能量通量（eV）。时间序列面板中的阴影区域表示不同的等离子体环境，分别标记为“太阳风”（绿色）、“远前兆区”（橙色）和“近前兆区”（蓝色），具体如正文和图 2所述。底排**(p-u)** 详细展示了太阳轨道器观测到的一个前震区压缩结构，以及MMS1观测到的一个压缩结构。面板**(p, q, s, t)** 显示磁场（纳特）和密度（cm^{-3}）的放大时间序列。MVA区间以灰色阴影表示，而放大面板中更宽的区间在主时间序列面板中以紫色阴影表示。相应的L-M平面霍多图（纳特）显示于**(r, u)** 中，其中绿色和红色圆点分别对应起点和终点。太阳轨道器观测（**p,q**）和MMS观测（**s,t**）的阴影区域分别对应1秒和10秒。垂直黑色虚线表示IP激波和弓形激波的激波时刻。

以及相对于背景太阳风密度归一化的超热密度随距激波的离子惯性长度变化的关系（见附录B）。与图1中的时间图景相比，这种空间映射显示，两种情况下距激波 $\lesssim 50\ d_i$ 处均观测到了压缩结构。此外，两种情况下超热密度的增加都与距激波的远近密切相关。差异在于，行星际激波的归一化超热密度低于弓形激波（请注意右侧纵轴上的数值不同）。然而，存在

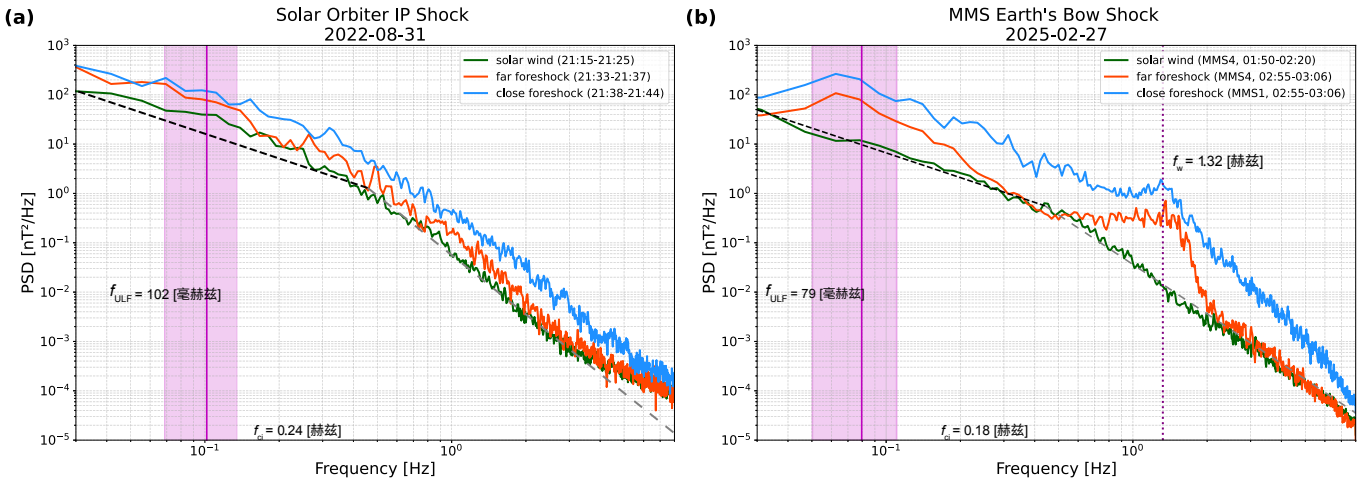


图 2. 航天器参考系中行星际激波与地球弓形激波前兆区的磁场功率谱密度（PSD）对比。两个面板均显示不同湍流状态的幂律斜率以供参考，而行星际激波处观测到更强的耗散。面板（**a**）显示了太阳轨道器航天器于2022年8月31日在激波上游测得的磁场功率谱密度。对比了三种不同的等离子体环境：紧邻激波上游的“近前兆区”（蓝色）、“远前兆区”（橙色），以及代表背景太阳风的“太阳风”上游时段（绿色）。图中标示了特征频率，包括局部离子回旋频率（$f_{\rm ci}$）和预期的超低频波频率（Takahashi 等（1984））。面板（**b**）显示了2025年2月27日由磁层多尺度任务观测到的地球弓形激波的类似分析。图中比较了“近前兆区”（MMS1，蓝色）、“远前兆区”（MMS4，橙色）以及上游一段平静太阳风时段（MMS4，绿色）。除 $f_{\rm ci}$ 和预期频率外，图中还显示了与哨声波存在相关的次级峰的大致位置（$f_w \approx 1$ 赫兹）。预期超低频范围的阴影区域是通过假设上游磁场误差为 $\pm$ 3 纳特，以及 $\pm 10^\circ$ 度的 $\theta_{\rm Bn}$测定误差得出的。各条曲线使用的时段也以阴影区域的形式显示在图1中。

仪器之间存在显著差异。预计 MMS 会高估超热密度比，而太阳轨道器可能会低估该比值（附录B）。因此，尽管物理因素可能导致这种差异，但我们的主要解释是，这些差异主要由仪器效应驱动。尽管如此，根据这项分析，在高马赫数激波中，约有 $\sim 1\%$ 的超热离子（根据 n_{st}/n_{sw}图 3 中所示的比值估算）能够使非线性反馈和局域压缩结构的形成在行星际激波和弓形激波处均被观测到。此外，结合附录中的分析（图 4 和 5），我们发现，可与地球观测结果直接比较的行星际激波有效前兆区被限制在 $\sim 135\ d_i$。最后，以 MMS1-MMS4间距（$\sim 170\ d_i$）作为地球前兆区的空间边界后，可以明显看出，与之对应的前兆区观测结果仅对应于行星际激波时间序列中一个非常狭窄的 $\sim$ 10秒区间。

