

苏振鹏, 熊 明, 郑惠南等. 行星际激波的传播及其相应的地磁效应. 地球物理学报, 2009, 52(3): 591~598

Su Z P, Xiong M, Zheng H N, et al. Propagation of interplanetary shock and its consequent geoeffectiveness. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2009, 52(3): 591~598

行星际激波的传播及其相应的地磁效应

苏振鹏, 熊 明, 郑惠南*, 王 水

中国科学院基础等离子体物理重点实验室

中国科技大学地球和空间科学学院, 合肥 230026

摘 要 基于 2.5 维理想磁流体力学 (Magnetohydrodynamic, MHD) 方程组分析了行星际激波在日球层子午面内的传播过程及其相应的地磁效应. 日球层电流片 (Heliospheric Current Sheet, HCS)-日球层等离子体片 (Heliospheric Plasma Sheet, HPS) 对于行星际激波的传播具有一定的阻碍作用. 当行星际激波相对于 HCS 倾斜传播时, 相对于扰动源位于 HCS 异侧的激波强度较同侧的明显减弱. 局地激波面的法线 (或形状) 对通过激波阵面的磁力线发生偏转的程度和方向起决定性作用. 沿激波传播方向其为准平行激波, 磁场偏转程度较小, 而其两侧部分则为斜激波, 磁场偏转程度较大. 位于 HCS-HPS 位置处的波前形成凹槽, 磁力线偏转程度明显加强. 行星际激波对磁场的偏转效应是其驱动地磁暴的重要机制, 而且地磁效应的强度与地球相对于 HCS 的角距离 $\Delta\theta_p$ 有明显关系. 数值模拟结果表明: 任何行星际激波, $\Delta\theta_p = 0^\circ$ 处均无法形成较大强度的地磁效应; 沿 HCS 传播的行星际激波, 地磁效应最强的区域位于 HCS 两侧; 相对于 HCS 倾斜传播的行星际激波, 地磁效应最强的区域位于 HCS 异侧.

关键词 磁流体力学, 行星际激波, 空间天气, 地磁暴

文章编号 0001-5733(2009)03-0591-08

中图分类号 P352

收稿日期 2008-03-21, 2008-12-17 收修定稿

Propagation of interplanetary shock and its consequent geoeffectiveness

SU Zhen-Peng, XIONG Ming, ZHENG Hui-Nan*, WANG Shui

CAS Key Laboratory of Basic Plasma Physics,

School of Earth and Space Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China

Abstract Using 2.5 dimensional ideal magnetohydrodynamic (MHD) equations, the propagation of the interplanetary shock and its consequent geoeffectiveness are studied. The heliospheric current sheet (HCS)-heliospheric plasma sheet (HPS) structure has some negative influences on the propagation of the interplanetary shock. When the shock propagates aslant the HCS, the segment on the opposite side of HCS with respect to shock nose is weaker than the other segment on the same side. The bending effect of the interplanetary shock on the magnetic field is an important mechanism that can cause geomagnetic storm. The local normal (or shape) of the shock front exerts a crucial influence on the strength and direction of the bending effect. In the propagating direction of shock nose, it is a quasi-parallel shock mode and the strength of the bending effect is very weak. But on the edge of the shock nose, it is an oblique shock mode and

基金项目 国家自然科学基金项目 (40774077), 科学技术部基础研究项目 (2006CB806304) 和中国科学院知识创新工程重要方向项目 (KZCX3-SW-144) 资助.

作者简介 苏振鹏, 男, 1986 年生, 2007 年于中国科学技术大学地球和空间科学系获理学学士学位, 现为该校博士研究生, 主要从事行星际扰动传播的数值模拟. E-mail: szpe@mail.ustc.edu.cn

*** 通讯作者** 郑惠南, 男, 1966 年生, 1992 年于中国科学技术大学地球和空间科学系获博士学位, 现为中国科学技术大学地球和空间科学学院教授, 主要研究方向为磁流体力学数值模拟、太阳大气动力学和行星际介质物理. E-mail: hue@ustc.edu.cn

the strength of the bending effect is strong. A concave is formed at the shock front across the HCS-HPS, at which the bending effect is efficiently intensified. The geoeffectiveness caused by the bending effect remarkably depends on the angular distance $\Delta\theta_p$ away from the HCS. The numerical results suggest that: whatever the direction of the interplanetary shock propagates in, there is no notable geoeffectiveness at the shock nose; when the shock propagates along the HCS, the most geoeffective regions are on the edge of HCS-HPS; when the shock propagates aslant the HCS, the most geoeffective region is at the opposite side of HCS.

Keywords Magnetohydrodynamic, Interplanetary shock, Space weather, Geomagnetic storm

1 引言

作为空间天气学研究的重要内容,地磁暴主要表现为地球中低纬区域地磁场的水平分量持续数天的大幅度减少,持续较长时间、较大幅度的南向行星际磁场通常能够驱动地磁暴^[1]. 强磁暴(地磁活动指数 $Dst < -100$ nT)对空间(卫星等)和地基(供电线路等)设备具有严重负面影响^[2~5],因此研究地磁暴的行星际驱动源具有重要意义. 行星际的驱动源主要包括行星际激波、行星际日冕物质抛射(包括磁云)、共转流作用区以及各种复杂抛射,许多研究人员已经对此做了统计分析^[4,6~12]和数值模拟^[13~16].

