草稿版本 2023年3月8日 使用 LATEX 双栏样式，以
AASTeX631 排版

arXiv:2303.04006v1 [physics.space-ph] 7 Mar 2023

太阳风中受大尺度速度剪切调制的不平衡湍流

Juska E. Soljento [1], Simon W. Good [1], Adnane Osmane [1] 和Emilia K. J. Kilpua [1]

[1]赫尔辛基大学物理学系，芬兰赫尔辛基

（收稿日期：2022年10月29日；修订日期：2023年2月17日；接受日期：2023年3月2日）

摘要

我们研究了太阳风等离子体中的大尺度速度剪切如何改变太阳风湍流的不平衡程度。反向传播的阿尔芬涨落通过非线性相互作用产生湍流；我们利用交叉螺度和Elsasser比量化了这些涨落之间的平衡状态。我们识别出时间尺度为30分钟的速度剪切，并以线性开尔文–亥姆霍兹（KH）不稳定性阈值定义剪切幅度。研究对象是1997年至2018年间由*Wind* 航天器在1 天文单位处观测到的74个行星际日冕物质抛射（ICME）鞘层。我们还分析了鞘层上游以及ICME抛射体下游通常较弱的剪切。对于低于KH阈值的剪切，不平衡程度随剪切幅度增加大致保持不变或略有上升。超过KH阈值后，随着剪切幅度增加，涨落趋向于平衡状态。研究还发现，超过KH阈值后磁压缩性会增大。这些发现与以下观点一致：速度剪切是向日涨落的局部源，可减弱反日方向上的净不平衡；同时，这也表明KH不稳定性在这一过程中发挥作用。

关键词：太阳日冕物质抛射（310）– 行星际磁场（824）– 行星际湍流（830）– 太阳风（1534）

1. 引言

太阳风中磁流体力学（MHD）尺度上的涨落特性与存在湍流级联相一致（例如，Bruno 和 Carbone 2016；Chen 2016；Kiyani 等人 2015）。太阳风湍流主要具有阿尔芬特性，通常以反日向涨落占主导（Belcher 和 Davis 1971；Goldstein 和 Roberts 1999）。这种反日向不平衡随径向距离增加而减弱（例如，Roberts 等（1987a），b；Marsch 和 Tu1990；Bavassano 等人 2000），也随太阳风类型而变化（Borovsky 2012；Borovsky 等人 2019）。在低频的能量主要集中 f^{-1}区间内，阿尔芬涨落大多互不作用；而在较高频率的惯性区内，反向传播的涨落会发生非线性相互作用，并驱动湍流级联（例如，Bruno 和 Carbone 2016；Chen 2016）。

人们认为，涨落中占少数的向日分量是在行星际空间中局地产生的（例如，Goldstein等人 1995；Bavassano 1996；Petrosyan等人 2010）。可能的产生机制包括参数衰变不稳定性（例如，Bowen等人 2018；Réville等人 2018；Malara等人 2022；Sishtla等人 2022）、阿尔fvén速度径向梯度引起的反射（例如，Chandran等人 2011），以及速度剪切（例如，Roberts等（1992）；Goldstein等人 1999；Stawarz等人 2011）。值得注意的是，速度剪切和梯度反射等效应是太阳风中阿尔fvén波非WKB输运的已知特征（Heinemann &Olbert 1980；Zhou & Matthaeus 1989，1990），并且已证实它们有助于在模拟（例如，Zank等人 1996；Breech等人 2008 ）和原位研究（例如，Roberts 等（1987a），b；Bavassano等人 1998）中驱动湍流。多种效应可能同时存在，并共同促成向日涨落的产生。在上述效应中，本文重点关注大尺度速度剪切的作用。

速度剪切等驱动效应是必不可少的，因为正如Dobrowolny等人（1980）所指出的，如果缺少这些效应，反向传播的阿尔fvén涨落之间的不平衡就会趋于加剧。Pouquet等人（1996）通过磁流体力学模拟证明了这一点。尽管如此，

通讯作者：Juska E. Soljentojuska.soljento@helsinki.fi

这与观测到的不平衡程度随距太阳距离增加而降低的现象相矛盾。速度剪切曾被提出作为解释涨落这一观测行为的可能原因（Roberts 等（1992））。随后，Matthaeus等人（2004）和Breech等人（2005）的研究表明，将剪切作为湍流的驱动因素，可以解释黄道面及更高纬度地区涨落间平衡的观测径向演化。速度剪切与局部涨落生成之间的联系仍未有定论：有些研究发现二者存在关联（例如，Smith 等（2011）），另一些则未发现关联（例如，Borovsky 与 Denton（2010））。

与流体动力学流体（例如，Rogers 与 Moser（1992））一样，磁流体动力学流体中的剪切界面可能会产生开尔文–亥姆霍兹（KH）不稳定性，并演变成涡旋卷起。在太阳风中，当平行于等离子体整体运动的磁场起到阻力作用，抑制剪切层边界处涡旋的形成时，磁化的 KH 不稳定性会受到抑制（近期综述见 Faganello 与 Califano（2017））。然而，如果界面两侧的速度差大于局地阿尔芬速度，即 $|\Delta v| > v_{\rm A}$，其中 $v_{\rm A} = B/\sqrt{\mu_0 \rho}$ 且 ρ 为离子质量密度，那么磁场便无法再抑制这种不稳定性，涡旋卷起也可能发生（Chandrasekhar（1981）；Ruffolo 等人（2020））。

在本快报中，我们通过对行星际日冕物质抛射驱动的 74 个鞘区进行统计研究（ICME；Kilpua 等（2017）；Luhmann 等（2020）），首次直接从 KH 不稳定性的角度考察太阳风湍流的不平衡与大尺度剪切振幅之间的关系。这些鞘区由*Wind* 航天器在1天文单位处观测得到。我们还考察了每个鞘区上游和下游的区域。除了 ICME 鞘层对于太阳风湍流研究具有普遍意义之外，我们发现鞘层中强剪切十分普遍，这使其成为本研究特别有用的环境。

本文结构如下：第2节介绍航天器数据并定义关键参数。第3节阐述分析，其中第3.1 节介绍一个示例事件，突出展示了部分关键参数，这些参数将在后文中作更详细的研究。第3.2 节和3.3节呈现了对全部 74 个鞘区的统计分析；最后，第4 节将详细讨论分析结果并给出结论。

2. 数据与方法

磁场数据来自 MFI（Lepping 等人，1995），离子矩数据来自 3DP/PESA-L（Lin 等人，1995），两者均搭载于 *Wind* 航天器上。事件列表包含此前识别并研究过的 74 个鞘区由Kilpua 等人（2021）确定。这些鞘层发生于 1997年1月至 2018年3月，时间跨度大致涵盖第 23 和第 24 个太阳活动周。数据经重采样至相同的分辨率（平均约为 3.1s），并使用线性插值填补了较短的数据间断。

