0254-6124/2008/28(4)-288-07 *Chin. J. Space Sci.* 空间科学学报

Huang Chaoyan, Xu Ronglan, Han Jianwei. 3-Dimensional drift shell splitting during the geomagnetic disturbance. *Chin. J. Space Sci.*, 2008, **28**(4): 288∼294

磁扰期间的三维漂移壳分离*

黄朝艳[1,2] 徐荣栏[1] 韩建伟[1]

[1](中国科学院空间科学与应用研究中心 北京 100190)

[2](中国科学院研究生院)

摘 要 基于磁层粒子动力学理论，首先对比了计算漂移壳分离的引导中心法和磁力线追踪法，计算表明两种方法的计算结果一致. 然后分别采用 T89c 和 T96 磁层磁场模式，用磁力线追踪法数值计算了不同初始位置 ($\leqslant 9R_e$) 、不同初始投掷角、不同 Kp 指数和不同太阳风压力下，带电粒子的漂移壳分离. 计算结果揭示了漂移壳分离随初始位置、投掷角、 Kp 指数和太阳风压力的变化. 其具体特征如下. (1) 随着径向距离的增大，漂移壳分离效应愈加显著，由正午出发的粒子将被稳定捕获，而午夜出发的径向距离 $\geqslant 7R_e$ 的部分大投掷角粒子将沿磁层顶逃逸. (2) 正午出发的粒子，漂移到午夜时其漂移壳随投掷角减小向外排列；午夜出发的粒子，漂移到正午时其漂移壳随投掷角增大排列； 90° 投掷角粒子在磁赤道面的漂移壳沿着磁场等值线排列. (3) 漂移壳分离随 Kp 指数和太阳风压力增大变得显著，且随这两种扰动参数的变化特征和趋势是基本相似的.

关键词 引导中心法；磁力线追踪法；漂移壳分离

中图法分类号 P 353

3-Dimensional Drift Shell Splitting During the Geomagnetic Disturbance

HUANG Chaoyan[1,2] XU Ronglan[1] HAN Jianwei[1]

[1](*Center for Space Science and Applied Research, Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100190)

[2](*Graduate School, Chinese Academy of Sciences*)

Abstract Based on the theory of magnetospheric particle dynamics, the guiding center and magnetic field line tracing methods are used to calculate the drift shell splitting of the particle motion in the radiation belt. The results show that the two methods are the same. Therefore the 3-dimensional drift shell splitting during the geomagnetic disturbances is studied using magnetic field line tracing method. The initial location of the particles is $\leqslant 9R_e$ with different initial pitch angles. Different magnetic disturbance index Kp and solar wind pressure, corresponding to T89c and T96 magnetic field model, are compared to each other. The results show that drift shell splitting varies with initial position, pitch angles, Kp index and solar wind pressure. The details are: (1) The drift shell splitting is stronger when the radius distance increases. Particles staring from noon will be trapped stably; otherwise, particles starting from night will escape from the magnetopause, when the initial radius distance and pitch angle are large. (2) When the initial pitch angles on the magnetic equatorial plane

* 国家自然科学基金项目资助 (40436016)

2007-11-03 收到原稿， 2008-01-20 收到修定稿

increase, the drift shell of particles starting from noon align inward, but from night align outward. (3) Drift shell splitting becomes obvious when Kp index or solar wind pressure increase, and the basic character and trend under these two disturbance parameters are the same.

Key words Guiding-center method, Magnetic field line tracing method, Drift shell splitting

1 引言

地球辐射带粒子的运动是复杂的，其运动状态主要受地磁场结构及其变化特征所控制. 在偶极磁场中，带电粒子运动所形成的漂移壳呈轴对称分布，无漂移壳分离. 在近地空间范围内 ($3\sim4\,R_e$)，实际地磁场近似偶极磁场，漂移壳分离小于地心距离的 1%，在 $4\,R_e$ 范围内，漂移壳分离可以忽略. 随着地心距离的不断增加 ($\geqslant 5\,R_e$)，外源场增强了地磁场的轴向不对称性，漂移壳分离越加明显，是不可忽视的 [1].

