

磁暴环电流形成过程

谢伦 濮祖荫 周煦之 傅绥燕 宗秋刚

(北京大学空间物理与应用技术研究所, 北京 100871; CSP, Boston University, Boston, MA 02215, USA.
E-mail: xielun@pku.edu.cn)

摘要 利用三维试验粒子轨道算法, 以强的行星际磁场南向分量驱动的对流电场作为磁暴的主要起因, 研究了大磁暴期间环电流离子的注入过程 and 对称环电流的形成机制. 本文主要关心大磁暴环电流中的氧离子成分. 计算结果揭示了磁暴环电流形成过程中部分注入粒子轨道具有混沌特征. 特别是证明了粒子由磁尾向内磁层的注入过程中产生的屏蔽电场可使开放轨道转变成闭合轨道, 因而是闭合环电流形成的重要机制. 进一步证明了注入粒子可以得到有效的加速, 加速时间约为 1~3 小时.

关键词 磁暴 环电流 对流电场 屏蔽电场

磁暴是整个地球磁层发生的持续十几小时到几十小时的剧烈扰动; 在磁暴主相期间地球赤道附近地磁场水平(H)分量显著下降. 磁暴强度用Dst指数度量. $Dst < -200$ nT为大磁暴, 200 nT $< Dst < -100$ nT为强磁暴, -100 nT $< Dst < -50$ nT为中等磁暴, -50 nT $< Dst < -30$ nT为弱磁暴^[1]. 大磁暴和强磁暴是严重的地球空间灾害天气, 其形成机制一直是日地空间物理和空间天气研究的前沿课题^[2].

多数大磁暴和强磁暴起源于太阳日冕物质抛射事件(CME)^[3]. CME产生的太阳风高速流压缩磁层, 造成地磁场H分量增加, 产生磁暴初相. 当地球轨道附近行星际磁场(IMF)为南向且维持一段长时间后, 太阳风向磁层输入的能量显著增加, 磁尾等离子体片中大量的离子受到加热并注入环电流区, 环电流大大增强, 地磁场H分量显著减小, 产生磁暴主相^[2]. 环电流主要是由能量为 20~200 keV的离子组成的, 位于 $2 < L < 7$ 区域内. 但是CRRES卫星观测表明^[2], 磁暴主相期间环电流能量的增强绝大部分发生在 $L < 4$ 的低高度范围内; 大磁暴和强磁暴时环电流强度最大值的位置为 $L < 3.5$. 一般认为有两种电场可能导致来自等离子体片的离子加速并注入到如此小的内磁层: 一是发生在磁暴期间的磁层亚暴产生的感应电场, 另一个是强的IMF南向磁场驱动的西向对流电场 E_c . 计算表明^[2], 磁层亚暴偶极化产生的感应电场可以将粒子从近地等离子体片内边界注入到同步高度附近, 但不可能将粒子注入到 $L < 4$ 的内磁层. 另一方面, 强磁暴和大磁暴与延续 3 小时以上、幅度大于 10 nT 的南向 IMF 有一一对应的关系^[1], 强的 IMF B_z 将使磁层对流加强. 数值研究表明, 在强对流电场作用

下, 仅需 2~3 小时带电粒子便可实现由磁尾到 $L < 3$ 的注入过程; 而CRRES卫星在环电流离子注入期间在 $2 < L < 4$ 的区域观测到存在相应的对流电场^[4]. 因此现在已经达成共识: 强的对流电场是带电粒子注入内磁层形成暴时环电流的主要因素^[2].

尽管强的对流电场可以将等离子体片中的离子加速并注入到内磁层, 但对这些离子如何形成环电流的过程至今尚不清楚. 在磁层环电流区域中运动的带电粒子, 其引导中心的漂移轨道有两种类型: 一是环绕地球的闭合型轨道; 另一种是在傍晚(早晨)一侧从近磁尾运动到磁层顶消失或沿磁力线进入电离层的开放型轨道. 对称环电流粒子是“捕获”粒子, 具有闭合轨道. 部分环电流粒子具有开放轨道. 开放型轨道和闭合型轨道分别位于分型线内外两侧(分型线常被称为“Alfvén层”). 开放轨道和闭合轨道不能穿越Alfvén层, 不能互相转化^[5-7]. Dst指数的数值主要反映的是对称环电流的强度. 在对流电场作用下从磁尾注入的粒子, 其漂移轨道是开放的, 不能形成对称环电流. 因此, 大和强磁暴主相期间 $L < 4$ 的对称环电流是如何增强的? 这仍然是一个没有解决的问题.

为了克服上述困难, 一些学者假定, 将磁尾带电粒子注入内磁层的对流电场处于不断的剧烈起伏状态; 电场涨落引起粒子径向扩散, 使大量能量较高的非捕获离子越过分型线, 变成捕获离子, 增强对称环电流^[4]. 为证实这一观点, Chen等人^[5,6]在越尾电位差 ϕ_c 平均值为 180 kV 的条件下对大磁暴进行了数值研究: (1)假设 12 小时内 ϕ_c 始终存在周期为 20 min 的涨落 (峰值高达 300~400 kV); (2)假设涨落仅存在 3 小时, 其余 6 小时 ϕ_c 保持不变. 实验表明, 绝大多数

10~70 keV的离子沿开放轨道从磁尾注入到 $L=3$, 能量大于150 keV的离子可以通过径向扩散进入 $L=3$ 的闭合轨道区. 在假设2情况下, 电场涨落对粒子轨道影响很小; 在假设1情况下, 环电流最终的总能量为假设2的两倍. 这一结果使不少科学家相信, 对流电场涨落在对称环电流的形成过程中起着重要的作用[2,5]. 对流电场涨落的这种效应无疑是存在的. 但是, CRRES卫星在内磁层观测到的电场不具有Chen等人假设的大幅度起伏的特征. 张继春等人[8]详细考察了大和强磁暴期间的行星际电场, 认为它们不可能在磁层内引起持续的大振幅涨落的越尾电位降. 因此我们认为, 除了对流电场的涨落以外, 可能还有其他因素可以有效地导致暴时对称环电流的形成与增强.

