

地球磁层的磁场模型

徐文耀, 杜爱民, 白春华

(中国科学院地质与地球物理研究所, 北京 100029)

摘 要 1958 年卫星探测发现了磁层, 至今已有半个世纪, 对磁层电场、电流体系、磁场、粒子分布和等离子体波的探测研究构成了空间物理的重要内容, 其结果是各种磁层模型的出现. 本文简要综述磁层磁场建模的基本原理、方法和发展历史, 对十几种重要的磁层模型的特点、局限性和适用范围进行了对比分析, 以 Tyganenko 模型为例, 讨论了磁层模型发展的趋势.

关键词 太阳风, 磁层, 磁场模型, 地球电磁环境

中图分类号 P353

文献标识码 A

文章编号 1004-2903(2008)02-0014-11

Magnetic field models of the Earth's magnetosphere

XU Wen-Yao, DU Ai-min, BAI Chun-hua

(Institute of Geology and Geophysics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, China)

Abstract A half of a century has passed since the Earth's magnetosphere was discovered by satellite Explorers in 1958. Studies on space physics cover a wide range of topics: electromagnetic fields, electric currents, particles, plasma waves et cetera. Various models have appeared for describing our electromagnetic environment. This paper reviews the progresses of magnetosphere modeling, their basic principle and methodology. More than one dozen of magnetospheric models are discussed and compared on their characteristics, limitations and validity.

Keywords solar wind, magnetosphere, magnetic field models, electromagnetic environment of the Earth

0 引 言

太阳风等离子体与地球磁场相互作用, 把地磁场限制在一个有限的区域之内, 这就是磁层. 在向阳一侧, 地磁场受到太阳风的压缩, 终止在 10Re 附近 (Re 地球半径, 6372 km); 太阳风携带着“冻结”在其中的太阳磁场从地球周围流过, 继续压缩着地磁场, 形成地磁场与太阳风的交界面——磁层顶; 在夜晚一侧, 地磁场磁力线被太阳风拖曳成很长的彗尾形状, 至少延伸到几百个地球半径处.

在磁层边界处, 太阳风不断地将质量、动量和能量输入磁层, 使地磁场处于经常的变动之中. 太阳上发生的剧烈活动, 如黑子、耀斑爆发、日冕物质抛射等, 形成激波和高速太阳风流, 这些增强的太阳风能量流冲击地球, 引发磁暴、亚暴等一系列磁层扰动过程. 据估计, 流向磁层的太阳风动能流约为 10000

GW, 其中约有 2~8% 进入磁层.

早在 20 世纪 30 年代, Chapman 和 Ferraro 就提出向外膨胀的日冕流间歇地冲击地磁场的假说^[1], 他们以及后来的研究者使用移动导电平板和圆柱面来模拟膨胀日冕的前锋面, 计算出地磁场的畸变和分布范围, 并给出磁场界面上的感应电流图案, 这是最早的磁层模型.

1959 年, 美国 Van Allen 根据 Explore-3 卫星的观测数据, 发现了地球辐射带, 辐射带中的带电粒子受到地磁场的导引, 在一个封闭区域中运动. Gold 首次用“磁层”这个术语来表示“电离层以上, 地磁场对气体和高速带电粒子起主要控制作用的区域”^[2].

初期的卫星探测勾画出磁层的大致轮廓, 与此同时并进的是太阳风-磁层相互作用的理论研究. 1961 年, 描述太阳风与磁层相互作用的两种模型几

收稿日期 2007-10-10; **修回日期** 2007-12-20.

基金项目 国家自然科学基金项目(40436016)和中国科学院知识创新工程重要项目(KZCX3-SW-144)联合资助.

作者简介 徐文耀, 男, 1944 年生, 1966 年毕业于西安交通大学数理系, 1983 年于中国科学院地球物理研究所获理学博士学位. 从事地磁与空间物理研究. (E-mail: wyxu@mail.iggcas.ac.cn)

