

陈曦,傅绥燕,郑玲等. 2014. 不同起源地磁扰动期间极光沉降能量的统计研究. 地球物理学报, 57(11):3766-3776, doi:10.6038/cjg20141130.

Chen X, Fu S Y, Zheng L, et al. 2014. Auroral hemispheric power during geomagnetic storms driven by different interplanetary disturbances. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 57(11):3766-3776, doi:10.6038/cjg20141130.

不同起源地磁扰动期间极光沉降能量的统计研究

陈曦¹, 傅绥燕¹, 郑玲², 杨利平^{1,3}, 崔燕波¹

1 北京大学地球与空间科学学院, 北京 100871

2 华盛顿大学地球与空间科学学院, 西雅图 98195

3 中国科学院空间科学与应用研究中心, 北京 100190

摘要 尽管对极光沉降能量(HP)的研究已经开展很久,但是关于不同行星际扰动源对 HP 影响的研究仍然很少. 本文基于 2001—2008 年 NOAA 极轨卫星数据,对三类不同扰动源,即盔状冕流共转相互作用区(CIRs)、伪冕流 CIRs 和行星际日冕物质抛射(ICMEs)驱动的中等磁暴期间 HP 的变化进行时序叠加统计分析,讨论了相关太阳风背景参数、地磁活动强度以及耦合函数的有效性;研究了三类磁暴事件期间 HP 的南北半球不对称性. 结果表明,在磁暴之前盔状冕流 CIR 磁暴的 HP 明显低于伪冕流 CIR 磁暴和 ICME 磁暴,盔状冕流“磁暴前的平静期”与 Newell 耦合函数关系密切,而与 Russell-McPherron 效应关系较小,盔状冕流 CIR 磁暴主相 HP 高于伪冕流 CIR 磁暴和 ICME 磁暴,可能与盔状冕流相应行星际 $|B_z|$ 和太阳风数密度均较高有关. 此外,在 $Kp \leq 4$ 时,冬夏季半球 HP 的差别随着 Kp 增加而增加,相应的变化规律符合电导率反馈机制的预测;在 $Kp > 4$ 时,盔状冕流磁暴和 ICME 磁暴冬季半球的 HP 大于夏季半球的,伪冕流磁暴事件夏季半球的 HP 大于冬季半球的或与冬季半球的相近.

关键词 极光沉降能量; 磁暴; 行星际扰动源; 耦合函数; 半球不对称性

doi:10.6038/cjg20141130

中图分类号 P353

收稿日期 2014-03-21, 2014-06-21 收修定稿

Auroral hemispheric power during geomagnetic storms driven by different interplanetary disturbances

CHEN Xi¹, FU Sui-Yan¹, ZHENG Ling², YANG Li-Ping^{1,3}, CUI Yan-Bo¹

1 School of Earth and Space Sciences, Peking University, Beijing 100871, China

2 Department of Earth and Space Science, University of Washington, Seattle 98195, USA

3 National Space Science Center, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

Abstract Although it has been a long time since the beginning of research on the auroral hemispheric power (HP), less has been done on the differences of HP among storms driven by different interplanetary disturbances. According to different drivers, all the storm events during 2001—2008 are divided into three categories, namely helmet streamer corotating interaction regions (CIRs), pseudostreamer CIRs and interplanetary coronal mass ejection (ICMEs) driven events. A superposed epoch analysis is performed to investigate the relative differences of HP during geomagnetic storms driven by different disturbances. The background solar wind parameters, geomagnetic activity and the effectiveness of coupling function have been studied. In addition, we have investigated the hemispheric asymmetry of HP in the three types of storms. The statistic results show that HP favors storms driven by pseudostreamer CIRs and ICMEs than

storms driven by helmet streamer CIRs before the storm onset. It is inferred that the occurring of the so-called “calm before the storm” effect is less correlated with the Russell-McPherron effect, but might be a result of the Newell coupling function. The maximum of HP during helmet streamer CIR storms is greater than that during pseudostreamer CIR and ICME storms. The possible reason is larger interplanetary magnetic field component $|B_z|$ and higher solar wind number density related to helmet streamer CIRs. The difference value of HP between two hemisphere(winter minus summer) increases with Kp when Kp is less than or equal to 4, which is consistent with the prediction of the ionospheric conductivity feedback model. For $Kp > 4$, HP favors winter hemisphere during storms driven by helmet streamer CIRs and ICMEs, but summer HP is larger or close to winter HP during storms driven by pseudostreamer CIRs.

Keywords Auroral hemispheric power; Geomagnetic storm; Interplanetary disturbance; Coupling function; Hemispheric asymmetry

1 引言

沉降到地球极区电离层的粒子能量从高到低依次为银河宇宙线、太阳高能质子、外辐射带相对论电子和极光粒子。相对低能的极光粒子(100 eV ~ 100 keV)沉降持续存在,通量远高于其他高能粒子,在磁层-电离层耦合中扮演着重要角色(Thorne, 1980; Jackman and McPeters, 2004)。首先,极光沉降粒子能够改变高纬热层大气成份(Crowley et al., 2008);其次,极光沉降粒子在极区的电离作用可能等于甚至超过太阳 EUV 辐射的贡献,改变极区电离层电导率的分布,进而显著影响无线电通讯和极区电磁能输入效率(Zhang et al., 2010);最后,极光沉降粒子的部分能量转化为极光和高层大气的内能(Rees and Luckey, 1974)。

极光沉降能量是沉降粒子能通量对整个沉降区域面积的积分,通常用 HP(Hemispheric Power)表示,单位通常为 Gigawatts(GW)。此前人们对极光沉降能量的研究重点是 HP 与地磁活动指数、太阳风参数和行星际磁场条件、太阳周期的长时期统计关系(Hardy et al., 1985; Brautigam et al., 1991; Newell et al., 1998; Shue et al., 2001; Coumans et al., 2006; Emery et al., 2008; Newell et al., 2007; Emery et al., 2009),发现 HP 与行星际磁场强度、太阳风速度、地磁活动强度等参量呈正相关关系。除 HP 总量外,HP 的南北半球不对称性也受到关注。Ridley(2007)基于 NOAA 卫星 1979—2006 年的数据发现冬季半球的 HP 高于同期的夏季半球。Zheng 等(2013)的研究也有类似的结论。Luan 等(2010)基于 2002—2007 年 TIMED/GUVI 的数据

认为在地磁活动平静期夏季半球的 HP 高于冬季半球的,而当地磁活动强烈时,HP 半球差异和季节效应消失。目前对磁暴期间 HP 的研究还较少,特别是针对不同行星际扰动源驱动的磁暴期间 HP 变化规律的研究还未见报道。本文试图从驱动磁暴的不同行星际扰动源这个新的角度来分析磁暴期间 HP 值和 HP 南北半球不对称性的变化规律。

日冕物质抛射(CME)和共转相互作用区(CIR)是引发磁暴的两种主要驱动源(Gonzalez et al., 1999)。CME 在太阳活动高年较为常见,而 CIR 多出现在太阳活动周的下落期。Wang 等(2007)认为,CIR 可以进一步分为盔状冕流(Helmet streamer)和伪冕流(Pseudostreamer)两类。若开放磁力线被日球层电流片分开成极性相反的两部分则称为盔状冕流,若开放磁力线极性相同则称为伪冕流。Borovsky 和 Denton(2013)(以下简称 BD2013)提出,CIR 引发的磁暴同样应当被分成两类:盔状冕流 CIR 磁暴和伪冕流 CIR 磁暴。两类 CIR 的主要差异在于盔状冕流 CIR 磁暴存在“磁暴前的平静期”,而伪冕流 CIR 磁暴则没有这一现象。BD2013 使用 Russell-McPherron 效应(Russell and McPherron, 1973)对磁暴前的平静期进行了解释。

本文基于 NOAA/POES 极轨卫星观测获得的 HP 数据,研究了 2001—2008 年不同的行星际扰动源(ICME、盔状冕流 CIR 和伪冕流 CIR)驱动的磁暴事件期间,HP 总量及其南北半球不对称性的统计特性。本文首先分别选出 ICME 磁暴和 CIR 磁暴事件,再将 CIR 磁暴分为盔状冕流驱动和伪冕流驱动两类,然后对三类磁暴事件的太阳风参数、耦合函数、地磁活动指数、极光粒子沉降能量的时间变化规律进行时序叠加分析,并对不同驱动源磁暴期间

HP 的南北半球不对称性进行统计分析.

