0254-6124/2019/39(2)-143–06 *Chin. J. Space Sci.* 空间科学学报

KONG Fanjing, QIN Gang. 90° pitch angle enhancements of suprathermal electrons associated with the interplanetary shock on 24 April 2008 (in Chinese). *Chin. J. Space Sci.*, 2019, **39**(2): 143-148. DOI:10.11728/cjss2019.02.143

2008年4月24日行星际激波事件相关联的超热电子90°投掷角的增强 *

孔凡婧[1,2] 秦 刚[3]

1(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)

2(中国科学院大学地球科学学院 北京 100049)

3(哈尔滨工业大学理学院 深圳 518055)

摘 要 利用测试粒子数值模拟的方法研究了与 STEREO-A 卫星观测到的 2008 年 4 月 24 日行星际激波事件相关联的超热电子 90° 投掷角的增强. 根据激波到达前给定时刻超热电子的观测分布, 拟合得到不同投掷角的初始分布函数; 在给定的激波参数下, 采用时间向后的方法计算特定能道上激波下游超热电子的投掷角分布. 由于超热电子具有较高的共振频率, 模拟采用的磁场湍流谱包含了低能电子发生共振的耗散区. 对以 215.76, 151.67, 106.63 eV 为中心的三个能道进行了模拟. 结果表明, 不同能道上超热电子在激波下游的投掷角分布均在 90° 投掷角附近出现峰值, 呈现出明显的 90° 投掷角增强, 这与观测结果符合得很好. 可以认为在激波对电子的加速过程中, 电子与湍流耗散区的共振对 90° 投掷角的增强具有重要作用.

关键词 超热电子, 90° 投掷角增强, 粒子加速

中图分类号 P 353

90° Pitch Angle Enhancements of Suprathermal Electrons Associated with the Interplanetary Shock on 24 April 2008

KONG Fanjing[1,2] QIN Gang[3]

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

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

3(*School of Science, Harbin Institute of Technology, Shenzhen* 518055)

Abstract Using test particle simulations, the 90° pitch angle enhancements of suprathermal electrons associated with the interplanetary shock on 24 April 2008 observed by STEREO-A spacecraft have been studied. Firstly, the initial distribution function for each pitch angle channel is obtained by

* 国家自然科学基金项目资助 (NNSFC 41574172)

2018-04-20 收到原稿, 2018-06-27 收到修定稿

E-mail: fjkong@spaceweather.ac.cn

fitting the observed distribution at a given time before the shock arrival, and then the time-backward method is used to calculate the pitch angle distributions of suprathermal electrons downstream of the shock for a given energy channel. Due to the higher resonance frequency of suprathermal electrons, the turbulence spectrum includes the dissipation range in which low-energy electrons resonate. Three energy channels with central energies of 215.76 eV, 151.67 eV, and 106.63 eV are simulated. The results show that a peak of the pitch angle distributions downstream of the shock obtained for these energy channels appears near the 90° pitch angle. The enhancement at the 90° pitch angle is in good agreement with the observations. The resonance between suprathermal electrons and the turbulence dissipation range in the process of shock acceleration is suggested to play a crucial role in this phenomenon. A thorough study of the electric and magnetic field fluctuations at interplanetary shocks can provide a better understanding of the nature of 90° pitch angle enhancements of suprathemal electrons.

Key words Suprathermal electrons, 90° pitch angle enhancements, Acceleration of particles

0 引言

1 AU 附近太阳风中的电子主要由 90%~95% 的核 (core)、约 5%~10% 的环流 (halo) 和束流 (Strahl) 三部分构成 [1−4]. 最冷的核电子能量约为 10 eV, 由于粒子之间的相互碰撞作用, 核电子在太阳风中的分布接近 Maxwellian 速度分布. 能量在约 70 eV 以上的电子, 由于粒子之间的碰撞不再有效, 通常被认为是无碰撞的, 称为超热 (suprathermal) 电子. 2 keV 以下的超热电子在太阳风中具有非 Maxwellian 分布的特征, 包含呈各向同性分布的环流电子和呈高度各向异性分布的束流电子两个不同部分, 其中束流电子分布在远离太阳沿行星际磁场的很窄投掷角内. 除核、环流和束流电子, Lin[5] 研究发现太阳风中还存在更稀薄的、能量在 2 keV 以上、几乎呈各向同性分布的超束流 (superhalo) 电子.

