

SHEN Fang, LIAN Wanyi, TAO Xinyi. Progress in Simulations of Solar Energetic Particles Propagation in Large-scale Structures of Interplanetary Background Solar Wind (in Chinese). *Chinese Journal of Space Science*, 2025, 45(5): 1163–1187. CSTR:32142.14.cjss.2025-yg05. DOI:10.11728/cjss2025.05.2025-yg05

太阳高能粒子在行星际背景太阳风大尺度结构中的传播模拟进展*

沈芳^{1,2} 连婉怡^{1,2} 陶新祎¹

1(中国科学院国家空间科学中心 太阳活动与空间天气全国重点实验室 北京 100190)

2(中国科学院大学地球与行星科学学院 北京 100049)

摘要 太阳高能粒子事件 (SEP) 由太阳耀斑或日冕物质抛射 (CME) 驱动, 能够短时间内产生几 keV 至几 GeV 能量的粒子, 其传播特性受太阳风大尺度结构显著影响, 威胁航天活动, 是空间天气预报的重点. 本文分析采用多种背景太阳风模型结合聚焦传输方程对太阳高能粒子事件的模拟, 进行细致的参数化研究, 并结合观测数据模拟多个流相互作用区 (SIR) 相关的 SEP 事件. 研究发现, 磁聚焦效应是粒子通量增强的主要原因, 快太阳风下绝热冷却效应主导通量衰减阶段演化. 太阳风参数影响共转相互作用区 (CIR) 的宽度, 导致粒子传播时空分布差异, 引入垂直扩散可解释多卫星观测的通量剖面差异. 研究构建了大尺度太阳风调制 SEP 传播的理论框架, 未来需融合观测数据强化 CME 驱动激波模拟, 以提升粒子传输预测精度.

关键词 太阳高能粒子, 三维磁流体力学模型, 共转相互作用区, 垂直扩散

中图分类号 P353

Progress in Simulations of Solar Energetic Particles Propagation in Large-scale Structures of Interplanetary Background Solar Wind

SHEN Fang^{1,2} LIAN Wanyi^{1,2} TAO Xinyi¹

1(State Key Laboratory of Solar Activity and Space Weather, National Space Science Center,
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190)

2(College of Earth and Planetary Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049)

Abstract This comprehensive review synthesizes pivotal advances in simulating Solar Energetic Particle (SEP) propagation through large-scale solar wind structures, integrating three complementary methodologies: analytical Parker-like magnetic fields for steady-state backgrounds, data-driven frame-

* 国家重点研发计划项目 (2022YFF0503800, 2021YFA0718600), 国家自然科学基金项目 (42330210) 和中国科学院国家空间科学中心“攀登计划”项目共同资助

2025-05-14 收到原稿, 2025-08-20 收到修定稿

©The Author(s) 2025. This is an open access article under the CC-BY 4.0 License
(<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>)

works assimilating multi-satellite observations (STEREO, WIND) to reconstruct 2D Stream Interaction Regions (SIRs), and 3D Magnetohydrodynamic (MHD) simulations resolving tilted-dipole Corotating Interaction Regions (CIRs) with about 35° inclinations. The work quantifies how solar wind topology governs SEP dynamics, revealing that magnetic focusing dominates flux enhancements in compression zones by trapping particles in mirror-like structures, enabling multi-reflection acceleration without shocks and amplifying peak fluxes by up to 200% in simulated CIRs, while adiabatic cooling primarily drives flux decay in fast solar wind streams, with pitch-angle diffusion modulating intensity levels without altering temporal profiles. Critically, vertical diffusion reconciles multi-satellite discrepancies through cross-field transport, smoothing flux evolution as validated in the 2016 STA event (simulations matched observations within 10% error when $\alpha = 0.018 \sim 0.025$), and CIR geometry — controlled by solar wind speed contrasts ($\Delta V > 500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ widening compression regions), dipole tilt angles optimizing latitudinal spread, and fast-stream widths modulating longitudinal confinement — dictates acceleration efficiency, where reverse compressions accelerate $0.5 \sim 5 \text{ MeV}$ protons twice as effectively as forward zones due to steeper magnetic gradients. Event validations confirm these mechanisms: STEREO-A's August 2016 CIR showed magnetic trapping explained 95% of flux rise, and STEREO-B's September 2007 anomalous proton enhancement arose from shorter magnetic pathlengths to compression sources. Computationally, the framework synergizes focused transport equations with Stochastic Differential Equations (SDEs), where backward SDEs efficiently map observational points to source distributions and forward SDEs visualize system-wide transport, achieving a 100-fold acceleration over finite-difference methods. Future work targets transient structures (*e.g.*, embedding CME-driven shocks via EUHFORIA/iPATH coupling) and kinetic-scale turbulence, with next-phase efforts developing unified acceleration-transport models incorporating stochastic re-acceleration, leveraging Parker Solar Probe and Solar Orbiter data to resolve magnetic islands/current sheets, and deploying machine learning to optimize background parameterization for real-time space weather forecasting.

Key words Solar Energetic Particle (SEP), Three-dimensional magnetohydrodynamics model, Co-rotating Interaction Region (CIR), Vertical diffusion

0 引言

在太阳高能粒子 (SEP) 事件中, 质子和离子可以被加速到较高的能量, 在空间天气中造成严重的辐射危害. 通常可分为脉冲型与缓变型两类: 脉冲型 SEP 事件持续时间较短 (仅数小时), 强度较弱且电子含量丰富, 其粒子主要源于太阳耀斑或色球层爆发, 特征表现为 $3 \text{ He}/4 \text{ He}$ 比值约为 1, Fe/O 比值显著高于日冕大气, 并常伴随 III 型射电爆发; 而缓变型 SEP 事件持续时间较长, 粒子能量较高, 且质子占主导, 其粒子加速机制与日冕物质抛射 (CME) 驱动的激波相关, 特征表现为 $3 \text{ He}/4 \text{ He}$ 及 Fe/O 比值接近日冕大气, 并常伴随与 CME 激波加速过程相关的 II 型射电暴. 太阳高能粒子事件由 Forbush 等^[1] 在 1946 年第一次报道. 由于当时可以观测到耀斑, 很长时间都认为 SEP 事件是由耀斑引起的, 认为扩散是

SEP 的主要传输机制, 例如 Newkirk 等^[2] 提出的鸟笼模型. 1984 年, Kahler 等^[3] 发现强 SEP 事件的发生与日冕物质抛射的相关性高达 96%. Mason 等^[4] 提出太阳风中的大尺度激波使粒子在离开太阳之后仍然被加速, 导致 SEP 事件持续时间更长. 太阳风背景场对太阳高能粒子事件的强度和传播特点有关键作用. 近年来, 随着日地关系天文台 STEREO (Solar TERrestrial RELations Observatory)、帕克太阳探针等探测数据的积累, 基于数据驱动的解析模型和三维 MHD (Magnetohydrodynamic) 数值模拟显著提升了背景场的时空分辨率, 而聚焦传输方程与随机微分方法的结合则突破了传统有限差分法的计算瓶颈. EUHFORIA (EUropean Heliosphere FORecasting Information Asset) 模型是一个综合性的数据驱动的日冕和日球层模型, 专门用于空间天气预报, 是由比利时鲁汶大学开发的, 其结合了两个主

要模块模拟日球层内部的真实太阳风条件: 经验日冕模型和 MHD 模型^[5]. Wijzen 等^[6] 在研究中采用 EUHFORIA 模型, 模拟在共转相互作用区中的太阳高能质子的三维传输时, 发现激波附近的磁场构型也可能充当磁镜, 在较近的径向距离处可以观察到持久的高强度高能粒子事件. Ding 等^[7] 在研究中采用 EUHFORIA 模型模拟的背景场结合 iPATH (improved Particle Acceleration and Transportation of Heliosphere) 模型, 对 Solar Orbiter 观测到的两个 SEP 事件进行了含有 CME 激波加速的模拟.

对 SEP 传播的背景场太阳风的模拟研究在不断进步, 通过设置更精确的背景参数对太阳高能粒子传输进行更加真实细致的模拟. 本文旨在系统梳理不同背景太阳风对 SEP 传播模拟的关键进展, 对比解析模型、数据驱动模型和 MHD 模型的优势与局限, 并对未来工作进行讨论.

1 背景太阳风模型构建方法

太阳风是从太阳表面出发、高速向外膨胀并充满行星际空间的等离子体流. 其形成是由于日冕底层热等离子体与行星际空间介质之间存在巨大的压力差, 使等离子体向外流动. 对太阳风的研究主要依赖理论研究和实验研究. 理论研究虽能有效揭示物理机制, 但难以应对太阳风的复杂非线性效应. 实验研究基于卫星探测, 但成本高、周期长, 且无法提供大尺度结构的三维全景. 采用数值模拟则弥补了二者的不足, 能处理复杂非线性效应, 并提前预报, 为应急措施争取时间. 行星际空间中的磁场结构对太阳高能粒子的传输过程有关键的影响, 通过不同方法构建的太阳风背景场对 SEP 事件的模拟各有其适用范围.

1.1 类 Parker 解析背景

早在 1958 年, Parker 提出磁冻结条件下行星际磁场是阿基米德螺旋结构的猜想, 并被观测验证. 这是一个稳态模型, 能在长时间平均下很好地描述太阳风背景场. 其磁场在源表面 (R_s, θ_s, ϕ_s) 的具体形式为^[8]

$$\mathbf{B} = B_s \left(\frac{R_s}{r} \right)^2 \mathbf{e}_r - B_s \left(\frac{R_s}{r} \right)^2 \frac{\Omega (r - R_s) \sin \theta}{V_{sw}} \mathbf{e}_\phi. \quad (1)$$

为了探究太阳风速度变化对粒子在行星际空间中传播的影响, Wei 等^[9] 采用 Zhang 等^[10] 模型

中使用的简化 Parker 磁场, 并用 Parker 太阳风速度解替换原模型中恒定不变的太阳风速度 ($V_{sw} = 400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$). 磁场形式为 $B_0 = 3.54 \text{ nT}$, 由 1 AU 处的磁场估算得到.

$$\mathbf{B} = \frac{B_0}{r^2} \mathbf{e}_r - \frac{B_0 \Omega \sin \theta}{r V_{sw}} \mathbf{e}_\phi. \quad (2)$$

其中, V_{sw} 满足如下方程:

$$\frac{1}{2} V_{sw}^2 + \frac{\gamma p_0}{(\gamma - 1) \rho_0} \left(\frac{V_0 r_0^2}{V_{sw} r^2} \right)^{(\gamma - 1)} - \frac{GM_s}{r} = \frac{1}{2} V_0^2 + \frac{\gamma p_0}{(\gamma - 1) \rho_0} - \frac{GM_s}{r_0}. \quad (3)$$

然而, 这种设置忽略了磁场大小和极性的变化, 会对粒子在行星际空间中的传播造成影响. 因此, 为了构造更加真实的背景磁场, Wei 等^[9] 参考 Florens 等^[11] 推导出的由卫星实时观测数据得到的类 Parker 解, 使用 WIND 卫星 1 min 精度的磁场数据求解磁场三分量 (B_r, B_θ, B_ϕ) , 进行全空间背景磁场的设置.

$$\mathbf{B} = B_s(\phi_s) \left(\frac{R_s}{r} \right)^2 \mathbf{e}_r - B_s(\phi_s) \left(\frac{R_s}{r} \right)^2 \frac{\Omega (r - R_s) \sin \theta}{V_{sw}} \mathbf{e}_\phi. \quad (4)$$

假设太阳活动卡林顿周期不变, 太阳风等离子体元自日面源区 (R_s, ϕ_s) 出发传播至行星际空间任意位置 (r, ϕ) , 结合卫星搭载的探测器获取的原位测量数据, 可构建反演模型获取源区 R_s 处的参数. 该模型需综合以下关键观测要素: 等离子体元最终到达的坐标 r 、WIND 轨道径向距离取 $R_1 = 1 \text{ AU}$ 以及观测的时间 t , 时间参数可通过行星际观测与太阳自转效应进行同步校正.

$$\phi_s = \Omega (t - t_0) - \frac{\Omega (R_1 - R_s)}{V_{sw}}, \quad (5)$$

$$\phi = \phi_s + \frac{\Omega (r - R_s)}{V_{sw}}. \quad (6)$$

1.2 数据驱动的解析模型

2024 年 Tao 等^[12] 开发了一种新的耦合模型, 由一个卫星观测数据驱动解析背景场模型和一个由聚焦输运方程 (FTE) 描述的粒子输运模型组成. 模型中的背景是基于航天器原位观测数据, 通过求解质量守恒、角动量守恒及磁场冻结条件, 构建准稳态太阳风速度、密度及磁场分布. 他们基于该耦合模型模拟

了 2016 年 8 月的能量粒子事件中粒子在 CIR 区域的输运, 以获得质子通量的演化, 并推导出能谱. 模拟结果与观测结果有很好的-致性, 显示垂直扩散在质子通量的时间演化中起着重要作用. 随后, Tao 等^[13]运用该耦合模型模拟 2007 年 9 月的 CIR 事件, 揭示了在该事件中 STEREO-B (STB) 探测到的额外高能质子事件并非由复合流自身产生, 而是与前期的 SIR 中加速的粒子有相同加速机制. 通过模拟不同卫星观测数据驱动的太阳风背景场, 发现因为磁连接不同, 为 STB 提供了更直接的路径, 使其能够观测到额外的粒子增强事件, 而 STEREO-A (STA) 和 WIND 未能观测到这一现象.

该模型假设太阳风在旋转坐标系中是时间静止的, 即太阳风的物理量在旋转坐标系中不随时间变化, 但在惯性坐标系中如地球或 STA 的观测坐标系中是时间依赖的. 模型限制在赤道面 ($\theta = 90^\circ$), 仅考虑径向(r)和经度(ϕ)方向的变化, 忽略纬度(θ)影响. 假设物理量在局部经度方向恒定 ($\partial/\partial\phi = 0$), 适用于准稳态太阳风结构. 输入数据来自 STA 和 WIND 等航天器的实测值, 包括太阳风径向速度、磁场、质子数密度等. 对原始数据的处理方式是对数据进行滑动平均 (对该时刻前 11 h 的观测数据进行平均), 来平滑湍流波动的作用, 提取大尺度结构.

该背景场模型通过以下方程表示.

(1) 质量守恒方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0. \quad (7)$$

其中, $\rho = Nm$ 是质子质量密度, N 是质子数密度, m 是质子质量. 该方程描述了系统中质量随时间的变化率加上质量密度与速度矢量的散度等于零.

(2) 角动量守恒方程

$$\frac{\partial \mathbf{L}}{\partial t} + \mathbf{x} \times \nabla \cdot \left[\left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \mathbf{I} + \rho \mathbf{V} \mathbf{V} - \frac{B \mathbf{B}}{\mu_0} \right] = \rho \mathbf{x} \times \frac{GM_s \mathbf{x}}{x^2}. \quad (8)$$

其中, $\mathbf{L} = \rho \mathbf{x} \times \mathbf{V}$ 是角动量, 且模型中假设热压和磁压 $\left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \mathbf{I}$ 在径向上是对称的.

(3) 磁场的高斯定律

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (9)$$

该方程描述了磁场是无散度的.

(4) 法拉第定律 (冻结近似)

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) = 0. \quad (10)$$

该方程描述了磁场随时间的变化由流体速度与磁场的叉积的旋度决定, 即磁力线“冻结”在流体中.

(5) 流体运动方程. 帕克 1958 年提出^[8]:

$$\frac{(V_r^2 - C_s^2) dV_r}{V_r dr} = \frac{2C_s^2}{r} - \frac{GM_s}{r^2}. \quad (11)$$

其中, C_s 为声速, G 为万有引力常数, M_s 为太阳的质量.

