第16卷 第4期
1996 年 10月

空 间 科 学 学 报
CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE

Vol.16, No.4
Oct., 1996

行星际磁场北向时磁层顶区磁场重联的全球模式*

张 洪 刘振兴

(中国科学院空间科学与应用研究中心，北京 100080)

摘 要

在对背阳面磁层顶区局域磁场重联模拟的基础上提出了一个行星际磁场北向时磁层顶磁场重联的全球模式. 行星际磁场北向时磁层顶磁场重联导致近地尾瓣的能量被输送到远磁尾，太阳风能量不在磁尾储存，向阳面磁层顶变厚，磁层受到一系列扰动.

关键词 行星际磁场，磁层顶，磁场重联，磁流体力学数值模拟

一、引 言

1963 年，Dungey 首先指出 IMF 北向时背阳面磁层顶可能存在磁场重联[1]. 近年来磁鞘等离子体通过背阳面磁层顶进入尾瓣的现象引起了人们的关注. ISEE－3 的探测结果表明，磁鞘的等离子体经常在很长的磁尾范围局部地穿过磁层顶，从而说明磁尾是“张开”的[2]. 这种磁鞘等离子体穿入磁尾磁层顶的机制可能是磁场重联. 事实上高纬边界层区的磁场重联一直受到关注[3－7]，但由于该区域卫星探测资料较少，还没有直接的重联观测证据.

我们通过对行星际磁场与磁层相互作用的分析，指出了行星际磁场北向时磁层顶区可能发生磁场重联的大致位置. 数值模拟表明在该区域有磁场重联发生. 在此基础上我们提出了一个行星际磁场北向时磁层顶区磁场重联的全球模式，并用该模式分析了一些磁层现象.

二、行星际磁场北向时背阳面磁层顶区的磁场重联

携带行星际磁场的太阳风在其流动过程中遇到地球磁层阻碍时，会与地球磁层发生相互作用. 当行星际磁场南向时，向阳面磁层顶会受到强烈扰动，例如会有通量传输事件发生. 太阳风遇向阳面磁层顶会形成多方向的绕流，其中覆盖驻点的通量管相对磁层磁场流动较慢，这使得其可能有足够长的时间与磁层磁场作用，从而引起与重联有关的不稳定性. 这样，磁层顶附近很可能在覆盖驻点的通量管作用下发生磁场重联. 当

*国家重大基金项目 (49391400) 资助课题.

本文于 1995 年 6 月 29 日收到.

IMF北向时，向阳面磁层顶区附近行星际磁场与磁层磁场平行，其不稳定性受到抑制，但由于太阳风的绕流，背阳面磁层顶可能存在重联区．图1示出了IMF北向时磁层顶可能的重联区所在．

磁鞘中存在着多种复杂的扰动，各种微观不稳定性、波－粒相互作用都会导致反常粘性出现，使背阳面磁层顶区发生撕裂模不稳定性成为可能．更为重要的是，背阳面磁层顶区存在强烈的流场剪切，从而存在Kelvin－Helmholtz不稳定性．Kelvin－Helmholtz不稳定性会对撕裂模不稳定性产生影响，控制磁场重联的发展过程[8]．Kelvin－Helmholtz不稳定性引起流体涡旋，涡旋在磁场中旋转引起发电机效应，导致新的电流分布，使撕裂模不稳定性增长加快，从而引起背阳面磁层顶区发生局域磁场重联．

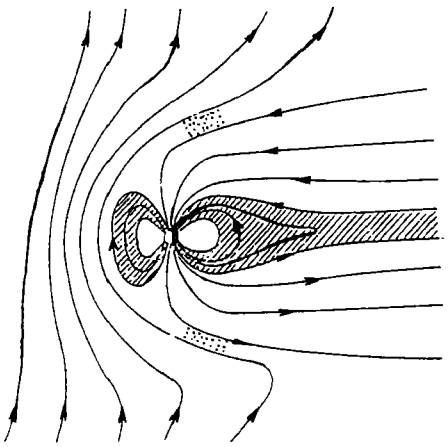


图1　IMF北向时磁层顶可能存在的重联区

Fig.1　The area in magnetopause that may have magnetic reconnection while IMF is northward

