

# 磁扰动和磁静时近地等离子体片中 脉冲电场的分布<sup>\*</sup>

涂剑南<sup>1</sup> 万卫星<sup>2</sup> 宁百齐<sup>2</sup> 濮祖荫<sup>3</sup>

<sup>1</sup>(武汉大学物理与电子信息科学学院 430072)

<sup>2</sup>(中国科学院武汉物理与数学研究所)

<sup>3</sup>(北京大学地球物理系)

## 摘 要

Geotail 卫星的电场数据被用于分析近地磁尾等离子体片中电场在磁扰动 ( $Dst < -25$  nT) 和磁静时 ( $Dst > -25$  nT) 的统计分布。结果表明, 伴随着地向高速离子流, 在  $X > -16$  Re 以内区域出现强电场 (高达 5—8 mV/m)。磁扰动期间强电场的幅值较磁静时大, 并且出现在更靠近地球的位置。较强和较靠近地球的强电场与磁扰动时更薄的等离子体片和更接近地球的等离子体片内边界相联系。观测结果意味着磁扰动期间的亚暴可能更有效地将高能粒子注射到环电流中。这对磁暴和亚暴的关系问题的解决有重要意义。

**关键词** 磁扰动—近地等离子体片—脉冲电场—高速离子流

## 1 引 言

磁暴是由环电流中高能粒子的含量急剧增加引起的地磁场扰动。高能粒子在很大程度上是在近地等离子体片被加速后注射到环电流中。近地等离子体片中的电场在这过程中起着重要的作用。磁扰动时, 磁层对流电场增强。另一方面, 磁扰动期间磁层亚暴的出现更频繁。亚暴膨胀相期间磁层磁场经历从拉伸到偶极子位形的急剧变化, 在局部区域产生很强的感应电场 (可高达 10—20 mV/m)<sup>[1,2]</sup>。这电场的幅值远比即便是增强了的对流电场 (1—2 mV/m) 要强得多。以往的研究已经证实亚暴膨胀相观测到的高能粒子注射与感应电场紧密相关<sup>[3,4]</sup>。一个长期存在争议的问题是亚暴注射是否能够对磁暴时的环电流增强有贡献。关于这问题, 也就是磁暴与亚暴的关系问题, 正反两方面的论点都存在<sup>[5]</sup>。

由于带电粒子的加速必须有电场的存在, 因此对磁层电场的分布进行研究具有重要的意义。Geotail 卫星在近地磁尾等离子体片中时常探测到与高速流相伴随的脉冲电场。涂剑南等<sup>[6]</sup>分析了这种电场的统计特性, 发现很强的电场出现在  $X = -15$  Re 到  $-9$  Re 的区域。强电场与高速地向流在这一区域的减速和磁场偶极化相关连。本文进一步分析与高速流相伴随的脉冲电场在磁扰动和磁静时分布的差异。结果表明, 磁扰动期间强电场出现在更靠近地球的区域, 并且幅值更大, 意味着磁扰动期间的亚暴注射可能更有效地将高能粒子注入环电流。这一结果为解释为什么有些亚暴能够, 而有些同样强度的亚暴不能对环电流的增长作出贡献提供了新的线索。

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金资助项目 (49774244, 49834040)

2000-03-24 收到原稿, 2000-11-08 收到修定稿

## 2 数 据

本文使用由 Geotail 卫星得到的 12 s 精度的电场、磁场和低能粒子数据<sup>[7-9]</sup>. 电场是由一对相距 100 m 的球形探头在垂直于卫星自转轴的平面内测量的. 卫星自转轴与黄道面的夹角约为  $87^\circ$ , 因此该平面基本上就是黄道面, 或 GSE 坐标的  $X$ - $Y$  平面. 测量的电场只有这平面内的  $X$  和  $Y$  分量. 电场测量所在坐标系称为卫星坐标系. 因为磁层中带电粒子主要受晨昏电场分量的加速, 我们只考察  $E_y$  分量. 低能粒子实验给出离子和电子的三维速度分布函数 (每单位电荷测量的能量范围分别为 32—39 keV 和 8—38 keV). 本文使用由分布函数计算的离子的密度、温度、速度和压力. 电场、磁场和低能粒子实验的详细信息请参阅文献 [7]—[9]. 需要说明的是, 由于光电子对卫星的充电和其他因素的影响, 电场的测量有一定的误差. 涂剑南等<sup>[6]</sup> 估计  $E_y$  的测量误差在  $-1$ — $0$  mV/m 之间, 平均值为  $-0.35$  mV/m. 下面将看到这误差值对所定义脉冲电场的分析不会有什么影响.

