

熊超, 王丰珏, 黄宇阳, 钱博浩, 王思敏, 让心怡, 宋斯珊, 周云良, 尹凡. 2025. 利用低轨道卫星地磁观测反演电离层电流概述. 地球与行星物理论评（中英文）, 56(1): 45-66. doi: [10.19975/j.dqyxx.2024-013](https://doi.org/10.19975/j.dqyxx.2024-013).

Xiong C, Wang F J, Huang Y Y, Qian B H, Wang S M, Rang X Y, Song S S, Zhou Y L, Yin F. 2025. Overview of ionospheric currents inversion by using low Earth orbit satellite magnetic observations. Reviews of Geophysics and Planetary Physics, 56(1): 45-66 (in Chinese). doi:[10.19975/j.dqyxx.2024-013](https://doi.org/10.19975/j.dqyxx.2024-013).

## 利用低轨道卫星地磁观测反演电离层电流概述

熊 超<sup>1,2\*</sup>, 王丰珏<sup>1</sup>, 黄宇阳<sup>1</sup>, 钱博浩<sup>1</sup>, 王思敏<sup>1</sup>, 让心怡<sup>1</sup>, 宋斯珊<sup>1</sup>, 周云良<sup>1,2</sup>, 尹 凡<sup>1,2</sup>

1 武汉大学 电子信息学院 空间物理系, 武汉 430072

2 湖北珞珈实验室, 武汉 430079

**摘要:** 随着现代卫星技术的发展, 携带高精度磁力计的低轨道卫星成为地磁场观测的重要手段, 可以提供全球持续的磁场观测, 而不受地面和低空天气条件的影响。空间电流, 特别是电离层电流, 是引起地表和低轨道卫星高度处磁场扰动的主要来源。本文简要介绍了低轨磁测卫星的发展历史和在轨定标流程与方法, 回顾了电离层电流的起源、研究历史及产生机制, 并详细介绍了利用卫星磁测数据反演电离层不同电流的方法。基于地基和卫星磁测对同一电流的分析结果并不总是一致的, 有时会出现明显的差异。造成这些差异的原因可能与采用不同的数据源(比如地基与卫星、卫星与卫星之间)及反演算法中的假设有关。基于有限的观测, 在反演中通常要对电流的几何形状和所在位置进行一定的假设, 而这些假设可能并不完全满足实际电流的分布。因此, 将地基台站和卫星磁测结合起来, 通过对比和交叉验证, 是检验和改进电离层电流反演算法中假设的合理性的一种有效手段。利用融合后的磁场观测数据, 建立更准确的电离层电流反演算法, 全面分析电流的形态学和气候学特征, 建立以地球磁场信号为媒介的空间天气监测理论与方法, 将有助于提升人们对电离层发电机理论、磁层状态以及电离层与磁层之间能量耦合途径等科学问题的理解。

**关键词:** 低轨道卫星; 星载磁力计; 电离层电流反演; 太阳静日电流; 赤道电集流; 场向电流

doi: [10.19975/j.dqyxx.2024-013](https://doi.org/10.19975/j.dqyxx.2024-013)

中图分类号: P352

文献标识码: A

## Overview of ionospheric currents inversion by using low Earth orbit satellite magnetic observations

Xiong Chao<sup>1,2\*</sup>, Wang Fengjue<sup>1</sup>, Huang Yuyang<sup>1</sup>, Qian bohao<sup>1</sup>, Wang Simin<sup>1</sup>, Rang Xinyi<sup>1</sup>,  
Song Sishan<sup>1</sup>, Zhou Yunliang<sup>1,2</sup>, Yin Fan<sup>1,2</sup>

