草稿版本 2023年5月8日 使用 LaTeX 排版 双栏
AASTeX 631 样式

arXiv:2305.03566v1 [astro-ph.SR] 5 May 2023

可压缩性近太阳太阳风湍流：帕克太阳探测器的前八次近日点

MANUEL ENRIQUE CUESTA, [1] ROHIT CHHIBER, [1,2] XIANGRONG FU, [3,4] SENBEI DU, [4] YAN YANG, [1] FRANCESCO PECORA, [1] WILLIAM H. MATTHAEUS, [1] HUI LI, [4] JOHN STEINBERG, [4] FAN GUO, [4] ZHAOMING GAN, [3,4] 埃玛 康拉德, [4] 和 DIANA SWANSON[5,4]

[1]特拉华大学巴托尔研究所物理与天文学系，美国特拉华州纽瓦克，*DE 19716*[2]美国国家航空航天局戈达德太空飞行中心，美国马里兰州格林贝尔特，*MD20771*[3]新墨西哥联盟，美国新墨西哥州洛斯阿拉莫斯，*NM 87544*[4]洛斯阿拉莫斯国家实验室，美国新墨西哥州洛斯阿拉莫斯，*NM 87545*[5]新罕布什尔大学，美国新罕布什尔州达勒姆，*NH 03824*

投稿至《天体物理学杂志快报》

摘要

关于太阳风湍流的可压缩性及其起源和性质，仍有许多问题有待解答。低等离子体β值（热压与磁压之比）的环境更容易产生可压缩湍流，因此能够用于研究密度涨落与湍流马赫数之间的关系。利用帕克太阳探测器的等离子体数据，我们考察了归一化质子密度涨落$\langle \delta n_p^2 \rangle^{1/2}/\langle n_p \rangle = \delta n_{p_{rms}}/\langle n_p \rangle$随湍流马赫数$M_t$的变化，并以等离子体β值和交叉螺度为条件。考虑到根据原位数据计算参数时存在的统计误差，我们发现一个普遍结果：$\delta n_{p_{rms}}/\langle n_p \rangle \sim M_t^{1.18\pm0.04}$；这一结果与线性波理论以及非均匀背景场中的近不可压缩湍流均相符。我们将以等离子体β值和交叉螺度为条件的观测结果与三维磁流体力学模拟进行比较，发现这些参数对密度涨落与湍流马赫数之间比例关系的影响存在相当显著的相似性。本研究通过密度标度关系进一步探讨了可压缩湍流的复杂性，并有助于更好地理解近太阳太阳风中的可压缩环境。

1. 引言

在太阳风惯性区内，密度涨落平均维持在较低水平，约为 10%，且这一情况在广泛的日心距离范围内都存在（Roberts 等，1987b）。这种可压缩湍流成分的性质和起源仍不清楚。密度涨落由速度场的非零散度产生；不过，在等离子体β值较低时 β （热压与磁压之比），可压缩湍流更容易产生（Roberts 等，1987b，a，1990；Bavassano 与 Bruno，1995；Grappin 等，1990；Malara 等，1996），这是因为等离子体受主导磁压拖曳并被压缩所致，因此值得进一步详细研究。近期帕克太阳探测器（PSP）近日点附近的区域便是这种情况，因为那里存在较强的（主要沿径向的）磁场（Kasper 等 2021年）以及可能处于较低水平的日冕等离子体的轨道方法 β(例如，Chhiber等，2019年）。

在太阳风中观测到了磁流体力学（MHD）湍流里压缩涨落与不可压缩涨落共存的现象，例如，通过比较密度涨落和磁场涨落的能谱发现，它们具有相似的幂律特征（Montgomery 等，1987年；Klein 等，1993年）。涉及小振幅、慢时间尺度压缩涨落的理论已被用于揭示阿尔´fvén波、压力平衡以及压缩波在湍流等离子体中的作用。从形式上说，这需要围绕不可压缩状态展开可压缩磁流体力学方程，并以较小的湍流马赫数为基础（M_t）。这种方法能够得出慢时间尺度上小振幅密度涨落的特征解（Matthaeus 与 Brown，1988年；Matthaeus 等，1991年），即近不可压缩（NI）理论。对于均匀背景磁场，NI理论预测，均方根（*rms*）密度涨落随 M_t^2标度变化。该理论在等离子体β值较大时推导最为直接，也就是说，声速大于阿尔´fvén速度（$c_s > V_A$），而这种情况通常

通讯作者：Manuel Enrique Cuestamecuesta@udel.edu

并不适用于日心距离 $R < 0.30$ 天文单位的情形。然而，较大的V_A 并不一定会使不可压缩动力学失效，只要相关波频率 $\mathbf{k}\cdot\mathbf{V_A}$ 仍然较小（$kV_A \ll 1$），这可归因于谱（波矢 $\mathbf{k}$）各向异性。事实上，也有人提出了将该理论推广至任意等离子体β值的方案，并明确考虑了相对于平均磁场的各向异性（Zank 等，1990年；Zank 与 Matthaeus，1992年，1993年；Bayly 等，1992年）。总体而言，这些推广仍保留了 M_t^2标度。

NI理论的进一步推广考虑了非均匀背景场的情形，或许与太阳风最为相关；这些理论预测，均方根涨落强度与 M_t (Bhattacharjee 等人 1998年；Hunana 和 Zank 2010年；Zank 等人 2017年；Adhikari 等人 2020a；Zank 等人 2021年）呈线性标度；线性化分析磁流体力学方程也预期会得到这一结果，Cho 和 Lazarian(2003年)。研究还表明，密度标度也取决于 β (Cho 和 Lazarian 2003年)。