2 数据来源和事件选取

2.1 数据来源

本文中的 HP 数据来源于 Evans(1987)的数据集(NOAA estimated HP data set, <http://www.swpc.noaa.gov/ftppdir/lists/hpi/>). 该数据集是由 NOAA 卫星的极光粒子能谱数据外推得到, 首先根据 NOAA/POES(TIROS)卫星的大量观测数据建立一个按照地磁活动的水平分为 10 个等级的统计模型, 然后把地磁纬度 45° 以上的极区按照经纬度分成若干个格点, 卫星观测到的各个格点上极光沉降粒子的平均能通量对所有格点的面积积分就得到 HP 的零阶估计值. 利用零阶估计值和统计模型进行匹配得到初步的修正系数, 进而得到下一阶的 HP 估计值. 新计算出来的 HP 估计值重新与统计模型进行匹配, 如此反复多次, 得到最终的 HP 值和对应的修正系数. 这种方法得到的 HP 数据时间精度从十几分钟到 1 h 不等, 本文统一转换为 1 h 精度.

本文使用的 1AU 处太阳风参量和地磁活动指数等数据来源于 OMNI2 数据库(<http://omniweb.gsfc.nasa.gov/>), 包括太阳风速度、行星际磁场 B_z 、 Kp 指数以及 Dst 指数等, 数据精度为 1 h. 2.5 个太阳半径(R_s)处的太阳风速度场、日球层电流片的位置使用了 Wang-Sheeley-Arge (WSA) 模型(Wang and Sheeley, 1990; Arge et al., 2004)和 potential field source surface (PFSS)模型(Zhao and Webb, 2003)的估算结果.

2.2 ICME 事件选取

ICME 具有以下主要特征(Neugebauer and Goldstein, 1997): (1) 质子、电子温度异常低; (2) 质子分布的反常各向异性; (3) He 的丰度显著增强; (4) 双向的超热电子流和高能离子流; (5) 较强的磁场强度; (6) 平缓旋转的磁场方向和变化很小的磁场强度. 事实上, 很少有 ICME 事件具备上述所有的特征, 同时也没有一个特征存在于所有的 ICME 事件中, 因而准确选取 ICME 事件有很大的难度. 本文参考了 Jian(2008)、Richardson 和 Cane(2010)两个 ICME 列表, 选取 2001—2008 年同时存在于两个列表中且背景较为平静的 ICME 事件. Jian(2008)判定的 ICME 至少满足下列条件中的三个: 超过背景**的强磁场, 相对平静的磁场方向旋转, 低质子密**

度, 较高的 He/H 密度比, 垂直压强的增强和太阳风速度降低等. Richardson 和 Cane(2010)主要利用异常低的质子温度来识别 ICME, 同时参考其他的 ICME 特征, 与 Jian(2008)的主要区别在于没有采用 He/H 密度比作为衡量标准.

统计结果表明超过 90% 的 CIR 磁暴 Dst 极小值在 -100 nT 以内(Richardson et al., 2006), 而多数 ICME 磁暴暴时强度远高于 CIR 磁暴的. 本文主要关注在相同磁暴强度下不同磁暴驱动源对 HP 的影响, 所以在选取 ICME 和 CIR 事件时, 限定为中等磁暴(Dst 极小值在 $-100 \sim -40$ nT 之间). 按照以上标准, 文本共选取了 25 个 ICME 事件.

2.3 CIR 事件选取和分类

本文采用 McPherron 等(2009)的标准来选取 CIR 事件: (1) 太阳风速度在界面前的速度小于 $350 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 在界面后超过 $500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$; (2) 太阳风密度在界面处增加, 界面处达到最大后快速下降; (3) 总磁场在界面处达到最大; (4) 太阳风速度的方位角从西向转向东向. 根据上述判据, 文本筛选出 Dst 极小值在 $-100 \sim -40$ nT 之间, 且背景平静的 116 个 CIR 事件.

CIR 可分为盔状冕流和伪冕流(Wang et al., 2007; BD2013)两类, 区分方法有直接法和间接法. 直接法由 Crooker 等(2004a)提出: 在 1AU 附近盔状冕流伴随着太阳风磁扇区的反转, 而伪冕流则没有这一现象, 因而可以利用 GSE 坐标系下的局地磁场方位角(在黄道面上, 局地磁场方向与日地连线的夹角)的跃变来区分两种冕流. BD2013 采用直接法.

间接法(Crooker et al., 2012)更为严格. 在太阳表面确定日球层电流片位置有成熟的模型, 行星际空间传播通常不会对日球层电流片产生影响. Crooker 等(2012)提出将 1AU 处的太阳风与太阳附近的太阳风对照, 若太阳附近的太阳风包含日球层电流片, 则认为其传播到 1AU 处同样包含日球层电流片, 此类 CIR 事件判定为盔状冕流 CIR. 间接法需要三组数据: (1) 日球层电流片位置, 由 potential field source surface (PFSS)模型(Zhao and Webb, 2003)计算; (2) 2.5 R_s 处的太阳风速度场, 由 Wang-Sheeley-Arge (WSA)模型(Wang and Sheeley, 1990; Arge et al., 2004)估算; (3) 1AU 处太阳风的速度. 本文中前两组数据来源于中国科学院空间中心 Feng 等(2010, 2012)编写的程序, 第三组数据来源于 OMNI2 数据库.

下面我们举例说明间接法事件选取过程.

2. $5R_S$ 处的太阳风速度场的赤道附近空间切片进行时间延迟后,与 1AU 处太阳风速度的时间序列进行匹配. 具体过程如下:(1) 标出所有 1AU 处太阳风速度的极小值(图 1a 中的 1—5);(2) 标出 $2.5R_S$ 处太阳风速度场中赤道附近的速度极小值(图 1b 中的 I、II);(3) 建立两组太阳风极小值的对应关系,需要满足的约束条件是,每个 $2.5R_S$ 处的太阳风极小值到对应的 1AU 处太阳风极小值的延时约为 2—7 天(太阳风到达地球所需时间),且在同一卡林顿太阳周内,每个 $2.5R_S$ 处的太阳风极小值到对应的 1AU 极小值的延时相等. 在图 1 的例子中,仅有一组对应关系满足上述约束条件,即图 1a 中的 1 对应图 1b 中的 I,图 1a 中的 3 对应图 1b 中的 II,由此得到时间延迟约为 5 天. 确定延时之后,将 1AU 处的 CIR 事件回溯至 $2.5R_S$ 处,若 $2.5R_S$ 处包含日球层电流片,则将此 CIR 判定为盃状冕流 CIR(图 1a 中 1、3),否则判定为伪冕流 CIR(图 1a 中 2、4 和 5). 需要注意时间延时并非固定不变,对于每个卡林顿太阳周,我们需要重新确定时间延迟.

