

胡友秋, 彭 忠, 王 赤. 地球弓激波的旋转非对称性. 地球物理学报, 2010, 53(4): 773~781, DOI:10.3969/j.issn.0001-5733.2010.04.001

Hu Y Q, Peng Z, Wang C. Rotational asymmetry of earth's bow shock. Chinese J. Geophys. (in Chinese), 2010, 53(4): 773~781, DOI:10.3969/j.issn.0001-5733.2010.04.001

地球弓激波的旋转非对称性

胡友秋¹, 彭 忠², 王 赤²

1 中国科学技术大学地球与空间科学学院, 中科院基础等离子体物理重点实验室, 合肥 230026

2 中国科学院空间科学与应用研究中心, 空间天气学国家重点实验室, 北京 100080

摘 要 通过对太阳风-磁层-电离层系统的全球 MHD 模拟, 研究地球弓激波相对日地连线的旋转非对称性. 模拟限于太阳风速度沿日地连线、地球磁偶极矩和行星际磁场(IMF)与日地连线垂直的简单情况. 模拟结果表明, 即便对于 IMF 强度为零的情况, 弓激波相对日地连线也不具备旋转对称性质: 终端面(晨昏子午面)及其向阳侧的弓激波截线的东西宽度大于南北宽度(约 9%~11%), 终端面尾侧的弓激波截线东西宽度小于南北宽度(约 8%). 在存在 IMF 的情况下, 弓激波的位形同时受到磁层顶的形状和快磁声波速度各向异性的影响. 磁层顶向外扩张并沿 IMF 方向拉伸, 且其扩张和拉伸程度随 IMF 由北转南而增强. 在磁鞘中, 垂直于磁场方向的快磁声波速度高于平行方向. 因此, 磁层顶拉伸方向与快磁声波速度最大方向垂直, 它们对弓激波位置的效应恰好相反; 弓激波的最终形状取决于何种效应占据主导地位. 对于终端面尾侧, 快磁声波速度的各向异性起主导作用, 弓激波截线沿 IMF 垂直方向的宽度大于平行方向. 对于终端面及其向阳侧, 弓激波截线的形状与 IMF 取向有关: 在准北向或晨昏向 IMF 情况下, 弓激波截线沿 IMF 垂直方向的宽度仍大于平行方向; 在准南向 IMF 情况下, 弓激波截线沿 IMF 垂直方向的宽度小于平行方向的. 鉴于弓激波形状同 IMF 取向之间的密切关系, 我们提议以 IMF 为基准方向, 提取弓激波截线的平行半宽度 $R_{b\parallel}$ 和垂直半宽度 $R_{b\perp}$ 作为尺度参数. 这些尺度参数和通常引入的弓激波截线的东西半宽度 y_b 和南北半宽度 z_b 相比, 更为合理地表征了弓激波的几何性质. 模拟结果表明, 在终端面上, y_b/z_b 和 $R_{b\parallel}/R_{b\perp}$ 在 IMF 各向同性取向下的统计平均值均低于 1, 与观测得到的结论一致.

关键词 地球磁层, 行星际磁场, 弓激波

DOI:10.3969/j.issn.0001-5733.2010.04.001

中图分类号 P353

收稿日期 2009-10-13, 2010-02-09 收修定稿

Rotational asymmetry of earth's bow shock

HU You-Qiu¹, PENG Zhong², WANG Chi²

1 CAS Key Laboratory of Basic Plasma Physics, School of Earth and Space Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China

2 State Key Laboratory of Space Weather, Center for Space and Applied Research, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China

Abstract In terms of global magnetohydrodynamic (MHD) simulations of the solar wind-magnetosphere-ionosphere system, this paper investigates the rotational asymmetry of the Earth's bow shock with respect to the Sun-Earth line. We are limited to simple cases in which the solar wind is along the Sun-Earth Line, and both the Earth's magnetic dipole moment and the interplanetary magnetic field (IMF) are perpendicular to the Sun-Earth line. It is shown that even for the case of vanishing IMF strength the bow shock is not rotationally symmetric with respect to the Sun-Earth line; the east-west dimension of the cross section of the bow shock exceeds the

north-south dimension by about 9~11% on the terminator plane (dawn-dusk meridian plane) and its sunward side, and becomes smaller than the north-south dimension by about 8% on the tailward side of the terminator plane. In the presence of the IMF, the configuration of the bow shock is affected by both the shape of the magnetopause and the anisotropy of the fast magnetosonic wave speed. The magnetopause expands outward, being stretched along the IMF, and the extent of its expansion and stretch increases when the IMF rotates from north to south. In the magnetosheath, the fast magnetosonic wave speed is higher in the direction perpendicular to the magnetic field than that in the parallel direction. Therefore, the stretch direction of the magnetopause is perpendicular to the maximum direction of the fast magnetosonic wave speed, and their effects on the bow shock position are exactly opposite. The eventual shape of the bow shock depends on which effect dominates. On the tailward side of the terminator plane, the anisotropy of the fast magnetosonic wave speed dominates, so the cross section of the bow shock is wider in the direction perpendicular to the IMF. On the terminator plane and its sunward side, the shape of the bow shock cross section depends on the orientation of the IMF; the bow shock cross section is still wider in the direction perpendicular to the IMF under generic northward or dawn-dusk IMF cases, but it becomes narrower in the direction perpendicular to the IMF instead under generic southward IMF cases. In light of the intimate relationship between the shape of the bow shock and the orientation of the IMF, it is proposed to take the IMF as the datum direction so as to extract the parallel half width $R_{b_{\parallel}}$ and the perpendicular half width $R_{b_{\perp}}$ as the dimension parameters. In comparison with the commonly used east-west half width y_b and the north-south half width z_b , these parameters provide a more reasonable description of the geometry of the bow shock. Simulation results show that under the assumption of isotropic orientation of the IMF, the statistical averages of y_b/z_b and $R_{b_{\parallel}}/R_{b_{\perp}}$ are both smaller than 1 on the terminator plane, which agrees with relevant observational conclusions.