利用磁场 $\boldsymbol{B}$、质子速度 $\boldsymbol{v}$ 和质子数密度 $n_{\rm p}$ 的测量数据，计算了若干参数。其中包括线性KH不稳定性参数 $|\Delta v|/v_{\rm A}$，其用作太阳风等离子体中速度剪切的度量。在 $|\Delta v|/v_{\rm A}$的分子中，

$$\begin{aligned} |\Delta v| &= |\boldsymbol{v}_\perp(t+\tau_{\rm s}) - \boldsymbol{v}_\perp(t)| \\ &= \sqrt{[v_Y(t+\tau_{\rm s}) - v_Y(t)]^2 + [v_Z(t+\tau_{\rm s}) - v_Z(t)]^2}, \end{aligned} \tag{1}$$

其中，$\tau_{\rm s}$ 为假定发生速度剪切的时间尺度。只有垂直于径向的分量变化，即 GSE X，被视为对速度剪切有贡献。这样做是为了将速度剪切与等离子体的任何径向压缩区分开来。这里，我们研究大尺度速度剪切与较小尺度湍流之间可能的联系，并将 $\tau_{\rm s}$选为 1800 s（30 min）。

Elsasser（1950）变量 $\boldsymbol{z}^{\pm}$也进行了计算。其定义为 $\boldsymbol{z}^{\pm} = \boldsymbol{v} \pm \boldsymbol{b}$，其中$\boldsymbol{b} = \boldsymbol{B}/\sqrt{\mu_0 \rho}$ 是以阿尔芬单位表示的磁场。太阳风被假定完全由质子组成，因此 $\rho = m_{\rm p} n_{\rm p}$，其中$m_{\rm p}$ 为质子质量。Elsasser变量中的涨落对应于沿背景磁场平行方向（即 $\boldsymbol{z}^-$ 涨落）或反平行方向（即 $\boldsymbol{z}^+$ 涨落）传播的阿尔芬波包（例如，Goldstein 和 Roberts 1999）。

功率谱密度（功率谱密度） $\boldsymbol{v}$、 $\boldsymbol{b}$和 $\boldsymbol{z}^{\pm}$，记作 E_v、E_b和 $E_{\pm}$，分别通过小波分析确定（Torrence 与 Compo 1998）。小波变换中使用了 Morlet小波。由于 $\boldsymbol{v}$、 $\boldsymbol{b}$和 $\boldsymbol{z}^{\pm}$ 是矢量，因此计算了这些矢量三个分量各自的小波变换和功率谱密度，并将其相加，以获得完整矢量量的功率谱密度。例如，E_v 可表示为

$$\begin{aligned} E_v &= E_{v_x} + E_{v_y} + E_{v_z} \\ &= |\mathcal{W}_{v_x}|^2 + |\mathcal{W}_{v_y}|^2 + |\mathcal{W}_{v_z}|^2, \end{aligned} \tag{2}$$

其中 $\mathcal{W}_{v_i}$ 是速度分量的小波变换，而 $|\mathcal{W}_{v_i}|^2$ 表示其功率谱密度。小波变换的频率范围为 10^{-3} 至 10^{-2}Hz，对应的波周期范围为1.67 至16.7分钟。该频率范围处于1天文单位处的 MHD 湍流惯性区（例如，1天文单位（例如，Kiyani 等人 2015）。

利用功率谱密度，计算了四个湍流参数：归一化交叉螺度， $\sigma_{\rm c}$，Elsasser比，$r_{\rm E}$，归一化剩余能量， $\sigma_{\rm r}$，以及阿尔fvén比，$r_{\rm A}$。它们的定义如下（例如，Bavassano等人 1998；Chen

等人。2013）

$$\sigma_c = \frac{E_+ - E_-}{E_+ + E_-}, \quad r_E = \frac{E_+}{E_-}, \tag{3}$$

$$\sigma_r = \frac{E_v - E_b}{E_v + E_b}, \quad r_A = \frac{E_v}{E_b}. \tag{4}$$

交叉螺度和Elsasser比用于量化平行涨落与反平行涨落之间的功率平衡，而剩余能量和阿尔fvén比用于量化速度涨落与磁场涨落之间的功率平衡。下文中，交叉螺度和剩余能量均指归一化量。

在计算 σ_c 和r_E的统计分布时，对磁场方向进行了整流（Bruno等人。1985；Roberts等人。1987b），使得 z^+ 始终对应于沿反日向传播的阿尔芬涨落，而 z^- 对应于沿日向传播的阿尔芬涨落。在整流过程中，当磁场方向指向远离太阳的方向时，将磁场符号翻转。向外扇区与向内扇区之间的边界根据名义帕克螺旋角 ϕ_{PS}定义；在L_1, 处（*Wind* 所在位置），该角度被假定为44°。整流后的量以星号标记，例如，σ_c^* 表示整流交叉螺度。实际上，整流意味着在向外扇区中 $E_\pm^* = E_\mp$，这意味着 $\sigma_c^* = -\sigma_c$ 和$r_E^* = r^{-1}{}_E$ 。

此外，还考虑了磁压缩性，$\delta|B|/\delta B$（例如，Chen等人 2015；Good等人2020a），定义为

$$\frac{\delta|B|}{\delta B} = \frac{\delta|B|}{|\delta \boldsymbol{B}|} = \frac{||\boldsymbol{B}(t+\tau_c)| - |\boldsymbol{B}(t)||}{|\boldsymbol{B}(t+\tau_c) - \boldsymbol{B}(t)|}, \tag{5}$$

其中 τ_c 为涨落时间尺度。压缩性量化了磁场涨落涉及压缩的程度，即磁场强度的变化，而非磁场矢量的旋转。这里τ_c = 300s（5分钟），接近所研究涨落周期范围的中间值。这样便可在相近尺度下，将压缩性与其他湍流性质进行比较。

3. 分析

3.1. 示例事件

图1 展示了 Wind 于*2012*年*11*月观测到的一个行星际日冕物质抛射（*ICME*）示例。鞘层位于激波与抛射体前缘之间，二者由竖直虚线标出。上方两个面板分别展示磁场分量和速度分量，第三和第四个面板分别展示剩余能量的小波功率谱，σ_r，以及交叉螺度的小波功率谱，σ_c。

第三个面板显示，在三个时间区间（上游太阳风、鞘层和ICME抛射体）中，σ_r 总体为负，且 $|\sigma_r|$较低。这一点体现在第五个面板中，其中显示阿尔fvén比 r_A按频率取平均后大多低于一。负的 σ_r（或 $r_A < 1$）表明磁涨落强于速度涨落，而较低的 $|\sigma_r|$（或 $r_A \sim 1$）则表明流动具有很强的阿尔fvén性（Bavas- sano 等，1998）。在激波处，σ_r 出现明显的正峰，覆盖整个频率范围。所研究的大多数鞘层的剩余能量谱中也呈现出类似特征。在第五个面板中，r_A 也在激波处出现尖锐峰值。

