Draft version November 24, 2026年使用 LaTeX 默认 样式排版，采用 AASTeX7.0.1

arXiv:2611.29573v1 [physics.plasm-ph] 22 Nov 2026

PUNCH观测中年轻太阳风相关各向异性的径向演化

Zhuoran Gao [1] Yan Yang [1] Francesco Pecora [1] Rohit Chhiber [1,2] Riley Amos [3] Steven R. Cranmer [4] Jiaming Wang [1] William H. Matthaeus [1] Craig E. DeForest [3] Sarah E. Gibson [5] Nicholeen Viall [2] Chris R. Gilly [6] Ronnie Killough [7] Jillian Redfern [3] William L. Wells [7] Matthew N. Beasley [3] Glenn T. Laurent [3] Robin C. Colaninno [8] Nick R. Waltham [9] J. Marcus Hughes [3] Daniel B. Seaton [3] Samuel Van Kooten [3] Ritesh Patel [3] Chris Lowder [3] and Derek Lamb [3]

[1] *Department of Physics and Astronomy, University of Delaware, Newark, DE 19716, USA* [2] *Heliophysics Science Division, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA* [3] *Southwest Research Institute, Boulder, CO, USA* [4] *Department of Astrophysical and Planetary Sciences, Laboratory for Atmospheric and Space Physics, University of Colorado, Boulder, CO 80309, USA* [5] *NSF National Center for Atmospheric Research / High Altitude Observatory, Boulder, CO, USA* [6] *NorthWest Research Associates, Boulder, CO, USA* [7] *Southwest Research Institute, San Antonio, TX, USA* [8] *Naval Research Laboratory, Washington, DC, USA* [9] *United Kingdom Research & Innovation / Science & Technology Facilities Council / Rutherford Appleton Laboratory, Harwell Campus, Oxfordshire, U.K.*

摘要

太阳风湍流在平均磁场、大尺度剪切和膨胀的作用下演化，呈现出多种类型的各向异性，包括波矢各向异性和方差各向异性。随着太阳风从日冕向行星际空间膨胀，受磁场控制的外日冕逐渐过渡为动态且约束较少的太阳风，涨落可能会趋向各向同性。这表明各向异性可能随距太阳的距离而演变；此前基于原位数据调查的研究结果，以及利用 STEREO 获取的有限太阳风密度图像，都观测到了这一特征。在此，我们利用 PUNCH任务的数据确认并拓展了这些结果。PUNCH 的宽视场、高频度成像使得能够在不同的日球层位置追踪各向异性。我们评估偏振白光亮度的二维（2D）相关函数 $C(\ell_\perp, \ell_\parallel)$，将其作为径向 $\ell_\parallel$ 和横向 $\ell_\perp$ 尺度的函数，以推断密度各向异性的性质

及其在空间中的演化。在更大的日心距离（$\sim 100R_\odot$）处，相关函数的圆形等值线表明其正向近似各向同性转变。在日心距离从 $30R_\odot$ 到 $60R_\odot$ 的范围内，相关结构优先沿径向延伸，这可能意味着横向平面中的二维变化占主导。由此可见，PUNCH图像极大的视场揭示了太阳风湍流向各向同性转变这一基本过程。

1. 引言

高度动态或湍流的流体和等离子体会因膨胀（例如，H. J. V¨olk 和 W. Alpers（1973）；R. Grappin 和 M. Velli（1996））以及多种类型的梯度（E. E. DeLuca 等（1990）；L. Biferale 和 I. Procaccia（2005））而偏离统计各向同性（即各向异性）。存在优选方向时也会引发湍流涨落的各向异性，例如与旋转（如太阳自转）（P. D. Mininni 和 A. Pouquet（2010））或外加平均磁场（J. V. Shebalin 等（1983））相关的方向；这些效应无法通过惯性参考系变换消除（C. G. Speziale（1989））。关于各向异性成因的浩瀚文献（例如，综述见S. Oughton 等（2015））清楚表明，导致各向异性的物理过程不仅种类繁多，而且各向异性的性质可能随不同尺度和长度尺度而变化，其成因也可能因尺度和系统而异。早期在等离子体实验装置尺度上报告的各向异性（D. C. Robinson 和 M. G. Rusbridge（1971））促使研究者考察磁流体力学（MHD）模拟中与磁场方向相关的类似相关效应（J. V. Shebalin 等（1983）；S.

Oughton 等（1994））。太阳风中相关各向异性的首个观测证据（N. U. Crooker 等（1982））采用了来自 ISEE 1 和 ISEE 3 的 1 AU（天文单位）磁场数据。

谱（或相关）各向异性通常与同样具有各向异性的跨尺度能量传递有关。具体而言，对于不可压缩磁流体力学，有大量证据（S. Oughton 等（2015）；A. Verdini 等（2015）；B. Jiang 等（2023））表明，与涨落相比，较强（甚至中等强度）的平均磁场会显著抑制相对于平均磁场平行方向上的能量传递。因此，不受平均磁场影响的垂直能量级联远强于平行级联。需要注意的是，谱各向异性通常出现在一定的尺度范围内，而非仅存在于孤立的单个尺度上。太阳风会因膨胀、平均磁场和大尺度剪切而呈现多种尺度依赖各向异性。在局部湍流尺度（约为相关长度或更小尺度）上，波矢各向异性和方差各向异性（J. V. Shebalin 等（1983）；T. S. Horbury 等（2012）；S. Oughton 等（2015））可能与局部磁流体尺度过程有关（A. Barnes（1976）；J. V. Shebalin 等（1983））。而在更大尺度上，膨胀等源自更大范围的效应，以及会产生剪切和压缩的流相互作用，可能是形成各向异性的主导因素（D. A. Roberts 等（1992）；C. E. DeForest 等（2016），2018；J. Wang 等（2024））。

太阳风涨落中各向异性的形成，已通过原位数据调查（例如（M. E. Cuesta 等（2022）；R. Bandyopadhyay 和 D. J. McComas（2021））以及利用 STEREO 进行的有限遥感观测（C. E. DeForest 等（2016））得到观测。PUNCH任务通过高分辨率偏振白光成像（C. E. DeForest 等（2026）），为观测日球层等离子体的结构及其不断显现的性质提供了独特机会（C. E. DeForest 等（2016））。

