

基于真实地磁场的中低纬电离层电场理论模式

任志鹏^{*}, 万卫星^{*}, 魏勇^{*}, 刘立波^{*}, 余涛^{*}

中国科学院地质与地球物理研究所, 北京空间环境国家野外科学观测研究站, 北京 100029;

中国科学院武汉物理与数学研究所, 武汉 430071;

中国科学院研究生院, 北京 100049;

中国气象局国家空间天气监测预警中心, 北京 100081

^{*} 联系人, E-mail: wanw@mail.iggcas.ac.cn

2008-05-05 收稿, 2008-06-18 接受

中国科学院知识创新工程重要方向性项目(编号: KZCX2-YW-123)、国家自然科学基金(批准号: 40636032, 40725014)和国家重点基础研究发展计划(编号: 2006CB806306)资助

摘要 地磁场作为电离层电动力学过程的背景磁场, 对全球电离层发电机过程以及电离层电场、电流的分布有着决定性的影响。在研究电离层电场经度结构等精细问题时, 以往模拟中经常采用的偶极场近似过于粗糙和理想化。基于电离层发电机理论, 通过改进原有电离层电场模式, 在改良的 APEX 坐标系下发展了一个电离层发电机模式。该模式较为灵活, 地磁场既可采用较为真实的国际地磁参考场(IGRF)也可采用理想的偶极场, 中性风场和电导率由经验模式的输出参数计算得出。采用逐线法求解电势的偏微分方程得到中低纬电离层静电势、电场和电流的时空分布。模式较好的再现了电离层电势、电场和赤道电集流的基本结构和形态, 可应用于中高层大气、电离层电动力学过程的相关研究。

关键词

电离层发电机
电离层电场
APEX 坐标系

电离层电动力学过程是电离层中最为重要的基本过程之一, 也是理解电离层与磁层、中高层大气之间相互作用和耦合的关键过程。在中低纬地区, 除了在日侧的赤道电集流以外^[1], 赤道电离层电场还驱动等离子体漂移形成电离层赤道异常^[2], 激发F区的等离子体不稳定性^[3]。在高纬地区, 电离层电场主要受控于磁层动力学过程, 与粒子沉降、极光电流等磁层-电离层耦合过程密切相关^[4], 并影响到中低纬电离层。研究电离层电场和电流的形态结构及其相关的电动力学过程, 对于揭示众多的电离层现象的物理成因乃至对于空间天气学的研究都有重要意义。迄今为止, 人们对电离层电场和电流的观测手段还比较有限, 主要依赖地面磁力仪^[5]、火箭^[6]以及非相干散射雷达和卫星^[7,8]的观测。但是理论研究和模拟技术仍是对全球电离层电场的研究的重要手段, 特别在揭示电离层电场的变化规律及相应的物理成因中起着重要作用。

在中低纬地区, 被广泛接受的电离层发电机理

论^[9]认为: 中性风拖曳等离子体切割磁力线产生感生电场, 同时由于电离层电导率的时空不均匀性而出现电荷积累, 形成作为中低纬电离层电场主体的极化电场。在高纬地区, 来自磁层的电场和电流起到了相当大的作用, 单纯的电离层发电机不再适用^[4,10]。理论研究中, 利用解析方法研究电离层电场取得了一系列成果^[11], 但是进一步的研究面临很多难以克服的困难。计算机模拟技术的应用, 使得更大范围内、更一般情况下研究中低纬电离层电场和电流成为可能。从 20 世纪 50 年代以来, 许多学者作了大量的工作, 成功的解释了 S_q 电流体系的成因^[5], 赤道电集流垂直结构^[12]等问题。但是由于当时对电离层电场了解的缺乏和计算机条件的限制, 早期的工作主要是针对E区发电机的二维模拟。近些年来, 随着对电离层电场了解的深入和计算机条件的改善, 对于三维电离层电场的模拟工作得到了迅速发展^[13,14]。在国内, 徐文耀等人^[15]、余涛等人^[16,17]和沈长寿等人^[18]也先后开展过一系列的研究。

地磁场对于电离层电场、电流和电动力学漂移都有着显著的影响,同时通过热层-电离层系统中的各种电动力学效应显著的影响热层和电离层的动力学过程和化学过程。地磁场主要通过3个途径影响电离层电场:(1)在电离层中沿着磁力线方向的电导率远大于其他方向的电导率,因此2个半球电离层电场通过磁力线相互映射,而地磁场直接影响了这一过程。(2)地磁场作为背景磁场,直接影响了电离层发电机过程及其产生的感生电场以及相应的极化电场。(3)通过影响电子和离子的磁回旋频率,地磁场能够影响电离层电导率。一系列观测研究证实了地磁场对于电离层电场的影响,特别是在研究电离层电场的经度变化时该效应更为明显^[19,20]。以往在只关注电离层电场粗略形态的前提下,由于引入实际的地磁场对坐标系的特殊要求,以及计算量的增加,目前的绝大多数的电离层电场模拟都采用了简化的倾斜偶极子磁场^[13,14],考虑电离层的实际的地磁场的模拟还很少,而且其中的大部分都只考虑了实际的地磁场的部分影响^[21,22]。其中发展比较完善的有采用APEX坐标系的三维TIEGCM^[23,24]和采用Euler Potential坐标系的二维PVDM (Prairie View Dynamo Model)^[25]等。