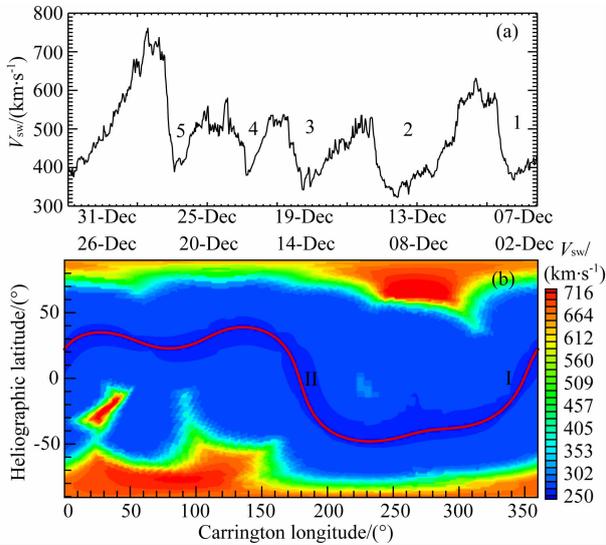


图 1 (a) 1 AU 处的太阳风速度 V 随时间变化;(b) WSA 模型推算的 2.5 个太阳半径(R_S)处的太阳风速度场分布和 PFSS 模型确定日球层电流片位置. 横坐标是卡林顿经度,纵坐标是日面纬度. 色标表示太阳风速度的大小,红色实线表示日球层电流片的位置

Fig. 1 (a) Solar wind velocity from OMNI2 database at 1 AU. (b) Solar wind velocity distribution and position of the heliospheric current sheet at $2.5R_S$. The horizontal coordinate is Carrington longitude, the vertical coordinate is Heliographic latitude. Color represents solar wind velocity, red solid line shows the position of the inferred heliospheric current sheet

我们发现使用直接法和间接法得到的结果并不完全一致,75 个间接法判定的盃状冕流中有 37 个符合直接法的判定,39 个间接法判定的伪冕流中有 19 个符合直接法的判定. 本文选取了 2001—2008 年同时满足两种判定方法的事件,包括 37 个盃状冕流 CIR 和 19 个伪冕流 CIR 磁暴事件.

3 数据统计研究

3.1 1AU 处行星际太阳风参数变化

在本文的时序叠加分析中,我们首先给出均值曲线,若均值曲线特征明显,则不再给出分位数曲线(在这种情况下,我们考察了分位数曲线,确定其与均值曲线特征一致);若均值曲线特征不明显,则结合分位数曲线进一步讨论. 本文中时序叠加分析的零点($t=0$ h)为磁暴主相开始的时刻(Dst 指数突然减小),时间区间为零点前的 2.5 天($t=-60$ h)和零点后的 3 天($t=72$ h).

图 2a 展示了三类事件太阳风速度时序叠加分析的均值曲线,其中黄色表示 ICME,蓝色表示盃状冕流 CIR,红色表示伪冕流 CIR. 在零点之前($t=-60$ h 至 $t=-15$ h),两类 CIR 事件的太阳风速度均缓慢下降($\Delta V \approx -50 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$),在零点附近($t=-15$ h 至 $t=15$ h)太阳风速度快速上升($\Delta V \approx 150 \sim 200 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$),上升至最高点之后($t=15$ h 至 $t=72$ h),速度缓慢下降($\Delta V \approx -50 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$). 在零点前($t < 0$ h)盃状冕流的速度均值小于伪冕流的,速度差约为 $40 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. 在磁暴后期,盃状冕流维持高速的时间更长,这与 Neugebauer 等(2004)、BD2013 的观测结果一致. 对于 ICME 事件,太阳风速度仅在零点附近($t=-5$ h 至 $t=5$ h)有小幅增加($\Delta V \approx 20 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$),其他时间稳定在 $450 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 附近.

图 2b 给出了三类事件行星际磁场 B_z 分量(GSM 坐标系)的变化规律. 在磁暴事件之前($t < -10$ h),伪冕流的 B_z 略低于盃状冕流和 ICME 的,而盃状冕流和 ICME 的 B_z 难以区分. 观察分位数曲线(图 2c),我们发现盃状冕流和伪冕流 B_z 整体的差异不大,仅仅在 $t=-40$ h 至 -30 h 差异较为明显. 在零点附近($t=-10$ h 至 $t=0$ h),三类事件 B_z 均北向增强,而在零点后($t=0$ 至 $t=5$ h) B_z 均快速转为南向,这是导致磁暴的主要原因. 在磁暴恢复相,ICME 事件的 B_z 均值在 $t=20$ h 已经转为北向,而两类 CIR 事件 B_z 南向持续时间更长,这导致

CIR 磁暴的持续时间长于 ICME 事件的。

图 2d 给出了三类事件的太阳风密度均值曲线。在磁暴之前,两类 CIR 的数密度高于 ICME 的,而在磁暴恢复相,ICME 的数密度高于两类 CIR 的。在零点附近,伪冕流和 ICME 的数密度均值相仿,而盔状冕流的数密度显著更高,与 BD2013 一致。Crooker

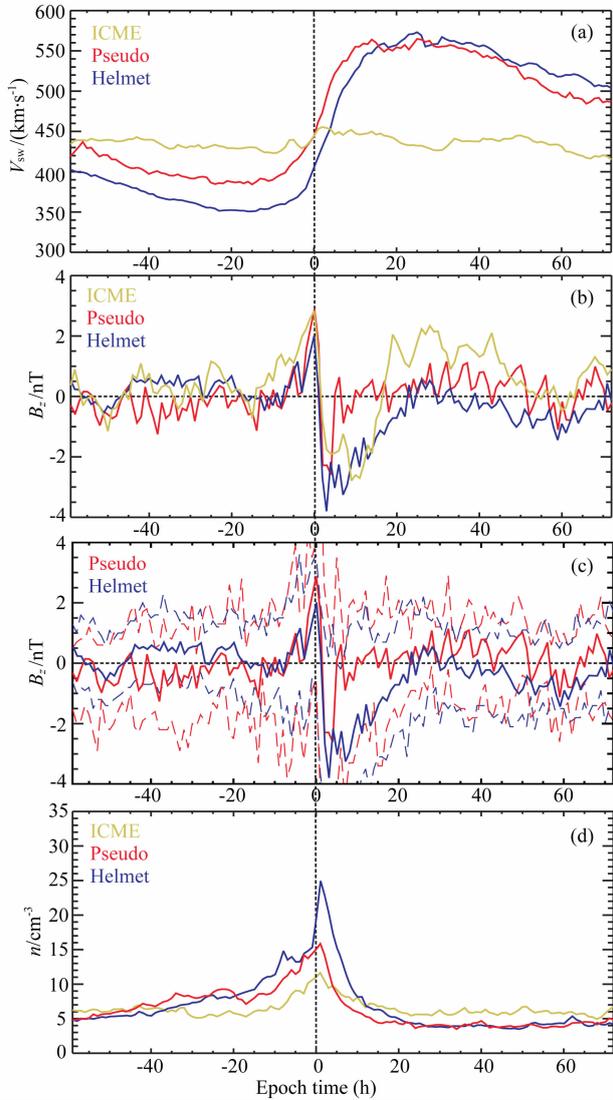


图 2 行星际太阳风参数的时序叠加分析。太阳风速度 (a)、行星际磁场南向分量 B_z (b)、太阳风数密度 (d) 为均值曲线。行星际磁场 B_z (c) 实线为均值曲线,虚线为 1/4 分位数和 3/4 分位数曲线。零点为磁暴主相开始的时刻,用竖直的虚线表示。黄色表示 ICME 磁暴,红色表示伪冕流磁暴,蓝色表示盔状冕流磁暴

Fig. 2 Superposed averages for solar wind speed (a), IMF B_z (b) and number density (d) with the zero epoch being the onset of the storms. In Fig. 2c, upper and lower quartiles (dotted lines) are shown together with the mean values (solid curves). Yellow, red and blue represent ICME, Pseudostreamer and Helmet streamer, respectively