从底部数第三个面板显示磁场经度，ϕ_B。向外/向内扇区的边界以水平虚线标出；向外扇区位于两条线之间，向内扇区则位于线外。

第四个面板显示的交叉螺度 σ_c 表明，在上游太阳风和鞘层早期阶段，交叉螺度并无明显偏向正值或负值的趋势。请注意，此处的 σ_c 和 r_E 未经校正，以避免图中出现不连续。在 11/24 00:00 世界时之前，从经度面板可以看出，磁场大多位于向内扇区，这意味着正的 σ_c 对应于反日向涨落占主导。23:00 世界时之后的某个时刻，磁场从向内扇区转移到向外扇区，此后在鞘层剩余时段内一直保持在向外扇区。鞘层中段的大部分时段总体上具有负的 σ_c（从第五个面板也可以看出 $r_E < 1$），这意味着反日向涨落此时占主导。鞘层末段存在一片向日涨落区域，从 08:00 世界时之前持续到 10:00 世界时之后。在抛射体中，磁场再次指向太阳，且 σ_c 曲线与上游曲线相似。

从底部数第二个面板显示了以线性 KH 不稳定性参数 $|\Delta v|/v_A$ 表示的速度剪切幅度。在此处及后续分析中，Δv 和 v_A 均以基础数据分辨率（$\sim$ 3.1 秒）计算。在所示时间区间内可以看出，大多数接近或超过 KH 阈值的剪切幅度都位于鞘层中。

图1 底部面板显示了磁压缩率，$\delta|B|/\delta B$。其数值在高低之间快速波动，因此计算了 10 分钟滑动平均（黑色曲线）以显示其整体变化。该平均线也显示出显著的变化，但鞘层区间与上游或下游之间并无明显的系统性差异。

总体而言，这个示例事件表明，单个鞘层具有很大的变化性，因此需要进行统计分析，以找出不同参数行为的一般趋势。

3.2. 参数分布

图 2 展示了剩余能量、σ_r、阿尔fvén比、r_A、整流交叉螺度、σ_c^*、整流Els

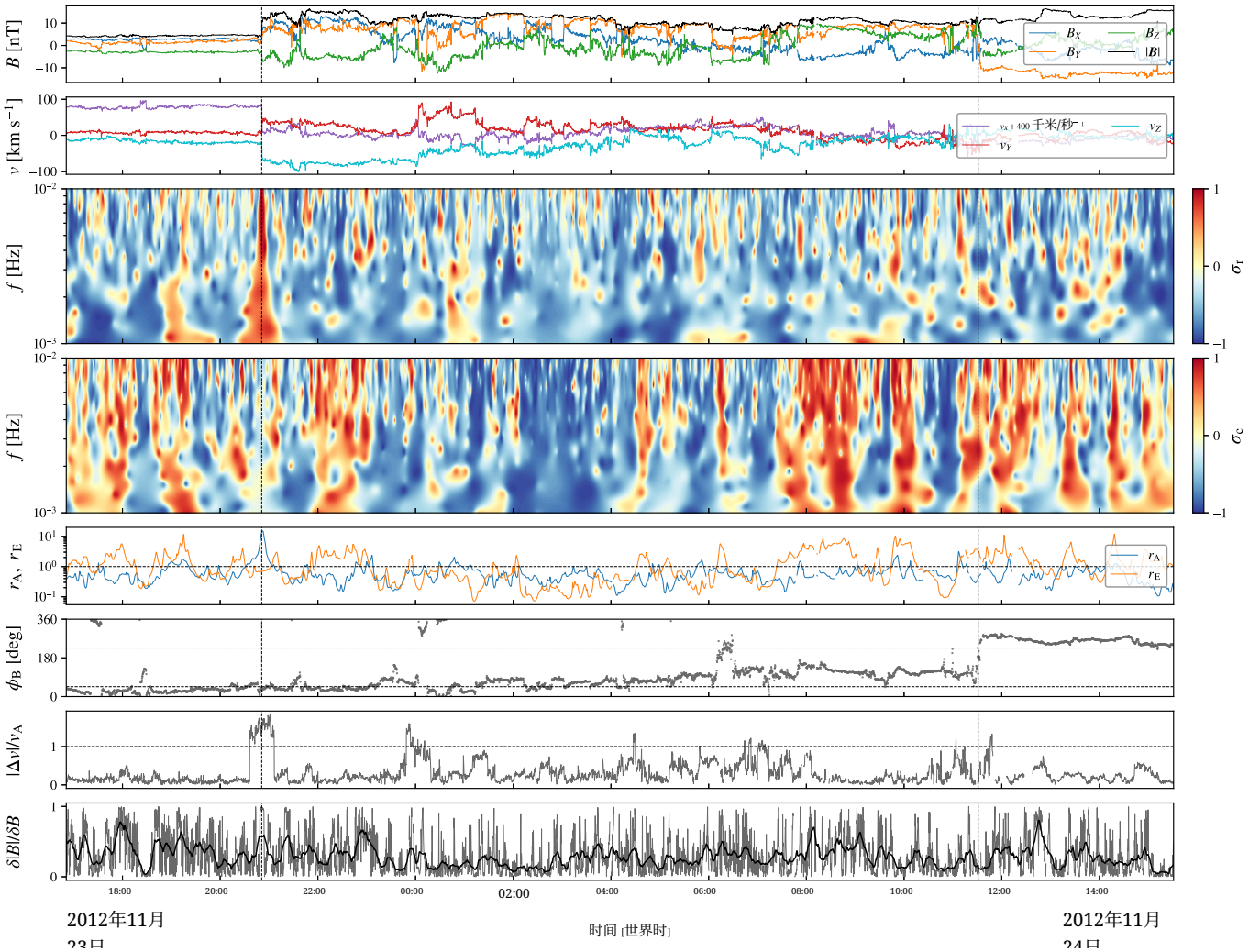


图1. 一个行星际日冕物质抛射（ICME）实例。从上到下，各面板依次显示：GSE坐标中的磁场分量及磁场强度；GSE坐标中的质子速度分量；归一化剩余能量；归一化交叉螺度；阿尔fvén比和Elsasser比；GSE坐标中的磁场经度角；非径向速度分量之差的大小相对于局地阿尔芬速度的归一化值；以及磁压缩性和10分钟滑动平均（黑色曲线），用于显示其整体演变。在经度面板中，水平虚线表示行星际磁场日向和反日向扇区之间的边界。贯穿所有面板的竖直虚线分别表示激波和ICME前缘。

sasser比值、 r_{E}^{*}，以及Elsasser变量的功率谱密度（PSDs）、 $E_{\pm}$，这些数据分别来自激波上游、鞘层内部和抛射体，并汇总了全部74个鞘层。上游区间和抛射体区间的持续时间均为8小时。在计算这些分布时，将相应的小波谱沿频率方向取平均，因此先计算 σ_{r}、 r_{A}、 σ_{c}^{*}和 r_{E}^{*}，再对频率进行平均，而不是使用平均后的功率谱密度来计算湍流参数。