我们在采用倾斜偶极子场的中低纬三维电离层电场模式TIDM-IGGCAS-I (Theoretical Ionospheric Dynamo Model, Institute of Geology and Geophysics, Chinese Academy of Sciences, Version-)^[16]的基础上,通过更换坐标系以引入实际的地磁场构型来发展能在实际的地磁场下运行的电离层电场模式。这个改进模式(TIDM-IGGCAS-)通过求解关于电离层电势的偏微分方程能够获得电离层电场和电流的分布。初步结果表明,在对赤道区电离层电场、赤道电集流等电动力学现象的表现上,与实际观测结果相比较,TIEM-IGGCAS- 能够得到比较理想的结果,能够更精细的反应电离层电场和电流的变化。下面详细介绍电场理论模式,并给出初步计算结果。

2 电离层电场模式

2.1 出发方程

电离层中电场、电流和电导率之间满足如下的欧姆定律:

$$\mathbf{J} = \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{W} \times \mathbf{B}), \quad (1)$$

其中 $\mathbf{W}$, $\mathbf{J}$, $\mathbf{E}$, $\boldsymbol{\sigma}$ 和 $\mathbf{B}$ 分别代表中性风、电流、静电场、

电导率张量和背景磁场。对于发电机区的缓变过程,控制电离层电动力学过程的 Maxwell 方程组中的时间变化项可以忽略,即(1)式中的电场是有势场,电流场为无旋场。

$$\mathbf{E} = -\nabla U, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0, \quad (3)$$

(2)式中 U 为电离层电势,在考虑风场发电机效应的情况下得

$$\mathbf{J} = \sigma_P(\mathbf{E}_\perp + \mathbf{W} \times \mathbf{B}) + \sigma_H \mathbf{B} \times (\mathbf{E}_\perp + \mathbf{W} \times \mathbf{B}) + \sigma_{\parallel} \mathbf{E}_{\parallel}, \quad (4)$$

其中 $\sigma_{\parallel}$, σ_P 和 σ_H 分别是平行电导率, Pederson 电导率和 Hall 电导率, $\mathbf{b}$ 为磁场方向的单位矢量, $\mathbf{E}_{\parallel}$ 和 $\mathbf{E}_\perp$ 分别为平行和垂直于磁力线的电场分量。

地磁APEX坐标系是电离层研究中的一种重要的地磁坐标系^[26]。它在给定的地磁场中通过追踪磁力线的办法得到某根磁力线的顶点,并用该顶点的位置来标定磁力线,能够较好的反映实际的磁力线构型。APEX坐标系在研究地磁共轭现象、电场映射等问题中有着广泛的应用。和Richmond^[24]的做法类似,我们根据求解方程的要求适当调整了APEX坐标系。其中磁经 ϕ 和磁纬 λ 对于同一根磁力线都保持恒定,而第3个坐标采用只沿着磁力线变化的磁势 V 。磁经 ϕ 等同于APEX坐标系中的APEX经度,而磁纬 λ 表达式为

$$\lambda = \cos^{-1}((R_E + h_R)/(R_E + h_A))^{1/2}, \quad (5)$$

其中 h_A 为地磁 APEX 坐标系中的 APEX 高度, h_R 为参考高度, R_E 是地球半径。需要注意的一个问题是 ϕ 和 λ 并不一定完全正交。为了便于程序的运行,一般要求参考高度 h_R 略小于模式的下边界高度,因此模式中选择 89 km 为参考高度。该坐标系不但能够使用实际的地磁场,也可以很方便的应用非倾斜偶极子场、倾斜偶极子场和偏心偶极子场等简化的地磁场,方便于与其他高层大气模式和电离层模式的耦合运算。图1给出了模式中的中低纬 90 km 高度处分别对应倾斜偶极子场(图1(b))和较为实际的地磁场(IGRF2000,图1(a))的磁经和磁纬的经纬网格。注意在两种磁场下经纬网中南北半球共轭点位置的差异,该差异显示出不同的地磁场对于南北半球间电离层电场耦合的影响。

在电离层中,由于沿磁力线方向的电导率远大于其他方向的电导率^[27],因此磁力线可以看作一条等电势线。基于此在我们的模式中在电离层中假设 $\sigma_{\parallel} = \infty$, 对于中低纬电离层这一假设是合理的,并

