

丁维贞,曹晋滨,曾立等. 等离子体片离子分界线的模拟研究. 地球物理学报, 2010, **53**(7):1505~1514, DOI:10. 3969/j. issn. 0001-5733. 2010. 07. 001

Ding W Z, Cao J B, Zeng L, et al. Simulation studies of plasma sheet ion boundary. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2010, **53**(7):1505~1514, DOI:10. 3969/j. issn. 0001-5733. 2010. 07. 001

等离子体片离子分界线的模拟研究

丁维贞^{1,2}, 曹晋滨^{3,1}, 曾立³, 王艳³, 杨俊英³

1 中国科学院空间科学与应用研究中心, 中国科学院空间天气学国家重点实验室, 北京 100190

2 中国科学院研究生院, 北京 100049

3 北京航空航天大学宇航学院, 北京 100191

摘 要 等离子体片离子向内磁层的渗透在亚暴和磁暴过程中都起到了重要作用. 以往对于等离子体片离子向内磁层的渗透都是通过固定磁矩的磁层离子漂移轨道理论来进行的. 本文将过去的 (U, B) 空间中固定磁矩的磁层离子漂移轨道理论扩展为固定能量的磁层离子漂移轨道理论, 讨论了等离子体片质子在向地球输运过程中, 不同能量的质子开放轨道和封闭轨道的分界线的特性, 及其随 Kp 指数的变化. 在高端, 随着能量的升高, 等离子体片质子分界线地心距离逐渐增大, 且分界线的晨侧地心距离远远大于昏侧的地心距离. 在低能端, 随着质子能量的降低, 质子分界线地心距离逐渐增大, 且其分界线的昏侧地心距离要大于晨侧的地心距离. 模拟结果还显示随着 Kp 指数的增强, 等离子体片中不同能量的质子分界线都向地球移动. 但在低能端和高端, 质子分界线的行为是不一样的. 在低能端, 随着 Kp 指数的增大, 质子内边界形状基本保持不变. 在高端, 随着 Kp 指数的增大, 质子内边界形状也将发生变化. 在 $E=20$ keV, $Kp=6$ 和 $E=10$ keV, $Kp=3$ 两种情况, 质子分界线甚至出现了两个分离的区域, 一个是环绕地球的封闭轨道区域, 一个是晨侧孤立的锥型区域. 等离子体片能量为 E 的质子的内边界就是具有不同磁矩的 Alfvén 层上能量为 E 的点的连线. TC-1 热离子谱仪对等离子体片离子内边界的观测显示模拟结果与观测结果符合得很好.

关键词 等离子体片离子分界线, (U, B) 空间, Kp 指数, Alfvén 层

DOI:10. 3969/j. issn. 0001-5733. 2010. 07. 001 中图分类号 P353 收稿日期 2010-05-17, 2010-06-04 收修定稿

Simulation studies of plasma sheet ion boundary

DING Wei-Zhen^{1,2}, CAO Jin-Bin^{3,1}, ZENG Li³, WANG Yan³, YANG Jun-Ying³

1 State Key Laboratory for Space Weather, Center for Space Science and Applied Research, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

2 Graduate University, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

3 School of Astronautics, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China

Abstract The injection of plasma sheet ion to inner magnetosphere plays an important role during the time of magnetic sub-storm and storm periods. In the past, researches of such injection were all processed by the method of drift path theory of certain magnetic moment particles. In this article, we will extend the past certain magnetic moment magnetosphere particle drift path theory in (U, B) coordinate to certain energy magnetosphere particle drift path theory. Because particle's drift orbit is associated with its charge, we will take proton as an example. Then we will discuss the characters of different energy particles' boundary between their open and close drift path and its variation with Kp index during their transportation to the Earth. In high

energy situation, the radial distance to the Earth of plasma sheet ions' boundary will increase with their energy, and the distance in dawn side is much larger than that in dusk side. But in low energy situation, such thing will completely change. The radial distance will decrease with ion energy and the radial distance in dusk side will be larger than that in dawn side. Our simulation results also show that with the increase of Kp index, all boundaries of various energy particles in the plasma sheet will move towards the Earth. But performances of ion boundaries in high and low situations are different. To low energy situation, the inner boundary shape of ion almost keeps constant with the increase of Kp index. To high energy situation, its shape will change remarkably with Kp index. In two extreme cases, that is, $E=20$ keV, $Kp=6$ and $E=10$ keV, $Kp=3$, the ion boundaries even show two different regions, one is the closed circling Earth region and the other is the isolated tapered region in dawn side. The boundary of plasma sheet certain-energy- E particles is just the connection of energy- E point in various magnetic moments Alfven layer.

Keywords Plasma sheet ion boundary, (U, B) coordinate, Kp index, Alfven layer

1 引言

等离子体片是地球磁层中的一个重要区域,它在亚暴、磁暴等的形成与演化过程中都起到了至关重要的作用. 等离子体片粒子位于开放的漂移轨道区域,主要来源于太阳风和电离层. 等离子体片内边界在平静时期位于地球磁尾 $10R_E$ 左右. 磁暴主相时,磁层对流电场增强,等离子体片内边界向地球移动,等离子体片粒子进入内磁层后,绝热加速到环电流粒子能量范围. 所以等离子体片粒子的地向移动和绝热加速对于环电流增强起着关键作用^[1]. 等离子体片粒子是磁暴环电流的种子粒子^[1,2].