Keywords Earth's magnetosphere, Interplanetary magnetic field, Bow shock

1 引言

在太阳风和行星际磁场(IMF)的作用下,地球磁场被限制在水滴状的磁层之中,并在前方形成驻立激波,即所谓弓激波^[1]. 长期以来,弓激波作为太阳风-磁层-电离层(SMI)系统的重要发动机区之一,其作用往往被低估或忽略. 近年来,通过对 SMI 系统的全球磁流体力学(MHD)模拟研究,人们发现弓激波对电离层 1 区场向电流^[2,3]有着重要贡献,而磁层顶重联电流则几乎全由弓激波提供^[4]. Guo 等^[5]就弓激波对 1 区电流的贡献做了定量研究,指出在强南向行星际磁场(IMF)条件下,弓激波对 1 区电流的贡献超过 50%. Peng 和 Hu^[6]进一步研究了低阿尔芬马赫数下弓激波对 1 区电流的贡献. Tang 等^[7]的研究表明,弓激波对磁层越尾电流也有贡献,有时这一贡献可占总越尾电流的 80% 以上;磁层顶和弓激波同时给越尾电流供电,将形成两个互相重

叠的 θ 型越尾电流结构,而非通常认为的单由磁层顶供电的单 θ 型结构. 以上研究充分体现了弓激波在整个 SMI 系统电动力学耦合中所起的重要作用.

弓激波电流是通过磁鞘进入磁层内部的. 弓激波作为理想 MHD 间断,应满足 Rankine-Hugoniot 关系;从该关系出发,由给定的弓激波形状即可计算激波特性和面电流密度^[8]. 由电流连续方程,弓激波面电流密度的散度即为进入或流出弓激波的法向体电流密度:当散度为正时,电流自磁鞘流入弓激波;当散度为负时,电流由弓激波流入磁鞘. 为进一步深入了解弓激波与磁层、电离层电流之间的相互关系,需要对上述弓激波面电流和法向体电流密度的分布进行定量分析;这些分布与弓激波的几何形状密切相关.

基于对大量卫星穿越弓激波的观测数据的统计分析,人们构造了激波几何形状的经验模型,但多数这类模型基于激波相对日地连线(即 GSE 坐标系的 x 轴)的旋转对称假定^[9,10]. 地球磁偶极场的存在(一般假定磁偶极矩沿 GSE 坐标系的负 z 轴方向)

和 IMF 的出现将破坏 SMI 系统和弓激波的旋转对称性质。即便将磁层顶视为相对 x 轴旋转对称的椭球状障碍物,从而人为排除地球磁场的影响,所算得的弓激波形状仍将与 IMF 取向有关;除非 IMF 正好沿着 x 轴方向,否则弓激波相对日地连线不具备任何旋转对称性质^[11,12]。通过观测数据的统计分析,发现终端面($x=0$)内弓激波的南北宽度大于东西宽度的^[13,14]。对正南向 IMF 情况的 MHD 模拟结果表明^[15],当 IMF 较弱($B_{\text{IMF}z} = -5, -10$ nT)时,弓激波与 y 轴的交点地心距离小于与 z 轴交点的地心距离,与文献[14]的观测结论一致;但当 IMF 较强($B_{\text{IMF}z} = -15, -20$ nT)时则反之,即终端面内弓激波的南北宽度反而小于东西宽度的。以上研究表明弓激波相对日地连线不具备旋转对称性质。前面提到的 MHD 模拟研究,或将磁层顶代之以相对日地连线旋转对称的椭球导体^[11,12],或限于南向 IMF 情况^[15],且重点关注终端面上或向阳侧的弓激波位形。

本文从 SMI 系统的 MHD 模拟结果出发,针对 IMF 与日地连线垂直的简单情况,分析不同 IMF 强度 B_{IMF} 和不同 IMF 时钟角

$$\theta_{\text{IMF}} = \text{sign}(B_{\text{IMF}y}) \arccos(B_{\text{IMF}z}/B_{\text{IMF}}) \quad (1)$$

下的弓激波的几何形状,式中 $B_{\text{IMF}y}$ 和 $B_{\text{IMF}z}$ 为 GSE 坐标下的 IMF 分量($B_{\text{IMF}x} = 0$)。按式(1), θ_{IMF} 与 $B_{\text{IMF}y}$ 同号,在 $(-180^\circ, 180^\circ)$ 范围内取值, 0° 表示 IMF 沿正北方向, $\pm 180^\circ$ 表示 IMF 沿正南方向。与文献[11,12]不同的是,磁层顶通过 SMI 系统的全球 MHD 模拟自洽确定,而非人为标定为旋转椭球;与文献[15]不同的是,我们的分析针对不同 IMF 时钟角,而不仅仅限于南向 IMF 情况。此外,我们将分析弓激波的全局整体位形,而不仅仅限于终端面及其向阳侧地区。

2 物理模型和诊断方法

有关物理模型和模拟算法的细节参见文献[16]和[17],以下只就物理参数和解域网格做出说明。

磁层内边界处($r=3$,单位为地球半径)的等离子体密度和热压分别固定为 370 cm^{-3} 和 0.0465 nPa 。太阳风沿日地连线方向,速度 $v_{\text{sw}} = 400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$,数密度 $n_{\text{sw}} = 5 \text{ cm}^{-3}$,热压 $p_{\text{sw}} = 0.0126 \text{ nPa}$,对应声马赫数为 $M_s = 8$ 。地球磁偶极矩沿负 z 轴方向,IMF 垂直于日地连线,强度 B_{IMF} 和时钟角 θ_{IMF} 可调: $B_{\text{IMF}} = 5, 10, 20, 30 \text{ nT}$; $\theta_{\text{IMF}} = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ$; 相应阿尔芬马赫数为 $M_A = 8.2, 4.1, 2.05, 1.37$; 垂直传

播下的快磁声马赫数($M_{\text{ms}}^{-2} = M_s^{-2} + M_A^{-2}$)为 $M_{\text{ms}} = 5.72, 3.65, 1.98, 1.35$ 。设电离层高度积分电导均匀, Pedersen 电导 $\Sigma_p = 5 \text{ S}$, Hall 电导为零。