我们使用 1995 年 1 月至 1998 年 10 月期间 Geotail 卫星在近地磁尾得到的数据. 数据测量范围限制在  $X_{\text{GSM}} = -20 \text{ Re}$  到  $-8 \text{ Re}$ , 并且要求  $|Y_{\text{GSM}}| < 6 \text{ Re}$ , 即在子夜附近. 这里 GSM 表示太阳磁层坐标系, Re 是地球半径. 另外, 因为粒子主要是在等离子体片中被加速, 所以我们将所分析的数据限制在中心等离子体片中, 也就是如文献 [10] 那样要求离子的  $\beta_i > 0.5$ . 有时离子被加速到很高能量, 超出低能粒子实验仪器的测量范围. 这时虽然卫星处在中心等离子体片中, 磁场的  $X$  分量  $B_x$  很小 (绝对值小于 10 nT), 但仍然有  $\beta_i < 0.5$ . 如果离子温度不小于 0.5 keV, 这样的数据仍然保留. 这样建立的数据库被用于搜寻脉冲电场. 与文献 [6] 类似, 一个脉冲电场 (impulsive electric field) 事件被定义为这样一段数据: 电场  $E_y$  的值连续大于 1 mV/m, 最大值大于 4 mV/m. 如此定义, 避免了电场测量误差的影响. 如果两个这样的脉冲电场的时间间隔小于 1 min, 它们被看作是一个脉冲电场. 我们的数据中的绝大多数脉冲电场事件伴随着高速地向离子流. 本文只分析这样的事件. 向地球流动的高速离子流被定义为: 离子速度的  $x$  分量 (即沿日地连线的分量) 持续大于 100 km/s, 并且最大值大于 300 km/s. 找出了脉冲电场后,  $Dst$  指数被用于将它们分为两组: 磁扰动和磁静时的脉冲电场. 磁扰动期间定义为  $Dst < -25$  的时段, 其余的为地磁平静期间 (磁静时). 这样定义的扰动和宁静期间是对环电流引起的地磁活动而言. 扰动时的脉冲电场事件有 58 个, 磁静时有 164 个.

与 Geotail 卫星数据同时期的 WIND 飞船测量的行星际磁场 (IMF) 也在本文中用于考察出现脉冲电场时的行星际磁场条件. WIND 飞船通常位于太阳和地球之间的太阳风中, 连续地监测太阳风等离子体和行星际磁场. 该飞船的等离子体和磁场数据可从 Coordinate Data Analysis Workshop (CDAW) 网站下载. 提供的磁场分辨率为 3 s, 也可选择为较低分辨率. 我们使用的是 1 min 分辨率的数据.

### 3 分析结果

作为一个例子图 1 给出 Geotail 卫星在 GSM 坐标  $(-10.63, 5.87, 3.17)$  Re 处探测到的一个脉冲电场事件. 图中的两条垂直点线标志脉冲电场的开始和结束. 从上到下, 图中画出的是 GSM 坐标系中磁场的三个分量、离子密度、温度、速度和卫星坐标系中的晨昏电场.  $\beta_i$  也在温度的图框 (从上往下第五图框) 中以虚线画出. 这期间卫星处在中心等离子体片中, 这可由高离子  $\beta_i (> 1)$  和小  $B_x$  值看出. 注意离子等离子体的能量很高, 有时超出了低能粒子仪器的测量范围, 所以  $\beta_i$  的值有时降到小于 0.5. 晨昏电场有两个增强, 一个较弱, 但峰值仍然大于  $4 \text{ mV/m}$ , 相应的磁场偶极化也较弱,  $B_z$  分量的增加仅为  $3 \text{ nT}$ . 另一个很强, 最大达到  $42 \text{ mV/m}$ , 与此同时  $B_z$  急剧地由  $7 \text{ nT}$  上升到  $26 \text{ nT}$ . 两个增强间

