



大时空尺度电流片三维分形湍流磁重联精细演化各向异性研究

付泽华^{1,2,3,4†}, 马志阔^{1,2,3,4†}, 李燕^{1,3,4}, 王智禾^{1,2,3,4}, 王世超^{5,6}, 李永兵^{5,6}, 王武⁷, 颜辉⁸, 钟英⁸, 李永辉⁹, 李根¹⁰, HENRY M Tufo¹¹, GABRIELE Morra¹², 董亮^{1,2,3,4,13}, 朱伯靖^{1,2,3,4,14*}

1. 中国科学院云南天文台, 昆明 650216
2. 中国科学院大学天文与空间科学学院, 北京 100049
3. 中国科学院天文大科学研究中心, 北京 100012
4. 云南省太阳物理与空间目标检测重点实验室, 昆明 650216
5. 中国科学院大学地球与行星科学学院, 北京 100049
6. 中国科学院计算地球动力学重点实验室&地球系统数值模拟与应用全国重点实验室, 北京 100049
7. 中国科学院计算机网络信息中心&国家超级计算中国科学院中心, 北京 100083
8. 中山大学国家超级计算广州中心, 广州 510006
9. 国家超级计算成都中心, 成都 610213
10. 飞腾信息技术有限公司, 天津 300450
11. 美国科罗拉多大学博尔德分校计算科学系, 博尔德 CO80309-0430, 美国
12. 美国路易斯安那大学拉法叶分校物理系, 拉法叶 70504-3680, 美国
13. 云南省中马HF-VHF先进射电天文技术国际联合实验室, 昆明 650216
14. 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, 北京 100190

†同等贡献

*联系人, E-mail: bjzhu@ynao.ac.cn, cynosureorion@ucas.ac.cn

收稿日期: 2025-10-15; 接受日期: 2026-03-06; 网络出版日期: 2026-07-15

国家自然科学基金(编号: 42274216, 42574229, U191120, 11933009)、CCF-飞腾基金(编号: CCF-Phytium202308)、光合基金A类(编号: 202202014479)、空间天气学国家重点实验室课题(编号: E22612A02S)、国家重点研发计划(编号: 2022YFF0503800)、中国科学院国际合作局全球共性挑战专项(编号: 020GJHZ2025012GC)和中国科学院战略性先导科技专项(编号: XDB056000)资助项目

摘要 太阳剧烈活动中的大时空尺度电流片三维分形湍流磁重联过程, 会产生由电子、质子、氦及其他重离子组成的多组分-多丰度-多同位素高能粒子群. 高能粒子不仅是影响空间环境的直接原因, 也是开展高能粒子空间天气灾害预警的前提和基础. 已有研究表明, 在流体动力学-磁流体动力学-微观动理学耦合尺度下, 高能粒子加速存在显著的各向异性特征, 但各向异性形成的物理机制仍是一个尚未解决的开放性问题. 本研究基于等离子体统计物理框架下, 考虑相对论效应的混杂粒子云-玻尔兹曼方法和程序(RHPIC-LBM), 在国产超算平台上, 对考虑大时空尺度下电流片的精细演化与湍流耗散机制的三维分形湍流磁重联进行数值模拟, 系统分析了湍流磁场自生成-自组织(Self-Generation-Organization)过程、湍流流场自反馈-自维持(Self-Feeding-Sustaining)过程中不同时空

引用格式: 付泽华, 马志阔, 李燕, 等. 大时空尺度电流片三维分形湍流磁重联精细演化各向异性研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2026, 56: 114712
Fu Z, Ma Z, Li Y, et al. Anisotropy in the fine-structure evolution of 3D fractal turbulent reconnection in large temporal-spatial current sheets (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2026, 56: 114712, doi: [10.1360/SSPMA-2025-0454](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2025-0454)

尺度下的各向异性属性、湍流强度、湍流能谱强度.

关键词 大时空电流片三维分形湍流磁重联, 流体动力学-磁流体动力学-微观动理学耦合尺度, 湍流磁场自生成-自组织过程, 湍流流场自反馈-自维持过程, 精细演化各向异性

PACS: 52.35.Ra, 52.35.Vd, 05.10.-a, 96.60.-j, 75.30.Gw

1 引言

太阳大气的剧烈活动(即电磁风暴或电磁飓风), 具体表现形式丰富多样, 时刻发生且瞬息万变, 诸如黑子、暗条、日珥、耀斑和日冕物质抛射等. 尤其是“一磁两暴”现象, 构成了太阳物理与空间天气研究中的基本科学问题. “两暴”现象包括耀斑爆发和日冕物质抛射这两类剧烈的爆发活动^[1-4].

这些剧烈的太阳活动通过特征厚度为几十兆米、特征长度达几百兆米、特征时间为分钟量级的电流片快速磁重联过程, 将耗散区内磁冻结条件失效后的非理想等离子体中磁能转化为等离子体动能、等离子体热能和高能加速粒子动能^[1-10].

然而, 观测显示太阳活动中的电流片时空尺度上与等离子体物理理论所预测的典型电流片之间存在显著差异: 后者通常具有米量级的特征空间尺度和毫秒量级的特征时间尺度. 为了描述观测结果与理论分析之间的差异, 将太阳活动中观测到的这类特殊电流片定义为大时空尺度电流片: 观测到的电流片特征空间尺度(长度和厚度)与等离子体离子、电子特征尺度的比值分别为 10^{9-10} 和 10^{10-12} 量级; 其特征时间尺度与离子、电子特征时间的比值分别为 10^{9-10} 和 10^{10-12} 量级^[11-13].

太阳剧烈活动耀斑爆发和日冕物质抛射中产生的大时空尺度电流片三维湍流磁重联过程, 会产生由电子、质子、氦及其他重离子组成的多组分-多丰度-多同位素高能粒子群^[14-23]. 已有观测数据显示, 特别是近两年来帕克太阳探针(Parker Solar Probe)和太阳轨道飞行器(Solar Orbiter)所获得的前所未有的耀斑爆发和日冕物质抛射高能粒子观测结果, 表明高能粒子存在成分复杂、百MeV事件频发, 以及粒子能量最高可达GeV量级等显著特征; 电子和质子高能粒子加速时间可达100 s, 每秒可加速 $10^{35} - 10^{36}$ 个粒子, 电子可加速至100 MeV, 质子可加速至10 GeV^[24-27].

这些高能粒子以每秒数千公里的速度随太阳风在行星际空间中传播, 会对深空探测活动(如在轨航天器运行、航天员安全)、载人探月任务以及地面电力设施等造成重大灾难性破坏, 是引起日地电磁空间环境扰动的直接原因. 因此, 对高能粒子起源(产生位置和混合加速机制)研究是开展高能粒子空间天气灾害预警的前提和研究基础^[28-31].

鉴于高能粒子加速机制极为复杂, 加速过程会同时包含平行电场加速机制、费米加速机制(I类费米和II类费米), 以及湍流加速机制; 高能粒子湍流激波加速机制和湍流波与粒子相互作用加速机制等精细演化物理过程会涉及多时空尺度耦合及其中的复杂湍流过程.

研究大时空尺度电流片耗散区磁冻结条件失效非理想等离子体中流动属性流体动力学(Hydrodynamics)、宏观流动属性磁流体动力学(Magnetohydrodynamics)、微观粒子属性等离子体统计物理动理学(Kinetic-LBM)连续耦合尺度, 以及其中复杂三维湍流磁重联湍流产生(源于微观动理学尺度的微小扰动与混沌作用)、湍流发育(通过混沌发展及其宏观集合效应, 促使流动在磁流体动力学阶段与流体动力学阶段出现不稳定性, 从而驱动湍流的形成与发展)、湍流发育成熟过程磁场湍流和流场湍流精细演化是解决该问题的关键^[11-13,32-39].

对于磁场湍流, 该过程始于粒子属性微观动理学尺度上由不稳定性触发的自产生(Self-Generation)机制, 并随时间演化, 通过自组织(Self-Organization)机制逐步向流动属性磁流体动力学尺度扩展. 流场湍流的发育则源于粒子属性微观动理学尺度上不稳定性导致的自反馈(Self-Feeding)机制, 并随时间演化形成自维持(Self-Sustaining)机制, 逐步从粒子属性微观动理学尺度扩展至流动属性磁流体动力学尺度, 进而影响更大尺度的流动属性流体动力学行为^[11-13,32-39].

基于观测、理论及数值模拟结果, Shibata等人^[32-34]于20世纪80年代末至90年代初开创性地提出了大时空尺度电流片湍流分形理论模型, 用于描述电流片内湍流磁重联中跨尺度湍流特性; Ma等人^[11,12]和Zhu等人^[13,35-39]则依托高性能超级计算平台, 运用等离子体统计物理方法, 从理论与数值模拟两方面对该模型进行了补充和验证, 并发展了大时空尺度电流片湍流三维分形磁重联模型(图1).

已有研究显示, 在大时空尺度电流片的精细演化三维分形磁重联过程中充满复杂的湍流结构. 电流片内非理想等离子体的冻结条件失效, 湍流磁场与湍流流场不再完全重合, 湍流过程涵盖了湍流磁场自生成-自组织、湍流流场自反馈-自维持, 以及二者之间的相互耦合机制^[11-13,35-39]. 在磁重联电流片的耗散区内, 温度、密度、磁场、压力、电流等湍流张量随时间和空间剧烈变化, 呈现出极大的梯度差异和显著的各向异性特征. 此类各向异性对理解高能粒子在耗散区内的加速过程至关重要, 尤其体现在湍流波-粒子相互作用

高能粒子加速中的粒子运动轨迹、磁通量绳和等离子体通量绳相互作用加速时间, 以及磁能转化为高能粒子能量效率等方面. 但磁重联电流片内湍流过程(磁场湍流和流场湍流)从流动属性流体动力学到流动属性磁流体动力学, 再到粒子属性微观动力学多尺度耦合演化中, 各向异性结构形成机制仍是一个尚未解决的开放性问题, 该问题对于理解高能级高能粒子湍流费米加速、湍流激波加速以及湍流波-粒子相互作用加速等湍流加速机制具有至关重要的意义^[11-27,32-39].

对于等离子体电流片湍流磁重联各向异性问题, 在流动属性流体动力学和流动属性磁流体动力学尺度, Onofri等人^[40,41]通过三维数值模拟分析了剪切磁场中磁流体湍流各向异性特性, 发现远离电流片区域, 能量谱沿局部磁场垂直方向发展. 在电流片内区域, 能谱各向异性受到不稳定模式结构影响, 随着时间推移, 湍流不断剧烈, 能量级联沿局部磁场垂直方向发生. 局部区域能谱各向异性不断增强, 空间积分能谱趋向于各向同性.

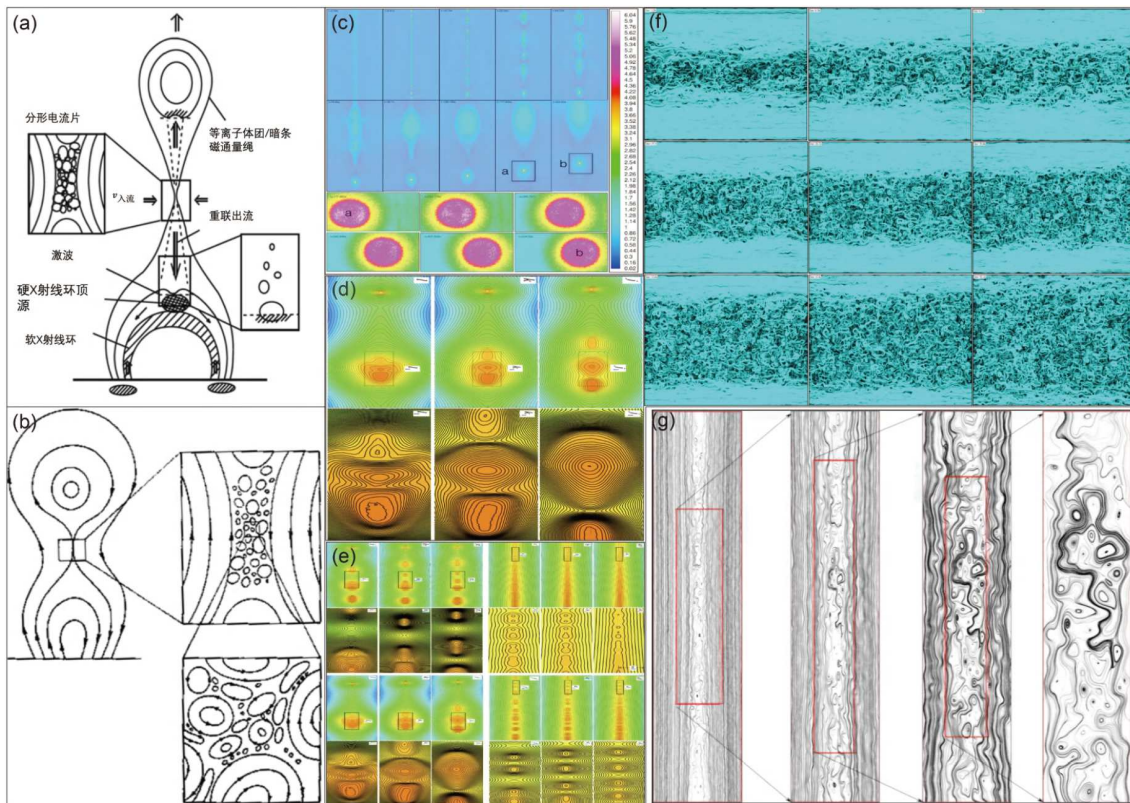


图1 (网络版彩图)大时空尺度电流片三维分形湍流磁重联模型^[12]

Figure 1 (Color online) Large temporal-spatial current sheet 3D fractal turbulent magnetic reconnection model [12].

Leonardis等人^[42]发现等离子体电流片磁重联产生的磁场波动具有各向异性、显著的空间相关性以及有限尺度流体湍流的特征. 这些波动呈非高斯分布, 具有空间多重分形特性; 磁场同样呈现多重分形特征; 研究认为, 电流片无碰撞磁重联过程中, 磁流体动力学尺度上的耗散机制与流体动力学湍流类似, 通过间歇性级联形成多重分形结构, 实现能量耗散.

Loureiro和Boldyrev^[43]针对等离子体流动属性磁流体动力学电流片湍流磁重联的厚度与长度关系问题, 分析了电流片在达到柯尔莫哥洛夫尺度前后各向异性属性的演化以及能量耗散机制. 研究显示, 在磁流体动力学尺度下, 三维空间中沿磁场方向与垂直磁场方向存在明显的各向异性特征.

DuBois等人^[44]利用高时间分辨率的X射线能谱测量发现, 在等离子体电流片磁重联发生时会出现一个呈非麦克斯韦分布、具有各向异性的高能电子尾, 并进一步指出, 该高能电子尾的形成很可能主要源于与撕裂模波动相关的湍流过程.

Franci等人^[45]发现, 在等离子体电流片磁重联初期, 电子温度开始显著上升, 并呈现出明显的温度各向异性. 该结果表明, 在强湍流环境中, 电子尺度的湍流相干结构很可能对电子加热过程具有重要贡献.

Huang和Bhattacharjee^[46]对等离子体电流片三维磁重联过程进行了研究, 发现在磁重联演化期间, 湍流存在三维各向异性特征; 湍流动能与湍流磁能的波动均沿局部磁场方向分布, 在惯性区间内二者均符合幂律谱分布; 其中, 磁能谱指数介于 -2.3 — -2.1 之间, 而动能谱指数略陡, 约为 -2.5 — -2.3 . 这一结果表明, Goldreich-Sridhar (1995)理论中阐述的不可压缩磁流体湍流各向异性属性, 同样存在于电流片三维磁重联湍流之中.