首先需要认识到，与更为熟悉的原位等离子体和磁场观测相比，白光图像分析在优势和局限性方面存在显著差异。后者必然是局部的，能够对等离子体性质进行详细而精确的表征，但受到空间采样稀疏的限制，即使有多艘航天器可用也是如此。另一方面，白光研究能够对大范围等离子体进行采样，但在垂直于天空平面的方向上进行的非局部采样，会限制结果的解释（或者至少使解释更加困难，参见 F. Pecora 等（2026））。PUNCH图像所覆盖的尺度范围从数个天文单位延伸至吉米尺度甚至更小，涉及对局部湍流过程敏感的尺度。需要注意的是，相关尺度通常划定惯性区的大尺度端，在距太阳约 10^6千米、距太阳 $\sim$ 1天文单位处（W. H. Matthaeus 等（2005））。本文旨在利用PUNCH在覆盖范围和分辨率方面前所未有的结合，探索PUNCH图像中的各向异性。在这一初步阶段，我们仅粗略尝试区分观测到的尺度依赖各向异性的若干可能成因。具体而言，我们采用多种方法变体和相关函数，探索径向方向及横向于径向方向上的相关各向异性发展。通过首次展示PUNCH 数据中各向异性的发展情况，我们为今后对行星际介质中各向异性根本成因开展更详尽的观测研究奠定基础。

2. 策略与 PUNCH 数据集

为量化各向异性的程度，研究通常会比较不同方向上的二点相关函数或其傅里叶变换（即谱），因为这两种量都能衡量不同尺度上的能量分布（S. Dasso 等，2005）。例如，当某一给定尺度上的能量 ℓ 随方向分布不均时，就称为谱各向异性（也称波矢各向异性或相关各向异性）。对于能谱 $E(k_x, k_y, k_z)$，其中 $\boldsymbol{k} = (k_x, k_y, k_z)$ 为傅里叶波矢，谱各向异性可例如表示为形式$E(k, 0, 0) \neq E(0, 0, k)$，其中 $k \sim 1/\ell$。等价地，也可以考察齐次相关，例如 $R(\boldsymbol{r}) = \langle \boldsymbol{b}(\boldsymbol{x}) \cdot \boldsymbol{b}(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{r}) \rangle$，其中 $\boldsymbol{b}$ 为涨落场，$\boldsymbol{x}$ 为空间位置，$\boldsymbol{r}$ 为空间间隔。相关各向异性的存在意味着，对于某些相互独立的方向 $\hat{\boldsymbol{e}}_1$、$\hat{\boldsymbol{e}}_2$，$R(r\hat{\boldsymbol{e}}_1) \neq R(r\hat{\boldsymbol{e}}_2)$。这些谱分布的基本测量量可通过原位探测器直接获取，这一点在流体动力学湍流文献（G. K. Batchelor 1970）以及空间任务数据集分析中（P. J. Coleman 1966；W. H. Matthaeus & M. L. Goldstein 1982；W. H. Matthaeus 等，1990）均有充分记载。如上所述，这类测量可能非常准确，但其空间覆盖范围受探测器所在位置限制；而且，此处讨论的相关函数等湍流分析依赖于泰勒假设等近似的准确性。因此，各向异性信息可能有限，尤其是因为任一时刻可用的原位探测器数量相对较少。遥感大大拓展了研究的可能性，但也带来了复杂性：必须对沿有限视线产生的积分效应进行反卷积。

PUNCH任务（C. E. DeForest 等（2026））由四颗运行于太阳同步低地球轨道的小型航天器组成，配备了用于采集K日冕和年轻太阳风线偏振图像的设备。其中一颗航天器搭载窄视场成像仪（NFI）太阳日冕仪（R. Colaninno 等，2025），可拍摄太阳伸角从 $6R_\odot$ 到 $32R_\odot$的外日冕图像；其余三颗航天器各搭载一台宽视场成像仪（WFI）（G. T. Laurent 等，2026），三台WFI共同覆盖天空中的三叶草形瞬时视场，范围为距太阳太阳伸角从 $12R_\odot$ 到 $180R_\odot$ 。PUNCH三级数据经过高度处理，由科学图像文件组成。图像产品名称以“P”（偏振）或“C”（清晰（无偏振片））开头，并按相应图像类型的完整观测 cadence 生成：P类为4分钟，C类为8分钟。本文仅使用WFI数据集中的CAM（清晰平均镶嵌图）数据产品进行示例和分析，该产品通过对32分钟的数据取平均来提供视场。图1（a）展示了2026年3月12日00:16:00的CAM数据版本v0l总亮度（tB）；该图像已去除背景F日冕并抑制星场。

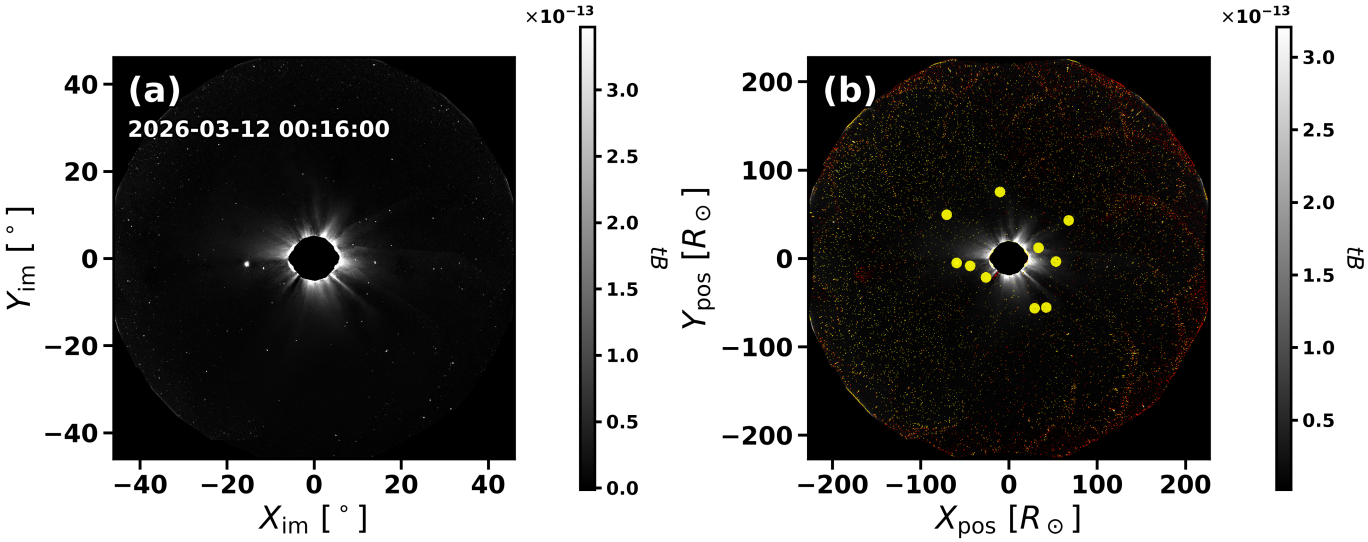

图 1. (a) 2026年3月12日协调世界时 00:16:00 的 PUNCH 总亮度。(b) 天空平面上的 CAM 重新映射图像。黄色和红色像素分别表示亮斑和负值斑点。黄色圆圈表示极亮特征。

