本稿的一个修订版本已发表于 *JGR: Space Physics*

内日球层太阳高能粒子的种子群体

N.Wijsen[1,2,3], **G. Li**[4], **Z. Ding**[1], **D. Lario**[2], **S. Poedts**[1,5], **R. J. Filwett**[6], **R. C. Allen**[7], **M. A. Dayeh**[8]

[1]数学系/数学等离子体天体物理中心，鲁汶大学，鲁汶，比利时 [2]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，格林贝尔特，马里兰州 20771，美国 [3]马里兰大学天文学系，大学公园市，马里兰州 20742，美国 [4]阿拉巴马大学亨茨维尔分校空间科学系与空间等离子体与航空学研究中心，亨茨维尔，阿拉巴马州 35899，美国 [5]玛丽亚·居里-斯克沃多夫斯卡大学物理研究所，卢布林，波兰 -波兰 [6]爱荷华大学物理与天文学系，爱荷华城，爱荷华州 52242，美国 [7]约翰斯·霍普金斯大学应用物理实验室，劳雷尔，马里兰州 20723，美国 [8]西南研究院，圣安东尼奥，德克萨斯州 78238，美国

arXiv:2304.09098v1 [physics.space-ph] 18 Apr 2023

要点：

- 大型太阳高能粒子事件中的种子粒子群可能源自耀斑残留物
- 我们结合磁流体力学（MHD）太阳风代码和粒子输运代码，研究内日球层中种子粒子的分布
- 我们得到了1天文单位处种子粒子群的经向剖面，并表明垂直扩散系数是一个关键参数

摘要

在大型渐变型太阳高能粒子（SEP）事件中测得的粒子，被认为主要是在日冕物质抛射（CME）驱动激波处加速的。离子电荷态和成分分析表明，CME驱动激波处粒子加速机制所需的种子粒子群，其来源并非太阳风主体热物质，而是存在于太阳风中的超热粒子群。该超热粒子群可能源于先前太阳耀斑和/或此前CME驱动激波加速的残余物质。在本研究中，我们结合太阳风的磁流体动力学（MHD）模拟以及粒子加速与输运的蒙特卡罗模拟，考察了内日球层中该超热粒子群的分布。假设太阳耀斑以不同强度使种子粒子在太阳附近均匀分布，我们研究了多个日心距离处种子粒子群的纵向分布。我们考虑了非均匀的背景太阳风，其中包含会在太阳风中形成压缩区和稀疏区的快流和慢流。我们的模拟表明，特定位置（例如1天文单位）处的种子粒子群受到下层太阳风构型的强烈调制。共转相互作用区（CIR）和合并相互作用区（MIR）能够显著改变种子粒子群的能谱。此外，跨场扩散在减弱种子粒群在空间和能量上的强烈变化方面发挥着重要作用。

通讯作者：Gang Li，gangli.uahuntsville@gmail.com

通俗语言摘要

大型太阳高能粒子事件是空间天气领域主要关注的问题。在这些事件期间，粒子会在由日冕物质抛射（CME）驱动的激波处被加速至极高能量。尽管这些事件中的日冕物质抛射通常具有相似的形态和速度，但不同事件中加速粒子的强度可能存在显著差异。这些巨大差异的一个可能原因，是注入日冕物质抛射驱动激波处加速机制的基础种子粒子群具有可变性。要在日冕物质抛射驱动激波处得到有效加速，粒子需要具有高于激波速度的初始速度。因此，人们通常认为种子粒子群来自超热粒子群，而不是太阳风主体。这些超热粒子可以在太阳附近由微耀斑和纳耀斑等过程产生。在本研究中，我们使用三维磁流体力学模型 EUHFORIA 和粒子输运与加速模型 PARADISE，研究太阳风结构如何影响这些超热粒子在不同日心距离处的分布。我们发现，内边界处太阳风速的变化会导致内日球层中超热粒子群出现显著的经度变化。我们的研究或可为大型太阳高能粒子事件中粒子强度的变化提供一种解释。

1 引言

太阳高能粒子（SEP）是空间天气中的一项重大关注。大型太阳高能粒子事件中离子的能量可高达 $\sim$ GeV/nuc。人们认为，这些粒子要么在太阳耀斑附近加速（此类事件通常称为“脉冲型”事件），要么在日冕物质抛射（CME）驱动的激波处加速（此类事件通常称为“渐变型”事件）（Reames et al., 1997）。在渐变型SEP事件中，人们认为粒子通过扩散激波加速（DSA）机制在日冕物质抛射驱动的激波前沿加速。由于快速日冕物质抛射通常能够驱动具有较大 Alfv´en 马赫数的强激波，因此被认为是高效的粒子加速器。然而，尽管大多数强烈的太阳高能粒子事件都与快速且宽大的日冕物质抛射有关（Reames, 1995; Kahler, 1996; Gopalswamy 等人, 2002; Cliver et al., 2004; Tylka et al., 2005; Kahler & Vourlidas, 2013），这类日冕物质抛射中仍有许多不会引发大型太阳高能粒子事件（Kahler, 1996; Lario et al., 2020）。在诸多影响因素中，事件规模之所以存在如此大的差异，可能是因为进入DSA机制的种子粒子群有所不同。早先，Kahler et al. (2000) 提出，事件发生前背景高能粒子的存在可能是决定太阳高能粒子事件规模的关键因素之一。事实上，DSA机制的一项关键假设是，加速粒子的注入速度必须高于激波速度，因此这些粒子必定来自超热粒子群，而非太阳风的热粒子群。

成分与电荷态研究（Mason 等人，1999、2000；Klecker 等人，2007；Mewaldt 等人，2012）揭示，大型太阳高能粒子事件中的种子粒子群可能是环境日冕物质，也可能是太阳耀斑和／或先前日冕物质抛射激波加速的残余物质。Gopalswamy 等人（2004）的研究发现，大型太阳高能粒子事件往往发生在同一活动区及邻近活动区多次爆发日冕物质抛射的时期。这促使 Li 等人（2005、2012）提出大型太阳高能粒子的“双日冕物质抛射”情景（另见 Ding 等人，2013）。在“双日冕物质抛射”情景中，先前的日冕物质抛射在主日冕物质抛射发生前 13 小时内爆发，同时提供增强的种子粒子群和更高的湍流水平，从而有利于主日冕物质抛射驱动激波实现高效加速（Li 等人，2012）。Li 等人（2012）认为，大量种子粒子不仅会带来高强度的高能粒子，还决定了激波能够达到的粒子最大能量。这是因为粒子加速过程与上游波的放大密切相关，而波功率与种子粒子的数量成正比（Zank 等人，2000；Rice 等人，2003；Li 等人，2003）。

在 Li 等人（2012）提出的情景中，假设增强的种子粒子群仅持续 13 小时。然而，Zhuang 等人（2021）的最新研究表明，尽管超大型太阳高能粒子事件往往有日冕物质抛射在 ~ 13 小时内先行爆发，但许多大型太阳高能粒子事件在这一时间窗口内并没有先行日冕物质抛射。因此，如果大型太阳高能粒子事件的种子粒子群源自先前的日冕物质抛射／激波，它就可能在内日球层中持续较长时间（> 13 小时）。因此，了解这一种子粒子群在内日球层中的分布情况，以及其演化如何受到下方太阳风的影响，非常重要。

太阳耀斑往往比日冕物质抛射更为频繁，这表明大型太阳高能粒子事件的种子粒子群也可能由这些数量更多的太阳耀斑中加速的残余物质形成（Mason 等人，1999，2000）。Solar Orbiter 的近期观测显示，即使在宁静的太阳日冕中，极紫外图像（Berghmans 等人，2021）和 X射线图像（Saqri 等人，2022）中也存在大量微耀斑。磁重联似乎在这些大量发生的微耀斑中发挥着关键作用（例如，Chen 等人，2021；Hou 等人，2021；Li 等人，2022）。因此，我们认为，即使在太阳活动极小期观测到的这些小型耀斑中发生的粒子加速（例如，Christe 等人，2008），也可能使内日球层充满超热粒子。也就是说，我们认为，这些小尺度耀斑能够持续提供种子粒子群。该种子粒子群在靠近太阳处产生，并将传播进入太阳风。由于它们的能量高于背景太阳风等离子体，因此主要沿行星际磁场（IMF）传播，并将受到太阳风不均匀性所导致的行星际磁场稀疏区和压缩区产生的影响。在共转相互作用区（CIR）附近，压缩波或激波引起的加速也可能存在，并影响这些种子粒子在内日球层中的分布。显然，理解各种太阳风结构如何影响这一种子粒子群十分重要。

Fisk & Gloeckler（2006，2008）提出，超热种子粒子群也可能在太阳风中由热粒子库通过压缩湍流进行原位加速。该机制预言，在几千电子伏至数十千电子伏的能量范围内，普遍存在形式为 $j(E) \sim E^{-1.5}$（或 $f(v) \sim v^{-5}$）的谱尾。然而，在高于 50 千电子伏的能量范围内，原位观测显示谱指数变化范围很大，在 1.2 和 2.9 之间变化（例如 Mewaldt，2007；Dayeh 等人，2009，2017；M. I. Desai 等人，2010；Filwett 等人，2019）。关于种子粒子群的另一项观测特征是其经度变化。来自 STEREO- A、B 和 ACE 的多航天器观测表明，种子粒子群强度会随经度发生显著变化。

从上述讨论中可以明确看出，内日球层中超热种子粒子群的起源与演化仍存在争议。在本研究中，我们采用数值模拟来考察内日球层中的种子粒子群分布。我们采用种子粒子源于微耀斑和纳耀斑的情景，并假设它们均匀分布在模拟区域的内边界处，该边界位于距离太阳 0.1 天文单位的位置（详见下文）。随后，我们研究了这一种子粒子群在由多个快、慢太阳风流组成的非均匀太阳风中的输运过程。我们使用欧洲日球层预报信息资产（EUHFORIA）模型（Pomoell & Poedts，2018）对非均匀太阳风进行建模，并使用面向行星际空间探测的粒子辐射资产（PARADISE）模型（Wijsen，2020）跟踪粒子输运。我们发现，太阳风中的速度剪切会影响种子粒子的空间分布，从而导致这些种子粒子在内日球层中出现显著的经度变化。此外，跨场扩散在减弱构型空间和能量空间中的种子粒子群强烈变化方面发挥着重要作用。

本文组织如下：第 2 节介绍本研究所使用的两个模型，即 EUHFORIA 和 PARADISE；第 3 节展示模拟结果；最后在第 4 节进行讨论。

2 模型描述

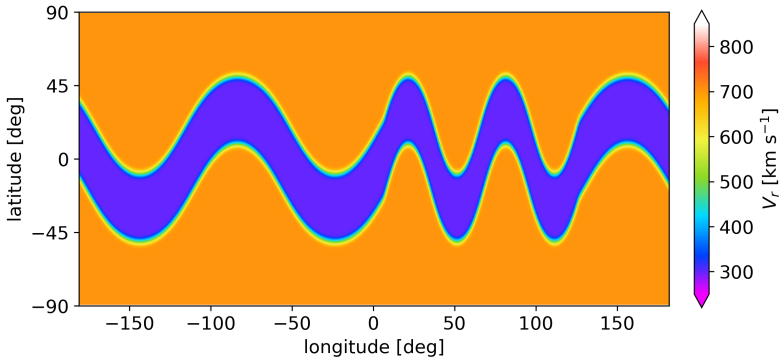


图 1. EUHFORIA模拟在内边界处的径向速度剖面 .