在 GSE 坐标 (x, y, z) 下, MHD 模拟解域为 $-300 \leq x \leq 30, -150 \leq y, z \leq 150$ (以地球半径为长度单位,下同)。将上述解域离散为 $160 \times 162 \times 162$ 非均匀网格,最小格距为 0.4 。对于 $B_{\text{IMF}} = 30 \text{ nT}$, 弓激波日下点的地心距离将超过 30 , 故特别针对这种情况,将解域向阳侧边界由 $x=30$ 拓宽至 $x=50$, 沿 x 向格点数目仍维持 160 不变。对太阳风-磁层区的理想 MHD 方程采用 PPMLR-MHD 格式求解^[16,17], 对电离层电势方程采用超松弛迭代法求解。

在获得 SMI 系统的准定态数值解之后,我们按如下步骤诊断弓激波的位置:(1)以 x 轴为中心轴,取圆柱坐标系 (R, φ, x) , 坐标原点仍位于地心, R 表示考察点离 x 轴的垂直距离, φ 表示过考察点和 x 轴的平面与 $x-y$ 平面的夹角。在 $0 \leq R \leq 150, 0^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$ 和 $-300 \leq x \leq 30$ 范围内取均匀离散网格,格距分别为 $\Delta R = 0.4, \Delta \varphi = 1^\circ$ 和 $\Delta x = 0.4$ 。(2)通过线性插值将模拟结果由 GSE 坐标映射至上述圆柱坐标,求得圆柱坐标下所有格点物理量的离散值。(3)对给定的一组格点坐标 (R_i, φ_j) , 自未扰太阳风区沿负 x 方向扫描,找出密度相对背景太阳风密度的比值等于 1.05 的 x 坐标 $x_{ij} = f(R_i, \varphi_j)$, 这样得到的函数 $x = f(R, \varphi)$ 确定了弓激波的几何形状。MHD 模拟得到的弓激波被展宽为有限厚度的过渡层,取一个较低的密度比旨在确保找到的点处处位于过渡层中。为诊断弓激波与 $x = x_c$ (x_c 为常数)平面的截线,可将上述扫描限于 $x = x_c$ 平面,对给定的 φ_j 自未扰太阳风区沿 R 减小的方向扫描,直到找到弓激波为止。

为分析磁层顶与弓激波几何位形的相互关系,我们还需要从模拟结果出发去大致确定磁层顶的几何位形。有 4 种方法:压强梯度极大、密度梯度极大、电流密度极大和流线方法;不同方法获得的磁层顶位置基本一致^[18]。本文用流量等于背景太阳风流量的四分之一作为诊断磁层顶位置的判据,该方法诊断的磁层顶与按密度梯度极大的诊断结果大致相同。

3 地磁场和 IMF 对弓激波几何形状的影响

在介绍模拟结果之前,我们先就弓激波几何形状的对称性质作些定性分析。本文假定地球磁偶极

矩指向正南即负 z 轴方向, 太阳风速度沿着日地连线即负 x 轴方向. 在这种情况下, 背景太阳风参量(速度、密度和热压)均相对日地连线旋转对称, 整个 SMI 系统(包括弓激波)的对称性质完全由地球磁偶极场和 IMF 的合成磁场总强度的对称性所决定. 对于 IMF 与日地连线垂直的简单情况, 合成磁场分量的表达式如下:

$$\begin{aligned} B_x &= -\frac{3xz}{r^5}, & B_y &= -\frac{3yz}{r^5} + B_{\text{IMF}y}, \\ B_z &= \frac{x^2 + y^2 - 2z^2}{r^5} + B_{\text{IMF}z}, \end{aligned} \quad (2)$$

式中 $r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$ 为地心距离, 磁场强度以地球表面赤道处的值为单位. 由上式出发, 立即可看出合成磁场的总强度相对 x 轴具有如下中心对称性质:

$$B(x, y, z) = B(x, -y, -z). \quad (3)$$

与此相应, 弓激波几何形状也具有中心对称性质. 本文限于这种情况, 因而所获得弓激波的数值解均相对日地连线中心对称. 利用这种中心对称性质, 可将解域限制在北半球, 即前述解域的一半(本文不利用这种对称性质, 仍在全解域进行数值模拟). 在前述圆柱坐标系 (R, φ, x) 下, 弓激波的中心对称性质可由下式表达:

$$x(R, \varphi) = x(R, \varphi \pm 180^\circ). \quad (4)$$

对正南北向 IMF 情况 ($B_{\text{IMF}y} = 0$), 合成磁场的总强度的对称性更强, 分别相对赤道面 ($z=0$) 和昼夜子午面 ($y=0$) 对称, 即

$$\begin{aligned} B(x, y, z) &= B(x, y, -z), \\ B(x, y, z) &= B(x, -y, z), \end{aligned} \quad (5)$$

相应弓激波几何形状也分别相对赤道面和昼夜子午面对称. 于是, 对于南北向 IMF 情况下的 SMI 系统的 MHD 数值模拟, 可将计算域限制在北-昏象限, 即前述解域的四分之一(本文不利用这种对称性质, 仍在全解域进行数值模拟). 注意, 式(5)成立使得式(3)自动成立, 即相对赤道面和昼夜子午面对称必然导致相对日地连线的中心对称.

顺便指出, 当 $B_{\text{IMF}y}$ 反向(或 θ_{IMF} 反号)时, 由式(2)可知, 反向前后的合成磁场总强度 B_1 和反向后的合成磁场总强度 B_2 满足如下对称关系

$$\begin{aligned} B_1(x, y, z) &= B_2(x, y, -z), \\ B_1(x, y, z) &= B_2(x, -y, z), \end{aligned} \quad (6)$$

即两种情况下的总磁场强度相对赤道面和昼夜子午面反射对称; 与此相应, 两种情况下的弓激波位形也会具有同样的反射对称性. 换句话说, 求得与 B_1 对应的弓激波之后, 将其绕 y 轴或者 z 轴旋转 180° , 即可获得与 B_2 对应的弓激波. 最后, 一旦 IMF 出现 x 分量, 合成磁场将不具备上述任何对称性质, 相应 SMI 系统和弓激波也不具备任何对称性. 由上述简单分析得到的结论, 已经为我们所作的全解域 MHD 数值模拟所证实.