2.1. 数据预处理

在进一步分析本文计算的相关函数之前，需要对 PUNCH CAM 图像进行预处理。预处理包括重新映射、亮斑处理和负值清理等步骤。

PUNCH 拼接图像以天球的方位等距投影 (AZP) 形式提供，太阳位于坐标原点（像素网格中心）。“方位角”是图像上从太阳北向起逆时针测量的角度，对应于天空中的太阳位置角。对于本文的分析，我们采用熟悉的径向-切向-法向（RTN）笛卡尔坐标系，其三条轴分别为：一条从太阳指向观测者；一条沿太阳北向与前一条轴的叉积方向延伸；另一条沿与前两条轴均垂直的方向延伸。因此，PUNCH 图像通过 $r_{\rm pos} = r_{\rm obs}\tan\epsilon$ 投影到“天空平面”（也称“切平面”）上，其中 $r_{\rm pos}$ 是太阳到投影点的距离， ϵ 是相对于太阳的离日角， $r_{\rm obs}$ 是日-观测者距离。关于 PUNCH 几何与光度学量的更多详情，参见 C. E. DeForest 等人 (2026)。天空平面上的二维图像及其对应的笛卡尔坐标（$X_{\rm pos}$， $Y_{\rm pos}$）见图 1(b)。

数据中存在明亮的点源和负值像素，这可能是星场和背景扣除不完善或仪器噪声所致。图1(b) 中以红色标示的负值区域，在重新映射时予以排除。亮源污染通过两阶段流程进行识别。首先，通过减去掩膜感知高斯背景来构建高通滤波图像，其中高斯权重会随到

每个像素的距离 d 而递减，形式为 $w(d) \propto \exp[-d^2/(2\sigma_{\rm HP}^2)]$, ，其中 $\sigma_{\rm HP} = 0.336 R_\odot$。对于高通滤波图像中的每个像素，我们在约为 $q_{\rm local}$ 的特征空间尺度范围内计算局部中位数 $q_{\rm HP}$ 和基于MAD的局部波动水平 $10R_\odot$，并定义参数 $Z = (q_{\rm HP} - q_{\rm local})/\sigma_{\rm local}$ 以及 $\sigma_{\rm local} = 1.4826$MAD。MAD 能稳健地衡量局部波动水平，且比传统标准差更不易受明亮离群值影响；因子 1.4826 则将 MAD 转换为与高斯分布等效的标准差。显然， Z 值较大的像素会更亮。具有 $Z \geq 10$的像素，以及具有$Z \geq 5$ 的周围像素，被识别为紧致点源残差，在图1(b) 中以黄色小点标示。

为识别异常明亮源，我们还检查了通过减去高斯平滑背景得到的残差图像。我们采用上述定义的高斯加权形式，并使用更大的宽度$\sigma_{\rm G} = 4\,R_\odot$。在 $20R_\odot$ 至 $100R_\odot$范围内，图像被划分为 $5R_\odot$ 个径向环。对于每个环，我们识别最强的残差源，并计算该源周围 $2R_\odot$ 圆形区域内的残差能量占该环总残差能量的比例。该比例超过 30% 的源被归类为异常明亮源，并用 $6R_\odot$ 圆形区域进行掩蔽，在图1(b) 中以较大的黄色圆圈标出。最终的亮源掩膜由这些区域与紧致源掩膜共同构成。这些数值参数是通过敏感性测试进行经验选取的，参数变化不会对本文结果造成显著影响。我们还在不同观测时间戳对应的图像上测试了同一组参数，发现其在不同数据集上的表现一致。所有被排除的像素，包括图1(b) 中的负值区域和亮源区域，均不纳入后续分析。

2.2. 背景去除与径向衰减

在进行相关函数的计算之前，我们需要去除亮度中的平均大尺度径向趋势。恒定的或更一般地说非零的大尺度背景，会使相关函数渐近于高于零的值。预处理之后，我们通过高斯背景扣除去除大尺度背景。背景去除前的基准图像记为 $q_\circ$。我们使用上文定义的高斯加权（$w(d) \propto$ 指数 $\left[-d^2/(2\sigma_{\rm G}^2)\right]$）构造局部高斯背景 $q_{\rm G}$，其中 $\sigma_{\rm G} = 4R_\odot$。随后，通过从基准图像中减去相应的高斯背景得到残差场。背景去除后的残差图像见图 2 (a)，

这里用于相关性分析的基准图像是径向缩放后的版本，定义为 $q_{r^3} = r_{\rm pos}^3 q_\circ$。PUNCH图像中的观测亮度包含电子密度随日心距离变化的径向趋势，以及汤姆孙散射所产生的径向趋势（F. Pecora 等， 2024）。密度场的径向衰减与距太阳距离的平方倒数成正比（P. Gazis & A. Lazarus 1983；P. Hellinger et al. 2011；D. Perroneet al. 2019；B. A. Maruca et al. 2023；M. E. Cuesta et al.2023）。此外，汤姆孙散射还会在亮度中引入径向梯度（D.E.Billings2013）。因此，径向缩放亮度通过径向缩放 $r_{\rm pos}^3$进行补偿。背景去除后的径向缩放图像见图 2，图中还显示了用于相关性分析的径向环带。我们在六个相互重叠的径向范围内分别计算相关函数$[r_{\rm min}, r_{\rm max}]$: $[20-40]$、$[30-50]$、$[40-60]$、$[50-70]$、$[60-80]$、$[70-90]$ $R_\odot$。

3. 相关函数

归一化 的径向缩放亮度相关函数在每个环带内计算如下

$$C(\ell_\parallel, \ell_\perp) = \frac{\langle q_{r^3}(\mathbf{x}) q_{r^3}(\mathbf{x}+\boldsymbol{\ell})\rangle_{\rm annulus}}{\frac{1}{4}\sum_{\boldsymbol{\ell}_{\rm ref}} \langle q_{r^3}(\mathbf{x}) q_{r^3}(\mathbf{x}+\boldsymbol{\ell}_{\rm ref})\rangle_{\rm annulus}},$$