为了研究内日球层中种子粒子群的演化，我们使用PARADISE模型（Wijsen, 2020），该模型通过由三维磁流体力学模型EUHFORIA（Pomoell & Poedts, 2018）生成的背景太阳风，演化高能粒子分布。本研究中，EUHFORIA用于生成合成太阳风，其中包含不同尺度的多股快、慢太阳风流。需要指出的是，我们的合成太阳风并非旨在重现某个特定卡林顿自转周期间生成的真实太阳风构型，而应被视为包含多种不同太阳风结构的集合；种子粒子群在穿过内日球层传播时可能会遇到这些结构。

为生成我们的合成太阳风，我们在位于 $R_b = 0.1$ 天文单位处的模型内边界采用了图 1 所示的双模速度剖面。遵循 EUHFORIA 的标准设置（Pomoell & Poedts, 2018），内边界处的热压力设定为恒定值，即 $P = 3.3$ nPa；数密度规定为 $n = n_{\rm fw}$ $(v_{\rm fw}/v_r)^2$, ，其中速度为 $v_{\rm fw} = 700$ 千米/秒$^{-1}$，数密度为 $n_{\rm fw} = 300$ cm^{-3}。这一选择确保太阳风在 $R_b = 0.1$ 天文单位处具有恒定的动能密度。在 1 天文单位处，模拟得到的太阳风速度介于 317 千米/秒和 722 千米/秒之间，数密度则在 1.6 cm^{-3} 到 39 cm^{-3}之间变化。在模拟的内边界处，假定磁场的径向分量（B_r）为正，且数值为 300 nT。方位角分量（B_ϕ）的取值使得共转参考系中的电场为零。这对于在该参考系中获得稳态解是必要的。值得注意的是，B_r的单极性特征意味着我们在模拟中不考虑日球层电流片（HCS）。我们指出，在 HCS 处，磁场方向的反转可能导致高能太阳高能粒子和银河宇宙线（GCR）沿 HCS 漂移（例如，Jokipii 等人，1977；Kota & Jokipii，1983；Dalla 等人，2020）。然而，对于本文研究的低能质子，预计日球层电流片漂移很小（例如，Battarbee 等人，2018），因此我们忽略了这一效应。此外，尽管可以在 EUHFORIA 模拟中加入 HCS（例如，Scolini 等人，2021），但由于模拟的空间分辨率有限，所建模的 HCS 通常比观测到的 HCS 更宽。这可能会对 PARADISE 所建模的超热粒子产生非物理效应。在未来的工作中，我们将通过使用自适应网格细化（AMR）来提高

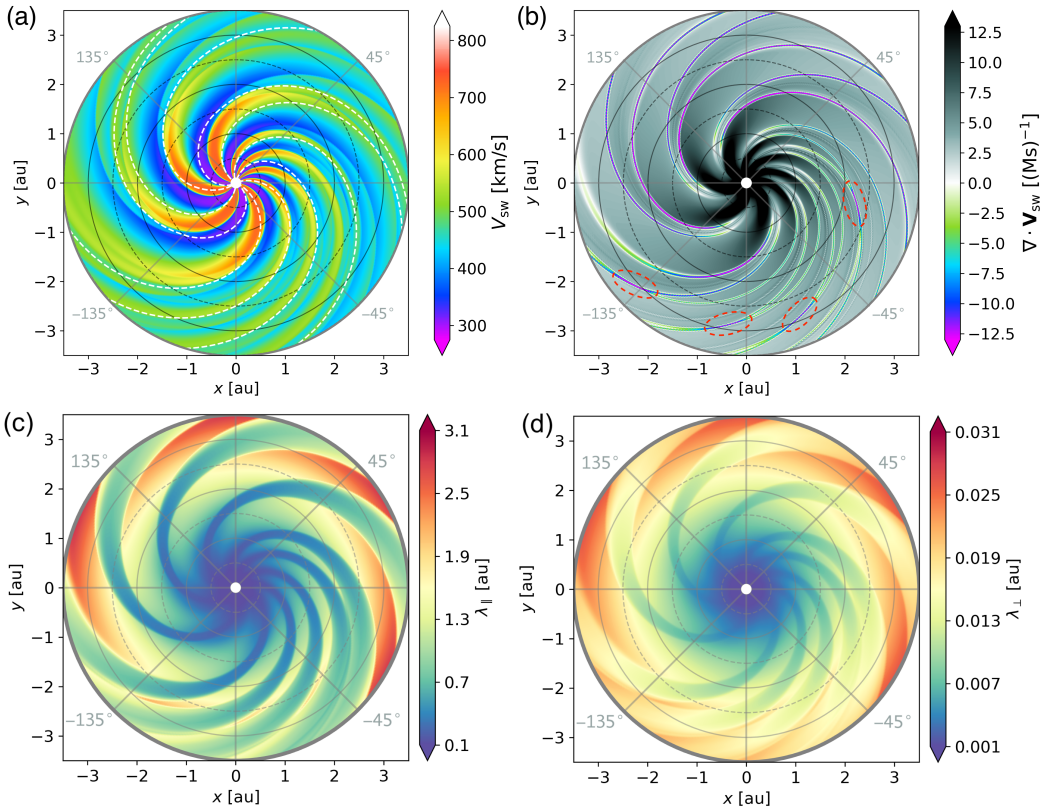


图2. 太阳赤道面上的 EUHFORIA 太阳风，以及假定的平行和垂直平均自由程。面板 (a) 显示太阳风速度。白色虚线表示投影到太阳赤道面上的行星际磁场线。面板 (b) 显示太阳风速度的散度， $\nabla \cdot \vec{V}_{\mathrm{sw}}$。界定各个共转相互作用区的压缩波可识别为彩色的螺旋状结构。红色虚线椭圆标出了前向和反向压缩波的合并与交叉位置。面板 (c) 和 (d) 分别显示 PARADISE 模拟中 10 千电子伏质子的平行和垂直平均自由程。

电流片处计算网格的分辨率，从而解决这一问题（例如，Baratashvili 等人，2022）。

图2a显示了太阳赤道面上的太阳风速 V_{sw} 。可以清楚地看到纵向延伸范围各不相同的快、慢太阳风流。慢速太阳风流后方紧随快速太阳风流时，便会形成共转相互作用区（CIR）。快速太阳风流尾部、下一股慢速太阳风流到来之前，会形成稀疏区。这些结构也可在图2b中看到，该图显示了太阳赤道面上的 $\nabla \cdot V_{\mathrm{sw}}$ 。灰色阴影区域对应太阳风膨胀的位置，其中快速太阳风流及其尾随的稀疏区颜色最深。CIR边界处呈彩色（偏黄和偏蓝）的螺旋形结构可用来识别压缩区。我们将这些成对出现的压缩区与通常在CIR前方和后方观测到的前向和反向压缩波联系起来。这些压缩波在远离太阳处可能会陡化为反向和正向激波。在我们的模拟中，反向激波在超过 ∼1.5天文单位处开始形成。更多讨论见下文。图2b中的红色虚线椭圆标示了两个相邻CIR的前向和反向激波相互

交会的位置。在更远处、越过这一激波交会之后，可以认为这两个CIR形成了一个合并相互作用区（MIR；例如 Dryer 与 Steinolfson，1976；Dryer 等，1978；Whang 与 Burlaga，1985；Burlaga 等，1990）。值得指出的是，在模拟中，只有较小的高速流结构会在 $\lesssim 3$ 天文单位以内产生MIR，因为这些高速流结构所产生的CIR在经度上的间距较小。一般而言，MIR的形成位置很大程度上取决于驱动CIR合并的高速流结构的延伸范围和间距，也取决于局部等离子体条件，因为这些因素决定了反向和正向激波的传播速度。

在本研究中，利用蒙特卡罗模型PARADISE使超热粒子种子粒子群在EUHFORIA太阳风区域中演化。这是通过求解聚焦输运方程实现的（有关最新综述，参见 van den Berg 等，2020）

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\left(\vec{V}_{\rm sw}+\mu v\vec{b}\right)\cdot\nabla f+\left(\frac{1-3\mu^2}{2}(\vec{b}\vec{b}:\nabla\vec{V}_{\rm sw})-\frac{1-\mu^2}{2}\nabla\cdot\vec{V}_{\rm sw}-\frac{\mu}{v}\vec{b}\cdot\frac{d\vec{V}_{\rm sw}}{dt}\right)p\frac{\partial f}{\partial p}$$
$$+\frac{1-\mu^2}{2}\left(v\nabla\cdot\vec{b}+\mu\nabla\cdot\vec{V}_{\rm sw}-3\mu\vec{b}\vec{b}:\nabla\vec{V}_{\rm sw}-\frac{2}{v}\vec{b}\cdot\frac{d\vec{V}_{\rm sw}}{dt}\right)\frac{\partial f}{\partial\mu}+\frac{dp}{dt}=$$
$$\frac{\partial}{\partial\mu}\left(D_{\mu\mu}\frac{\partial f}{\partial\mu}\right)+\nabla\cdot(\boldsymbol{D}_\perp\cdot\nabla f)\,. \quad (1)$$

