Draft version March 21, 2023 年 使用 LaTeX 排版 **手稿**,
采用 AASTeX63 样式

arXiv:2303.10810v1 [physics.space-ph] 20 Mar 2023

近太阳太阳风湍流中各向异性随定常背景场的标度关系

Honghong Wu,[1] Jiansen He,[2] Shiyong Huang,[1] Liping Yang,[3] Xin Wang,[4] and Zhigang Yuan[1]

[1]武汉大学电子信息学院，中国武汉[2]北京大学地球与空间科学学院，中国北京

a[3]中国科学院国家空间科学中心空间天气学国家重点实验室 *SIGMA* 天气研究组，中国北京[4]北京航空航天大学空间与环境学院，中国北京

（2023 年 3 月 14 日接受）

投稿至《天体物理学杂志》

摘要

磁场涨落的标度为理解太阳风湍流提供了关键信息。然而，观测到的磁场涨落不仅包含湍流，也包含磁结构，导致时间平稳性遭到破坏。这种破坏会掩盖真实的标度，并影响相对于局部背景磁场确定采样角。本文为研究标度各向异性，采用一种简便但有效的判据 $\phi < 10^\circ$，以确保磁场的时间平稳性；其中，ϕ 是将时间区间分成两半后得到的两个平均磁场之间的夹角。我们在平稳条件下，利用结构函数的高阶统计研究

通讯作者：Honghong Wuhonghongwu@whu.edu.cn

近太阳太阳风湍流的标度各向异性；据我们所知，这是首次基于帕克太阳探测器（PSP）在 0.17 au 处获得的测量数据开展此类研究。我们发现，磁场的标度指数 ξ 与阶数 p 呈线性关系，接近 $\xi(p) = p/4$。采用静态背景磁场测量时，当局部磁场垂直于采样方向，磁场迹结构函数的多重分形标度会转变为接近 $\xi(p) = p/3$的单标度；当局部磁场平行于采样方向时，则接近 $\xi(p) = p/4$ 的单标度。速度迹结构函数的标度也有类似但不太显著的变化。近太阳太阳风湍流呈现出与近地太阳风湍流不同的标度各向异性，这表明太阳风膨胀过程中非线性交互过程发生了演变。

关键词： 太阳风湍流，磁流体湍流

1. 引言

湍流在天体物理系统中普遍存在，其在惯性区呈现幂律行为，特点是不存在内禀长度尺度。流体动力学湍流的惯性区标度最早由Kolmogorov（K41）现象学提出（Kolmogorov 1941），该理论假设速度涡旋之间存在非线性相互作用。对于磁流体力学湍流，Iroshnikov-Kraichnan（IK）现象学被提出（Iroshnikov 1963；Kraichnan 1965）。IK现象学考虑了速度与磁场涨落的耦合，并假设非线性交互发生在Alfv´én波包之间。两种现象学都预测，在自相似性理念以及均匀性和各向同性假设下，标度指数 ξ 与阶数 p 呈线性关系（Kolmogorov标度： $\xi = p/3$；IK标度： $\xi = p/4$）。

太阳风为研究磁流体力学湍流提供了理想的实验室。最早利用旅行者2号数据研究太阳风湍流惯性区的标度特性（Burlaga 1991a，b），并发现了多重分形标度律，表明间歇性的存在。为解释间歇性对标度指数的影响，人们提出了多种模型，包括 p模型（Meneveau

& Sreenivasan 1987）、 β模型（Marsch&Liu1993）、双分形模型（Ruzmaikin etal.1995）以及扩展级联模型（Tu et al. 1996）。这些模型旨在还原间歇性影响下湍流涨落的真实标度。由此得到了 Kolmogorov标度或 IK标度，但由于数据量相对较少，难以判断哪种现象学描述能够恰当地刻画太阳风湍流。另一种揭示间歇性影响的方法是比较去除间歇性前后的标度指数。研究发现，利用广泛采用的 LIM（局部间歇性测度）技术识别并去除间歇性（Bruno et al. 2001），磁场呈现Kolmogorov标度（Salemet al.2009；Wang et al. 2014；Yang et al. 2017）。

太阳风湍流在 MHD 尺度上的标度律各向异性也得到了广泛研究。人们构建了多种模型来描述磁流体力学湍流的各向异性，包括二维湍流（Shebalin et al.1983）、片状+2D 模型（Zank et al. 1996）、临界平衡（Goldreich& Sridhar 1995）、动态对齐（Boldyrev 2006）。支持临界平衡理论的功率谱指数各向异性（Horbury et al. 2008；Podesta 2009）在去除间歇性后便消失了（Wanget al. 2014）。高阶标度表明，沿平行方向观测到单标度，而沿垂直方向观测到多重分形标度（Osman et al. 2014）；去除间歇性后，这种现象也会消失（Peiet al. 2016）。在 1天文单位处，磁场涨落更符合各向同性的 Kolmogorov 标度，而非 IK标度；速度则更接近 IK标度。磁场和速度之间的差异是太阳风湍流研究中的主要谜题之一。

然而，太阳风中的磁场涨落不仅包含湍流，还包含各种结构，可能包括电流片（Li 2007；Miao et al.2011）、对流磁结构（Tu & Marsch 1991、1993与光球中磁力线环路相对应的切向转向结构（Nakagawa et al. 1989；Tu et al. 2016）、起源于太阳的磁通管（Bruno et al. 2001；Borovsky 2008）、行星际磁通绳（Tu et al. 1997；Zhao etal.2020）以及磁洞（Yu et al. 2021）。这些结构的涨落显然不应纳入湍流标度分析。Wu 等(2020)指出，对流