在惯性系下磁场各参量可以表示为

$$\begin{cases} B_r(r, \phi) = \frac{R_s^2}{r^2} B_r(R_s, \phi_s), \\ B_\phi(r, \phi) = \frac{[V_\phi(r, \phi) - \Omega r] B_r(r, \phi)}{V_r(r, \phi)}, \\ V_\phi(r, \phi) = \frac{[\Omega r^2 - R_s V_\phi(R_s, \phi_s)] M_A^2(r, \phi)}{r [1 - M_A^2(r, \phi)]} + \frac{R_s V_r(r, \phi) B_\phi(R_s, \phi_s)}{r B_r(r, \phi) [1 - M_A^2(r, \phi)]} + \Omega r, \\ N(r, \phi) = \frac{R_s^2 V_r(R_s, \phi_s)}{r^2 V_r(r, \phi)} N(R_s, \phi_s). \end{cases} \quad (12)$$

其中, $M_A^2(r, \phi) = \mu_0 m N(r, \phi) V_r^2(r, \phi) / B_r^2(r, \phi)$ 是径向阿尔芬马赫数的平方, 内边界的 (R_s, ϕ_s) 处的量形式如上, V_ϕ 可以具体表示为

$$V_\phi(R_s, \phi_s) = \frac{(\Omega R_s^2 - \Omega R_s^2) B_r(R_s, \phi_s) V_r(R_s, \phi_s)}{R_s [V_r(R_s, \phi_s) B_r(R_s, \phi_s) - V_r(R_s, \phi_s) B_r(R_s, \phi_s)]}. \quad (13)$$

其中, $M_A(R_s, \phi_s) = 1$, 在 (R_s, ϕ_s) 处为 Alfvénic 临界半径.

加速太阳风解采用 Cranmer 给出的表达形式^[14]:

$$V_r^2(r, \phi) = \begin{cases} -C_s^2(\phi) W_0[-D(r, \phi)], & r \leq R_{so}(\phi); \\ -C_s^2(\phi) W_{-1}[-D(r, \phi)], & r > R_{so}(\phi). \end{cases} \quad (14)$$

其中, $D(r, \phi) = [r/R_{so}(\phi)]^{-4} \exp[4(1 - R_{so}(\phi)/r) - 1]$ 在声速点 $R_{so}(\phi) = GM/[2C_s^2(\phi)]$ 时, $V_r(R_{so}, \phi) = C_s(\phi)$, $W_0(x)$ 和 $W_{-1}(x)$ 是 Lambert W 函数的两个实分支.

当太阳经度子午线指向航天器时, 其坐标 ϕ 随时间 t 与半径 r 的变化关系受太阳自转影响, 具体关联由起始时间 t_0 和周期 $[t_0, t_0 + T]$ 共同约束^[11], 即

$$\begin{cases} \phi_s(t) = \Omega(t - t_0) - \Omega(R_{\text{ob}} - R_s)/V_{\text{av}}, \\ \phi(r, t) = \phi_s(t) + \frac{\Omega(r - R_s)}{V_{\text{av}}}. \end{cases} \quad (15)$$

其中, V_{av} 为在半径范围 R 和时间范围 T 内太阳风径向速度的平均值. 该模型计算效率高, 但对瞬变结构 (例如 CME) 和非轴对称特征的描述能力有限.

图 1 给出了模型预测的太阳风参数 (红色曲线) 与 STA 实际观测数据 (黑色曲线) 的对比, 表明模型预测的太阳风参数与实际观测数据吻合良好, 尤其是在 CIR 区域 (蓝色阴影区域), 能够较好地捕捉太阳风的大尺度结构.

1.3 三维 MHD 背景

磁流体力学 (MHD) 理论是另一种宏观近似描述等离子体流的方式, 前提条件是需要碰撞 (或者等效碰撞, 如波粒相互作用) 足够频繁^[15]. MHD 主要适用于大尺度、变化周期长的物理过程, 太阳风背景场可以用这个理论来描述. 为了更准确地模拟 SEP 的传输过程, 研究者们开始将 MHD 模型与粒子传输模型相结合.

2019 年 Wei 等^[16] 通过耦合 MHD 背景模型与用聚焦传输方程描述的粒子传输模型, 模拟了 SEP 事件. 研究发现, 该模型能精准捕捉太阳风速度、磁场强度、密度及压力等关键参数的动态变化, 尤其在共

转相互作用区 (CIR) 等压缩区域内, 这些参数的波动对 SEP 的传输过程具有显著调控作用.

通过采用 Shen 等^[17] 提出的修正 TVDLF 格式求解 MHD 模型来构造三维背景太阳风. 假设磁流体无黏 $\tau = 0$ 、不导热 $k = 0$ 、无电阻 σ 趋近 ∞ , 行星际背景场基本满足准稳态条件, 因此可以忽略位移电流与电场项. 理想的 MHD 方程可以在共转坐标系中写成如下:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0, \\ \frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(P + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu_0} \right) \mathbf{I} + \rho \mathbf{V} \mathbf{V} - \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{\mu_0} \right] = \\ \quad - \frac{\rho G M_s}{x^2} \mathbf{x} + \mathbf{f}, \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{V} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{V}) = 0, \\ \frac{\partial P}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) + (\gamma - 1) P \nabla \cdot \mathbf{V} = 0. \end{cases} \quad (16)$$

计算过程中使用六片网格方法^[18], 可以降低球坐标下极区计算所产生的误差, 提升计算效率, 增强内边界条件的适配性, 并有效抑制数值耗散现象, 从而改善数值模拟的精度与稳定性^[19].

模拟过程中选取 GONG (Global Oscillation Network Group) 观测的光球层的磁图作为数据输入,

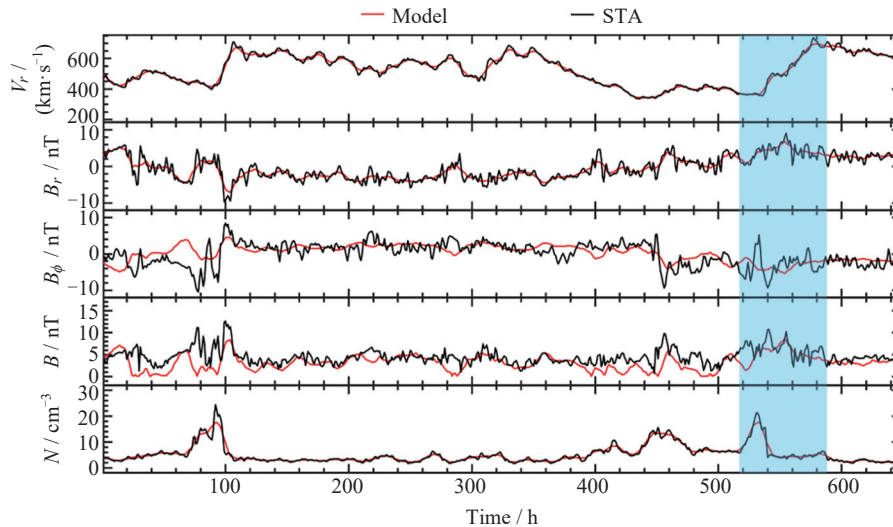


图 1 2016 年 7 月 31 日至 8 月 26 日 STA 探测器在 1 AU 处观测的太阳风多参数与背景模型对比时序. 蓝色阴影区表示研究所关注的共转相互作用区 (CIR) 结构^[12]

Fig. 1 Time-series plot comparing multiple solar wind parameters observed by the STA probe at 1 AU from July 31 to August 26, 2016, with background models. The blue shaded regions indicate the Co-rotating Interaction Region (CIR) structures of interest in this study^[12]

经过外推得到日冕磁场, 得到行星际磁场极性的分布. 太阳风速度根据 WSA (Wang-Sheely-Arge) 太阳风速度经验模型得到. 假设动量通量不变, 根据速度分布得到密度分布; 假设源表面总压是均匀的, 可以得到热压分布, 进而计算得到温度的分布.

为了使背景太阳风与粒子传播模型的计算范围和计算精度相匹配, Wei 等^[16]在 2019 年的工作中用三维 MHD 模拟的 CR2066 计算区域设定为 $[0.1 \text{ AU}, 8 \text{ AU}]$, 纬度和方位角范围分别为 $0 \leq \theta \leq \pi$ 和 $0 \leq \phi \leq 2\pi$, 网格的大小设置为 $501(r) \times 181(\theta) \times 361(\phi)$. 纬度和经度方向采用均匀网格, 步长分别为 $\Delta\theta = 1^\circ$ 和 $\Delta\phi = 1^\circ$, 径向网格等比增大, 等比系数 q 设为 0.008847 ^[16].

在 MHD-SEP 模型中, 粒子在网格上的具体下标为 (i', j', k') . 粒子定位就是通过对数映射 (径向) 和线性映射 (极角、方位角) 的方式, 将粒子的三维空间位置转换为网格下标. 查找粒子的位置时, 可以追踪到该位置的 MHD 背景条件. 如果只选择网格点上的参数, 可能会产生较大的数值误差. 因此使用相邻的八个网格点的参数, 通过线性插值方法确定该位置的背景参数.

SEP 模拟中内边界为固定源区, 外边界粒子被吸收. 粒子抵达内边界参与统计, 外边界则终止模拟. 后向随机微分法中, 内边界越近日面 (小日心距), 磁场梯度越大, 会导致聚焦效应显著, 统计效率降低. 粒子传播呈现两种模式: 部分沿磁力线直抵观测点, 其余经扩散折返后到达. 为确保通量计算准确性, 外边界需足够远, 以避免粒子提前逃逸.

1.4 倾斜偶极子背景场

2024 年 Zhu 等^[20]用三维 MHD 模型构建了一个偶极子倾斜 CIR 作为背景, 然后将其与粒子传播模型耦合, 利用该模型来研究大尺度背景对脉冲事件中粒子传输特征的影响.

同样采用六片网格系统结合 TVDLF 数值格式求解理想磁流体动力学方程组. 径向网格采用非均匀几何划分 (宽度为 $0.35R_s$ 至 $6.19R_s$), 覆盖从 0.1 AU 到 10.0 AU 的日心距离范围. 在构建行星际磁场时, 引入势场源表面 (PFSS) 模型. 该模型基于光球层外电流消失的假设, 将磁场表示为标量势的梯度场^[21]. 利用磁标势在源表面处满足的拉普拉斯方程特性, 通过分离变量法求解球面坐标系下的方程. 解析解表

明, 磁场径向分量与关联勒让德函数相关, 角向分布由球谐系数决定. 关联勒让德函数 $P_n^m(\theta)$ 是勒让德多项式的推广, 其中 n 为阶数, m 为次数, 且满足 $0 \leq m \leq n$. 对于偶极子磁场, 主要考虑对应项 $n=1$ 的情况, 其解的形式可表示为^[20]

$$\psi(r, \theta, \phi) = R_s \left\{ \left(\frac{R_s}{r} \right)^2 [g_1^0 P_1^0(\theta) + g_1^1 \cos\phi P_1^1(\theta) + h_1^1 \sin\phi P_1^1(\theta)] \right\}. \quad (17)$$

其中, g_1^0 为轴偶极子项, g_1^1, h_1^1 为赤道偶极子项. 选择不同的球谐系数构建日冕磁场. 在这项工作中, 为了得到太阳自转轴与偶极子轴之间的倾斜角约为 35° 的偶极子磁场, 设定 $g_1^0 : g_1^1 = 2 : 1$ 和 $h_1^1 = g_1^1$. 验证如下, 根据磁场的球谐展开, 倾斜角 θ_{tilt} 由下面的关系给出:

$$\tan(\theta_{\text{tilt}}) = \frac{\sqrt{(g_1^1)^2 + (g_1^1)^2}}{2g_1^0} = \frac{\sqrt{2}g_1^1}{2g_1^0} = \frac{\sqrt{2}}{2}.$$

因此, 倾斜角 $\theta_{\text{tilt}} = \arctan\left(\frac{\sqrt{2}}{2}\right) \approx 35^\circ$. 内边界设定在 0.1 AU , 使用简化的 WSA 日冕太阳风模型来设定内边界的径向速度, 径向速度为

$$V_r = V_s + \frac{V_f}{(1 + f_s)^{a_1}} \left[1 - 0.8 \exp\left(-\frac{\theta_b}{a_2}\right) \right]. \quad (18)$$

其中, f_s 为日冕磁场膨胀因子, θ_b 为开放磁场足点与冕洞边界的最小角距离. a_1 调整 f_s 的影响, a_2 决定了低速流的宽度. V_s 为可能的最小速度, V_f 决定最大速度. 这项工作中, 设定 $a_1 = 2/9$, $a_2 = 2$, $V_s = 294 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 和 $V_f = 387 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ^[20]

太阳风的经向、纬向速度分别设置为

$$V_\theta = 0, V_\phi = -WR_b \sin\theta. \quad (19)$$

其中, W 为太阳自转速率, R_b 为内边界的径向距离. 经纬磁场设为

$$B_r = 0, B_\phi = \frac{V_\phi}{V_r}. \quad (20)$$

图 2 给出了 4.8 AU 球面太阳风速度分布, 受 35° 倾斜偶极场调控, 高速流集中于高纬冕洞区域. 其中, 赤道起源磁力线在传输中被压缩并向极区偏转, 会让同一源区粒子跨纬度传输. 在 CIR 流界面磁场因流相互作用被压缩增强, 形成较强磁场.

为了揭示粒子如何受到不同背景参数的影响,

Zhu 等^[22]通过进一步调整偶极倾角、快慢太阳风速差等参数, 构建具有不同空间拓扑的倾斜偶极 CIR 结构.

模型中选择不同的球谐系数构建日冕磁场. 调整 g_1^0, g_1^1 的系数得到不同倾斜角的偶极子磁场. 此外, 通过调整 h_2^2, g_2^2 或 h_3^3, g_3^3 的值, 得到快速流宽度数量不同的背景场. 改变可能的最小速度 V_s 和最大速度 V_f 构建不同太阳风速度背景, 构建了 4 组 CIR 背景,

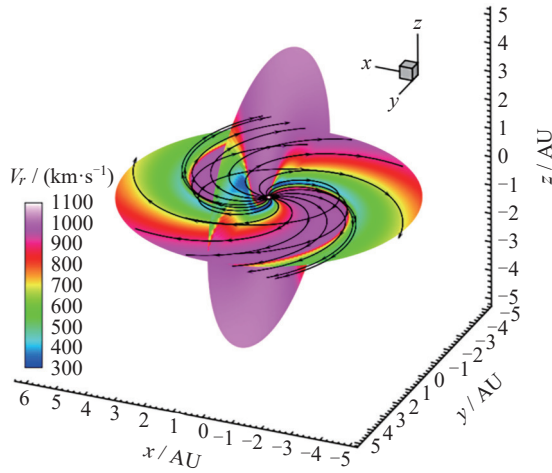


图 2 构造的 CIR 背景场结构^[22]

Fig. 2 Schematic diagram of the constructed background field structure of the CIR^[22]

包括倾斜角 α 、内边界 (0.1 AU) 的最小和最大太阳风速 $V_b^{\min}$ 和 $V_b^{\max}$, 1 AU 处的最小和最大太阳风速以及赤道上快速流的角宽度 $\delta\phi_s$.

图 3 中显示了 A 组中保持边界处最小太阳风速不变, 增大边界处太阳风速度差. B 组中保持速度差不变, 从 B1 到 B5 减小整体太阳速度, 增加最大、最小太阳风比值. C 组中逐渐增大偶极子场倾斜角, D 组倾斜角设为 90° , 设置不一样的快速流角宽度. 背景场结构的关键参数包括太阳风速度差异、倾斜角 α 和快速流角宽度 $\delta\phi_s$. 通过调控磁力线延伸, 压缩波位置及 CIR 宽度, 会显著影响粒子传输^[22].

磁力线纬度延伸主要受倾斜角和太阳风速度差异控制. 而速度差异较大会加剧压缩区磁场梯度, 进一步推动磁力线高纬度延伸. 总体而言, 磁力线延伸的纬度范围随最大、最小太阳风比值的增大而增大. 随着倾斜角从 0° 增加到 90° 时, 纬度范围会先增大后减小, 因为当倾斜角为 0° 或 90° 时, 磁力线都将处于同一纬度.

