太阳轨道飞行器和帕克太阳

在近日点通过期间的探测器

Samuel T. Hart[1], George C. Ho[1,5], Michael Terres[2], Gabriel C. Muro[3], Robert C. Allen[1], Maher A. Dayeh[1,5], Radoslav Bučík[1], Glenn M. Mason[4], Athanasios Kouloumvakos[4], Abdullah A.

Shmies[5,1]

[1]西南研究院，美国得克萨斯州圣安东尼奥，邮编78238[2] 哈佛-史密森天体物理中心，美国马萨诸塞州剑桥，邮编02138[3] 加州理工学院空间辐射实验室，美国加利福尼亚州帕萨迪纳，邮编91125[4]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，邮编20723[5]德克萨斯大学圣安东尼奥分校，美国得克萨斯州圣安东尼奥，邮编78249

摘要

我们报告了太阳轨道飞行器（SO）和帕克太阳探测器（PSP）在2024年4月1日至4日合日期间观测到的两次³富集型太阳高能粒子（SEP）事件。当时，两艘航天器均位于0.3天文单位以内，接近各自的近日点通过时段。这两次 ³富集型SEP事件源自活动区（AR）13615，呈现出两个关键异常：（1）太阳高能粒子向太阳流动；（2）SEP传播路径长度超过帕克螺旋理论预期值的2至8倍。遥感观测表明，这些太阳高能粒子可能受到一次缓慢日冕物质抛射的偏转；该日冕物质抛射也源自活动区13615，发生于两天前，即2024年3月30日世界时21:04。利用近太阳日冕物质抛射速度和宽度测量值，我们估算了首次³富集型SEP事件发生时该日冕物质抛射的尺寸和位置。根据估算，沿行星际日冕物质抛射前沿周围传播的太阳高能粒子抵达SO时已行进0.76至0.95天文单位，抵达PSP时则增加至0.94至1.1天文单位，这与观测到的太阳高能粒子到达时间一致。这些发现构成了首次对向太阳流动的³富集型太阳高能粒子进行多航天器观测。我们讨论这一现象对³富集型种子物质以及罕见的广泛分布型³富集型SEP事件的启示（见§5.4）。

1. 引言

太阳高能粒子（SEP）事件是了解太阳和恒星大气中粒子加速与输运过程的绝佳工具。其中，^{3}富集型SEP事件尤为显著：与太阳风相比，其^{3}相对于^{4}的丰度极高，而氖至铁相对于氧的丰度则适度升高（Reames（1999），Mason（2007），Reames（2021），Kouloumvakos 等人，2025）。此外，^{3}富集型太阳高能粒子完全在太阳日冕低层加速，并直接释放到行星际空间，因此可用于探测太阳活动区内的粒子加速过程。尽管我们在描述这些特殊事件方面已有进展，但有关其起源、加速、输运，以及它们在为大型渐进型太阳高能粒子事件提供预加速“种子”粒子群方面所起作用的问题，仍有许多未解之处（见Bučík（2020），Ho等人（2022），Laming和Kuroda（2023），Mason 等，2023a，Fitzmaurice等人（2024），Bučík 等（2025a）及其中的参考文献）。

^{3}富氦太阳高能粒子事件与III型射电暴密切相关（Reames & Stone 1986，Mason等人 2023b），但与大型日冕物质抛射（CME）和II型射电暴的相关性较弱（Kahler 等 1985）。近期对太阳源区的观测表明，^{3}富氦太阳高能粒子事件并不伴随强烈的X射线耀斑，而是与上升的极紫外（EUV）喷流相关（Wang 等 2006，Nitta 等（2015），Bučík 2020），这表明此类事件由开放/闭合磁场边界处的交换重联驱动（Shimojo & Shibata 2000，Wang 等 2006）。进入行星际空间后，^{3}富氦太阳高能粒子表现出有限的空间范围，通常仅跨越日球经度几十度（Ho 等（2024））。然而，在少数情况下，观测到^{3}富氦太阳高能粒子在日球经度超过120o的广泛分布（Wiedenbeck 等 2013，2020）。

在第25太阳活动周期间，太阳轨道飞行器（SO；Müller 等，2020年）的观测揭示了关于^{3}He 富集型太阳高能粒子事件起源和特性的新见解。内日球层观测

表明，许多事件具有非典型成分，包括：（1）记录到的^{3}He/^{4}He 相对丰度增强幅度最大的事件（Kouloumvakos 等，2025年）；（2）重离子丰度异常、且不按质量排序的事件（Bučík 等，2025b）（参见 Mason 等，2004年）；以及（3）超重离子富集异常显著的事件（>80 amu；Mason 等，2023a）。太阳轨道飞行器和帕克太阳探测器（PSP；Fox 等，2016年）的观测带来的一项重要发现是，某些太阳高能粒子事件的传播路径长度异常之长，达到名义帕克螺旋磁场路径长度的2–4倍（Wimmer-Schweingruber 等，2023年；Xu 等，2024年）。1天文单位处的长路径长度通常归因于行星际磁场（IMF）的随机游走，或磁力线游走（Laitinen 和 Dalla，2019年；Chhiber 等，2021年）。然而，在内日球层中，路径长度过长，无法仅用磁力线游走来解释。例如，Wimmer-Schweingruber 等人 （2023年）报告了一次^{3}He 富集型太阳高能粒子事件；太阳轨道飞行器在行星际日冕物质抛射（ICME）磁通绳经过期间对其进行了原位测量。作者据此得出结论：太阳高能粒子沿着宽阔的ICME磁通绳传播，从而产生了较长的路径长度。

在这项工作中，我们研究了 SO 和 PSP 均观测到的一对富含^{3}He 的太阳高能粒子事件，它们表现出异常长的路径长度（超过标称帕克螺旋路径长度的 2 倍），且太阳高能粒子整体流是朝向太阳而非远离太阳的。向太阳流动的太阳高能粒子常见于激波加速的瞬变事件中（Starkey 等，2024年，Wei 等，2024，Allen 等，2025年），因为随着激波在行星际空间中传播，它会持续加速并释放太阳高能粒子。然而，富含^{3}He 的太阳高能粒子事件完全在太阳日冕中加速，这表明这些富含^{3}He 的太阳高能粒子已被引导回其太阳源头。我们展示了 SO 和 PSP 对这对富含^{3}He 的事件所测得的离子各向异性和能谱，并确定了它们的太阳源区。我们探究了向太阳流动的太阳高能粒子形成的原因，并提供证据表明，这些富含^{3}He 的太阳高能粒子被一个移动缓慢（速度低于 400 km/s）的行星际日冕物质抛射重新导向；只有在这些粒子完全绕过该行星际日冕物质抛射之后，才观测到它们

。最后，我们讨论这项工作对理解广泛分布的富含^{3}He 的太阳高能粒子事件，以及对理解太阳日冕中残留的富含^{3}He 的太阳高能粒子的启示。

2. 数据与仪器

我们的研究主要使用太阳同位素谱仪（SIS）提供的高能粒子数据。SIS是高能粒子探测器套件的一部分（Rodriguez-Pacheco et al. 2020, Wimmer- Schweingruber et al. 2021），搭载于太阳轨道飞行器上。SIS由两台飞行时间–能量（TOF-E）望远镜组成，可在0.04–10兆电子伏特/核子的能量范围内高精度测量入射离子质量。SIS的质量分辨率为$\sigma_m/m < 0.02$，能够清晰分离^{3}氦、^{4}氦以及碳至铁重离子的峰。这两台望远镜的视线方向在轨道平面内相差130°。SIS-A是朝日望远镜，通常指向距太阳30°的方向；SIS-B通常指向距太阳160°的方向。我们还使用帕克太阳探测器上IS⊙IS套件中高能粒子探测的高能dE/dx–E望远镜（EPI-Hi）提供的氦强度测量值（McComas et al. 2016）。LET由三台望远镜组成：LET-A和LET-B朝相反方向指向，其中LET-A通常沿冲压方向指向距太阳45°的方向；LET-C通常沿冲压方向指向距太阳135°的方向。与SIS一样，三台LET望远镜的中心视线方向均沿航天器的轨道平面。不过，这些视线方向可能会在航天器滚转操作期间改变；我们已确认这一时期没有进行此类操作。

对于太阳轨道飞行器（SO）观测到的太阳风电子、离子和超热电子束流测量值，我们使用太阳风分析仪（SWA；Owen et al. 2020）套件中的质子-阿尔法粒子系统（PAS）和静电分析器系统（EAS）。对于帕克太阳探测器（PSP），我们使用太阳风电子与阿尔法粒子、

以及质子（SWEAP；Kasper et al. 2016）探测项目。行星际磁场测量值由太阳轨道飞行器（SO）上的磁通门磁强计（Horbury et al. 2020）和帕克太阳探测器（PSP）上的搜索线圈磁强计（FIELDS；Bale et al. 2016）获取。对于太阳源区图像，我们使用太阳轨道飞行器（SO）上的极紫外成像仪（EUI；Rochus et al. 2020），并使用太阳和日球层天文台（SOHO；Domingo et al. 1995）航天器上的大角度分光日冕仪（LASCO；Brueckner et al. 1995）获取白光日冕仪图像。最后，星历通过 SPICE 辅助信息系统（Acton 1996）获取。本文使用的所有 原位数据产品均可在坐标数据分析网站（CDAWeb）公开获取，太阳图像则可在太阳轨道器档案（SOAR）中获取。

3. 原位观测

3.1 轨道星历概述

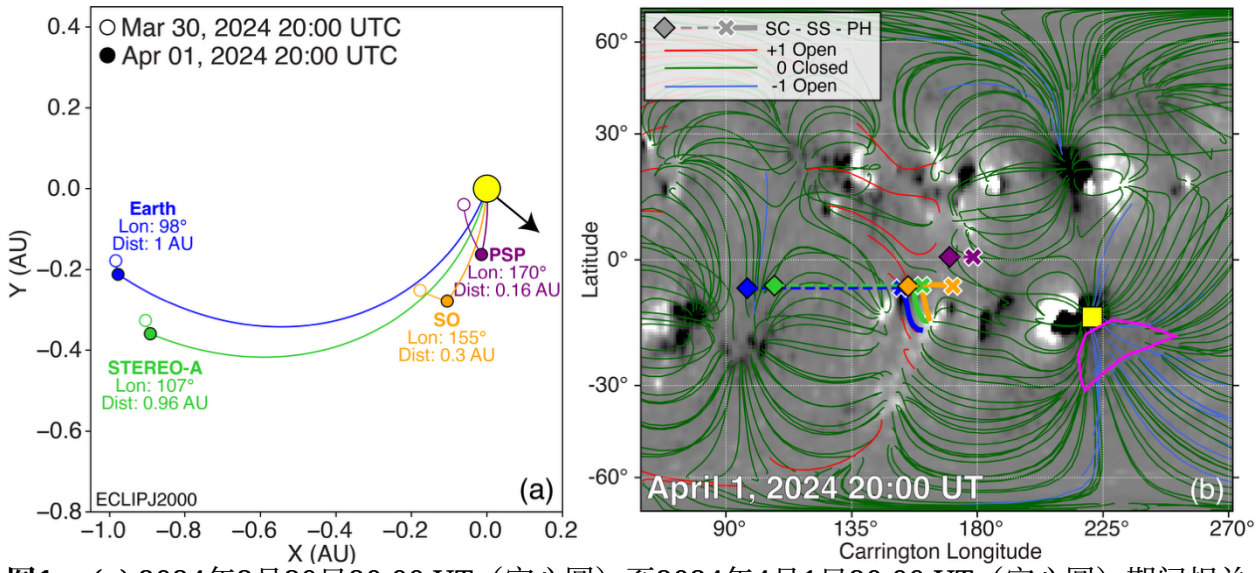

图1。 (a) 2024年3月30日20:00 UT（空心圆）至2024年4月1日20:00 UT（实心圆）期间相关卫星的星历。产生³富氦太阳高能粒子事件的活动区源经度以黑色箭头标出。(b) 首次³富氦太阳高能粒子事件发生时的势场源表面模型解，显示各航天器与源表面及光球的连接（航天器-源面-光球，SC-SS-PH），以及开放和闭合磁力线的极性。两个面板中的航天器颜色一致。活动区13615及邻近的冕洞分别以黄色和洋红色显示。

