0254-6124/2026/46(3)-0575-17 *Chin. J. Space Sci.* 空间科学学报

LIU Sizhe, YANG Zhongwei, WU Mingyu, LI Hui, ZHANG Tielong. Characteristics of Outer Heliospheric Interplanetary Shocks and Ion Acceleration (in Chinese). *Chinese Journal of Space Science*, 2026, **46**(3): 575–591. CSTR:32142.14.cjss.2025–0192. DOI:10.11728/cjss2026.03.2025–0192

外日球层行星际激波特性与离子加速*

刘思哲[1,2] 杨忠炜[2] 吴明雨[1]
李 晖[2] 张铁龙[1,3,4]

1(哈尔滨工业大学 (深圳) 空天科技学院 太阳活动与空间天气全国重点实验室 深圳 518055)

2(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)

3(奥地利科学院 空间研究所 格拉兹 8042)

4(澳门科技大学 月球与行星科学全国重点实验室 澳门 999078)

摘 要 新视野号实测数据表明, 随日心距增大拾起离子在太阳风总离子中的数密度占比逐渐上升. 研究其在行星际激波处的加速, 对理解外日球层太阳风与星际物质相互作用具有重要作用. 利用二维混合模拟对外日球层行星际准垂直激波进行参量研究. 结果表明, 在较强背景湍动下, 低阿尔芬马赫数 ($M_A<3$) 激波仍可加速部分拾起离子, 并通过扩散激波加速形成幂律高能尾; 在相同湍动强度条件下, 高能离子通量强度随马赫数增大而增加; 拾起离子更易被激波加速并主导下游高能段能谱. 对新视野号观测事件的分析发现, 部分外日球层低马赫数激波可产生幂律高能尾, 与模拟预期一致. 此外, 部分事件中, 太阳风α粒子或与星际中性氢电荷交换, 从而增强 He^+在拾起离子截止能段附近的贡献. 研究结果定性揭示了外日球层影响离子加速的参量, 为进一步理解日球层终止激波下游异常宇宙线的起源提供了理论基础.

关键词 拾起离子, 行星际激波, 外日球层, 湍动, 离子加速

中图分类号 P353

Characteristics of Outer Heliospheric Interplanetary Shocks and Ion Acceleration

LIU Sizhe[1,2] YANG Zhongwei[2] WU Mingyu[1]
LI Hui[2] ZHANG Tielong[1,3,4]

1(*State Key Laboratory of Solar Activity and Space Weather, School of Aerospace Science, Harbin Institute of Technology* (*Shenzhen*), *Shenzhen* 518055)

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

3(*Institute for Space Research, Austrian Academy of Sciences, Graz* 8042)

* 国家自然科学基金项目 (42150105, 42274219, 42188101), 国防科工局民用航天预先研究项目 (D010202, D010301) 和科技部重点研发计划项目 (2021YFA8600, 2025YFF0512102) 共同资助

2025-11-14 收到原稿, 2026-01-25 收到修定稿

©The Author(s) 2026. This is an open access article under the CC-BY 4.0 License (https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/)

4(*State Key Laboratory of Lunar and Planetary Sciences, Macau University of Science and Technology, Macau* 999078)

Abstract Interstellar neutral atoms entering the heliosphere can be ionized by solar ultraviolet radiation or charge exchange with solar wind ions, then picked up by the solar wind to form interstellar Pick-up Ions (PUIs). New Horizons observations show that PUIs' number density fraction in the solar wind increases with heliocentric distance, highlighting their importance in the outer heliosphere. In this study, we conduct a parametric study of outer heliospheric interplanetary shocks using two-dimensional hybrid simulations constrained by *in-situ* data. Our results reveal that, for a shock with fixed Mach number, stronger ambient turbulence enhances ion multiple shock crossings *via* intensified upstream wave-particle scattering, prolonging particle residence near the shock. Sufficiently strong turbulence enables even low Alfvén Mach number ($M_A < 3$) shocks to efficiently accelerate PUIs into power-law suprathermal tails by diffusive shock acceleration. For given turbulence intensity, acceleration efficiency rises with Mach number due to increased compression ratio, and PUIs are accelerated more efficiently than solar wind ions, forming prominent downstream suprathermal tails. New Horizons observations of outer heliospheric low M_A shocks show downstream PUI power-law tails consistent with simulations. Additionally, solar wind alpha particle-related charge exchange may enhance He^+ near the PUI cutoff energy, more pronounced in high-speed streams due to larger cross-sections. This paper provide outer heliospheric ion acceleration factors and insights into anomalous cosmic ray origins downstream of the heliospheric termination shock.

Key words Pickup ions, Interplanetary shocks, Outer heliosphere, Turbulence, Ion acceleration

0 引言

超声速太阳风持续从日冕向外喷发, 在日心距约 120 AU 处与星际介质相互作用并达到压力平衡, 形成的边际结构称为日球层顶[1], 日球层顶作为一个天然的等离子体间断面, 阻隔了星际等离子体的直接渗透, 使得日球层内部由太阳风等离子体主导. 在日心距 80～100 AU 处, 太阳风从超声速状态减速至亚声速, 并形成一个无碰撞激波, 即日球层终止激波[2]. 该激波不仅是日球层边际能量转换的关键区域, 同时也是研究等离子体激波与非热粒子相互作用的天然实验室. 虽然星际等离子体被日球层顶阻隔在外, 星际中性原子由于不受磁场约束, 仍能以大约 25 $km \cdot s^{-1}$ 的相对速度穿越日球层顶进入日球层内部. 这些中性原子在与太阳风离子发生电荷交换或在太阳紫外辐射作用下被电离, 在太阳风运动电场与行星际磁场的共同作用下被太阳风拾起, 称为星际拾起离子 (Pick-Up Ion, PUI). 星际拾起离子的速度分布偏离了热平衡态的麦克斯韦分布, 而呈现出典型的填充球壳状速度分布, 其温度远高于背景太阳风离子. 因此, 拾起离子是研究太阳风与星际介质耦合机制的一个重要因素. 自 Vasyliunas 和 Siscoe 首次提出拾起离子概念以来[3], 大量理论与观测研究表明: 拾起离子在日球层能量输运、湍动演化及激波动理学中扮演着关键角色[4–9]. 由于拾起离子在太阳风等离子体中占据相当比例的能量密度, 其对激波传播与耗散过程具有显著的调制作用.

星际拾起离子在激波传播与耗散过程中有着重要的调制作用, 在旅行者 2 号 (Voyager 2) 穿越日球层终止激波时, 其搭载的等离子体探测仪器 (Plasma Science Experiment, PLS) 首次测得了激波上下游的关键等离子体参数[10]. 观测结果显示, 下游太阳风离子 (Solar Wind Ion, SWI) 温度显著低于激波的 Rankine-Hugoniot 跳变关系所预测的理论值, 且太阳风离子流在下游仍保持超声速状态[10]. 由于 Voyager 2 搭载的 PLS 可探测的粒子能量范围有限, 无法直接测量拾起离子[11]. Richardson 等[10] 和 Decker 等[12] 通过理论推断预言, PUI 在终止激波上下游的能量耗散与转移中发挥了主导作用. 拾起离子可在激波前方产生延伸“足部”(Foot) 来改变微观结构与能量耗散. 这一现象被多个理论模拟工作所证明[11,13]. 然而, PUI 通常被视为异常宇宙线 (Anomalous Cosmic Rays, ACRs) 的种子粒子, 其在日球层终止激波和内

日鞘区经历加速过程, 能量可达到 1～10 MeV[11,14,15] 量级.

在外日球层中星际拾起离子在行星际激波中普遍表现出被优先加热, 其能量获取效率显著高于太阳风离子. 新视野号 (New Horizons) 任务搭载的离子探测仪器 (Solar Wind Around Pluto, SWAP) 首次对星际拾起离子的能谱进行了较为完整的测量[16]. Zirnstein 等[17] 对 SWAP 在 34 AU 观测到的一次激波事件进行了深入分析, 发现尽管 PUI-H^+的数密度占比仅为数个百分点, 却贡献了绝大部分的等离子体热压; 跨越激波时, SWI 能通量减少约 85%, 而拾起离子能通量增加约 30%; 激波下游在 PUI-H^+截止能量以上出现显著的超热尾, 占下游 PUI-H^+总密度的 15%, 温度达1.1×10^7 K. McComas 等进一步引入冷却指数a来描述 PUI 的非绝热过程[18], 对 22～46.6 AU 的长期观测表明, 93.6% 的日均分布中 $a > 1.5$(高于绝热值) 证明 PUI 在外日球层普遍经历额外加热. 但由于早期 SWAP 时间分辨率有限, 难以准确刻画激波细节. 2021 年后, SWAP 的拾起离子数据时间分辨率由 24 h 提升至 30 min, McComas 等对多个激波事件进行上下游能通量统计[16], 确认激波会将太阳风动能转移给拾起离子, 且压缩率越高拾起离子加热越显著. Shrestha 等[19] 系统分析了 5 个下游具有 PUI-H^+超热尾的外日球层激波事件, 首次发现较大的压缩率对应更显著的高能尾, 表明拾起离子在外日球层激波中不仅被优先加热, 还能形成超热高能尾. 综上, 激波等压缩结构是拾起离子在外日球层加热和加速的一个重要机制.

近年来, 针对外日球层拾起离子在激波中的动理学模拟研究取得了新的进展. Zirnstein 等[20,21] 用测试粒子方法研究了拾起离子在外日球层行星际激波和终止激波中的加速, 发现在激波压缩率较大和湍动较强时更易形成拾起离子的高能尾. Wang 等[22] 则利用传输方程的方法模拟了外日球层拾起离子在激波上下游的分布函数演化和能谱特性, 研究表明拾起离子高能尾的产生和能谱形态与扩散系数的大小高度相关. Giacalone 等[23,24] 用二维混合模拟方法对拾起离子在终止激波处的加速进行了模拟研究, 他们引入了二维与片状形态的复合湍动背景[7], 模拟发现拾起离子在 5～50 keV 能段形成了高能尾. 综上所述, 以往的测试粒子方法与扩散方程方法较为有效地揭示了在给定激波位形下, 压缩率、湍动强度及扩散系数等参数对粒子加速的影响; 而终止激波的混合模拟结果表明, 在一定的湍动背景下, 激波能够加速拾起离子形成高能尾, 并能自洽地描述激波面精细结构的演化及离子的动理学行为. 目前, 尚缺乏基于包含湍动背景的混合模拟对外日球层行星际激波离子加速过程的系统参数研究, 自洽激波条件下能否再现测试粒子与扩散方程模型的计算结果仍不清楚, 有待进一步深入研究.