1 Department of Space Physics, Electronic Information School, Wuhan University, Wuhan 430072, China

2 Hubei Luojia Laboratory, Wuhan 430079, China

**Abstract:** With the development of satellite technology, low-orbit satellites equipped with high-resolution magnetometers have become an important tool for measuring the Earth's magnetic field, which provides continuous observations around the world regardless of ground and low-altitude weather conditions. Currents in the space, particularly the ionospheric currents, are the main source to cause the magnetic field perturbations at ground and the low Earth orbit (LEO) satellite altitudes. In this paper, we briefly introduce the development history of LEO satellites for measuring the Earth's magnetic field, and the in-orbit calibration processes of magnetic data. In addition, the findings and generation mechanisms of ionospheric currents are reviewed, and the methods for reverting iono-

收稿日期: 2024-03-19; 录用日期: 2024-04-07

基金项目: 国家自然科学基金面上资助项目(42174191, 42174186); 湖北珞珈实验室专项基金资助(220100011); 熊超受中欧龙计划项目资助(59236)

Supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 42174191, 42174186), the Special Fund of the Hubei Luojia Laboratory (Grant No. 220100011). Chao Xiong is supported by the Dragon-5 Cooperation 2020-2024 (Project No. 59236)

\*通信作者: 熊超, 男, 教授, 主要从事电离层物理、星载空间磁场与等离子体探测、空间天气效应等方向的研究. E-mail:

[xiongchao@whu.edu.cn](mailto:xiongchao@whu.edu.cn)



spheric currents by using the satellite magnetic measurements are introduced in detail. Currents derived from ground-based and satellite magnetic measurements are not always consistent, and sometimes there are significant differences. Reasons to cause such differences may be related to different data sources (e.g., ground-to-satellite, satellite-to-satellite) and the assumptions in inversion algorithms of currents. Based on limited observations, inversion is often based on assumptions about the geometry and location of the currents, that may not fully agree with the real current distributions. Therefore, combination of ground-based and satellite magnetic measurements, through cross-comparison and cross-verification, is an effective way to test and improve the rationality of the assumptions in the ionospheric current inversion algorithms. Establish the theory and method of space weather monitoring based on the combined and fused magnetic field measurements, will greatly improve our understanding of the ionospheric electrodynamics, the state of the magnetosphere, as well as the coupling mechanisms between ionosphere and magnetosphere.

**Keywords:** low Earth orbit satellite; spaceborne magnetometer; ionospheric currents inversion; solar quiet current; equatorial electrojet; field-aligned current

## 0 引言

磁场是地球内部和其空间周围存在的天然磁性现象，是重要的地球物理场之一。地磁场可近似用磁偶极场来描述，其两个磁极位于地理南北极附近，但并不与地理南北极重合。地磁场是地球重要的保护屏障，它能阻挡太空中的宇宙射线及太阳风高能粒子直接达到地球，从而保护地球上的生命免受这些高能射线的伤害。受太阳风动压影响，地磁场在日侧被挤压，而在夜侧则向外延展。磁层顶通常被认为是太阳风和地球磁层的交界面，其厚度约为400~1000 km。在向日侧，磁层顶近似为半球形，近日点的地心距离为10~12个地球半径；在夜侧，磁层顶被拉长成半径约为20个地球半径的圆柱形，圆柱内的空间被称为磁尾，磁尾可一直伸展到太阳风下游1000个地球半径的地方（涂传诒等，2022）。

地球磁场在地表处最大磁场强度约为60 000 nT。按照磁场起源的不同，通常将地磁场划分为内源场和外源场。内源场起源于地表以下的磁性物质和电流，可进一步划分为地核场、地壳场和感应场。地核场又称为主磁场，其起源仍然是一个具有争议的问题。现在普遍接受的观点认为主磁场是由地核内液态物质的流动而引起的，其中最具代表性的假说是地磁场起源的发电机理论。地球本体由地表向内是由固态的地壳、流变的地幔、液态的外核和固态的内核所组成的复杂系统，其中处于液态的外核是最可能产生地球磁场的地方（Bullard, 1950; Jacobs, 1976; 徐文耀, 2009）。地壳场又被称为岩石圈磁场或局部异常磁场，是由地壳和上地幔磁性岩石产生的。感应场是由外部变化磁场在地球内部生