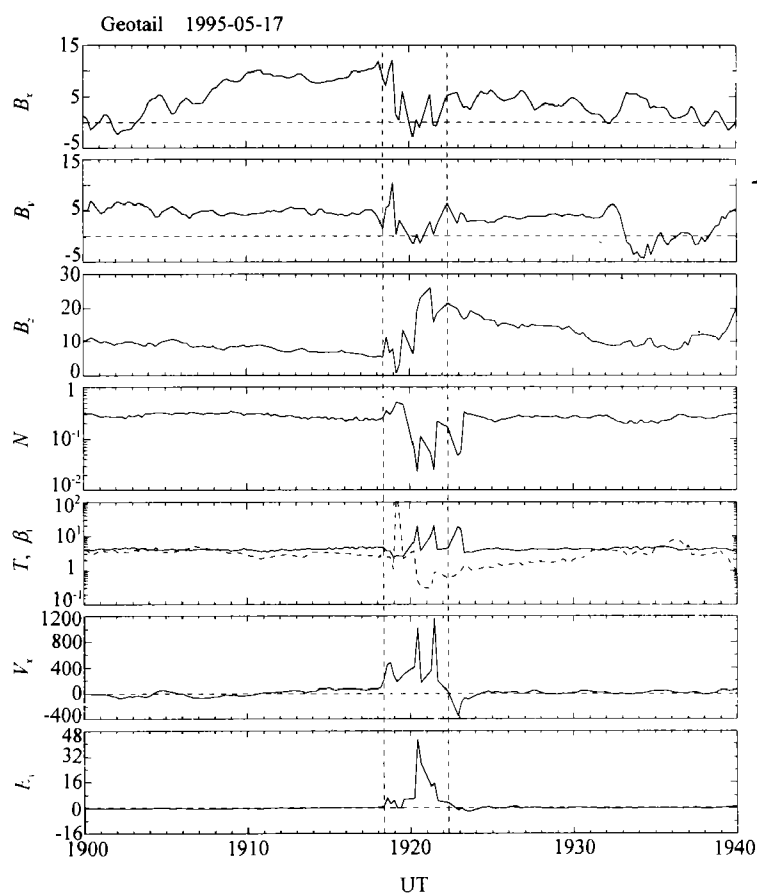


图 1 GSM 坐标系中表示的磁场分量 (nT)、离子密度 ( $\text{cm}^{-3}$ )、温度 (K)、离子速度的  $x$  分量  $V_x(\text{km/s})$  和卫星坐标系中表示的电场  $y$  分量  $E_y(\text{mV/m})$

Fig.1 Displayed are three components of the magnetic field, ion density, ion temperature, ion bulk velocity  $V_x$  in GSM coordinate and cross tail electric field in SC coordinate. Ion  $\beta_i$  is also shown in the panel of ion temperature in dashed line

的间隔为 24 s, 根据定义, 它们被看作是一个脉冲电场的两个组成部分. 很明显, 脉冲电场与磁场偶极化过程紧密相关 [6].