三、数值模拟

冻结在太阳风中原来北向的行星际磁场随着绕流在背阳面磁层顶区附近的流场剪切区形成磁场剪切区，磁场重联便可能在这个局部区域内发生．

1. 模拟区域

考虑子午面内的二维情况，选取北半球高纬靠近极隙区的近地高纬边界层为模拟区，由于北半球极隙区越过了背阳面而处于向阳面位置，模拟区有可能涉及到向阳面，但主要处在背阳面，本文简单地认为模拟区是在背阳面．为便于问题讨论，取x轴背离太阳方向，z轴北向．亦即x轴与磁层顶的磁场平行，z轴在磁层顶的法线方向．

2. 计算方程

磁流体力学方程可写为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho \boldsymbol{V})=0; \tag{1}$$

$$\rho\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{V}}{\mathrm{d}t}=-R\nabla(\rho T)+\frac{1}{\mu_0}(\nabla\times\boldsymbol{B})\times\boldsymbol{B}+\nu\nabla^2\boldsymbol{V}+\frac{\nu}{3}\nabla(\nabla\cdot\boldsymbol{V}); \tag{2}$$

$$\rho\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t}=\frac{\gamma-1}{R}\left[-\rho RT\nabla\cdot\boldsymbol{V}+\frac{\eta}{\mu_0}(\nabla\times\boldsymbol{B})^2-\frac{2}{3}\nu(\nabla\cdot\boldsymbol{V})^2+2\nu(\vec{\boldsymbol{S}}\cdot\nabla)\cdot\boldsymbol{V}\right]; \tag{3}$$

此处$\vec{\boldsymbol{S}}$是一个张量，

$$\overset{=}{S}=\begin{bmatrix} \dfrac{\partial V_x}{\partial x} & \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial V_y}{\partial x}+\dfrac{\partial V_x}{\partial y}\right) & \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial V_x}{\partial z}+\dfrac{\partial V_z}{\partial x}\right) \\ \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial V_y}{\partial x}+\dfrac{\partial V_x}{\partial y}\right) & \dfrac{\partial V_y}{\partial y} & \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial V_z}{\partial y}+\dfrac{\partial V_y}{\partial z}\right) \\ \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial V_x}{\partial z}+\dfrac{\partial V_z}{\partial x}\right) & \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial V_z}{\partial y}+\dfrac{\partial V_y}{\partial z}\right) & \dfrac{\partial V_z}{\partial z} \end{bmatrix}.$$

式中，ρ 和 T 分别为密度和温度；V 和 B 分别表示速度和磁场；R, γ, ν, η 分别表示气体常数，多元指数，动力粘性系数和磁粘性系数；μ_0 为真空磁导率．此处已忽略了热传导．

磁感应方程:

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}=\nabla\times(\boldsymbol{V}\times\boldsymbol{B})+\eta_m\nabla^2\boldsymbol{B}. \tag{4}$$

为计算方便，上述方程被无量纲化．取长度 l_0，温度 T_0，密度 ρ_0，磁场 B_0 为基本归一化因子，易导出归一化因子：速度 $V_0=\sqrt{RT_0}$，时间 $t_0=l_0/V_0$，粘性系数 $\nu_0=1/(l_0V_0\rho_0)$，磁粘性系数 $\eta_0=1/(l_0V_0)$．对于二维情况，$B_y=V_y=0$，$\partial/\partial y=0$.