Roederer[1],[2] 根据平静时期的 Mead-Williams 磁层磁场模式 [3] 讨论了不同初始位置出发的具有不同赤道投掷角的粒子运动所形成的漂移壳分离效应. Reeves 等 [4] 利用 TU-82 磁场模式 [5]，在同步轨道高度上，取不同 Kp 指数 (分别取 $Kp=0,3$)，考察了能量为 100 keV 、具有不同初始投掷角的质子，其漂移壳在磁赤道面上的径向距离随地方时的变化. Selesnick 和 Blake[6] 结合 Polar 卫星的观测结果，采用 T89c 磁场模式 [7]，根据不同 Kp 指数 ($Kp=0,2$)，数值计算了能量为 1.1 MeV 的相对论电子漂移壳在磁赤道面上的径向距离随地方时的变化.

上述关于漂移壳分离的研究，所采用的磁层磁场模式过于简单或研究的针对性较强，且缺乏完整性. 本文分别采用 T89c 和 T96[8] 磁层磁场模式，考察了不同初始位置、不同初始投掷角、不同 Kp 指数和不同太阳风压力下三维漂移壳的分离变化. 文中所采用的 T89c 模式以地磁 Kp 指数描述不同程度的磁扰，T96 模式是在 T89c 基础上改进后的磁层磁场模式，控制磁场大小和特征的参数有太阳风压力、赤道环电流参数和行星际磁场分量，本文主要考察太阳风压力参数的影响.

为了便于比较和分析，也为了得到更一般性的结果，在下文的计算中均采用 GSM 坐标系，且取相对太阳风方向的偶极倾角为 0°. 那么，T89c 和 T96 磁场相对于午夜子午面和赤道面是呈对称分布的.

2 计算方法

带电粒子在地磁场中运动，其引导中心形成的漂移壳，通常有两种计算方法.

(1) 引导中心法

带电粒子在地磁场中的运动可以分解为围绕磁力线的回旋运动，以及沿着磁力线在南北两个磁镜点之间的弹跳运动和垂直磁力线的漂移运动. 在满足小扰动条件下，可以用带电粒子作回旋运动所围绕的引导中心的运动来代替带电粒子的实际运动轨道，那么引导中心的轨道即为带电粒子在地磁场中运动所形成的漂移壳 [2]. 因此，带电粒子引导中心的运动分为垂直于磁力线的漂移运动和平行于磁力线的弹跳运动 (分别用引导中心方程组 (1) 中的前两式所示 [2],[9])，有

$$\begin{cases} \dot{\boldsymbol{R}}_\perp = \dfrac{\boldsymbol{e}_1}{eB}\times\left(\dfrac{\mu\nabla B}{\gamma}+\dfrac{p_{//}^2}{\gamma m_0}\dfrac{\partial \boldsymbol{e}_1}{\partial s}\right), \\ \dfrac{\mathrm{d}p_{//}}{\mathrm{d}t} = -\dfrac{\mu}{\gamma}\dfrac{\partial B}{\partial s}, \\ \mu = \dfrac{p_\perp^2}{2m_0B} = c. \end{cases} \tag{1}$$

式中，$\boldsymbol{e}_1$ 代表磁场方向矢量，e 和 m_0 分别为带电粒子的电荷和静止质量，γ 为相对论因子，B 为磁场强度，s 为弧长，$p_{//}$ 和 $p_\perp$ 分别表示粒子平行和垂直于磁场方向的动量分量，μ 为磁矩不变量，c 为常数. 方程组 (1) 中第一式右边括号中第二项代表磁力线曲率所引起的漂移，在偶极磁场以及国际参考地磁场 (IGRF) 模式中，

$$\boldsymbol{e}_1\times\frac{\partial \boldsymbol{e}_1}{\partial s} = \boldsymbol{e}_1\times\frac{\nabla_\perp B}{B},$$

在 T89c 以及 T96 等考虑外源场的磁场模式中，

$$\boldsymbol{e}_1\times\frac{\partial \boldsymbol{e}_1}{\partial s} = \frac{\boldsymbol{e}_1\times\nabla B}{B}+\frac{(\nabla\times\boldsymbol{B})_\perp}{B}.$$

其中，∇B 和 $(\nabla\times\boldsymbol{B})_\perp$ 分别是磁场梯度和垂直磁场方向的旋度分量. 采用 4 阶 Runge-Kutta 法对方程组 (1) 数值积分便可得到引导中心的运动轨迹.