4. 总结与讨论

我们的结果可总结如下：

1. 我们给出了在一个行星际激波处观测到局部前震区压缩结构（FCS）的证据，其持续时间短于当地离子回旋周期。这不同于本文及其他统计研究中介绍的地球短大振幅磁结构（Bergman 等（2025））。尽管这些结构尚未完全发展成熟，因为其磁场强度振幅未达到那么高的水平（见图1 和3），但它们似乎是局部的，由邻近激波的前兆区内禀波场所致，并对应于航天器坐标系（SC-frame）中的椭圆偏振结构，观测位置位于激波跃变区与 $\lesssim 50\ d_i$之间。

2. 两个激波的前兆区均表现出增强的波活动和上游超热离子。然而，与 MMS 观测中清晰的谱特征不同，与太阳轨道器激波相关的哨声波较弱。除了缺乏充分发展的前震区压缩结构，以及相对于航天器而言激波结构快速掠过等物理原因外，此类波的振幅还可能受到磁场梯度的限制，或因多普勒频移足够大而接近太阳轨道器仪器的观测极限。

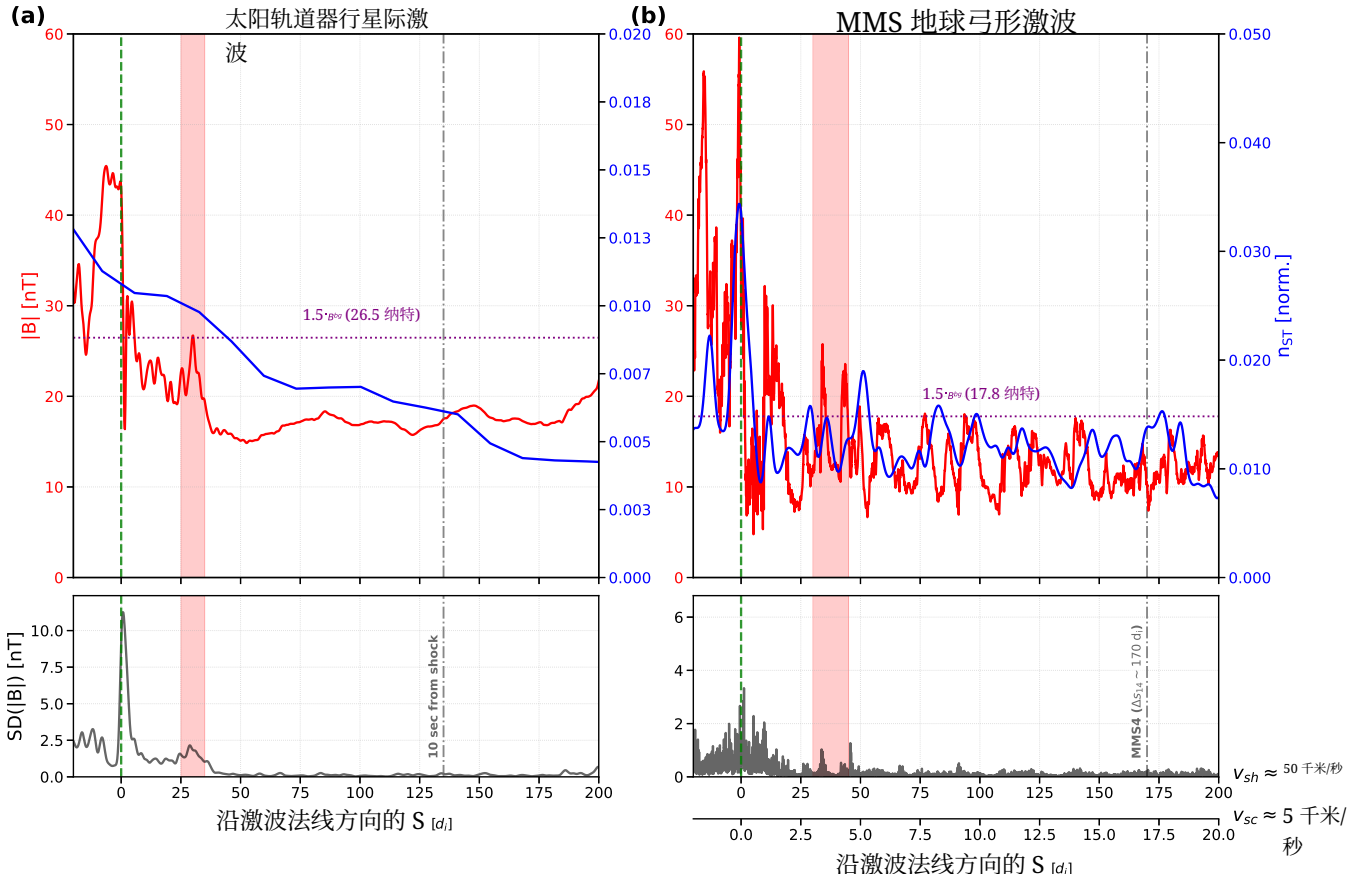


图3. 无碰撞激波中磁场与超热粒子特性的比较分析。面板 **(a)** 展示太阳轨道器对行星际激波的观测，而面板 **(b)** 展示 MMS1 对地球弓形激波的测量。对于每次激波事件，上方的图显示磁场强度 $|B|$（红线）和归一化超热粒子密度（n_{st}/n_{sw}；蓝线）随沿激波法线距离的变化。下方的图显示磁场标准差 σ（B），采用 15 个数据点的移动窗口计算，用于量化局部变化程度。横轴表示从激波穿越处（d_i）起，沿上游离子惯性长度（$S = 0$）计量的距离。背景磁场定义为在 >100 d_i处观测值的平均值。红色阴影区域突出显示了在距激波相同相对距离 $\sim 25 - 50$ d_i处出现的"压缩结构"。MMS 图中的两条水平坐标轴分别表示采用计算得到的沿法线方向激波速度和航天器速度计算的空间距离，分别代表距激波距离的上限和下限；MMS4 的相对位置则结合图 1对这一范围进行了界定。关于超热密度及其分布的更多信息和细节，详见附录B以及相关补充图图 4 和图 5。