3. 初始条件

初始时考虑速度只有 x 分量，

$$V(z,0)=\left[\left(\frac{V_{01}+V_{02}}{2}\right)+\left(\frac{V_{01}-V_{02}}{2}\right)\mathrm{th}\left(\frac{z}{d}\right)\right]\hat{x}. \tag{5}$$

式中 V_{01} 和 V_{02} 分别表示磁鞘区和磁层区的流度，均为常数，d 为速度剪切层的半厚度，$\hat{x}$ 和 $\hat{z}$ 分别表示 x 和 z 方向的单位矢量.

如果初始时模拟区 B_z 不存在或可被忽略，则磁场的初始值可表示为

$$B(z,0)=\left[\left(\frac{B_{01}+B_{02}}{2}\right)+\left(\frac{B_{01}-B_{02}}{2}\right)\mathrm{th}\left(\frac{z}{d}\right)\right]\hat{x}. \tag{6}$$

式中 B_{01} 和 B_{02} 分别表示磁鞘区和磁层区的磁场和速度，均为常数，d 为磁场剪切层的半厚度，计算中视其与 (5) 式中速度剪切层的半厚度相同.

设初始时磁层顶边界层处于压力平衡状态，即动压与磁压之和处处相等，有:

$$P+\frac{B^2}{2\mu_0}=P_0+\frac{B_0^2}{2\mu_0}=\mathrm{const}.$$

注意到 $P=\rho RT$，无量纲情形下有

$$\rho=1+\frac{1}{2}\frac{V_A^2}{V_0}(1-B^2). \tag{8}$$

式中 $V_A^2=B_0^2/\mu_0$．另外，初始时给中间区域相当于当地流速 2% 的流场扰动．上下边界为固定边界条件，左右边界为周期边界条件.

4. 模拟结果

无量纲归一化因子取值：$l_0=1.5\times10^6$ m，$B_0=25\times10^{-9}$T，$T_0=3.27\times10^6$ K，$\rho_0=3.34\times10^{-32}$ kg / m^3.

各量取值为：$L_x=15.5$，$L_z=3.1$，$d=0.08\,L_x/2=0.62$，$v=0.0004$，$\eta=0.008$.

初始值取为：$V_{01}=0.85$，$V_{02}=0$，$B_{01}=0.3$，$B_{02}=-1.2$. 此时的取值相当于 $V_{01}=197.6$

