2021年4月17日大范围太阳高能粒子事件

N. Dresing[1], L. Rodríguez-García[2], I. C. Jebaraj[1,3], A. Warmuth[4], S. Wallace[5], L. Balmaceda[6], T. Podladchikova[7,31], R. D. Strauss[8], A. Kouloumvakos[9], C. Palmroos[1], V. Krupar[6,34], J. Gieseler[1], Z. Xu[10], J. G. Mitchell[6,5], C. M. S. Cohen[11], G. A. de Nolfo[6], E. Palmerio[12], F. Carcaboso[6,13], E. K. J. Kilpua[14], D. Trotta[15], U. Auster[16], E. Asvestari[14], D. da Silva[6,17,18], W. Dröge[19], T. Getachew[6,13], R. Gómez-Herrero[2], M. Grande[20], D. Heyner[16], M. Holmström[21], J. Huovelin[14], Y. Kartavykh[10], M. Laurenza[22], C. O. Lee[23], G. Mason[9], M. Maksimovic[24], J. Mieth[16], G. Murakami[25], P. Oleynik[1], M. Pinto[26,27], M. Pulupa[23], I. Richter[16], J. Rodríguez-Pacheco[2], B. Sánchez-Cano[28], F. Schuller[4], H. Ueno[29], R. Vainio[1], A. Vecchio[30,24], A. M. Veronig[31,32], 和 N. Wijsen[6,33]

（作者单位信息见参考文献之后）

arXiv:2303.10969v1 [astro-ph.SR] 20 Mar 2023

摘要

背景。 2021年4月17日，一次复杂且持续时间很长的太阳喷发引发了一场大范围太阳高能粒子（SEP）事件。内日球层中有五个经度相距较远的观测者观测到了此次事件，它们距太阳的距离为0.42至1天文单位，分别是贝皮科伦坡号、帕克太阳探测器、太阳轨道器、STEREO A和近地航天器。此次事件是第25太阳活动周中探测到的第二次大范围太阳高能粒子事件，并产生了相对论性电子和质子。该事件与一次持续时间很长的太阳硬X射线耀斑有关，耀斑持续一小时，期间出现多个硬X射线峰。此外，此次事件还伴随着一次速度中等偏快、速度为880 km s^{-1} 的日冕物质抛射（CME），该抛射驱动了一道激波，同时还伴有极紫外波，以及持续时间很长且复杂的射电暴活动；在40分钟内出现了四组不同的III型暴群。

研究目的。 我们旨在了解内日球层中太阳高能粒子强度广泛升高的原因，并确定观测到的高能电子和质子的潜在源区。

研究方法。 我们对高能粒子及行星际环境的遥感观测和原位测量进行了全面的多航天器分析，将不同位置的太阳高能粒子观测归因于太阳上的各种潜在源区。我们采用 ENLIL模拟来表征复杂的行星际状态及其对高能粒子输运的作用。结合低日冕中的势场源表面外推，利用弹道反向映射确定每个航天器与太阳之间的磁连接。结合日冕激波前沿的重建，我们进而确定激波与不同观测者建立磁连接的时刻。我们利用射电观测表征四个主要注入阶段的指向性，并将其用于二维太阳高能粒子输运模拟，以检验这些不同注入阶段的重要性。

结果。 对各航天器观测到的太阳高能粒子推断太阳注入时间进行全面的定时分析表明，不同的源过程对电子事件和质子事件的重要性各不相同。比较潜在粒子源（如日冕物质抛射驱动激波或耀斑）的特征与时间特性后发现，激波对质子事件的贡献更大，而电子事件更可能与耀斑源有关。

结论。 与早期关于广泛分布的太阳高能粒子事件的研究不同，我们发现，在此次事件中，促成太阳高能粒子广泛扩散的一个重要因素是多个不同的太阳高能粒子注入所覆盖的宽阔经度范围，约为 110°；我们的太阳高能粒子输运建模也支持这一结论。

关键词。 太阳高能粒子 – 太阳 – 射电暴 — 日冕物质抛射 — 激波 s

1. 引言

太阳高能粒子（SEP）事件具有丰富而复杂的一系列物理过程，这些过程决定了粒子的加速与传播。自 Forbush(1946年) 早期观测以来，人们对太阳高能粒子的认识已极大增进。这些研究凸显了太阳高层大气行为研究的重要性，也有助于解答与天体物理环境中高能粒子传播相关的基本问题（例如 Reames 2021年）。在日球层不同位置开展的太阳高能粒子事件多点观测，为研究高能粒子的产生与输运提供了宝贵机会。近期已有多项研究从不同角度探讨这一问题（例如 Dresing 等（2014）；Gómez-Herrero 等（2015年）；Klein 和 Dalla（2017年）；Rodríguez-García 等（2021年）；Frassati 等（2022年））。

2021年4月17日，内日球层（1天文单位以内）中相距较远的多个位置上的航天器，以及环绕火星运行的航天器（距太阳1.63天文单位），均观测到了一个太阳高能粒子事件。该事件的太阳起源一度与面向地球的太阳东南日缘后方发生的一次太阳耀斑相关。由于该事件的探测经度跨度达到 210°，因此可将其视为第25太阳活动周的第二次大范围太阳高能粒子事件（第25太阳活动周的首次大范围太阳高能粒子事件发生于2020年11月29日，并由例如Kollhoff 等人（2021）、Kouloumvakos 等（2022）和Palmerio 等（2022）进行了分析）。这是首次在内日球层（1天文单位以内）五个相距较远的位置观测到太阳高能粒子事件，并且还有火星观测数据提供约束。图1（左）展示了观测者在日心赤道平面上的位置，以及图中央所示的太阳与各观测者之间的名义帕克磁力线。黑色箭头标出了相关耀斑的经度（依据太阳轨道器 STIX 测量结果确定，详见第

4.1节），黑色虚线螺旋表示连接至该位置的名义磁力线。贝皮科伦坡号（黄色）是与耀斑位置名义磁连接最佳的航天器。帕克太阳探测器（紫色）和太阳轨道器（蓝色）与耀斑区的经度分离角大致相同，但位于其两侧。STEREO A（红色）和地球（黑色）则位于耀斑以西更远处。尽管所有航天器之间的角距离都很大，如图1 （右）所示，这五个位置均观测到了该太阳高能粒子事件，因此它属于一次大范围事件（例如，Dresing 等（2014））。上图显示 ~1兆电子伏电子强度，下图显示 ~25 兆电子伏质子强度。正如预期，由于磁连接最近，贝皮科伦坡号观测到最高强度。帕克太阳探测器距离太阳最近，为0.42天文单位，其观测到的强度显著高于太阳轨道器，尽管二者的总分离角相当。STEREO A观测到微弱的质子事件，但兆电子伏电子强度没有显著上升。在地球/日地 L1 点（SOHO），即与耀斑位置名义磁连接最差的位置，电子事件似乎比 STEREO A 观测到的更强，也更明显。帕克太阳探测器和太阳轨道器位于黄道面附近、略偏北的纬度，而贝皮科伦坡号、STEREO A 和地球位于南纬（见表1，该表汇总了观测者的位置及其与太阳的磁连接），其中贝皮科伦坡号的最大值为–7.2° 。因此，2021年4月17日的事件不仅呈现出相对于耀斑经度的空间不对称性，电子和质子分布之间也存在明显差异。

我们在此探讨造成太阳高能粒子广泛扩散的驱动因素，以及观测到不对称性的原因。对于广泛扩散事件，最常见的解释是存在较大的加速区域，例如扩展的日冕激波（例如，Rouillard 等（2012）；Gómez-Herrero 等（2015）；Lario 等（2016）；Rodríguez-García 等（2021）；Kouloumvakos 等（2022）），和/或日冕或行星际介质中的高效垂直输运（例如，Dresing 等（2012）；Dröge 等（2016））。

本文结构安排如下。在第2节讨论本研究所用的仪器设备后，我们首先详细分析不同观测者位置与太阳之间的磁连接（第3节）。第4.1节讨论此次事件中复杂且持续时间很长的耀斑；第4.2 节介绍相关日冕物质抛射（CME）及其驱动激波的分析。第4.3节展示相关极紫外（EUV）波的观测与分析。第4.4节展示日冕日冕物质抛射驱动激波的观测与重建。第4.5 节分析事件期间观测到的各类 II 型和 III 型射电暴。在第5节，我们研究行星际环境，包括利用三维磁流体动力学（MHD）模拟对行星际介质状态进行模拟，并概述多航天器的太阳高能粒子观测。关于太阳高能粒子起始时间、速度弥散和俯仰角分布的更详细分析见第5.3节。在第6节，我们将太阳高能粒子抵达的时间与太阳对应观测联系起来，以推断太阳高能粒子的母源区。第7节展示行星际输运建模结果，分别假设两种不同情景：第一种是标准情景，即太阳高能粒子从单一源区一次性注入行星际空间；第二种情景则假设在不同时间从不同粒子源发生多次太阳高能粒子注入。第8 节和第9 节分别讨论并总结本研究。

2. 仪器设备

贝皮科伦坡号

本研究使用了贝皮科伦坡号（Benkhoff 等（2021））前往水星途中巡航阶段的多组数据，例如来自太阳强度X射线与粒子光谱仪（SIXS；Huovelin 等（2020）），该仪器搭载于水星行星轨道器（MPO，参与贝皮科伦坡任务的欧洲航天器）上。SIXS通过SIXS-P粒子探测器测量高能电子和质子。该仪器由五个相互正交的 150 μ微米厚硅PIN探测器（亦称“探测面”）以及一个 $5\times5\times6.3$ 毫米^3 CsI(Tl)闪烁体组成，并采用光电二极管读出。它可探测能量范围为50千电子伏至3兆电子伏的电子，以及能量范围为1至30兆电子伏的质子，其总标称几何因子约为0.19厘米^2 平方·球面度。我们注意到，探测面0和4分别被航天器巡航防护罩部分遮挡和完全遮挡。

我们还使用了搭载于 MPO 上的贝皮科伦坡环境辐射监测器（BERM；Pinto 等，2022年）的数据。BERM 是一种粒子探测器，由单个硅堆叠望远镜组成，粒子入口较小，直径为 0.5 毫米^2 ，并配有一个 50 μ米的铍截止窗。粒子被分为 5 个电子能道（~0.15–10兆电子伏）、8 个质子能道（1.5–100 兆电子伏）和 5 个重离子能道（1–50 兆电子伏·毫克$^{-1}$·厘米$^{-2}$）。BERM 安装在散热器面板后方，朝向背太阳方向。

此外，我们还采用了搭载于日本水星磁层轨道器（MMO，又称 Mio；Murakami 等，2020年）上的太阳粒子监测仪（SPM）数据。SPM 是卫星平台监测设备的一部分，也是一种粒子探测器，由两个硅光电二极管（SPM1 和 SPM2）组成，每个二极管的有效面积为 10 毫米 × 10 毫米，耗尽层厚度为 0.3 毫米。每个传感器有四个不同的沉积能量通道，覆盖的能量范围分别为 70–1170 千电子伏和 50–200 兆电子伏。目前正在使用基于 Geant4 的蒙特卡罗模拟对传感器进行标定（Agostinelli 等，2003年）。

最后，我们还使用了贝皮科伦坡号 MPO磁强计（MPO-MAG；Heyner 等，2021年），该仪器由两个安装在 2.9 米伸展杆上的三轴磁通门磁强计组成。MPO-MAG 测量磁场的频率最高可达 128 Hz，量程为 ±2048 nT。

帕克太阳探测器

帕克太阳探测器（PSP；Fox 等，2016）上的高能粒子由太阳综合科学探测套件（IS⊙IS；McComas 等，2016）测量。低能电子和离子（~20 千电子伏至 20 兆电子伏/核子，覆盖 2π 球面度）由高能

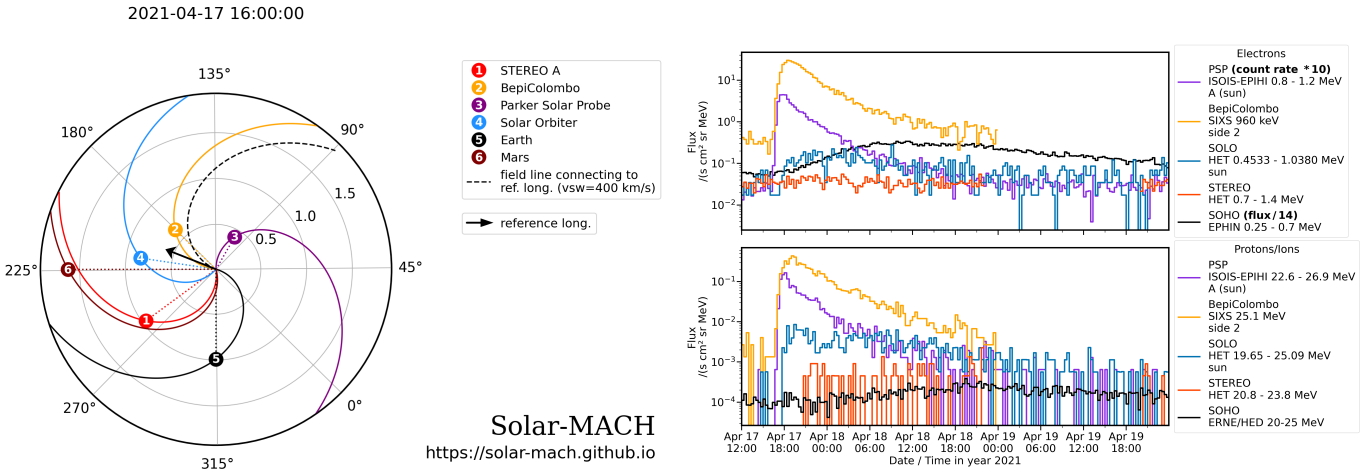


图1：2021年4月17日世界时16:00的航天器星座经度分布与磁连接（左），以及多航天器太阳高能粒子观测（右）。上图显示 ~1 兆电子伏电子强度，下图显示~25 兆电子伏质子强度（以及离子），由左图中以相同颜色标示的航天器观测。观测者配置图（左图）由 Solar MAgnetic Connection HAUS（Solar- MACH；Gieseler等人 2022年）工具生成。

低能粒子仪器（EPI-Lo；Hill 等，2017）由 80 个飞行时间孔径组成。高能粒子由高能粒子仪器（EPI-Hi；Wiedenbeck 等，2017）测量，该仪器由三个堆叠固态探测器的望远镜组成，采用标准的dE/dx能量与剩余能量技术测量离子，范围为 ~1 至 >100 兆电子伏/核子；并测量能量范围为 ~0.5–6 兆电子伏的电子。EPI-Hi 的前两台低能望远镜（LET）由双端探测器组成，提供方向相反的观测孔径（LETA 和 LETB），另配有一个单端探测器（LETC），其观测轴与 LETA 垂直。第三台望远镜（高能望远镜；HET）覆盖最高能量，采用双端设计，配有两个孔径（HETA 和 HETB），沿标称帕克螺旋大致提供朝向太阳和背向太阳的观测方向。

磁场观测数据来自 FIELDS（Bale等人 2016年）套件中的磁通门磁力计，太阳风测量数据则由太阳轨道器上的 Solar Probe Cup（SPC）仪器提供。该仪器属于太阳风电子、阿尔法粒子和质子（SWEAP；Kasper等人 2016年）探测项目。

射电观测由 FIELDS 的射电频谱仪（RFS；普卢帕等，2017年）提供。FIELDS 是一台双通道数字频谱仪，旨在对无线电波进行遥感，并对 10 千赫19.2 兆赫之间的静电涨落进行原位测量。本文使用输入通道设为两对交叉偶极子的 RFS 数据。除了射电流量密度外，该仪器还可用于获取圆偏振度（普卢帕等，2020年）。

太阳轨道器

使用了太阳轨道器上的多台仪器数据（Müller 等，2020年）。X射线成像光谱仪/望远镜（STIX；Krucker 等，2020年）在X射线波段（4–150 千电子伏）提供成像光谱。它具有全日面视场（FOV），时间分辨率低于一秒。无线电与等离子体波（RPW；Maksi- movic 等，2020年，2021年；Vecchio 等，2021年）仪器

太阳轨道器上的无线电与等离子体波仪器由多个子系统组成，其中包括热噪声和高频接收机（TNR-HFR 或 THR），它配有双通道扫频接收机，频率范围为 4 千赫至 16 兆赫。特别是，THR 可在 4 千赫至 1 兆赫范围内测量等离子体准热噪声（QTN）。当 QTN 信号足够强时，可以识别电子等离子体频率处的谱峰，并据此推导出原位绝对电子密度（Meyer-Vernet 等，2017年；Khotyaintsev 等，2021年）。利用太阳轨道器的电子质子望远镜（EPT）和高能望远镜（HET）对高能粒子的性质进行研究；它们属于高能粒子探测器（EPD；Rodríguez-Pacheco 等，2020年）仪器套件。两个传感器都由两个双端望远镜组成。EPT 测量能量范围为 20 千电子伏至 15 兆电子伏的离子和能量范围为 20–400 千电子伏的电子；HET 则测量能量为 0.3 至 30 兆电子伏的相对论性电子，以及能量为 7 至 107 兆电子伏的质子。

太阳轨道器磁力计（MAG；Horbury 等，2020年）是一台磁通门矢量磁强计，可对行星际磁场进行原位测量，采样率在正常模式下为每秒 16 个矢量，在突发模式下最高可达每秒 128 个矢量。

较低能量的热粒子和超热粒子由太阳风分析仪（SWA；Owen 等，2020年）设备套件测量。本文采用了 SWA 质子与氦核传感器（PAS）的测量数据；该传感器以 4 秒的时间间隔，对能量范围为 0.2–20 千电子伏的质子和氦核进行三维速度分布函数采样，用以分析原位等离子体参数，例如太阳风的整体流动速度和密度。

STEREO A

本研究使用了太阳—地球关系观测台（STEREO；Kaiser 等，2008）上多台仪器的观测数据。由于 STEREO B 航天器自 2014年10月 起因多项硬件异常而停止运行，因此在所研究的时段内，仅有搭载于

STEREO A 上的仪器数据可供使用。

STEREO/WAVES（S/WAVES；Bougeret等人，2008）仪器可全面测量 2.5 kHz 至 16 MHz 范围内电场涨落的所有分量。它能够定位射电辐射源，并计算其偏振状态（包括表观源尺寸），覆盖的日心距离范围从 $4\,R_\odot$ 到 1 天文单位；即使在低至 $2\,R_\odot$ （Krupar等人，2014年）的情况下，也能测量流量密度。遗憾的是，本次事件没有可用的测向数据。

行星际磁场测量由磁场实验（MFE；Acuña等人，2008）提供。该实验属于粒子与日冕物质抛射瞬变原位测量（IMPACT；Luhmann等人，2008）仪器套件。MFE是一台三轴磁通门磁力计，安装在伸缩伸展杆上，距 ∼3 航天器本体 m，最高采样频率为每秒32个矢量。

IMPACT探测任务中的多台仪器提供了采样间隔为1分钟的高能粒子观测。太阳电子质子望远镜（SEPT；Müller-Mellin 等，2008）由两套双端磁体/箔式粒子望远镜组成，可测量30–400 千电子伏的电子和60–7000 千电子伏的离子。两个独立单元提供四个不同观测方向的各向异性信息：太阳、反太阳（分别沿名义帕克螺旋方向指向太阳和背向太阳）、北和南（分别指向黄道北极和南极）。自2015年7月日合之后，航天器绕 180° 航天器—太阳连线滚转，名义指向方向也随之改变：太阳和反太阳望远镜垂直于名义帕克螺旋方向指向，北望远镜朝南指向，南望远镜朝北指向。低能望远镜（LET；Mewaldt 等，2008）测量能量从 ∼2到 ∼13 兆电子伏的质子，以及能量从 ∼2 到 >40 兆电子伏/核子的较重离子（能量范围因粒子种类而异）。视场分为16个不同扇区，可提供方向信息。高能望远镜（HET；von Rosenvinge 等，2008）提供最高能量范围的测量，包括0.7–4 兆电子伏的电子和13–100 兆电子伏的质子。

等离子体与超热离子成分仪（PLASTIC；Galvin 等，2008）用于获取太阳风等离子体的物理性质，具体由太阳风扇区（SWS）采样太阳风质子整体参数。

STEREO A 的遥感观测由太阳—地球日冕与日球层联系探测（SECCHI；Howard 等，2008）中的多台仪器提供。该仪器组包括一台极紫外成像仪（EUVI；Wuelser 等，2004）、两台日冕仪（COR1 和 COR2），用于成像从 1.4 到 $15\,R_\odot$ 的日冕，以及两台日球层成像仪（HI；Eyles 等，2009）相机（HI1 和 HI2）。

近地航天器

我们使用 Wind航天器（Ogilvie & Desch1997）上的磁场探测仪（MFI；Lepping et al.1995）仪器，其采样频率为每秒 11 个矢量。太阳风实验仪（SWE；Ogilvieet al. 1995）和三维等离子体与高能粒子探测仪（3DP；Lin et al.1995）提供高能粒子测量数据，我们使用其中的电子观测范围为 ∼40-600 千电子伏。最后，Wind/WAVES（WAVES；Bougeret etal. 1995）仪器使用三根偶极天线测量 0.3 Hz 至 13 MHz 范围内的电场。

我们使用太阳和日球层天文台（SOHO；Domingo 等，1995）的高能质子测量数据，这些数据由高能与相对论性原子核及电子仪（ERNE；Torsti 等，1995）提供，覆盖数兆电子伏至一百兆电子伏的能量范围；还使用综合超热与高能粒子分析仪（COSTEP；Müller-Mellin 等，1995）套件中的电子—质子—氦仪（EPHIN）在 MeV 范围内测得的高能电子数据，以及大角度和光谱日冕仪（LASCO；Brueckner 等，1995）的日冕仪观测。

极紫外（EUV）太阳图像由搭载在太阳动力学天文台（SDO；Lemen等，2012）上的大气成像组件（AIA）获取。Pesnell等，2012）。

Mars

火星观测数据来自两艘环绕该行星运行的航天器。高能粒子数据由火星大气与挥发物演化任务（MAVEN；Larson 等，2015）搭载的太阳高能粒子探测器（SEP；Jakosky等，2015）仪器获取。MAVEN/SEP是一台固态望远镜探测器，配有两个相同的传感器（SEP1和SEP2），每个传感器包含两架方向相反的双端望远镜（A和B），测量能量范围为 ∼20–6000千电子伏的离子，以及能量范围为 ∼20–200千电子伏的电子。SEP1和SEP2安装在MAVEN航天器本体上，以提供相互正交的观测方向，每架望远镜的视场覆盖范围为$42° \times 31°$。

太阳风密度和速度数据来自火星快车（MEX；Barabashet al. 2006）上的太空等离子体与高能原子分析仪（ASPERA- 3；Chicarro 2004），尤其来自离子质量分析仪（IMA）传感器，该传感器测量能量范围为 10 eV/q–30 千电子伏/q 的离子。

3. 航天器星座与磁连接

除火星外，对于观测到此次事件的所有位置，我们使用两种不同的日冕模型，推导出2021年4月17日世界时16:00时与太阳表面的瞬时磁连接。第一种模型是标准的势场源表面模型（PFSS；Schatten 等，1969；Altschuler 和 Newkirk，1969；Wang 和 Sheeley，1992），延伸至2。5 $R_\odot$；第二种是 Wang–Sheeley–Arge（WSA；Arge 和 Pizzo，2000；Arge 等，2003，2004；McGregor 等，2008）模型。后者利用 Schatten电流片（SCS）模型，将本研究中的势场源表面模型解延伸至 5 $R_\odot$，从而更真实地呈现上层日冕的磁场拓扑。这个高度适合用于推导航天器的磁连接，因为 WSA 是磁静态模型，且设计上在低β区域最为准确；而若将其与磁流体力学模型耦合，并将其作为内边界条件，则需要将日冕磁场推导至20–30 $R_\odot$，以确保太阳风达到超声速和超阿尔芬速（Arge 等，2004）。在 WSA 和

传统的势场源表面方法中，使用事件发生时观测到的太阳风速度，假定帕克螺旋，将事件反向映射至模型推导出的日冕磁场。对于贝皮科伦坡号，由于其在巡航阶段未测量太阳风速度，因此采用名义值400 km s^{-1}，该值与ENLIL 模型模拟给出的太阳风速度一致（Odstrcil 等, 2004），详见第5节。本节介绍两种模型的结果，讨论两种模型解之间的差异，并阐述磁连接相关的不确定性。

PFSS和WSA日冕解均采用相同的空军数据同化光球磁通量输运（ADAPT；Arge等人 2010、2011、2013；Hickmann等人 2015年）时间依赖的光球磁场图，该磁场图由全球振荡网络组织（GONG；Harvey等人 1996）磁图数据推导得到。当观测数据不可用时，ADAPT利用磁通量输运建模（Worden和Harvey 2000）来考虑太阳随时间变化的现象（例如差分自转、经向流和超米粒流）。这对于研究起源于太阳背面的事件尤其有用（即从地球上不可见的太阳半球）。由于ADAPT是集成模型，它提供了太阳表面磁场的12种可能状态（即实现），理想情况下代表任意时刻全球光球磁通量分布解的可能范围的最佳估计。与WSA模型结合后，ADAPT-WSA推导出代表全球日冕磁场以及航天器磁连接的12种实现 1 $R_\odot$（即太阳表面），从而为特定时刻的ADAPT-WSA解提供不确定性估计。随后，通过比较模型推导出的径向行星际磁场（IMF）和太阳风速度与原位观测值，确定最佳实现。

图2 展示了利用PFSS日冕磁场模型解得出的瞬时磁连接，其对应的足点连接列于表1 的第（6）–（7）列。图中太阳位于中心，源表面（虚线圆）是势场模型的外边界，航天器星座则位于日球层卡林顿坐标系中，距离单位为太阳半径。对不同航天器的磁连接估算方法是：假定一条连接至源表面的标称帕克螺旋，再利用PFSS外推，将磁力线从源表面向下追踪至光球。表1 列出了各航天器至光球的磁连接点，以及用于计算帕克螺旋的观测太阳风速度。请注意，图中源表面以上采用对数刻度，以下采用线性刻度。

图3 显示了基于WSA推导的瞬时磁连接，因此也显示了模型估算的五个航天器各自的磁脚点位置；时间为2021年4月17日16:00世界时，涵盖ADAPT-WSA输出的全部12种实现。这12种实现通常会得出相似结果，导致脚点重叠；图中将这些脚点叠加在基于WSA推导的日冕洞上，并以红色（正向／向外的磁场）和蓝色（负向／向内的磁场）着色。由于此图汇总了全部12种实现的连接情况，日冕洞的着色表示任何一种实现判定为开放的网格单元。日球电流片（日球电流片）

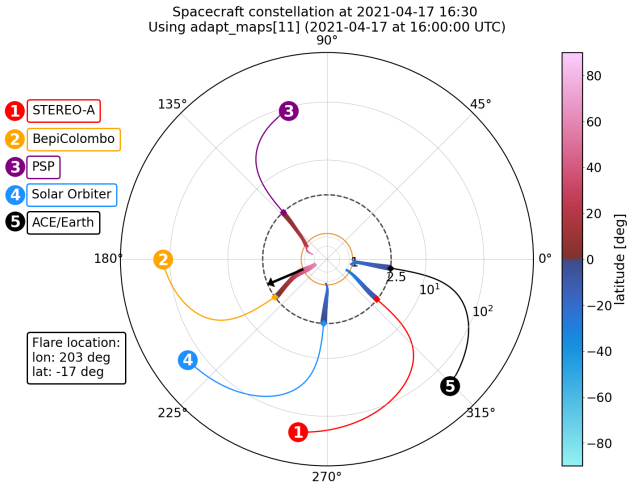


图2：航天器星座在卡林顿坐标系中的半对数表示。黑色虚线圆内采用线性刻度，该圆表示势场源表面的距离（本例中为2.5 $R_\odot$），橙色圆表示太阳。高于2.5 $R_\odot$处，距离采用对数刻度。用不同颜色标记的实心圆表示星座中的各个航天器，与之相连的线表示根据其日心距离和观测到的太阳风速度计算得出的标称帕克螺旋解。黑色虚线以内的磁连接通过势场源表面模型解进行外推，线条颜色对应日球层纬度。黑色箭头表示耀斑位置。