等(2004b)、Neugebauer 等(2004)发现经常在磁扇区反转结构中存在致密等离子体,与我们的研究结果相符。

3.2 耦合函数变化

图 3a 给出了耦合函数 $-VB_z$ 的时序叠加分析均值曲线,其中 V 为太阳风速度, B_z 是 GSM 坐标系下行星际磁场的 z 分量。图 3b 给出了盔状冕流和伪冕流 CIR 事件中耦合函数 $-VB_z$ 的均值曲线和分位数曲线。图 3c 给出了 Newell 耦合函数(Newell et al., 2007),其中 V 是太阳风速度, θ 是行星际磁场垂直于日地连线方向的分量,是行星际磁场的时钟角。ICME、盔状冕流、伪冕流同样分别用黄色、蓝色、红色表示。

图 3a 显示 $-VB_z$ 的变化规律基本与 B_z 相类似,在磁暴前 ($t < -10$ h),伪冕流的 $-VB_z$ 高于盔状冕流和 ICME 的,而盔状冕流和 ICME 的 $-VB_z$

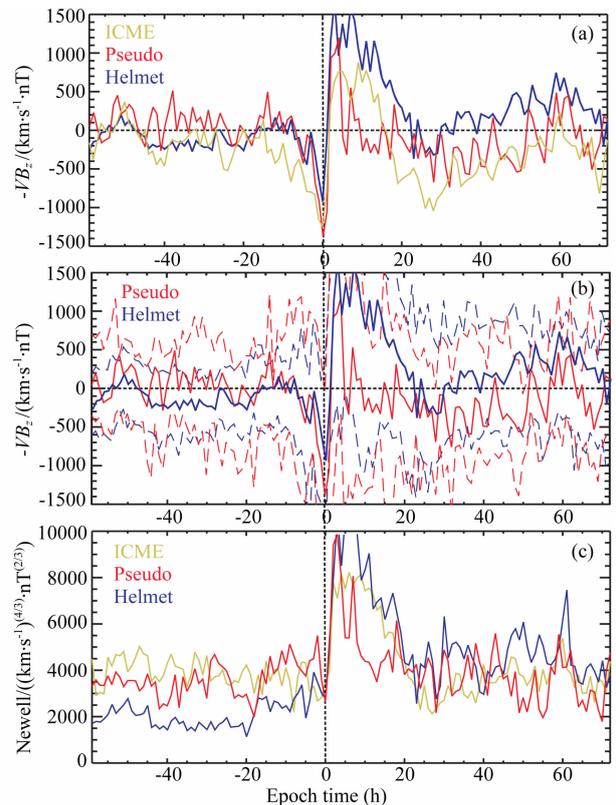


图 3 不同耦合函数的变化。图 a、b 给出了 $-VB_z$ 的时序叠加分析均值曲线及其分位数曲线(虚线所示),图 c 给出了 Newell 耦合函数的加时序分析均值曲线。零点的选取和颜色的含义与图 2 相同

Fig. 3 Superposed averages for $-VB_z$ (a, b) and Newell coupling function (c). The zero epoch and color are the same as Fig. 2. In Fig. 3b, upper and lower quartiles (dotted lines) are shown together with the mean values (solid curves)

难以区分. 观察分位数曲线(图 3b), 我们发现盔状冕流和伪冕流的整体差异不大, 仅仅在 $t = -40$ h 至 -30 h 差异较为明显. 图 3c 给出的是 Newell 耦合函数. 在磁暴前($t < -10$ h), 盔状冕流的 Newell 耦合函数显著小于伪冕流和 ICME 的, ICME 的 Newell 耦合函数与伪冕流的相近. 图 3 表明, 在磁暴前($t < -10$ h), ICME 的 Newell 耦合函数与伪冕流的相近, 而与盔状冕流的相差较大; 在磁暴前($t < -10$ h), ICME 的 $-VB_z$ 耦合函数与盔状冕流的相近, 而与伪冕流的相差较大.

3.3 地磁活动指数变化

图 4 给出了三类事件相应的地磁活动均值曲线, 三栏分别对应于 AE、 Kp 、 Dst 指数. ICME、盔状冕流、伪冕流分别用黄色、蓝色、红色表示. AE 和 Kp 均值曲线的主要差别是, AE 指数在 $t = 0$ 时有明显的拐点, 而 Kp 指数则较为平滑. 在磁暴之前($t = -60$ h 至 $t = -10$ h), 盔状冕流的 AE 和 Kp 指数均明显小于伪冕流和 ICME 的指数, 具体而言, 盔状冕流的 AE 均值为 100 nT, Kp 均值为 1, 而

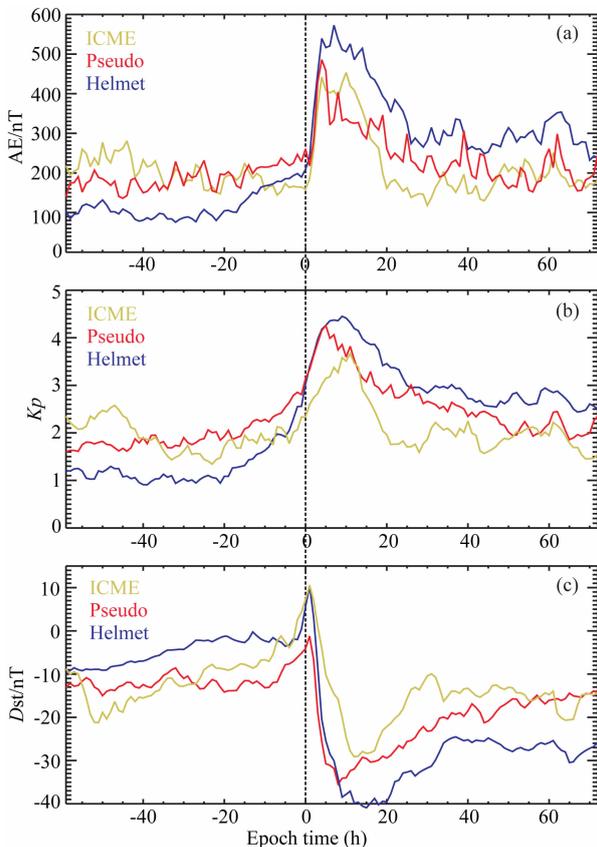


图 4 地磁活动指数 AE(a)、 Kp (b)和 Dst (c)的时序叠加分析均值曲线. 零点的选取和颜色含义与图 2 相同
Fig. 4 Superposed averages for AE (a), Kp (b) and Dst (c). The zero epoch and color are the same as Fig. 2

伪冕流和 ICME 的 AE 均值为 200 nT, Kp 均值为 2, 这就是 BD2013 中的“磁暴前的平静期”现象. 在磁暴主相及恢复相($t > 0$ h), 我们发现盔状冕流 AE 和 Kp 的均值要高于伪冕流和 ICME 的指数, 与 BD2013 的观测一致. ICME 在 $t = 20$ h 地磁活动已经恢复平静, 而两类 CIR 的地磁活动时间要持续更长的时间($t > 50$ h).

对于 Dst 指数的变化(图 4c), 显然可以发现与 AE、 Kp 指数类似的特征: 盔状冕流相对于伪冕流和 ICME 存在“磁暴前的平静期”; 盔状冕流磁暴主相和恢复相的地磁活动最强; ICME 磁暴恢复相的持续时间最短.