(2) 磁力线追踪法

带电粒子在辐射带中运动具有三个绝热不变量. 根据第一、二绝热不变量, 可以确定一系列磁力线段. 这些线段可以组成一个三维曲面, 即漂移壳, 使得被捕获的带电粒子的引导中心在这个壳上运动 [2]. 具体计算过程如下: 首先根据给定的初始位置以及初始投掷角计算磁镜点磁场强度 $B_{\rm m}$ 和积分不变量 I, 然后根据 I 和 $B_{\rm m}$ 守恒在任意给定的经度面上寻找满足 $B_{\rm m}$ 和 I 的磁力线段. 这些满足条件的分布在各个经度面上的磁力线段便构成了漂移壳. $B_{\rm m}$ 和 I 的计算公式如下:

$$B_{\rm m} = B'_{\rm m} = \frac{B}{\sin^2\alpha_0} = c, \tag{2}$$

$$I = \int_{s_{\rm m}}^{s'_{\rm m}} \left[1 - \frac{B(s)}{B_{\rm m}}\right]^{1/2} {\rm d}s = c. \tag{3}$$

式中, $B_{\rm m}$ 和 $B'_{\rm m}$ 分别为南北磁镜点的磁场强度, $s_{\rm m}$ 和 $s'_{\rm m}$ 分别为从磁赤道面沿磁力线到南北两个磁镜点所度量的弧长, $B(s)$ 为磁力线上的磁场强度, α_0 为局地投掷角, c 为常数.

分别采用引导中心法和磁力线追踪法, 根据 T89c(取 $Kp = 0$) 磁场模式, 计算由向阳侧 (经度 $\lambda = 0°$) 出发的、在磁赤道面上的、 径向距离为 $8.5\,R_{\rm e}$ 的、具有不同初始磁赤道投掷角 $\alpha_{\rm eq}$ 的粒子, 漂移到背阳侧 ($\lambda = 180°$) 所形成的漂移壳与磁赤道面的交点的径向距离 $R_{\rm d}$. 计算结果如图 1 所示, 可以看到, 在实际地磁场中这两种方法计算得到的 $R_{\rm d}$ 完全重合在一起. 因此, 在下面的讨论中, 本文直接采用磁力线追踪法来计算粒子的漂移壳, 而不必去追踪粒子的引导中心的运动轨迹, 从而大大减少了计算量.

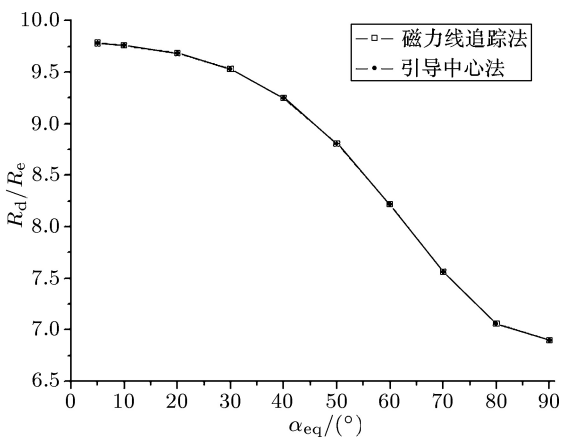

图 1 引导中心法与磁力线追踪法计算得到的漂移壳分离 $R_{\rm d}$ 随初始磁赤道投掷角 $\alpha_{\rm eq}$ 的变化

Fig.1 Distribution of drift shell splitting $R_{\rm d}$ with the initial magnetic equatorial pitch angle $\alpha_{\rm eq}$, calculating by Guiding Center Method and Magnetic Field Line Tracing Method

3 计算结果及讨论

在计算漂移壳分离时, 本文的讨论是在第一、二绝热不变量守恒的前提下进行的, 不考虑非绝热运动.