湍流马赫数$M_t \equiv \langle(\delta v)^2\rangle^{1/2}/c_s$ 是衡量湍流可压缩性的一个关键参数，其中 $\langle(\delta v)^2\rangle^{1/2} = \delta v_{rms}$ 表示速度涨落的均方根，$\langle\cdot\rangle$表示适当的平均算子，而c_s 表示离子声速。等价地，

$$M_t = \frac{\delta v_{rms}}{V_A}\sqrt{\frac{2}{\beta_p \gamma}} \tag{1}$$

通过代入阿尔芬速度 V_A，并使用 $\mathrm{c}_s = \sqrt{\gamma \mathrm{k}_B \mathrm{T}/\mathrm{m}_P}$、$\beta_p = 8\pi \mathrm{n}_P \mathrm{k}_B \mathrm{T}/\mathrm{B}^2$，和 $\mathrm{V}_A = \mathrm{B}/\sqrt{4\pi \mathrm{n}_P \mathrm{m}_P}$，即可写成该形式。其中，$\gamma$ 为多方指数，k_B 为玻尔兹曼常数，$\mathrm{T} = \mathrm{T}_P = \mathrm{T}_e$ 为质子和电子的等离子体温度，m_P 为质子质量，β_p 为质子的热压与磁压之比，n_P 为质子密度，B 为磁场强度。

本研究旨在进一步考察密度涨落与M_t之间的关系。为更好地理解可压缩磁流体湍流的性质，人们进行了许多数值模拟（Cho 与 Lazarian，2003；Kowal 等，2007年；Yang 等，2016年、2017年；Shoda 等，2019年；Yang 等，2019年；Makwana 与 Yan，2020年；Yang 等，2021年；Gan 等，2022年；Fu 等，2022年）。从波动的角度来看，可压缩磁流体湍流涉及三种不同磁流体模态之间的非线性相互作用：Alfv´én、快模和慢模。垂直离子加热主要由Alfv´én模通过回旋共振耗散引起，不过快模也可以通过相同机制促进垂直离子加热。慢模在流体尺度上通过朗道共振耗散，从而使低 β_p时的离子受到平行加热。密度涨落与加热和耗散之间存在多种关联途径。密度涨落可能源于磁流体波或非线性结构（也可能两者兼有），从而建立起密度涨落的性质与可压缩性强度之间的联系，这一联系可通过两种可能不同的框架来理解。

Fu 等人（2022年）通过开展一系列可压缩三维磁流体力学模拟，研究了均方根密度涨落幅度 $\langle\delta \mathrm{n}_p^2\rangle^{1/2}/\langle \mathrm{n}_p\rangle = \delta \mathrm{n}_{p_{rms}}/\langle \mathrm{n}_p\rangle$ 与 M_t 之间的关系。他们发现二者呈线性标度关系，即 $\delta \mathrm{n}_{p_{rms}}/\langle \mathrm{n}_p\rangle = \alpha \mathrm{M}_t$。他们还发现，该比例系数 α 取决于交叉螺度 $\sigma_c = \frac{\langle \mathrm{z}_+^2\rangle - \langle \mathrm{z}_-^2\rangle}{\langle \mathrm{z}_+^2\rangle + \langle \mathrm{z}_-^2\rangle}$ z z 和质子贝塔 β_p，其中 $\mathrm{z}_\pm = |\delta \mathrm{vvv} \pm \mathrm{bbb}_\mathrm{A}|$ 是 Elsasser 变量，$\delta \mathrm{vvv}$ 是太阳风的速度涨落矢量，而 $\mathrm{bbb}_\mathrm{A} = \mathrm{bbb}/\sqrt{4\pi \mathrm{m}_P \mathrm{n}_P}$ 是以阿尔芬单位表示的磁场涨落矢量（bbb）。此前也开展过类似的太阳风密度涨落标度研究，例如（Matthaeus 等人 1990年；Tu 和 Marsch 1994年；Adhikari 等人 2020b）。

本研究发现，在 PSP 近日点期间，太阳风中归一化密度涨落的标度关系（数据描述和方法见第2 节；径向变化趋势概览见图1）随 M_t 近乎线性变化（见图2）。我们还根据 β 和 σ_c对结果进行条件筛选，并与近期模拟进行比较；这些模拟展现了与观测到的行为相似的特征（见图3）。然而，我们还发现，对相同物理量进行更大规模的系综平均会得到不同的标度特性。第3节阐述这些结果。第4节回顾研究结果，并讨论其对可压缩性研究的影响。

2. 帕克太阳探测器数据

我们使用了[1] 帕克太阳探测器（PSP）前八个轨道期间公开的数据，涵盖2018年10月至2021年6月。等离子体数据来自 SWEAP 仪器套件中的太阳探测杯（SPC）（Kasper 等，2016年；Case 等，2020年）。对于所有轨道，当“通用标志”变量启用时，我们舍弃 SPC 数据。三级 SPC 矩数据（见Cāse 等，2020年）通过线性插值重采样至 1 秒采样间隔。随后，我们使用时域中的汉佩尔滤波器对这些数据进行清理（Pearson，2002年；Bandyopadhyay 等，2018年；Parashar 等，2020年），滤波区间为 120 秒。将超出滤波区间中位数三个局部标准差以上的数值识别为离群值。随后以局部中位数替换这些离群值。

为展示第 1 至第 8 次轨道运行期间密度涨落的整体趋势，我们对 1 秒采样间隔的n_P时间序列进行平滑处理：使用时长为 2 小时的滑动窗口计算箱形平均，得到平均密度 $\langle n_p\rangle_{2\mathrm{hr}}$（采样间隔为 1 秒），记为下式 $\langle\cdot\rangle_{2\mathrm{hr}}$。随后计算$n_P$ 的涨落，即 $\delta n_P = n_p - \langle n_p\rangle_{2\mathrm{hr}}$，并据此计算