以往的研究清楚地表明,等离子体片粒子向内磁层的输运可以用粒子在电磁场中导心漂移来解释^[3]. 粒子的漂移速度包含电场漂移,磁场曲率和梯度漂移. 其中磁场曲率和梯度漂移与粒子的能量和电荷有关. 而电场漂移与能量和电荷无关. 内磁层电场是由旋转电场和对流电场叠加而成. 像地球磁场一样,对流电场在地球磁活动期间也经受着剧烈变化. 所以粒子漂移轨道在磁层活动时期非常复杂. 观测表明磁层活动时期,电场呈现出不同空间和时间尺度的变化特性. 但是在很多情况下,粒子漂移轨道可以由准静态电场分布来解释. 带电粒子漂移轨道可以分为两类:(1)靠近地球,围绕地球的封闭轨道;(2)远离地球,连接磁尾和磁层顶的开放轨道. 开轨道和闭轨道之间有一个分界线,对应着最后一个开轨道或最外一个闭轨道. 分界线的形状与粒子的种类、能量、以及所在的电场和磁场有关. 这个分界线

也叫做 Alfven 层^[4].

对于能量趋于零的粒子,只存在电场漂移,粒子的分界线就是电场的最外面的封闭等势线. Nishida^[5]在 1966 年应用该理论成功解释了等离子体层. 在磁层磁活动活跃期间,对流电场增强,该分界线向地球靠近. 对于具有较高能量的粒子,与能量相关的磁场梯度和曲率漂移变得越来越重要. 对于离子,由于磁漂移与旋转相反,离子漂移轨道和分界线比较复杂. 由于电子磁漂移和旋转是同一方向,电子漂移要简单得多. 对于给定的电场,粒子能量越高,分界线离地球越远.

以往等离子体片粒子向内磁层漂移注入的理论研究都是建立在给定磁矩 μ 的基础上^[3]. 这是因为在绝热近似条件下,磁矩 μ 守恒. 磁尾至日侧磁层顶的轨道和环绕地球的轨道之间分界线就是 Alfven 层. 能量为零的离子的 Alfven 层就是等离子体层顶. 但是这些建立在给定磁矩等离子体片离子漂移注入理论给出的结果无法直接与卫星观测结果对比,因为卫星直接观测参数是粒子的能谱,而不是磁矩.

Korth 等人 1999 年在 Volland-Stern 电场模型基础上,通过能量守恒及 (U, B, K) 坐标系转换详细地研究了离子和电子到达地球同步轨道处的情况^[6],并与同步卫星观测数据做了详细的比较,发现理论和观测符合得很好. 由于他们的研究目标集中在同步卫星轨道数据,所以采用了以同步轨道卫星粒子能量探测为基础的固定磁矩单粒子轨道运动理论. 但是如果想把研究范围扩展到更大的范围以及打算利用同步轨道外的大椭圆轨道卫星的观测数

据,仅仅给出某磁矩的单粒子轨道就不够了.这是因为粒子在磁层里运动的过程中其能量是在不断地变化着的,根据某固定磁矩的粒子运动轨迹所给出的开放区与闭合区的分界线并不对应着固定的能量,因此要将它们与更多的卫星观测资料作对比还存在着很大的困难.

本文将过去固定磁矩的等离子体片漂移注入理论扩展为更一般的固定粒子能量的等离子体片漂移注入理论.这个分析方法适合于利用任意轨道卫星数据来研究等离子体片粒子向内磁层的渗透.我们还利用这个扩展的理论确定等离子体片中不同能量粒子的分界线,并分析该分界线与地磁活动之间的相互关系.

2 物理模型

带电粒子在地磁场中的运动是一个复杂的物理过程,但这种复杂的运动却可以利用能量守恒和适当的坐标系变化来描述^[7].这种坐标系即电势 U 、磁场强度 B 和纵向不变量 K ^[8]形成的相空间坐标系. K 是磁场位形的函数,与粒子种类无关,且当场向电场不存在时 K 是一不变量.由于本文仅考虑在赤道面内运动的粒子,即抛射角等于 90° ,此时 $K=0$ ^[7],因此可以忽略 K 而仅在 (U,B) 空间计算粒子的轨迹.

带电粒子在地磁场中运动,其总能量为

$$W_{\text{tot}} = qU + \mu B, \tag{1}$$

其中, q 是粒子所带电荷, U 、 B 分别为粒子所处位置的电势和磁场强度, $\mu = \frac{1}{2} m V_\perp^2 / B$ 为粒子的磁矩. 由于粒子处于能量守恒状态^[9], $dW_{\text{tot}}/dt = 0$, 可以得到:

$$dU/dB = -\frac{\mu}{q}, \tag{2}$$

也就是说,带电粒子的运动轨迹转化到 (U,B) 空间中为一直线,其斜率为 $-\mu/q$ (磁矩守恒). 因为本文采用了偶极子磁场加屏蔽越尾电场模型,所以 (U,B) 空间中的每一点对应着磁赤道面 (X,Y) 平面内的两点^[6],这两点分别位于日侧与夜侧. 夜侧和日侧的分界线由漂移轨道上磁场强度达到极值的点的轨迹组成. 对于本文所考虑的电场模型,这个分界线是晨昏子午面^[7].

与 Korth 等人^[6]所做的一样,本文采用的电场模型是越尾电场和旋转电场的叠加:

$$U(r,\varphi) = -\frac{a}{r} - br^\gamma \sin\varphi, \tag{3}$$

右侧第一项是旋转电场,第二项是屏蔽越尾电场. 其中 r 是到地心的距离, φ 是相对于正午的磁地方时, γ 是屏蔽越尾电场屏蔽指数^[10,11],此处取 $\gamma=2$, $a=92.4 \text{ kV} \cdot R_E$ 为旋转电场常量^[12], b 是一个依赖于 Kp 指数的越尾电场系数,根据 Korth 等人 1999 年的推导:

$$b = \frac{a}{\gamma \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)^{\gamma+1}} (\cos^2 \lambda_m)^{\gamma+1}, \tag{4}$$

在这里, $\lambda_m = 67.8 - 2.07 Kp$ ^[13,14].

磁场模型取为偶极子磁场:

$$B(r,\varphi) = \frac{c}{r^3}, \tag{5}$$

c 为一常量.