以黄色叠加显示，且几乎与太阳赤道平面平行。所有实现的足点连接平均值和标准差均已计算，并列于表1 第（9）–（10）列，STEREO A除外。对于这艘航天器，表1中的数值代表12种ADAPT-WSA实现中有8种将磁脚点定位于南极日冕洞边界的结果。另有4种实现将此事件的源区定位于北极日冕洞边界，其平均值和标准差为308。8°±1。1° 卡林顿经度，63。1°±0。3° 日面纬度。当航天器靠近日球电流片时，这种情况很常见（下文将进一步讨论）。需要注意的是，在该表的若干情况下，足点连接的标准差低于WSA模型的2。0°分辨率极限。列出标准差仅用于说明12种实现之间的精度和变化范围。

除 STEREO A 外，所有航天器的 12 次 ADAPT-WSA 实现所得的模型确定磁足点结果都非常相似。计算得出的最大标准差为帕克太阳探测器纵向足点连接的 8.4°（紫色）。这很可能是因为从地球视角看，帕克太阳探测器在太阳背面观测到了此次事件，而那里没有光球磁场观测数据可用于更新我们的解。其他所有航天器的脚点纬度和卡林顿经度的标准差都处于正常范围，因此我们对结果更有信心。

比较势场源面模型与 WSA 的结果时，两者在模型推导的极性（表 1列

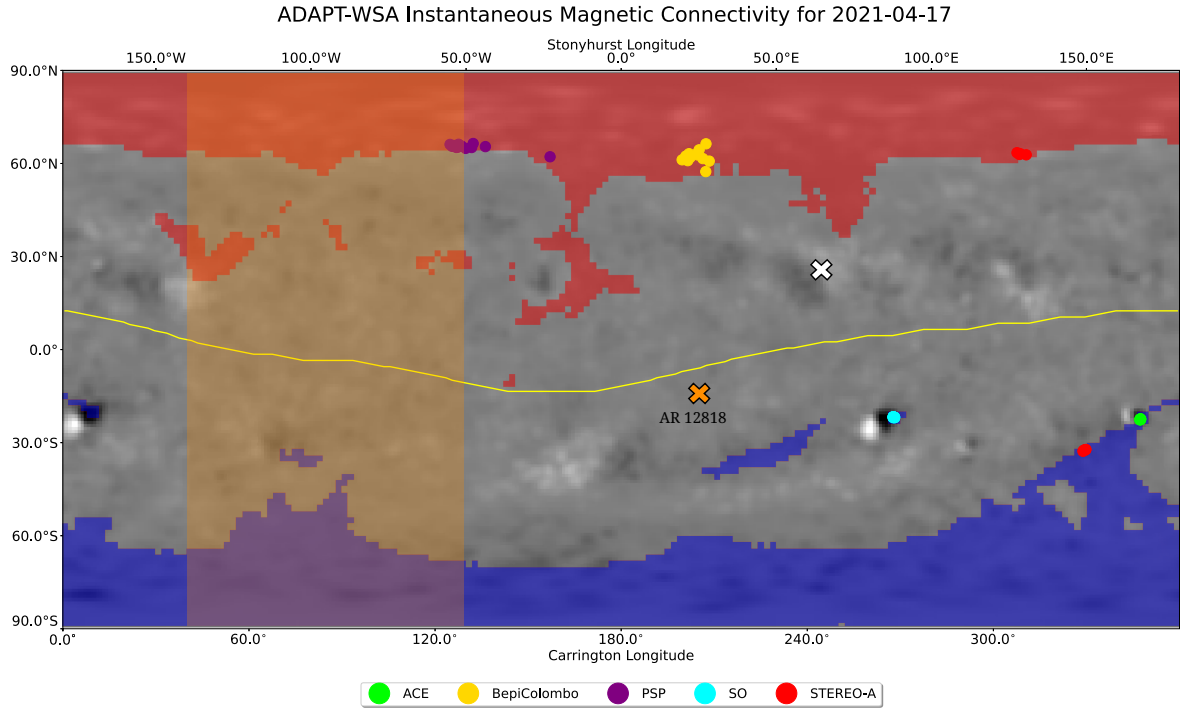


图 3：2021年4月17日 16:00:00 世界时，针对观测到此次太阳高能粒子事件的五艘航天器，基于 ADAPT-WSA 得到的瞬时磁连接。图中将其叠加在用于推导日冕磁场的对应 ADAPT-GONG 地图以及 WSA推导的日冕洞（红色/正极性，蓝色/负极性）上。每艘航天器的足点连接以 12 个彩色点标出，每个点对应一种 ADAPT-WSA 实现；WSA 推导的日球电流片以黄色叠加显示。两个在太阳背面出现的活动区位置以“×”标出，但直到此次事件发生数日后才纳入 ADAPT 地图。与太阳耀斑相关的 AR 12818（见第 4节）以橙色“×”标出。橙色阴影表示 STEREO A、太阳轨道器或地球附近航天器上的遥感成像仪未观测到的太阳区域。

（8））和足点连接方面总体一致，帕克太阳探测器对应的磁脚点除外。势场源面模型将帕克太阳探测器观测到的事件的源区定位在北极日冕洞延伸区的边界上（纬度为 28.6°，卡林顿经度为 146.7°），而 ADAPT-WSA 推导的源区则位于北极日冕洞的边界上（纬度为 65.3°，卡林顿经度为 131.1°）。两种模型解之所以存在差异，可能有若干原因，其中一个主要原因是帕克太阳探测器在太阳背面观测到了该事件，而我们没有近期的光球磁场观测数据来驱动日冕模型。尽管如此，两种模型都推导出这五艘航天器观测到的该事件的足点位置均源自日冕洞边界，且每艘航天器与日球电流片的距离都在 5° 以内。当太阳风源自日球电流片上几乎平行于太阳赤道面的区域时，使用任何日冕模型反向映射位于 $1\ R_{\odot}$ 的观测者的磁脚点位置都会有更大的不确定性。这是因为与日球电流片相差几度（即 1–2 个模型网格单元），就可能使航天器连接到流带的任一侧。在这种情况下，航天器测得的极性在向内和向外连接之间波动也很常见，因为航天器始终无法与日球电流片充分分离。如何——

不过，对于此次事件，两种模型都准确推导出了太阳风磁场极性；五艘航天器均在原位测得了该极性（表1 第 (8) 列），这让我们对结果更有信心。

为两种模型选择最佳的 ADAPT 输入地图，对此次事件而言尤其具有挑战性，因为各航天器在经度方向上相距甚远，而此类建模在航天器与最新加入的光球磁场观测相连时（也就是说，本例中与地球和 STEREO A 相连时）能得出最准确的结果。此外，帕克太阳探测器和贝皮科伦坡号在太阳背面观测到了此次事件。太阳轨道器也位于背面；不过，在 1 R⊙ 处，航天器与近侧（即从地球可见的太阳半球）相连。最后，有两个背面活动区（AR）分别于4月19日和4月22日转入近侧（图3中以“×”标记）。尽管它们在4月17日的 ADAPT 地图中不可见，但图3中的十字标出了这些活动区的位置。背面新活动区的出现会给所有日冕模型带来问题（Wallace等（2022））。为考虑这一演化过程，我们将4月17日至23日的多种输入地图分别用于势场源面模型和 WSA。我们发现，在这一日期范围内，采用任何特定地图都不会显著改变各航天器的磁连接。因此，我们选择了最接近此次太阳高能粒子事件时刻的地图，即4月17日

2021年世界时16:00:00。需要指出的是，在太阳高能粒子事件发生期间，这两个背面活动区位于太阳轨道器和 STEREO A 所观测到的可见半球内，因此可以判断这些活动区是否与太阳耀斑有关。其中一个背面活动区位于 −19。09° 纬度、204。73° 卡林顿经度处，并与一次太阳耀斑有关（详见第4节）。此外，我们可以确信，这些背面活动区均未在没有太阳日冕遥感观测的经度区段内产生耀斑（即从 ∼45 − 125° 卡林顿经度范围，该区域在图3中以橙色阴影标示），其中包括位于 104° 卡林顿经度处的帕克太阳探测器所在位置。

4. 太阳日冕的遥感观测

4.1. 相关耀斑的观测

太阳高能粒子事件与一次太阳耀斑有关，该耀斑发生在一个活动区内。三天后该活动区转至面向地球的半球时，美国国家海洋和大气管理局将其编号为 AR 12818。虽然从 STEREO A 极紫外成像仪的视场中可以清楚地看到这次耀斑，但从地球方向观测时，耀斑起初被遮挡，喷发后期才显现在日缘上方。大约从 15:45 世界时开始，SDO/AIA 在东北日缘上方观测到磁通绳以极紫外波段喷发。请注意，由于我们使用了位于不同位置的观测设备，因此已将所有耀斑观测时间换算为太阳处的世界时。从 16:03 世界时起，耀斑拱系顶部呈尖顶状的结构开始在 131 Å 通道中显现。在对应较低温度的波段中，耀斑环直到 18:15 世界时之后才出现，这与较大的掩星角相符。GOES 软 X 射线通量于 16:15 世界时开始上升，并在 17:10 世界时达到峰值，对应的 GOES 级别为 B9.7（见图 4 上方图）。

与地球上的观测设备不同，太阳轨道器能够观测到整个耀斑，并使用 STIX 对其硬 X 射线（HXR）进行观测。图 4底部面板展示了 STIX 在两个能量区间内积分得到的计数率。计数已扣除背景，并按两个区间内的峰值计数率归一化。4–10 千电子伏处的热硬 X 射线辐射（由高温等离子体产生）从 15:55 世界时开始增强，在 16:22 世界时达到峰值，直到约 19:00 世界时才衰减至事件发生前的背景水平，表明这是一次长时事件。同样，这些时刻

用于指示事件在太阳上发生的时间。在太阳轨道器处，观测时间晚了7分钟。根据对STIX和GOES/SXR软X射线通量的统计比较（仅纳入两台仪器均能完整观测到的耀斑），可估算真实的GOES级别为 ∼C5[1] 这也可从以下事实看出：GOES通量的峰值比STIX热计数率晚了半小时以上，因为GOES只有在磁重联形成的较大环路随后被高温等离子体填充时，才能观测到显著辐射。

在 15 千电子伏以上，STIX光变曲线呈现出尖峰状变化，这是由沉降到色球层的加速电子产生的非热硬X射线辐射的典型特征。

[1]有关该方法的说明，请参阅STIX网站：https://datacenter.stix.i4ds.net/wiki/index.php?title=GOES_Flux_vs_STIX_counts 97。

实际GOES观测得到的B . 与STIX估算的级别之间存在差异，主要是因为从地球视角看，大部分高温耀斑等离子体被遮挡。

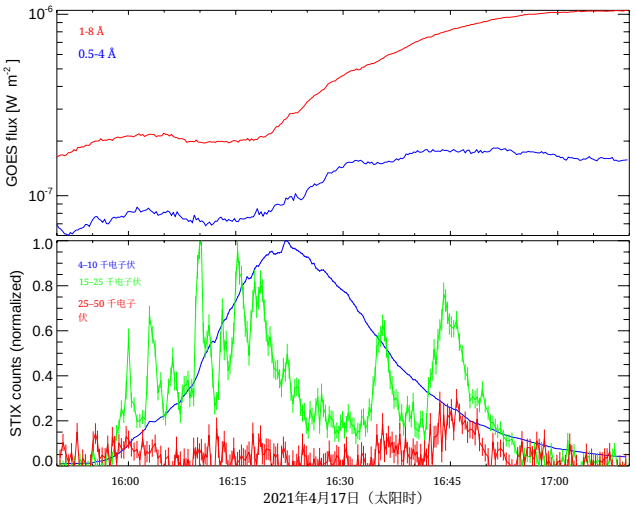


图4：相关耀斑的X射线观测。上图：GOES-16记录的软X射线通量。下图：在两个不同能段积分得到的归一化背景扣除后的STIX计数率。请注意，4-10千电子伏的热辐射（蓝色）呈渐进演化，而15-25千电子伏（绿色）和25-50千电子伏（红色；为清晰起见乘以0.3）则出现多个非热尖峰。对于GOES和STIX，时间均已平移，使其对应于太阳处的世界时。

至少识别出 13 个非热尖峰。典型的 C级耀斑中，非热辐射阶段通常仅持续几分钟（参见 Veronig 等，2002），而这次耀斑的非热辐射持续了 50 分钟以上。尤其是，晚期有两个主峰，与其他峰不同，它们在 25 千电子伏以上仍有辐射，表明其能谱相对较硬。附录 A中，我们利用 STIX 数据对该事件进行了完整的光谱分析。

硬X射线图像可以根据像素化的STIX科学数据重建。图5 将非热计数最多的八个硬X射线峰对应的硬X射线源叠加在STEREO A极紫外成像仪的304 Å图像上；这些图像经过旋转，以对应太阳轨道器的视角。在极紫外成像仪图像中，我们主要看到色球耀斑带，因此，假设所有特征都位于太阳表面上而进行的这种重新投影不会引入明显的投影伪影。红色等高线表示日冕热源（6–10千电子伏），蓝色等高线表示色球层非热足点（15–25千电子伏）。所有图像均采用期望最大化算法重建（Massa等（2019））。通常，STIX姿态系统会提供精确的源位置（Warmuth等（2020））。然而，太阳轨道器当时距太阳0.84天文单位，距离太阳过远，无法提供可靠的指向解。因此，我们采用STIX成像软件中实现的方法，使用巡航阶段其他具有姿态信息的事件所得到的平均图像位移。该方法得出的平均位置不确定度约为 ±10″。耀斑位置（以日心笛卡尔坐标绘于图5中）位于日心经纬坐标

表1：航天器与太阳之间的磁连接。第（1）–（4）列分别列出观测者及其在卡林顿坐标中的位置（第一行给出耀斑位置）。第（5）列列出测得的太阳风速度；第（6）–（7）列和第（9）–（10）列分别给出使用简单势场源表面模型和ADAPT-WSA模型，将观测者的磁足点反向追踪至太阳表面得到的位置。第（8）列给出原位观测到的（O）以及由ADAPT-WSA 和势场源表面模型模拟得到的（M）磁场极性。

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
					势场源表面[a]			ADAPT-WSA[a]	
航天器	r (au)	经度[b] (°)	纬度[b] (°)	V_{obs} (km s^{-1})	经度[b] (°)	纬度[b] (°)	极性 (O, M)	经度[b,c] (°)	纬度[b,c] (°)
耀斑	—	203	−17	—	—	—	—	—	—
贝皮科伦坡号	0.63	180.3	−7.2	400[d]	202.5	62.4	(+, +)	204.1±2.8	62.2±2.1
PSP	0.42	104.3	3.8	328	146.7	28.6	(+, +)	131.1±8.4	65.3±1.1
太阳轨道器	0.84	215.8	0.4	375	266.7	−21.5	(–, –)	267.9±0.2	−21.8±0.1
STA	0.97	260.5	−7.2	385	329.1	−32.7	(–, –)	329.3±0.3	−32.5±0.2
L1	1.00	314.2	−5.4	601	347.4	−21.8	(–, –)	347.4±0.1	−22.5±0.1

注释。 [a] 势场源表面和 ADAPT-WSA 在 1 $R_\odot$ 处的足点；[b] 经度和纬度值以卡林顿坐标系表示；[c] 根据 ADAPT-WSA 的全部 12 次实现计算出的平均值和标准差。[d] 这不是观测值，而是与 ENLIL模拟一致的名义值

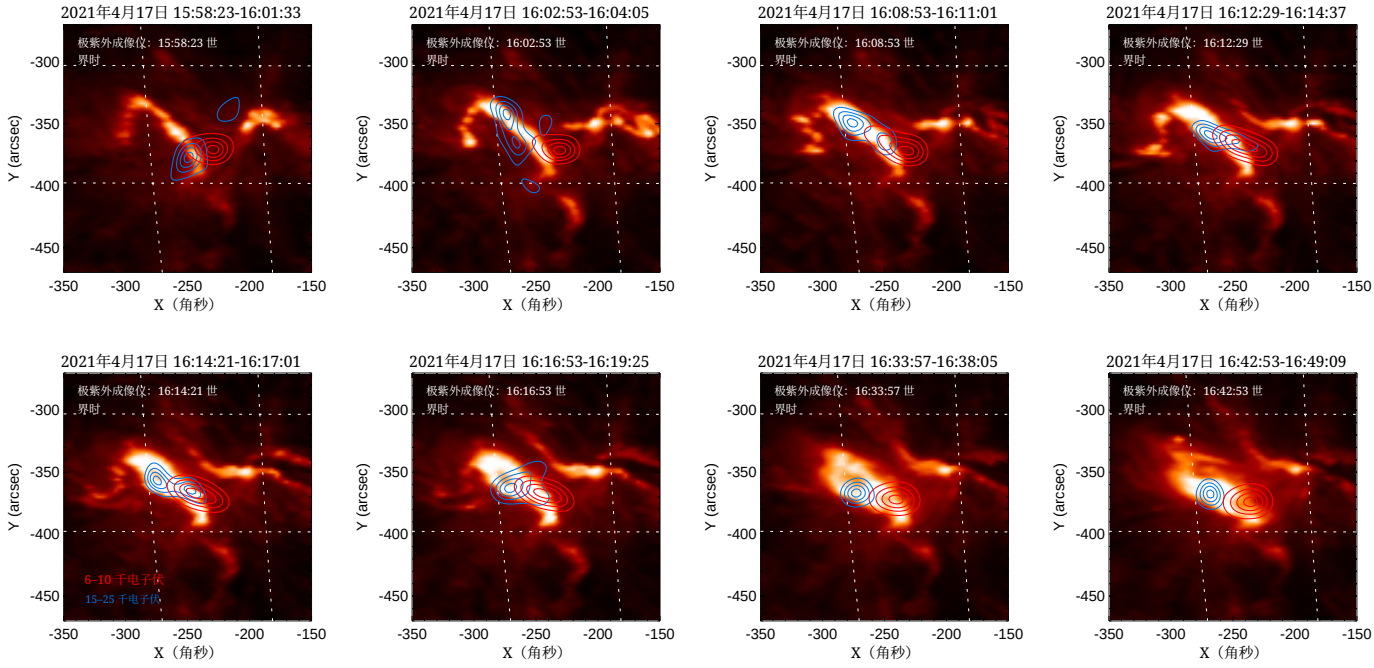


图 5：耀斑演化。STIX 硬X射线图像序列叠加在 STEREO A 的 EUVI 304 Å图像上；这些图像经过旋转，使其对应太阳轨道器的视角。图中显示的是通过期望最大化算法重建的日冕热源（红色等高线）和色球层非热足点（蓝色等高线）。积分时间（太阳处的世界时）对应于 15 千电子伏以上计数最多的八个非热硬X射线峰。此外，还标出了 EUVI 图像的观测时间。作为参考，图中叠加了间距为 5° 的经纬网格（采用斯托尼赫斯特坐标系）。

为E111S18（203° 卡林顿经度）。从地球上看，对应的掩星角为 20°。

在整个耀斑过程中，日冕热源几乎没有演化。人们可能会预期观测到一对非热源，它们对应于包含高温等离子体的磁环脚点（参见Fletcher 等，2011）。然而，大多数硬X射线峰只在热源的东缘显示出一个脚点。这里的问题在于，尽管各个非热峰都十分清晰，但其总数

每个峰在 15 千电子伏以上的计数相当低，约为 1000–2000 个计数。这对于成像来说勉强够用，尤其是在存在多个源的情况下。尽管如此，我们发现所有非热峰都来自同一个活动区，没有证据表明存在第二个远端源。虽然不能排除存在这样的次级源，但它的强度必须比主源弱 5–10 倍。我们得出结论，在这次事件中，足点亮度极不对称，东侧足点明显占主导地位——

表2：基于ADAPT-WSA数值的耀斑位置与航天器磁足点之间的分离角

航天器 / 位置	经度分离角 (°)	纬度分离角 (°)	总分离角 (°)
贝皮科伦坡号	1.1	79.2	79.2
PSP	-71.9	82.3	98.1
太阳轨道器	64.9	4.8	61.0
STA	126.3	15.5	108.7
L1	144.4	5.5	127.3

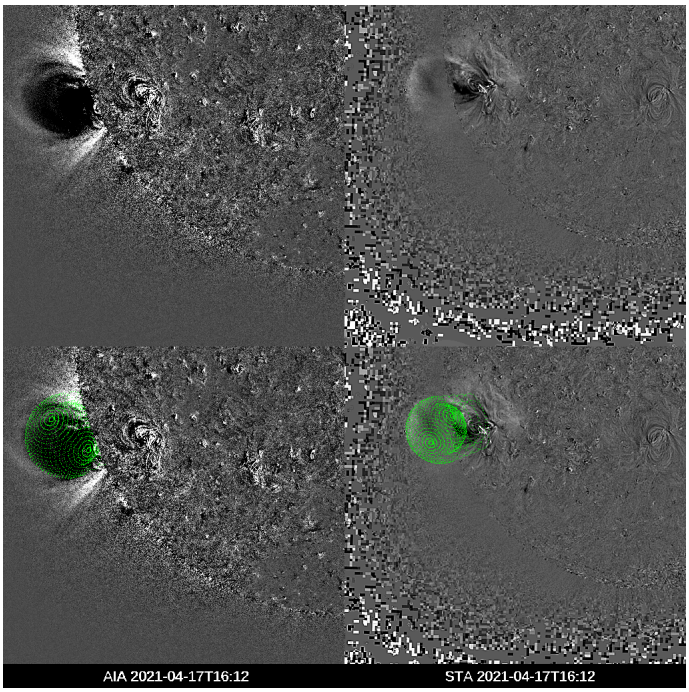


图 6：同一时刻 SDO/AIA（左侧）和 STEREO A/EUVI（右侧）的极紫外观测。上方各面板所示的基差图像上叠加了代表日冕物质抛射三维重建结果的绿色网格。

。这与 304 Å 处观测到的耀斑条带相符，其中西南侧条带同样占主导地位。不同的非热峰并不对应足点位置的变化。

4.2. 日冕物质抛射观测

一次日冕物质抛射从与相关耀斑相同的活动区爆发，该活动区为 NOAA AR 12818，位于太阳南半球，日面坐标为 E111S18（203° 卡林顿经度），事发当天如此。该活动区于 4月20日进入地球视场。从 STEREO A 观测到，日冕物质抛射从东侧日缘向中央子午线演化。图6 底部各面板显示了由 SDO/AIA（左）和 STEREO A/EUVI（右）在 ∼16:10 世界时拍摄的极紫外图像（所有时间均指航天器上的观测时间）。此时，我们观测到爆发的首个明确迹象：日冕物质抛射呈现出显著的过度膨胀特征（例如 Patsourakos 和 Vourlidas 2009），其证据是极紫外图像中的泡状外观。与此同时，耀斑条带沿弧形路径被激活。16:12 至 16:25 世界时之间，日冕物质抛射继续膨胀，直至到达极紫外仪器视场边缘。图7 左侧面板显示了日冕仪图像中清晰可见的时刻（∼16:50 世界时）：COR1（第二列）和 LAS-CO/C2 数据（第一列）。如图所示，这些高度处白光图像中的日冕物质抛射形态符合经典的磁通绳特征，即具有明亮的外缘，其后是一个空腔（例如，Vourlidas 等，2013）。

STEREO A 与地球之间的角间距为 ∼53°，这仍足以对日冕物质抛射进行可靠的三维重建（例如 Balmaceda 等，2018年；Verbeke 等，2022年）。为此，我们采用渐增圆柱壳（GCS；Thernisien 等，2006 年）模型，通过拟合极紫外图像（距离小于 1.5 $R_\odot$）和白光图像（距离从 ∼2.5 到 22 $R_\odot$）来重现日冕物质抛射的外观。该模型由一个羊角面包状结构构成，可用六个自由参数完整描述：三个用于确定位置和方向（日冕物质抛射前沿的纬度和经度，以及日冕物质抛射主轴相对于太阳赤道的倾角或倾斜度），另外三个用于描述几何形状（高度；纵横比，它决定日冕物质抛射随高度增加的膨胀速率；以及两条支腿的角间距或半角）。GCS分析参数的灵敏度（偏差）见Thernisien 等人(2009) 的表2。值得注意的是，这些参数易受图像质量和人为解读的影响（Verbeke 等，2022年）。用于重建的程序是 *rt-cloudwidget.pro*，它是*scraytrace* 软件包的一部分，可在 SolarSoft IDL库中获取[2]。

图 6 和图 7 的下方各面板显示了 GCS 拟合分析，其中绿色网格表示磁通绳结构。三维重建显示，在早期演化阶段，日冕物质抛射沿非径向路径朝太阳赤道移动，纬度在 16:12 至 17:23 世界时期间从 $-14°$ 变化到 $-9°$。与此同时，经度和倾斜角没有变化，分别保持在 $-116°$ 和 $-70°$。选择 GCS 参数是为了更好地描述日冕物质抛射朝向太阳轨道器的部分，因为用于拟合的羊角面包状形状无法充分表示日冕物质抛射，这是由于其非径向传播和弯曲轴所致。最后这个术语由 Rodríguez-García 等人（2022）提出，用来指代可能偏离标准半圆形（羊角面包状）形状、而具有波动轴的磁通绳。根据高度—时间测量的线性拟合估算，日冕物质抛射前沿速度为 880 km s^{-1}。日冕物质抛射的宽度根据 Dumbović 等人（2019）估算，其中赤道面内的半角宽度表示为 $R_{\rm maj} - (R_{\rm maj} - R_{\rm min}) \times |tilt|/90$。随后，日冕物质抛射的总角宽度为 46°。 $R_{\rm maj}$ （正视日冕物质抛射半宽度）通过将 $R_{\rm min}$ （侧视日冕物质抛射半宽度）加到半角上计算得出，而 $R_{\rm min}$则按 arcsin($aspect\ ratio$) 计算得出。日冕物质抛射宽度偏差根据平均半角误差得出，该误差由 Thernisien 等人（2009）估算为 $+13°/-7°$。因此，在 19:23 世界时的三维重建最新时刻，对应日冕物质抛射高度为 15.5 $R_\odot$时，狭窄的日冕物质抛射（∼46°）正以中等速度（∼880 km s^{-1}）朝 E116S09 方向传播。

[2] http://www.lmsal.com/solarsoft/

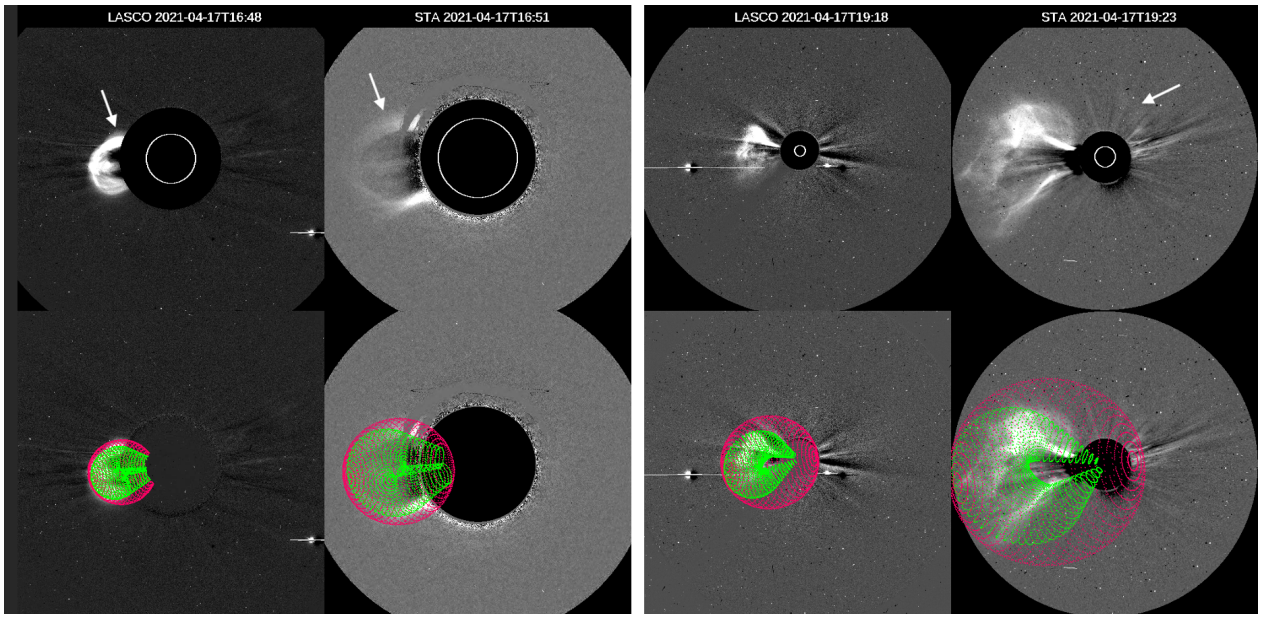


图 7：不同时刻 SOHO/LASCO/C2 和 STEREO A/COR1（左）以及 LASCO/C3 和 STEREO A/COR2（右）日冕仪观测的基差图像。下方各面板中显示了对应于日冕物质抛射（三维重建）和日冕物质抛射驱动激波的绿色（红色）网格。白色箭头标示了日冕物质抛射驱动激波的特征。