其中，$\mathbf{x}$ 是二维图像平面中的像素位置， $\boldsymbol{\ell} = \ell_\parallel \hat{\mathbf{e}}_\parallel + \ell_\perp \hat{\mathbf{e}}_\perp$ 是滞后向量，$\hat{\mathbf{e}}_\parallel$ 和$\hat{\mathbf{e}}_\perp$分别表示径向单位向量和垂直于径向的单位向量。平均值 $\langle\cdot\rangle_{\rm annulus}$ 是对每个环带内所有有效像素对求得的。请注意，相关函数以滞后 $\boldsymbol{\ell}_{\rm ref}$处的相关值进行归一化，即 $\langle q_{r^3}(\mathbf{x}) q_{r^3}(\mathbf{x}+\boldsymbol{\ell}_{\rm ref})\rangle_{\rm annulus}$。使用有限的参考滞后 $\ell_{\rm ref}$ 可减少残余点源背景的影响，因为该背景在极小间距处具有显著相关性。因此，采用较小的有限参考滞后可降低其对归一化的贡献。此处使用四个参考滞后向量 $\boldsymbol{\ell}_{\rm ref} = (\pm 0.5 R_\odot, 0)$和$(0, \pm 0.5 R_\odot)$。要计算给定滞后向量 $\boldsymbol{\ell}$对应的相关函数，需要使用场 $q_{r^3}(\mathbf{x})$和$q_{r^3}(\mathbf{x}+\boldsymbol{\ell})$。两个场都必须位于同一环带内，即 $r_{\rm min} \leq |\mathbf{x}| < r_{\rm max}$ 和 $r_{\rm min} \leq |\mathbf{x}+\boldsymbol{\ell}| < r_{\rm max}$。$\mathbf{x}+\boldsymbol{\ell}$ 处的场通过插值获得。

图3 展示了径向缩放亮度的归一化二维相关函数。在 20–60 $R_\odot$ 范围内，相关函数沿径向拉长。在更大的日心距离处，

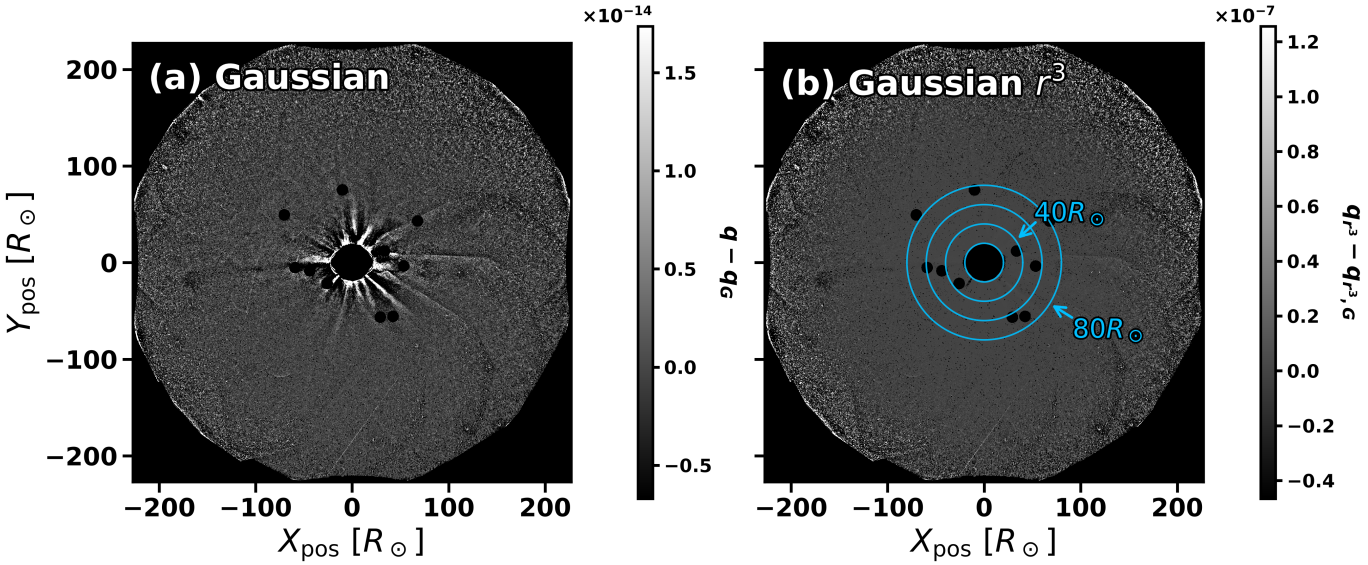

图 2. 2026年3月12日协调世界时 00:16:00 的背景扣除后 CAM 图像。(a) 使用高斯背景扣除得到的残余亮度。(b) 残余 r^3 缩放亮度。黑色区域表示组合亮源掩膜排除的像素。青色圆圈标示日心距离为 20、40、60 和 $80R_\odot$ 的位置，表示相关性分析中使用的径向环带。