基于二维混合模拟方法, 引入 Gary 与 Giacalone[25] 提出的 2D+Slab 复合谱作为背景湍动, 研究了马赫数和湍动强度对外日球层激波离子加速的影响. 此外, 还结合 New Horizons/SWAP 观测数据, 筛选出若干典型的行星际激波事件, 对其能谱分布特征、能段占比及成分差异进行定量分析. 进一步深化对外日球层激波粒子加速过程的理解, 并为未来终止激波穿越观测研究提供理论基础.

1 观测数据与拟合方法

1.1 数据简介

采用的观测数据来自 New Horizons/SWAP. SWAP 是一台专门用于观测外日球层离子能谱的探测仪[26], 可在 7.5～21 eV 的能量范围内测量带电粒子的能谱. 仪器由静电分析器 (Electro Static Analyzer, ESA) 与时间飞行系统组成, 能够同时获得离子的能量和成分信息, 从而区分 H^+, He^+, He^{2+}等主要离子种类.

SWAP 的视场为 276°, 覆盖探测器飞行方向两侧的大部分太阳风入射区域, 能在飞行姿态变化时维持广角测量. 仪器能量分辨率$\Delta E/E$约为0.4, 角分辨率为 1°[26,27]. 在典型的观测模式下, SWAP 每次完整扫描周期约为 10 min, 可连续获得高时间分辨率的太阳风和拾起离子能谱数据. 在观测时间分辨率方面, SWAP 在任务早期 (2007－2021 年) 主要以每日平均 (约 24 h) 能谱形式下传, 以保证在远距离通信带宽受限条件下的数据完整性. 在这个阶段, 拾起离子数据时间分辨率为 1 天, 而太阳风粒子数据分辨率为 1 h. 自 2021 年起, 对仪器软件进行了优化, 通过改进数据压缩与回传调度, SWAP 开始提供约 30 min 时间分辨率的数据[18]. 随着新视野号飞行至大于

30 AU 甚至大于 50 AU 的外日球层, SWAP 能在极低密度的等离子体环境中保持稳定信噪比, 成为目前唯一持续在 30～60 AU 区域提供高质量 PUI 能谱的仪器[4,19]. SWAP 数据包含: 能量通道计数率, 记录 ESA 在各能道中心能量处探测到的离子计数, 经几何因子、积分时间与效率校正后, 可转换为相空间速度分布函数$f(v)$; 矩数据, 基于一些假设将能谱积分转化为等离子体宏观参数, 包括密度n、速度v、温度T和热压P等.

本研究主要使用 SWAP 提供的拾起离子和太阳风离子的观测数据. 图 1 给出了 SWAP 在约 40.5 AU 处观测到的一个典型事件的日均计数率能谱. 横轴为单位电荷能量比值 E/q, 纵轴为能量通道计数率. 可以看到, 能谱在每单位电荷 0.8～0.9 eV 附近包含一个显著的低能离子峰, 对应于太阳风离子 (H^+) 的分布; 其右侧出现一个较高能量的次峰, 对应于太阳风α粒子 (He^{2+}) 的分布; 在更高能段, 计数率随能量逐渐衰减, 形成 PUI-H^+特征的球壳状分布. 在 PUI-H^+球壳状分布的截止能量附近, 还可见微弱的 SWI-He^+的分布成分; 而在部分激波下游区域, 由于激波对拾起离子的优先加热与加速作用, PUI-H^+分布的高能段会进一步延展, 形成明显的超热尾. 在更高能量范围内, 主要是 PUI-He^+的贡献.

需要说明的是, 由于新视野号没有搭载磁强计, 所以需要对激波上下游的磁场数据进行合理地估计. Shrestha 等在分析外日球层激波的磁场时, 采用了一种间接重建方法[19]. 首先利用 Voyager 2 在 20～80 AU 的长期观测建立$B \propto r^{-1.03}$的幂律关系, 再结合每个激波所在的日心距推算出对应的上游磁场强度, 随后依据压缩比推导下游磁场. 通过该方法能够估算激波上下游的阿尔芬马赫数.

采用 Shrestha 等的方法估算激波速度[19]. 首先, 在激波上下游各选取一段时间窗口, 分别求得其平均太阳风流速u_1和u_2及拾起离子数密度n_1和n_2, 进而得到密度压缩比$r_c = n_2/n_1$. 根据质量守恒求得激波在日心坐标系中的传播速度, 其表达式为

$$v_{sh} = \frac{r_c u_2 - u_1}{r_c - 1}. \tag{1}$$

通过代入各事件的上下游平均值, 即可求得激波在太阳系参考系中的速度; 进一步减去v_{sh}即可获得激波坐标系下的流速, 从而验证密度压缩比与速度跳变的一致性. 该方法在无法直接测量磁场时, 仅依赖拾起离子分布统计即可较为可靠地推算激波传播速度.

1.2 分布函数与计数率能谱的转换

这里采用的拾起离子初始速度分布函数, 参照 McComas 等[18] 对 New Horizons/SWAP 离子探测

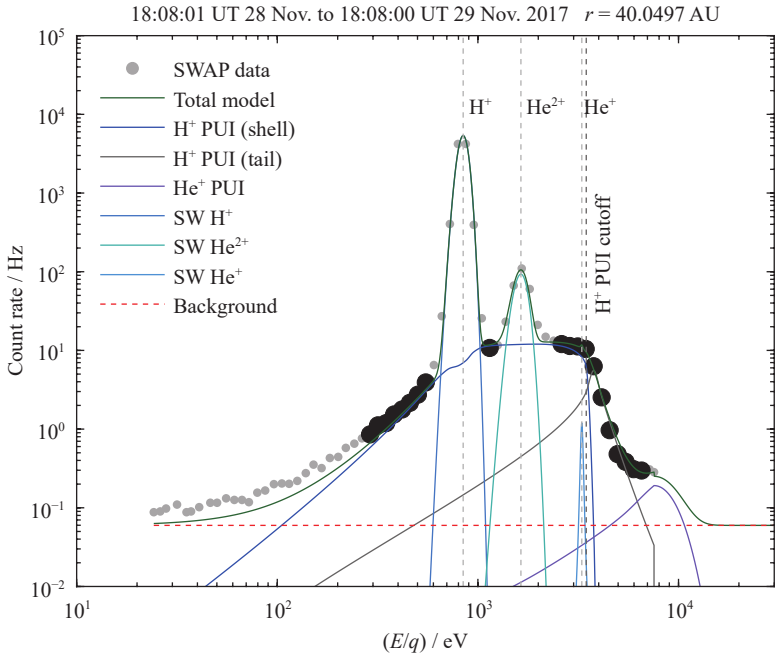

图 1 SWAP 观测的典型事件下游计数率能谱

Fig. 1 Downstream count rate spectrum of a typical event observed by SWAP

仪器实测能量通道计数率的拟合方法. 在其工作中, 分布函数建模使用了 Chen 等[27] 提出的理论模型, 该模型充分考虑了拾起离子在太阳风传播过程中所经历的非绝热过程. 根据 Chen 等[28,29] 的模型, 拾起离子在太阳风参考系中的速率分布函数可表示为

$$f(r,w,\theta)=\frac{aS(r,w)}{4\pi}\frac{\beta_0 r_0^2}{r v_{\rm sw} v_{\rm inj}^3}w^{a-3}n_{\rm H,TS}\cdot \exp\left(-\frac{\lambda}{r}\frac{\theta}{\sin\theta}w^{-a}\right)\Theta(1-w). \quad (2)$$

其中, r为观测点的日心距; a为非绝热冷却指数, 由实测数据拟合得到; $S(r,w)$为拾起离子从注入点传播到观测点的存活概率; β_0为中性原子在$r_0=1$AU处的中性氢电离率; $v_{\rm inj}$为拾起离子的注入/截止速率, $v_{\rm sw}$为太阳风速率; λ为中性氢电离腔的尺度; θ为星际风中性原子流入方向与径向矢量之间的夹角; Θ为 Heaviside 阶跃函数; w为归一化速率, 其表达式为

$$w=\frac{v}{v_{\rm inj}}. \quad (3)$$

其中, v为粒子在太阳风坐标系下的速率.

此外, 部分激波下游的拾起离子还出现了明显的超热尾. 为刻画这一特征, 采用 Shrestha 等[19] 提出的太阳风参考系下幂律分布模型, 即

$$f(w)=Aw^{-\gamma}\Theta(w-1). \quad (4)$$

其中, A为常数系数, γ表示超热尾分布的幂律指数.

由于计数率是在新视野号参考系下获得的, 因此需首先将太阳风参考系中的粒子速度$\boldsymbol{v}$转换为新视野号参考系下的速度$\boldsymbol{v}_{\rm m}$, 转换过程需考虑太阳风流速$\boldsymbol{u}$及新视野号的速度$\boldsymbol{v}_{\rm s}$. 满足非相对论的速度叠加关系, 即

$$\boldsymbol{v}+\boldsymbol{u}=\boldsymbol{v}_{\rm s}+\boldsymbol{v}_{\rm m}. \quad (5)$$

采用 Randol 等[30] 的相同假设, 即太阳风速度视为径向向外. 具体速度变换公式为

$$v=\sqrt{v_{\rm m}^2+u^2+v_{\rm s}^2-2uv_{\rm s,\parallel}+2(v_{\rm s,\parallel}-u)v_{\rm m}\cos\phi+2v_{\rm m}v_{\rm s,\perp}\sin\phi}. \quad (6)$$

其中, ϕ为粒子入射角, $\parallel$和$\perp$分别指平行和垂直于径向的分量. 将式 (6) 代入太阳风系粒子分布函数$f(v)$, 即可得到新视野号参考系下的分布函数$f(v_{\rm m},\phi)$.