太阳活动和日球层电流片(HCS)的拓扑结构对于引发磁暴具有重要影响,而它们在太阳活动周的不同阶段具有不同的特点^[11,17]. HCS相对于日球层赤道面是倾斜的^[18]. Guliaev和Vaniarkha^[19]系统地分析了整个太阳活动周(1971~1989年)中HCS的位形,结果表明即使在太阳活动极小年,HCS仍然偏离赤道面约 10° ,随着太阳活动的增强,HCS相对于赤道面的倾角可达 60° . 1976~2001年基于WSO(Wilcox Solar Observatory)的观测结果显示,HCS的倾角在太阳活动极小年约为 10° ,在太阳活动极大年约为 75° ^[20]. 此外,由于太阳的自转和地球的公转,也使得地球相对于HCS的角距离 $\Delta\theta_p$ 发生周期性变化.

许多作者^[21~27]通过数值模拟研究了行星际激波在日球层空间的传播过程,但是他们没有分析其可能的地磁效应. Echer等^[9]分析了太阳活动极小年(1995~1996)和太阳活动极大年(2000)行星际激波的地磁效应,结果表明:在太阳活动极小年,激波通过后产生中等磁暴(-100 nT $<Dst<-50$ nT)和强磁暴的几率分别为33%和13%;在太阳活动极大年,激波通过后产生中等磁暴和强磁暴的几率分别为28%和36%;在整个太阳活动周中,激波通过

后产生中等和强磁暴的几率为50%~60%. Echer和Gonzalez^[10]统计分析了1973~2000年之间行星际激波的地磁效应,结果表明激波通过后产生弱磁暴(-50 nT $<Dst<-30$ nT)、中等磁暴以及强磁暴的几率分别为20.6%,35.1%,22.3%. 本文主要分析行星际激波驱动地磁活动的机制以及HCS的位置对行星际激波地磁效应强度的影响.

2 数值模拟方法

本文采用了2.5维的理想磁流体力学(MHD)(忽略热传导、黏性和有限电导率的影响)模型. 在太阳共转坐标系内,理想MHD方程组^[28]可写为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{V})}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{V} \mathbf{V} + \left(p + \frac{1}{8\pi} B^2 \right) \mathbf{I} - \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \mathbf{B} \right] = \mathbf{f}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{V} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{V}) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(\frac{\gamma}{\gamma-1} p + \frac{1}{2} \rho V^2 \right) \mathbf{V} - \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \right] = \mathbf{f} \mathbf{V}, \quad (4)$$

以及

$$\mathbf{f} = -\rho \left[\frac{g R_s^2}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r} + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) + 2(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V}) \right], \quad (5)$$

$$W = \frac{1}{2} \rho V^2 + \frac{1}{8\pi} B^2 + \frac{p}{\gamma-1}, \quad (6)$$

其中 ρ 为等离子体密度, \mathbf{V} 为等离子体速度, \mathbf{B} 是磁感应强度, p 为等离子体热压力, \mathbf{I} 为单位矩阵, $\gamma=5/3$ 为绝热气体常数, G 为引力常数, g 为太阳表面的重力加速度, R_s 为太阳的半径, $\boldsymbol{\Omega}$ 为太阳自转的角速度.

在日球子午面内,计算区域为 $25R_s \leq r \leq 300R_s$, $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$,以 $\Delta r = 0.9R_s$, $\Delta \theta = 1.5^\circ$ 均匀划分网格,采用TVD(Total Variation Diminishing)方法^[29,30]

求解方程(1)~(6). 采用八波模型^[31]来保证磁场 \mathbf{B} 散度为零的性质 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. 为了保证靠近激波波阵面区域磁场的精度, 引入磁通量函数 \mathbf{A} 对磁场进行修正, \mathbf{A} 满足方程

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + V_r \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = 0. \quad (7)$$

磁场

$$\mathbf{B} = \left(\frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial r}, B_\phi \right). \quad (8)$$

采用具有五阶精度的 WENO (Weighted Essential Non-Oscillating) 方法^[32] 求解方程(7), 利用方程(8)

对磁场 \mathbf{B} 进行修正.

通过固定内边界值(质子数密度 $N = 550 \text{ cm}^{-3}$, 径向太阳风速度 $V_r = 375 \text{ km/s}$, 磁感应强度 $B = 400 \text{ nT}$, 等离子体热压力与磁压的比值 $\beta = 8\pi p/B^2 = 0.23$, 同时保持 $B_\theta = 0, \mathbf{V} \parallel \mathbf{B}$, 经过约 200 h, 可以获得稳态太阳风背景, 如图 1. 在数值模拟中, 简单地将南北半球的磁场反向(即北半球磁场背离太阳, 南半球磁场指向太阳), 相当于引入 HCS; 通过在 HCS 附近数值耗散, 相当于引入日球等离子体片 HPS.

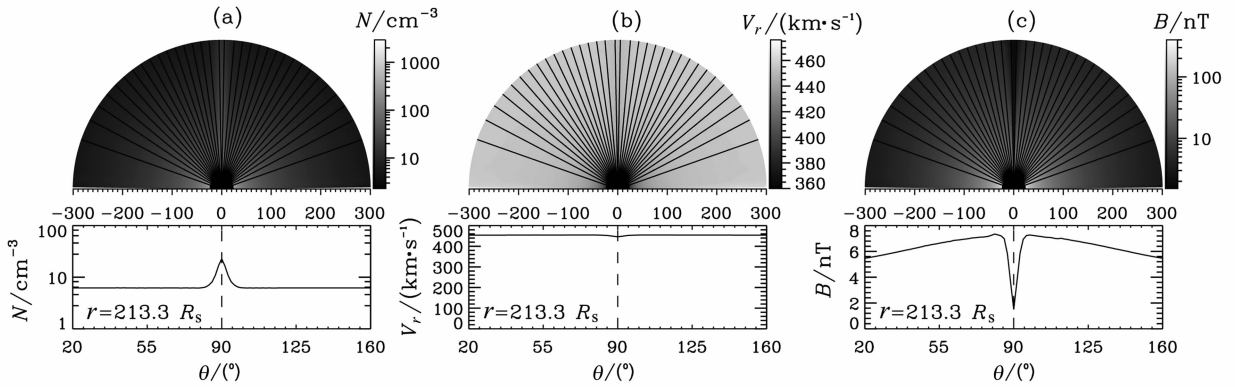


图 1 日球层子午面内太阳风分布(上)和 $r = 213.3 R_s$ 处太阳风沿 θ 方向分布(下)

虚线标示 HCS 所在的位置 $\theta = 90^\circ$. (a), (b), (c) 依次代表质子数密度 N , 径向速度 V_r 和磁感应强度 B .