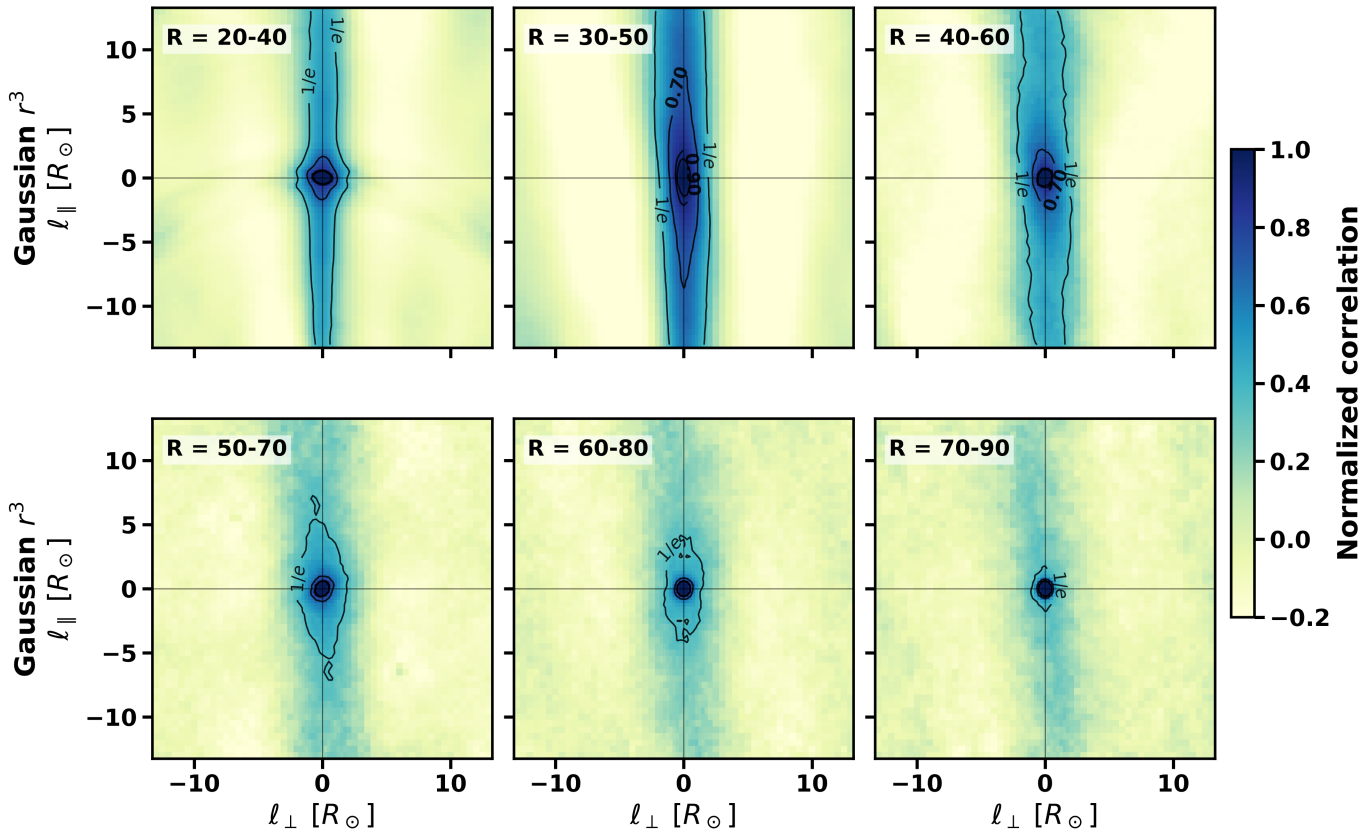

图 3. 20 至 $90\,R_\odot$ 范围内六个相互重叠的径向环带中，径向缩放（r^3）亮度的归一化二维相关函数。等高线表示相关水平 $1/e$、0.70、0.90 和 0.95。

径向延展减小，相关函数也变得更加紧凑。超过约 $60\,R_\odot$ 后，

等值线变得更加圆形，尤其是在 70–90 $R_\odot$ 范围内。另一个值得注意的现象是，在 30–50 $R_\odot$ 范围内，沿径向的相关性增强。

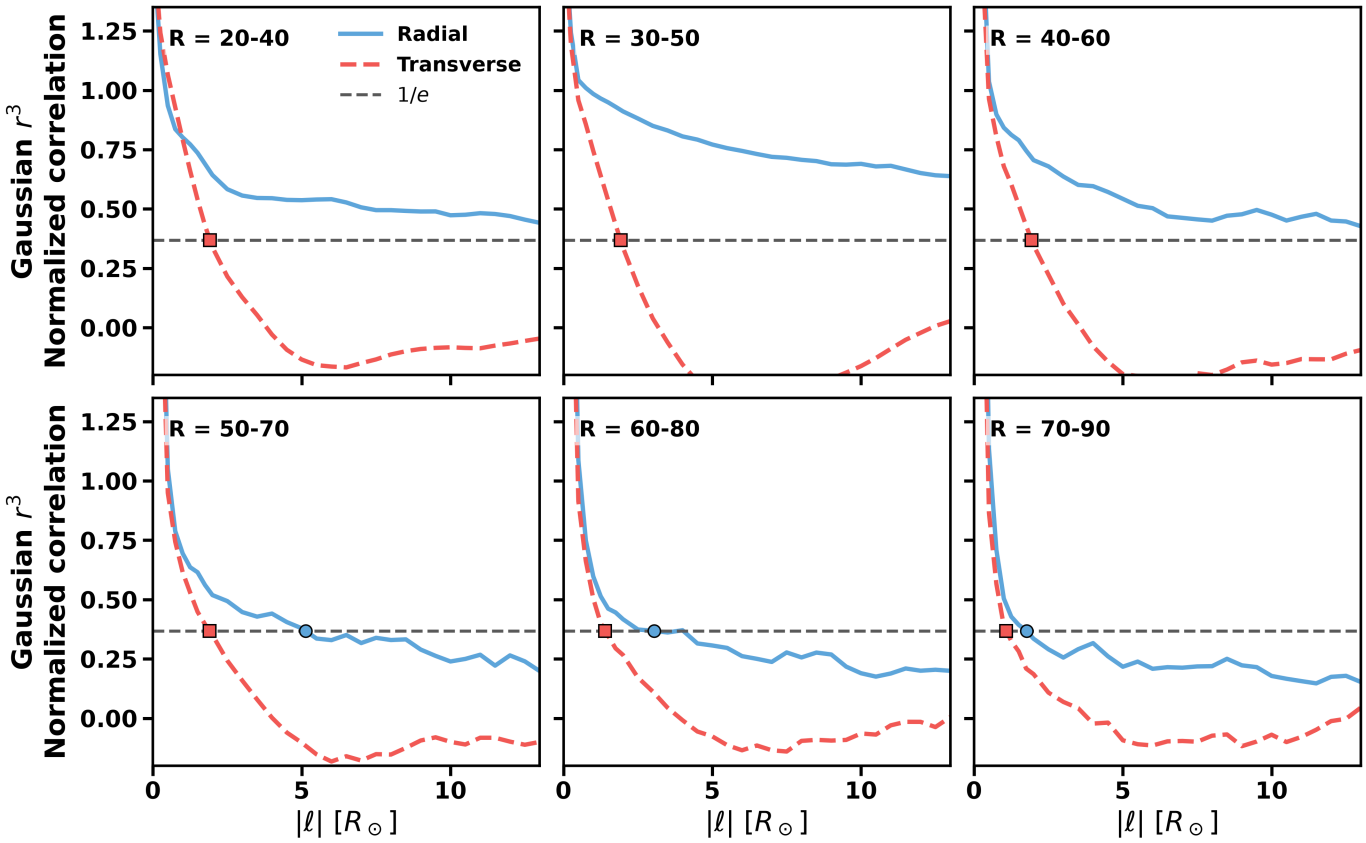

图4. 六个径向范围内经过径向缩放（r^3）的亮度的一维径向和横向于径向的相关剖面。水平虚线表示 $1/e$ 相关水平，符号表示相应的 $1/e$ 交点位置。

也可以用相关长度 λ_c 来解释二维相关函数，该长度可估算为相关函数下降至 $1/e$ 时所对应的尺度。图 4 中的一维相关剖面（径向和横向于径向的截面）由图 3中的等值线得出。我们观察到若干与图 3一致的特征：在 20–60 $R_\odot$ 范围内，径向相关性比横向于径向的相关性下降得更慢；较大的径向相关长度与图 3中的径向延展相符。在更大的日心距离处，两个方向上的相关长度都减小，且两者之间的差异也变小。同样，在 30–50 $R_\odot$ 范围内，观察到径向相关长度突然增大。

4. 讨论与结论

PUNCH任务的数据为研究内日球层电子密度图像提供了独特的机会。这些图像具有前所未有的分辨率和视场，使我们能够在此重新审视日球层等离子体中的相关各向异性。本研究揭示了内日球层密度相关函数的系统性径向演化。特征相关长度随日心距离增加而先增大，直至 30–50 $R_\odot$，随后在离太阳更远处减小。同时，径向与垂直于径向的相关长度之间的差异逐渐缩小，表明随着日心距离增加，相关结构逐渐演变为近乎各向同性状态。