成的感应电流的磁场，而外部变化磁场，也就是外源场，主要是由地表以上的空间电流所引起的，这些电流主要分布在地球电离层和磁层。从磁场强度来看，地核主磁场占总磁场的95%，地壳磁场约占4%，外源磁场和感应磁场只占总磁场的1%（徐文耀，2009）。图1给出了不同场源对地球磁场的贡献。从图1中可以看出外源场主要来自电离层和磁层中空间电流的贡献。值得注意的是，这些外源场随时间变化剧烈，其幅度变化可以从地磁平静期的几纳特至地磁扰动期的几百甚至几千纳特。

不同起源的地磁场具有不同的时间变化特点，覆盖了很宽的时间谱，包含从几万年到几百万年甚至更长时期的主磁场极性倒转到分钟甚至秒级周期的地磁脉动。地核主磁场的长期变化主要特征是整体向西漂移，全球平均西漂速度约为每年0.2°（Jault et al., 1988）。地壳所引起的磁场几乎不随时间变化，但是地震、火山等剧烈的地质构造运动可能会改变局部的岩石圈磁场。而空间电流所引起的外源场及其感应场随时间变化相对较快，包含秒至分钟级的地磁脉动及小时级的周日变化，也包含几天周期的潮汐所引起的变化，27天太阳自转周期及地球公转引起的季节及年变化，以及11年周期的太阳活动水平变化等。除了这些地磁平静期典型的周期性变化外，太阳耀斑、日冕物质抛射所引起的磁暴、亚暴等通常会引起更加剧烈的地磁扰动，这些扰动和地磁平静期变化叠加在一起，使地磁场表现出更加复杂的时间变化。