由于新视野号参考系下的分布函数随ϕ呈各向异性, 通过角度平均来计算对应的计数率[30], 有

$$C(v_{\rm m})=\frac{g_{\rm gf}v_{\rm m}^4}{\Delta\phi}\int_{-\frac{\Delta\phi}{2}}^{\frac{\Delta\phi}{2}}f(v_{\rm m},\phi)\,{\rm d}\phi. \quad (7)$$

其中, $g_{\rm gf}$为仪器的几何因子, $\Delta\phi$为 SWAP 的平面视场角度范围 (约 276°), 积分用于对视场内的角度分布进行平均, 从而将理论相空间密度转换为 SWAP 实际可测的能量通道计数率. 在角度积分时, SWAP 的角分辨率为 1°, 因此采用离散求和对积分进行近似, 求和$\Delta\phi$为1°. 通过这一流程, 将太阳风参考系下的粒子分布函数直接转换为与 SWAP 观测数据一致的计数率能谱, 实现高能尾分布占比的相关计算.

所采用的粒子速度分布均来源于 New Horizons/SWAP 数据. 数据处理与分布拟合流程总体上遵循 McComas 等的方法框架[18], 并在以下关键步骤上进行了改进与扩展, 旨在更准确地刻画拾起离子在高能段的分布特征.

(1) 在对原始计数率数据进行背景计数率扣除后, 利用绝热冷却的 Vasyliunas-Siscoe(V&S) 模型对拾起离子分布进行初步拟合, 从而获得其低能段的基线分布. V&S 模型能够有效描述在绝热膨胀过程中形成的“球壳状”分布, 为后续多成分拟合提供了物理约束.

(2) 在剔除已拟合的 PUI 基线后, 采用 Kappa 分布模型分别对太阳风离子成分 H^+, He^{2+}, He^+进行独立拟合. Kappa 模型能够较好地反映太阳风离子在非麦克斯韦分布条件下的高能尾特征, 并可用于估算各离子组分在能谱中的相对贡献.

(3) 在去除太阳风离子与背景计数率后, 对拾起离子的最终分布进行二次拟合, 参与拟合的数据点用黑色点突出标记. 此步骤中同时考虑拾起离子的两种成分, 即填充球壳与超热尾. 为增强对高能尾的约束, 拟合过程中将截止能量以后的若干能道也纳入分析范围.

2 模拟方法与结果

2.1 模拟方法

采用二维混合数值模拟方法来研究由拾起离子调制下的外日球层行星际激波结构与演化以及离子加速过程[31,32]. 模拟区域的空间网格为$n_x\times n_y=6000\times12000$, 空间分辨率为$\Delta x=\Delta z=0.5d_{\rm i}$, 其中$d_{\rm i}$为上游离子惯性长度. 整个模拟中共使

用超过 3 亿个粒子. 上游注入的离子有两种成分组成, 即 PUI-H^+, 其速度分布服从 Chen 修正的填充球壳状的 V&S 分布函数; SWI-H^+具有漂移麦克斯韦速度分布. 这两种离子成分以相同的漂移速度从左边界注入模拟区域, 并在右边界反射形成一个向左传播的激波 (模拟参考系是下游静止参考系). 背景湍动按照 Giacalone 等[23] 的方法进行设定. 将背景磁场和湍动磁场大小分别记为 B_0 和δB, 其中湍动强度ε定义为湍动幅度相对于背景磁场的归一化均方值, 即

$$\varepsilon = \frac{\left\langle |\delta B|^2 \right\rangle}{B_0^2}. \tag{8}$$

其中, $\langle\cdot\rangle$表示对整个计算区域的空间平均. 对尺寸为$n_x \times n_y$的离散网格(i,j)来说, ε通过以下公式计算:

$$\varepsilon = \frac{1}{N_x N_y B_0^2} \sum_{i=1}^{n_x} \sum_{j=1}^{n_y} \left(\delta B_x^2 + \delta B_y^2 + \delta B_z^2\right)_{i,j}. \tag{9}$$

模拟时湍动功率谱指数$\gamma = -5/3$, 波数范围$k_{\min} = 2\pi/L_y = 2\pi/6000d_{\rm i}$, $k_{\max} = k_{\min} n_{\rm mode}$以及波模数目$n_{\rm mode} = 100$. 外日球层准垂直激波的激波角一般取$80^\circ \sim 90^\circ$[21], 模拟算例中的激波方向角不失一般性设置为 $\theta_{Bn} = 85^\circ$, 湍动幅度取 ε=0.0, 0.25, 0.5, 其中最大取值与 Voyager 2 探测到的外日球层和日鞘区湍动强度保持一致[33], 从而能更为真实地模拟外日球层环境下的激波结构和离子加速过程. 本文共运行了 5 组算例, 其参数列于表 1.

2.2 模拟结果

研究的主要目标是探讨在外日球层行星际激波中, 拾起离子高能尾是否会形成, 以及其形成所需的物理条件与控制因素. 来自 SWAP 仪器的多次激波观测结果显示, 在部分事件中, 激波下游的 PUI 能谱出现了显著的超热尾, 而另一些事件中则几乎未出现明显的超热尾. 这种差异可能源于背景湍动水平以及激波强度 (即阿尔芬马赫数) 的不同[9,34], 为系统研究这一关系, 开展了一系列二维混合模拟, 研究湍动强度ε与马赫数$M_{\rm A}$对激波加速效率及下游 PUI 能谱形态的影响. 此外, 与以往混合模拟不同, 不再使用简化的薄球壳速度分布作为拾起离子速度分布[35,36], 而是采用从 New Horizons/SWAP 在外日球层激波事件中实测数据拟合的拾起离子初始速度分布驱动模拟, 旨在最大程度地反映观测条件下的物理过程. 这里的上游离子速度分布填充球壳形态来自 SWAP 实测数据拟合 (例如 2015 年 10 月 5 日 00:00—04:00 UT 观测到的一次典型激波事件, McComas 等也对其进行了相应的观测研究[37]).

表 1 算例参数

Table 1 Simulation parameters

算例序号	湍动强度ε	上游阿尔芬马赫数$M_{\rm A}$ (模拟参考系)
1	0.00	10.00
2	0.25	10.00
3	0.50	10.00
4	0.50	1.50
5	0.50	2.75

2.2.1 湍动强度的影响

图 2 给出了算例 1, 2 和 3, 即在固定上游马赫数$M_{\rm A} = 10$条件下, 不同湍动强度 ($\varepsilon = 0$, 0.25, 0.5) 时, SWI 与 PUI 在激波下游的速度分布函数随能量的变化.

图 3 给出了模拟算例 1, 2 和 3 中的磁场位形及离子密度分布, 颜色代表以上游离子密度归一化的离子数密度n/n_1, 其中n_1为上游的平均离子数密度, n为局部空间位置的离子数密度. 图中的空间尺度以离子惯性长度 ($d_{\rm i}$) 为单位. 在无湍动情形 (如图 3a 所示, $\varepsilon = 0$), PUI 的分布呈现出典型的填充球壳状分布, 在截断能量处快速衰减, 未形成超热尾. 这表明, 当背景磁场平滑、缺乏扰动时, 拾起离子仅经历单次反射与激波漂移加速过程, 加速效率受限. 磁力线几乎平行于激波面, 粒子缺乏再次穿越的通道, 激波下游能谱基本保持准热态. 随着湍动强度增大 (如图 3b 和图 3c 所示, $\varepsilon = 0.25$, 0.5), 磁力线显著弯曲, 并多次穿越激波面. 拾起离子在湍动磁场的散射下, 可多次来回穿越激波面获得扩散激波加速. 在强湍动条件 ($\varepsilon = 0.5$) 下的加速能谱与 Giacalone 等[24] 的混合模拟结果符合的较好. 对应地, 能谱的高能段逐渐展宽, 并在$\varepsilon \geqslant 0.25$时激波下游可形成显著的拾起离子高能尾. 与此同时, 下游太阳风离子的高能段也随湍动增强而向上抬升, 反映出一部分太阳风离子也能在外日球层激波中被加速.

2.2.2 激波马赫数的影响

比较算例 4, 5 和 3, 即固定湍动强度$\varepsilon = 0.5$, 在不同上游马赫数 ($M_{\rm A} = 1.5$, 2.75, 10) 条件下开展模拟研究. 可以明显看出, 随着上游阿尔芬马赫数的增

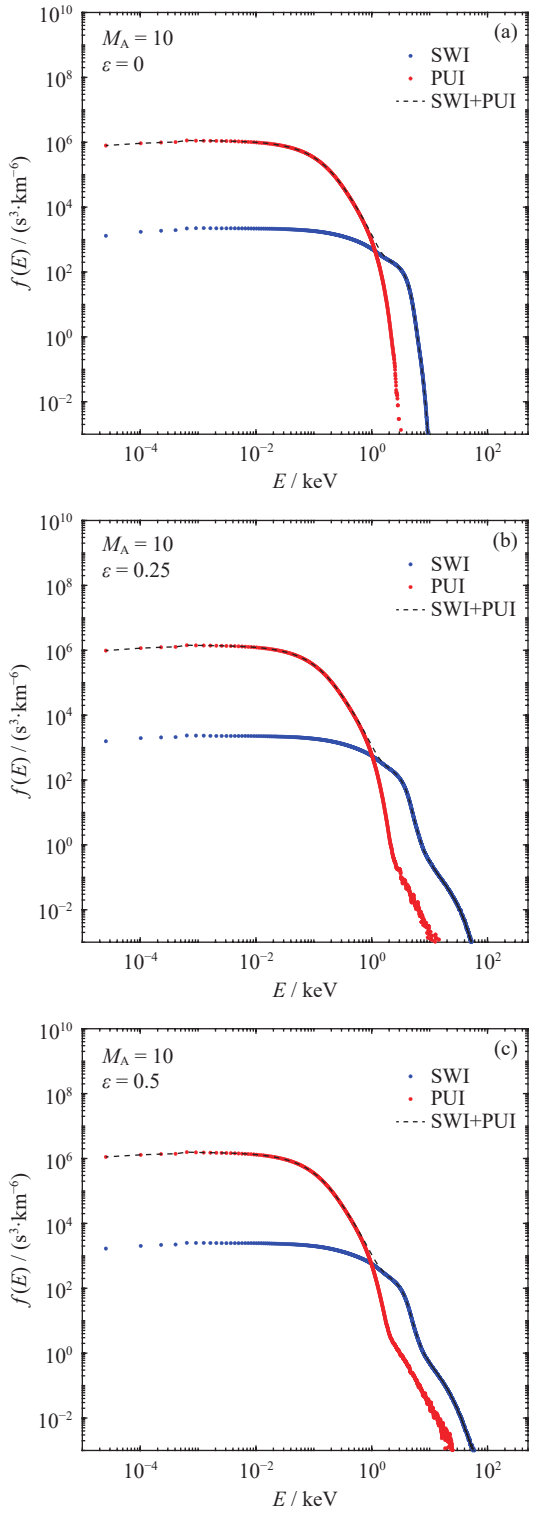

图 2 不同湍动强度激波下游离子速度分布函数的模拟结果对比

Fig. 2 Comparison of simulation results of ion velocity distribution functions downstream of shocks with different turbulence levels