[1] 获取自NASA空间物理数据中心。

采样间隔为 1 秒时的均方根密度涨落 $\langle \delta n_p^2 \rangle_2^{1/2}$ hr。随后将$\langle n_p \rangle_{2\mathrm{hr}}$ 和 $\langle \delta n_p^2 \rangle_2^{1/2}$ hr均降采样至 1 小时采样间隔。

图 1 展示了全部八个轨道的密度剖面概览，其中径向分箱统计的宽度为 5 R⊙。正如预期，随着日心距离减小，平均质子密度不断增加。均方根密度涨落振幅也随着向内移动而几乎持续增加。然而，归一化后的均方根密度涨落总体保持相当稳定，但在 25 R 附近会骤然降至较低值⊙。这可能是这些距离处采样不足造成的假象，需要在未来的 PSP 探测相遇中获得更多可用样本。将径向分箱宽度改为 10 和 2 R⊙ 不会改变趋势。

我们还在图 β_p 中给出了M_t 的总体趋势，该趋势1采用 2 小时平均窗口计算，并按照上述方法进行径向分箱。湍流马赫数的范围很广，为 0.1 至 1，平均值约为 0.5，且随径向距离没有显著趋势。从 100 R⊙ 向内，质子贝塔保持在 1 附近，直到约 60 R⊙，之后降至平均 0.3。这些趋势表明，可以识别出一个日心区域$R < 50$ R⊙(∼ 0.25 天文单位)，可将其视为低 β_p 、中等M_t 环境。因此，以下结果将聚焦于这一范围内的距离。

现在，我们介绍用于获得第3节所示结果的平均过程。首先，我们使用重新采样至 1 秒采样间隔的数据，处理基本物理量 n_p、vvv 和 BBB。这些基本物理量的涨落定义为 $\delta \mathrm{n}_p = \mathrm{n}_p - \langle \mathrm{n}_p \rangle_1$、$\delta \mathrm{vvv} = \mathrm{vvv} - \langle \mathrm{vvv} \rangle_1$ 和 $\mathrm{bbb} = \mathrm{BBB} - \langle \mathrm{BBB} \rangle_1$，其中 $\langle \cdot \rangle_1$ 表示 5 分钟居中滚动平均，其平均时长的选取旨在大致匹配 PSP 最初几个近日点期间观测到的磁场涨落的相关时间（例如，Chen 等人（2020）；Chhiber 等人（2021））。因此，每个涨落量都是采样间隔为 1 秒的时间序列。随后，我们将这些量划分为互不重叠的 5 分钟子区间，并在每个子区间内计算这些量的最终平均值，记为 $\langle \cdot \rangle_2$。由此得到记号$\langle \cdot \rangle = \langle \langle \cdot \rangle_1 \rangle_2$。最后，这些量在所有互不重叠子区间上的平均值将用上划线表示

-。除非另有说明，从这里开始，M_t、β_p 和σ_c 均指经过平均过程 $\langle \cdot \rangle$后得到的结果。注意，c_s 可由质子热速度 ω_p 计算得到，即 $c_s \equiv \sqrt{5/3}\omega_p$；这也可用于计算$M_t$ 并提取温度（或热压）。请注意，在本研究中，我们假设质子和电子的温度与密度分别相同。

3. 第1至第8次遭遇的结果

在本研究中，我们考察了 σ_c 和 β_p 对 $\delta n_{p_{rms}}/\langle n_p \rangle$ 与 M_t之间关系的影响。我们关注的是

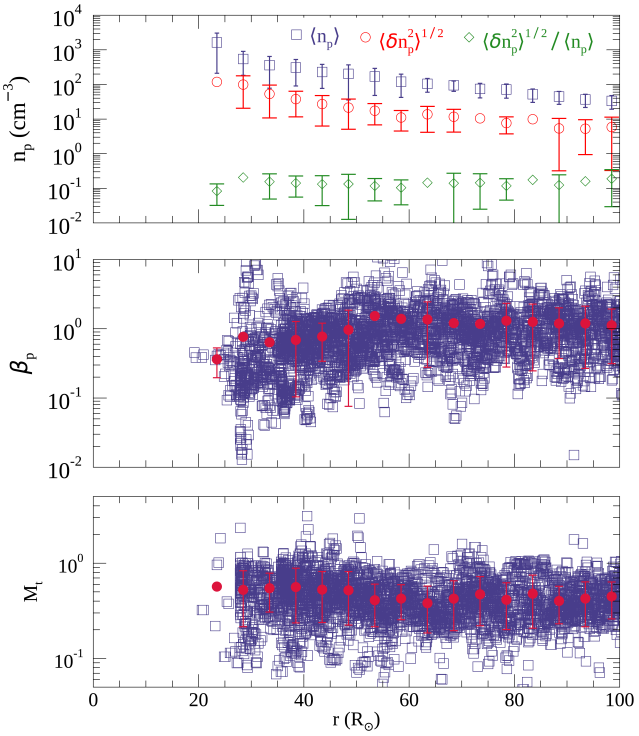

图1. PSP在内日球层中的观测概况。上图：平均质子密度 $\langle \mathrm{n}_p \rangle$、均方根密度涨落 $\delta \mathrm{n}_{p_{rms}}$，以及比值 $\delta \mathrm{n}_{p_{rms}}/\langle \mathrm{n}_p \rangle$，均以日心距离 r 为函数绘制。数据汇总自PSP的前八条轨道，并在大小为 5 R⊙的径向分箱内取平均值。中图：汇总自PSP前八条轨道的质子等离子体β值 β_p（方块），以及大小为5 R⊙的径向分箱内的平均值（红色实心圆）。下图：汇总自PSP前八条轨道的湍流马赫数 $\mathrm{M_t} = \delta \mathrm{v}/\mathrm{c_s}$（方块），以及大小为5 R⊙的径向分箱内的平均值（红色实心圆）。垂直误差棒表示相应5 R⊙ 分箱内相对于平均值的标准差。请注意，在对数坐标轴上，不显示延伸至负值的误差棒。仅纳入计数至少为10的径向分箱。请注意，在主要分析（第3节）中，我们重点关注 $\mathrm{r} \lesssim 50$ R⊙。