在该方程中，$f(\vec{x},\ p,\ \mu,\ t)$表示回旋平均粒子分布函数，该函数取决于时间 t、空间坐标 $\vec{x}$、动量大小 p以及俯仰角余弦 μ。此外，粒子微分通量 $\vec{j}(E)$与 f 之间通过 $\vec{j}(E)=p^2f(p)$相关。方程（1）中的其他项分别为$\vec{}$ $\vec{}$粒子速度 v、太阳风速度 $V_{\rm sw}$以及单位矢量 b，后者指向环境行星际磁场的$\vec{}$ $\vec{}$方向。在PARADISE模型中，$V_{\rm sw}$ 和 b 由EUHFORIA模型获得。方程（1）右侧出现的两个项描述了扩散。其中包括由 $D_{\mu\mu}$描述的俯仰角扩散过程，以及垂直于背景磁场的空间扩散过程，该过程由张量 $\boldsymbol{D}_\perp=D_\perp(I-\vec{b}\vec{b})$描述，其中 I 表示单位矩阵。这些$\vec{}$扩散过程模拟了波动磁场 δB 对粒子输运的影响。我们假设这种磁湍流是磁静态的、不可压缩的，并且可以分解为板状分量和二维分量（例如 Matthaeus 等，1990）。我们进一步假设磁方差与背景磁场强度之比按以下方式标度

$$\frac{\delta B^2}{B_0^2}=\begin{cases}\Lambda_0\,(r/r_0)^{\alpha_1} & r\le r_1=0.5\text{ au}\\ \Lambda_1\,(r/r_0)^{\alpha_2} & r_1<r\le r_2=2.0\text{ au}\\ \Lambda_2 & r_2<r\end{cases} \quad (2)$$

其中，B_0 是背景行星际磁场，$r_0=0.1$ 天文单位，$\Lambda_0=0.1$, $\Lambda_1=\Lambda_0(r_1/r_0)^{\alpha_1-\alpha_2}\approx 0.15$, $\Lambda_2=\Lambda_1(r_2/r_0)^{\alpha_2}\approx 0.32$，其中 $\alpha_1=0.5$，且 $\alpha_2=0.25$。选择方程（2）是为了捕捉背景磁场与湍流磁场 δB不同的径向依赖关系。在0.5天文单位以内，磁场主要沿径向，平均按 $\sim r^{-1.5}$变化；超过2天文单位后，磁场主要沿方位角方向，平均按 $\sim r^{-1}$变化。帕克太阳探测器（PSP）的近期观测（Adhikari 等人，2020）表明，湍流 δB^2 在1天文单位以内呈现 $\sim r^{-2.54}$ 依赖关系，其变化略缓于WKB近似所预言的 r^{-3}。超过2天文单位后，该关系也会变平，我们假设其与 B_0^2 的比值不依赖于 r。遵循Bieber 等人（1994）的做法，我们假设 $\delta B^2_{\rm slab}=0.2\delta B^2$且 $\delta B^2_{\rm 2D}=0.8\delta B^2$。二维和板状相关长度分别设定为 $\ell_{2D}=$(0.0074天文单位)$(r/1$天文单位$)^{1.1}$和 $\ell_{\rm slab}=3.9\times\ell_{2D}$（Strauss 等人，2017；Weygand 等人，2011）。

俯仰角扩散系数的函数形式由准线性理论（QLT）推导得出，并经过缩放，使平行平均自由程等于（Teufel

和 Schlickeiser，2003）

$$\lambda_{\parallel} = \frac{3s}{\pi(s-1)} \ell_{\rm slab} R^2 \frac{B_0^2}{\delta B_{\rm sl}^2} \left[\frac{1}{4} + \frac{2R^{-s}}{(2-s)(4-s)} \right], \tag{3}$$

其中，s 是湍流功率谱的谱指数，$R = R_L/\ell_{\rm slab}$，其中 R_L 为 90° 俯仰角下的拉莫尔半径。图2c展示了太阳赤道面内10千电子伏质子的平行平均自由程。$\lambda_{\parallel}$ 对基础太阳风类型的强依赖性源于粒子的回旋频率，进而源于波粒共振条件对背景磁场的依赖。特别是，该图表明，在模拟中，稀疏区具有较大的平行平均自由程。这与例如 McDonald & Burlaga（1985）以及 M. I. Desai 等（2020）的研究结果一致，即在稀疏区内，粒子散射（以及由此产生的绝热减速）可能会显著减弱。后者可能是稀疏区内观测到的 Alfv´enic 波动振幅衰减的结果（例如 Carnevale 等，2022）。

PARADISE模拟中使用的跨场扩散系数基于 Matthaeus 等人（2003）的非线性导引中心（NLGC）理论，并经 Engelbrecht（2019）修改，以显式纳入对粒子俯仰角的依赖:

$$D_{\perp} = \mu^2 v \lambda_{\parallel}^{1/3} \left(a^2 \sqrt{3\pi} \frac{2\nu - 1}{\nu} \frac{\Gamma(\nu)}{\Gamma(\nu - 1/2)} \frac{\delta B_{2D}^2}{B_0^2} \ell_{2D} \right)^{2/3}, \tag{4}$$

其中，v 为粒子速度，μ 为俯仰角余弦，$\nu = s/2$、Γ 表示伽马函数，a 为自由参数；按照 Matthaeus 等人（2003）的研究，我们将其设为 $\sqrt{1/3}$。图2d显示了太阳赤道面内10千电子伏质子的垂直平均自由程 $\lambda_{\perp} = \frac{3}{2v} \int_{-1}^{1} D_{\perp}(\mu) d\mu$。垂直平均自由程的方位角变化源于其对 $\overline{\lambda_{\parallel}^{1/3}}$ 的依赖。比值 $\lambda_{\perp}/\lambda_{\parallel}$ 的范围为 10^{-3} 至 3×10^{-2}，其中最小值和最大值分别出现在稀疏区和共转相互作用区中。

我们假设在内边界$R_b = 0.1$ 天文单位处，粒子呈稳态且均匀分布，这代表了例如多次微耀斑注入后残留的粒子群体。该假设使我们能够研究太阳风剪切对这些粒子在整个内日球层中传播的影响。本文不考虑粒子从其可能被注入的位置——光球（PS）附近——传播至源表面的过程。日冕磁场具有高度动态性和不规则性。在光球（PS）处，耀斑并非均匀分布；但这种磁场的总体作用可能会使耀斑源的空间分布变得模糊。

假设在内边界注入的微分强度具有如下函数形式

$$j_{\rm inj}(E) = j_0 E^{\gamma} \exp(-E/E_0), \tag{5}$$

在 PARADISE 模型中注入能量从 10 千电子伏到 26 兆电子伏的质子。作为示例，我们选择转折能量 $E_0 = 500$ 千电子伏和谱指数$\gamma = -2.5$。这比压缩波加速模型预测的 $\gamma = -1.5$ 更软（Fisk & Gloeckler, 2006）。此外，我们假设 $j_{\rm inj}$ 与时间无关。为此，我们首先通过在时刻 $t = 0$一次性注入粒子，计算聚焦输运方程的格林函数解。随后，将不同时刻的格林函数解与一个与时间无关的函数进行卷积，从而得到恒定粒子注入下的稳态解。式（5）中的常数 j_0 经过选取，使模拟得到的 10 千电子伏质子在 1 天文单位处 EUHFORIA 太阳风速低于 320 千米/秒的区域内，平均微分强度为 10^3 (cm^2 s sr MeV) $^{-1}$。这一归一化基于

Gloeckler 等人（2008）的研究结果。他们对 ACE 在 2007 年平静期测得的微分质子强度进行了集合平均。所选平静期定义为太阳风速低于 320 千米/秒的时段。需要指出的是，本文所有模拟中的常数 j_0 均取自未考虑跨场扩散的模拟。这样做是为了便于对不同模拟进行有意义的比较。

3 结果

3.1 3.5 天文单位范围内种子粒子群的空间分布

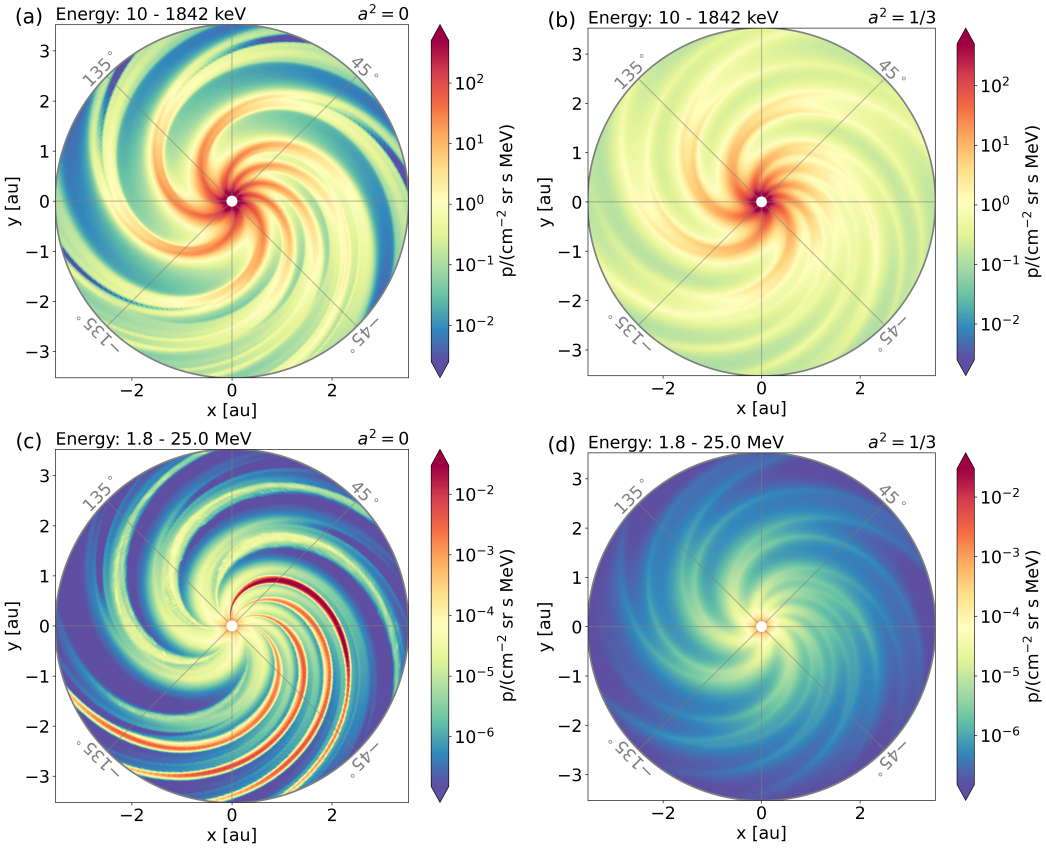


图 3. 太阳赤道面内，10 千电子伏–1.8 兆电子伏（上排）和 1.8–25 兆电子伏（下排）能道的全向粒子强度。左列对应不含跨场扩散的模拟（$a^2 = 0$），右列对应含跨场扩散的模拟，扩散系数为 $a^2 = 1/3$。