由于第一绝热不变量的守恒 (磁矩 $\mu = mv_\perp^2/(2B)$ 为常数), 随着电子在太阳风向外传播过程中行星际磁场的降低, 电子在垂直磁场方向上的速度分量也不断降低, 因此产生了高度各向异性且较窄的束流电子. 然而实际观测到的束流电子投掷角宽度比根据绝热不变量守恒预测的要宽. Lemons 等 [6] 发现碰撞作用不能充分描述太阳风中较宽的束流电子分布, 这意味着波粒相互作用对这类电子的散射变得十分重要. Pagel 等 [7] 对 ACE/SWEPAM 观测事件进行了数据分析, 发现一些事件的束流电子投掷角宽度与束流电子能量成正相关关系, 他们认为这一现象是由于哨声波动对电子的散射造成的. Vocks 等 [8,9] 通过在其发展的动力学模型 (kinetic model) 中引入朝向太阳传播的哨声波, 发现与哨声波的共振相互作用能够显著影响太阳风中电子速度分布函数, 从而形成行星际介质中观测到的环流和束流电子. Saito 等 [10] 利用质点网格模拟方法研究了宽频哨声波谱对束流电子的影响, 结果表明, 在有限的阻尼下, 增强的哨声波会导致束流电子投掷角分布宽度随动能的增加而增加.

太阳风中超热电子还呈现出许多其他有趣的现象, 例如在行星际开放磁力线上太阳风环流电子分布折耗 [11], 非平静期太阳风中诸如共转作用区和行星际激波等大尺度结构引起的电子分布. 其中最值得关注的观测现象是与行星际激波事件相关联的超热电子 90° 投掷角的增强. Kajdic 等 [12] 对这一现象作了大量的统计分析, 研究认为超热电子 90° 投掷角增强与磁场和电场的波动有关, 仅考虑电子穿越激波时的绝热运动引起的纯粹的聚焦和镜面反射作用不能完全解释观测结果. 鉴于已有的关于超热电子的研究均表明波对粒子的作用可以显著影响电子投掷角分布, 在理论或数值研究中引入如磁场扰动的实际因素对理解超热电子 90° 投掷角的增强现象尤为必要.

这里对 Kajdic 等 [12] 提及的与 2008 年 4 月 24 日激波事件相关联的超热电子 90° 投掷角增强进行了测试粒子数值模拟研究. 由于超热电子具有较高的共振频率, 模拟所用磁场湍流谱中考虑了低能电

子发生共振的耗散区. 在给定的激波参数和初始分布下, 利用时间向后的方法模拟得到不同能道激波下游加速粒子的投掷角分布, 并与观测得到的投掷角分布进行对比分析.

1 数值模型

在给定电磁场中, 带电粒子的运动方程如下:

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{p}}{\mathrm{d}t} = q[\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t) + \boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r},t)]. \tag{1}$$

其中: q 为带电粒子的电荷量; $\boldsymbol{p}$ 和 $\boldsymbol{v}$ 分别为粒子的动量和速度; t 为时间; $\boldsymbol{E}$ 为对流电场, 满足关系 $\boldsymbol{E} = -\boldsymbol{u}\times\boldsymbol{B}$, 这里 $\boldsymbol{u}$ 为激波参考系中等离子体速度. 激波面位于 $z=0$, 等离子体沿着正 z 方向流动, 激波上下游的等离子体速度分别为 u_1, u_2. 激波过渡层内等离子体速度为

$$u(z) = \frac{u_1}{2s}\left\{(s+1) + (s-1)\tanh\left[\tan\Big(-\frac{\pi z}{L_{\mathrm{diff}}}\Big)\right]\right\}. \tag{2}$$

其中: L_{diff} 为激波过渡层的厚度; s 为激波压缩比, 满足 $s = u_1/u_2$. 这里设 $L_{\mathrm{diff}} = 10^{-8}\,\mathrm{AU}$. 从式 (2) 可以看出: $z\to -L_{\mathrm{diff}}/2$ 时, $u(z)\to u_1$; $z\to L_{\mathrm{diff}}/2$ 时, $u(z)\to u_1/s = u_2$.