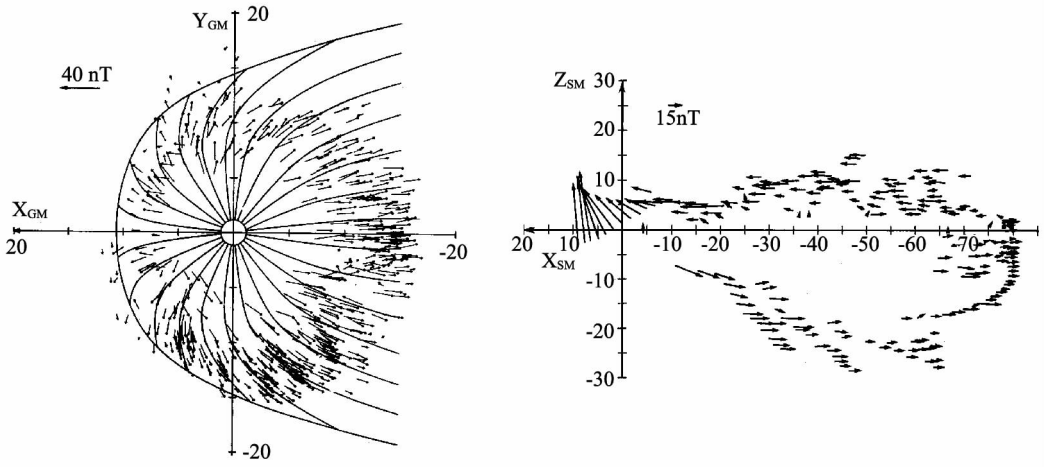


图 1 卫星观测到的磁层磁场

Fig. 1 Satellite observed magnetic field in the magnetosphere

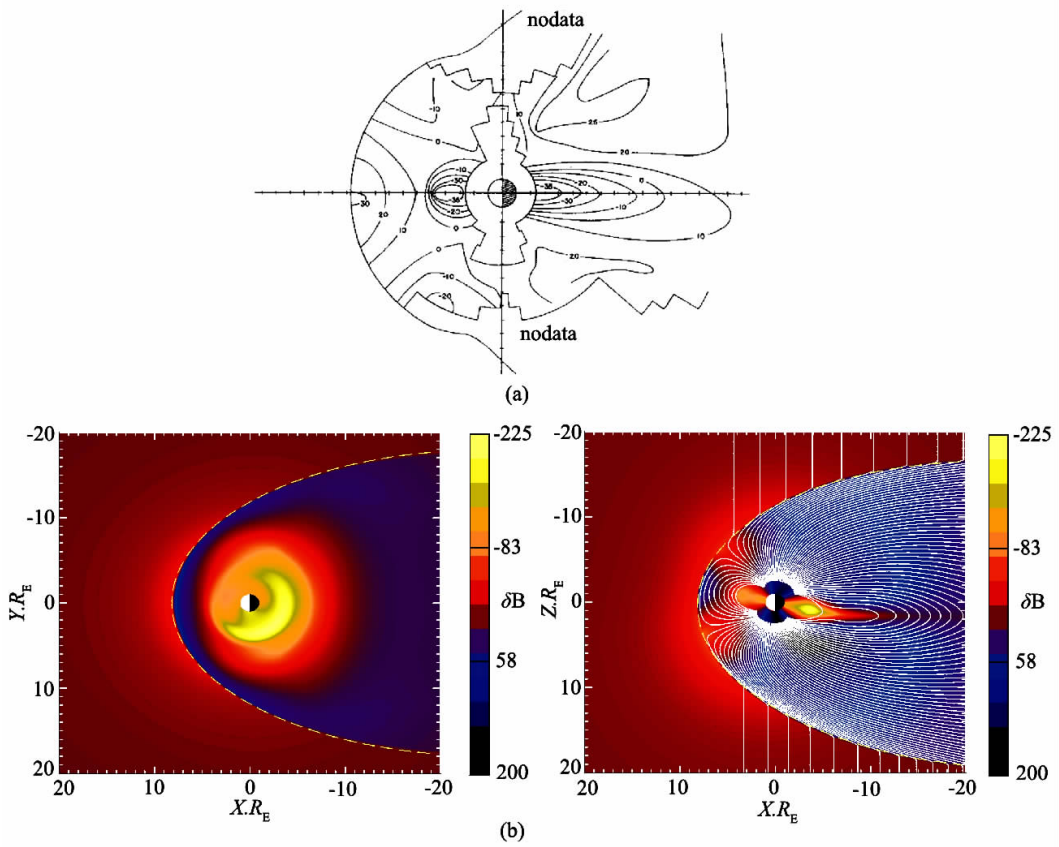


图 2 (a)OGO3 和 5 观测的磁层磁场减去地球主磁场(IGRF)后的残差
 (b)Tsyganenko 模型的模拟结果,彩色表示总磁场减去地心偶极磁场后的残差,
 红色区域的残差为负,蓝色区域的残差为正

Fig. 2 (a)Differences of the satellite observed magnetic field and the IGRF,
 (b) results from Tsyganenko model, differences of the total model field and
 the purely dipolar one are represented by color-coded plots: red for negative and blue for positive

乎同时问世,一种是 Dungey 的磁重联模型(即开模型)^[3],一种是 Axford-Hines 的似粘滞模型(即闭模型)^[4]. 两种模型所预言的磁层内大尺度等离子体流动图案和电场结构非常相似,而且,后来的观测证明,这些预言基本是正确的. 要知道,当时几乎没有对对流和电场的观测资料. 随后的卫星观测证据表明,磁层对流强度、跨极盖区电位降、场向电流、磁暴和亚暴强度等等标志太阳风输入磁层能量多少的物理量,与行星际磁场(IMF)方向,特别是 IMF 的南向分量,有密切关系,这些证据更倾向于支持重联模型.

上世纪 70~80 年代是空间卫星观测和地基观测迅速发展的时期,也是磁层物理和太阳风物理迅速发展的时期,在太阳风——磁层——电离层耦合、磁层等离子体不稳定性、波粒相互作用等方面取得了一系列重大进展. 由于磁场是磁层最基本的物理要素,它对带电粒子的动力学行为、对等离子体波的激发和传播特征、对磁层中的各种不稳定性、对电场分布和电流位形均有控制作用,所以,建立磁层磁场模型,模拟太阳风与磁层的耦合过程成为这一时期关注的焦点. 从初期的简单模型到现在非常完善的 Tyganenko 模型,至少有三四十种磁场模型相继问世. 虽然 Tyganenko 模型的使用率最高,但是其它模型或因其简单便捷,或因其特定的使用范围,一直使用至今.

1 磁层磁场的观测事实

图 1 是 HEOS1、2 以及 IMP3 卫星对磁层磁场的观测结果,磁场在向日面被压缩,在背日面被拉伸的特点与理论预言完全吻合. 图 2a 是 OGO3 和 5 观测的磁场减去地球主磁场(IGRF)后的残差,图 2b 是 Tyganenko 模型的模拟结果,彩色表示总磁场减去地心偶极磁场后的残差,红色区域的残差为负,蓝色区域的残差为正. 这些残差是磁层电流产生的磁场. 赤道面附近大的负残差暗示着这里有强大的西向环电流,向日面磁层顶附近的正残差反映了 Chapman-Ferraro 电流的存在,磁尾赤道面的负残差和尾瓣中的正残差是磁尾电流的效应. 极隙区的负残差表明,Chapman-Ferraro 电流一直延伸到漏斗状的极隙区.