对地磁场的观测主要依赖于地基地磁台站、古地磁测量和空中磁场测量。地基台站主要是通过设置在固定地理位置的磁力计来长时间连续记录该地

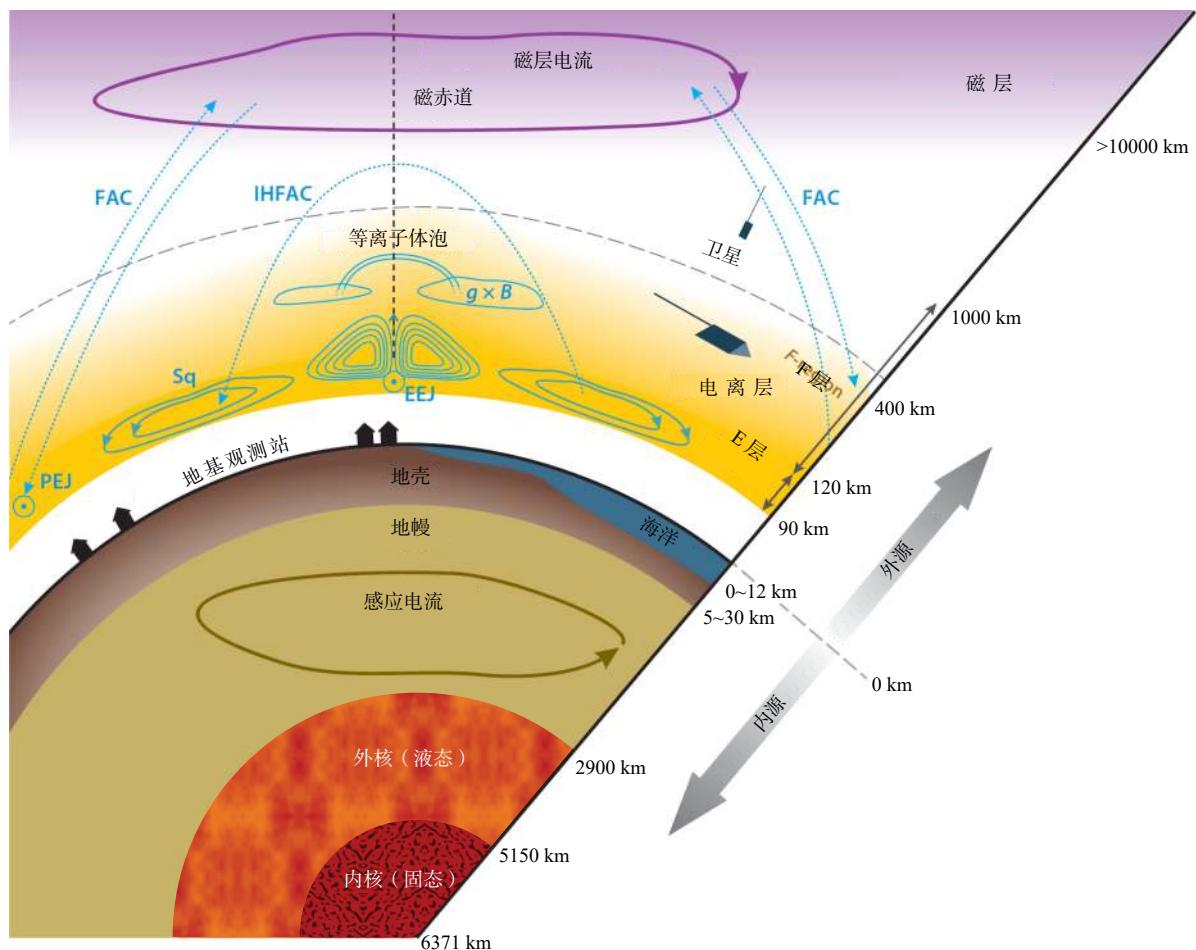


图 1 近地磁场来源示意图 (引自 Olsen and Stolle, 2012)

Fig. 1 Schematic diagram of the sources to cause near-Earth magnetic fields (from Olsen and Stolle, 2012)

区地磁场矢量的时间变化，并维持精确的绝对测量值。古地磁测量是通过岩石、沉积物和高温焙烧物的磁化强度来间接推测古代磁场强度和方向。空中磁场测量有飞机航空磁测、气球漂浮磁测、火箭垂直磁测和卫星轨道磁测等，其中前三种方法测量范围和观测时间有限，而随着现代卫星技术的发展，基于低轨道卫星的磁测成为地磁场观测重要的技术手段。

由以上介绍可知，地磁场各组成部分具有不同的时间变化特征。一般来说，变化较快的外源磁场通常表现出全球相似的特性，比如对耀斑或磁暴的全球性响应等；而空间分布复杂的岩石圈磁场随时间变化较小。也就是说，尽管  $\partial \mathbf{B} / \partial t$  和  $\partial \mathbf{B} / \partial x$  各自可能很大，但是  $\partial^2 \mathbf{B} / (\partial x \cdot \partial t)$  通常很小。这里  $\mathbf{B}$  为地球磁场， $t$  和  $x$  分别代表时间和空间。内源场和外源场随时间和空间不同的变化规律使得区分地磁场中不同的源成为了可能。其中，对外源场的准确确定有助于更好地反演空间电流，而空间电流分布和变化可以很好地揭示太阳风-磁层-电离层的耦合过程及物理机制。因此，变化磁场被认为是实现近地空间

环境有效监测、诊断和预报的重要物理量之一。本文将重点回顾利用低轨道卫星的地磁场观测实现电离层相关电流反演的方法及研究进展。

## 1 低轨道磁场观测卫星

### 1.1 低轨磁测卫星的发展

20世纪50年代以后，卫星观测逐渐成为空中磁场测量的主要方式。相比于其它测量方法，卫星不受地域和地表天气条件的限制，可以对沿卫星轨道磁场进行连续测量，以获得全球磁场的准确信息。**表1**列出了国际和国内主要的地磁场卫星计划。从表中可以看出，国际上对地磁场的精确测量开始于20世纪70年代。值得指出的是随着我国航天和卫星技术的发展，也发射了相应的地磁场探测卫星。比如，“张衡一号”电磁监测试验卫星（China Seismo-Electromagnetic Satellite, CSES）于2018年2月2日发射升空（Shen et al., 2018），其提供的磁测数据已用于全球地磁场建模（Yang et al.,