表3：利用 ADAPT-WSA模型（第 3 节）确定的日冕激波与连接航天器的磁力线首次相交时刻。时间指 1天文单位处的观测时刻。

航天器	r (au)	V_{obs} (km s^{-1})	估计交点 [UT]	激波高度[a] [$R_\odot$]
贝皮科伦坡号	0.63	400	16:30±3 分钟	1.58
帕克太阳探测器	0.42	328	17:19±3 分钟	1.45
太阳轨道器	0.84	375	16:55±3 分钟	1.07
STEREO A	0.97	385	17:24±3 分钟	1.04
L1	1.00	601	17:30±3 分钟	1.01

注释。[a] 重建的日冕物质抛射驱动激波与连接至相应航天器的磁力线交点距太阳中心的高度。

4.3. 极紫外波观测

图 8 及其配套影片展示了 STEREO A/EUVI 195 Å 运行差分图像中极紫外波演化的概况，图像的时间间隔为 150 s。极紫外波的显著特征呈现出从爆发中心向外、在太阳圆盘上近似圆形传播的形态；约在 16:10 世界时便已清晰可见，并可在 STEREO A 的图像中追踪约 40 min。根据附录 C 中对极紫外波运动学和扰动特征的推导，太阳圆盘上的极紫外波从源区延伸至约 680 兆米，平均速度为 223–327 km s^{-1}。在太阳边缘上方的北向区域，极紫外波可追踪至约 740 兆米，传播速度为 260–450 km s^{-1} （高度从 1.05 增至 1.15 $R_\odot$）。与此同时，在南向区域，波仅可见至约 350 兆米，传播速度为 220–300 km s^{-1}。如图 8的配套影片所示，极紫外波约在 16:55 世界时到达贝皮科伦坡号反向映射的磁足点（黄色）（点 3），并于约 17:00 世界时到达（点 1 和点 2）。点 1、2 和 3 分别对应采用 ADAPT-WSA（点 1）、1 R⊙处的势场源表面模型（点 2）以及光球上方 100 兆米高度处的势场源表面模型（点 3）得到的航天器磁场足点。其他航天器的足点位于 STEREO A 所见的可见半球上，并以其他颜色显示，具体说明见图例。

4.4. 日冕物质抛射驱动激波观测

白光图像中，膨胀的磁通绳前方形成的激波特征并不明显。我们使用经过校准的超额质量图像（即减去事件发生前的图像），并将其显示在图7中。到世界时16:30，日冕物质抛射前沿已出现在COR1视场中，此时极紫外波仍可在表面上看到。日冕物质抛射前沿前方还有一个弥散前沿，位于较亮的边缘之前；在COR1和LASCO-C2图像中，北侧翼处的这一特征更加明显（图7左侧面板中的白色箭头所示）。这种典型的“双前沿”形态通常被视为白光图像中日冕物质抛射驱动激波的证据（Ontiveros& Vourlidas

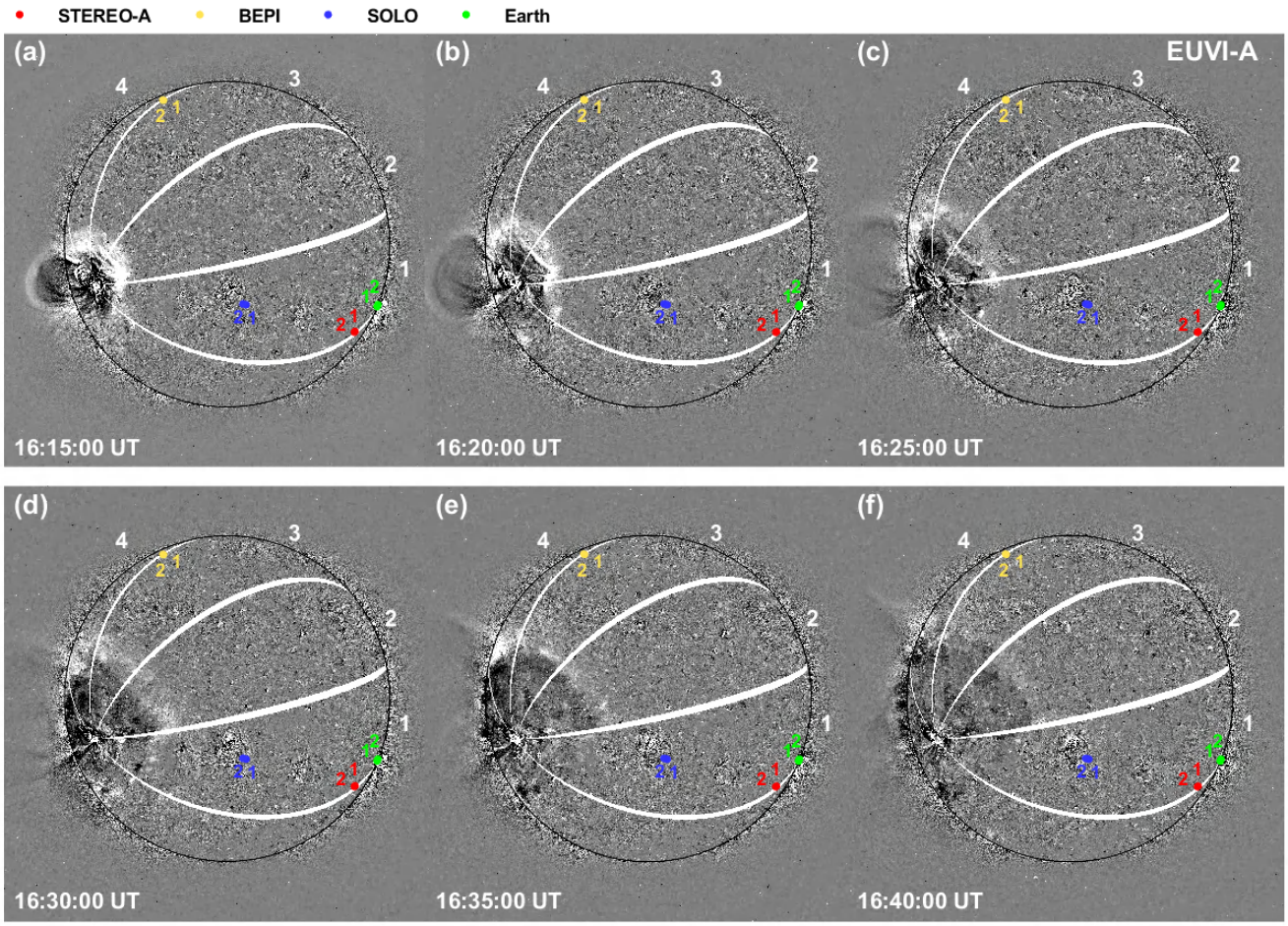


图8：STEREO A/EUVI 195 Å 在16:15至16:40世界时期间观测到的极紫外波概览，图像采用运行差分处理。我们在四个角扇区（1–4）中追踪极紫外波。图中附带的视频可在线查看（movie1）。标记显示了为STEREO A（红色）、贝皮科伦坡号（黄色）、太阳轨道器（蓝色）和ACE（绿色）航天器确定的磁脚点。磁脚点通过结合日球层中的弹道反向映射，以及使用ADAPT-WSA将源表面以下的映射反向追踪至1太阳半径处（点1）、使用标准势场源面模型追踪至 1 $R_{\odot}$ 处（点2），以及追踪至光球上方100兆米高度处（点3）来确定。如附带的视频所示，极紫外波约于16:55世界时到达贝皮科伦坡号的磁脚点（点3），并于约17:00世界时到达（点1和点2）。时间指STEREO A的观测时间。

2009；Vourlidas等，2013）。极紫外波在日面上一直可见到世界时16:50。此时，日冕物质抛射到达了COR1视场边缘。在更远处，即COR2视场中，还可看到一个弥散的拱形结构（图7右侧面板中的白色箭头所示），它正沿西北象限传播。该特征在世界时18:23至20:23之间的COR2视场中最为明显，可能是较弱激波受下方日冕结构挤压所致。我们利用这些特征估算激波的角向延伸范围。为此，我们使用球面（Kwon & Vourlidas 2017年）对激波的三维形态进行建模（图7中的红色网格所示）。

根据三维重建，我们估计激波的速度达到 ~1500千米/秒$^{-1}$ 在 5 个太阳半径$_{\odot}$ 以下，并沿着太阳轨道器与 BepiColombo 之间的方向传播，这与第4.2节日冕物质抛射三维建模所估算的方向一致。根据Kwon 和 Vourlidas(2017年的研究（见其图2），我们确定激波在世界时 19:23 的角宽度为 ~180°，此时激波头的高度为 ~16.3 个太阳半径$_{\odot}$。表3 展示了日冕激波重建与 ADAPT-WSA 模型得到的磁力线首次相交的时间；这些磁力线连接到本研究分析的不同航天器。所有时间均指 1 天文单位处的观测时间。

4.5. 射电观测

与2021年4月17日喷发相关的射电辐射由地基和空间仪器观测到，其中包括II型和III型射电暴。II型（下文简称TII）射电暴与激波处高能电子的加速有关（Krasnoselskikh 等，1985；Benz 和 Thejappa，1988及其中的参考文献），而III型（下文简称TIII）射电暴则是快速电子束沿开放（或准开放）磁力线从日冕向行星际空间传播的标志（Zheleznyakov，1965；Jebaraj 等，2023b）。在图9中，我们展示了使用地基

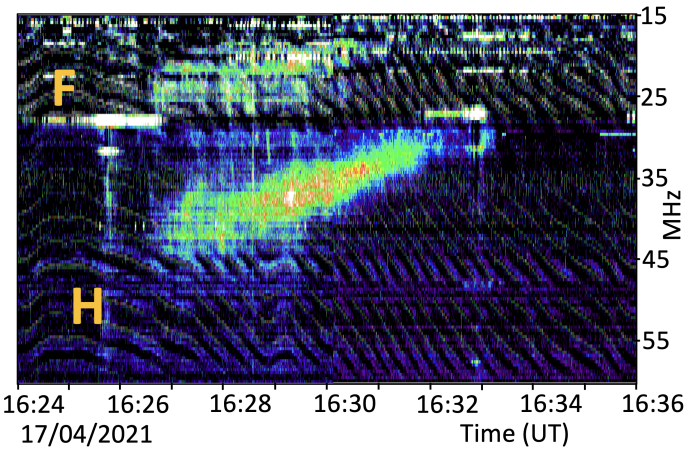


图 9：瑞士兰茨拉赫特 e-Callisto 接收机观测到的十米波II型射电暴。基频和二次谐波条带分别以 F 和 H 标记。

位于瑞士 Landschlacht 的 e-Callisto仪器提供了 80 MHz 至 10 MHz 范围内的观测数据。该频谱显示了一次观测不佳的十米波II型射电暴，其始于16:26 世界时，并呈现出基频和二次谐波辐射条带。由于源与地球之间的夹角较大，谐波辐射比基频更亮（谐波辐射的指向性角度比基频更宽；Zheleznyakov 和 Zaitsev，1970年；Tkachenko 等，2021）。

图10 展示了所有观测航天器——帕克太阳探测器、太阳轨道器、STEREO A 和 Wind——所有可用百公里波段观测的组合动态射电频谱。该频谱显示了多种不同的射电辐射，包括若干组III型射电暴和明显呈斑块状的II型辐射。表4列出了不同航天器观测到的各次射电暴的起始时间。一个值得关注的现象是，大多数III型射电暴组都是由PSP/FIELDS/RFS最佳观测到的，或只有该设备观测到，这在一定程度上归因于其更高的分辨率和灵敏度（普卢帕等，2017年）。不过，航天器与太阳之间的径向距离，以及源处辐射的指向性（Thejappa 等，2012）也起着关键作用。 杰巴拉杰等（2020年）指出，射电暴在源传播方向上的强度更高。因此，不同观测者接收到的射电辐射强度，取决于观测航天器的位置以及射电源固有的指向性。这解释了帕克太阳探测器观测到的辐射强度为何较高，因为在这次耀斑—日冕物质抛射事件期间，它是距离太阳最近的航天器。如图1（左）所示，各航天器位于不同的经度和径向距离处（表1）。下文将利用帕克太阳探测器的频谱（图10的第1幅图）描述III型和II型射电暴的谱形态。对帕克太阳探测器观测中不同III型和II型射电暴的识别，为附录B中所述的多航天器指向性分析奠定了基础；在该分析中，我们将射电暴的识别结果与其他航天器的交叉定标数据结合起来，以确定行星际空间中的源位置（图B.1）。

不同组的III型射电暴以及II型射电暴的多个分量，在谱形态方面呈现出有趣的特征。

第一组和第三组III型射电暴（下文称为TIII(1)和TIII(3)）在短十米波长范围内相当微弱，但在所有航天器观测中似乎都很强。第二组和第四组III型射电暴（下文称为TIII(2)和TIII(4)）几乎只被帕克太阳探测器观测到，由大量单独的III型射电暴组成，在短十米波长范围内更容易区分。这表明，在观测到TIII(2)和TIII(4)期间，曾发生多次较小规模的电子加速事件，随后电子被释放到朝向帕克太阳探测器方向的开放磁力线中。

这进一步得到了帕克太阳探测器/FIELDS/RFS 偏振测量的证实。测量结果表明，高能电子束（III 型射电暴的源）强烈地朝向帕克太阳探测器。附录B 详细讨论了偏振测量的细节。结果表明，TIII(2) 和 TIII(4) 起源于磁场负极性区域。TIII(4) 起源处相对较高的偏振度（图 10第 2 面板）也暗示该区域的磁场强度较高（例如，准垂直激波的跃变区）。至于磁连接，帕克太阳探测器还多次观测到接近局部等离子体频率的朗缪尔波（参见；金兹堡与热列兹尼亚科夫 1958；梅尔罗斯 1985）。这表明，产生 TIII(2) 和 TIII(4) 的电子束被帕克太阳探测器直接探测到。

与该事件相关的II型射电暴在百米波长范围内呈现出明显的斑块状且复杂的特征（见图10）。不同的II型分量很可能来自同一激波，但产生于不同区域。所有II型射电暴的强度变化也都呈现出暴发性（图10中已标出），这表明激波前沿存在间歇性发射过程（Mann 和 Classen，1995）。人们认为，间歇性II型射电暴产生于激波上的某些位置；这些位置的上游等离子体条件会导致其斜度及其他特征迅速变化（例如，Schmidt 和 Cairns，2014年；杰巴拉杰等，2021年；Kouloumvakos等，2021年）。由于其斑块状特征，要将它们区分开来有些困难，但我们在较短的百米波长范围（16–13 MHz）内识别出两个主要的II型射电分量（TII(1)和TII(2)，见图10），它们分别与TIII(1)和TIII(3)，以及TIII(4)同时观测到。总体而言，这些斑块状II型射电暴似乎从事件开始时便已出现，并与TIII(1)同时开始，且在TIII(4)之后仍持续存在。

此外，我们注意到与 TIII(4) 同时观测到的另一种有趣的时域和频谱现象，即存在 TII 鱼骨状特征（下文简称 TII(HB)）。观测到这种特征可能表明激波与 TIII(4) 发生了相互作用，也可能意味着产生 TIII(4) 的部分电子束实际上是在近垂直激波前沿加速的鱼骨状结构。没有明显主干辐射的鱼骨状特征通常是近垂直几何形态激波前沿的明确标志（$\theta_{Bn} = 87° - 89.9°$）；这类激波前沿能够沿与其相互作用的磁力线两侧加速电子（Mann &Klassen2005）。我们还注意到，TIII(4) 之后观测到的斑块状TII射电暴可能与 TII(1) 和 TII(2) 均有关联。

类似机制也可能对 TIII(2) 有所贡献；帕克太阳探测器也仅观测到了这一现象。附录B 中给出的 TIII(2) 偏振分析表明，如果这些 III 型射电暴的起源处存在鱼骨状特征，那么在十米波波段应该能够观测到它。然而，由于缺乏米波至十米波观测，因此无法得出这样的结论。

太阳轨道器在径向上是距耀斑活动区第二近的射电观测器，在磁连接方面也是距该区域第二近的航天器（见图1和图 2）。该航天器主要观测到TIII(1)和TIII(3)，也在较低频率处观测到TIII(4)。由于任务初期的巡测模式观测有限（Maksimovic 等（2020）），太阳轨道飞行器/RPW仪器的低分辨率高频接收机观测使得难以辨认出斑块性很强的II型暴。不过，图 10第3幅中可以看到II型暴可能存在的强度变化（频率范围为16–5 MHz）。

事件发生时，STEREO A位于帕克太阳探测器近乎 diametrically opposite 的位置（∼180°）。它清晰地观测到TIII(1)和TIII(3)，也部分观测到TIII(2)。在该位置，较低频率处还微弱地观测到TIII(4)。这表明，对于STEREO A而言，TIII(2)和TIII(4)的源区可能分别被部分遮挡和完全遮挡。还观测到了一些与帕克太阳探测器观测到的相对应的II型暴斑块。图 10中红色和黄色矩形标示的TII(1)和TII(2)，其强度几乎与帕克太阳探测器观测到的一样强。然而，TII(HB)明显较弱（橙色矩形标示）。这种强度变化可能表明，源的指向性偏向观测到较强辐射的航天器。在这种情况下，STEREO A观测到的TII(HB)较弱，进一步支持鱼骨状结构的源可能位于帕克太阳探测器视线附近，并处于STEREO A的边缘位置。

Wind 是距离耀斑位置最远的航天器，因此只观测到了 TIII(1) 和 TIII(3) 的低频部分。其他大多数爆发要么太微弱，要么完全未被航天器观测到。这里一个有趣的特征是，Wind 观测到了 TII(1) 和 TII(2) 的非常微弱信号，如图中的矩形所示。10。不过，它们的通量比 STEREO A 观测到的通量小一个数量级。鉴于 TII(1) 是由地基仪器观测到的，其辐射源很可能从地球可见，因此 Wind 也能观测到。

多视角观测还揭示了时间延迟现象（光传播至航天器所需的时间）。通过结合时间延迟和不同航天器之间的强度变化，可以确定给定频率下源的空间位置。我们在附录中详细分析了射电源传播B。图B.1 展示了使用指向性模型估算的 TIII(1) 和 TIII(3) 射电源位置。分析结果表明，TIII(1) 沿经度 $-121.0° \pm 3.2°$ 传播（略偏于耀斑经度以东），而产生 TIII(3) 的电子束沿经度 $-98.3° \pm 4.1°$ 传播（略偏于耀斑经度以西）。这与根据射电暴对各观测者的可见性进行的目视分析结果相符。

5. 行星际环境与太阳高能粒子观测

粒子释放时所经由的日球层条件，以及日冕物质抛射驱动激波的传播环境，都会显著影响太阳高能粒子到达时间和强度剖面（例如 Laitinen 等，2013；Dalla 等，2020；Lario 等，2022a）。我们结合多点太阳风和行星际磁场观测，以及 WSA-ENLIL+锥模型（Odstrcil 等，2004），全面了解几何结构；这不仅包括行星际结构及其可能对太阳高能粒子传播的影响，也包括激波及其在形成观测到的强度—时间剖面中的作用。本节首先介绍 ENLIL 模拟，然后讨论原位等离子体、磁场和多航天器太阳高能粒子观测。

5.1. ENLIL 模型推导的行星际介质状态

ENLIL 是一个全球三维磁流体力学模型[3] ，可对 21.5 $R_\odot$ 以外的日球层提供随时间变化的背景表征。ENLIL 使用随时间变化的磁图作为背景，并可在其中插入不含内部磁场的椭球形高压结构，以模拟观测到的日冕物质抛射相关太阳风扰动。ENLIL 模拟的日冕物质抛射具有人为提高的热压，以弥补强磁场的缺失（Odstrcil 等，2004及其中的参考文献）。为改进对日球层的表征，我们使用多视角日冕仪观测来推断日冕物质抛射参数，采用第4.2节所述的 GCS 模型。内边界条件由 WSA V5.2 模型提供，其输入采用 GONG（GONGZ）提供的标准快速处理、零点校正磁图，这些磁图可从美国国家太阳天文台网站获取[4]。在本例中，GONGZ 磁图对原位太阳风速度和磁场极性的拟合效果更好（未显示）。日冕物质抛射到达预测的可靠性很大程度上取决于初始日冕物质抛射输入参数，例如速度、方向和宽度（Lee 等，2013；Mays 等，2015；Kay 等，2020），但也取决于环境模型参数可能产生的误差，以及根据磁图推导的太阳风背景的准确性（Lee 等，2013）。根据 Wold 等(2018年)，平均绝对到达时间预测误差为 10。4 ± 0.9 小时，预测时间倾向于提前 -4.0 小时。

太阳高能粒子事件起始时间的磁连接与理解太阳高能粒子观测结果密切相关。考虑到 ENLIL 模拟的太阳风条件随时间变化，利用这些条件计算行星际磁场线，是采用名义帕克螺旋的另一种选择。日球层的预调节，以及行星际结构与可能在太阳高能粒子起始时间存在的背景太阳风之间的相互作用，都可能主动影响这种磁连接（Masson等，2012年；Palmerio等，2021年；Lario等，2022b）。因此，我们选择了2021年4月10日至24日这一时段进行 ENLIL 模拟（即太阳高能粒子事件起始前七天至起始后七天）。这一时段涵盖了可能发生的先前日冕物质抛射，以及随后在结构化太阳风流中传播、距离可达

[3] https://ccmc.gsfc.nasa.gov/models/modelinfo.php?model=ENLIL%20with%20Cone%20Model
[4] ftp://gong2.nso.edu/QR/zqs/

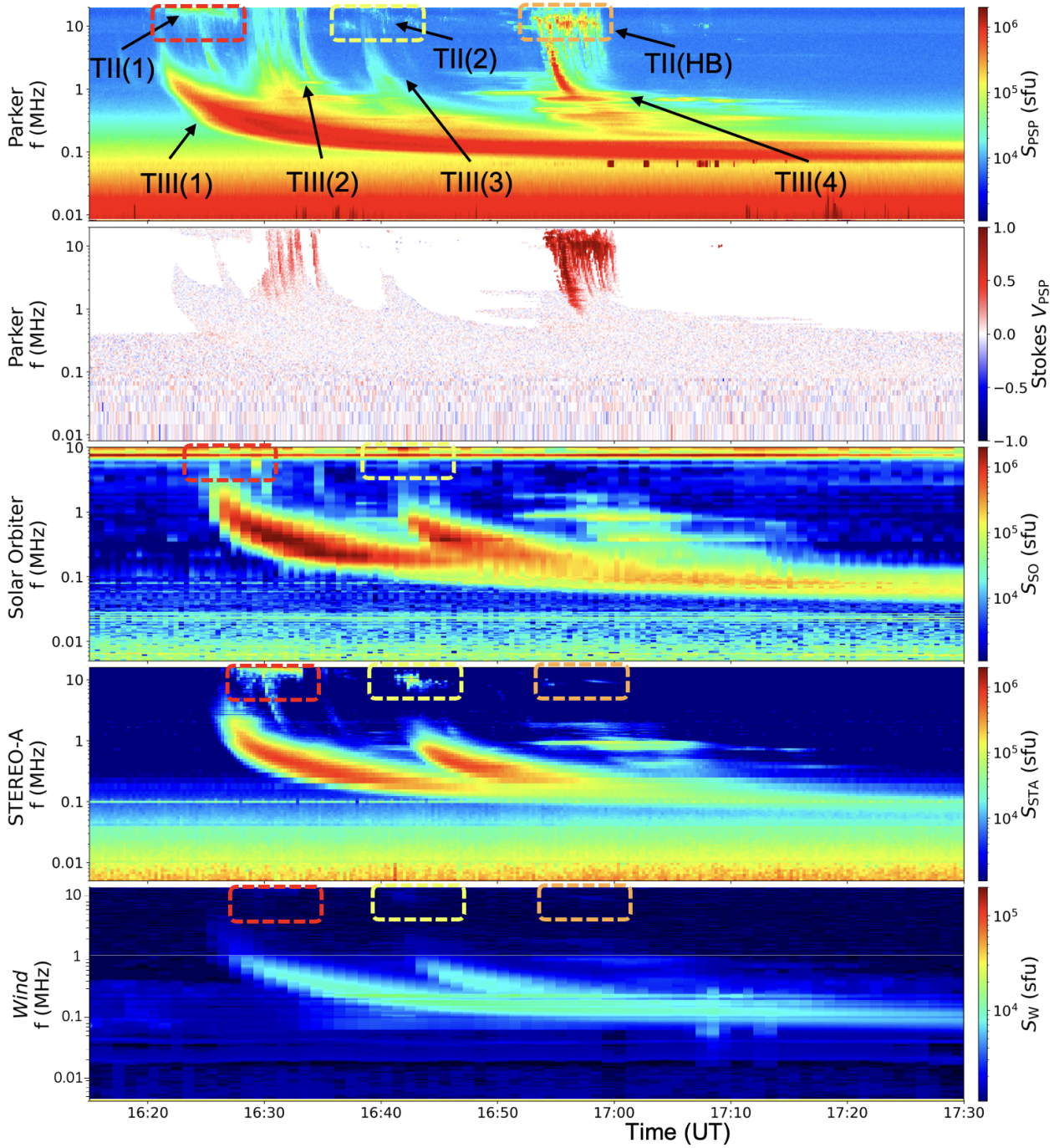


图 10：所有可用星载观测台获取的射电频谱图。面板 1 和 2 显示帕克太阳探测器观测到的斯托克斯 I 和净偏振（斯托克斯 V/I）。面板 3–5 分别显示太阳轨道器、STEREO A 和 Wind 的斯托克斯 I 测量结果。不同的射电暴在面板 1 中标出。其他面板中用矩形框标出 II 型射电暴：红色（TII(1)）、黄色（TII(2)）和橙色（TII(HB)）。

2.1天文单位的结构。所有这些结构都可能影响粒子和日冕物质抛射驱动激波向不同航天器传播的过程。为此，Sect. 4.2 中介绍的 GCS 三维重建过程也用于重建在4月10日至24日期间发生的其他九次相关日冕物质抛射。日冕物质抛射的详细信息、模型设置参数及模拟结果均可在社区协调建模中心（CCMC）网站上查阅[5]。

[5] https://ccmc.gsfc.nasa.gov/database_SH/Laura_Rodriguez-Garcia_041322_SH_1.php

图11 左图显示了2021年4月17日16:00世界时、太阳高能粒子起始时间前后 ENLIL模拟中的太阳风径向速度快照。黑色等值线标示了行星际日冕物质抛射抛射物。在模拟中，它们表现为连贯且向外传播的高密度区域。图中可见较慢（~300 km s^{-1}）和稍快（~500 km s^{-1}）的太阳风流模式。黑白虚线表示连接太阳与各观测者位置的行星际磁场线。模拟显示，在粒子起始时间附近，太阳轨道器、地球、STEREO A 和火星附近存在多个瞬变结构和共转结