结构和大幅变化可能会影响平均磁场，而局地平均磁场可能无法代表单次测量的主要方向。更严格地确定采样角会导致不同的标度指数，这表明精确的采样方向对于研究各向异性十分重要（Wang et al. 2015；Telloni et al. 2019；Wu etal.2022）。为避免结构的影响，Wu 等(2020)提出了判据 $\phi < 10^{\circ}$ ，用于筛选时间平稳的子区间，从而排除对流结构，使其平均磁场方向能够代表相应区间内主要的瞬时磁场方向。利用这一判据，Wu 等(2020)发现，对于具有时间平稳背景场的近地太阳风湍流，磁场和速度的二阶标度指数均呈各向同性；Yang 等(2021)则利用受驱动的可压缩三维磁流体力学湍流证实了大尺度场结构的影响。

近期，帕克太阳探测器（PSP）为分析近太阳太阳风湍流提供了机会。研究报告称，磁场的功率谱接近 IK谱（Chen 等，2020），并且沿局部磁场方向平行和垂直方向观测时，谱指数分别接近 $-5/3$和 $-3/2$（Huangetal. 2022）。高阶标度呈现非线性行为（Albertietal. 2020；Sioulasetal. 2022）。Wu 等（2022）使用帕克太阳探测器和尤利西斯号的数据，在未考虑非平稳性影响的情况下分析了多阶标度的各向异性。他们发现，两个数据集中的多阶标度各向异性呈现出相似的非线性行为，并提出惯性区可能包含两个子区间。然而，近太阳太阳风中间歇结构对高阶标度及其各向异性的影响尚未得到考量。

本文首次利用帕克太阳探测器的观测数据，对近太阳太阳风进行高阶统计分析，并在考虑平稳性影响的基础上分析高阶标度的各向异性。我们采用判据 $\phi < 10^{\circ}$ 来确保时间平稳性，并展示可能存在的结构所产生的影响。我们发现，磁场和速度的标度具有各向异性。垂直采样方向上的标度指数接近 K41预测，而平行采样方向上的标度指数接近 IK预测。本文结构如下

所示。第 2 节介绍帕克太阳探测器的测量数据以及条件结构函数的计算。第 3 节展示原始和条件结构函数及其标度指数。第 4 节总结全文。

2. 数据与方法

我们使用 FIELDS仪器套件中的磁通门磁强计测得的时间分辨率为 0.8738 秒的磁场数据（Bale et al. 2016），以及帕克太阳探测器上的太阳风电子、质子和阿尔法粒子仪器套件中的太阳探测器杯所获取的等离子体数据（Case etal. 2020）（Kasper et al.2016）。我们选取了帕克太阳探测器首次近太阳飞掠阶段 2018年11月6日的一段为期一天的时间区间，此时 $r \sim 0.17$ au, $V_0 = 332$ km/s，交叉螺度 $\sigma_c = 0.84$。在此期间，帕克太阳探测器观测到来自一个小型负极性赤道日冕洞的太阳风（Badman et al.2020）。

磁场增量通过以下方式获得

$$\delta\vec{B}(t,\tau) = \vec{B}(t) - \vec{B}(t+\tau), \tag{1}$$

其中，τ为时间滞后，$\vec{B_1} = \vec{B}$（t）和 $\vec{B_2} = \vec{B}$（$t+\tau$）。我们将局部背景磁场 $\vec{B_0}$（t,τ）计算为移动的、依赖尺度的窗口 τ内的平均值。对于每一对相隔时间滞后 τ的磁场$\vec{B}$（t）和 $\vec{B}$（$t+\tau$），对应增量 $\delta\vec{B}$（t,τ），我们还计算三个角度。第一个角度 $\theta_{\rm VB}$（t,τ）是局部背景磁场与航天器参考系中测得的流速之间的采样角，以考虑帕克太阳探测器的航天器速度（Zhao et al. 2020; Duan et al. 2021）。第二个角度 ϕ（t,τ）是两个磁场 $\vec{B_1} = \left\langle \vec{B}\ (t) \right\rangle |_{t+\tau/2}^{t}$和 $\vec{B_2} = \left\langle \vec{B}\ (t) \right\rangle |_{t+\tau}^{t+\tau/2}$之间的夹角，其中 $\langle\rangle$ 表示集合时间平均。 $cos\ \phi$（t,τ）$= \frac{\vec{B_1}\cdot\vec{B_2}}{|\vec{B_1}||\vec{B_1}|}$。 ϕ用于衡量时间平稳性。第三个角度 $\Delta\theta$（t,τ）是$\vec{B}$（t）与 $\vec{B}$（$t+\tau$）之间的夹角，表示磁场方向的角度变化。

磁场的 p 阶结构函数 $S^p(\tau)$ 通过以下方式计算

$$S^q(\tau) =< |\delta\vec{B}(t,\tau)|^p >, \tag{2}$$

其中 <> 表示集合时间平均。根据不同采样角的标准（$80^\circ < \theta_{\rm VB}(t,\ \tau) < 100^\circ$和 $\theta_{\rm VB}(t,\ \tau) < 10^\circ\ or\ \theta_{\rm VB}(t,\ \tau) > 170^\circ$），选取 $\delta\vec{B}(t,\ \tau)$，以获得 $S^p(\tau_\perp)$