表 1 国际和国内主要的地磁场卫星计划

Table 1 International and Chinese satellite missions for measuring the Earth's magnetic field

类别	发射时间	结束时间	磁场探测量
Dynamics Explorer-1(DE-1)	1981-08-03	1991-02-28	矢量
Dynamics Explorer-2(DE-2)	1981-08-03	1993-02-19	矢量
ISEE 1号	1977-10-22	1987-09-26	矢量
ISEE 2号	1977-10-22	1987-09-26	矢量
Viking 1号	1975-08-20	1980-08-07	矢量
Viking 2号	1975-09-09	1978-07-35	矢量
Magsat	1979-10-30	1980-06-11	标量+矢量
FAST	1996-08-21	2009-05-04	矢量
Ørsted	1999-02-23	2014-06-30	标量+矢量
DMSP	1983-11-18	—	标量+矢量
CHAMP	2000-07-15	2010-09-19	标量+矢量
AMPER	1997-05-05	—	矢量
ST-5	2006-03-22	2006-06-20	矢量
Swarm	2013-11-22	—	标量+矢量
张衡一号(CSES)	2018-02-02	—	标量+矢量
澳门科学卫星一号	2023-05-21	—	标量+矢量

2021). 此外，“澳门科学一号”(Macau Science Satellite-1, MSS-1) 卫星也于 2023 年 5 月 21 日顺利发射(杨艳艳等, 2024), 其采用的低倾角( $41^\circ$ ) 轨道监测可以实现对包括南大西洋异常(South Atlantic Anomaly, SAA) 在内的中低纬地区磁场的有效监测(岳姚辰等, 2024).

上述地球磁场观测卫星大都搭载了高精度、高分辨率的磁力计, 用于准确测量地球磁场矢量和强度. 但这一类卫星计划总体数量偏少. 实际上, 大部分电离层、磁层卫星计划也会搭磁力计, 其中有些磁力计是用于协助控制卫星姿态. 这类非专用地球磁场卫星计划搭载的磁力计测量精度偏低, 有时这些卫星计划甚至未搭载用以确定卫星姿态的恒星照相机, 导致无法准确确定所测量的磁场矢量方向. 这一类卫星数量较多, 其磁力计数据若准确标定后, 将可以大大提高其对磁场观测的空间覆盖, 用以反演更详细、更全面的空间电流信息. 其中最典型的例子就是 AMPERE (Advanced Magnetosphere and Planetary Electrodynamics Response Experiment) 计划, 将 66 颗铱星计划中卫星搭载的磁力计数据经校较之后, 成功用于极区场向电流(field-aligned current, FAC) 的反演(Anderson et al., 2000, 2008). AMPERE 卫星的磁场观测可提供极区场向电流 $1^\circ$  (地磁纬度)  $\times 1$  小时 (磁地方时, magnetic local time, MLT) 的二维分布, 时间分辨率最高可达 2 min (每次拟合使用 10 min 的观测值). 此外,

Stolle 等 (2021) 对美国与德国合作的重力卫星计划 GRACE (Gravity Recovery and Climate Experiment) Follow-On 搭载的磁力计数据进行了标定, 结果显示标定后的数据可以很好地反映环电流、极区场向电流及赤道电集流所引起的磁场信号(Xiong et al., 2021).