湍流在能量包含尺度上的 β、马赫数和密度涨落的统计特征。（请注意，惯性区及其谱等性质是独立的问题，不在本文的研究范围内。）因此，我们将这些径向距离处分辨率较高的样本，按与相关时间（5 分钟）同量级的时间值进行平均。为在统计显著性与区域变化之间取得平衡，请参阅关于平均方法的第 2 节。

每次接近太阳的前后各九天（以近日点为中心）的数据均纳入分析，对应的日心距离范围为 $0.074 < R < 0.234$ 天文单位。完整数据集各参数的取值范围如下：$\langle n_p \rangle \in [53, 1490.5]$ 厘米$^{-3}$，平均值为 $\langle n_p \rangle = 334$ 厘米$^{-3}$；$M_t \in [0.016, 1.31]$，其中$M_t = 0.211$; $\sigma_c \in [0.001, 0.962]$，其中 $\sigma_c = 0.497$;以及 $\beta_p \in [0.048, 18.1]$，其中 $\beta_p = 0.836$。

3.1. 密度涨落随 M_t 的标度

我们研究了$\delta n_{p_{rms}}/\langle n_p\rangle$ 与M_t之间可能存在的幂律关系。评估计算这两个量时的标准误差（$\sigma_{\delta n_{p_{rms}}/\langle np\rangle}$ & σ_{M_t}）后，我们发现，由于$\delta n_{p_{rms}}/\langle n_p\rangle$的误差传播，$\sigma_{\delta n_{p_{rms}}/\langle np\rangle} \sim \sigma_{M_t}/10$。我们还将不重叠的时间间隔延长至 120 分钟，结果发现本文所述结果变化甚微，仅可用样本数量有所减少。基于这些统计考量，我们给出了M_t关于 $\delta n_{p_{rms}}/\langle n_p\rangle$的幂律拟合，并对该关系求逆，以估算密度涨落相对于$M_t$的标度关系。原因在于幂律拟合方法假设，任何误差都源于函数值，而非其自变量。

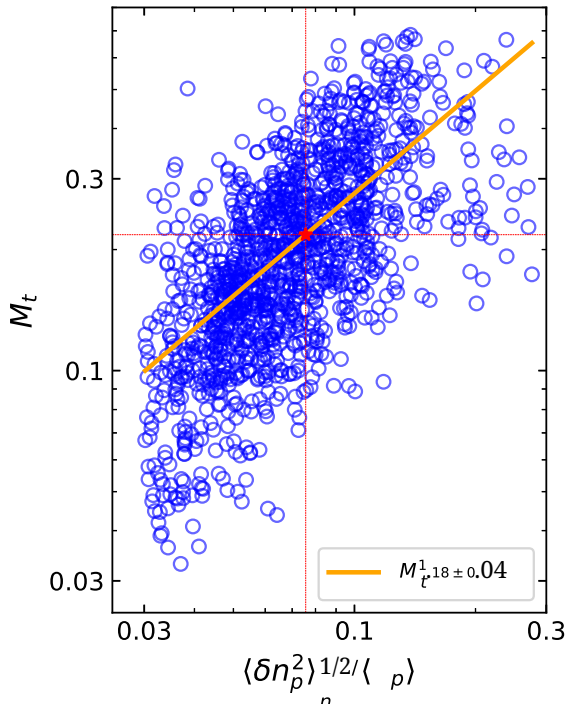

图2。 汇总平均值 $\delta n_{p_{rms}}/\langle n_p\rangle$ 和 M_t 涵盖第1至第8次近日点探测期间的9天。蓝色圆圈表示非重叠时间间隔内的5分钟平均值，其中统计量通过5分钟滚动平均值计算（平均技术详情见第 2 节）。拟合得到的幂律以橙色实线表示，等价于 $\delta n_{p_{rms}}/\langle n_p\rangle \sim M_t^{1.18\pm0.04}$。红色星号表示所有时间间隔内 $\delta n_{p_{rms}}/\langle n_p\rangle$ 和 M_t 的平均值。

图中展示了M_t 随 $\delta n_{p_{rms}}/\langle n_p\rangle$ 变化的概况，见图2。从局部平均的角度来看，我们观察到 $\delta n_{p_{rms}}/\langle n_p\rangle \sim M_t^{1.18\pm0.04}$，这是根据图2所示拟合结果确定的。这一幂律与$M_t^{0.97}$标度相近，Adhikari 等人Adhikari 等人（2020年b）在 PSP 首次轨道中观察到的标度。请注意，我们对分析施加了限制，因此数值为 $\delta n_{p_{rms}}/\langle n_p\rangle < 0.03$ 的区间因仪器噪声因素而被剔除（Case 等人，2020）。此外，为从核心结果中剔除可能的离群值，我们还剔除了M_t中最低和最高的 1%。

得到的幂律标度与均匀流的 NI 理论预测不一致（密度涨落随 M_t^2 标度）。这里得到的结果更接近线性理论的基本预测，或具有非均匀背景场的 NI 理论预测（密度涨落随 M_t 标度）。然而，可以观察到显著的统计变化。

从整体角度考察这些量之间的关系，我们对所有互不重叠的子区间取平均（图2中的所有蓝色圆点）。我们发现 $\delta n_{p_{rms}}/\langle n_p\rangle/M_t \approx 0.36$ 和$\delta n_{p_{rms}}/\langle n_p\rangle/M_t^2 \approx 1.70$。数值 $\delta n_{p_{rms}}/\langle n_p\rangle$ 和 M_t在图 2 中以红色星号表示。尽管无法依据这些比例常数得出正式结论，但其数值似乎略微支持均匀NI理论。最有可能的情况或许是，我们观测到非均匀NIM_t 标度与均匀NIM_t^2标度的某种混合。