3. 校准太阳轨道器观测数据后，上游超热离子密度（$>$ 10 keV）在两个激波之间相近（图 3 和 4）。以太阳风体密度（n_{st}/n_{sw}）为基准进行归一化后，可见激波附近超热密度约为 $\gtrsim$ 1% 时出现压缩结构。

4. 与地球观测结果进行比较的行星际激波的有效前兆区被限制在$\sim$ 135 d_i，对应的时间序列仅为 $\sim$ 10 秒。该空间尺度受 MMS1 与 MMS4 之间的间距（$\sim$ 170 d_i）限制（见图3、4和5）。MMS4 观测到的超低频波几乎没有发生非线性演化，因此限制了 SLAMS 形成所需的空间尺度。

5. 行星际激波会因高能粒子而产生空间范围广阔的前兆区，这些粒子在其庞大的几何尺度上被加速（$>$ 50 keV）。然而，在近激波上游区域（$\lesssim$ 150 d_i），这些高能粒子所贡献的超热离子密度（$>$ 10 keV）仍不足以推动显著的波增长，并进一步非线性演化为成熟SLAMS（见图3、4和5）。

太阳轨道器与MMS观测结果的比较表明，尽管局域前震区压缩结构（FCS）在准平行行星际激波处形成，但与地球弓形激波相比，它们演化为充分发展的高振幅SLAMS的过程受到显著抑制。尽管上游离子等离子体 β 差异（表1）可能会影响增长率，但归一化超热离子密度相近，这表明行星际激波处成熟结构稀少，很可能是由激波几何形态差异和观测能力差异所致。

地球弓形激波的曲率使不同激波几何形态之间能够进行“交叉沟通”。在相邻激波区域中加速的离子可以沿激波面漂移并进入前兆区，从而提供持续且多样的种子粒子群，维持稳态、充分发展的前兆激波环境。相反，尽管行星际激波并非严格平面状，并表现出能够驱动脉冲式加速的局部波纹（例如 Trotta等（2023）），但在本文所观测的前兆区形成尺度上，它们实际上可视为平面状。这种整体曲率的缺失消除了向前兆激波区横向输送高能离子的途径。尽管行星际激波确实会由高能粒子（$>$50 keV）产生空间延展的前兆区（Jebaraj等（2024）；Berland等（2025）），这些粒子是在其巨大几何尺度上加速的，但在近激波上游区域（$\lesssim 150\ d_i$）中，由这些高能粒子贡献的超热离子密度（$>$10 keV）似乎不足以驱动显著的波增长，并进一步发生非线性演化形成成熟SLAMS。

此外，我们还必须考虑不同环境所带来的观测局限性。如附录B所述，超热粒子群的空间过渡发生在 $\sim$135 d_i范围内。在地球弓形激波处，航天器可能在这样的区域内停留数分钟到数小时，从而能够对空间尺度和增长过程进行表征。然而，由于行星际激波的快速运动，这一关键演化区域会在 $\sim$10秒内掠过太阳轨道器。这意味着，在行星际激波文献中观测到的类似短大振幅磁结构的结构较为稀少，可能不仅仅是由于物理机制上的抑制，也可能是因为“增长区”在空间上受限且存续时间短暂所造成的概率性结果。此处观测到的结构（$\lesssim$50 d_i）可能代表短大振幅磁结构的初始阶段；在达到地球前兆区中典型的非线性振幅之前，它们就已被激波追上。然而，一个值得进一步研究的因素是，传播中的行星际激波与准静止地球弓形激波之间的运动学差异，是否会限制前震区波在增长区内的停留时间。可以推测，与激波参考系相比，所生成波的群速度不同，因此波包在行星际激波处进行非线性演化的时间可能少于在弓形激波处的时间。验证这一假设需要更严格地分析波传播与对流时间尺度之间的关系，并且高度依赖于产生这些波的不稳定性的具体性质。这仍是未来研究中的一个开放问题。

最后，未来值得进一步研究的一个方向，是每个激波的日心距离所决定的周围太阳风条件所起的作用。太阳轨道器在 $\sim$0.75 AU 处观测到了行星际激波，而 MMS 则在地球周围的 $\sim$1AU 轨道上运行（表 1）。除了前文已经讨论的激波参数差异之外，太阳风背景本身也会随日心距离发生演化（例如 Liu 等，2024），其中太阳风磁化程度和预存湍流强度都会发生显著变化。后者可能通过调节激波处离子反射和超热粒子加速的效率，影响前兆区压缩结构（Subashchandar 等，2025）。如图2所示，本文研究的两个激波在各自遭遇激波之前确实表现出略有不同的上游湍流剖面。这些差异是否会影响前兆区动力学，例如改变可用于波激发的种子粒子群，或改变压缩结构的非线性增长率，仍是未来比较研究中一个有待解答且颇具潜力的问题。