图1a显示了2024年3月30日20:00 UT至2024年4月1日20:00 UT期间各航天器在J2000黄道面（ECLIPJ2000）上的投影位置；后一个时刻与^{3}富氦太阳高能粒子从活动区13615初始释放的时间一致。在此期间，帕克太阳探测器位于0.07–0.16 AU处，正沿远日轨道运行并已越过 19th 近日点；太阳轨道飞行器则位于 ~0.3 AU处，即将到达近日点。STEREO-A与先进成分探测器的日心经度仅相差9o。我们利用2024年4月1日20:00 UT原位测得的瞬时太阳风速度，为每艘航天器绘制了名义帕克螺旋磁力线。图1b显示了每两小时更新一次的空军数据同化光球磁通输运（ADAPT；Arge等（2010），Poirier等（2021））太阳表面磁图10th 实现所对应的势场源表面模型（PFSS；Wang和Sheeley（1992））解。我们将各航天器的理想帕克螺旋追踪至2.5 R_S处的源表面，而PFSS模型解则将各航天器在源表面的连接点与其光球足点相连。在2024年4月1日前后，四艘航天器的足点连接关系相似，但它们均未与活动区13615相连；该活动区与航天器足点在日球经度上约相隔50o。在活动区13615的前沿存在一个低纬日冕洞（见附录A），这表明富氦太阳高能粒子事件可能起源于活动区、日冕洞边界。

3.2 测量概述

3.2.1 太阳轨道飞行器

图2概述了太阳轨道飞行器在两次^{3}He富集型太阳高能粒子事件期间的观测结果。图2a展示了来自PSP/FIELDS的射电观测。在这三天期间，我们观测到许多III型射电暴；与这两次^{3}He富集型太阳高能粒子事件相关的两次III型射电暴，分别发生于2024年4月1日19:58 UT和2024年4月3日02:05 UT，

同时还伴有>10 keV电子强度的中等幅度增强（未显示）。图2b和图2c展示了由朝日望远镜（SIS-A）和背日望远镜（SIS-B）测得的15分钟分辨率的200 keV/核子至10 MeV/核子 ^{3}He微分能谱图；图2d和图2e则展示了碳至铁重离子的相同图像。为获得更好的统计结果，这些重离子的信号合并后再乘以能量（MeV/核子）。在III型射电暴之后，

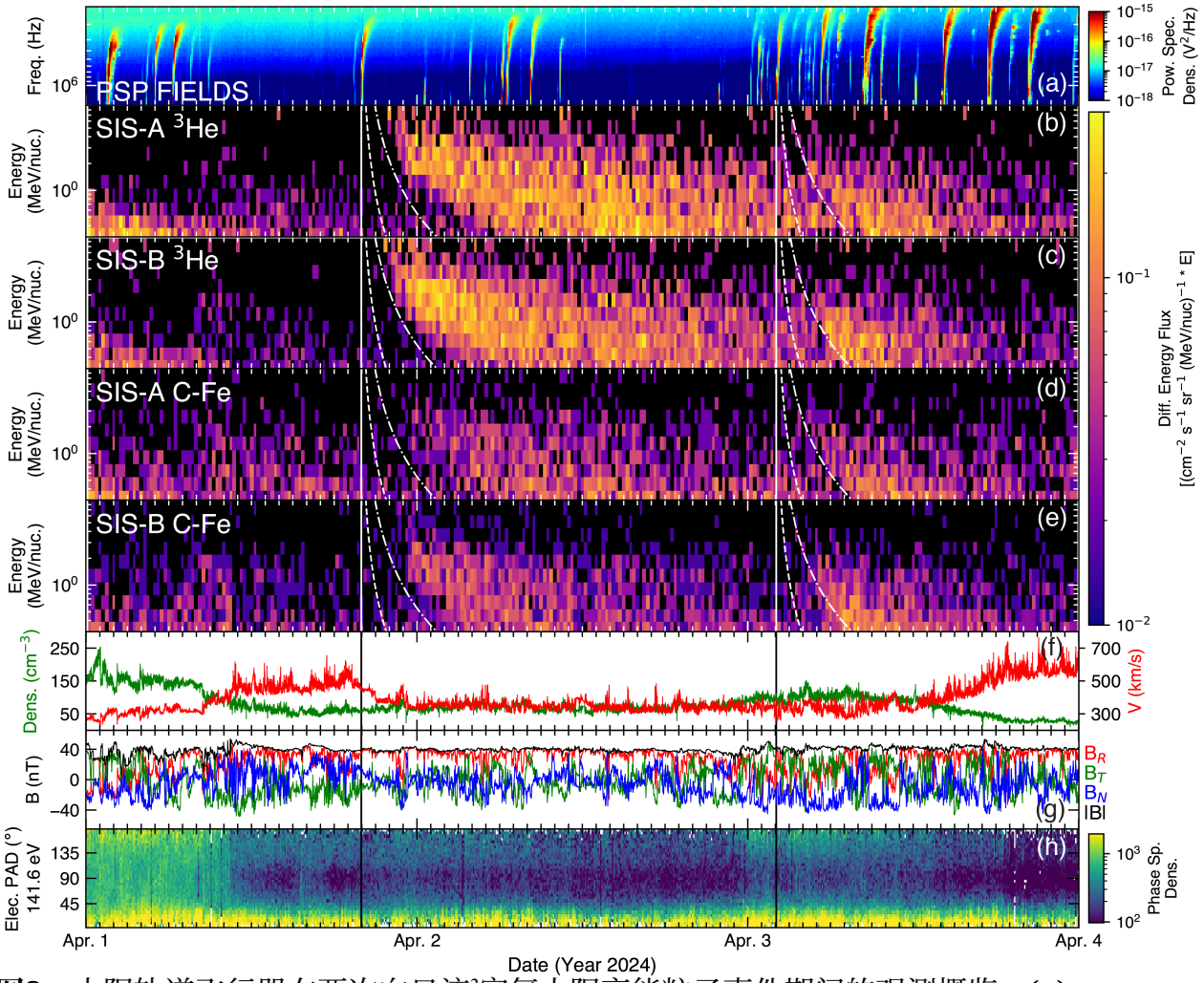

图2。太阳轨道飞行器在两次向日流^{3}富氦太阳高能粒子事件期间的观测概览。(a) PSP/FIELDS 射电暴观测。(b) SIS-A ^{3}He 0.3 – 8 兆电子伏特/核子的微分能通量谱图。与这两次事件相关的III型射电暴以白色竖线表示，弯曲白线表示粒子传播0.3天文单位（虚线）和1天文单位（点划线）时的速度色散。(c) 与(b)相同，但显示SIS-B数据。(d – e) 与(b – c)相同，但显示碳至铁重离子数据。(f) SWA/PAS太阳风密度（绿色）和速度（红色）。(g) RTN坐标系中的行星际磁场强度及其分量。(h) SWA/EAS 142 eV电子束流俯仰角分布。

我们观察到两个明显不同的速度弥散剖面，分别对应两次^{3}He富集太阳高能粒子事件的到达。第一次^{3}He富集太阳高能粒子事件强度更高，太阳高能粒子通量的增强可观测至~10兆电子伏特/核子。第二次事件发生在第一场事件的衰减阶段，即其后~30 小时，但仍清晰可见。定性来看，事件初始阶段后不久，背日向SIS-B中的太阳高能粒子通量略高于向日向SIS-A，尤其是在1兆电子伏特/核子以上。我们用白色虚线叠加了无散射太阳高能粒子沿名义帕克螺旋（0.3天文单位）从太阳传播至太阳轨道飞行器的速度弥散剖面，并用白色点划线标出长得多的1天文单位路径长度。观测到的弥散剖面与名义帕克螺旋路径不符，而是两次事件都与1天文单位的传播路径长度更为吻合，比名义行星际磁场条件下的预期值长3倍以上。图2f–2g显示了同一时期太阳轨道飞行器处的太阳风状况。从第一次太阳高能粒子事件初始阶段开始，太阳风速度一直相对稳定，在第二次太阳高能粒子事件的大部分时段内没有持续较久的速度尖峰或低谷。此期间太阳风密度同样没有显著变化。第一次太阳高能粒子事件期间，行星际磁场强度变化极小，行星际磁场的径向分量B_R保持为正，并如0.3天文单位处的预期那样占主导地位。第二次事件期间，行星际磁场强度略有上升，且不再始终沿径向，但没有明显的大尺度结构迹象。图2h显示了150 eV Strahl电子的俯仰角分布，呈现出从太阳向外流动的单峰分布。我们的观测结果与Wimmer-Schweingruber等人. (2023)的结果形成对比；在其研究中，事件是在经过一个边界明确的磁通量绳期间清晰观测到的。

3.2.2 帕克太阳探测器

同一时期，帕克太阳探测器（PSP）正处于其19th 近日点之后的远日轨道上。如图1所示，PSP与太阳轨道飞行器的磁力线几乎对齐，图3概述了PSP/EPI-Hi的观测结果。图3b–3d显示了LET-A、B和C的二维氦（^{3}He与^{4}He合并）微分能谱图。此期间，PSP未观测到氢和碳至铁的增强：氢信号被压倒性的背景淹没，而碳至铁的强度则低于探测阈值。此外，PSP/EPI-Lo也未观测到这两次事件。不过，事件1在三台LET望远镜中都清晰可见。尽管PSP与太阳轨道飞行器距离很近，我们仍未观察到与事件2相关的明显增强；我们认为这是因为事件2在几兆电子伏特/核子以上的强度较低（见图3）。白色竖线表示III型暴的初始时刻，白色虚线和点划线分别表示0.16天文单位和1天文单位速度弥散线。与太阳轨道飞行器的情况一样，这些弥散剖面与拉长的SEP传播路径长度相符。图3e和3f显示，由于PSP处于远日轨道，太阳风密度和行星际磁场强度正在下降，而太阳风速度在此期间逐渐增加。图3g显示了134 eV Strahl电子的俯仰角分布。总体而言，PSP处的太阳风性质并不表明有大尺度结构经过。