我们的结果显示，随着日心距离增加，相关趋于各向同性，且 $\lambda_c^{\perp} \approx \lambda_c^{\parallel}$ 在低于 $\approx 90\,R_\odot$时，这与C. E. DeForest 等人(2016)提出的C. E. DeForest 等人(2016分析了 2008年12月 STEREO任务搭载的内日球层成像仪记录的图像序列，观测范围从太阳中心约 4° ($\approx 16R_\odot$)到 24° ($\approx 96R_\odot$，并且

发现，日冕特有的径向条纹出现异常减弱，而局部高密度太阳风团块相对变亮，这些团块被描述为更具各向同性的“絮状结构”。这一转变被解释为新生太阳风等离子体中动力活动的开始，这种活动与日冕中近径向共转磁通管所产生的速度剪切有关（D. Ruffolo 等人，2020）。根据条纹-絮状结构转变，条纹状结构具有较长的平行相关尺度，这也可用于解释图 $60\,R_\odot$ 中的径向拉长相关函数（见图3 和4）。

随着逐渐向内靠近太阳，我们的结果显示 $\lambda_c^{\parallel} > \lambda_c^{\perp}$。在 1 AU 及更远处呈现出趋向于 $\lambda_c^{\parallel}/\lambda_c^{\perp} > 1$ 的趋势，这也已由原位观测测得（例如，C. W. Smith 等，2006；J. J. Podesta，2009；M. E. Ruiz 等，2012；M. E. Cuesta 等（2022））。然而，M. E. Cuesta 等（2022）以及 R. Bandyopadhyay 和 D. J. McComas（2021）利用帕克太阳探测器数据发现，在 ≈ 0.4AU（≈ 86R$\odot$）以内，越靠近太阳，各向异性越趋于随 $\lambda_c^{\parallel} < \lambda_c^{\perp}$增加。因此，基于 PUNCH图像得出的结果与帕克太阳探测器观测相矛盾。这使我们想到板状+2D分解（G. P. Zank 和 W. H. Matthaeus，1992、1993；J. W. Bieber 等，1996；W. H. Matthaeus 等，1990；G. P. Zank 等，2017），该分解将太阳风各向异性表示为板状涨落与二维（2D）涨落的叠加。在板状分量中，假设波矢 $\boldsymbol{k}$ 与平均磁场 $\boldsymbol{B}_0$平行；而在二维分量中，假设 $\boldsymbol{k}$ 与 $\boldsymbol{B}_0$垂直。板状+2D模型虽高度理想化，却已成功解释了许多观测。例如，在亚阿尔芬太阳日冕中、阿尔芬区以下，等离子体基本上呈准二维状态（W. H. Matthaeus 等，1999；P. Dmitruk 等，2002；G. P. Zank 等，2018；S. R. Cranmer 和 A. R. Winebarger，2019）。不过，若声称我们的 $\lambda_c^{\parallel} > \lambda_c^{\perp}$ 结果支持二维分量占主导，则需谨慎。板状+2D图景是相对于平均磁场定义的，并通过磁场原位测量得到验证；这与此处 PUNCH图像的亮度不同。同时，在 $20\,R_\odot$ 太阳半径以外，定义板状+2D图景的平均磁场并非径向（即我们此处采用的平行方向），而是在 $100\,R_\odot$ 处偏离径向 30–45 度（M. E. Cuesta 等（2022））。

从我们的结果中还可以推断出相关尺度的径向演化，即随着日心距离 R的增加，径向 $\lambda_c^{\parallel}$ 和横向 $\lambda_c^{\perp}$相关尺度通常都会减小，但 30–50 $R_\odot$ 范围内的径向 $\lambda_c^{\parallel}$ 相关尺度除外。表面看来，这似乎与原位观测和理论模型所报告的结果相矛盾：相关尺度通常会随日心距离增加（例如，J. V. Hollweg 1986；S. R. Cranmer & A. A. van Ballegooijen 2012；A. V. Usmanov 等，2025）。例如，针对内日球层的原位统计调查表明，λ_c 随 R 的增加呈径向幂律拟合关系 $\lambda_c \propto R^{\alpha}$；在 1 至 10 天文单位范围内为 $\alpha \approx 0.67$（W. Matthaeus 等，1999），在 0.3 至 5 天文单位范围内为 $\alpha \approx 0.43$（M. E. Ruiz 等，2014），在 0.3 天文单位以内为 $\alpha \approx 1.0$，在此之外则为 $\alpha \approx 0.3$（M. E. Cuesta 等，2022）。一篇使用 PUNCH 数据的配套论文（F. Pecora 等（2026））将相关尺度估算为功率谱密度中分隔含能区与惯性区的谱断裂尺度；这一结果同样支持相关尺度随日心距离增加。然而，我们注意到，F. Pecora 等（2026）中的功率谱密度对应于方位方向，且未在 $21 - 50R_\odot$ 范围内进行径向平均（即本文中的前两个径向环带）。因此，F. Pecora 等（2026）报告的相关尺度与本文考察的横向相关长度并不直接等同，二者难以直接比较。与此同时，我们注意到，本文考察的相关尺度显著大于原位测量所报告的尺度，这可能受到 PUNCH仪器空间分辨率的影响。70–90 $R_\odot$ 环带中的相关尺度约为 $1.5R_\odot$（$\approx 1.0 \times 10^6$千米），而帕克太阳探测器在 0.4 天文单位处的测量结果（M. E. Cuesta 等（2022））显示，相关尺度约为 1.0×10^5千米。

我们无法完全解释这些差异，但它们可能源于测量方式本身的不同。首先，先前大多数使用原位测量的研究考察的是磁场的相关函数，而我们关注的是亮度；亮度与电子密度之间的关系较为复杂（更多详情见下一节）。其次，PUNCH图像和原位测量关注的尺度范围不同。PUNCH图像捕捉的是大尺度上的超大尺度涨落（相关尺度和惯性区的高端）F. Pecora 等（2024），而原位测量则探测更强耦合的非线性级联，该级联始于相关尺度。第三，原位测量研究测量的是平行和垂直于平均磁场方向的变化，而在这里，我们将天空平面内的径向和横向方向分别视为平行和垂直方向。尽管在最靠近太阳处进行的原位测量中，磁场主要沿径向，但帕克螺旋平均磁场（E.N. Parker 1958）会随径向距离变化而改变方向（M. E. Cuesta 等（2022））；在这种情况下，径向方向指向天空平面内向内和向外的方向

。第四，原位测得的相关尺度依赖于 Taylor冻结近似（G. I. Taylor1938），将单点时间滞后转换为空间滞后；相比之下，我们直接采样多点空间数据。第五，相关各向异性随日心距离变化的趋势，也可能受到信噪比随日心距增大而降低的影响。随机噪声的去相关速度会快于真实信号。