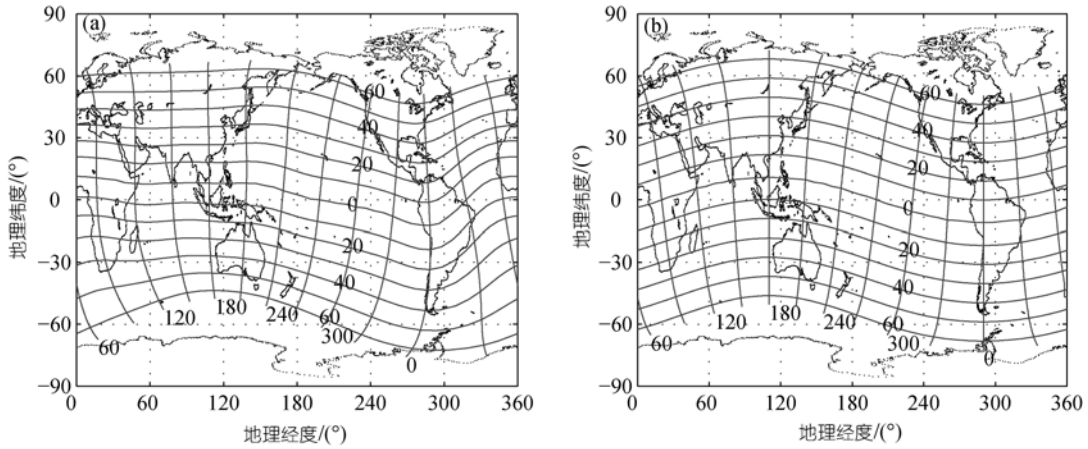


图 1 不同地磁场模型下中低纬 90 km 高度处的磁经和磁纬的经纬网

(a) IGRF 地磁场; (b) 倾斜偶极子场

被许多人采用^[13,14,28]。因为在一定高度以下电导率急剧减小, 导致电流同步急剧减小直到消失, 所以在模式中我们认为在底面边界处(90 m)的电流为零。在上述坐标系下, 利用(2)~(4)式, 对电流的散度沿磁通管从北半球积分到南半球得到如下的表达式:

$$A \frac{\partial^2 U}{\partial \phi^2} + B \frac{\partial^2 U}{\partial \lambda^2} + C \frac{\partial^2 U}{\partial \phi \partial \lambda} + D \frac{\partial U}{\partial \phi} + E \frac{\partial U}{\partial \lambda} = F, \quad (6a)$$

其中

$$A = (\sin I_\lambda / \cos \lambda) \int_{V_1}^{V_2} \sigma_P d_1^2 / B_s d_s dV, \quad (6b)$$

$$B = (\cos \lambda / \sin I_\lambda) \int_{V_1}^{V_2} \sigma_P d_2^2 / B_s d_s dV, \quad (6c)$$

$$C = -2 \int_{V_1}^{V_2} \sigma_P d_1 \cdot d_2 / B_s d_s dV, \quad (6d)$$

$$D = \frac{\partial A}{\partial \phi} - \frac{\partial (K_H - C/2)}{\partial \lambda}, \quad (6e)$$

$$E = \frac{\partial (K_H + C/2)}{\partial \phi} + \frac{\partial B}{\partial \lambda}, \quad (6f)$$

$$F = R \left(\frac{\partial K_\phi}{\partial \phi} - \frac{\partial (\cos \lambda K_\lambda)}{\partial \lambda} \right) + R^2 \cos \lambda J_m, \quad (6g)$$

$$K_\lambda = \int_{V_1}^{V_2} (\sigma_P (d_1 \cdot d_2 u_2 - d_1^2 u_1) / d_s + \sigma_H u_2) / d_s dV, \quad (6h)$$

$$K_\phi = \sin I_\lambda \int_{V_1}^{V_2} (\sigma_P (d_1^2 u_2 - d_1 \cdot d_2 u_1) / d_s + \sigma_H u_1) / d_s dV, \quad (6i)$$

$$K_H = \int_{V_1}^{V_2} \sigma_H / B_s dV, \quad (6j)$$

$$J_m = J_{||}^{Tn} - J_{||}^{Ts} = (\sin I_\lambda J_{||} / d_s)_s - (\sin I_\lambda J_{||} / d_s)_n, \quad (6k)$$

$$\sin I_\lambda = 2 \sin \lambda / \sqrt{4 - 3 \cos^2 \lambda}, \quad (6l)$$

$$d_1 = R \cos \lambda \nabla \phi, \quad (6m)$$

$$d_2 = -R \sin I_\lambda \nabla \lambda, \quad (6n)$$

$$d_s = |d_1 \times d_2| = R^2 \cos \lambda \sin I_\lambda |\nabla \phi \times \nabla \lambda|, \quad (6o)$$

$$u_i = W \cdot d_i, \quad (6p)$$

$$R = R_E + h_R, \quad (6q)$$

式中 ϕ 和 λ 分别表示磁经和磁纬, V_1 和 V_2 分别表示某根磁力线在北半球和南半球的端点处的磁势, B_s 为当地地磁场的地磁强度, σ_P 和 σ_H 分别表示 Pederson 电导率和 Hall 电导率, W 表示地理坐标系中的中性风场, $J_{||}$ 表示电离层上边界处的场向电流(平行于磁场方向为正), J_m 表示南北半球的电离层顶流入电离层的场向电流的和(在中低纬一般可直接认为为零), 它等效于源于磁层的场向电流, 表示了磁层对于电离层电场的影响(在中低纬可以忽略). h_R 为模式的参考高度. 其中方程(6a)是模式的计算方程, 求解它就可以得到相应的电离层电势分布, 并进而算出电场和电流的解.