3.4 HP 变化

图 5 给出了三类事件中 HP 的均值曲线. 在磁暴之前($t = -60$ h 至 $t = -20$ h), 盔状冕流的 HP 在 10 GW 左右, 而伪冕流和 ICME 的 HP 在 20 GW 左右, 与盔状冕流“磁暴前的平静期”现象一致. 在磁暴开始前($t = -5$ h 至 $t = 0$ h), 两类 CIR 事件的 HP 均出现了小幅的上行, 而 ICME 事件则没有这一现象. 在磁暴主相($t = 0$ h 至 $t = 5$ h), 三类事件的 HP 均快速上行, 在 $t = 0$ h 存在明显的拐点. 对比图 3 发现磁暴前 HP 的变化特征与 Newell 耦合函数一致性很高, 表明 HP 受到行星际太阳风条件的调制, 其中太阳风的速度和磁场, 以及时钟角是造成 HP 差异的主要原因.

在 $t = 0$ 时附近, AE 指数与 HP 都有明显的拐点, 斜率由平缓变为陡峭. Dst 指数拐点是增大变为减小, 与 AE 和 HP 拐点不同. Kp 指数在 $t = 0$ 时没有拐点(图 4、图 5). AE 指数和 HP 指数特征高度相似, 而与 Dst 和 Kp 不同, 表明在磁暴开始附近, 极区的能量传输过程与赤道以及全球整体的能量传输过程存在差异. 在磁暴恢复相, 盔状冕流的 HP 均

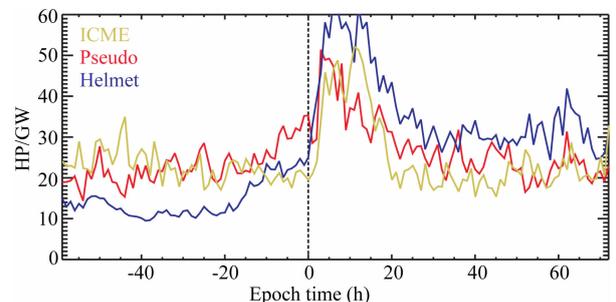


图 5 极光沉降能量 HP 的时序叠加分析均值曲线. 零点的选取和颜色含义与图 2 相同

Fig. 5 Superposed averages for hemispheric power. The zero epoch and color are the same as Fig. 2

值为 30 GW 且持续时间较长($t=30$ h 至 $t=72$ h), 伪冕流的 HP 均值为 25 GW 且持续时间较短($t=20$ h 至 $t=50$ h), 而 ICME 在 $t=20$ h 已经回归平静. 恢复相的特征与 Newell 耦合函数、AE、 Kp 、Dst 基本相同, 表明在磁暴恢复相时全球的地磁活动特征基本一致.

对比图 5 中的三条 HP 曲线, 盔状冕流磁暴主相的 HP 明显高于伪冕流和 ICME 的, 这一特征在 AE 指数中也可看到. 但是图 4 中显示盔状冕流与伪冕流磁暴主相时 Newell 耦合函数几乎相同, 这表明不同扰动源磁暴主相 HP 的差异并非 Newell 耦合函数造成. Coumans 等(2006)认为 HP 受到太阳风动压的影响, 由于盔状冕流和伪冕流磁暴主相的太阳风速度相似, 因而太阳风数密度可能导致太阳风动压不同进而影响 HP. 图 2d 显示盔状冕流在 $t=0$ 时数密度明显高于伪冕流和 ICME 的, 支持上述猜测. 此外, 盔状冕流磁暴主相的 B_z 南向程度更强(图 2b), 也可能是盔状冕流主相 HP 更高的原因.

3.5 HP 的半球不对称性分析

此前的研究表明, 南、北半球的 HP 与 Kp 均呈现明显的正相关(Hardy et al., 1985; Emery et al., 2008), 但是南、北半球的 HP 随 Kp 增大幅度的相对差异存在争议. 图 6 给出了三类磁暴事件期间 HP 的南、北半球不对称性(北半球 HP 减去南半球 HP)随 Kp 的变化(其中 $Kp \geq 5$ 归为 5 档), 从左到右分别对应盔状冕流、伪冕流和 ICME 事件. Jun 表示北半球的夏至附近, Dec 表示北半球的冬至附近. 最上面一栏是样本个数, 中间一栏是北半球减去南半球 HP 的差($d(HP)$), 最下面一栏是 $d(HP)$ 除以同时期南、北半球 HP 均值的百分数($d(HP)/HP$).

从图 6 中可以看出, 在 $Kp \leq 4$ 时, 三类事件均表现为冬季半球的 HP 大于夏季半球的, 且随着 Kp 的增大 $|d(HP)|$ 均逐渐增大, 冬季半球的 HP 随 Kp 的增加幅度超过夏季半球的. 但是在 $Kp > 4$ 时, 三类事件出现显著的差异: 盔状冕流、ICME 事件中, 冬季半球的 HP 随 Kp 的增加幅度仍然超过

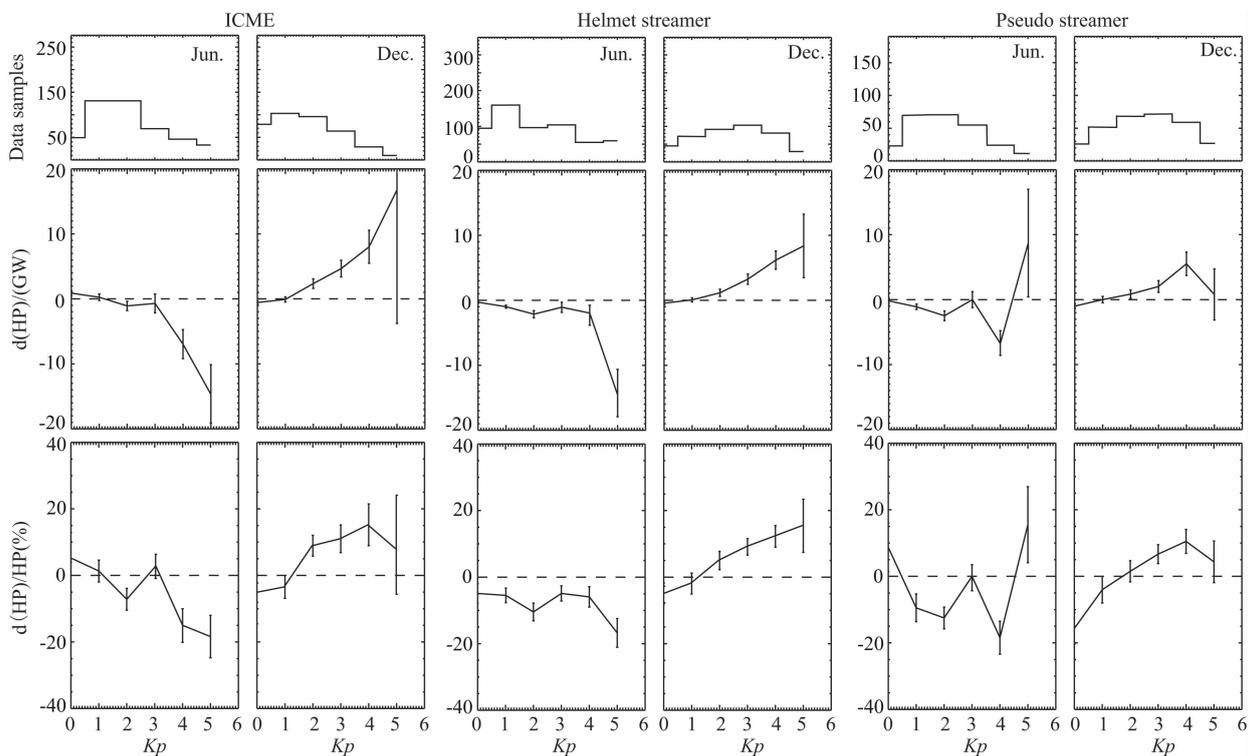


图 6 极光粒子沉降的半球不对称性(北半球减南半球)随 Kp 的变化. 三组图从左到右分别为 ICME、盔状冕流和伪冕流, 对于每一组图, 上面一栏为不同 Kp 的样本个数, 中间一栏分别为冬至附近和夏至附近的 dHP (GW) 随 Kp 的变化, $d(HP)$ 定义为北半球 HP 减南半球 HP, 下面一栏分别为冬至附近和夏至附近 $d(HP)/HP$ (%) 随 Kp 的变化

Fig. 6 Hemisphere difference of HP (North minus South) at different Kp level for different types of events. For each group of the plots, the upper panels show the number of data samples for different Kp . The middle panels show the difference of HP (north minus south) under different Kp levels around summer solstice (Jun) and winter solstice (Dec).