## 1.2 星载磁力计标定

尽管搭载磁力计的低轨卫星已成为地球磁场测量的主要手段之一, 但其观测数据需要经过严格的校正才可以用于地磁场建模及包括空间电流在内的近地空间环境各种电磁现象分析与物理解释. 比如, 基于低轨卫星磁场探测研究海洋潮汐洋流的变化可以用于研究全球气候变化和全球二氧化碳含量变化. 在 400 km 高度, 海洋潮汐洋流变化引起的磁信号甚至低于 0.5 nT (Kuvshinov and Olsen, 2005). 如果磁力计的测量结果缺乏精度和可靠性, 那么就很难提取海洋潮汐流的磁信号. 此外, 夜侧赤道附近 F 层等离子体泡和伴随出现的磁扰动信号幅度也大多不超过 0.5 nT (Stolle et al., 2006). 由此可见, 针对上述各种研究目的星载磁力计探测, 必须保证星载磁力计探测数据的高精度和高可靠性.

目前, 星载标量磁力计的绝对探测精度公开的指标已可达到 0.1 nT 的量级. 随着探测技术的进步, 今后测量精度可能更高. 尽管磁力计在卫星发射之前已经过严格测试和校准或者标定, 在卫星发射之

后, 对于存在各种星载电力与电子系统产生的干扰和变化, 需要加以实地估计以便消除对磁场测量的影响。同时, 由于长期在轨运行, 磁力计特别是矢量磁力计受到器件老化和测量环境条件改变的影响, 在发射前标定的参数会慢慢失效。为保证磁力计在轨测量数据长期保持高精度和高可靠性, 必须进行在轨标定。

国际上具有地球磁场探测能力的低轨卫星计划无一例外地都考虑了磁力计在轨标定的问题。在轨标定首先是要找到一种标准来消除干扰和误差, 而对标准的选定直接影响标定精度和可靠性。早期在轨标定方法主要是利用地球磁场模型或其它已知卫星磁力计测量的数据。比如, 瑞典的微小卫星Astrid-2, 是通过国际地磁参考模型 (International Geomagnetic Reference Field, IGRF) 来标定其矢量磁力计在轨测量数据 (Merayo et al., 2000), 而美国和阿根廷的 SAC-C 卫星磁力计, 就是利用了丹麦 Ørsted 卫星和德国 CHAMP (Challenging Mini-satellite Payload) 卫星的数据进行在轨标定 (Purucker et al., 2002)。但仅依靠上述在轨标定方法所获得磁场观测数据精度相对较低。Ørsted (Olsen et al., 2003)、CHAMP 以及 Swarm 星座计划则采用了较为先进的在轨标定方法, 它们的共同点是卫星的有效载荷中不仅有矢量磁力计, 还包括一个高精度的标量磁力计。这种高精度的标量磁力计被安装在远离卫星本体的伸杆上, 由于其测量原理与矢量磁力计的测量原理完全不同, 它几乎不受测量环境 (比如温度) 的影响。矢量磁力计测量的误差方程可简单表示为:  $E=F(P, B+\delta B)$ 。其中  $E$  是传感器输出,  $P$  是磁力计误差参数,  $B$  是空间总磁场,  $\delta B$  是来自卫星本体的干扰磁场。在轨标定的基本原理就是需要建立一个线性的矢量磁力计误差模型, 而对于矢量磁力计, 其各分量的误差可以用磁力计的一组特性参数来描述。利用基于最小二乘原理的标量标定方法计算得到这些参数, 进而利用得到的这组参数把通过比较标量磁力计测得的标量误差分配到矢量磁力计的各个分量上, 这样矢量磁力计的测量结果就可以很好地被标定。然后, 矢量磁力计坐标系下的磁场数据, 再联合星载星敏仪提供的姿态信息, 通过一系列坐标转换过程 (这一步骤中往往也需要利用到地磁场模型), 形成了地球坐标系下的数据产品。受各种因素的影响, 这些标校参数随着时间缓慢变化, 需要定期重新标定, 以保持其探测数据的持续可靠性和精度 (Rother et al., 2005; 杨艳艳等, 2024; Yin, 2010; Yin and Lühr, 2011)。