等离子体在对流电场的作用下向地球方向漂移, 其中大部分电子在早晨侧面运动, 大部分离子在黄昏侧面运动. 正负电荷的分离可产生与晨昏对流电场反方向的“屏蔽电场”. 本文提出: 带电粒子在由磁尾向内磁层的注入过程中产生的这种屏蔽电场, 可导致一部分开放轨道转变成闭合轨道, 可能是对称环电流形成的一个重要机制.

本文利用三维试验粒子轨道算法TPTCs(test particle trajectory calculates), 考察大和强磁暴期间环电流离子的注入和对称环电流的形成过程. 氧离子(O^+)是许多大和强磁暴环电流的主要成分[9-11], 本文以其为主要研究对象, 主要包括直接从电离层上行来的和从磁尾方向进入内磁层的两种来源. 同以往工作不同的是, 我们在观测与物理分析的基础上, 设计了一个近似的屏蔽电场; 并且考虑了粒子不同的赤道投掷角, 实现了粒子三维轨道的计算. 除再现了前人关于离子增能、注入时间等重要结果外, 本文揭示了暴时环电流离子注入过程的一些新特征, 特别是屏蔽电场对粒子注入轨道的影响, 论证了它确实可以对闭合环电流的形成起重要的作用, 是相关研究领域的一个新进展. 下文首先讨论屏蔽电场的形成、特征, 并分析它对离子注入轨道的影响, 其次介绍TPTCs计算方法和本文采用的磁场、电场模型, 然后介绍计算结果, 最后进行简略的总结与讨论.

1 屏蔽电场的形成与效应

磁层带电粒子存在3种漂移运动: 梯度漂移 $v_G = W_{\perp} \mathbf{B} \times \nabla B / qB^3$, 曲率漂移 $v_C = 2W_{\parallel} \mathbf{R} \times \mathbf{B} / qB^2 R^2$ 和电场漂移 $v_E = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B$, 其中 W_{\perp} 和 W_{\parallel} 为粒子垂直和平行于

磁场方向的动能, q 为粒子电荷, ∇B 为磁场梯度, R 是磁力线的曲率半径, v_G , v_C 和 v_E 分别代表引导中心的梯度漂移速度、曲率漂移速度和电场漂移速度. 当粒子在西向对流电场 E_C 驱动下从磁尾向内磁层注入时, 离子和电子还分别向西和向东作梯度漂移与曲率漂移. 这样, 在接近内磁层时, 大部分电子在早晨侧面运动, 大部分离子在黄昏侧面运动. 这就产生了西向的“部分环电流”和电荷分离. 这种正负电荷分离的结果, 一方面会促进区场向电流的形成, 使一部分“部分环电流”与区场向电流构成闭合回路; 另一方面产生与晨昏对流电场反方向的“屏蔽电场”. 屏蔽电场导致在内磁层靠近地球的区域($L < 5$)晨昏电场削弱, 甚至在局部区域内趋近于零. 屏蔽电场是当粒子注入到内磁层以后出现的; 此后它通过与注入粒子和对流电场之间自恰的相互作用而与后两者共存; 其大小和分布随对流电场的起伏而变化. 如果对流电场能够在较长的一段时间持续存在, 屏蔽电场也可以持续维持. 屏蔽电场的概念最初是Schield等人[12]于1969年首次提出的, 其后Wolf等人[13]通过数值模拟试验进一步证明了在强的对流电场驱动粒子注入过程中, 内磁层确实存在屏蔽电场. 从Wolf[12]等人利用CRCM(comprehensive ring current model)数值模拟得出的内磁层对流电场等势图以及实际测量中可以知道, 磁层总电场等势线在下午和早晨侧分别呈现类似“V”和倒“V”的位形; 电场数值大体上随着距地球距离的增加而减小. 屏蔽电场的作用存在于离地心一定距离的范围内. 读者可从有关文献中了解内磁层屏蔽电场的详细特征.

尽管一些学者意识到屏蔽电场可能是影响粒子注入的一个重要因素, 但迄今还没有人详细分析和研究过它的具体效应和在环电流形成过程中的作用. 在内磁层条件下磁场梯度漂移和曲率漂移导致粒子绕地球运动, 有利于形成闭合轨道; 粒子能量越高, 其效应越强. 开放轨道则起源于对流电场引起的电场漂移, E_C 越大, 效应越显著. 设想在磁暴主相初期, 在强 E_C 作用下粒子由近磁尾沿开放轨道注入内磁层. 若不存在屏蔽电场, 注入粒子仍将不断沿开放轨道运动. 但是一旦屏蔽电场形成, 对流电场的驱动作用受到削弱, 磁场梯度漂移和曲率漂移作用增强, 这就使得原来(不存在屏蔽电场时)本是开放的轨道变成闭合轨道, 这对于能量较高的强能粒子特别有

效. 根据这一分析, 暴时环电流由部分环电流和对称环电流组成, 在主相初期, 前者首先增强, 后者随后而形成. 对称环电流的增长是伴随粒子注入的自然结果, 它应突出地发生在主相中、后期, 特别是部分环电流剧烈增加之后, 并且由较高能量的粒子组成.