3.2. 等离子体β值和交叉螺度对标度的影响

我们还考察了按参数 σ_c 和 β_p的取值对区间分别分组后，密度涨落的线性依赖关系。具体而言，我们考察这些性质如何影响 $\delta n_{p_{rms}}/\langle n_p\rangle$与 M_t之间的标度关系。该关系可能存在某种 γ 依赖性，但很难根据数据加以确定（不过，参见 Totten 等，1995；Livadiotis，2018年；Nicolaou 等，2019年、2020年）。因此，在本研究中我们统一设定 $\gamma = 1.67$，并指出，对 γ 的任何调整都不会改变对观测到的条件趋势的定性描述。我们将结果与（Fu 等，2022年）基于可压缩三维MHD湍流模拟所做的类似分析进行比较。这将有助于验证改变 β_p 和 σ_c 时观测到的效应。这些按条件筛选的原位观测（左图）和模拟（右图）结果见图3。由于总体结果显示，密度涨落与马赫数之间可用线性关系很好地拟合（图2），我们对 $\delta n_{p_{rms}}/\langle n_p\rangle = \alpha M_t$进行线性拟合，结果以图3左图中的直线表示，拟合详情见表 1。这些条件分析结果展现了在 σ_c 和 β_p不同组合范围下观测到的各种系统性变化。

具体结论如下：

- 在 σ_c 固定时，我们观察到线性系数 α 相对于 β_p 没有显著变化趋势。

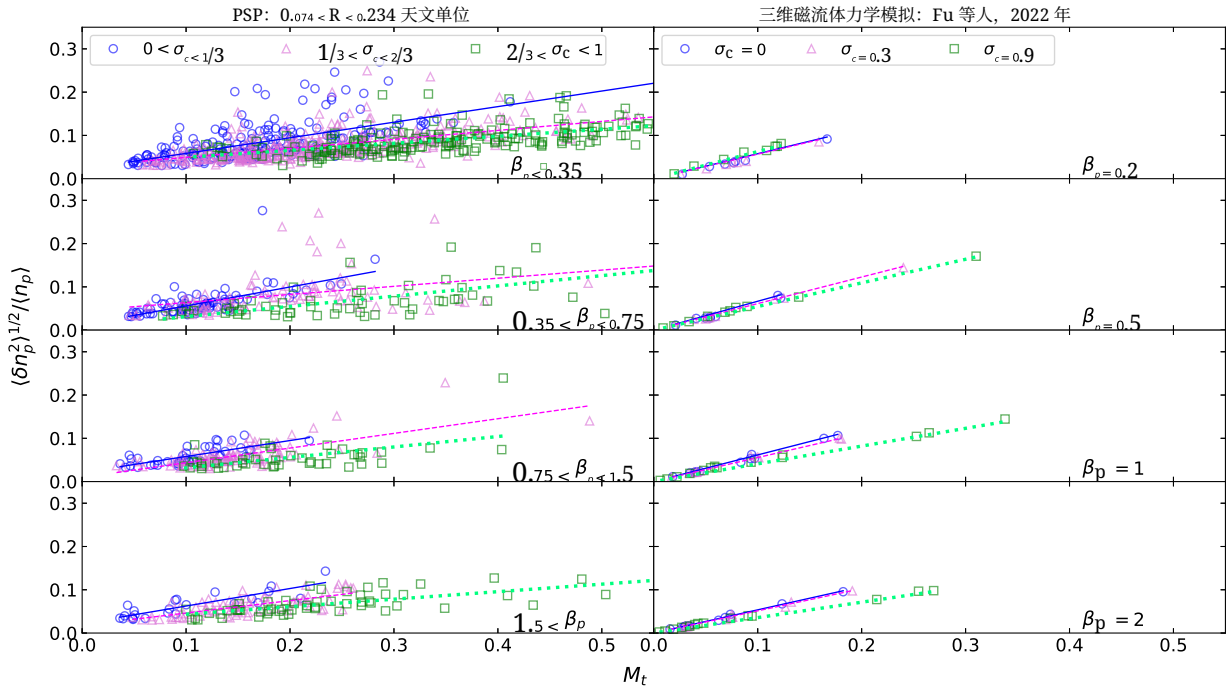

图3。（左列）密度涨落的汇总平均值 $\delta n_{p_{rms}}/\langle n_p\rangle$ 随湍流马赫数 M_t 的变化，每次 PSP 探测相遇跨越9天，共涵盖第1至第8次 PSP 探测相遇。各点表示不重叠时间区间上的5分钟平均值，其中各量通过5分钟滚动平均值计算得出（有关平均技术的具体信息，请参见第 2 节）。（右列） $\delta n_{p_{rms}}/\langle n_p\rangle$ 随 M_t 的变化，针对单个模拟，改编自 Fu 等人 （2022）。左图和右图均根据交叉螺度 σ_c 和质子等离子体β值 β_p的范围进行筛选。实线蓝色、虚线粉色和点线绿色分别表示对蓝色圆点、粉色三角形和绿色方块的拟合结果。

$\langle\delta n_p^2\rangle^{1/2}/\langle n_p\rangle \sim \alpha M_t$	$\beta_p < 0.35$	$0.35 < \beta_p < 0.75$	$0.75 < \beta_p < 1.50$	$1.50 < \beta_p$
$0 < \lvert\sigma_c\rvert < 1/3$	0.36 ± 0.03	0.44 ± 0.06	0.37 ± 0.05	0.41 ± 0.05
$1/3 < \lvert\sigma_c\rvert < 2/3$	0.21 ± 0.01	0.19 ± 0.05	0.34 ± 0.03	0.29 ± 0.03
$2/3 < \lvert\sigma_c\rvert < 1$	0.16 ± 0.01	0.24 ± 0.04	0.24 ± 0.05	0.17 ± 0.02