Fig. 1 Configuration of the ambient solar wind in the meridional plane (top) and meridional profile at $r = 213.3 R_s$ (bottom), with (a) number density of protons N , (b) radial flow speed V_r and (c) magnetic field magnitude B

The vertical dashed line denotes the position of HCS $\theta = 90^\circ$.

针对上述背景态, 在底边界处 ($r = 25 R_s$) 引入激波扰动, 激波的特征参数^[15, 25] 包括: 激波的中心位置 θ_{sc} , 角宽度 $\Delta \theta_s$, 激波强度(中心位置处总压与平衡态总压的最大比值) R_m^* , 激波开始的时间 t_{s0} , 激波上升相时间量 t_{s1} , 保持相时间量 t_{s2} 以及恢复相时间量 t_{s3} . 在本文的数值模拟中, 取 $t_{s1} = 0.3 \text{ h}$, $t_{s2} = 1 \text{ h}$, $t_{s3} = 0.3 \text{ h}$, $\Delta \theta_s = 14^\circ$ 以及 $R_m^* = 50$.

地磁扰动的强弱受到太阳活动的制约^[33], 衡量地磁活动的重要依据是 Dst 指数^[34, 35], 它与各种行星际参数的相关性已经被许多作者研究过^[36~39]. 与 Xiong 等^[15, 16] 相同, 本文计算 Dst 指数采用如下方程^[36]:

$$\frac{dDst}{dt} = Q(t) - \frac{Dst}{\tau}, \quad (9)$$

其中 $Q(t)$ 为耦合函数, 描述行星际空间向环向电流的能量输入率, τ 为延迟时间. 方程(9)的形式解为

$$Dst(t) = e^{-t/\tau} \left[Dst(0) + \int_0^t Q(z) e^{z/\tau} dz \right]. \quad (10)$$

要评估地磁活动, 如何选择耦合函数 $Q(t)$ 是一个关

键问题, Gonzalez 等^[1] 总结了若干普遍采用的函数. 本文取 $Q(t) = V_r B'_z$ ^[15], 其中 V_r 为径向速度, $B'_z = \min(B_z, 0)$, $B_z = -B_\theta$ 为磁场的 Z 分量. 通常情况下, 在地磁暴发展过程中 τ 不是常数^[38, 40]. Dst 指数越小, 延迟时间 τ 越小. 在强磁暴主相极点附近 $\tau \approx 1 \text{ h}$, 而在恢复相 $\tau \approx 5 \text{ h}$ 至 10 h . 然而, Vennerstroem^[8] 统计研究表明 τ 是否取为常数差别并不明显. 因此, 本文取 $\tau = 4 \text{ h}$.

3 结果和讨论

观测结果表明, 大部分的行星际激波源与 HCS 的角距离 $|\theta_{sc} - 90^\circ|$ 位于 0° 到 30° 之间^[17]. 本文取两个事例: (1) 沿 HCS 传播的行星际激波 ($\theta_{sc} = 90^\circ$); (2) 相对于 HCS 倾斜传播的行星际激波 ($\theta_{sc} = 70^\circ$). 图 2 为行星际激波传播过程中扰动太阳风的宏观结构. 激波波前位于日球层电流片 (HCS)-日球层等离子体片 (HPS) 区域形成一个凹槽, 与观测^[41] 和其他相关的数值模拟^[16, 21, 23] 的结论一致. 激波的这种形