下面讨论数值模拟结果. 为突显地球磁场对弓激波位形的影响, 我们特别对 $B_{\text{IMF}} = 0$ 的情况做了模拟. 对于这种情况, 弓激波相对赤道面和昼夜子午面对称. 可是, 由于地球磁偶极场的作用, 整个 SMI 系统, 包括弓激波的形状, 均不具备相对日地连线的旋转对称性. 图1示出了诊断结果: 其中图1a为赤

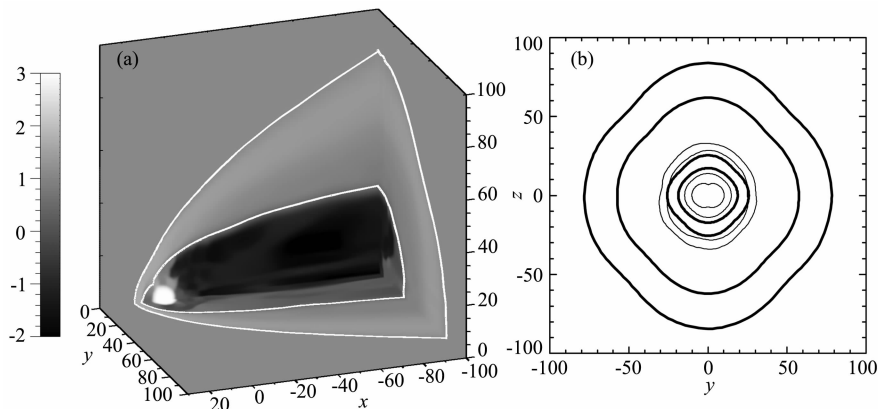


图1 $B_{\text{IMF}} = 0$ 时的模拟结果

(a) 赤道面、昼夜子午面和终端面内的 $\lg(n)$ 分布 (n 为数密度, 单位 cm^{-3}) 和磁层顶和弓激波截线; (b) $x=6, 0, -50, -100$ 平面内的磁层顶和弓激波截线, 分别用细实线和粗实线表示, x 越小的截线越靠外.

Fig. 1 Results for $B_{\text{IMF}} = 0$

(a) The distribution of $\lg(n)$ (n is the number density in the unit of cm^{-3}) and the cross sections of the magnetopause and bow shock in the equatorial, noon-midnight meridian, and terminator planes; (b) The cross sections of the magnetopause and bow shock, denoted by thin and thick solid lines respectively in the planes of $x=6, 0, -50, -100$ and being more outside for smaller value of x .

道面($z=0$ 平面)、昼夜子午面($y=0$ 平面)和尾截面($x=-100$ 平面)内的数密度(单位 cm^{-3})对数的分布图,以及磁层顶和弓激波与三个平面的交线;图 1b 为 $x=6, 0, -50, -100$ 平面与磁层顶和弓激波的交线,分别用细实线和粗实线表示, x 越小的交线越靠外. 由 MHD 模拟获得的准定态 SMI 系统,一般会随时间做微小振荡^[16],从而一定程度上偏离本来应当具有的对称状态. 不过,这种偏离不大,以致由图 1b 仍可清晰看出磁层顶和弓激波相对赤道面和昼夜子午面的对称性. 注意所有磁层顶和弓激波截线为非圆形状,不具备相对日地连线的旋转对称性. 仔细考察图 1b 发现,在终端平面(即晨昏子午面, $x=0$)上,弓激波截线的东西宽度略大于南北宽度,二者之比为 1.011;自终端平面向磁尾延伸,弓激波的截线沿南北方向朝外扩张更快,形成一个南北宽、东西窄、四角被圆滑过的菱形. 至 $x=-100$, 东西宽度与南北宽度之比降至 0.922. 弓激波截线的这一形状变化与磁层顶形状的变化密切相关;磁

层顶的截线接近椭圆,其长半轴由向阳侧的东西方向逐渐过渡到尾侧的南北方向. 位于向阳侧 $x=6$ 平面上的弓激波截线(最内一条粗实线)的东西宽度与南北宽度之比为 1.092;相应的磁层顶截线(最内一条细实线)具有类似形状,只是沿南北向稍许内凹,这与向阳侧的极隙区附近的磁层顶凹向地球有关. 以上结果表明,地球磁场的主要影响在于使终端面附近及其向阳侧的弓激波的东西宽度大于南北宽度(约 9%~11%);使终端面尾侧的弓激波东西宽度小于南北宽度(约 8%). 磁层顶存在类似的形状变化,亦即在不存在 IMF 的情况下,地磁场与太阳风的各向异性相互作用导致磁层顶和弓激波的近似同步的各向异性形变. 上述结果表明,即便对于太阳风速度与地球磁偶极矩垂直、IMF 强度为零的简单情况,地球弓激波相对日地连线也是非旋转对称的.

以下考察 IMF 对弓激波形状的影响. 图 2 给出 $\theta_{\text{IMF}}=0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ, -135^\circ$ ($B_{\text{IMF}}=10$ nT) 的计算结果,各分图针对各自对应的 θ_{IMF} 分别绘出