2 磁层建模的基本理论

磁层磁场模型有 2 维模型和 3 维模型,前者假定磁场各分量在晨昏向保持不变,实际上是一个正

午子夜剖面,后者考虑磁场在三个方向上的变化,更接近实际情况.

2.1 2D 磁层模型

2.1.1 2D 平面磁层顶模型

假定地磁场是偶极子磁场 B ,磁层顶是平行于偶极子轴的平面,质量为 m 的太阳风粒子以速度 v 垂直于入射到磁层顶,并发生完全反射. 一个入射粒子的动量改变是 $2mv$,单位时间入射到单位面积上的粒子数是 nv ,所以太阳风动压为 $2nmv^2$. 由太阳风的动压与地磁场的磁压平衡的条件,可得

$$2nmv^2 = B^2/2\mu_0, \quad (1)$$

式中 n 、 m 、 v 分别是太阳风质子数密度、质量和速度, B 是磁层顶处地磁场强度. 使用太阳风参数的典型值: $n=5\times 10^6/\text{m}^3$, $v=3.5\times 10^5\text{ m/s}$, $m=1.68\times 10^{-27}\text{ kg}$,可以得到磁层顶地磁场强度 $B\approx 72\text{ nT}$. 实际上,粒子在磁层顶完全反射的假定是十分粗略的,在(10.5)式左端,体现这一假定的是系数 2,而比较正确的值接近于 1. 考虑到这一点,应该有 $B\approx 51\text{ nT}$. 这个磁场是原来的地磁场与太阳风等离子体电流的磁场叠加的结果,后者可以用位于太阳风中的一个假想的镜像磁偶极子来代替.

从物理学中我们知道,镜像磁偶极子的效应使磁层顶处原来的磁场加倍,也就是说,磁层顶位于原来磁场等于 25 nT 的地方. 由偶极子磁场公式可以算出磁层顶的地心距约为 11 个地球半径,通过此点的磁力线与地面交于地磁纬度 72.5° 处,这个特殊的地区叫做极隙区. 低于极隙区纬度的磁力线在磁层向日面形成闭磁场区,高于该纬度的磁力线伸向磁尾. 尽管在这个极其简单的模型计算中忽略了电子和其他太阳风粒子的贡献,也没有考虑行星际磁场和磁层等离子体对压力平衡的影响,但主要结果与观测值基本相符.

2.1.2 二维曲面磁层顶模型

平面模型阐明了太阳风与地磁场作用的基本物理原理,但它仅是很粗略的近似,较精确的计算应该考虑磁层顶的弯曲. 在此情况下,太阳风不会处处垂直于磁层顶.

假定太阳风沿 $-x$ 方向入射到磁层顶,入射方向与磁层顶法线方向的夹角为 χ ,则(10.5)式应改为

$$2nmv^2 \cos^2 \chi = \frac{B^2}{2\mu_0}, \quad (2)$$

假设磁层顶形状为 $z = z(x)$,由于在磁层顶处磁场平行于磁层顶,所以

$$\frac{dz}{dx} = \frac{B_z}{B_x}, \quad (3)$$

假设 ds 是磁层顶切向矢量, 则

$$\cos\chi = \frac{dz}{ds} = \frac{B}{\sqrt{2\mu_0 p_0}}, \quad (4)$$

式中 $p_0 = 2 \text{ nmv}^2$.

磁层磁场须满足如下方程

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (5)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = 0. \quad (6)$$

联立求解方程(3~6), 可以得到磁层顶形状.

2.2 3D 磁层模型

2.2.1 静态模型

如果考虑磁层顶的三维形状, 计算过程更为复杂, 要用数值方法来确定磁层顶的形状和位置.

图 3a 是三维磁层顶模型示意图, 带阴影的磁层顶面积元向外单位法线矢量为 n_s . 图 3b 是太阳风与磁层顶面积元的几何关系. 计算磁层顶形状所用的坐标系是地心太阳黄道坐标系(GSE), x 轴指向太阳, z 轴垂直于黄道面.

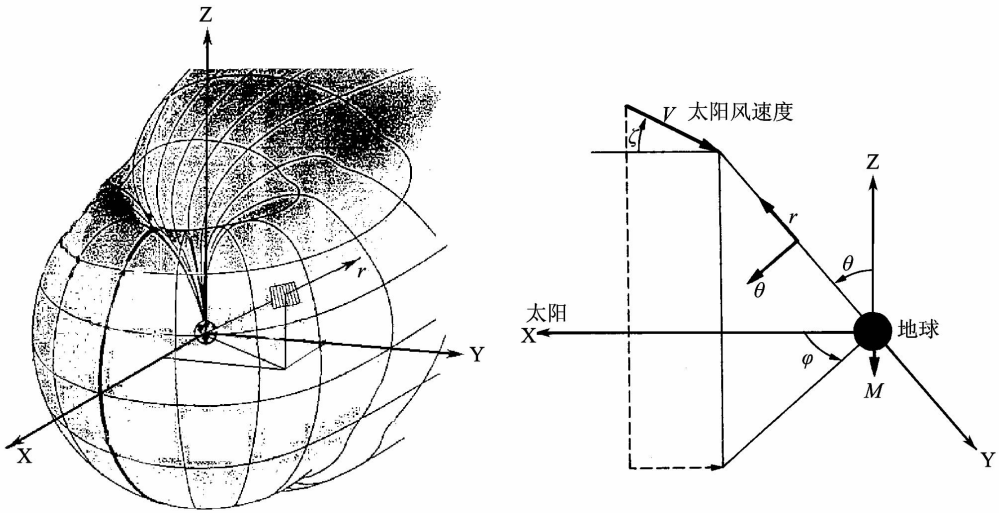


图 3 三维磁层顶模型示意图

Fig. 3 Schematic 3D magnetopause

基本方程仍然是压力平衡条件(2). 由于磁场 \mathbf{B} 必须与磁层顶表面相切, (4)式可写成

$$|\mathbf{n}_s \times \mathbf{B}| = -\sqrt{2\mu_0 p_0} \mathbf{n}_s \cdot \hat{\mathbf{v}}, \quad (7)$$

式中 $\hat{\mathbf{v}}$ 是太阳风速度的单位矢量.