Agudelo Rueda等人^[47]采用基于玻尔兹曼方程的双流体模型, 利用显式全动理学粒子模拟程序, 对等离子体三维电流片磁重联过程离子和电子各向同性与各向异性阿尔文湍流行为进行了模拟研究. 结果表明, 在动理学尺度上, 电流片磁重联内部的湍流呈现出自相似、自洽的级联过程, 并伴随着明显的各向异性. 能量密度的传递主要受等离子体压缩效应的影响, 该行为在磁流体动力学尺度与微观动理学尺度上类似, 但与未考虑电流片内湍流重联的情况存在显著差异, 认为湍流对各向异性形成具有重要影响.

Servidio等人^[48]从解析和数值两个方面, 研究了等离子体三维湍流磁重联中磁通量面(Magnetic Flux Surface)的复杂性. 他们在数值模拟中采用简化磁流体模型(Reduced MHD), 分析了磁场湍流中低频平均场与高频扰动场对磁通量面各向异性的影响, 并对模型中磁通量面的复杂性进行了量化分析.

这些研究结果表明, 目前对大时空尺度电流片湍流磁重联中各向异性的研究, 都集中在等离子体流动属性流体动力学和流动属性磁流体动力学尺度所产生的现象与效应. 只有极少研究涉及粒子属性微观动理学尺度中各向异性引发的物理现象; 更没有同时考虑流动属性(流体动力学、磁流体动力学)和粒子属性连续耦合尺度方面的各向异性研究. 然而, 大时空尺度电流片三维湍流磁重联各向异性本质是在流体动力学-磁流体动力学-微观动理学耦合尺度连续变化的物理过程; 尤其在分析湍流时, 当这三个耦合尺度下的“冻结条件”失效后, 湍流磁场自生成-自组织过程以及湍流流场自反馈-自维持过程自洽和自耦合, 对各向异性形成与演化具有重要影响.

迄今为止, 大时空尺度电流片三维湍流磁重联流体动力学-磁流体动力学-微观动理学耦合不同尺度中各向异性形成物理机制仍是一个重要的尚未解决的开放性挑战问题.

为此我们自2018年至今, 对大时空电流片湍流自洽和自耦合精细演化过程(磁场湍流和流场湍流)开展系列研究, Ma等人^[11,12]和Zhu等人^[13,35-39]通过理论分析将精细演化过程划分为三个尺度耦合过程(流体动力学尺度、磁流体动力学尺度和微观等离子体统计物理动理学尺度)和五个典型阶段(流体动力学阶段、弱电离部分电离磁流体动力学阶段、完全电离磁流体动力学阶段、离子动理学阶段及电子动理学阶段), 并从理论上首次在大时空尺度电流片中, 推导出基于“三尺度五阶段”模型的湍流黏性耗散和湍流电阻耗散项解析表达式.

在本研究中, 我们基于大时空尺度电流片三维分形湍流磁重联理论模型(图1)^[11-13,32-39]和等离子体统计物理理论框架下的考虑相对论效应混杂粒子云网格-格子玻尔兹曼方法(Relativistic Hybrid Particle-In-Cell & Lattice Boltzmann Method, RHPIC-LBM)程序^[11-13,32-39,49-55], 在国家超级计算中国科学院中心(东方系列C86 DCU)、国家超级计算广州中心(天河星逸

Intel CPU)和国家超级计算天津中心(天河3号ARM CPU)国产自主可控超算平台上, 针对大时空尺度电流片三维分形湍流磁重联精细演化多尺度耦合过程(三尺度五阶段)中的湍流磁场自生成-自组织过程、湍流流场自反馈-自维持过程开展数值模拟研究, 分析不同时空尺度下各向异性分布规律及其物理机制, 首次通过RHPIC-LBM方法揭示了“三尺度五阶段”模型中各向异性的具体演化路径.

本文结构如下: 第2节建立了大时空尺度电流片中描述各向异性的物理模型; 第3节介绍了改进等离子体统计物理理论框架的RHPIC-LBM数值方法; 第4节, 以耀斑环顶大时空尺度电流片三维分形湍流磁重联精细演化为例, 给出了边界条件、初始条件(初始磁场拓扑结构)、数值模拟参数、三尺度五阶段无量纲湍流黏性和湍流电阻耗散输入参数; 第5节通过精细演化过程模拟研究, 对磁场湍流和流场湍流磁力线/流线与云图、 $r\theta$ 剖面和 $\theta\phi$ 剖面的湍流能谱($E(K)_{r\theta}^B \propto K^{-a}|_{r\theta}^B$, $E(K)_{\theta\phi}^B \propto K^{-a}|_{\theta\phi}^B$, $E(K)_{r\theta}^U \propto K^{-a}|_{r\theta}^U$, $E(K)_{\theta\phi}^U \propto K^{-a}|_{\theta\phi}^U$)和湍流强度因子进行分析, 给出了“三尺度五阶段”湍流磁场自生成-自组织过程与湍流流场自反馈-自维持过程各向异性变化规律和物理机制; 第6节总结了研究结果, 最后对本工作的理论价值和应用前景进行了展望.

2 各向异性物理模型

在大时空尺度电流片三维分形湍流磁重联精细连续耦合尺度演化过程中, 耗散区内等离子体冻结条件失效, 包含流体动力学-磁流体动力学-微观等离子体统计物理动力学三个耦合尺度中的湍流自洽和自耦合精细演化过程(磁场湍流和流场湍流)^[11-13,35-39].

演化过程中, 各阶段均呈现出独特的显著各向异性特征. 这些特征主要源于流场湍流黏性效应和磁场湍流电阻效应的非线性耦合作用, 其物理本质可通过流场湍流黏性系数张量(D_{ijkl})和磁场湍流电阻系数张量(B_{ijkl})进行描述. 两个张量可分别表示为

$$D_{ijkl} = D_{ijkl}|_{\text{HD}} + D_{ijkl}|_{\text{MHD}} + D_{ijkl}|_{\text{K}}, \quad (1)$$

$$B_{ijkl} = B_{ijkl}|_{\text{HD}} + B_{ijkl}|_{\text{MHD}} + B_{ijkl}|_{\text{K}}, \quad (2)$$

其中, 下标符号HD, MHD和K分别表示由流体动力学、磁流体动力学和等离子体统计物理动力学尺度产生的湍流黏性和湍流电阻效应. 为定量分析湍流黏性效应和湍流电阻效应在大时空尺度电流片三维分形湍流磁重联过程中的动态贡献, 我们引入哈特曼数无量纲参数(H_a), 通过描述洛伦兹力与黏性力相对强度, 区分两种物理效应在不同时空尺度和演化阶段的贡献.

$$H_a = BL(D_{ijkl} \cdot B_{ijkl})^{-1/2}, \quad (3)$$

其中, B 和 L 分别表示磁场强度和特征尺度. 同时, 大时空尺度电流片三维分形湍流磁重联精细演化过程中, 扰动磁场引发的自生成-自组织(Magnetic Fluctuation-Induced Self-Generation-Organization, $\tilde{B}$)过程和扰动流场引发的自反馈-自维持(Plasma Fluctuation-Induced Self-Feeding-Sustaining, $\tilde{U}$)过程产生的湍流在时间演化特征上可划分为三个典型发展阶段: 湍流产生阶段(线性阶段)、湍流发育阶段(非线性阶段)以及湍流充分发育阶段(复杂非线性阶段). 为定量表征扰动项在各向异性湍流中的作用, 引入描述湍流湍动程度的磁场湍流强度因子(I^B)和流场湍流强度因子(I^U)参数, 其表达式如下:

$$I^B = \left[\frac{\tilde{B}_x^2 + \tilde{B}_y^2 + \tilde{B}_z^2}{3(\overline{\tilde{B}_x^2} + \overline{\tilde{B}_y^2} + \overline{\tilde{B}_z^2})} \right]^{1/2}, \quad (4)$$

$$I^U = \left[\frac{\tilde{U}_x^2 + \tilde{U}_y^2 + \tilde{U}_z^2}{3(\overline{\tilde{U}_x^2} + \overline{\tilde{U}_y^2} + \overline{\tilde{U}_z^2})} \right]^{1/2}, \quad (5)$$

其中, $\sim$ 和 $-$ 分别表示磁场和流场的高频扰动小量和低频平均大量^[56-58].

为描述大时空尺度电流片三维分形湍流磁重联演化中的湍流各向异性, 在量化湍流湍动程度的基础上, 还需分析湍流结构中的能量分布各向异性, 为此基于空间关联函数的傅里叶变换($r \rightarrow \mathbf{k}$), 引入湍流能谱, 其数学表达式为^[40,41,45,59]

$$E_B(\mathbf{k}) = \frac{1}{2} \oint \left[\frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} (\tilde{B}_i(r, t) \tilde{B}_j(x_i + \mathbf{r}, t)) d\mathbf{r} \right] \cdot d\mathbf{S}(\mathbf{k}), \quad (6)$$

$$E_U(\mathbf{k}) = \frac{1}{2} \oint \left[\frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{e}^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \left(\overline{\tilde{U}_i(r, t)} \tilde{U}_j(x_i + \mathbf{r}, t) \right) d\mathbf{r} \right] \cdot dS(\mathbf{k}). \quad (7)$$

以上, 通过流场湍流黏性系数张量、磁场湍流电阻系数张量、湍流强度和湍流能谱, 构建了一个描述等离子体湍流各向异性的完整物理模型.

3 数值方法

为描述大时空尺度电流片三维分形湍流磁重联流体动力学-磁流体动力学-微观动理学连续耦合尺度精细演化过程, 我们基于等离子体统计物理理论, 以玻尔兹曼方程和麦克斯韦方程为控制方程, 应用广义分布函数不同阶数来描述不同尺度耦合过程(湍流磁场自生成-自组织过程、湍流流场的自反馈-自维持过程及两者间自洽和自耦合演化过程), 开发了具有自主知识产权的等离子体统计物理理论框架的RHPIC-LBM算法与程序^[11-13, 35-39, 49-55].

为了能够从物理上描述本研究中的流体动力学-磁流体动力学-微观动理学连续耦合尺度演化过程, 在已有数值方法程序基础上(V1.0)^[35, 36, 55]增加了湍流黏性和湍流电阻耗散模块、真实质子和电子质量比模块、多组分-多丰度-多同位素模块, 优化了输入模块; 同时使程序在现有国产超算平台计算资源情况下, 满足计算规模的需求, 对程序优化和改造以适用不同的计算平台(V2.0)^[26, 38, 39, 49, 51, 55].

本研究应用改进后的数值方法程序(V2.0), 依托国家超级计算中国科学院中心(东方系列C86 DCU)、国家超级计算广州中心(天河星逸Intel CPU)和国家超级计算天津中心(天河3号ARM CPU)国产超算平台, 针对考虑大时空尺度下的电流片湍流磁场自生成-自组织过程、湍流流场自反馈-自维持过程中不同时空尺度下的各向异性属性、湍流强度、湍流能谱强度开展数值模拟研究.

3.1 控制方程

大时空尺度电流片三维分形湍流磁重联精细演化过程的玻尔兹曼控制方程可表示为

$$\frac{\partial f_{i\zeta\mathbf{Q}}^{\zeta n}(x, p, l, t)_a}{\partial t} + U_a(P) \cdot \nabla_x f_{i\zeta\mathbf{Q}}^{\zeta n}(x, p, l, t)_a$$

$$+ q_a(E + U(P) \times B) \cdot \nabla_p f_{i\zeta\mathbf{Q}}^{\zeta n}(x, p, l, t)_a = \left(\frac{\partial f_{i\zeta\mathbf{Q}}^{\zeta n}(x, p, l, t)_a}{\partial t} \right)_{\text{coll}}, \quad (8)$$

其中 $f_{i\zeta\mathbf{Q}}^{\zeta n}(x, p, l, t)$ 为广义分布函数; x , p , l 和 t 分别表示空间变量、动量变量、分布函数阶数和时间变量; 参数 ζ , ζ , n , a , l 和 Q 分别表示分布函数所描述的属性(速度场、磁场、密度场、电磁场), 不同的粒子类型, 不同的组分, 不同电离态对应的不同格点类型, 不同的粒子对应分布函数的阶数, 分布函数不同的尺度.

为研究大时空尺度电流片内冻结条件失效后的湍流演化过程, 应用平均场理论, 将大时空尺度电流片内的磁场($\mathbf{B}$)和流场($\mathbf{U}$)分解为低频平均大量($\bar{\mathbf{U}}$, $\bar{\mathbf{B}}$)和高频扰动小量($\tilde{\mathbf{U}}$, $\tilde{\mathbf{B}}$), 前者用来描述流体动力学-磁流体动力学尺度, 后者用来描述微观动理学尺度. 电流片内整体全局尺度磁场控制方程和中性区附近局部尺度磁场控制方程可分别表示为

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{B}}}{\partial t} = \nabla \times (\bar{\mathbf{U}} \times \bar{\mathbf{B}}) - \nabla \times (\bar{\alpha} \bar{\mathbf{B}}) + \hat{\beta} \nabla^2 \bar{\mathbf{B}} + \eta_s \nabla^2 \bar{\mathbf{B}}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{B}}}{\partial t} = \nabla \times (\bar{\mathbf{U}} \times \tilde{\mathbf{B}}) + \nabla \times (\tilde{\mathbf{U}} \times \bar{\mathbf{B}}) + \nabla \times (\tilde{\mathbf{U}} \times \tilde{\mathbf{B}}) + \eta_s \nabla^2 \tilde{\mathbf{B}} - \nabla \times (\bar{\alpha} \tilde{\mathbf{B}}) + \hat{\beta} \nabla^2 \tilde{\mathbf{B}}, \quad (10)$$

$$\text{其中 } \bar{\alpha} = \frac{\hat{\alpha}_0 + \left(\frac{\tau_c}{3\rho\eta_s} \right) \left(\hat{\beta} \bar{\mathbf{J}} \cdot \bar{\mathbf{B}} + \langle \bar{\mathbf{E}} \cdot \bar{\mathbf{B}} \rangle \right)}{1 + \left(\frac{\tau_c}{3\rho\eta_s} \right) \bar{\mathbf{B}}^2}, \quad \hat{\beta} = \frac{\tau_{\hat{\beta}} \langle \tilde{\mathbf{U}} \cdot \tilde{\mathbf{U}} \rangle}{3},$$

$$\hat{\alpha}_0 = \frac{\tau_c \langle \tilde{\mathbf{U}} \cdot \nabla \times \tilde{\mathbf{U}} \rangle}{3}; \quad \hat{\alpha}, \hat{\beta}, \tau_c, \tau_{\hat{\beta}}, \eta_s \text{ 和 } \rho \text{ 分别表示种子}$$

磁场放大因子($\hat{\alpha}$ 效应)、湍流耗散因子($\hat{\beta}$ 效应)、电流片内远离中性区的涡相关时间、电流片内靠近中性区的涡相关时间、经典电阻耗散和电子密度.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \left\{ \frac{m_e}{e} \frac{\partial \mathbf{U}_e}{\partial t} + \frac{m_e}{e} \left(\mathbf{U}_e \cdot \nabla \right) \mathbf{U}_e + \frac{1}{en_e} \nabla P_e \right. \\ + \frac{1}{en_e} \nabla \pi_e + \frac{m_e}{e} \left\langle \xi \cdot \nabla \cdot \xi \right\rangle + \mathbf{U}_e \times \mathbf{B} - \alpha_{\parallel} (\mathbf{J} \cdot \mathbf{b}) \mathbf{b} \\ - \alpha_{\perp} \mathbf{b} \times (\mathbf{J} \times \mathbf{b}) + \alpha_A (\mathbf{b} \times \mathbf{J}) + \frac{\beta_{\parallel}}{e} (\nabla T_e \cdot \mathbf{b}) \mathbf{b} \\ + \frac{\beta_{\perp}}{e} \mathbf{b} \times (\nabla T_e \times \mathbf{b}) + \frac{\beta_A}{e} (\mathbf{b} \times \nabla T_e) + \left\langle \xi \times \tilde{\mathbf{B}} \right\rangle \left. \right\}, \quad (11) \end{aligned}$$

其中 $P_e = n_e k T_e$, $\xi = \frac{e \tilde{E}}{\omega_e m_e}$, m_e , e , $\mathbf{U}_e$, n_e , T_e , $\mathbf{b}$, $\alpha_{\parallel}$, $\alpha_{\perp}$, α_A ,

$\beta_{\parallel}$, $\beta_{\perp}$, β_A 和 $\mathbf{J}$ 分别表示电子压力、电子速度高频分量密切相关的电子位移、电子质量、电荷、电子速度、电子数密度、电子温度、单位磁场向量、平行于磁场相关单位向量的电子电阻耗散、垂直于磁场相关单位向量的电子电阻耗散、 $\mathbf{b} \times \nabla T_e$ 方向的电子电阻耗散、平行于磁场相关单位向量的热电张量、垂直于磁场相关单位向量的热电张量、 $\mathbf{b} \times \nabla T_e$ 方向的热电张量和电流密度. 更详细的参数解释请参见文献[11,12,35–39].

