第20卷 第3期 空间科学学报 Vol.20, No.3
2000 年 7月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE July, 2000

磁尾等离子体片对流对亚暴的影响*

沈 超 刘振兴 曹晋滨 张效信 汪学毅
(中国科学院空间科学与应用研究中心 北京 100080)

摘 要

采用 $2\frac{1}{2}$ 维全粒子电磁模拟方法研究了等离子体片中稳态对流及局地爆发高速流对磁层亚暴触发过程的影响. 研究发现, 地向瞬时局地高速流可触发磁场重联, 导致储存于磁尾磁场能量的快速释放. 但是, 等离子体片稳态对流可抑制磁尾磁场重联过程. 此项研究结果表明, 局地爆发高速流能够触发磁层亚暴; 而行星际磁场 (IMF) 持续南向时的稳态磁层对流期间, 不易发生亚暴.

关键词 磁层亚暴—磁场重联—局地爆发高速流—稳态磁层对流

1 引 言

磁层对流是一种重要的磁层动力学过程, 通过此过程可将磁层中的物质和能量输运至近地磁尾、内磁层以及辐射带 [1,2]. 磁层对流在大尺度、小尺度上都有体现, 其驱动力分别来自于磁层大尺度晨昏电场以及局地的瞬时感应电场. 当行星际磁场 (IMF) 持续南向时, 时常出现 "磁层稳态对流事件"(Steady Magnetaspheric Convection, SMC)[3,4], 磁尾结构保持稳定, 极盖区保持稳定对流状态 (具有双涡结构), 不出现亚暴爆发过程; 中磁尾等离子体片如亚暴恢复相, 近磁尾等离子体片如亚暴增长相. 另一类重要的磁尾等离子体片对流过程为瞬时局地的爆发性高速流事件 (Bursty Bulk Flows, BBFs)[5,6], 发生于亚暴增长相及膨胀相阶段, 其特征是: 离子流速度 $v_i > 400\,\mathrm{km/s}$, 时间尺度为几分钟, 空间尺度 $\leqslant 10\,\mathrm{Re}^2$. 一般地, 当磁尾等离子体片较薄时, 可在局部区域激发越尾电流不稳定性, 越尾电流局部中断 [7], 产生磁能瞬时耗散事件 (Impulsive Dissipation Events)[8], 感生局地瞬时晨昏向电场, 从而导致爆发性高速流 (BBFs) , 同时伴随有磁场的局域偶极化. 研究显示, BBFs 对磁尾物质向近地的输运发挥着重要的作用 [5]. 磁层稳态对流事件 (SMC) 和爆发性高速流事件 (BBFs) 都是正在探索的课题. 刘振兴等 [9] 研究了等离子体对流对等离子体片结构的效应. 王水等 [10,11] 运用磁流体模拟方法考察了远磁尾区域流动撕裂模过程. 洪明华等 [12] 和 Pu 等 [13] 运用磁流体力学分析方法考察了等离子体片对流对近地磁尾位形不稳定性的影响.

依据磁尾等离子体片的具体情况, 本文采用 $2\frac{1}{2}$ 维全粒子电磁模拟方法研究了等离子体片中稳态对流及局地爆发高速流对近磁尾和中磁尾磁场重联过程的影响, 得到了一些新的结果. 利用这些结果考察了等离子体片高速流对磁层亚暴触发的影响.

* 中国科学院空间科学与应用研究中心所长基金资助项目
† 中国科学院日球数值开放实验室, 中国 CLUSTER 数据研究中心
1999-08-12 收到原稿, 2000-04-03 收到修定稿

2　方　　法

为了研究磁尾等离子体片中稳态对流及局地爆发高速流对磁尾磁场重联的效应，我们采用了 $2\frac{1}{2}$ 维电磁全粒子模拟方法. 因为在亚暴增长相后期及亚暴触发时，等离子体片中电流片的厚度很薄，为离子回旋半径数量级，一般的磁流体力学方程的适用性受到一定限制，而粒子模拟方法能够较好地研究薄等离子体片中的此种动力学演化过程. 粒子模拟方法的一个突出优点是，不必加入人为设想的电阻率，对电流的摩擦阻力由等离子体内部动力学过程自然地提供；而且，粒子模拟也可以反映 Hall 效应 [14,15].