构，这些结构可能会改变磁连接和太阳高能粒子传播条件。太阳高能粒子事件期间，有一个相对较小的行星际日冕物质抛射抵达太阳轨道器。根据 ENLIL模拟，该行星际日冕物质抛射未延伸至其他受研究的航天器。在它前方有一次明显更宽的喷发，纵向覆盖约 140° 。太阳高能粒子从太阳注入时，其西侧边缘包围着 STEREO A，且位于太阳与火星之间。输入 ENLIL的日冕物质抛射均未影响地球，但在地球观测到粒子强度增加起始时间时，流相互作用区（SIR）的前缘正抵达该行星。

ENLIL模拟还显示，在太阳最初发生太阳高能粒子注入时（图11左图），太阳与贝皮科伦坡号以及帕克太阳探测器之间的行星际介质相对平静。值得注意的是，前文讨论的宽阔行星际日冕物质抛射穿过了贝皮科伦坡号和太阳轨道器，但发生在太阳高能粒子从太阳注入之前。尽管如此，这次行星际日冕物质抛射仍可能影响太阳高能粒子的传播条件。如下文所述，模拟得到的太阳高能粒子起始时间前后日球层状态，总体上与原位等离子体和磁场测量结果一致。图11 右图显示了两天后的日球层状态，即2021年4月19日世界时21:00。与此次太阳高能粒子事件相关的行星际日冕物质抛射此时已抵达贝皮科伦坡号和太阳轨道器。模拟表明，行星际日冕物质抛射前缘从这两艘航天器之间传播，两者均在结构的侧翼附近穿过它。

图12、13和14 中最下方的五个面板展示了原位等离子体和磁场数据，并叠加了粉色曲线，显示从4月17日至4月23日中旬的ENLIL模拟结果。这些图中的所有面板自上而下依次展示：不同能量的高能电子强度（1）、不同能量的质子/离子强度（2）、磁场强度（3）、航天器中心径向-切向-法向坐标系（RTN）中的磁场纬向角（4）和方位角（5），即 $\theta_{\text{B-RTN}}$ 和 $\phi_{\text{B-RTN}}$、太阳风质子速度（6）以及太阳风质子密度（7）。如下节所述，ENLIL基本再现了太阳轨道器和火星位置处测得的太阳风速度变化趋势；在此次太阳高能粒子事件期间，两者的经度仅相差 9°，而在其余位置，模拟结果与原位测量存在一些差异。尽管在研究期间，ENLIL再现了日球层中高速流的总体特征，但模型与实测太阳风剖面之间的差异，可能是由复杂的日冕洞造成的；这使得难以比较地球处的测量值与ENLIL结果，也使得难以准确解析STEREO A处流相互作用区的擦边遭遇，具体讨论如下。

如图12、13和14中的粉色曲线所示，ENLIL成功预测了观测到的数个行星际日冕物质抛射在模型不确定性范围内到达原位探测点的时间，这些曲线呈现出速度、密度或磁场的上升。然而，由于模拟的日冕物质抛射中没有内部磁场，磁场强度的增幅低于原位测量值。具体而言，根据ENLIL模拟和原位测量结果（见第5.2节），与该太阳高能粒子事件相关的行星际日冕物质抛射被——贝皮科伦坡号和太阳轨道器拦截到，而火星可能只观测到相关的行星际激波，并未观测到行星际日冕物质抛射抛射物。与贝皮科伦坡号相比，太阳轨道器位置处对该行星际日冕物质抛射到达时间的模拟更为准确；我们认为这是因为，如第4.2节所述，我们选择了能更好地再现日冕物质抛射朝向太阳轨道器部分的日冕物质抛射参数作为ENLIL输入。与该太阳高能粒子事件相关的行星际日冕物质抛射的最小纵向范围为 ∼45°，如图11右图所示。该数值与根据第4.2节所述的GCS重建估算的日冕物质抛射沿赤道平面的角范围（∼46°）一致。

5.2 多航天器原位等离子体、磁场和太阳高能粒子观测与 *ENLIL*模拟的关联

如第5.1节所述，在研究期间，有多个行星际结构影响了所研究的航天器，进而可能影响太阳高能粒子剖面。下文将讨论高能粒子观测及其与行星际背景的关系。

5.2.1. 贝皮科伦坡号

图12 左侧上方的两个面板显示了贝皮科伦坡号观测到的太阳高能粒子事件。MPO/SIXS、MPO/BERM 和 Mio/SPM 仪器在宽广的能量范围内探测到了该事件，顶部箭头标出了耀斑起始时间。面板（1）显示了这一冲击性高能电子事件，其能量至少达到 2 MeV。质子强度随时间的变化（面板 2）显示，强度增加得较为缓慢。Mio/SPM 的观测表明，该事件甚至在质子能量为 $>$ 200 兆电子伏时也能观测到。尽管没有等离子体信息，但在粒子强度开始上升时，ENLIL 给出的太阳风速度为 ∼400 千米/秒$^{-1}$，如面板（6）中的粉色线所示。

通常，行星际日冕物质抛射的原位识别依赖于一组典型特征，这些特征通常可在磁场和等离子体数据中观测到，也包括一些其他替代指标，例如双向超热电子（BDE）剖面（例如，Zurbuchen & Richardson 2006；Kilpua et al.2017）。贝皮科伦坡号缺少等离子体数据，但图（3）–（5）中的MPO-MAG原位磁场观测并未显示太阳高能粒子事件起始及上升阶段存在典型行星际日冕物质抛射特征的任何迹象（例如磁场增强、磁场变化幅度较低、磁场方向连贯旋转）。这与前文讨论的ENLIL模拟结果一致，并证实贝皮科伦坡号处不存在可能直接影响太阳高能粒子时间剖面的太阳风大尺度结构。

4月19日贝皮科伦坡号观测到的磁场强度增加，标志着与该太阳高能粒子事件相关的行星际日冕物质抛射抵达。行星际激波于世界时 11:40 抵达（竖直实线），而 ENLIL 模拟的行星际日冕物质抛射抵达时间早了 ∼6 小时。不幸的是，SIXS 在该时段存在数据缺口，因此无法详细研究激波通过时可能出现的低能粒子强度响应（即高能风暴粒子事件）。不过，BERM 在 ∼1.5-5.9 兆电子伏范围内的通量并未显示出显著

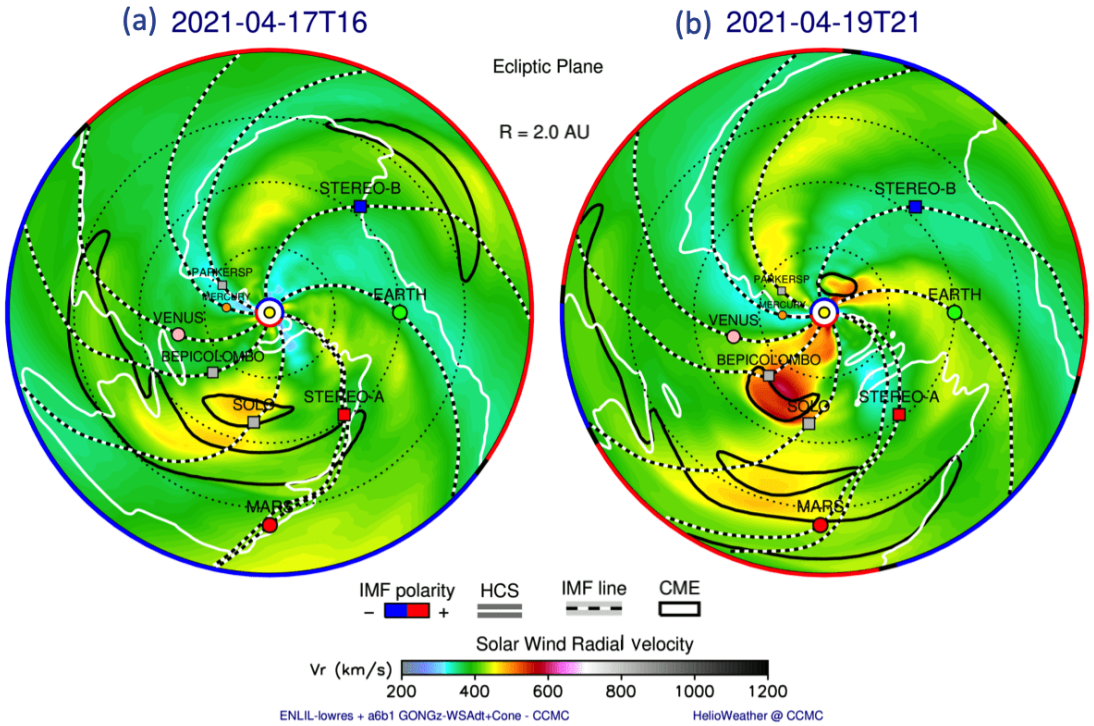


图11：黄道面内 ENLIL模拟的径向速度等值线图。黑白虚线表示行星际磁场线，黑色等值线追踪行星际日冕物质抛射抛射物。白线对应日球电流片，它将磁极性相反的区域分隔开来；这些区域在模拟区域外缘以蓝色（负极性）或红色（正极性）表示。左图：粒子太阳释放时刻附近不同航天器的磁连接。右图：与太阳高能粒子事件相关的行星际日冕物质抛射抵达太阳轨道器。

增加，也未对激波通过或随后抛射物的通过（灰色阴影区域）作出响应。

抛射物前缘于4月19日世界时13:57被观测到，其特征是磁场极性发生变化，同时存在连贯且有序的磁场。具体而言，我们在图中第（4）和第（5）面板观察到磁场纬向角和方位角平滑且单调地变化，这种变化持续到4月20日世界时00:04。在图12.所示时段结束前，未观测到其他结构。

5.2.2. 帕克太阳探测器

图12 （右）显示，在太阳高能粒子事件起始时，帕克太阳探测器处的太阳风速度为 ∼320 千米每秒$^{-1}$。太阳高能粒子事件的时间剖面非常尖锐，无论是面板（1）中所示的电子，还是面板（2）中所示的质子都是如此。与贝皮科伦坡号相比，该事件持续时间更短，即衰减更快。PSP/EPI-Hi/HET观测到，能量高于2兆电子伏的电子和能量高于50兆电子伏的质子强度均有所增加。

根据SWEAP和FIELDS仪器提供的等离子体和磁场数据，在图12 右栏所示的帕克太阳探测器位置处，整个观测时段内均无法识别出行星际结构。这与ENLIL模拟结果一致。

5.2.3. 太阳轨道器

图13 的（1）和（2）面板（左）显示了太阳轨道器观测到的太阳高能粒子事件。虽然电子事件观测到的能量最高达到兆电子伏，但其突发性不如贝皮科伦坡号和帕克太阳探测器观测到的事件，而是呈现出更明显的平台状轮廓。正如 ENLIL 所示（第5.1节），太阳高能粒子事件起始时间存在的中间结构可能与这一现象有关，因为它们可能阻碍 SEP 输运。这也可能是该事件起始时间观测到的低各向异性的原因，详见第5.3.3节。太阳轨道器/EPD/EPT 的高能离子观测使我们只能在千电子伏能量下辨别事件的初始阶段；而 EPD/HET 观测到的能量最高可达兆电子伏。

电子事件起始时的太阳风速度为 ∼380 千米/秒$^{-1}$，如面板(6)所示，该速度由SWA仪器测得，且ENLIL（粉色曲线）很好地再现了这一结果。在太阳高能粒子事件的后期阶段，太阳轨道器利用其搭载的MAG、SWA和RPW仪器观测到若干行星际结构。第一团抛射物（图13左栏中的第一个灰色阴影区域）于4月18日世界时05:24到达。虽然它没有影响高能电子强度时间曲线或高能（≳2 兆电子伏）离子强度时间曲线，但似乎对低能离子形成了粒子屏障。直到它通过之后，也就是同日世界时14:18，才观测到 ≲400 千电子伏能量离子强度上升。这些粒子可能与4月17日的太阳喷发有关。与此次喷发相关的ICME驱动激波于4月19日世界时20:20到达太阳轨道器。ENLIL模拟的激波比实际测得的激波晚约 ∼30 分钟到达，如左栏图13的面板(3)、(6–7)中粉色曲线所示。

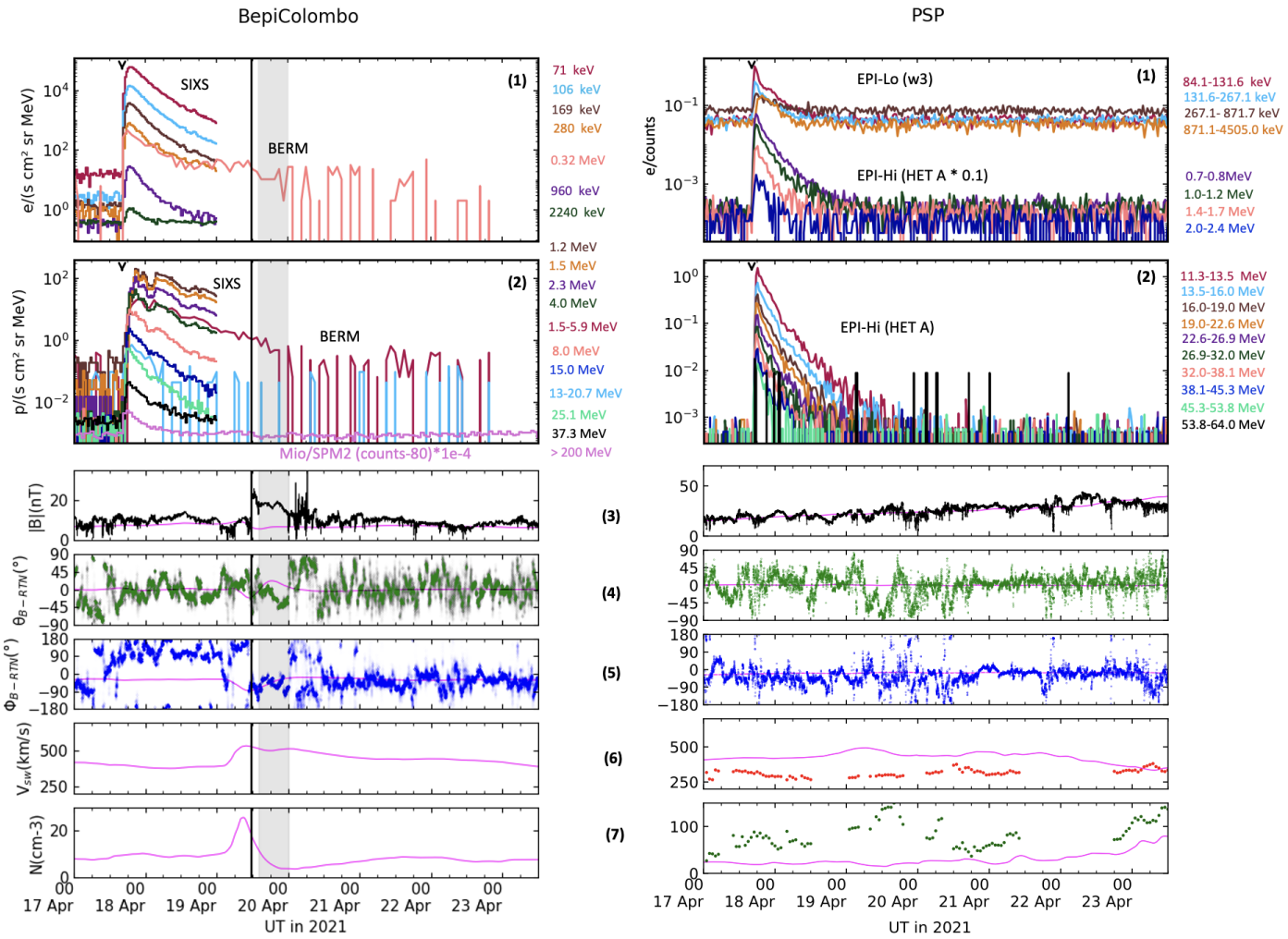


图12：贝皮科伦坡号（左）和帕克太阳探测器（右）的原位太阳高能粒子时间剖面，以及等离子体和磁场观测。上：多个能道和仪器观测到的高能电子和质子时间剖面。对于SIXS，我们使用探测器第2侧检测到的通量。上方x轴上的箭头表示耀斑爆发时间。竖直实线和灰色阴影区域分别表示贝皮科伦坡号观测到的行星际激波和抛射物通过过程。下：原位等离子体和磁场观测。从上到下，各面板依次显示磁场强度、磁场纬向角和方位角、 $\theta_{\text{B-RTN}}$ and $\phi_{\text{B-RTN}}$、太阳风速度以及质子密度，其中RTN表示径向-切向-法向坐标（行星际结构如上方面板所述）。粉色曲线表示ENLIL模拟结果。

激波斜度（θ_{Bn}，即激波法线与上游磁场之间的夹角）是在太阳轨道器处使用磁共面法估算的（例如，Paschmann与Schwartz 2000）。通过将上游和下游平均窗口长度在3至13分钟之间进行系统变化，并采用Trotta等人(2022年所述的方法，计算得到的值为$\theta_{Bn} \sim (21 \pm 5)°$。激波穿越附近缺少等离子体数据，限制了进一步分析。然而，使用Gedalin等人(2021年提出的新方法，仅利用磁场数据估算得到的阿尔芬马赫数为 $M_A \sim 1.8$，这与激波通过对较高能量的高能粒子群没有显著影响这一事实相符。

低能离子持续上升，直到激波通过前不久观测到峰值，随后强度开始下降。激波通过后不久，4月20日观测到另一次太阳高能电子事件，该事件与正在研究的事件无关，且并非源于活动区12816（从地球观测位于S24E25）的M1.1级耀斑；该耀斑于4月19日23:42世界时达到峰值。与这次新注入相关的 ~1 兆电子伏特/核子离子显示出 ^{3}He的大幅富集，^{3}He/^{4}He比值为，比例为 ~5%（未显示）。第二个抛射物于4月20日06:51世界时抵达，对应于与4月17日太阳高能粒子事件相关的行星际日冕物质抛射。其特征是磁场平稳，且磁场角度单调、协调地旋转。第二次高能电子事件在抛射物通过期间通量有所降低；而低能离子在抛射物内部前半段有所增强，后半段则有所下降。

5.2.4. STEREO A

图中展示了 STEREO A 对太阳高能粒子事件的观测结果。13（右）。STEREO A 观测到明显的电子事件，

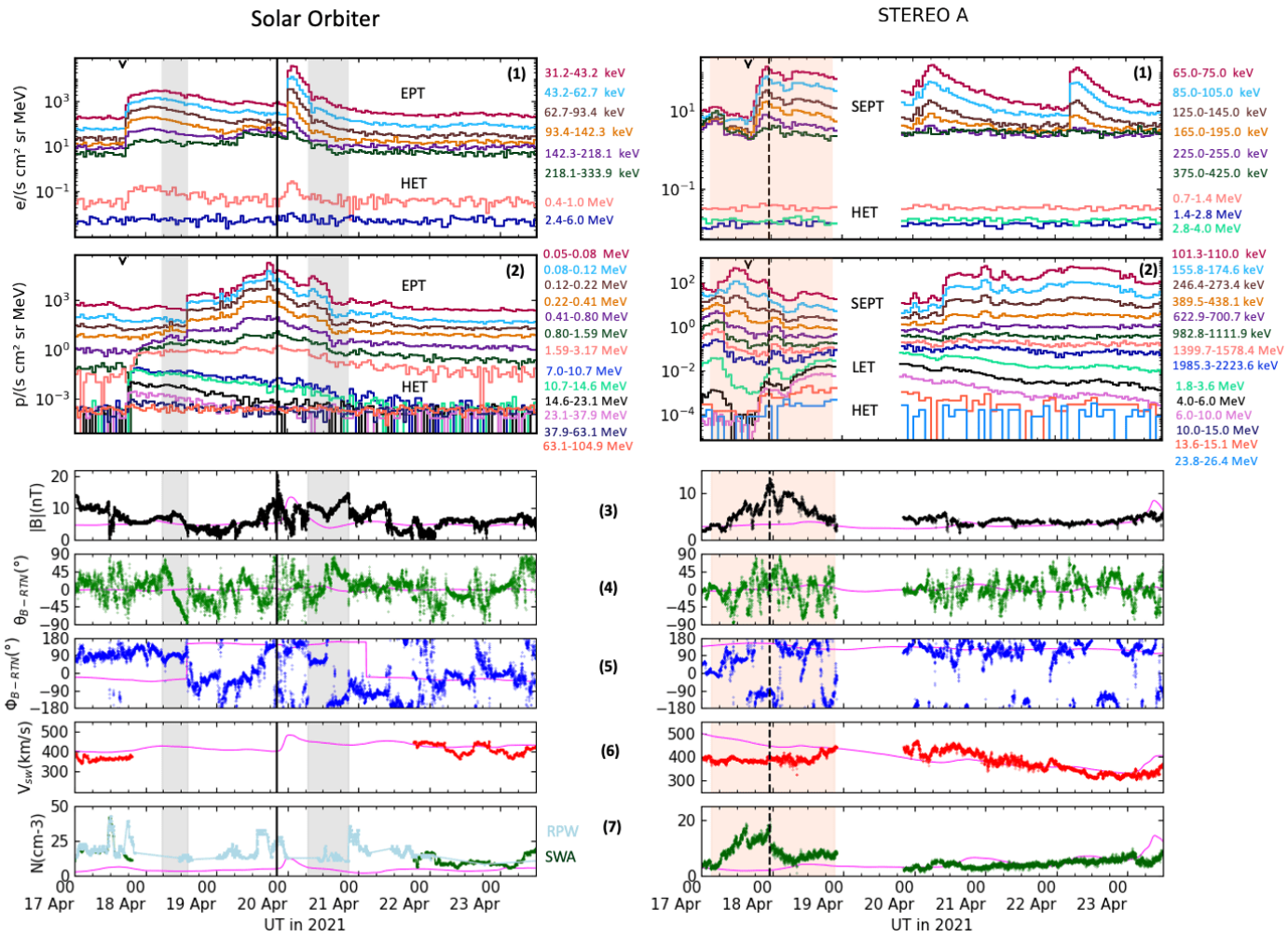


图 13：太阳轨道器（左）和 STEREO A（右）的原位太阳高能粒子时间剖面，以及等离子体和磁场观测。上：观测到的多个能道中的高能电子和质子时间剖面。我们使用太阳轨道器 EPD/EPT 和 HET 朝向太阳的扇区数据。对于 STEREO A，由于并非所有仪器都提供分扇区测量，我们使用全向数据。鲑红色阴影区域表示 STEREO A 观测到的流相互作用区，流界面以虚线标示。耀斑发生时间及其余行星际结构的标注方式与图12相同。下：原位等离子体和磁场观测。太阳轨道器的太阳风密度由 RPW/QTN 测量获得。各面板与图12相同。

不过仅出现在近相对论性能量（≲400千电子伏）下。与太阳轨道器类似，只有在较高能量下才能清楚观测到质子事件，即 ≳2 兆电子伏。质子事件的最高能量似乎低于其他航天器，勉强达到 ∼25 兆电子伏。在较低离子能量下，SEPT 观测到增强的事件前强度背景（很可能由下文所述的流相互作用区造成），这可能会掩盖太阳高能粒子事件。

如图中（3）–（7）面板所示的磁场和等离子体数据表明，太阳高能粒子事件起始时间发生在流相互作用区经过 STEREO A 期间。图13右栏所示时间区间的起始处，以鲑红色阴影竖条标出了这一时刻。这些特征表明，航天器只是擦过流相互作用区结构，太阳风速度仅略有上升。速度从 ∼400 升至 ∼450 km s^{-1}；流界面附近（虚线竖线处）磁场极性突然变化，磁场强度下降且温度升高（未显示）质子密度也有所增强，这表明局部磁重联正在发生。ENLIL模拟也显示流相互作用区抵达（未显示），但比观测结果早了数小时，并推断高速流与航天器的交会更明显。在 STEREO A 处未探测到行星际日冕物质抛射的特征。这与 ENLIL 的结果一致。

SEPT 能量最低的离子能道强度在流界面之后立即出现明显变化。与此同时，热质子密度下降。数据缺口之后观测到的高能电子增强与之后发生的太阳高能粒子事件有关，与本研究所分析的事件无关。

5.2.5. 地球

图 14 （左）显示了近地航天器观测到的太阳高能粒子事件。与 STEREO A 类似，地球位于流界面之后、流相互作用区的尾部

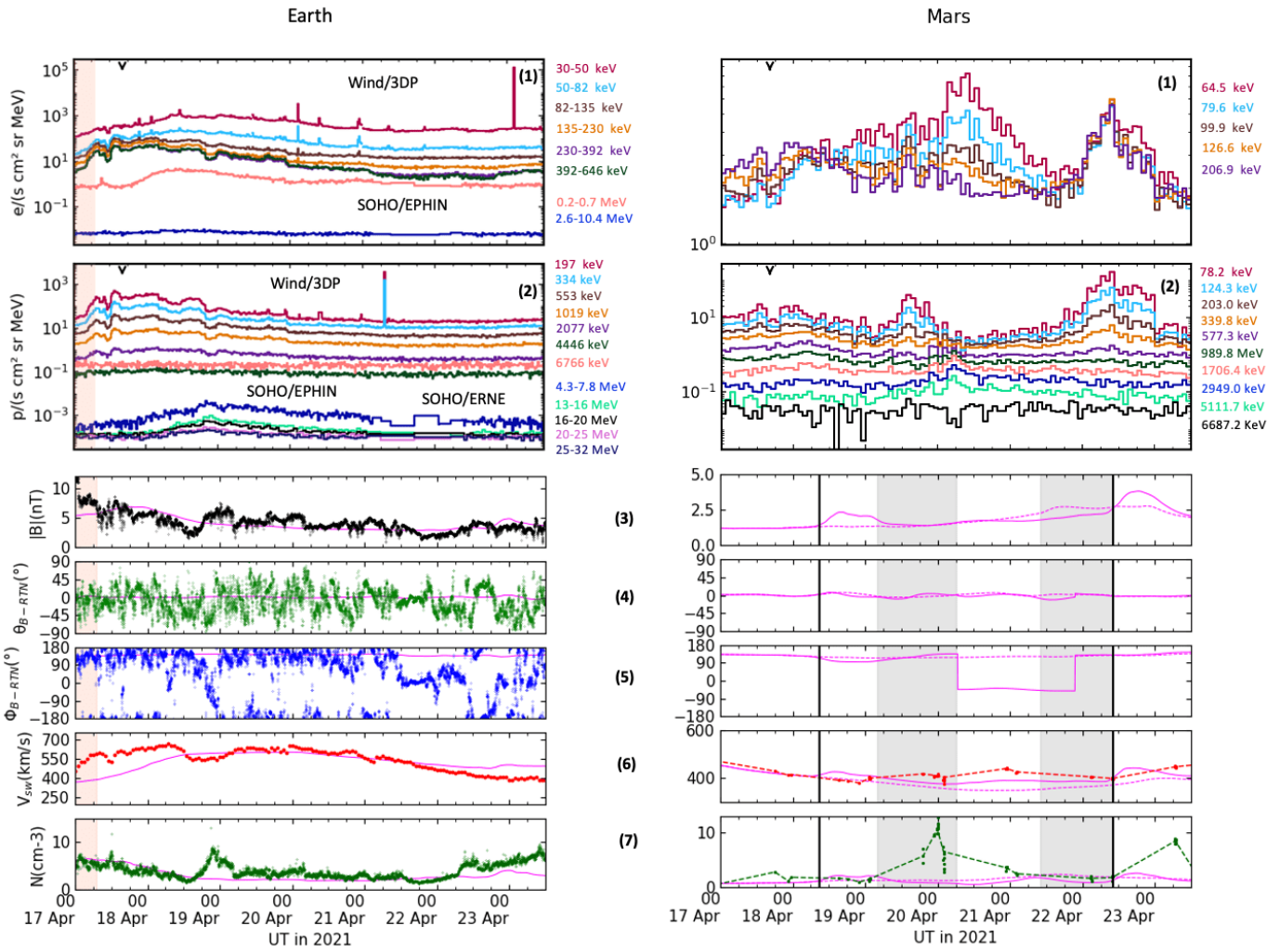


图14：地球（左）和火星（右）测得的原位太阳高能粒子时间剖面，以及等离子体和磁场观测结果。顶部：在多个能道中观测到的高能电子和质子时间剖面。耀斑时间和行星际结构如图12所示。底部：原位等离子体和磁场观测结果。各面板如图12所示。粉色虚线表示未在模拟中纳入日冕物质抛射的ENLIL背景太阳风。