3.2 RHPIC-LBM格点模型

基于等离子体统计物理理论框架, 以玻尔兹曼方程中的广义分布函数为基础, 通过把真实流体和虚拟流体之间的相互作用转化为真实流体格点与虚拟流体格点之间的相互作用, 利用广义分布函数不同阶数来描述大时空尺度电流片三维分形湍流磁重联精细流体动力学-磁流体动力学-微观动力学连续耦合尺度精细(几何精细演化和物理精细)演化过程(图2).

在这里定义了格点模型为 $D_t^{\zeta} X Q \zeta$, 真实中性流体、真实电子流体、真实离子流体格点模型分别

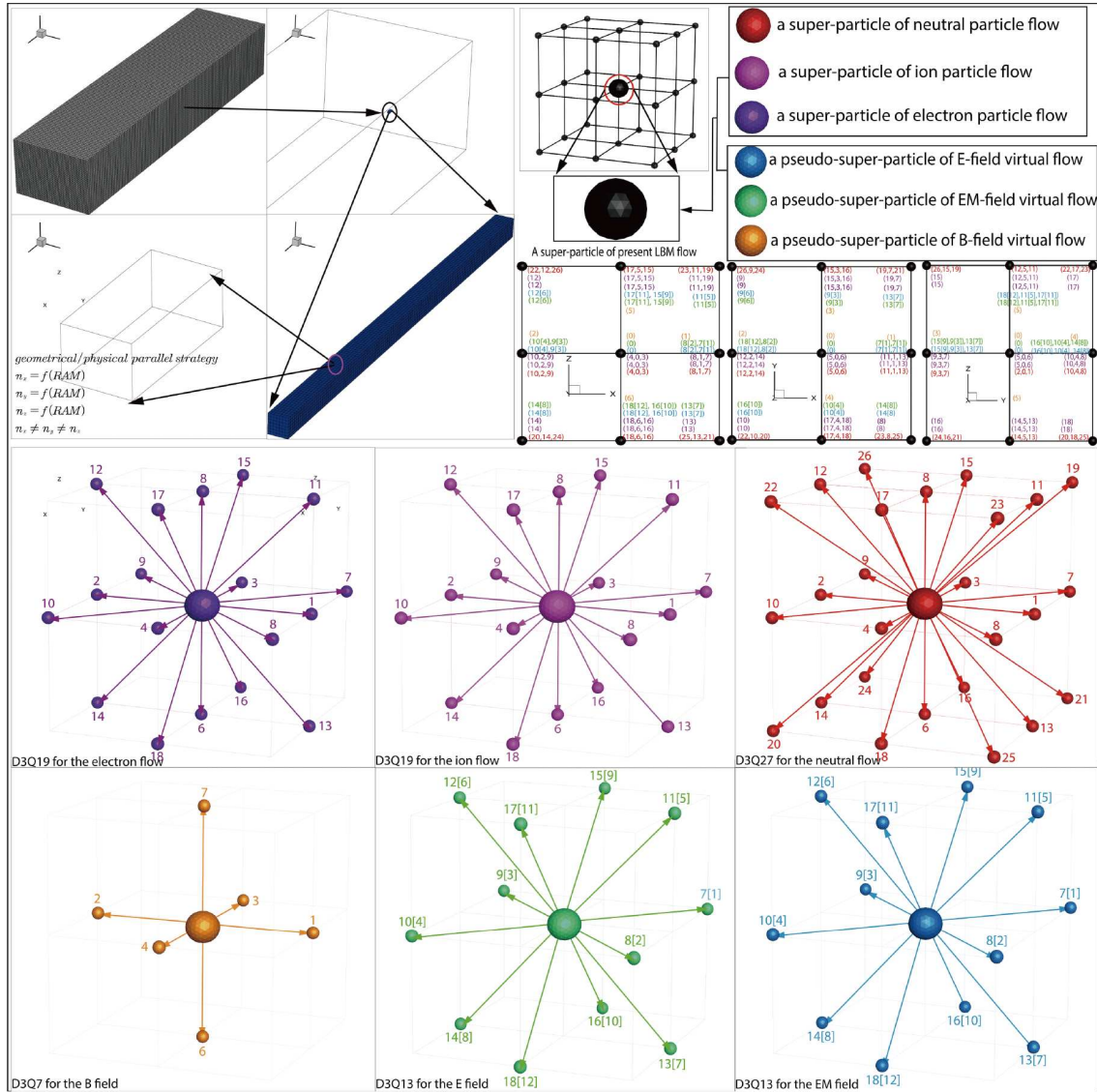


图 2 (网络版彩图) RHPIC-LBM格点模型[38]

Figure 2 (Color online) RHPIC-LBM lattice model [38].

为 $D_i^\zeta 3Q27$, $D_i^\zeta 3Q19$, $D_i^\zeta 3Q19$, 电场虚拟流体、电磁场虚拟流体和磁场虚拟流体格点模型分别为 $D_i^\zeta 3Q13$, $D_i^\zeta 3Q13$ 和 $D_i^\zeta 3Q7$.

在整个演化过程中时间步长(Δt_{ts})、空间步长(Δx_{ss})和广义速度张量步(Δx_{vs})下RHPIC-LBM格点模型可表示为图2. 更详细的介绍请参见文献[11,35–39].

4 初始条件、边界条件和参数设置

大时空尺度电流片三维分形湍流磁重联精细演化发生在两暴(耀斑和日冕物质抛射)事件的磁能转化为等离子体能的过程中, 基于2025年夸父一号(ASO-S)探测器的观测结果, 高能C级耀斑与日冕物质抛射的关联率远低于预期值及传统模型. 为此, 我们的数值模

拟中, 以暗条耀斑通量绳系统演化过程中的大时空尺度电流片为研究对象, 具体分析了其从扭曲缠绕、缓慢抬升的初发过程, 到长大并最终进入到脉冲加速相开始的完整过程^[35–39,60].

4.1 初始条件

本文数值模拟采用的磁场初始构型为Tether-Cutting模型^[38,39,61–66], 如图3所示, 在球坐标系 $r\theta\varphi$ 中定义初始磁场位形 $B(B_{\parallel_{in}}, B_{\perp_{in}}, B_{trans_{in}})$, $B_{\parallel_{in}}$, $B_{\perp_{in}}$ 和 $B_{trans_{in}}$ 分量分别为沿电流片平行于中性面与极向方向 φ 一致的初始磁场(图3左上部)、垂直于电流片平行于出流区与周向方向 θ 一致的初始磁场(图3右上部)和与其他两个方向垂直的初始磁场.

为在数值模拟中同时满足物理精细和几何精细的

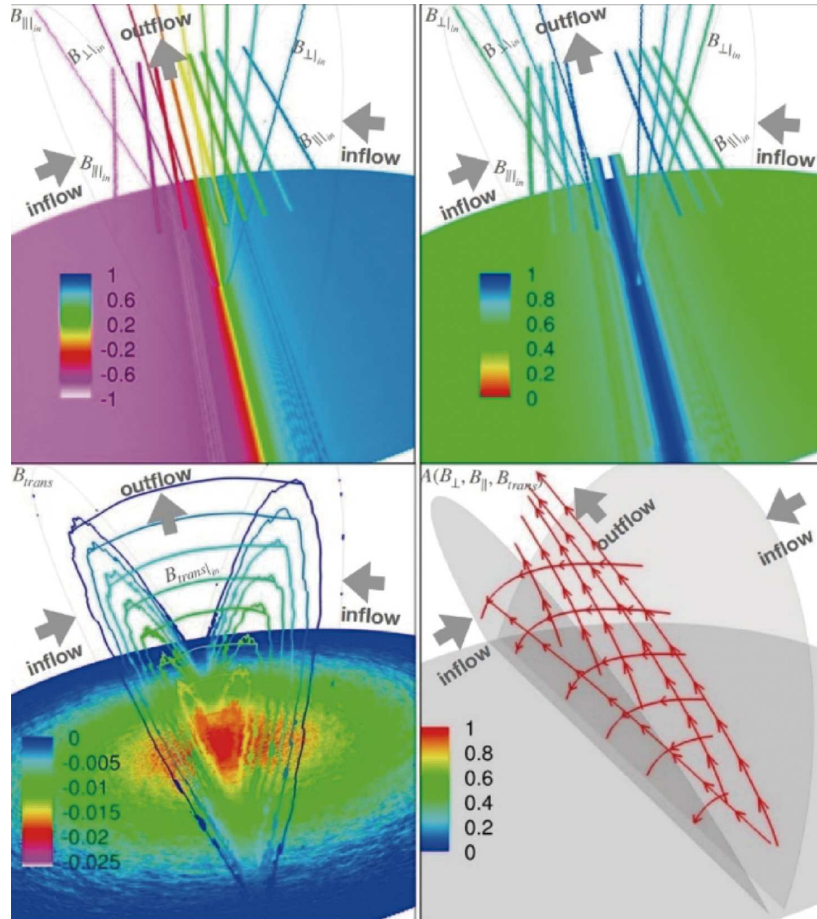


图 3 (网络版彩图) 磁场位形^[39,61–66]

Figure 3 (Color online) Magnetic configuration [39,61–66].

要求, 在改进版的RHPIC-LBM方法程序(V2.0)中引入直角坐标系 (x, y, z) , 以更方便地实现数值模拟中柯朗-弗里德里希斯-列维条件(Courant-Friedrichs-Lewy condition, CFL)收敛性和稳定性的要求. 两套坐标系统的转化关系可用以下方程给出:

$$B_r = B_0 e^{-K r \cos \theta} [\sin \theta \sin(\theta_0 - \varphi) \cos(k r \sin \theta \sin \varphi) + \cos \theta \sin(k r \sin \theta \sin \varphi)], \quad (12)$$

$$B_\theta = B_0 e^{-K r \cos \theta} [\cos \theta \sin(\theta_0 - \varphi) \cos(k r \sin \theta \sin \varphi) - \sin \theta \sin(k r \sin \theta \sin \varphi)], \quad (13)$$

$$B_\varphi = -B_0 e^{-K r \cos \theta} [\sin \theta \sin \theta_0 \cos(k r \sin \theta \sin \varphi) + \cos \theta \cos \theta_0 \cos(k r \sin \theta \sin \varphi)], \quad (14)$$

其中 $k=2\pi/L$, $K=(k^2-\alpha^2)^{1/2}$, α 为标量参数, L 为大时空尺度电流片特征尺度, $\theta_0=\tan^{-1}(\alpha/K)$.

4.2 边界条件和参数设置

研究区域选取半径为12 Mm的半球形空间, 其底部边界位于过渡区顶部. 初始物理参数设定如下: 等离子体温度 $T_0=0.5\times 10^5\sim 1\times 10^6$ K, 背景磁场强度为10–100 Gs, 扰动磁场与初始磁场的比值 $\frac{\delta B}{B_0}$ 为0.08. 数值模拟满足CFL条件, 时空步长比($\frac{\Delta t}{\Delta x}$)设为0.1–0.5. 每个空间步长对应10个电子特征尺度. 每个时间步长对应20000个电子回旋周期(ω_{pe}^{-1}), 总模拟时长为300.00 s. 电流片密度参数(n_0)为 10^{10} cm^{-3} , 背景密度(n_b)与电流片密度比为0.55. 采用自适应格点技术, 研究区域 $D_i^{\zeta} X Q \xi$ 格点规模为 $(x, y, z)=16000\times 3200\times 16000$, 研究区域 $D_i^{\zeta} X Q \xi$ 格点内超粒子总数为 $8000\times 16000\times 8000\times 2^{\hat{n}}$, 格点最小空间尺度为10个电子特征尺度, 格点最小时间尺度为20000个电子回旋周期. 其中 $2^{\hat{n}}$ 为由研究区域数密度决定的密度分布因子($\hat{n}=n_1\times n_2\geq 8$). 离子质量与电子质量比 $\frac{m_i}{m_e}=1863$. 不同尺度下的湍流电阻耗散与湍流黏度耗散参数见表1. 更详细的介绍请参见文献[11–13, 35–39, 49–55].

5 数值模拟

为了描述大时空尺度电流片精细演化三维分形湍流磁重联“三尺度五阶段”的湍流磁场自生成-自组织

过程、湍流流场自反馈-自维持过程及两者之间自治反馈和耦合过程的各向异性, 选取暗条耀斑通量绳从扭曲缠绕、缓慢抬升初发, 到长大并最终进入到脉冲加速相开始的完整过程(0–300 s)中耀斑通量绳缓慢上升相至触发前稳定上升过程阶段(65.6000–71.0667 s)来分析各向异性演化过程[35–39].

磁冻结条件失效后磁通量绳和等离子体通量绳耦不再完全重合, 用磁场强度 $|B|=\sqrt{B_x^2+B_y^2+B_z^2}$ 和流场流速 $|U|=\sqrt{U_x^2+U_y^2+U_z^2}$ 来描述两者湍流演化中的区别. 为满足磁场强度与流场流速对比分析要求, 对模拟结果磁场强度和流场流速作正则归一化, 详见文献[35–39]. 如图4所示, 在相同的演化时刻, 磁通量对应的磁力线与等离子体通量绳的流线不再完全重合. 因此, 大时空尺度电流片三维分形湍流磁重联精细演化各向异性, 需要将二者分别进行研究.

5.1 磁场和流场各向异性磁力线/流线与云图

图5和6的数值模拟云图给出了大时空尺度电流片三维湍流磁重联期间磁通量绳与等离子体通量绳在65.6000–71.0667 s稳定上升时, 在 $r\theta$ 和 $\theta\varphi$ 剖面投影磁通量绳相互作用、等离子体通量绳相互作用, 以及两者之间相互作用.

从图5和6所示的磁通量绳和等离子体通量绳云图对比分析可知, 在相同演化时刻, 磁通量绳和等离子体通量绳相互作用在 $r\theta$ 剖面 and $\theta\varphi$ 剖面呈现不同的融合与分离特性. 相互作用中各向异性体现在两个方面: (1) 磁通量绳和等离子体通量绳的各向异性特性随空间方向(不同剖面)的不同而发生变化, 呈现明显的空间各向异性; (2) 即使在相同的空间方向(剖面), 磁通量绳相互作用的各向异性与等离子体通量绳相互作用的各向异性之间也存在显著差异. 为定量分析磁通量绳相互作用、等离子体通量绳相互作用以及二者耦合过程中的各向异性演化特性, 在图5和6的数值模拟云图基础上, 进一步对磁通量绳与等离子体通量绳相互作用的时空演化及其在 $r\theta$ 剖面 and $\theta\varphi$ 剖面所呈现的磁场各向异性特征, 进行了湍流能谱与湍流强度因子分析.