分别采用 T89c 和 T96 磁层磁场模式, 考察了不同初始位置、不同初始投掷角、不同 Kp 指数和不同太阳风压力下漂移壳的分离大小. 在下面的所有图中的长度单位一律取为地球半径 $R_{\rm e}$. 在磁赤道面上, 初始径向距离分别取 $5.0\,R_{\rm e}$, $7.0\,R_{\rm e}$, $9.0\,R_{\rm e}$, 初始投掷角分别取 10°, 30°, 50°, 70°, 90°. 图 2 为 T89c 模式得到的漂移壳在磁赤道面的分布, Kp 指数分别为 0, 3, 5, 图 2 中虚线代表磁层顶, 是基于 T89c 模式经过极尖区中心位置的磁力线上的 3 个点, 计算 Sibeck 模式 [10] 中的三个参数绘制而成的. 图 3 为图 2 所对应的漂移壳在 0° 和 180° 子午面的分布, 图 3 中虚线对应于初始出发点的磁力线. 图 4 和图 5 为 T96 模式的计算结果, 分别取太阳风压力为 $P_{\rm dyn} = 0.5\,{\rm nPa}$, $3.0\,{\rm nPa}$, $5.0\,{\rm nPa}$, Dst 指数和行星际磁场分量为 0. 图 4 中的磁层顶 (虚线) 是直接根据 T96 磁层顶模式计算得到的, 该模式以及 T89c 和 T96 模式的软件均可以直接从网上获取 *.

3.1 漂移壳分离随初始位置的变化

由图 2 和图 4 可知, 无论是正午出发还是午夜出发的粒子, 其漂移壳在磁赤道面的分离效应随着初始径向距离增大. 正午出发的粒子, 经过 180° 漂移后均能到达午夜子午面, 被稳定捕获在磁层内; 午夜出发的粒子, 出发点径向距离 $< 7\,R_{\rm e}$, 经过 180° 漂移后都能到达中午子午面, 而出发点径向距离 $\geqslant 7\,R_{\rm e}$ 的部分大投掷角粒子 (也即反射点在低纬度的粒子) 在漂移到中午子午面的途中逃逸到磁层顶外, 因而不能到达中午子午面.

3.2 漂移壳分离随初始磁赤道投掷角的变化

由图 2 和图 4 可知, 粒子在正午出发漂移到午夜的过程中, 大投掷角粒子在磁赤道面的漂移壳逐

*http://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelwed

渐向地球方向收缩，而小投掷角粒子在磁赤道面的漂移壳则随漂移向外扩张，而其他投掷角粒子的漂移壳则分布在其间；反之，粒子在午夜向正午漂移过程中，大投掷角粒子的漂移壳向外扩张，而小投掷角粒子的漂移壳则向地球方向收缩．因此，从正午同一条磁力线出发的具有不同初始磁赤道投掷角的粒子，漂移到午夜时，其在磁赤道面的漂移壳由内向外随初始投掷角减小排列；而由午夜出发的粒子漂移到正午时，其在磁赤道面上的漂移壳则由内向外随初始投掷角增大排列．其中，90° 投掷角粒子在磁赤道面上的漂移壳沿着磁场等值线．

3.3 漂移壳分离随 Kp 指数的变化

漂移壳分离随 Kp 指数的变化如图 2 和图 3 所示. 随着 Kp 指数的增大, 磁层顶向地球方向压缩, 同一磁力线出发的粒子其漂移壳分离明显增大，且随着初始径向距离的增加, 这种分离效应愈加显著. 由图 2(a) 可知, 粒子在正午向午夜的漂移中, 同一初始位置出发, 随着扰动的加强, 大投掷角粒子 (约 90°) 其在磁赤道面上的漂移壳逐渐向地球方向收缩，而小投掷角粒子 (约 10°) 在磁赤道面上的漂移壳则逐渐向外扩张，而投掷角介于 10°~90° 之间的粒子其漂移壳在磁赤道面上的分布则是逐渐靠向小投掷角粒子．在图 2(a) 中，磁赤道面上，正午出发，初始径向距离为 $9.0\,R_e$, 当 $Kp=3$ 时，30° 投掷角粒子漂移壳向 10° 投掷角粒子漂移壳靠拢, 而当 $Kp=5$ 时，10°~50° 投掷角粒子漂移壳几乎重合在一起．图 3(a) 更加清楚地展示了同一磁力线出发的具有不同初始投掷角粒子的漂移壳在 0° 和 180° 子午面上的分布．在午夜子午面上，投掷角由高到低向外排列，且随着扰动增强和初始径向距离的增大，更多大投掷角粒子漂移壳分布在磁力线外，也即相对于初始径向距离向外分离．如图 3(a) 所示，午夜子午面上，初始出发径向距离为 $9.0\,R_e$, $Kp=0$ 时，70° 投掷角粒子其漂移壳位于相应的磁力线内，而 $Kp=3,5$ 时，70° 投掷角粒子其漂移壳位于相应的磁力线外．午夜漂移到正午，粒子漂移壳分离随 Kp 的变化如图 2(b) 和图 3(b) 所示．在磁赤道面上，随着扰动的增强，对于同样的初始出发位置，大投掷角粒子漂移壳向外扩张，小投掷角粒子漂移壳向内收缩．且随着初始出发点径向距离的增大和地磁扰动的增强，越来越多大投掷角粒子在向正午