于是,晨昏子午线上的电势 U 可写为

$$U(B) = \pm \left(\frac{c}{B}\right)^{\frac{\gamma}{3}} - a \left(\frac{B}{c}\right)^{\frac{\gamma}{3}}, \tag{6}$$

+ 代表晨侧子午线, - 号代表昏侧子午线. 图 1 显示了 (U,B) 空间中晨侧和昏侧分界线示意图.

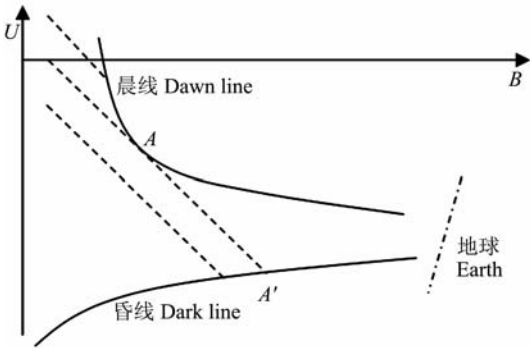


图 1 (U,B) 空间中晨侧和昏侧子午线 (简称晨线和昏线) 示意图
虚线表示粒子的漂移轨道, 实线表示晨侧(上) 和昏侧(下) 分界线.

Fig. 1 A schematic plot in the (U, B) plane showing the dawn (up solid line) and dusk (down solid line) boundaries. The dash lines represent particle drift orbits.

整个磁层空间即对应着 (U,B) 空间晨侧和昏侧子午线中间的区域. 由式 (2) 可知, 任何带电粒子的运动轨迹都可以映射到 (U,B) 空间的一条直线. 图 1 中晨侧子午线的切线 AA' 代表着磁层粒子轨迹开放区与闭合区的分界线^[6], 是一个临界轨道, 也就是我们常说的 Alfvén 层^[9].

3 计算结果

正如 Korth 在其文章^[6]中计算的那样, 图 1 中

的临界轨迹 AA' 代表的只是某种固定磁矩 μ 的粒子开放轨道区与封闭轨道区的分界线,由于粒子在磁场中运动时其动能一直是处于变化之中的,因此由 AA' 所给出的分界线并不对应着某种能量的分界线.对于 Korth 所用的同步轨道卫星数据,因卫星轨道半径固定,轨道上的磁场也固定(偶极子场近似下),对该卫星的观测来说,某种磁矩 μ 的粒子在整个同步轨道都具有相同的能量.但是对于轨道上的磁场时时刻刻都处于变化之中的椭圆轨道卫星,比如 TC-1,这种方法将不再适用.因此我们有必要找出磁层空间中对应着某种能量的粒子分界线,一旦有了这种给定能量的粒子分界线,那么各种卫星在运行过程中什么时候可以观测到某种能量的粒子就可以从理论上来确定了.

本文首先利用了全 (U, B) 扫描的方法.磁层空间里任何粒子的运动轨迹都对应着图 1 中 (U, B) 空间晨昏子午线之间的某条直线,并且磁层可以分为相对晨昏分界线对称的日侧夜侧两部分.当粒子沿着 (U, B) 空间中的直线(也就是 XY 平面中的某粒子的运动轨迹)运动时,因为磁矩 μ 守恒,而磁场 B 一直在单调变化(日侧与夜侧分开考虑,即沿 (U, B) 空间中直线的单向运动),根据 $\mu = \frac{1}{2} mV_{\perp}^2 / B$, 粒子能量也是在单调变化的,对于从夜侧磁尾向着地球方向运动的各种粒子, B 单调增加,所以能量也在单调增加.

因此,若是要求某种能量的离子分界线,比如能量为 E 的离子能量界线,那么根据离子轨迹上能量的单调变化特性,我们只需要遍历各种可能的粒子运动轨迹,在每一条轨迹上都点出具有能量 E 的那一点.这样就可以得到能量为 E 的离子的开放轨道区与封闭轨道区.整个地球磁赤道面上空白的区域就是封闭轨道区或离子禁入区(简称禁区).

为了达到这一目的,我们需要扫描所有可能的粒子轨道.因为粒子在地磁场中的运动情况比较复杂,直接根据运动方程来计算难度较大.而根据前面的理论分析, (U, B) 空间的转化将为我们的计算提供极大的简化.遍历磁赤道面内的每一条粒子运动轨迹,相当于遍历图 1 中晨昏分界线之间的每一条可能的直线.我们注意到,对于具有相同磁矩的某线系,也即 (U, B) 空间具有某斜率的平行线系,根据 $\mu = \frac{1}{2} mV_{\perp}^2 / B$, 它们具有相同能量的点也将处于相同的磁场 B 处,即 (U, B) 空间中晨昏线之间的一条竖直线.有了这个结论,我们就可以只沿着晨昏线扫

描,如果与晨昏线相切的某条轨迹上具有指定能量的点,则从该点做竖直线,因为竖直线上每一点都是与这种磁矩的线系的其中一个交点,所以它们同时是具有该能量的点,这一简化将大大减少我们的计算量.

如前所述,带电粒子在地磁场中的运动轨迹转化到 (U, B) 空间中为一斜率为 $-\mu/q$ 的直线,该斜率由带电粒子所带的电荷 q 决定,故以下的计算与讨论都是以带一个正电荷的粒子也就是质子为例来进行说明的.图 2 给出了 GSM 坐标系 $X-Y$ 平面上等离子体片不同能量质子 ($E=100\text{ eV}, 500\text{ eV}, 1\text{ keV}, 5\text{ keV}, 10\text{ keV}$ 和 20 keV) 的封闭轨道区(空白)和开放轨道区.封闭轨道区(空白)和开放轨道区之间的边界就是等离子体片具有某个能量质子的分界线.在图 2 中,我们还给出了固定磁矩的质子的分界线(Alfven 层,黑点线).为了与 Korth^[6] 的结果对比,这些质子在同步轨道上具有与我们模型中的质子相同的能量.