5. 结论

未来研究有若干有望推广这些发现的方向。一种主要方法是开展动力学模拟，改变激波尺度、几何形态和上游离子等离子体参数 β，以更好地分离驱动前兆区演化的物理机制。后续观测研究应通过分析所有仪器的各个能量分箱，揭示距激波的距离与超热密度之间的关系（见图3、4和5）。此外，还需要利用 MMS“珍珠串”任务的观测开展系统的多航天器分析，以量化前兆区波场及其压缩结构的快速空间演化。尽管由于高马赫数准平行行星际激波十分罕见，开展更广泛的统计研究仍面临挑战，但纳入 Parker Solar Probe（Raouafi 等，2023）的测量数据或许能在一定程度上缓解这一问题。

然而，我们分析的一项关键成果是发现了必须指导未来此类研究的一种根本性时空差异。我们发现，行星际任务（如 MMS）通过数小时观测所捕捉到的成熟前兆区环境，在行星际激波附近可能仅对应短暂的 $\sim$ 10秒时段。这

这种巨大差异意味着，行星际激波处前兆区结构据报较为罕见，可能是物理限制与采样时长不足等观测条件所共同造成的。因此，未来的比较分析必须极其谨慎地解读结果，并认识到不同的相互作用几何结构会进一步加剧这些根本性的观测偏差。

最终，尽管面临这些挑战，这项比较研究表明，行星际激波的行为总体上与行星弓形激波相似，这符合无碰撞激波理论的预期。虽然还需要开展统计分析，但这一案例研究为准平行行星际激波呈现典型的离子前兆激波特性和波演化提供了证据，其中包括局部形成压缩结构。尽管缺乏几何“串扰”等环境特有的性质可能会限制前兆激波环境的充分成熟，但支配行星际激波和行星激波处波生成与非线性陡化的基本物理规律似乎是一致的。

致谢

SR感谢美国国家航空航天局科学理事会日球物理部通过西南研究院分包合同（NNG04EB99C）提供的MMS早期职业奖80NSSC25K7353及磁层多尺度（MMS）任务资助。SR还感谢国际空间科学研究所（ISSI）第555团队“上游中尺度瞬变对近地环境的影响”提供的支持，并感谢Ahmad Lalti进行的有益讨论。XBC感谢PAPIIT DGAPA IN106724和SECIHTI CBF-2023-2024-852资助。H.H获得英国皇家学会奖URF\R1\180671的支持。URF\R \251031。I.C.J.感谢芬兰研究理事会（X-Scale，资助编号371569）提供的支持。K.T.获得了Parker Solar Probe项目的支持，合同编号为NNN06AA01C。R.F.W-S.感谢德国航空航天中心通过50OT2002资助为太阳轨道器的EPD提供支持。我们还感谢欧洲空间局通过科学部提供的支持——资助编号ESA-SCI-E-LE-170。

磁层多尺度（MMS）数据可通过公开的 SDC https://lasp.colorado.edu/mms/sdc/public/about/browse-wrapper/ 或以下位置提供的图形用户界面（GUI）https://lasp.colorado.edu/mms/sdc/public/search/获取。太阳轨道器的测量数据可通过以下网址访问：https://soar.esac.esa.int/soar/。

软件： 使用 Python 3.12 和常用软件包及 Pyspedas（Grimes等，2022）部分下载和预处理数据，并绘制与太阳轨道器观测相关的图表。使用 MATLAB 2024b 和 IRFU-Matlab（Khotyaintsev 等，2024）（v1.17.0）访问 MMS 数据。功率谱密度谱使用 `scipy.signal.welch` （v1.13.0）生成；为便于说明，使用 `scipy.ndimage.gaussian filter1d`（v1.13）对磁场数据进行平滑处理。

附录

A. 仪器详情

A.1. 太阳轨道器

2022年8月31日事件充分利用了太阳轨道器的观测能力。磁场测量数据由磁通门磁力仪（磁力仪；Horbury 等，2020）提供，该仪器在突发模式下以每秒 64 个矢量的频率运行。太阳风分析仪（SWA）套件中的质子-阿尔法粒子传感器（PAS）提供离子能量通量和地面矩（Owen 等，2020），分辨率为 4 秒。太阳风电子密度根据航天器电势估算，数据来自无线电与等离子体波仪器（RPW；Maksimovic 等，2020），其时间分辨率高达 0.01 秒。

高能粒子由高能粒子探测器（EPD）套件中的两台仪器测量（Rodr´ıguez- Pacheco 等（2020））。我们使用超热电子与质子（STEP）传感器，该传感器利用 15 个朝太阳方向的像素，测量能量从数 keV 到 ∼80 keV 的离子（和电子）。我们还使用电子-质子望远镜（EPT）的朝太阳方向的孔径，测量能量从 25 keV 到 6.4 MeV 的离子（以及能量最高达 0.475 MeV 的电子）。两组 EPT 数据均采用 1 秒分辨率。这些仪器的视场相互重叠，宽度约为 30 度。所有太阳轨道器矢量均采用以航天器为中心的径向-切向-法向（RTN）坐标系表示（Fr¨anz & Harper 2002），其中 R 轴从太阳径向向外指向航天器，T 轴大致沿轨道方向，N 轴指向北方，且 RN 平面位于太阳自转轴上。

A.2. 磁层多尺度（*MMS*）

MMS 测量数据来自 2024–2025年观测活动。观测主要采用快速等离子体探测仪（FPI）的第2级数据（Pollock 等（2016）），提供分辨率为 4.5 秒（巡测模式）以及部分为 30 毫秒（突发模式）的离子和电子等离子体矩。对于太阳风密度，我们使用 FPI 提供的电子矩。虽然航天器电位技术可以提高密度测量的准确性，但目前没有现成可用的产品；因此，次优选择是采用 FPI 电子分布计算出的电子矩（Roberts 等（2021））。