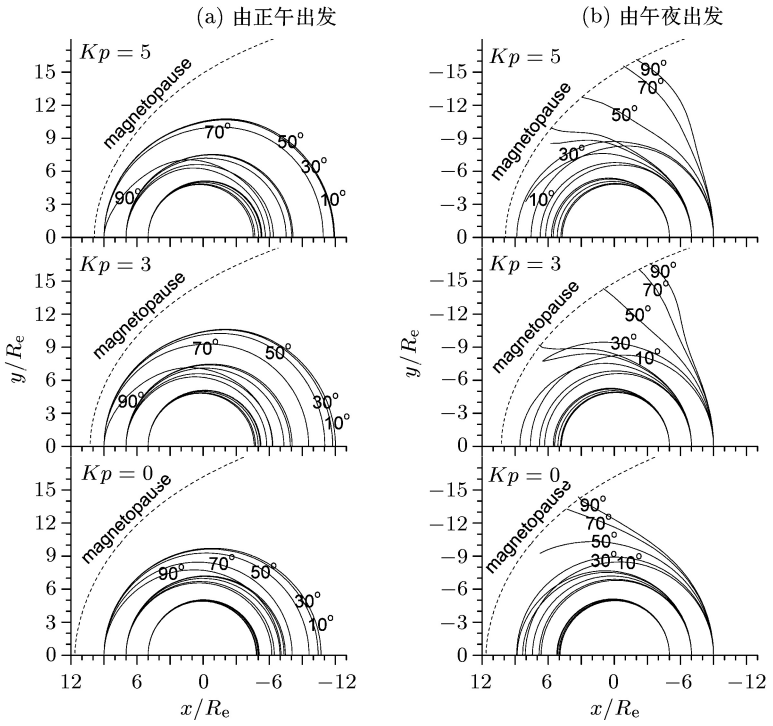

图 2　采用 T89c 模式，在不同 Kp 指数下，计算得到的由同一磁力线开始漂移的具有不同初始位置和不同磁赤道投掷角的粒子所形成的漂移壳在磁赤道面上的分布

Fig.2　Distribution of drift shell on the magnetic equatorial plane for particles starting on common field lines with different location and pitch angles for different Kp index using T89c model