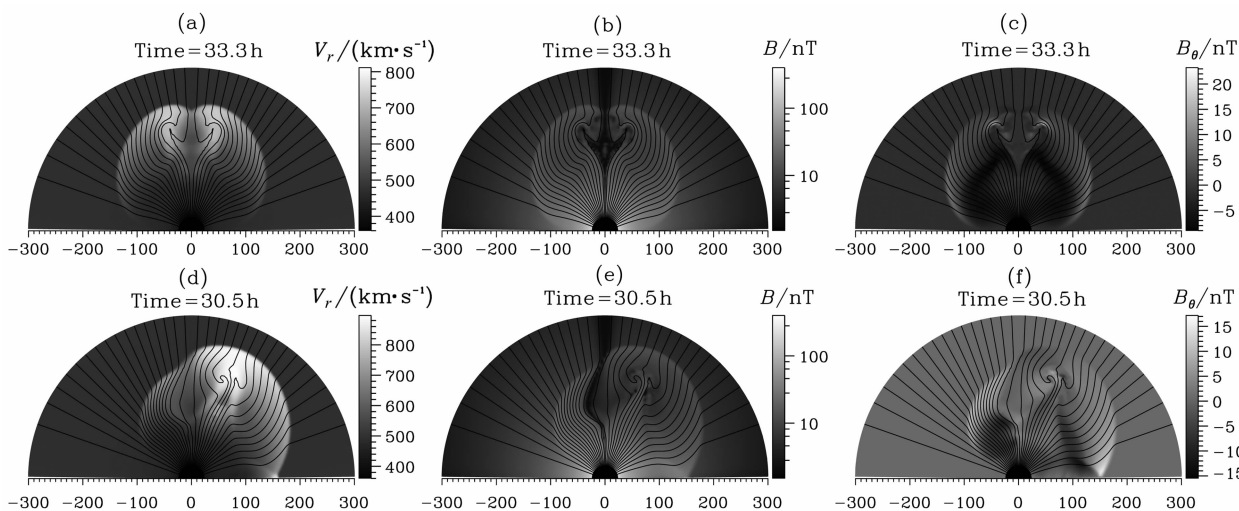


图 2 行星际激波传播过程中扰动太阳风的宏观结构

(a)~(c)沿 HCS 传播的行星际激波($\theta_{sc}=90^\circ$);(d)~(f)相对于 HCS 倾斜传播的行星际激波($\theta_{sc}=70^\circ$).

(a)和(d)为径向太阳风速度 V_r , (b)和(e)为磁感应强度 B , (c)和(f)为磁场 θ 分量 B_θ .

Fig. 2 One snapshot of the large scale configuration of the disturbed solar wind in the transit of the interplanetary shock

(a)~(c) Shock propagating along HCS ($\theta_{sc}=90^\circ$); (d)~(e) Shock propagating aslant HCS ($\theta_{sc}=70^\circ$).

(a) and (d) Radial flow speed V_r ; (b) and (e) Magnetic field magnitude; (c) and (f) θ component of magnetic field B_θ .

态特征主要是由于 HCS-HPS 结构造成的, HCS-HPS 中磁场近似为零, MHD 激波退化为流体力学(HD)激波, 因此位于该区域的激波强度较其周围的弱. 相对于 HCS 倾斜传播的行星际激波使得 HCS 扭曲, 与 Odstrcil 等^[22]的结论一致. 磁力线通过激波面发生偏转, θ_{sc} 方向两侧磁力线偏转方向相反. 磁力线偏转的程度和方向取决于局地激波的强度和法线方向. 沿 θ_{sc} 方向激波为准平行激波, 磁力线偏转角度较小, 偏离 θ_{sc} 方向激波为斜激波, 磁力线偏转角度较大. 另外, 激波波前在 HCS-HPS 附近形成凹槽, 磁力线偏转程度明显加强.

由于 HCS 相对于日球层赤道面的倾斜、太阳的自转以及地球的公转, 地球与 HCS 的角距离 $\Delta\theta_p$ 发生周期性变化($0^\circ < |\Delta\theta_p| < 75^\circ$)^[19,20]. 本文固定 HCS 的位置, 通过调整假想卫星相对于 HCS 的位置 $\Delta\theta_p$, 分析 $\Delta\theta_p$ 对行星际激波地磁效应的影响. 如图 3a 所示, 当行星际激波沿 HCS 传播时, 径向速度变化 ΔV_r 最大的位置位于 HCS 两侧而不是恰好位于 HCS-HPS, 主要是由于 HCS-HPS 处 MHD 激波退化为 HD 激波. 地磁效应最弱的位置为 $\Delta\theta_p = 0^\circ$, 这是由于 HCS-HPS 位置处, 磁场强度弱, 激波为准平行激波且附近的磁力线向两极弯曲, 没有形成南向行星际磁场. 地磁效应最强的位置位于 $\Delta\theta_p = \pm 13^\circ$, 相应于 HCS-HPS 对磁力线弯曲最强的部分. 如图 3b 所示, 当行星际激波相对于 HCS 倾斜传播时, 径向速度的增量 ΔV_r 最大的位置位于激波传

播方向($\Delta\theta_p = 20^\circ$), 相对于激波的中心位置 θ_{sc} 位于 HCS 异侧的 ΔV_r 则较小. Xie 等^[17]统计结果也表明, 位于 HCS 同侧的行星际激波相对于异侧的能够产生较大的速度增量. 地磁效应较弱的位置包括 $\Delta\theta_p \approx 0^\circ$ 和 $\Delta\theta_p \approx 25^\circ$. $\Delta\theta_p \approx 0^\circ$ 处, 磁场强度弱, 且磁力线向南半球弯曲, 南向磁场分量较弱, 地磁效应不显著. 由于行星际激波与 HCS 的作用, 使得行星际激波远日点发生较小角度(约 5°)的偏离^[26], $\Delta\theta_p \approx 25^\circ$ 方向激波为准平行激波, 地磁效应较弱. 地磁效应较强的位置包括 $\Delta\theta_p = -20^\circ$, $\Delta\theta_p = 21^\circ$ 以及 $\Delta\theta_p > 40^\circ$. $\Delta\theta_p = -20^\circ$ 位置处的地磁效应的加强是由 HCS-HPS 造成的, 原因与图 3a 相同. $\Delta\theta_p = 21^\circ$ 处激波为倾斜激波. 当前的数值模拟结果表明, 位于 HCS 异侧的行星际激波更容易产生较大的地磁效应. 然而, Xie 等^[17]分析了 1997~2005 年间行星际激波引发的地磁暴事件, 结果表明, 位于 HCS 同侧和异侧的行星际激波产生磁暴($Dst < -30$ nT)的几率分别为 72% 和 67%. 这主要是背景态简单地取 $B_\theta = 0$ nT, 然而实际观测表明 1 AU 处 B_θ 的平均值为 1.5 nT^[42]. 位于 HCS 同侧的行星际激波强度强于异侧的部分, 能够更大程度地压缩已经存在的行星际南向磁场, 进而加强地磁效应^[43]. 尽管 HCS 异侧的激波强度较同侧减弱许多(ΔV_r 减小一半), 但是两者产生磁暴的几率仅相差 5%. 因此, HCS 异侧的行星际激波对磁场的偏转效应是其驱动磁暴的主要机制.