假设磁层顶形状用如下用函数表示

$$F(r, \theta, \varphi) = r - R(\theta, \varphi) = 0, \quad (8)$$

则磁层顶的向外法线

$$\begin{aligned} \mathbf{n}_s &= \nabla F / |\nabla F| \\ &= A \left(\hat{\mathbf{r}} - \frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial \theta} \hat{\theta} - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial R}{\partial \varphi} \hat{\varphi} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

式中

$$A^2 = 1 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial \theta} \right)^2 + \left(\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial R}{\partial \varphi} \right)^2. \quad (10)$$

根据图 3 的几何关系,

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{v}} &= -(\cos \theta \sin \zeta + \cos \varphi \sin \theta \cos \zeta) \hat{\mathbf{r}} \\ &\quad - (\cos \varphi \cos \theta \cos \zeta - \sin \theta \sin \zeta) \hat{\theta} \\ &\quad + (\sin \varphi \cos \zeta) \hat{\varphi}. \end{aligned} \quad (11)$$

由(9)和(11)可得

$$\begin{aligned} \mathbf{n}_s \cdot \hat{\mathbf{v}} &= A \left[-(\cos \theta \sin \zeta + \cos \varphi \sin \theta \cos \zeta) \right. \\ &\quad \left. + (\cos \varphi \cos \theta \cos \zeta - \sin \theta \sin \zeta) \frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial \theta} \right. \\ &\quad \left. - \sin \varphi \cos \zeta \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial R}{\partial \varphi} \right], \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} |\mathbf{n}_s \times \mathbf{B}| &= A \left[\left(-\frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial \theta} B_\varphi + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial R}{\partial \varphi} B_\theta \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \left(-\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial R}{\partial \varphi} B_r - B_\varphi \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \left(B_\theta + \frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial \theta} B_r \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

将(12)和(13)代入(7), 即可得到求解磁层顶几何形状 R 的微分方程. 只要已知磁场 \mathbf{B} , 即可求得 R 的解.

但是, 磁场 \mathbf{B} 不能预先确定, 所以还必须先寻找处理磁场的方法.

总磁场由两部分组成, 一部分是地磁场 \mathbf{B}_g , 另

一部分是磁层顶边界电流产生的磁场 \mathbf{B}_b . 而 \mathbf{B}_b 又可表示成两部分之和: $\mathbf{B}_b = \mathbf{B}_p + \mathbf{B}_c$, \mathbf{B}_p 是磁层顶切平面上流动的局地电流产生的表面磁场, \mathbf{B}_c 是对磁层顶曲率的修正项. 于是总磁场表示为

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_g + \mathbf{B}_p + \mathbf{B}_c, \quad (14)$$

跨过电流薄层时, \mathbf{B}_p 改变正负号. 假设磁层顶外无磁场, 则

$$\mathbf{B}_{outside} = \mathbf{B}_g - \mathbf{B}_p + \mathbf{B}_c = 0, \quad (15)$$

于是有

$$\mathbf{B}_p = \mathbf{B}_g + \mathbf{B}_c, \quad (16)$$

代入(14)得到

$$\mathbf{B} = 2(\mathbf{B}_g + \mathbf{B}_c), \quad (17)$$

代入(7)得

$$|\mathbf{n}_s \times (\mathbf{B}_g + \mathbf{B}_c)| = -\sqrt{\mu_0 mn v^2} \mathbf{n}_s \cdot \hat{\mathbf{v}}. \quad (18)$$

由(18)看出, 要确定磁层顶形状, 必须先知道 \mathbf{B}_c . 但是要知道磁场 \mathbf{B}_c , 必须先知道磁层顶形状. 所以, 这个问题的求解一般使用逐次近似法. 先假定 $\mathbf{B}_c = 0$, 求出一次近似曲面, 然后计算出该曲面电流产生的磁场 \mathbf{B}_c , 将其代入(18), 得到第二次近似曲面. 重复同样的过程, 直到得到满意的结果.

得到磁层顶曲面及电流之后, 磁层空腔内的磁场可以用毕奥-沙伐定律计算.

如果太阳风粒子只是在同一方向运动, 而无热运动, 则磁尾应该伸展到无穷远. 实际上, 太阳风温度高达几万度, 粒子热运动对磁层顶施加一个各向同性的热压, 在远磁尾, 这一压力尤其重要.

2.2.2 动态模型

实际上, 太阳风速度、密度、磁场、温度等参数是不断变化的, 太阳风中还存在激波、间断面、等离子团等各种不均匀结构, 它们会动态地作用于地磁场, 因此, 要用磁流体力学(MHD)方法研究磁层对太阳风的动态响应. 用这种方法不仅可以计算磁层顶形状和磁层内磁场结构, 而且可以得到弓激波等间断面的特征, 得到磁壳内太阳风等离子体的温度、密度、速度等参数.