以及 $S^p(\tau_\parallel)$。我们在 $10 < \tau < 100$ s 范围内进行幂律拟合，并分别从 $S^p(\tau)$、 $S^p(\tau_\perp)$ 和 $S^p(\tau_\parallel)$ 得到标度指数 $\xi(p)$、$\xi_\perp(p)$、 $\xi_\parallel(p)$。对于速度，我们采用相同的步骤获得这些量，但将磁场增量替换为相应的增量 $\delta\vec{V}(t, \tau) = \vec{V}(t) - \vec{V}(t+\tau)$。

为了真正确定湍流的结构函数并分析其各向异性，我们采用判据 $\phi(t,\tau) < 10°$。事实证明，该判据简单而有效，可确保背景磁场的时间平稳性，并避免磁结构的影响（Wu等（2020）；Yang 等 2021）。集合时间平均仅限于满足 $\delta\vec{B}(t,\tau)$ 和 $\delta\vec{V}(t,\tau)$，且具有 $\phi(t,\tau) < 10°$ 的情形。我们再次在 $10 < \tau < 100$ s 范围内进行幂律拟合，并得到具有定常背景场的条件结构函数 $S^p{}_R(\tau)$、$S^p{}_R(\tau_\perp)$ 和 $S^p{}_R(\tau_\parallel)$ 的 $\xi(p)$、 $\xi_\perp(p)$、$\xi_\parallel(p)$。

3. 结果

图1（左）展示了具有 $\phi > 10°$ 的子区间出现率随时间滞后 τ的变化。随着时间滞后从 10 s 增加到 1000 s，出现率从 ~ 0.2 上升至 ~ 0.8 。这表明非时间平稳测量在涨落中占据很大一部分，不能忽略。本研究关注 10 s 至 100 s 的范围，因为该范围内非平稳性的出现率相对较高。图1（右）分别展示了在 $\phi < 10°$ 和 $\phi > 10°$条件下，时间滞后小于 $10 - 100$ s 时角度变化 $\Delta\theta$ 的概率分布函数。对两个部分进行的指数拟合（$\exp(\Delta\theta/8.5°)$ 和 $\exp(\Delta\theta/23.1°)$）与近地太阳风 ACE测量得到的结果相似：一个对应于 $\exp(\Delta\theta/9.4°)$ 的太阳风湍流，另一个对应于 $\exp(\Delta\theta/24.4°)$ 的磁通管之间界面的穿越（Bruno 等 2001；Borovsky 2008），这表明那些具有 $\phi > 10°$ 的子区间可能代表磁通管之间的磁墙。图2在上方面板中展示了 $S^p(\tau)$、 $S^p(\tau_\perp)$ 和 $S^p(\tau_\parallel)$，在下方面板中展示了 $S^p{}_R(\tau)$、 $S^p{}_R(\tau_\perp)$ 和 $S^p{}_R(\tau_\parallel)$。垂直方向和平行方向的高阶结构函数较不平滑，这是合理的，因为它们是由用于计算总体结构函数的采样子集得到的。这些结构函数在

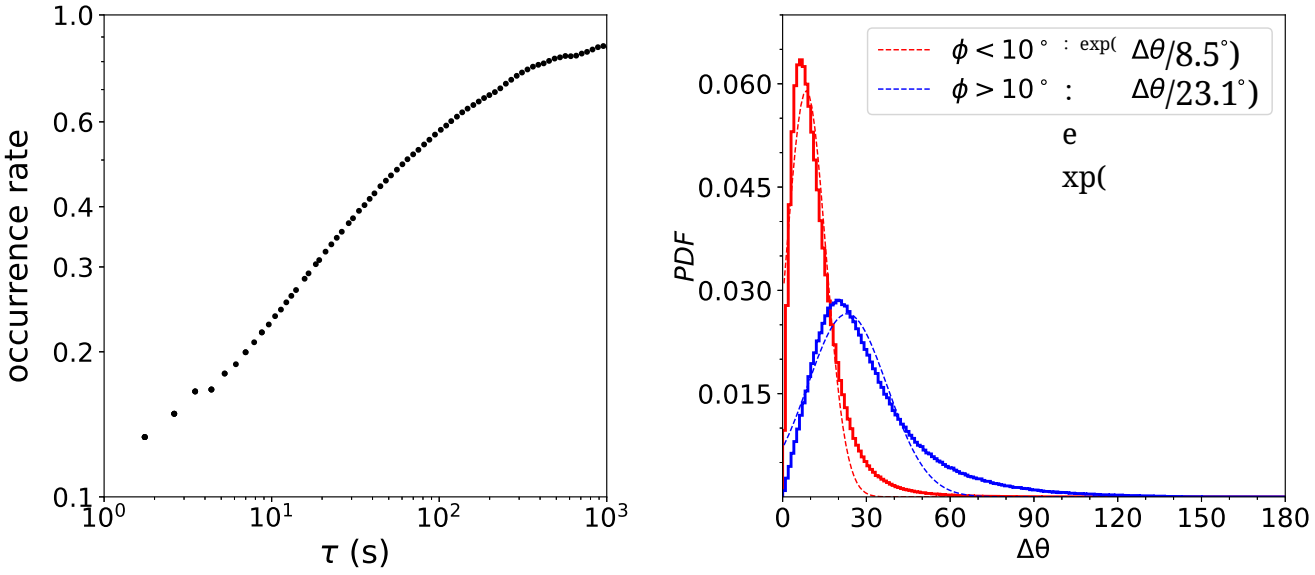


图1. 左：具有 $\phi > 10^\circ$ 的子区间发生率随时间滞后 τ的变化。右： $10 < \tau < 100$s内磁场方向所有角度变化 $\Delta\theta$ 的概率分布函数。红色表示具有 $\phi < 10^\circ$ 的子区间，蓝色表示具有 $\phi > 10^\circ$的子区间。虚线表示对这两部分进行的指数拟合，图例中给出了拟合参数。