图3展示了两个能量范围内模拟得到的全向粒子强度：顶行是 10 千电子伏 – 1.8 兆电子伏，底行是 1.8 兆电子伏 – 25 兆电子伏。左列和右列分别展示未考虑和考虑跨场扩散的模拟结果（即式4中的 $a=0$ 和 $a=\sqrt{1/3}$ ）。比较 (b) 与 (a)、(d) 与 (c) 可见，未考虑跨场扩散时，模拟强度表现出显著的经度变化。对于较低能道，这种变化反映了底层太阳风构型。也就是说，比较图3a与图2a、图2b可见，最高强度出现在共转相互作用区内，最低强度则出现在稀疏区内。这是

因为在未考虑跨场扩散时，超热粒子只能沿着嵌入太阳风中的背景磁力线传播。因此，这些超热粒子会受到底层太阳风压缩和稀疏的影响。考虑跨场扩散时（图3b），相邻磁力线之间的粒子强度梯度会产生电流，从而使这些磁力线上的粒子分布趋于均匀。图3的 b 面板展示了这一现象。

高能通道 1.8 兆电子伏 – 25 兆电子伏的行为与低能通道显著不同。对于高能通道，图3c显示，沿着与正向—反向激波交叉磁连接的背景磁力线，粒子强度最大；图2b中的红色椭圆标出了这些位置。这是持续进行的行星际粒子加速过程效率很高的结果，原因如下文所述。

一般而言，粒子可能在太阳风流汇聚的区域中加速，也就是说，在 $\nabla\cdot\vec{V}_{\rm sw} < 0$ 的区域中（例如，Giacalone 等，2002；le Roux 与 Webb，2009；Wijsen 等，2019b）。在这些区域，粒子可通过与汇聚的散射中心相互作用而获得能量（假设散射中心冻结在背景太阳风中）。因此，模拟中的粒子在穿越共转相互作用区边界处的压缩波/激波时会加速。当发生多次交叉时，粒子会经历一阶费米加速过程；若形成了激波，则这一过程称为扩散激波加速（DSA）（Axford 等，1977；Bell，1978）。要使 DSA 高效，上游和下游区域较高的湍流水平会有所助益，因为湍流更强的介质会使粒子扩散系数 κ 更小，并缩短加速时间尺度；该时间尺度与 $\sim \kappa/u^2$ 成正比，其中 u 是背景流速。粗略而言，湍流越强，粒子在激波前沿的交叉次数就越多。

在我们的模拟中，由于粒子穿越压缩波的平均自由程相对较长，简单的 DSA 情景预计不会非常有效（见图2c）。然而，模拟中存在一种情景，使 DSA机制的一种非常有趣的变体得以发挥作用；这是由相邻共转相互作用区的前向和反向压缩波汇聚而形成的区域所致。我们将这一情景称为“宏观塌缩磁陷阱”（MCMT）。在太阳风参考系中，前向和反向压缩波沿不同方向传播，最终可能彼此交汇，形成 MIR（例如，Dryer 与 Steinolfson，1976；Dryer 等，1978；Whang 与 Burlaga，1985；Burlaga 等，1990）。这些汇聚激波之间的磁力线构型类似于塌缩磁陷阱，可产生有效的一阶费米加速。事实上，如图3c所示，高能通道中的高强度区域可辨认为沿着连接至 MIR 的磁力线分布。具体而言，模拟中在 $r \sim 2.25$ 天文单位处形成的 MIR 被发现是效率最高的粒子加速器（对应最上方的红色条带）。

图3c（a^2=0）和图3d（a^2=1/3）使我们能够比较跨场扩散对1.8-25 MeV粒子分布的影响。引入跨场扩散会显著影响粒子加速过程以及加速粒子的（经向）分布。增强的粒子强度与MIR之间的明确关联逐渐减弱。这是因为反向-正向激波穿越仅占经度范围中相对较小的一部分，并且一旦引入跨场扩散，粒子很可能会迅速脱离与这些汇聚激波结构相连接的磁力线。因此，跨场扩散会使粒子在得到显著加速之前就逃离MCMT。

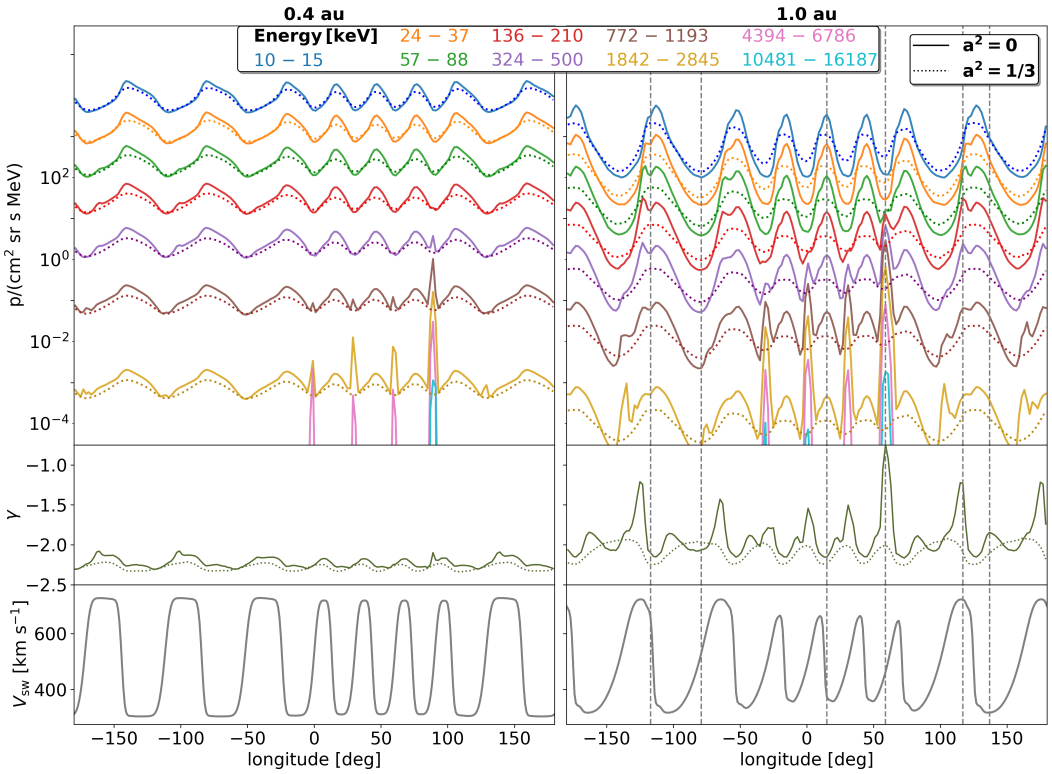


图4. 太阳赤道面上 $r = 0.4$ 天文单位（左列）和 $r = 1.0$ 天文单位（右列）处模拟的经度分布。上方两行显示不同能道以及不同跨场扩散条件下的全向强度，具体条件由各面板插图中的参数 a^2 指示。中间一行给出谱指数 γ，该指数由对 10 至 324 千电子伏范围内微分强度 $j(E)$进行幂律 E^{γ} 拟合得到。底部一行给出背景太阳风的速度。竖直虚线标示了图6中所示能谱对应的经度。

3.2 粒子强度的经度变化

本节将更加仔细地研究不同径向距离处超热粒子分布的经度变化。图2中，零经度位于 x轴正向，经度沿逆时针方向增加。图4的顶部各行显示了太阳赤道面内全向强度随经度的变化，分别对应无跨场扩散（实线）和有跨场扩散（虚线）的模拟结果。左列和右列分别显示了日球层径向距离为 $r = 0.4$ 天文单位和 $r = 1.0$ 天文单位处的结果。尽管粒子在0.1天文单位处均匀注入，但0.4天文单位处的全向强度呈现出明显的经度依赖性，这是粒子传播所经过的结构化背景太阳风造成的。此外，在无跨场扩散的情况下（实线），当粒子能量高于500千电子伏（即高于j_{inj}的转折能量）时，强度会出现几个“尖峰”（位于经度 0°、 30°、 65°和 90°附近），强度跃升数个数量级。这些尖峰对应于与MIR磁连接的位置（见图2b和图3d）。对于高于1 MeV的能量，1 天文单位处这些强度尖峰的经度宽度（图4右面板）为 ∼9°，对应于从地球观测到的 ∼16 小时周期。正如上一节所述，跨场扩散将抑制

MIR结构附近的加速效率，这解释了为什么在图3的 $a^2 = 1/3$ 中没有出现强度尖峰。

除强度尖峰外，我们还发现，在不考虑跨场扩散的模拟中，0.4 天文单位处单个能道内的粒子强度通常会变化 ~ 6 倍。加入跨场扩散后，这种变化降至 $\sim$3 倍。在 1.0 天文单位处，对于任一低能能道（< 324 千电子伏），当 $a^2 = 0$ 时，强度变化可达 ~ 50 倍；加入跨场扩散后，这种变化降至 10（$a^2 = 1/3$）。