在数值求解 MHD 方程时, 如果取一些基本物理量的典型值作为单位, 例如可以取密度 $\rho_0 = 1.67 \times 10^{-17} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ($n_0 = 10^4 \text{ cm}^{-3}$), 长度 $R_E = 6370 \text{ km}$ (地球半径), 磁感应矢量 $\mathbf{B}_0 = 3.12 \times 10^{-5} \text{ T}$ (地表赤道磁场强度) 作为基本单位, 则三维理想 MHD 方程可以写成较方便的无量纲形式

$$\frac{\partial(\rho\mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{v}\mathbf{v} + p * \mathbf{I} - \mathbf{B}\mathbf{B}) = (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}_d, \quad (19)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v}\mathbf{B}' - \mathbf{B}\mathbf{v}') = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_d) - \mathbf{v}\nabla \cdot \mathbf{B}', \quad (20)$$

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \nabla \cdot [(E + p *) \mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B}] = \mathbf{v} \cdot [(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}_d] + \mathbf{B}' \cdot [\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_d)], \quad (21)$$

在这些方程中

$$\mathbf{B}' = \mathbf{B} - \mathbf{B}_d, \quad (22)$$

$$p * = p + \mathbf{B}^2/2, \quad (23)$$

$$E = \rho/(\gamma - 1) + \rho\mathbf{v}^2/2 + \mathbf{B}^2/2, \quad (24)$$

式中, ρ 是密度, \mathbf{v} 是流动速度, \mathbf{B} 是总磁场, \mathbf{B}_d 是偶极磁场, \mathbf{B}' 是总磁场减去偶极场的残差.

取地心为原点的直角坐标系, x 轴指向太阳, y 轴指向黄昏方向, z 垂直向北. 求解区域通常为长方体, 晨昏和南北方向大于磁层尺度, 向日方向超过弓激波位置, 磁尾方向适当加长.

用数值方法求解上述 MHD 方程, 可以得到磁层磁场位形以及一系列其他参数.

3 磁层磁场模型分类

磁层模型按其性质, 可以分为 4 类:

(1) 原理模型: 显示太阳风与地磁场相互作用而生成磁层的定性模型;

(2) 经验模型: 不附加物理限制, 仅用图形或数学表达式拟合观测资料所得到的模型;

(3) 半经验模型: 根据一些基本的物理考虑组织观测资料, 用观测资料确定模型中的参数, 根据对界面电流处理方法不同, 可进一步分为镜像偶极子模型和界面模型;

(4) 物理模型: 在合理的边界条件下, 求解太阳风——磁层相互作用的磁流体力学方程, 其中, 太阳风和磁层的基本参数来自观测.

表 1 列出了 Chapman-Ferraro 原理模型^[1] 和 Mead-Fairfield 经验模型^[5]. Chapman-Ferraro 模型是最早的磁层模型, 虽是定性模型, 但是它给出了后来各种磁层模型的基本特性, 可以作为各种磁层模型的参照. 表中第 1 行是磁层电流体系示意图, 由电流的分布可以大致估计出磁层磁场与主磁场 IGRF 差异的量级和正负. 表中第 2 行是卫星测量的磁场与主磁场相减得到的残差(即图 2), 这是检验所有模型的观测依据. 由这些磁场残差的分布反过来可以大致估计出磁层电流的分布.

表 1 磁层磁场的 Chapman-Ferraro 原理模型和 Mead-Fairfield 经验模型
Table 1 The Chapman-Ferraro principle model and the Mead-Fairfield empirical model for magnetospheric magnetic field

模型类型和作者	模型	说明
磁层电流体系		由电流的分布可以大致估计出磁场差异的量级和正负。
卫星实测 Sugiura & Poros1973		卫星 Ogo3, Ogo5 的观测磁场与 IGRF 的差值,用于检验各种磁层模型。它是磁层电流体系产生的磁场:赤道面附近的负残差是环电流产生的,日下点正残差是 C-F 电流产生的,北尾瓣正残差是磁尾电流产生的。
原理模型 Chapman-Ferraro1931		根据无限大理想导电平板与偶极子磁场作用构想的磁层模型
经验模型 Mead-Fairfield 1975		<ol style="list-style-type: none"> 1. 根据 5-17Re 的资料的经验模型 2. 倾斜偶极子 3. 四个地磁活动水平: 4. 以太阳-磁坐标系中的二次幂级数展开式表达,适用于 <math>< 17Re</math>

表 2 列出了半经验模型中 7 种边界面模型^[6~12]. 在这种模型中,用计算的或假定的电流体系来模拟磁层顶电流、磁尾电流、环电流等电流体系,计算这些电流的磁场,该电流磁场与地球主磁场 IGRF 相加即得磁层总磁场,与卫星观测值相比较,不断修改电流体系的自由参数,以求得到最好的符合.

表 3 列出了半经验模型中 4 种镜像偶极子模型^[13~16]. 在这种模型中,用日地连线上一个镜像磁偶极子的磁场来近似代替磁层顶电流的磁场,这样,磁层磁场可以表示成解析函数的形式,便于计算. 事

实上,Chapman-Ferraro 模型就使用了镜像偶极子. 应该指出的是,镜像偶极子强度不一定要等于地球磁偶极子(往往远大于地球磁偶极子),其地心距也可以适当调节.

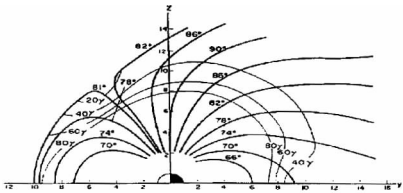
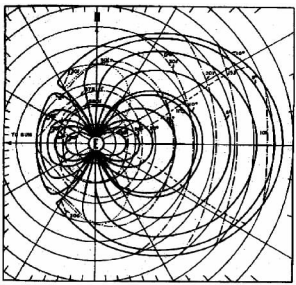
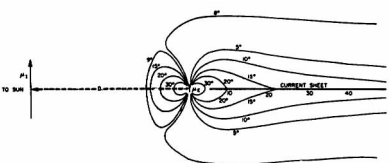
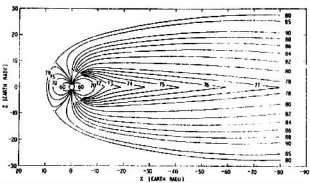
镜像偶极子模型虽然简单易算,但它不能模拟倾斜磁偶极子情况,因而不能给出磁场的年变化和日变化. 此外,由于镜像偶极子的参数(强度和地心距)是非物理参数,所以,镜像偶极子模型存在根本性的理论缺陷.