本文计算结果证实了上述物理分析, 显示屏蔽电场确实可在对称环电流的形成过程中起重要作用.

2 三维 TPTCs 与电磁场模型

本文从带电粒子相对论形式的牛顿运动方程出发:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q \times \left(\mathbf{E} + \frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \mathbf{B} \right), \quad (1)$$

式中 $\mathbf{p} = m_0 \gamma \times d\mathbf{r} / dt$, $\gamma = \sqrt{1 - v^2 / c^2}$. 由此计算出的粒子轨迹比引导中心近似更接近真实, 并可清楚显示离子的回旋特性. 在某些条件下引导中心概念被破坏, 粒子的运动出现混沌现象. 此时方程(1)仍然有效. 计算中采用了太阳磁层坐标系(GSM), X 轴由地心指向太阳, Y 轴与 X 轴和地球偶极磁轴垂直, $Z = X \times Y$.

2.1 磁场模型

本文采用了Tsyganenko等人^[14]于1996年提出的磁场模型(以下简称T96). T96是根据大量的卫星测量数据得出的半经验模型, 它考虑了磁层顶位形、 α 区和 β 区电流系及IMF对磁层的渗透等诸多因素, 输入参数为Dst指数、太阳风动压强和IMF B_z . 为比较不同磁场模型给出结果的异同, 本文也采用了偶极磁场模型做了计算.

2.2 电场模型

本文采用静态磁场模型, 仅考虑对流电场、旋转电场和屏蔽电场, 不考虑地磁场随时间变化形成的感应电场.

() 对流电场 E_c . 在大磁暴期间, 对流电场有时甚至可以达到 $15 \text{ kV}/R_E$. 由于实验数据的缺乏, 目前还没有系统的、全面的磁层对流电场模型. 本文采用了目前普遍应用的均匀电场模型

$$\Phi_C = -E_0 Y \quad (2)$$

和Volland电场模型^[15]

$$\phi_c = -Kry, \quad K = \frac{0.045}{(1 - 0.159K_p + 0.0093K_p^2)^3}, \quad (3)$$

其中 $r = (X^2 + Y^2)^{1/2}$. 为比较不同电场模型对计算结果

的影响, 部分算例采用了HMR电场模型^[16]. HMR电场是基于OGO 6 卫星和DE 2 卫星的电场探测数据构建的. 本文在计算中假设磁层中沿磁力线方向等离子体电导率充分大, 磁力线可以看成是等势线, 从而允许把电离层中的电场沿磁力线投影到赤道面, 或者把赤道面的电场沿磁力线投影到磁层高纬区域.

() 旋转电场. 旋转电场是由于地球自转而引起的, 其电势可表达为 $\Phi_{co} = -\omega_E R_E^3 B_0 / r$ ^[17].

() 屏蔽电场. 在观测与物理分析的基础上, 本文设计了一个近似的屏蔽电场模型

$$\Phi_s(X, Y) = -(A + BX^2)Y. \quad (4)$$

假设赤道平面上沿日地连线方向屏蔽电场的作用范围为 $-8R_E < X < 8R_E$, 可得 $A = 8 \text{ kV}$, $B = 0.13 \text{ kV}$. 图 1 分别给出了加入屏蔽电场之前和之后的磁层电场的电势等位线图. 此时的电场包括了旋转电场. (4)式给出的近似的屏蔽电场, 与 Wolf 等人的数值模拟结果较为一致.

应该强调指出的是, 对流电场、屏蔽电场、粒子注入和环电流演化是一个自洽的动态过程. 在磁场和电场为定常的条件下进行试验粒子轨道计算, 可以研究其中关键的物理因素, 但不能给出其完整过程. 本文采用了定常屏蔽电场(4), 目的不是要获得严格的定量结果, 而是从定性上揭示屏蔽电场在环电流形成过程中的重要作用.

3 计算结果与讨论

3.1 环电流离子的注入和增能

为了了解环电流的形成和增强过程, 必须了解这些粒子的来源以及它们是如何注入到这一区域的. 本文着重探讨氧离子. 对于环电流氧离子的来源, 现在较为普遍的看法是, 在磁层亚暴时, 大量的电离层 O^+ 上行到远、中磁尾, 受到初步的增能加热, 然后被磁层对流带到近地等离子体片 ($X = -8 \sim -15 R_E$). 磁暴期间, 在强的对流电场作用下, 被加速并注入到内磁层. 因此我们假设在 $t=0$ 的时刻氧离子的初始位置为 $X = -8 \sim -15 R_E$ 和 $Y = -2 \sim -8 R_E$, 初始能量为 $E = 5 \sim 20 \text{ keV}$. 图 2(a), (b), (c) 分别为在均匀对流电场、Volland 电场和 HMR 电场作用下, 初始位置为 $X = -8 R_E$, $Y = -2 R_E$, $Z = 0$, 赤道投掷角为 70 度, 能量为 15 keV 的氧离子运动轨迹和相应漂移运动过程中能量随时间变化的关系, 其中均匀对流电场设定为 $E_c = 10 \text{ kV}/R_E$. 磁