图4第二行显示谱指数 γ，该指数通过对 10 至 324 千电子伏范围内的微分强度 j（E）拟合幂律 $E^{-\gamma}$ 得出。不论是否考虑跨场扩散，模拟得到的能谱都比注入谱（$j_{\mathrm{inj}} \propto E^{-2.5}$）更硬。在采用名义太阳风条件的模拟中也能看到部分能谱硬化（例如 Wijsen等，2020），这可归因于输运效应。然而，在当前模拟中，谱指数的变化很大程度上受共转相互作用区结构影响。例如，形成于“大型高速流结构”前方的共转相互作用区（例如，在 1.0 天文单位处覆盖从 -130° 到 -110°0 经度范围的共转相互作用区）呈现出局部粒子加速的特征。例如，在右面板（$r = 1.0$ 天文单位）中，136–210 千电子伏能道出现双峰结构。该双峰结构是前向和反向压缩波均加速粒子的结果，在共转相互作用区中经常可以观测到（例如 Wijsen等，2021）。峰间的强度“低谷”对应于共转相互作用区的流界面（SI），此处被压缩和激波加热的快速太阳风与被压缩和激波加热的慢速太阳风相遇。

请注意，1天文单位处谱指数的定性行为存在显著差异，具体取决于是否纳入跨场扩散。不考虑跨场扩散时，最硬的能谱出现在前向和反向激波的紧上游区域，而最软的能谱出现在剪切界面处以及高速流结构后方的稀疏区。相比之下，纳入跨场扩散后，稀疏区呈现最硬的能谱。这些结果可以理解为两种作用的共同结果：跨场扩散降低了CIR激波附近的粒子加速效率，同时非常有效地将粒子扩散到稀疏区中（另见 Wijsen等，2019a）。无论模拟是否纳入跨场扩散，剪切界面始终是能谱最软的区域。

图5与图4相同，但对应 $r = 1.5$ 天文单位和 $r = 2.5$ 天文单位。为清晰起见，仅显示五个能道的强度。不考虑跨场扩散的模拟（实线）中，全向粒子强度呈现显著的非均匀性，在低能能道中的变化超过两个数量级。在最高能道中，再次可以看到几个明显的强度尖峰，这些尖峰可归因于MCMT。对于纳入跨场扩散的模拟，与 $r = 0.4$ 天文单位和1.0天文单位的情况类似，粒子强度的经度变化较小。不过，在1.5天文单位处，低能能道中的强度变化仍可超过一个数量级（ $a^2 = 1/3$ ）。在较高能量下，强度几乎保持恒定，仅在非常大型的高速流结构附近略有变化。

3.3 粒子能谱

为进一步展示无跨场扩散和有跨场扩散的模拟之间的差异，我们在图6中给出了不同经度处1天文单位的能谱（所选经度由图4右面板中的垂直虚线标出）。对于有跨场扩散的模拟（右面板），这些能谱之间差异不大。从这些能谱的形状也可以看出其相似性

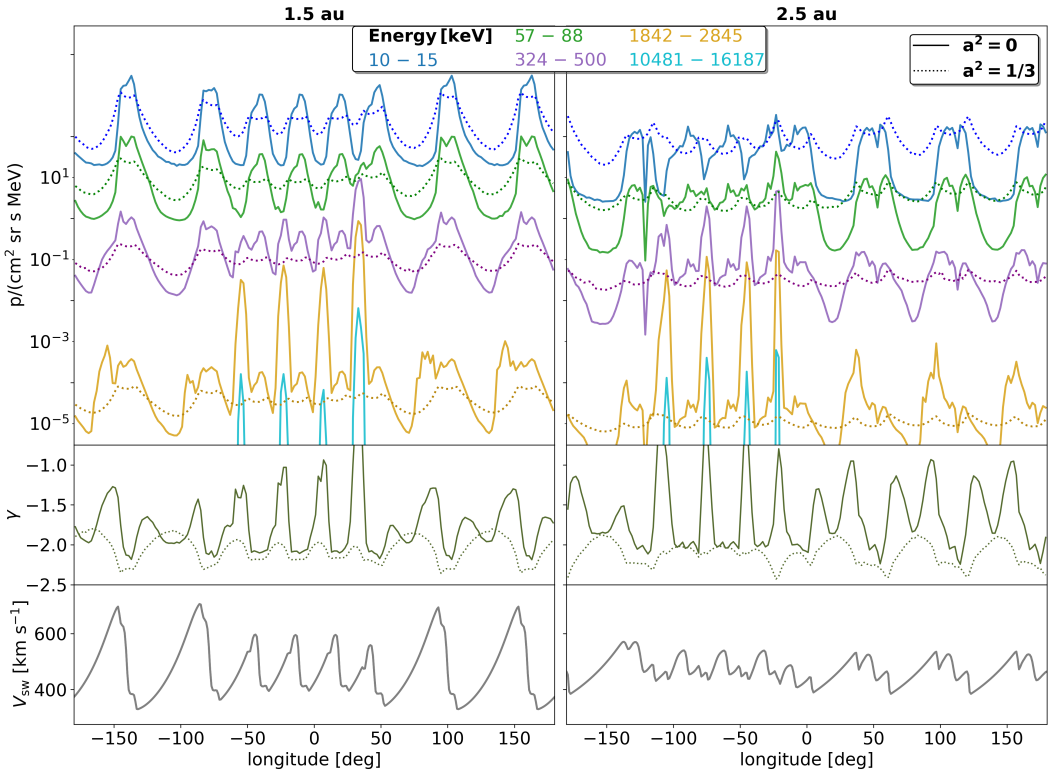


图5。 与图4相同，但针对 $r = 1.5$ 天文单位（左）和 $r = 2.5$ 天文单位（右）。为清晰起见，顶行中的能量通道数量已减少。

图4第二行中的谱指数。相比之下，对于无跨场扩散的模拟（左面板），能谱表现出较大的变化。可以推断出以下特征：

1. 经度 $-117°$ 和 $+15°$ 处的能谱彼此重合，因为这两个位置分别对应于由大型和小型高速流驱动的两个不同共转相互作用区的剪切界面。这两个经度处的能谱，尤其是低能量部分，比其他经度处的能谱更软，因为穿过这些经度的行星际磁场线不会穿过任何可使粒子加速的压缩波。值得注意的是，纳入跨场扩散后，这两个经度处的能谱不再重合。这是因为粒子现在能够探测底层（不同的）共转相互作用区的三维结构，不再受限于其所在的行星际磁场线。2. 经度 $-79°$ 对应于图4中的强度极小值，这是由底层太阳风稀疏区造成的。3. 经度 $+59°$ 在磁场上连接到一个区域，在那里两个共转相互作用区的前向激波和反向激波相互交叉。如前所述，这些合并激波形成了一个非常有利于一阶费米加速的环境（MCMT），因此产生了更硬的能谱，并将其延伸至高能量。4. 经度 $+117°$ 和 $+137°$ 分别位于反向压缩波和前向压缩波的正上游。 $+117°$ 处 $\lesssim 500$ 千电子伏粒子的局部强度峰值表明，反向波已充分陡峭化，能够引发显著的粒子加速。相比之下，在 $+137°$ 处看不到明显的强度峰值，这表明前向压缩波的效率较低

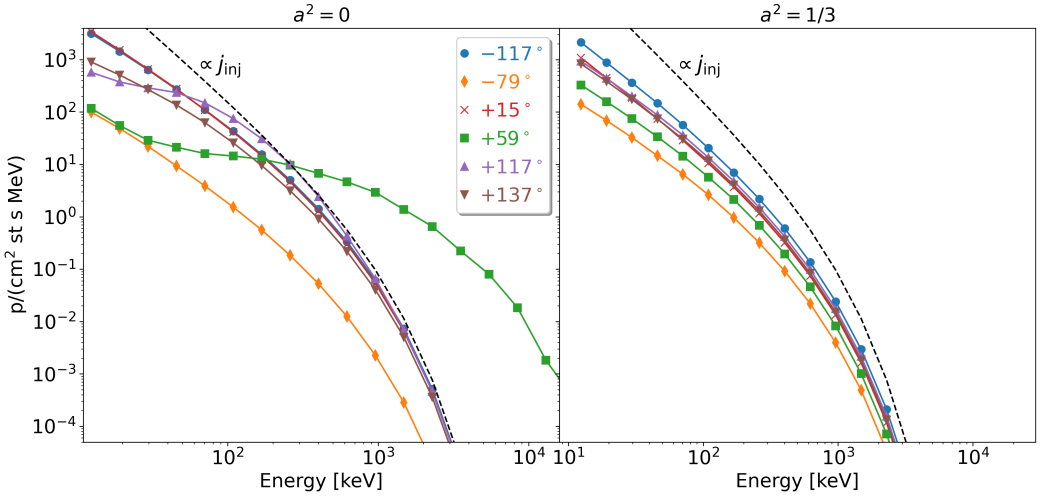


图6。 太阳赤道面上1天文单位处不同所示经度的能谱（另见图4右列中的垂直虚线）。左、右面板分别对应不包含（$a^2 = 0$）和包含（$a^2 = 1/3$）跨场扩散的模拟。虚线与注入谱 $j_{\rm inj}$成正比。

在粒子加速方面，两种能谱在较低能量处均呈现硬化，且反向激波上游的硬化比前向压缩波上游更为显著。

接下来，我们考察不同径向距离处的经度平均粒子能谱。需要强调的是，我们的合成太阳风构型应被视为包含一组快、慢太阳风流。因此，这些经度平均能谱对应于航天器在多次太阳自转期间测得的一系列能谱。

图7展示了不同径向距离处的这些经度平均能谱。考虑了两种不同的注入谱：实线表示前述章节中注入谱（ $\gamma = -2.5$）的结果，而点线表示较软注入谱（ $\gamma = -4$）的结果。两种注入谱均假定在500千电子伏处发生指数滚降。图7所示能谱已归一化为其在10千电子伏处的数值，并向下平移，以避免重叠并便于比较。