图 2上方各面板中的 σ_{r} 和 r_{A} 分布略微向较低值移动，即 $\boldsymbol{b}$ 波动中的能量占比更高；从上游太阳风进入鞘层，再从鞘层进入ICME抛射体时，便会出现这种变化。三种分布的 σ_{r} 平均值分别为 -0.38、 -0.41和 -0.47。上游和鞘层的数值与先前研究结果相符，这与 Chen等人（2013）和 Good等人（2022）的早期发现一致；但抛射体的数值低于 Good等人（2022）所发现的数值，这可能是由于 $\boldsymbol{b}$ 归一化方式不同。

图 2 左中面板显示， σ_{c}^{*} 在上游太阳风中大多为正值，并在+1附近出现尖峰。这对应于 1 天文单位处未受扰动的太阳风，其中包含主要向反日向传播的阿尔芬涨落，这与早期研究结果一致（例如， Roberts 等（1987a）；Chen等人 2013）。鞘层和抛射体区间的分布较为平坦，负 σ_{c}^{*} 值明显多于上游分布。抛射体分布具有对称性，并在$\sigma_{\mathrm{c}}^{*} \approx 0$附近出现峰值，表明向日涨落与反日向涨落总体趋于平衡

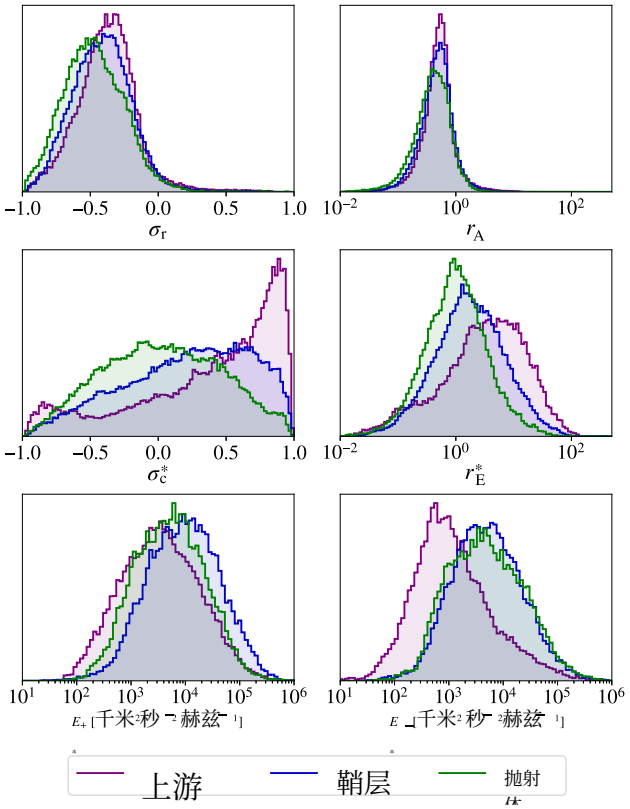


图2。 所有74 个事件中，上游激波（紫色）、鞘层内部（蓝色）和ICME抛射体（绿色）的关键湍流参数分布。剩余能量 σ_r和阿尔fvén比 r_A位于顶行，整流交叉螺度 σ_c^*和Elsasser比 r_E^*位于中行， $z^{\pm}$ 的校正功率谱密度$E_{\pm}^*$位于底行。

的情况。这与Good等人 （2020b）的结果一致。鞘层分布虽然比上游分布更加平衡，但仍偏向正 σ_c^* 值。在右中面板中， r_E^*分布呈现出与 σ_c^* 行为相反的特征。上游分布明显偏向右侧，大多数点的 $r_E^* > 1$，表明反日向涨落占主导；而抛射体分布在 $r_E^* \approx 1$处达到峰值，表明向日涨落与反日向涨落达到平衡。

在左下图中， E_+^* 的三种分布相对相似，其中 E_+^* 鞘层分布的平均值最高。 E^*的差异更大，上游太阳风分布的平均值显著低于鞘层和抛射体分布。虽然从上游太阳风到鞘层， E_+^* 和 E_-^* 均有所增加，但可以看出，鞘层中 σ_c^*和 r_E^* 较为平衡的数值，是由 E^*相对更大幅度的增加所致。_

3.3. 速度剪切依赖性

为研究速度剪切与向日涨落产生之间可能存在的联系，我们针对上游太阳风、鞘层和 ICME抛射体，计算了 σ_c^*和 r_E^* 相对于 KH 不稳定性参数 $|\Delta v|/v_A$的二维直方图，并将所研究的全部 74 个事件合并进行分箱。图 3 展示了这些分布，以及附于顶部和右侧坐标轴的一维变量直方图。 $|\Delta v|/v_A$ 分布的分箱宽度为 0。03。除二维直方图外，还计算了跨越每个 σ_c^* 和 r_E^* 分箱的各 $|\Delta v|/v_A$ 分箱平均值。这些平均值以黑线和红线叠加显示在图 3 的二维直方图上，黑线和红线分别表示算术平均值和几何平均值。的几何平均值在数学上类似于 σ_c^* 的算术平均值。

尽管数据点数量少于分布的 $|\Delta v|/v_A < 1$部分，但在$|\Delta v|/v_A > 1$ 处仍有足够的数据点（上游为14551个，鞘层为37944个，抛射体为4899个），以确定稳健的统计趋势。值得注意的是，超过线性 KH 不稳定性的速度剪切在鞘层中出现的频率相对高于太阳风或ICME抛射体。在上游太阳风中，$\sigma_c^* \sim 0.4$ 当 $|\Delta v|/v_A < 1$时，在 KH阈值正下方可见σ_c^* 略有增加，而 r_E^* 的算术平均值在整个区间内增加得更为平缓（参见几何平均值较弱的上升）。当从分布的$|\Delta v|/v_A < 1$ 区域移至 $|\Delta v|/v_A > 1$区域时，平均 σ_c^* 和 r_E^* 曲线的行为发生变化。在 $|\Delta v|/v_A > 1$处，随着 $|\Delta v|/v_A$增大，σ_c^* 和 r_E^* 呈下降趋势， σ_c^* 和 r_E^* 则趋向于更大的平衡，即分别趋向于零和一的值。鞘层内平均 σ_c^* 和 r_E^* 的总体行为与上游太阳风遵循相同趋势，即当 $|\Delta v|/v_A$ 在分布的 $|\Delta v|/v_A < 1$ 部分增大时保持不变或相对较弱地增加，而当 $|\Delta v|/v_A > 1$时则向平衡降低。