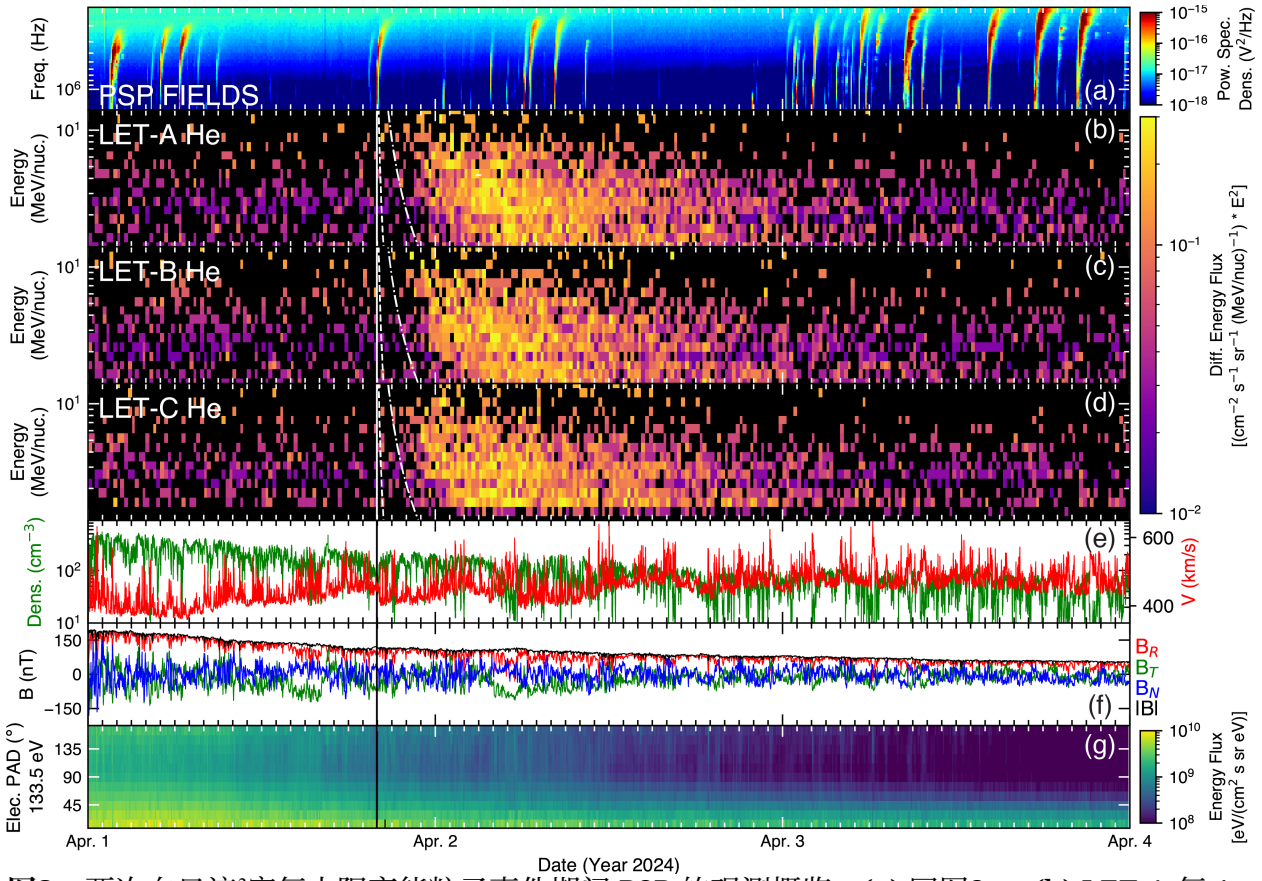

图3。两次向日流[3]富氦太阳高能粒子事件期间 PSP 的观测概览。(a) 同图2a。(b) LET-A 氦 1–15 兆电子伏特/核子的微分能通量谱图。白色竖线表示 III型射电暴起始时间。白色虚线和点划线分别表示路径长度为 0.16 天文单位和 1 天文单位时的速度弥散剖面。(c–d) 与 (b) 相同，但分别对应 LET-B 和 LET-C。(e) PSP/SWEAP 太阳风密度（绿色）和速度（红色）。(f) 行星际磁场强度及其分量。(g) PSP/SWEAP 134 eV 电子束流俯仰角分布。

3.2.3 测量的太阳高能粒子路径长度

为测量太阳高能粒子路径长度，我们采用了一种简单而有效的方法。我们将 III型射电暴发生时间定义为太阳粒子释放时间，并计入光行时；再根据单个能量区间内太阳高能粒子的到达时间计算路径长度。尽管已有更严谨的速度色散分析方法（Kouloumvakos 等人 2015，Zhao 等人 2019，Palmroos 等人 2025，Shmies 等人 2026），我们的方法便于直接比较空间位置相距较远的两艘航天器。此次分析中，我们对 SO 采用 1.47 兆电子伏特/核子，对 PSP 采用 1.68 兆电子伏特/核子，因为 SO/SIS 和 PSP/LET 的能量区间有所重叠，且这一选择能提供足够的

统计数据，从而更容易识别太阳高能粒子起始时间。路径长度的不确定性根据测量值的 15 分钟采样间隔计算。对于事件1，我们测得 SO 的太阳高能粒子到达时间为 22:23 ± 00:07.5 世界时，PSP 的为 23:08 ± 00:07.5 世界时，对应的日心传播时间分别为 145 分钟和 190 分钟。据此计算得出的总路径长度分别为 0.98 ± 0.05 天文单位和 1.37 ± 0.05 天文单位。鉴于 SO 和 PSP 分别位于 0.3天文单位和 0.16 天文单位处，这些路径长度分别是名义帕克螺旋路径长度的 3.3 倍和 8.6 倍。事件2中，SO 接收到太阳高能粒子的时间为 2024年4月3日 04:08 ± 00:07 世界时，对应的传播时间为 123 分钟，路径长度为 0.83 ± 0.05 天文单位，比事件1缩短了 16%，但仍接近名义值的三倍。

3.3 能谱与各向异性

3.3.1 太阳轨道飞行器

[3]富氦太阳高能粒子事件通常分为两个阶段：色散阶段（或上升阶段）和衰减阶段。在色散阶段，太阳高能粒子通常向远离太阳的方向流动，产生持续数小时的强各向异性。随着时间推移，太阳高能粒子会经历俯仰角散射，趋向各向同性分布（Mason 等（2021））。对于太阳轨道飞行器，我们将每个事件的色散阶段定义为起始后 8 小时，并根据 1天文单位的传播路径长度确定与能量相关的起始时间。事件1的衰减阶段持续至事件2的色散阶段开始，而事件2的衰减阶段持续 14 小时，直至强度降至背景水平。

由于太阳高能粒子的俯仰角散射发生在太阳风参考系中，因此衰减阶段的各向同性分布是相对于太阳风参考系而言的。然而，在航天器参考系中，由于康普顿-盖廷效应（Compton-Getting（1935），Ipavich（1974）），太阳高能粒子表现出轻微的各向异性，偏向下游传播方向（即太阳风流的方向）。对于

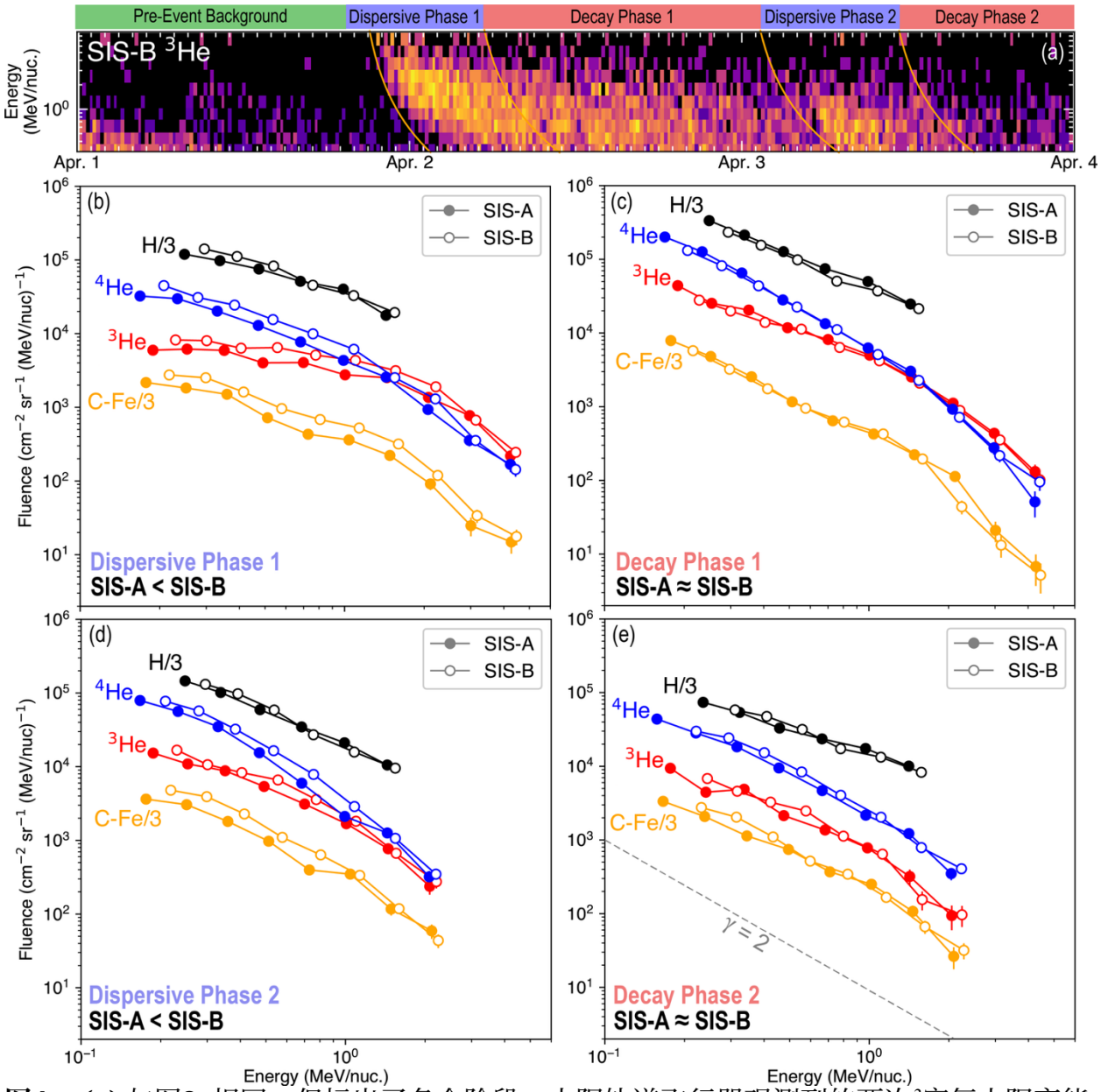

图4。 (a) 与图2c相同，但标出了各个阶段。太阳轨道飞行器观测到的两次^{3}富氦太阳高能粒子事件中色散阶段（b、d）和衰减阶段（c、e）的能谱。在两个色散阶段，SIS-B强度（空心圆）均高于SIS-A强度（实心圆），表明事件初始阶段太阳高能粒子整体流朝向太阳。两个衰减阶段均呈现各向同性分布。为便于观察，氢和碳至铁的数值均除以3。

SO/SIS中，太阳风参考系中的各向同性分布会产生大于 1 的 SIS-A/SIS-B通量比；随着能量降低，该比值会增大，因为太阳风速度占太阳高能粒子速度的比例不可忽略（对于 100 keV/nuc 的太阳高能粒子，比例为 $v_{SW}/v_{SEP} \sim 10\%$）。我们按照 Zirnstein等人（2021）和 Henderson等人的方法，将 SIS-A 和 SIS-B 的能谱从航天器参考系转换到太阳风参考系。