压缩波位置也呈现多个参数的依赖, Zhu 等^[22]的研究中定义太阳风速度散度在同一径向距离上取最小负值的位置为压缩波的位置. 在模拟中显示, 压缩波覆盖的范围所在经度位置主要是由太阳风速影响的, 尤其是慢太阳风速. 压缩波形成的径向范围会随着速度比的增加而减小. 在所有情况下, 反向压缩波

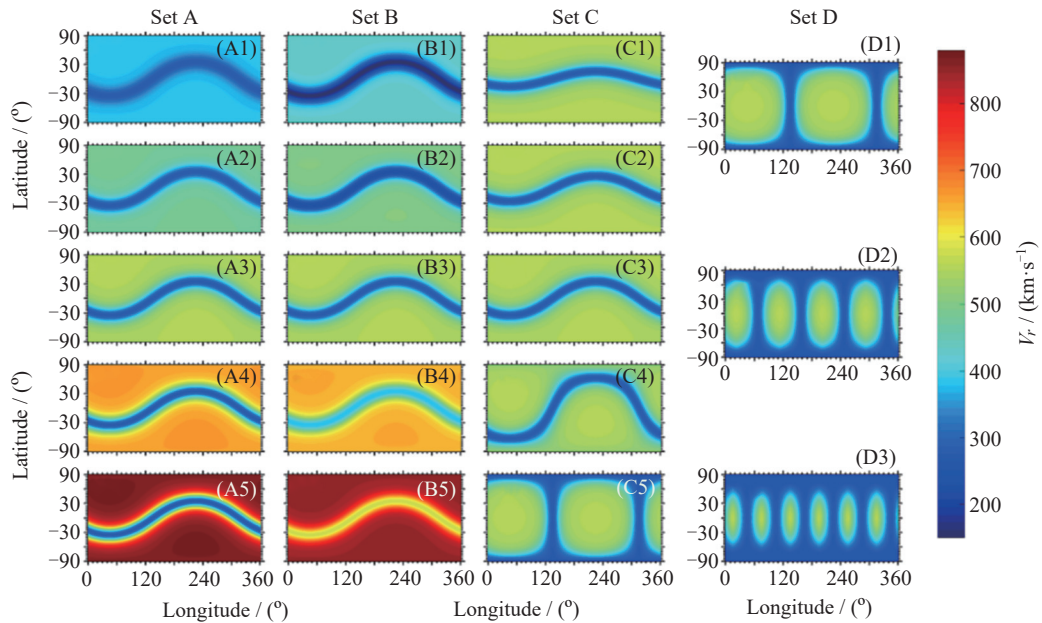


图 3 四组 CIR 中各案例内边界的太阳风速度^[22]

Fig. 3 Solar wind velocities at the inner boundaries of cases within four groups of CIRs^[22]

形成的径向距离都小于正向压缩波. 前后压缩波之间的经度差随半径的增加而增加^[22].

这一研究系统对比了经典模型与当前模型中三维 CIR 压缩宽度的计算逻辑及其与背景参数的相关性. 在 Giacalone^[23] 和 Kocharov^[24] 的经典模型中, CIR 的压缩方位角宽度是径向流速函数的一个系数, 由此可以推导出压缩宽度 Δc . 在观测中, 沿给定半径矢量 D_c 的压缩区域厚度由测量到的事件持续时间与压缩区域内最大和最小太阳风速度的平均值的乘积给出^[25]. 压缩区域的边界选在垂直总压开始高出背景值和下降回背景值的地方. 垂直于流界面的宽度 D_{3d} 对研究 SIR 演化更有价值, 其可以通过投影到太阳赤道面的宽度 D_w 大致估算. 投影宽度 D_w 约是持续时间、平均速度和 $\sin\theta$ 的乘积, 其中 θ 是螺旋角^[26].

而本研究通过 Kocharov^[24] 模型中流速函数形式拟合 1 AU 处流界面 (SI) 垂直方向的太阳风速廓线,

提出了新的压缩宽度 Δc 计算方法, 并引入三维几何定义 D_{3d} 与投影宽度 D_w 更全面刻画 CIR 结构. 流界面通常标记内部快慢太阳风之间的边界. 选取压缩区域的边界在总垂直压力比背景压力高 30% 的地方. 1 AU 处的沿径向的延伸长度 $D_c = W\Delta\phi/\Omega$, 其中 W 是惯性参照系中压缩区径向向外移动的恒定速度, $\Delta\phi$ 是压缩区的方位角宽度, Ω 是太阳自转速率. W 为 1 AU 太阳赤道面上压缩区的最大和最小太阳风速度的平均值计算得出. 方位角宽度 $\Delta\phi$ 是通过压缩区边界在 1 AU 处的经度差计算得出的. 投影宽度 $D_w = D_c \sin\theta$, 螺旋角 $\theta = \arctan(r\Omega/W)$. 宽度 D_{3d} 根据 1 AU 处垂直于流界面的压缩区边界之间的距离计算得出的.

图 4 中分别给出了集合 ABCD 中不同案例的情况. 蓝色星号是径向延伸 D_c , 黄色星号是考虑到三维几何的 CIR 宽度 D_{3d} , 红色星号是投影到赤道面的长

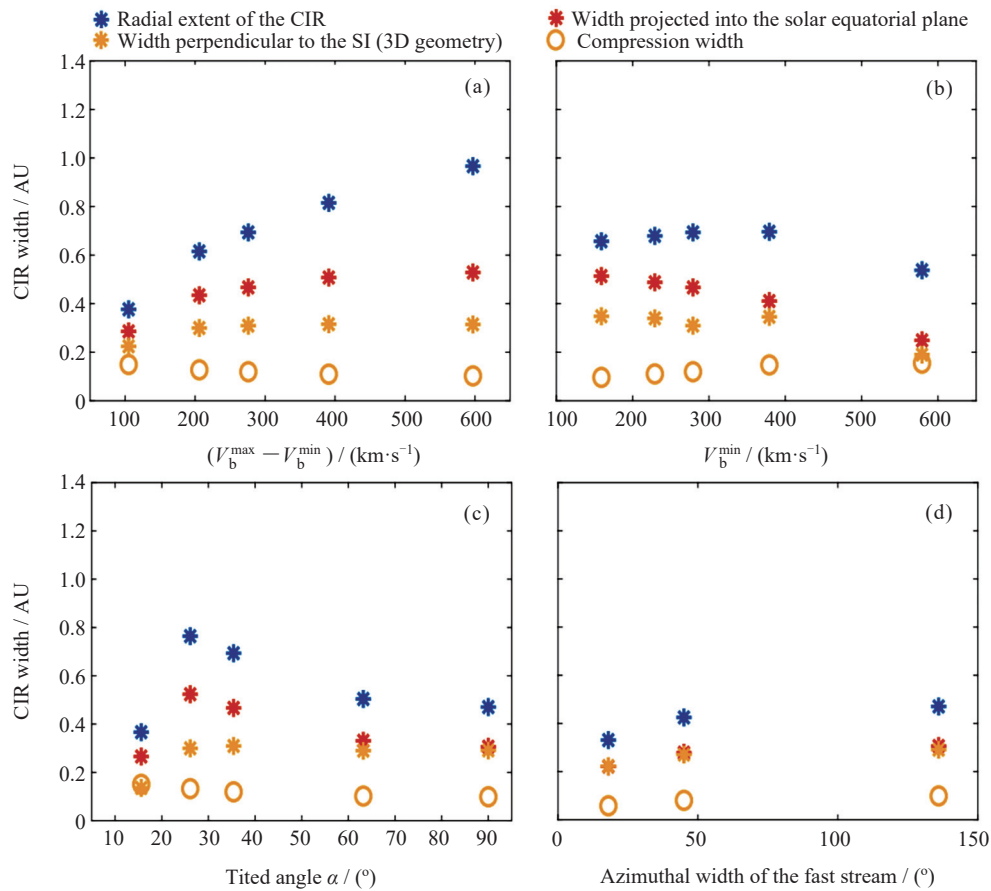


图 4 不同背景下的 CIR 的宽度. (a)~(d) 分别表示组 A、组 B、组 C 和组 D 中不同案例的情况^[22]

Fig. 4 Widths of CIRs under different background conditions. (a)~(d) show the different cases in Group A, Group B, Group C and Group D, respectively^[22]

度 D_w . CIR 宽度变化因定义不同而各异, 模拟中显示, 速度差异增大会显著扩大所有定义下的宽度, 最小太阳风速度升高导致三维宽度 (D_{3d}) 和径向宽度 (D_c) 减小, 而投影宽度 (D_w) 降幅更显著; 倾斜角对 D_c 和 D_w 的影响在 $\alpha > 25^\circ$ 后减弱, 快速流宽度变化仅轻微影响 D_{3d} .

参数对 CIR 宽度的差异化影响体现在不同定义下的宽度 (D_c, D_w, D_{3d}) 对背景参数的敏感性, 其中不同其核心驱动机制可通过多物理场耦合效应阐释. 图 4(a) 说明太阳风速度差增加时, 三种宽度均不同程度增加, 表明高速差通过增强压缩比显著扩大压强边界. 图 4(b) 表明速度差固定的情况下, 慢太阳风速的影响则相反, 当最小太阳风速上升时, D_{3d} 会减小, 因为压缩比降低削弱了压缩区宽度扩展, 但 D_w 降幅更大, 说明投影宽度对慢速流更敏感. 对于 C 组中的案例, 压缩宽度 (Δc) 随着倾斜角的增大而减小. 这是因为, 对于给定的快速和慢速太阳风速度, 垂直于 SI 的压缩比随着倾斜角的增大而增大. 而随着倾角的增大, D_c 和 D_w 先增大后减小, 在倾斜角约为 25° 时达到峰值. 这是因为, 一方面 D_{3d} 会增大, 然后几乎保持不变; 另一方面, 赤道面上的投影与 D_{3d} 的比值会减小. 使 D_c 和 D_w 随着倾斜角先增大后减小. D 组显示快速流宽度变化仅轻微影响 D_{3d} , 随快速流宽度减小略微降低.

Zhu 等^[22] 的模型通过模拟表明, 经典模型存在局限性, 其中 CIR 的压缩方位角宽度 $\Delta\phi$ 被预设为独立参数, 而模拟中发现 $\Delta\phi$ 实际上受到太阳风速、倾斜角以及快速流宽度的共同调控. 这一发现也得到了观测数据的验证. Jian 等^[26] 在研究中发现, 太阳极小年前后的 SIR 持续时间和宽度较小, 与该模型预测的速度差减小或倾斜角降低会导致宽度 D_w 下降的结果相一致. Jian 等^[27] 的另一项研究指出, 通过与第 23 太阳周期对比, 24 太阳周期中 SIR 宽度更大, 而 24 周期的平均最小太阳风速和平均最大太阳风速均比第 23 周期慢. 与 B 组中的模拟结论一致. 当背景太阳风速较低时, D_w 会增大, 这一观测趋势同样与模型预测相吻合.

综上, 该模型中设置不同参数通过改变压缩动力学与三维磁场拓扑, 以差异化方式调控 CIR 宽度, 更精准地表现了太阳风速、倾斜角及快速流宽度对 CIR 演化的综合影响.

2 SEP 传输模型及数值求解

带电粒子沿磁场运动的平均自由程和投掷角散射的强度会随行星际磁场的不规则扰动的强度变化. 按照粒子的绝热运动和投掷角散射之间的相对强度, 可分为三种模型描述: 无散射输运 (带边界)、扩散输运、聚焦输运. 本文研究均采用 Zhang 等^[10] 的模型用聚焦传输方程来描述粒子输运.

2.1 聚焦传输方程

在聚焦输运过程中, 考虑磁场扰动的准线性近似, 带电粒子的速度分布函数 f 的演化主要由三个因素决定: 粒子沿磁力线的运动, 由磁场扰动产生的散射, 磁聚焦效应.

定义平均磁场的方向为 z 方向, 对动量空间采用球坐标 (p, θ, ϕ) , 采用的动理论是玻尔兹曼方程, 即

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (v + V_{sw}) \cdot \nabla f + F \cdot \frac{\partial f}{\partial p} = \frac{\partial f}{\partial t}. \quad (21)$$

在粒子的回旋运动方向上进行平均, 再考虑绝热减速和太阳风对流效应后, 可以得到如下聚焦输运方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = & -(\mu v \mathbf{b} + \mathbf{V}) \cdot \nabla f + \nabla \cdot \kappa_{\perp} \cdot \nabla f + \frac{\partial}{\partial \mu} D_{\mu\mu} \frac{\partial f}{\partial \mu} \\ & - \left[\frac{1 - \mu^2}{2L_B} (\nabla \cdot \mathbf{V} - 3\mathbf{b}\mathbf{b} : \nabla \mathbf{V}) + \frac{\mu(1 - \mu^2)}{2} - \right. \\ & \left. \frac{(1 - \mu^2)}{v} \mathbf{b} \cdot \frac{d\mathbf{V}}{dt} \right] \frac{\partial f}{\partial \mu} + \left[\frac{(1 - \mu^2)}{2} (\nabla \cdot \mathbf{V} - \right. \\ & \left. \mathbf{b}\mathbf{b} : \nabla \mathbf{V}) + \mu^2 \mathbf{b}\mathbf{b} : \nabla \mathbf{V} + \frac{\mu}{v} \mathbf{b} \cdot \frac{d\mathbf{V}}{dt} \right] p \frac{\partial f}{\partial p}. \end{aligned} \quad (22)$$

其中, $f(X, p, \mu, t)$ 表示回旋平均分布函数, $L_B = -B(l) / (\partial B / \partial l)$ 为磁聚焦长度, $\mathbf{b}$ 为沿着磁场方向的单位矢量. 等式右边第 1 项代表粒子沿磁力线的束流运动和随太阳风的对流运动, $\mathbf{V}$ 为太阳风速度; 第 2 项代表横跨磁场空间扩散, $\kappa_{\perp}$ 为横向扩散系数; 第 3 项为投掷角的扩散, $D_{\mu\mu}$ 是投掷角扩散系数, 会影响平行扩散; 第 4 项表示投掷角呈现的各向异性以及磁聚焦效应, L_B 为磁聚焦长度, 与磁场变化率有关, $L_B^{-1} = -\mathbf{b} \cdot \nabla \ln B$, $\mathbf{b}$ 为沿着磁场方向的单位矢量; 第 5 项是膨胀太阳风的绝热冷却效应, 会造成动量的改变.

聚焦传输方程作为描述粒子输运的核心控制方程, 其数学本质为高度非线性的二阶抛物线型偏微分

方程. 该方程的关键特性在于各物理机制间存在本质的非线性耦合——任意单一过程的作用均无法独立解析, 因其控制变量必然受到其他耦合过程的影响. 这种多场耦合效应导致方程中不同作用项的贡献并非简单线性叠加, 而是形成动态演化系统, 各机制既相互制约又彼此增益, 由相对作用强度决定. 具体而言, 方程的非线性内核使任何单一项的简化或忽略都可能破坏系统演化, 因为被忽略的弱作用项可能通过非线性反馈效应被指数级放大, 进而显著改变整体解的结构. 因此, 精确模拟 SEP 的传输过程必须完整保留方程中的所有作用项, 以确保数值求解能准确复现多机制耦合下的非线性动力学特征.

垂直扩散系数由如下模型给定^[10]:

$$\kappa_{\perp} = \kappa_0 \frac{v}{c} \left(\frac{p}{p_0} \right)^b \left(\frac{B_e}{B} \right)^a (\mathbf{I} - \mathbf{b}\mathbf{b}). \quad (23)$$

其中, B_e 为地球附近磁场强度, B 为行星际空间粒子到某位置时的局部磁场强度, $\mathbf{I}$ 为单位张量.

方程中投掷角扩散系数与平均自由程有三种描述方式. 根据准线性理论 (QLT), 粒子与波之间的相互作用在这里只处理到一阶. 磁场的不规则性很小, 因此一个粒子投掷角的改变需要多次回旋. 此外, 用轴对称横向分量的波来描述磁场的 irregularity, 波矢量平行于平均磁场, 称为 slab 模型. QLT (Quasi-linear Theory) 与 slab 模型的结合被称为粒子散射的标准模型.

标准模型下的投掷角扩散系数可以表达为

$$D_{\mu\mu}^{\text{QLT}} = D_0 (1 - \mu^2) (|\mu|^q - 1). \quad (24)$$

其中, D_0 为散射幅度; q 为磁场湍流的能谱指数, 其平均值为 1.63; 磁场波动可以用功率密度能谱 $P(k) \propto k^{-q}$ 来描述. 投掷角垂直于磁场时, 投掷角扩散等于零.

还有一个广泛使用的投掷角扩散系数形式, 即

$$D_{\mu\mu}^{\text{BW}} = D_0 (1 - \mu^2) (|\mu|^{q-1} + H). \quad (25)$$

其中, H 为加入动力作用之后的修正. 若 $q = 1$, 并且 $H = 0$, 则是各向同性散射, 有

$$D_{\mu\mu}^{\text{iso}} = D_0 (1 - \mu^2). \quad (26)$$

这个形式可以被用来描述很强的湍流. 但是如果湍流比较弱, 投掷角扩散是共振波谱引起的, 需要用到各向异性散射, 而且散射的各向异性与分布的各向异性

是不同的概念.

本文分析中采用的投掷角扩散系数模型均为下述形式:

$$D_{\mu\mu} = D_0 v p^{-\frac{1}{3}} (1 - \mu^2) (|\mu|^{q-1} + H) k(x). \quad (27)$$

其中, D_0 为常数, h 代表非线性效应, $k(x) = \cos^2 \psi = (B_r/B)^2$ 是为了调整方向.