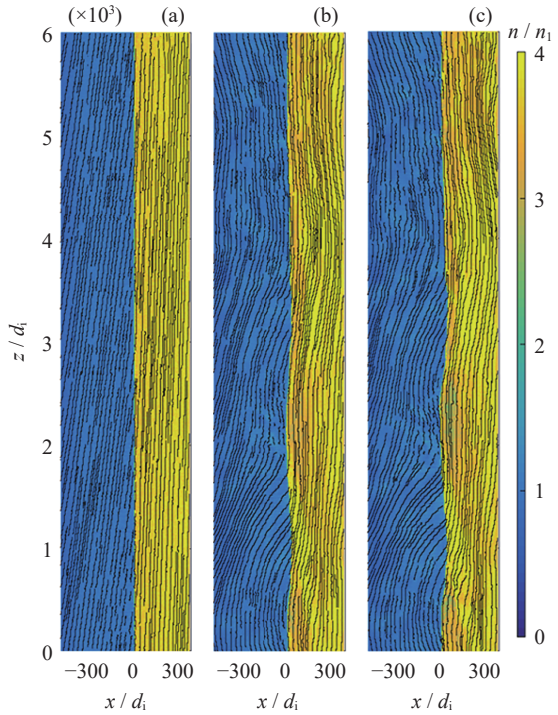

图 3 与图 2 对应的激波磁场位形

Fig. 3 Magnetic field configuration of the shock shown in Figure 2

大, 离子能谱的形态以及高能尾部特征均发生显著变化.

在上游阿尔芬马赫数为 1.5 的条件下 (见图 4a), 激波压缩率较低, 拾起离子在单次激波反射与漂移过程中获得的加速效率有限. 其能谱在截断能量附近仅出现轻微抬升, 超热尾部斜率较陡, 尾部粒子占比不高, 整体仍表现为典型的球壳状分布; 此时太阳风离子依然维持准热态分布. 当上游阿尔芬马赫数增至 2.75 时 (见图 4b), 拾起离子在单次反射中通过漂移加速可获得更多能量, 其能谱在高能段出现明显展宽和抬升, 形成较为明显的超热尾结构, 幂律斜率减小. 为进一步探讨终止激波条件下的能量耗散特征, 设置一组上游阿尔芬马赫数为 10 的强激波模拟 (见图 4c). 图 5 给出了模拟比较算例 4, 5 和 3 中的磁场位型及离子密度分布. 结果显示, 拾起离子在单次漂移加速过程中即可获得显著的能量增益, 其下游速度分布在数 keV 到 50 keV 区间呈现明显的幂律型超热尾. 表明相同湍动条件下, 高马赫数激波能反射加速离子到更高能段. 同时, 太阳风离子的谱分布亦表现出明显的展宽与偏离热平衡特征, 说明在强激波条件下, 扩散激波加速对太阳风离子和拾起离子均更有效.

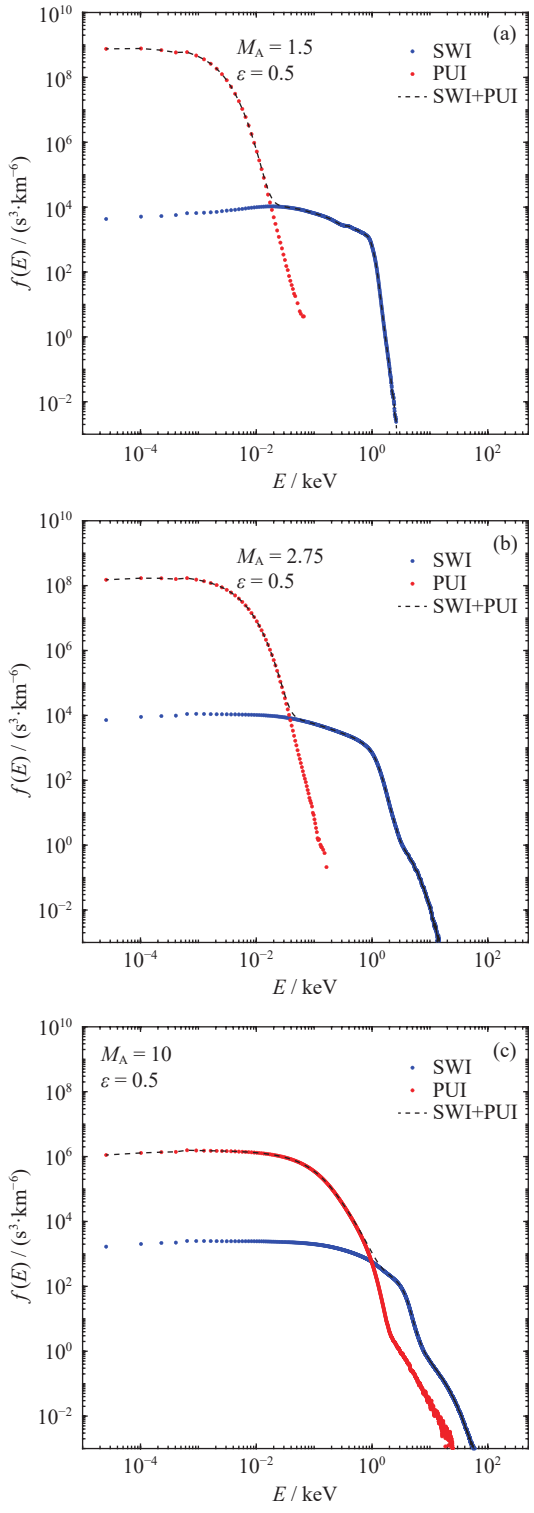

图 4 不同马赫数激波下游离子速度分布函数的模拟结果对比

Fig. 4 Comparison of simulation results of ion velocity distribution functions downstream of shocks at different Mach numbers

综上所述, 激波马赫数越高、湍动越强, 离子加速越有效、能产生更显著的高能尾 (即高能离子占比更多, 高能段幂律斜率更小).

2.2.3 卫星参考系下的粒子速率分布函数

图 6 给出了典型拾起离子主导的外日球层行星际激波 (PUI-mediated shock) 模拟中下游区域的速

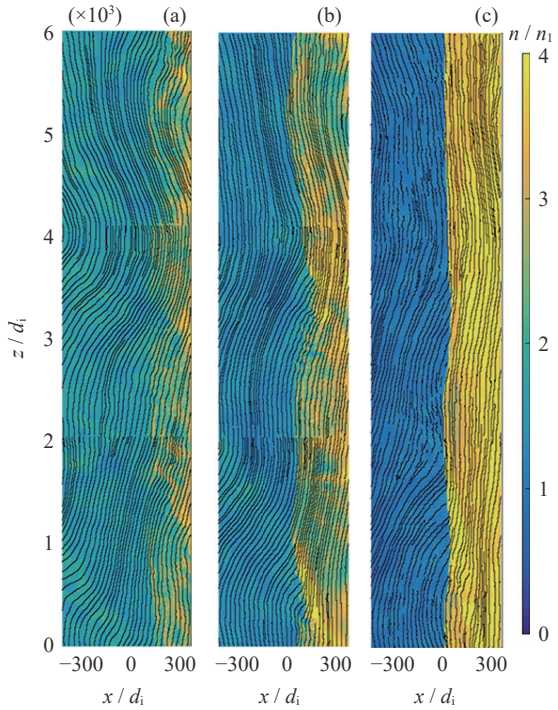

图 5 与图 4 对应的激波磁场位形

Fig. 5 Magnetic field configuration of the shock shown in Figure 4

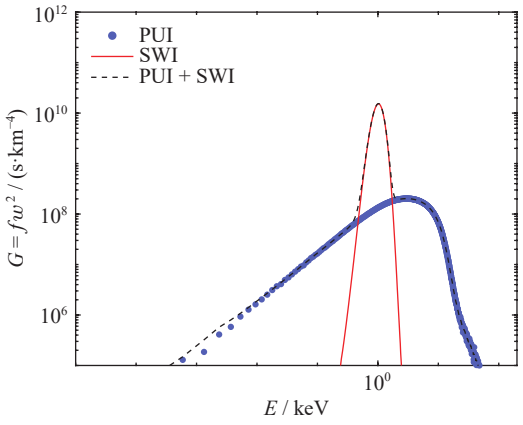

图 6 新视野号参考系下典型激波模拟的下游 VDF

Fig. 6 Downstream (DS) ion Velocity Distribution Function (VDF) of a typical shock in the New Horizons spacecraft frame

率分布函数$G = fw^2$. 模拟的初始条件采用上游阿尔芬马赫数$M_{\rm A} = 2.75$, 湍动强度$\varepsilon = 0.5$, 并在模拟结果中叠加事件下游观测的流速 439.81 km·s^{-1} 后得到的相应速率分布函数[19].