图 4 为 $\Delta\theta_p = -20^\circ$ 处的假想卫星的探测结果.

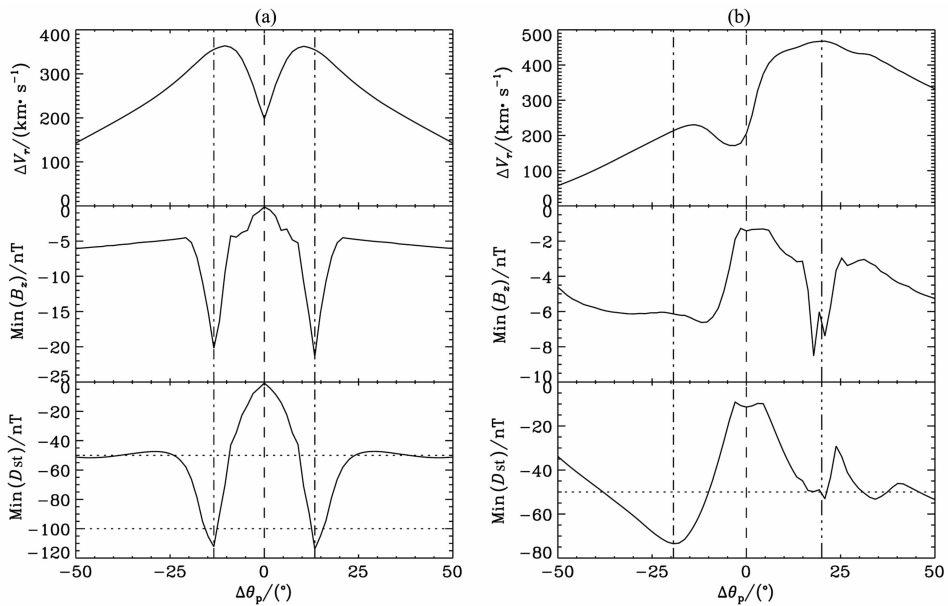


图3 $r=213.3R_s$ 处相对于 HCS 不同位置 $\Delta\theta_p$ 的假想卫星所测得的径向速度的变化量 ΔV_r , B_z 的最小值 $\text{Min}(B_z)$ 以及 Dst 指数的最小值 $\text{Min}(D_{st})$

(a) 沿 HCS 传播的行星际激波; (b) 相对于 HCS 倾斜传播的行星际激波. 其中, 虚线标记 HCS 所在的位置, 点划线标记地磁效应最强的位置, 点点划线标记行星际激波的初始中心位置.

Fig. 3 Radial flow speed jump ΔV_r , minimum of Z component of magnetic field $\text{Min}(B_z)$ and minimum of Dst index $\text{Min}(D_{st})$ measured by the hypothetical spacecraft at $r=213.3R_s$ in different angular distance $\Delta\theta_p$ with respect to HCS

(a) Shock propagating along HCS; (b) Shock propagating aslant HCS. The dashed line denotes the position of HCS; the dot dashed line denotes the most geoeffective position; the dot dot dashed line denotes the initial center position of the interplanetary shock.

其中, 两虚线间区域为磁力线弯曲的区域, 可以看到, 磁力线倾角 θ 较为平滑的变化, 南向行星际磁场持续较长时间, 能够形成中等以上磁暴 ($D_{st} < -50$ nT). 激波阵面附近由于受到激波的压缩作用, 磁场增强约两倍, 该处 $|B_\theta|$ 也较下游较远区域大. 1982 年 8 月 6 日和 2000 年 4 月 7 日行星际激波事件^[7,44], 均形成了特大磁暴 ($D_{st} < -200$ nT). 作者将它们归结为激波对已存在的南向磁场的压缩作用, 然而, 观测的数据也显示其中磁场矢量长时间的较为平滑的旋转, 因此, 激波对磁场的偏转效应对于这两起特大地磁暴的形成同样具有重要作用. 2001 年 10 月 2 日行星际激波追赶磁云事件^[45], 观测结果表明, 后随的行星际激波不仅压缩前行的磁云, 而且也偏转磁场使得南向磁场分量进一步加强. Berdichevsky 等^[46]分析了 1994 年 11 月至 1997 年 5 月间的行星际激波事件, 结果表明, 准垂直激波、斜激波和准平行激波的比例分别为 58%, 32% 和 10%. 因此, 在大部分 (90%) 的行星际激波事件中, 行星际激波对磁场的偏转效应起重要作用. 在目前的模型中, 初态时北 (南) 半球行星际磁场沿径向背

离 (指向) 太阳. 激波扫过时, 磁力线发生偏离径向的弯曲. 在激波下游逐渐远离激波面的区域, 磁场先南向北向, 太阳风速度持续下降. 如果行星际磁场的极性反转, 激波下游的磁场表现为先北向南向, 此时对应于南向磁场区域的太阳风速度较小, 地磁效应也会相应减弱.