散射幅度用平行平均自由程 $\lambda_{\parallel}$ 来计算. 在行星际空间, 平行平均自由程为粒子, 不断受到微小的投掷角变化的影响, 直到其平行速度与最初的平行速度不相关的平均距离. $D_{\mu\mu}$ 与平均自由程 $\lambda_{\parallel}$ 的关系如下:

$$\lambda_{\parallel} = \frac{3V}{8} \int_{-1}^1 \frac{(1 - \mu^2)^2}{D_{\mu\mu}} d\mu. \quad (28)$$

模型中, 行星际磁场为阿基米德螺旋形式, 所以径向平均自由程的关系为 $\lambda_r = \lambda_{\parallel} \cos^2 \psi$.

2.2 前向与后向求解策略

针对聚焦传输方程的高维特性, 传统有限差分法在计算效率与网格依赖性方面存在固有局限. 其计算复杂度随维度呈指数增长, 网格细化会导致计算量急剧攀升, 难以满足多尺度耦合模拟需求. 近年来, 发展的随机微分方程 (SDE) 方法为突破这一瓶颈提供了新范式.

Li 等^[28] 将原方程解耦为确定项与随机扰动项, 通过蒙特卡洛方法实现相空间采样. 该方法在保持物理自洽性的前提下, 展现出三方面突出优势: 可实时获取任意时空点的能量谱演化, 尤其适用于脉冲型 SEP 事件的精细化模拟; 天然适配高维磁场构型输入, 通过伪粒子追踪规避网格约束, 显著降低了存储需求; 其并行计算架构使计算效率较传统方法提升 2~3 个量级. Zhang 等^[10] 进一步发展的五维 SDE 模型, 通过分解相空间维度实现了算法复杂度降低, 为全日球层 SEP 传输模拟提供了可行方案.

SDE 数值框架的独特优势体现在以下 5 个方面.

(1) SDE 方法的一个关键优势是其能够高效准确地处理作为输入所需的复杂、空间变化的三维矢量磁场. 当试图求解与动态演化的三维矢量背景场耦合的高维传输方程时, 传统的有限差分方法在计算上难以承受或不稳定; 当传播方程维数较高时, 数值计算的效率就会很低. 此外, 模拟计算量也会随着网格缩小而迅速增大. 因此, 有限差分方法并不是求解聚焦传

输方程的最佳方法. SDE 框架是目前唯一可行且实用的数值方案, 用于在真实、结构化的太阳风中进行全面的 3D SEP 传输模拟.

(2) 具有无条件稳定性, 可处理大梯度输运问题.

(3) 采用拉格朗日粒子追踪法, 避免网格的冗余信息存储.

(4) 天然支持并行计算架构, 伪粒子间解耦特性使计算效率随核心数线性提升.

(5) 通过显式分离确定项与随机扰动项, 能更清晰地揭示不同物理机制对粒子输运的贡献权重. 这些特性使其在模拟 SEP 事件的多时空尺度耦合过程时, 展现出比传统网格方法具有更大的优势.

下面分析 Wei 等^[16]、Tao 等^[12]采用的后向求解方法, 以及 Zhu 等^[20]采用的前向求解方法. 一维随机微分方程可表示为

$$\frac{dx(t)}{dt} = a(x, t) + b(x, t)\zeta(t). \quad (29)$$

其中, 右侧第一项描述确定的过程, 第二项描述随机的过程. 如果随机的过程是一个维纳过程 (布朗运动), 可写成伊藤类型, 有

$$dx(t) = a(x, t)dt + b(x, t)dW(t). \quad (30)$$

求解方程积分, 可得

$$x(t) = x_0 + \int_0^t a(x, t)dt + \int_0^t b(x, t')dW(t'). \quad (31)$$

在随机微分方程的求解框架中, 解析解仅适用于极少数特殊形式的积分项. 对于一般情形, 需采用 Euler-Maruyama 数值格式进行离散化求解: 通过设定初始相空间坐标, 选择固定时间步长进行迭代积分, 持续追踪粒子轨迹, 直至其穿越计算域边界或满足预设的终止条件. 该数值方案通过离散时间推进有效规避了连续积分空间的维度问题, 同时保持了算法实现的可操作性与计算过程的可控性.

Wiener 过程可以表达为

$$\Delta W(\Delta t) = \sqrt{\Delta t} \cdot \Lambda(t). \quad (32)$$

$\Lambda(t)$ 是一个高斯分布的伪随机数. 将这个方程拓展为多维的, 可写为

$$dx_i = a_i(x_i, s)ds + \sum_{j=1}^n b_{ij}(x_i, s)dW_j(s). \quad (33)$$

在 SDE 框架的高能粒子输运模拟中, 后向积分方法更具实用性. 对于日球层及天体物理研究, 通常仅需获取特定相空间位置 (如探测器坐标) 的输运方

程解. 若采用前向随机微分法, 伪粒子轨迹可能极少穿过目标观测点, 导致计算资源利用率低下. 后向方法通过逆向追踪从观测点出发的粒子路径, 可系统性回溯源区特征, 结合 Green 函数反演技术精确重构源粒子分布函数. 该方法不仅避免了前向模拟的采样盲区问题, 还在多点卫星平台观测数据交叉验证中展现出独特优势, 尤其在解析不同空间位置能谱差异时更具效率^[12].

后向积分的形式为如下偏微分方程:

$$-\frac{\partial f(x_i, s)}{\partial s} = \sum_{i=1}^n a_i(x_i, s) \frac{\partial f(x_i, s)}{\partial x_i} + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n C_{ij}(x_i, s) \frac{\partial^2 f(x_i, s)}{\partial x_i \partial x_j} - L_B(x_i, t) f(x_i, t) + S. \quad (34)$$

其中, $f(x_i, s)$ 为条件概率密度, 这里 s 为后向积分的时间, $a_i(x_i, s)$ 为对流项, $C_{ij}(x_i, s)$ 为扩散张量, $L_B(x_i, t)$ 为损失项, S 为描述源项.

按照这个对应关系, 可以改写为相应的后向随机微分方程, 即

$$\begin{cases} d\mathbf{x} = [\nabla \cdot \kappa_{\perp} - (\mathbf{V} + v\mu\mathbf{b})]ds + \sqrt{2\kappa_{\perp}} \cdot d\mathbf{w}_x, \\ d\mathbf{p} = \left[\frac{1-\mu^2}{2} (\nabla \cdot \mathbf{V} - \mathbf{b}\mathbf{b} : \nabla \mathbf{V}) + \mu^2 \mathbf{b}\mathbf{b} : \nabla \mathbf{V} \right] \mathbf{p}ds, \\ d\mu = \left\{ \frac{\partial D_{\mu\mu}}{\partial \mu} - \left[\frac{(1-\mu^2)v}{2L_B} + \frac{\mu(1-\mu^2)}{2} (\nabla \cdot \mathbf{V} - 3\mathbf{b}\mathbf{b} : \nabla \mathbf{V}) \right] \right\} ds + \sqrt{2D_{\mu\mu}} d\mathbf{w}_{\mu}. \end{cases} \quad (35)$$

在 SEP 事件的模拟中, 一般基于局地星际能谱 (LIS) 设定边界条件, LIS 指太阳系外邻近星际空间中宇宙线粒子的能谱分布, 即在没有受到太阳调制影响的情况下, 进入太阳系之前的宇宙线粒子的通量随能量的变化关系. 如果求解采用后向 SDE 方法, 伪粒子初始位置设为待研究相空间点, 时间逆向推进. 因控制方程已简化为纯输运项, 仅需按式 (35) 逐次计算粒子相空间坐标, 逆向追踪至计算域边界. 最终通过统计边界处伪粒子相空间信息, 构建 Green 函数映射关系, 获得目标点的分布函数解, 有

$$f(X_0, p_0, \mu_0, t_0) = \frac{1}{N} \sum_{K=1}^N f_{\text{LIS}}(X_e, p_e, \mu_e, t_e). \quad (36)$$

其中, X_e, p_e, μ_e, t_e 为粒子退出边界时的位置、动量、投掷角和时间.

前向 SDE 模拟通过在內边界初始化伪粒子并追

踪其正向相空间演化轨迹^[20], 具有独特的物理直观性. 该方法能动态呈现粒子加速全过程, 特别适用于解析共转相互作用区 (CIR) 压缩波对种子粒子的再加速机制. 当需获取粒子在整个计算域内的空间分布特征, 而非单点观测值时, 前向追踪方案相比逆向方法具有显著优势, 其计算资源分配与目标物理量的全域特性高度匹配.

前向随机微分方法中聚焦传输方程可以写成如下形式:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = & \frac{\partial^2}{\partial \mu^2} (D_{\mu\mu} f) - \nabla \cdot \left(\frac{d\mathbf{x}}{dt} f \right) - \\ & \frac{\partial}{\partial \mu} \left[\left(\frac{\partial D_{\mu\mu}}{\partial \mu} + \frac{d\mu}{dt} \right) f \right] - \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \left(\frac{d\mathbf{p}}{dt} f \right) + \\ & \left[\nabla \cdot \frac{d\mathbf{x}}{dt} + \frac{\partial}{\partial \mu} \left(\frac{d\mu}{dt} \right) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \left(\frac{d\mathbf{p}}{dt} \right) \right] f + S. \end{aligned} \quad (37)$$

因为

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \frac{d\mathbf{x}}{dt} + \frac{\partial}{\partial \mu} \left(\frac{d\mu}{dt} \right) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \left(\frac{d\mathbf{p}}{dt} \right) = \\ (1 - \mu^2) \nabla \cdot \mathbf{V} + (3\mu^2 - 1) \mathbf{b} \mathbf{b} : \nabla \mathbf{V} + \frac{\mu}{\mathbf{v}} \frac{dU}{dt} \cdot \mathbf{b} = \\ - \frac{2}{\mathbf{p}} \frac{d\mathbf{p}}{dt} - \frac{\mu}{\mathbf{v}} \frac{dU}{dt} \cdot \mathbf{b}. \end{aligned} \quad (38)$$

聚焦传输方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = & \frac{\partial^2}{\partial \mu^2} (D_{\mu\mu} f) - \nabla \cdot \left(\frac{d\mathbf{x}}{dt} f \right) - \\ & \frac{\partial}{\partial \mu} \left[\left(\frac{\partial D_{\mu\mu}}{\partial \mu} + \frac{d\mu}{dt} \right) f \right] - \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \left(\frac{d\mathbf{p}}{dt} f \right) - L_F f + S. \end{aligned} \quad (39)$$

其中, $L_F = \frac{2}{\mathbf{p}} \frac{d\mathbf{p}}{dt} + \frac{\mu}{\mathbf{v}} \frac{dU}{dt} \cdot \mathbf{b}$ 为损失项. 该方程的形式并非完全保守. 不能包含在保守项中的其余项, 包含在线性损耗项 L_F 中. 这些项被视为传输过程中的线性损耗. 改写为相应的后向随机微分方程为

$$\begin{cases} d\mathbf{x} = \frac{d\mathbf{x}}{dt} dt, \\ d\mathbf{p} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} dt, \\ d\mu = \left(\frac{\partial D_{\mu\mu}}{\partial \mu} + \frac{d\mu}{dt} \right) dt + \sqrt{2D_{\mu\mu}} dw_\mu. \end{cases} \quad (40)$$

在前向随机微分模拟中, Zhu 等^[20] 按与目标物理分布特性匹配的预设分布生成坐标来初始化粒子, 在损失项 L_F 的作用下, 权重 α_i 沿粒子轨迹变化如下:

$$\alpha_i(nt) = \alpha_i(nt-1)e^{-L_F(nt)dt}. \quad (41)$$

其中, dt 是时间步, nt 是时间步的步数, 如果 dt 不变, 有

$$\begin{aligned} \alpha_i(nt) &= \alpha_i(nt-1)e^{-L_F(nt)dt} = \\ \alpha_i(t=0) &e^{-\sum_{k=1}^{nt}(L_F dt)}. \end{aligned} \quad (42)$$

Zhu 等^[20] 采用分箱过程处理混合坐标系下的分布函数演化 (空间坐标基于静止系, 动量与投掷角采用共转系), 通过记录各分箱内伪粒子的权重贡献重构相空间分布. 具体实现时, 权重统计需与分箱坐标系的混合特性保持一致, 即同时考虑欧拉空间网格与共转动量空间的耦合分箱策略, 最终分布函数由权重在分箱内的累积量确定. 在保证统计精度的同时提升计算效率, 该方法适用于需要大规模粒子追踪的复杂运输场景. 分箱的过程在此案例下定义为

$$\begin{aligned} B^{(k,l,h,m,n,o)} = & \left[x_k - \frac{\Delta_{\text{bin}x}}{2}, x_k + \frac{\Delta_{\text{bin}x}}{2} \right] \times \\ & \left[y_l - \frac{\Delta_{\text{bin}y}}{2}, y_l + \frac{\Delta_{\text{bin}y}}{2} \right] \times \\ & \left[z_h - \frac{\Delta_{\text{bin}z}}{2}, z_h + \frac{\Delta_{\text{bin}z}}{2} \right] \times \\ & \left[p_m - \frac{\Delta_{\text{bin}p}}{2}, p_m + \frac{\Delta_{\text{bin}p}}{2} \right] \times \\ & \left[\mu_n - \frac{\Delta_{\text{bin}\mu}}{2}, \mu_n + \frac{\Delta_{\text{bin}\mu}}{2} \right] \times \\ & \left[t_o - \frac{\Delta_{\text{bin}t}}{2}, t_o + \frac{\Delta_{\text{bin}t}}{2} \right]. \end{aligned} \quad (43)$$

这里, 式 (43) 是一个六维分箱, 每个维度对应不同的物理量.

为实现自适应时间步长策略下的统计自洽性, 需对权重累积过程进行约束: $\Delta_{\text{bin}t}$ 要大于每一个 dt , 也不能过大. 该窗口既保证单步输运过程的完整性, 又避免统计样本因窗口过大而稀释.

前向随机微分方程模拟操作流程如下: 首先在源区域按均匀分布释放伪粒子, 并初始化其权重为生成分布的概率密度值; 随后依据前向 SDE 推进粒子的相空间坐标, 同时权重 α_i 按照

$$\langle f(x, y, z, p, \mu, t) \rangle = \frac{1}{M} \sum_o f(x_k, y_l, z_h, p_m, \mu_n, t_o) \quad (44)$$

进行实时更新; 接着在混合坐标系分箱框架中统计各分箱内粒子权重的累积贡献; 最后对统计结果实施双重归一化处理, 以消除注入粒子数量与分箱尺度的影

响. 最终分布函数由归一化结果直接表示为

$$f(x_k, y_l, z_h, p_m, \mu_n, t_o) = \sum_{i=1}^N \alpha_i(k, l, h, m, n, o) \frac{\Delta_{\text{inj}} x \Delta_{\text{inj}} y \Delta_{\text{inj}} z \Delta_{\text{inj}} p \Delta_{\text{inj}} \mu \Delta_{\text{inj}} t}{\Delta_{\text{bin}} x \Delta_{\text{bin}} y \Delta_{\text{bin}} z \Delta_{\text{bin}} p \Delta_{\text{bin}} \mu}. \quad (45)$$

其中, Δ_{inj} 为注入区间. 最后取平均值, 得到相应相空间的分布函数.

3 典型事件模拟与参数分析

3.1 STA 观测到的 2016 年 8 月 SEP 事件

Tao 等^[12] 针对 STA 卫星观测到的 2016 年 8 月 21 日至 24 日 SEP 事件, 提出了一种新的模型来模拟质子在 CIR 中的传播机制. 模拟发现压缩区域的磁场结构能够“囚禁”粒子, 使能量粒子在类似磁镜的结构间来回散射; 此外垂直扩散作用使能量粒子的通量随时间缓慢演化. 模拟结果与观测数据吻合良好, 验证了能量粒子的传播效应在该事件中的重要性.

背景模型为逐时测量数据驱动的二维解析模型, 该数据由 STA 于 2016 年 7 月 31 日至 8 月 26 日观测得到, 数据采用日心径向-切向-法向 (RTN) 坐标系. 为了减少测量数据的可变性, 对等离子体和磁场数据进行了 11 h 的滑动平均, 详见 1.2 节.