（2025年），各阶段经康普顿-盖廷校正后的能谱如图4所示。图4a展示了图2c，并标出了用于生成能谱的不同阶段。图4b展示了事件1色散阶段氢、^{3}氦、^{4}氦以及碳至铁的注量能谱。在0.1–5 兆电子伏特/核子的能量范围内，与SIS-A（实心圆）相比，SIS-B（空心圆）测得的注量始终更大，表明^{3}富氦太阳高能粒子存在净向日流动。相比之下，在事件1的衰减阶段（图4c），SIS-A和SIS-B的能谱在所有能量上几乎重合，与各向同性分布相符。事件2的强度较弱，但在色散阶段（图4d）表现出相同的向日各向异性，在衰减阶段（图4e）则呈各向同性分布。由于检测效率异常低，分析中排除了高于2兆电子伏特/核子的质子注量。值得注意的是，这些事件中观测到的谱形和相对丰度与此前观测到的^{3}富氦太阳高能粒子事件一致：（1）与^{4}氦相比，^{3}氦的低能谱更硬（图4b、d；参见Mason等人，2002年；Bučík等人，2018年；Hart等人，2024年）；（2）在整个能量范围内，^{3}氦/^{4}氦和铁/氧丰度比处于典型水平（Hart等人，2022年；Kouloumvakos 等，2025年）；（3）富^{3}氦太阳高能粒子事件中常见带指数滚降的幂律谱（Hart等人，2024年；Mason等人，2024年）。原位观测中仅有两项明显异常：太阳高能粒子的路径长度异常长，以及整体向日流。

为进一步量化这两次富^{3}氦太阳高能粒子事件的整体向日流动，我们计算了一阶各向异性随时间和能量的变化。各向异性可以用多种方法计算。对于角分辨率较高的测量值，可以通过拟合高阶勒让德多项式来计算各向异性（参见 Carcaboso等人，2020及其中的参考文献）。当角分辨率有限时，例如 SO/SIS 的情况，各向异性测量则简化为

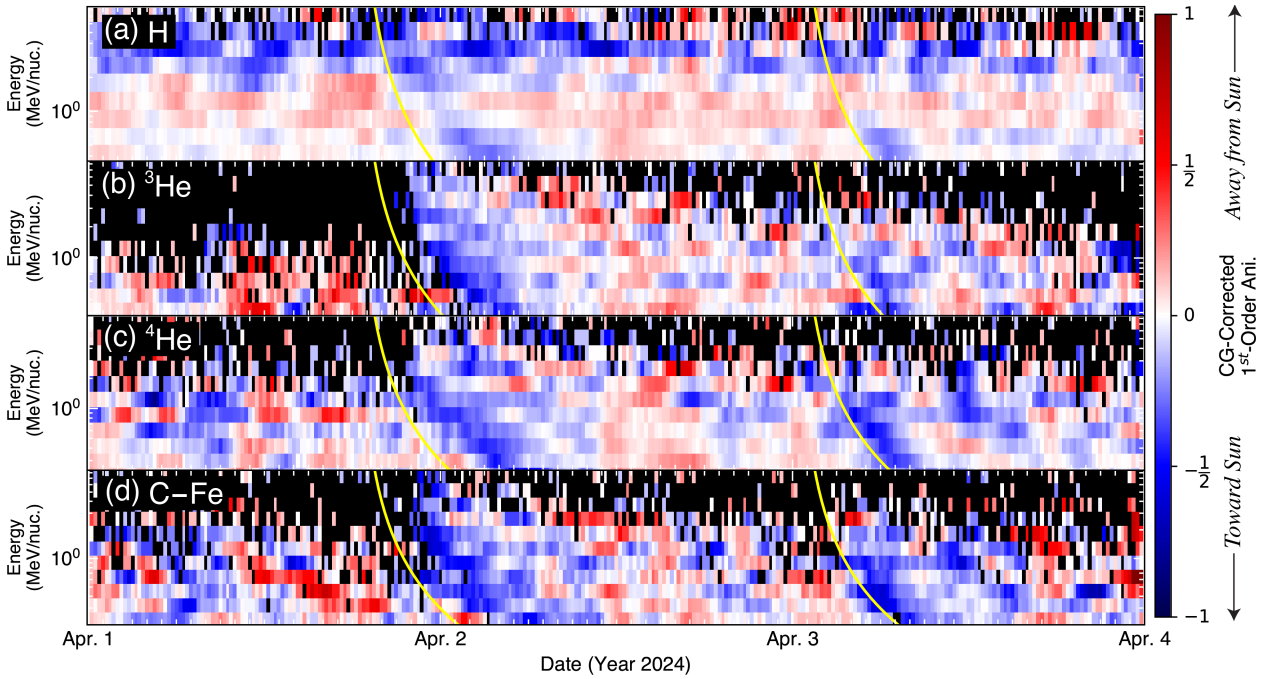

图5。两次向日流富 ³氦太阳高能粒子事件期间，(a) H、(b) ³He、(c) ⁴He 和 (d) 碳至铁的各向异性一阶分量。黄色曲线表示1天文单位色散线。2兆电子伏特/核子以上持续存在的质子负各向异性，是由质子探测效率较低造成的，不应视为持续存在的向日流动质子群。15分钟间隔的各向异性测量值经过两小时滑动平均平滑处理。

一阶（Dresing 等，2014；Wei 等，2024）。我们计算了

通过比较两个SIS望远镜在各能量区间测得的太阳高能粒子通量，计算每种物种的值，所用公式为

如下：

$$I_1 = \frac{J(A) - J(B)}{J(A) + J(B)} \tag{1}$$

其中，I_1 是一阶各向异性，$J(A)$ 和 $J(B)$ 是 SIS-A 和 SIS-B 在某一能量区间 E 测得的经康普顿–盖廷修正的微分通量。I_1 为正表示整体流动远离太阳，I_1 为负表示整体流动朝向太阳，而各向同性分布产生 $I_1 = 0$。由于康普顿–盖廷（CG）校正会将每个能量区间的中心能量调整到太阳风参考系（E），我们使用以下表达式，将经康普顿–盖廷修正的通量（J）以对数方式插值到原始能量区间（E_O）：

$$J_O = J\left(\frac{E_O}{E}\right)^{-\gamma} \tag{2}$$

其中 J_O 是整数　插值后的通量，γ 为谱指数。谱指数 γ 的计算方法如下：

$$\gamma = -\frac{\ln(J_l/J_u)}{\ln(E_l/E_u)} \tag{3}$$

其中 u 和 l 分别表示通量和能量的上限值与下限值（Dayeh 等（2012））。这种插值确保在等效能量下比较康普顿-盖廷校正通量。

我们测量了每个能量区间和每个15分钟时间间隔内氢、^{3}氦、^{4}氦以及碳至铁的一阶各向异性，然后对结果应用两小时滑动平均。图5展示了一阶各向异性的时间剖面，其中红色和蓝色分别表示正、负各向异性，白色表示各向同性。在这两次^{3}富氦太阳高能粒子事件的初始阶段，我们观察到较重离子种类（^{3}氦–铁）普遍呈现强烈的负各向异性。因此，在这些事件早期的色散阶段，太阳高能粒子整体流正向日流动，这与图4一致。初始的负各向异性沿着1天文单位速度色散线分布。随后，太阳高能粒子总体趋于各向同性分布，但期间也会短暂出现中等程度的正、负各向异性。不过，这些时段在不同物种或能量之间并不一致，可能是统计涨落所致。由于数日前发生的一次渐进型太阳高能粒子事件留下了持续偏高的各向同性背景，事件初始阶段氢中的负各向异性不像较重离子中那样明显。同样，观测到的质子在2兆电子伏特/核子以上的强烈负各向异性，是由较低的探测效率造成的，不应作物理解释。

3.3.2 帕克太阳探测器

采用与 SO/SIS 相同的方法（见 §3.3.1），我们推导出了 PSP/LET 观测到的事件中 2 – 8 兆电子伏特/核子氦的康普顿-盖廷校正能谱。结果如

图 6 所示，其中包括来自三个 LET望远镜的能谱。我们发现，PSP 获得的能谱呈现出与太阳轨道飞行器相同的负各向异性特征。在色散阶段，LET-B 和 LET-C 记录到的 He强度始终高于 LET-A，这再次表明在事件初始阶段太阳高能粒子整体流朝向太阳。有趣的是，在色散阶段，LET-B 和 LET-C 的强度在整个能谱范围内大多彼此一致，这表明向太阳流动的太阳高能粒子并未与某一特定望远镜对准。这一观测结果与沿近径向行星际磁场向太阳流动的太阳高能粒子相一致（见 §3.2.2）；在尾流/冲压方向上，LET-B 和 LET-C 望远镜分别以 45o 等距偏置。最后，正如我们在 SO/SIS 中观测到的那样，三个 PSP/LET望远镜在衰减阶段均观测到相同的 He强度，这表明存在各向同性太阳高能粒子分布。

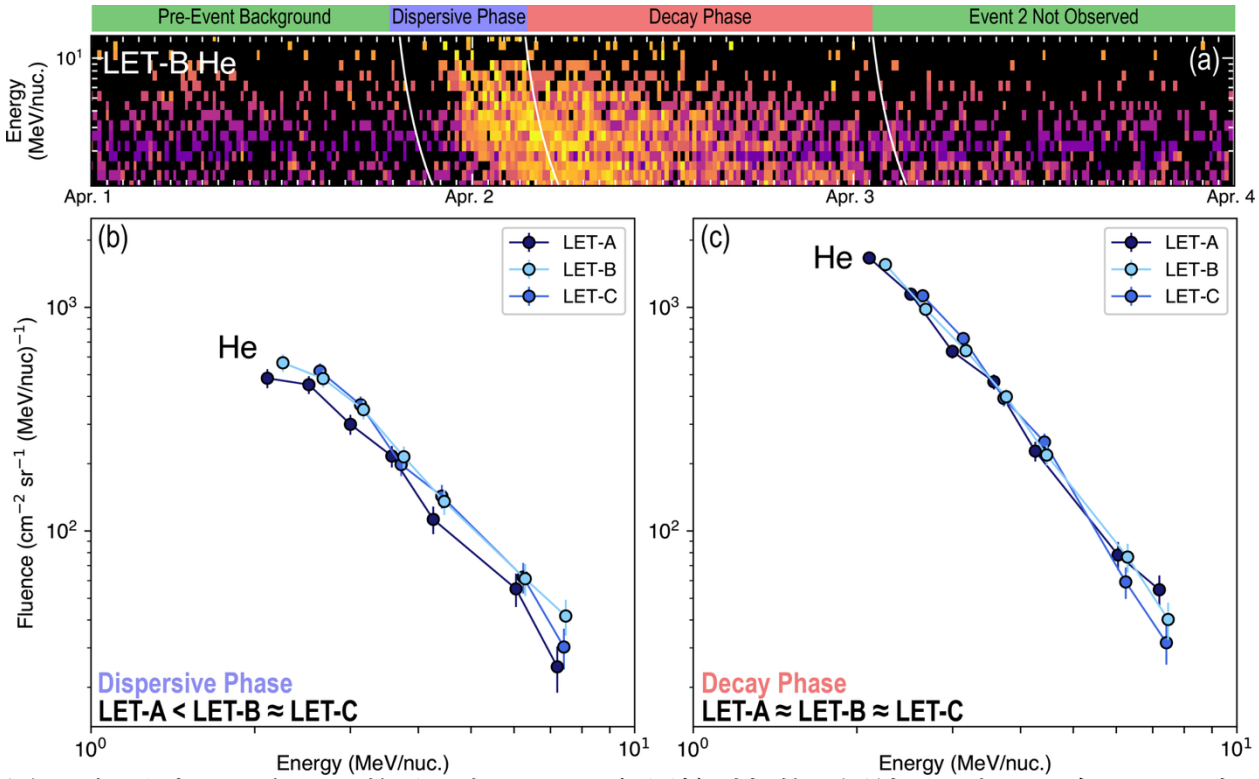

图6。与图4相同，但展示的是三个PSP/LET望远镜对氦的观测结果。在2024年4月1日$_3$氦富集型太阳高能粒子事件的色散阶段，LET-B（浅蓝色）和LET-C（中蓝色）望远镜观测到的强度高于LET-A（深蓝色），再次表明事件初始阶段太阳高能粒子整体向日流动。在衰减阶段，所有望远镜观测到的强度相同，表明粒子呈各向同性分布。