飞眼高能粒子谱仪（FEEPS；Blake等（2016））提供了互补的离子测量数据，时间分辨率为 2.5 秒。为评估超热离子，我们使用高能离子谱仪（EIS；Mauk等（2016）），测量质子（∼20 千电子伏）、氦（∼60 千电子伏）和氧（∼130 千电子伏），能量上限为 ∼1 兆电子伏。EIS 可在一个航天器自旋周期（∼20 秒）内提供完整的角分布。磁场数据来自以 16 赫兹运行的通量门磁强计（FGM；Russell等（2016））。所有 MMS 矢量量均采用地心日球黄道（GSE）坐标表示。MMS1 与 MMS4 相距 $> 2R_E$，其中 MMS1 位于 (12.16, -5.68, 1.32 $R_{\rm E}$)，MMS4 位于 (14.85, -5.78, 0.72 $R_{\rm E}$)。验证时使用了 OMNIweb 太阳风数据（King和Papitashvili（2005））。

B. 方法细节

B.1. 超热密度推导

超热离子数密度（n_{st}）通过结合不同仪器的微分通量测量得出：

$$n_{st} = 4\pi \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{j(E)}{v}\, dE \tag{B1}$$

其中 v 为离子速度　　下限设为 $E_{min} = 10$ keV，以排除太阳风核心束流。

对于 MMS，　n_{st} 结合了 FPI 和 EIS数据。EIS数据线性插值至 FPI采样频率。构建复合能谱（图 4e），将 FPI通量从截止能量积分至 $E_{max,FPI}$（∼30keV），并以 EIS 通量补充高能尾部。FPI 是超热密度的主要贡献来源（$n_{\rm FPI}$），EIS（$n_{\rm EIS,p} + n_{\rm EIS,He}$）仅贡献总量的 ∼ 1%。值得注意的是，使用 FEEPS 替代 EIS 产生的差异可以忽略不计（< 1%）。

对于太阳轨道器，　n_{st} 结合了 STEP 和 EPT。为执行这一流程，先对 15 个 STEP 像素测得的通量取平均值，再将其与 EPT 朝日望远镜测得的通量结合。STEP 数据需要校正激波附近观测到的死时间饱和。我们通过在 STEP 与 EPT 的重叠能段内进行交叉校准，推导出随时间变化的校准因子（∼60–80 keV），如图4a 所示。随后对组合后的能谱（图4d）进行积分。如图5所示，低能（STEP）与高能（EPT）通量之比表明，超热粒子在 ∼ 315 d_i （23 s）上游处开始主导密度，最陡梯度出现在 ∼ 135 d_i （10 s）处。

此处还需指出，仪器差异会对计算得到的超热密度比（n_{st}/n_{sw}）造成方向相反的偏差。对于 MMS，基于 FPI 粒子矩得出的体密度（n_{sw}）通常低于通过航天器电位技术测得的结果。分母被低估会导致比值被高估。相反，太阳轨道器在计算 n_{sw} 时采用准确的航天器电势，但其超热传感器（STEP/EPT）的视场比 MMS 更窄。这一限制可能会低估超热粒子计数（n_{st}），即分子。因此，太阳轨道器的超热密度比可能被低估，而 MMS 的比值则可能被高估。

B.2. 激波与*FCS*分析和空间变换

激波分析采用最小方差分析（MVA）（Sonnerup与Cahill Jr 1967）评估FCS的偏振，并通过磁场共面性和速度共面性（Colburn与Sonett 1966）确定激波法线和 θ_{Bn}。对于FCS，MVA可得出边界法向坐标系（LMN），其定义为：$\hat{\mathbf{n}}$ 对应最小$\hat{}$方差方向，而$\mathbf{l}$ 和$\hat{}\mathbf{m}$ 分别表示最大方差方向和中间方差方向。我们验证了激波的推导参数不受平均窗口选择的影响（Trotta等，2022年）；然而，对于MMS激波法线的计算，尽管结果约束良好且与模型推导的法线一致（Mo等，2025年），我们发现移动上游和下游区间会导致方向略有变化，这种敏感性与近期研究结果一致（Toy-Edens等，2025年）。此外，确定的激波法线

总体上与GSE X轴对齐。在此参考系中，观测到的压缩结构具有接近激波法线的最小方差方向（$\hat{\mathbf{n}}$），而其主要磁分量则位于共面和垂直面内。对于太阳轨道器，激波速度 V_{sh} 通过航天器参考系中的质量通量守恒计算得出。对于MMS，“串珠式”构型无法进行适当的四面体定时分析；尽管如此，MMS1、2和3之间的定时估算与通过质量通量守恒推导的速度一致，数值范围为10至80 km/s。为比较传播中的行星际激波与准静止弓形激波，我们将时间序列数据转换为距离 S，依据激波速度沿激波法线的分量进行换算，并以上游离子惯性长度 d_i归一化：

$$S = \frac{V_{\mathrm{sh}} \cdot (t - t_0)}{d_i} \tag{B2}$$

其中 t_0 为激波穿越时间。鉴于弓形激波的准稳态特性，我们采用计算得到的 V_{sh} 来限定空间解释范围。功率谱密度（PSD）采用 Welch方法（Welch 2003）计算。最后，对于压缩性非线性瞬态（前震区压缩结构、短大振幅磁结构），我们简单要求波幅达到背景磁场强度的 1.5 倍（$B_{max} > 1.5 \cdot B_{bg}$），如图 3所示。