由于输入的观测数据经过滑动平均处理, 这意味着数据的波动被平滑了, 因此模型中没有对粒子有显著加速效果的电流片或激波的小尺度结构. 这些特征本应在 CIR 区域中显示出来, 但在模拟中未能显现, 方便在研究中单独关注 CIR 压缩区大尺度结构的传播机制.

模拟中, 使用 FTE 来描述质子在 CIR 区域内的传播, 包括粒子沿着磁力线的流动、由于太阳风膨胀引起的绝热冷却、磁场的聚焦效应及磁场湍流引起的空间扩散等, 采用后向随机微分的求解方式. 粒子的投掷角扩散系数设定为式 (31). 其中由 100 MeV 的质子的径向平均自由程 λ_0 求得常数 D_0 , 表示磁场波动水平; 常数 $q = 5/3$, 表示磁场湍流在惯性范围内的 Kolmogorov 谱; 常数 $h = 0.2$, 表示 $\mu = 0$ 时的非线性散射效应.

为了描述粒子在垂直于行星际磁场 (IMF) 方向上的运动, 选择以下形式的垂直扩散^[6]:

$$\kappa_{\perp} = \frac{\pi}{12} \alpha \lambda_{\parallel} \frac{B}{B_0} (\mathbf{I} - \mathbf{b}\mathbf{b}). \quad (46)$$

其中, α 是一个自由参数, 表示参考磁场强度下垂直

与平行扩散系数的比值; $\lambda_{\parallel}$ 和平行扩散系数的关系是 $\kappa_{\parallel} = v \lambda_{\parallel} / 3$. 假设内边界 R_{in} 处注入的源粒子幂律谱 $\gamma_0 = 5.0$, 内边界条件可以表示为

$$f_b(X, p, \mu, t)_{r=R_{\text{in}}} = \frac{C}{t} \frac{E_k^{-\gamma_0}}{p^2} \exp\left(-\frac{\tau_c}{t} - \frac{t}{\tau_1}\right) a(\varphi) \delta(\theta - 90^\circ). \quad (47)$$

其中, E_k 为源粒子的动能; τ_c 和 τ_1 为控制释放粒子时间分布的时间常数. 粒子的运动可以视为沿磁力线的引导中心运动, 加上投掷角扩散和垂直扩散^[29]. 基于二维太阳风模型, 主要关注粒子在球面坐标系的 (r, φ) 平面上的传播, 因此在方程中加入了 $\delta(\theta - 90^\circ)$, 以限制粒子在 (r, φ) 平面内的注入. 此外, 假设方程与时间无关, 这种假设更适合于源粒子来自多个微型耀斑的情境^[30], 所以在内边界处均匀分布, 取 $a(\varphi) = 1$.

二维太阳风背景模型的空间区域通过数值网格进行离散化处理, 粒子模拟域的内边界设定为 0.1 AU, 外边界延伸至 5 AU. 该模型采用无结构网格的粒子追踪方案, 其运动过程不依赖预设网格, 而是通过实时插值背景太阳风参数 (包括速度、密度等) 至粒子的当前位置实现. 为确保粒子轨迹与动态太阳风场的时空耦合精度, Tao 等^[12] 引入双线性插值算法, 在每个时间步长内同步更新粒子所处位置的背景物理量, 从而建立背景场下粒子传输的模型框架.

模拟中, 在静止观察点的位置注入了 10^7 个质子, 初始投掷角余弦 μ 均匀分布在 $-1 \sim 1$ 之间, 选择质子能量为 1 MeV, 5 MeV 和 10 MeV. 在不考虑垂直扩散的情况下, 通常认为颗粒沿着磁力线移动和扩散. 由于在产生的太阳风结构中没有激波结构, 并且没有其他小尺度加速源包括在模型中, 他们集中讨论质子在大规模压缩区的输运效应.

如图 5(a) 所示, 通过调整磁聚焦强度的倒数 L_B^{-1} , 可以模拟显示增强的磁聚焦效应会显著提升质子通量峰值. 表明压缩区的磁场陷阱结构能够有效捕获质子, 通过多次反射加速粒子, 使粒子通量峰值上升. 图 5(b) 通过改变平行平均自由程 λ_0 的模拟结果表明, 较小的 λ_0 强扩散会降低粒子通量幅值, 但是其时间演化模式保持相似. 说明其投掷角扩散主要调节通量水平, 而非时间演化模式. 图 5(c) 显示, 在通量达到峰值期间, 源粒子的动量分布变宽, 格林函数在各个动量范围内均有上升, 表明磁场结构能够捕获更多不同动量质子, 进而使其经历多次加速和减速过程. 图 5(d) 表明, 当不同磁力线磁场聚焦效应强度采

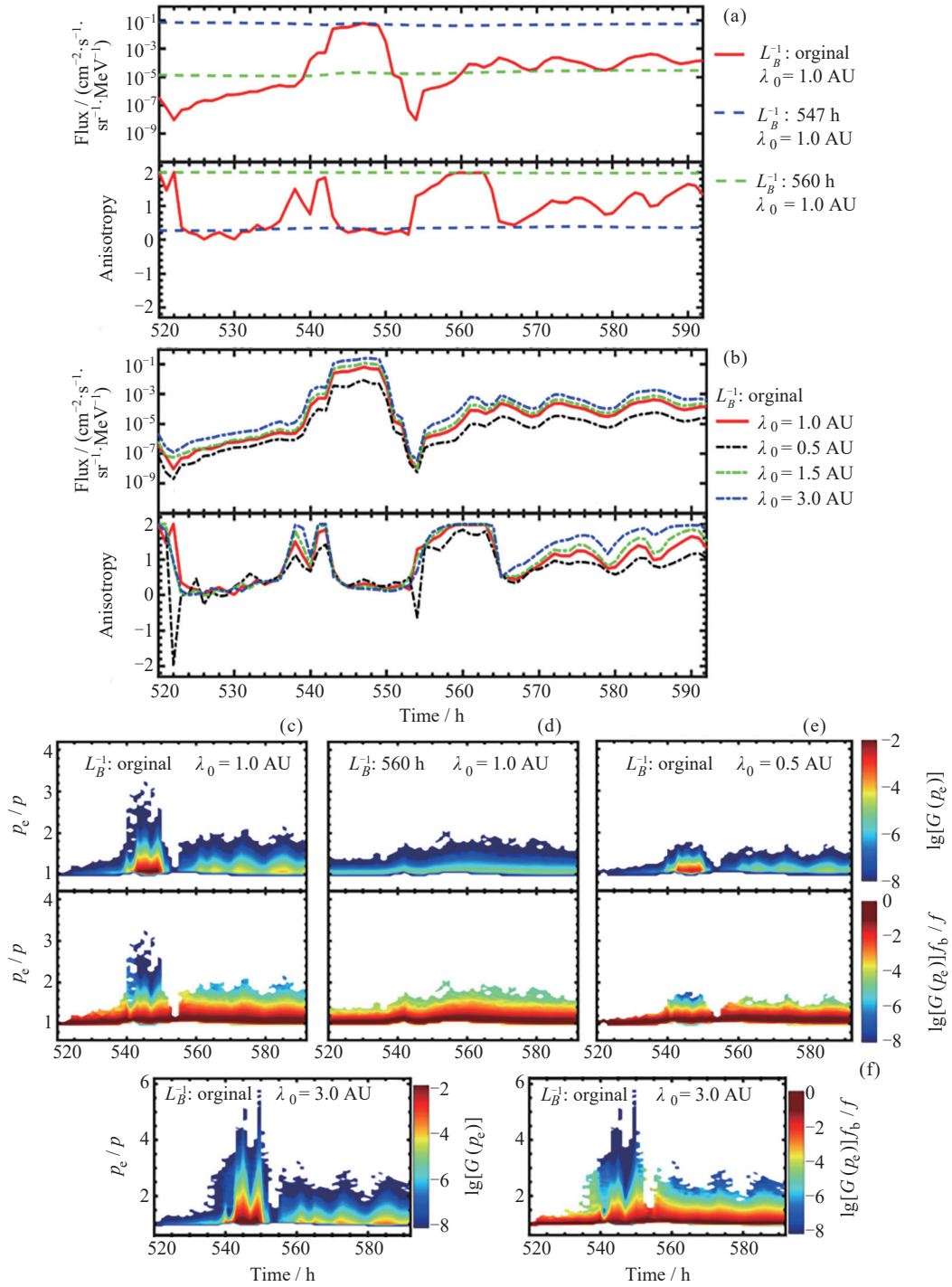


图 5 5 MeV 的质子传播磁聚焦和投掷角扩散对通量增强的影响. (a) 通过改变由 L_B^{-1} 变化描述的磁聚焦效应强度得到的结果. (b) 通过设置不同的 λ_0 值得到的投掷角扩散的影响. (c)~(f) $\lg[G(p_e)]$ 和 $\lg[G(p_e)]f_b/f$ 作为源粒子动量 p_e/p 和观测时间函数的等高线^[12]

Fig. 5 Effects of magnetic focusing and pitch-angle scattering on the flux enhancement of 5 MeV proton propagation. (a) Results obtained by altering the strength of the magnetic focusing effect described by the variation of L_B^{-1} . (b) Effect of pitch - angle diffusion by setting different values of λ_0 . (c)~(f) Contour plots of $\lg[G(p_e)]$ and $\lg[G(p_e)]f_b/f$ as functions of source particle momentum p_e/p and observation time^[12]

用 560 h 连接到观察者的磁力线的值时, 粒子的动量分布在不同观察时间下接近, 动量谱的变化较为平缓. 图 5(e)(f) 则表明, 当设置背景场的质子自由路径更大时, 更多不同能量的质子会被行星际磁场的陷阱结构限制. 投掷角扩散效应与磁场聚焦效应之间的相对大小可以通过自由路径与磁场聚焦长度 $\lambda_{\parallel}/L_B$ 的比值来表达^[16], 对于构建的同一个太阳风背景, 增加的自由路径 $\lambda_{\parallel}$ 等价于比率 $\lambda_{\parallel}/L_B$ 的增加. 总之, 模拟中表明投掷角扩散效应的减弱和磁场聚焦效应增强有利于更多能量的质子的传播.

因为在最初模拟中设置垂直扩散系数为 0, 所以源区粒子只会沿着与之对应的一根磁力线运动. 如图 6 所示, 单独追踪一根磁力线, 发现 CIR 压缩区的磁场呈现类陷阱结构, 547 h 对应的较小磁聚焦强度的倒数表明磁镜效应较强, 导致更多质子被捕获, 通量的峰值也更高. 局部的强磁镜效应表现为磁聚焦强度的倒数的负值或极小值, 这些是质子反复散射和能量增强的关键. 该机制与传统的扩散激波加速 (DSA) 不同, 无需激波存在, 仅通过压缩区湍流磁场与粒子的相互作用即可实现能量增益.

Tao 等^[12] 在之后的模拟中引入垂直扩散, 设置 $\lambda_0 = 1.0$ AU, 并为 1, 5, 10 MeV 的质子分别设定了自由参数 $\alpha = 0.025, 0.02, 0.018$, 模拟通量的时间演化与观测显著吻合, 如图 7 所示.

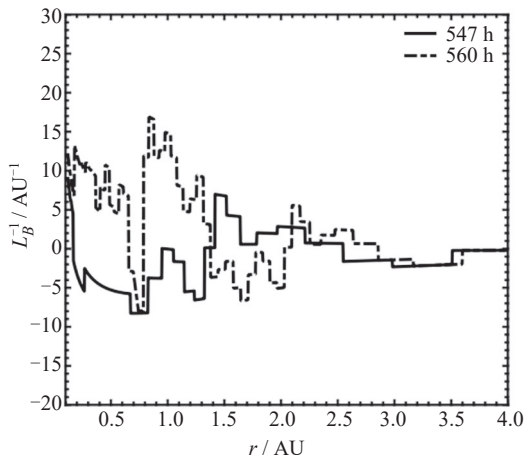


图 6 在 547 h 和 560 h 时与观测者磁连接的磁力线的磁聚焦长度倒数的径向变化^[12]

Fig. 6 Radial variations in the reciprocal of the magnetic focusing length of magnetic field lines magnetically connected to the observer at 547 h and 560 h^[12]

垂直扩散作用使粒子能够跨越磁力线, 进而引发两种效应: 一方面, 邻近磁力线上的粒子会向观测者所在磁力线扩散, 使粒子通量增大; 另一方面, 部分粒子会从观测区域逃逸, 使粒子通量减小. 这两种相反的效应相互平衡, 有效缓和了通量变化的剧烈程度, 从而使通量呈现出与实际观测结果相符的平缓增强和衰减模式.

但是由于输入到数据驱动背景模型的测量数据经过了平均处理, 太阳风中的不连续结构 (例如激波间断面) 被平滑化, 其作为扩散屏障的作用被削弱. 这一情况导致模拟结果中峰值到达时间早于实际观测值.

在能谱分析方面, 模拟与观测的峰值能谱和事件积分能谱均呈现出幂律分布特征, 且二者的谱指数高度吻合. 具体而言, 峰值能谱的模拟谱指数为 3.68, 观测值为 3.38; 事件积分能谱的模拟谱指数为 3.62, 观测值为 3.45^[12]. 这一结果为局部加速机制的有效性提供了进一步支持, 表明在压缩区的磁场结构中, 粒子可通过多次散射和能量交换过程被加速, 而无需依赖远距离激波加速机制.

总而言之, 通过用耦合模型模拟该事件, 揭示了 CIR 压缩区磁场结构对高能质子通量的增强作用, 并证实垂直扩散在调节通量时间演化中的重要性. 这一成果为理解无激波高能粒子事件的加速机制提供了重要理论支持.

3.2 2007 年 9 月 SIR 事件模拟结果

2007 年 9 月 19–25 日, STA, STB 和 WIND 三颗航天器联合观测到了一个 SIR 事件. 需要指出的是, 这里 SIR 是太阳风速度差直接引发的短暂压缩区, 而前文提到的 CIR 是太阳自转共转效应导致的周期性重复结构, 二者均源于速度突变, 但时空特性不同, 因太阳共转而持续多个太阳自转周的 SIR 被称为共转相互作用区 CIR. 在这个事件中, STB 在 SIR 经过后观测到了额外的高能质子通量强度增加, 而 WIND 和 STA 并未观察到这一现象. 为了研究这种现象的来源, Tao 等^[13] 使用了 1.2 节的数据驱动太阳风模型模拟了质子在太阳风中的传播过程, 在观测数据中设定 T_1 , T_3 和 T_4 为 STB, WIND, STA 粒子通量上升至峰值的时间点, 这些时间内三颗航天器分别接近 SIR 的后沿. 图 8 中利用对应卫星在对应时间阶段的观测数据拟合的能谱结果相似, 表明 SIR 结构相对稳定. 其中能谱的拟合采用了幂律谱和幂律

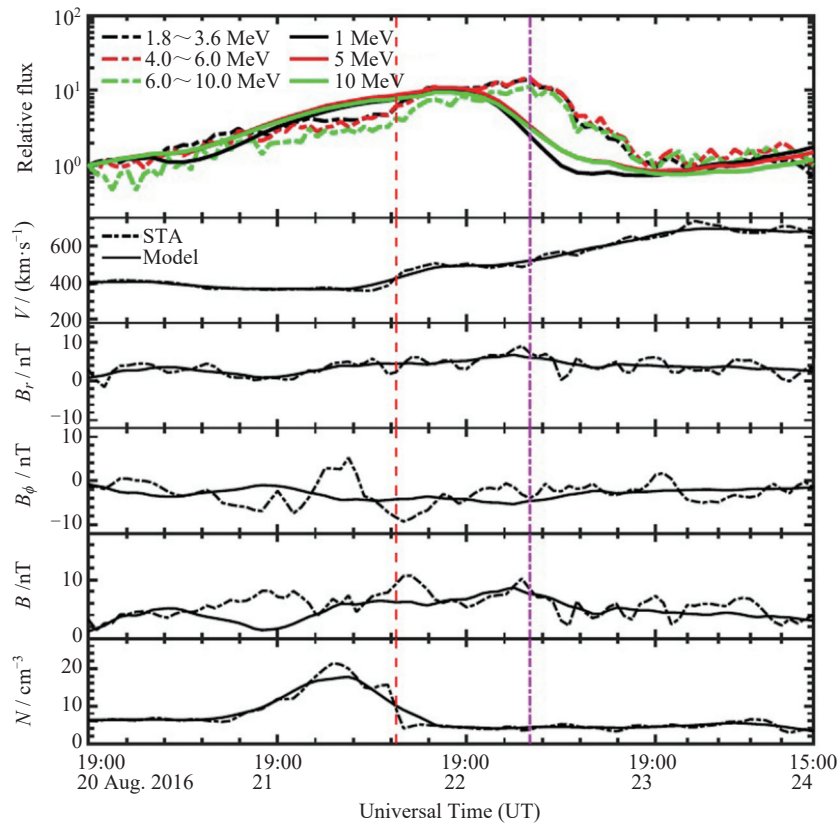


图 7 观测数据 (虚线) 与模拟结果 (实线) 对比^[12](红色垂直线表示 SI 的通过, 紫红色垂直线表示测量的通量峰值)
Fig. 7 Comparison between observational data (dashed lines) and simulation results (solid lines)^[12](Red vertical line indicates passage of SI, purple vertical line indicates measured flux peak)

谱 $\times$ 指数的下降形式. T_2 时间处是 STB 观测到的额外粒子事件, 能谱拟合与前述拟合结果相似, 进一步表明 STB 观测到的附加粒子事件可能与 SIR 后缘附近分布的加速粒子有关.