图 2 是扰动时和磁静时脉冲电场的  $E_y$  分量和与脉冲电场相伴随的磁场南北向分量  $B_z$  沿  $x$  轴的平均分布.  $E_y$  和  $B_z$  是在每个 3 Re 长的空间段对  $|Y_{GSM}| < 6$  Re 区域内观测到的脉冲电场中的数据作算术平均后得到的. 每个空间段中有 10—20 个扰动时脉冲电场事件, 数据点数大于 40; 磁静时脉冲电场事件有 30—60 个, 数据点数超过 1000. 为了清楚起见, 图中没有画出误差条. 这里仅指出每个空间段中数据的标准偏差  $\sigma$  与数据的平均值可比拟, 说明数据有很大的离散性. 由图 2 可看出扰动时电场平均值总体上较磁静时要大. 两者在  $X_{GSM} > -16$  Re 的区域内都有增强, 但扰动时电场的增强远比磁静时的增强大, 而且出现在更靠近地球的位置 ( $X_{GSM} > -12.5$  Re 的区域). 这表明扰动时更强的脉冲电场产生在更靠近地球的位置. 有趣的是与脉冲电场相伴随的  $B_z$  与  $E_y$  在同一位置开始随地心距离的减小而急剧地上升. 扰动时的  $E_y$  和  $B_z$  在大约  $X_{GSM} = -12.5$  Re 处, 而磁静时的在大约  $-15.5$  Re.  $B_z$  的急剧上升表明: (1) 磁尾磁场开始从拉伸形态向偶极子位形变化, 这是磁层磁场随地心距离的减小而起的变化; (2) 高速流期间磁场急剧地偶极化, 这是一种动力学过程. 从图 1 已经看到脉冲电场与磁场的偶极化 ( $B_z$  快速地增加) 紧密相联系. 因此与脉冲电场相伴随的  $B_z$  的分布不能简单地用地磁场随地心距离的变化来解释. 与动力学过程相关的偶极化过程也提升  $B_z$ , 因此也对电场的增强有贡献. 需要注意的是, 脉冲电场是与地向高速离子流相伴随的. 高速流从  $X_{GSM} > -20$  Re 的中磁尾向地球流动, 在近地磁尾被等离子体压力梯度急剧减速, 由此产生磁场的偶极化和强电场 [2].

为了弄清楚在什么条件下脉冲电场更强和出现在离地球较近的区域, 我们考察脉冲电场开始前磁尾的“背景”位形. 为此我们将每个脉冲电场开始前 45 min 内中心等离子体片中的南北向磁场和离子压力也在 3 Re 长的空间段作算术平均. 数据仍然被限制在  $|Y_{GSM}| < 6$  Re 区域内. 如果这 45 min 内含有脉冲电场事件, 我们去掉脉冲电场事件内的数据. 得到的平均分布示于图 3 和图 4 中. 由图 3 可见, 磁静时背景磁场的南北向分量

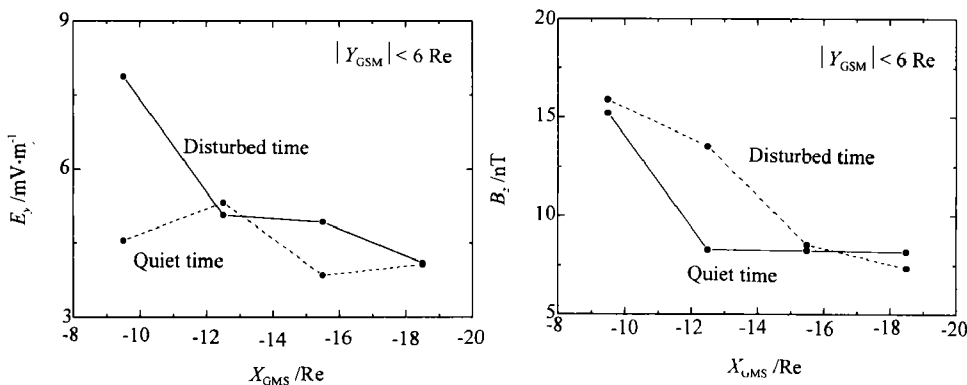


图 2  $E_y$  和  $B_z$  沿  $x$  轴的平均分布

Fig.2 Spatial variation of average  $E_y$  and  $B_z$  along  $x$ -axis

(The parameters are averaged in each 3 Re bin over the data samples within impulsive electric field events)

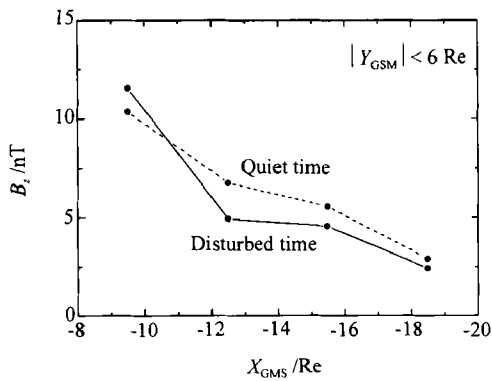


图 3 脉冲电场开始前 45 min 中心等离子体片中  $B_z$  分量沿  $X$  轴的平均分布

Fig.3 Spatial variation of average  $B_z$  of the background magnetic field along  $X$ -axis. The data used were those within 45 min before the start of each impulsive electric field