在 ICME抛射体中，当 $|\Delta v|/v_A$ <1 时，σ_c^* 和 r_E^* 的平均值大致保持恒定并接近平衡。当抛射体中的 $|\Delta v|/v_A > 1$ 时，不确定性变得更加显著， σ_c^* 为正但变化很大，而 r_E^* 的几何平均值接近 1，但也有显著变化。

我们还研究了鞘层内 r_E^* 与$|\Delta v|/v_A$ 之间的关系，包括它们在鞘层中的位置，以及剪切与 $\delta|B|/\delta B$之间的联系。之所以选择鞘层进行分析，是因为在三种区间类型中，鞘层包含大量大振幅剪切。图4重现了图3 底部中间的分布图，但此处按每个分箱中各点距激波的平均时间（左图）以及平均 $\delta|B|/\delta B$ （右图）进行着色；由于

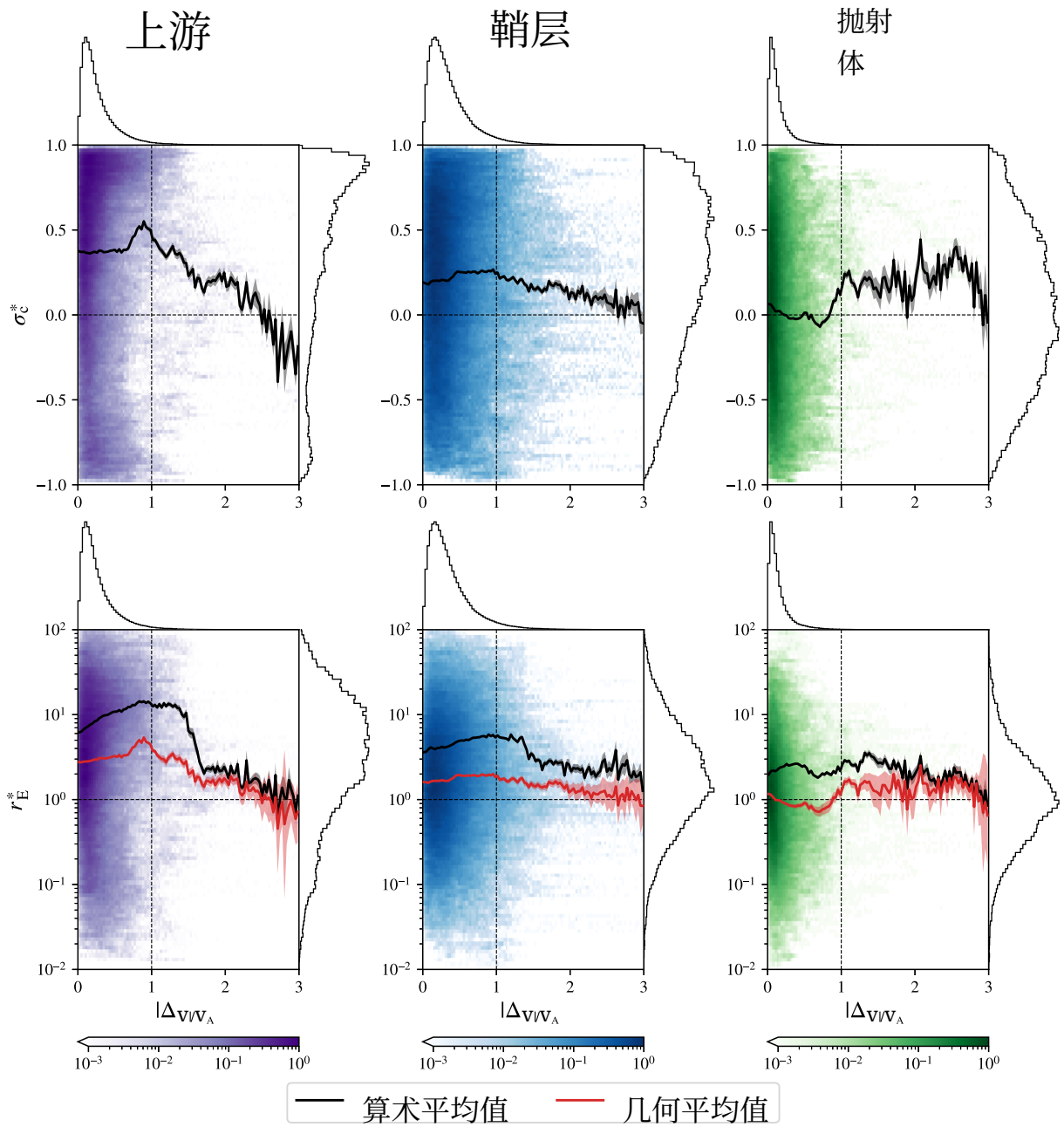


图 3. σ_c^*（上排）和 r_E^*（下排）与 $|\Delta v|/v_A$ 的二维分布，涵盖上游太阳风、鞘层和抛射体中的全部 74 个事件，并附有 $|\Delta v|/v_A$ 的一维直方图（上方各面板），以及 σ_c^* 和 r_E^* 的一维直方图（右侧面板）。二维直方图已按最大分箱计数归一化。黑线表示各垂直 $|\Delta v|/v_A$ 分箱内的平均 σ_c^* 或 r_E^*（按算术平均值计算）。下排面板中的红线表示平均 r_E^*，但按几何平均值计算。阴影误差区域按均值标准误计算。

鞘层持续时间介于 ∼ 3 至 22 小时之间，因此左图对鞘层持续时间进行了归一化处理，将激波时刻设为零，将 ICME前缘时刻设为一。

在左侧面板的 $|\Delta v|/v_A < 1$ 处，r_E^* 与其在鞘层中的位置似乎存在一定相关性：反日向（日向）不平衡程度最大的涨落往往位于鞘层前部（后部），而最接近平衡的涨落则往往出现在鞘层中点附近。这种相关性在 $|\Delta v|/v_A > 1$中也存在，但程度稍弱。一些最大的剪切（$|\Delta v|/v_A \gtrsim 1.75$）位于鞘层前部附近，可能是由激波对非径向速度分量的强烈放大所产生的（例如，图1 中的例子）。