为进一步量化太阳高能粒子各向异性，我们分别针对每一组望远镜组合（LET-A与B、A与C、B与C），使用方程1–3计算氦的一阶各向异性，并在图7中展示分析结果。图7a显示了LET-A与LET-B的一阶各向异性。在事件起始时，我们观测到图6b能谱中所见的轻微负各向异性（蓝色）。类似特征也可在图7b所示的LET-A与LET-C各向异性中看到。最后，图7c显示了LET-B与LET-C的一阶各向异性。与LET-A不同，色散阶段并未表现出清晰的各向异性，表明

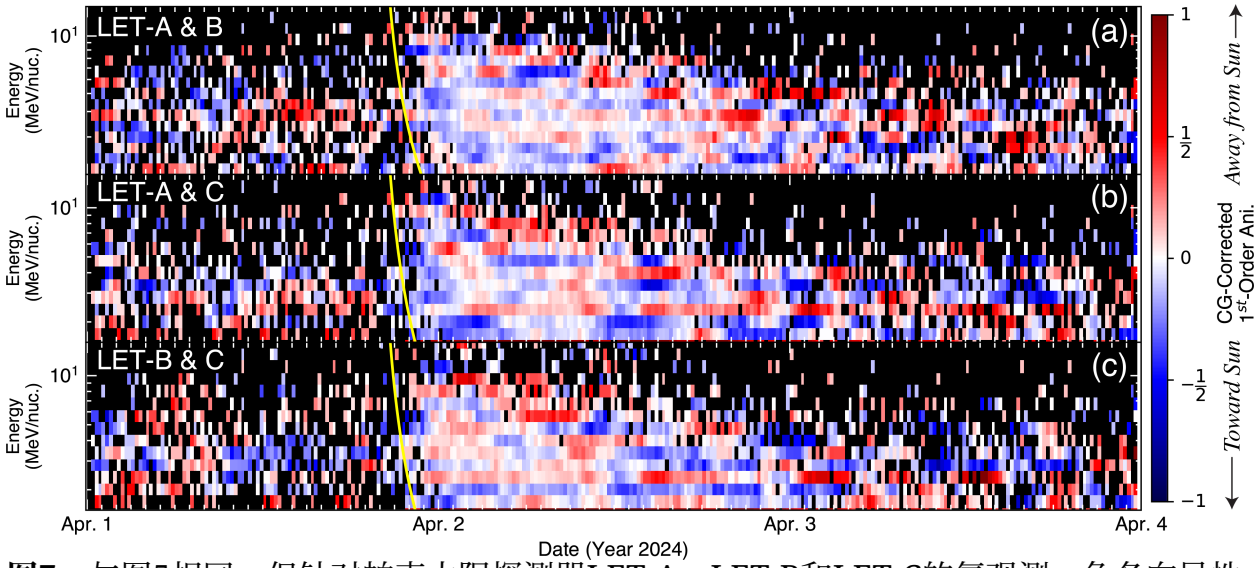

图7。与图5相同，但针对帕克太阳探测器LET-A、LET-B和LET-C的氦观测。负各向异性不如SO/SIS中那样强，可能是由于绝热聚焦，或由于[3]富氦太阳高能粒子在传播进入越来越强的磁场时螺距角散射增强所致。在色散阶段，LET-B与LET-C显示出近乎相等的强度。

两个背日望远镜观测到的强度相等。与SO/SIS观测结果（见图5）相比，帕克太阳探测器处的太阳高能粒子各向异性不那么显著。流入行星际磁场强度更大区域的太阳高能粒子会经历绝热聚焦，使其螺距角在更靠近太阳处增大，并可能降低观测到的各向异性。另一种可能是，帕克太阳探测器附近湍流的局地增强会提高螺距角散射的效率。与SO/SIS的情况一样，衰减阶段短暂出现的强各向异性很可能是由较低太阳高能粒子强度导致的统计涨落引起的。

3.4 STEREO-A 观测

此时STEREO-A也与太阳轨道飞行器和帕克太阳探测器几乎处于磁连接状态，并配备STEREO/LET传感器（Mewaldt等人，2008），用于测量能量高于2兆电子伏特/核子的氦太阳高能粒子。图8给出了STEREO/LET观测到的2–10兆电子伏特/核子 ^{4}He强度的小时时间剖面，以及事件1期间SO/SIS和PSP/LET在1.5兆电子伏特/核子、更高时间分辨率下的强度。事件1的太阳高能粒子首先由SO/SIS观测到，随后不久由PSP/LET观测到。这一特定的到达时间顺序进一步证明存在向日流粒子群，因为太阳轨道飞行器比帕克太阳探测器离太阳更远，却仍然最先观测到这次^{3}He富集的太阳高能粒子事件。不久之后，STEREO/LET观测到轻微的^{4}He增强（以及^{3}He；M.E. Wiedenbeck，私人通信）。三艘航天器在衰减阶段均表现出相似的太阳高能粒子强度衰减剖面。STEREO/LET在1天文单位处观测到的太阳高能粒子增强

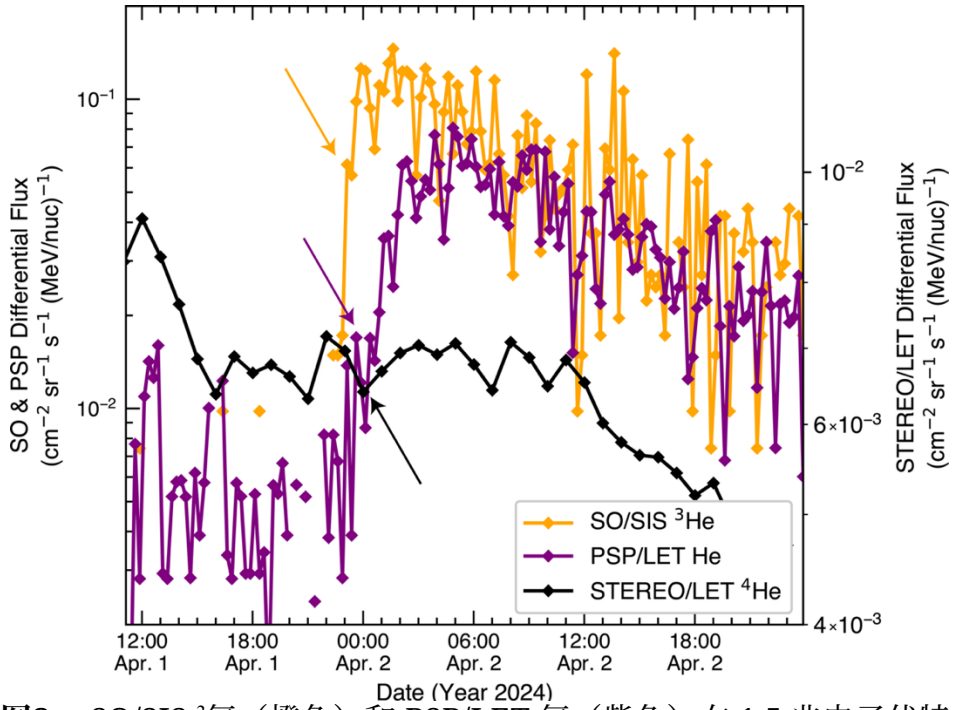

图8。 SO/SIS ^{3}氦（橙色）和 PSP/LET 氦（紫色）在 1.5 兆电子伏特/核子的强度时间剖面，以及 STEREO/LET 每小时^{4}氦在 2 – 10 兆电子伏特/核子的强度时间剖面。箭头表示首次观测到强度增强的时间。

有证据表明，部分^{3}富氦太阳高能粒子并未完全被重新导向太阳方向，而是继续向外传播至1天文单位。因此，这些粒子似乎广泛分布于从帕克太阳探测器（0.16天文单位）到STEREO（1天文单位）之间的磁力线周围及沿线，关于这种广泛分布的影响将在§5.4中讨论。

4. 遥感观测

在确认太阳轨道飞行器和帕克太阳探测器观测到的^{3}富氦太阳高能粒子事件具有向日流各向异性后，我们现在利用

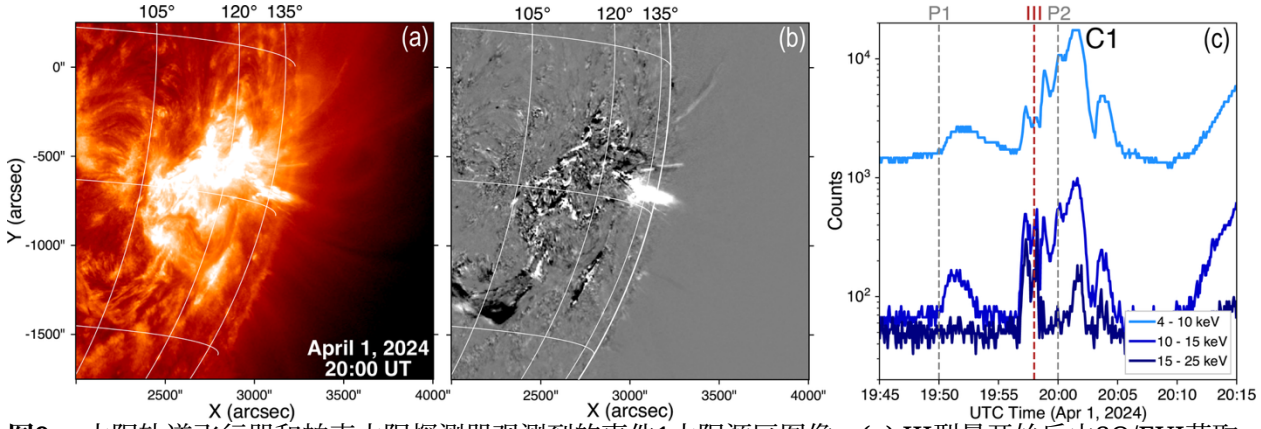

图9。 太阳轨道飞行器和帕克太阳探测器观测到的事件1太阳源区图像。(a) III型暴开始后由SO/EUI获取的304埃图像。(b) 10分钟差分图像。(c) SO/STIX X射线计数随时间的变化。垂直虚灰线表示获取(b)中图像的时间。垂直虚红线表示III型射电暴发生时间。我们还给出了估计的GOES耀斑等级。