总磁场由均匀的背景磁场 $\boldsymbol{B}_0$ 和与之垂直的零平均扰动场 $\boldsymbol{b}$ 叠加而成, 即

$$\boldsymbol{B}(x',y',z') = \boldsymbol{B}_0 + \boldsymbol{b}(x',y',z'). \tag{3}$$

扰动磁场采用 slab+2D 模式的湍流场 [13−17], 有:

$$\boldsymbol{b}(x',y',z') = \boldsymbol{b}^{\mathrm{slab}}(z') + \boldsymbol{b}^{\mathrm{2D}}(x',y'). \tag{4}$$

湍流场是通过快速傅里叶变换在局地磁场直角坐标系下生成的. 生成湍流磁场的周期性盒子大小为 $L_{z'} = 100\lambda$, $L_{x'} = L_{y'} = 100\lambda$; 网格点划分为 $N_{z'} = 2^{21}$, $N_{x'} = N_{y'} = 4096$. λ 为 slab 湍流分量的湍流相关长度, 这里假设 $\lambda = 10^6\,\mathrm{m}$, 相应 2D 湍流分量的相关长度 $\lambda_{\mathrm{2D}} = \lambda/2.6$. 若采用观测得到的磁场湍流谱, 模拟会更加接近实际情况. 简单起见, 这里采用 Qin 等 [18] 研究激波对电子加速的方法, 假设 slab 湍流分量的湍流谱由惯性区和耗散区组成, 惯性区采用 Kolmogorov 湍流谱, 谱指数为 $-5/3$. 根据 Li 等 [19] 的研究结果, 选取耗散区的谱指数为 -2.7, 从惯性区到耗散区的拐点对应的波数取为 $k_b = 10^{-5}\,\mathrm{m}$. 初始能量较低的电子主要在湍流谱的耗散区发生共振, 随着电子能量的增加, 高能量的电子在惯性区共振. 超热电子由于能量很低, 主要在湍流谱的耗散区共振. 这里对 2D 湍流分量仅考虑惯性区, 也采用谱指数为 $-5/3$ 的 Kolmogorov 湍流谱. slab 湍流分量与 2D 湍流分量的能谱密度之比为 $E_{\mathrm{slab}} : E_{\mathrm{2D}} = 20 : 80$. 更多关于磁场湍流模型的研究参见文献 [20,21].

采用时间向后的方法求解激波下游某一能量通道 E_i 内加速粒子的投掷角分布 [22]. 首先将投掷角从 0°∼180° 划分为 12 个投掷角通道, 选取每个投掷角通道的中心投掷角作为目标投掷角 μ_j, 即 $\mu_j = 7.5°,\ 22.5°,\ 37.5°, \cdots, 172.5°$ $(j = 1, 2, \cdots, 12)$. 初始时刻 $t=0$ 时, 在激波下游位置 z_{sim} 以目标投掷角 μ_j 投入具有能量 E_i 的大量测试电子 (N_{ij}), 采用自适应时间步长调整的四阶龙格–库塔方法求解粒子的运动方程, 计算精度达 10^{-9}. 在加速了预定时间 t_{acc} 之后, N_{ij} 个测试粒子具有不同的能量 E_{ik} 和投掷角 μ_{jk}. 根据模拟的激波上游给定时刻不同投掷角通道的分布 $f_0(E,\mu_j)$, 求得激波下游的投掷角分布 $f_{\mathrm{dn}}(E_i,\mu_j)$, 具体为

$$f_{\mathrm{dn}}(E_i,\mu_j) = \frac{1}{N_{ij}}\sum_{k=1}^{N_{ij}} f_0(E_{ik},\mu_{jk}). \tag{5}$$

其中, 初始分布函数为

$$f_0(E,\mu_j) = E^{c_{0j}}\exp(c_{1j} + c_{2j}E). \tag{6}$$

其中, 系数 c_{0j}, c_{1j}, c_{2j} 通过拟合激波到达前给定时刻不同投掷角的观测分布来确定, 结果列于表 1. 由表 1 可见, 不同投掷角的初始分布只有稍许差别.