在右侧面板中，分布的 $r_E^* > 10^1$ 和 $r_E^* < 10^{-1}$ 部分与非常低的 $\delta|B|/\delta B$相关，

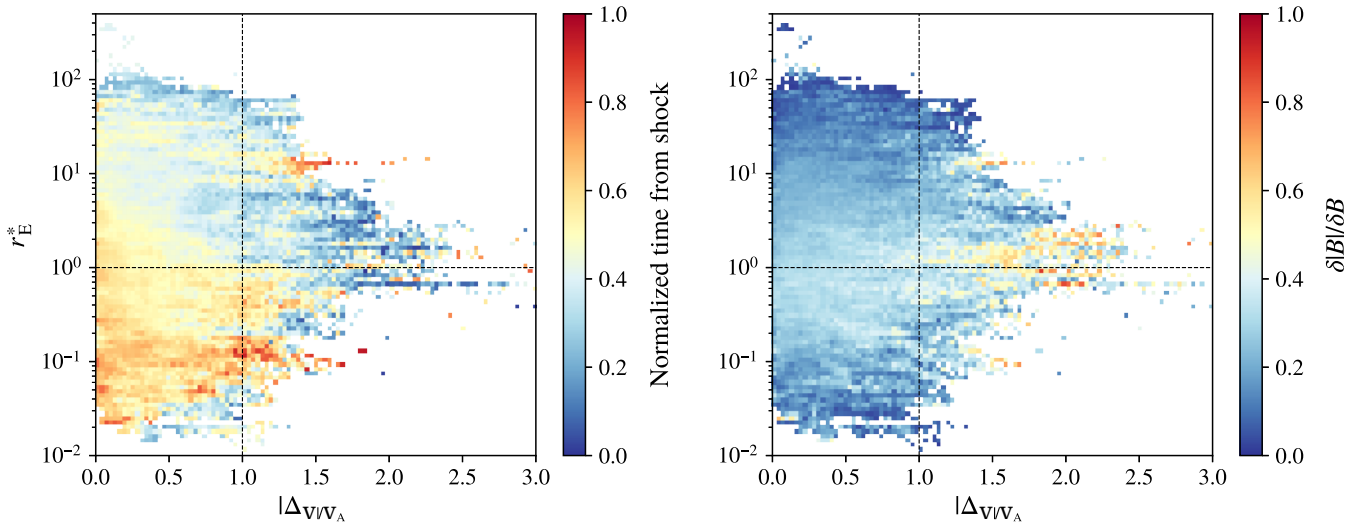


图 4。 每个区间内各值的 r_E^* 与 $|\Delta v|/v_A$的二维分布，颜色分别表示距激波的平均归一化时间（左）和 $\delta|B|/\delta B$ （右）。两个直方图中，已排除包含少于五个点的区间。

$\delta|B|/\delta B \lesssim 0.2$，而分布的中间部分与略高的 $\delta|B|/\delta B$ 相关。分布的 $|\Delta v|/v_A > 1$ 和 $r_E^* \sim 1$部分出现了最高的 $\delta|B|/\delta B$ 值，但不存在具有 $\delta|B|/\delta B \gtrsim 0.5$的显著区域。

为研究 $\delta|B|/\delta B$ 随$\Delta v|/v_A$增加时的变化情况，我们计算了 $\delta|B|/\delta B$ 与 $|\Delta v|/v_A$的二维直方图，方法与图 3中的类似。结果如图 5所示，其中绘出了 $\delta|B|/\delta B$ 的平均线，并叠加了 σ_c^* 的平均线，以比较这两个参数的变化。在上游太阳风和鞘层中， $\delta|B|/\delta B$ 在分布的 $|\Delta v|/v_A < 1$ 部分保持相当稳定，上游太阳风中的平均值为0.20，鞘层中的平均值为0.27。在 $|\Delta v|/v_A = 1$ 阈值附近，两种分布中的 $\delta|B|/\delta B$ 都开始增加。当 $|\Delta v|/v_A \sim 2$以上时， $\delta|B|/\delta B$ 趋于平稳，数值约为0.3至0.4，但不确定性有所增加。

4. 讨论与结论

本文基于 Wind 航天器在 1 天文单位处的观测，对 74 个 ICME 鞘层及其周边区域中湍流不平衡与大尺度速度剪切之间的关系进行了统计分析。与上游太阳风和下游抛射体时间段相比，我们发现鞘层中超过 KH 不稳定性阈值的大振幅剪切显著更多，因此鞘层特别适合用于研究不平衡与剪切之间的关系。

首先，在所分析的三种太阳风之间，Elsasser比 r_E^* 和交叉螺度 σ_c^* 的整体分布存在明显差异（图 2 ）。从上游太阳风进入鞘层，再进入 ICME 抛射体时， r_E^* 分布的均值趋近于 1，而 σ_c^* 分布的均值趋近于 0：这些趋势表明，等离子体中存在的日向与反日向阿尔芬涨落趋于平衡。

观测到的分布向较高 $E_\pm^*$ 转移，同时 r_E^* 和 σ_c^* 更加平衡，可能由两种机制造成。第一种可能是，从上游太阳风卷入鞘层时，已有的涨落得到放大，而鞘层内部并未显著产生新的涨落。然而，要使 r_E^*降低，就需要向日涨落的放大程度显著强于反日向涨落。另一种可能性——或许更有可能——是鞘层内部产生了新的涨落，且 $E_\pm^*$ 以相同速率生成，随着时间推移，这会使整体r_E^* 和 σ_c^* 分布趋于平衡（Smith 等（2011）），并减弱其与源自上游太阳风、经放大的已有涨落所具有的不平衡状态。

在上游太阳风和鞘层中，30 分钟时间尺度上的速度剪切振幅超过 KH 不稳定性阈值时，会明显地与更趋于平衡的涨落相关联。图中平均值 σ_c^* 和r_E^* 在图 3中 $|\Delta v|/v_A = 1$在阈值上下表现不同（低于阈值时相对不变，高于阈值时则随剪切振幅增大而趋于平衡），这表明 KH 不稳定性可以直接影响湍流的平衡状态。抛射体内部的速度剪切与不平衡程度之间的关系不太明显，这可能是因为抛射体等离子体本身就更趋于平衡（Good 等人 2020b，2022），而且 $|\Delta v|/v_A > 1$ 剪切较少。

我们推测，从上游区域移至磁鞘时，分布向 $|\Delta v|/v_A < 1$平衡转变，可能是由于速度剪切此前已发挥作用、但在 1 天文单位处已不再存在，也可能是局部产生的涨落扩散到了 $|\Delta v|/v_A > 1$ 区域之外，或者是整个