5.2 磁场和流场各向异性能谱图

在大时空尺度电流片三维分形湍流磁重联各向异

表 1 不同尺度下的无量纲湍流黏性和湍流电阻耗散^{a)}Table 1 Non-dimensional turbulence viscosity and resistance dissipation under different scales^{a)}

Q	ζ	g_{n0}	g_n^{PT}	ζ_n^{TT}	g_{i0}	g_i^{PT}	ζ_i^{TT}
1	$\times 10^{-4}$	$\frac{C_1 E_{\tilde{U}_n}^2}{\epsilon_{\tilde{U}_n}}$	$\frac{C_2 E_{\tilde{U}_n}^2}{\epsilon_{\tilde{U}_n}}$	$\times a$	$\times$	$\times$	$\times$
2, 3	3	$\times 10^{-4}$	$\frac{C_1 E_{\tilde{U}_n}^2}{\epsilon_{\tilde{U}_n}}$	$\frac{C_2 E_{\tilde{U}_n}^2}{\epsilon_{\tilde{U}_n}}$	$\frac{m_i(\kappa T_i)^{5/2}}{C_3 e^4 \ln \Lambda}$	$\frac{C_1 E_{\tilde{U}_i}^2}{\epsilon_{\tilde{U}_i}}$	$\frac{C_2 E_{\tilde{U}_i}^2}{\epsilon_{\tilde{U}_i}}$
4	2	$\times$	$\times$	$\times$	$\frac{m_i(\kappa T_i)^{5/2}}{C_3 e^4 \ln \Lambda}$	1	1
5	2	$\times$	$\times$	$\times$	$\frac{m_i(\kappa T_i)^{5/2}}{C_3 e^4 \ln \Lambda}$	1	1
6	2	$\times$	$\times$	$\times$	$\frac{m_i(\kappa T_i)^{5/2}}{C_3 e^4 \ln \Lambda}$	1	1
g_{e0}	g_e^{PT}	g_e^{TT}	η_n^S	η_n^T	η_i^T	η_e^T	
$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	
$\frac{m_e(\kappa T_e)^{5/2}}{C_3 e^4 \ln \Lambda}$	$\frac{C_2 E_{\tilde{U}_i}^2}{\epsilon_{\tilde{U}_i}}$	$\frac{C_2 E_{\tilde{U}_i}^2}{\epsilon_{\tilde{U}_i}}$	$\eta_{ni}^S b, \eta_{ne}^S c$	$\frac{1}{4\pi\sigma_T} d$	$\frac{1}{4\pi\sigma_T} e$	$\frac{1}{4\pi\sigma_T} f$	
$\frac{m_e(\kappa T_e)^{5/2}}{C_3 e^4 \ln \Lambda}$	1	1	$\eta_{ni}^S \eta_{ne}^S$	$\times$	$\frac{1}{4\pi\sigma_T^i}$	$\frac{1}{4\pi\sigma_T^e}$	
$\frac{m_e(\kappa T_e)^{5/2}}{C_3 e^4 \ln \Lambda}$	1	1	$\eta_{ni}^S \eta_{ne}^S$	$\times$	$\frac{1}{4\pi\sigma_T^i}$	$\frac{1}{4\pi\sigma_T^e}$	
$\frac{m_e(\kappa T_e)^{5/2}}{C_3 e^4 \ln \Lambda}$	1	1	$\eta_{ni}^S \eta_{ne}^S$	$\times$	$\frac{1}{4\pi\sigma_T^i}$	$\frac{1}{4\pi\sigma_T^e}$	

a) $\times$: 不使用. $\eta_{ni}^S = \eta_0 + \eta_1 \frac{|\mathbf{J} \times \mathbf{B}| |\mathbf{U}_i|^2}{|B|^2}$, $\eta_0 = 5.0 \times 10^{-4}$, $\eta_1 = 1.0 \times 10^{-3}$; $\eta_{ne}^S = \eta_0 + \eta_1 \frac{|\mathbf{J} \times \mathbf{B}| |\mathbf{U}_e|^2}{|B|^2}$; $\sigma_T = \frac{\sqrt{3} c \sigma}{\sqrt{3c^2 + 4\pi U L_e}}$, $\mathbf{U} = \frac{\mathbf{U}_n + \mathbf{U}_i + \mathbf{U}_e}{3}$;

$$\sigma_T^i = \frac{\sqrt{3} c \sigma}{\sqrt{3c^2 + 4\pi \mathbf{U}_i L_e}}, \sigma_T^e = \frac{\sqrt{3} c \sigma}{\sqrt{3c^2 + 4\pi \mathbf{U}_e L_e}}, \ln \Lambda = \ln \frac{2}{2e^3} \begin{cases} \left(\frac{\kappa^3 T_e^3}{\pi n_e} \right)^{1/2}, & T_e < 5.8 \times 10^5 \\ 100 \times \left(\frac{\kappa^3 T_e^3}{\pi n_e} \right)^{1/2}, & T_e > 5.8 \times 10^5 \end{cases}$$

性分析中, 基于平均场理论, 将磁场张量 $B(B_x, B_y, B_z)$ 和流场张量 $U(U_x, U_y, U_z)$ 分解为低频平均大量 $\bar{B}(\bar{B}_x, \bar{B}_y, \bar{B}_z)$, $\bar{U}(\bar{U}_x, \bar{U}_y, \bar{U}_z)$ 与高频扰动小量 $\tilde{B}(\tilde{B}_x, \tilde{B}_y, \tilde{B}_z)$, $\tilde{U}(\tilde{U}_x, \tilde{U}_y, \tilde{U}_z)$, 该分解过程由式(9)–(11)实现.

流动属性在流体动力学和磁流体动力学阶段的磁场与流场湍流能谱, 由式(9)–(11)中的低频平均大量计算得出; 而粒子属性微观动力学湍流能谱, 则由式(9)–(11)中的高频扰动小量计算获得. 具体计算流程详见

附录(图a1–a4).

图7和8分别对应磁通量绳(图5)在 $r\theta$ 剖面 and $\theta\varphi$ 剖面融合与分离相互作用下, 湍流能谱从流体动力学尺度 $(E_B^-(k)|_{r\theta}, E_B^-(k)|_{\theta\varphi})$ 、磁流体动力学尺度 $(E_B^-(k)|_{r\theta}, E_B^-(k)|_{\theta\varphi})$, 到微观等离子体动力学尺度的变化过程 $(E_{\tilde{B}}(k)|_{r\theta}, E_{\tilde{B}}(k)|_{\theta\varphi})$.

结果表明, 磁场湍流谱指数在不同物理尺度上呈现出明显的多谱指数分段特征. 具体如下: 图7结果显示, 在流体动力学尺度上, 磁场湍流谱指数 $\alpha_{r\theta}^B|_{\text{HD}}$ 约为

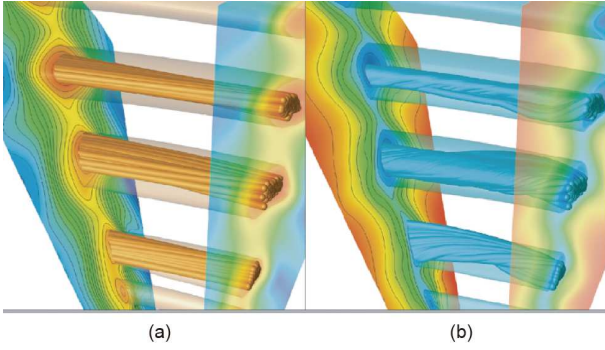


图 4 (网络版彩图)磁冻结条件失效下磁通量绳和等离子体通量绳的拓扑结构. (a) 磁通量绳; (b) 等离子体通量绳^[39]
Figure 4 (Color online) Topological structure of magnetic flux ropes and plasma flux ropes following the breakdown of frozen-in-condition. (a) Magnetic flux ropes; (b) plasma flux ropes [39].

1.40±0.05, 该结果反映了该尺度下磁场湍流通量绳相互扭曲、缠绕湍流在 $r\theta$ 剖面投影特征^[67]. 进入磁流体动力学尺度后, 磁场湍流谱指数 $\alpha_{r\theta}^B|_{\text{MHD}}$ 约为1.67±0.05, 对应磁场湍流通量绳在此尺度相互扭曲、缠绕在 $r\theta$ 剖面上的投影行为^[67]. 当尺度降至离子特征尺度(d_i , 即等离子体统计物理离子动力学尺度), 磁场湍流谱指数 $\alpha_{r\theta}^B|_{\text{KINETIC}}^{d_i}$ 约为2.40±0.05, 此时质子磁场湍流表现为粒子属性, 电子磁场湍流仍表现为流动属性, 该指数反映了此过渡状态下磁场湍流通量绳的扭曲缠绕在 $r\theta$ 剖面中的投影特征^[68]. 当尺度进一步降到电子特征尺度(d_e , 即等离子体统计物理电子动力学尺度), 磁场湍流谱指数 $\alpha_{r\theta}^B|_{\text{KINETIC}}^{d_e}$ 约为3.8±0.1, 此时质子和电子磁场湍流均表现为粒子属性, 对应磁场湍流通量绳在 $r\theta$ 剖面上的投影行为^[69].

图8结果显示, 在流体动力学尺度上, 磁场湍流谱指数 $\alpha_{\theta\phi}^B|_{\text{HD}}$ 约为1.67±0.05, 该结果反映了磁场湍流磁通量绳在该尺度相互扭曲、缠绕湍流在 $\theta\phi$ 剖面投影表现特征^[67]. 进入磁流体动力学尺度后, 磁场湍流谱指数 $\alpha_{\theta\phi}^B|_{\text{MHD}}$ 约为2.20±0.05, 对应于磁场湍流通量绳在磁流体尺度上扭曲缠绕在 $\theta\phi$ 剖面上的投影特征^[67]. 当尺度下降至离子特征尺度(d_i), 磁场湍流谱指数 $\alpha_{\theta\phi}^B|_{\text{KINETIC}}^{d_i}$ 约为2.70±0.05, 此时质子磁场湍流表现为

粒子属性, 电子磁场湍流仍为流动属性, 该指数反映了这一过渡状态下磁场湍流通量绳的扭曲缠绕在 $\theta\phi$ 剖面的投影特征^[68]; 当尺度进一步下降到电子特征尺度(d_e), 磁场湍流谱指数 $\alpha_{\theta\phi}^B|_{\text{KINETIC}}^{d_e}$ 约为4.0±0.1, 质子和电子湍流均表现为粒子属性, 对应磁场湍流通量绳在 $\theta\phi$ 剖面投影行为^[69].

对比 $r\theta$ 剖面与 $\theta\phi$ 剖面的分析结果, 磁场湍流谱指数在流体动力学尺度至磁流体动力学尺度范围内的变化呈现出显著的各向异性特征: $r\theta$ 剖面谱指数 $\alpha_{r\theta}^B|_{\text{HD}}$ 和 $\alpha_{r\theta}^B|_{\text{MHD}}$ 变化较为平缓, 而 $\theta\phi$ 剖面谱指数 $\alpha_{\theta\phi}^B|_{\text{HD}}$ 和 $\alpha_{\theta\phi}^B|_{\text{MHD}}$ 变化则更为剧烈, 二者差异显著. 然而, 在离子动力学尺度至电子动力学尺度范围内, $r\theta$ 剖面谱指数($\alpha_{r\theta}^B|_{\text{KINETIC}}^{d_i}$, $\alpha_{r\theta}^B|_{\text{KINETIC}}^{d_e}$)与 $\theta\phi$ 剖面谱指数($\alpha_{\theta\phi}^B|_{\text{KINETIC}}^{d_i}$, $\alpha_{\theta\phi}^B|_{\text{KINETIC}}^{d_e}$)差异明显减小, 呈现趋近态势.

这一变化趋势与等离子体的属性状态密切相关: 当等离子体主要表现为流体属性时, 不同剖面间谱指数差异显著; 当等离子体表现为粒子属性时, 谱指数差异则趋于弱化. 值得注意的是, 在磁流体动力学尺度与动力学尺度间存在一个谱指数变化速率明显减缓的过渡区域.

上述特征与“三尺度五阶段”模型中湍流磁场的自生成-自组织演化一致. 在自生成阶段(对应离子与电子动力学尺度), 磁场湍流谱指数以高频小幅度扰动为主($E_{\tilde{B}}(k)|_{r\theta}$, $E_{\tilde{B}}(k)|_{\theta\phi}$), 主要由混沌过程激发的线性不稳定性驱动, 局地磁雷诺数较低($R_m|_{\text{KINETIC}} = \frac{U|_{\text{local}} L|_{\text{local}}}{\eta|_{\text{KINETIC}}} \approx 10$), 各向异性特征较弱. 随着时空演化进入自组织阶段, 磁场湍流逐渐向磁流体尺度过渡并最终达到流体动力学尺度. 在此过程中, 磁场湍流谱指数以低频大幅度扰动为主($E_{\tilde{B}}(k)|_{r\theta}$, $E_{\tilde{B}}(k)|_{\theta\phi}$), 湍流相互作用显著增强, 宏观湍流活动加剧, 整体磁雷诺数大幅提升($R_m|_{\text{HD}} = \frac{B|_{\text{global}} L|_{\text{global}}}{\eta|_{\text{HD}}} > R_m|_{\text{MHD}} = \frac{B|_{\text{macro}} L|_{\text{macro}}}{\eta|_{\text{MHD}}} \geq 10^5$), 磁场湍流转为非线性演化主导, 最终发展为充分发育的复杂非线性状态, 各向异性特征也在不同方向上随之显著增强.

图 5 (网络版彩图) 磁通量绳相互作用的时空演化及其在 $r\theta$ 和 $\theta\varphi$ 剖面所呈现的磁场各向异性特征(65.6000 [6512800步]–71.0667 [6602800步] s)

Figure 5 (Color online) Temporal-spatial evolution of magnetic flux ropes interactions and the associated magnetic anisotropy characteristics as revealed in the $r\theta$ and $\theta\phi$ cross-sectional planes ($65.6000 [6512800\Delta t_{fs}] - 71.0667 [6602800\Delta t_{fs}]$ s).