从图 2 中可以看出,等离子体片较高能量的质子的分界线形状与固定磁矩的质子 Alfven 层形状明显不同.对于能量为 20 keV 的质子,虽然质子分界线和 Alfven 层都有晨侧隆起,但是,质子分界线的晨侧隆起要比 Alfven 层更明显.当 $Kp=6$ 时,环绕禁区的质子分界线甚至由两个分离的区域组成,一个是环绕地球的封闭轨道区域,一个是晨侧孤立的锥型区域.这个孤立的锥形区域的形成,主要是由于高能质子与低能质子的轨迹不同,高能端向晨侧伸展,而低能端向昏侧伸展(见文献[6]中图 1),这样在遍历所有可能的磁矩范围时,就有可能出现“晨侧孤立的锥型区域”,该区域中并不是没有粒子穿过,而是说穿过其中的离子恰好不具有该能量,反映到固定能量的质子分布图上就出现了一个空白区域.孤立区域中只是恰好没有该能量质子的存在,而不是完全不存在质子.

等离子体片质子分界线都随着 Kp 指数的增大向地球靠近.例如当 $Kp=0, 3$ 和 6 时, 10 keV 的质子分界线在昏侧距地球最远点地心距离分别是 $4.5R_E, 3.3R_E, 2.9R_E$, 在夜侧分别是 $3.9R_E, 3.0R_E, 2.3R_E$. 因为 Kp 指数对应着地磁活动的强弱,也就是说,随着地磁活动的增强,等离子体片中的质子将向内磁层渗透.这与离子 Alfven 层的情况是一样的.值得注意的是不仅分界线的地心距离,质子分界线的形状也随着 Kp 指数的变化而变化.

在地磁平静时期($Kp=0$),对于中高能质子

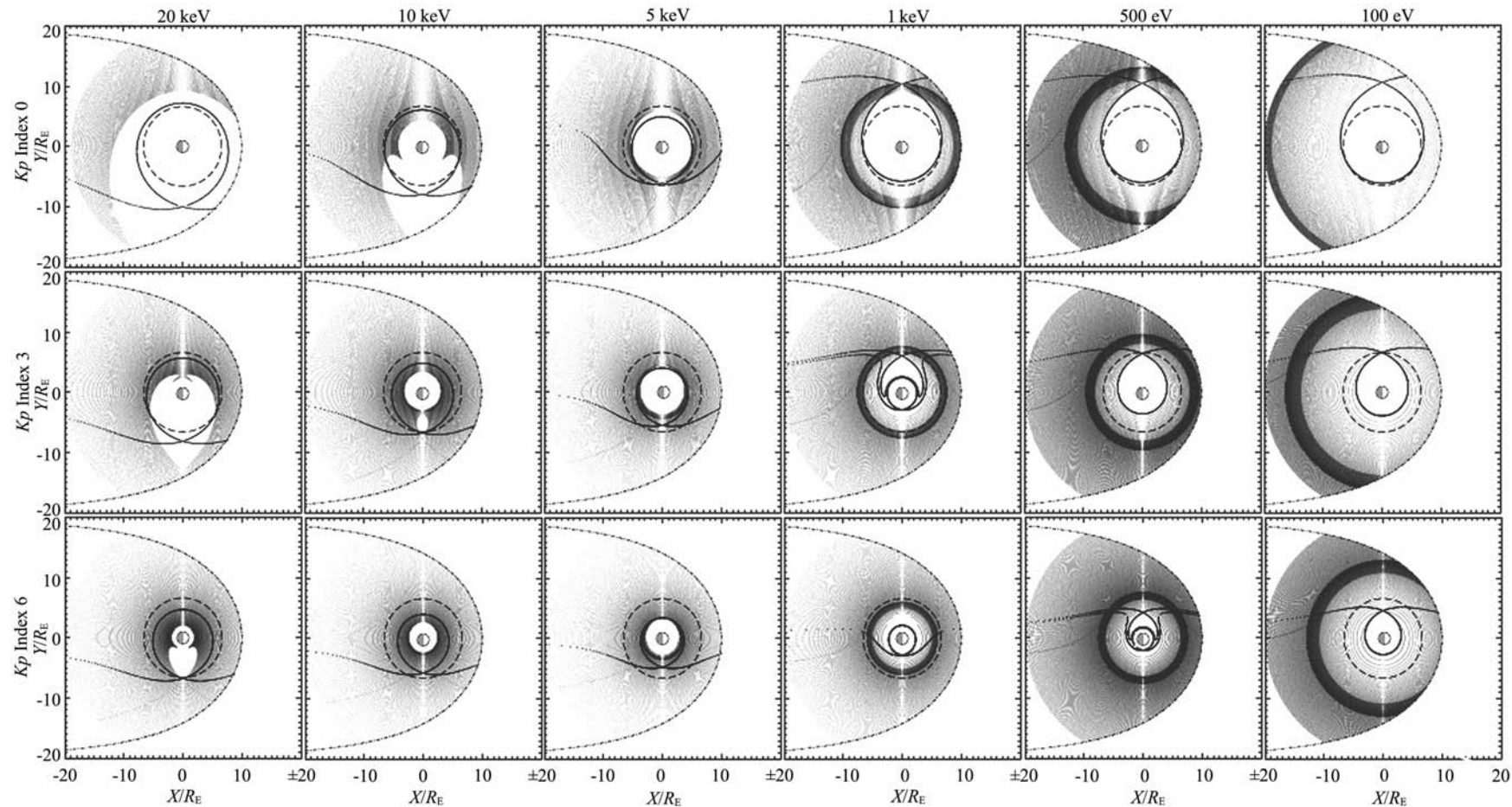


图 2 当 $Kp=0, 3, 6$ 时, 等离子体片中不同能量质子 ($E=20$ keV, 10 keV, 5 keV, 1 keV, 500 eV 和 100 eV) 的封闭轨道区 (空白) 和开放轨道区

图中所示灰色背景为每列顶部相应能量质子的出现位置, 虚线代表同步轨道, 点线是利用 Korth^[6] 的方法计算出来的在同步轨道上

具有相应能量的质子的临界轨迹, 点虚线是根据 Shue 等^[15] 给出的公式在平均太阳风参数情况下计算得到的磁层顶位置.