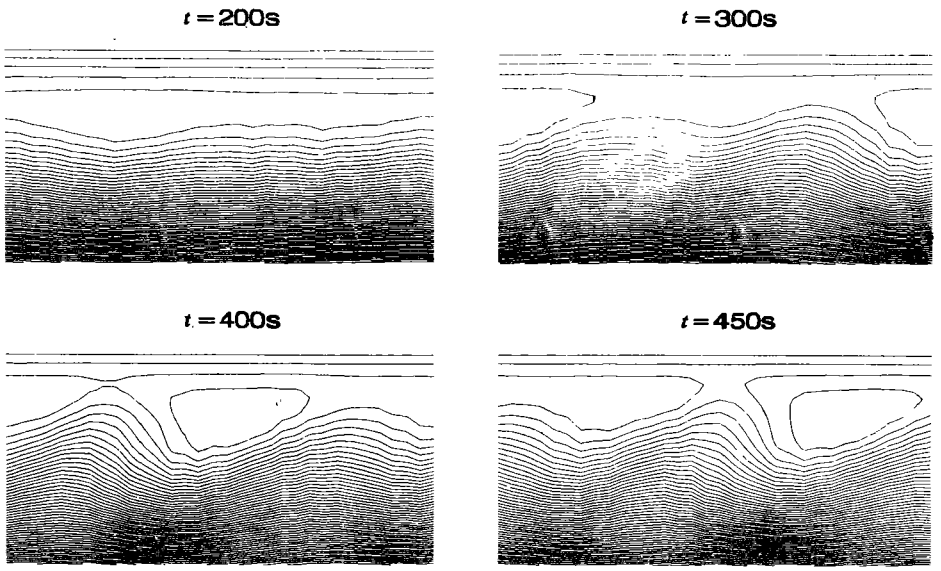


图 2　磁场随时间的演化

Fig.2　Evolution of magnetic field

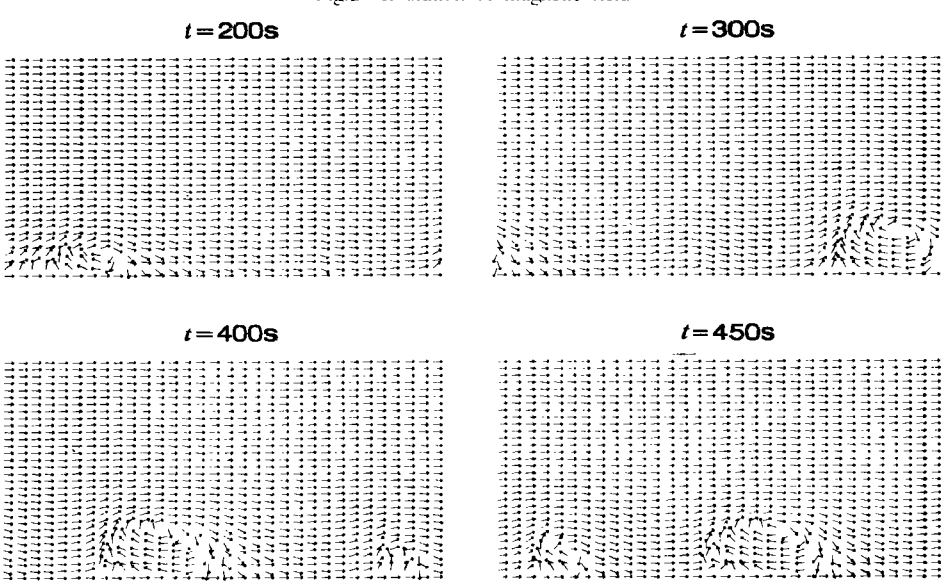


图 3　流场随时间的演化

Fig.3　Evolution of fluid field

km / s，$B_{01}=6\gamma$，$B_{02}=24\gamma$. 取 $V_{02}=0$ 是考虑了磁层顶内亦有等离子体尾向流动的实际情况，把零速度区设在模拟区下边界之外. 初始值取背阳面磁层顶附近的典型值[9].

磁力线的演化示于图 2，流场演化示于图 3. 图 3 中箭头仅代表流速方向，不表示流速大小. 当 $t=200$s 时，在等离子体幔区首先形成流体涡旋. 随着时间的演化，此涡旋不断向下游运动，当涡旋流出模拟区后，在模拟区左方又形成新的涡旋并不断向下游运动. 与流体涡旋相对应，当 $t=200$ s 时，在涡旋上方的磁力线被扭曲，随着时间的增长，在流体涡旋的上方产生磁场重联，形成磁岛和 X 中性点. 涡旋和磁岛大致是同相位的. 磁岛被太阳风携带不断向下游运动. 在这种情况下，磁通量向下游传输，使近地尾瓣的磁通量减少. 可以推测磁层顶附近形成了磁流体涡列，随太阳风一起尾向流动. 需要指明的是，从数值模拟角度来讲，模拟呈现周期性是由于采用了周期性边界条件所致，但从模拟模型来考虑，x 方向取周期性边界条件在一定程度上是符合所模拟区域的实际情况的. 模拟区左边界会受到上游来流的影响，如果认为上游来流与模拟区右边界的出流差异不大，便可在 x 方向取周期性边界条件.

温度分布如图 4. 由图看出温度分布出现明显波状结构. 与磁场分布对比可看出，在 X 中性线区温度最高，说明重联使得一部分磁能转化为热能. 在磁岛区的温度相对较低，但高于其初始温度，说明在整个模拟区内等离子体温度都在上升.