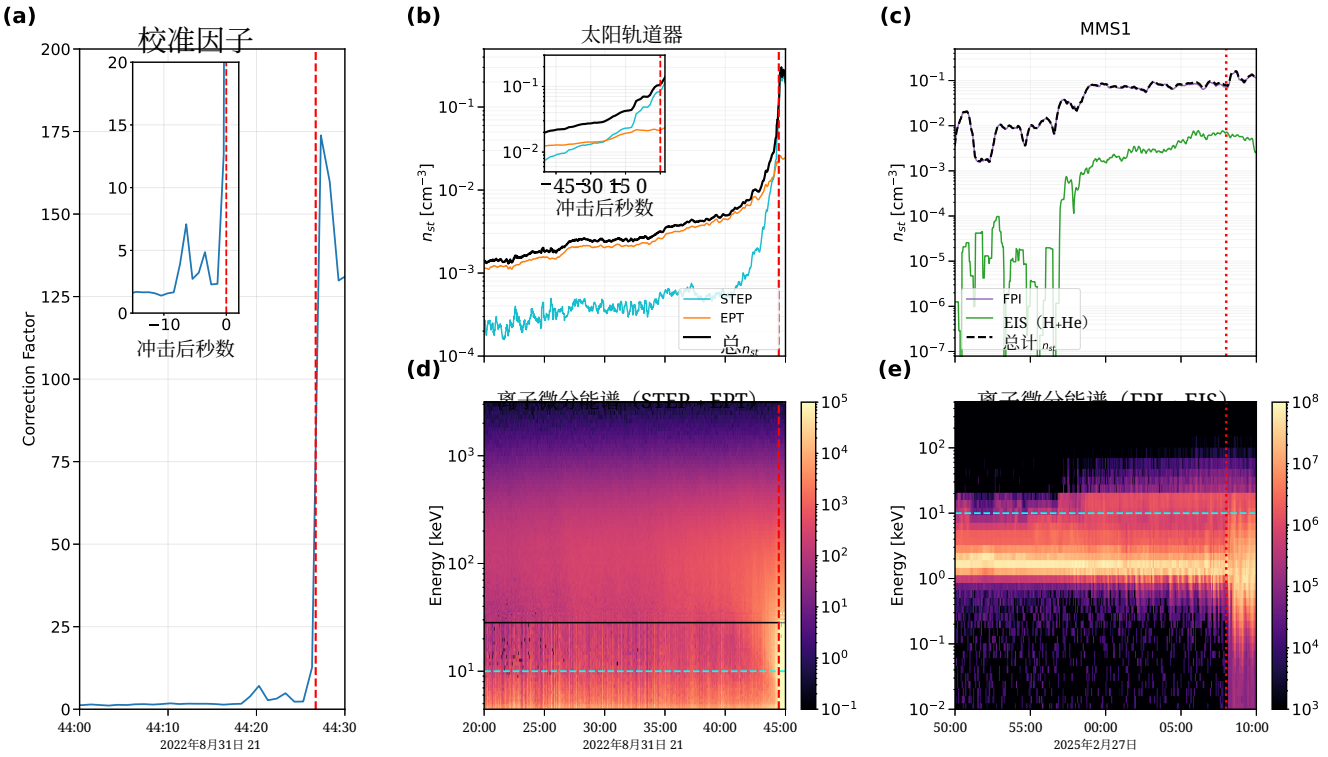


图4。 太阳轨道器和 MMS 的超热离子密度（n_{st}）推导过程。 **（a）**太阳轨道器 STEP 数据的时变校准因子，用于修正激波附近的死时间饱和（红色虚线）。 **（b）**太阳轨道器 n_{st} 时间序列。密度（黑色）为 STEP（青色）和 EPT（橙色）分量之和。插图突出显示了由紧邻激波上游的 STEP 驱动的快速密度增加。 **（c）**MMS n_{st} 时间序列，结合了 FPI（紫色， $<$30 keV）和 EIS（绿色，$>$30 keV）的贡献。竖直红色点线标记激波穿越位置。 **（d）**用于积分的太阳轨道器动态频谱（STEP $+$ EPT）。 **（e）**组合 MMS 动态频谱（FPI $+$ EIS）。面板 **（d）**和 **（e）**中的青色虚线表示用于超热密度积分的最低能量