Fig. 2 Open/closed field areas for different energy protons of 20 keV, 10 keV, 5 keV, 1 keV, 500 eV and 100 eV for $Kp=0$ (top), 3 (middle) and 6 (bottom)

The gray background shows all possible positions of protons with energy given at the top of each columns. The dash line is geo-synchronized orbit, the dot line is open/closed drift separatrices calculated with Korth's method^[6] and the dash-dot line is magnetopause calculated with formulation given by Shue et al.^[15].

(≥ 10 keV)来说,能量越高,分界线地心距离越大. 对于能量为 10 keV 和 20 keV 的质子,其分界线在昏侧隆起的地心距离分别为 $4.5R_E$ 、 $9.2R_E$. 这说明在地磁平静时期,对于中高能质子,能量越高,就越难向内磁层渗透. 对低 Kp 值、能量较高的质子分界线来说还有一个非常显著的特征,那就是晨侧($-Y$ 方向)的内边界的地心距离要远远大于昏侧(Y 方向)的地心距离. 对于 TC-1 这类远地点是十多个地球半径的近赤道面卫星来说,从图 2 中 20 keV 和 10 keV 的两行离子边界能够很容易地看出,至少在低地磁活动(Kp 很小)时,卫星在昏侧可以观测到高能质子(约 10 keV)清晰的边界,而在晨侧则由于轨道半径的关系而观测不到这类能量的明显边界,这一预测的现象已经和我们所进行的初步的卫星观测资料对比有了很好的符合.

对于低能(≤ 5 keV)的质子,分界线具有与等离子体层顶类似的形状. 但分界线的地心距离随着能量的变化与中高能质子刚好相反,质子能量越低,其分界线地心距离反而越大,这一点同 Kerns^[16] 在构建等离子体片内边界的鼻状结构时所得的结果是一致的. 对于能量为 1 keV、500 eV 和 100 eV 的质子,其分界线在昏侧隆起最远点的地心距离分别为 $9.4R_E$ 、 $10.1R_E$ 、 $10.5R_E$.

为了与 Korth^[6] 的结果对比,在图 2 中,我们还给出了固定磁矩质子的分界线(点线). 这些质子在同步轨道上具有与我们模型中的离子相同的能量. 从图中可以发现,当 Korth 所计算出来的 Alfvén 层(图 2 中点线)闭合段与同步轨道(图中虚线)有交点时,我们所做的固定能量的质子分界线同时也会经过这一点,即对于同步轨道上卫星观测来说,质子分界线和质子 Alfvén 层给出相同的结论,这进一步验证了我们结论的准确性. 整体来看,对于较低能量的质子,其分界线与 Alfvén 层差别并不是很大,但是对于较高的能量, Korth 所给出的质子 Alfvén 层就与我们模型计算出来的分界线差别很大了. 显然,固定能量的质子分界线与是 Alfvén 层是不一样的. 在 Korth 给出 Alfvén 层上,质子磁矩是不变的,能量在轨道不同点是不同的. 而在我们模型计算出来的离子开放轨道区和封闭轨道区分界线上,粒子的能量是一定的,磁矩在分界线上不同点是不一样的.

所以对于同步轨道的卫星观测来说,我们模型给出与 Korth 相同的结论. 两个模型给出的同步轨道上质子可能出现的地方时范围完全相同. 但是 Korth 的结果只适用于同步轨道卫星探测数据的研究. 如果卫星圆轨道半径不等于同步轨道,或者卫星轨道本身就是椭圆轨道,那么 Korth 的方法将不再

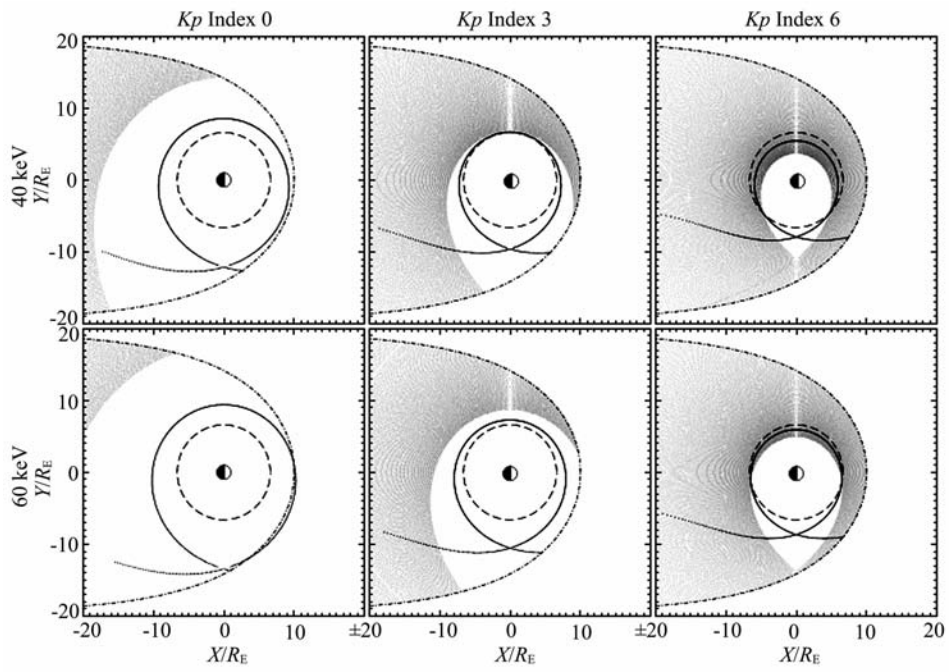


图 3 当 $Kp=0,3,6$ 时,等离子体片中不同能量质子($E=40$ keV, 60 keV)的封闭轨道区(空白)和开放轨道区
图中所示各项物理意义同图 2.