表 1。线性拟合和标准误差（$\alpha \pm \sigma_\alpha$）对应于图 3中的各条线，这些线按交叉螺度 σ_c（行）和等离子体β值 β（列）进行分类。

- 在 β_p 固定时，我们观察到 α 随着 σ_c 的增加而减小。

通过对函数 $\delta n_{p_{rms}}/\langle n_p\rangle \sim \alpha M_t$ 在表 1 中的线性最小二乘拟合，并比较 α 在不同 σ_c 和 β_p组合下的数值，可以从数值上验证对这些趋势的描述。关于这些趋势的进一步讨论见第 4节。

接下来，我们将这些趋势与Fu 等人（2020年）发表的可压缩湍流三维磁流体力学模拟结果进行比较。这些结果采用高性能代码 ATHENA++ （Stone 等人，2020）在具有周期性边界条件的细长盒状区域内求解理想可压缩磁流体力学方程。系统初始时具有均匀的质量密度和均匀的背景磁场，且不存在涨落。选择的等离子体参数旨在代表 1 天文单位以内常见的典型太阳风条件。关于这些模拟的更多细节，参见Fu 等人（2020年）。

上述观测到的趋势也见于模拟（Fu 等，2022），其中采用若干组具有不同 M_t和 M_A 的模拟，在固定 σ_c 和 β_p的条件下，计算整个模拟区域的密度涨落振幅。采用 $\gamma = 1.67$ 的 Fu 等（2022）所得结果见图3右图。这里指出，将 PSP 观测结果与这些模拟进行比较时有两点需要注意。首先，PSP 观测对应于能量注入尺度附近的平均，而图3 所示的模拟结果是在惯性区尺度上计算的，不过纳入能量注入尺度并不会影响这些趋势。其次，三维 MHD 模拟结果是通过对三维体积进行全局平均得到的。这种平均不同于沿一维轨迹进行的航天器采样，后者包含更多随机变化，并且

由于涨落各向异性（Du 等，2023），结果可能取决于采样轨迹与背景磁场之间的夹角。由于 PSP 倾向于沿平行于背景磁场的方向采样太阳风，因此可能会引入系统偏差。然而，由于采样可能以相似的方式影响 M_t 和 $\delta n_{p_{rms}}/\langle n_p \rangle$ 的计算，我们预计，即使进行适当的方向平均，标度关系中的定性趋势仍会保持一致。

4. 讨论

我们研究了归一化质子密度变化与湍流马赫数之间的关系。此前，已有研究利用多种不同的Matthaeus 等人 1990年；Tu 和 Marsch 1994年）在日球层的不同区域对这一问题进行了考察，其中Adhikari 等人（2020b）利用了 PSP 的首次遭遇数据。在此，我们将这些研究扩展至 PSP 前八次遭遇的数据集。我们发现，$\delta n_{p_{rms}}/\langle n_p \rangle \sim M_t^{1.18\pm0.04}$呈现幂律标度关系，这与推广至非均匀背景场的 NI 理论（Bhattacharjee 等人 1998年；Hunana 和 Zank 2010年）以及基于线性化磁流体力学方程的预测一致。由于最佳拟合结果介于可压缩波标度 $\sim M_t$ 与均匀背景场条件下预期的 NI 标度 $\sim M_t^2$之间（Zank 和 Matthaeus 1993年），因此也可以将观测结果解释为这两种等离子体状态的混合。此外，我们还考察了平均区域对密度涨落与湍流马赫数之间关系的影响。当对 PSP 的全部时间区间进行平均时，我们发现，$\sim M_t^2$标度关系的系数比 $\sim M_t$ 标度关系的系数更接近 1，这表明均匀 NI 理论具有一定的适用性。

另一个值得讨论的问题是，本文结果与不可压缩级联率定律（Politano & Pouquet 1998年）和可压缩级联率定律（Hadid等人 2017年）之间的关系。本文发现的经验标度关系或可为判断哪种表述最适用于太阳风提供指导。此外，采用可压缩级联率形式体系的分析，例如Hadid等人(2017年)，推断出级联率与湍流马赫数之间的经验关系，即 $\varepsilon \sim M^{2.67}$ 适用于慢太阳风，而 $\varepsilon \sim M^{1.5}$ 适用于快太阳风。根据我们得到的 $\delta\rho \sim M^{1.18}$，并假设这些结果可以结合起来，便可推导出 $\delta\rho$ 与 ε 之间的关系，这或许值得未来研究。采用相同观测处理方法的研究还在等温近似下发现了马赫数与内能之间的标度关系；这种近似对太阳风而言或许并非最佳选择。未来研究可利用本文的经验结果，更深入地探究各种形式的NI理论和级联定律，从而为其基础理论提供更多约束。这些考量远超本文预定的研究范围。

我们还执行了类似于Fu 等人（2022年的方法，以考察等离子体β值和交叉螺度对密度涨落与M_t 线性依赖关系的影响，并将我们的观测分析与其三维磁流体力学模拟结果进行比较（见图3）。根据 PSP 观测得到的条件化结果，并与其模拟结果进行比较，我们发现，对于给定范围的σ_c，随着 β_p 的增加，其变化趋势是一致的（见表1）。一个明确的结果是，随着交叉螺度增加，归一化密度涨落减小。这总体上与 Alfv´én 涨落是不可压缩的这一观点一致。值得注意的是，PSP 对可压缩太阳风的观测，反映出了与可压缩三维磁流体力学模拟中所观测到的相同系统性变化。