区域，Wind 搭载的 MFI 和 SWE 仪器测得的情况如上。ENLIL 模拟的高速流到达地球的时间，比实际测量结果晚了几小时。流相互作用区的后边界难以界定，因为速度没有明显的阶跃式增加，动压也没有明显峰值。这种现象可能是因为抵达地球的太阳风源自多个复杂的日冕洞。一个大型南部日冕洞延伸至赤道，此外还有一些低纬度、分布较零散的大型日冕洞（未显示）。如面板（6）所示，粒子事件起始时间的太阳风速度为 ~600 km s^{-1}。面板（1）显示，只有仪器本底非常低的 SOHO/EPHIN 观测到 0.25–0.7 兆电子伏范围内明显但非常缓慢的电子事件。Wind/3DP 覆盖的较低能量范围内出现了增强的本底，这可能掩盖太阳高能粒子事件，也可能包含离子污染。这种增强的本底很可能由流相互作用区造成，也主导了 Wind/3DP 对低能离子的观测。不过，SOHO/EPHIN 和 ERNE 观测到一个延伸至十几兆电子伏范围的质子事件，该事件规模较小、过程缓慢，并且相对于耀斑发生时间明显延迟。

5.2.6 火星

2021年4月17日，火星位于距离太阳1.6天文单位处 22°，在耀斑活动区以西 225°卡林顿经度处。图14 右侧栏顶部的两个面板显示 ~60-210 千电子伏电子和 ~70-7000 千电子伏质子强度，这些数据由 MAVEN/SEP 的不同能道测得。面板（3）至（5）仅显示磁场的 ENLIL模拟，因为没有可用的测量数据。MEX/ASPERA-3/IMA 对太阳风速度（6）和密度（7）的测量相当稀疏，但总体上与 ENLIL模拟的太阳风速度吻合良好。在此情况下，我们还显示了粉色虚线，它们对应于不包含任何日冕物质抛射的背景太阳风模拟。实线与虚线之间的差异表明，仅根据 ENLIL 结果，行星际结构经过所产生的影响。模型预测，第一道行星际激波将于4月18日世界时09:00抵达。

根据 ENLIL模拟，两次发生在太阳高能粒子事件之前的行星际日冕物质抛射分别于4月19日世界时04:00和4月21日世界时10:00抵达；它们可能是此前由太阳轨道器测得的同两次行星际日冕物质抛射。最后，根据模拟以及原位测得的太阳风速度和密度上升，与所研究的太阳高能粒子事件相关的行星际激波于4月22日世界时10:00撞击火星。然而，ENLIL显示激波之后没有抛射物。因此，行星际日冕物质抛射的侧翼可能与火星擦肩而过。

很难将 MAVEN 观测到的高能粒子增强与 4月17日太阳高能粒子事件联系起来。不过，耀斑发生后，高能道中观测到了电子增强（箭头所示）。尽管起始时间很难确定，且可能早于这些电子预期的传播时间所允许的时间，但仍不能排除太阳高能粒子的潜在贡献。另一方面，更有可能的是，与该事件相关的日冕物质抛射驱动激波促成了 4月22日观测到的电子和质子增强，因为太阳高能粒子增强的峰值与 ENLIL 模拟的激波到达时间吻合良好。然而，这种增强的另一个可能来源，是同一场新的太阳高能粒子事件；STEREO A 也于 4月22日观测到了这场事件（从地球上看位于 S24E25），而在研究时段内，火星与其磁连接良好（见图1）。

5.3. 太阳高能粒子的俯仰角分布与最先到达的粒子

图 1（右）汇总了五艘日球内层航天器测得的太阳高能粒子观测结果，展示了事件特征（如强度—时间曲线、起始时间和峰值强度）在不同观测者之间的差异有多大。鉴于图1（左）所示这些航天器彼此相距甚远，且它们与母耀斑位置的间隔各不相同，这种情况并不出人意料。早期研究发现，峰值强度的经度分布通常会随着与相关耀斑经度之间的经度间隔角增大而降低（例如，Lario 等人 2013；Dresing 等（2014）；Richardson 等（2014））。这些作者使用高斯函数描述峰值强度的经度分布。然而，由于只有三名彼此相距较远的观测者，这些分析存在较大的不确定性。规模更大的新航天器队伍将使我们能够更好地分析这些经度分布，但仪器交叉定标，尤其是新任务有效载荷的交叉定标，仍有待完成。观察各航天器测得的 ∼20–25 兆电子伏质子峰值强度（图1）后，我们发现，峰值强度并未按照绝对经度间隔角的预期顺序排列。帕克太阳探测器的磁连接略差（$|\Delta\Phi| = 72°$），不及太阳轨道器（$|\Delta\Phi| = 65°$），但观测到的事件强度不仅显著更高，时间曲线也明显更为脉冲化。帕克太阳探测器测得的峰值强度更高，或许可以用它与太阳的径向距离小于太阳轨道器来解释（0.42 天文单位，而后者为 0.84 天文单位）；然而，时间曲线的显著差异更可能表明，它与太阳高能粒子注入区的磁连接不同。

在本节中，我们将更详细地分析太阳高能粒子观测，以确定最先到达的粒子的到达时间，从而将太阳高能粒子与其太阳对应观测联系起来（见第 6 节）。此外，我们还将分析俯仰角分布（PAD），以刻画俯仰角扩散的程度，即输运效应的重要性。

5.3.1. 贝皮科伦坡号

贝皮科伦坡号探测到所有观测者中最强烈的事件。考虑到它距离太阳更近（0.63 天文单位），且与相关耀斑活动区的磁连接相当良好，这一结果是可以预期的——1° (79°耀斑位置与航天器磁脚点之间的经向（总）分离角（参见表1）。贝皮科伦坡号还观测到了最早的 SEP 起始，例如 71 keV电子的起始时间为 16:30 世界时；由此推断的注入时间也是所有观测者中最早的（见第6节）。令人惊讶的是，BepiColombo/SIXS探测到的 71 keV电子起始时间比 960 keV电子早 5 分钟（见表4）。尽管这些起始时间在误差范围内几乎一致，但推断出的注入时间差异显著。低能电子的飞行时间长得多，因此其注入时间比 ∼1 兆电子伏电子早 11 分钟。首批 25 兆电子伏质子于 17:00 世界时 ±4 分钟被探测到，其推断的注入时间介于低能电子与高能电子之间。不过，考虑到误差范围，该时间与两种推断出的电子注入时间都相符。图15 展示了 SIXS 测得的分区高能粒子数据（中图）、四个不同观测方向中心所覆盖的俯仰角（上图），以及强度—俯仰角分布（下图）。左图显示 ∼100 千电子伏电子，右图显示 8 兆电子伏质子。尽管该事件具有各向异性，这一点可从 SIXS 仪器不同探测面观测到的强度水平差异看出，但速度弥散分析对电子和质子都未能得出有意义的结果。因此，我们只能通过时移分析，推断太阳上特定能段的粒子注入时间。质子的各向异性更强，且各向异性阶段明显更长，持续约两小时。遗憾的是，电子起始时间落在一个俯仰角覆盖范围较差的时段，涉及的探测面本应接收到沿向外磁场从太阳流来的粒子（俯仰角为 0）。因此，起始阶段的电子各向异性可能被低估，这也可能导致测得的电子起始时间偏晚。

5.3.2. 帕克太阳探测器

根据 ∼25 兆电子伏质子观测（见图 1，右），帕克太阳探测器观测到的事件强度仅次于贝皮科伦坡号。由于目前尚无以强度为单位的帕克太阳探测器电子观测数据，因此无法将其强度水平与其他航天器的观测进行比较。

图 16显示了 EPI-Hi/LET 在不同观测方向上的 920 千电子伏（上图）和 90 千电子伏（第三幅图）高能电子观测数据，以及 EPI-Lo 两个楔形探测器的观测数据。根据朝日扇区和 5 分钟平均数据确定的起始时间以红色虚线标出。

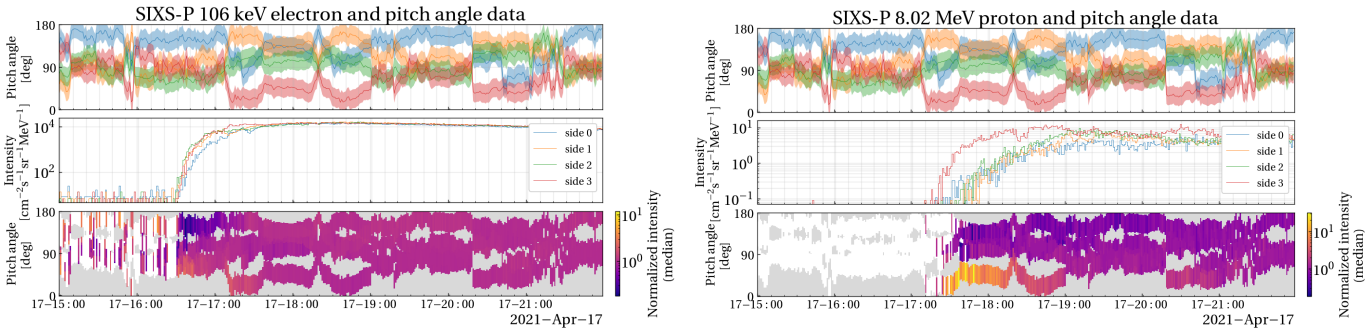


图 15：BepiColombo/SIXS 测得的 106 千电子伏电子（左）和 8.02 兆电子伏质子（右）的俯仰角分布。上：探测面 0–3 的俯仰角覆盖范围；中：探测面 0–3 测得的强度；下：俯仰角分布，颜色表示强度，并按每个时间步长的中位数归一化。灰色俯仰角区间表示无俯仰角覆盖，白色区间表示计数为零的时段。

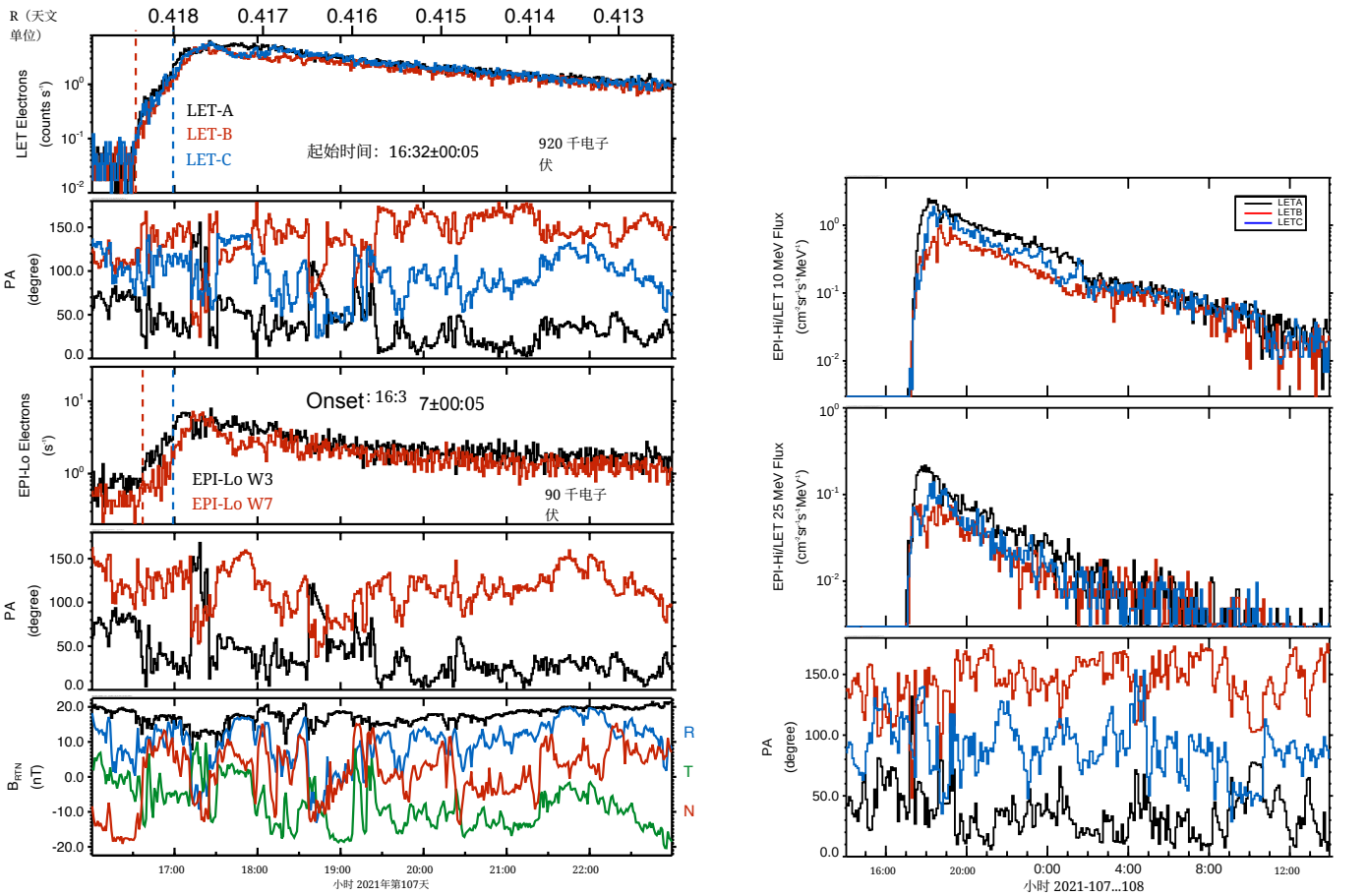


图 16：PSP/IS⊙IS 对高能电子起始时间（左）和质子增强（右）的观测。左上：三个相互正交的 EPI-Hi/LET 望远镜孔径观测到的 ~920 千电子伏电子时间剖面。左侧第二幅图：各 EPI-Hi/LET 孔径的俯仰角。左侧中间：EPI-Lo 楔形探测器 3 和 7（分别朝向太阳和背向太阳）观测到的 ~90 千电子伏电子时间剖面。左侧第四幅图：EPI-Lo 楔形探测器 3 和 7 视轴的俯仰角。左下：PSP/FIELDS 磁力计测得的 RTN坐标系中的磁场强度和矢量。右上：三个相互正交的 EPI-Hi/LET 望远镜孔径观测到的 ~10 兆电子伏质子时间剖面。右侧中间：三个相互正交的 EPI-Hi/LET 望远镜孔径观测到的 ~25 兆电子伏质子时间剖面。右下：各 EPI-Hi/LET 孔径的俯仰角。

虽然 EPI-Hi 的时间分辨率不足以分辨这些相对论性电子的速度弥散，但 EPI-Lo 的时间分辨率足以分辨近相对论电子的速度弥散。然而，这些能量下的统计数据有限，因此难以断定 EPI-Lo 是否观测到了电子速度弥散。尽管如此，在 90 千电子伏电子的观测中仍存在较小但显著的各向异性，表现为朝向太阳的观测扇区 W3（黑色）强度高于背向太阳的观测扇区 W7（红色）。在电子事件的上升阶段，约世界时 17:00，我们仍观测到第二个阶跃，如图16 （左）第三幅图中的蓝色虚线所示；EPI-Lo 和 EPI-Hi 均观测到了这一阶跃。它与磁场的任何变化都无关，因此似乎并非由局部效应造成。之后，约在世界时 17:30–18:00，我们观测到一个更强的各向异性阶段，EPI-Lo 和 EPI-Hi 的观测结果一致，且该阶段似乎与磁场变化有关。

图 16 （右）展示了 EPI-Hi/LET 提供的不同观测方向上 10 兆电子伏（上图）和 25 兆电子伏（中图）质子的观测结果。与贝皮科伦坡号的情况一样，质子观测显示出比电子更强的各向异性，而且持续时间也更长（>6 小时）。在 10 兆电子伏和 25 兆电子伏的强度剖面中，朝向太阳的孔径（LETA）均显示出最早的起始时间和最高的强度。

与电子观测不同，质子显示出明显的速度弥散。图 17 展示了速度弥散分析（VDA），结果表明质子的路径长度为 $L = 0.63$ 天文单位，推断的质子注入时间为 16:46 世界时 ± 10 分钟。即使考虑不确定性，该注入时间仍显著晚于通过时间平移分析（TSA）对电子进行测定所得的时间；该分析采用相同的路径长度，测得 920 千电子伏（90 千电子伏）电子的起始时间分别为 16:26 世界时（16:30 世界时）。

5.3.3. 太阳轨道器

太阳轨道器在太阳上的磁脚点与耀斑位置的经度间隔同样很大，与帕克太阳探测器的情况相似，但它位于另一侧，也就是耀斑以西。太阳轨道器观测到的质子强度明显低于帕克太阳探测器（见图 1，右图）。此外，与观测到脉冲式质子

时间剖面方面，太阳轨道器观测到电子和质子的剖面都较为平缓。对于日冕物质抛射驱动的激波加速而言，由于观测者与日冕物质抛射驱动激波前沿的连接不同，位于源区东侧的观测者预期会比位于西侧的观测者观测到更平缓的时间剖面（例如 Cane 等（1988））；然而，二者峰值强度的差异预计不会呈现如此显著的不对称性（例如 Richardson 等（2014））。不过，太阳轨道器与太阳的距离是帕克太阳探测器的两倍，这预计也会造成这种强度差异。

高能电子观测未显示出显著的各向异性；低能电子也是如此，如 ~100 千电子伏电子俯仰角分布（图18，左）所示，该分布由太阳轨道器/EPT观测得到；兆电子伏能量下也未显示各向异性（未展示）。图18 右侧显示了由 ~8 兆电子伏质子

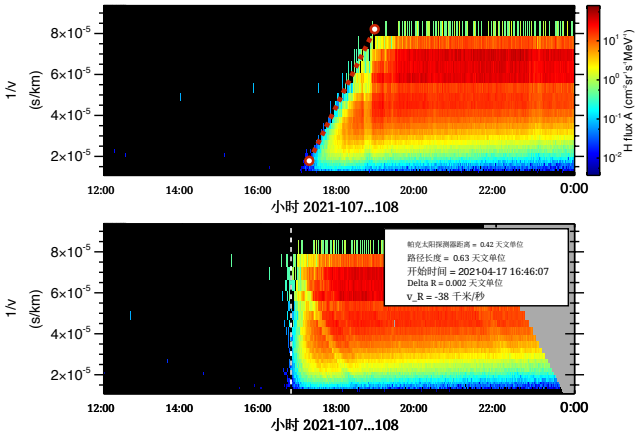


图 17：帕克太阳探测器 EPI-Hi/LETA 探测的 1 至 30 兆电子伏质子的速度色散分析。上图：红线是根据观测到的强度随 1/v 和时间变化的起始时间进行的目测拟合。下图：绘制了相同数据，但已去除速度弥散。图例给出了拟合线对应的推导路径长度和注入时间。

，由 Solar Orbiter/HET 探测得到。结果表明，MeV质子事件的早期阶段约有七小时呈现各向异性，朝向太阳的望远镜测得的通量较高，对应的俯仰角接近180°，这与向内的磁场极性一致（另见表1第 8 列）。

进行 VDA 时，我们根据 HET 朝日望远镜中的质子时间剖面确定起始时间。因此，我们使用 7 兆电子伏至 45 兆电子伏之间的能道，并将每三个质子能道合并，重构能量区间。随后，我们应用泊松累积和方法（Huttunen-Heikinmaa 等（2005）），得出这些新能道的起始时间。质子 VDA 基于这些起始时间，推算出的注入时间为 17:14±12 分钟，路径长度为 $L = 1.24 \pm 0.18$ 天文单位。我们在图 19 中展示结果，并将得出的 VDA 拟合曲线叠加在动态质子能谱图上。

对于电子，由于许多不同能道的起始时间基本相同，因此无法进行 VDA。可能的原因是事件起始阶段的俯仰角覆盖范围较差，未能覆盖沿磁场方向。因此，我们基于 TSA 为选定能道确定推算的注入时间，并假设路径长度与质子 VDA 得出的路径长度相同（见表4）。

最早到达的粒子是兆电子伏电子，起始时间为 16:52±15 分钟（1.1–2.4兆电子伏），随后是近相对论性（106 千电子伏）电子，起始时间为 17:13±2 分钟。低能和高能电子的起始时间推算出的太阳注入时间（分别为 16:41±15 分钟和 16:55±2 分钟）均早于质子 VDA 得出的时间（见第 6节）。

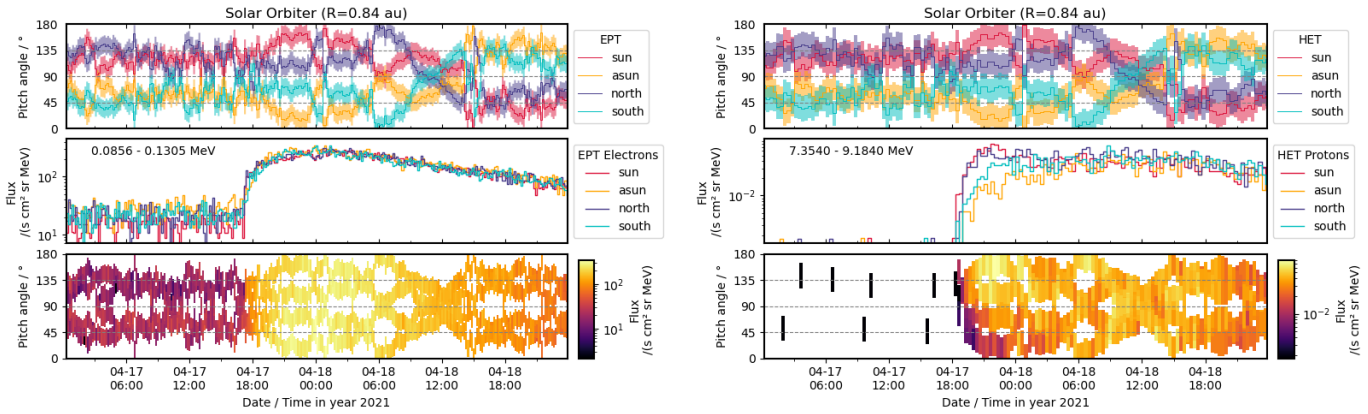


图18：Solar Orbiter/EPD-EPT和EPD-HET分别观测到的86–130 keV电子（左）和7.4–9.2 MeV质子（右）的俯仰角分布。上：四个不同传感器孔径覆盖的俯仰角范围。中：各视场观测到的强度。下：以颜色编码强度的俯仰角分布。

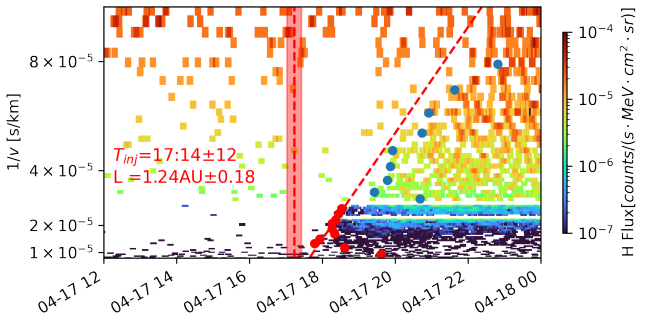


图19：Solar Orbiter/HET sun（红点）和EPT sun（蓝点，不纳入速度色散分析拟合）测得的质子速度色散分析。红色竖线及阴影表示推算出的注入时间及其不确定性。

5.3.4. STEREO A

STEREO A 是一位相距很远的观测者；根据 ADAPT-WSA 计算， 129° (109°)耀斑位置与航天器在太阳处磁脚点之间的经度（总角度）间隔。因此，STEREO A 观测到的太阳高能粒子事件强度低于迄今研究过的事件，且强度—时间曲线变化更为平缓、粒子分布也更接近各向同性（例如，Dresing 等（2014））。图 20 （左）显示了 STEREO A/SEPT 观测到的 ~100 千电子伏电子俯仰角分布。除强度达到最大值时外，未见各向异性；在强度最大时，背日扇区的强度略高。值得注意的是，由于航天器在 2015年太阳上合后被倒置，太阳扇区和背日扇区已不再沿名义帕克螺旋方向，而是与其垂直。

图20 （右侧，自上而下第三个面板）显示了在 STEREO A/LET 的 16 个扇区中观测到的 4–6 兆电子伏质子强度。顶部面板显示以颜色编码的强度—俯仰角分布，第二个面板显示各扇区中心的俯仰角。单个扇区的数据统计质量较差，因此底部面板分别显示 A、B 扇区的平均强度，并以黑色显示所有扇区的平均值。有趣的是，LET 显示出双重峰值时间剖面：第一个峰值始于4月17日世界时18:00刚过，其各向异性远强于第二个峰值，因为此时LET的B侧探测面几乎还没有观测到强度。两个峰值之间在 ~6 4月18日世界时的减弱并非由俯仰角覆盖范围不足造成。事实上，这一阶段的俯仰角覆盖范围优于相邻时段。如图13 （右侧）所示，没有明显的行星际结构可以与这一低谷对应。因此，我们认为这可能是磁场与母源区之间的连接发生变化所致，也可能是发生了截然不同的新一轮粒子注入；两个峰值的各向异性强弱不同也支持这一判断。

由于该事件呈渐进性，且统计数据相当有限，因此无法进行速度色散分析。为了确定起始时间，我们不得不对数据取平均，导致较大的不确定性。我们测得85–125 keV电子的起始时间为18:25±10 min，13.6–23.8 MeV质子的起始时间为19:30±1h。假设粒子沿名义帕克螺旋无散射传播，路径长度为1.16 au，则推算出的注入时间分别为电子的18:08±10 min和质子的18:20±1 h。STEREO A处观测到的事件能量也较低。与其他所有内侧航天器不同，STEREO A未探测到MeV范围的电子，且25 MeV质子事件非常微弱（见图1，右图）。不过，这也可能是仪器差异所致，因为STEREO A/HET的灵敏度较低。

5.3.5. 近地航天器

如第 5.2.5 节所述，在日地L1点仅观测到高能的电子和质子太阳高能粒子事件。然而，由于该事件较弱且发展十分缓慢，无法进行速度色散分析，确定的起始时间（见表 4）存在很大不确定性。总的来说，地球上观测到的事件较弱、延迟且渐进，这表明该事件可能仅因垂直粒子扩散才得以观测到（例如，Dresing 等（2012）），因为源区很可能没有直接的磁连接。

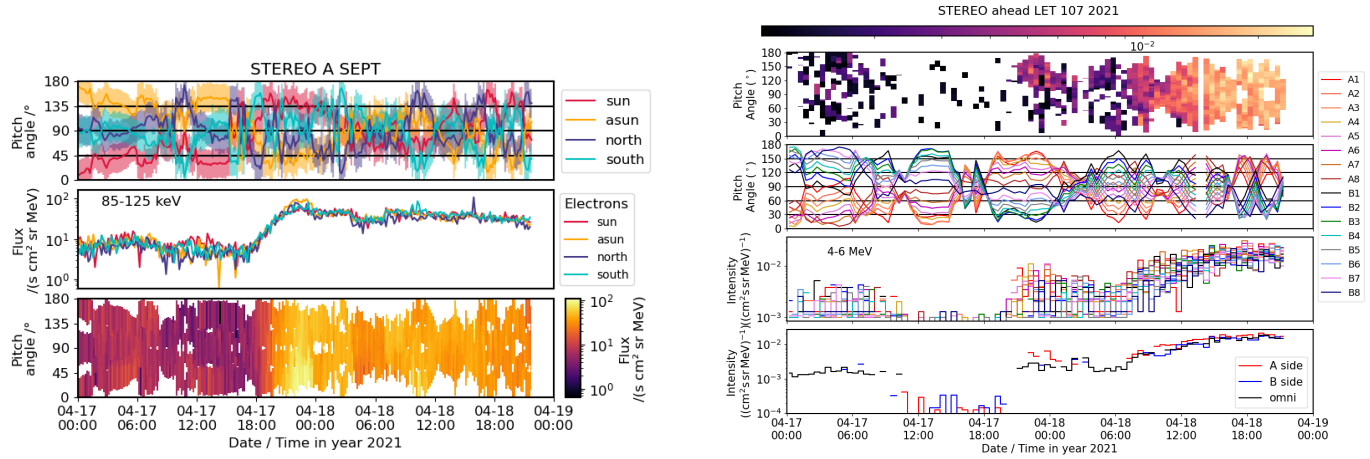


图 20：分别由 STEREO A/SEPT 和 LET 观测到的 85–125 千电子伏电子（左）和 4–6 兆电子伏质子（右）的俯仰角分布。左图自上而下依次显示：不同传感器孔径的俯仰角覆盖范围、各视场观测到的强度，以及以颜色编码强度的俯仰角分布。右图自上而下依次显示：以颜色编码强度的俯仰角分布、不同 LET 扇区的俯仰角指向、各扇区观测到的强度，以及仪器两侧各八个扇区测得的平均强度。