10–100 秒范围内的幂律行为十分明显。标度指数通过对数空间中 10 秒至 100 秒范围内的最小二乘线性拟合得到，并连同相应的标准误差显示在图 3 中。原始（经条件筛选的）结构函数得到的标度指数分别以黑色（红色）显示。在图 3（a）中，径向标度指数的非线性行为十分明显。排除磁结构的影响后，单标度特征变得清晰，如红色所示。前两个阶数对应的指数几乎没有变化。这些标度指数与 IK标度预测一致。

我们还在图中展示了沿垂直和平行于局部磁场的方向测得的磁场迹结构函数的标度指数。3（b）和（c），分别对应这两个方向。图 3 （b）所示的垂直标度指数，在满足时间平稳背景场的要求后，从多重分形标度转变为近似的 K41 单标度。请注意，最高可信阶数 p_{max} 由 Dudok de Wit(2004) 中的方法确定，高于 p_{max} 的指数以空心样式标示。平行方向测得的多重分形标度

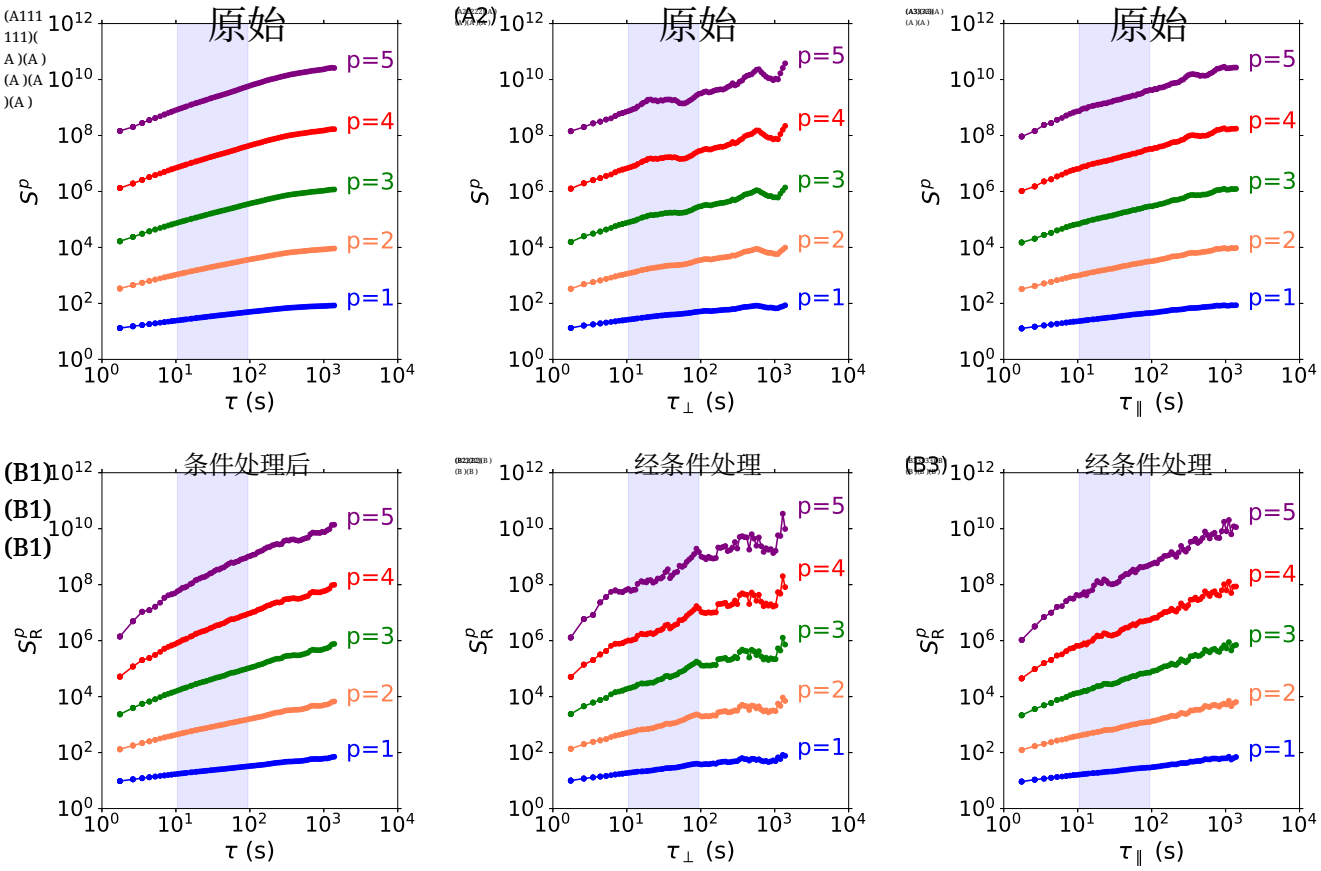


图 2. (A1-A3) 在径向 (A1)、垂直方向 (A2) 和平行方向 (A3) 上检测到的原始磁场迹结构函数 S^p 。蓝色、橙色、绿色、红色和紫色分别表示阶数为 $p = 1$ 的 S^p 、2、3、4、5。蓝色阴影表示拟合指数的范围。(B1-B3) 定常背景下经条件处理的磁场迹结构函数 $S^p{}_R$ ，格式与 A1-A3 相同。