2.2 输入参量

电离层的电导率和背景风场对于电离层电场模式的结果有着决定性的影响, 它们主要通过外部模型输入的参数计算得到. 电离层的电导率主要决定于电子和各种离子的浓度、磁回旋频率以及它们和中性粒子的碰撞频率等. 模式采用由流体理论得到的电导率计算公式^[10]:

$$\begin{cases} \sigma_P = \frac{1}{B} \sum_a \frac{v_a \Omega_a}{v_a^2 + \Omega_a^2} e_a n_a, \\ \sigma_H = \frac{1}{B} \sum_a \frac{\Omega_a^2}{v_a^2 + \Omega_a^2} e_a n_a, \end{cases} \quad (7)$$

式中 σ_p 和 σ_H 分别表示Pederson电导率和Hall电导率, a 表示第 a 种带电粒子成分(包括电子), e 为单位电荷的电量, ν_a 和 Ω_a 是第 a 种成分的碰撞频率和磁回旋频率, B 是当地的地磁场强度. 模式中考虑的离子成分包括 O^+ , O_2^+ 和 NO^+ . 这3种离子和中性成分的碰撞频率, 以及电子和离子、电子和中性成分的碰撞频率都采用文献[29]的方法. 在利用该方法计算碰撞频率时, 需要电子和各种离子以及中性成分的浓度和温度, 在给定的太阳和地磁活动条件下它们由IRI2000和MSIS90经验模型提供. 图2给出了计算得到的电导率的结果的一个例子.

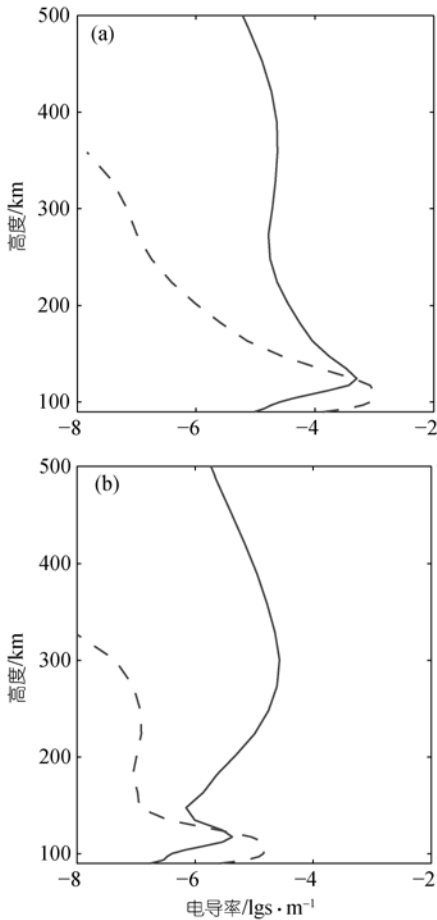


图2 地理赤道正午(a)和午夜(b)时电离层电导率的高度变化

实线表示 Pederson 电导率, 虚线表示 Hall 电导率

中性风是模式的一个重要输入参量. 大量观测表明, 背景大气中性风的垂直分量相对于其水平分量而言, 一般可以忽略不计, 因此地理坐标系中的中性风分量通常记为 $W = (u, v, 0)$, 其中 u 和 v 分别代表

中性风在地理坐标系中的南向和东向分量. 模式中中性风的设置比较灵活, 既可以使用外界输入的风场也可以使用模式内部的HWM93经验模式风场或各种形式的潮汐风场, 及组合风场. 本文的模拟就使用了一个组合风场, 即在F区使用HWM93经验模式, 在90~130 km的E区使用(1, -2)模的潮汐风场, 在两者之间的130~150 km使用两者的线性过渡. 模式中的(1, -2)模的潮汐风场采用文献[30]的没有高度变化的潮汐风场, 表达式如下:

$$u = 130 f_1(\theta) \sin(t \times 15^\circ + 250^\circ), \quad (8a)$$

$$v = 130 f_2(\theta) \sin(t \times 15^\circ + 340^\circ), \quad (8b)$$

$$f_1(\theta) = 2\theta/\pi - 1, \quad (8c)$$

$$f_2(\theta) = 3\theta/\pi - 1 \quad 0 < \theta < \pi/3, \quad (8d)$$

$$f_2(\theta) = 1.2\theta/\pi - 0.4 \quad \pi/3 < \theta < \pi/2, \quad (8e)$$

$$f_2(\theta) = -1.2\theta/\pi - 0.8 \quad \pi/3 < \theta < \pi/2, \quad (8f)$$

$$f_2(\theta) = -3\theta/\pi + 2 \quad 2\pi/3 < \theta < \pi, \quad (8g)$$

其中 u 和 v 分别表示地理坐标系中的南向和东向风场(m/s), θ 表示地理余纬, t 表示地方时, f_1 和 f_2 表示风场的纬度变化.

在中低纬地区, 虽然场向电流不可忽略, 但是源于磁层的场向电流的影响项 J_m 却可以忽略不计, 因此只需要在高纬地区考虑 J_m 的影响. 电离层顶部处的场向电流通常也由经验模式给出.

2.3 方程的求解

因为模式的出发方程(电势方程 6a)是一个椭圆偏微分方程, 所以模式在给定的边界条件下对方程采用逐线法求解. 在计算中对于低纬边界(即磁力线顶点位于倾角赤道上空90 km处的那批磁力线)采用垂直电流为零的假设, 即认为电流不能流出电离层下边界. 模式的高纬边界是可以调节的, 可以根据所研究问题的特点来合适的高纬边界, 但是该边界必须位于闭合磁力线区. 对于高纬边界有两种选择: 既可以使用线性外推边界条件, 也可以使用由Weimer96模式[31]等高纬电势的经验模式给出的高纬电势固定边界条件. 通过计算发现采用Weimer96模式给出固定边界更有利于得到接近实际观测的赤道电场.