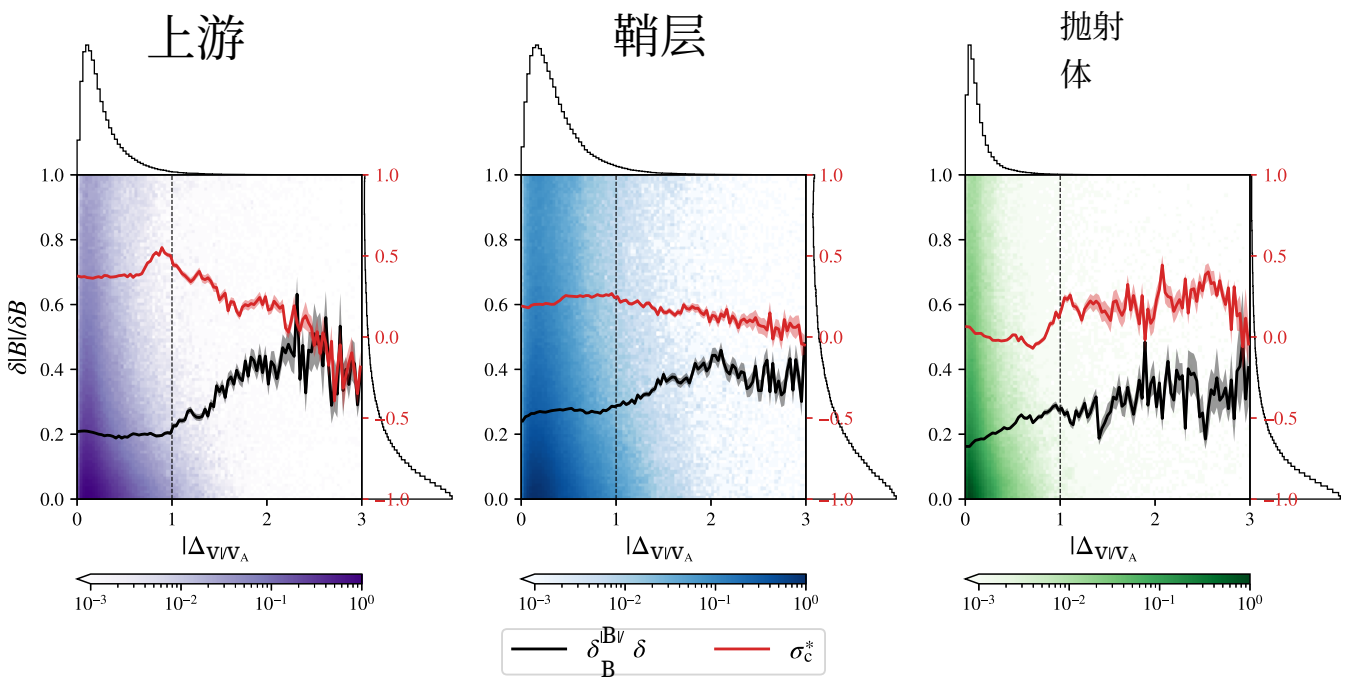


图 5。在上游太阳风、鞘层和 ICME抛射体中，跨全部 74 个事件分箱统计的 $\delta|B|/\delta B$ 相对于 $|\Delta v|/v_{\mathrm{A}}$ 的二维分布。与图 3类似，图中包含相应的一维分布，二维直方图已按最大分箱计数归一化，黑线表示平均 $\delta|B|/\delta B$ 及相应的误差估计。为便于比较，图 σ_{c}^{*} 3 中的平均线已用红色叠加在这些分布上。

磁鞘区间充当了速度剪切，其 τ_{s} 等于磁鞘持续时间。帕克太阳探测器和太阳轨道器 在近太阳区域的观测，或许能为第一种可能性提供线索。

速度剪切界面的动力学本质上应是非线性的，但磁化 KH 不稳定性的 $|\Delta v|/v_{\mathrm{A}}=1$阈值是一个线性判据。这仍可作为 KH 不稳定性起始的标识，因为动力学的早期阶段可能类似于线性不稳定性，随后演化为非线性不稳定性，并伴随相关的涡旋卷起（Ruffolo 等，2020）。

在上游太阳风和鞘层分布中，速度剪切与磁压缩性之间也存在明显关联。与 σ_{c}^{*} 和 r_{E}^{*}的双峰行为类似，$\delta|B|/\delta B$ 在低于 $|\Delta v|/v_{\mathrm{A}}=1$时保持平坦，而在高于该值时随剪切幅度增大而上升。这表明，KH 不稳定性也在产生压缩性和阿尔芬波动方面发挥作用。

我们感谢*Wind* 仪器团队提供本研究所用的数据。我们也感谢匿名审稿人对稿件提出的建设性意见。本研究获得欧洲研究委员会通过欧盟地平线 2020 研究与创新计划提供的资助，项目编号 724391（SolMAG）；同时也获得芬兰文化基金会 B. E. Seljo 基金资助，项目编号 00220897。SWG 获得芬兰科学院研究员项目资助，项目编号为 338486 和 346612（INERTUM）。作者感谢芬兰科学院卓越中心 FORESAIL 提供的额外支持，项目编号 336807。我们还要感谢 Vertti Tarvus 的有益讨论。

Evgeniya Predybaylo 提供的 Python 小波分析代码基于 Tor- rence 与 Compo (1998) 的研究，可从 https://github.com/chris-torrence/wavelets 获取。用于生成图 3和 5的代码改编自 Stansby 等人(2019) 最初开发的代码。

参考文献

Bavassano, B. 1996, 空间科学评论, 78, 29, doi: 10.1007/BF00170789Bavassano, B., Pietropaolo, E., & Bruno, R. 1998, 地球物理学研究杂志, 103, 6521, doi: 10.1029/97JA03029Bavassano, B., Pietropaolo, E., & Bruno, R. 2000, 地球物理学研究杂志, 105, 12697, doi: 10.1029/2000JA900004

Belcher, J. W., & Davis, Jr., L. 1971, 地球物理学研究杂志, 76, 3534, doi: 10.1029/JA076i016p03534Borovsky, J. E. 2012, 地球物理学研究杂志, 117, A05104, doi: 10.1029/2011JA017499