图 6 还分别给出了下游太阳风离子和拾起离子的能谱. 可以看到, 激波下游的两类离子均经历了明显的加热, 其中拾起离子的能量分布在高能段形成了显著的超热尾部. 这一结果表明, 拾起离子在此类激波的粒子加速过程中起主导作用, 这一结论与观测结果基本一致.

上述模拟结果揭示了不同马赫数与湍动强度条件下拾起离子在激波加速与能量耗散中的关键作用. 然而, 由于模拟采用了理想化边界与简化离子组分, 其结果初步刻画了外日球层中激波的加速特性, 而非针对某一具体观测事件. 因此, 基于 New Horizons/SWAP 的观测数据, 选取若干具有代表性的激波事件, 进一步从观测角度检验这些物理过程在真实太阳风环境中的表现特征, 并探讨其与模拟结果在能谱形态和粒子能化规律上的一致性与差异.

3 观测事件分析

3.1 事件筛选

基于 2012−2021 年 SWAP 数据筛选出 6 个典型激波事件. Shrestha 等[19] 和 Wang 等[22] 也曾研究过这些事件. 在这些激波事件中, 太阳风速度跃变均超过 30 km·s^{-1}, 且跃变持续时间不超过 1 天. 这些激波事件基本参数列于表 2.

3.2 激波事件

3.2.1 高能尾显著的激波事件

在穿越激波的过程中, 等离子体会经历显著的压缩与加热, 伴随流速的跃变. 图 7 给出了 SWAP 于 2016 年 10 月观测到的一次典型激波事件 (S1) 的主要等离子体参数变化. 图 7 中虚线表示激波面的位置, 时间为 2016 年 10 月 12 日 12:00−14:00 UT. 虚线之前为激波上游区, 之后为激波下游区. 越过激波面, 太阳风速率发生了约 40 km·s^{-1} 的跃变, 同时伴随着明显的密度变化与加热现象. 值得注意的是, 相比太阳风密度和温度的上升幅度, 拾起离子的压缩与加热更为显著: 拾起离子密度增加近 40%, 温度上升约 50%, 热压几乎翻了一倍. 这表明, 在能量分配过程中, 拾起离子在激波中被优先加热, 体现出 PUI 在此类激波能量耗散的主导作用.

图 8 给出了事件 S1 上下游 PUI-H$^+$计数率能谱对比. 横轴为单位电荷能量比值 E/q, 表示粒子在探测器中按电荷归一化后的能量[4]. 纵轴为能量通道计数率, 即单位时间内在特定能量段探测到的粒子数, 反

表 2 典型事件参数

Table 2 Parameters of typical events

激波序号	位置	太阳风速度/(km·s^{-1})	SWI-H$^+$ 密度 ($\times10^{-3}$)/cm^{-3}	PUI-H$^+$ 密度 ($\times10^{-4}$)/cm^{-3}	PUI-H$^+$ 温度 ($\times10^{6}$)/K	磁场强度/nT	压缩率$r_{\rm c}$	激波速度/(km·s^{-1})	上游阿尔芬马赫数
S1	上游	384.0	4.12	4.24	4.05	0.12	1.52	505.6	3.35
	下游	425.6	4.56	6.43	5.78	0.18			
S2	上游	364.5	10.14	7.36	3.85	0.11	1.52	463.0	4.59
	下游	398.2	10.15	11.16	4.96	0.17			
S3	上游	378.2	11.24	6.75	4.58	0.13	1.65	470.6	3.82
	下游	414.6	11.15	11.19	5.37	0.21			
S4	上游	389.4	2.69	4.63	3.91	0.12	1.92	519.5	2.98
	下游	451.7	6.63	8.21	6.33	0.23			
S5	上游	343.2	15.53	10.70	3.33	0.20	1.54	431.6	2.80
	下游	374.2	26.62	16.44	3.74	0.31			
S6	上游	373.3	14.82	8.09	3.22	0.13	2.94	486.2	5.34
	下游	447.8	20.71	23.32	5.42	0.38			

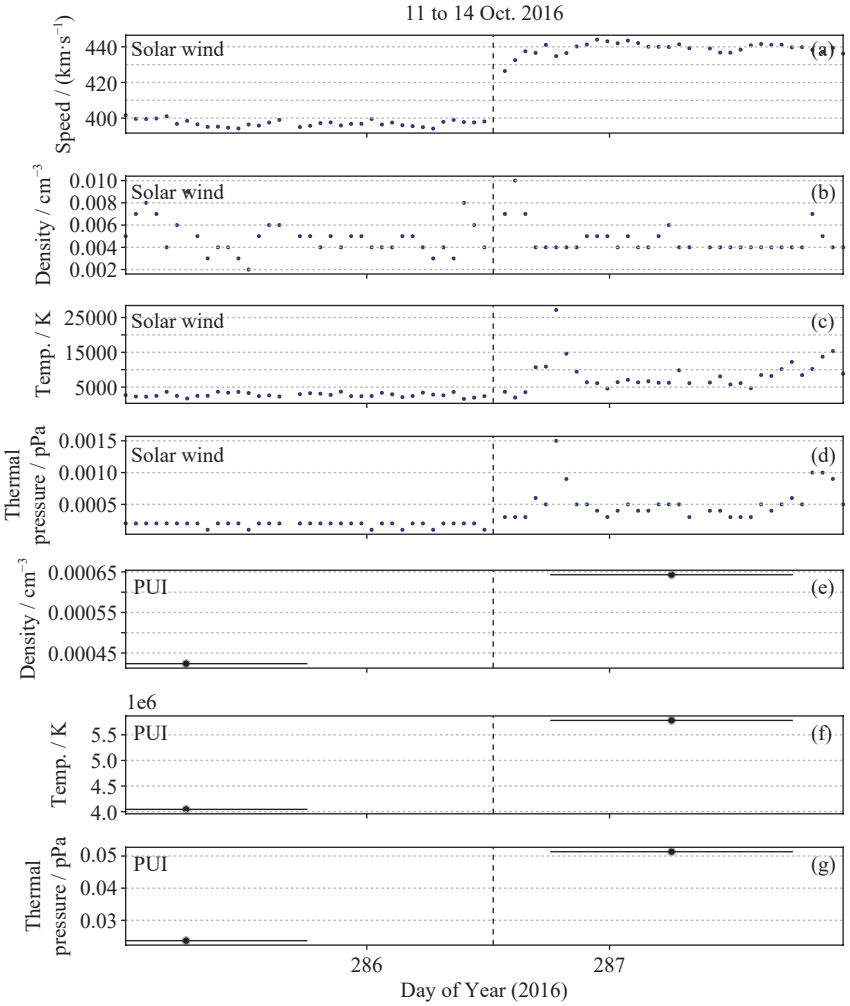

图 7 激波 S1 前后的等离子体参数 (虚线表示激波面的位置)

Fig. 7 Plasma parameters in upstream and downstream of shock S1 (dashed line indicates the position of the shock front)

映了该能量段上粒子的相对通量强度. 蓝色、绿色散点分别代表上下游计数率能谱, 橙色、紫色曲线分别为对应上下游数据的模型拟合结果, 上下游参与拟合的数据点分别用白色圆点和紫色方块突出标记, 两条竖直虚线分别标明上下游 PUI-H^+的截止能量. 拟合采用迭代卡方最小化方法, 以获得最优的拟合参数组合. PUI 拟合基于式 (2) 球壳状分布和式 (4) 的超热尾分布联合拟合: 低能部分由球壳状分布描述, 代表近似各向同性的填充球壳型拾起离子主体; 高能部分由幂律函数描述, 用于刻画被激波加速形成的超热尾. 通过这种联合拟合, 可以同时描述热化的主群体与高能延展的超热尾结构. 结果显示, 低能区 ($E/q <$ 700 eV) 两者几乎重合, 表明低能离子总体密度变化不大; 但在高能区 ($E/q >$ 1000 eV), 下游计数率显著高于上游, 尤其在 3～8 keV 区间出现持续抬升并形成明显的高能尾. 这类事件高能尾成分约占下游总 PUI 密度的 5% 以上, 与模拟结果中激波加速形成的高能离子分布高度一致, 进一步验证了激波在 PUI 加速增能中的关键作用. 在 S2 事件中, 类似的高能尾同样出现激波下游拾起离子计数率能谱中. 当然, 激波上下游区域还可以发生磁场重联[38,39]. 磁场重联过程可以能化和加热粒子, 可能也会对 PUI 高能尾部成分形成有贡献.

之前的研究中还发现部分激波事件的拾起离子能谱在尾部可延伸至 0.5～10 MeV, 已接近异常宇宙射线能段的低端, 这一结果与 Voyager LECP 在 1 MeV 以下能段的观测趋势一致[40], 进一步支持拾起离子作为 ACRs 种子粒子的假设.

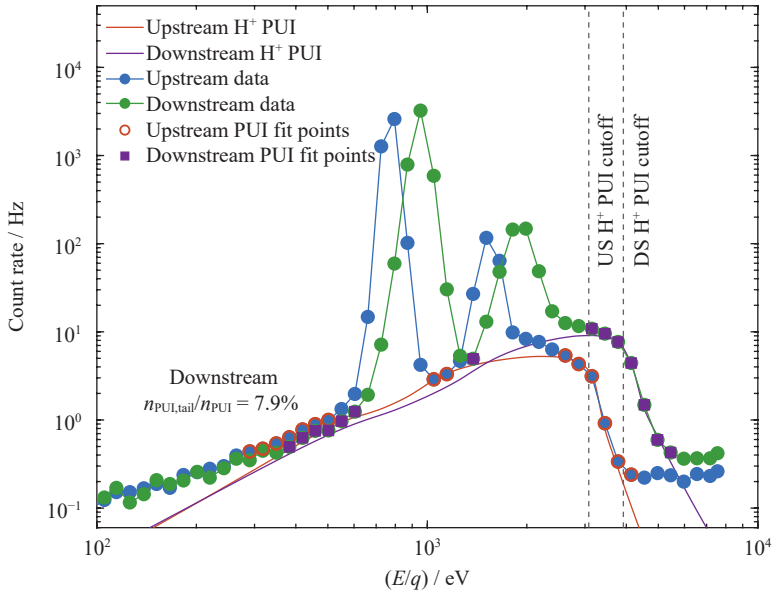

图 8 激波 S1 前后的离子计数率能谱 (两条竖直虚线分别代表上下游 PUI-H^+的截止能量)

Fig. 8 Ion count rate spectra upstream and downstream of shock S1 (two vertical dashed lines represent the cutoff energies of upstream and downstream PUI-H^+, respectively)

3.2.2 重离子成分显著的激波事件

图 9 给出了 SWAP 于 2015 年 3 月观测到的一次激波事件 (S3) 的主要等离子体参数变化. 观测时间为 2015 年 3 月 9 日 03:00—04:00 UT. 从图 9 可以看出, 穿越激波面后, 太阳风速度发生了约 35 km·s^{-1} 的跃变, 并伴随明显的压缩与加热特征; 与事件 S1 类似, 拾起离子的压缩和加热效应更加显著, 表现出激波对非热粒子群体的优先加热特性.