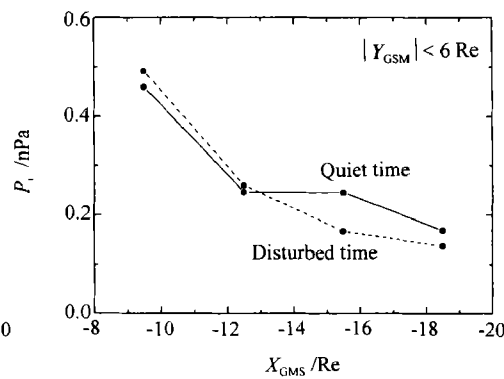


图 4 脉冲电场开始前 45 min 中心等离子体片中离子压力沿  $X$  轴的平均分布

Fig.4  $X$ -dependence of the average ion pressure in the central plasma sheet

较大, 而且变化较为平滑. 这说明磁静时等离子体片较厚, 并且从拉伸到偶极子位形过渡缓慢, 过渡边界位于离地球更远的位置. 相比之下, 磁扰动期间等离子体片厚度要小一些, 特别是拉伸到偶极子位形过渡陡峭 (过渡边界在大约  $X_{\text{GSM}} = -12.5 \text{ Re}$  处). 图 4 的离子压力分布证实了这一点. 扰动时离子压力在  $-12.5 \text{ Re}$  以外区域较磁静时大, 然后在  $-12.5 \text{ Re}$  开始急剧上升. 这位置与磁场由拉伸到偶极子位形过渡边界的位置一致, 说明这边界是等离子体片的内边界, 它的位置更靠近地球. 注意等离子体片中电子温度远比离子温度小<sup>[11]</sup>, 因此电子对等离子体压力的贡献要小很多. 这样离子压力可近似认为代表了等离子体压力. 磁尾等离子体片与等离子体瓣处于压力平衡状态, 较高的等离子体压力表明等离子体片受到了等离子体瓣较大的磁压力的压缩作用而变得更薄.

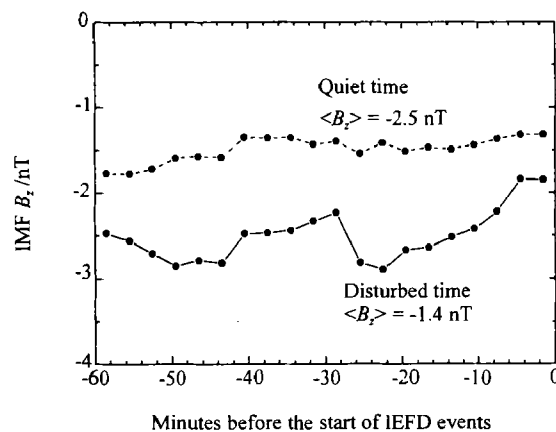


图 5 由时序叠加分析得到的脉冲电场开始前 1 h IMF  $B_z$  随时间的变化

Fig.5 Time variation of IMF  $B_z$  within one hour before the start of the impulsive electric field obtained from the superposed epoch analysis