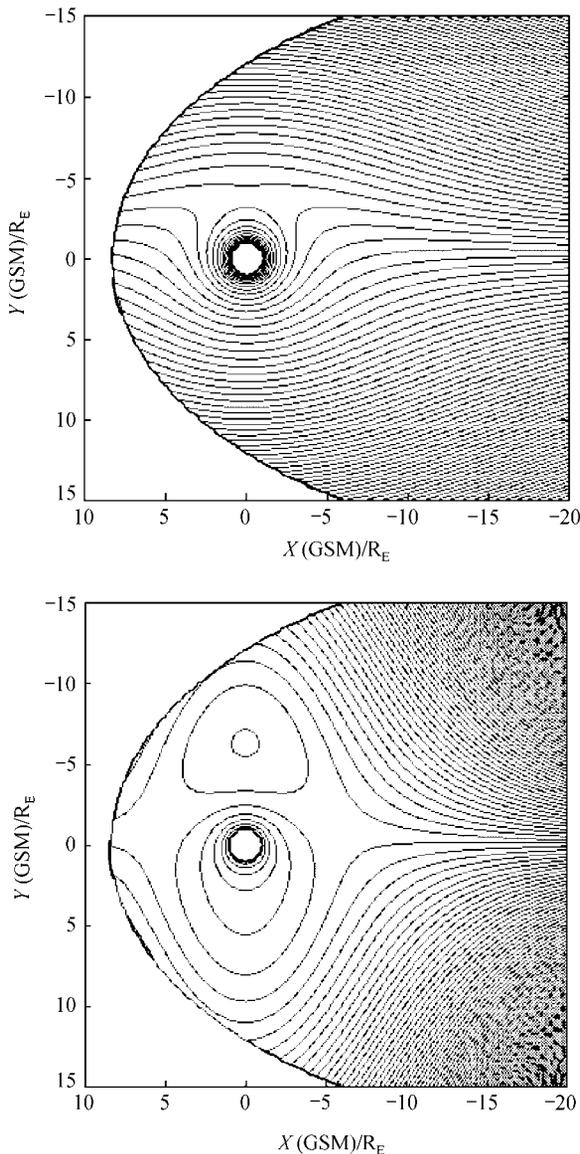


图1 磁层电场的电势的等位线
 上图: 无屏蔽电场; 下图: 加入屏蔽电场

场选取的是 $Kp=5$ 的 T96 磁场模型. 我们可以看到氧离子在 3 种不同电场作用下的漂移轨道都是开放的, 注入到环电流区域的平均时间为 1~2 小时. 在均匀电场作用下的注入时间更短, 约为几十分钟. 图 3 中选取氧离子的初始位置为磁尾 $X=-12 R_E, Y=-3 R_E, Z=0$, 赤道投掷角为 90 度, 能量为 10 keV. 图中给出了在与图 2 相同的磁场和电场模型下氧离子的运动轨迹和相应的能量随时间变化关系. 从图 2 和 3 中可以清楚的看出, 强的对流电场能很有效地在 1~3 小时之内(最段时间为甚至数十分钟)将带电粒子注入到环

电流区域. 综合多个算例还可以进一步得出结论(因篇幅所限, 本文不一一列出计算结果): 对流电场越强、等离子体片内边界越靠近地球, 注入时间越短. 以上结果这与在大磁暴期间, 强的对流电场持续 3 小时以上的观测事实一致. 此外, 观测还表明, 有的强磁暴主相下降时间仅为数十分钟至 1 小时. 本文的结果也能对此给予解释.

3.2 粒子漂移的混沌轨道

以往的工作中讨论的多是规则轨道, 然而在数值实验的过程中, 我们还发现, 在一定空间范围内存在无序、杂乱的轨道, 称之为混沌轨道. 氧离子和质子都可能在一定的条件下出现这样的轨道. 由于回旋半径大, 氧离子出现混沌现象的可能性要比质子大得多. Speiser^[18]在 1991 年提出, 磁力线的曲率半径和粒子的回旋半径相当的时候, 粒子的轨道会出现混沌效应. 这是由于在真实的磁场情况下, 磁力线的曲率半径会出现极端的情况(曲率半径很小), 有可能产生这种混沌轨道. T96 磁场模型是一种接近真实磁场的模型, 在使用 T96 模型的数值计算中, 出现了这种混沌轨道. 当粒子轨道变为混沌状态时, 粒子投掷角的变化是无序和不规则的. 图 4 给出了一个初始位置为 $X=-8 R_E, Y=-2 R_E, Z=0$, 赤道投掷角为 60 度, 能量为 20 keV, 使用了 T96 磁场模型后的氧离子运动轨迹. 由图 4 看出, 由于混沌效应导致的粒子投掷角不规则的改变可以使得沿着磁力线运动的氧离子运动到离地球很近的地方, 并有可能接近电离层附近. 混沌轨道也可能使得粒子从开放轨道的位置进入闭合轨道区域, 而这些粒子无法再返回开放轨道区域去. 这可能也是导致闭合环电流形成的一种因素.

关于混沌轨道对环电流粒子的注入和增能机制的影响, 我们将在以后的文章里做进一步的讨论.

3.3 屏蔽电场的作用

本文最主要的结果是揭示了屏蔽电场对环电流离子注入轨道的重要影响. 图 5 给出了在不考虑屏蔽电场和加入屏蔽电场以后, 初始位置为 $X=-8 R_E, Y=-3 R_E$ 和 $Z=0$, 赤道投掷角为 90 度, 初始能量分别为 15 keV 和 5 keV 的氧离子运动注入轨道. 对流电场和磁场分别选用的是 Volland 电场和偶极磁场模型. 在偶极磁场算例中, 初始赤道投掷角为 90 度的粒子, 其漂移轨道始终位于赤道平面内. 从图 5 中的上图可