这些半经验模型虽然各不相同,但是建模的思路是共同的,归纳起来,有以下几点:

表 2 磁层磁场半经验模型中 7 种边界模型
Table 2 Seven boundary surface models of semi-empirical model for magnetospheric magnetic field

模型类型和作者	模型	说明
半经验边界模型 Choe-Beard 1974		<ol style="list-style-type: none"> 1. 磁层顶形状用压力平衡描述 2. 包括磁尾电流 3. 不包括环电流 <p>适用于尾电流片内缘以内和各种偶极子倾角</p>
半经验边界模型 Mead-Williams 1965		<ol style="list-style-type: none"> 1. 磁层顶电流由压力平衡确定 2. EW 向无限延伸的无限薄尾电流系 3. 无环电流 4. 倾斜偶极子 <p>输入参数: 电流片的内外缘, 日下点距离</p>
半经验边界模型 Olson-Pfitzer 1974		<ol style="list-style-type: none"> 1. 磁层顶电流由压力平衡确定 2. 磁静条件下磁层顶电流、环电流、尾电流表达式 3. 太阳风垂直地磁偶极子入射 4. 地磁轴无倾斜 5. 适用于整个磁层
半经验边界模型 Sugiura-Poros 1973		<ol style="list-style-type: none"> 1. 磁层顶磁场用 MEAD 展开式 2. 包括环电流, 尾电流 3. 磁轴无倾斜 <p>适用于电流系边界区以外的整个磁层</p>
半经验边界模型 Tsyganenko 1976		<ol style="list-style-type: none"> 1. 用 FAIRFIELD 资料确定磁层顶形状 2. 无限薄环电流和尾电流 3. 磁轴倾斜 4. 适用于内磁层
半经验边界模型 Voigt 1976		<ol style="list-style-type: none"> 1. 磁层顶形状(半球向日面, 圆柱形磁尾) 2. 无限薄尾电流和赤道环电流 3. 磁轴倾斜 4. 输入: 日下驻点距离, 磁尾磁场强度, 环电流强度, 磁轴倾角 5. 适用于整个磁层
半经验边界模型 Aleksseev-Shabansky 1972		<ol style="list-style-type: none"> 1. 磁层顶形状为回转抛物面 2. 薄尾电流 3. 无环电流 4. 磁轴倾斜 5. 适用于尾电流内缘以内

表 3 磁层磁场半经验模型中 4 种镜像偶极子模型
Table 3 Four mirror dipole models for magnetospheric magnetic field

模型类型和作者	模型	说明
半经验镜像偶极子模型 Antanova-Shabansky 1968		<ol style="list-style-type: none"> 1. 磁层顶电流用倾斜镜像偶极子表示 2. 磁尾电流片无限薄 3. 不包括环电流 4. 适用于尾电流片内缘以内
半经验镜像偶极子模型 Hones		<p>为了使磁层顶日下点距地心 7.5 Re, 背日面地心距为 23.7 Re, 必须增强镜像偶极子为地磁场的 28 倍, 并位于距地心 28 Re 处</p>
半经验镜像偶极子模型 Hones-Taylor 1965		<ol style="list-style-type: none"> 1. 磁层顶电流用镜像偶极子表示 2. 薄的磁尾电流系 3. 无环电流 4. 输入: 尾电流强度和内缘位置, 镜像偶极子的位置和磁矩 5. 适用于电流片向地球一边
半经验镜像偶极子模型 Willis-Pratt 1972		<ol style="list-style-type: none"> 1. 磁轴无倾斜 2. 电流强度随磁尾距离而减小 3. 无环电流 4. 适用于尾电流向地一侧

(1) 首先确定磁层顶的形状. 或者用镜像偶极子, 或者用压力平衡条件, 可以计算出磁层顶形状以及日下点位置. 有时甚至可以更简单地假定磁层顶是某一规则几何形状.

(2) 用加入电流的手段, 拟合磁场观测结果. 大多数模型都采用加入磁尾电流片的方法, 使磁尾磁场更接近观测值; 有些模型还增加了赤道环电流, 以模拟中低纬近地空间磁场观测结果.

上面所述的各种经验和半经验磁层模型虽然给出了磁层磁场的空间结构, 并被广泛用于磁层物理研究, 但是他们只是描述了稳态磁层的平均特征, 有些模型虽然也考虑了磁层磁场与太阳风参数的关系 (如 Voigt 模型、Tsyganenko 模型), 但是仍属于静态模拟. 它们的共同缺陷是不能模拟太阳风——磁层动态耦合过程.

只有用磁流体力学的方法, 才能克服上述模型的缺点, 这就是 MHD 物理模型. 表 4 列出 2 种物理

模型^[17]. 在这种模型中, 给定模拟区的边界条件, 对一定初始条件, 求解 MHD 方程组, 弓激波、磁层顶等磁层基本结构是在模拟计算中自然产生的, 而无需事先人为假定. 它可以模拟磁场重联、激波作用、亚暴等一系列重要的动态现象^[18~20]. 最近, 胡友秋等人的 MHD 模拟揭示出一些重要的新现象, 如电离层对磁场重联的重要作用, 弓激波与场向电流的关系等^[21].

4 Tyganenko 模型

在诸多磁层模型中, 使用最多的是 Tyganenko 模型^[22~29]. Tyganenko, 美籍俄人, 毕业于列宁格勒大学地球物理专业, 现在美国 NASA 的 Goddard 航天中心工作, 终生致力于磁层建模 (图 4).