在模拟过程中，采用直角坐标系，x 方向为日地连线方向；设地磁偶极子轴无倾斜角，与 x 方向垂直，则 z 轴沿此方向；y 轴与 x 、z 轴构成直角坐标系. 假设各场量仅在 x 、z 方向有空间变化，而在 y 方向空间均匀，即 $\partial/\partial y = 0$. 取质子与电子的质量比 $m_\mathrm{i}/m_\mathrm{e} = 16$. Zhu 和 Winglee[16] 的模拟结果证实，只要 $m_\mathrm{i}/m_\mathrm{e} \gg 1$, 质量比的选取值不影响磁尾重联过程.

包含近磁尾等离子体片的长方形模拟区域的 x 方向 (日地连线方向) 长度为 $L_x = 20\,\mathrm{Re}$, z 方向 (北南方向) 长度为 $L_z = 10\,\mathrm{Re}$(真实近磁尾北南方向尺度约为 32—40 Re). 采用网格数最大为 256×128, 每网格含离子 / 电子数最大值为 50, 整个区域含 $(64—100)\times10^3$ 个质子 / 电子对. 网格选取满足

$$w \geqslant r_\mathrm{ci} \gg r_\mathrm{ce} \geqslant \Delta x = \Delta z,$$

以适应动力学模拟的要求，其中 w 为等离子体片中电流片的半厚度，$r_\mathrm{ci}(r_\mathrm{ce})$ 为离子 (电子) 的回旋半径，Δx 、Δz 为 x 、z 方向的网格宽度. 时间步长 Δt 满足 Courant 条件

$$\Delta t = 0.5\frac{\Delta x}{c} = 0.5\frac{\Delta z}{c},$$

其中 c 为光速.

设电子和质子具有相同的温度，即：$T_\mathrm{e} = T_\mathrm{i}$; 而且它们的温度在空间上皆为均匀的.

3　稳态对流对磁尾磁场重联的影响

首先模拟了稳态对流对近磁尾磁场重联的影响. 考虑磁层稳态对流事件过程中，近磁尾等离子体片较薄，如亚暴增长相，忽略等离子体片中磁场北南向分量. 取背景磁场位形具有双曲正切类型，即：

$$\boldsymbol{B}(x,z) = B_0\tanh(z/w)\hat{\boldsymbol{x}}, \tag{1}$$

其中，B_0 为尾瓣中的磁场强度，$B_0 = 25\,\mathrm{nT}$, 等离子体片中越尾电流片的半厚度 $w = 0.8\,\mathrm{Re}$(考虑较薄的近磁尾等离子体片).