磁扰动和磁静时背景位形的差异与行星际磁场 (IMF) 条件有关. 我们对行星际磁场南北向分量  $B_z$  作了时序叠加分析 (superposed epoch analysis). 图 5 是对每个脉冲电场开始前 1 h 内的 IMF  $B_z$  在 3 min 时段内平均后的结果. 同样地, 如果在这期间有脉冲电场事件, 与脉冲电场事件相对应的时间段内的 IMF  $B_z$  被去掉. WIND 飞船测量的磁场随太阳风到达磁层顶有时间延迟 (大约 10—40 min, 依赖于 WIND 与磁层顶的距离), 这时间延迟已在分析中考虑到. 由图可见磁扰动和磁静时脉冲电场开始前的 IMF  $B_z$  均为南向. 这是因为与脉冲电场相伴随的高速离子流更多地是出现在地磁扰动时期<sup>[10]</sup>, 而地磁扰动更常出现在行星际磁场南向时. 需要指出的是地磁扰动并不等同于磁暴. 由统计结果, 南向 IMF  $B_z$  需达到一定的量值和持续一定的时间才可能发生磁暴<sup>[12]</sup>. 图 5 中一个明显的特征是磁扰动期间脉冲电场开始前的 IMF 更趋于南向 ( $B_z$  负值更大), 平均值要小 1.1 nT. 我们已经知道 IMF  $B_z$  负值越大, 那么向日面磁层顶的磁重连越强, 传输进磁层的能量越多. 这正是导致磁扰动期间等离子体片更薄和等离子体片内边界更靠近地球的原因.

#### 4 讨论和结束语

由前面的分析结果, 我们可以得到如下的图象: 行星际磁场更趋于南向时, 地磁扰动更强烈或发生磁暴. 通过行星际磁场与磁层顶磁场重连, 有更多的能量传输进磁层, 导致等离子体片变得更薄, 等离子体片的内边界更靠近地球. 在这样的条件下, 与地向高速流相伴随的脉冲电场更强, 并且出现在更靠近地球的区域 ( $X_{\text{GSM}} = -12.5 \text{ Re}$  以内).

脉冲电场及其背景磁尾位形在磁扰动与磁静时的这种差异对带电粒子在近地等离子体片中的加速和向内磁层的输运有着重要的意义. 更强的电场可将粒子加速到更高能量. 对于质子特别是  $\text{O}^+$  离子, 在与磁场偶极化相联系的脉冲电场中其加速可能是非绝热的. 更薄的等离子体片使加速更可能是非绝热的. 而非绝热加速相对于绝热加速更有效<sup>[13]</sup>. 被加速的粒子也经历  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  漂移而向地球输运. 强电场出现位置更接近地球, 意味着粒子易被更深地输运进内磁层, 也即能被更有效地注入到环电流中. 亚暴膨胀相时在近地等离子体片常观测到地向高速流和相伴随的强脉冲电场. 虽然本文的分析没有专门针对亚暴期间的脉冲电场, 由以上的讨论, 仍然可以推测磁扰动期间由强电场产生的亚暴注射可能更有效地对环电流的增强作出贡献. 这或许能够说明为什么有的亚暴对磁暴的发展有贡献而有的没有影响. 当然, 本文的结果不能提供这问题确切的答案, 因为我们没有明确地区分磁暴和非磁暴, 也没有将脉冲电场与亚暴具体地相联系.

应该指出, 本文的分析结果受磁扰动和磁静时的划分标准的影响. 在一个典型的磁暴期间  $Dst$  指数下降到最小值, 然后开始恢复. 似乎用  $Dst$  最小值为界将脉冲电场划分为磁暴主相和恢复相 (也包括无磁暴发生的期间) 来分析我们的数据更为合理. 然而, 不少磁暴的  $Dst$  的变化并不这么简单, 时常出现这样的情况:  $Dst$  从一个最小值还未完全恢复又开始下降, 出现多个极小值. 有时两个甚至更多个极小值相等或很接近. 这时难以将磁暴简单地分为主相和恢复相. 另外, 我们的数据库中磁暴数量还不够多, 发生在  $Dst$  急剧下降阶段的脉冲电场数量不足以用于作统计分析. 基于以上考虑, 我们选择  $Dst = -25 \text{ nT}$  为界将数据划分磁扰动和磁静时的. 所定义的磁扰动期间也包含了部分磁暴恢复相. 我们

也尝试过用更小的  $Dst$  值为界, 发现作为分界的  $Dst$  值越小, 磁扰动和磁静时脉冲电场的差别越不明显. 这说明选择  $Dst = -25 \text{ nT}$  为界在统计上是正确的. 另外, 与脉冲电场相伴随的磁场, 以及背景磁尾位形和脉冲电场开始前行星际磁层的系统性的差异, 也表明以  $Dst = -25 \text{ nT}$  为界划分磁扰动和磁静时确实反映了脉冲电场呈现的这种内在特性.