人们可能希望针对具有低等离子体β值（$\ll 1$）的太阳风区域，对密度涨落进行特殊处理；这种情况有时会出现，尤其是在磁云中（Smith 等人 2006），但总体上并不常见。近期已有研究利用基于快磁声模的弱湍流理论处理低等离子体β值问题（Galtier 2023）。然而，该处理没有考虑 Alfv´én 模式，因此不太可能解释本文中的观测结果。鉴于 Alfv´én 涨落通常存在（Chen 等人（2020）），与密度涨落生成相关的一种适用理论是 Alfv´én 波的参数衰变不稳定性（例如，Fu 等人 2018）。然而，当涨落具有相干性时，这一机制在低等离子体β值下会变得更加重要；但同样地，这并不符合我们所展示观测结果的典型情况。

由于更占主导地位的径向磁场，内日球层中的各向异性已被发现会影响湍流的许多性质，例如将这些量分解为平行分量和垂直分量时，磁功率谱、相关长度和加热的差异。对观测到的分布及其相关标度关系可能产生影响的一个因素是，这些时间区间主要由PSP沿平行方向进行采样（Cuesta等，2022）。各向异性可能导致沿平均磁场采样的密度涨落弱于横向于平均磁场采样的涨落（Du等，2023）。要进一步研究经过充分研究的各向异性类型与密度涨落相应观测性质之间的关系，还需要开展沿用先前研究思路的进一步分析（例如，Matthaeus等（1990年）；Zank等（1990年）；Matthaeus等（1996年）；Dasso等（2005）），（Wang等，2023）。另一个值得关注的问题是考察这些结果与太阳风速度的关系。尽管未来的PSP轨道可能会遇到更频繁的高速太阳风，但本研究中的时间区间有近98%属于慢太阳风速度（< 450 千米/秒）。

5. 致谢

本研究部分得到NASA在日球层物理支持研究项目下的资助（资助号80NSSC18K1210和80NSSC18K1648）、特拉华大学帕克太阳探测器特邀研究员项目80NSSC21K1765、日球层物理特邀研究员项目80NSSC19K0284以及PUNCH项目的支持，后者由NASA/SWRI 分包合同 N99054DS。与洛斯阿拉莫斯国家实验室（LANL）合作，并部分获得 NASA LWS 项目资助（合同编号 80NSSC20K0377，分包合同 655-001），特拉华大学的相关人员于 2022 年夏季访问 LANL，开展本项目的研究。S. Du 和 H. Li 感谢 DOE OFES 项目和 LANL/LDRD 项目的支持。Z. Gan 和 X. Fu 获得 NASA 奖项编号 80NSSC20K0377 的资助。

参考文献

Adhikari, L., Zank, G. P., & Zhao, L. L. 2020a, 《天体物理学杂志》, 901, 102, doi: 10.3847/1538-4357/abb132Adhikari, L., Zank, G. P., Zhao, L. L., et al. 2020b, 《天体物理学杂志增刊》, 246, 38, doi: 10.3847/1538-4365/ab5852Bandyopadhyay, R., Chasapis, A., Chhiber, R., et al. 2018, 《天体物理学杂志》, 866, 81, doi: 10.3847/1538-4357/aade93Bavassano, B., & Bruno, R. 1995, 《地球物理研究杂志》, 100, 9475, doi: 10.1029/94JA03048Bayly, B. J., Levermore, C. D., & Passot, T. 1992, 《流体物理学》 A: 流体动力学, 4, 945, doi: 10.1063/1.858275Bhattacharjee, A., Ng, C. S., & Spangler, S. R. 1998, 《天体物理学杂志》, 494, 409, doi: 10.1086/305184Case, A. W., Kasper, J. C., Stevens, M. L., et al. 2020, 《天体物理学杂志增刊》, 246, 43, doi: 10.3847/1538-4365/ab5a7bChen, C. H. K., Bale, S. D., Bonnell, J. W., et al. 2020, 《天体物理学杂志增刊》, 246, 53, doi: 10.3847/1538-4365/ab60a3Chhiber, R., Usmanov, A. V., Matthaeus, W. H., & Goldstein, M. L. 2021, 《天体物理学杂志》, 923, 89, doi: 10.3847/1538-4357/ac1ac7Chhiber, R., Usmanov, A. V., Matthaeus, W. H., Parashar, T. N., & Goldstein, M. L. 2019, 《天体物理学杂志增刊》, 242, 12, doi: 10.3847/1538-4365/ab16d7Cho, J., & Lazarian, A. 2003, 《皇家天文学会月报》, 345, 325, doi: 10.1046/j.1365-8711.2003.06941.xCuesta, M. E., Chhiber, R., Roy, S., et al. 2022, 《天体物理学杂志快报》, 932, L11, doi: 10.3847/2041-8213/ac73fdDasso, S., Milano, L. J., Matthaeus, W. H., & Smith, C. W. 2005, 《天体物理学杂志快报》, 635, L181, doi: 10.1086/499559Du, S., Li, H., Gan, Z., & Fu, X. 2023, 《天体物理学杂志》, 946, 74, doi: 10.3847/1538-4357/acc10bFu, X., Li, H.,Gan, Z., Du, S., & Steinberg, J. 2022, 《天体物理学杂志》, 936, 127, doi: 10.3847/1538-4357/ac8802Fu, X., Li, H., Guo, F., Li, X., & Roytershteyn, V. 2018, 《天体物理学杂志》, 855, 139, doi: 10.3847/1538-4357/aaacd6Galtier, S. 2023, 《等离子体物理学杂志》, 89, 905890205 Gan, Z., Li, H., Fu, X., & Du, S. 2022, 《天体物理学杂志》, 926, 222, doi: 10.3847/1538-4357/ac4d9dGrappin, R., Mangeney, A., & Marsch, E. 1990, 《地球物理研究杂志》, 95, 8197, doi:10.1029/JA095iA06p08197