对磁场湍流能谱进一步分析显示, 在相同的演化时间和尺度下, 湍流能谱指数并非恒定, 而是呈现复杂性: 在同一剖面($r\theta$, $\theta\varphi$)的不同尺度区间, 磁场湍流能谱指数不同($E_R^-(k)|_{r\theta}$ 与 $E_{\tilde{R}}^-(k)|_{r\theta}$ 不同, $E_R^-(k)|_{\theta\varphi}$ 与 $E_{\tilde{R}}^-(k)|_{\theta\varphi}$ 不

同); 不同剖面、同一尺度上, 磁场湍流能谱指数也存在差异($E_{\hat{B}}^{-}(k)|_{r\theta}$ 与 $E_{\hat{B}}^{-}(k)|_{\theta\varphi}$ 不同, $E_{\hat{B}}^{-}(k)|_{r\theta}$ 与 $E_{\hat{B}}^{-}(k)|_{\theta\varphi}$ 不同); 值得注意的是, 即便在同一剖面、同一尺度下, 磁场湍流能谱指数仍可能不同. 这表明磁通量绳在三维

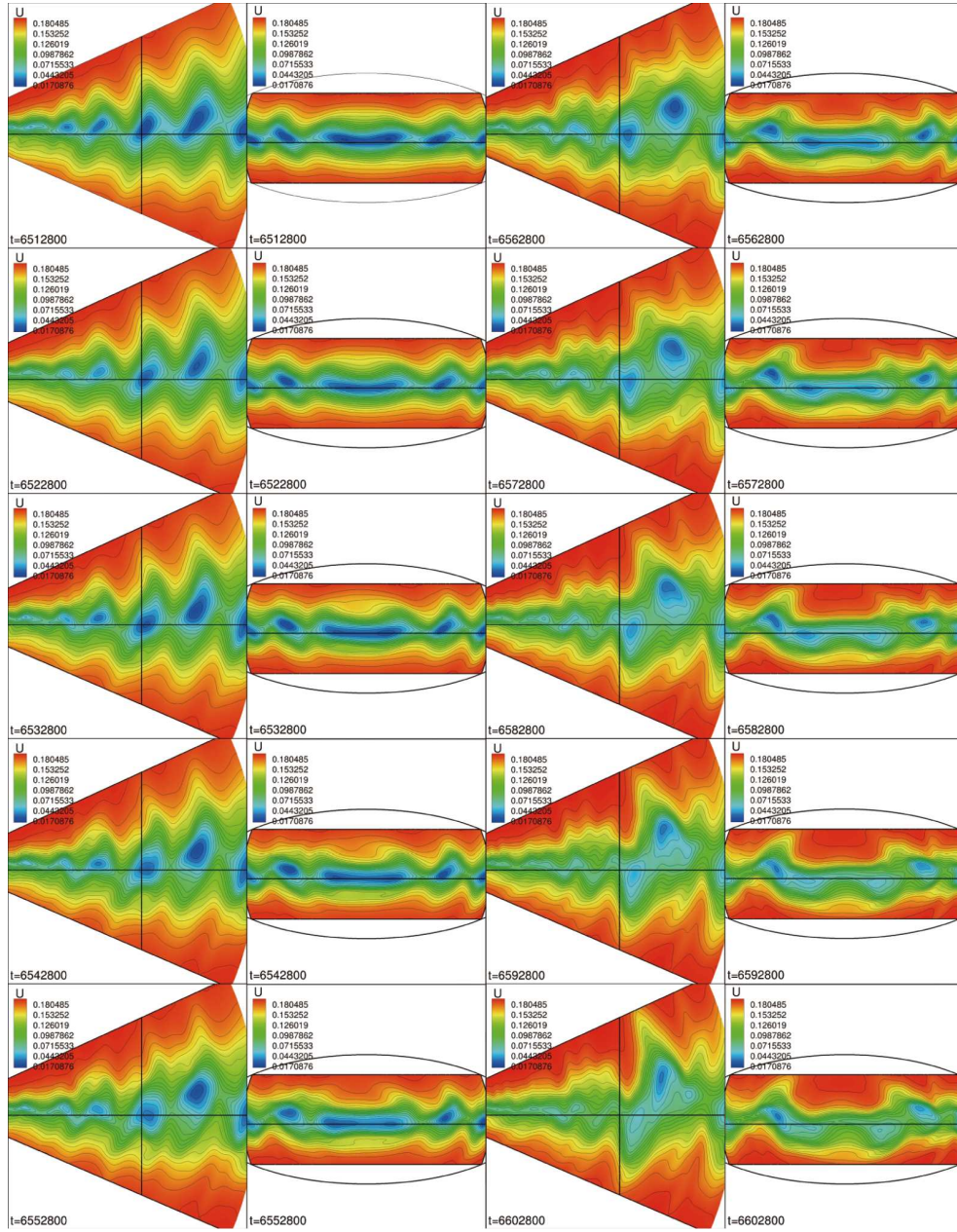


图 6 (网络版彩图)等离子体通量绳相互作用的时空演化及其在 $r\theta$ 和 $\theta\phi$ 剖面所呈现的流场各向异性特征(65.6000 [6512800步]–71.0667 [6602800步] s)

Figure 6 (Color online) Temporal-spatial evolution of plasma flux ropes interactions and the associated flow-field anisotropy characteristics as revealed in the $r\theta$ and $\theta\phi$ cross-sectional planes (65.6000 [6512800 Δt_B]-71.0667 [6602800 Δt_B] s).

演化过程中所呈现出的各向异性属性具有显著的时空依赖性, 其随空间方向和演化时间而变化, 是磁通量绳在时空尺度上普遍存在但非恒定的属性。

图9和10对应流场湍流通量绳(图6)在 $r\theta$ 剖面 and $\theta\phi$ 剖面融合与分离相互作用过程中, 湍流能谱从流体动力学尺度($E_U^-(k)|_{r\theta}$, $E_U^-(k)|_{\theta\phi}$)、磁流体动力学尺度

($E_U^-(k)|_{r\theta}$, $E_U^-(k)|_{\theta\phi}$), 到微观等离子体动力学尺度($E_U^-(k)|_{r\theta}$, $E_U^-(k)|_{\theta\phi}$)的多尺度演化过程。

图9结果显示, 在流体动力学尺度, 流场湍流谱指数 $\alpha_{r\theta}^U|_{HD}$ 约为 1.6 ± 0.05 , 这反映了流场湍流通量绳在该尺度相互扭曲、缠绕湍流在 $r\theta$ 剖面投影所表现特

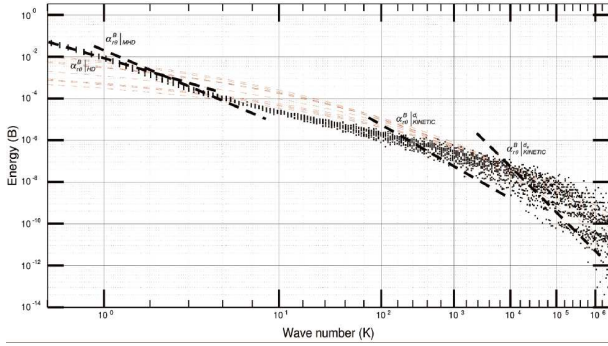


图 7 (网络版彩图)湍流磁场的自生成-自组织过程磁通量绳相互作用时空演化 $r\theta$ 剖面傅里叶空间磁场湍流能谱图($E(K)_{r\theta}^B \propto K^{-\alpha_{r\theta}^B}$, $t=65.6000$ [6512800步]-71.0667 [6602800步] s)

Figure 7 (Color online) Fourier space magnetic turbulence spectral characteristics in the $r\theta$ cross-sectional planes of interacting magnetic flux ropes during the temporal-spatial evolution of self-generation-organization magnetic field structures ($E(K)_{r\theta}^B \propto K^{-\alpha_{r\theta}^B}$, $t=65.6000$ [6512800 Δt_{IS}]-71.0667 [6602800 Δt_{IS}] s).

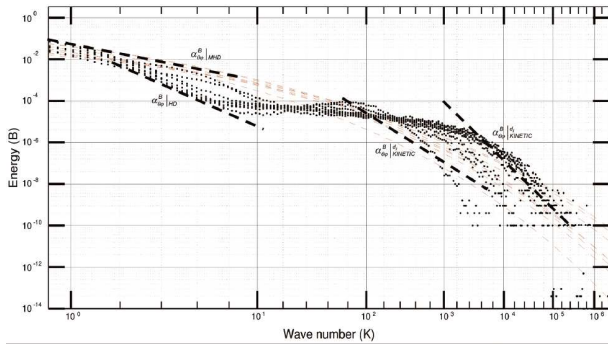


图 8 (网络版彩图)湍流磁场的自生成-自组织过程磁通量绳相互作用时空演化 $\theta\phi$ 剖面傅里叶空间磁场湍流能谱图($E(K)_{\theta\phi}^B \propto K^{-\alpha_{\theta\phi}^B}$, $t=65.6000$ [6512800步]-71.0667 [6602800步] s)

Figure 8 (Color online) Fourier space magnetic turbulence spectral characteristics in the $\theta\phi$ cross-sectional planes of interacting magnetic flux ropes during the temporal-spatial evolution of self-generation-organization magnetic field structures ($E(K)_{\theta\phi}^B \propto K^{-\alpha_{\theta\phi}^B}$, $t=65.6000$ [6512800 Δt_{IS}]-71.0667 [6602800 Δt_{IS}] s).

征^[67]; 在进入磁流体动力学尺度后, 流场湍流谱指数 $\alpha_{r\theta}^U|_{\text{MHD}}$ 约在 2.20 ± 0.05 , 对应流场湍流通量绳在磁流体尺度上扭曲缠绕在 $r\theta$ 剖面上的投影特征^[67]; 当尺度下降至离子特征尺度(d_i), 流场湍流谱指数 $\alpha_{r\theta}^U|_{\text{KINETIC}}^{d_i}$ 约为 2.70 ± 0.05 , 此时质子湍流表现为粒子属性, 而电

子湍流仍为流动属性, 反映了这一过渡状态下流场湍流通量绳的扭曲缠绕在 $r\theta$ 剖面投影特征^[68]. 进一步下降到电子特征尺度(d_e), 流场湍流谱指数 $\alpha_{r\theta}^U|_{\text{KINETIC}}^{d_e}$ 约为 3.9 ± 0.1 , 质子和电子湍流均表现为粒子属性, 对应流场湍流通量绳在 $r\theta$ 剖面上投影结构特征^[69].

图10结果显示, 在流体动力学尺度上, 流场湍流谱指数 $\alpha_{\theta\phi}^U|_{\text{HD}}$ 约为 1.61 ± 0.05 , 这反映了流场湍流通量绳在该尺度相互扭曲、缠绕湍流在 $\theta\phi$ 剖面投影所表现特征^[67]; 进入磁流体动力学尺度后, 流场湍流谱指数 $\alpha_{\theta\phi}^U|_{\text{MHD}}$ 约 2.15 ± 0.05 , 对应流场湍流通量绳在磁流体尺度上扭曲缠绕在 $\theta\phi$ 剖面投影特征^[67]; 当尺度下降至离子特征尺度(d_i), 流场湍流谱指数 $\alpha_{\theta\phi}^U|_{\text{KINETIC}}^{d_i}$ 约为 2.75 ± 0.05 , 此时质子湍流表现为粒子属性, 电子湍流仍为流动属性, 反映了这一过渡状态下流场湍流通量绳的扭曲缠绕在 $\theta\phi$ 剖面投影特征^[68]; 进一步下降到电子特征尺度(d_e), 流场湍流谱指数 $\alpha_{\theta\phi}^U|_{\text{KINETIC}}^{d_e}$ 约为 3.9 ± 0.1 , 质子和电子湍流均表现为粒子属性, 对应流场湍流通量绳在 $\theta\phi$ 剖面投影行为^[69].

对比 $r\theta$ 剖面与 $\theta\phi$ 剖面的分析结果表明, 流场湍流谱指数在流体动力学尺度至磁流体动力学尺度范围内的变化呈现出显著的各向异性特征: $r\theta$ 剖面流场湍流谱指数 $\alpha_{r\theta}^U|_{\text{HD}}$ 和 $\alpha_{r\theta}^U|_{\text{MHD}}$ 变化较为平缓, 而 $\theta\phi$ 剖面流场湍流谱指数 $\alpha_{\theta\phi}^U|_{\text{HD}}$ 和 $\alpha_{\theta\phi}^U|_{\text{MHD}}$ 变化则更为剧烈, 二者差异显著. 然而, 在离子动力学尺度至电子动力学尺度范围内, $r\theta$ 剖面流场湍流谱指数($\alpha_{r\theta}^U|_{\text{KINETIC}}^{d_i}$, $\alpha_{r\theta}^U|_{\text{KINETIC}}^{d_e}$)与 $\theta\phi$ 剖面流场湍流谱指数($\alpha_{\theta\phi}^U|_{\text{KINETIC}}^{d_i}$, $\alpha_{\theta\phi}^U|_{\text{KINETIC}}^{d_e}$)差异明显减小, 呈现趋近态势.

这一变化趋势与等离子体的属性状态密切相关: 当等离子体主要表现为流体属性时, 不同剖面间的谱指数差异显著; 而当等离子体表现为粒子属性时, 谱指数差异则趋于弱化. 值得注意的是, 在磁流体动力学尺度与动力学尺度间也存在一个流场湍流谱指数变化速率明显减缓的过渡区域.

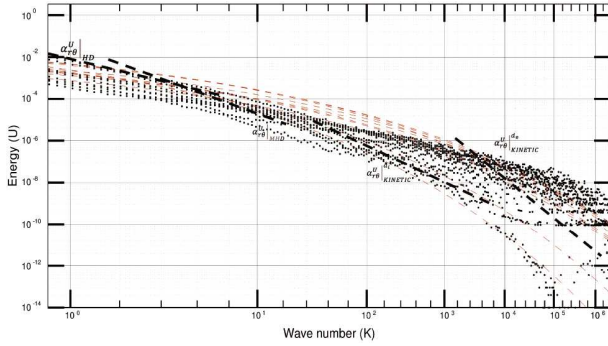


图 9 (网络版彩图)湍流流场的自反馈-自维持过程等离子体通量绳相互作用时空演化 $r\theta$ 剖面傅里叶空间流场湍流能谱图($E(K)_{r\theta}^U \propto K^{-\alpha} \big|_{r\theta}^U$, $t=65.6000$ [6512800步]–71.0667 [6602800步] s)

Figure 9 (Color online) Fourier space plasma turbulence spectral characteristics in the $r\theta$ cross-sectional planes of interacting plasma flux ropes during the temporal-spatial evolution of self-feeding-sustaining plasma motion structures ($E(K)_{r\theta}^U \propto K^{-\alpha} \big|_{r\theta}^U$, $t=65.6000$ [6512800 Δt_{ts}]–71.0667 [6602800 Δt_{ts}] s).

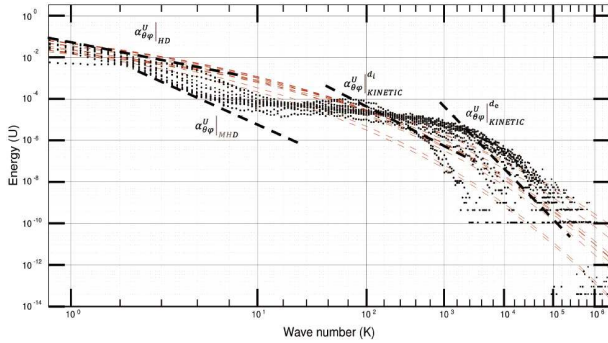


图 10 (网络版彩图)湍流流场的自反馈-自维持过程等离子体通量绳相互作用时空演化 $\theta\phi$ 剖面傅里叶空间流场湍流能谱图($E(K)_{\theta\phi}^U \propto K^{-\alpha} \big|_{\theta\phi}^U$, $t=65.6000$ [6512800步]–71.0667 [6602800步] s)

Figure 10 (Color online) Fourier space plasma turbulence spectral characteristics in the $\theta\phi$ cross-sectional planes of interacting plasma flux ropes during the temporal-spatial evolution of self-feeding-sustaining plasma motion structures ($E(K)_{\theta\phi}^U \propto K^{-\alpha} \big|_{\theta\phi}^U$, $t=65.6000$ [6512800 Δt_{ts}]–71.0667 [6602800 Δt_{ts}] s).