如前所述, Tyganenko 模型是根据卫星的磁场观测资料和一定的物理考虑建立起来的半经验模型. 它使用了大量的卫星资料, 早期模型使用 ISEE-

表 4 磁层磁场的 2 种物理模型

Table 4 Two physical models for magnetospheric magnetic field

模型类型和作者	模型	说明
2D-MHD 动态模型 Brackbill 1983		模拟 IMF 由北转南时磁层顶和磁尾的重联过程
3D-MHD 动态模型 Wu et al 1981		模拟弓激波、磁层顶、等离子体片、电流、磁场位形等的变化



图 4 Nikolai (Kolya) Tsyganenko
Fig. 4 Nikolai (Kolya) Tsyganenko

2、AMPTE/CCE/IRM、CRRES 和 DE-1 卫星资料, 后来又增加了 ISTP、Polar 和 Geotail 的资料. 在建模时它既考虑了不同的太阳风条件(动压、速度、磁场等), 又考虑了地磁轴的倾斜, 既考虑了磁层顶和赤道环电流, 也考虑了翘曲的磁尾电流, 即考虑了对称环电流, 又考虑了部分环电流和伴随的场向电流, 既有平静状态的描述, 又有扰动时期的模拟. 在考虑 1 区和 2 区 Birkeland 电流时, 允许它们有纬度和地方时移动, 以表现不同地磁活动时的实况. 经过不断改进, 不断推出更新后的版本, 从最初的 T89、T93 模型, 到被广泛使用的 T96 模型, 到最近的 T01、T02、TS04、TS05 模型.

利用 Tyganenko 模型, 可以研究磁层各个区域

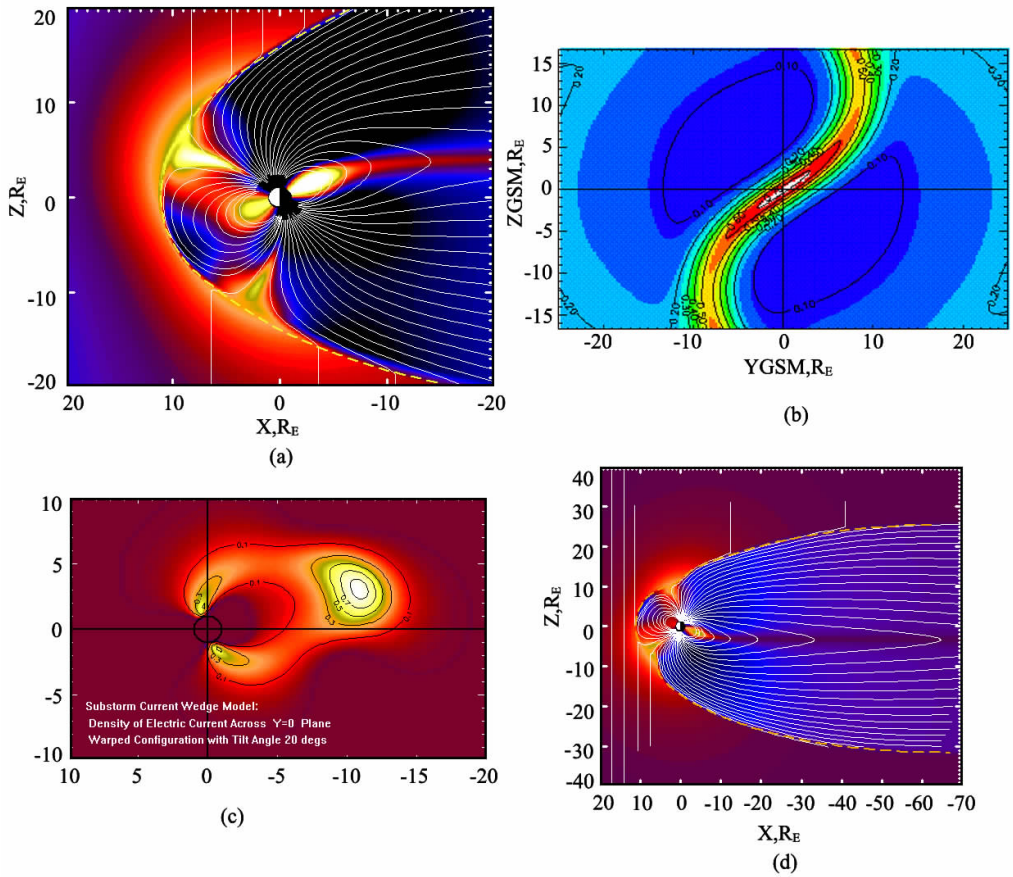


图 5 利用 Tyganenko 模型完成的几个典型的研究结果

(a)极隙区的退磁效应;(b)远磁尾磁场的扭曲转换带和越尾电流片 J_y 的扭转;(c)亚暴电流楔;(d)磁场重联

Fig. 5 A few results on the basis of Tyganenko models

(a) diamagnetic effects in the cusp region, (b) magnetotail twisting, (c) substorm current wedge, (d) magnetic reconnection.

的复杂问题:计算磁层中每一点的矢量磁场和 IG-RF 磁场,在不同地磁活动状态下追踪磁力线,画出磁层形状,计算磁尾等离子体片的动力学变化和亚暴电流楔,计算环电流及其对磁场的贡献……图 5 给出几个典型的研究结果:

(a)极隙区的退磁效应取决于偶极轴的倾斜,夏季极隙区更暴露于太阳风,这里的磁场减小更甚于冬季;

(b)远磁尾磁场的扭曲转换带和磁尾越尾电流片 J_y 的扭转,它们与地磁轴倾斜和 IMFBy 有关;

(c)考虑地磁轴倾斜和磁尾电流扭转时的亚暴电流楔;

(d)IMF 北向时的磁场重联.