当前分析中的若干技术因素也可能影响相关长度的定量结果及其推断出的径向演化。分析中排除了负值像素，而这些像素的空间分布可能在图像中有所不同，从而给图像带来额外不确定性。通过高斯平滑去除缓慢变化的背景会引入一个额外的特征空间尺度，因此推断出的相关长度在一定程度上也可能取决于所采用的宽度。此外，在每个环带内，由于有限的环带几何结构以及掩膜像素的存在，随着空间滞后增大，有效像素对的数量会减少。因此，相关函数的长滞后部分通常采样较少，也可能更易受到统计涨落的影响。最后，包括环带宽度、滞后范围及间隔、掩膜标准、归一化过程以及用于确定相关长度的判据在内的多个分析参数，均为经验选取，可能会引入额外的系统不确定性。

我们无法排除相关函数计算中可能存在的歧义。对于湍流分析而言，包含若干相关尺度的区间长度是理想的。此外，区间不应过大，以免将非平稳性以及太阳自转效应等非均匀性纳入其中（J. Wang 等，2026）。J. J. Isaacs 等（2015）；V. K. Jagarlamudi 等（2019）指出，太阳风中磁涨落的自相关函数估计值强烈依赖于区间长度的选择，并确定在 1 AU 处，用于计算相关尺度的优化平均窗口长度为 10 至 20 小时。最近，J. C. Perez 等（2026）提出了一种新的基于遍历性的方法，以无歧义地估计相关尺度，这可能改进先前利用原位观测开展的研究以及我们在此处的分析。然而，大多数航天器观测分析中的一个基本假设——在与湍流理论进行比较时几乎无法避免——是平稳性（对于原位测量）或均匀性（对于我们在此处分析的 PUNCH图像）。

最后，观测图像还存在一些不可避免的复杂因素。首先，信号包含了来自汤姆孙球周围一系列视线深度的汤姆孙散射光的信息（A. Vourlidas 与 R. A. Howard 2006；C. DeForest 等，2013）。PUNCH团队及其他研究人员正在进行的分析，有望推动我们更好地理解这种“视线平均”效应。不过，对于这些初步结果，原始数据的分析并未考虑任何可能的改进。配套论文（F. Pecora 等，2026）采用基于模拟数据正向建模的经验方法，考虑了对谱形状进行的一些视线修正（F. Pecora 等，2024）。然而，预计此类近似修正不会影响方向各向异性的观测演化，而这正是本文关注的重点。其次，观测图像直接源于电子密度非均匀性的汤姆孙散射。尽管汤姆孙散射白光图像也可以被解读为磁力线和磁通结构的描绘，但作此解读时应注意其适用条件。这种解读在很大程度上依赖于等离子体运动受磁力和磁拓扑约束，从而使等离子体能够较容易地沿磁通管流动。然而，磁力线横向的等离子体运动（横向流）也可能发生，尤其是在等离子体 β 较高时（即热压力与磁压力之比），这会使冻结磁通发生畸变。PUNCH图像涵盖的区域中，等离子体 β 可能存在显著变化，从亚阿尔芬区较低处的日冕，到某些区域中´可能达到 β 约为或大于1的情况（C. A. Gonz´alez 等，2026）。对此，最好牢记，观测到的相关性是电子密度的相关性；近期一项原位研究发现，电子密度相关性与磁相关性表现出明显差异（J. Wang 等（2024））。因此，对于等离子体湍流、磁结构以及经典流体力学湍流或磁流体动力学（MHD）湍流的进一步推断，可能需要更加谨慎。

即使考虑到这些复杂因素，PUNCH 数据集仍为探索日球层等离子体中的相关各向异性提供了不可或缺的机会，助力开辟全新的研究领域。我们工作的一个直接延伸，是比较偏振图像与非偏振图像；这部分留待未来研究。由于散射对偏振亮度和总亮度的影响各不相同，这为未来检验我们的研究结果提供了额外约束。

致谢

本研究部分由美国国家航空航天局的 PUNCH任务资助，资助方式为向特拉华大学提供分包合同 N99054DS；同时也得到特拉华州 NASA EPSCoR研究基础设施发展计划（RID）的资助（NASA 项目编号 80NSSC22M0039）。S.E.G. 感谢国家大气研究中心给予的支持。该中心是一项由美国国家科学基金会通过合作协议 No. 1852977 资助的重大设施。