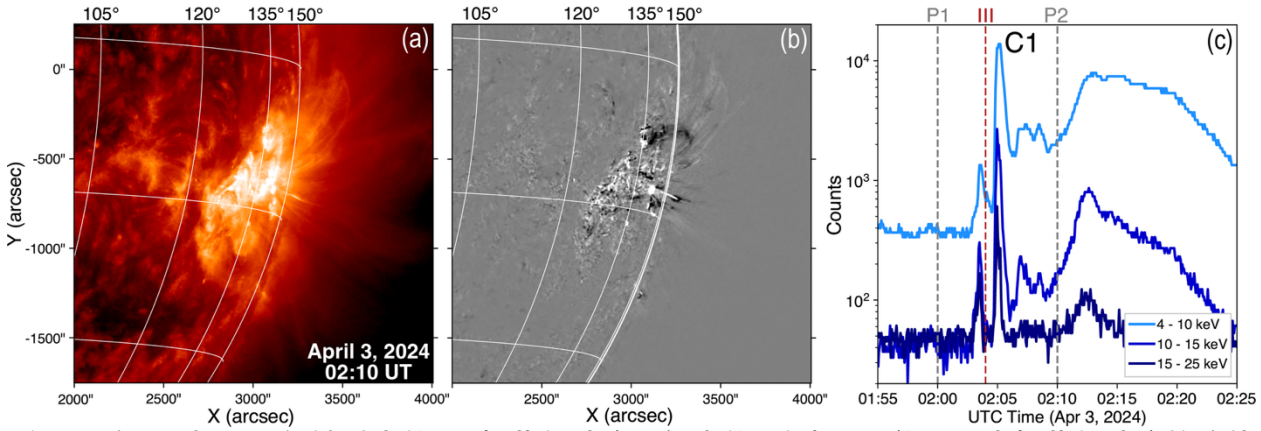

图10。 与图9相同，但针对事件2。极紫外喷流不如事件1清晰，可能是因为极紫外喷流的峰值亮度出现在02:05世界时，即(a)拍摄前五分钟。

源区III型射电暴起始时刻附近的SO/EUI和SO/STIX数据来确定其太阳源区。两个事件均与活动区13615产生的低级C级耀斑有关（估算值，参见Xiao 等（2023））。图9和图10分别展示了第一个和第二个事件发生时的SO/EUI与SO/STIX观测结果。面板(a)显示了事件1的III型暴发生后拍摄的SO/EUI 304埃图像；面板(b)显示10分钟差分图像，即用III型暴发生前10分钟拍摄的图像减去面板(a)中的图像。第一个事件相关的极紫外喷流被清晰地捕捉到，图像拍摄时间距III型暴起始仅两分钟。第二个事件的极紫外喷流在极紫外成像中没有那么清晰，但图10b中的差分图像确实显示活动区13615底部出现了增亮，并伴有微弱的喷流。X射线剖面（图10c）显示，第二个事件的起始和衰减发生在两张SO/EUI图像的拍摄时间之间，这表明图像仅捕捉到了极紫外喷流的末段。

在事件1和事件2发生时，从太阳轨道飞行器的视角看，太阳源区活动区13615分别位于太阳圆面西经72°和西经76°。虽然这些数值对于1天文单位处的观测而言很常见（Reames（1999），Nitta 等（2015），Bučík 等（2016）），但对于位于0.3天文单位处的观测者来说，其位置却出乎意料地更加偏西。通过对太阳风进行弹道反向映射，我们发现活动区13615与太阳轨道飞行器的源面足点相隔~50°（见图1）。与由大范围日冕物质抛射激波驱动的渐进型太阳高能粒子事件不同，富 ^{3}氦太阳高能粒子事件起源于太阳日冕低层的紧凑源区，通常在日球经度上扩展约20–30°（Ho 等（2024））。鉴于此，太阳轨道飞行器足点与太阳源区之间相隔50°，表明行星际磁场相较于典型帕克螺旋状态发生了重大扰动。

5. 结果与讨论

5.1 日冕物质抛射识别

我们探讨 Wimmer-Schweingruber 等人 （2023）提出的情景：太阳高能粒子被注入传播中的行星际日冕物质抛射的磁通量绳，从而导致路径长度增加。事实上，位置恰当的行星际日冕物质抛射或可解释测得的较大路径长度，因为宽阔的行星际日冕物质抛射在日球层中传播时会拉长磁力线。然而，如§3.2.1和§3.2.3所述，太阳轨道飞行器和帕克太阳探测器的原位 测量值并未显示行星际日冕物质抛射经过的直接证据。尽管如此，行星际日冕物质抛射偏转仍是一种合理的解释。若要使这一假设成立，该行星际日冕物质抛射必须满足以下条件：

1）由于未观测到激波加速的太阳高能粒子增强，该行星际日冕物质抛射必须以低于500 km/s的速度传播。2）该行星际日冕物质抛射必须源自活动区13615或其附近，以便沿日冕物质抛射前沿实现太阳高能粒子注入。3）在太阳高能粒子抵达时刻，沿行星际日冕物质抛射的估计路径必须为~1 天文单位，才能与太阳轨道飞行器和帕克太阳探测器观测到的色散剖面相匹配。

利用SOHO LASCO 日冕物质抛射目录（Gopalswamy 等人（2024）），我们搜寻了 ^{3}富氦太阳高能粒子事件发生前三天内源自活动区13615附近的慢速日冕物质抛射。我们确定了一个潜在候选者——一次与GOES M9级X射线耀斑相关的日冕物质抛射，该耀斑于2024年3月30日世界时21:04起始，比首批抵达的^{3}富氦太阳高能粒子早~48 小时。尽管该X射线耀斑等级较高，但相关日冕物质抛射较弱，其近太阳速度远低于500 km/s，且平面天空角宽度为$\theta_{CME} = 71°$。

5.2 日冕物质抛射特性

为确定行星际日冕物质抛射的速度，我们在连续六幅LASCO C2的12分钟差分图像中追踪其明亮前沿的高度（见图11）。在每个3°角度分箱中，日冕物质抛射前沿

通过定位峰值亮度所在高度，再向外步进至亮度降至该值一半的位置来确定（图11中的红色十字）。为得到日冕物质抛射的总高度，我们采用极坐标形式的椭圆函数，对日冕物质抛射前沿进行最小二乘回归:

$$r(\theta) = \frac{A(1-e^2)}{1-e\cos(\theta)}, 0 \le \theta \le 2\pi \tag{4}$$

其中，$r(\theta)$ 表示各角度处的距离，A 表示半长轴，e 表示偏心率。随后，我们将一阶和二阶多项式分别拟合到日冕物质抛射高度（从太阳表面到日冕物质抛射前端的距离）随时间的变化关系，以求得日冕物质抛射速度。根据一阶多项式拟合结果，我们得到日冕物质抛射的线性速度为281 ± 6 km/s。然而，一阶拟合的残差（图12上图）表明存在残余加速度（Gopalswamy 等人 2000，Bein 等人 2011）。采用二阶拟合对该曲线进行拟合，得到残余加速度为 32± 12 m/s^2, ，处于典型值范围内（Zhang 等人 2006）。最终，我们选取二阶拟合所得的速度在 3.5 个太阳半径处的值，因为超过这一高度后，由于质量不佳，拟合变得困难

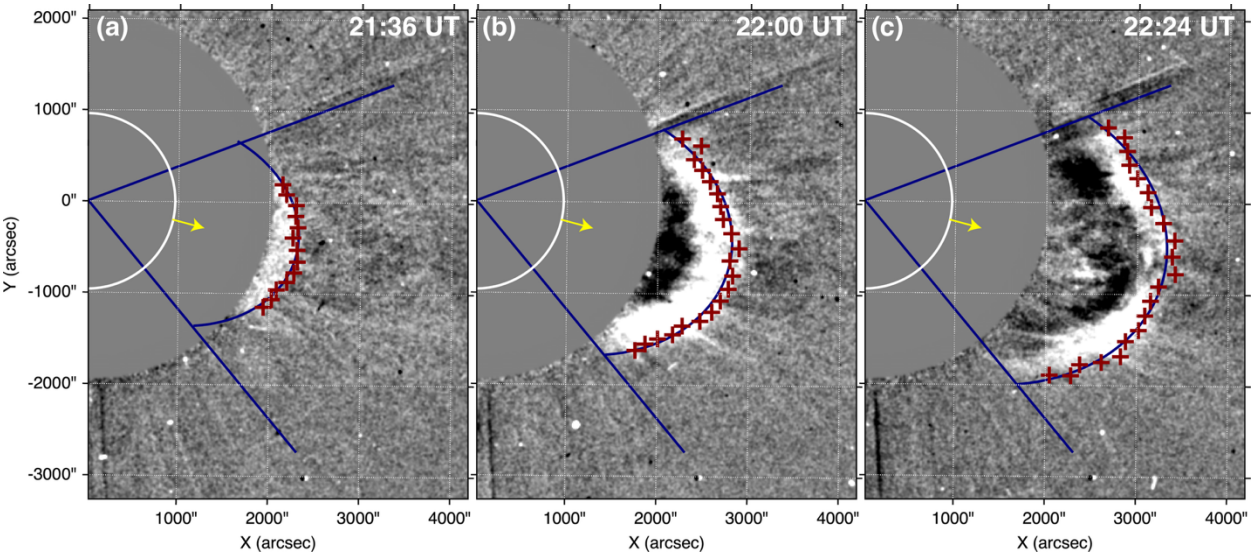

图11。 (a) LASCO C2拍摄的12分钟差分图，显示2024年3月30日 21:04 世界时M9级太阳耀斑之后从活动区13615喷发的候选日冕物质抛射。通过在每个3°角度区间内将椭圆（蓝色弧线）拟合到日冕物质抛射前沿（红色叉号）来追踪日冕物质抛射的高度。(b – c) 与(a)相同，但时间更晚。

数据。在3.5个太阳半径处，我们得到二阶最佳拟合速度为368 ± 26 km/s。最佳拟合的日冕物质抛射前沿偏心率在此期间基本保持恒定，中心值为$e = 0.62$。

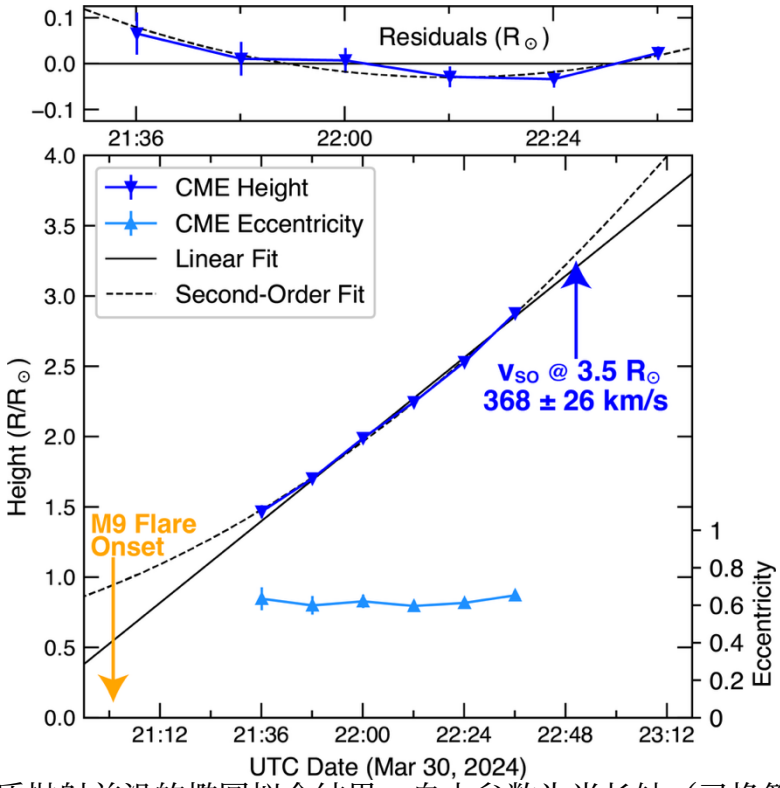

图12。日冕物质抛射前沿的椭圆拟合结果。自由参数为半长轴（已换算为高于光球的高度，以深蓝色三角形表示）和偏心率（以浅蓝色三角形表示）。随后，我们对高度—时间曲线进行一阶（黑色实线）和二阶（黑色虚线）多项式拟合。图的上方显示了拟合残差。