Fig. 3 Open/closed field areas for different energy protons of 40 keV (up) and 60 keV (down) for $Kp=0$ (left), 3 (middle) and 6 (right)
Other meaning of each panel is the same as Fig. 2.

适用. 因此, 与 Korth 给出的给定磁矩的离子 Alfven 层相比, 本文所使用的固定能量的离子分界线适用范围要大得多.

在磁层扰动期间, 等离子体片粒子向内磁层漂移, 因为绝热加速, 部分质子的能量可以达到 40 keV 甚至更高. 图 3 给出了等离子体片中 40 keV 和 60 keV 的质子分布情况.

从图 3 可以看出, 具有较高能量 40~60 keV 的等离子体片质子的内边界与较低能量的质子具有相同的变化趋势和相似的边界位形. 但是其距地心的距离明显大于具有较低能量的等离子体片质子.

4 等离子体片质子内边界与 Alfven 层的关系

在第 3 节, 我们利用全 (U, B) 空间扫描的方法得出了具有某个给定能量的质子在开放轨道上所有可能出现的位置, 从而也就得到了给定能量的质子开放轨道区和封闭轨道区分界线的位置. 这个分界线虽然是数学上通过扫描得到的, 但是它也具有物理上的意义. 固定能量离子内边界实际上是与离子 Alfven 层密切相关的. 具有能量 E 的等离子体片离子内边界实际上就是 (U, B) 空间中具有不同磁矩的离子 Alfven 层(与晨线相切临界轨道, 例如图 4 中的 AA', BB' 等)上能量为 E 的那些点的连线. 图 4 给出了 (U, B) 空间中对于某个给定能量的等离子体片粒子内边界示意图.

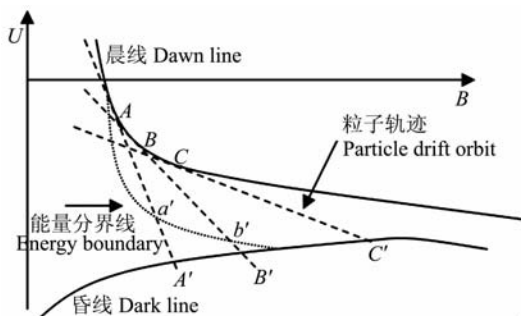


图 4 (U, B) 空间中能量为 E 的等离子体片粒子内边界示意图

Fig. 4 A schematic plot in the (U, B) plane showing the inner boundaries of plasma sheet of ion with energy E

在图 4 中, a' 是 Alfven 层 AA' 连线上能量为 E 的那个点. b' 是 Alfven 层 BB' 连线上能量为 E 的那个点. 具有能量 E 的等离子体片粒子的内边界就是 (U, B) 空间中 Alfven 层(图中的切线)上的具有能量 E 的点($a', b', \dots$)的连线. 为了证明这一点, 我们

将 (U, B) 空间中 Alfven 层上能量为 E 的点的连线转换到赤道面 (X, Y) 空间上. 图 5 给出了在 (X, Y) 平面上 Alfven 层上能量为 E 的点的连线. 可以看出图 5 中 Alfven 层上能量为 E 的点的连线是与图 2 中质子内边界完全一致. 这清楚地证明等离子体片能量为 E 的离子分界线就是具有不同磁矩的 Alfven 层上能量为 E 的点的连线.

5 观测结果

下面我们利用 TC-1 卫星的观测资料与前面的模拟结果进行一下对比. 离子探测数据来源于 TC-1 卫星上的热离子谱仪^[17]. 因为 TC-1 卫星位于近赤道大椭圆轨道^[18], 所以它提供了观测等离子体片内边界的很好的机会. 图 6 给出了 2004 年 7 月 21 日 TC-1 所观测到的一次等离子体片内边界穿越事件.

从图 6 可以看出, TC-1 在 01:00~01:30 UT 之间穿越了等离子体片各种能量的离子内边界, 其中对应 1 keV 能量的离子边界穿越近似发生在 01:00 UT, 而 5 keV 能量的离子边界穿越则发生在 01:20 UT 前后. 根据卫星的轨道数据我们还可以得出穿越事件发生时等离子体片内边界所处的位置(见图 6 底部的轨道数据). 观测结果显示能量为 1 keV 和 5 keV 的离子的内边界分别处在 $4.14R_E$ ($X_{GSM}=0.27R_E, Y_{GSM}=-4.13R_E$) 和 $3.39R_E$ ($X_{GSM}=0.72R_E, Y_{GSM}=-3.31R_E$) 附近.

在 TC-1 穿越等离子体片内边界之前相当长的一段时间内(约 12 h), Kp 指数基本都处在 3^- 的量级上. 在计算中不妨取 $Kp=3^-$. 模拟结果显示能量为 1 keV 和 5 keV 的离子的内边界与卫星轨道在 $X_{GSM}-Y_{GSM}$ 平面的交点分别处在 $4.1R_E$ ($X_{GSM}=0.2R_E, Y_{GSM}=-4.1R_E$) 和 $3.4R_E$ ($X_{GSM}=0.7R_E, Y_{GSM}=-3.3R_E$) 附近. 所以我们通过模拟所得到的等离子体片内边界结果同卫星观测结果符合得很好.

6 结 论

本文将过去的 (U, B) 空间中固定磁矩的磁层离子漂移轨道理论扩展为固定能量的磁层离子漂移轨道理论, 并讨论了等离子体片离子在向地球对流过程中, 不同能量的离子开放轨道和封闭轨道的分界线的特性, 及其随 Kp 指数的变化.