也消失了，但其行为接近 IK 单标度。在时间平稳背景场条件下，标度的各向异性十分明显。

我们还用绿色虚线绘出了 Chandran 等人 (2015) 模型 $\xi(p) = 1 - \beta^p$的预测，其中 $\beta = 0.691$ 是基于最强的相干结构为二维结构这一假设计算得到的，见图 3 (b)。此处观测到的垂直涨落标度与 Chandran 的预测显著偏离，且标度指数随 p呈下降趋势。原始标度指数随阶数 p 的非线性行为表明，对于观测到的结构函数，高阶标度指数比低阶标度指数更平缓

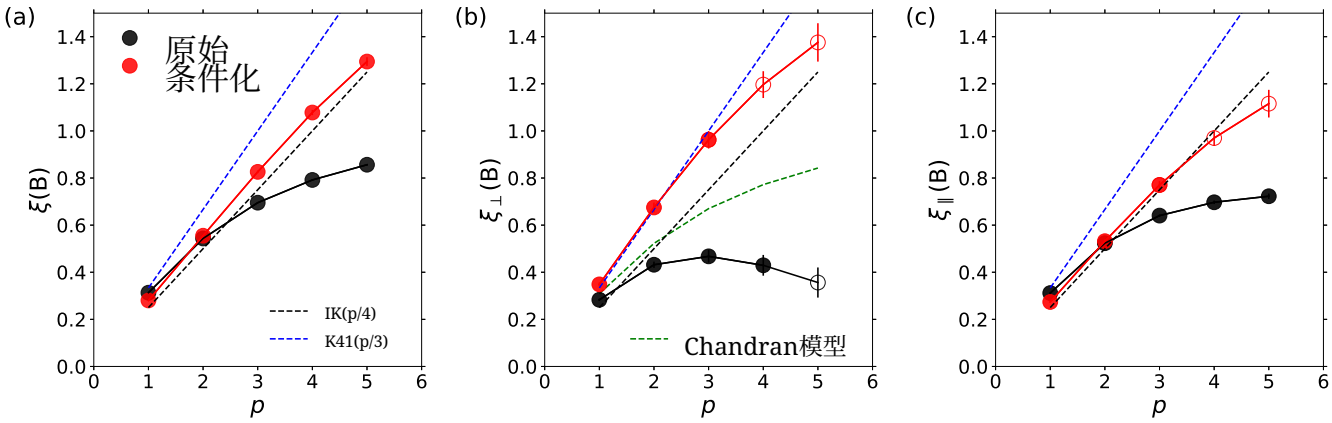


图3. 磁场迹结构函数的标度指数随阶数 p 在径向（a）、垂直于（b）和平行方向（c）局部磁场的方向上检测得到。红色和黑色分别表示原始指数和具有定常背景的指数。拟合误差以误差棒表示。大多数误差棒都很小，因而被数据点遮盖。黑色虚线表示IK预测。蓝色虚线表示K41预测。绿色虚线表示Chandran 等人（2015）模型的预测。高于p_{max} 的指数以空心样式标示。

相对于局部磁场垂直的方向上。磁场（Veltri & Mangeney 1999）、速度（Salemet al. 2009）和电场（Zhu et al. 2020）也发现了标度指数随 p下降的趋势。这些结果与通常预测的单调递增趋势相反（Frisch 1995）。He 等人 (2019) 利用 Castaing 函数构建了一个统一范式，用同一组参数描述各种间歇性相关量，并发现导数比决定标度指数随阶数变化的趋势。这里我们提出一种可能性：原始标度指数的下降或许源于太阳风中的对流结构，因此计算前应将其去除。避免间歇结构的影响后，标度指数的线性趋势应会恢复。