The bottom presents percentage difference of HP for summer and winter, respectively

夏季半球的,而在伪冕流事件中,夏至时冬季半球的 HP 小于夏季半球的,冬至时冬季半球的 HP 虽然仍大于夏季半球的,但是差别变小.我们在图中给出了各个点的误差棒,尽管在 $Kp=5$ 时的误差较大,但是并不影响上述结论.

4 讨论

4.1 关于“磁暴前的平静期”的成因

本文中两类 CIR 事件的选取与 BD2013 是基本一致的,主要判据均为是否存在磁扇区的反转;同时,本文的结果也与 BD2013 的观测结果基本一致,例如,两类 CIR 事件太阳风速度在磁暴前的速度差异,两类 CIR 事件在 $t=0$ 时的数密度差异,两类 CIR 事件在磁暴恢复的地磁活动强弱差异等等.特别地,在我们的观测中,盔状冕流 CIR 同样存在明显的“磁暴前的平静期”.

BD2013 认为,盔状冕流“磁暴前的平静期”的原因是,盔状冕流 CIR 界面前后存在磁扇区的反向,由于 Russell-McPherron 效应 (Russell and McPherron, 1973), B_z 在 CIR 界面前有北向分量,导致地磁活动较弱;而在伪冕流 CIR 界面前后磁扇区方向一致,如果界面后 B_z 南向,则界面前存在同样的 B_z 南向分量,导致地磁活动较强. CIR 界面前的 B_z 南北向差异,导致了两类 CIR 事件在磁暴前的地磁活动性的差异.根据我们的研究,上述效应尽管无法被排除,但可能不是主要因素.

在 BD2013 的观测中,磁暴之前盔状冕流的 B_z 几乎总是略微大于伪冕流的,然而在我们的统计结果中,两类 CIR 事件在磁暴前 B_z 的差异并不显著.图 2b 中仅在 $t=-40$ h 至 $t=-30$ h 存在伪冕流的南向强于盔状冕流的.更重要的是,我们和 BD2013 的研究中都发现, B_z 的分位数曲线(本文图 2c 和 BD2013 图 1)差异很小.两类 CIR 事件的地磁活动强度指数 AE、 Kp 、Dst 以及 HP 在磁暴前的差异非常显著,用差异不大的 B_z 来解释比较牵强.

ICME 的 $-VB_z$ 耦合函数与盔状冕流相近(图 3a), ICME 的 Newell 耦合函数与伪冕流相近(图 3c),而磁暴前 ICME 的地磁活动特征与伪冕流相近(图 4),表明在磁暴前地磁活动强弱与 Newell 耦合函数更加相关.进一步观察 Newell 耦合函数的组成参数,太阳风速度可能有重要作用(图 2a).反过来,如果假设地磁活动强弱由 $-VB_z$ 耦合函数主导,那么 ICME 和盔状冕流的地磁活动特征应当相似,但

是,观测结果表明盔状冕流有“磁暴前的平静期”,而 ICME 没有这一现象,证明 $-VB_z$ 耦合函数并非地磁活动强弱的主导因素.

此外, Russell-McPherron 效应在春分/秋分附近最为显著;在夏至/冬至附近,地球自转轴在 GSE 坐标的 X-Z 平面内,因而在 GSM 坐标系下不会产生太阳风磁场 Z 方向的投影,也就是说在夏至/冬至附近, Russell-McPherron 效应很弱.本文中盔状冕流在 6、7 月份(夏至附近)和 12、1 月(冬至附近)的发生率最高(图 7),这两个时期恰恰是 Russell-McPherron 效应最弱的时期.如果 Russell-McPherron 效应是导致“磁暴前的平静期”的主要原因,那么本文中的“磁暴前的平静期”现象应当并不明显,而事实并非如此.

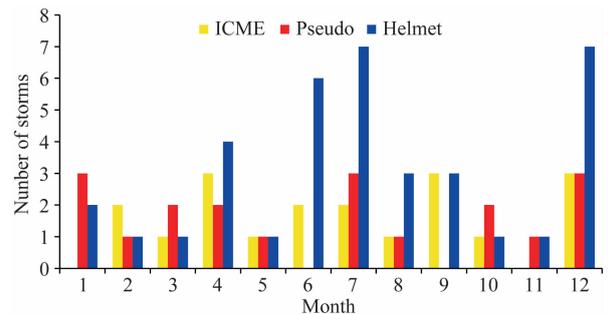


图 7 2001—2008 年三类事件的每月发生次数.黄色表示 ICME 磁暴,红色表示伪冕流磁暴,蓝色表示盔状冕流磁暴
Fig. 7 Number of moderate storms per month (bars) during 2001—2008. Yellow, red and blue represent ICME, Pseudostreamer and Helmet streamer, respectively

4.2 磁暴期间 HP 不对称

我们对比研究了三类事件的 HP 南北半球不对称性(图 6),统计表明:(1)在 $Kp \leq 4$ 时,三类事件中 HP 的不对称性都随着 Kp 的增加而增加;(2)在 $Kp > 4$ 时,伪冕流事件中夏季半球的 HP 大于冬季半球或与冬季半球的相近,而在盔状冕流和 ICME 中,冬季半球的 HP 大于夏季半球的.

Zheng 等 (2013) 使用了与本文相同来源的 2002—2007 年的 HP 数据,统计结果显示:(1) $Kp \leq 4$ 时,冬季半球的 HP 高于夏季半球,且南北半球不对称性随着 Kp 的增大而增大,(2)在 $Kp > 4$ 时,南北半球不对称性随着 Kp 的增大而减小.在 $Kp \leq 4$ 时,我们的结论与 Zheng 等 (2013) 相同,对于 $Kp > 4$,我们的研究更为细致: $Kp > 4$ 时,南北半球不对称性随 Kp 的增大而减小的现象仅发生在伪冕流事件中,而在盔状冕流和 ICME 中,不对称性随 Kp 增大继续增大.若不区分三类事件研究 $d(\text{HP})$ 随 Kp

的变化,则可以得到与 Zheng 等(2013)相似的结果. Luan 等(2010)用 TIMED /GUVI 的极光数据考察了 2002—2007 年期间不同 Kp 下 HP 的季节效应,分别研究了 HP 的半球差值随 Kp 的变化,结论是:在地磁活动平静时期,夏季半球的 HP 高于冬季半球的(这一结果与本文及 Zheng 等(2013)的结果相反),随着 Kp 增大,南北半球 HP 的不对称性 $|dHP|$ 变小.

电离层电导率反馈机制(Atkinson, 1970; Holzer and Saito, 1973; Sato, 1978; Lysak, 1991; Newell et al., 1998)是解释极光南北半球不对称性最为常用的理论. 该机制认为存在一个大尺度的对流电场,当电离层中的 Pedersen 电导率增加时,电离层的响应可能是电流,也可能是电场. 如果背景电离层电导率很大,那么电离层的响应是一个反向电场,导致总电场的减弱,降低粒子沉降的能量,这是负反馈机制. 如果背景电导率比较小,那么会出现额外的场向电流,产生不稳定性 and 阿尔芬波,进而导致更多的粒子进入损失锥,增强极光粒子沉降,这是正反馈机制. 夏季半球的背景电导率高于冬季半球的, Zheng 等(2013)认为夏季半球由于高电导率导致出现反向电场减弱粒子沉降,而冬季半球则存在正反馈,导致冬季半球的 HP 高于夏季半球的. Luan 等(2010)认为,夏季半球的背景电导率高于冬季半球的,因而更有利于夏季半球的极光粒子沉降,导致平静时期夏季半球 HP 高于冬季半球的;随着 Kp 的增大,HP 迅速增大, EUV 辐射导致的冬夏半球电导率差异相对减弱,南北半球不对称性减弱或消失.