6.太阳高能粒子事件源的联合定时分析及其启示

表 4 列出了2021年4月17日太阳高能粒子事件的主要特征时间线，其中不同航天器的所有观测时间（第2列）均已换算至太阳时（第1列）。这意味着，遥感观测根据不同航天器与太阳的距离，对变化的光行时进行了校正；而高能粒子起始时间则用于推断相应的太阳注入时间。研究多个航天器所观测到的太阳高能粒子事件，需要使用多种仪器；这些仪器的能量范围和通道宽度各不相同，仪器本底也各异，信噪比因其相对于太阳高能粒子源区的位置不同而变化，同时局部星际条件也不尽相同，可能会影响太阳高能粒子观测（见第 5 节）。所有这些因素都使得比较不同航天器上的太阳高能粒子观测颇具挑战性。例如，对于许多航天器位置或粒子种类，无法进行速度色散分析（见第 5.3 节）。在这些情况下，我们采用简单的时间移位分析来推断太阳高能粒子注入时间，并选用起始时间清晰的能道。这意味着有时必须使用不同的能量范围来推断太阳高能粒子注入时间。

表4 （另见图21）显示，该事件的第一个特征是硬X射线耀斑开始，其在世界时16:00时就已发生。此后，耀斑持续了近一小时，期间出现多个硬X射线峰，最后一个也是最强的峰出现在世界时16:44:30（另见第4.1节）。首次观测到III型射电暴起始（TIII(1)），是在耀斑开始后仅16分钟；随后在世界时16:18观测到首次II型（TII(1)）射电暴（另见第4.5节）。大约在这一时刻（16:18±4分钟），根据71 keV电子的起始时间推断，首批太阳高能粒子被注入并朝贝皮科伦坡号传播。约25兆电子伏的质子随后于16:25±4分钟被注入并朝贝皮科伦坡号传播；从时间上看，这发生在TIII(1)与TIII(2)之间，也就是TII(1)结束时。Mio号搭载的贝皮科伦坡号SPM仪器甚至能够探测到 > 200兆电子伏质子，但它们到达时间明显滞后，推断的注入时间为16:43±5分钟。令人惊讶的是，与71 keV电子相比，我们确定 ∼1 兆电子伏电子的注入时间明显更晚，为16:29±1分钟，发生在TIII(2)期间。由于贝皮科伦坡号/SIXS观测到的事件具有脉冲性且强度很高，其起始时间界定明确、不确定性很小；我们假定推断的注入时间也具有相同的不确定性。这有力表明，贝皮科伦坡号观测到的电子和质子不仅来自不同的注入阶段，而且近相对论粒子和相对论粒子也对应不同的注入时间；在2021年10月9日太阳高能粒子事件期间也观测到了这一特征（Jebaraj 等（2023a））。

图 21展示了推断出的太阳高能粒子注入时间（竖线），并将其与 Solar Orbiter/STIX 对硬X射线耀斑的观测以及 PSP/RFS 的射电观测进行了比较。与表4不同，图 21仅显示推断为发生在事件早期阶段（即射电活动阶段）的注入时间。因此，图中仅纳入了与 Bepi-Colombo、帕克太阳探测器和太阳轨道器这三艘连接条件最佳的航天器相对应的时间。

对于帕克太阳探测器，我们发现其注入时间晚于贝皮科伦坡号，而电子的注入时间则显著早于质子。推断相对论性电子和近相对论电子均在 16:26±5分钟（∼1 兆电子伏）和 16:30±5分钟（∼90 千电子伏）于 TIII(2) 期间注入。由于发现 TIII(2) 的指向性强烈朝向帕克太阳探测器，这种关联并不令人意外。我们没有发现与 TIII(1) 相关的太阳高能粒子到达帕克太阳探测器所在位置的证据。不过，帕克太阳探测器电子事件上升阶段某个阶跃状特征的推断注入时间（见第 5.3.2 节）与 TIII(4) 在时间上相关；后者是第二次 III 型射电暴，指向性明显朝向帕克太阳探测器（参见第 4.5 节）。帕克太阳探测器观测到的十兆电子伏质子具有明显的速度弥散，据此得到的注入时间为 16:46±10分钟，在时间上位于 TIII(3) 与 TIII(4) 之间。这表明，

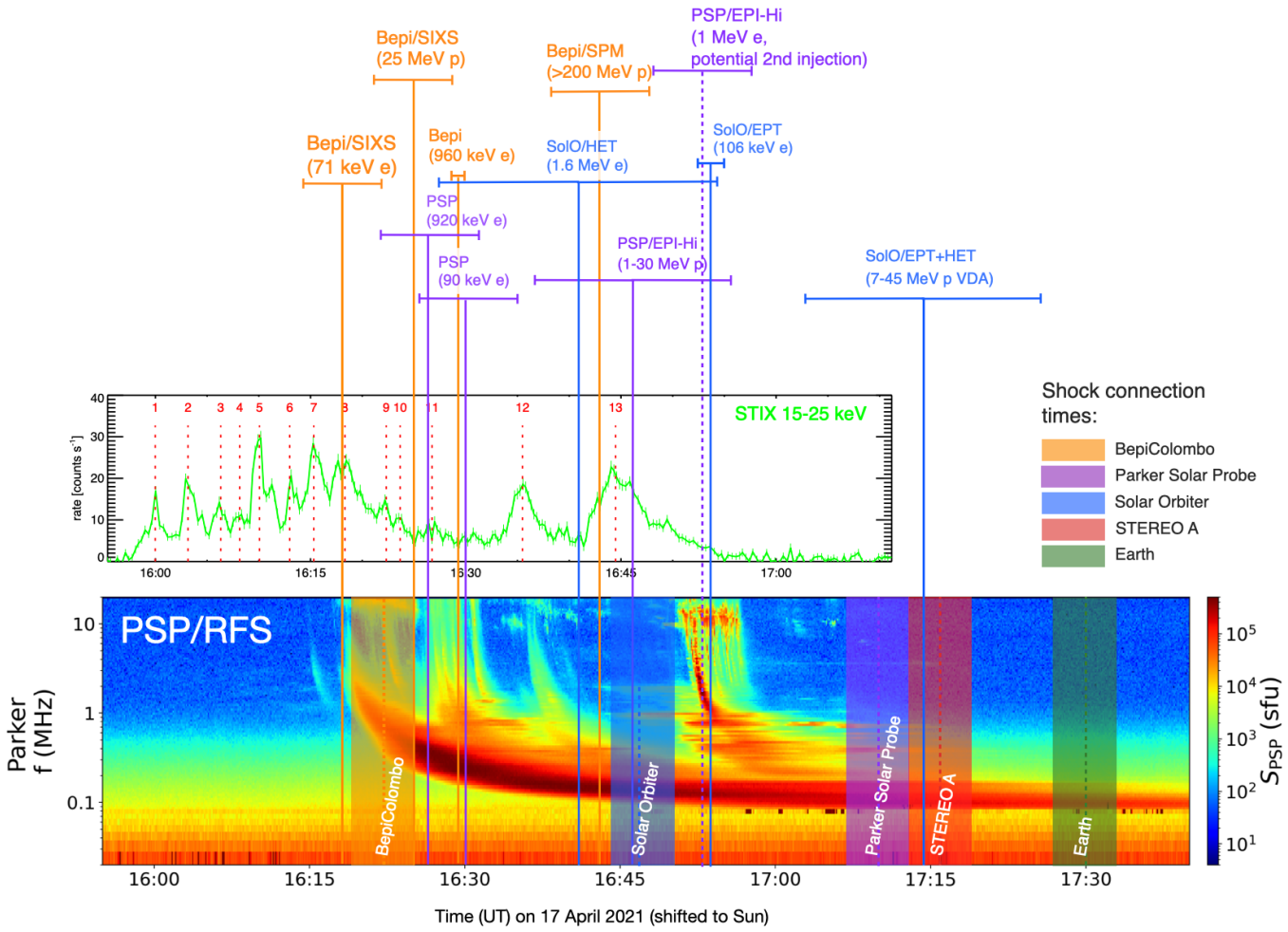


图21：推断的太阳高能粒子注入时间（顶部的竖线及时间误差线）叠加在PSP/RFS观测到的射电频谱图和Solar Orbiter/STIX的15–25 keV X射线观测上。假设辐射传播至相应航天器所需的时间，将所有时间换算至太阳处。阴影范围标示航天器与日冕物质抛射驱动激波建立磁连接的时间，并包括 ±3分钟的不确定度。

与贝皮科伦坡号的观测结果类似，电子和质子是在不同事件期间注入的，并且可能与不同的加速机制和位置有关。

如第5.2.3节所述，太阳轨道器与太阳之间的行星际环境受到小型瞬变事件的扰动，这可能影响了太阳高能粒子的传输，导致峰值强度相对较低，起始时间也不那么明确。这也可能造成 SEP 起始延迟，进而推断出过晚的注入时间，尤其是在使用 TSA 时；我们正是用 TSA 分析太阳轨道器观测到的电子。尽管如此，采用质子 VDA 得出的相同路径长度，我们发现电子的注入时间仍呈现出相同规律：16：41±15分钟（~1.6 兆电子伏）和 16：55±2分钟（~100 千电子伏）的电子被推断为比质子更早注入。对于质子，我们能够进行速度色散分析，得出的 7 至 45 兆电子伏质子的注入时间为 17：14±12分钟。只有 106 千电子伏电子的注入时间可能与某个射电特征有关，即 TIII(4)。推断出的质子注入时间比最后一次 III 型射电暴（TIII(4)）晚约 20 分钟。

STEREO 和地球处太阳高能粒子的起始时间延迟如此之久且不确定性如此之大，以至于我们无法推断它们与该事件早期活动现象之间存在直接联系，如图21所示。此外，三个连接条件最佳的航天器（贝皮科伦坡号、帕克太阳探测器和太阳轨道器）的注入时间已覆盖了约 40 分钟的整个射电活动时段。这意味着，全部四次 III 型射电暴都可能标志着不同的太阳高能粒子注入，这些注入共同促成了全球多航天器 SEP 事件。这些射电暴方向各异（见第4.5节），也意味着多个注入阶段对不同观测者位置的影响可能各不相同。

图中竖直阴影区域21 表示根据第4.4 节所报告的分析并汇总于表3中的结果，与五艘内日球层航天器分别建立日冕物质抛射驱动激波磁连接的时间（包括不确定度）。尽管我们发现，激波可能在较早且较低的高度就已与全部五个航天器位置建立连接，但推断出的若干注入时间更早就已发生，这表明激波并非这些最先到达的粒子的主要加速源

表4：太阳现象的时序及推断的太阳高能粒子注入时间 tinj。所有时间均已换算至太阳。

日期 / 时间 在太阳处	在观测者处	观测者 / 仪器	特征	注释
4月17日				
16:00	16:07	Solar Orbiter/STIX	第1个非热硬X射线峰	主峰，极其脉冲式，<1分钟持续时间
16:16	16:24	STA/SWAVES	III型射电暴 #1 起始时间	在帕克太阳探测器、太阳轨道器上也观测到，以及 Wind 上。
16:18±4分钟	16:30±4分钟	BepiColombo/SIXS	71 千电子伏电子的注入时间	TSA，路径长度 L=0.669 天文单位
16:18	16:26 世界时	地基/e-CALLISO	十米波段起始-II型暴	
16:22±3 分钟	16:30±3 分钟	贝皮科伦坡号	激波连接	基于地球和 STA 观测的时间
16:25±4 分钟	17:00±4 分钟	BepiColombo/SIXS	25 兆电子伏质子的注入时间	TSA，路径长度 L=0.669 天文单位
16:26	16:31	PSP/RFS	III型射电暴第2组开始	一系列五次III型射电暴；均由帕克太阳探测器观测到，且偏振度很高
16:26 ±5分钟	16:32±5 分钟	PSP/EPI-Hi	920 千电子伏电子的注入时间	其中一个也被太阳轨道器和 STA 观测到 TSA，路径长度 L=0.63 天文单位
16:28	16:36	SOHO/LASCO	日冕物质抛射首次出现	E116S09；速度：v=880 km s^{-1} 在 ∼16 $R_\odot$
16:29±1分钟	16:35±1分钟	BepiColombo/SIXS	960 千电子伏电子的注入时间	TSA，路径长度 L=0.669 天文单位
16:30±5分钟	16:37±5分钟	PSP/EPI-Lo	∼90千电子伏电子的注入时间	TSA，路径长度 L=0.63 天文单位
16:35	16:40	PSP/RFS	III型射电暴第3组开始	II型和III型射电暴，在 SolO、Wind、STA 上也有观测
16:35:30	16:42	Solar Orbiter/STIX	非热硬X射线峰 #12	主要晚期峰，∼7分钟持续时间
16:41±15分钟	16:52±15分钟	Solar Orbiter/HET	1.1-2.4 兆电子伏电子的注入时间	TSA，路径长度 L=1.24 天文单位
16:43±5分钟	16:53±5分钟	贝皮科伦坡号/水星磁强计（Mio-SPM2）	>200兆电子伏质子的注入时间	最早在以下位置观测到起始时间 所有SPM通道 TSA，路径长度 L=0.67 天文单位
16:44:30	16:51:30	Solar Orbiter/STIX	非热硬X射线峰 #13	25-50 千电子伏处的最强峰；∼10分钟持续时间
16:46±10分钟		PSP/EPI-Hi	1–30 兆电子伏质子的 tinj	速度色散分析，得到的路径长度 L=0.63±0.05 天文单位
16:47±3 分钟	16:55±3 分钟	太阳轨道器	激波连接	基于地球和 STA 观测的时间
16:49	16:54	PSP/RFS	III型射电暴 #4 开始	II型和III型射电暴，高度偏振
16:54±5分钟	16:58±5分钟	PSP/EPI-Hi	可能的第二次注入时间	TSA，路径长度 L=0.43 天文单位
16:55±2分钟	17:13±2分钟	太阳轨道器/EPT-North	920 keV电子 106 keV电子的注入时间	TSA，路径长度 L=1.24 天文单位
17:11±3 分钟	17:19±3 分钟	PSP	激波连接	根据地球和 STA 观测得到的时间
17:14±12分钟		太阳轨道器/EPT+HET	7–45 兆电子伏质子的注入时间。	速度色散分析得出的路径长度 L=1.24±0.18 天文单位
17:16±3 分钟	17:24±3 分钟	STEREO A	激波连接	基于地球和 STA 观测的时间
17:30±3 分钟	17:38±3 分钟	地球	激波连接	基于地球和 STA 观测的时间
18:08±10分钟	18:25±10分钟	STA/SEPT-北	85–125 keV 电子的注入时间	TSA，路径长度 L=1.16 天文单位
18:20±1小时	19:30±1小时	STA/HET	13.6–23.8 兆电子伏质子的注入时间。	TSA，路径长度 L=1.16 天文单位
22:03±2.5小时	22:15±2.5小时	SOHO/EPHIN	0.25-0.7 兆电子伏电子的注入时间	TSA，路径长度 L=1.23 天文单位
4月18日				
4:07±2小时	5:00±2小时	SOHO/ERNE	13-25 兆电子伏质子的注入时间	TSA，路径长度 L=1.23 天文单位

。对于贝皮科伦坡号，71 千电子伏电子的注入时间与 25 MeV质子的注入时间（考虑不确定度范围后）和激波连接时间一致。相对论性电子被发现注入得更晚，因此仍有可能存在与激波相关的源。对于帕克太阳探测器而言，其注入时间相对较晚

17:11±3时的激波连接时间；所有太阳高能粒子注入时间都被推断为明显更早。相比之下，对于太阳轨道器，可以认为激波是唯一的源，因为激波连接时间发生在推断出的首次注入时间（考虑到较大的误差范围）期间；这次注入对应的是MeV电子，且远早于推断出的

~100 千电子伏电子和质子的注入时间。对于 STEREO A 和地球，激波连接时间早于所有推断出的注入时间；但由于起始时间显著延迟且不确定，无法明确判定激波相对于可能涉及的输运效应所起的作用。

7. 行星际输运建模

本节中，我们使用Strauss& Fichtner(2015年的空间二维模型，展示太阳高能粒子的行星际输运模拟。我们针对150 keV电子进行模拟，以定性说明本文讨论的输运概念，例如垂直扩散相对于与源区直接磁连接的作用。作为模型输入，我们采用Strauss等人(2017年, 2020年)使用的俯仰角和垂直扩散系数。这些系数基于基础湍流量，并经过优化，以重现Dresing等人(2014年)的广泛分布事件目录。图22 左上面板显示了单一太阳高能粒子源假设下，粒子注入五小时后由该模型计算得到的150 keV电子全向强度等值线图。图中还标出了不同航天器的位置，以及它们与模型内边界的磁连接；该边界假设为阿尔fvén面，约位于 $r \sim 10\ R_{\odot}$ (0.05天文单位)。虚线磁力线连接至注入太阳高能粒子分布的峰值位置；该分布假设为空间宽度为 5°的高斯分布。下方展示了不同航天器处全向强度的时间剖面、假设的太阳高能粒子源剖面，以及相应的粒子各向异性。与先前的研究一样，我们假设太阳高能粒子源具有Reid–Axford剖面，加速时间为0.1小时，逃逸时间为一小时。微分强度的时间剖面显示了两组模型解：第一组以虚线表示，采用Strauss等人(2017年)的默认设置；实线则表示平行平均自由程减小了5倍的模型解，尽管这种处理方式确实有些临时性。此举是为了考虑本次事件期间内日球层可能更加扰动的状态，详见第5节；相比之下，基础模型假设的是平静的太阳活动极小期条件。当然，较小的平行平均自由程，也就是更强的俯仰角散射，会导致强度上升至峰值的过程更慢、衰减阶段更缓慢，且各向异性程度更低。要确定能够恰当重现这一特定事件的输运参数具体取值，将是未来更深入建模研究的课题。有趣的是，也是这一基础设置得出的主要结论：尽管模型重现了大多数航天器观测到的总体趋势，但对于帕克太阳探测器所在位置，模型在一系列输运参数下始终低估了太阳高能粒子强度。

作为解决这一差异的一种可能办法，图22右侧的面板展示了多个太阳高能粒子源的模拟情景，它们在不同位置向内日球层释放粒子。上方面板中的点线和虚线表示这四个注入源的位置，其位置的选择大致对应于第4.5节推断出的四次观测到的射电暴的位置。这四次注入的强度——然而，这些强度并未得到充分约束，此处的选择相当任意，只是大致与测量结果相符。选择这些注入的归一化值，使注入日球层的电子总注量在左侧和右侧面板中相同。对于默认模型设置（即虚线曲线），在磁连接良好的航天器所计算出的时间剖面中，可以看到不同的注入；而在俯仰角散射更强的情况下，这些显著峰值则会消失。更重要的是，帕克太阳探测器处的模拟剖面水平现在也与观测结果更加一致。

8. 讨论

与2021年4月17日耀斑—日冕物质抛射相关的太阳高能粒子事件，由内日球层中五艘彼此相距较远的航天器观测到，火星的观测也提供了额外约束。多视角观测呈现出这一事件的复杂图景：高能电子事件和质子/离子事件的特征存在显著差异，且其强度的经度分布不对称。我们发现，太阳高能粒子广泛扩散的原因涉及多种机制，而这些机制对于不同观测视角的重要性各异。下文将对此进行讨论。

与其他涉及高能粒子的广泛太阳高能粒子事件相比（例如，Lario等（2017）；Kouloumvakos等（2019）；见第4.1节），此次相关日冕物质抛射的速度较慢、宽度较窄（速度： ~880 千米/秒$^{-1}$，宽度： ~46°；见第4.2节），而硬X射线太阳耀斑辐射持续时间异常长（1小时），且结构复杂（参见第4.1节）。射电事件的持续时间也同样很长（第4.5节），并呈现出四组清晰的III型暴，表明在约40分钟内发生了多次粒子注入。观测到的几次II型暴也表明，相关激波的不同侧翼区域存在粒子加速。尽管这一事件由五艘彼此相距较远的航天器组成的舰队观测到，但太阳表面的光学覆盖并不完整，因此部分可能的耀斑位置所在扇区未被观测到。不过，对现有X射线、极紫外、白光和射电观测的综合分析表明，此次事件由太阳上单一源活动区相关的活动引起（参见第4节）。

最早的 SEP 起始及推断出的注入时间出现在贝皮科伦坡号上；它与耀斑活动区的磁连接最佳。帕克太阳探测器（位于耀斑以东）和太阳轨道器（位于耀斑以西）与活动区的距离都明显更远，但两者与活动区的日心经度间隔相近。然而，这两艘航天器观测到的 SEP 特征截然不同，表明存在经度不对称性：帕克太阳探测器观测到的事件强度更高、脉冲性更强，而太阳轨道器观测到的事件则持续时间更长、强度更低且出现较晚。虽然强度差异也可能由航天器径向距离不同所致，但强度—时间曲线的显著差异更可能表明它们与源区的磁连接不同，可能连接到 CME驱动的激波前沿的不同部分（例如，Cane 等（1988）），和／或对应于不同方向的 SEP 注入组合。

我们详细的射电分析表明，观测到的四次 TIII型射电暴事件中，有两次的方向显著

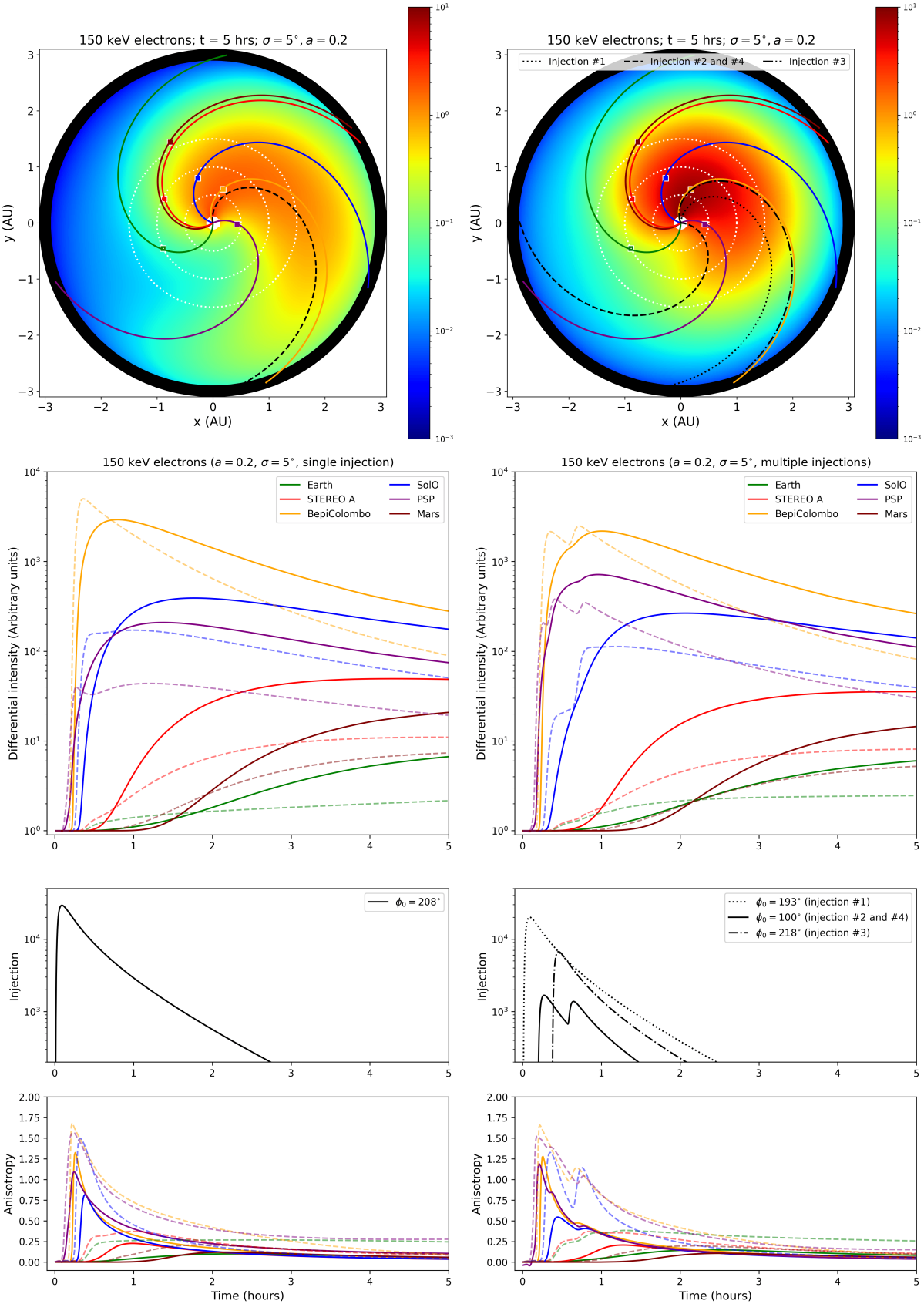


图 22：150 keV电子的输运建模结果。左侧各图展示单次太阳高能粒子注入行星际空间的标准情形，右侧各图则对应多次注入。上方各图为初始注入后五小时的太阳高能粒子强度归一化等值线图；下方各图展示了多个航天器位置处的粒子强度随时间的变化、不同的太阳高能粒子注入，以及由此产生的粒子各向异性。更多详情见正文。

与其他射电暴相比，明显更多地朝向帕克太阳探测器。这两个注入阶段可能是帕克太阳探测器电子事件的主要源，这也得到了推断出的注入时间（参见第 6节）以及输运模型的结果（第 7节）的支持。由于我们推断质子的注入时间早于激波连接时间（参见第 6节），这些注入也可能促成了帕克太阳探测器上的质子事件。这也解释了与太阳轨道器相比，帕克太阳探测器上观测到的强度为何相对较高。然而，帕克太阳探测器上质子事件持续约九小时的各向异性（见图 16），而电子事件中并未观测到这种现象，这表明质子注入持续时间较长，且很可能与日冕物质抛射驱动激波有关。太阳轨道器也呈现出类似情况：质子显示出明显的各向异性，持续约七小时，而电子没有（图 18），这表明激波在太阳轨道器上的质子事件形成过程中发挥了重要作用。此外，贝皮科伦坡号观测到持续较长时间的质子各向异性（约七小时），而电子仅在事件上升阶段显示出显著的各向异性（图 15），这与一次短暂的、可能与耀斑有关的注入相符。虽然不能排除耀斑最初对贝皮科伦坡号和帕克太阳探测器上的质子事件有所贡献，但后续激波的贡献很可能存在。

STEREO A 和近地航天器观测到了一次强度更低、延迟更久的太阳高能粒子事件；它们在日心经度上相距甚远（126° STEREO A 位于 144°，地球位于2，见表）。在这两个位置，电子均未观测到显著的各向异性；而在 STEREO A，LET 质子测量仅显示事件早期阶段存在一段短暂的各向异性时期（图20）。虽然我们确定的两个位置可能的激波连接时间，都早于推断出的任何抵达 STEREO A 或地球的太阳高能粒子注入时间，但观测到的强度显著较低且缺少各向异性，这表明并未建立与激波的直接连接，也没有发生耀斑相关注入；太阳高能粒子的传播更可能涉及垂直扩散。不过，STEREO/LET 观测到的 4–6 兆电子伏质子的短暂各向异性时期，可能是与激波短暂连接的迹象。航天器位置处存在事件前行星际日冕物质抛射和共转相互作用区等行星际结构，可能进一步改变了磁场拓扑并增强了散射条件，这很可能导致太阳高能粒子的起始时间不明确且有所延迟。然而，更宽广的太阳高能粒子注入区——无论是由 180° 的延展激波前沿，还是由四个 III 型射电暴相关注入阶段所形成，其覆盖的经度范围约为 110°——可能是形成这次广泛太阳高能粒子事件的关键因素，使其也能抵达 STEREO A 和地球。特别是 TIII(2) 和 TIII(4)，它们标记的注入位置接近帕克太阳探测器所在的经度（见第4.5节），可为地球位置提供另一个明显更近的注入区，并经由西侧日缘实现注入。与耀斑位置相比，这或许能解释 SOHO/EPHIN 在4月17日世界时22:00左右探测到的电子起始时间相对较早。