在图4中，我们展示了速度迹结构函数的结果。显然，速度呈现出与磁场相似但不那么显著的行为。当要求背景场在时间上保持稳定时，多重分形标度似乎消失了。速度的标度指数

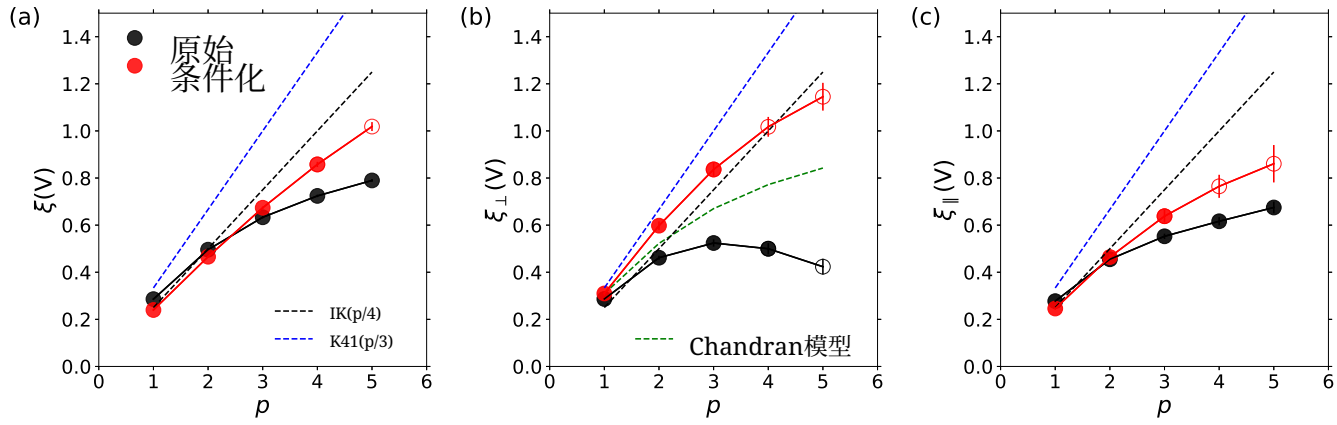


图 4. 速度迹结构函数的标度指数随阶数 p 变化，格式与图 3相同。

在平行和垂直采样方向上测得的结果都趋近于单标度。

磁场的原始垂直方向和平行方向二阶指标分别为 0。43 和 0。52，这与采用不同采样角度定义的先前研究（Zhao etal. 2020；Huang etal. 2022）不同。速度的原始垂直方向和平行方向二阶指标分别为 0。46 和 0。46。经过平稳性判据处理后，磁场（速度）的垂直方向和平行方向二阶指标变为 0。68 和 0。53（0。60 和 0。46）。在时间平稳背景场下，可以揭示各向异性。

总体结构函数由各方向上的功率水平和采样数量共同决定。图 5 展示了 $c_\perp$ 和 $c_\parallel$，其中 $c_\perp$ 和 $c_\parallel$ 分别表示垂直方向和平行方向上采样增量的数量。显然，对于原始增量和经过条件筛选的增量，$c_\parallel$ 均大于 $c_\perp$，这解释了为何图 3 (a) 中的标度指数表现得更像图 3 (c) 中的平行标度指数，而非图 3 (b) 中的垂直标度指数。

4. 结论与讨论

在这封快报中，我们利用近太阳观测开展了高阶标度分析。观测对象是来自一个小型日冕洞、高度阿尔芬化的慢速太阳风。我们采用时间

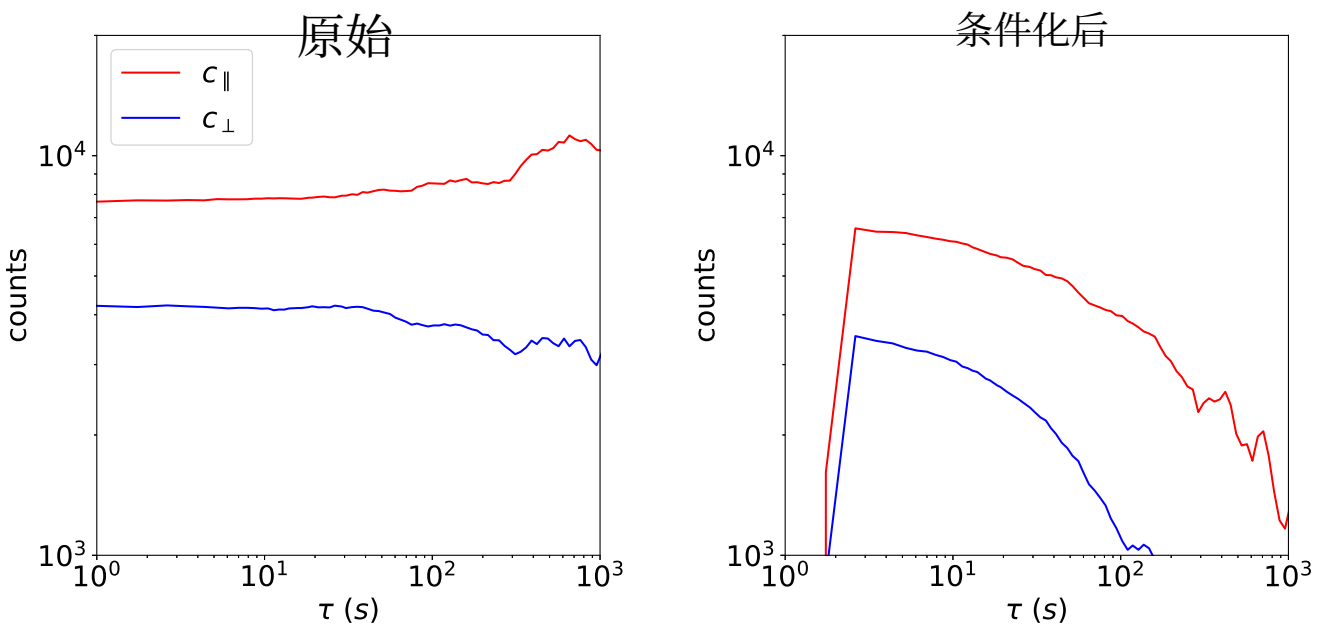


图 5. 原始（左）和条件化后（右）增量在垂直于（蓝色）和平行于（红色）局部磁场方向上的采样计数随时间尺度的变化。

平稳性判据来筛选磁场数据，以避免磁结构的影响。我们发现，随着尺度增大，磁结构的影响更为显著；其磁场角度变化表明，这些结构可能是起源于太阳的化石磁通管壁。我们发现，磁场和速度的标度均近似符合 IK 单标度预测（$\xi = p/4$）。我们首次在考虑平稳性影响的情况下分析了高阶标度的各向异性，并发现多重分形标度可能是由磁结构的影响造成的。垂直方向测得的标度接近 K41 标度（$\xi = p/3$），而平行方向测得的标度接近 IK 标度（$\xi = p/4$）。速度的标度也呈现类似变化，但经过条件筛选的标度与单标度预测的吻合程度较低。