上述特征与“三尺度五阶段”模型中湍流流场的自反馈-自维持演化过程一致. 在自反馈阶段(对应离子与电子动力学尺度), 流场湍流谱指数以高频小幅度扰动为主($E_{\tilde{U}}(k)|_{r\theta}$, $E_{\tilde{U}}(k)|_{\theta\phi}$), 主要由混沌过程激发的线性不稳定性驱动, 局地磁雷诺数较低($R_e|_{\text{KINETIC}} =$

$\frac{U|_{\text{local}} L|_{\text{local}}}{\eta|_{\text{KINETIC}}} \approx 10$), 各向异性特征较弱. 随着时空演化进

入自维持阶段, 流场湍流逐渐向磁流体尺度过渡并最终达到流体动力学尺度. 在此过程中, 流场湍流谱指数以低频大幅度扰动为主($E_{\tilde{U}}(k)|_{r\theta}$, $E_{\tilde{U}}(k)|_{\theta\phi}$), 湍流相互作用显著增强, 宏观湍流活动加剧, 整体雷诺数大幅提升

$$(R_m|_{\text{HD}} = \frac{U|_{\text{global}} L|_{\text{global}}}{\eta|_{\text{HD}}} > R_m|_{\text{MHD}} = \frac{U|_{\text{macro}} L|_{\text{macro}}}{\eta|_{\text{MHD}}} \geq 10^5),$$

流场湍流转为非线性演化主导, 最终发展为充分发育的复杂非线性状态, 各向异性特征也在不同方向上随之显著增强.

对流场湍流能谱进一步分析显示, 等离子体通量绳在 $r\theta$ 剖面 and $\theta\phi$ 剖面投影下的湍流能谱曲线, 其能谱指数均随尺度减小而增大, 反映出能量密度随尺度降低而减弱, 呈现出显著的分形级联耗散特征. 值得注意的是, 不同剖面、不同尺度区间内表现出不同的流场湍流能谱指数, 且同一演化时刻下的能谱指数分布表现为系统异性: 同一剖面、不同尺度下的流场湍流能谱指数不同(即 $E_{\tilde{U}}(k)|_{r\theta}$ 与 $E_{\tilde{U}}(k)|_{\theta\phi}$ 不同, $E_{\tilde{U}}(k)|_{\theta\phi}$ 与 $E_{\tilde{U}}(k)|_{\theta\phi}$ 不同), 而在同一尺度、不同剖面间的流场湍流能谱指数也存在明显区别($E_{\tilde{U}}(k)|_{r\theta}$ 与 $E_{\tilde{U}}(k)|_{\theta\phi}$ 不同, $E_{\tilde{U}}(k)|_{r\theta}$ 与 $E_{\tilde{U}}(k)|_{\theta\phi}$ 不同); 上述能谱指数的空间分布差异揭示, 等离子体通量绳在三维演化过程中表现出显著的空间各向异性. 在同一时间点, 不同空间方向上的各向异性特征不尽相同; 而在同一空间方向上, 各向异性特性也随时间演化而发生改变. 等离子体通量绳的各向异性具有动态演变的特点, 其属性随时间和空间尺度的不同而发生系统性变化.

5.3 磁场和流场各向异性湍流强度因子

在定量分析磁通量绳与等离子体通量绳在三维时空尺度演化过程中的湍流能谱基础上, 本文进一步对磁场湍流的自生成-自组织过程、流场湍流的自反馈-自维持过程及两者间自洽与自耦合演化中的湍流强度因子进行了定量研究. 图11和12分别给出了磁场与流场的湍流强度因子在流体动力学-磁流体动力学-微观动力学多尺度耦合体系中的三维空间分布特征, 以及二者在不同尺度上随时间演化的过程.

图11结果显示, 在排除数值误差影响后, “三尺度五阶段”模型中磁场湍流强度因子变化规律如下: 在流

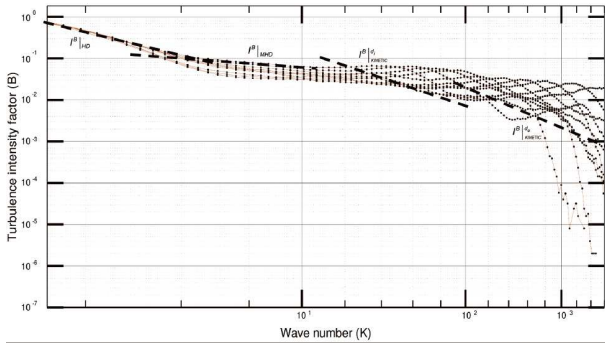


图 11 (网络版彩图)湍流磁场的自生成-自组织过程磁通量绳相互作用时空演化傅里叶空间磁场湍流强度因子(I^B , $t=65.6000$ [6512800步]–71.0667 [6602800步] s)

Figure 11 (Color online) Turbulence intensity factor characteristics in Fourier space during the interaction of magnetic flux ropes throughout the temporal-spatial evolution of self-generation-organization magnetic field structure (I^B , $t=65.6000$ [6512800 Δt_{ts}]–71.0667 [6602800 Δt_{ts}] s).

体动力学尺度上, 磁场湍流强度因子 $I^B|_{HD}$ 约为 1.10 ± 0.05 , 这反映了磁场湍流通量绳在该尺度相互扭曲、缠绕湍流完全充分发育^[70–74]; 进入磁流体动力学尺度后, 磁场湍流强度因子 $I^B|_{MHD}$ 约为 1.00 ± 0.05 , 磁场湍流强度相比流体动力学尺度有所减弱^[59,70,71]; 尺度降至离子特征尺度时(d_i), 磁场湍流强度因子 $I^B|_{KINETIC}^{d_i}$ 约为 1.3 ± 0.05 , 显示磁场湍流通量绳的扭曲缠绕变得更加剧烈; 进一步进入电子特征尺度后(d_e), 磁场湍流强度因子 $I^B|_{KINETIC}^{d_e}$ 约为 1.5 ± 0.1 , 表明磁场湍流的扭曲缠绕进一步增强^[59,70,71].

图12结果显示, 在排除数值误差影响后, “三尺度五阶段”模型中流场湍流强度因子变化规律如下: 在流体动力学尺度上, 流场湍流强度因子 $I^U|_{HD}$ 约为 1.32 ± 0.05 , 这反映了等离子体通量绳在该尺度相互扭曲、缠绕湍流完全充分发育成熟阶段^[70–74]; 进入磁流体动力学尺度后, 流场湍流强度因子 $I^U|_{MHD}$ 约为 1.00 ± 0.05 , 流场湍流强度相比流体动力学尺度有所减弱^[59,70,71]; 尺度降至离子特征尺度时(d_i), 流场湍流强度因子 $I^U|_{KINETIC}^{d_i}$ 约为 1.3 ± 0.05 , 显示等离子体通量绳的扭曲缠绕变得更加剧烈; 进一步进入电子特征尺度后

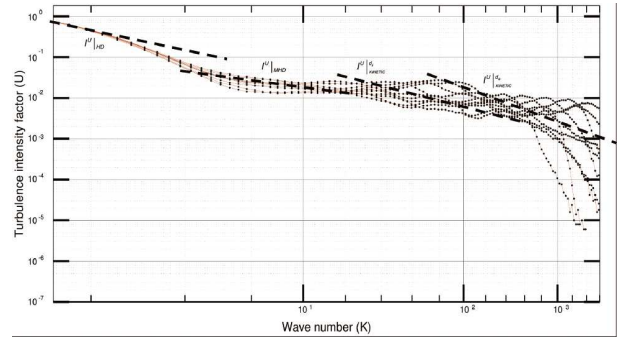


图 12 (网络版彩图)湍流流场的自反馈-自维持过程等离子体通量绳相互作用时空演化傅里叶空间流场湍流强度因子(I^U , $t=65.6000$ [6512800步]–71.0667 [6602800步] s)

Figure 12 (Color online) Turbulence intensity factor characteristics in Fourier space during the interaction of plasma flux ropes throughout the temporal-spatial evolution of self-feeding-sustaining plasma motion structure (I^U , $t=65.6000$ [6512800 Δt_{ts}]–71.0667 [6602800 Δt_{ts}] s).

(d_e), 流场湍流强度因子 $I^U|_{KINETIC}^{d_e}$ 约为 1.5 ± 0.1 , 表明流场湍流的扭曲缠绕进一步增强^[59,70,71].

5.4 结果分析

从磁通量绳和等离子体通量绳的磁场和流场强度云图、磁场和流场湍流能谱, 及其各自湍流强度因子模拟结果分析可知, 当综合考虑磁场湍流的自生成-自组织过程、流场湍流的自反馈-自维持过程以及二者间自洽与自耦合机制后, 可以定量研究大时空尺度电流片三维分形磁重联耗散区, 冻结条件失效后非理想等离子体于流体动力学磁流体动力学动理学多尺度耦合过程各向异性特征精细演化过程。

在大时空尺度电流片的三维湍流磁重联精细演化过程中, 在不同剖面($r\theta$, $\theta\phi$), 湍流能谱从流体动力学尺度、磁流体动力学尺度到微观动理学尺度均呈现出显著的各向异性特征; 在相同剖面上, 不同尺度上的湍流能谱指数呈现明显差异, 且随着空间尺度的减小, 各向异性行为更加显著。湍流强度因子随尺度减小而增大的背景下, 各尺度上的湍流能谱分布均展现出明显的空间各向异性特征。在湍流强度较高的区域, 磁通量绳和等离子体通量绳相互作用(碰撞、融合、长大)更为剧烈, 高能粒子在这些区域中也更易获得更长加速时间和更多相互碰撞机会, 从而获得更高能量。

湍流能谱分析进一步揭示, 在“三尺度五阶段”模型中, 磁场与流场湍流能谱均呈现多幂律特征, 且二

者均包含一个“软-硬-软”的变化过程^[40-42,46,59]. 湍流能谱变化规律虽与高能粒子加速能谱的“软-硬-软”有相似表现, 但物理本质存在差异^[35,70-74].

磁场和流场湍流的谱指数“软-硬-软”过程, 从物理上反映了连续尺度演化过程中, 等离子体统计物理离子与电子动力学尺度上的磁场湍流自生成和流场湍流自反馈机制, 与磁流体动力学及流体动力学尺度上的磁场湍流自组织和流场湍流自维持在物理机制上是不一样的. 前者主要体现了磁场与流场中高频小幅度扰动在湍流发育阶段的作用, 而后者则主要表现为磁场与流场中低频大幅度成分对湍流维持的具体贡献.

此外, 磁场湍流能谱与流场湍流能谱中的“软-硬-软”变化规律并不完全相同. 这反映出导致能量耗散的湍流电阻耗散和湍流黏性耗散在流体动力学尺度、磁流体动力学尺度以及微观动力学尺度上的具体大小存在差异, 从而影响了二者的谱演化特征^[11,12].

对比磁场湍流能谱曲线(图7和8)与流场湍流能谱曲线可知(图9和10), 磁场湍流在各尺度范围内的各向异性均较流场湍流更为显著. 湍流强度因子分析结果显示(图11和12), 磁场与等离子体流场的湍流强度因子变化趋势相似但强度因子大小不同. 二者在不同尺度上均呈现出显著的各向异性, 且该特性随时间缓慢演化.

这与Goldreich和Sridhar^[58]在1995年提出的等离子体流动属性磁流体动力学尺度湍流各向异性遵循简单标度关系(湍流能量在平行和垂直于磁场方向上的分布规律存在显著差异)不同, 更与Kolmogorov^[75]在1941年提出的流动属性流体在流体动力学尺度上的能谱分布规律不同. 这些都是由于考虑到“三尺度五阶段”模型后等离子体连续耦合尺度的控制方程与Goldreich & Sridhar和Kolmogorov控制方程不同所导致的.

同时, 这些模拟结果与大时空尺度电流片的三维湍流磁重联耗散区中, 当冻结条件失效后, 磁场与等离子体不再保持完全耦合状态, 二者的各向异性特性也随之不再保持耦合状态, 其演化过程与连续耦合尺度的实际情况相吻合.

6 结论

本研究首次应用基于等离子体统计物理理论框架下的改进RHPIC-LBM数值方法和程序, 在国产自主可

控超算平台上, 对同时考虑“流体动力学-磁流体动力学-微观动力学耦合尺度”和“湍流自洽与自耦合”情形的大时空尺度电流片的三维湍流磁重联精细演化过程、各向异性湍流能谱和湍流强度因子开展系统定量研究, 给出“三尺度五阶段”模型中各向异性的具体演化路径. 主要结论如下:

(1) 当同时考虑磁场湍流与流场湍流自洽与自耦合作用时, 系统的各向异性行为相较于以往仅考虑等离子体流体属性的流体动力学与磁流体动力学模型要复杂得多. 本文首次给出了在包含湍流磁场自生成-自组织、湍流流场自反馈-自维持以及二者相互耦合作用下, 流体动力学-磁流体动力学-动力学耦合尺度各向异性属性的演化规律.

(2) 基于本研究各向异性定量分析结果, 为深入探索高能粒子(特别是GeV量级粒子)的湍流加速机制(湍流激波加速、湍流费米加速和湍流波-粒子相互作用加速)提供了理论基础和前提. 例如, (a) 高能粒子若要被加速至更高能级, 其加速过程通常需要更长的加速时间, 且在加速区的加速轨迹更为复杂(图13). 在此过程中, 粒子得以反复与多个不同时空尺度的磁通量绳和等离子体通量绳相互作用进而从中获取更高的能量. (b) 电流片内部的磁场湍流与流场湍流在不同方向上呈现出显著的梯度差异, 部分区域梯度变化剧烈, 呈现出强烈的各向异性特征. 在特定的演化时段和空间区域内, 被加速粒子的特征尺度(高能粒子与区域内集体电磁场相互作用的特征尺度)可能与库仑碰撞平均自由程特征尺度相当, 致使碰撞效应不可忽略, 磁场与高能粒子间自洽反馈耦合作用也趋于显著, 此时湍流

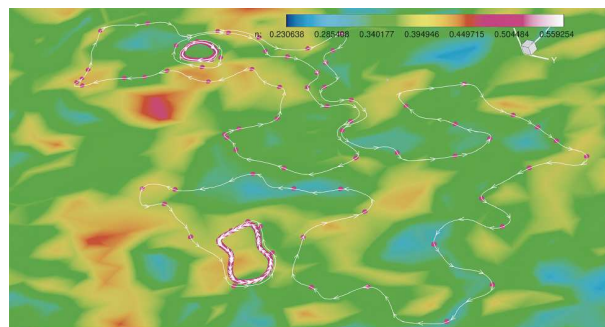


图 13 (网络版彩图)高能粒子穿越多个磁岛时的复杂运动轨迹模拟图

Figure 13 (Color online) Simulated complex trajectories of energetic particles traversing multiple magnetic islands.

波-粒子相互作用加速机制的重要性进一步凸显. 上述现象在高能级粒子加速过程中尤为关键, 必须在理论分析与数值模拟中予以充分考虑.

(3) 为解决现有经典加速模型与数值实验结果所预测的高能粒子加速机制及加速能级与观测结果不符的问题提供了新的可能途径. 基于本文中“三尺度五阶段”湍流电阻耗散与湍流黏度耗散的各向异性研究结果, 有望通过构建更精细的加速模型和数值实验, 模拟出与观测现象相吻合的高能粒子加速行为, 如帕克太阳探针与太阳轨道飞行器所报道的特征(粒子加速时间达100 s、每秒加速粒子 10^{35} – 10^{36} 个、电子能量达100 MeV、质子能量达10 GeV).

同时, 本研究也有助于进一步厘清湍流激波加速、湍流费米加速以及湍流波-粒子相互作用等机制在高能粒子不同加速能级段中的具体作用.