以质子为例, 在高端端, 随着能量的升高, 等离

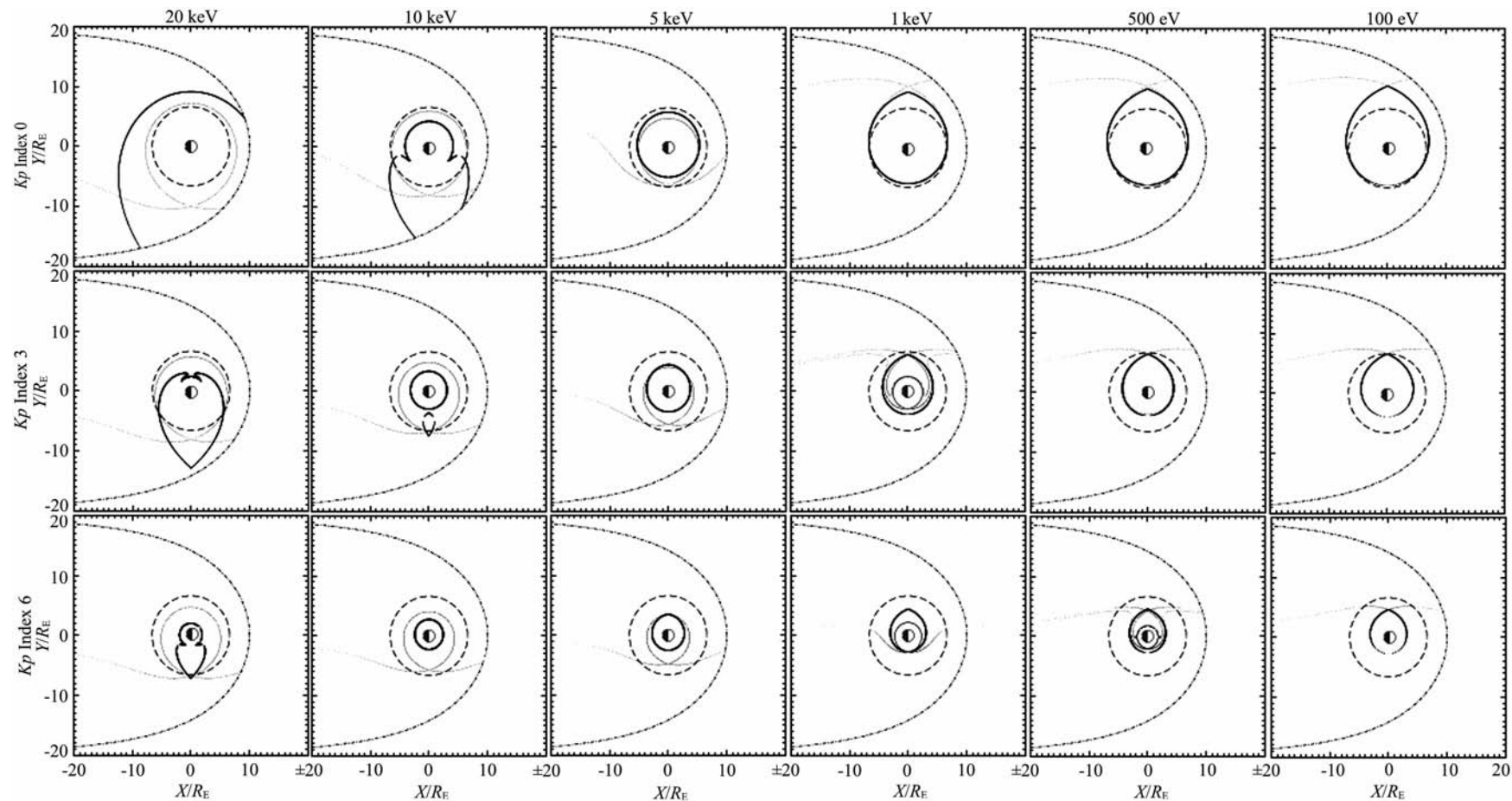


图 5 当 $Kp=0, 3, 6$ 时,不同能量质子($E=20$ keV, 10 keV, 5 keV, 1 keV, 500 eV 和 100 eV)的等离子体片内边界
图中所示粗点线为每列顶部所给能量的质子等离子体片内边界,虚线代表同步轨道,细点线是利用 Korth^[6]的方法计算出来的在同步
轨道上具有相应能量的质子的临界轨迹,点虚线是根据 Shue 等^[15]给出的公式在平均太阳风参数情况下计算得到的磁层顶位置.

Fig. 5 Different energy protons' plasma sheet inner boundaries of 20 keV, 10 keV, 5 keV, 1 keV, 500 eV and 100 eV for $Kp=0$ (top), 3 (middle) and 6 (bottom)

The bold dot line is the inner boundaries of protons with energy given at the top of each columns. The dash line is geo-synchronized orbit, the tiny dot line is open/closed drift separatrices calculated with Korth's method^[6] and the dash dot line is magnetopause calculated with formulation given by Shue et al. ^[15].