2 观测数据和激波参数设置

2008 年 4 月 24 日激波事件的参数设置来自卫星 STEREO-A 观测数据 * 以及 STEREO-A 行星际激波列表 **. 根据行星际激波列表可直接得到激波角度 $\theta_{Bn} = 81.9°$, 激波压缩比 $s = 2.46$, 磁声马赫数 $M_{\mathrm{ms}} = 2.25$. 利用 STEREO-A 观测数据, 得到激

*http://cdaweb.sci.gsfc.nasa.gov/index.html
**http://www-ssc.igpp.ucla.edu/∼jlan/STEREO/Level3/STEREO_Level3_Shock.pdf

波到达前 1 h 平均的上游背景磁场值 $B_{01}=2.58\,\mathrm{nT}$, 数密度 $n=8.6\,\mathrm{cm^{-3}}$, 温度 $T=30\,100\,\mathrm{K}$, 太阳风速度 $u_{\mathrm{sw}}=314\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$, 并求得阿尔芬速度 $v_A=B_{01}/\sqrt{m_p n\mu_0}=19.2\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$. 结合已知磁声马赫数, 求得激波参考系中上游流体速度 $u_1=78\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$, 从而得到激波上游阿尔芬马赫数 $M_{A1}=4.06$. 模拟中设置激波上下游湍流强度 $(b/B_0)^2=0.0025$.

表 1 构造不同投掷角通道 μ_j 初始分布函数的系数 c_{0j}, c_{1j}, c_{2j}

Table 1 c_{0j}, c_{1j}, c_{2j} used to construct the initial distributions for different pitch angles

j	c_{0j}	c_{1j}	$c_{2j}/\mathrm{eV^{-1}}$
1	−2.7467	18.3512	−0.0039
2	−2.7618	18.4249	−0.0041
3	−2.6335	17.9166	−0.0051
4	−2.5874	17.6165	−0.0053
5	−2.6369	17.7189	−0.0051
6	−2.9234	18.8343	−0.0039
7	−3.1745	19.8854	−0.0030
8	−3.1782	19.8693	−0.0030
9	−3.0358	19.2859	−0.0036
10	−2.9644	18.9924	−0.0039
11	−3.1301	19.6831	−0.0031
12	−3.2646	20.2597	−0.0024

STEREO-A 卫星 2008 年 4 月 24 日 13:06:55 UT 观测到了一个准垂直前向激波, 该激波事件伴随着超热电子 90° 投掷角的增强. 利用该卫星上 SWEA (Solar Wind Electron Analyzer) 仪器观测到的数据*, 得到三个特定能道的投掷角分布谱, 如图 1 所示. 这里采用类似于 Liu 等 [23] 和 Kajdic 等 [12] 的方法对投掷角分布进行归一化处理, 即在每个时刻根据 $[f_{\mathrm{dist}}(t)-f_{\mathrm{dist,min}}(t)]/[f_{\mathrm{dist,max}}(t)-f_{\mathrm{dist,min}}(t)]$ 计算归一化的投掷角分布. 其中, $f_{\mathrm{dist,min}}$ 和 $f_{\mathrm{dist,max}}$ 分别为给定时刻最小和最大的投掷角分布数值 f_{dist}. 从图 1 中可以看出: 激波到达前, 即在激波上游, 三个能道的超热电子投掷角分布都集中在红色所示较低投掷角方向上; 激波到达之后, 三个能道的投掷角分布均在 90° ± 10° 附近出现峰值, 这表现出 90° 投掷角的增强行为.

3 模拟结果与观测数据对比

STEREO-A 卫星上的 SWEA 仪器给出了 18 个能道的投掷角分布观测数据. 以其中三个能道为例进行数值模拟研究, 这三个能道分别为 181~257, 127~181 和 89~127 eV. 与这些能道对应的中心能量分别是 215.76, 151.67, 106.63 eV. 利用测试粒子模拟方法分别计算这三个能道 E_i $(i=1,2,3)$ 激波下游的投掷角分布. 对于每个能道, 首先在目标投掷角 μ_j