采用 1.2 节的模型, Tao 等^[13] 将 2007 年 9 月 2—28 日 (共 648 h) RTN 坐标系 STB 的逐时测量数据作为模型的输入, 进而构建了整个事件的太阳风配置.

为了映射 SIR 反向压缩波的位置, 假设 SIR 尾缘的太阳风速度是反向压缩波的原位速度, 并通过追踪流线计算其在共转坐标系中的位置. 首先, 从起始位置 $r_0 = (x_0, y_0)$ 开始, 沿局部太阳风流速 $\mathbf{V} = (V_x, V_y)$ 的方向逐步计算流线的新的位置, 即

$$\begin{cases} x = x_0 + \Delta x = x_0 + \sum_{i=1}^4 \frac{V_{xi}}{V_i} dl, \\ y = y_0 + \Delta y = y_0 + \sum_{i=1}^4 \frac{V_{yi}}{V_i} dl. \end{cases} \quad (48)$$

其中, $i = 1, 2, 3, 4$ 代表四个邻近点, 形成一个单元. 为了反向映射, 方向上的变化量 $\Delta x, \Delta y$ 会取相反符号,

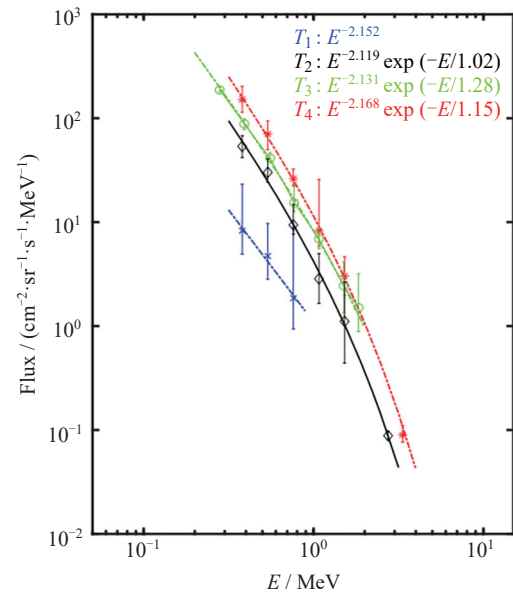


图 8 基于测量数据的四个周期的能谱^[13]
Fig. 8 Energy spectra for four cycles based on measured data^[13]

流线方向也相应改变. 最终, 根据映射的结果确定流线位置. 同样, 磁力线的映射可以通过将太阳风速度 $\mathbf{V}$ 替换为磁场 $\mathbf{B}$, 得到磁力线与反向压缩波的连接位置.

在模拟中, 超热离子在 SIR 内的分布随着距离的增加呈指数增长, 直到 SIR 的压缩效应结束, 转为膨胀, 导致粒子分布冷却, 并呈现出与距离相关的衰减特性. 根据这一机制, 设置能量粒子的分布函数在 SIR 反向压缩波附近为^[31]

$$f_b(r, p) = \begin{cases} f_c \exp[\beta_1(r - r_c)] p^{-\gamma_s} \exp(-E/E_0), & r \leq r_c; \\ f_c(r/r_c)^{\beta_2} p^{-\gamma_s} \exp(-E/E_0), & r > r_c. \end{cases} \quad (49)$$

其中, 幂律指数 γ_s 取值与谱指数 $\gamma = \gamma_s/2 - 1 = 2.168$ 相关, 而间断能量 E_0 取图 8 中的拟合结果, 约为

1.15 MeV. 参数 f_c 与临界位置 $r = r_c$ 处的能量质子种群有关, 超热种子粒子的加速和冷却过程分别由参数 β_1 和 β_2 表示.

在这项工作的模拟中, 规定 100 MeV 能量质子的平行平均自由程为 $\lambda_{\parallel} = 0.5 \text{ AU}$, 来确定式 (31) 中描述投掷角扩散效应的参数 D_0 的值. 通常研究定义反映垂直扩散的自由参数 $\alpha = 10^{-3}$, 表明在模拟中, 主要考虑粒子沿磁力线传播. 对于源粒子的分布, Tao 等^[13] 参考 Schwadron 等^[31] 在 2021 工作中设定的值, 设置了参数 $\beta_1 = 6.4 \text{ AU}^{-1}$ 和 $\beta_2 = -7.0 \text{ AU}^{-1}$, 这些参数设置主要与 SIR 的压缩和膨胀过程相关. 临界位置 r_c 设置为 2.28 AU, 与接近 9 月 21 日 17:00 UT 时观察到的磁力线连接至压缩波或激波的径向距离一致.

模拟成功再现了 STB 观测到的高能质子通量强

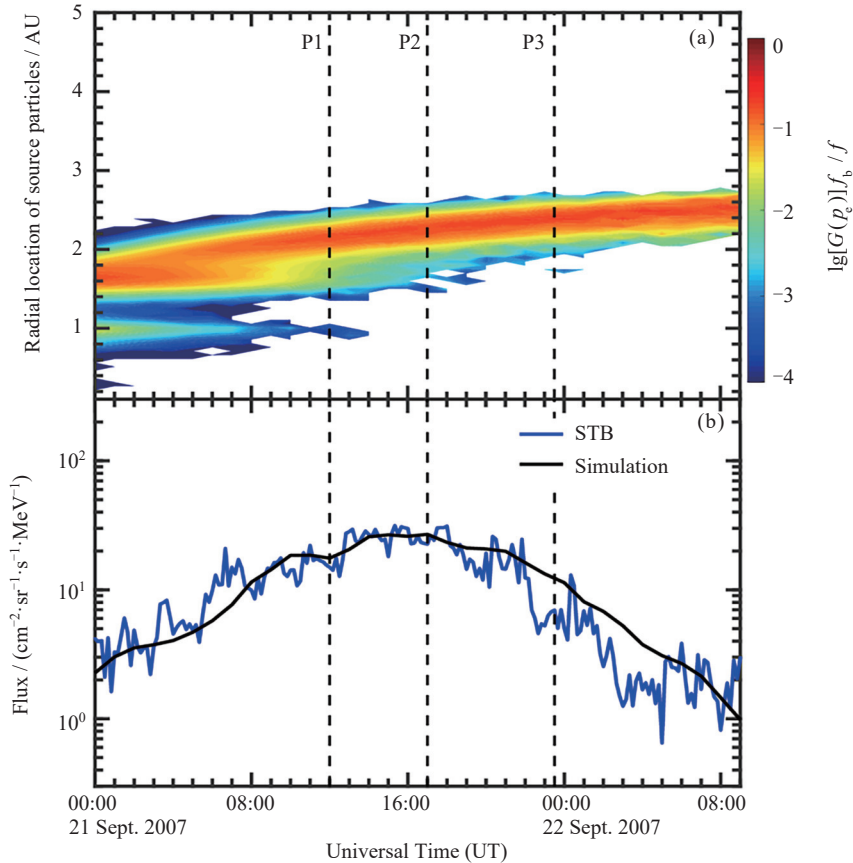


图 9 源粒子径向分布与平均积分强度的时变演化^[13] (P1, P2, P3 虚线分别依次对应高能粒子事件的上升、峰值和下降阶段)

Fig. 9 Temporal evolution of the radial distribution and average integrated intensity of source particles^[13]
(The dashed lines P1, P2, and P3 correspond sequentially to the rise, peak, and decline phases of the high-energy particle event)

度的时间演变, 如图 9 所示. 其中垂直虚线标示的 P1, P2 和 P3, 依次对应高能粒子事件的上升阶段、峰值阶段和下降阶段. 图 9(a) 给出了 0.8 MeV 质子的源粒子径向分布随时间的演变. 轮廓图显示, 源粒子主要集中在压缩区 $r \leq r_c$ 以内, 而 $r > r_c$ 时粒子分布因膨胀冷却显著减少. 这一分布特征与 SIR 内超热种子的加速和冷却理论一致^[31]. 图 9(b) 给出了模拟结果与 STB 观测数据的比较. 模拟结果 (黑线) 准确地反映了高能质子通量强度在 SIR 尾缘经过约 9 h 后显著增加, 并迅速衰减. 与 STB 观测的蓝线相比, 模拟结果成功地重现了高能质子通量强度增强和衰减的特点, 验证了模型的有效性.

模拟给出了三个不同时期 (上升期、峰值期、衰退期) 内的质子能谱, 研究发现质子能谱随时间演化表现出硬化趋势, 与 STB 观测到的结果一致. 能谱的幂律指数 $\gamma \approx 2.1$ 和间断能量 ($E_0 \approx 1.15$ MeV) 在演化中保持稳定. 表明额外粒子事件仍来源于 SIR 内的加速, 而非新加速机制.

通过对比 WIND 与 STA 的数据, 发现二者均未观测到 STB 记录的高能质子通量强度增强现象. 为探究 SIR 过后高能质子通量强度在 WIND 与 STA 上的演化特征, Tao 等^[13] 分别模拟了基于 WIND 和 STA 数据构建的太阳风背景场. 图 10 中的研究发现, 与 STB 的磁场连接相比, WIND 和 STA 的磁力线在复合流区延伸至更远的源区, 所以其观测粒子主要源自冷却区, 没有类似 STB 的额外事件. 而 STB 因磁场连接距离更短, 能采样到更多压缩区径向距离内的粒子. 这种连接距离的差异是 STB 相较于 WIND 和 STA 能检测到更多加速粒子的关键原因, 进而解释了为何仅 STB 能捕获活跃加速区的粒子, 并观测到额外的高能质子通量强度增加.

3.3 压缩区域三维背景场下粒子的传输特征

在未压缩太阳风中, SEP 传输行为与经典 Parker 模型一致, 但压缩区因磁场结构改变会显著改变粒子传播路径. Wei 等^[16] 通过耦合 MHD-SEP 模型, 揭示了压缩区域中 SEP 通量衰减阶段增强的核心机制——磁聚焦效应.

研究选取两个具有代表性的太阳活动阶段开展模拟分析: 一是 2008 年 1 月 25 日开始的卡林顿旋转周期 CR 2066, 该阶段处于太阳活动极小期, 其太阳风特征表现为低压缩性, 可作为基准条件对比

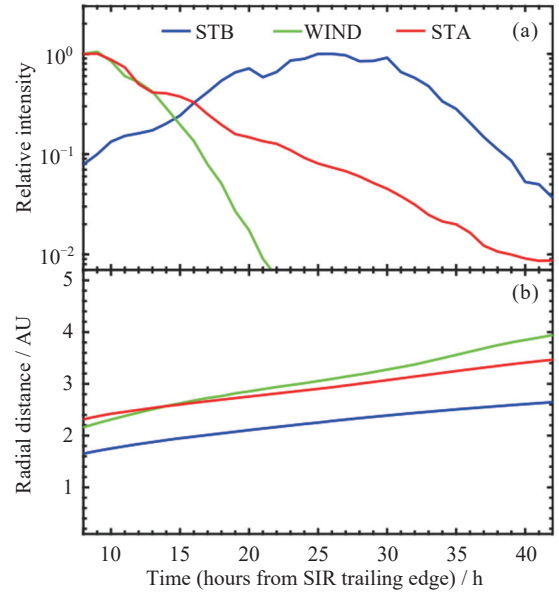


图 10 STB, WIND 与 STA 观测下 SIR 后缘粒子运输特征对比 (强度演变与径向距离分析)^[13]

Fig. 10 Comparison of the characteristics of particle transport at the trailing edge of SIRs observed by STB, WIND, and STA (Intensity evolution and radial distance analysis)^[13]

MHD 背景场与 Parker 螺旋场模型对太阳高能粒子传输特性的影响差异; 二是 2013 年 12 月 19 日开启的 CR 2145 周期, 该阶段处于太阳活动上升期, 太阳风呈现显著压缩特征, 重点研究快慢太阳风相互作用形成的压缩区域对 SEP 通量动态演化的调制作用.

为实现两个模型的耦合, 需建立不同坐标系参量间的转换关系. 聚焦传输方程基于混合坐标系构建, 其中空间位置与太阳风速度采用固定参考系变量, 而动量、投掷角余弦及粒子速度则采用太阳风参考系变量. 在粒子传输方程的简化过程中, 可忽略方程中与时间变化相关的非关键项.

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\mathbf{p} \left[\frac{(1-\mu^2)}{2} (\nabla \cdot \mathbf{V}_{sw} - \mathbf{b} \cdot \nabla \mathbf{V}_{sw}) + \mu^2 \mathbf{b} \cdot \nabla \mathbf{V}_{sw} \right], \quad (50)$$

$$\frac{d\mu}{dt} = \frac{(1-\mu^2)}{2L_B} \nu + \frac{(1-\mu^2)}{2} (\nabla \cdot \mathbf{V}_{sw} - \mathbf{b} \cdot \nabla \mathbf{V}_{sw}). \quad (51)$$

图 11(a) 为在非压缩太阳风条件下, 两种不同背景场太阳风参数和粒子全向通量, 图 11(b) 在压缩区两种不同背景场太阳风参数和粒子全向通量. 从图 11(b) 可以看出, MHD 背景下, 粒子衰减阶段的通

量增强明显出现在逐渐压缩的区域, 该时空阶段背景场的特征是太阳风速度、磁场强度、质子数密度和压力增强.

模拟结果表明, 在存在压缩区的太阳风条件下, SEP 的全方位流量显著增强, 尤其在特定时间段内流量峰值大幅上升, 表明压缩区环境对粒子传播具有强化作用. 模拟中通过对比是否考虑绝热效应发现, 虽然绝热冷却效应对粒子通量存在一定影响, 但并非通量增强的主导因素. 投掷角扩散由磁湍流驱动, 与平行平均自由程密切相关, 不同磁场模型下计算得到的全向通量存在显著差异, 与采用 Parker 背景场相比, 采用 MHD 磁场对应的流量更高. 此外, 压缩区中投掷角扩散系数增大、平行平均自由程减小, 使平行扩散系数降低, 减缓了全向通量的衰减. 尽管平行扩散系数变化与绝热冷却效应均会改变通量水平, 但不影响其时间演化趋势, 因此磁聚焦效应被认定为能量粒子事件衰减相阶段粒子流量增强的核心驱动因素.

模拟中计算了在 8 AU 的黄道面上磁聚焦长度倒数 L_B^{-1} 的归一化分布. 模拟中发现, 在压缩区, 磁聚焦长度显著为负, 而在未压缩太阳风区, 磁聚焦长度基本保持均匀分布, 并为正, 说明在未压缩区的粒子大

概率不会被磁镜效应反射回来, 在压缩区的粒子流量增强可以通过磁镜效应来解释.

图 12 给出了 CR2145 期间磁聚焦长度倒数与质子数密度 N 随时间的变化情况, 且依据不同日心距离分别展示. 图 12 中用灰色阴影区域特别标出了黑色磁力线之间的区域, 压缩区往往与较小的磁聚焦长度倒数值相对应. 这些对应区域正是磁镜效应表现更为突出的地方, 粒子在此处会被反射回观测点, 导致通量增强. 此外, 研究还发现, 在日心距离大于 1 AU 的位置, 磁聚焦长度倒数可能出现负值, 并且这些负值覆盖的区域范围相当可观, 表明磁镜效应在这些区域同样可能发挥作用. 同时模拟的 MHD 模型中可能存在非均匀的结构, 也可能对通量增强起到作用.