2 初步结果

作为例子, 我们在较为真实的地磁场(IGRF2000地磁场模型)下模拟春分的0500UT时的电离层电场和电流. 模拟计算的高度积分范围是90~520 km, 计

算的磁纬范围是 $0^{\circ}\sim 62^{\circ}$, 因此在这个模拟中可以忽略源于磁层的场向电流的影响. 当时的太阳活动和地磁活动参数分别取为 $F107=130$, $F107A=128$, $A_p=4.0$. 在这个例子中使用 Weimer96 模式在平静条件下(行星际磁场 B_z 为 2.0 nT , B_y 为 0.1 nT , 太阳风速度为 300 km/s)给出的高纬边界. 同时为了实验不同的地磁场(IGRF 地磁场和偶极子场)以及 IGRF 地磁场下经度变化(世界时变化)对电离层电场的影响, 我们还计算了偶极子场下 0500UT 和 IGRF 地磁场下 1700UT 的电离层电场进行对比.

2.1 电势和极化电场

在实际的地磁场下, 传统的地磁坐标已经不能很好的反映南北半球间对应地磁纬度间的电势共轭性质, 因此引入修正磁纬 λ_q :

$$\lambda_q = \pm \cos^{-1}((R_E + h)/(R_E + h_A))^{1/2}, \quad (10)$$

其中 h_A 为地磁 APEX 坐标系中的 APEX 高度, h 为当地的高度, R_E 是地球半径, λ_q 在地磁南半球为负, 北半球为正. 修正磁纬和磁经配合能够较好反映一个等高度面上南北半球间对应地磁纬度间的电势共轭性质.

图 3 是 0500UT IGRF 地磁场下计算得到了 300 km 高度上的电势随着磁地方时(对应不同的磁经)和修正磁纬的分布示意图, 其结果和文献 [14,29] 相近. 从图 3 中可以看出, 通过磁力线的耦合作用, 电离层电势在南北半球具有对称性. 大约在磁地方时 6 点左右出现正电势的峰值, 强度约为 4 kV ; 在磁地方时 19 时左右的地磁赤道附近出现了负电势的峰值, 强度约为 -8 kV . 与图 3 中正负电势的峰值(高纬边界处

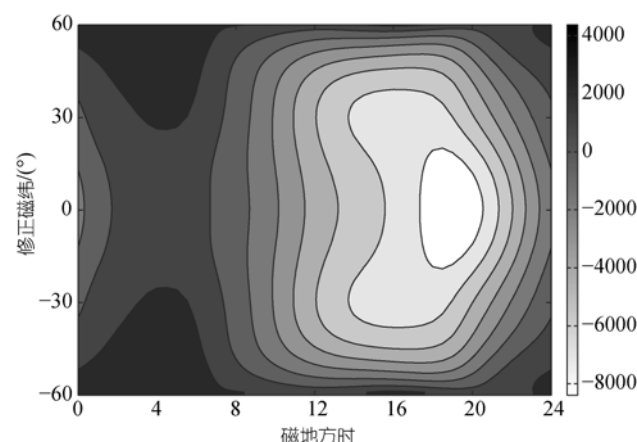


图 3 300 km 高度处电离层电势随着磁地方时和磁纬的分布(单位: V)

的峰值除外)相对应, 分别是正电荷和负电荷的累积中心. 极化电场矢量应该是从正电荷的累积中心流出, 在负电荷累积中心处消失. 电荷累积中心一般认为是由于发电机区风场和电导率的不均匀性导致的发电机电流的不均匀性, 从而形成了电荷堆积现象 [10].

图 4 中的实线给出了 IGRF 地磁场下倾角赤道上空 F 区(300 km)的东西向电场(图 4(a))和垂直电场(图 4(b))随着磁地方时(磁经)的变化, 图中东西向电场向东为正, 垂直电场向下为正. 在实际观测中, 我们对倾角赤道上空东西向电场和垂直电场的了解主要通过 Jicamarca 的非相干散射雷达测量电子的漂移速度推算得到. Fejer [2] 利用 Jicamarca 的非相干散射雷达通过测量到的电场, 揭示了电场周日变化的基本特征: 东向电场具有明显的周日变化, 白天为正, 强度约为 0.5 mV/m 的量级, 夜间为负; 在日落后, 东向电