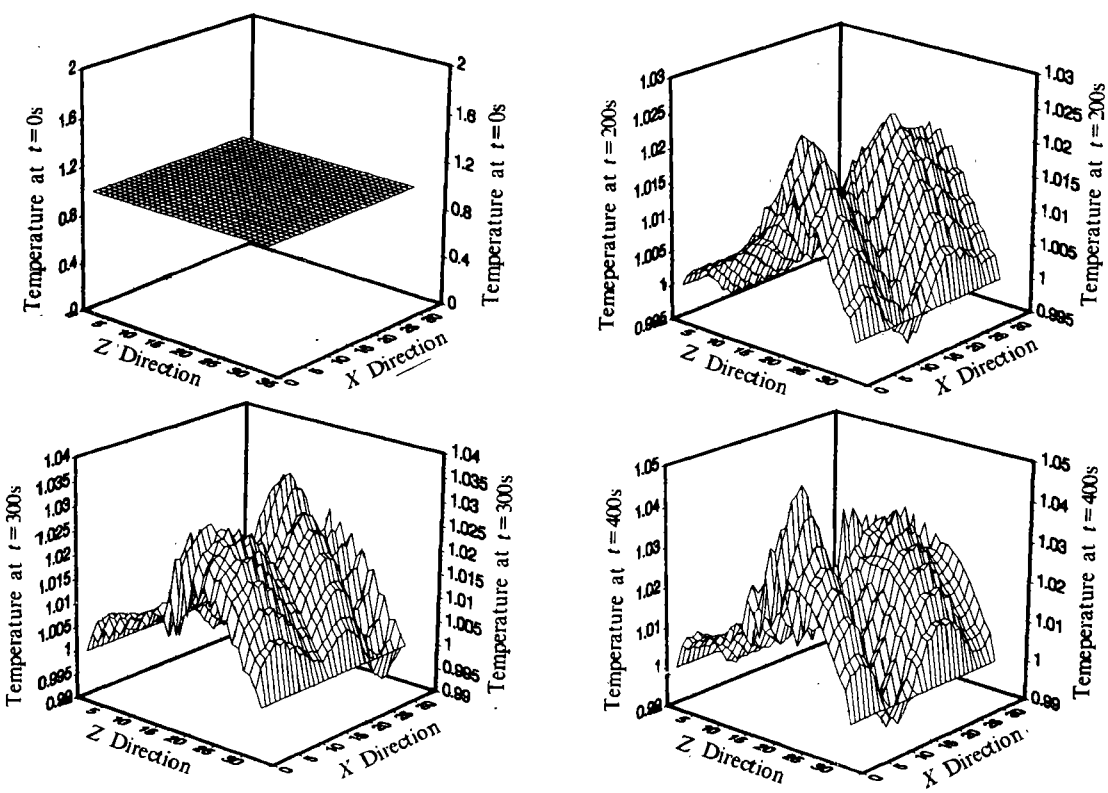


图 4 温度分布随时间的演化

Fig.4 Evolution of temperature distribution

模拟结果表明，背阳面磁层顶边界层区在局域行星际磁场与磁层磁场反向时有磁场重联发生，相应的场和等离子体表现出典型的磁场重联引起的场和等离子体特性．我们曾选取不同的流体粘性和磁粘性值作模拟尝试，在 $\eta=0.0008-0.1$，相应的 $\nu=0.00004-0.005$ 的范围内，得到相似的模拟结果．如果模拟不引入剪切流场，设为0或一个适当的常数（大致与太阳风速度相当），即便其余条件完全相同，也得不到重联结果．这说明在背阳面磁层顶附近的条件下，撕裂模不稳定性（或电阻不稳定性）只有在Kelvin－Helmholtz不稳定性影响下才会导致磁场重联发生．