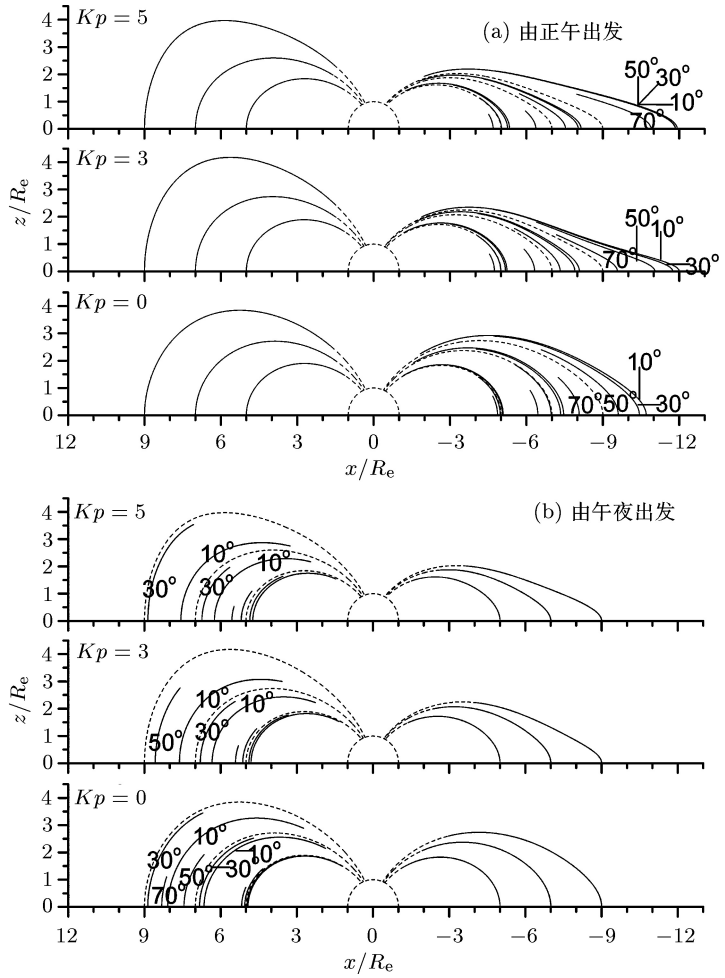

图 3 对应于图 2 的漂移壳在 0° 和 180° 子午面上的分布 (虚线为磁力线)

Fig.3 Drift shell splitting on the 0° and 180° meridian plane, corresponding to Fig.2 (dashed line is the magnetic field line)

的漂移途中逃逸到磁层顶外. 在 0° 和 180° 子午面上, 若午夜出发径向距离为 $7.0\,R_e$, $Kp = 0$ 时所有粒子漂移到正午时均能被稳定捕获, $Kp = 3$ 时投掷角小于 50° 的粒子将被稳定捕获, $Kp = 5$ 时投掷角在 30° 以内的粒子将被稳定捕获; 若午夜出发, 径向距离为 $9.0\,R_e$, $Kp = 0, 5$ 时, 投掷角小于 30° 的粒子将被稳定捕获, 当 $Kp = 3$ 时, 30° 投掷角粒子在漂移途中逃逸.

3.4 漂移壳分离随太阳风压力的变化

在图 4 和图 5 中, 可以清楚地看到, 随着太阳风压力的增强和初始径向距离的增大, 漂移壳分离增大, 其分布情形与漂移壳随 Kp 指数的分布基本相似. 如图 4(a) 和图 5(a) 所示, 磁赤道面上, 随着太阳风压力的增强, 由正午出发的大投掷角粒子 (约 90°) 漂移到午夜时其漂移壳向内收缩, 而对小投掷角粒子 (约 10°) 则向外扩张, 随着 70° 投掷角粒子逐渐向小投掷角粒子靠拢, 90° 与 70° 投掷角粒子漂移壳间的分离逐渐增大. 正午出发在磁赤道面上径向距离为 $9.0\,R_e$, 太阳风压力 $P_{dyn} = 0.5$, 3.0, 5.0 nPa 时, 90° 投掷角粒子漂移壳在午夜磁赤道面上的径向距离分别为 $7.65\,R_e$, $6.43\,R_e$, $6.02\,R_e$; 10° 投掷角粒子漂移壳的径向距离分别为 $9.91\,R_e$, $11.64\,R_e$, $12.64\,R_e$; 70° 投掷角粒子则为 $8.14\,R_e$, $9.02\,R_e$, $10.44\,R_e$. 因此, 70° 投掷角粒子在 P_{dyn} 为 0.5 nPa 时向内分离 ($< 9.0\,R_e$), 而在 P_{dyn} 大于 3.0 nPa 时向外分离. 相反, 在图 4(b) 中, 随着太阳风压力的增强, 午夜出发的大投掷角粒子漂移到正午时, 其漂移壳向外扩张, 而小投掷角粒子则向内收缩, 初始径向距离越大, 这种分离效果就越显著. 且随着径向距离的增大和太阳风压的增强, 越

来越多的大投掷角粒子漂移到磁层顶外. 如图 4(b) 和图 5(b) 所示, 初始径向距离为 7.0 R_e, P_{dyn} 取 0.5 和 3.0 nPa 时所有粒子均被稳定捕获在磁层顶内, P_{dyn} 取 5.0 nPa 时投掷角小于 30° 的粒子将被稳定捕获; 而对于初始径向距离为 9.0 R_e, P_{dyn} 取 0.5 nPa 时, 所有粒子将被稳定捕获, 而对于 P_{dyn} 取 3.0 nPa 和 5.0 nPa 时, 30°~90° 投掷角粒子则逃逸到磁层顶外.