图 10 给出了事件 S3 上下游 PUI-H^+计数率能谱对比. 从图 10 可以发现, 上游的计数率能谱在 PUI-H^+截止能量 (每单位电荷约 3300 eV) 附近出现明显的 SWI-He^+成分增强. 而下游的计数率能谱在 PUI-H^+截止能量 (每单位电荷约 4100 eV) 附近也出现上游类似的增强. 这种增强通常意味着激波区域存在额外的重离子来源或活跃的电荷交换过程.

根据 Swaczyna 等的研究[41], SWI-He^+并非直接来源于日冕, 而是主要由太阳风 α 粒子 (He^{2+}) 与星际中性氢 (H^0) 发生电荷交换反应形成, 即 $He^{2+} + H^0 \rightarrow He^+ + H^+$. 该反应的发生率随太阳风速度的增加而显著上升. 在激波事件 S2 中, 太阳风速度达到 390～440 km·s^{-1}, 足以在传播过程中产生可观数量的 He^+. 这些新生成的 SWI-He^+在 SWAP 能谱中表现为位于 PUI-H^+截止能量附近的通量增强, 与模型预期相符.

类似的增强现象同样出现在 S1 事件中. S1 事件中太阳风速率也很大. 这同样佐证了高速太阳风可能与电荷交换生成 He^+成分的增强密切相关. Swaczyna 等[41] 指出, 忽略 SWI-He^+成分会导致 SWAP 能谱在 H^+ PUI 截止能量附近出现伪增强, 从而影响拾起离子分布函数的准确拟合与能量分配的判断.

3.2.3 中能段幂律谱的事件

图 11 给出了 2016 年 8 月 SWAP 观测到的一次典型激波事件 S4 的主要等离子体参数变化. 虚线标示激波面的位置, 时间为 2016 年 8 月 17 日 17:00—18:00 UT, 在此期间, 太阳风速度发生了约 60 km·s^{-1} 的跃变, 并伴随着明显的拾起离子的压缩和加热. 图 12 给出了 S4 上下游的 PUI-H^+计数率能谱对比. 值得注意的是, S4 事件上下游能谱均在中能段 (上游每单位电荷 1900～2900 eV, 下游每单位电荷 2500～4000 eV) 出现明显的粒子通量增强现象. 该能段位于典型拾起离子球壳状分布能量之上, 但又低于拾起离子的球壳状分布截止能量, Lembège 和 Yang[35,42,43] 研究指出, 该增强可能主要来自反射太阳风离子的贡献.

根据 Lembège 等的研究[35,42], 能谱中的中能段

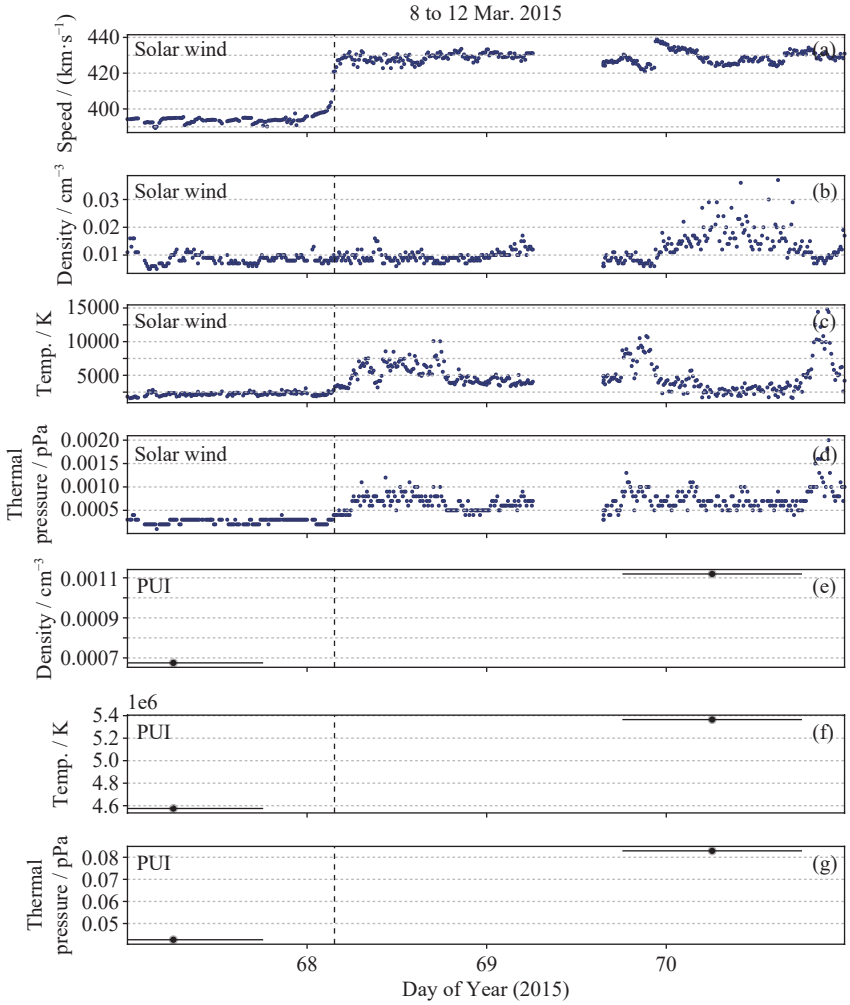

图 9 激波 S3 前后的等离子体参数 (虚线表示激波面的位置)

Fig. 9 Plasma parameters in upstream and downstream of shock S3 (dashed line indicates the position of the shock front)

“肩部”结构的能量组分主要由反射太阳风离子和入射拾起离子贡献. 在激波微观动理学层面, 部分入射离子会在跨激波电势与磁镜力的共同作用下被反射回上游, 并在返回激波的过程中经历一次或多次激波漂移加速. 其中反射太阳风离子在穿越激波电场与磁场结构时获得额外动能, 平行速度可增至入射速度的1.5～3 倍, 与中能段局部增强相对应. Lembège 等的研究结果为 SWAP 观测中上游能谱出现的斜坡或肩部结构提供了一个可能的动理学解释, 其研究表明激波法线与上游磁场夹角θ_{Bn}的变化是影响这种“斜坡”结构是否显著的关键参数. Lembège 等发现[35], 在斜激波 (例如$\theta_{\mathrm{Bn}} \approx 55°$) 条件下, 反射离子的生成及向远上游回流的概率显著高于垂直激波 ($\theta_{\mathrm{Bn}} \approx 90°$) 情况. 此外, 激波阵面普遍存在的自重构过程及激波面附近的其他不稳定性会诱导激波面发生局部弯曲, 进而引起局部激波角的动态演化. 这种局部的几何调制不仅有效增加了离子的反射几率, 还促进了反射太阳风离子的产生与加速效率的提高, 最终导致观测能谱中呈现出显著的中能段斜坡增强特征.

反射太阳风离子作为能量传递的桥梁, 将部分动能注入到拾起离子与背景等离子体中[44]. 在这一过程中, 反射离子不仅直接丰富了下游中能段的粒子通量, 还通过与上游拾起离子的相互作用触发低频波动与湍动[23], 进一步促进拾起离子的再加热与能量扩散.

在 S1, S4 和 S5 中均发现了这种中能段粒子通量增强现象, 这表明反射太阳风离子引起观测中能段幂律增强具有普遍性. 这可能是下游能量分布展宽与尾部形成的重要驱动因素. 这种反射太阳风离子与拾起

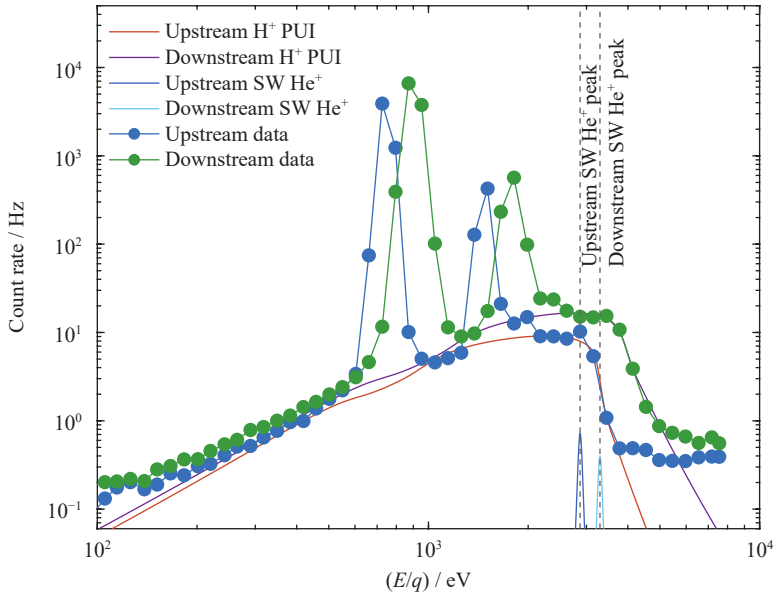

图 10　激波 S3 前后的离子计数率能谱 (竖直虚线表示上下游 SWI-He^+的峰值能量)

Fig. 10　Ion count rate spectra upstream and downstream of shock S3 (two vertical dashed lines indicate the peak energies of upstream and downstream SWI-He^+, respectively)

离子之间的协同加热机制, 是外日球层激波能量转换的重要特征之一.