7 展望

太阳耀斑爆发和日冕物质抛射过程中所涉及的大时空尺度电流片三维分形湍流磁重联, 涵盖了磁通量绳/等离子体通量绳的形成、爆发前阶段、爆发时刻及爆发后演化等完整过程. 具体而言, 该过程始于磁对消作用下的磁通量绳/等离子体通量绳形成, 随后经历准静态相和缓慢上升相, 直至达到触发条件并进入脉冲加速阶段. 目前的研究主要聚焦于爆发前的缓慢稳定上升阶段, 该阶段尚无法完整反映耀斑爆发和日冕物质抛射的全过程. 因此, 后续研究有必要将分析范围扩展至从缓慢演化到触发的转变过程, 以及从触发到物质抛射的动态演化阶段, 从而系统揭示整个能量

释放与粒子加速的物理机制.

太阳耀斑爆发和日冕物质抛射过程中的大时空尺度电流片三维分形湍流磁重联涉及的时空尺度很大, 特别是当同时考虑到流体动力学、磁流体动力学、微观动理学耦合尺度时, 即使目前改进RHPIC-LBM从理论基础和数值模拟角度可以实现这个全过程的模拟, 但巨大的计算需求也严重限制了实际模拟尺度, 这也限制了数值模拟结果更深入地解释真实的太阳耀斑爆发和日冕物质抛射的物理机制.

同时, 在研究高能粒子加速机制(特别是湍流激波加速、湍流费米加速以及湍流波-粒子相互作用等机制在不同能段中的作用)时, 仅采用完全电离的电子-质子双流体模型已明显不足. 高能粒子具有多组分、多丰度与多同位素的特征, 其中占太阳大气约25%的氢组分尤其不可忽略.

这要求进一步优化RHPIC-LBM方法与程序, 以便在现有国产超算资源允许的范围内, 对更复杂的模型开展研究(不同电离态, 同位素加速分馏), 从而获得更接近真实物理过程的模拟结果.

随着我国深空探测事业的不断推进, 包括空间电磁探测卫星(张衡一号二星)、风云四号D星高能粒子探测卫星、景东120 m射电望远镜(建设中), 以及规划于“十五五”期间发射的夸父二号太阳极轨探测器在内的多项重要任务将陆续实施. 届时, 对太阳大气磁场和高能粒子的观测能力将大幅提升, 所获得的数据也将极大丰富. 这些高质量观测资料, 将为通过数值模拟手段研究大时空尺度下电流片三维湍流磁重联的连续尺度耦合过程以及其内部复杂的湍流物理机制提供至关重要的观测支持.

致谢 感谢中国科学院云南天文台射电天文与VLBI团组、云南省中马HF-VHF先进射电天文技术国际联合实验室提供的观测数据支持; 感谢国家超级计算广州中心、天津中心、中国科学院中心、成都中心以及中科曙光(Sugon)超级计算中心提供的实验条件. 特别感谢国防科学技术大学飞腾信息技术有限公司(Phytium)唐遇星博士与何文丹老师给予的指导与支持. 谨以此文纪念David Alexander Yuen教授(1948–2023).

参考文献

- 1 Gan W Q, Wang D Y. Solar High-Energy Physics (in Chinese). 2nd ed. Beijing: Science Press, 2016 [甘为群, 王德焯. 太阳高能物理. 第2版. 北京: 科学出版社, 2016]
- 2 Lin Y Z. Introduction to Solar Physics (in Chinese). Beijing: Science Press, 2000 [林元章. 太阳物理导论. 北京: 科学出版社, 2000]
- 3 Tu C Y, Zong Q G, Zhou X Z. Solar-Terrestrial Space Physics (in Chinese). 2nd ed. Beijing: Science Press, 2020 [涂传诒, 宗秋刚, 周煦之. 日地空间物理学. 第2版. 北京: 科学出版社, 2020]

- 4 Yu W H, Li Y P, Gan W Q. Statistical studies on modified Neupert effect (in Chinese). *Acta Astron Sin*, 2020, 61: 1–13 [于文惠, 李友平, 甘为群. 修正的Neupert效应. *天文学报*, 2020, 61: 1–13]
- 5 Chen P F. Perspectives on the promotion of solar physics (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2021, 51: 119632 [陈鹏飞. 对太阳物理发展趋势的展望. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2021, 51: 119632]
- 6 Li C, Wang W B, Chen P F. Observations and simulations of self-organized criticality phenomena in astrophysics (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2022, 52: 269501 [李川, 王文博, 陈鹏飞. 天体物理中自组织临界现象的观测和模拟. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2022, 52: 269501]
- 7 Li L P. Tadpole-like downflows: A new mechanism for plasma heating in the flaring solar corona (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2021, 51: 119631 [李乐平. 太阳耀斑区等离子体加热的一种新方式——“蝌蚪撞日”. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2021, 51: 119631]
- 8 Liu S M. Acceleration of charged energetic particles in the Universe (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2015, 45: 119509 [刘四明. 宇宙中高能带电粒子的加速. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2015, 45: 119509]
- 9 Wang J X, Zhang Y Z, He H, et al. Cluster of solar active regions and onset of coronal mass ejections. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2015, 58: 599601
- 10 Chen Y. Fundamentals of Plasma Physics (in Chinese). Beijing: Science Press, 2019 [陈耀. 等离子体物理学基础. 北京: 科学出版社, 2019]
- 11 Ma Z K. Fine-Structure Investigation of the Turbulence-Induced Dissipation-Diffusion in the Flare Current Sheet Based on the Filter Theory in Turbulence (in Chinese). Dissertation for Master's Degree. Beijing: University of Chinese Academy of Sciences, 2025 [马志阔. 基于平均场理论大时空尺度电流片精细演化湍流耗散研究. 硕士学位论文. 北京: 中国科学院大学, 2025]
- 12 Ma Z K, Fu Z H, Li Y, et al. Investigation of dissipation-diffusion on the fine structures of the turbulent current sheets in solar flares/CMEs (in Chinese). *Adv Astron*, 2025, 43: 533–557 [马志阔, 付泽华, 李燕, 等. 大尺度电流片精细演化湍流耗散研究进展. *天文学进展*, 2025, 43: 533–557]
- 13 Zhu B J, Lin J. Applications and development in particle-in-cell methods for investigating large-scale turbulent magnetic reconnection (in Chinese). *Adv Astron*, 2017, 18: 459–476 [朱伯靖, 林隽. 粒子云网格方法在大尺度湍流磁重联研究中的应用和进展. *天文学进展*, 2017, 18: 459–476]
- 14 Wang L H. Solar Impulsive Energetic Electron Events. Dissertation for Doctoral Degree. Berkeley: University of California, 2009
- 15 Wang L, Krucker S, Mason G M, et al. The injection of ten electron³He-rich SEP events. *Astron Astrophys*, 2016, 585: A119
- 16 Wang L, Yang L, He J, et al. Solar wind ~20–200 keV superhalo electrons at quiet times. *Astrophys J*, 2015, 803: L2
- 17 Fu H S, Khotyaintsev Y V, Vaivads A, et al. Energetic electron acceleration by unsteady magnetic reconnection. *Nat Phys*, 2013, 9: 426–430
- 18 Xie Z K, Zong Q G, Yue C, et al. Electron scale coherent structure as micro accelerator in the Earth's magnetosheath. *Nat Commun*, 2024, 15: 886
- 19 Reames D V. Sixty years of element abundance measurements in solar energetic particles. *Space Sci Rev*, 2021, 217: 1–27
- 20 Reames D V. Solar energetic particles: Spatial extent and implications of the H and He abundances. *Space Sci Rev*, 2022, 218: 48
- 21 Nitta N V, Bučík R, Mason G M, et al. Solar activities associated with ³He-rich solar energetic particle events observed by Solar Orbiter. *Front Astron Space Sci*, 2023, 10: 1148467
- 22 Whitman K, Egeland R, Richardson I G, et al. Review of solar energetic particle prediction models. *Adv Space Res*, 2023, 72: 5161–5242
- 23 Reames D V. Fifty years of ³He-rich events. *Front Astron Space Sci*, 2021, 8: 760261
- 24 Kowalski A. Advancements in models and observations of solar and stellar flares at their extremes. In: Proceedings of the International Astronomical Union Symposium 400: Solar and Stellar Multi-Scale Activity. Medellin, 2025
- 25 Zhu B J. Multi-component-abundance-isotope SEPs acceleration from hydro-dynamic-kinetic coupled scales fractal current sheets in solar flares/CMEs. In: Proceedings of the International Astronomical Union Symposium 400: Solar and Stellar Multi-Scale Activity. Medellin, 2025
- 26 Zhu B J. Early warning system of SEP-induced space weather disasters with the observational data-driven multi-component-abundance-isotope model through plasma statistical physics theoretical framework on the supercomputer. In: Proceedings of the International Astronomical Union Symposium 400: Solar and Stellar Multi-Scale Activity. Medellin, 2025
- 27 Kouloumvakos A, Mason G M, Ho G C, et al. Solar energetic particle events with extremely high ³He content observed by solar orbiter. *Astrophys J*, 2025, 983: 67
- 28 Wang C, Wang Y M, Tian H, et al. Strategic study for the development of space physics (in Chinese). *Chin J Space Sci*, 2023, 43: 9–42 [王赤, 汪毓明, 田晖, 等. 空间物理学学科发展战略研究. *空间科学学报*, 2023, 43: 9–42]

- 29 Wu W R, Wang C, Liu Y, et al. Frontier scientific questions in deep space exploration (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2023, 68: 606–627 [吴伟仁, 王赤, 刘洋, 等. 深空探测之前沿科学问题探析. 科学通报, 2023, 68: 606–627]
- 30 Wang C, Fan Q L. Review of 2024 global space science activities (in Chinese). *Sci Technol Rev*, 2025, 43: 32–46 [王赤, 范全林. 2024年空间科学与深空探测回眸. 科技导报, 2025, 43: 32–46]
- 31 Wang C, Song T T, Cao S, et al. Review of 2025 global space science activities (in Chinese). *Sci Technol Rev*, 2026, 44: 32–43 [王赤, 宋婷婷, 曹松, 等. 2025年空间科学与深空探测热点回眸. 科技导报, 2026, 44: 32–43]
- 32 Shibata K, Tanuma S. Plasmoid-induced-reconnection and fractal reconnection. *Earth Planet Space*, 2001, 53: 473–482
- 33 Tajima T, Shibata K. *Plasma Astrophysics (Frontiers in Physics)*. Cambridge: CRC Press, 2002
- 34 Shibata K, Takasao S. Fractal reconnection in solar and stellar environments. In: Gonzalez W, Parker E, eds. *Magnetic Reconnection. Astrophysics and Space Science Library*, Vol 427. Cham: Springer, 2016. 373–407
- 35 Zhu B J, Yan H, Yuen A D, et al. Electron acceleration in interaction of magnetic islands in large temporal-spatial turbulent magnetic reconnection. *Earth Planet Phys*, 2019, 3: 17–25
- 36 Zhu B, Yan H, Zhong Y, et al. Relativistic HPIC-LBM and its application in large temporal-spatial turbulent magnetic reconnection. Part I. Model development and validation. *Appl Math Model*, 2020, 78: 932–967
- 37 Zhu B, Yan H, Zhong Y, et al. Relativistic HPIC-LBM and its application in large temporal-spatial turbulent magnetic reconnection. Part II. Role of turbulence in the flux rope interaction. *Appl Math Model*, 2020, 78: 968–988
- 38 Zhu B, Ma Z, Wang W, et al. Fine-structure investigation of turbulence-induced dissipation-diffusion in a nanoflare-loop with improved relativistic hybrid particle-in-cell and lattice Boltzmann method. II. Turbulence and instabilities. *Phys Fluids*, 2025, 37: 117120
- 39 Zhu B, Ma Z, Wang W, et al. Fine-structure investigation of turbulence-induced dissipation-diffusion in a nanoflare-loop with improved relativistic hybrid particle-in-cell and lattice Boltzmann method. Part I: Explicit expression and model. *Phys Fluids*, 2025, 37: 117119
- 40 Onofri M, Malara F. Evolution of anisotropic turbulence in nonlinear magnetic reconnection. *Phys Rev E*, 2008, 78: 016402
- 41 Onofri M, Veltri P, Malara F. Development and anisotropy of three-dimensional turbulence in a current sheet. *Phys Plasmas*, 2007, 14: 062304
- 42 Leonardis E, Chapman S C, Daughton W, et al. Identification of intermittent multifractal turbulence in fully kinetic simulations of magnetic reconnection. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 205002
- 43 Loureiro N F, Boldyrev S. Role of magnetic reconnection in magnetohydrodynamic turbulence. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 245101
- 44 DuBois A M, Almagri A F, Anderson J K, et al. Anisotropic electron tail generation during tearing mode magnetic reconnection. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 075001
- 45 Franci L, Papini E, Micera A, et al. Anisotropic electron heating in turbulence-driven magnetic reconnection in the near-Sun solar wind. *Astrophys J*, 2022, 936: 27
- 46 Huang Y M, Bhattacharjee A. Turbulent magnetohydrodynamic reconnection mediated by the plasmoid instability. *Astrophys J*, 2016, 818: 20
- 47 Agudelo Rueda J A, Verscharen D, Wicks R T, et al. Energy transport during 3D small-scale reconnection driven by anisotropic plasma turbulence. *Astrophys J*, 2022, 938: 4
- 48 Servidio S, Matthaeus W H, Wan M, et al. Complexity and diffusion of magnetic flux surfaces in anisotropic turbulence. *Astrophys J*, 2014, 785: 56
- 49 Fu Z H, Zhu B J, Li Y, et al. A new ARM-based CPU implementation of the RHPIC-LBM code. In: *Proceedings of the XXXII IAU General Assembly*. Cape Town, 2024
- 50 Wang W, Zhu B J. HIP-based heterogeneous parallel 3D LBM fluid simulator (HIP-LBM3D) V1.0. No. 2023SR0533996, 2023-03-06
- 51 Wang W, Zhu B J. HIP-based heterogeneous parallel 3D LBM MHD simulator (HIP-MHDLBM) V1.0. No. 2024SR2094116, 2024-12-16
- 52 Zhu B J, Li Y, Ma Z K, et al. Scalable simulations of 3D turbulence fine structure in nanoflare using a novel plasma statistical algorithm. In: *Proceedings of the 5th International Conference on Statistics: Theory and Applications (ICSTA'23)*. London, 2023
- 53 Yan H, Zhu B J, Zhong Y, et al. A new fluid numerical RHPIC-LBM algorithm from statistical physics. PRC Patent, 20231118994.2
- 54 Zhu B J, Wang W. Dynamic-magnetohydrodynamic-kinetic coupled algorithm for RHPIC-LBM code. PRC Patent, 202511005823.8, 2026-04-10
- 55 Zhu B J, Li Y, Ma Z K, et al. Software development of GeV-level-SEPs-induced extreme space weather disasters with plasma statistical physics theoretical model on domestic DCU accelerator heterogeneous supercomputer. In: *Progress Report on China Nuclear Science Technology: Computational Physics*. Beijing: Science and Technology Literature Press, 2024. 1–40
- 56 Montgomery D, Matthaeus W H. Anisotropic modal energy transfer in interstellar turbulence. *Astrophys J*, 1995, 447: 706–707