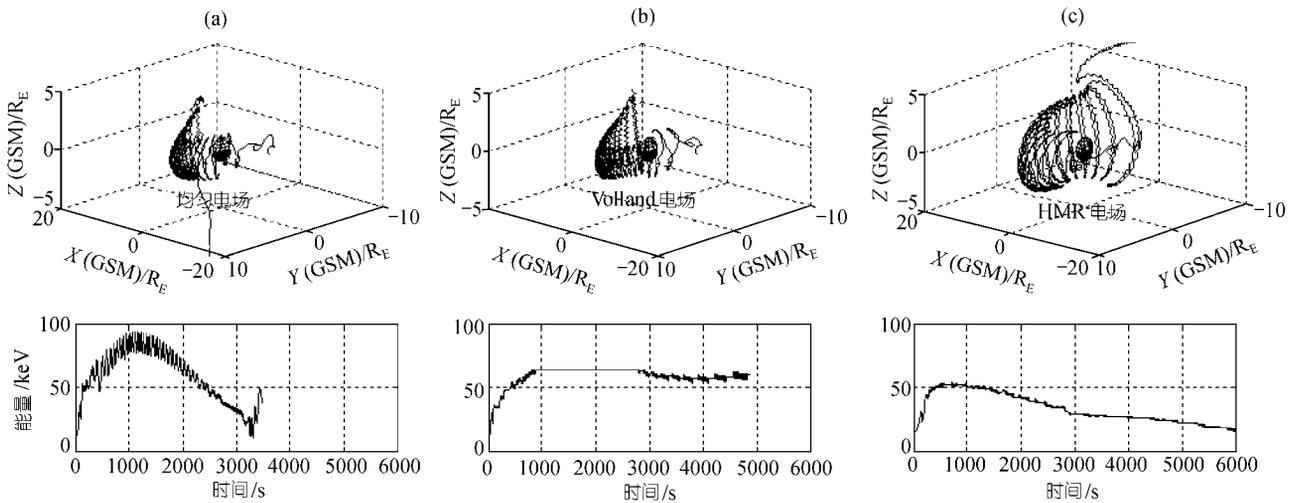


图 2 初始位置为 $X=-8 R_E, Y=-2 R_E, Z=0$, 赤道投掷角为 70 度, 能量为 15 keV 的氧离子运动轨迹和相应的漂移运动过程中能量随时间变化的关系
磁场为 $Kp=5$ 的 T96 磁场模型

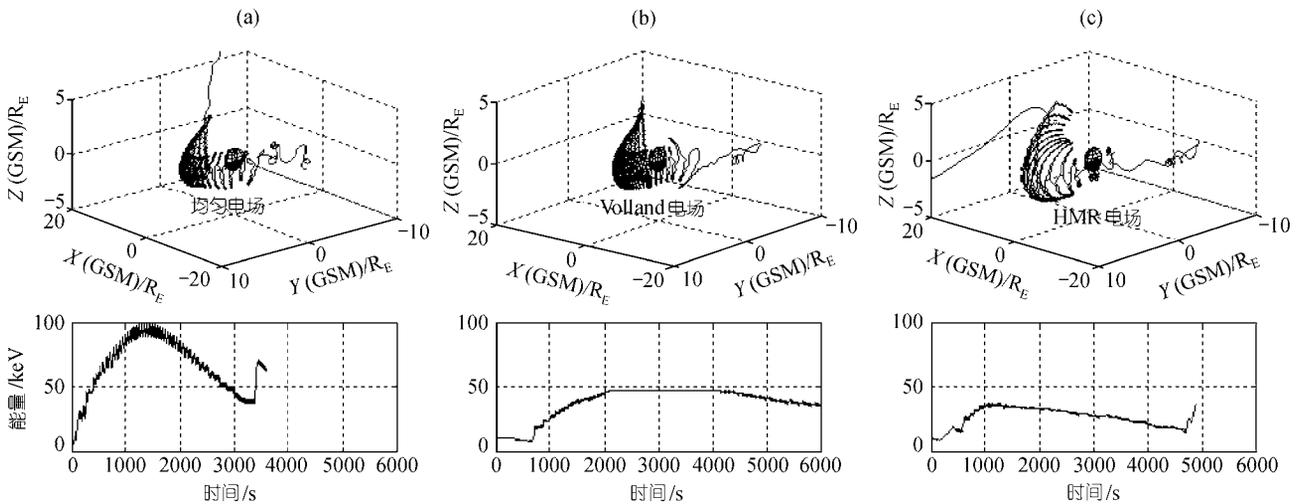


图 3 初始位置为 $X=-12 R_E, Y=-3 R_E, Z=0$, 赤道投掷角为 90 度, 能量为 10 keV 的氧离子运动轨迹和相应的漂移运动过程中能量随时间变化的关系
磁场为 $Kp=5$ 的 T96 磁场模型

以很清楚地看出, 15 keV 的氧离子加入屏蔽电场后, 其原本开放的漂移轨道, 在内磁层区域内转变为闭合的轨道. 而 5 keV 的氧离子原本开放的运动轨道未能变为闭合轨道. 这说明了粒子的初始能量越高, 越容易形成闭合轨道. 对于在 T96 磁场背景下非 90 度初始赤道投掷角的氧离子注入轨道, 屏蔽电场也体现了同样的作用. 图 6 给出了初始位置为 $X=-8 R_E,$

$Y=-2 R_E, Z=0$, 赤道投掷角为 70 度, 初始能量为 15 keV 的氧离子的注入过程, 磁场为 $Kp=5$ 的 T96 磁场模型. 图 6(a), (b) 分别选用了 Volland 电场和加入屏蔽电场效应的 Volland 电场. 我们可以从氧离子的三维运动轨迹图中更加清楚的看出屏蔽电场对于离子注入轨道的影响: 在不考虑屏蔽电场效应时, 氧离子的轨道是开放的; 但当加入屏蔽电场后注入轨迹逐步