按照一种标准观点，太阳风湍流可用两组不同的标度律来描述：一组适用于磁场方向（类 IK），另一组适用于垂直于磁场的平面（类 Kolmogorov）（Marino& Sorriso-Valvo 2023）。我们的结果与这一标准观点一致。从 $-3/2$ 近太阳太阳风中的$-5/3$ 到近地球（Chen 等，2020）的整体谱指数演变，可能是标准观点中的各向异性与观测效应共同作用的结果；

观测效应是，帕克太阳探测器在近太阳太阳风中观测到的涨落主要沿平行方向，而随着太阳风膨胀，沿垂直方向的涨落越来越多。

重采样至与等离子体数据相同采样频率的磁场数据，时间分辨率为 0.8738 秒，可能会受到高频混叠的影响。为了评估混叠的影响，我们还将其与未重采样数据集（时间分辨率为 1/292.969 秒）的情况进行了比较。两个数据集的磁场功率谱（未显示）表明，混叠发生在高于 0.2 Hz 的频率处，且在所分析的 0.01–0.1 Hz 区间内两者重合。我们还使用未重采样数据集计算了总体多阶结构函数的标度指数，并确认其在 0.01–0.1 Hz 区间内与重采样数据集所得结果相同。因此，磁场数据的重采样过程不会影响我们的结果。

太阳风作为天然实验室，为理解复杂的磁流体力学湍流提供了丰富线索，其中非线性相互作用一直是核心问题之一。太阳风湍流本身是能量传输的渠道，在日球物理学中发挥着至关重要的作用。弄清其如何传递能量，对日球物理环境建模具有重要意义。现象学方法虽行之有效，却会受到多种结构和太阳风条件的影响。我们采用一种简单而有效的时间平稳性判据，揭示被各种结构掩盖的真实标度，并发现近太阳太阳风湍流表现出明显的各向异性：垂直标度接近 K41 标度（$\xi = p/3$），平行标度接近 IK标度（$\xi = p/4$）。这不同于近地太阳风湍流中观测到的各向同性标度特征（Wu等（2020））。未来，有必要获取不同径向距离下、不同太阳风条件中的真实标度，以阐释太阳风湍流的演化。

致谢

本研究得到国家自然科学基金委员会资助，项目编号为 42104152、41974198、41925018、42174194、41874200 和 41874199；同时得到国家重点研发计划资助，项目编号为 2021YFA0718600。X. Wang 还获得中央高校基本科研业务费资助（KG16152401、KG16159701）。

参考文献

Alberti, T., Laurenza, M., Consolini, G., 等. 2020, 《天体物理学杂志》, 902, 84, doi: 10.3847/1538-4357/abb3d2

Badman, S. T., Bale, S. D., Oliveros, J. C. M., 等. 2020, 《天体物理学杂志增刊》, 246, 23, doi: 10.3847/1538-4365/ab4da7

Bale, S. D., Goetz, K., Harvey, P. R., 等. 2016, 《空间科学评论》, 204, 49, doi: 10.1007/s11214-016-0244-5

Boldyrev, S. 2006, 《物理评论快报》, 96, 115002, doi: 10.1103/PhysRevLett.96.115002

Borovsky,J. E. 2008, 《地球物理研究杂志: 空间物理学》, 113, doi: 10.1029/2007JA012684

Bruno, R., Carbone, V.,Veltri, P., Pietropaolo, E., & Bavassano, B.2001, 《行星与空间科学》, 49, 1201, doi: 10.1016/S0032-0633(01)00061-7

Burlaga, L. F. 1991a, 《地球物理研究杂志》, 96, 5847, doi: 10.1029/91JA00087

—. 1991b, 《地球物理研究快报》, 18, 69, doi: 10.1029/90GL02596

Case, A. W., Kasper, J. C., Stevens, M. L.,etal. 2020, 《天体物理学杂志增刊》, 246, 43, doi: 10.3847/1538-4365/ab5a7bChandran, B. D. G., Schekochihin, A. A.,& Mallet, A. 2015, 《天体物理学杂志》, 807, 39, doi:10.1088/0004-637X/807/1/39Chen, C. H. K., Bale, S. D., Bonnell, J. W.,etal. 2020, 《天体物理学杂志增刊》, 246, 53, doi: 10.3847/1538-4365/ab60a3Duan, D., He, J., Bowen, T. A., et al. 2021, 《天体物理学杂志快报》, 915, L8, doi: 10.3847/2041-8213/ac07acDudok de Wit, T. 2004, Phys. Rev. E, 70,055302,doi: 10.1103/PhysRevE.70.055302Frisch, U. 1995, 湍流。A.N. Kolmogorov 的遗产。（剑桥大学出版社）Goldreich, P., & Sridhar, S. 1995, 《天体物理学杂志》, 438, 763, doi:10.1086/175121He, J., Duan, D., Wang, T., et al. 2019, 《天体物理学杂志》, 880, 121, doi: 10.3847/1538-4357/ab2a79Horbury, T. S., Forman, M., & Oughton, S.2008, 《物理评论快报》, 101, 175005, doi: 10.1103/PhysRevLett.101.175005