图 7 左图显示，不考虑跨场扩散时，经经度平均的能谱不再呈现带有 500千电子伏转折的幂律特征。也就是说，在较大的径向距离处（2.5 天文单位），由两种不同注入能谱得到的能谱会趋于相同的谱形。在较小的径向距离处（≤ 1 天文单位），采用较软注入谱的模拟（虚线）在 ~ 500 千电子伏以下产生凸形谱。在低能量处，谱形与注入谱相似，随后变硬，最终在更高能量处发生转折。开始变硬时对应的能量随径向距离增大而降低。这种现象有两个原因。首先，较软的注入谱意味着低能量粒子相对更多，因此低能量处的能谱更接近注入谱。其次，如前所述，在不考虑跨场扩散的情况下，1天文单位以外的加速更为显著，这也促成了能谱中所示的凸形谱。不过，在 500千电子伏以上，两种注入能谱的能谱表现相似

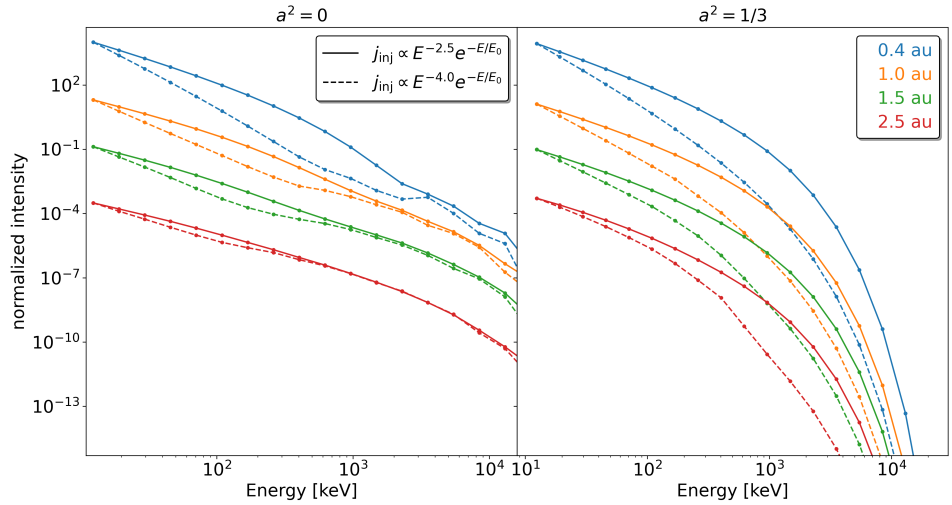


图 7. 太阳赤道面上不同径向距离处经经度平均的能谱。为便于比较，能谱已归一化至其在 10 千电子伏处的值，并向下平移 $10^{-1.75}$ 倍以避免重叠。

，这表明能谱的这部分较少依赖于 n
这更多是加速过程的结果，而非注入所致。

图 7 右面板展示了包含跨场扩散的情形。首先考虑注入谱为 $\gamma = -2.5$ 的情况（实线），不同日心距离处经经度平均的能谱相似。它们均呈现幂律谱并带有指数滚降。这是因为跨场扩散使粒子无法在持续发生粒子加速的区域内停留很长时间。因此，能谱特征受行星际加速过程的影响较小，与注入谱形更为相似。事实上，所有转折能量都接近 500千电子伏，即内边界处注入谱的转折能量。对于注入谱较软的情况（$\gamma = -4.0$ 和虚线），可以看到，0.4 天文单位和 1.0 天文单位处的能谱同样符合幂律谱并带有指数滚降。在$r = 1.5$ 和 2.5 天文单位处，300 至 800 千电子伏范围内的能谱呈现出一些特征，这可能是因为观测者此时更靠近共转相互作用区激波。请注意，跨场扩散的存在能够有效减弱共转相互作用区激波处的加速过程；比较右面板与左面板即可清楚地看到这一点。

4 总结与结论

在本研究中，我们考察了行星际条件如何影响超热粒子分布。由于这些超热粒子可能构成日冕物质抛射驱动激波处 DSA机制的种子粒子群，而这类激波会产生渐变型 SEP事件（例如，M. Desai 和 Giacalone，2016），因此理解可能导致该粒子群发生变化的过程十分重要。其中一个过程是背景太阳风中存在速度剪切和速度梯度。为研究这一点，我们使用 PARADISE模型，将一群源自太阳附近的超热粒子（推测由持续发生的纳米耀斑和微耀斑产生）传播到结构化背景太阳风中；该太阳风由 EUHFORIA 模拟，其中包含多个高速流结构、稀疏区和共转相互作用区。

模拟表明，太阳风中存在速度剪切和速度梯度，能够显著调制超热粒子群。为聚焦于背景太阳风结构的影响，我们在模型内边界注入强度均匀的粒子源。在模拟中，我们考虑了存在和不存在跨场扩散的情况。最低和最高粒子强度分别出现在太阳风稀疏区和共转相互作用区内部。在不存在跨场扩散的模拟中，共转相互作用区压缩波处的粒子加速使超热粒子群的能谱在局部变硬，从而导致模拟能谱出现显著的经度变化。此外，按一个太阳自转周期取平均的能谱明显比注入谱更硬。在更大的径向距离（≥ 1.5 天文单位）处，平均能谱变得与注入谱无关，因此完全受到背景太阳风结构的调制。高能端（> 1 兆电子伏）能谱变硬，部分是由于不同共转相互作用区的前向和反向激波相互交叉的区域发生了粒子加速，并形成 MIR。这对汇聚激波形成塌缩磁陷阱构型，从而产生高效的一阶费米加速过程。在模拟中，这些高效加速区位于较大的径向距离（> 2 天文单位）处，空间范围有限。这与先前关于共转相互作用区超热粒子的观测研究一致（例如，Mason 等人，2008；Ebert 等人，2012；Filwett 等人，2017）；兆电子伏/核子量级的粒子很可能在 1.5 天文单位以外被加速。这些高效加速区在内日球层的快速太阳风流及其后随稀疏区内产生了强度“尖峰”，并一直延伸至模型的内边界。如前所述，在 1 天文单位处，这些强度尖峰可持续 $\sim$16 小时，因此可能成为日冕物质抛射驱动激波处 DSA的瞬态种子粒子群候选，从而有助于解释渐变型SEP事件的大幅变化。

纳入跨场扩散会降低粒子在共转相互作用区和移动坍缩磁陷阱中的加速效率。这是因为跨场扩散倾向于使粒子均匀分布于空间，而在模拟中，粒子能够被加速的压缩波或磁陷阱所占的空间范围相对较小。也就是说，大部分太阳风处于膨胀状态，粒子会经历绝热冷却。在模拟中，行星际粒子加速的减弱在 MIR 形成区域附近尤为明显，因为跨场扩散会有效地将粒子从坍缩磁瓶中移走。我们指出，行星际跨场扩散是否存在及其强度仍存在激烈争论（近期讨论可参见 Strauss 等人，2020），而且跨场扩散很可能随太阳风背景条件和行星际磁场结构而变化。例如，共转相互作用区内部的剪切界面可能因存在非轴对称湍流而成为有效的扩散屏障（Strauss 等人，2016）。我们的研究表明，超热粒子群的性质在很大程度上取决于跨场扩散的强度。太阳风压缩波附近较弱的跨场扩散会使平均能谱整体变硬，同时也会导致超热粒子的局地能谱出现显著的空间变化。后者可能是日冕物质抛射驱动激波处观测到的高能粒子产生强烈变化的原因之一。

本研究所展示的 EUHFORIA 模拟不包含 HCS 或日冕物质抛射。太阳活动极大期期间，日冕物质抛射可能频繁发生。由于日冕物质抛射通常会驱动压缩或激波，因此预计它们也会影响超热粒子群。此外，当日冕物质抛射吞并共转相互作用区或先前的日冕物质抛射时，会以与本文所讨论的 MIR 形成过程类似的方式形成塌缩磁陷阱。因此，我们预计日冕物质抛射-日冕物质抛射相互作用和日冕物质抛射-共转相互作用区相互作用也会在产生种子粒子群方面发挥作用。我们将把

在此类太阳风条件下超热粒子群的演化进行更详细的研究，留待未来开展。

5 开放研究

本模拟工作未使用任何输入数据。本文所绘图表所依据的所有模拟结果数据均存档于 Zenodo 上的公开数据集中。数字对象标识符为 https://doi.org/10.5281/zenodo.7672340。

致谢

N.W. 感谢美国国家航空航天局项目 NNH17ZDA001N-LWS 以及弗兰德斯研究基金会（FWO-Vlaanderen，奖学金编号 1184319N）提供的支持。本项目获得了欧盟地平线2020研究与创新计划资助，资助协议编号为 870405（EUHFORIA 2.0）。这些研究成果也是在欧洲航天局项目“日球层建模技术”（合同编号 4000133080/20/NL/CRS）的框架下取得的。本研究使用的计算资源和服务由弗兰德斯超级计算中心（VSC）提供，该中心由弗兰德斯研究基金会和弗兰德斯政府经济、科学与创新部资助。本研究部分得到阿拉巴马大学亨茨维尔分校（UAH）美国国家航空航天局拨款 80NSSC19K0075、80NSSC19K0079 和 80NSSC20K1783 的支持。D.L. 感谢美国国家航空航天局“与恒星共存”计划（LWS）项目 NNH17ZDA001N-LWS 和 NNH19ZDA001N-LWS、戈达德太空飞行中心内部科学家资助模式（竞争性工作包）计划以及日球物理学创新基金（HIF）计划提供的支持。这些研究成果也是在项目 C14/19/089（鲁汶大学内部基金 C1 项目）、G.0D07.19N（弗兰德斯研究基金会）、SIDC数据开发（欧洲航天局 Prodex-12）以及比利时科学政策办公室项目 B2/191/P1/SWiM 的框架下取得的。R.C.A. 感谢美国国家航空航天局拨款 80NSSC21K0733 和 80NSSC21K1307 提供的支持。也感谢国际空间科学研究所和国际空间科学研究所北京办事处通过国际团队 469 提供的支持。