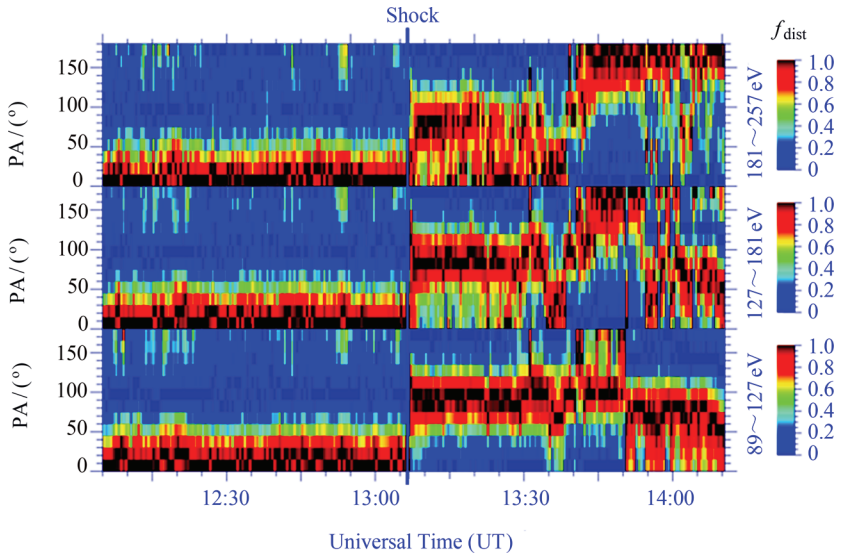


图 1 2008 年 4 月 24 日激波事件超热电子的归一化投掷角分布 f_{dist}

Fig. 1 Normalized Pitch Angle (PA) distributions of suprathermal electrons on 24 April 2008

*http://stereo.irap.omp.eu/CEF/PAD/ahead/

$(j = 1, 2, \cdots, 12)$ 投入能量为 E_i 的大量测试粒子, 模拟结束后再根据式 (5) 得到激波下游给定位置的投掷角分布情况. 为简单起见, 模拟中分别以中心能量 215.76, 151.67, 106.63 eV 代表三个能道的能量.

图 2 给出了数值模拟及观测得到的上述三个能道超热电子投掷角分布, 其中 $j = 1, 2, \cdots, 12$. 从图 2 可以看出: 对于图中 215.76, 151.67, 106.63 eV 三个能道, 观测和拟合得到的激波到达前的投掷角分布均集中在 0° 附近; 随着能量的降低, 相应能道的投掷角分布呈现出趋于各向同性的特征, 这在最低的 106.63 eV 能道表现得尤为明显. 此外, 模拟得到的激波下游位置 $z_{\rm sim} = 0.02\lambda$ 处的投掷角分布均在 90° 左右出现峰值, 表现出明显的 90° 投掷角增强, 与观测结果基本吻合, 其中 151.67 eV 能道的模拟结果与观测结果符合最好. 这里三个能道对应的模拟加速时间均为 $t_{\rm acc} = 30$ min. 需要说明的是, 如果模拟加速时间大于 30 min, 模拟得到的投掷角分布会高于观测的投掷角分布. 这揭示出一个特征的模拟加速时间尺度与具体使用的数值模型有关. 值得注意的是, 模拟中给定了数值模拟的激波下游位置 $z_{\rm sim}$, 若大幅度远离该模拟位置, 模拟得到的投掷角分布增强可能会出现在偏离 90° 的投掷角方向上, 或者数值模拟无法得到投掷角分布的增强. 后者是因为在时间向后的数值模拟过程中, 相对较短的加速时间不足以使电子到达或多次穿越激波面.

4 讨论与结论

利用测试粒子数值模拟的方法研究了与 2008 年 4 月 24 日行星际激波事件相关联的超热电子 90° 投掷角增强现象. 通过在磁场湍流谱中考虑低能电子发生共振的耗散区, 模拟得到给定激波参数和初始分布情况下 215.76, 151.67, 106.63 eV 三个能道的激波下游投掷角分布. 模拟结果表明, 对于这些能道, 加速了一定时间的测试粒子运动到激波下游给定位置的投掷角分布均在 90° 附近出现峰值, 呈现出明显的 90° 投掷角增强, 且模拟得到的投掷角分布与观测数据符合较好. 本文模拟的激波事件中得到的超热电子 90° 投掷角增强的原因如下: 一是超热电子与磁场湍流的耗散区发生共振, 并在激波面附近来回穿越得