Zheng 等(2013)强调了与 Luan 等(2010)的差异,而没有指出两者的相同点. 我们认为,本文与 Luan 等(2010)、Zheng 等(2013)有一个共同的现象:在 $Kp \leq 4$ 时,随着 Kp 的增大,冬季半球 HP 增加的幅度高于夏季半球的. 这一现象在本文与 Zheng 等(2013)中表现为冬季半球 HP 减去夏季半球 HP 的差(正值)的绝对值随 Kp 增大而增大,在 Luan 等(2010)中表现为冬季半球 HP 减去夏季半球 HP 的差(负值)的绝对值随 Kp 增大而减小. 电导率反馈机制可以对此进行解释. 平静状态下,冬季半球的背景电导率较低,随着地磁活动的增加,冬季半球的背景电导率增加,导致正反馈机制增强,极光粒子沉降增加;对于夏季半球,随着 Kp 增加,夏季半球的电导率增加过快,导致反向电场出现或者进一步增强,负反馈机制阻碍夏季半球的极光粒子沉降. 最终的结果是,尽管冬夏半球的 HP 都随着 Kp

的增加而增加,但是冬季半球 HP 增加的幅度要高于夏季半球 HP 增加的幅度.

4.3 磁暴前 B_z 的上升

在本文中磁暴开始前 B_z 存在显著的上升(图 2b),而在 BD2013 中并无这一现象(BD2013 图 1). 这一差异可能是由于零点选取的不同造成的. 对于时序叠加统计,零点附近的特征会被突出,而对于距离零点较远的特征,则由于在不同样本中出现时刻距离零点的不同而被平均化. BD2013 选取的零点是磁暴主相开始时刻,判定标准是 midnight boundary index (MBI) 的突然下降(Borovsky and Denton, 2010), MBI 描述弥散极光沉降低纬边界转换到午夜侧的位置. 从 BD2013 的图 1 中可以看出, BD2013 中零点与 $|B_z|$ 南向最大值时刻非常接近. Longden 等(2008)选取了类似的零点,与 BD2013 特征类似.

本文零点选取同样是磁暴主相开始时刻,但判断标准是 Dst 指数的突然下降,对应 B_z 从北向突然转向南向的时刻(图 2b),与 BD2013 不同. Tsurutani 等(2006)、Echer 等(2008)的个例研究表明,在 CIR 磁暴开始前 B_z 会出现北向,磁暴主相开始时突然转向南向,与我们的统计结果一致. 本文零点选取基于以下三点原因:(1)选取本文中的零点得到的统计特征与个例研究的结果最为相近;(2)实践表明在分析耦合函数与 HP 的关联时,本文中的零点选取更便于对比;(3)零点选取的不同对于主要现象影响很小,我们还验证了选取 Dst 极小值作为零点主要现象仍然与本文相同.

5 结论

本文使用时序叠加分析研究 ICME 事件、盔状冕流 CIR 和伪冕流 CIR 驱动的中等磁暴期间的太阳风参数,耦合函数,地磁活动指数和 HP,详细考察不同事件期间 HP 的南北半球不对称性,并对“磁暴前的平静期”的成因提出了新的解释. 本文的主要结论有:

(1)在磁暴前,盔状冕流的 HP 小于伪冕流和 ICME 的,存在“磁暴前的平静期”. 在磁暴前,伪冕流的一 VB_z 耦合函数高于盔状冕流和 ICME 的耦合函数,分位数曲线差别不大;在磁暴前,盔状冕流的 Newell 耦合函数小于伪冕流和 ICME 的耦合函数. 本文提出盔状冕流“磁暴前的平静期”与 Russell-McPherron 效应的关系不大,而与 Newell 耦合函数有密切的联系.

(2)在磁暴前,HP 与 AE 在增大过程中均存在明显的拐点,而 Dst 、 Kp 没有这一特征. 这表明磁暴前极区的能量传输过程与赤道、全球的能量传输过程存在差异.

(3)在磁暴主相,盔状冕流的 HP 明显高于伪冕流和 ICME 的指数,与盔状冕流在磁暴主相期间的行星际磁场 B_z 较强和太阳风数密度较高有关.

(4)在恢复相,盔状冕流的 HP 强度和持续时间高于伪冕流和 ICME 的强度,主要受到 Newell 耦合函数和 $-VB_z$ 耦合函数的调制,盔状冕流 B_z 南向程度较大和持续时间较长是主要驱动因素.

(5)在 $Kp \leq 4$ 时,随着 Kp 的增大,冬季半球 HP 增加的幅度高于夏季半球增加的幅度,相应的变化规律符合电导率反馈机制的预测;在 $Kp > 4$ 时,伪冕流事件中夏季半球的 HP 大于冬季半球或与冬季半球的相近,而在盔状冕流和 ICME 事件中,冬季半球的 HP 大于夏季半球的.

致谢 感谢中国科学院空间科学与应用研究中心提供的 WSA 模型和 PFSS 模型程序;感谢 David Evans 教授提供的极光沉降能量数据.