4　讨论与结论

结合二维混合模拟与 SWAP 观测结果, 系统研究了拾起离子调制下的行星际激波在不同物理条件下的动理学特征与离子加速机制, 主要结论如下.

(1) 强湍动有助于 PUI 高能尾的形成. 通过模拟研究不同湍动强度ε对激波离子加速的影响: 发现湍动的存在显著增大了粒子穿越激波的几率, 在无湍动的情况下, 离子反射次数有限仅能通过漂移加速获得有限的能量增益, 在湍动强的情况下 (例如$\varepsilon = 0.25$), 磁力线发生更强的随机弯曲, 反射 PUI 的轨迹被湍动散射, 增加了多次穿越激波的几率. 离子获得激波扩散加速的有效增能后形成高能尾; 相反, 当湍动较弱时, 粒子加速过程趋于单次反射型, 高能段能谱分布陡峭、尾部较短. 这些预加速后的拾起离子被认为是 ACRs 的种子粒子. 存在湍动的行星际激波不仅促进了 PUI 的高能尾部形成, 也可能为 ACRs 的预加速阶段创造了条件. 综上, 湍动能有效提升外日球层中低马赫数激波对离子的加速能力.

(2) 高马赫数有助于离子加速. 本文还研究了不同上游阿尔芬马赫数$M_{\rm A}$对激波离子加速的影响: 随着$M_{\rm A}$的增大, 粒子的单次加速效率会被明显提升, 在低马赫数时, 太阳风离子的加速增能有限, 仅拾起离子能够在激波前后获得足够的能量形成一定的高能尾. 而当马赫数逐渐增大时, PUI 的高能尾更加显著. 当马赫数增大到$M_{\rm A} = 10$ (模拟终止激波), 太阳风离子也受到明显的加热, 形成类似拾起离子的高能尾. 研究结果对于终止激波的离子加速研究提供了一定的理论依据. 这一趋势与 Zank 等[11] 和 Giacalone 等[23] 的理论符合较好, 表明高马赫数激波中增强的加速效率有望将拾起离子逐步加速至异常宇宙射线的能量范围. 因此, 强马赫数激波不仅是外日球层 PUI 加速的重要机制, 也为 PUI 向 ACRs 转化提供了重要的预加速机制.

(3) 太阳风重离子与星际中性氢会存在电荷交换效应. 通过对典型观测事件进行研究发现: 部分事件 (例如 S2) 中 SWI-He^+成分显著增强. 根据 Swaczyna 等的研究[41], 该成分主要源自太阳风α粒子与星际中性氢的电荷交换过程 ($He^{2+} + H^0 \rightarrow He^+ + H^+$). 该过程在高速太阳风条件下更为明显, 导致 SWI-He^+在 PUI-H^+截止能量附近形成明显的通量峰. 若在数据处理中忽略此成分, 将造成对 PUI-H+高能段计数率的高估, 可能误导对尾部分布的解释.

(4) 发现某些激波上下游存在中能段幂律谱. 通

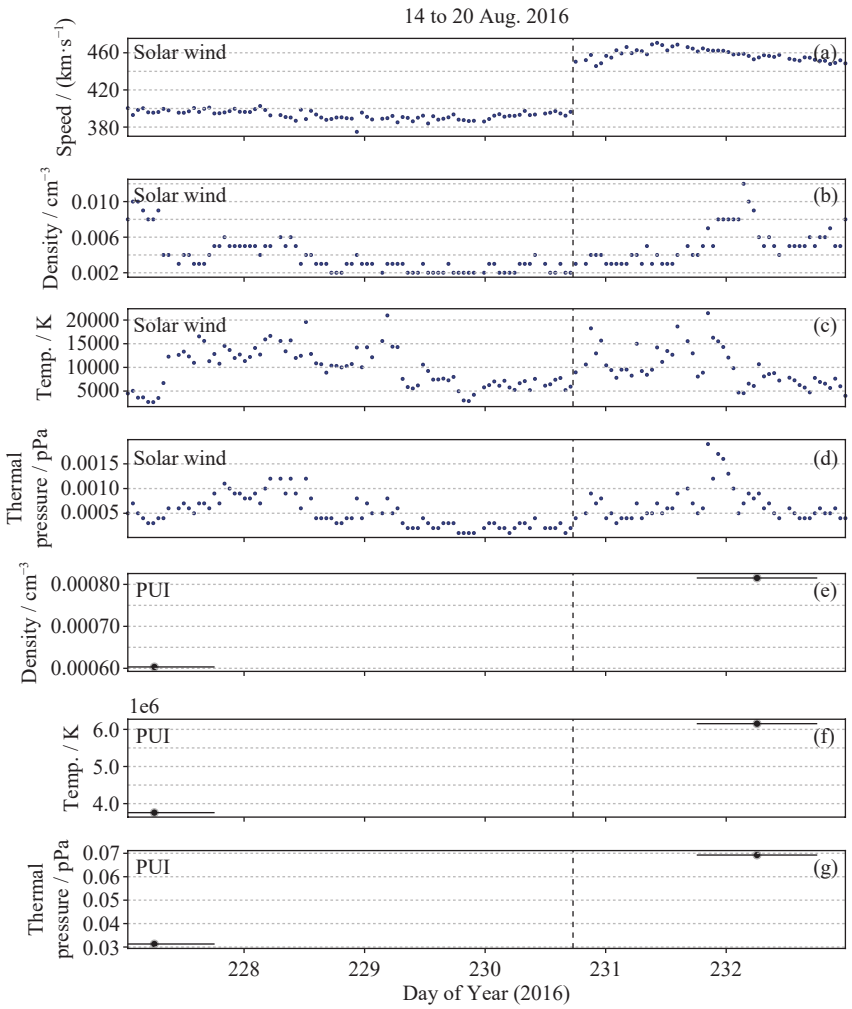

图 11 激波 S4 前后的等离子体参数 (虚线表示激波面的位置)

Fig. 11 Plasma parameters upstream and downstream of shock S4 (dashed line indicates the position of the shock front)

过对典型观测事件研究发现, 在上游每单位电荷 700～2000 eV 的中能段范围内, 部分反射的太阳风离子在漂移加速与波动散射作用下, 其分布向高能区延展, 对应于 SWAP 在 S1, S4 和 S5 等事件中观测到的中能段粒子通量增强现象. 这一结果与 Lembège 等的模拟研究相一致[35,37]. 相关研究指出, 激波角可能是影响该现象的重要因素, 当 θ_{Bn} 由 90°变化为 55°时, 入射太阳风离子更容易受到激波电势差与磁镜力的联合作用而被反射回上游, 这种机制为 SWAP 观测中上游能谱的斜坡型增强提供了可能的动理学机制.

结合二维混合模拟和卫星观测结果, 系统地分析了拾起离子在准垂直激波中的加热与加速机制, 揭示湍动强度和激波强度在离子加速增能机制中的关键作用. 未来的研究拟在如下方向上进一步拓展: 在后续模拟研究中, 可进一步引入多离子成分模型, 包括太阳风中 SWI-He^{2+}, SWI-He^{+}, PUI-He^{+}, 以更全面地重现观测中出现的重离子局部通量增强与中能段幂律增强等特征, 从而深入探讨不同离子组分在激波能量耗散与粒子加速过程中的作用机制; 在背景湍动的刻画方面, 可引入包含动理学尺度的湍动模型, 以更真实地模拟日球层等离子体中的多尺度湍动特征及其对粒子输运与能量扩散的影响, 从而提高模拟结果与实测数据的一致性. 目前, 新视野号在日心距 60 AU 附近的探测表明, 太阳风中 PUI 所占比例已达到 10%～20%[44], 终止激波处会可能高于 25%. 激波上游 PUI 含量对下游能谱结构及能量分配的影响仍值得在未来工作中进一步深入探讨. 此外, 激波上

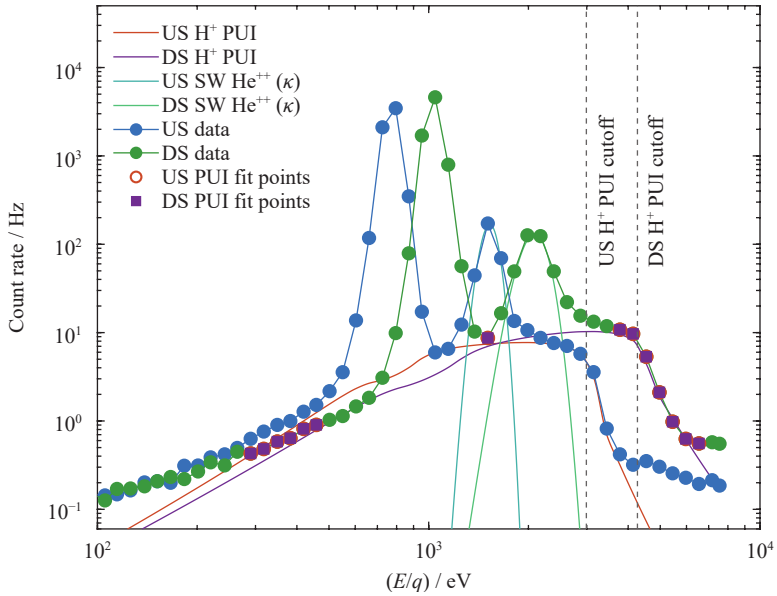

图 12　激波 S4 前后的离子计数率能谱 (两条竖直虚线分别标明了上下游 PUI-H^+的截止能量)

Fig. 12　Ion count rate spectra upstream and downstream of shock S4 (two vertical dashed lines indicate the cutoff energies of PUI-H^+ in the upstream and downstream regions, respectively)

下游相关的磁场重联能够在粒子加热与加速过程中发挥作用[38,39]. 磁场重联在拾起离子高能尾形成过程中的具体贡献也值得进一步分析.

致谢　New Horizons 任务团队及 SWAP 仪器团队提供数据支持. 卫星数据来自网站 https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/.

利益冲突　所有作者均声明不存在利益冲突.