5.3 建模的太阳高能粒子路径长度

为估算太阳高能粒子路径长度，我们假设近太阳日冕物质抛射以368 ± 26 km/s的恒定速度运动，偏心率为$e = 0.62$，并假设测得的天空平面宽度（$\theta_{CME} = 71°$）也等于黄道面宽度。利用2024年3月30日M9级耀斑与首批到达的富^{3}氦太阳高能粒子之间的时间延迟，我们将这一行星际日冕物质抛射沿日球层传播，以模拟粒子沿缠绕的磁力线运动时从太阳出发的太阳高能粒子路径。图13展示了该情景示意图，太阳高能粒子的传播路径以蓝色标出。该

太阳高能粒子被注入名义上的帕克螺旋磁场中，但该磁场会绕着传播中的行星际日冕物质抛射弯曲，使太阳高能粒子转向行星际日冕物质抛射边缘。随后，太阳高能粒子绕过行星际日冕物质抛射，在抵达太阳轨道飞行器后又抵达帕克太阳探测器。图13中的每个蓝色箭头代表沿传播路径前进0.1天文单位。根据我们对太阳高能粒子传播路径的粗略模型，我们发现，第一起³富氦太阳高能粒子事件的总路径长度在太阳轨道飞行器处为0.76–0.95天文单位，在帕克太阳探测器处为0.94–1.1天文单位。

我们的模型路径长度比根据 1.5 兆电子伏特/核子的离子到达时间推导出的 SO（PSP）观测路径长度 0.99 AU（1.33 AU）约短 15%（23%）（见 §3.2.3）。模型得出的路径长度较短，可能源于恒定日冕物质抛射速度等假设

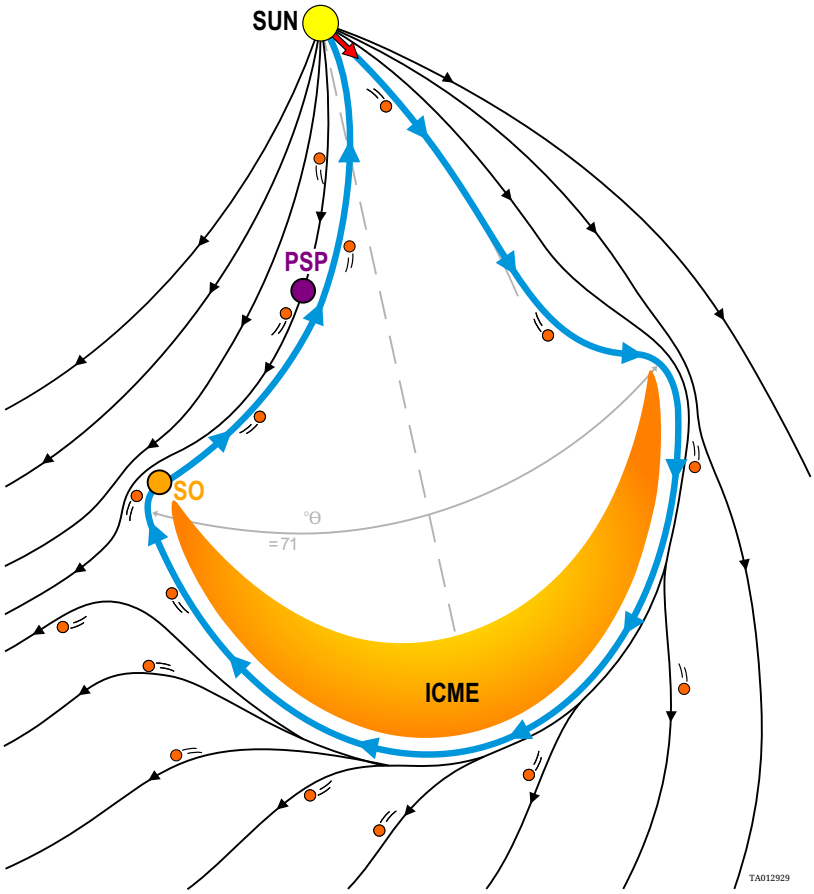

图13。首次³富氦太阳高能粒子事件发生时行星际日冕物质抛射的示意图。太阳高能粒子（红色小圆点）沿着行星际日冕物质抛射周围的粗蓝色曲线运动，每个蓝色箭头代表额外传播了0.1天文单位。大多数太阳高能粒子返回太阳，成为后续太阳高能粒子事件的预加速种子粒子群；但有些粒子继续向外传播，造成富氦太阳高能粒子的广泛分布。

以及日冕物质抛射对称性的假设，也可能与我们假设太阳高能粒子沿同一平面传播有关；而 Wimmer-Schweingruber 等人 （2023年）指出，黄道面外偏转也有可能发生。此外，我们未考虑会使路径长度延长的小尺度游移效应（Chhiber 等，2021年）。尽管这种低估表明我们的模型过于简单，但结果仍显示，观测到的向日流 ^{3}富氦太阳高能粒子，可以合理地用太阳高能粒子注入到缠绕在内日球层日冕物质抛射周围的延长磁力线上来解释。

5.4 结果的意义

这项案例研究的结果对三种日球层现象具有启示意义：太阳高能粒子路径长度异常偏长的成因、 ^{3}富氦太阳高能粒子在为渐进型太阳高能粒子事件提供种子粒子群方面所起的作用，以及广泛分布的^{3}富氦太阳高能粒子事件的性质。

异常偏长的路径长度：在本研究中，我们考察了两次路径长度异常偏长的^{3}富氦太阳高能粒子事件。与 Wimmer-Schweingruber 等人 （2023）的研究一样，我们的分析表明，太阳高能粒子可能绕过内日球层中的日冕物质抛射而发生偏转。在太阳活动极大期，1天文单位处近 50% 的太阳风流源自日冕物质抛射（Kilpua 等人，2017），这表明内日球层中的日冕物质抛射可能经常导致太阳高能粒子偏转。持续在约 0.4天文单位以内观测太阳高能粒子，将有助于解答这一现象的发生频率问题。

^{3}富氦种子粒子群：我们首次对向日流^{3}富氦太阳高能粒子事件进行了多点观测。结果表明，这些太阳高能粒子从太阳释放，向外传播数十分之一天文单位，最终返回太阳日冕；由于绝热聚焦和磁镜效应，它们可能会在那里停留一段时间。在这种情景下，整个 ^{3}富氦太阳高能粒子事件所含的种子物质都可能聚集在某个活动区上方的日冕环境中，为再加速做好准备。随后发生的渐进型太阳高能粒子事件可能会

受到^{3}富氦物质的强烈富集，但不会出现远程特征（即极紫外喷流）来表明同时注入了^{3}富氦太阳高能粒子（参见Bučík 等（2025a））。不过，这种现象发生的频率仍不清楚。

广泛分布的^{3}富氦太阳高能粒子事件：已有观测记录到广泛分布的^{3}富氦太阳高能粒子事件，其中一些事件的日球经度跨度近 180°；但目前仍不清楚是什么机制使太阳高能粒子能够达到如此广泛的分布范围。我们的观测提供了一种可能的解释：如果^{3}富氦太阳高能粒子在沿着行星际日冕物质抛射前沿传播时扩散到许多不同的磁力线上，那么它们就会分布在整个日冕物质抛射的宽度范围内。在这种情况下，日冕物质抛射的宽广范围起到了色散机制的作用，使^{3}富氦太阳高能粒子分布于较大的日球经度范围。值得注意的是，本研究中的行星际日冕物质抛射在^{3}富氦太阳高能粒子事件发生前已存在两天。因此，^{3}富氦太阳高能粒子事件本身不必与日冕物质抛射相关，也能呈现广泛分布的特征。STEREO 在 1 天文单位处观测到的少量 ^{3} 氦和 ^{4} 氦增强，表明并非所有太阳高能粒子都被重新导向太阳。不过，本研究尚未探讨其他关于广泛分布的^{3}富氦太阳高能粒子事件的解释，例如大尺度日冕波（Bučík 等（2016））以及分离面网（S-Web；Scott 等（2018））的复杂构型。未来对广泛分布的^{3}富氦太阳高能粒子事件的研究，应调查缓慢的日球内层行星际日冕物质抛射是否可能成为太阳高能粒子的色散机制。

然而，仍有一些尚待解答的问题，尤其是关于太阳高能粒子沿既有行星际日冕物质抛射输运的过程。行星际日冕物质抛射假说能够解释事件期间观测到的较长太阳高能粒子路径长度以及向太阳流动的太阳高能粒子，但太阳轨道飞行器和帕克太阳探测器均未探测到

太阳轨道飞行器和帕克太阳探测器都恰好位于行星际日冕物质抛射边缘（见图13），因此两艘航天器可能

“恰好错过了”行星际日冕物质抛射。这些 ^{3}富氦太阳高能粒子是沿着哪些磁力线注入的？它们是否沿闭合磁力线传播，随后扩散到开放磁力线上？此外，太阳高能粒子实际经过的路径尚不明确。第二次^{3}富氦太阳高能粒子事件的路径长度比第一次事件短16%，但行星际日冕物质抛射仍在继续向外传播，这意味着路径长度理应长得多。第二次事件中的太阳高能粒子是否沿着不同于第一次事件的路径传播？在第二次事件开始时，内日球层的整体磁场构型是否已大体恢复至常态？

6. 结论

在本研究中，我们考察了2024年4月1日至4日期间源自活动区13615的两次富^{3}氦太阳高能粒子事件，这些事件由太阳轨道飞行器/SIS在径向距离0.3天文单位处观测到。在太阳轨道飞行器/SIS上，这两次太阳高能粒子事件表现出：(1) 负各向异性，即太阳高能粒子整体流是朝向太阳而非背离太阳传播；(2) 异常大的路径长度，分别为0.99天文单位和0.83天文单位，超过沿名义帕克螺旋磁场的预期路径长度的2至3倍。结合这两项观测，我们认为，富^{3}氦太阳高能粒子被注入日球层后，受到内日球层日冕物质抛射的作用而折返太阳方向。位于0.16天文单位处、且与太阳轨道飞行器近乎磁力线对齐的帕克太阳探测器也观测到了两次事件中的第一次。PSP/LET分析证实了SO/SIS的观测结果：帕克太阳探测器观测到的首批到达的富^{3}氦太阳高能粒子也表现出负各向异性，而且根据帕克太阳探测器处的离子到达时间计算出的路径长度为1.33天文单位，超过名义帕克螺旋路径长度的8倍。比较两艘内日球层航天器记录的太阳高能粒子到达时间后，我们发现，太阳高能粒子先到达位于0.3天文单位处的太阳轨道飞行器，随后才到达位于0.16天文单位处的帕克太阳探测器，这再次表明太阳高能粒子至少在十分之一天文单位的范围内朝向太阳流动。

我们考虑 Wimmer-Schweingruber 等人 (2023) 所描述的情形：太阳轨道飞行器观测到的一次富^{3}氦太阳高能粒子事件，在一个明显的 ICME 磁通绳经过期间呈现出异常长的路径长度。由于太阳轨道飞行器和帕克太阳探测器的原位等离子体参数中没有明显的 ICME 指示，我们根据遥感观测推断候选日冕物质抛射的特征。利用 SOHO/LASCO，我们确定了一次源自活动区13615的缓慢日冕物质抛射，其发生时间为2024年3月30日世界时21:04，即首批到达的富 ^{3}氦太阳高能粒子到达前 ~48 小时。该日冕物质抛射在近太阳处的速度为 368 ± 26 千米/秒，角宽为71°。根据这些参数，我们将该日冕物质抛射沿日球层传播，以估算首个富^{3}氦太阳高能粒子事件发生时它的大小和位置，并粗略建立太阳高能粒子绕过日冕物质抛射前沿传播的模型。在太阳轨道飞行器处计算得到的路径长度为0.76–0.95天文单位，在帕克太阳探测器处为0.94–1.1天文单位；这些数值虽短于实测值，但与太阳轨道飞行器处的0.99 ± 0.05天文单位和帕克太阳探测器处的1.33 ± 0.05天文单位实测值基本吻合。