四、行星际磁场北向时磁层顶区磁场重联的全球模式

太阳风绕流会在背阳面磁层顶附近形成流场剪切区，冻结在太阳风中原来北向的行星际磁场随着绕流在流场剪切区形成磁场剪切区．磁场重联便在这个局部区域内发生．该区域的磁场重联发生后，引起整个磁层顶区附近的磁力线拓扑位形发生变化．

在图5中我们提出一种行星际磁场北向时磁层顶全球磁场重联模式．太阳风绕流使磁场重联在南北半球都有可能发生，但IMF B_x 与磁层顶磁场反向的半球发生磁场重联的可能性较大（或撕裂模不稳定性发展更快）．

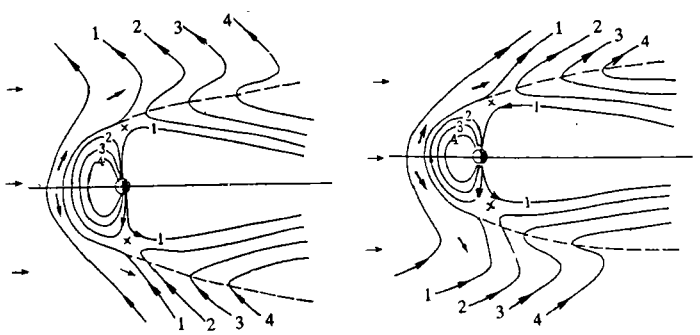


图5　行星际磁场北向时磁层顶磁场重联的全球模式

Fig.5　A globe model of magnetic reconnection at magnetopause for northward IMF

IMF北向时背阳面磁层顶区的磁场重联将不会是稳态的．当IMF持续北向，这种瞬时重联可能会在背阳面磁层顶边界层区周期性地发生，引起流体涡旋和磁岛随太阳风一起尾向流动．有可能在此区域存在通量传输事件并在背阳面磁层顶区观测到双极磁场信号．与向阳面磁层顶区不同，这种 B_N 信号将永远是负－正型．可以预计 B_z 北向时近地尾瓣的磁通量被输送到远磁尾，太阳风能量不能在近地尾瓣储存．

行星际磁场北向时南北半球磁层顶同时发生重联，使得靠近太阳一侧的重联线与南北两极相连，形成一条封闭的磁力线，从而演化成向阳面磁层顶的磁力线．这样，向阳面磁层顶就由于背阳面磁层顶发生的磁场重联而变厚，磁鞘等离子体进入向阳面磁层．

当IMF $B_z=0$ 或 B_z 可以忽略时，磁层顶区的磁场重联由IMF B_x 决定，此时的磁场重联出现南北半球不对称，当IMF B_x 尾向则北半球可能有重联，而IMF B_x 太阳向

则南半球可能有重联. 图 6 示出了这种情况下重联的全球图象.

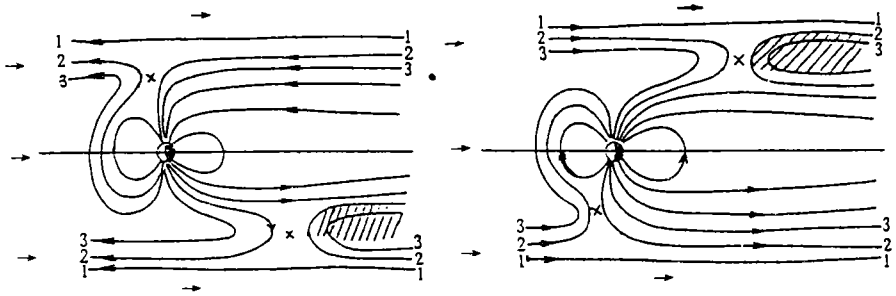


图 6 IMF $B_z=0$ 磁层顶磁场重联的全球模式

Fig.6 A globe model of magnetic reconnection at magnetopause for IMF $B_z=0$

五、应用与讨论

磁层探测表明行星际磁场北向时磁层的电场、场向电流、粒子沉降和极光现象与行星际磁场南向时的情形有显著不同[10]. 我们认为这可能是由行星际磁场北向时背阳面磁层顶发生的磁场重联引起. 这里我们给出对一些极区观测现象的解释.