在火星，由于事件起始时间期间与 STEREO A 磁连接良好（见图 1，左），我们没有观测到与事件早期阶段相关的明显太阳高能粒子增强。不过，相关的日冕物质抛射驱动的激波可能于4月22日到达火星，并观测到一次高能粒子增强，这可能与该激波有关。

9. 总结与结论

2021年4月17日的太阳高能粒子事件是第25太阳活动周的第二次大范围事件，也是首次由内日球层（1天文单位以内）中五个彼此相距较远的航天器观测到，并且还受到火星观测约束的事件。这是一次高能事件，电子能量达到兆电子伏范围，25 MeV质子抵达了所有内日球层航天器位置，这些位置覆盖的经度范围为 210°。贝皮科伦坡号的Mio/SPM观测甚至显示存在 >200 兆电子伏质子。距离太阳最近的观测者是帕克太阳探测器（$r = 0.42$ 天文单位），其次是贝皮科伦坡号（$r = 0.63$ 天文单位）和太阳轨道器（$r = 0.84$ 天文单位）。如第8节所述，这次行星际太阳高能粒子事件很可能由多种过程共同形成，且这些过程在不同航天器位置的重要性各异。例如，观测结果表明，电子和质子太阳高能粒子事件的起源不同。对于连接条件最好的三个观测者——贝皮科伦坡号、帕克太阳探测器和太阳轨道器——这一点最为明显：在帕克太阳探测器和太阳轨道器处，我们推断电子（所有能量范围）的注入时间明显早于 ∼25 兆电子伏质子的注入时间。在贝皮科伦坡号处，只有近相对论性电子的注入时间早于质子。此外，与电子相比，质子事件中观测到的各向异性持续时间长得多，这也表明只有质子存在持续时间较长的注入。此外，不同航天器很可能受到与不同射电特征相关的不同注入过程的影响，而射电指向性分析（见第4.5节）表明这些注入过程的方向各异。定时分析（见第4节）显示，贝皮科伦坡号探测到的电子已在第一次事件阶段（TIII(1)）注入，而帕克太阳探测器很可能只探测到后续阶段的电子，主要来自指向帕克太阳探测器的TIII(2)和TIII(4)。

帕克太阳探测器观测到的两个III型射电暴组，即TIII(2)和TIII(4)，另一个可能的源是激波。在第 4.5 节中，我们表明TIII(2)和TIII(4)具有很强的偏振。这种高偏振度表明，源区具有很强的磁场。强压缩激波可能形成这样的条件，使电子束通过激波漂移加速机制（SDA；Ball与Melrose 2001；Mann等人 2018）得到加速。在这些情况下，电子获得的能量也可能取决于其他因素，例如上游电子分布。假设热电子（∼1 光速的百分比，Halekas等人2020年）受到加速，那么通过激波漂移加速在短时间内获得的最大能量可达原来的14倍，从而使速度达到光速的14%，即 ∼10 千电子伏。然而，少量尾部电子可能会被加速至更高能量。我们的多航天器分析进一步表明，TIII(2)和TIII(4)的起源位置位于帕克太阳探测器的方向上。TIII(4)中的部分III型射电暴很可能由激波加速，因为观测到它们源自TII(HB)（参见第 4.5 节）。然而，缺少米波至十米波测量，限制了我们对

激波产生TIII(2)这一观点的验证。为了理解日冕中的电子加速机制，需要进行完整的米波至十米波测量（参见 Jebaraj 等（2023a））。

由于目前尚无以强度为单位的帕克太阳探测器电子测量数据，我们无法将帕克太阳探测器的电子强度水平与其他航天器进行比较。不过，与位于绝对经度间隔角相近位置的太阳轨道器相比，帕克太阳探测器测得的电子和质子时间曲线都更具脉冲性、峰值也更突出，因此不同航天器观测到的电子和质子强度总体排序可能相似。基于这一假设，我们对该事件的电子开展了初步行星际输运建模（见第 7 节），结果支持太阳高能粒子从多个不同源区经度释放这一观点。模拟表明，如果帕克太阳探测器的磁脚点附近没有太阳高能粒子源，无论采用何种输运系数，模型都无法再现该航天器测得的强度。尽管这些模拟展现出良好前景，仍需开展更为详细的建模研究，在充分优化模型所用输运系数的同时，将行星际介质受扰动的状态纳入考量。粒子输运的详细三维建模将基于 Dröge 等人(2010）提出的方法；该方法既考虑沿大尺度日球层磁场的聚焦粒子输运，也考虑垂直于磁场方向的扩散。我们还将考虑先前日冕物质抛射造成的大尺度磁场扰动；本文当前版本所采用的 ENLIL 模型的观测和预测结果均显示存在此类扰动。目前，这项综合研究正在进行中。

一个重要特征是，贝皮科伦坡号、帕克太阳探测器和太阳轨道器观测到了持续时间较长的质子各向异性，而电子事件中并未观测到这一现象。这意味着存在持续时间较长、很可能与激波有关的质子注入。不过，不能排除这些航天器观测到的质子事件早期阶段受到耀斑的影响；对于帕克太阳探测器而言，这种可能性尤其大，因为其激波连接时间被确定为晚于推断出的质子注入时间。在质子散射减弱时，尤其是 90° 俯仰角方向的散射减弱时，同样可能产生持续时间较长的各向异性。

对于间隔最远的两位观测者——经度间隔角为 126°的 STEREO A 和位于 144° 的地球 —— 太阳高能粒子强度显著较低，呈现出更渐进的变化曲线，且起始时间明显延迟。这表明这些观测者与任何潜在太阳高能粒子源区都未建立直接磁连接。缺乏各向异性，加上上述特征，说明垂直扩散参与了太阳高能粒子向这些相距甚远的经度位置的传播。事件前行星际日冕物质抛射和共转相互作用区等行星际结构的存在，可能改变了磁场拓扑并增强了散射条件；同时，也不能排除存在直接磁连接的可能，只是这种连接被强烈扰动的平行输运所掩盖。不过，即使垂直输运参与其中，我们仍认为，广泛分布的太阳高能粒子观测很可能得益于一个延展的注入区。这可能是由延展的激波前沿（$\sim 180^\circ$）形成的，也可能是由四次 III型射电暴事件所标示的不同注入方向形成的；这些事件覆盖的经度范围总计约为 110°。多个 II型射电暴——即 TII(1)、TII(2) 和 TII(HB)（见第 4.5节）——可能是延展激波前沿存在的证据；它们是在不断扩展的激波前沿不同位置发射的。我们对射电强度和指向性的分析表明，TII(1) 和 TII(2) 的源指向太阳轨道器和 STEREO A，而 TII(HB) 的源则明确指向帕克太阳探测器。

对2021年4月17日广泛分布的太阳高能粒子事件的研究，使我们得以开展全面的多航天器分析，结合遥感与原位观测，研究了六个彼此相距较远的观测位置，并充分利用了各种互补数据集。先进的航天器队伍使我们能够刻画这一极其复杂的太阳高能粒子事件的特征；若观测者数量更少，这将无法实现。我们得以确认，不同航天器观测到的电子和质子太阳高能粒子事件之间存在显著差异：电子事件更可能与耀斑有关，而质子事件的源更可能是激波。不过，不能排除两者混合的情况。得益于帕克太阳探测器所处的位置，我们得以观测到其他情况下无法发现的太阳高能粒子特征；这些特征凸显了四个不同注入阶段的注入方向存在显著差异。我们认为，这是一个需要纳入考虑的新情景，因为它可能是导致事件广泛分布的因素之一。

未来利用目前可用的航天器队伍对更多广泛分布事件进行案例研究，有望帮助我们进一步刻画广泛分布事件所需的条件，以及能够产生这些相当罕见事件的不同情景。

致谢。 太阳轨道器是欧洲航天局与美国国家航空航天局合作开展的空间任务，由欧洲航天局负责运行。STIX仪器由瑞士、波兰、法国、捷克共和国、德国、奥地利、爱尔兰和意大利共同参与。我们感谢欧盟通过地平线2020研究与创新计划提供资助，资助协议编号为101004159（SERPENTINE）和870405（EUHFORIA 2.0）。贝皮科伦坡号是欧洲航天局与日本宇宙航空研究开发机构联合开展的科学任务，其仪器及相关贡献直接由欧洲航天局成员国和日本宇宙航空研究开发机构资助。帕克太阳探测器由约翰斯·霍普金斯大学应用物理实验室设计、建造，目前也由该实验室负责运行，属于美国国家航空航天局“与星共存”（LWS）计划的一部分（合同编号NNN06AA01C）。LWS管理和技术团队的支持对帕克太阳探测器任务的成功起到了关键作用。图尔库大学的相关工作是在芬兰可持续空间研究卓越中心（芬兰科学院资助，编号336809）的框架下开展的。N.D.感谢芬兰图尔库大学科学、医学与技术学院提供的支持。N.D.和I.C.J.感谢芬兰科学院的支持（SHOCKSEE，资助编号346902）。L.R.G.感谢Toni Galvin协助使用STEREO/PLASTIC数据，并感谢Leila Mays、Dusan Odstrcil、Nick Arge和Shaela Jones-Mecholsky就WSA-ENLIL模型的使用提供帮助。阿拉巴马大学亨茨维尔分校团队感谢西班牙科学、创新与大学部通过FEDER/MCIU/AEI项目ESP2017-88436-R和PID2019-104863RB-I00/AEI/10.13039/501100011033提供的资金支持。I.C.J.感谢BRAIN-be项目SWiM（利用EUHFORIA为新一代日球层任务开展太阳风建模）提供的资助。A.K.感谢美国国家航空航天局通过NNN06AA01C（SO-SIS Phase-E）合同提供的支持。V.K.感谢美国国家航空航天局通过资助编号18-2HSWO218_2-0010和19-HSR-19_2-0143提供的支持。E.P.感谢美国国家航空航天局通过PSP-GI（资助编号80NSSC22K0349）、O2R（资助编号80NSSC20K0285）和LWS-SC（资助编号80NSSC22K0893）计划提供的支持。E.A.感谢芬兰科学院提供的支持（博士后研究员资助，编号322455）。W.D.和Y.K.感谢国际空间科学研究所（ISSI）提供机会，让他们得以讨论

团队第459次会议期间有关行星际空间中粒子传播的问题（由G. Li和L. Wang主持）。B.S.-C.感谢英国科学技术设施委员会欧内斯特·卢瑟福研究员奖ST/V004115/1和英国科学技术设施委员会资助ST/V000209/1提供的支持。F.S.的工作由德国航空航天中心资助（编号50 OT 1904）。N.W.感谢美国国家航空航天局计划NNH17ZDA001N-LWS以及弗兰德斯研究基金会（FWO-Vlaanderen，研究员资助编号1184319N）的支持。C.O.L.感谢美国国家航空航天局“与星共存”计划（资助编号80NSSC21K1325）以及由美国国家航空航天局火星探测计划资助的MAVEN项目提供的支持。C.O.L.和C.M.S.C.感谢美国国家航空航天局日球物理部通过美国国家航空航天局戈达德太空飞行中心（GSFC）的STEREO项目办公室提供的IMPACT探测任务支持（资助编号80NSSC18K1446）。M.L.感谢意大利航天局和国家天体物理研究所通过ASI-INAF协议n. 2020-35-HH.0提供的支持，该协议用于开发ASPIS原型——空间天气科学数据中心。ENLIL模拟结果由美国国家航空航天局戈达德太空飞行中心（GSFC）的CCMC通过其http://ccmc.gsfc.nasa.gov公开按需运行系统提供_（运行ID：Laura_041322_Rodriguez-Garcia_1SH_1）。WSA模型由N. Arge开发，他目前任职于GSFC；ENLIL模型由D. Odstrcil开发，他目前任职于乔治·梅森大学。

参考文献

Acuña, M. H., Curtis, D., Scheifele, J. L., 等人 2008, 《空间科学评论》, 136, 203 Agostinelli, S., Allison, J., Amako, K., 等人 2003, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 506, 250 Altschuler, M. D. & Newkirk, G. 1969, 《太阳物理学》, 9, 131 Arge, C. N., Henney, C. J., Hernandez, I. G., 等人 2013, 收录于《太阳风13》, 编者 G. P. Zank, J. Borovsky, R. Bruno, J. Cirtain, S. Cranmer, H. Elliott, J. Giacalone, W. Gonzalez, G. Li, E. Marsch, E. Moebius, N. Pogorelov, J. Spann, & O. Verkhoglyadova, 第 CS-1539 卷，美国物理学会，梅尔维尔，11–14 Arge, C. N., Henney, C. J., Koller, J., 等人 2010, 收录于《太阳风12》, 编者 M. Maksimovic, K. Issautier, N. Meyer-Vernet, M. M. Moncuquet, & F. Pantellini, 第 CS-1216 卷，美国物理学会，梅尔维尔，343–346 Arge, C. N., Henney, C. J., Koller, J., 等人 2011, 收录于《物理学杂志》，编者 N. V. Pogorelov, E. Audit, & G. P. Zank, 第 CS-444 卷，太平洋天文学会，旧金山, 99 Arge, C. N., Luhmann, J. G., Odstrčil, D., Schrijver, C. J., & Li, Y. 2004, 《大气与太阳—地球物理学》, 66, 1295 Arge, C. N., Odstrčil, D., Pizzo, V. J., & Mayer, L. R. 2003, 收录于《太阳风十》，编者 M. Velli, R. Bruno, F. Malara, & B. Bucci, 第 CS-679 卷，美国物理学会，梅尔维尔，190–193 Arge, C. N. & Pizzo, V. J. 2000, 《地球物理研究杂志》, 105, 10465 Bale, S. D., Goetz, K., Harvey, P. R., 等人 2016, 《空间科学评论》, 204, 49 Ball, L. & 梅尔罗斯 , D. B. 2001, 《太平洋天文学会刊》 , 18, 361 Balmaceda, L. A., Vourlidas, A., Stenborg, G., & Dal Lago, A. 2018, 《天体物理学杂志》, 863, 57 Barabash, S., Lundin, R., Andersson, H., 等人 2006, 《空间科学评论》, 126, 113 Benkhoff, J., Murakami, G., Baumjohann, W., 等人 2021, 《空间科学评论》, 217, 90 Benz, A. O. & Thejappa, G. 1988, 《天文学与天体物理学》, 202, 267 Bougeret, J. L., Goetz, K., Kaiser, M. L., 等人 2008, 《空间科学评论》, 136, 487 Bougeret, J. L., Kaiser, M. L., Kellogg, P. J., 等人 1995, 《空间科学评论》, 71, 231 Brown, R. G. 1963, 《离散时间序列的平滑、预测与预报》（普伦蒂斯·霍尔，新泽西州）, 468页 Brueckner, G. E., Howard, R. A., Koomen, M. J., 等人 1995, 《太阳物理学》, 162, 357 Cane, H. V., Reames, D. V., & von Rosenvinge, T. T. 1988, 《地球物理研究杂志》, 93, 9555 Chicarro, A. 2004, 火星快车：科学载荷 , 1240, v Dalla, S., de Nolfo, G. A., Bruno, A., 等人 2020, 《天文学与天体物理学》, 639, A105 Domingo, V., Fleck, B., & Poland, A. I. 1995, 《太阳物理学》, 162, 1 Downs, C., Warmuth, A., Long, D. M., 等人 2021, 《天体物理学杂志》, 911, 118 Dresing, N., Gómez-Herrero, R., Heber, B., 等人 2014, 《天文学与天体物理学》, 567, A27 Dresing, N., Gómez-Herrero, R., Klassen, A., 等人 2012, 《太阳物理学》, 281, 281 Dröge, W., Kartavykh, Y. Y., Dresing, N., & Klassen, A. 2016, 《天体物理学杂志》, 826, 134 Dröge, W., Kartavykh, Y. Y., Klecker, B., & Kovaltsov, G. A. 2010, 《天体物理学杂志》, 709, 912 Dumbović, M., Guo, J., Temmer, M., et al. 2019, 《天体物理学杂志》, 880, 18 Dumbović, M., Veronig, A. M., Podladchikova, T., et al. 2021, 《天文学与天体物理学》, 652, A159 Eyles, C. J., Harrison, R. A., Davis, C. J., et al. 2009, 《太阳物理学》, 254, 387 Fletcher, L., Dennis, B. R., Hudson, H. S., et al. 2011, 《空间科学评论》, 159, 19 Forbush, S. E. 1946, 《物理评论》, 70, 771 Fox, N. J., Velli, M. C., Bale, S. D., et al. 2016, 《空间科学评论》, 204, 7 Frassati, F., Laurenza, M., Bemporad, A., et al. 2022, 《天体物理学杂志》, 926, 227 Galvin, A. B., Kistler, L. M., Popecki, M. A., et al. 2008, 《空间科学评论》, 136, 437 Gedalin, M., Russell, C. T., & Dimmock, A. P. 2021, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 126, e2021JA029519, e2021JA029519 2021JA029519 Gieseler, J., Dresing, N., Palmroos, C., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2210.00819 Ginzburg, V. L. & Zhelezniakov, V. V. 1958, 《苏联天文学》, 2, 653 Gómez-Herrero, R., Dresing, N., Klassen, A., et al. 2015, 《天体物理学杂志》, 799, 55 Grigis, P. C. & Benz, A. O. 2004, 《天文学与天体物理学》, 426, 1093 Halekas, J. S., Whittlesey, P., Larson, D. E., et al. 2020, 《天体物理学杂志增刊》, 246, 22 Harvey, J. W., Hill, F., Hubbard, R. P., et al. 1996, 《科学》, 272, 1284 Heyner, D., Auster, H.-U., Fornaçon, K.-H., et al. 2021, 《空间科学评论》, 217, 52 Hick mann, K. S., Godinez, H. C., Henney, C. J., & Arge, C. N. 2015, 《太阳物理学》, 290, 1105 Hill, M. E., Mitchell, D. G., Andrews, G. B., et al. 2017, 《地球物理研究杂志：空间物理》, 122, 1513 Horbury, T. S., O'Brien, H., Carrasco Blazquez, I., et al. 2020, 《天文学与天体物理学》, 642, A9 Howard, R. A., Moses, J. D., Vourlidas, A., et al. 2008, 《空间科学评论》, 136, 67 Huovelin, J., Vainio, R., Kilpua, E., et al. 2020, 《空间科学评论》, 216 Huttunen-Heikinmaa, K., Valtonen, E., & Laitinen, T. 2005, 《天文学与天体物理学》, 442, 673 Jakosky, B. M., Grebowsky, J. M., Luhmann, J. G., & Brain, D. A. 2015, 《地球物理研究快报》, 42, 8791 Jebaraj, I. C., Kouloumvakos, A., Dresing, N., et al. 2023a, arXiv e-prints, arXiv:2301.03650 Jebaraj, I. C., Kouloumvakos, A., Magdalenic, J., et al. 2021, 《天文学与天体物理学》, 654, A64 Jebaraj, I. C., Magdalenic, J., Krasnoselskikh, V., Krupar, V., & Poedts, S. 2023b, 《天文学与天体物理学》, 670, A20 Jebaraj, I. C., Magdalenić, J., Podladchikova, T., et al. 2020, 《天文学与天体物理学》, 639, A56 Kaiser, M. L., Kucera, T. A., Davila, J. M., et al. 2008, 《空间科学评论》, 136, 5 Kasper, J. C., Abiad, R., Austin, G., et al. 2016, 《空间科学评论》, 204, 131 Kay, C., Mays, M. L., & Verbeke, C. 2020, 《空间天气》, 18, e02382 Khotyaintsev, Y. V., Graham, D. B., Vaivads, A., et al. 2021, 《天文学与天体物理学》, 656, A19 Kienreich, I. W., Temmer, M., & Veronig, A. M. 2009, 《天体物理学杂志》, 703, L118 Kilpua, E., Koskinen, H. E. J., & Pulkkinen, T. I. 2017, Living Re- views i n Solar Physics, 14, 5 Klein, K.-L. & Dalla, S. 2017, 《空间科学评论》, 212, 1107 Kollhoff, A., Kouloumvakos, A., Lario, D., et al. 2021, 《天文学与天体物理学》, 656, A20 Kouloumvakos, A., Kwon, R. Y., Rodríguez-García, L., et al. 2022, 《天文学与天体物理学》, 660, A84 Kouloumvakos, A., Rouillard, A., Warmuth, A., et al. 2021, 《天体物理学杂志》, 913, 99 Kouloumvakos, A., Rouillard, A. P., Wu, Y., et al. 2019, 《天体物理学杂志》, 876, 80 Krasnoselskikh, V. V., Kruchina, E. N., Volokitin, A. S., & Thejappa, G. 1985, 《天文学与天体物理学》, 149, 323 Krucker, S., Hurford, G. J., Grimm, O., et al. 2020, 《天文学与天体物理学》, 642, A15 Krupar, V., Maksimovic, M., Santolik, O., Cecconi, B., & Kruparova, O. 2014, 《太阳物理学》, 289, 4633 Kwon, R.-Y. & Vourlidas, A. 2017, 《天体物理学杂志》, 836, 246 Laitinen, T., Dalla, S., & Marsh, M. S. 2013, 《天体物理学杂志》, 773, L29 Lario, D., Aran, A., Gómez-Herrero, R., et al. 2013, 《天体物理学杂志》, 767, 41 Lario, D., Kwon, R.-Y., Richardson, I. G., et al. 2017, 《天体物理学杂志》, 838, 51 Lario, D., Kwon, R.-Y., Vourlidas, A., et al. 2016, 《天体物理学杂志》, 819, 72

Lario, D., Wijsen, N., Kwon, R. Y., et al. 2022a, 《天体物理学杂志》, 934, 55 Lario, D., Wijsen, N., Kwon, R. Y., et al. 2022b, 《天体物理学杂志》, 934, 55 Larson, D. E., Lillis, R. J., Lee, C. O., et al. 2015, 《空间科学评论》, 195, 153 Ledenev, V. G. & Messerotti, M. 1999, 《太阳物理学》, 185, 193 Lee, C. O., Arge, C. N., Odstrčil, D., et al. 2013, 《太阳物理学》, 285, 349 Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, 《太阳物理学》, 275, 17 Lepping, R. P., Ac˜una, M. H., Burlaga, L. F., et al. 1995, 《空间科学评论》, 71, 207 Lin, R. P., Anderson, K. A., Ashford, S., et al. 1995, 《空间科学评论》, 71, 125 Luhmann, J. G., Curtis, D. W., Schroeder, P., et al. 2008, 《空间科学评论》, 136, 117 Maksimovic, M., Bale, S. D., Chust, T., et al. 2020, 《天文学与天体物理学》, 642, A12 Maksimovic, M., Souček, J., Chust, T., et al. 2021, 《天文学与天体物理学》, 656, A41 Mann, G. & Classen, H. T. 1995, 《天文学与天体物理学》, 304, 576 Mann, G. & Klassen, A. 2005, 《天文学与天体物理学》, 441, 319 Mann, G., Melnik, V. N., Rucker, H. O., Konovalenko, A. A., & Brazhenko, A. I. 2018, 《天文学与天体物理学》, 609, A41 Massa, P., Piana, M., Massone, A. M., & Benvenuto, F. 2019, 《天文学与天体物理学》, 624, A130 Masson, S., Démoulin, P., Dasso, S., & Klein, K. L. 2012, 《天文学与天体物理学》, 538, A32 Mays, M. L., Taktakishvili, A., Pulkkinen, A., et al. 2015, 《太阳物理学》, 290, 1775 McComas, D. J., Alexander, N., Angold, N., et al. 2016, 《空间科学评论》, 204, 187 McGregor, S. L., Hughes, W. J., Arge, C. N., & Owens, M. J. 2008, 《地球物理研究杂志：空间物理》, 113, A08112 Melrose, D. B. 1985, 载于《太阳射电物理学：米波波长下太阳辐射研究》, 编者 D. J. McLean & N. R. Labrum（剑桥大学出版社）, 177–210 Melrose, D. B., Dulk, G. A., & Smerd, S. F. 1978, 《天文学与天体物理学》, 66, 315 Mewaldt, R. A., Cohen, C. M. S., Cook, W. R., et al. 2008, 《空间科学评论》, 136, 285 Meyer-Vernet, N., Issautier, K., & Moncuquet, M. 2017, 《地球物理研究杂志：空间物理》, 122, 7925 Müller, D., St. Cyr, O. C., Zouganelis, I., et al. 2020, 《天文学与天体物理学》, 642, A1 Müller-Mellin, R., Böttcher, S., Falenski, J., et al. 2008, 《空间科学评论》, 136, 363 Müller-Mellin, R., Kunow, H., Fleissner, V., et al. 1995, 《太阳物理学》, 162, 483 Murakami, G., Hayakawa, H., Ogawa, H., et al. 2020, 《空间科学评论》, 216, 113 Odstrcil, D., Riley, P., & Zhao, X. P. 2004, 《地球物理研究杂志：空间物理》, 109, A02116 Ogilvie, K. W., Chornay, D. J., Fritzenreiter, R. J., et al. 1995, 《空间科学评论》, 71, 55 Ogilvie, K. W. & Desch, M. D. 1997, 《空间研究进展》, 20, 559 Ontiveros, V. & Vourlidas, A. 2009, 《天体物理学杂志》, 693, 267 Owen, C. J., Bruno, R., Livi, S., et al. 2020, 《天文学与天体物理学》, 642, A16 Palmerio, E., Kilpua, E. K. J., Witasse, O., et al. 2021, 《空间天气》, 19, e2020SW002654 Palmerio, E., Lee, C. O., Mays, M. L., et al. 2022, 《空间天气》, 20, e2021SW002993 Paschmann, G. & Schwartz, S. J. 2000, 载于欧洲空间局特别出版物, 第449卷, 《Cluster-II多尺度/多点等离子体测量研讨会》, 编者 R. A. Harris, 99 Patsourakos, S. & Vourlidas, A. 2009, 《天体物理学杂志》, 700, L182 Pesnell, W. D., Thompson, B. J., & Chamberlin, P. C. 2012, 《太阳物理学》, 275, 3 Piantschitsch, I., Vršnak, B., Hanslmeier, A., et al. 2018, 《天体物理学杂志》, 857, 130 Pinto, M., Sanchez-Cano, B., Moissl, R., et al. 2022, 《空间科学评论》, 218, 54 Podladchikova, O. & Berghmans, D. 2005, 《太阳物理学》, 228, 265 Podladchikova, T., Veronig, A. M., Dissauer, K., Temmer, M., & Pod-ladchikova, O. 2019, 《天体物理学杂志》, 877, 68 Pulupa, M., Bale, S. D., Badman, S. T., et al. 2020, 《天体物理学杂志增刊》, 246, 49 Pulupa, M., Bale, S. D., Bonnell, J. W., et al. 2017, 《地球物理研究杂志：空间物理》, 122, 2836 Reames, D. V. 2021, 《太阳高能粒子：理解源区、加速与传播的现代入门》, 第978卷（施普林格·查姆） Reiner, M. J., Fainberg, J., Kaiser, M. L., & Bougeret, J. L. 2007, 《太阳物理学》, 241, 351 Richardson, I. G., von Rosenvinge, T. T., Cane, H. V., 等，2014年, 《太阳物理学》, 289，3059；Rodríguez-García, L., Gómez-Herrero, R., Zouganelis, I., 等，2021年, 《天文学与天体物理学》, 653，A137；Rodríguez-García, L., Nieves-Chinchilla, T., Gómez-Herrero, R., 等，2022年, 《天文学与天体物理学》, 662, A45；Rodríguez-Pacheco, J., Wimmer-Schweingruber, R. F., Mason, G. M., 等，2020年, 《天文学与天体物理学》, 642，A7；Rouillard, A. P., Sheeley, N. R., Tylka, A., 等，2012年, 《天体物理学杂志》, 752，44；Schatten, K. H., Wilcox, J. M., & Ness, N. F.，1969年, 《太阳物理学》, 6，442；Schmidt, J. M. & Cairns, I. H.，2014年, 《地球物理研究杂志：空间物理》, 119，69；Strauss, R. D., Dresing, N., Kollhoff, A., & Brüdern, M.，2020年, 《天体物理学杂志》, 897, 24；Strauss, R. D. & Fichtner, H.，2015年, 《天体物理学杂志》, 801，29；Strauss, R. D. T., Dresing, N., & Engelbrecht, N. E.，2017年, 《天体物理学杂志》, 837，43；Thejappa, G., MacDowall, R. J., & Bergamo, M.，2012年, 《天体物理学杂志》, 745，187；Thernisien, A., Vourlidas, A., & Howard, R. A.，2009年, 《太阳物理学》, 256，111；Thernisien, A. F. R., Howard, R. A., & Vourlidas, A.，2006年, 《天体物理学杂志》, 652，763；Tkachenko, A., Krasnoselskikh, V., & Voshchepynets, A.，2021年, 《天体物理学杂志》, 908，126；Torsti, J., Valtonen, E., Lumme, M., 等，1995年, 《太阳物理学》, 162，505；Trotta, D., Vuorinen, L., Hietala, H., 等，2022年, 天文学前沿与空间科学，9，1005672；Vecchio, A., Maksimovic, M., Krupar, V., 等，2021年, 《天文学与天体物理学》, 656，A33；Verbeke, C., Mays, M. L., Kay, C., 等，2022年, 空间研究进展，即将刊出；Veronig, A., Temmer, M., Hanslmeier, A., Otruba, W., & Messerotti, M.，2002年, 《天文学与天体物理学》, 382，1070；Veronig, A. M., Podladchikova, T., Dissauer, K., 等，2018年, 《天体物理学杂志》, 868，107；Veronig, A. M., Temmer, M., & Vršnak, B.，2008年, 《天体物理学杂志》, 681，L113；von Rosenvinge, T. T., Reames, D. V., Baker, R., 等，2008年, 《空间科学评论》, 136，391；Vourlidas, A., Lynch, B. J., Howard, R. A., & Li, Y.，2013年, 《太阳物理学》, 284，179；Wallace, S., Jones, S. I., Arge, C. N., Viall, N. M., & Henney, C. J.，2022年, 《天体物理学杂志》, 935，24；Wang, Y.-M. & Sheeley, Jr., N. R.，1992年, 《天体物理学杂志》, 392，310；Warmuth, A.，2015年, 《太阳物理学生活评论》, 12，3；Warmuth, A., Önel, H., Mann, G., 等，2020年, 《太阳物理学》, 295, 90；Wentzel, D. G.，1984年, 《太阳物理学》, 90，139；Wiedenbeck, M. E., Angold, N. G., Birdwell, B., 等，2017年, 载于《国际宇宙射线会议》, 第301卷，第35届国际宇宙射线会议（ICRC2017）, 16；Wold, A. M., Mays, M. L., Taktakishvili, A. r., 等，2018年, 空间天气与空间气候杂志，8，A17；Worden, J. & Harvey, J.，2000年, 《太阳物理学》, 195，247；Wuelser, J.-P., Lemen, J. R., Tarbell, T. D., 等，2004年, 载于国际光学工程学会（SPIE）会议系列，第5171卷, 《太阳天体物理学望远镜与仪器》, 编者：S. Fineschi & M. A. Gummin，111–122；Zheleznyakov, V. V.，1965年, 《苏联天文学》, 9，191；Zheleznyakov, V. V. & Zaitsev, V. V.，1970年, 《苏联天文学》, 14, 47；Zheleznyakov, V. V. & Zlotnik, E. Y.，1964年, 《苏联天文学》, 7，485；Zurbuchen, T. H. & Richardson, I. G.，2006年, 《空间科学评论》, 123，31