针对 2011 年 3 月 21 日发生的 SEP 事件, 进行观测数据与模拟结果的对比分析, 结果如图 13 所示. 观测数据显示, 此次 SEP 事件由 3 月 21 日发生的 CME 触发. 在压缩区与流界面区域, 粒子通量显著增强, 尤其是能量低于 40 MeV 的粒子. 模拟结果通过 MHD 模型, 成功定性地复现了这一特征. 不过, 模拟的粒子通量增强幅度高于观测值, 且增强持续时间较长, 可能由于模拟中未引入可以快速加速粒子的

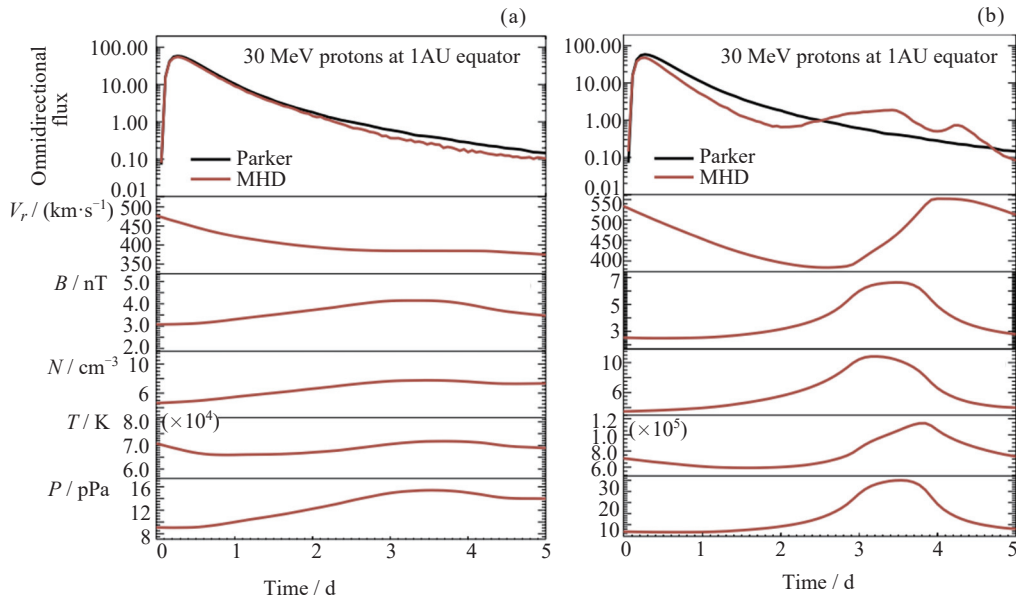


图 11 不同太阳风参数对粒子通量的影响. (a) 在未压缩太阳风条件下具有两个不同背景场和太阳风参数的全向通量, (b) 在压缩区域具有两个不同背景场和太阳风参数的全方位通量^[16]

Fig. 11 Impact of different solar wind parameters on particle omnidirectional fluxes. (a) Omnidirectional flux with two different background field and solar wind parameters under uncompressed solar wind conditions.

(b) Omnidirectional flux with two different background field and solar wind parameters in the compression region^[16]

CME 激波结构, 而且模拟中采用的背景场自 3 月 27 日起, 磁场强度逐渐增强, 磁聚焦效应导致更多粒子被反射. 模拟研究侧重于粒子传播过程的再现, 发

现不同能量段的粒子通量在压缩区均出现增强现象. 这一结果与以往认为 CIR 主要影响低能段粒子的观点不同, 表明粒子传播过程对高能段粒子同样具有显

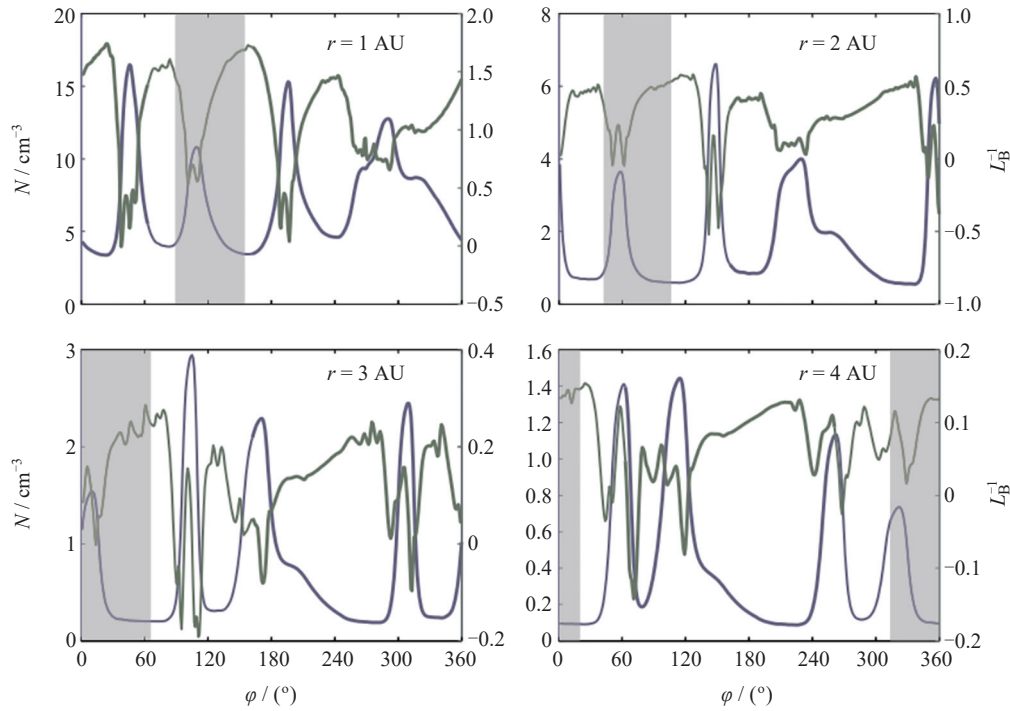


图 12 CR2145 时段不同日心距下 N 与 L_B^{-1} 变化 (灰色区域为黑色磁力线之间的区域)^[16]

Fig. 12 Variations of N and L_B^{-1} at different heliocentric distances during CR2145 (The gray area is the region between the black magnetic field lines)^[16]

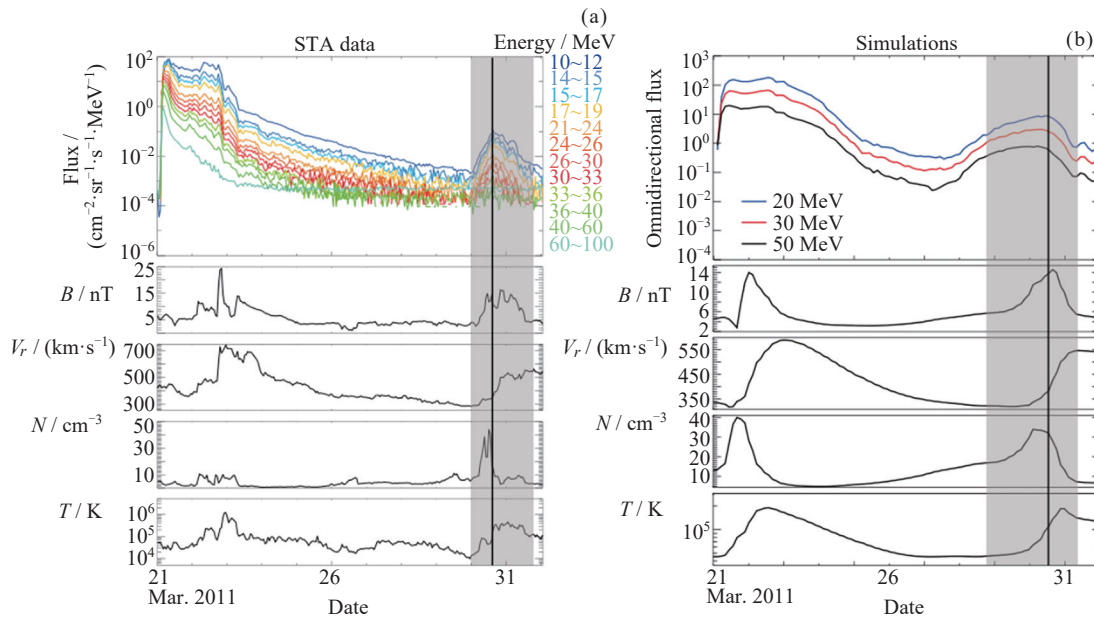


图 13 2011 年 3 月 21 日 STA 卫星的观测结果和模拟结果^[32]

Fig. 13 Observational and simulation results from the STA satellite on 21 March 2011^[32]

著影响.

3.4 倾斜偶极 CIR 中的 SEP 传播

在太阳活动周期的极小期阶段, CIR 因其显著的南北倾斜结构而备受关注, 这种复杂的大尺度空间结构对太阳能粒子在行星际空间的传播与加速过程产生了不可忽视的影响. 为了深入探究倾斜偶极 CIR 中 SEP 的传播特性与加速机制, Zhu 等^[20]采用 MHD 模型构建倾斜偶极子结构的 CIR, 并结合聚焦输运方程模拟, 分析了太阳能粒子的传播机制.

研究中利用前向随机微分方程方法求解 FTE, 在 0.15 AU 日心距离处均匀注入 0.5~15 MeV 的质子, 注入时间分布采用 Reid 模型^[33], 表达式如下:

$$f_b(t) = Q_0 \frac{1}{t} \exp \left\{ -\frac{\tau_c}{t} - \frac{t}{\tau_1} \right\}. \quad (52)$$

其中, Q_0 为归一化常数, 基于 PSP 在 2019 年第 94 天于 0.17 AU 处的观测数据对该分布进行拟合. 本研究假设 $\tau_c = 0.21$, $\tau_1 = 0.08$ ^[29]. 幂律拟合中的谱指数设定为 -4.4. 投掷角扩散与平行平均自由程设置采用式 (31) 的形式, 将 4 MeV 粒子定为恒定的径向平均自由程 $\lambda_{\parallel} = 0.3 \text{ AU}$ 来确定方程中参数 D_0 的值. 在模拟中既不考虑横向扩散 $\kappa_{\perp}$, 也不考虑漂移速度 V_d .

图 14 给出了模拟中能量范围在 1~10 MeV 的质子峰值强度随经度的变化情况. 通过图 14 可以清晰观察到, SEP 的强度在 CIR 结构内部并非呈现单一峰值, 可能存在多个峰值. 这一现象的产生归因于 CIR 结构特有的多重反射效应. 具体而言, 在 CIR 结构中, 不同能量的粒子会因为这种多重反射效应, 在不同的经度和时间点上形成额外的强度峰值. 这一发现为 Klassen 等^[34]观测到的手指状分布假设提供了有力的支持, 进一步加深了对 CIR 结构中粒子分布机制的理解.

由图 15 可以看出, 在 CIR 结构的压缩区附近, 特定条件导致 L_B^{-1} 负值现象出现, 该现象会引发磁镜效应, 形成额外的粒子通量强度峰值. 所以, 在 CIR 结构里, 磁镜效应对增强太阳高能粒子强度起着关键作用, 此外, 绝热冷却效应能够对粒子强度分布产生调制作用.

模拟中提取每条磁力线沿线的物理量来描述结果. 反向压缩区磁力线足点 (经度 240°) 区域粒子可被加速至两倍初始能量, 而前向压缩区磁力线足点 (经度 315°) 区域粒子虽也能被加速, 但幅度较小.

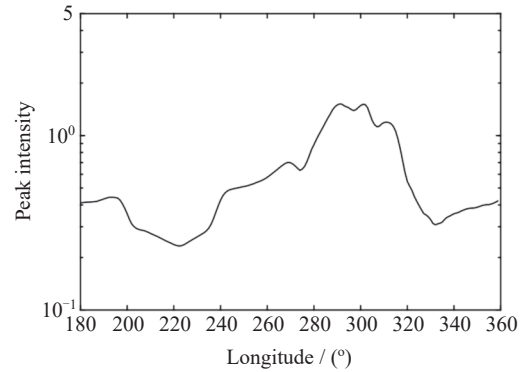


图 14 1~10 MeV 质子的峰值强度在 1 AU 处随经度变化^[20]

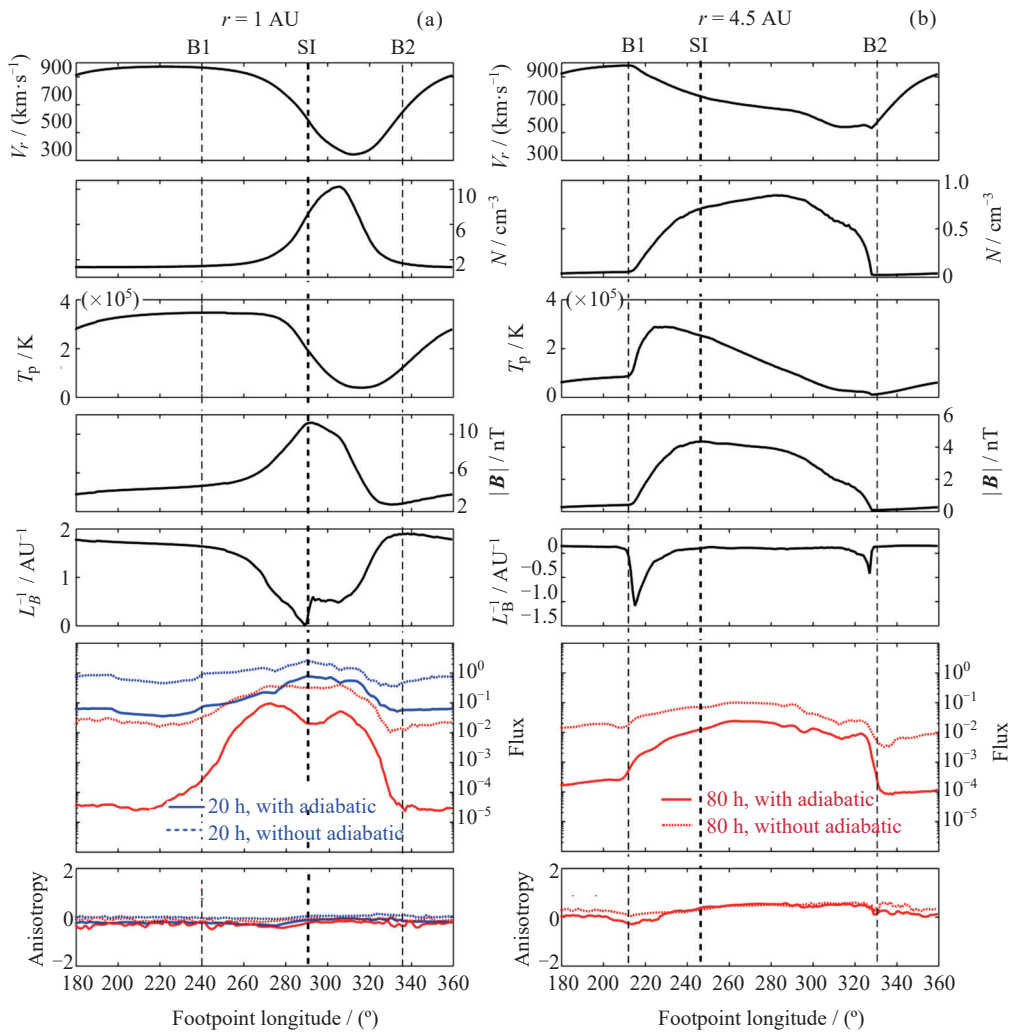
Fig. 14 Variation of peak intensity of 1~10 MeV protons with longitude at 1 AU^[20]

为了深入探究相关物理特性, 还着重分析了 0.3~1.0 AU 范围内幂律指数随经度的变化特征. 通过对大量数据的处理与分析, 发现在 CIR 结构中, 幂律指数的取值范围为 1.9~3.4^[17]. 同时, 在对不同区域的太阳风速度进行研究时发现, 太阳风速度较小的区域, 幂律指数的峰值强度能够与经验函数实现较好的拟合. 基于以上研究结果, 可以明确得出结论, CIR 结构在太阳高能粒子强度的径向依赖性方面有显著影响.

研究中深入探讨了不同径向距离条件下通量谱指数随磁力线足点经度的变化规律. 模拟结果显示, 在 CIR 区域, 即便日心距离逐渐增大, 通量谱指数仍可能维持相对稳定的状态. 这一现象表明, CIR 区域中的压缩区能够发挥重要作用, 对粒子因径向运动而产生的绝热冷却效应进行有效补偿, 从而维持通量谱指数的稳定性^[20].