4 结论

本文采用 T89c 和 T96 磁层磁场模式, 根据磁力线追踪法, 讨论了磁扰期间带电粒子的三维漂移壳的分布特征. 计算中, T89c 模式中的磁扰参数采用的是 Kp 指数, 而 T96 模式中则采用太阳风压力. 在这两种不同磁扰条件下, 两种磁场模式产生的磁壳分离其基本变化特征和趋势是相似的. 在磁扰期间, 磁壳分离随着磁扰的程度、初始径向距离和初始投掷角变化, 磁扰越强分离越大, 初始径向距离越大分离也越大. 大投掷角的粒子, 特别是投掷角为 90° 时, 其漂移沿磁场强度等值线排列. 初始位置在正午的粒子, 在漂移到午夜途中, 相对 90° 粒子向外分离, 投掷角越小向外分离越大, 且随着扰动的增强和初始径向距离的增大向外分离增大; 初始位置在午夜的粒子, 漂移向正午途中, 相对 90° 粒子向内分离, 投掷角越小向内分离越大, 且随着扰动的增强和初始径向距离的增大向内分离越显著. 这是由于磁场的不对称性造成的. 这种分离的另一个重要特征是, 磁尾一部分粒子, 尤其是投掷角比较大且初始位置离地心较远的粒子, 它们将离开封闭的小扰动轨道, 通过非小扰动区逃逸到磁层顶以外. 且随扰动的增强, 逃逸的粒子也越多.

将结果与 T89c 和 T96 模式在不同磁扰期间的磁场强度在磁赤道面上的等值线进行比较 (可参考文献 [11] 中的图 2-8 和图 2-9), 可进一步了解计算结果的物理意义. 磁层磁场在赤道面上的等值线分为两种, 一种是封闭曲线, 一种是开放曲线. 在封闭曲线区, 等值线比较密集, 说明该区域磁场强, 梯度大, 粒子在该区域运动将被稳定捕获, 其在磁赤道面上的漂移壳也是封闭的; 在开放曲线区, 等值线则较为稀疏, 故该区域磁场弱, 梯度小, 在该区域运动的粒子不能被稳定捕获, 其在磁赤道面上

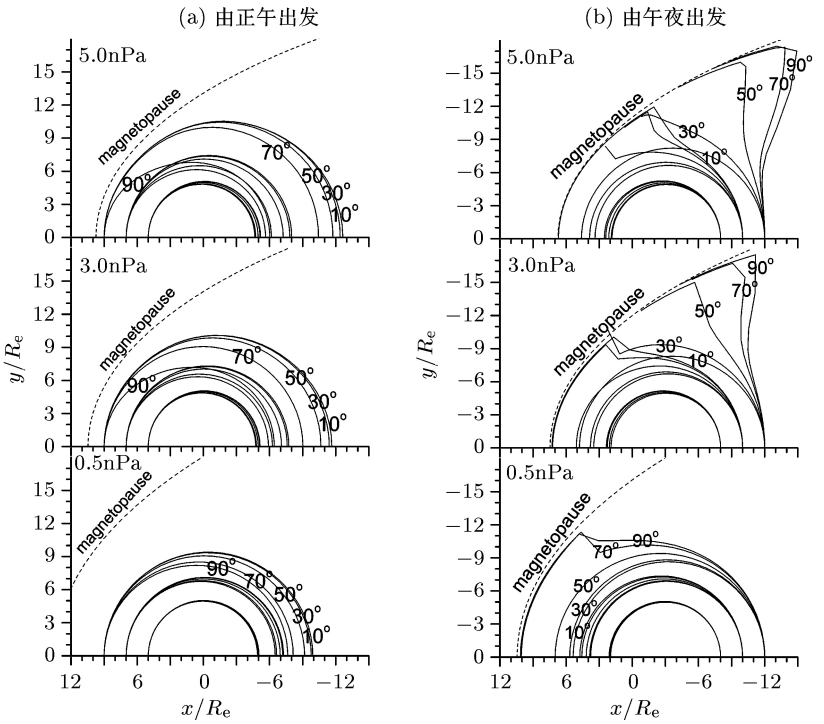

图 4 采用 T96 模式, 在不同太阳风压力下, 计算得到的由同一磁力线开始漂移的具有不同初始位置和不同磁赤道投掷角的粒子所形成的漂移壳在磁赤道面上的分布

Fig.4 Using T96 model, under different solar wind pressure, distribution of drift shell on the magnetic equatorial plane for particles starting on common field lines with different initial location and pitch angles