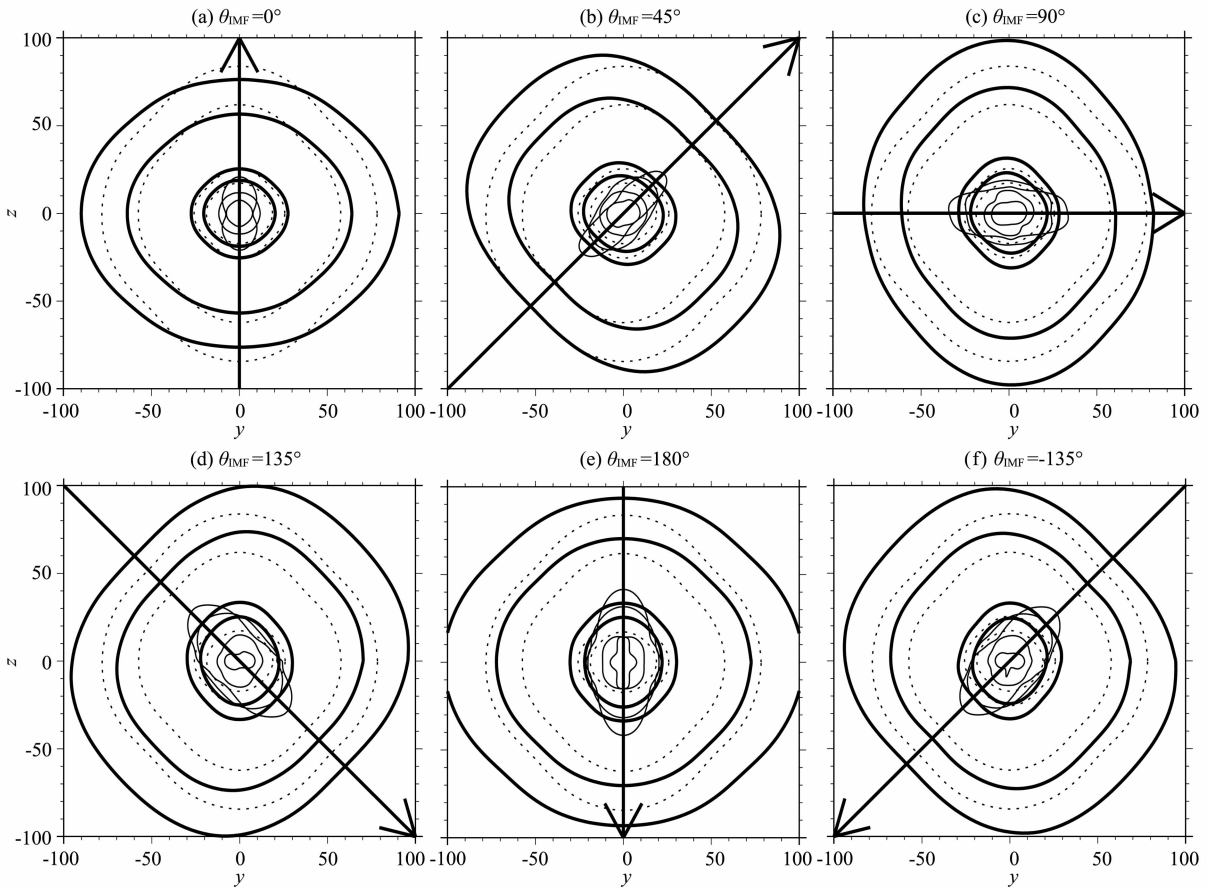


图 2 同图 1b, 但针对 $B_{\text{IMF}}=10$ nT, $\theta_{\text{IMF}}=0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ, -135^\circ$ 的模拟结果, 各分图中的箭头示出 IMF 的方向, 点线取自图 1b, 表示 $B_{\text{IMF}}=0$ 时的弓激波截线. 对于正北 IMF 情况(分图(a)), 仅给出 $x=6, 0, -50$ 的磁层顶截线
Fig. 2 Same as Fig. 1b but for $B_{\text{IMF}}=10$ nT, $\theta_{\text{IMF}}=0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ, -135^\circ$. In each panel, an arrow denotes the IMF orientation and dotted curves, the cross sections of the bow shock for the case of $B_{\text{IMF}}=0$, taken from Fig. 1b. Only cross sections for $x=6, 0, -50$ are plotted in panel (a) for the due northward IMF case

$x=6, 0, -50, -100$ 平面中的弓激波截线(粗实线)和磁层顶截线(细实线). 此外, 为清晰看出 IMF 对弓激波形状的影响, 我们还在图 2 的各个分图中用点线绘出 $B_{\text{IMF}}=0$ 情况下的相应弓激波截线. 注意, 对于正北向 IMF 情况, 由全球 MHD 模拟获得的磁层磁场是闭合的, 且闭合磁场区位于 $x=-100$ 平面的向阳侧. 与此相应, 在图 2a 中只给出 $x=6, 0, -50$ 平面的磁层顶截线. 由图 2a 和图 2e 可见, 对于正南北向 IMF 情况, 磁层顶和弓激波均相对昼夜子午面和赤道面对称. 此外, 我们在图 2f 中特别给出 $\theta_{\text{IMF}}=-135^\circ$ 的模拟结果; 将其与 $\theta_{\text{IMF}}=135^\circ$ 的模拟结果比较, 不难看出两组结果满足反射对称条件式(6).

通过比较粗实线表示的弓激波截线和 $B_{\text{IMF}}=0$ 的相应结果(点线)可以看出, 在 IMF 的作用下, 弓激波截线(粗实线)整体向外扩张, 且扩张程度随 IMF 由北转南(即 θ_{IMF} 的增加)增强. 上述 IMF 对弓激波的扩张效应呈现出明显的各向异性: 终端面尾侧的弓激波截线沿 IMF 垂直方向的扩张程度高于平行方向的, 终端面向阳侧的弓激波截线的扩张方式则与 θ_{IMF} 有关. 对于准北向或晨昏向 IMF ($\theta_{\text{IMF}}=0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$), 向阳侧弓激波截线沿 IMF 的垂直方向的扩张程度也高于平行方向的; 对于淮南向 IMF ($\theta_{\text{IMF}}=180^\circ, 135^\circ$) 情况, 结果刚好相反, 即垂直方向扩张程度低于平行方向的.

弓激波的位置主要由两个因素决定: 一是作为障碍物的磁层顶的位置, 一是快磁声波在磁鞘中的传播速度. 磁层顶向外扩张必然会导致弓激波向外扩张. 快磁声波速度越高, 相应磁鞘区的宽度越大, 弓激波的位置距离磁层顶越远^[11,12]. 当存在 IMF 时, 比较图 2 与图 1b 给出的 $B_{\text{IMF}}=0$ 时的磁层顶截线可以看出, 对于北向 IMF 情况, IMF 的出现使得磁层顶整体向内收缩, 且沿 IMF 垂直方向的收缩程度大于平行方向的, 从而磁层顶呈现出沿 IMF 方向宽、沿 IMF 的垂直方向窄的扁长形状. 随着行星际磁场由北转南, 磁层顶仍维持扁长形状但逐步向外扩张, 沿 IMF 方向的宽度始终大于垂直方向. Hu 等^[19]曾通过全球 MHD 模拟证明磁层顶磁场重联率大致与 $\sin^{3/2}(|\theta_{\text{IMF}}|/2)$ 成正比, 它随着 IMF 由北转南逐渐增加. 磁层顶上述形状变化估计与磁层顶磁场重联有关, 对此本文不作研究. 在磁鞘中, 垂直磁场方向的快磁声波的速度高于平行方向. 因此, 磁层顶拉伸方向与快磁声波速度最大方向垂直, 它们对弓激波位置的效应恰好相反; 弓激波的最终形状

取决于何种效应占据主导地位. 正是在磁层顶形状和快磁声波速度各向异性的共同影响之下, 发生了如图 2 所示的弓激波截线形状的复杂变化.