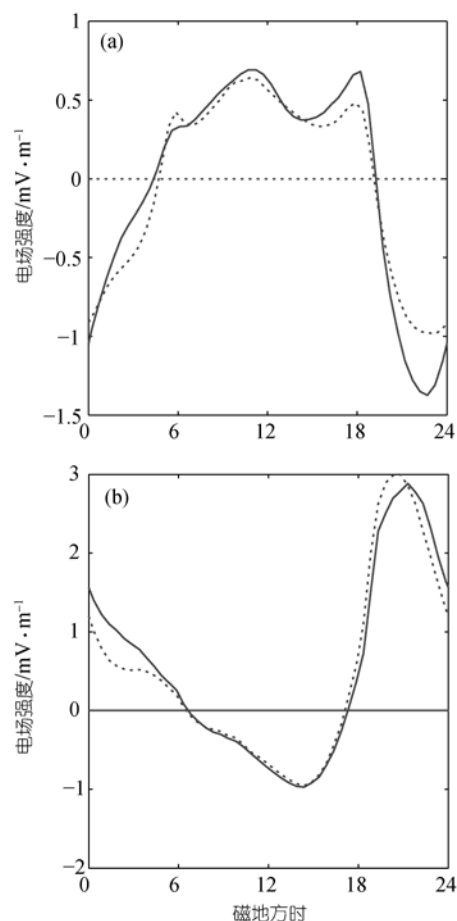


图 4 东西向电场(a)和垂直电场(b)随着磁地方时的变化 实线对应 IGRF 地磁场下 0500UT, 虚线表示偶极子场下 0500UT

场常有很大的增强,一般称为日落反转增强现象,而在日出时段,没有明显的类似特征存在;垂直电场比东向电场大得多,垂直电场白天主要向上,夜间主要向下,夜间垂直电场更大,其峰值是白天峰值的两倍.这些实测结果与理论模式的计算结果在变化趋势和数量级上都基本相近.同时图4中的虚线给出了偶极子场下 0500UT 的电场变化,虽然该情况下电离层电场的量级和变化趋势和前者保持一致,但是在细节上存在着系统的差异,即地磁场的类型明显的影响了电离层电场.图5中的实线和虚线则分别表示 IGRF 地磁场下 0500 和 1700UT 的电场变化,两者的差异表明地磁场的经度变化明显的导致了电离层电场的经度变化.图5(a)所示的东西向电场的变化与由经验模型^[32]计算得到的东西向电场的相应变化(图6)的形态和趋势都符合的比较好.这表明模式能够较好的反应电离层电场的形态和变化.同时也表明在研究电离层电场经度结构等精细问题时,必须考虑到实际地磁场的影响.

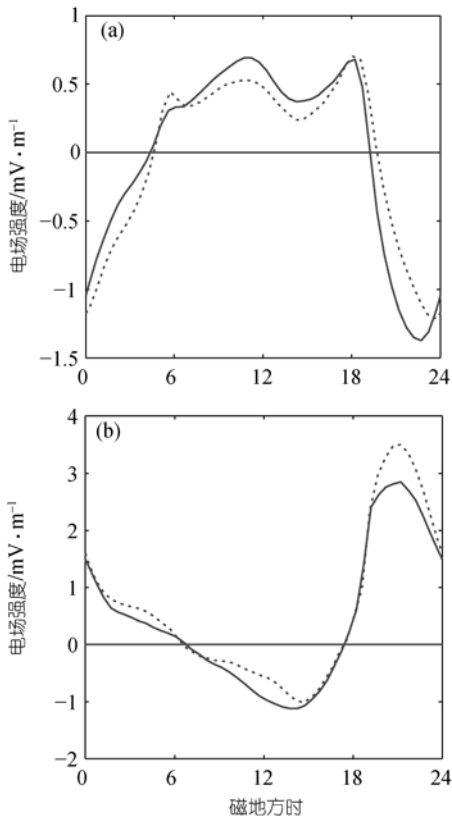


图5 IGRF 地磁场下的东西向电场(a)和垂直电场(b)随着磁地方时的变化的经度变化(世界时变化)
实线对应 0500UT, 虚线对应 1700UT

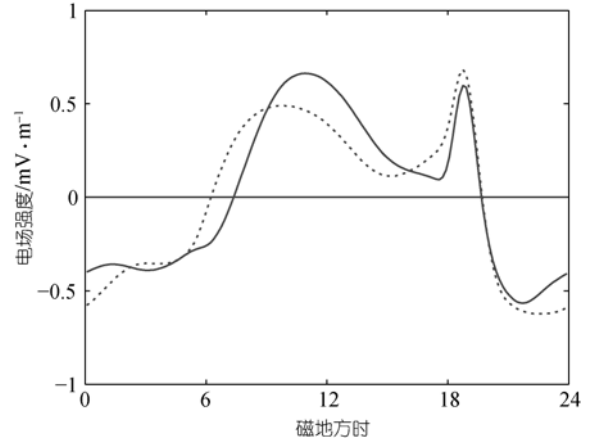


图6 由经验模型^[32]计算得到的东西向电场随着磁地方时的变化的经度变化(世界时变化)
实线对应 0500UT, 虚线对应 1700UT

2.2 赤道电集流

倾角赤道上空E区的东西向电场激发赤道电集流是赤道电离层的重要特征,其形成原因是由于地磁倾角赤道地区有效电导率(Cowling电导率)特别高造成的^[10].在倾角赤道地区磁场水平向北,极化电场和潮汐风场基本东西取向,电场产生的Hall电流及其散度不为零,造成电荷的累积.由于导电层在垂直方向上有限,故在垂直方向上建立起极化电场.这种次级电场所驱动的Hall电流将叠加在初始的东西向Pederson电流上,使得总电流加强,可以利用高度积分的Cowling电流来说明这个问题.电集流白天向东流动,其中心在 100 km 高度附近,南北跨越纬度几度.图7(a)给出了 0500UT 时刻 IGRF 地磁场下倾角赤道上空电离层E区的东西向电流(赤道电极流)密度随着磁地方时(磁经)和高度的分布,从图7(a)中可以看出,白天和夜间的电流方向相反,白天电流的强度远大于夜间,电流的最大值出现在正午附近,电集流的中心在 100 km 高度附近,强度约为 $16 \mu\text{A}/\text{m}^2$ 的东向电流,即通常所说的赤道电集流.图7(b)给出了相应的磁地方时 12 点对应的磁子午面的电流分布,可见赤道电集流在高度和纬度上都分布在很小的范围内,电集流主要集中在修正磁纬 $\pm 2^\circ$ 高度 95~115 km 的范围内.这些结果与已有的对赤道电集流的观测和模拟符合的比较一致^[33~35].