Borovsky, J. E., & Denton, M. H. 2010, 地球物理学研究杂志, 115, A10101, doi: 10.1029/2009JA014966 Borovsky, J. E., Denton, M. H., & Smith, C. W. 2019, JGRA, 124, 2406, doi: 10.1029/2019JA026580 Bowen, T. A., Badman, S., Hellinger, P., & Bale, S. D. 2018, ApJL, 854, L33, doi: 10.3847/2041-8213/aaabbe Breech, B., Matthaeus, W. H., Minnie, J., et al. 2008, 地球物理学研究杂志, 113, A08105, doi: 10.1029/2007JA012711 Breech, B., Matthaeus, W. H., Minnie, J., et al. 2005, 地球物理研究快报, 32, L06103, doi: 10.1029/2004GL022321 Bruno, R., Bavassano, B., & Villante, U. 1985, 地球物理学研究杂志, 90, 4373, doi: 10.1029/JA090iA05p04373 Bruno, R., & Carbone, V. 2016, 太阳风中的湍流（Springer, Cham）, doi: 10.1007/978-3-319-43440-7 Chandran, B. D. G., Dennis, T. J., Quataert, E., & Bale, S. D. 2011, 天体物理学杂志, 743, 197, doi: 10.1088/0004-637X/743/2/197 Chandrasekhar, S. 1981, 流体动力学与磁流体动力学稳定性（Dover Publications, New York） Chen, C. H. K. 2016, JPlPh, 82, 535820602, doi: 10.1017/S0022377816001124 Chen, C. H. K., Bale, S. D., Salem, C. S., & Maruca, B. A. 2013, 天体物理学杂志, 770, 125, doi: 10.1088/0004-637X/770/2/125 Chen, C. H. K., Matteini, L., Burgess, D., & Horbury, T. S. 2015, 皇家天文学会月刊, 453, L64, doi: 10.1093/mnrasl/slv107 Dobrowolny, M., Mangeney, A., & Veltri, P. 1980, PhRvL, 45, 144, doi: 10.1103/PhysRevLett.45.144 Elsasser, W. M. 1950, PhRv, 79, 183, doi: 10.1103/PhysRev.79.183 Faganello, M., & Califano, F. 2017, JPlPh, 83, 535830601, doi: 10.1017/S0022377817000770 Goldstein, M. L., & Roberts, D. A. 1999, PhPl, 6, 4154, doi: 10.1063/1.873680 Goldstein, M. L., Roberts, D. A., Deane, A. E., Ghosh, S., & Wong, H. K. 1999, 地球物理学研究杂志, 104, 14437, doi: 10.1029/1998JA900128 Goldstein, M. L., Roberts, D. A., & Matthaeus, W. H. 1995, ARA&A, 33, 283, doi: 10.1146/annurev.aa.33.090195.001435 Good, S. W., Ala-Lahti, M., Palmerio, E., Kilpua, E. K. J., & Osmane, A. 2020a, 天体物理学杂志, 893, 110, doi: 10.3847/1538-4357/ab7fa2 Good, S. W., Hatakka, L. M., Ala-Lahti, M., et al. 2022, 皇家天文学会月刊, 514, 2425, doi: 10.1093/mnras/stac1388 Good, S. W., Kilpua, E. K. J., Ala-Lahti, M., et al. 2020b, ApJL, 900, L32, doi: 10.3847/2041-8213/abb021 Heinemann, M., & Olbert, S. 1980, 地球物理学研究杂志, 85, 1311, doi: 10.1029/JA085iA03p01311 Kilpua, E., Koskinen, H. E. J., & Pulkkinen, T. I. 2017, LRSP, 14, 5, doi: 10.1007/s41116-017-0009-6 Kilpua, E. K. J., Good, S. W., Ala-Lahti, M., et al. 2021, FrASS, 7, 610278, doi: 10.3389/fspas.2020.610278

Kiyani, K. H., Osman, K. T., & Chapman, S. C. 2015, 皇家学会哲学汇刊A辑, 373, 20140155, doi: 10.1098/rsta.2014.0155 Lepping, R. P., Acuña, M. H., Burlaga, L. F., et al. 1995, 空间科学评论, 71, 207, doi: 10.1007/BF00751330 Lin, R. P., Anderson, K. A., Ashford, S., et al. 1995, 空间科学评论, 71, 125, doi: 10.1007/BF00751328 Luhmann, J. G., Gopalswamy, N., Jian, L. K., & Lugaz, N. 2020, 太阳物理学, 295, 61, doi: 10.1007/s11207-020-01624-0 Malara, F., Primavera, L., & Veltri, P. 2022, 宇宙, 8, 391, doi: 10.3390/universe8080391 Marsch, E., & Tu, C.-Y. 1990, 地球物理学研究杂志, 95, 8211, doi: 10.1029/JA095iA06p08211 Matthaeus, W. H., Minnie, J., Breech, B., et al. 2004, 地球物理研究快报, 31, L12803, doi: 10.1029/2004GL019645 Petrosyan, A., Balogh, A., Goldstein, M. L., et al. 2010, 空间科学评论, 156, 135, doi: 10.1007/s11214-010-9694-3 Pouquet, A., Meneguzzi, M., & Frisch, U. 1996, 物理评论A辑, 33, 4266, doi: 10.1103/PhysRevA.33.4266 Réville, V., Tenerani, A., & Velli, M. 2018, 天体物理学杂志, 866, 38, doi: 10.3847/1538-4357/aadb8f Roberts, D. A., Goldstein, M. L., Klein, L. W., & Matthaeus, W. H. 1987a, 地球物理学研究杂志, 92, 12023, doi: 10.1029/JA092iA11p12023 Roberts, D. A., Goldstein, M. L., Matthaeus, W. H., & Ghosh, S. 1992, 地球物理学研究杂志, 97, 17 115, doi: 10.1029/92JA01144 Roberts, D. A., Klein, L. W., Goldstein, M. L., & Matthaeus, W. H. 1987b, 地球物理学研究杂志, 92, 11 021, doi: 10.1029/JA092iA10p11021 Rogers, M. M., & Moser, R. D. 1992, 流体力学杂志, 243, 183, doi: 10.1017/S0022112092002696 Ruffolo, D., Matthaeus, W. H., Chibber, R., et al. 2020, 天体物理学杂志, 902, 94, doi: 10.3847/1538-4357/abb594 Sishtla, C. P., Pomoell, J., Kilpua, E., et al. 2022, 天文学与天体物理学, 661, A58, doi: 10.1051/0004-6361/202142999 Smith, C. W., Tessein, J. A., Vasquez, B. J., & Skoug, R. M. 2011, 地球物理学研究杂志, 116, A10103, doi: 10.1029/2011JA016645 Stansby, D., Horbury, T. S., & Matteini, L. 2019, 皇家天文学会月刊, 482, 1706, doi: 10.1093/mnras/sty2814 Stawarz, J. E., Vasquez, B. J., Smith, C. W., Forman, M. A., & Klewicki, J. 2011, 天体物理学杂志, 736, 44, doi: 10.1088/0004-637X/736/1/44 Torrence, C., & Compo, G. P. 1998, 美国气象学会公报, 79, 61, doi: 10.1175/1520-0477(1998)079<0061:APGTWA>2.0.CO;2 Zank, G. P., Matthaeus, W. H., & Smith, C. W. 1996, 地球物理学研究杂志, 101, 17093, doi: 10.1029/96JA01275 Zhou, Y., & Matthaeus, W. H. 1989, 地球物理研究快报, 16, 755, doi: 10.1029/GL016i007p00755 Zhou, Y., & Matthaeus, W. H. 1990, 地球物理学研究杂志, 95, 10 291, doi: 10.1029/JA095iA07p10291