终端面尾侧的弓激波离磁层顶较远, 受磁层顶形状变化的影响较小, 快磁声波速度的各向异性效应始终起着主导作用, 以致弓激波截线沿 IMF 方向较窄, 沿 IMF 的垂直方向较宽. 对于终端面及其向阳侧的弓激波截线, 其形状与 θ_{IMF} 有关. 对于准北向或晨昏向 IMF ($\theta_{\text{IMF}}=0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$) 情况, 磁层顶离地球较近, 沿 IMF 方向的拉伸不显著, 快磁声波速度的各向异性效应仍起主导作用, 向阳侧弓激波沿 IMF 方向的宽度仍小于垂直方向. 对于淮南向 IMF ($\theta_{\text{IMF}}=180^\circ, 135^\circ$) 情况, 磁层顶的扩张和沿 IMF 方向的拉伸程度增强, 磁层顶形状的影响起主导作用, 使得弓激波截线沿 IMF 方向的宽度大于垂直方向. 我们也就其他 IMF 强度(5, 20, 30 nT)做了数值模拟, 有关弓激波非旋转对称性的结论与以上就 $B_{\text{IMF}}=10$ nT 情况所做的结论基本一致.

顺便指出: IMF 的取向也影响着弓激波日下点的位置. 对 $\theta_{\text{IMF}}=0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ$ ($B_{\text{IMF}}=10$ nT), 分别求得日下点地心距离为 $x_0=14.4, 15.7, 15.8, 15.2, 14.3$. 与 $B_{\text{IMF}}=0$ 的结果 $x_0=14.3$ 比较, 弓激波日下点位置相近, 且 IMF 取向的影响在 10% 以内. 对其他 B_{IMF} 值的模拟结果表明, $B_{\text{IMF}} < 10$ nT 时的结果与前述 $B_{\text{IMF}}=10$ nT 情况相近, 即基本可以忽略 B_{IMF} 和 θ_{IMF} 对 x_0 的效应; 当 $B_{\text{IMF}} > 10$ nT 时, 由 B_{IMF} 的增加导致 M_A 和 M_{ms} 的减小, 将使弓激波强度急剧减弱, x_0 急剧增加. 例如, 对正南向 IMF 情况, 当 B_{IMF} 增至 20 nT 和 30 nT 时, x_0 分别达到 19.2 和 30.7. 有趣的是, 此时 IMF 取向对 x_0 的影响也大致在 10% 以内, 一般可以忽略不计. 简言之, IMF 较强, 从而导致 M_A 较低时, IMF 强度对 x_0 有着显著影响, 但 IMF 时钟角对 x_0 的影响基本可以忽略.

一些作者使用弓激波与 y 轴的交点坐标 y_{dusk} 和 z 轴的交点坐标 z_{north} , 以及二者的比值 $y_{\text{dusk}}/z_{\text{north}}$ 来表征弓激波的非旋转对称性质^[14,15]. 这些参数均定义在终端面上. 其实, 按本文的结果, 弓激波的形状沿日地连线方向呈现复杂变化, 其相对日地连线的非旋转对称性质无法仅仅通过终端面上的参数进行确切描述. 另一方面, 只有当 IMF 处于正南北方向时, 弓激波才会相对赤道面和昼夜子午面对称, 才能使用 y_{dusk} 、 z_{north} 和比值 $y_{\text{dusk}}/z_{\text{north}}$ 来表征终端面上弓激波截线的非旋转对称性质. 对于其他情况, 上述对

称性不复存在,再使用这些参数来表征终端面上弓激波截线的几何性质就不大妥当了.这时,按 IMF 方向获取弓激波截线的特征尺度参数似乎更加合理.确定这些参数的步骤如下:在求得某个 x 平面内的弓激波截线之后,自 x 轴与该平面的交点出发引两条射线,一条与 IMF 平行,一条与 IMF 垂直;两条射线与弓激波截线的交点的地心距离分别为 $R_{b//}$ 和 $R_{b\perp}$,它们就是以 IMF 为基准方向确定的弓激波特征尺度参数.如果仍取晨昏(y 轴)和南北(z 轴)方向作为基准方向,所获得的相应尺度参数分别记为 y_b 和 z_b ;在终端面上,成立 $y_b = y_{dusk}$ 和 $z_b = z_{north}$.实际上,Peredo 等^[14]曾在终端面上旋转 GSE 坐标系,使新坐标系中的 z 轴与 IMF 垂直,并在该坐标系中重新确定尺度参数 y_{dusk} 和 z_{north} .显然,这样得到的尺度参数正好对应前面定义的 $R_{b//}$ 和 $R_{b\perp}$.区别仅仅在于:Peredo 等新确定的 y_{dusk} 和 z_{north} 针对终端面,而我们定义的 $R_{b//}$ 和 $R_{b\perp}$ 则针对所有 x 平面,其中包括终端面.

表 1 不同 x 平面中的弓激波截线的宽长比与 θ_{IMF} 的关系 ($B_{IMF} = 10$ nT)

Table 1 The aspect ratio of the cross section of the bow shock versus θ_{IMF} ($B_{IMF} = 10$ nT) in various x planes

宽长比 θ_{IMF} ($^\circ$)	y_b/z_b			$R_{b//}/R_{b\perp}$		
	$x=6$	$x=0$	$x=-100$	$x=6$	$x=0$	$x=-100$
0	1.091	1.086	1.187	0.917	0.921	0.843
45	1.055	1.030	0.974	0.918	0.911	0.827
90	0.951	0.909	0.837	0.951	0.909	0.837
135	0.879	0.889	0.956	1.028	1.008	0.890
180	0.861	0.897	1.094	1.162	1.114	0.915
统计平均	0.965	0.954	0.977	0.984	0.961	0.858

注:对于 $\theta_{IMF} = 0^\circ$ 和 180° 成立 $y_b = R_{b\perp}$ 和 $z_b = R_{b//}$,故有 $y_b/z_b = (R_{b//}/R_{b\perp})^{-1}$;对于 $\theta_{IMF} = 90^\circ$ 成立 $y_b = R_{b//}$ 和 $z_b = R_{b\perp}$,故有 $y_b/z_b = R_{b//}/R_{b\perp}$.