4 结 论

本文采用 2.5 维理想 MHD 方程组, 模拟了日球层子午面内行星际激波的传播过程, 并在数值模拟结果的基础上结合地磁活动指数 D_{st} 的经验公式分析了其相应的地磁效应. HCS-HPS 对于行星际激波的传播具有一定的阻碍作用, HCS-HPS 异侧的行星际激波的强度较同侧部分显著减小. 行星际激波阵面于 HCS-HPS 部分, 形成凹槽, 能够产生较大幅度的磁力线偏转. 行星际激波驱动地磁暴的机制有许多种^[1], 本文结果表明, 行星际激波对通过其波阵面的磁力线的偏转效应是驱动地磁暴的重要机制, 而且地磁效应的强度与地球相对于 HCS 的

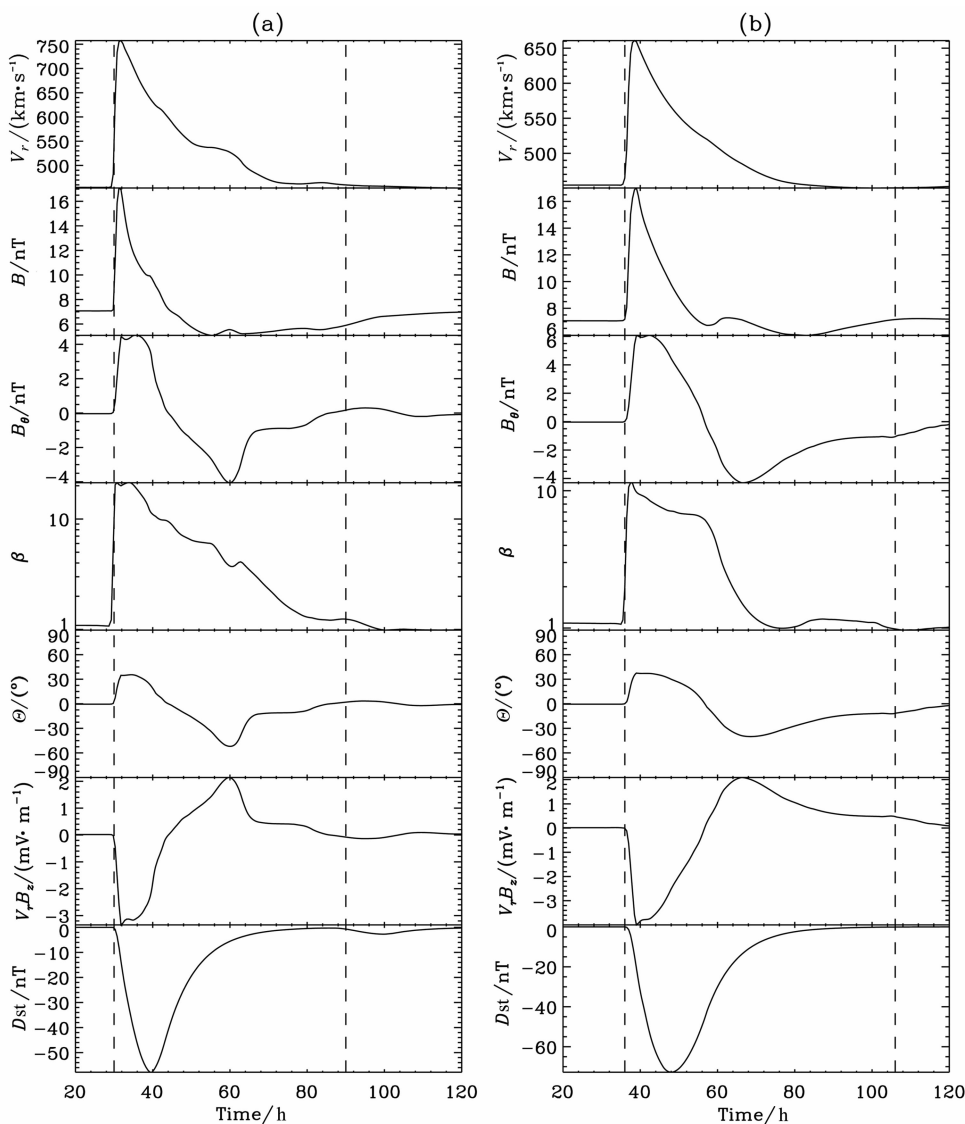


图4 位于 $r=213.3R_s$, $\Delta\theta_p = -20^\circ$ 处的假想卫星局地观测

(a) 沿 HCS 传播的行星际激波; (b) 相对于 HCS 倾斜传播的行星际激波. 从上到下依次为径向太阳风速度 V_r , 磁感应强度 B , 磁场 θ 分量 B_θ , 等离子体 β , 磁场倾角 θ , 晨昏电场 $V_r B_z$ 和地磁暴指数 Dst .

Fig. 4 In situ measurements by the hypothetical spacecraft at $r=213.3R_s$ along $\Delta\theta_p = -20^\circ$

(a) Shock propagating along HCS; (b) Shock propagating aslant HCS. Plotted from top to bottom are radial flow speed V_r , magnetic field magnitude B , θ component of the magnetic field B_θ , plasma beta β , elevation angle of the magnetic field θ , dawn-dark electric field $V_r B_z$ and geomagnetic index Dst .

角距离 $\Delta\theta_p$ 有明显关系. 任何行星际激波, $\Delta\theta_p = 0^\circ$ 处均无法形成较大强度的地磁效应; 沿 HCS 传播的行星际激波, 地磁效应最强的区域位于 HCS 两侧; 相对于 HCS 倾斜传播的行星际激波, 地磁效应最强的区域位于 HCS 异侧. 两种情形下地磁效应最强的具体位置与激波的强度、激波的初始中心位置等均有关, 本文未做详细讨论.