稳态地向对流具有 sech 类型，即

$$v_x = v_0\mathrm{sech}\,(z/w_1), \tag{2}$$

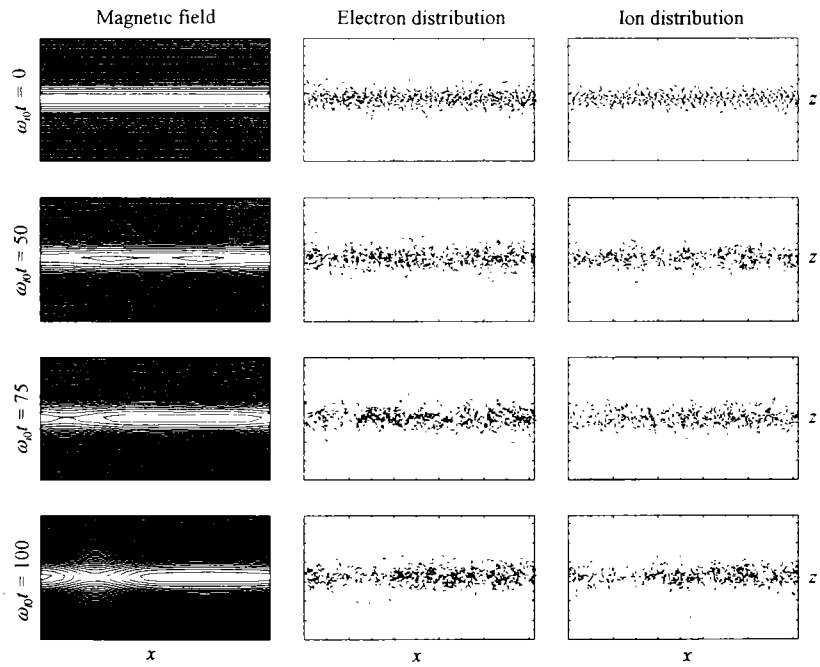


图 1 等离子体片中存在稳态对流时磁场重联的演化过程 (稳态对流速度 $v_0 = 0.02c$, $w = w_1 = 0.8\,\mathrm{Re}$)

Fig.1 The evolution of the magnetic reconnection process under the existence of stable convection in the plasma sheet. The velocity of the stable convection is $v_0 = 0.02c$, and $w = w_1 = 0.8\,\mathrm{Re}$

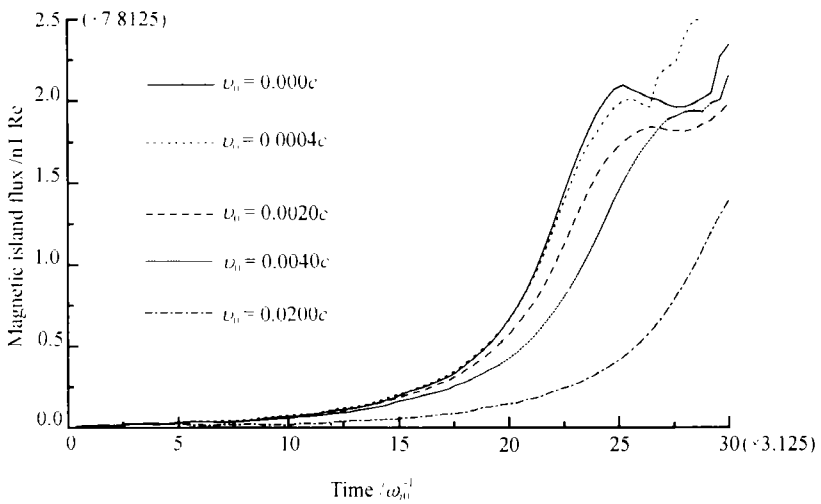


图 2 不同速度稳态对流情况下，磁尾磁场重联的磁岛磁通量随时间的演化 ($w = w_1 = 0.8\,\mathrm{Re}$)

Fig.2 The temporal variations of the magnetic flux in the magnetic islands during magnetic reconnection processes under the stable convection with different velocities ($w = w_1 = 0.8\,\mathrm{Re}$)

其中， v_0 为等离子体片中的最大速度 (在中性层处), w_1 为稳态对流层的半厚度， $w_1 = w = 0.8\,\mathrm{Re}$.

取离子和电子的热速度分别为 $v_{it}=0.025c$, $v_{et}=0.1c$. 在模拟区域，对流方向及 x 方向采用周期性边界条件，在电流片上、下两侧边界粒子在边界处向内反射.

图 1 显示等离子体片中存在稳态对流时磁场重联的演化过程. 稳态对流速度 $v_0=0.02c$, 电流片与稳态对流层具有相同的半宽度， $w=w_1=0.8\,\mathrm{Re}$.

图 2 显示不同速度稳态对流情况下，磁尾磁场重联的磁岛磁通量随时间的演化， $w=w_1=0.8\,\mathrm{Re}$. 如图 2 的数值模拟的结果发现，电流片中对流速度越高，磁场重联的增长越慢，重联达到非线性饱和的时间越迟. 这表明，电流片中的等离子体稳态对流对磁场重联具有抑制作用. 这种机理可以说明，为什么在磁层稳态对流事件中，虽然近磁尾等离子体片很薄，却不易于产生亚暴卸载过程.