References

- Arge C N, Luhmann J G, Odstreil D, et al. 2004. Stream structure and coronal sources of the solar wind during the May 12th, 1997 CME. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 66(15-16): 1295-1309, doi: 10.1016/j.jastp.2004.03.018.
- Atkinson G. 1970. Auroral arcs: Result of the interaction of a dynamic magnetosphere with the ionosphere. *J. Geophys. Res.*, 75(25): 4746-4755, doi: 10.1029/JA075i025p04746.
- Borovsky J E, Denton M H. 2010. On the heating of the outer radiation belt to produce high fluxes of relativistic electrons: Measured heating rates at geosynchronous orbit for high-speed stream-driven storms. *J. Geophys. Res.*, 115(A12): A12206, doi: 10.1029/2010JA015342.
- Borovsky J E, Denton M H. 2013. The differences between storms driven by helmet streamer CIRs and storms driven by pseudostreamer CIRs. *J. Geophys. Res.*, 118(9): 5506-5521, doi: 10.1002/jgra.50524.
- Brautigam D H, Gussenhoven M S, Hardy D A. 1991. A statistical study on the effects of IMF B_z and solar wind speed on auroral ion and electron precipitation. *J. Geophys. Res.*, 96(A4): 5525-5538, doi: 10.1029/91JA00157.
- Coumans V, Gérard J C, Hubert B, et al. 2006. Global auroral proton precipitation observed by IMAGE-FUV: Noon and midnight brightness dependence on solar wind characteristics and IMF orientation. *J. Geophys. Res.*, 111(A5): A05210, doi: 10.1029/2005JA011317.
- Crooker N U, Kahler S W, Larson D E, et al. 2004a. Large-scale magnetic field inversions at sector boundaries. *J. Geophys. Res.*, VOL. 109(A3): A03108, doi: 10.1029/2003JA010278.
- Crooker N U, Huang C L, Lamassa S M, et al. 2004b. Heliospheric plasma sheets. *J. Geophys. Res.*, 109(A3): A03107, doi: 10.1029/2003JA010170.
- Crooker N U, Antiochos S K, Zhao X, et al. 2012. Global network of slow solar wind. *J. Geophys. Res.*, 117(A4): A04104, doi: 10.1029/2011JA017236.
- Crowley G, Reynolds A, Thayer J P, et al. 2008. Periodic modulations in thermospheric composition by solar wind high speed streams. *Geophys. Res. Lett.*, 35(21): L21106, doi: 10.1029/2008GL035745.
- Echer E, Gonzalez W D, Tsurutani B T, et al. 2008. Interplanetary conditions causing intense geomagnetic storms ($Dst \leq -100$ nT) during solar cycle 23 (1996-2006). *J. Geophys. Res.*, 113(A5): A05221, doi: 10.1029/2007JA012744.
- Emery B A, Coumans V, Evans D S, et al. 2008. Seasonal, Kp , solar wind, and solar flux variations in long-term single-pass satellite estimates of electron and ion auroral hemispheric power. *J. Geophys. Res.*, 113(A6): A06311, doi: 10.1029/2007JA012866.
- Emery B A, Richardson I G, Evans D S, et al. 2009. Solar wind structure sources and periodicities of auroral electron power over three solar cycles. *J. Atmo. Solar-Terr. Physics.*, 71(10-11): 1157-1175, doi: 10.1016/j.jastp.2008.08.005.
- Evans D S. 1987. Global statistical patterns of auroral phenomena// Kamide Y, Wolf R A. Proceedings of the Symposium on Quantitative Modeling of Magnetospheric-Ionospheric Coupling Processes. Kyoto: Kyoto Sangyo Univ. 325-330.
- Feng X S, Yang L P, Xiang C Q, et al. 2010. Three-dimensional solar wind modeling from the sun to earth by a SIP-CESE MHD model with a six-component grid. *The Astrophysical Journal*, 723: 300, doi: 10.1088/0004-637X/723/1/300.
- Feng X S, Yang L P, Xiang C Q, et al. 2012. Validation of the 3D AMR SIP-CESE solar wind model for four carrington rotations. *Solar Physics*, 279(1): 207-229, doi: 10.1007/s11207-012-9969-9.
- Gonzalez W D, Tsurutani B T, Gonzalez A L, et al. 1999. Interplanetary origin of geomagnetic storms. *Space Sci. Rev.*, 88(3-4): 529-562, doi: 10.1023/A:1005160129098.
- Hardy D A, Gussenhoven M S, Holeman E. 1985. A statistical model of auroral electron precipitation. *J. Geophys. Res.*, 90(A5): 4229-4248, doi: 10.1029/JA090iA05p04229.
- Holzer T E, Saito T. 1973. Quiet auroral arcs and electrodynamic coupling between the ionosphere and the magnetosphere, 1. *J. Geophys. Res.*, 78(31): 7314-7329, doi: 10.1029/JA078i031p07330.
- Jackman C H, McPeters R D. 2004. The effect of Solar Proton Events on ozone and other constituents. *Geophysical Monograph*, 141: 305-319, doi: 10.1029/141GM21.
- Jian L. 2008. Radial evolution of large-scale solar wind structures [Ph. D. thesis]. Los Angeles: University of California, Los

- Angeles (UCLA).
- Luan X L, Wang W B, Burns A, et al. 2010. Seasonal and hemispheric variations of the total auroral precipitation energy flux from TIMED/GUVI. *J. Geophys. Res.*, 115 (A11): A11304, doi: 10. 1029/2009JA015063.
- Lysak R L. 1991. Feedback instability of the ionospheric resonant cavity. *J. Geophys. Res.*, 96 (A2): 1553-1568, doi: 10. 1029/90JA02154.
- McPherron R L, Baker D N, Crooker N U. 2009. Role of the Russell-McPherron effect in the acceleration of relativistic electrons. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 71 (10-11): 1032-1044, doi: 10. 1016/j. jastp. 2008. 11. 002.
- Neugebauer M, Goldstein R. 1997. Particle and field signatures of coronal mass ejections in the solar wind. // Coronal Mass Ejections). *Geophys. Monogr. Ser.*, 99: 245-251, doi: 10. 1029/GM099p0245.
- Neugebauer M, Liewer P C, Goldstein B E, et al. 2004. Solar wind stream interaction regions without sector boundaries. *J. Geophys. Res.*, 109, A10102, doi: 10. 1029/2004JA010456.
- Newell P T, Meng C I, Wing S. 1998. Relation to solar activity of intense aurorae in sunlight and darkness. *Nature*, 393(6683): 342-344, doi: 10. 1038/30682.
- Newell P T, Sotirelis T, Liou K, et al. 2007. A nearly universal solar wind-magnetosphere coupling function inferred from 10 magnetospheric state variables. *J. Geophys. Res.*, 112(A1): A01206, doi: 10. 1029/2006JA012015.
- Rees M, Luckey D. 1974. Auroral electron energy derived from ratio of spectroscopic emissions 1. model computations. *J. Geophys. Res.*, 79(34): 5181-5186, doi: 10. 1029/JA079i034p05181.
- Richardson I G, Webb D F, Zhang J, et al. 2006. Major geomagnetic storms ($Dst \leq -100$ nT) generated by corotating interaction regions. *J. Geophys. Res.*, 111 (A7): A07S09, doi: 10. 1029/2005JA011476.
- Richardson I G, Cane H V. 2010. Near-earth interplanetary coronal mass ejections during solar cycle 23 (1996-2009): catalog and summary of properties. *Solar Physics*, 264(1): 189-237, doi: 10. 1007/s11207-010-9568-6.
- Ridley A J. 2007. Effects of seasonal changes in the ionospheric conductances on magnetospheric field-aligned currents. *Geophys. Res. Lett.*, 34(5): L05101, doi: 10. 1029/2006GL028444.
- Russell C T, McPherron R L. 1973. Semiannual variation of geomagnetic activity. *J. Geophys. Res.*, 78(1): 92-108, doi: 10. 1029/JA078i001p00092.
- Sato T. 1978. A theory of quiet auroral arcs. *J. Geophys. Res.*, 83 (A3): 1042-1048, doi: 10. 1029/JA083iA03p01042.
- Shue J H, Newell P T, Liou K, et al. 2001. Influence of interplanetary magnetic field on global auroral patterns. *J. Geophys. Res.*, 106(A4): 5913-5926, doi: 10. 1029/2000JA003010.
- Thorne R M. 1980. The importance of energetic particle precipitation on the chemical composition of the middle atmosphere. *Pure Appl. Geophys.*, 118(1): 128-151, doi: 10. 1007/BF01586448.
- Tsurutani B T, Gonzalez W D, Gonzalez A L, et al. 2006. Corotating solar wind streams and recurrent geomagnetic activity: A review. *J. Geophys. Res.*, 111(A7): A07S01, doi: 10. 1029/2005JA011273.
- Wang Y M, Sheeley N R Jr. 1990. Solar wind speed and coronal flux-tube expansion. *Astrophysical Journal*, 355: 726-732, doi: 10. 1086/168805.
- Wang Y M, Sheeley N R Jr, Rich N B. 2007. Coronal pseudostreamers. *The Astrophysical Journal*, 658: 1340Y1348, doi: 10. 1086/511416.
- Zhang Y L, Paxton L J, Morrison D. 2010. Auroral and thermospheric response to the 9 day periodic variations in the dayside reconnection rate in 2005. *Space Weather*, 8(7): S07001, doi: 10. 1029/2009SW000559.
- Zhao X P, Webb D F. 2003. Source regions and storm effectiveness of frontside full halo coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.*, 108(A6): 1234, doi: 10. 1029/2002JA009606.
- Zheng L, Fu S Y, Zong Q G, et al. 2013. Solar cycle dependence of the seasonal variation of auroral hemispheric power. *Chinese Science Bulletin*, 58(4-5): 525-530, doi: 10. 1007/s11434-012-5378-6.

(本文编辑 胡素芳)