- 57 Sridhar S, Goldreich P. Toward a theory of interstellar turbulence. I: Weak Alfvénic turbulence. *Astrophys J*, 1994, 432: 612
- 58 Goldreich P, Sridhar S. Toward a theory of interstellar turbulence. II: Strong Alfvénic turbulence. *Astrophys J*, 1995, 438: 763
- 59 Bárta M, Büchner J, Karlický M, et al. Spontaneous current-layer fragmentation and cascading reconnection in solar flares. I. Model and analysis. *Astrophys J*, 2011, 737: 24
- 60 Gan W Q, Leibacher J, Mandrini C H, et al. ASO-S mission: Inflight performance and first results. *Sol Phys*, 2025, 300: 59
- 61 Chen H, Zhang J, Li L, et al. Tether-cutting reconnection between two solar filaments triggering outflows and a coronal mass ejection. *Astrophys J Lett*, 2016, 818: L27
- 62 DeVore C R, Antiochos S K. Dynamical formation and stability of helical prominence magnetic fields. *Astrophys J*, 2000, 539: 954–963
- 63 Kusano K, Bamba Y, Yamamoto T T, et al. Magnetic field structures triggering solar flares and coronal mass ejections. *Astrophys J*, 2012, 760: 31
- 64 Longcope D W, Forbes T G. Breakout and tether-cutting eruption models are both catastrophic (sometimes). *Sol Phys*, 2014, 289: 2091–2122
- 65 Moore R L, Sterling A C, Hudson H S, et al. Onset of the magnetic explosion in solar flares and coronal mass ejections. *Astrophys J*, 2001, 552: 833–848
- 66 Wang H, Liu C. Structure and evolution of magnetic fields associated with solar eruptions. *Res Astron Astrophys*, 2015, 15: 145–174
- 67 Dong C, Wang L, Huang Y M, et al. Reconnection-driven energy cascade in magnetohydrodynamic turbulence. *Sci Adv*, 2022, 8: eabn7627
- 68 Zharkova V, Xia Q. Kinetic plasma turbulence generated in a 3D current sheet with magnetic islands. *Front Astron Space Sci*, 2021, 8: 665998
- 69 Zhang H, Sironi L, Giannios D, et al. The origin of power-law spectra in relativistic magnetic reconnection. *Astrophys J Lett*, 2023, 956: L36
- 70 Zank G P, Zhao L L, Adhikari L, et al. Turbulence transport in the solar corona: Theory, modeling, and Parker Solar Probe. *Phys Plasmas*, 2021, 28: 080501
- 71 Park J Y, Yoon Y D, Hwang Y S. Kinetic turbulence drives MHD equilibrium change via 3D reconnection. *Nature*, 2025, 644: 59–63
- 72 Turkmani R, Cargill P J, Galsgaard K, et al. Particle acceleration in stochastic current sheets in stressed coronal active regions. *Astron Astrophys*, 2006, 449: 749–757
- 73 Li Y, Wu N, Lin J. Charged-particle acceleration in a reconnecting current sheet including multiple magnetic islands and a nonuniform background magnetic field. *Astron Astrophys*, 2017, 605: A120
- 74 Pontin D I, Priest E R. Magnetic reconnection: MHD theory and modelling. *Living Rev Sol Phys*, 2022, 19: 1
- 75 Kolmogorov A N. Dissipation of energy in locally isotropic turbulence. *Dokl Akad Nauk SSSR*, 1941, 32: 16-18

附录 湍流能谱计算方法

在大时空电流片三维湍流磁重联的精细演化各向异性分析中, 基于等离子体统计物理理论框架下的RHPIC-LBM方法, 通过引入磁场张量和流场张量基本参数, 对磁场和流场的湍流属性进行分析, 具体包括湍流张量、湍流强度因子与湍流能谱等关键物理量.

(1) 磁场张量

磁场张量 $B(B_x, B_y, B_z)$ 由两部分构成: 湍流磁场低频平均大量张量 $\bar{B}(\bar{B}_x, \bar{B}_y, \bar{B}_z)$ 和湍流磁场高频扰动小量张量 $\tilde{B}(\tilde{B}_x, \tilde{B}_y, \tilde{B}_z)$.

(2) 流场张量

流场张量 $U(U_x, U_y, U_z)$ 由两部分构成: 湍流流场低频平均大量张量 $\bar{U}(\bar{U}_x, \bar{U}_y, \bar{U}_z)$ 和湍流流场高频扰动小量张量 $\tilde{U}(\tilde{U}_x, \tilde{U}_y, \tilde{U}_z)$.

随后, 通过傅里叶变换将磁场张量和流场张量从空间域(r)转换到频率域(k), 得到频率内的磁场张量和流场张量. 在此基础上, 可以进一步分析磁场湍流能谱和流场湍流能谱.

(3) 磁场湍流能谱

$r\theta$ 剖面磁场湍流能 $E_B(k)|_{r\theta} = \frac{(B_r^2(k) + B_\theta^2(k))}{2}$ 由两部分构成: 湍流磁场能低频平均大量分量 $E_{\bar{B}}(k)|_{r\theta} = \frac{(\bar{B}_r^2(k) + \bar{B}_\theta^2(k))}{2}$ 和湍流

磁场能高频扰动小量分量 $E_{\tilde{B}}(k)|_{r\theta} = \frac{(\tilde{B}_r^2(k) + \tilde{B}_\theta^2(k))}{2}$.

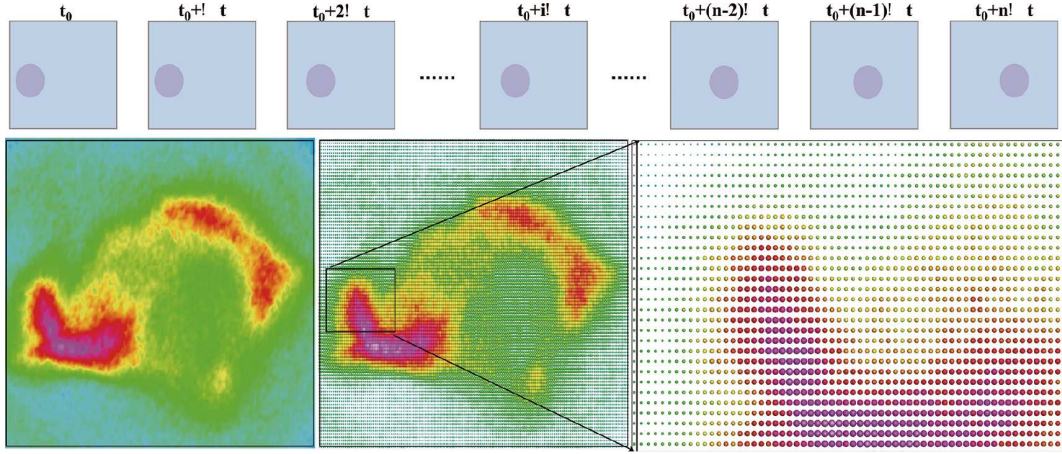


图 a1 (网络版彩图)湍流区域随时间演化的动态过程

Figure a1 (Color online) Dynamical processes governing the temporal evolution of turbulent regions.

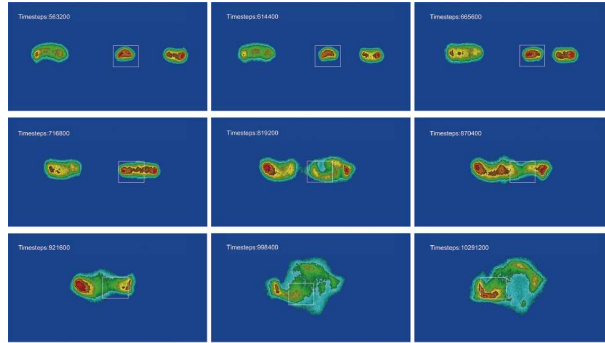


图 a2 (网络版彩图)单磁岛相互融合过程中能谱区选取

Figure a2 (Color online) Selection of the energy spectral interval during coalescence of adjacent magnetic islands.

$$\theta\phi \text{ 剖面磁场湍流能 } E_B(k)|_{\theta\phi} = \frac{(B_{\theta}^2(k) + B_{\phi}^2(k))}{2} \text{ 由两部分构成: 湍流磁场能低频平均大量分量 } E_{\bar{B}}(k)|_{\theta\phi} = \frac{(\bar{B}_{\theta}^2(k) + \bar{B}_{\phi}^2(k))}{2} \text{ 和湍流磁场能高频扰动小量分量 } E_{\tilde{B}}(k)|_{\theta\phi} = \frac{(\tilde{B}_{\theta}^2(k) + \tilde{B}_{\phi}^2(k))}{2}.$$

(4) 流场湍流能谱

$$r\theta \text{ 剖面流场湍流能 } E_U(k)|_{r\theta} = \frac{(U_r^2(k) + U_{\theta}^2(k))}{2} \text{ 由两部分构成: 湍流流场能低频平均大量分量 } E_{\bar{U}}(k)|_{r\theta} = \frac{(\bar{U}_r^2(k) + \bar{U}_{\theta}^2(k))}{2} \text{ 和湍流流场能高频扰动小量分量 } E_{\tilde{U}}(k)|_{r\theta} = \frac{(\tilde{U}_r^2(k) + \tilde{U}_{\theta}^2(k))}{2}.$$

$$\theta\phi \text{ 剖面流场湍流能 } E_U(k)|_{\theta\phi} = \frac{(U_{\theta}^2(k) + U_{\phi}^2(k))}{2} \text{ 由两部分构成: 湍流流场能低频平均大量分量 } E_{\bar{U}}(k)|_{\theta\phi} = \frac{(\bar{U}_{\theta}^2(k) + \bar{U}_{\phi}^2(k))}{2} \text{ 和湍流流场能高频扰动小量分量 } E_{\tilde{U}}(k)|_{\theta\phi} = \frac{(\tilde{U}_{\theta}^2(k) + \tilde{U}_{\phi}^2(k))}{2}.$$

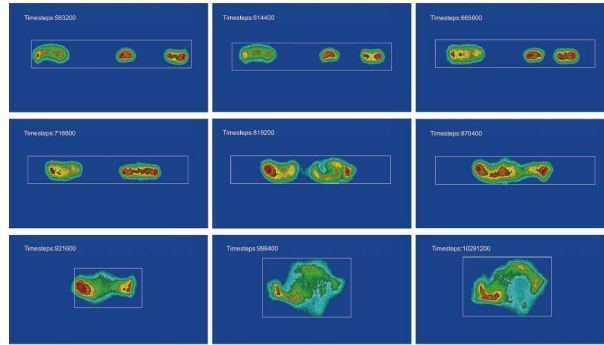


图 a3 (网络版彩图)多磁岛相互融合过程中能谱区选取

Figure a3 (Color online) Selection of the energy spectral interval during coalescence of multi-adjacent magnetic islands.

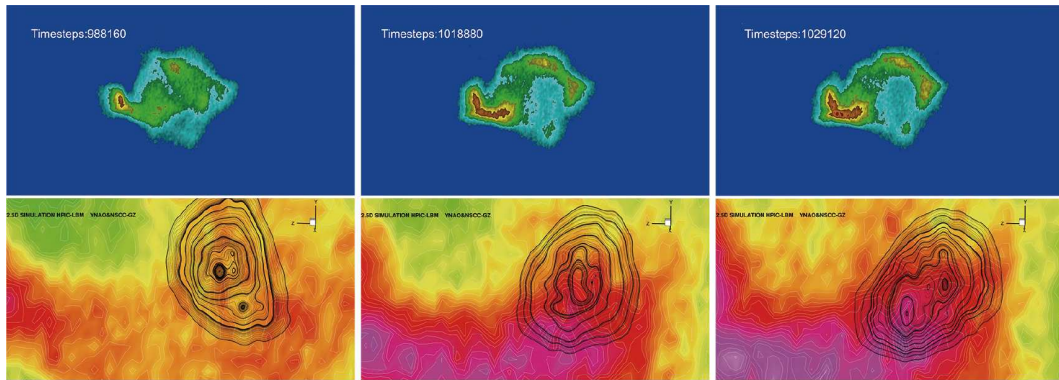


图 a4 (网络版彩图)冻结条件失效时磁力线与流线相互作用情形

Figure a4 (Color online) Interaction between magnetic field lines and streamlines when the frozen-in condition is violated.

$$\text{流场能高频扰动小量分量 } E_{\tilde{U}(k)}|_{\theta_\varphi} = \frac{\left(\tilde{U}_\theta^2(k) + \tilde{U}_\varphi^2(k) \right)}{2}.$$

(5) 谱指数计算过程

TecPlot 360软件导入RHPIC-LBM模拟数值结果数据(原始二进制<https://pan.baidu.com/s/1nYOH-RQqGU7A6tTgwZFPPrw> [提取码: mbbg], 解压缩为ASCII数据[.vtk])后, 通过其脚本功能中的PyTecPlot接口, 调用预置的宏脚本(.mcr)与Python脚本(.py), 实现了数据的傅里叶变换及谱指数计算.

Anisotropy in the fine-structure evolution of 3D fractal turbulent reconnection in large temporal-spatial current sheets

FU Zehua^{1,2,3,4†}, MA Zhikuo^{1,2,3,4†}, LI Yan^{1,3,4}, WANG Zhihe^{1,2,3,4}, WANG Shichao^{5,6},
LI Yongbing^{5,6}, WANG Wu⁷, YAN Hui⁸, ZHONG Ying⁸, LI Yonghui⁹, LI Gen¹⁰,
HENRY M Tufo¹¹, GABRIELE Morra¹², DONG Liang^{1,2,3,4,13} & ZHU Bojing^{1,2,3,4,14*}

¹ Yunnan Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650216, China

² School of Astronomy and Space Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

³ Center for Astronomical Mega-Science, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China

⁴ Yunnan Key Laboratory of Solar Physics and Space Science, Kunming 650216, China

⁵ College of Earth and Planetary Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

⁶ Key Laboratory of Computational Geodynamics & State Key Laboratory of Earth System Numerical Modeling and Application, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

⁷ Computer Network Information Center & National Supercomputing Center, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China

⁸ National Supercomputing Center in Guangzhou, Sun Yat-sen University, Guangzhou 510006, China

⁹ National Supercomputing Center in Chengdu, Chengdu 610213, China

¹⁰ Phytium Information Technology Co., Ltd., Tianjin 300450, China

¹¹ Department of Computer Science, University of Colorado Boulder, Boulder CO80309-0430, USA

¹² Department of Physics, University of Louisiana at Lafayette, Lafayette 70504-3680, USA

¹³ Yunnan Province China-Malaysia HF-VHF Advanced Radio Astronomy Technology International Joint Laboratory, Kunming 650216, China

¹⁴ State Key Laboratory of Space Weather, National Space Science Center, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

†Equally contributed to this work

*Corresponding author (email: bjzhu@ynao.ac.cn, cynosureorion@ucas.ac.cn)

Solar energetic particles, consisting of electrons, protons, helium, and other heavy ions, are generated by the 3D turbulent magnetic reconnection in large temporal-spatial current sheets during solar activity. These particles directly impact the space environment and serve as a critical foundation for early warnings of space weather disasters caused by solar energetic particles. Previous research has revealed notable anisotropies in the acceleration of solar energetic particles. However, the underlying physical mechanisms driving these variations across different scales—intertwined with hydrodynamics-magnetohydrodynamics-kinetic coupled scales—remain unresolved. This study employed the relativistic hybrid particle-in-cell & lattice Boltzmann method (RHPIC-LBM), a plasma statistical physics framework incorporating a turbulent dissipation model with detailed evolution of large temporal-spatial current sheets on domestic supercomputer platform (Dongfang Series C86 DCU, Tianhe-2 Interl CPU, Tianhe-3 ARM CPU), to investigate anisotropic properties, turbulence intensity, and the energy spectrum of turbulence across various characteristics during the magnetic turbulence self-organized-generation and plasma turbulence self-feeding-sustaining process.

large temporal-spatial current sheet 3D fractal turbulent magnetic reconnection, hydrodynamics-magnetohydrodynamics-kinetic coupled scales, magnetic turbulence self-organized-generation, plasma turbulence self-feeding-sustaining, fine-structure evolution anisotropy

PACS: 52.35.Ra, 52.35.Vd, 05.10.-a, 96.60.-j, 75.30.Gw

doi: [10.1360/SSPMA-2025-0454](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2025-0454)