从 Tyganenko 模型可以看出,磁层模型研究的

发展方向是从单一、静态、平均模型向大型、综合、多功能、动态模型的方向发展.许多模型已形成软件包在因特网上释放,可供用户共享.

包括磁场、电场、电流、粒子、等离子体波等各种物理现象在内的磁层综合建模,是人们在理论研究、实验室实验和空基-地基联合观测的基础上对空间环境认识的一个理性飞跃和整体性提高.

参 考 文 献 (References):

[1] Chapman S, Ferraro V C A. A new theory of magnetic storms. Part 1. The initial phase[J]. Terr. Mag. Atmosph. Elect., 1931, 36:77~97.

[2] Gold T. Motions in the magnetosphere of the Earth[J]. J. Geophys. Res., 1959,64:1219~1224.

[3] Dungey J W. Interplanetary magnetic field and auroral zones [J]. Phys. Rev. Lett., 1961, 6:47~48.

- [4] Axford W I, Hines C O. A unifying theory of high-latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms[J]. Canadian J. phys. , 1961, 39:1433~1464.
- [5] Mead G D, Fairfield D H. A quantitative magnetospheric model derived from spacecraft magnetometer data[J]. J. Geophys. Res. , 1975, 80:523~534.
- [6] Williams D J, Mead G D. Nightside magnetospheric configuration as obtained from trapped electrons at 1100 kilometers [J]. J. Geophys. Res. , 1965, 70:3017~3029.
- [7] Alekseev I I, Shabansky V P. A model of a magnetic field in the geomagnetosphere[J]. Planet. Space Sci. , 1972, 20:117~133.
- [8] Voigt G H. A three dimensional analytical magnetospheric model with defined magnetopause[J]. Geophys. J. , 1972, 38:319~331.
- [9] Choe J Y, Beard D B. The compressed geomagnetic field as a function of dipole tilt. Planet[J]. Space Sci. , 1974, 22:595~608.
- [10] Choe J Y, Beard D B. The near earth magnetic field of the magnetotail current[J]. Planet. Space Sci. , 1974, 22:609~615.
- [11] Walker R J. Quantitative modeling of planetary magnetospheric magnetic fields. In: Quantitative modeling of magnetospheric processes, ed[J]. Olson W P. AGU, Washington D C, 1979, 7~34.
- [12] Olson W P, Pfitzer K A. A dynamic model of the magnetospheric magnetic and electric fields for July 29, 1977[J]. J. Geophys. Res. , 1982, 87:5943~5948.
- [13] Tsyganenko N A. Numerical models of quiet and disturbed geomagnetic field in the cislunar part of the magnetosphere [J]. Ann. Geophys. , 1981, 37:381~391.
- [14] Voigt G H. A mathematical magnetospheric field model with independent physical parameters[J]. Planet. Space Sci. , 1981, 29:1~20.
- [15] Taylor H E, Hones E W. Adiabatic motion of auroral particles in a model of the electric and magnetic fields surrounding the earth[J]. J. Geophys. Res. , 1965, 70:3605~3628.
- [16] Willis D M, Pratt R T. A quantitative model of the geomagnetic tail[J]. J. Atmos. Terr. Phys. , 1972, 34:1955~1976.
- [17] Walker R J. Modeling planetary magnetospheres[J]. Rev. Geophys. Space Phys. , 1983, 21:495~507.
- [18] Leboeuf J N, Tajima T, Kennel C F, Dawson J M. Global simulation of the time-dependent magnetosphere[J]. Geophys. Res. Lett. , 1978, 5:609~612.
- [19] Leboeuf J N, Tajima T, Kennel C F, Dawson J M. Global simulation of the three-dimensional magnetosphere[J]. Geophys. Res. Lett. , 1981, 8:257~260.
- [20] Brecht S H, Lyon J G, Fedder J A, Hain K. A time-dependent three-dimensional simulation of the earth's magnetosphere; Reconnection events[J]. J. Geophys. Res. , 1982, 87:6098~6108.
- [21] Hu Y Q, Guo X C, Wang C. On the ionospheric and reconnection potential of the Earth; Results from global MHD simulations[J], J. Geophys. Res. , 2007 (in press) .
- [22] Tsyganenko N A, Usmanov A V. Determination of the magnetospheric current system parameters and development of experimental geomagnetic field models based on data from IMP and HEOS satellites[J]. Planet. Space Sci. , 1982, 30:985.
- [23] Tsyganenko N A. Modeling the inner magnetosphere: The asymmetric ring current and Region 2 Birkeland currents revisited[J]. J. Geophys. Res. , 2000, 105:27739~27754.
- [24] Tsyganenko N A. A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry, 1. Mathematical structure[J]. J. Geophys. Res. , 2002, 107 (A8), doi: 10.1029/2001JA000219.
- [25] Tsyganenko N A. A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry, 2. Parameterization and fitting to observations[J]. J. Geophys. Res. , 2002, 107 (A8), doi: 10.1029/2001JA000220.
- [26] Tsyganenko N A, Mukai T. Tail plasma sheet models derived from Geotail particle data [J]. J. Geophys. Res. , 2003, 108 (A3), doi: 10.1029/2002JA009707.
- [27] Tsyganenko N A, Singer H J, Kasper. C. Storm-time distortion of the inner magnetosphere; How severe can it get? [J] J. Geophys. Res. , 2003, 108 (A5), doi: 10.1029/2002JA009808.
- [28] Tsyganenko N A, Fairfield D H. Global shape of the magnetotail current sheet as derived from Geotail and Polar data [J]. J. Geophys. Res. , 2004, 109 (A3), A03218, doi: 10.1029/2003JA010062.
- [29] Tsyganenko N A, Sitnov M I. Modeling the dynamics of the inner magnetosphere during strong geomagnetic storms[J]. J. Geophys. Res. , 2005, 110, (A3); doi: 10.1029/2004JA010798.