4　等离子体片局地爆发高速流对磁场重联的影响

我们还运用粒子模拟研究了瞬时局地高速流对磁场重联的影响.

磁场位形采用磁尾的 2 维近似几何位形 [17], 磁尾磁场的矢势 $\boldsymbol{A}$ 和磁场强度 $\boldsymbol{B}$ 如下式所示：

$$\begin{cases} \boldsymbol{A}(x,z)=B_0 w\left[\ln\left(\mathrm{ch}\,\dfrac{F(x)z}{w}\right)-\ln F(x)\right], \\ \boldsymbol{B}=\nabla A\times\hat{e}_y. \end{cases} \tag{3}$$

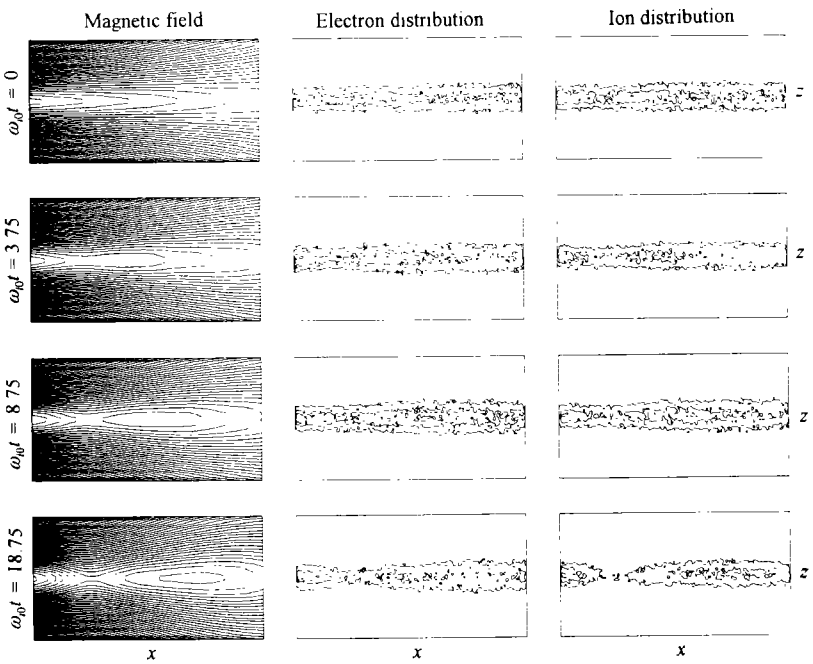


图 3　等离子体片中的地向局地高速流对磁尾磁场重联的触发过程
(高速流速度 $v_0=0.02c$, 高速流位置为 $x_0=0.325L_x$)

Fig.3　Triggering of the magnetic reconnection by the local Earthward fast flow in plasma sheet. The velocity of the fast flow is $v_0=0.02c$, its location is at $x_0=0.325L_x$

其中， B_0 为尾瓣中的典型磁场强度， $B_0 = 25\,\mathrm{nT}$; 因子 $F(x) = \left(1 - \dfrac{\varepsilon x}{\gamma w}\right)^{-\gamma}$. w, v_{i_t} 和 v_{et} 的取值同前节； $\varepsilon = B_n/B_0, B_n$ 为中心等离子体片中磁场北南向分量，取 $\varepsilon = 0.02$; γ 的观测值为 $\gamma = 0.57$.

我们取爆发高速流位于等离子体片中的局部区域，首尾坐标为 x_1 、 x_2, 爆发高速流长度为 $\Delta L = x_2 - x_1$, 高速流中心坐标为 $x_0 = (x_2 + x_1)/2$. 地向爆发高速流速度分布具有 sech 类型，即

$$v_x = v_0 \mathrm{sech}\,(z/w_1)[H(x - x_1) + H(x_2 - x)]/2, \tag{4}$$

其中， v_0 为等离子体片中的流场最大速度 (在中性层处), w_1 为高速流的半厚度， H 为通常的阶梯函数.