Huang, S. Y., Xu, S. B., Zhang, J., et al. 2022, 《天体物理学杂志快报》, 929, L6, doi: 10.3847/2041-8213/ac5f02Iroshnikov, P. S. 1963, 《天文学杂志》, 40, 742 Kasper, J. C., Abiad, R., Austin, G., et al. 2016, 《空间科学评论》, 204, 131, doi: 10.1007/s11214-015-0206-3Kolmogorov, A. 1941, 《苏联科学院院刊》, 30, 301 Kraichnan, R. H. 1965, 《流体物理学》, 8, 1385, doi: 10.1063/1.1761412Li, G. 2007, 《天体物理学杂志》, 672, L65, doi: 10.1086/525847Marino, R., & Sorriso-Valvo, L. 2023, 《物理学报告》, 1006, 1, doi: 10.1016/j.physrep.2022.12.001Marsch, E., & Liu, S. 1993, 《地球物理年刊》, 11, 227 Meneveau, C., & Sreenivasan, K. R. 1987, 《物理评论快报》, 59, 1424, doi: 10.1103/PhysRevLett.59.1424Miao, B., Peng, B., & Li, G. 2011, 《地球物理年刊》, 29, 237, doi: 10.5194/angeo-29-237-2011Nakagawa, T., Nishida, A.,&Saito, T.1989,Journal ofGeophysicalResearch: Space Physics,94, 11761, doi:10.1029/JA094iA09p11761Osman, K. T., Kiyani, K. H., Chapman, S. C., & Hnat, B. 2014, 《天体物理学杂志快报》, 783, L27, doi: 10.1088/2041-8205/783/2/L27

Pei, Z., He, J., Wang, X., 等. 2016, 《地球物理研究杂志》, 121, 911, doi: 10.1002/2015JA021057Podesta, J. J. 2009, 《天体物理学杂志》, 698, 986, doi: 10.1088/0004-637X/698/2/986Ruzmaikin, A. A., Feynman, J., Goldstein,B. E., Smith, E. J., & Balogh, A. 1995, 《地球物理研究杂志》, 100, 3395, doi: 10.1029/94JA02808Salem, C., Mangeney, A., Bale, S. D., &Veltri,P. 2009, 《天体物理学杂志》, 702, 537, doi: 10.1088/0004-637X/702/1/537Shebalin, J. V., Matthaeus, W. H., & Montgomery, D. 1983, 《等离子体物理学杂志》, 29, 525, doi: 10.1017/S0022377800000933Sioulas, N., Huang, Z., Velli, M., 等. 2022, 《天体物理学杂志》, 934, 143, doi: 10.3847/1538-4357/ac7aa2Telloni, D., Carbone, F., Bruno, R., 等. 2019, 《天体物理学杂志》, 887, 160, doi: 10.3847/1538-4357/ab517bTu, C., Wang, X., He, J., Marsch, E., & Wang,L. 2016, AIP会议论文集, 1720, 040017, doi: 10.1063/1.4943828Tu, C. Y., & Marsch, E. 1991, 《地球物理年刊》, 9, 319 —. 1993, 《地球物理研究杂志》, 98, 1257, doi: 10.1029/92JA01947Tu, C. Y., Marsch, E., Ivory, K., & Schwenn,R. 1997, 《地球物理年刊》, 15, 137, doi: 10.1007/s00585-997-0137-8

Tu, C. Y., Marsch, E., & Rosenbauer, H. 1996, 《地球物理年刊》, 14, 270, doi: 10.1007/s00585-996-0270-9

Veltri, P., & Mangeney, A. 1999, AIP会议论文集, 471, 543, doi:10.1063/1.58809

Wang, X., Tu, C., He, J., Marsch, E., & Wang, L. 2014, 《天体物理学杂志快报》, 783, L9, doi: 10.1088/2041-8205/783/1/L9

Wang, X., Tu, C., He, J., et al. 2015, 《天体物理学杂志》, 810, L21, doi: 10.1088/2041-8205/810/2/l21

Wu, H., He, J., Yang, L., et al. 2022, arXiv电子预印本, arXiv:2209.12409, doi: 10.48550/arXiv.2209.12409

Wu, H., Tu, C., Wang, X., He, J., & Yang, L. 2022, 《地球物理与行星物理评论》,53,478, doi:10.19975/j.dqyxx.2022-002

Wu, H., Tu, C., Wang, X., et al. 2020, 《天体物理学杂志》, 892, 138, doi: 10.3847/1538-4357/ab7b72Yang, L., Tu, C., He, J., et al. 2021, 《天体物理学杂志》, 920, 14, doi:10.3847/1538-4357/ac1790Yang, L., Zhang, L., He, J., et al.2017, 《天体物理学杂志》, 851, 121, doi:10.3847/1538-4357/aa9993Yu, L., Huang, S. Y., Yuan, Z. G., et al. 2021, 《天体物理学杂志》, 908, 56, doi: 10.3847/1538-4357/abb9a8Zank, G. P., Matthaeus, W. H., & Smith, C. W. 1996, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 101, 17093, doi: https://doi.org/10.1029/96JA01275Zhao, L.-L., Zank, G. P., Adhikari, L., et al. 2020, 《天体物理学杂志》, 898, 113, doi: 10.3847/1538-4357/ab9b7eZhu, X., He, J., Wang, Y., & Sorriso-Valvo, L. 2020, 《天体物理学杂志》, 893, 124, doi: 10.3847/1538-4357/ab7815