电场和对流. 行星际磁场北向时背阳面磁层顶区的磁场重联会产生昏－晨电场，在这个电场作用下背阳面磁层顶区的等离子体对流将背离太阳方向，而极盖区靠近太阳一侧的对流将向着太阳方向. Burke 等[11] 曾报道了这样的行星际磁场北向时极盖区卫星电场测量结果.

极盖区的场向电流. 观测表明行星际磁场北向时极盖区存在附加的场向电流，这种所谓的 NBZ 电流系统集中在极盖区靠近太阳一侧[10]. 我们的重联模型可用来解释这种 NBZ 电流. 当 IMF 北向南北半球背阳面磁层顶同时发生重联时，靠近太阳一侧的重联线演变为磁层磁力线而往太阳方向移动，这将导致极盖区向日侧磁场的 z 分量增加，而 B_z 分量梯度的增加导致了 NBZ 电流系统的产生.

磁场重联被认为是太阳风能量向磁层传输和磁层能量释放的重要机制，从目前资料看，向阳面磁层顶和等离子体片中磁场重联的存在已不成问题，有争议的是磁场重联在太阳风能量进入磁层并最终释放的过程中担任什么样的角色. 我们认为，行星际磁场北向时磁层的有关扰动是由背阳面磁层顶区的磁场重联引起.

多点卫星探测数据的分析会使人们对磁层磁场重联作进一步了解. 我们也期望能通过对多点卫星探测数据分析，找到行星际磁场北向时背阳面磁层顶区磁场重联的观测证据.

参 考 文 献

[1] Dungey, J. W., Geophysics: The Earth's Environment, (Ed. by C. DeWitt, J. Hiebolt, and A. Lebeau) P.526, New York, Gordon and Breach, 1963.

[2] Gosling, J. T. et. al. *Geophys. Res. Lett.*, Vol.**11**, p.1078, 1984.

[3] Maezawa, K., *J. Geophys. Res.*, Vol.**81**, p.2289, 1976.

[4] Haerendel, G. et al., *J. Geophys. Res.*, Vol.**83**, p.3195, 1978.

[5] McDiarmid, I. B., J. R. Burrows and M. D. Wilson, *J. Geophys. Res.*, Vol.**83**, p.5753, 1978.

[6] Kan, J. R., et. al., *J. Geophys. Res.*, Vol.**90**, p.4171, 1985.

[7] Song, P. and C. T. Russell, *J. Geophys. Res.*, Vol.**97**, p.1411, 1992.

[8] 刘振兴和濮祖荫，地球物理学报，第**33**卷，第1页，1990.

[9] 吕达贤，空间物理学进展(叶永烜和吕保维主编)，四川科技出版社，第487页，1988.

[10] Schunk, R. W., Proc. of a SCOSTEP Symposium, XXVII COSPAR Planetary Meeting, p.52, 1988.

[11] Burke, W. J. et. al., *Geophys. Res. Lett.*, Vol. **6**, p.21, 1979.

A GLOBAL MODEL OF MAGNETIC RECONNECTION AT MAGNETOPAUSE FOR NORTHWARD IMF

Zhang Hong　　Liu Zhen-xing

(*Center for Space Science and Applied Research, Academia Sinica, Beijing* 100080)

Abstract

A 2D compressible model is used to simulate the local magnetic reconnection at the nightside magnetopause for northward IMF. Based on the simulation result, a globe magnetic reconnection model for northward IMF is proposed. As results of magnetic reconnection at magnetopause for northward IMF, the magnetic energy in tail lobe is transported to far magnetotail, dayside magnetopause become thicker, and the magnetosphere is disturbed.

Key words IMF, Magnetopause, Magnetic reconnection, MHD simulation