目前的模拟过程, 未考虑背景太阳风中已存在的南向行星际磁场^[42], 因而, 行星际激波的地磁效应主要是由通过激波波阵面的磁力线偏转所形成的

南向行星际磁场造成的. 然而, 激波波阵面的形状对磁力线扭折的程度和方向起关键作用, 因此, 各种对激波波阵面的形状产生影响的因素, 包括 HCS、HPS 以及横跨 HCS-HPS 的低速流, 对行星际激波的地磁效应具有重要影响. 特别地, 在太阳活动极小年, 太阳风低速流的纬向展宽约为 20° , 其密度为高速流的数倍, 而其速度仅为高速流的一半, 对于行星际激波波阵面的形状和强度具有重要影响^[25,26], 它对地磁效应的影响有待进一步研究. 以上讨论, 均假设整个太阳活动周, 磁偶极子场占主导地位, 但是,

随着太阳活动的加剧,四极等多极子场分量也愈加增强,同时围绕太阳的可能有多个HCS^[18,42],此时行星际激波的传播势必更加复杂。

太阳风-磁层-电离层的相互作用是一个多尺度耦合的复杂系统。太阳风的动量、能量、磁通向磁层的快速转化是通过磁场重联机制来有效实现的。该物理过程取决于:(1)太阳风驱动源,包括晨昏电场^[1]、流体的动压力^[47]等;(2)电离层的有限电导率^[48,49]。地磁暴就是由于某种不稳定性的触发激励,磁层系统的电磁能量被突然快速释放的爆发现象。地磁暴的强度通常用 *Dst* 指数来表征。分析^[1,8]表明,*Dst* 指数模型中采用简单的耦合函数 $V_r B'_z$ 就已经能在一定程度上符合观测,因此,本文的复合模型(行星际激波传播的数值 MHD 模型和地磁活动指数 *Dst* 的经验模型)能大致估算出行星际激波的地磁效应,从而在空间天气预报中有潜在的应用价值。

参考文献(References)

- [1] Gonzalez W D, Joselyn J A, Kamide Y, et al. What is a geomagnetic storm? *J. Geophys. Res.*, 1994, **99**:5771~5792
- [2] Allen J H, Frank L, Sauer H, et al. Effects of the march 1989 solar activity. *Eos, Trans. AGU*, 1989, **70**:1479
- [3] Boteler D. Geomagnetically induced currents: present knowledge and future research. *IEEE Transactions on Power Delivery*, 1993, **9**:50
- [4] Lundstedt H. Solar caused potential in gas-pipelines in southern sweden. In: *Solar-Terrestrial Predictions-IV*, Volume 1, 1993. 233
- [5] Viljanen A, Pirjola R. Geomagnetically induced currents in the finnish high-voltage power system. *Surv. Geophys.*, 1994, **14**:308
- [6] India 48@84. Interplanetary shocks, magnetic clouds, stream interfaces and resulting geomagnetic disturbances. *Planet. Space Sci.*, 1998, **46**:1015~1028
- [7] Gonzalez W D, Tsurutani B T, Clua de Gonzalez A L. Interplanetary origin of geomagnetic storms. *Space Sci. Rev.*, 1999, **88**:529~562
- [8] Vennerstroem S. Interplanetary sources of magnetic storms: a statistical study. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**:29175~29184
- [9] Echer E, Alves M V, Gonzalez W D. Geoeffectiveness of interplanetary shocks during solar minimum (1995~1996) and solar maximum (2000). *Sol. Phys.*, 2004, **221**:361~380
- [10] Echer E, Gonzalez W D. Geoeffectiveness of interplanetary shocks, magnetic clouds, sector boundary crossings and their combined occurrence. *Geophys. Res. Lett.*, 2004, **31**:9808
- [11] Zhang J, Liemohn M W, Kozyra J U, et al. A statistical comparison of solar wind sources of moderate and intense geomagnetic storms at solar minimum and maximum. *J. Geophys. Res.*, 2006, **111**:1104
- [12] Zhang J, Richardson I G, Webb D F, et al. Solar and interplanetary sources of major geomagnetic storms ($Dst < -100$ nT) during 1996~2005. *J. Geophys. Res.*, 2007, **112**:10102
- [13] Chen J, Slinker S, Fedder J A, et al. Simulation of geomagnetic storms during the passage of magnetic clouds. *Geophys. Res. Lett.*, 1995, **22**:1749~1752
- [14] Wang Y, Zheng H, Wang S, et al. MHD simulation of the formation and propagation of multiple magnetic clouds in the heliosphere. *Astron. Astrophys.*, 2005, **434**:309~316
- [15] Xiong M, Zheng H, Wang Y, et al. Magnetohydrodynamic simulation of the interaction between inter-planetary strong shock and magnetic cloud and its consequent geoeffectiveness. *J. Geophys. Res.*, 2006, **111**:8105
- [16] Xiong M, Zheng H, Wang Y, et al. Magnetohydrodynamic simulation of the interaction between interplanetary strong shock and magnetic cloud and its consequent geoeffectiveness: 2. oblique collision. *J. Geophys. Res.*, 2006, **111**:11102
- [17] Xie Y, Wei F, Xiang C, et al. The effect of the heliospheric current sheet on interplanetary shocks. *Sol. Phys.*, 2006, **238**:377~390
- [18] Smith E J. The heliospheric current sheet. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**:15819~15832
- [19] Guliaev R A, Vaniarkha N I. Regularities of variation of the heliospheric current sheet orientation during the solar activity cycle. *Sol. Phys.*, 1992, **140**:369~378
- [20] Cliver E W, Ling A G. 22 year patterns in the relationship of sunspot number and tilt angle to cosmic-ray intensity. *Astrophys. J.*, 2001, **551**:L189~L192
- [21] Odstroil D, Dryer M, Smith Z. Propagation of an interplanetary shock along the heliospheric plasma sheet. *J. Geophys. Res.*, 1996, **101**:19973~19986
- [22] Odstroil D, Smith Z, Dryer M. Distortion of the heliospheric plasma sheet by interplanetary shocks. *Geophys. Res. Lett.*, 1996, **23**:2521~2524
- [23] Smith Z, Odstroil D, Dryer M. A 2.5-dimensional MHD parametric study of interplanetary shock interactions with the heliospheric current sheet/heliospheric plasma sheet. *J. Geophys. Res.*, 1998, **103**:20581~20590
- [24] Hu Y Q. Asymmetric propagation of flare-generated shocks in the heliospheric equatorial plane. *J. Geophys. Res.*, 1998, **103**:14631
- [25] Hu Y Q, Jia X Z. Interplanetary shock interaction with the heliospheric current sheet and its associated structures. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**:29299~29304
- [26] 贾先哲,胡友秋.内日球子午面瞬态激波的传播特性.地球物理学报, 2004, **47**(1):1
- Jia X Z, Hu Y Q. Propagation properties of transient shocks in the inner heliospheric meridional plane. *Chinese J.*