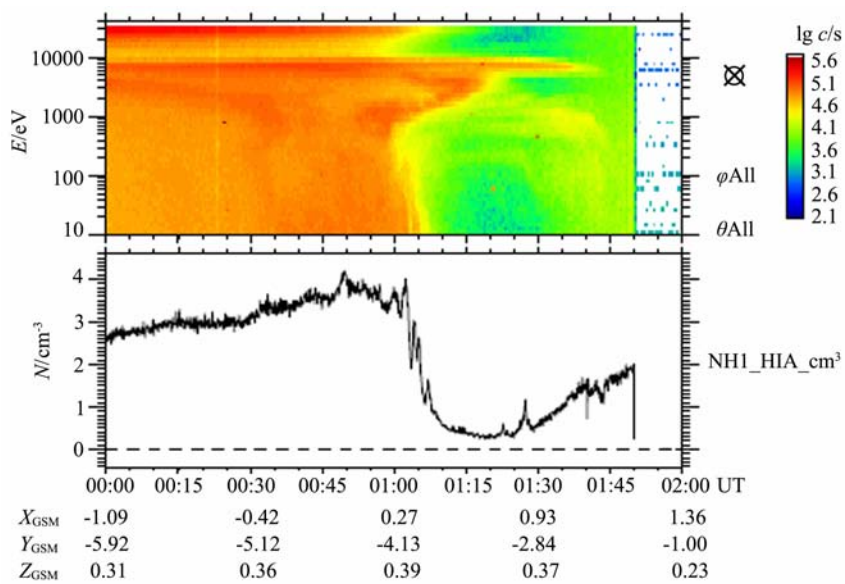


图 6 2004 年 7 月 21 日 TC-1 卫星热离子谱仪对等离子体片离子内边界观测结果
上图是离子能谱图,下图是离子密度图。

Fig. 6 The ion's inner boundary of plasma sheet observed by PEACE on TC-1 on July 21, 2004
The upper panel represents ion's spectrums and the lower panel represents density of ions.

子体片质子分界线地心距离逐渐增大,且分界线的晨侧地心距离远远大于昏侧的地心距离.在低能端,随着质子能量的降低,质子分界线地心距离逐渐增大,且其分界线的昏侧地心距离要大于晨侧的地心距离.模拟结果还显示随着 Kp 指数的增强,等离子体片中不同能量的质子分界线都向地球移动.但在低能端和高能端,质子分界线的行为是不一样的.在低能端,随着 Kp 指数的增大,质子内边界形状基本保持不变.但在高能端,随着 Kp 指数的增大,质子内边界形状也将发生变化.在 $E=20\text{ keV}$, $Kp=6$ 和 $E=10\text{ keV}$, $Kp=3$ 两种情况,质子分界线甚至出现了两个分离的区域,一个是环绕地球的封闭轨道区域,一个是晨侧孤立的锥型区域.这个是以以往固定磁矩的磁层离子漂移轨道理论所没有发现的.

本文还进一步探讨了等离子体片离子内边界与离子 Alfevn 层之间的物理关系,结果显示等离子体片能量为 E 的离子的内边界就是距地球最近的具有不同磁矩的 Alfevn 层上能量为 E 的点的连线.

最后我们将 TC-1 卫星上热离子谱仪对等离子体片离子内边界探测结果与本文模拟结果进行了对比,结果显示理论结果与观测结果符合得很好.

参考文献 (References)

[1] Wang C P, Lyons L R, Angelopoulos V, et al. THEMIS observations of penetration of the plasma sheet into the ring current region during a magnetic storm. *Geophys. Res.*

Lett., 2008, **35**, L17S14

[2] Chen M W, Liu S, Schulz M, et al. Magnetically self-consistent ring current simulations during the 19 October1998 storm. *J. Geophys. Res.*, 2006, **111**, A11S15

[3] Korth H, Thomsen M E. Plasma sheet access to geosynchronous orbit: generalization to numerical global field models. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**(A12): 29655~29667

[4] Schield M A, Freeman J W, Dessler A J. A source for field-aligned currents at auroral latitudes. *J. Geophys. Res.*, 1969, **74**: 247~256

[5] Nishida A. Formation of the plasmopause, or magnetospheric plasma knee, by combined action of magnetospheric convection and plasma escape from the tail. *J. Geophys. Res.*, 1966, **71**: 5669~5679

[6] Korth H, Thomsen M F, Borovsky J E, et al. Plasma sheet access to geosynchronous orbit. *J. Geophys. Res.*, 1999, **104**(A11):25047~25061

[7] Whipple E C. (U , B , K) coordinates: a natural system for studying magnetospheric convection. *J. Geophys. Res.*, 1978, **83**: 4318~4326

[8] Roederer J G. Dynamics of Geomagnetically Trapped Radiation. New York: Springer, 1970

[9] Kivelson M G, Russell C T. Introduction to Space Physics. New York: Cambridge Univ. Press, 1995

[10] Volland H. A semiempirical model of large-scale magnetospheric electric fields. *J. Geophys. Res.*, 1973, **78**: 171~180

[11] Stern D P. Motion of a proton in the equatorial magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, 1975, **80**: 595~599

[12] Southwood D J, Kaye S M. Drift boundary approximations in simple magnetospheric convection models. *J. Geophys. Res.*, 1979, **84**: 5773~5780

[13] Gussenhoven M S, Hardy D A, Burke W J. DMSP/F2 electron observations of equatorward auroral boundaries and their relationship to magnetospheric electric fields. *J. Geophys. Res.*, 1981, **86**: 768~778

[14] Gussenhoven M S, Hardy D A, Heinemann N. Systematics of the equatorward diffuse auroral boundary. *J. Geophys. Res.*, 1983, **88**: 5692~5708

[15] Shue J, Chao J, Fu H, et al. A new functional form to study the solar wind control of the magnetopause size and shape. *J. Geophys. Res.*, 1997, **102**: 9497

[16] Kerns K J, Hardy D A, Gussenhoven M S. Modeling of convection boundaries seen by CRRES in 120 eV to 28 keV particles. *J. Geophys. Res.*, 1994, **99**: 2403~2414

[17] Rème H, Dandouras I, Aoustin C, et al. The HIA instrument on board the Tan Ce 1 Double Star near-equatorial spacecraft and its first results. *Ann. Geophys.*, 2005, **23**: 2757~2774

[18] Liu Z X, Escoubett P, Cao J B. A Chinese European multiscale mission: the double star program. In: Lui A T Y, Kamide Y, Consolini G eds. *Multiscale Coupling of Sun-Earth Processes*. Elsevier, 2005. 509~514

(本文编辑 何 燕)