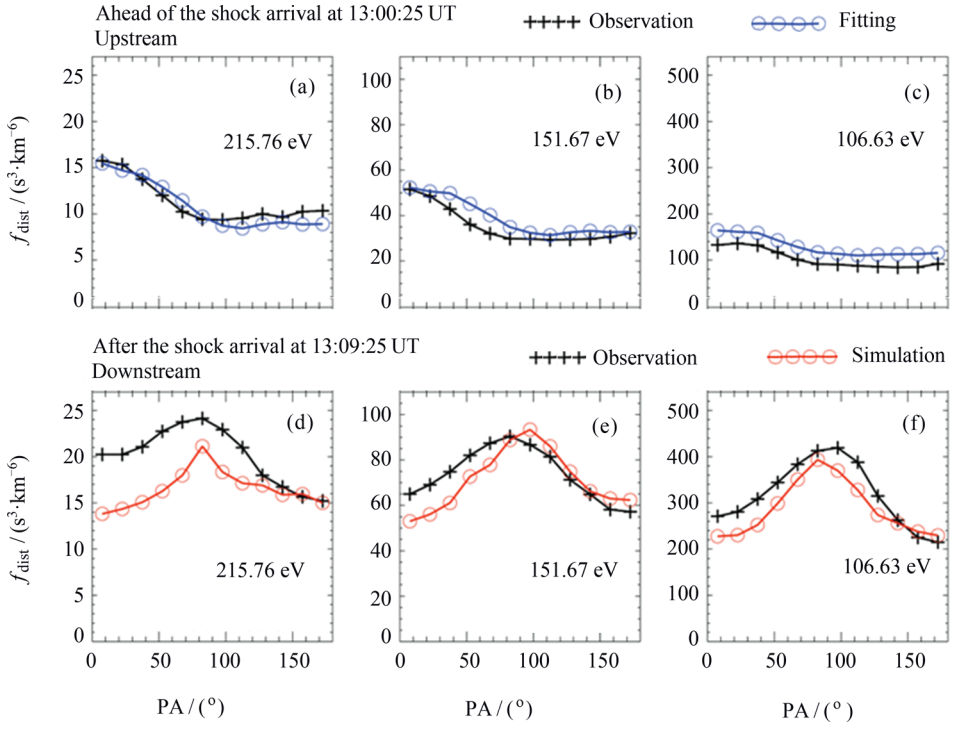


图 2 与 2008 年 4 月 24 日激波事件相关联的超热电子投掷角分布数值模拟与 STEREO-A 卫星观测结果对比

Fig. 2 Comparison of Pitch Angle (PA) distributions of suprathermal electrons associated with 24 April 2008 shock event between the simulations and observations

到加速, 进而产生特定的投掷角分布; 二是由于 $T_\perp/B$ 守恒 ($T_\perp, B$ 分别为垂直温度和磁场大小), 电子在穿越激波面进入下游时磁场增强导致垂直温度增大, 进而引起温度的各向异性, 即 $T_\perp/T_\parallel > 1$[24,25], 并改变下游粒子的分布. 加速后的超热电子集中分布在垂直于磁力线方向的较窄投掷角内的原因目前尚不很清楚. 在接下来的工作中需要进一步研究与行星际激波相关的电场和磁场波动, 以期分析超热电子 90° 投掷角增强的本质.

致谢 廉朝胜博士参与了本文工作的讨论. 全部计算由天津国家超级计算机中心天河一号 (A) 完成.

参考文献

[1] MONTGOMERY M D, BAME S J, HUNDHAUSEN A J. Solar wind electrons: vela 4 measurements [J]. *J. Geophys. Res.*, 1968, **73**(15): 4999-5003

[2] FELDMAN W C, ASBRIDGE J R, BAME S J, *et al.* Characteristic electron variations across simple high-speed solar wind streams [J]. *J. Geophys. Res.*, 1978, **83**(A11): 5285-5295

[3] PILIPP W G, MIGGENRIEDER H, MONTGOMERY M D, *et al.* Characteristics of electron velocity distribution functions in the solar wind derived from the Helios plasma experiment [J]. *J. Geophys. Res.*, 1987, **92**(A2): 1075-1092

[4] MAKSIMOVIC M, ZOUGANELIS I, CHAUFRAY J Y, *et al.* Radial evolution of the electron distribution functions in the fast solar wind between 0.3 and 1.5 AU [J]. *J. Geophys. Res.*, 2005, **110**(A9): A09104

[5] LIN R P. Wind observations of suprathermal electrons in the interplanetary medium [J]. *Space Sci. Rev.*, 1998, **86**(1/2/3/4): 61-78