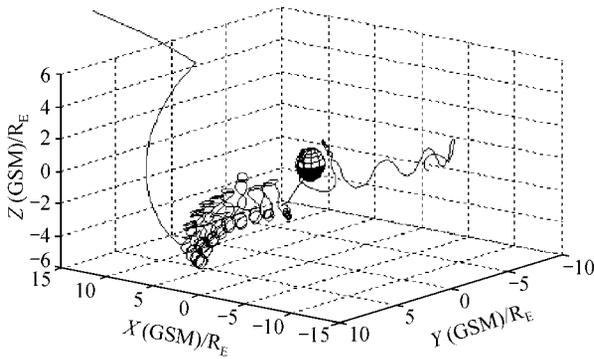


图4 T96 磁场模型下氧离子的混沌轨道

闭合. 在图5和6所示算例中, 除磁场条件不同之外, 边界条件和初始条件均无特殊之处. 大量的算例具有相同的特征. 大量算例中的另一个结果是加入屏蔽电场后粒子由开始注入到沿闭合轨道运动一周的时间为1~2小时, 这与磁暴Dst指数下降到极小值的时间为1至数小时的时间要求一致. 由于篇幅所限, 这里不再给出更多的其他算例和图表. 上述结果证实了本文对环电流形成过程的论点.

3.4 与观测实例的比较

上文在观测与物理分析的基础上, 设计了一个近似的屏蔽电场模型. TPTCs的计算结果表明屏蔽电场对粒子注入轨道有很大的影响, 它可以使得原本开放的漂移轨道变为闭合的轨道, 这表明它确实可以对闭合环电流的形成起重要的作用. 为了检验这一结果, 我们利用了Dst指数、对称环电流指数(SYM-H)和非对称环电流指数(ASYM-H), 分析了2000年3月31日的大磁暴. 图7给出了该磁暴期间Dst, SYM-H和ASYM-H随时间的变化. 从图中看出, 在磁暴主相早期, ASYM-H指数最先增加, 此时Dst和SYM-H指数没有很明显的减小. 对Dst和SYM-H指数做贡献的, 主要是闭合环电流强度. 在ASYM-H指数增加一段时间后, SYM-H和Dst指数开始减小, 磁暴主相得到发展, 并在ASYM-H指数下降期间和主相后期两者达到最小. 这可以解释为: 对流电场持续增加一段时间之后, 产生了显著的屏蔽电场, 使得一部分沿开放轨道运动的粒子, 改变轨道形态, 变成了闭合环电流成分.

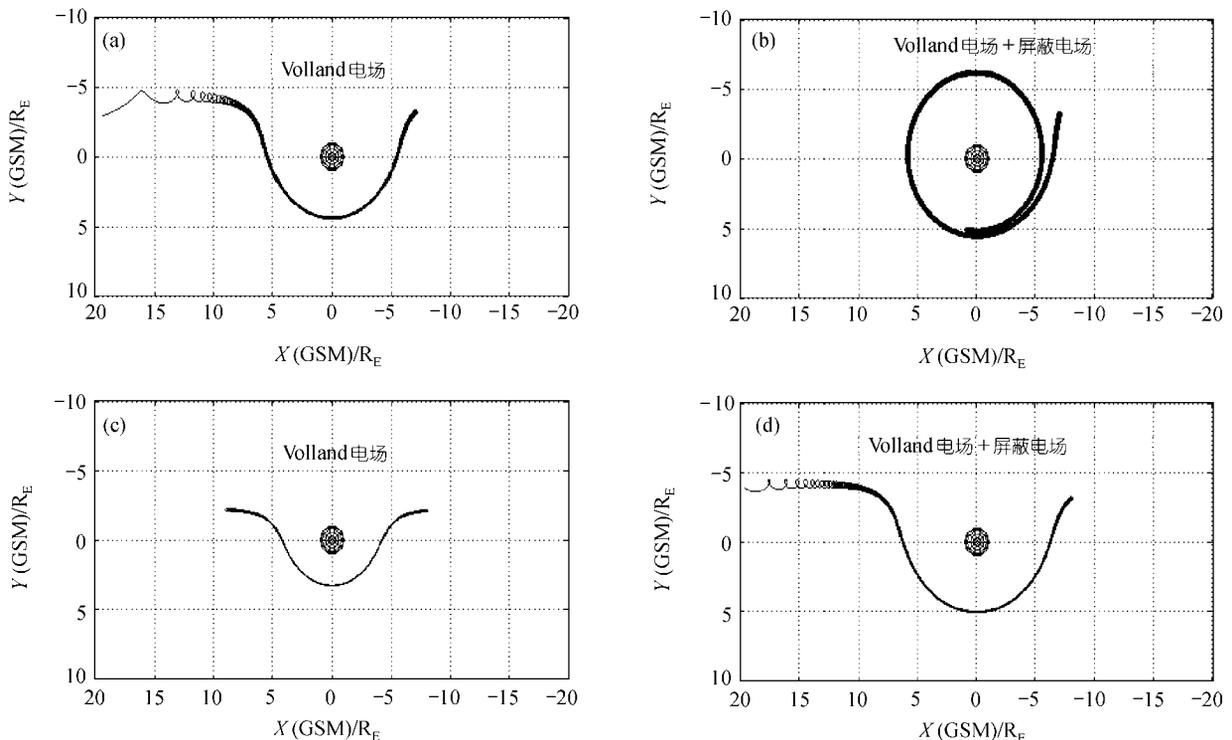


图5 初始位置为 $X=-8 R_E, Y=-3 R_E, Z=0$, 赤道投掷角为 90° , 能量为 15 keV 和 5 keV 的氧离子在加入屏蔽电场前后运动轨迹
(a)和(b) $E_0=15 \text{ keV}$, (c)和(d) $E_0=5 \text{ keV}$