图 3 、图 4 为两例局地爆发高速流触发的磁尾磁场重联过程，高速流速度为 $v_0 = 0.02c, w = w_1 = 0.8\,\mathrm{Re}$, 高速流长度为 $\Delta L = \dfrac{1}{4}L_x = 5\,\mathrm{Re}$, 高速流位置分别为 $x_0 = 0.325L_x$ 和 $x_0 = 0.525L_x$. 模拟结果表明，电流片中的局地高速流可触发磁场重联. 模拟结果还显示，磁场重联的 X 线点位于高速流处，高速流离地球越远，磁尾等离子体片中磁场重联

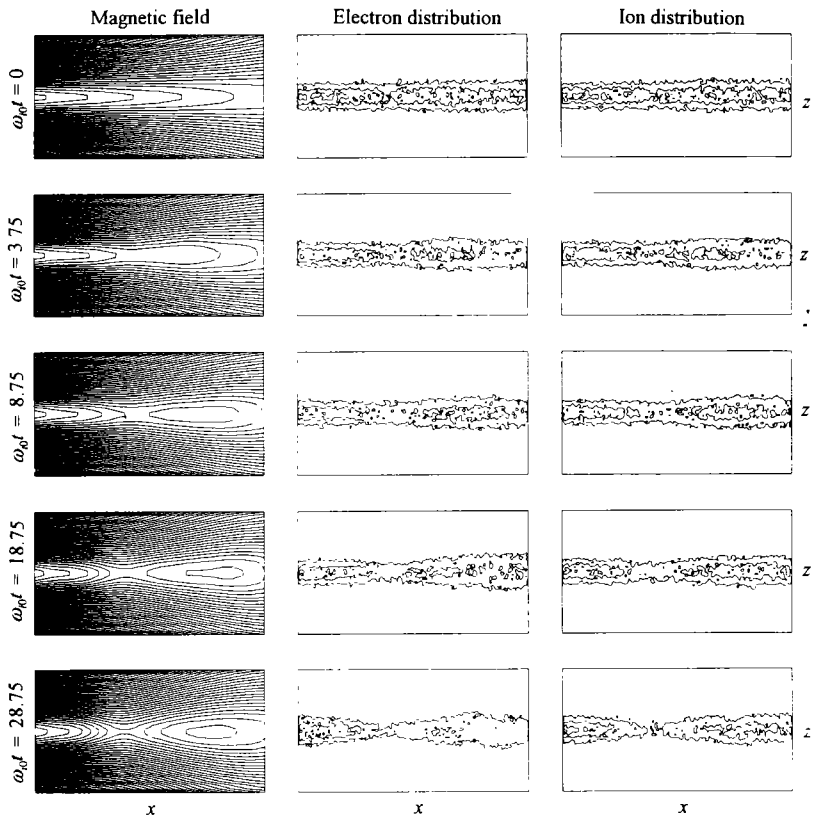


图 4 等离子体片中的地向局地高速流对磁尾磁场重联的触发过程
(高速流速度 $v_0 = 0.02c$, 高速流位置为 $x_0 = 0.525L_x$)

Fig.4 Triggering of the magnetic reconnection by the local Earthward fast flow in plasma sheet. The velocity of the fast flow is $v_0 = 0.02c$, its location is at $x_0 = 0.525L_x$

位置离地球也越远. 实际观测表明，由于近地等离子体片较薄，局地高速流易于发生，因而更多地引发近地磁尾的磁场重联.

我们考察了局地高速流速度对所触发磁场重联过程的影响，结果如图 5 所示. 高速流的速度越快，对磁尾磁场重联的触发越早，磁场重联的发展越快.