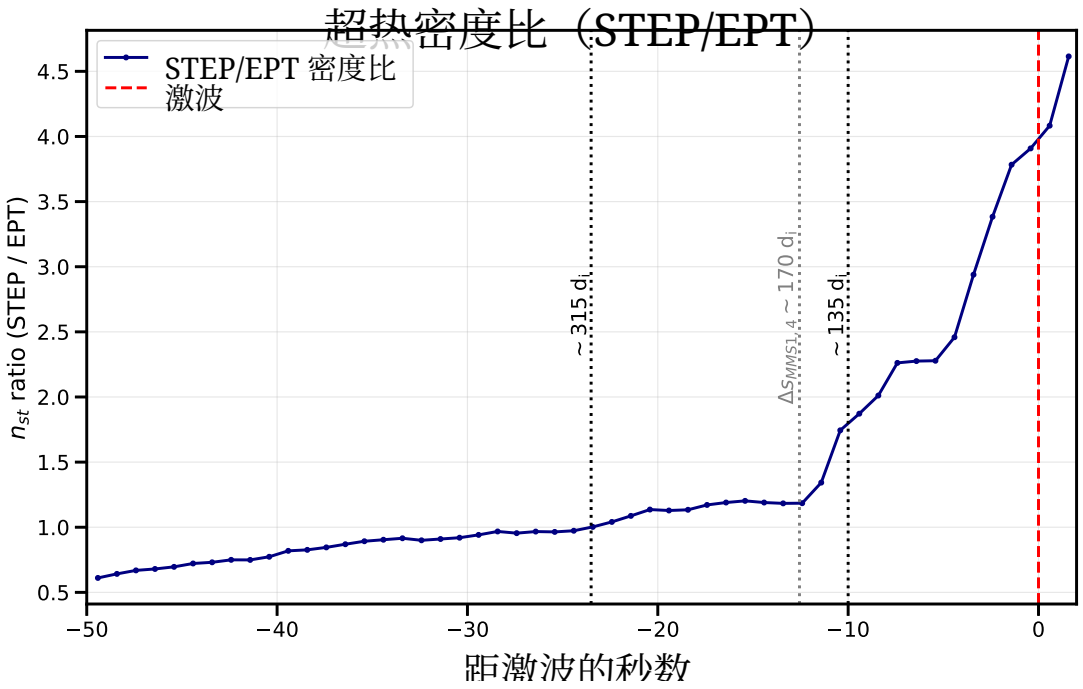


图5。 超热密度比（$n_{st,\,STEP}/n_{st,\,EPT}$）表示太阳轨道器在行星际激波上游最后50秒内观测到的结果。该图特别突出了这样一个转变：就数密度而言，低能超热粒子（STEP）超过了高能尾部粒子（EPT）。竖直点线标记了距激波特定离子惯性长度（d_i）的距离。优势交叉点（比值 > 1）始于 $\sim 315\ d_i$ （23秒），而 STEP 与 EPT 超热密度比的梯度最大值出现在约 $\sim 135\ d_i$ （10秒）处。灰色点线表示 MMS4 与 MMS1 的等效空间间隔（$\sim 170\ d_i$），以供比较，并将这些观测与图1 和 3联系起来。

参考文献

Amano, T., Masuda, M., Oka, M., 等. 2024, 等离子体物理, 31 Bai, S.-C., Guo, R., Shi, Q., 等. 2025, 《地球物理研究快报》, 52, e2025GL116547 Balikhin, M. A., Gedalin, M., Walker, S. N., Agapitov, O. V., & Zhang, T. 2023, 《天体物理学杂志》, 959, 130 Bergman, S., Karlsson, T., Wong Chan, T. K., & Trollvik, H. 2025, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 130, e2024JA033568 Berland, G., Hill, M., Kouloumvakos, A., 等. 2025, 《天体物理学杂志》, 996, 11 Blake, J., Mauk, B., Baker, D., 等. 2016, 《空间科学评论》, 199, 309 Bruno, R., & Carbone, V. 2013, 《太阳物理学在线评论》, 10, 2 Burch, J., Moore, T., Torbert, R., & Giles, B.-h. 2016, 《空间科学评论》, 199, 5 Colburn, D. S., & Sonett, C. P. 1966, 《空间科学评论》, 5, 439 Collinson, G. A., Hietala, H., Plaschke, F., 等. 2023, 《地球物理研究快报》, 50, e2023GL104610 Fermi, E. 1954, 《天体物理学杂志》, vol. 119, p. 1, 119, 1, 119, 1 Fr¨anz, M., & Harper, D. 2002, 《行星与空间科学》, 50, 217, 数字对象标识符: https://doi.org/10.1016/S0032-0633(01)00119-2Gary, S. P., Gosling, J., & Forslund, D. 1981, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 86, 6691 Grimes, E. W., Harter, B., Hatzigeorgiu, N., 等. 2022, 《天文学与空间科学前沿》, 9, 1020815 Hietala, H., Trotta, D., Fedeli, A., 等. 2024, 《皇家天文学会月报》, 531, 2415 Hoppe, M., & Russell, C. 1980, 《自然》, 287, 417 Hoppe, M., Russell, C., Frank, L., Eastman, T., & Greenstadt, E. 1981, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 86, 4471 Horbury, T. S., O'Brien, H., Carrasco Blazquez, I., 等. 2020, 《天文学与天体物理学》, 642, A9, 数字对象标识符: 10.1051/0004-6361/201937257Howes, G. 2015, 《皇家学会哲学汇刊A辑：数学、物理与工程科学》, 373, 20140145 Howes, G. G., Cowley, S. C., Dorland, W., 等. 2008, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 113 Jebaraj, I.C., Agapitov, O., Krasnoselskikh, V., 等. 2024, 《天体物理学杂志快报》, 968, L8 Kajdič, P., Blanco-Cano, X., Turc, L., 等. 2024, 《天文学与空间科学前沿》, 11, 1436916 Karlsson, T., Kullen, A., Liljeblad, E., 等. 2015, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 120, 7390 Kennel, C. F.1988, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 93, 8545 Khotyaintsev, Y., Nilsson, T., Johansson, E. P. G., 等. 2024, IRFU-Matlab, v1.17.0, Zenodo, 数字对象标识符: 10.5281/zenodo.14525047King, J., & Papitashvili, N. 2005, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 110 Kiyani, K. H., Osman, K. T., & Chapman, S. C. 2015, 太阳风湍流中的耗散与加热：从宏观到微观，再回到宏观，英国皇家学会出版社 Kr¨amer, E., Koller, F., Suni, J., 等. 2025, 《空间科学评论》, 221, 1 Lalti, A., Khotyaintsev, Y. V., Graham, D. B., 等. 2022, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 127, e2021JA029969 Lindberg, M., Vaivads, A., Raptis, S., & Karlsson, T. 2023, 《地球物理研究快报》, 50, e2023GL104714 Liu, W., Jia, H.-Y., & Liu, S.-M. 2024, 《天体物理学杂志快报》, 963, L36 Maksimovic, M., Bale, S. D., Chust, T., 等. 2020, 《天文学与天体物理学》, 642, A12, 数字对象标识符: 10.1051/0004-6361/201936214Mauk, B., Blake, J., Baker, D., 等. 2016, 《空间科学评论》, 199, 471 Merka, J., Szabo, A., Slavin, J., & Peredo, M. 2005, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 110 Mo, W., Raptis, S., Toy-Edens, V., Yeakel, K., & Turner, D. L. 2025, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 130, e2025JA033966 M¨uller, D., Cyr, O. S., Zouganelis, I., 等. 2020, 《天文学与天体物理学》, 642, A1 Osmane, A., & Raptis, S. 2024, 《天体物理学杂志》, 976, 104 Owen, C. J., Bruno, R., Livi, S., 等. 2020, 《天文学与天体物理学》, 642, 数字对象标识符: 10.1051/0004-6361/201937259Pollock, C., Moore, T., Jacques, A., 等. 2016, 《空间科学评论》, 199, 331 Raouafi, N. E., Matteini, L., Squire, J., 等. 2023, 《空间科学评论》, 219, 8 Raptis, S., Karlsson, T., Plaschke, F., Kullen, A., & Lindqvist, P.-A. 2020, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 125, e2019JA027754 Raptis, S., Karlsson, T., Vaivads, A., 等. 2022, 《自然·通讯》, 13, 598 Raptis, S., Lalti, A., Lindberg, M., 等. 2025a, 《自然·通讯》, 16, 488