[6] LEMONS D S, FELDMAN W C. Collisional modification to the exospheric theory of solar wind halo electron pitch angle distributions [J]. *J. Geophys. Res.*, 1983, **88**(A9): 6881-6887

[7] PAGEL C, GARY S P, DE KONING C A, *et al.* Scattering of suprathermal electrons in the solar wind: ACE observations [J]. *J. Geophys. Res.*, 2007, **112**(A4): A04103

[8] VOCKS C, MANN G. Generation of suprathermal electrons by resonant wave-particle interaction in the solar corona and wind [J]. *Astrophys. J.*, 2003, **593**(2): 1134-1145

[9] VOCKS C, SALEM C, LIN R P, *et al.* Electron halo and strahl formation in the solar wind by resonant interaction with whistler waves [J]. *Astrophys. J.*, 2005, **627**(1): 540-549

[10] SAITO S, GARY S P. Whistler scattering of suprathermal electrons in the solar wind: particle-in-cell simulations [J]. *J. Geophys. Res.*, 2007, **112**(A6): A06116

[11] GOSLING J T, SKOUG R M, FELDMAN W C. Solar wind electron halo depletions at pitch angle [J]. *Geophys. Res. Lett.*, 2001, **28**(22): 4155-4158

[12] KAJDIC P, LAVRAUD B, ZASLAVSKY A, *et al.* Ninety degrees pitch angle enhancements of suprathermal electrons associated with interplanetary shocks [J]. *J. Geophys. Res.*, 2014, **119**(9): 7038-7060

[13] MATTHAEUS W H, GOLDSTEIN M L, ROBERTS D A. Evidence for the presence of quasi-two-dimensional nearly incompressible fluctuations in the solar wind [J]. *J. Geophys. Res.*, 1990, **95**(A12): 20673-20683

[14] ZANK G P, MATTHAEUS W H. Waves and turbulence in the solar wind [J]. *J. Geophys. Res.*, 1992, **97**(A11): 17189-17194

[15] BIEBER J W, WANNER W, MATTHAEUS W H. Dominant two-dimensional solar wind turbulence with implications for cosmic ray transport [J]. *J. Geophys. Res.*, 1996, **101**(A2): 2511-2522

[16] GRAY P C, PONTIUS D H JR, MATTHAEUS W H. Scaling of field-line random walk in model solar wind fluctuations [J]. *Geophys. Res. Lett.*, 1996, **23**(9): 965-968

[17] ZANK G P, LI G, FLORINSKI V, *et al.* Particle acceleration at perpendicular shock waves: Model and observations [J]. *J. Geophys. Res.*, 2006, **111**(A6): A06108

[18] QIN G, KONG F J, ZHANG L H. Effects of shock and turbulence properties on electron acceleration [J]. *Astrophys. J.*, 2018, **860**(1): 3-11

[19] LI G, KONG X, ZANK G, *et al.* On the spectral hardening at $\geqslant 300$ keV in solar flares [J]. *Astrophys. J.*, 2013, **769**(1): 22

[20] QIN G, MATTHAEUS W H, BIEBER J W. Subdiffusive transport of charged particles perpendicular to the large scale magnetic field [J]. *Geophys. Res. Lett.*, 2002, **29**(4): 1048

[21] QIN G, MATTHAEUS W H, BIEBER J W. Perpendicular transport of charged particles in composite model turbulence: Recovery of diffusion [J]. *Astrophys. J. Lett.*, 2002, **578**(2): L117-L120

[22] KONG F J, QIN G, ZHANG L H. Numerical simulations of particle acceleration at interplanetary quasi-perpendicular shocks [J]. *Astrophys. J.*, 2017, **845**(1): 43

[23] LIU Y D, LUHMANN J G, KAJDIC P, *et al.* Observations of an extreme storm in interplanetary space caused by successive coronal mass ejections [J]. *Nat. Commun.*, 2014, **5**: 3481

[24] LIU Y, RICHARDSON J D, BELCHER J W, *et al.* Plasma depletion and mirror waves ahead of interplanetary coronal mass ejections [J]. *J. Geophys. Res.*, 2006, **111**(A9): A09108

[25] LIU Y, RICHARDSON J D, BELCHER J W, *et al.* Temperature anisotropy in a shocked plasma: Mirror-mode instabilities in the heliosheath [J]. *Astrophys. J. Lett.*, 2007, **659**(1): L65-L68