[1] 图尔库大学物理与天文学系，图尔库，芬兰 电子邮件：nina.dresing@utu.fi 阿尔卡拉大学，空间研究组[2]（SRG-UAH），圣迭戈广场（无门牌号），28801 阿尔卡拉-德埃纳雷斯，马德里，西班牙[3] 数学等离子体天体物理中心（CmPA），鲁汶大学数学系，鲁汶，比利时 [4] 莱布尼茨天体物理研究所（波茨坦）（AIP），波茨坦，德国 [5]乔治·华盛顿大学物理与天文学系，华盛顿哥伦比亚特区，美国[6] 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，马里兰州格林贝尔特，美国 [7] 斯科尔科沃科学技术研究院，莫斯科，俄罗斯[8] 西北大学空间研究中心，波切夫斯特鲁姆，南非[9] 约翰斯·霍普金斯大学应用物理实验室，马里兰州劳雷尔，美国[10] 基尔大学实验与应用物理研究所，基尔，德国 [11] 加州理工学院，加利福尼亚州帕萨迪纳，美国 [12] Predictive Science Inc.，加利福尼亚州圣迭戈，美国 [13] 美国天主教大学物理系，华盛顿哥伦比亚特区，美国 [14] 赫尔辛基大学理学院，赫尔辛基，芬兰 [15] 帝国理工学院布莱克特实验室物理系，伦敦，英国 [16] 布伦瑞克工业大学地球物理与地外物理研究所，布伦瑞克，德国 [17] 马里兰大学巴尔的摩县分校，马里兰州巴尔的摩，美国[18] 科罗拉多大学博尔德分校大气与空间物理实验室，科罗拉多州博尔德，美国[19] 维尔茨堡大学理论物理与天体物理研究所，维尔茨堡，德国 [20] 阿伯里斯特威斯大学物理系，阿伯里斯特威斯，英国[21] 瑞典空间物理研究所，基律纳，瑞典[22] 意大利国家天体物理研究所空间天体物理与行星学研究所，罗马，意大利 [23] 加利福尼亚大学伯克利分校空间科学实验室，加利福尼亚州伯克利，美国 [24] 巴黎天文台空间研究与仪器天体物理实验室、法国国家科学研究中心、巴黎文理研究大学、索邦大学、巴黎大学，默东，法国[25]日本宇宙航空航天研究开发机构宇宙科学研究所，神奈川县，日本 [26] 欧洲空间局欧洲空间研究与技术中心，诺德韦克，荷兰 [27] 仪器与粒子实验物理实验室，里斯本，葡萄牙[28] 莱斯特大学物理与天文学学院，莱斯特，英国 [29] 日本宇宙航空航天研究开发机构研究与开发局，筑波，日本 [30] 拉德堡德大学拉德堡德射电实验室天体物理系，奈梅亨，荷兰 [31] 格拉茨大学物理研究所，格拉茨，奥地利[32] 格拉茨大学坎策尔赫厄太阳与环境研究天文台，特雷芬，奥地利 [33] 马里兰大学帕克分校，马里兰州，美国 [34] 马里兰大学巴尔的摩分校戈达德行星日球物理研究所，马里兰州巴尔的摩，美国

附录A：太阳耀斑的光谱分析

我们通过将等温分量与非热厚靶分量相结合，对观测到的 STIX 计数能谱时间序列进行前向拟合，从而定量表征加速电子；拟合采用 OS- PEX 能谱分析软件包[6]。非热拟合结果绘于图A.1。图中从上到下依次显示：扣除背景后能量范围为 15–25 千电子伏的 STIX 计数率、注入电子通量的幂律指数、 δ以及电子通量。在耀斑的大部分时间内，低能截止的拟合结果约为 15 千电子伏，但在最后两个峰期间，该参数的拟合不确定度变得非常大。因此，我们将 15 千电子伏作为整个事件的有效截止能量。需要指出的是，这只是一个上限，因为真实的截止能量可能更低，只是被热辐射掩盖了。因此，总电子通量（底部面板）代表的是一个较低估计值。作为参考，我们还绘出了分别高于 50 千电子伏和 100 千电子伏的通量。这假设拟合得到的幂律在高能范围内保持不变。

在图 A.1中，非热计数率中的尖峰以红色虚线标示。请注意，每个尖峰的计数率都与谱指数呈反相关，这与广为人知的软-硬-软谱演化一致（例如 Grigis &Benz 2004）。电子通量也反映了这一点。在大多数尖峰期间，谱相当软（$\delta = 5.5$-9.5），但在两个主要晚期峰期间显著变硬（此时 $\delta = 3$ 达到最小值）。显然，在两个主要晚期峰期间，加速到 50 千电子伏以上的电子数量超过了主要脉冲阶段。

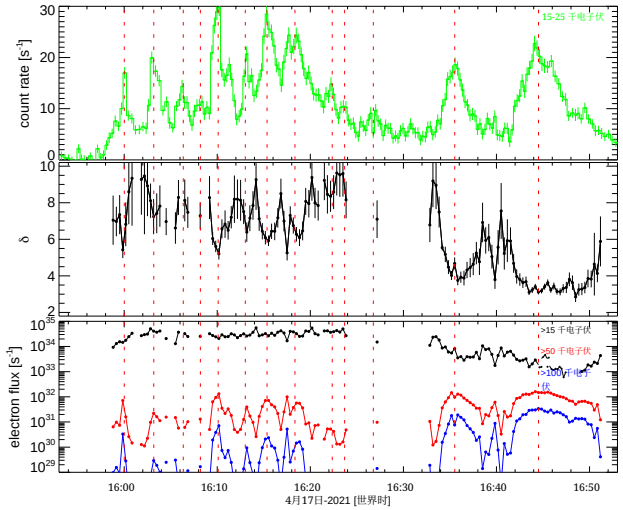


图 A.1：非热电子分量的 STIXfit 结果。从上至下，图中依次显示 15–25 keV 范围内扣除背景后的 STIX 计数率、注入电子的谱指数 δ、低能截止 $E_{\rm LC}$，以及高于 15、50 和 100 keV 的注入电子通量。红色虚线标出了 13 个非热峰值。时间为太阳处的世界时。

[6] http://hesperia.gsfc.nasa.gov/ssw/packages/spex/doc/

附录B：射电偏振与指向性分析

得益于位于不同观测视角的航天器群，射电波段中耀斑-CME事件的演化为我们提供了独特的机会，使我们得以了解其演化过程。我们利用仪器的各种能力，例如无线电波的偏振，以及通量测量之间的交叉相关，来定位射电源并了解其特征。

B.1. 偏振

我们计算了帕克太阳探测器观测到的无线电波净偏振（斯托克斯 V/I），普卢帕等人(2020年）对此作了详细说明。图10第二个面板（从上往下数）显示，TIII(2) 和 TIII(4) 具有相对较高的圆偏振度。圆偏振度较高通常表明辐射源沿单极性磁力线传播（Melrose 等，1978；Reiner 等，2007）。此外，这也可能意味着波束速度较高，或波转换效率较高（静电波转换为电磁波；Wentzel，1984）。对于 TIII(2) 和 TIII(4)，这意味着在短十米波长处，辐射大多朝向帕克太阳探测器的观测方向。爆发的偏振方向为左旋，表明电场矢量沿传播方向逆时针旋转，且辐射很可能源自磁场极性为负的区域。在较低频率处，偏振度降低是预期现象，因为此时强度（斯托克斯 I）大于圆偏振（斯托克斯 V）。

我们还注意到，TIII(4) 的圆偏振 ∼70% 出现在带鱼骨结构的 TII（TII(HB)）附近的极窄频带内，这可能表明辐射主要是基频（高次谐波的偏振程度显著较低；Zheleznyakov &Zlotnik 1964），且产生于帕克太阳探测器的直接视线方向上的区域。此外，梅尔罗斯等人(1978) 和 Ledenev &Messerotti (1999) 已表明，偏振度与电子回旋频率和等离子体频率之比成正比（f_{ce}/f_{pe}）。这表明，高偏振度不仅取决于观测角度，也取决于辐射区域磁场的强度（Reiner et al. 2007）。这种情形也支持 TIII(4) 的激波加速机制，因为其中的磁场压缩显著增强。

对于 TIII(2)，偏振度为∼25%，仍显著高于 III 型暴期间测得的名义偏振度（∼5%；Reiner 等，2007；普卢帕等，2020）。此时的辐射可能由对应于十米波长的等离子体产生，而与$f$ln(f) 速率相对应的偏振衰减，因此可能导致偏振度相对较低。我们还注意到，每个 TIII(2) 中的 III 型事件，其最高偏振度（或任何偏振）仅出现在初始上升阶段。这表明存在偏振基频（f_{pe}）和弱偏振谐波（$2f_{pe}$）分量。

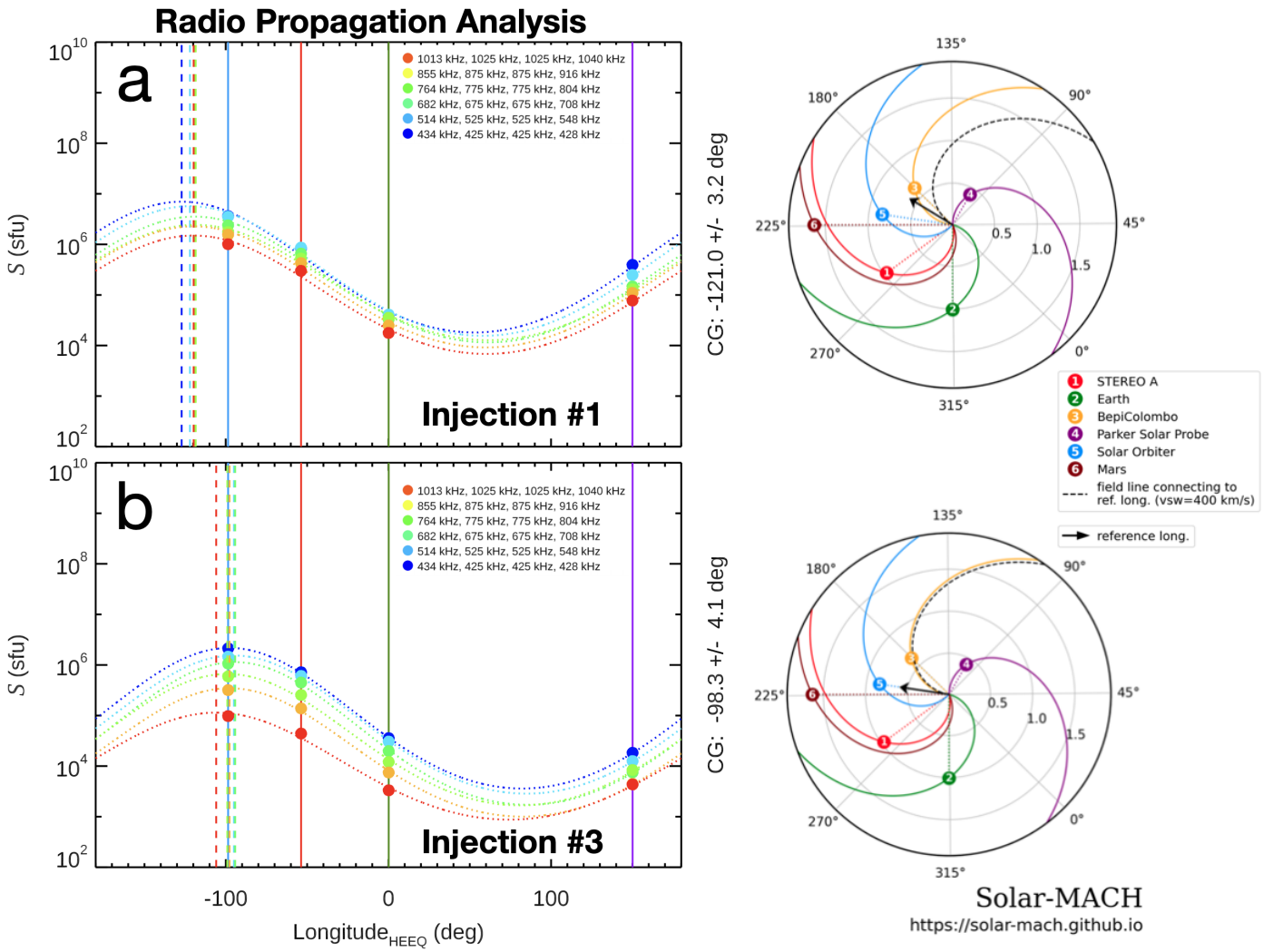


图 B.1：TIII(1) 和 TIII(3) 的射电传播分析。左：校准后的射电峰值通量随航天器位置的变化 λ，对应六个频率通道，以彩色圆圈表示。虚点线表示对方程（B.1）进行拟合所得的结果。竖直虚线表示峰值通量的模型方向。右：航天器星座经度图，与图1 （左）类似，但采用的参考经度对应于 TIII(1)（上）和 TIII(3)（下）的射电传播分析结果。

B.2. 指向性分析

图B.1 显示了 TIII(1) 和 TIII(3) 的射电源位置。我们比较了帕克太阳探测器、太阳轨道器、STEREO A 和 Wind 在六个频率通道测得的校准射电通量。我们假设，射电辐射模式 S 作为日心经度 λ 的函数，可用冯·米塞斯分布（也称为圆正态分布）描述，如下：

$$S(\lambda) = \frac{\exp(\kappa \cos(\lambda - \lambda_0))}{2\pi I_0(\kappa)}, \tag{B.1}$$

其中 λ_0 是与峰值射电通量对应的方向，κ是集中度的度量，而 I_0 是第一类零阶修正贝塞尔函数，选择该缩放常数是为了使分布的总和为 1。图B.1（左）中的虚线显示了基于峰值通量对两次 III 型射电暴进行拟合的结果；图B.1 （右）展示了这些注入方向（黑色箭头）相对于纵向航天器星座的位置。分析结果表明，产生 TIII(1) 的电子束沿经度 $-121.0° \pm 3.2°$ 传播（略偏于耀斑经度以东），而产生 TIII(3) 的电子束沿经度 $-98.3° \pm 4.1°$传播（略偏于耀斑经度以西）。

附录C：极紫外波运动学

为研究极紫外波运动学和扰动特征，我们使用环分析法，根据给定的 EUVI-A差分图像中的强度剖面，确定波前位置和扰动幅度（Podladchikova & Berghmans2005；Pod-ladchikova etal. 2019；Jebaraj et al. 2020；Dumbović et al.2021）。我们首先建立以源区为中心的球极坐标系，然后将太阳球面划分为以爆发中心为圆心、宽度均为 12.5 兆米的环。此外，我们定义了四个角宽为 45° 的扇区，其中极紫外波传播最为显著（图C.1）。对于每个扇区，我们计算各环内所有像素的积分强度，并绘制经正向—

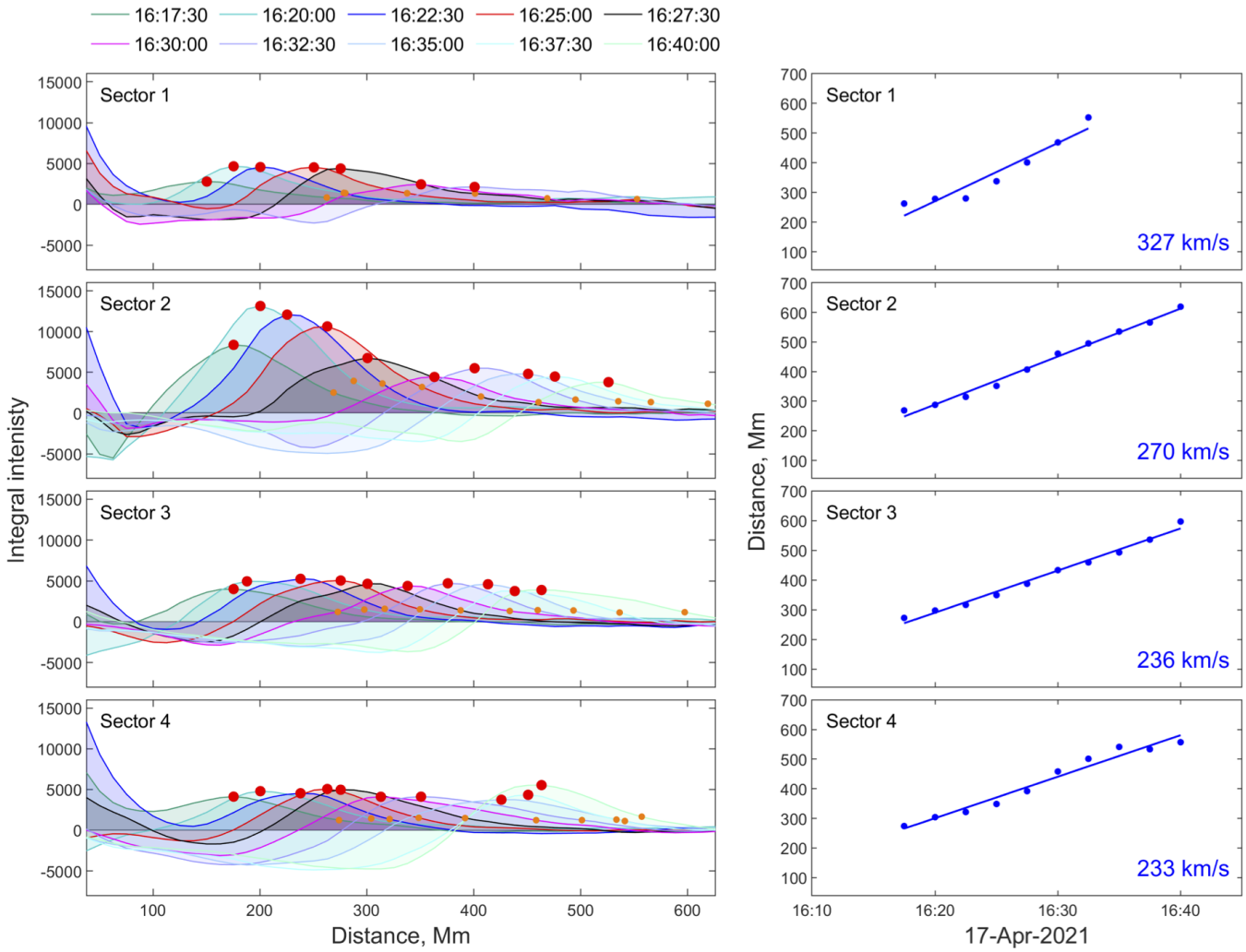


图 C.1：在太阳圆盘上观测到的极紫外波运动学。左侧面板：扰动剖面展示了极紫外波在所考察的四个角扇区中的传播情况。红色大标记表示各剖面的峰值振幅，橙色小标记表示在峰值的 30% 处提取的估计波前位置；我们利用这些位置评估右侧面板所示的极紫外波运动学。该图附带的视频可在线查看（movie2），展示了强度扰动剖面的动态变化。右侧面板：四个角扇区中极紫外波前的距离-时间剖面。圆点表示数据点，实线表示线性拟合。

反向指数平滑法（Brown 1963年）平滑后的强度扰动剖面，见图C.1左侧面板。x 轴表示距爆发中心的距离（单位为兆米），对应每个环的外边界；y 轴表示所考察角扇区内得到的积分强度。极紫外波表现为扰动剖面中的强度上升至峰值（红色大标记），随后衰减至背景水平。为稳健估计波前位置，我们提取强度达到背景值以上峰值 30% 时对应的最外侧距离（橙色小标记）。图 C.1 右侧面板显示了波前位置随时间的演变。根据波前位置的线性拟合（实线），这些位置追踪至距源区约 600 兆米处；由此得出的平均速度从扇区 4 至扇区 1 逐渐增加，范围为 223 至 327 千米/秒$^{-1}$。在扇区 2 中，波传播还可进一步观测到到距源区约 680 兆米处；然而，由于这些距离处的信号相对较弱，我们未将其纳入分析。

为了研究太阳边缘上方极紫外波运动学随高度的变化，我们在图 C.2 中展示了由不同高度（从 1.05 到 1.）处垂直狭缝内的 STEREO A/EUVI 195 Å 基差图像生成的堆叠图。30 $R_\odot$ 该高度从太阳中心起算（参见 Veronig 等，2018年）。为此，将宽度为 18 个 EUVI 像素的垂直层内的辐射积分，并按时间进行堆叠。在这些堆叠图中，可以追踪向北传播的极紫外波，直至约 740 兆米的距离，其速度为 260 至 450 km s^{-1} （高度从 1.05 增至 1. 时）。15 $R_\odot$如图 C.2所示，还可以看到波反射，在高度 1. 处观测得最清楚。15 $R_\odot$ 向南传播时，速度较低，随高度增加而从 220–300 km s^{-1} 逐渐增大，且极紫外波传播仅能观测到

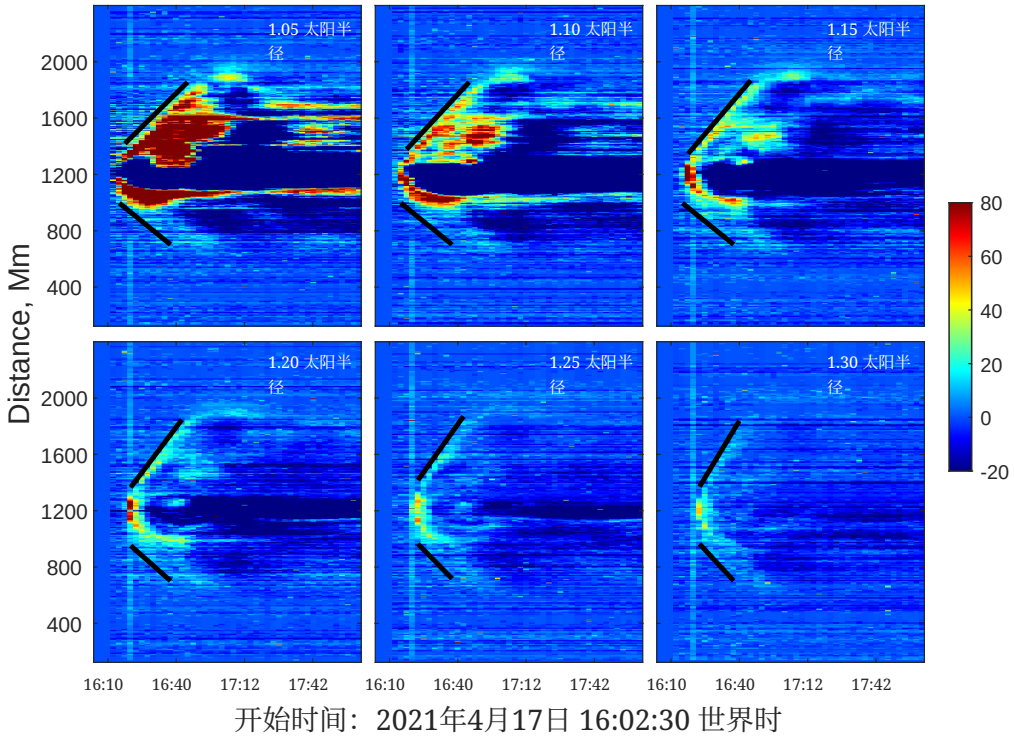


图 C.2：根据 STEREO A/EUVI 195 Å 基差图像绘制的堆叠图，图像取自太阳中心上方高度为 1.05 至 1.30 $R_{\odot}$ 太阳半径处的垂直狭缝。极紫外波前以黑线标示。

约 350 兆米处。这种较短的波传播距离很可能与南部日冕洞有关；由于其阿尔fvén速度较高，它构成了波传播的障碍（例如，Piantschitsch 等，2018年；Downs 等，2021年）。从堆叠图中还可以看出，在爆发中心附近，很难区分日冕物质抛射侧翼和波；但之后可以清楚地看到，日冕物质抛射侧翼的扩张停止，而波与其脱离，并作为自由传播的快速磁流体动力学波继续传播（例如，Warmuth，2015年）。以往事件中也观察到了这种行为，据此人们认为，极紫外波是由日冕物质抛射侧翼最初的快速横向扩张所激发的（Veronig 等，2008年；Veronig 等，2018年；Kienreich 等，2009年；Patsourakos 和 Vourlidas，2009年）。