Raptis, S., Lindberg, M., Liu, T. Z., 等. 2025b, 《天体物理学杂志快报》, 981, L10 Roberts, O., Nakamura, R., Coffey, V., 等. 2021, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 126, e2021JA029784 Rodr´ıguez-Pacheco, J., Wimmer-Schweingruber, R. F., Mason, G. M., 等. 2020, 《天文学与天体物理学》, 642, A7, 数字对象标识符: 10.1051/0004-6361/201935287Russell, C., Anderson, B., Baumjohann, W., 等. 2016, 《空间科学评论》, 199, 189 Scholer, M., Kucharek, H., & Shinohara, I. 2003, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 108 Sonnerup, B. ¨ O., & Cahill Jr, L. 1967, 《地球物理研究杂志》, 72, 171 Subashchandar, N. S., Zhao, L., Shalchi, A., 等. 2025, 《天体物理学杂志快报》, 991, L30 Suni, J., Palmroth, M., Turc, L., 等. 2021, 《地球物理研究快报》, 48, e2021GL095655 Takahashi, K., McPherron, R. L., & Terasawa, T. 1984, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 89, 2770 Toy-Edens, V., Raptis, S., Turner, D.L., Mo, W.,& Young, S. A. 2025, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 130, e2025JA034252 Trotta, D., Hietala, H., Horbury, T., 等. 2023, 《皇家天文学会月报》, 520, 437 Trotta, D., Vuorinen, L., Hietala, H., 等. 2022, 《天文学与空间科学前沿》, 9, 数字对象标识符: 10.3389/fspas.2022.1005672Trotta, D., Horbury, T. S., Lario, D., 等. 2023, 《天体物理学杂志快报》, 957, L13, 数字对象标识符: 10.3847/2041-8213/ad03f6Trotta, D., Larosa, A., Nicolaou, G., 等. 2024, 《天体物理学杂志》, 962, 147 Turc, L., Roberts, O. W., Verscharen, D., 等. 2023, 《自然·物理》, 19, 78 Turner, D., Omidi, N., Sibeck, D., & Angelopoulos, V. 2013, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 118, 1552 Turner, D. L., Wilson, L., Goodrich, K., 等. 2021, 《天体物理学杂志快报》, 911, L31 Wang, M., Khotyaintsev, Y. V., Graham, D. B., 等. 2026, 《地球物理研究快报》, 53, e2025GL118359, 数字对象标识符: https://doi.org/10.1029/2025GL118359Wang, S., Li, J.-H., Li, L., 等. 2024, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 129, e2024JA032960 Welch, P. 2003, 《IEEE 音频与电声学汇刊》, 15, 70 Wilson, L. B., Mitchell, J. G., Szabo, A., 等 . 2025, 《天体物理学杂志》, 987, 31 Wilson III, L., Cattell, C., Kellogg, P., 等. 2009, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 114 Wilson III, L., Koval, A., Szabo, A., 等. 2017, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 122, 9115 Wilson III, L., Koval, A., Sibeck, D., 等. 2013, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 118, 957 Wimmer-Schweingruber, R. F., Janitzek, N. P., Pacheco, D., 等. 2021, 《天文学与天体物理学》, 656, A22, 数字对象标识符: 10.1051/0004-6361/202140940Wimmer-Schweingruber, R. F., Trotta, D., Kieokaew, R., 等. 2026, 《天文学与天体物理学》, 705, A98, 数字对象标识符: 10.1051/0004-6361/202555814Xirogiannopoulou, N., Goncharov, O., ˇSafr´ankov´a, J., & Nˇemeˇcek, Z. 2024, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 129, e2023JA032033 Yang, L., Heidrich-Meisner, V., Berger, L., 等. 2023, 《天文学与天体物理学》, 673, A73, 数字对象标识符: 10.1051/0004-6361/202245681Yang, L., Li, X.-Y., Heidrich-Meisner, V., 等. 2025, 《天文学与天体物理学》, 695, A270 Zhang, C., Dong, C., Liu, T. Z., 等. 2025, 《AGU Advances》, 6, e2025AV001654 Zhang, H., Zong, Q., Connor, H., 等. 2022, 《空间科学评论》, 218, 40