Zhu 等^[22]通过修改内部边界条件, 构造具有不同太阳风速度、极轴和旋转轴之间夹角以及快速流方位角宽度的 CIR. 在内部边界注入脉冲粒子, 用前向随机微分方法再次研究了各种背景下的 SEP 情况. 模拟结果显示, 反向压缩区加速效果主要由太阳风速差主导, 而正向压缩区更受慢速太阳风速度的影响. 例如, 当最大最小太阳风速度差从 206 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ 快速增至 597 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ 时, 反向压缩区的加速比从 0.91 升至 1.39, 而正向压缩区仅从 0.79 升至 0.95.

模拟研究低能 0.5 MeV、中能 5 MeV、高能 20 MeV 粒子在反向压缩区中的最大能量提升, 低能粒子 0.5 MeV 对 CIR 参数, 特别是最大最小太阳风

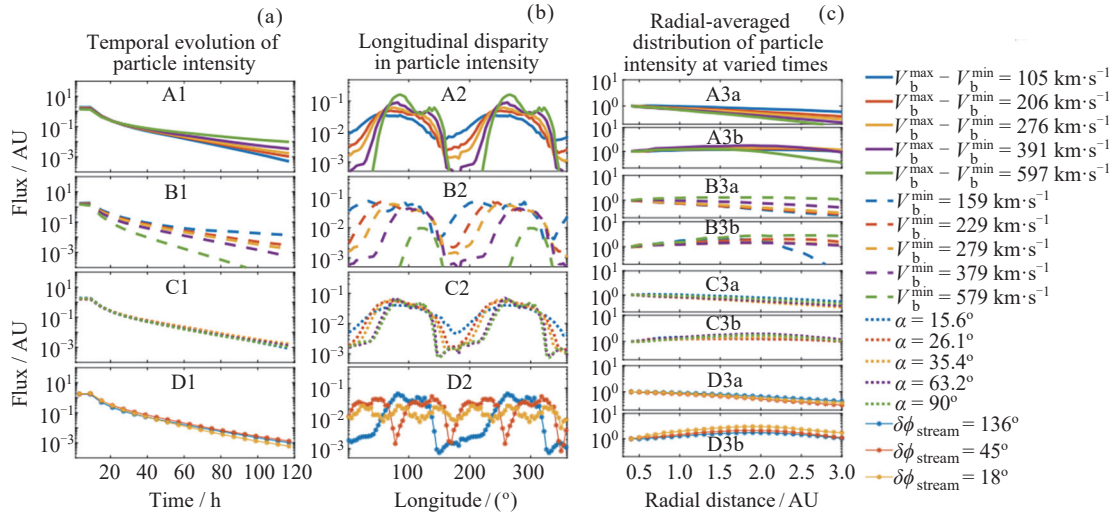
图 15 1 AU 和 4.5 AU 处太阳风参数和粒子在这些区域的演化^[20]Fig. 15 Solar wind parameters at 1 AU and 4.5 AU and the evolution of particles in these regions^[20]

速度差和偶极子倾角 α 变化更敏感, 高能粒子如 20 MeV 粒子受 CIR 影响最小. 粒子峰值强度与 CIR 径向范围 D_c 无显著相关性, 表明在无激波的压缩机制下 CIR 宽度对峰值强度影响有限.

图 16 具体详细给出了不同太阳风参数对高能粒子 (6.7~11.4 MeV) 传播的时间、经度和径向分布的影响. 在时间演化上如图 16(a) 中 A1~D1 所示, 研究发现粒子在事件初始 30 h 内的强度变化主要受最小太阳风速度 $V_{\min}$ 影响, 较低的 $V_{\min}$ 能够减弱粒子的能量损失, 使其在更长时间内保持较高强度; 而在更长时间尺度上, 太阳风速度差 $V_{\max} - V_{\min}$ 对粒子强度的影响逐渐增强, 表现出更好的加速效应. 在经度方向上如图 16(b) A2~D2 所示, 粒子峰值强度主要由 $V_{\max} - V_{\min}$ 控制, 较大的速度差能够提高压缩区的加

速效率, 从而增强粒子在局部区域的强度; 当 $V_{\min}$ 低或 α 小于 25° 时, 粒子能够传播到更广的经度范围. 此外, 快流方位角宽度越小, 粒子在经度方向上的分布越集中. 图 16(c) A3a~D3a 和 A3b~D3b 中显示了粒子强度在 30 h 和 120 h 时随径向距离的径向平均值分布. 早期 (30 h) 强度衰减由太阳风速控制, 后期 (120 h) 则因粒子充分传播而强度趋于平坦, 极端参数 (例如 $V_{\min} = 159 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$) 会导致强度在较大径向距离处突降.

该项工作中发现 CIR 宽度关联太阳风速、倾角及快流方位宽度, 粒子加速度特性与太阳风参数相关, 低能粒子对部分参数更敏感, 粒子强度分布亦受多种参数影响.

图 16 不同案例下粒子强度 (6.7~11.4 MeV) 的时空变化^[22]Fig. 16 Spatio-temporal variations of particle intensity (6.7~11.4 MeV) under different cases^[22]

4 结论与展望

分析不同大尺度背景场行星际空间下的太阳高能粒子 (SEP) 事件传播模拟研究, 重点讨论了背景太阳风模型构建、SEP 传播模型及典型事件模拟的进展. 通过解析模型 (例如 Parker 螺旋磁场)、数据驱动模型和三维磁流体力学 (MHD) 模型, 揭示了不同太阳风背景对 SEP 传播的调控机制. 主要结论如下.

背景场模型的优化. 类 Parker 解析模型能有效描述稳态太阳风, 而数据驱动模型通过同化卫星观测数据 (例如 STA、STB、WIND) 显著提升了大尺度结构的模拟精度. 三维 MHD 模型进一步捕捉了共转相互作用区的复杂三维拓扑, 通过构造偶极子场揭示了磁场压缩区对粒子传播路径和通量分布的显著影响.

模型求解的创新. 在传播模型研究方面, 并非开创全新体系, 而是聚焦于现有模型的优化与整合应用. 具体而言, 通过将聚焦传输方程 (FTE) 与随机微分方程 (SDE) 方法相耦合的途径, 综合考虑垂直扩散、投掷角扩散、绝热冷却及磁聚焦效应等因素, 实现对太阳高能粒子在磁场中传播过程的精细化模拟. 此外, 研究中发现后向随机微分方法在反演粒子源区分布以及解释多点观测差异方面展现出了独特的优势, 而前向随机微分方法则能够直观反映粒子的加速具体过程, 并在更大范围内呈现粒子在传输过程中的分布情况.

典型事件的机制解析. 在模拟工作中重点研究了

共转相互作用区对粒子传输的作用, 结合具体事件得出以下结论. 粒子传播过程中, 磁聚焦长度反映的粒子散射程度大小和投掷角扩散和绝热冷却效应共同决定粒子的分布特征. CIR 压缩区的磁场结构通过局部传输机制如粒子多次散射显著增强通量, 垂直扩散对通量时间演化的平滑作用得到验证. 与 SIR 有关的高能粒子事件中, 不同的磁连接决定了不同位置卫星观测到的, 粒子事件的特征. 倾斜偶极 CIR 的研究进一步量化了太阳风速差、倾斜角及快速流宽度对粒子动态的差异化调控. 粒子在反向压缩区的加速效应主要受最大最小太阳风速度差影响, 在前向压缩区主要受最小太阳风速度差影响. 低能粒子加速效应对 CIR 参数更敏感. 最小太阳风速度差影响粒子强度的纵向变化幅度, 最小太阳风速度影响纵向延伸宽度, 偶极子场倾斜角主要影响纵向延伸宽度.

需要指出的是, 现有模型对瞬态结构如 CME 和磁场不规则结构的描述能力有限, 未来需结合高分辨率 MHD 模拟和多探测器数据如帕克太阳探针、太阳轨道器捕捉小尺度磁岛、电流片等结构的影响. 当前研究聚焦传播过程, 未充分纳入加速机制 (如激波加速、磁重联), 未来需构建传播-加速统一模型, 并引入漂移效应、随机扩散等复杂相互作用. 再次, 背景场参数 (例如太阳风速差、倾斜角) 对 SEP 传播的全局影响仍需系统化, 可结合机器学习技术优化参数反演与实时预报. 最后, 现有模拟与单点观测的对比已

验证局部机制,但需结合多点联合观测数据(例如 STEREO-A/B、地球卫星群)验证三维传播模型的普适性。

综上所述,SEP 传播模拟的深化研究将为空间天气预警提供更可靠的理论支撑,同时推动日球层粒子动力学与太阳风-磁场耦合机制的跨尺度理解。

参考文献

- [1] FORBUSH S E. Three unusual cosmic-ray increases possibly due to charged particles from the sun[J]. *Physical Review*, 1946, **70**(9-10): 771-772
- [2] NEWKIRK G, WENTZEL D G. Rigidity-independent propagation of cosmic rays in the solar corona[J]. *Journal of Geophysical Research Atmospheres*, 1978, **83**(A5): 2009-2015
- [3] KAHLER S W, SHEELEY N R, HOWARD R A, et al. Associations between coronal mass ejections and solar energetic proton events[J]. *Journal of Geophysical Research. Biogeosciences*, 1984, **89**(A11): 9683-9693
- [4] MASON G M, GLOECKLER G, HOVESTADT D. Temporal variations of nucleonic abundances in solar flare energetic particle events. II-Evidence for large-scale shock acceleration[J]. *The Astrophysical Journal*, 1984, **280**: 902-916
- [5] WIJSEN N, ARAN A, SCOLINI C, et al. Observation-based modelling of the energetic storm particle event of 14 July 2012[J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2022, **659**: A187
- [6] WIJSEN N, ANGELS A, POMOELL J, et al. Modelling three-dimensional transport of solar energetic protons in a corotating interaction region generated with EUHFORIA[J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2019, **622**: A28
- [7] DING Z, LI G, MASON G, et al. Modelling two energetic storm particle events observed by Solar Orbiter using the combined EUHFORIA and iPATH models[J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2024, **681**: A92
- [8] PARKER E N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields[J]. *The Astrophysical Journal*, 1958, **128**: 664-676
- [9] WEI Wenwen, SHEN Fang, ZUO Pingbing, et al. Effects of the solar wind background field on the numerical simulation of the Solar Energetic Particle (SEP) transportation[J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 2016, **59**(3): 767-777 (魏稳稳, 沈芳, 左平兵, 等. 太阳高能粒子 (SEP) 传播数值模拟中的太阳风背景场研究 [J]. *地球物理学报*, 2016, **59**(3): 767-777)
- [10] ZHANG M, QIN G, RASSOUL H. Propagation of solar energetic particles in three-dimensional interplanetary magnetic fields[J]. *The Astrophysical Journal*, 2009, **692**(1): 109-132
- [11] FLORENS M S L, CAIRNS I H, KNOCK S A, et al. Data-driven solar wind model and prediction of type II bursts[J]. *Geophysical Research Letters*, 2007, **34**(4): 545-559
- [12] TAO X Y, SHEN F, WEI W W, et al. Modeling energetic proton transport in a corotating interaction region: an energetic particle event observed by STEREO-A from 21 to 24 August 2016[J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2024, **682**: A82
- [13] TAO X Y, SHEN F, LUO X. Modeling energetic proton transport from a stream interaction region to compound streams[J]. *The Astrophysical Journal*, 2025, **978**(2): 143
- [14] CRANMER S R. New views of the solar wind with the Lambert W function[J]. *American Journal of Physics*, 2004, **72**(11): 1397-1403
- [15] YANG Zicai, SHEN Fang, YANG Yi, et al. Three-dimensional MHD simulation of interplanetary solar wind[J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 2018, **61**(11): 4337-4347 (杨子才, 沈芳, 杨易, 等. 行星际背景太阳风的三维 MHD 数值模拟 [J]. *地球物理学报*, 2018, **61**(11): 4337-4347)
- [16] WEI W W, SHEN F, YANG Z C, et al. Modeling solar energetic particle transport in 3D background solar wind: influences of the compression regions[J]. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 2019, **182**: 155-164
- [17] SHEN F, FENG X S, WANG Y M, et al. Three-dimensional MHD simulation of two coronal mass ejections' propagation and interaction using a successive magnetized plasma blobs model[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2011, **116**(A9): A09103
- [18] SHEN F, FENG X S, WU S T, et al. Three-dimensional MHD simulation of CMEs in three-dimensional background solar wind with the self-consistent structure on the source surface as input: numerical simulation of the January 1997 Sun-Earth connection event[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2007, **112**(A6): A06109
- [19] FENG X S, ZHANG M, ZHOU Y F. A new three-dimensional solar wind model in spherical coordinates with a six-component grid[J]. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 2014, **214**(1): 6
- [20] ZHU Y J, SHEN F, LUO X, et al. Solar energetic particles intensity variations associated with a tilted-dipole 3D corotating interaction region[J]. *Earth and Planetary Physics*, 2024, **8**(5): 797-810
- [21] Zhu Yuji. Numerical Simulations of Interplanetary Propagation of Solar Energetic Particles with Large-Scale Background Structures[D]. Beijing: University of Chinese Academy of Sciences, 2024 (朱雨及. 行星际大尺度背景结构下太阳高能粒子传播过程的数值模拟研究 [D]. 北京: 中国科学院大学, 2024)
- [22] ZHU Y J, SHEN F. Solar energetic particles propagation under 3D corotating interaction regions with different cha-

- racteristic parameters[J]. *Universe*, 2024, **10**(8): 315
- [23] GIACALONE J, JOKIPII J R, KÓTA J. Particle acceleration in solar wind compression regions[J]. *The Astrophysical Journal*, 2002, **573**(2): 845-850
- [24] KOCHAROV L, KOVALTSOV G A, TORSTI J, *et al.* Modeling the propagation of solar energetic particles in corotating compression regions of solar wind[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2003, **108**(A11): 1404
- [25] JIAN L, RUSSELL C T, LUHMANN J G, *et al.* Properties of interplanetary coronal mass ejections at one AU during 1995-2004[J]. *Solar Physics*, 2006, **239**(1/2): 393-436
- [26] JIAN L K, RUSSELL C T, LUHMANN J G, *et al.* Stream interactions and interplanetary coronal mass ejections at 0.72 AU[J]. *Solar Physics*, 2008, **249**(1): 85-101
- [27] JIAN L K, LUHMANN J G, RUSSELL C T, *et al.* Solar TERrestrial Relations Observatory (STEREO) observations of stream interaction regions in 2007-2016: relationship with heliospheric current sheets, solar cycle variations, and dual observations[J]. *Solar Physics*, 2019, **294**(3): 31
- [28] LI G, ZANK G P, RICE W K M. Acceleration and transport of heavy ions at coronal mass ejection-driven shocks[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2005, **110**(A6): A010600
- [29] ZHAO L L, ZHANG M, LARIO D. Modeling the transport processes of a pair of solar energetic particle events observed by parker solar probe near perihelion[J]. *The Astrophysical Journal*, 2020, **898**(1): 16
- [30] NIEMELA A, WIJSEN N, ARAN A, *et al.* Advancing interplanetary magnetohydrodynamic models through solar energetic particle modelling[J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2023, **679**(000): 21
- [31] SCHWADRON N A, JOYCE C J, ALY A, *et al.* A new view of energetic particles from stream interaction regions observed by Parker Solar Probe[J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2021, **650**(000): 14
- [32] WEI Wenwen. Effects of the Solar Wind Background on the Numerical Simulation of the Solar Energetic Particle (SEP) Transportation[D]. Beijing: University of Chinese Academy of Sciences (National Space Science Center, Chinese Academy of Sciences), 2018 (魏稳稳. 太阳高能粒子 (SEP) 传播数值模拟中的太阳风背景场研究 [D]. 北京: 中国科学院大学 (中国科学院国家空间科学中心), 2018)
- [33] REID G C. A diffusive model for the initial phase of a solar proton event[J]. *Journal of Geophysical Research Atmospheres*, 1964, **69**(13): 2659-2667
- [34] KLASSEN A, DRESING N, GÓMEZ-HERRERO R, *et al.* Unexpected spatial intensity distributions and onset timing of solar electron events observed by closely spaced STEREO spacecraft[J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2016, **593**: A31

作者简介



沈 芳 (通信作者) 女, 1977 年 12 月出生于河北省怀来县, 现为中国科学院国家空间科学中心研究员, 博士生导师, 主要研究方向为灾害性空间天气事件, 包括日冕物质抛射 (CME)、太阳高能粒子 (SEP) 传播过程数值建模等。
E-mail: fshen@spaceweather.ac.cn