3 结论

本文研究了基于真实地磁场的中低纬电离层电场理论模式,主要工作概括如下:

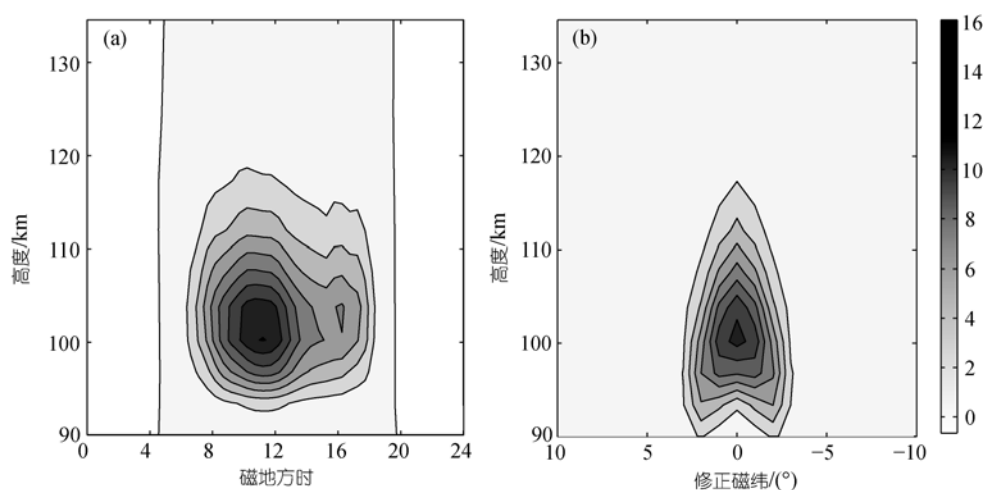


图7 赤道电集流密度随着磁地方时和高度的分布(a)和磁地方时12点的磁子午面内赤道电集流强度随着修正磁纬和高度的分布(b)
电流的单位: $\mu\text{A}/\text{m}^2$

() 依据发电机理论, 在较为实际的地磁场(IGRF2000)下建立了一个电离层电场理论模式, 在一个改进的 APEX 坐标系下推导出电势满足的偏微分方程, 作为电场理论模式的出发方程. 在建立电离层电场理论模式的工作中, 考虑了电子和 O^+ , O_2^+ 和 NO^+ 三种离子成分, 并采用(7)式计算了电导率, 在一定的大气水平风场以及一定的边界条件下, 采用逐线法求解就可以直接求得电势、电场和电流.

() 利用新建立的模式, 选取了一个典型算例, 研究了极化电场、电流的时空结构. 初步结果如下: a) 模式较好的再现出水平极化电场对应的正负电荷累积; b) 模式计算得到的倾角赤道F区的垂直电场和

东向电场在量级和变化趋势上都和已有的观测^[6]和经验模型^[32]的结果比较一致; c) 模式计算得到的赤道电集流的结构与观测和已有的模拟比较一致. 以上结果显示了我们提出的电场理论模式的正确性和可行性.

() 同时利用新建立的模式, 实验了不同的地磁场(IGRF 地磁场和偶极子场)以及 IGRF 地磁场下经度变化(世界时变化)对电离层电场的磁地方时的变化的影响, 证明了虽然电离层电场的量级和大的变化趋势不变, 但是地磁场明显的影响了电离层电场. 因此在研究电离层电场经度结构等精细问题时, 必须考虑到真实地磁场的影响.

参考文献

- 1 Chapman S. The equatorial electrojet as detected from the abnormal electric current distribution about Huancayo Peru and elsewhere. *Arch Meteorol Geophys Bioklimatol*, Ser A, 1951, 4: 368—390
- 2 Stening R J. Modeling the low-latitude F-region, a review. *J Atmos Terr Phys*, 1992, 54(11-12): 1387—1412[doi]
- 3 Fejer B G, Scherliess L, Paula E R. Effects of the vertical plasma drift velocity on the generation and evolution of equatorial spread F. *J Geophys Res*, 1999, 104: 19859—19870[doi]
- 4 Kamada Y, Baumjohann W. *Magnetosphere-Ionosphere Coupling*. New York: Springer-Verlag, 1993
- 5 Richmond A D, Matsushita S, Tarpley J D. On the production mechanism of electric currents and fields in the ionosphere. *J Geophys Res*, 1976, 81: 547—555[doi]
- 6 Davis T N, Burrows K, Stolarik J D. A latitude survey of the equatorial electrojet with rocket-borne magnetometers. *J Geophys Res*, 1967, 72: 1845—1861[doi]
- 7 Fejer B G. The electrodynamics of the low-latitude ionosphere: Recent results and future challenges. *J Atmos Terr Phys*, 1997, 59: 1465—1482[doi]
- 8 Fejer B G, dePaula E R, Heelis R A, et al. Global equatorial ionospheric vertical plasma drifts measured by the AE-E satellite. *J Geo-*