我们针对 $B_{IMF} = 10$ nT 和不同 θ_{IMF} 下的模拟结果,计算了 3 个典型 x 平面内弓激波截线的特征尺度参数比值 y_b/z_b 和 $R_{b//}/R_{b\perp}$,结果列于表 1.表中的统计平均值,是在 IMF 取向的分布各向同性的假定下求得的.从比值 $R_{b//}/R_{b\perp}$ 的数据可见,在所有 θ_{IMF} 值下,终端面尾侧 ($x = -100$) 的弓激波截线均有 $R_{b//}/R_{b\perp} < 1$,即沿 IMF 方向的宽度小于垂直方向.对于准北向和晨昏向 IMF ($\theta_{IMF} = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$) 情况,终端面和向阳侧的弓激波截线也有 $R_{b//}/R_{b\perp} < 1$,即沿 IMF 方向的宽度同样小于垂直方向.对于准

南向 IMF ($\theta_{IMF} = 180^\circ, 135^\circ$) 情况,终端面和向阳侧的弓激波截线有 $R_{b//}/R_{b\perp} > 1$,即沿 IMF 方向的宽度大于垂直方向.这些结果与前面按图 2 得到的定性结论一致.

如果从比值 y_b/z_b 出发,则很难做出简单结论和物理解释.以终端面尾侧 ($x = -100$) 的弓激波截线为例,对正南北向 IMF 情况有 $y_b/z_b > 1$,即弓激波截线的东西宽度大于南北宽度;对其他情况有 $y_b/z_b < 1$,即弓激波截线的东西宽度小于南北宽度.该结论的物理解释离不开 IMF 的取向,它和东西或南北方向并无物理联系.因此,在表征弓激波截线的非旋转对称性质方面,以 IMF 为基准方向获取尺度参数更加合理.通过对飞船穿越弓激波的观测,Romanov 等^[13]发现弓激波的南北宽度略大于东西宽度.Peredo 等^[14]对 17 个飞船观测到的 1392 次穿越事件的统计分析,进一步证实了上述结论,指出终端面上弓激波的南北宽度约比东西宽度高出 $2\% \sim 7\%$.由表 1,在终端面 ($x = 0$) 上,准北向 IMF ($\theta_{IMF} = 0^\circ, 45^\circ$) 时的 y_b/z_b 值大于 1,而其他情况下 y_b/z_b 值小于 1.在 IMF 取向各向同性分布的假定下,求得 y_b/z_b 的平均值为 0.954,与终端面上弓激波截线的南北宽度大于东西宽度的观测结论一致.若按 $R_{b//}/R_{b\perp}$ 值分析,则在终端面上,准南向 IMF ($\theta_{IMF} = 180^\circ, 135^\circ$) 时的 $R_{b//}/R_{b\perp}$ 值大于 1,其他情况小于 1,统计平均值为 0.961,即弓激波截线沿 IMF 垂直方向的统计平均宽度略高于平行方向的.这一结论与 Peredo 等^[14]的观测分析结论也是一致的.当考虑终端面尾侧 ($x = -100$) 的弓激波时, y_b/z_b 的统计平均值为 0.977,高于终端面上的统计平均值 0.954,给人一种错觉:似乎尾侧弓激波截线趋于旋转对称.此时 $R_{b//}/R_{b\perp}$ 的统计平均值为 0.858,低于终端面上的统计平均值 0.961,结论是尾侧弓激波的截线偏离旋转对称更远.从图 2 的结果可以看出,情况的确如此,这再次表明启用尺度参数 $R_{b//}$ 和 $R_{b\perp}$ 的合理性.

5 结 论

本文从太阳风-磁层-电离层(SMI)系统的全球 MHD 模拟出发,分析弓激波相对日地连线的旋转非对称性.模拟限于太阳风速度沿日地连线、地球磁偶极矩和行星际磁场(IMF)与日地连线垂直的简单情况.这时获得的准定态 SMI 系统和弓激波均相对日地连线保持中心对称,在正南北 IMF 条件下还相

对赤道面和昼夜子午面对称.

然而,即便对于 IMF 强度为零的情况,弓激波相对日地连线也不具备旋转对称性质.在地球磁偶极场的影响下,终端面($x=0$)及其向阳侧的弓激波截线的东西宽度大于南北宽度(约 9%~12%);终端面尾侧的弓激波截线东西宽度小于南北宽度(约 8%),其形状并非椭圆,而更像一个南北宽、东西窄、四角被圆滑过的菱形.磁层顶存在类似的形状变化,亦即在不存在 IMF 的情况下,地磁场与太阳风的各向异性相互作用导致磁层顶和弓激波的近似同步的各向异性形变.

在存在 IMF 的情况下,弓激波的位形同时受到磁层顶的形状和快磁声波速度各向异性的影响.磁层顶向外扩张并沿 IMF 方向拉伸,且其扩张和拉伸程度随 IMF 时钟角 θ_{IMF} 的增加(IMF 由北转南)而增强.在磁鞘中,垂直磁场方向的快磁声波的传播速度高于平行磁场方向的传播速度.因此,磁层顶拉伸方向与快磁声波速度最大方向垂直,它们对弓激波位置的效应恰好相反;弓激波的最终形状取决于何种效应占据主导地位.正是磁层顶形状和快磁声波速度各向异性的共同影响,导致弓激波几何形状的复杂变化.对于终端面尾侧的弓激波,快磁声波速度的各向异性效应起主导作用,弓激波截线沿 IMF 垂直方向的宽度大于平行方向.对于终端面及其向阳侧的弓激波截线,其形状与 θ_{IMF} 有关:在准北向或晨昏向 IMF 情况下,快磁声波速度的各向异性效应仍起主导作用,向阳侧弓激波沿 IMF 垂直方向的宽度仍高于平行方向;在准南向 IMF 情况下,磁层顶的扩张和沿 IMF 方向的拉伸程度增强,磁层顶形状的影响起主导作用,使得弓激波截线沿 IMF 垂直方向的宽度小于平行方向的.