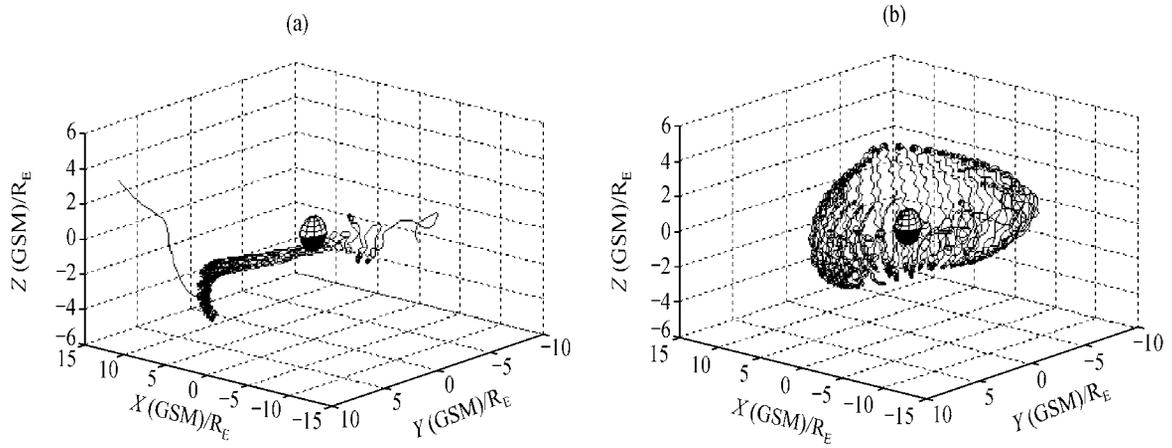


图 6 初始位置为 $X=-8 R_E, Y=-2 R_E, Z=0$, 赤道投掷角为 70 度, 能量为 20 keV 的氧离子的运动轨迹
磁场为 $Kp=5$ 的 T96 磁场模型, 电场模型: (a)Volland 电场; (b)有屏蔽电场效应的 Volland 电场

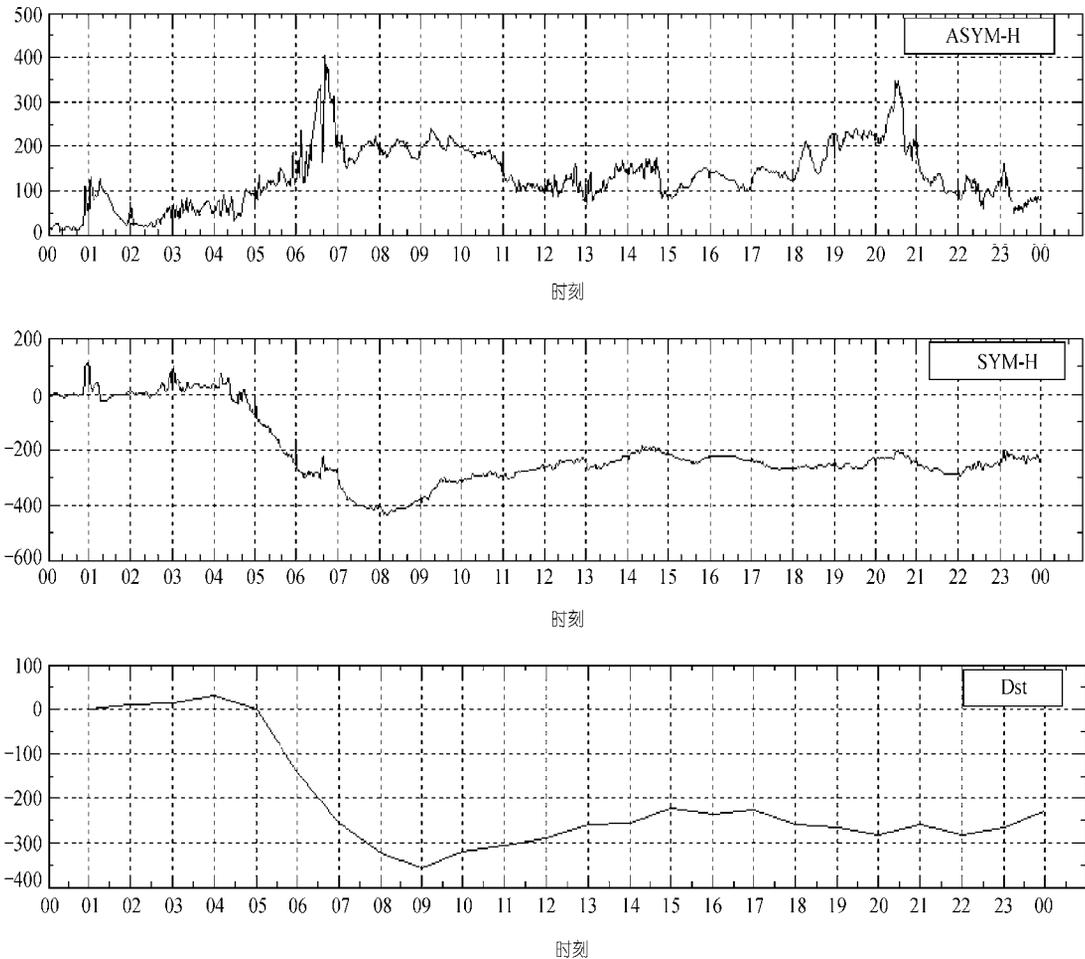


图 7 2001 年 3 月 31 日磁暴期间 Dst, SYM-H 和 ASYM-H 三个指数之间的变化关系

4 结论

本文利用三维试验粒子轨道算法 TPTCs 研究了大和强磁暴期间环电流离子的注入和对称环电流的形成过程。我们实现了不同的赤道投掷角的环电流离子的三维轨道计算,更加真实地反映了环电流离子的注入过程。TPTCs 的计算结果表明在强的磁层对流电场可以使得中低磁尾的带电粒子在向地球漂移的过程中得到有效的加速,加速时间约为 1~3 小时。