本文给出了首次对向日流^{3}He 丰富型太阳高能粒子事件进行多航天器观测的结果。尽管这种现象发生的频率仍是一个未解问题，但它提供了一种机制，使太阳日冕中的局部区域富集大量^{3}He 丰富的种子物质，从而为后续渐进型太阳高能粒子事件的再加速做好准备。此外，沿行星际日冕物质抛射前沿的 SEP 扩散，或可解释为何观测到某些^{3}He 丰富型太阳高能粒子事件广泛分布于不同日球经度。未来对这一现象开展多航天器观测，将有助于完善本文提出的解释。随着内日球层天文台持续测量太阳附近的 SEP 环境，我们期待获得新的观测结果。

7. 致谢

本文的研究工作主要依托美国国家航空航天局合同 80GSFC25CA035 的支持完成。S. T. Hart 和 R. Bučík 也感谢 M. E. Wiedenbeck 在美国国家航空航天局资助项目 80NSSC21K1316 下提供的宝贵讨论。M. A. Dayeh 还感谢美国国家航空航天局项目 80NSSC25K7687 提供的部分资助。超热离子光谱仪（SIS）是欧洲航天局资助的欧洲设备，合同编号为 SOL.ASTR.CON.00004。我们感谢欧洲航天局和美国国家航空航天局对太阳轨道飞行器及其他任务的支持，这些任务提供了本文使用的数据。太阳轨道飞行器发射后的约翰斯·霍普金斯大学应用物理实验室相关工作由美国国家航空航天局合同 NNN06AA01C 资助。

附录A. 日冕洞观测

我们将日冕洞边界（冕洞）描述为^{3}富氦太阳高能粒子事件的常见源区，尤其是在其邻近太阳活动区（活动区）时。由于本文分析的^{3}富氦太阳高能粒子事件发生在相对于太阳轨道飞行器而言的西侧日缘附近，并且相对于先进成分探测器和STEREO-A而言位于日缘背后，因此，在这两次^{3}富氦太阳高能粒子事件发生时，无法轻易从太阳源区图像中看到邻近活动区13615的冕洞（见图1）。冕洞是否存在与分析无关，因此我们在图A1中提供了它的图像。图A1展示了太阳动力学天文台大气成像组件（太阳动力学观测台/大气成像组件；Pesnell等人，2012；Lemen等人，2012）拍摄的211Å图像。冕洞的特征是太阳圆面上在193Å和211Å波段异常暗淡的区域，这是因为其温度较低、密度较小，导致铁电离到高电离态的程度较低，而这些高电离态的辐射与193Å和211Å波段重叠（Del Zanna等人，2015）。冕洞还以其开放磁力线为特征，这些磁力线是^{3}富氦太阳高能粒子逃逸至行星际空间所必需的。

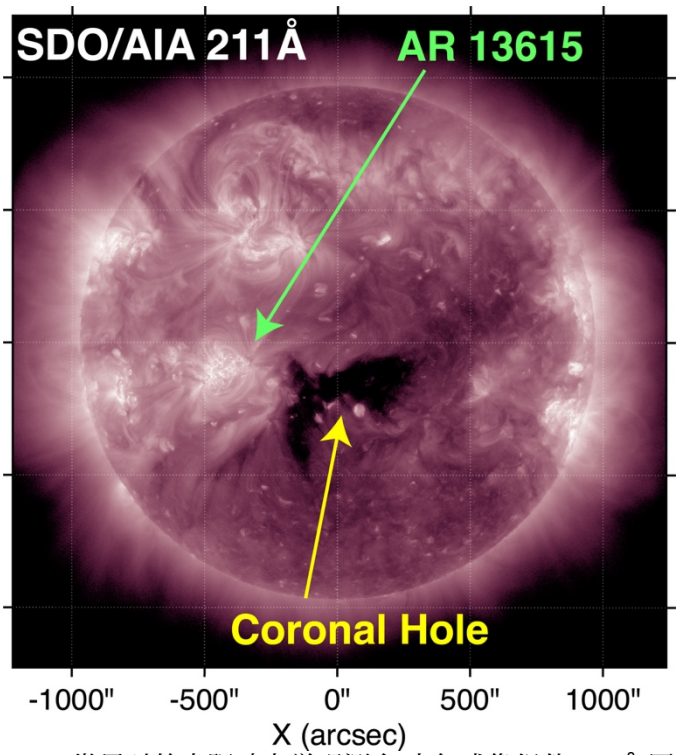

图 A1. 2024年3月25日 00:00 世界时的太阳动力学观测台/大气成像组件 211Å 图像。活动区13615是[3]富氦太阳高能粒子事件的源区，邻近一个低纬日冕洞。[3]富氦太阳高能粒子事件起源于活动区13615的前沿，强烈表明活动区–日冕洞边界发生了磁重联。

8. 参考文献

Acton, C. H., 1996, PSS, 44, 65 Allen, R. C., Ho, G. C., Mason, G. M. 等, 2025, ApJ, 982, 160 Bale, S. D., Goetz, K., Harvey, P. R. 等, 2016, SSRv, 204, 49 Bein, B. M., Berkebile-Stoiser, S., Veronig, A. M. 等, 2011, ApJ, 738, 191 Brueckner, G. E., Howard, R. A., Koomen, M. J. 等, 1995, SoPh, 162, 357 Bučík, R., Innes, D. E., Mason, G. M., Wiedenbeck, M. E. 2016, ApJ, 833, 63 Bučík, R., Wiedenbeck, M. E., Mason, G. M. 等, 2018, ApJL, 869, L21 Bučík, R. 2020, SSRv, 216, 24 Bučík, R., Mason, G. M., Mulay, S. 等, 2025a, ApJ, 981, 178 Bučík, R., Hart, S. T., Dayeh, M. A. 等, 2025b, ApJ, 994, 252 Carcaboso, F., Gómez-Herrero, R., Espinosa Lara, F. 等, 2020, A&A, 635, A79 Chhiber, R., Matthaues, W. H., Cohen, C. M. S. 等, 2021, A&A, 650, A26 Compton, A. H., Getting, I. A. 1935, Physical Review, 47, 817 Dayeh, M. A, McComas, D. J., Allegrini, F. 等, 2012, ApJ, 749, 50 Domingo, V., Fleck, B., & Poland, A. I. 1995, SoPh, 162, 1 Dresing, N., Gómez-Herrero, R., Heber, B. 等, 2014, A&A, 567, A27 Fitzmaurice, A., Drake, J. F., Swisdak, M. 2024, ApJ, 964, 97 Fox, N. J., Velli, M. C., Bale, S. D. 等, 2016, SSRv, 204, 7 Gopalswamy, N., Lara, A., Lepping, R. P. 等, 2000, GRL, 27, 145 Gopalswamy, N., Michalek, G., Yashiro, S. 等, 2024, arXiv:2407.04165 Hart, S. T., Dayeh, M. A., Bučík, R. 等, 2022, ApJS, 263, 22 Hart, S. T., Dayeh, M. A., Bučík, R. 等, 2024, ApJ, 974, 220 Henderson, S. A., Filwett, R. J., Lee, C. O. 等, 2025, ApJ, 992, 34 Ho, G. C., Mason, G. M., Allen, R. C. 等, 2022, FRASS, 9, 939799 Ho, G. C., Mason, G. M., Allen, R. C. 等, 2024, ApJ, 974, 68 Horbury, T. S., O'Brien, H., Carrasco Blazquez, I. 等, 2020, A&A, 642, A9 Ipavich, F. M. 1974, GRL, 1, 149 Kahler, S., Reames, D. V., Sheeley, N. R., Jr. 等, 1985, ApJ, 290, 742 Kasper, J. C., Abiad, R., Austin, G. 等, 2016, SSRv, 204, 131 Kilpua, E., Koskinen, H. E. J., Pulkkinen, T. I., 2017, LRSP, 14, 5 Kouloumvakos, A., Mason, G. M., Ho, G. C. 等, 2025, ApJ, 983, 67 Laitinen, T., & Dalla, S. 2019, ApJ, 889, 222 Laming, J. M., & Kuroda, N. 2023, ApJ, 951, 86 Mason, G. M., Wiedenbeck, M. E., Miller, J. A. 等, 2002, ApJ, 574, 1039 Mason, G. M., Mazur, J. E., Dwyer, J. R. 等, 2004, ApJ, 606, 555 Mason, G. M. 2007, SSRv, 130, 231 Mason, G. M. 2021, Ho, G. C., Allen, R. C. 等, 2021, A&A, 656, L1 Mason, G. M., Roth, I., Nitta, N. V. 等, 2023a, ApJ, 957, 112 Mason, G. M., Nitta, N. V., Bučík, R. 等, 2023b, A&A, 669, L16 McComas, D. J., Alexander, N., Angold, N. 等, 2016, SSRv, 204, 187 Mewaldt, R., Cohen, C. M. S., Cook, W. 等, 2008, SSRv, 136, 285 Müller, D., Cyr, O. C. S., Zouganelis, I., Gilbert, H. E., & Marsden, R. 2020, A&A

, 642, A1

Nitta, N. V., Mason, G. M., Wang, L., Cohen, C. M. S., & Wiedenbeck, M. E. 2015 , ApJ, 806, 235

Owen, C. J., Bruno, R., Livi, S., 等, 2020, A&A, 642, A16;

Reames, D. V., & Stone, R.G., 1986, ApJ, 308, 902

Reames, D. V.，1999，SSRv，90，413；Reames, D. V.，2021，FRASS，8，164；Rochus, P., Auchère, F., Berghmans, D., 等，2020，A&A，642，A8；Rodríguez-Pacheco, J., Wimmer-Schweingruber, R. F., Mason, G. M., 等，2020，A&A，642，A7；Scott, R. B., Pontin, D. I., Yeates, A. R., Wyper, P. F., Higginson, A. K.，2018，ApJ，869，60；Shimojo, M., & Shibata, K.，2000，ApJ，542，1100；Shmies, A. A., Dayeh, M. A., Bučík, R. 等，2026，准备中；Starkey, M. J., Dayeh, M. A., Desai, M. I., 等，2024，ApJ，962，160；Wang, Y.-M., Pick, M., & Mason, G. M.，2006，ApJ，639，495；Wei, W., Lee, C. O., Dresing, N., 等，2024，ApJL，973，L52；Wiedenbeck, M. E., Mason, G. M., Cohen, C. M. S., 等，2013，ApJ，762，54；Wimmer-Schweingruber, R. F., Janitzek, N. P., Pacheco, D., 等，2021，A&A，656，A22；Wimmer-Schweingruber, R. F., Berger, L., Kollhoff, A., 等，2023，A&A，678，A98；Xiao, H., Maloney, S., Krucker, S., 等，2023，A&A，673，A142；Xu, Z. G., Cohen, C. M. S., Leske, R. A., 等，2024，ApJ，976，L3；Zirnstein, E. J., Dayeh, M. A., Heerikhuisen, J., McComas, D. J., & Swaczyna, P.，2021，ApJS，252，26；Zhang, J., & Dere, K. P.，2006，ApJ，649，1100