**致谢** 作者感谢日本宇宙科学研究所 (Institute of Astronautical and Space Science) 提供 Geotail 卫星的磁场、电场和等离子体数据. WIND 飞船的磁场数据是从 Coordinate Data Analysis Workshop 网站下载 (网址: <http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/cdaweb/istp-public/>).

### 参 考 文 献

- [1] Aggson T L, Heppner J P, Maynard N C. Observations of large magnetospheric electric fields during the onset phase of a substorm. *J. Geophys. Res.*, 1983, **88**(A5):3981—3990
- [2] Birn J, Hesse M. Details of current disruption and diversion in simulations of magnetotail dynamics. *J. Geophys. Res.*, 1996, **101**(A7):15345—15358
- [3] Mauk B H. Quantitative modeling of the “convection surge” mechanism of ion. *J. Geophys. Res.*, 1986, **91**(A12):13423—13431
- [4] Birn J *et al.* Substorm ion injections: Geosynchronous observations and test particle orbits in three-dimensional dynamical MHD fields. *J. Geophys. Res.*, 1997, **102**(A2):2325—2341
- [5] Daglis I A *et al.* The terrestrial ring current: origin, formation, and decay. *Rev. Geophys.*, 1999, **37**(4):407—438
- [6] Tu Jiannan, *et al.* Statistical nature of impulsive electric fields associated with fast ion flows in the near Earth plasma sheet. *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**(A8):18901—18905
- [7] Tsuruda K *et al.* Electric field measurements on the GEOTAIL satellite. *J. Geomagn. Geoelectr.*, 1994, **46**(5/6):693—712
- [8] Kokubun S *et al.* The GEOTAIL magnetic field experiment. *J. Geomagn. Geoelectr.*, 1994, **46**(5/6):7—21
- [9] Mukai T *et al.* The low energy particle (LEP) experiment onboard the GEOTAIL satellite. *J. Geomagn. Geoelectr.*, 1994, **46**(5/6):669—692
- [10] Angelopoulos V *et al.* Statistical characteristics of bursty bulk flow events. *J. Geophys. Res.*, 1994, **99**(A11):21257—21280
- [11] Baumjohann W, Paschmann G, Cattell C A. Average plasma properties in the plasma sheet. *J. Geophys. Res.*, 1989, **94**(A6):6597—6606
- [12] Gonzalez W D *et al.* What is a geomagnetic storm? *J. Geophys. Res.*, 1994, **99**(A4):5771—5792
- [13] Delcourt D C, Sauvaud J A, Pedersen A. Dynamics of single-particle orbits during substorm expansion phase. *J. Geophys. Res.*, 1990, **95**(A12):20853—20865

# DISTRIBUTION OF IMPULSIVE ELECTRIC FIELD IN THE NEAR EARTH PLASMA SHEET DURING STORM AND NON-STORM TIME

TU Jiannan<sup>1</sup> WAN Weixing<sup>2</sup> NING Baiqi<sup>2</sup> PU Zuyin<sup>3</sup>

<sup>1</sup>(College of Physics and Electronic Informatics Science, Wuhan University, 430072)

<sup>2</sup>(Wuhan Institute of Physics and Mathematics, The Chinese Academy of Sciences)

<sup>3</sup>(Department of Geophysics, Peking University)

## Abstract

The electric field data obtained by the Geotail satellite in the near earth plasma sheet were used to analyze the spatial distribution of the impulsive electric field during storm ( $Dst < -25$  nT) and non-storm ( $Dst > -25$  nT) time. It is shown that the strong electric field (up to 5—8 mV/m) associated with the earthward fast ion flow is produced in the region earthward of  $-16$  Re. The electric field during the storm time is stronger and occurs in the region closer to the Earth. The stronger electric field that is located closer to the Earth is in association with the thinner plasma sheet and the closer distance of the plasma sheet inner edge to the Earth. It is inferred that the substorm injection during the storm time is more efficient to inject energetic particles into the ring current.

**Key words** Magnetic storm, Near Earth plasma sheet, Impulsive electric field, Fast ion flow