- phys Res, 1995, 100(4): 5769—5776[[doi](#)]
- 9 Heelis R A. Electrodynamics in the low and middle latitude ionosphere: A tutorial. J Atmos Sol Terr Phys, 2004, 66: 825—838[[doi](#)]
- 10 庄洪春. 空间电学. 北京: 科学出版社, 1995
- 11 Reddy C A, Devasia C V. Equivalent circuit analysis of neutral wind effects on equatorial electrojet. Nature, 1978, 273: 195—199[[doi](#)]
- 12 Sugiura M. An improved model equatorial electrojet with a meridional current system. J Geophys Res, 1969, 74: 4025—4034[[doi](#)]
- 13 Takeda M, Maeda H. Three-dimensional structure of ionospheric currents I currents caused by diurnal tidal winds. J Geophys Res, 1980, 85(12): 6895—6899[[doi](#)]
- 14 Crain D J, Heelis R A, Bailey G J, et al. Low-Latitude plasma drift from a simulation of the global atmospheric dynamo. J Geophys Res, 1993, 98(4): 6039—6046[[doi](#)]
- 15 徐文耀, 夏庆, 李卫东. 全球电离层发电机方程的一种数值解法. 空间科学学报, 1994, 14(3): 205—209
- 16 余涛, 万卫星, 刘立波. 中低纬电离层电场模式. 中国科学 A 辑: 数学, 2002, 32(8): 688—695
- 17 余涛, 万卫星, 刘立波, 等. 电离层电场半年变化的模拟研究. 空间科学学报, 2004, 24(3): 182—193
- 18 沈长寿, 资民筠, 王劲松, 等. 关于暴时电离层电流分布的南北半球不对称性. 地球物理学报, 2006, 49(6): 1573—1581
- 19 Batista I S, de Medeiros R T, Abdu M A, et al. Equatorial ionospheric vertical plasma drift model over the Brazilian region. J Geophys Res A, 1996, 101: 10887—10892[[doi](#)]
- 20 Hartman W A, Heelis R A. Longitudinal variations in the equatorial vertical drift in the topside ionosphere. J Geophys Res, 2007, 112, A03305 [[doi](#)]
- 21 Stening R J. Longitude and seasonal variations of the Sq current system. Radio Sci, 1971, 6: 133—137[[doi](#)]
- 22 Stening R J. A two-layer ionospheric dynamo calculation. J Geophys Res, 1981, 86: 3543—3550[[doi](#)]
- 23 Richmond A D, Ridley E C, Roble R G. A thermosphere/ionosphere general circulation model with coupled electrodynamics. Geophys Res Lett, 1992, 19: 601—604[[doi](#)]
- 24 Richmond A D. Ionospheric electrodynamics using magnetic apex coordinates. J Geomagn Geoelectr, 1995, 47: 191—212
- 25 Le Sager P, Huang T S. Ionospheric currents and field-aligned currents generated by dynamo action in an asymmetric Earth magnetic field. J Geophys Res, 2002, 107(A2): 1025—1038[[doi](#)]
- 26 Vanzandt T E, Clark W L, Warnock J M. Magnetic apex coordinates: A magnetic coordinate system for the ionospheric F₂ layer. J Geophys Res, 1972, 77: 2406—2411[[doi](#)]
- 27 Farley D T. A theory of electrostatic fields in the ionosphere at nonpolar geomagnetic latitudes. J Geophys Res, 1960, 65: 869—877[[doi](#)]
- 28 Richmond A D, Roble R G. Electrodynamical effects of thermospheric winds from the NCAR thermospheric general circulation model. J Geophys Res, 1976, 92(11): 12365—12376[[doi](#)]
- 29 Richmond A D. Numerical model of the equatorial electrical electrojet. Rep AFCRL-72-0668, ERP 421, Air Force Cambridge Res Lab Hanscom AFB, Bedford, Mass, 1972
- 30 Heelis R A, Kendall P C, Moffett R J, et al. Electrical coupling of the E and F regions and its effects on F region drifts and winds. Planet Space Sci, 1974, 22: 743—756[[doi](#)]
- 31 Weimer D R. A flexible, IMF-dependent model of high-latitude electric potentials having “space weather” applications. Geophys Res Lett, 1996, 25(18): 2549—2552[[doi](#)]
- 32 Scherliess L, Fejer B G. Radar and satellite global F region vertical drift model. J Geophys Res, 1999, 104: 6829—6842[[doi](#)]
- 33 Richmond A D. Equatorial electrojet, I. Development of a model including winds and instabilities. J Atmos Terr Phys, 1973, 35: 1083—1103[[doi](#)]
- 34 Lühr H, Maus S, Rother M. Noon-time equatorial electrojet: Its spatial features as determined by the CHAMP satellite. J Geophys Res, 2004, 109: A01306 [[doi](#)]
- 35 Alken P, Maus S. Spatio-temporal characterization of the equatorial electrojet from CHAMP, Ørsted, and SAC-C satellite magnetic measurements. J Geophys Res, 2007, 112: A09305 [[doi](#)]