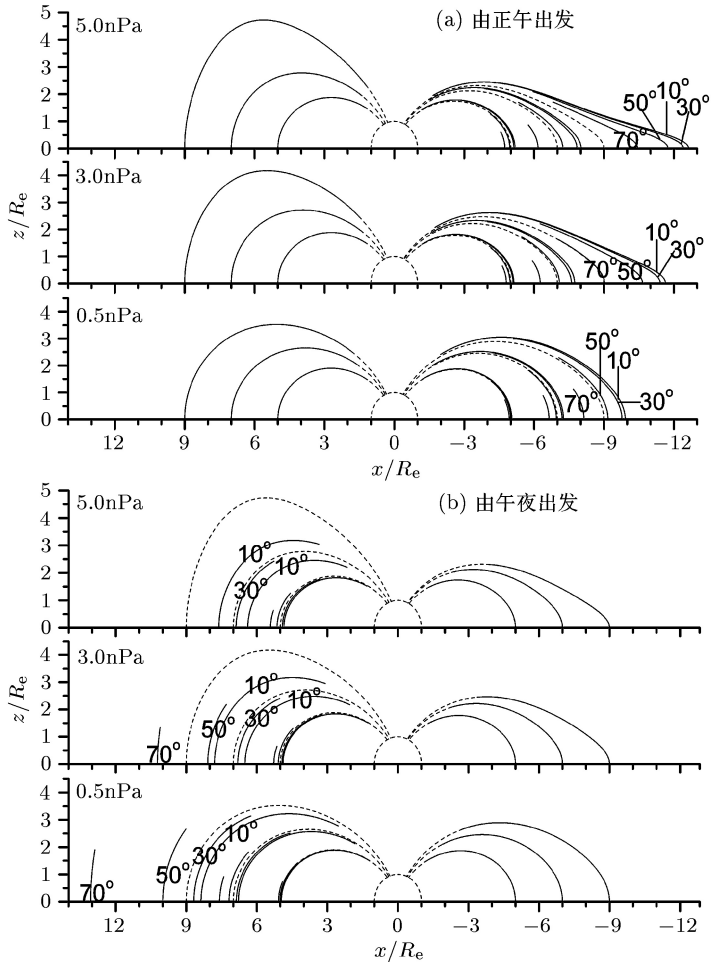

图 5 对应于图 4 的漂移壳在 0° 和 180° 子午面上的分离 (虚线为磁力线)

Fig.5 Drift shell splitting on the 0° and 180° meridian plane, corresponding to Fig.4 (dashed line is the magnetic field line)

的漂移壳也是开放的. 计算表明在开放等值线区是不满足小扰动条件的 [11], 因而本文上述计算方法是不能应用的.

参考文献

[1] Roederer J G. On the adiabatic motion of energetic particles in a model magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, 1967, **72**(3):981~992

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

[3] Williams D J, Mead G D. Nightside magnetosphere configuration as obtained from trapped electrons at 1100 kilometers. *J. Geophys. Res.*, 1965, **70**:3017~3029

[4] Reeves G D, Belian R D, Fritz T A. Numerical tracing of energetic particle drifts in a model magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**(A8):13 997~14 008

[5] Tsyganenko N A, Usmanov A V. Determination of the magnetospheric current system parameters and development of experimental geomagnetic field model based on data from IMP and HEOS satellites. *Planet. Space Sci.*, 1982, **30**:985~998

[6] Selesnick R S, Blake J B. Relativistic electron drift shell splitting. *J. Geophys. Res.*, 2002, **107**(A9): doi:10.1029/2001JA009179

[7] Tsyganenko N A. Magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet. *Planet. Space Sci.*, 1989, **37**:5~20

[8] Tsyganenko N A, Stern D P. Modeling the global magnetic field of the large-scale Birkeland current systems. *J. Geophys. Res.*, 1996, **101**:27 187~27 198

[9] Northrop T G. The adiabatic motion of charged particles. New York: Interscience Publishers, 1963

[10] Sibeck D G, Lopez R E, Roelof E C. Solar wind control of the magnetopause shape, Location and motion. *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**:5489~5495

[11] Xu Ronglan, Li Lei. Magnetospheric Particle Dynamics. Beijing: Science Press, 2005. in Chinese (徐荣栏, 李磊. 磁层粒子动力学. 北京: 科学出版社, 2005)