鉴于弓激波形状同 IMF 取向之间存在的密切关系,我们提议以 IMF 为基准方向,来确定与日地连线垂直的平面上弓激波截线的尺度参数,即弓激波截线与 IMF 平行方向和垂直方向的交点的地心距离 $R_{b//}$ 和 $R_{b\perp}$.这些尺度参数和通常引入的弓激波截线与晨昏(y 轴)和南北(z 轴)方向的交点参数 y_b 和 z_b 相比,更为合理地表征了弓激波的旋转非对称性质.模拟结果表明,在终端面上, y_b/z_b 和 $R_{b//}/R_{b\perp}$ 在 IMF 各向同性取向下的统计平均值均低于 1,与观测得到的结论一致^[14].

基于本文模拟结果,在弓激波的模拟研究和观测分析中应注意以下几个问题:(1)在目前的弓激波经验模型中默认的旋转对称假定^[9,10]不成立,需要

考虑实际存在的旋转非对称性来优化这类经验模型;(2)在分析终端面或其他 x 平面中的弓激波截线时,一般采用二次曲线或椭圆曲线对观测数据进行拟合^[11,12,14].可实际上,弓激波截线接近四角被圆滑过的菱形或平行四边形(参见图 2),用二次曲线拟合并不理想,需要探索更好的拟合方法,或设法对整个弓激波进行 3 维拟合;(3)通常定义的终端面上的弓激波截线的南北宽度和东西宽度已经不能确切表述弓激波的几何位形,改用沿 IMF 及其垂直方向的地心距离更为合理;(4)在一些 MHD 模拟中,将磁层代之以具旋转对称的椭球障碍物^[11,12],这完全排除了磁层顶形状对弓激波位形的影响;按本文的模拟结果,磁层形状至少对于向阳侧的弓激波位形具有重要影响.

参考文献(References)

- [1] 涂传诒. 日地空间物理学(行星际与磁层). 北京: 科学出版社, 1988
Tu C Y. Solar-Terrestrial Space Physics (Interplanetary Medium and Magnetosphere). Beijing: Science Press, 1988
- [2] Fedder J A, Slinker S P, Lyon J G, et al. A first comparison of POLAR magnetic field measurements and magnetohydrodynamic simulation results for field-aligned currents. *Geophys. Res. Lett.*, 1997, **24**:2491~2494
- [3] Siscoe G L, Siebert K G. Bimodel nature of solar wind-magnetosphere-ionosphere-thermosphere coupling. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 2006, **68**:911~920
- [4] Siebert K G, Siscoe G L. Dynamo circuits for magnetopause reconnection. *J. Geophys. Res.*, 2002, **107**(A7):1095, doi: 10.1029/2001JA000237
- [5] Guo X C, Wang C, Hu Y Q, Kan J R. Bow shock contributions to region 1 field-aligned currents: A new result from global MHD simulations. *Geophys. Res. Lett.*, 2008, **35**: L03108, doi: 10.1029/2007GL032713
- [6] Peng Z, Hu Y Q. Contribution from the Earth's bow shock to region 1 current under low Alfvén Mach numbers. *Chin. Phys. Lett.*, 2009, **26**(4):049401
- [7] Tang B B, Guo X C, Wang C, Hu Y Q, Kan J R. Bow shock and magnetopause contributions to the cross-tail current from global MHD simulations. *J. Geophys. Res.*, 2009, **114**: A08203, doi:10.1029/2009JA014325
- [8] 胡友秋, 孙旭东. 地球弓激波及其与行星际激波的相互作用. 地球物理学报, 2006, **49**(2):305~314
Hu Y Q, Sun X D. Earth's bow shock and its interaction with interplanetary shocks. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2006, **49**(2):305~314
- [9] Chao J K, et al. Models for the size and shape of the Earth's magnetopause and bow shock. In: Lyu L H ed. Space Weather Study Using Multipoint Techniques, Pergamon,

- New York, 2002
- [10] Dmitriev A V, Chao J K, Wu D J. Comparative study of bow shock models using wind and geotail observations. *J. Geophys. Res.*, 2003, **108** (A12): 1464, doi: 10. 1029/2003JA010027
- [11] Chapman J F, Carins I H. Three-dimensional modeling of Earth's bow shock: Shock shape as a function of Alfvén Mach number. *J. Geophys. Res.*, 2003, **108**(A5):1174, doi:10. 1029/2002JA009569
- [12] Chapman J F, Carins I H, Lyon J G, Boshuizen C R. MHD simulation of Earth's bow shock: Interplanetary magnetic field orientation effects on shape and position. *J. Geophys. Res.*, 2004, **109**: A04215, doi:10.1029/2003JA010235
- [13] Romanov S A, Smirnov V N, Vaisberg O L. Interaction of the solar wind with Venus. *Cosmic Res.*, 1978, **16**:603
- [14] Peredo M, Slavin J A, Mazur E, et al. Three-dimensional position and shape of the bow shock and their variation with Alfvénic, sonic, and magnetosonic Mach numbers and interplanetary magnetic field orientation. *J. Geophys. Res.*, 1995, **100**(A5):7907~7916
- [15] 胡友秋, 孙天然. 电离层电导对地球磁层顶和舷激波尺度的影响. *地球物理学报*, 2008, **51**(2):293~299
Hu Y Q, Sun T R. Influence of the ionospheric conductance on the size of the Earth's magnetopause and bow shock. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2008, **51**(2):293~299
- [16] Hu Y Q, Guo X C, Li G Q, et al. Oscillation of quasi-steady Earth's magnetosphere. *Chin. Phys. Lett.*, 2005, **10**:2723~2726
- [17] Hu Y Q, Guo X C, Wang C. On the ionospheric and reconnection potentials of the Earth: Results from global MHD simulations. *J. Geophys. Res.*, 2007, **112**:A07215, doi:10.1029/2006JA012145
- [18] Palmroth M, Pulkkinen T I, Janhunen P, et al. Stormtime energy transfer in global MHD simulation. *J. Geophys. Res.*, 2003, **108**(A1):1048, doi:10.1029/2002JA009446
- [19] Hu Y Q, Peng Z, Wang C, et al. Magnetic merging line and reconnection voltage versus IMF clock angle: Results from global MHD simulations. *J. Geophys. Res.*, 2009, **114**, doi: 10.1029/2009JA014118

(本文编辑 胡素芳)