局地高速流可触发磁场重联物理机制是，地向运动高速流会在其后方的电流片造成密度低的区域，引起上、下两侧的等离子体向电流片对冲，磁场北南向分量 B_n 减弱，从

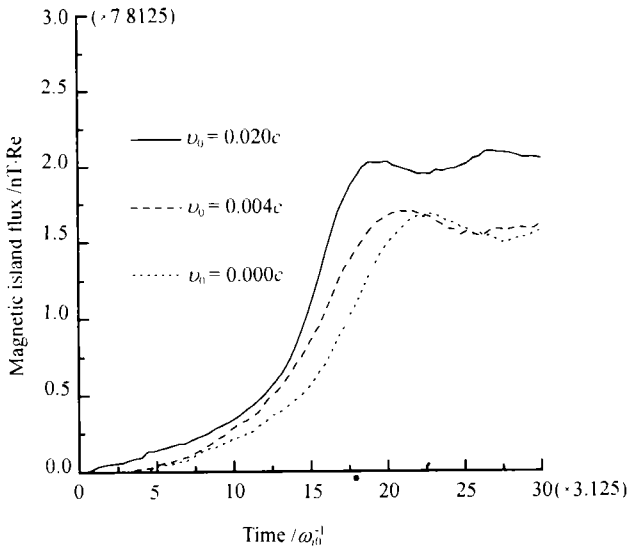


图 5　在不同速度的高速流情况下，所触发磁尾磁场重联的磁岛磁通量随时间的演化 ($x_0 = 0.325L_x$)

Fig.5　The temporal evolution of the magnetic flux of the magnetic islands in the triggered magnetic reconnection under local fast flows with different velocities. The locations of all the fast flows are at $x_0 = 0.325L_x$

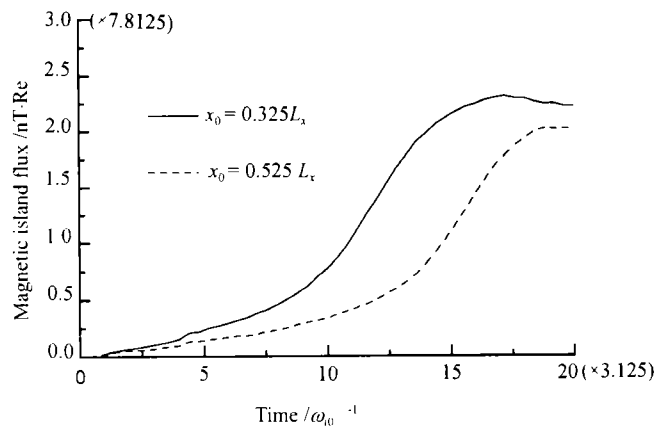


图 6　不同位置的高速流情况下，所触发磁尾磁场重联的磁岛磁通量随时间的演化的比较 ($v_0 = 0.02c$)

Fig.6　The temporal evolution of the magnetic flux of the magnetic islands in the triggered magnetic reconnection under local fast flows at different locations. The velocities of all the fast flows are $v_0 = 0.02c$

而形成驱动重联过程.

模拟还显示，高速流离地球距离越远，其触发的磁尾重联的增长越缓慢. 图 6 为图 $3(x_0 = 0.325L_x)$ 、图 $4(x_0 = 0.325L_x)$ 两种情况下被触发磁尾重联的磁岛磁通量时间演化的比较. 这可能是由于：离地球越远，磁尾尾瓣磁场强度愈弱，磁场重联的增长率相应地越低.

5 总 结

通过以上的 $2\frac{1}{2}$ 维电磁粒子模拟研究，我们得出以下几点结论：

(1) 在磁层的“稳态对流事件”时期，磁尾等离子体片稳定均匀的地向对流对磁尾中的磁场重联具有抑制效应，只存在远地 X 线点处的稳态重联，无近地重联，不出现亚暴迹象. 在稳态对流事件期间，只有直接驱动过程，而无爆发性的卸载过程.

(2) 在亚暴增长相后期，磁尾等离子体片中的地向局地高速流可以触发南、北尾瓣之间的磁场重联，引起亚暴膨胀相. 局地高速流离地球愈近、速度愈高，其触发磁场重联的增长愈快，更易于引发亚暴爆发.

(3) 本文提出，地向局地爆发高速流引起的近地重联，可能是触发磁层亚暴膨胀相的一种机制.