参考文献

[1] RICHARDSON J D, BELCHER J W, GARCIA-GALINDO P, *et al*. Voyager 2 plasma observations of the heliopause and interstellar medium[J]. *Nature Astronomy*, 2019, **3**(11): 1019-1023

[2] RICHARDSON J D, STONE E C. The solar wind in the outer heliosphere[J]. *Space Science Reviews*, 2009, **143**(1): 7-20

[3] VASYLIUNAS V M, SISCOE G L. On the flux and the energy spectrum of interstellar ions in the solar system[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1976, **81**(7): 1247-1252

[4] MCCOMAS D J, ZIRNSTEIN E J, BZOWSKI M, *et al*. Interstellar pickup ion observations to 38 au[J]. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 2017, **233**(1): 8

[5] MÖBIUS E, HOVESTADT D, KLECKER B, *et al*. Direct observation of He^+ pick-up ions of interstellar origin in the solar wind[J]. *Nature*, 1985, **318**(6045): 426-429

[6] ISENBERG P A. Evolution of interstellar pickup ions in the solar wind[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 1987, **92**(A2): 1067-1073

[7] GIACALONE J, JOKIPII J R. The transport of cosmic rays across a turbulent magnetic field[J]. *The Astrophysical Journal*, 1999, **520**(1): 204-214

[8] LEE M A. The injection, acceleration, and dynamical influence of interstellar pickup ions at the solar wind termination shock[J]. *Astrophysics and Space Science*, 1998, **264**(1): 497-508

[9] ZIRNSTEIN E J, HEERIKHUISEN J, FUNSTEN H O, *et al*. Local interstellar magnetic field determined from the interstellar boundary explorer ribbon[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 2016, **818**(1): L18

[10] RICHARDSON J D, KASPER J C, WANG C, *et al*. Cool heliosheath plasma and deceleration of the upstream solar wind at the termination shock[J]. *Nature*, 2008, **454**(7200): 63-66

[11] ZANK G P, PAULS H L, WILLIAMS L L, *et al*. Interaction of the solar wind with the local interstellar medium: a multifluid approach[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 1996, **101**(A10): 21639-21655

[12] DECKER R B, KRIMIGIS S M, ROELOF E C, *et al*. Mediation of the solar wind termination shock by non-thermal ions[J]. *Nature*, 2008, **454**(7200): 67-70

[13] MATSUKIYO S, SCHOLER M. Simulations of pickup ion mediated quasi-perpendicular shocks: implications for the heliospheric termination shock[J]. *Journal of Geophysical*

Research: Space Physics, 2014, **119**(4): 2388-2399

[14] FISK L A. The acceleration of energetic particles in the solar wind[C]//Proceedings of the Solar-Terrestrial Physics: Principles and Theoretical Foundations Based Upon the Proceedings of the Theory Institute Held at Boston College. Dordrecht: Springer, 1983: 231-241

[15] PESSES M E, JOKIPII J R, EICHLER D. Cosmic ray drift, shock wave acceleration and the anomalous component of cosmic rays[J]. *Astrophysical Journal*, 1981, **246**(2): L85-L88

[16] MCCOMAS D J, SHRESTHA B L, SWACZYNA P, *et al*. First high-resolution observations of interstellar pickup ion mediated shocks in the outer heliosphere[J]. *The Astrophysical Journal*, 2022, **934**(2): 147

[17] ZIRNSTEIN E J, MCCOMAS D J, KUMAR R, *et al*. *In situ* observations of preferential pickup ion heating at an interplanetary shock[J]. *Physical Review Letters*, 2018, **121**(7): 075102

[18] MCCOMAS D J, SWACZYNA P, SZALAY J R, *et al*. Interstellar pickup ion observations halfway to the termination shock[J]. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 2021, **254**(1): 19

[19] SHRESTHA B L, ZIRNSTEIN E J, MCCOMAS D J, *et al*. Suprathermal H^+ pickup ion tails in the outer heliosphere[J]. *The Astrophysical Journal*, 2024, **960**(1): 35

[20] ZIRNSTEIN E J, MCCOMAS D J, SHRESTHA B L, *et al*. Formation of H^+ PUI tails downstream of distant interplanetary shocks[J]. *The Astrophysical Journal*, 2025, **986**(2): 205

[21] ZIRNSTEIN E J, MCCOMAS D J, SHRESTHA B L, *et al*. Predictions for new horizons' SWAP measurements downstream of the heliospheric termination shock[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 2025, **987**(1): L23

[22] WANG W N, HE J S, DUAN D, *et al*. Spectral evolution of pickup ions across interplanetary shocks in the outer heliosphere: observational constraints and transport simulations[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 2025, **988**(2): L66

[23] GIACALONE J, NAKANOTANI M, ZANK G P, *et al*. Hybrid simulations of interstellar pickup protons accelerated at the solar-wind termination shock at multiple locations[J]. *The Astrophysical Journal*, 2021, **911**(1): 27

[24] GIACALONE J, KORNBLEUTH M, OPHER M, *et al*. Hybrid simulations of interstellar pickup ions at the solar wind termination shock revisited[J]. *The Astrophysical Journal*, 2025, **980**(1): 29

[25] ZANK G P, ZHAO L L, ADHIKARI L, *et al*. Turbulence transport in the solar corona: theory, modeling, and Parker Solar Probe[J]. *Physics of Plasmas*, 2021, **28**(8): 080501

[26] MCCOMAS D, ALLEGRINI F, BAGENAL F, *et al*. The Solar Wind Around Pluto (SWAP) instrument aboard New Horizons[J]. *Space Science Reviews*, 2008, **140**(1): 261-313

[27] ELLIOTT H A, MCCOMAS D J, VALEK P, *et al*. The new horizons Solar Wind Around Pluto (SWAP) observations of the solar wind from 11-33 au[J]. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 2016, **223**(2): 19

[28] CHEN J H, BOCHSLER P, MÖBIUS E, *et al*. Possible modification of the cooling index of interstellar helium pickup ions by electron impact ionization in the inner heliosphere[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2014, **119**(9): 7142-7150

[29] ZIRNSTEIN E J, MÖBIUS E, ZHANG M, *et al*. *In situ* observations of interstellar pickup ions from 1 au to the outer heliosphere[J]. *Space Science Reviews*, 2022, **218**(4): 28

[30] RANDOL B M, MCCOMAS D J, SCHWADRON N A. Interstellar pick-up ions observed between 11 and 22 AU by *New Horizons*[J]. *The Astrophysical Journal*, 2013, **768**(2): 120

[31] WINSKE D, QUEST K B. Magnetic field and density fluctuations at perpendicular supercritical collisionless shocks [J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 1988, **93**(A9): 9681-9693

[32] GUO F, GIACALONE J. The acceleration of thermal protons at parallel collisionless shocks: three-dimensional hybrid simulations[J]. *The Astrophysical Journal*, 2013, **773**(2): 158

[33] ZHAO L L, ZANK G P, ADHIKARI L. Generation mechanisms for low-energy interstellar pickup ions[J]. *The Astrophysical Journal*, 2019, **879**(1): 32

[34] SHRESTHA B L, MCCOMAS D J, ZIRNSTEIN E J, *et al*. High-resolution observations of pickup-ion-mediated shocks to 60 au[J]. *The Astrophysical Journal*, 2025, **984**(1): 11

[35] LEMBÉGE B, YANG Z W, ZANK G P. Energy power spectra measured at an interplanetary shock by the New Horizon's SWAP experiment: 1D full particle simulations versus observations[J]. *The Astrophysical Journal*, 2020, **890**(1): 48

[36] MATSUKIYO S, MATSUMOTO Y. Injection process of pickup ion acceleration at an oblique heliospheric termination shock[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 2024, **970**(2): L37

[37] MCCOMAS D J, CHRISTIAN E R, SCHWADRON N A, *et al*. Interstellar Mapping and Acceleration Probe (IMAP): a new NASA mission[J]. *Space Science Reviews*, 2018, **214**(8): 116

[38] LU Q M, WANG H Y, WANG X Y, *et al*. Turbulence-driven magnetic reconnection in the magnetosheath downstream of a quasi-parallel shock: a three-dimensional global hybrid simulation[J]. *Geophysical Research Letters*,

2020, **47**(1): e2019GL085661

[39] LIU T Z, LU S, TURNER D L, *et al*. Magnetospheric Multiscale (MMS) observations of magnetic reconnection in foreshock transients[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2020, **125**(4): e2020JA027822

[40] DECKER R B, KRIMIGIS S M, ROELOF E C, *et al*. Voyager 1 in the foreshock, termination shock, and heliosheath[J]. *Science*, 2005, **309**(5743): 2020-2024

[41] SWACZYNA P, MCCOMAS D J, ZIRNSTEIN E J. He^{+} ions comoving with the solar wind in the outer heliosphere[J]. *The Astrophysical Journal*, 2019, **875**(1): 36

[42] LEMBÈGE B, YANG Z W. Physical roles of interstellar-origin pickup ions at the heliospheric termination shock: impact on the shock front microstructures and nonstationarity[J]. *The Astrophysical Journal*, 2016, **827**(1): 73

[43] LEMBÈGE B, YANG Z W. Physical roles of interstellar-origin pickup ions at heliospheric termination shock. II. Impact of the front nonstationary on the energy partition and particle velocity distribution[J]. *The Astrophysical Journal*, 2018, **860**(1): 84

[44] ZANK G P, HEERIKHUISEN J, POGORELOV N V, *et al*. Microstructure of the heliospheric termination shock: implications for energetic neutral atom observations[J]. *The Astrophysical Journal*, 2010, **708**(2): 1092-1106

作者简介



刘思哲 男, 1999 年 10 月出生于湖南省醴陵市, 现为哈尔滨工业大学 (深圳) 空间科技学院研究生, 主要研究方向为日球层等离子体物理过程的数值模拟与观测数据分析.
E-mail: 23S061014@stu.hit.edu.cn



吴明雨 男, 1987 年 10 月出生于安徽省舒城县, 现为哈尔滨工业大学 (深圳) 空间科技学院教授、博士生导师, 主要研究方向为行星物理、等离子体波动、粒子加热加速和磁场重联等.
E-mail: wumingyu@hit.edu.cn