参考文献

Bandyopadhyay, R., & McComas, D. J. 2021,《天体物理学杂志》, 923, 193 Barnes, A. 1976,《地球物理研究杂志》, 81, 281, doi: 10.1029/JA081i001p00281Batchelor, G. K. 1970,《均匀湍流理论》(英国剑桥：剑桥大学出版社) Bieber, J. W., Wanner, W., & Matthaeus, W. H. 1996,《地球物理研究杂志》, 101, 2511, doi: 10.1029/95JA02588Biferale, L., & Procaccia, I. 2005,《物理学报告》, 414, 43, doi: 10.1016/j.physrep.2005.04.001Billings, D. E. 2013,《太阳日冕指南》(学术出版社) Colaninno, R., Thernisien, A., Howard, R., et al. 2025,《太阳物理学》, 300, 104 Coleman, P. J. 1966,《物理评论快报》, 17, 207 Cranmer, S. R., & van Ballegooijen, A. A. 2012,《天体物理学杂志》, 754, 92, doi:10.1088/0004-637X/754/2/92Cranmer, S. R., & Winebarger, A. R. 2019,《天文学与天体物理学年评》, 57, 157, doi: 10.1146/annurev-astro-091918-104416Crooker, N. U., Siscoe, G. L., Russell, C. T., & Smith, E. J. 1982,《地球物理研究杂志》, 87, 2224, doi: 10.1029/JA087iA04p02224Cuesta, M. E., Chhiber, R., Roy, S., et al. 2022,《天体物理学杂志快报》, 932, L11 Cuesta, M. E., Chhiber, R., Fu, X., et al. 2023,《天体物理学杂志快报》, 949, L19 Dasso, S., Milano, L.J., Matthaeus, W. H., & Smith, C. W. 2005,《天体物理学杂志》, 635, L181, doi: 10.1086/499559DeForest, C., Howard, T., & Tappin, S. 2013,《天体物理学杂志》, 765, 44 DeForest, C. E., Howard, R. A., Velli, M., Viall, N., & Vourlidas, A. 2018,《天体物理学杂志》, 862, 18, doi: 10.3847/1538-4357/aac8e3DeForest, C. E., Matthaeus, W. H., Viall, N. M., & Cranmer, S. R. 2016,《天体物理学杂志》, 828, 66, doi: 10.3847/0004-637X/828/2/66DeForest, C. E., Gibson, S. E., Killough, R., et al. 2026,《太阳物理学》, 301, 16 DeLuca, E. E., Werne, J., & Rosner, R. 1990,《物理评论快报》, 64, 2370 Dmitruk, P., Matthaeus, W. H., Milano, L. J., et al. 2002,《天体物理学杂志》, 575, 571, doi:10.1086/341188Gazis, P., & Lazarus, A. 1983, JPL太阳风五号 Gonz´alez, C. A., Gonzalez, C., & Tenerani, A. 2026,《天体物理学杂志》, 1002, 94, doi: 10.3847/1538-4357/ae5bb4Grappin, R., & Velli, M. 1996,《地球物理研究杂志》, 101, 425, doi: 10.1029/95JA02147Hellinger,P.,Matteini, L., ˇStver´ak, ˇ S., Trávníˇcek, P. M., & Marsch, E. 2011, 地球物理研究杂志：空间物理, 116 Hollweg, J. V. 1986,《地球物理研究杂志》, 91, 4111 Horbury, T. S., Wicks, R. T., & Chen, C. H. K. 2012, 空间科学评论, 172, 325, doi: 10.1007/s11214-011-9821-9Isaacs, J. J., Tessein, J. A., & Matthaeus, W. H. 2015,《地球物理研究杂志》, 120, 868, doi: 10.1002/2014JA020661Jagarlamudi, V. K., de Wit, T. D., Krasnoselskikh, V., & Maksimovic, M. 2019,《天体物理学杂志》, 871, 68 Jiang, B., Li, C., Yang, Y., et al. 2023, 流体力学杂志, 974, A20, doi:10.1017/jfm.2023.743Laurent, G. T., DeForest, C. E., Beasley, M. N., et al. 2026,《太阳物理学》, 301, 112 Maruca, B. A., Qudsi, R. A., Alterman, B., et al. 2023, 天文学与天体物理学, 675, A196 Matthaeus, W., Smith, C., & Bieber, J. 1999, 收录于美国物理联合会会议论文集，第471卷，美国物理联合会，511–514 Matthaeus, W. H., Dasso, S., Weygand, J. M., et al. 2005, 物理评论快报, 95, 231101, doi: 10.1103/PhysRevLett.95.231101Matthaeus, W. H., & Goldstein, M. L. 1982,《地球物理研究杂志》, 87, 6011, doi: 10.1029/JA087iA08p06011Matthaeus, 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., Zank, G. P., Oughton, S., Mullan, D. J., & Dmitruk, P. 1999,《天体物理学杂志》, 523, L93 Mininni, P. D., & Pouquet, A. 2010, 流体物理学, 22

Oughton, S., Matthaeus, W. H., Wan, M., & Osman, K. T. 2015, 《英国皇家学会哲学汇刊 A 辑》, 373, doi: 10.1098/rsta.2014.0152Oughton, S., Priest, E. R., & Matthaeus, W. H. 1994, 《流体力学杂志》, 280, 95, doi: 10.1017/S0022112094002867Parker, E. N. 1958, 《天体物理学杂志》, 128, 664 Pecora, F., Yang, Y., Gibson, S., et al. 2024, 《太阳物理学》, 299, 137 Pecora, F., Nistic´o, G., Chhiber, R., et al. 2026, 已投稿至《皇家天文学会月刊》 Perez, J. C., Bourouaine, S., & Dorseth, M. 2026, 《天体物理学杂志快报》, 1005, L4 Perrone, D., Stansby, D., Horbury, T., & Matteini, L. 2019, 《皇家天文学会月刊》, 483, 3730 Podesta, J. J. 2009, 《天体物理学杂志》, 698, 986, doi: 10.1088/0004-637X/698/2/986Roberts, D. A., Goldstein, M. L., Matthaeus, W. H., & Ghosh, S. 1992, 《地球物理研究杂志》, 97, 17115 Robinson, D. C., & Rusbridge, M. G. 1971, 《流体物理学》, 14, 2499, doi: 10.1063/1.1693359Ruffolo, D., Matthaeus, W. H., Chhiber, R., et al. 2020, 《天体物理学杂志》, 902, 94, doi:10.3847/1538-4357/abb594Ruiz, M. E., Dasso, S., Matthaeus, W. H., Marsch, E., & Weygand, J. M. 2012, 收录于国际天文学联合会专题讨论会，第286卷，国际天文学联合会专题讨论会，编者 C. H. Mandrini & D. F. Webb, 164–167，doi: 10.1017/S1743921312004796Ruiz, M. E., Dasso, S., Matthaeus, W. H., & Weygand, J. M. 2014, 《太阳物理学》, 289, 3917, doi: 10.1007/s11207-014-0531-9 Shebalin, J. V., Matthaeus, W. H., & Montgomery, D. 1983, 《等离子体物理学杂志》, 29, 525, doi: 10.1017/S0022377800000933Smith, C. W., Vasquez, B. J., & Hamilton, K. 2006, 《地球物理研究杂志》, 111, A09111, doi:10.1029/2006JA011651, doi: 10.1029/2006JA011651Speziale, C. G. 1989, 《理论与计算流体动力学》, 1, 3 Taylor, G. I. 1938, 《伦敦皇家学会会刊 A 辑》, 164, 476, doi: 10.1098/rspa.1938.0032Usmanov, A. V., Chhiber, R., Matthaeus, W. H., Roy, S., & Goldstein, M. L. 2025, 《天体物理学杂志》, 993, 87, doi: 10.3847/1538-4357/ae019cVerdini, A., Grappin, R., Hellinger, P., Landi,S., &M¨uller, W. C. 2015, 《天体物理学杂志》, 804, 119, doi: 10.1088/0004-637X/804/2/119V¨olk, H. J., & Alpers, W. 1973, 《天体物理与空间科学》, 20, 267 Vourlidas, A., & Howard, R. A. 2006, 《天体物理学杂志》, 642, 1216 Wang, J., Pecora, F., Chhiber, R., Roy, S., & Matthaeus, W. H. 2026, 《美国国家科学院院刊》, 123, e2519811122 Wang, J., Chhiber, R., Roy, S., et al. 2024, 《天体物理学杂志》, 967, 150 Zank, G. P., Adhikari, L., Hunana, P., et al. 2017, 《天体物理学杂志》, 835, 147, doi: 10.3847/1538-4357/835/2/147Zank, G. P., Adhikari, L., Hunana, P., et al. 2018, 《天体物理学杂志》, 854, 32, doi:10.3847/1538-4357/aaa763Zank, G. P., & Matthaeus, W. H. 1992, 《地球物理研究杂志》, 97, 17189, doi: 10.1029/92JA01734Zank, G. P., & Matthaeus, W. H. 1993, 《流体物理学 A 辑》, 5, 257, doi: 10.1063/1.858780