Hadid,L., Sahraoui, F., & Galtier, S. 2017, 《天体物理学杂志》, 838, 9 Hunana,P., & Zank, G. P. 2010, 《天体物理学杂志》, 718, 148, doi: 10.1088/0004-637X/718/1/148Kasper, J.C., Abiad, R., Austin, G., et al. 2016, 《太空科学评论》, 204, 131, doi: 10.1007/s11214-015-0206-3Kasper, J.C., Klein, K. G., Lichko, E., et al. 2021, 《物理评论快报》, 127, 255101, doi: 10.1103/PhysRevLett.127.255101Klein, L., Bruno, R., Bavassano, B., & Rosenbauer, H. 1993, 《地球物理研究杂志》, 98, 7837, doi: 10.1029/92JA02906Kowal,G., Lazarian, A., & Beresnyak, A. 2007, 《天体物理学杂志》, 658, 423, doi: 10.1086/511515Livadiotis, G.2018, 《熵》, 20, 799, doi: 10.3390/e20100799Makwana, K. D., & Yan, H. 2020, 《物理评论X》, 10, 031021, doi: 10.1103/PhysRevX.10.031021Malara, F., Primavera, L., & Veltri, P. 1996, 《地球物理研究杂志》, 101, 21597, doi: 10.1029/96JA01637Matthaeus, W.H., & Brown, M. R. 1988, 《流体物理学》, 31, 3634, doi: 10.1063/1.866880Matthaeus, W.H., Ghosh, S., Oughton, S., & Roberts, D. A.1996, 《地球物理研究杂志》, 101, 7619, doi: 10.1029/95JA03830Matthaeus, W.H., Goldstein, M. L., & Roberts, D. A.1990, 《地球物理研究杂志》, 95, 20673, doi: 10.1029/JA095iA12p20673Matthaeus, W.H., Klein, L. W., Ghosh, S., & Brown, M. R.1991, 《地球物理研究杂志》, 96, 5421, doi: 10.1029/90JA02609Montgomery, D., Brown, M. R., & Matthaeus, W. H. 1987年, 《地球物理研究杂志》, 92, 282, doi: 10.1029/JA092iA01p00282Nicolaou, G., Livadiotis, G., & Wicks, R. T. 2019, 《熵》, 21, 997, doi: 10.3390/e21100997Nicolaou, G., Livadiotis, G., Wicks, R. T., Verscharen, D., & Maruca, B.A. 2020, 《天体物理学杂志》, 901, 26, doi: 10.3847/1538-4357/abaaaeParashar,T. N.,Goldstein, M. L., Maruca, B. A., et al.2020, 《天体物理学杂志增刊》, 246, 58, doi: 10.3847/1538-4365/ab64e6Pearson, R. K.2002, 《IEEE控制系统技术汇刊》,10, 55, doi: 10.1109/87.974338Politano,H.,& Pouquet, A. 1998, 《地球物理研究快报》, 25, 273, doi: 10.1029/97GL03642

Roberts, D. A., Goldstein, M. L., & Klein, L. W. 1990年，《地球物理研究杂志》，95，4203，doi：10.1029/JA095iA04p04203Roberts, D. A., Goldstein, M. L., Klein, L. W., & Matthaeus, W. H. 1987年a，《地球物理研究杂志》，92，12023，doi：10.1029/JA092iA11p12023Roberts, D. A., Klein, L. W., Goldstein, M. L., & Matthaeus, W. H. 1987年b，《地球物理研究杂志》，92，11021，doi：10.1029/JA092iA10p11021Shoda, M., Suzuki, T. K., Asgari-Targhi, M., & Yokoyama, T. 2019年，《天体物理学杂志快报》，880，L2，doi：10.3847/2041-8213/ab2b45Smith, C. W., Vasquez, B. J., & Hamilton, K. 2006，《地球物理研究杂志：空间物理学》，111 Stone, J. M.,Tomida, K., White, C. J., & Felker, K. G. 2020年，《天体物理学杂志增刊》，249，4，doi：10.3847/1538-4365/ab929bTotten, T. L., Freeman, J. W., & Arya, S. 1995，《地球物理研究杂志》，100，13，doi：10.1029/94JA02420Tu, C. Y., & Marsch, E. 1994，《地球物理研究杂志》，99，21,481，doi：10.1029/94JA00843

Wang, V., Chhiber, R., Cuesta, M. E., 等. 2023年，准备中。Yang, L. P., Li,H., Li, S. T., 等. 2019年，《皇家天文学会月报》，488，859，doi: 10.1093/mnras/stz1747Yang, Y., Matthaeus, W. H., Shi, Y., Wan, M., & Chen,S. 2017年，《流体物理学》，29，035105，doi: 10.1063/1.4979068Yang, Y., Shi, Y., Wan, M., Matthaeus, W. H., & Chen, S. 2016年，《物理评论E》，93，061102，doi: 10.1103/PhysRevE.93.061102Yang, Y., Wan, M., Matthaeus, W. H., & Chen, S. 2021年，《流体力学杂志》，916，A4，doi: 10.1017/jfm.2021.199Zank, G. P., Adhikari, L., Hunana, P., 等. 2017年，《天体物理学杂志》，835，147，doi: 10.3847/1538-4357/835/2/147Zank, G. P., & Matthaeus, W. H. 1992年，《等离子体物理学杂志》，48，85，doi: 10.1017/S002237780001638X—.1993年，《流体物理学》，5，257，doi: 10.1063/1.858780Zank, G. P., Matthaeus, W. H., & Klein, L. W. 1990年，《地球物理研究快报》，17，1239，doi: 10.1029/GL017i009p01239Zank, G. P., Zhao, L. L., Adhikari, L., 等. 2021年，《等离子体物理学》，28，080501，doi: 10.1063/5.0055692