参考文献

Adhikari, L., Zank, G. P., Zhao, L.-L., Kasper, J. C., Korreck, K. E., Stevens, M., . . . Klein, K. G. (2020). 湍流输运建模与帕克太阳探测器（PSP）首次轨道观测。《天体物理学杂志增刊》,*246*(2), 38. 获取自 http://dx.doi.org/10.3847/1538-4365/ab5852 数字对象标识符：10.3847/1538-4365/ab5852 Axford, W. I., Leer, E., & Skadron, G. (1977, Jan). 激波对宇宙射线的加速。*Conf. Proc. ICRC*, *11*, 132. Baratashvili, T., Verbeke, C., Wijsen, N., & Poedts, S. (2022, November). 在 Icarus 中利用自适应网格细化和网格拉伸改进日冕物质抛射演化与到达预测。《天文学与天体物理学》, *667*, A133. 数字对象标识符：10.1051/0004-6361/202244111 Battarbee, M., Dalla, S., & Marsh, M. S. (2018, February). 对日球层波状电流片附近太阳高能粒子输运的建模。《天体物理学杂志》, *854*(1), 23. 数字对象标识符：10.3847/1538-4357/aaa3fa Bell, A. R. (1978, February). 激波前沿中宇宙射线的加速——I。*Mon. Not. R. Astron. Soc.*, *182*(2), 147–156. 获取日期：2019-12-26，来源：https://academic.oup.com/mnras/article-lookup/doi/10.1093/mnras/ 182.2.147 数字对象标识符：10.1093/mnras/182.2.147 Berghmans, D., Auch`ere, F., Long, D. M., Soubri´e, E., Mierla, M., Zhukov, A. N., . . . Inhester, B. (2021, December). Solar Orbiter/EUI 观测到的极紫外宁静太阳增亮现象。《天文学与天体物理学》, *656*, L4. 数字对象标识符：10.1051/0004-6361/202140380 Bieber, J. W., Matthaeus, W. H., Smith, C. W., Wanner, W., Kallenrode, M.-B., & Wibberenz, G. (1994, January). 质子和电子的平均自由程：重新审视帕尔默共识。《天体物理学杂志》, *420*, 294-306. 数字对象标识符：10.1086/173559

Burlaga, L. F., Mish, W. H., & Whang, Y. C. (1990). 不同尺度和振幅的重复流合并。《地球物理研究杂志：空间物理》, *95*(A4), 4247-4255. 获取自 https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JA095iA04p04247 数字对象标识符：https://doi.org/10.1029/JA095iA04p04247 Carnevale, G., Bruno, R., Marino, R., Pietropaolo, E., & Raines, J. M. (2022). 共转太阳风高速流稀疏区中阿尔芬湍流的突然关闭：太阳起源还是动力学演化？《天文学与天体物理学》。数字对象标识符：10.1051/0004-6361/202040006 Chen, Y., Przybylski, D., Peter, H., Tian, H., Auch`ere, F., & Berghmans, D. (2021, December). 宁静日冕中的瞬态小尺度增亮：Solar Orbiter 观测到的篝火模型。《天文学与天体物理学》, *656*, L7. 数字对象标识符：10.1051/0004 -6361/202140638 Christe, S., Hannah, I. G., Krucker, S., McTiernan, J., & Lin, R. P. (2008, April). RHESSI 微耀斑统计。I. 耀斑识别与频率分布。《天体物理学杂志》,*677*(2), 1385-1394. 数字对象标识符：10.1086/529011 Cliver, E. W., Kahler, S. W., & Reames, D. V. (2004). 日冕激波与太阳高能质子事件。《天体物理学杂志》, *605*(2), 902-910. Dalla, S., de Nolfo, G. A., Bruno, A., Giacalone, J., Laitinen, T., Thomas, S., . . . Marsh, M. S. (2020, July). 相对论性太阳质子在行星际空间中的三维传播。《天文学与天体物理学》, *639*, A105. 数字对象标识符：10.1051/0004-6361/201937338 Dayeh, M. A., Desai, M. I., Dwyer, J. R., Rassoul, H. K., Mason, G. M., & Mazur, J. E. (2009, March). 第23太阳活动周期间 1 天文单位处宁静期超热离子群体的组成与谱特性。《天体物理学杂志》, *693*(2), 1588- 1600. 数字对象标识符：10.1088/0004-637X/693/2/1588 Dayeh, M. A., Desai, M. I., Mason, G. M., Ebert, R. W., & Farahat, A. (2017, February). 1 天文单位附近宁静期 0.11-1.28 MeV 核子-1 重离子群体的起源与性质。《天体物理学杂志》, *835*(2), 155. 数字对象标识符：10.3847/1538-4357/835/2/155 Desai, M., & Giacalone, J. (2016, September). 大型渐变型太阳高能粒子事件。《太阳物理学评论》, *13*(1), 3. 数字对象标识符：10.1007/s41116-016-0002 -5 Desai, M. I., Dayeh, M. A., & Mason, G. M. (2010, March). 1 天文单位附近宁静期超热尾部的起源。 , *1216*, 635-638. 数字对象标识符：10.1063/1.3395946 Desai, M. I., Mitchell, D. G., Szalay, J. R., Roelof, E. C., Giacalone, J., Hill, M. E., . . . Kasper, J. C. (2020, February). 帕克太阳探测器前两次轨道观测到的与流相互作用区相关的超热至高能氦离子性质。*ApJS*, *246*(2), 56. 数字对象标识符：10.3847/1538-4365/ab65ef Ding, L., Jiang, Y., Zhao, L., & Li, G. (2013). 第23太阳活动周中“双日冕物质抛射”情景与大型太阳高能粒子事件。《天体物理学杂志》, *763*(1), 30-30. Dryer, M., Smith, Z. K., Smith, E. J., Mihalov, J. D., Wolfe, J. H., Steinolfson, R. S., & Wu, S. T. (1978). 对先驱者10号和11号观测到的太阳风共转流相互作用区进行动力学磁流体力学建模。《地球物理研究杂志：空间物理》, *83*(A9), 4347-4352. 获取自 https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JA083iA09p04347 数字对象标识符：https://doi.org/10.1029/JA083iA09p04347 Dryer, M., & Steinolfson, R. S. (1976). 对模拟速度扰动产生的行星际扰动进行磁流体力学求解。《地球物理研究杂志（*1896-1977*）》, *81*(31), 5413-5419. 获取自 https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JA081i031p05413 数字对象标识符：https://doi.org/10.1029/JA081i031p05413 Ebert, R. W., Dayeh, M. A., Desai, M. I., & Mason, G. M. (2012). 1AU 处与共转相互作用区相关的超热氦离子增强：压缩区后缘局部加速的证据。天体物理学

《天体物理学杂志》，749（1）。数字对象标识符：10.1088/0004-637X/749/1/73 Engelbrecht, N. E.（2019年7月）。内日球层中太阳高能质子的俯仰角依赖垂直扩散系数。《天体物理学杂志》，880（1），60。数字对象标识符：10.3847/1538-4357/ab2871 Filwett, R. J., Desai, M. I., Dayeh, M. A., & Broiles, T. W.（2017）。共转相互作用区中超热重离子的源群体与加速位置。《天体物理学杂志》，838（1），23。取自 http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aa5ca9 数字对象标识符：10.3847/1538-4357/aa5ca9 Filwett, R. J., Desai, M. I., Ebert, R. W., & Dayeh, M. A.（2019）。1天文单位附近压缩区中超热重离子的能谱特性与丰度。《天体物理学杂志》，876（1），88。取自 http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ab12cf 数字对象标识符：10.3847/1538-4357/ab12cf Fisk, L. A., & Gloeckler, G.（2006年3月）。平静期太阳风中加速离子的共同能谱。《天体物理学杂志》，640（1），L79-L82。数字对象标识符：10.1086/503293 Fisk, L. A., & Gloeckler, G.（2008年10月）。太阳风中超热尾部的加速。《天体物理学杂志》，686（2），1466-1473。数字对象标识符：10.1086/591543 Giacalone, J., Jokipii, J. R., & K´ota, J.（2002年7月）。太阳风压缩区中的粒子加速。《天体物理学杂志》，573，845-850。数字对象标识符：10.1086/340660 Gloeckler, G., Fisk, L. A., Mason, G. M., & Hill, M. E.（2008年8月）。日球层内部及外部具有谱指数−5的幂律尾部的形成。载于 G. Li, Q. Hu, O. Verkhoglyadova, G. P. Zank, R. P. Lin, & J. Luhmann（编），《日球层及其外部的粒子加速与输运：第7届年度国际天体物理学会议》（第1039卷，第367-374页）。数字对象标识符：10.1063/1.2982473 Gopalswamy, N., Yashiro, S., & Krucker, S.（2004）。与日冕物质抛射相关的大型太阳高能粒子事件的强度变化。《地球物理研究杂志》，109（12月），1-18。Gopalswamy, N., Yashiro, S., Micha-lek, G., Kaiser, M. L., Howard, R. A., Reames, D. V., ... von Rosenvinge, T.（2002年6月）。相互作用的日冕物质抛射与太阳高能粒子。《天体物理学杂志》，572（1），L103-L107。数字对象标识符：10.1086/341601 Hou, Z., Tian, H., Berghmans, D., Chen, H., Teriaca, L., Sch¨uhle, U., ... Bai, X.（2021年9月）。Solar Orbiter搭载的极紫外成像仪观测到的宁静太阳区日冕微喷流。《天体物理学杂志》，918（1），L20。数字对象标识符：10.3847/2041-8213/ac1f30 Jokipii, J. R., Levy, E. H., & Hubbard, W. B.（1977年5月）。粒子漂移对宇宙线输运的影响。I. 一般性质及其在太阳调制中的应用。《天体物理学杂志》，213，861-868。数字对象标识符：10.1086/155218 Kahler, S. W.（1996）。日冕物质抛射与太阳高能粒子事件。《AIP会议论文集》，374（1），61-77。Kahler, S. W., Reames, D. V., & Burkepile, J. T.（2000）。环境高能粒子强度在太阳高能粒子激波加速中的作用。《ASP会议》，206，468-468。Kahler, S. W., & Vourlidas, A.（2013）。渐变型太阳高能粒子事件的强度和能量与相关日冕物质抛射动力学特性的比较。《天体物理学杂志》，769（2），143。取自 http://stacks.iop.org/0004-637X/769/i=2/a=143 Klecker, B., M¨obius, E., & Popecki, M. A.（2007年6月）。太阳高能粒子的离子电荷态：关于源的线索 [会议论文]。《空间科学评论》，130（1-4），273–282。数字对象标识符：10.1007/s11214-007-9207-1 Kota, J., & Jokipii, J. R.（1983年2月）。漂移对宇宙线输运的影响。VI——包含扩散的三维模型。《天体物理学杂志》，265，573-581。数字对象标识符：10.1086/160701 Lario, D., Kwon, R. Y., Balmaceda, L., Richardson, I. G., Krupar, V., Thompson, B. J., ... Zhang, M.（2020年2月）。快速且宽阔的日冕物质抛射，无观测到的