- Geophys.* (in Chinese), 2004, **47**(1):1
- [27] 熊明, 郑惠南, 汪毓明等. 1998年11月4日至5日日冕物质抛射日地传输时间的数值模拟. *地球物理学报*, 2005, **48**(4):805~813
Xiong M, Zheng H N, Wang Y M, et al. A numerical simulation on the solar-terrestrial transit time of successive CMEs during November 4-5. 1998. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2005, **48**(4):805~813
- [28] Jeffrey A, Taniuti T. *Non-linear Wave Propagation with Application to Physics and Magnetohydrodynamics*. New York: Elsevier, 1964
- [29] Harten A. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws. *J. Comput. Phys.*, 1983, **49**:357
- [30] Ryu D, Jones T W. Numerical magnetohydrodynamics in astrophysics: algorithm and tests for one dimensional flow. *Astrophys. J.*, 1995, **442**:228~258
- [31] Powell K G, Roe P L, Myong R S, et al. An upwind scheme for magnetohydrodynamics. In: AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 12th, San Diego, CA, June 19-22, 1995. Collection of Technical Papers. Pt. 1 (A95-36501 09-34). Washington D C: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1995. 661~674
- [32] Shu C W. Essentially non-oscillatory and weighted essentially non-oscillatory schemes for hyperbolic conservation laws. ICASE Rep. 97-65, Univ. Space Res. Assoc., Columbia, Md., 1997
- [33] Richardson I G, Cliver E W, Cane H V. Sources of geomagnetic activity over the solar cycle: relative importance of coronal mass ejections, high-speed streams, and slow solar wind. *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**:18203~18214
- [34] Desalrr A J, Parker E N. Hydromagnetic theory of magnetic storms. *J. Geophys. Res.*, 1959, **64**:2239
- [35] Sckopke N. A general relation between the energy of trapped particles and the disturbance field near the earth. *J. Geophys. Res.*, 1966, **71**:3125
- [36] Burton R K, McPherron R L, Russell C T. An empirical relationship between interplanetary conditions and *Dst*. *J. Geophys. Res.*, 1975, **80**:4204~4214
- [37] Pudovkin M I, Semenov V S. Magnetic field reconnection theory and the solar wind-magnetosphere interaction-a review. *Space Sci. Rev.*, 1985, **41**:1~89
- [38] Gonzalez W D, Gonzalez A L C, Tsurutani B T, et al. Solar wind-magnetosphere coupling during intense magnetic storms (1978—1979). *J. Geophys. Res.*, 1989, **94**:8835~8851
- [39] Vassiliadis D, Klimas A J, Valdivia J A, et al. The *Dst* geomagnetic response as a function of storm phase and amplitude and the solar wind electric field. *J. Geophys. Res.*, 1999, **104**:24957~24976
- [40] Prigancova A, Fel'Dshtein I A. Magnetospheric storm dynamics in terms of energy output rate. *Planetary Space Sci.*, 1992, **40**:581~588
- [41] Watanabe T, Kakinuma T, Kojima M, et al. Largescale propagation properties of an interplanetary disturbances in association with a "halo" coronal mass ejection on 27 November 1979. *Nagoya Univ. Proc. Res. Inst. Atmos.*, 1989, **36**:11
- [42] Zurbuchen T H. A new view of the coupling of the sun and the heliosphere. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 2007, **45**:297~338
- [43] Tsurutani B T, Smith E J, Gonzalez W D, et al. Origin of interplanetary southward magnetic fields responsible for major magnetic storms near solar maximum (1978—1979). *J. Geophys. Res.*, 1988, **93**:8519~8531
- [44] Xue X H, Wang Y, Ye P Z, et al. Analysis on the interplanetary causes of the great magnetic storms in solar maximum (2000—2001). *Planetary Space Sci.*, 2005, **53**:443~457
- [45] Wang Y M, Ye P Z, Wang S, et al. Theoretical analysis on the geoeffectiveness of a shock overtaking a preceding magnetic cloud. *Sol. Phys.*, 2003, **216**:295~310
- [46] Berdichevsky D B, Szabo A, Lepping R P, et al. Interplanetary fast shocks and associated drivers observed through the 23rd solar minimum by wind over its first 2.5 years. *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**:27289~27314
- [47] Wang C B, Chao J K, Lin C H. Influence of the solar wind dynamic pressure on the decay and injection of the ring current. *J. Geophys. Res.*, 2003, **108**:1341
- [48] Merkine V G, Papadopoulos K, Milikh G, et al. Effects of the solar wind electric field and ionospheric conductance on the cross polar cap potential: results of global MHD modeling. *Geophys. Res. Lett.*, 2003, **30**:1
- [49] Merkin V G, Sharma A S, Papadopoulos K, et al. Global MHD simulations of the strongly driven magnetosphere: modeling of the transpolar potential saturation. *J. Geophys. Res.*, 2005, **110**:9203

(本文编辑 何燕)