参 考 文 献

[1] Akasofu S I. Dynamics of the Magntosphere. Holland: D. Reidel Pub. Co., 1980. 545—597

[2] 涂传诒. 日地空间物理学 (下册). 北京: 科学出版社, 1988. 47—74

[3] Sergeer V A *et al.* Hybrid state of the tail magnetic configuration during steady convection events. *J. Geophys. Res.*, 1994, **99**:23 571—23 582

[4] Yahnin A *et al.* Features of steady magnetospheric convection. *J. Geophys. Res.*, 1994, **99**:4 039—4 051

[5] Angelopoulos V *et al.* Bursty bulk flows in the inner central plasma sheet. *J. Geophys. Res.*, 1992, **97**:4 027—4 039

[6] Angelopoulos V *et al.* Statistical characteristics of bursty bulk flows. *J. Geophys. Res.*, 1994, **99**:21 257—21 280

[7] Lui A T Y. Current disruption in the Earth's magnetosphere: Observations and models. *J. Geophys. Res.*, 1996, **101**(A6):13 067—13 088

[8] Sergeev V A, Pulkkinen T I, Pellinen R J. Coupled-mode scenario for the magnetospheric dynamics. *J. Geophys. Res.*, 1996, **101**(A6):13 047—13 065

[9] 刘振兴, 丁大庆. 等离子体流对等离子体片结构的影响. 中国科学 (A 辑), 1985, **12**:1 139—1 148

[10] Wang Shui *et al.* Streaming tearing instability in the current sheet with a supper-Alfvénic flow. *Phys. Fluids*, 1988, **31**:1 544—1 548

[11] 王水, 郑惠南. 地球远磁尾中的磁场重联 (I) 流动撕裂模不稳定性. 地球物理学报, 1991, **34**:663—671

[12] 洪明华等. 亚暴膨胀相近磁尾位形不稳定性模型 II: 中磁尾等离子体流与近磁尾亚暴活动的关系. 地球物理学报, 1997, **40**:154—163

[13] Pu Zuyin *et al.* Ballooning instability in the presence of a plasma flow: a synthesis of tail reconnection and current disruption models for the initiation of substorms. *J. Geophys. Res.*, 1999, **104**:10 235—10 248

[14] 沈超, 刘振兴. 等离子体反常输运性质的量纲分析. 数学物理学报, 1999, **19**:206—210

[15] Yoon P H, Drake J F, Lui A T Y. Theory and simulation of Kelvin-Helmholtz instability in the geomagnetic tail. *J. Geophys. Res.*, 1996, **101**:27 327—27 339

[16] Zhu Zhongwei, Winglee R M. Tearing instability, flux ropes and the kinetic current sheet kink instability in the Earth's magnetotail: A three dimensional perspective from particle simulations. *J. Geophys. Res.*, 1996, **101**:4 885—4 897

[17] Birn J, Sommer R R, Schindler K. Self-consistent theory of the quiet magnetotail in three dimensions. *J. Geophys. Res.*, 1977, **82**:147—154

THE EFFECT OF PLASMA SHEET FAST FLOWS ON SUBSTORMS

SHEN Chao　LIU Zengxing　CAO Jinbin　ZHANG Xiaoxin　WANG Xueyi

(*Lab of Numerical Study for Heliospheric Physics, Center for Space Science and Applied Research, The Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100080)

Abstract

In this investigation, using a two-dimensional particle code, we have explored the influence of the fast flows in plasma sheet on the triggering of substorms. We have found that, the local speedy flows in plasma sheet could trigger the magnetic reconnection process and cause the fast release of magnetic energy stored in magnetotail. However, continuing, stable and homogeneous fast convections in plasma sheet may depress the magnetic reconnection processes in magnetotail. The results obtained in this study indicate that the local Bursty Bulk Flows (BBFs) can lead to the onsets of magnetospheric substorms; nevertheless, when the IMF keeps southward for a long time, there may be no substorm onset, which has been called Steady Magnetospheric Convection processes.

Key words　Magnetospheric substorms, Magnetic reconnection, Local bursty fast flows, Stable magnetospheric convection