¿20兆电子伏质子。《天体物理学杂志》，*889*（2），92。数字对象标识符：10.3847/1538-4357/ab64e1 le Roux, J. A., & Webb, G. M.（2009年3月）。使用聚焦输运方法在日球层终止激波处对星际拾取离子进行时变加速。《天体物理学杂志》，*693*，534-551。数字对象标识符：10.1088/0004-637X/693/1/534 Li, G., Moore, R., Mewaldt, R. A., Zhao, L., & Labrador, A. W.（2012）。地面增强事件的双日冕物质抛射情景。《空间科学评论》，*171*（1-4），141-160。Li, G., Zank, G. P., & Rice, W. K. M.（2003）。日冕物质抛射驱动的激波处的高能粒子加速与输运。《地球物理研究杂志》，*108*（A2），1082–。取自 http://dx.doi.org/10.1029/2002JA009666 Li, G., Zank, G. P., & Rice, W. K. M.（2005）。日冕物质抛射驱动的激波处重离子的加速与输运。《地球物理研究杂志》，*110*（A6），A06104–。取自 http://dx.doi.org/10.1029/2004JA010600 Li, Z. F., Cheng, X., Chen, F., Chen, J., & Ding, M. D.（2022年5月）。太阳微耀斑的三维磁场与热力学结构。《天体物理学杂志》，*930*（1），L7。数字对象标识符：10.3847/2041-8213/ac67aa Mason, G. M., Dwyer, J. R., & Mazur, J. E.（2000）。根据低能粒子能谱推断出的富3He太阳耀斑的新特性。《天体物理学杂志》，*545*（2），L157-L160。Mason, G. M., Leske, R. A., Desai, M. I., Cohen, C. M. S., Dwyer, J. R., Mazur, J. E., …… Krimigis, S. M.（2008年5月）。第23太阳活动周期间观测到的共转相互作用区重离子的丰度与能谱。《天体物理学杂志》，*678*（2），1458–1470。Mason, G. M., Mazur, J. E., & Dwyer, J. R.（1999）。大型太阳高能粒子事件中的 ^{3}He增强。《天体物理学快报》，*525*，L133-L136。Matthaeus, W. H., Goldstein, M. L., & Roberts, D. A.（1990年12月）。太阳风中存在准二维近不可压缩涨落的证据。《地球物理研究杂志》，*95*，20673-20683。数字对象标识符：10.1029/JA095iA12p20673 Matthaeus, W. H., Qin, G., Bieber, J. W., & Zank, G. P.（2003年6月）。带电粒子的非线性无碰撞垂直扩散。《天体物理学杂志》，*590*，L53-L56。数字对象标识符：10.1086/376613 McDonald, F. B., & Burlaga, L. F.（1985年8月）。太阳高能粒子在磁通道中的传播。载于第*19*届国际宇宙射线大会（*ICRC19*），第*4*卷（第4卷，第346页）。Mewaldt, R. A.（2007）。太阳高能粒子成分、能谱与空间天气。《空间科学评论》，*124*（1-4），303-316。Mewaldt, R. A., Looper, M., Cohen, C., Haggerty, D., Labrador, A., Leske, R. A., …… Von Rosenvinge, T. T.（2012年5月）。第23太阳活动周地面事件的能谱、成分及其他特性。《空间科学评论》，*171*（1-4），97–120。取自 http://link.springer.com/article/10.1007/s11214-012-9884-2http://link.springer.com/10.1007/s11214-012-9884-2 数字对象标识符：10.1007/s11214-012-9884-2 Pomoell, J., & Poedts, S.（2018年6月）。EUHFORIA：欧洲日球层预报信息资产。《空间天气与空间气候杂志》，*8*（27），A35。数字对象标识符：10.1051/swsc/2018020 Reames, D. V.（1995）。太阳高能粒子——范式转变。《地球物理学评论》，*33*，585-589。Reames, D. V., Kahler, S. W., & Ng, C. K.（1997）。渐进型太阳事件中高能粒子能谱的时空不变性。《天体物理学杂志》，*491*（1），414-420。Rice, W. K. M., Zank, G. P., & Li, G.（2003）。粒子加速与日冕物质抛射驱动的激波：任意强度的激波。《地球物理研究杂志》，*108*（A10），1369–。取自 http://dx.doi.org/10.1029/2002JA009756 Saqri, J., Veronig, A. M., Warmuth, A., Dickson, E. C. M., Battaglia, A. F., Pod-

ladchikova, T., . . . Krucker, S.（2022年3月）。多仪器 STIX 微耀斑研究。《天文学与天体物理学》，*659*，A52。数字对象标识符：10.1051/0004-6361/202142373 Scolini, C., Winslow, R. M., Lugaz, N., & Poedts, S.（2021年8月）。行星际日冕物质抛射复杂性的演化：通过模拟航天器群开展的数值研究。《天体物理学杂志》，*916*（2），L15。数字对象标识符：10.3847/2041-8213/ac0d58 Strauss, R. D., Dresing, N., & Engelbrecht, N. E.（2017年3月）。太阳高能粒子的垂直扩散：电子的模型结果及其意义。《天体物理学杂志》，*837*，43。数字对象标识符：10.3847/1538-4357/aa5df5 Strauss, R. D., le Roux, J. A., Engelbrecht, N. E., Ruffolo, D., & Dunzlaff, P.（2016年7月）。带电粒子的非轴对称垂直扩散及其穿越切向磁不连续面的输运。《天体物理学杂志》，*825*，43。数字对象标识符：10 .3847/0004-637X/825/1/43 Strauss, R. D., van den Berg, J. P., Steyn, P. J., Effenberger, F. J., Wijsen, N., Laitinen, T., & le Roux, J. A.（2020年9月）。太阳高能粒子的垂直扩散：扩散近似何时有效？载于《物理学杂志会议系列》（第1620卷，第012021页）。数字对象标识符：10.1088/1742-6596/1620/1/012021 Teufel, A., & Schlickeiser, R.（2003年1月）。日球层宇宙射线平行平均自由程的解析计算。II. 在小波数处具有有限波功率的动态磁片湍流和随机扫掠磁片湍流。《天文学与天体物理学》，*397*，15-25。数字对象标识符：10.1051/0004-6361:20021471 Tylka, A. J., Cohen, C. M. S., Dietrich, W. F., Lee, M. A., Maclennan, C. G., Mewaldt, R. A., . . . Reames, D. V.（2005）。激波几何、种子粒子群以及大型渐变型太阳粒子事件中高能量处可变元素组成的起源。《天体物理学杂志》，*625*（1，第1部分），474-495。van den Berg, J., Strauss, D. T., & Effenberger, F.（2020年12月）。太阳高能粒子聚焦输运入门。《空间科学评论》，*216*（8），146。数字对象标识符：10 .1007/s11214-020-00771-x Weygand, J. M., Matthaeus, W. H., Dasso, S., & Kivelson, M. G.（2011年8月）。行星际磁场涨落中的相关性和泰勒尺度随太阳风速的变化。《地球物理研究杂志（空间物理学）》，*116*（A8），A08102。数字对象标识符：10.1029/2011JA016621 Whang, Y. C., & Burlaga, L. F.（1985）。行星际激波的演化与相互作用。《地球物理研究杂志：空间物理》，*90*（A11），10765-10778。取自 https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/ JA090iA11p10765 数字对象标识符：https://doi.org/10.1029/JA090iA11p10765 Wijsen, N.（2020）。*Paradise*：太阳风中高能粒子输运的模型（博士学位论文，鲁汶大学（比利时）和巴塞罗那大学（西班牙））。取自 https://lirias.kuleuven.be/retrieve/573330 Wijsen, N., Aran, A., Pomoell, J., & Poedts, S.（2019a年4月）。高速太阳风流附近太阳高能质子的行星际扩散。《天文学与天体物理学》，*624*，A47。数字对象标识符：10.1051/0004-6361/201935139 Wijsen, N., Aran, A., Pomoell, J., & Poedts, S.（2019b年2月）。使用 EUHFORIA 生成的共转相互作用区中太阳高能质子的三维输运建模。《天文学与天体物理学》，*622*，A28。数字对象标识符：10.1051/0004-6361/201833958 Wijsen, N., Aran, A., Sanahuja, B., Pomoell, J., & Poedts, S.（2020年2月）。漂移对太阳高能粒子事件衰减阶段的影响。《天文学与天体物理学》，*634*，A82。取自 2020-02-11，网址：https://www.aanda.org/articles/aa/abs/2020/02/aa37026-19/aa37026-19.html 数字对象标识符：10.1051/0004-6361/201937026 Wijsen, N., Samara, E., Aran, `A., Lario, D., Pomoell, J., & Poedts, S.（2021年2月）。高速太阳风流附近质子加速与输运的自洽模拟。《天体物理学杂志》，*908*（2），L26。取自 https://doi.org/10.3847/ 2041-8213/abe1cb 数字对象标识符：10.3847/2041-8213/abe1cb

Zank, G. P., Rice, W. K. M., & Wu, C. C.（2000）。粒子加速与日冕物质抛射驱动激波：一种理论模型。《地球物理研究杂志：空间物理学》，*105*（A11），25079-25095。Zhuang, B., Lugaz, N., Gou, T., & Ding, L.（2021年11月）。与弱太阳高能粒子事件相关的连续日冕物质抛射。《天体物理学杂志》，*921*（1），6。数字对象标识符：10.3847/1538-4357/ac17e9