对于闭合环电流形成的机制,目前有不同的解释。对流电场的涨落在对称环电流的形成过程中起到的作用无疑是存在的。但我们的研究发现,并非任何磁暴期间都对流电场会存在剧烈的起伏,这就说明对流电场的涨落并不是闭合环电流形成的惟一机制。通过数值计算以及与观测的比较都很好证明了本文提出的屏蔽电场机制有可能是闭合环电流形成的一个重要机制。这一机制与对流电场涨落的机制并不矛盾,它可能是暴时环电流形成的一个更为本质的因素。

我们目前给出的屏蔽电场是一个非常近似的且不随时间变化的定常态的电场,因此不能完全真实的反映实际存在的屏蔽电场。我们将在今后的工作中,进一步研究屏蔽电场的特性,给出接近真实的屏蔽电场。我们还会进一步讨论混沌轨道对于环电流粒子注入的影响。

致谢 本工作受教育部博士点基金、国家自然科学基金委员会高科技预研项目(49984002)和交叉重大项目“地球空间暴多时空尺度物理过程研究”(40390150)及国家重点基础研究发展规划项目(G200000784)资助。

参 考 文 献

- Gonzalez W D, Joselyn J A, Kamide Y, et al. What is a geomagnetic storm? *J Geophys Res*, 1994, 99: 5771~5782 [\[DOI\]](#)
- Tsurutani B T, Gonzalez W D. The interplanetary causes of magnetic storms: A review. In: Tsurutani B T, Gonzalez W D, eds. *Magnetic Storm. Geophys Monogr, Ser 98*. Washington: AGU, 1997. 77~89
- Kamide Y, McPherron R L, Gonzalez W D, et al. Magnetic storms: Current understanding and outstanding questions. In: Tsurutani B T, Gonzalez W D, eds. *Magnetic Storm. Geophys Monogr, Ser 98*. Washington: AGU, 1997. 1~19
- Rowland D E, Wygant J R. The dependence of the inner-magnetospheric electric field on geomagnetic activity. *J Geophys Res*, 1998(103): 14959~14964
- Chen M W, Schulz M, Lyons L R. Simulations of phase space distributions of storm time proton ring current. *J Geophys Res*, 1994(99): 5745~5759
- Chen M W, Schulz M, Lyons L R. Modeling of ring current formation and decay: A review. In: Tsurutani B T, Gonzalez W D, eds. *Magnetic Storm. Geophys Monogr, Ser 98*. Washington: AGU, 1997. 173~186
- Xie L, Pu Z Y, Fu S Y. Eenergization and injection of intense storm ring current ions. In: Wang H N, Xu R L, eds. *Solar-Terrestrial Magnetic Activity and Space Environment. COSPAR Colloquium, Ser 14*. Pergamon, 2002. 271
- 张继春, 田剑华, 濮祖荫. 行星际电场与 Dst 指数, *空间科学学报*, 2001, 21(4): 297~304
- Daglis I A. The role of magnetosphere-ionosphere coupling in magnetic storm dynamics. In: Tsurutani B T, Gonzalez W D, eds. *Magnetic Storm. Geophys Monogr, Ser 98*. Washington: AGU, 1997. 107~116
- 付绥燕, 濮祖荫, 宗秋刚, 等. 大磁暴环电流离子成分的变化及其与磁暴演化的关系. *地球物理学报*, 2001, 44: 1~6
- Fu S Y, Zong Q G, Wilken B, et al. Temporal and spatial variation of the ion composition in the ring current. In: de Jager C, Akasofu S, eds. *Challenge to Long-standing Unsolved Space Physics Problems in the 20th Century. Space Sci Rev*, 2001, 95(Special Issue): 539~554
- Schild M A, Freeman T W, Dessler A J. A source for field-aligned current at auroral latitudes. *J Geophys Res*, 1969, (74): 247~255
- Wolf R A, Harel M, Spiro R W, et al. Computer simulation of inner magnetospheric dynamics for the magnetic Storm of July 29, 1977. *J Geophys Res*, 1982(87): 5949~5961
- Tsyganenko N A, Stern D P. Modeling the global magnetic field of the large-scale Birkeland current systems. *J Geophys Res*, 1996, 101: 27187~27198 [\[DOI\]](#)
- Volland H A. Model of the magnetospheric electric convection field. *J Geophys Res*, 1978(83): 2695~2706
- Heppner J P, Maynard N C. Empirical high-latitude electric field models. *J Geophys Res*, 1987(92): 4467~4489
- Yokoyama N, Kamide Y. Statistical nature of geomagnetic storms. *J Geophys Res*, 1997(102): 14215~14222
- Speiser T W. Particle motion in the tail current sheet. *Adv Space Res*, 1991(11): 151~159

(2003-09-25 收稿, 2004-01-16 收修改稿)