如果想进一步提高磁场测量精度和可靠性, 还必须对来自卫星本体干扰磁场  $\delta B$  进行建模。因为这种卫星本体磁场对磁力计测量的干扰很复杂, 有长期的也有短期的, 有持续的也有偶发的。有些很直观, 能够找到直接来源, 有些却隐藏在复杂的变化之中, 需要对卫星运行状态、环境参数、轨道特征等作综合的物理与数学分析和计算才能得到。如果这些误差不能够被辨认和分离, 来自自然界带有地球环境信息的微弱磁信号完全有可能被污染和掩盖。因此, 星载磁力计数据的准确标校对保证卫星磁场数据质量有重要作用。

## 2 外源场与空间电流

如引言所述, 外源场起源于空间电流系, 其主要特征是全球性尺度和时空相关性。大多数外源场的变化, 如磁暴引起的磁场扰动通常具有全球尺度, 即使是亚暴期间, 纬度空间有限的极光电集流也会在所有的经度扇区产生响应。空间电流按其产生的物理过程和分布区域大致可分为行星际空间电流、磁层电流和电离层电流。磁层电流通常又分为磁层顶电流、磁尾电流、环电流、极区场向电流等。其中, 场向电流是磁层与电离层耦合的重要纽带, 有时也将其归结为电离层电流。其它电离层电流主要包含太阳静日 (solar quiet, Sq) 电流、赤道电集流 (equatorial electro jet, EEJ)、跨半球场向电流 (inter-hemispheric field-aligned current, IHFAC)、极光电集流 (auroral electrojet, AEJ) 或极区电集流 (polar electrojet, PEJ) 等。此外, 电离层电流中还包括夜侧水平纬向电流 (nightside horizontal zonal current)、重力和压力梯度电流 (gravity and pressure gradient current) 及赤道等离子体泡 (equatorial plasma bubble, EPB) 引起的抗磁电流 (diamagnetic current) 等, 这些电流强度相对较弱, 所引起的磁场强度变化通常在  $\pm 10$  nT, 甚至小于 1 nT。**表 2** 中列出了不同电离层电流系所引起磁场变化的大致范围, 值得指出的是, 这些电离层电流的实际结构和随时间变化的幅度要比**表 2** 展示的复杂得多 (Olsen and Stolle, 2012)。

尽管所有的空间电流系对地磁场均有贡献, 但磁层电流系由于距离地表较远, 其对地表和低轨道卫星所处高度的磁场变化贡献较小, 唯一例外的是环电流, 其对地表和低轨道卫星所处高度的磁场变

表 2 电离层电流及其引起的磁场变化范围

Table 2 Ionospheric currents and their induced magnetic field variations

电离层电流	磁效应变化范围/nT
Sq	30~250
EEJ	10~150
IHFAC	0~40
PEJ	0~1500
夜侧水平纬向电流	0~10
重力和压力梯度电流	5~10
抗磁电流	0~0.5

化也有很大的影响。本文将主要介绍电离层电流（包含极区场向电流）的研究历史及相关算法。此外，从强度上来看，电离层夜侧水平电流、重力和压力梯度电流、赤道等离子体泡对应的抗磁电流等对低轨道卫星磁场观测影响较小，本文只对这些电流系的产生原理作简要介绍，而对其反演算法不作详细讨论。

## 2.1 利用磁场观测反演空间电流的基本原则

从物理本质上讲，磁场起源于运动的电荷，对磁场的定量观测和研究就是从测量电流之间的相互作用引起的（[徐文耀，2009](#)）。该作用可以用安培定律来表示，如公式（1）所示：

$$\mathbf{F} = \frac{\mu}{4\pi} \mathbf{I}_1 \mathbf{I}_2 \oint_{L_1 L_2} \oint \frac{d\mathbf{l}_1 \times (d\mathbf{l}_2 \times \mathbf{r})}{r^3} \quad (1)$$

其中， $\mathbf{F}$  为一个电流回路  $\mathbf{I}_1$  在另一电流回路  $\mathbf{I}_2$  附近所受作用力（常称作安培力）， $\mathbf{I}_1$ 、 $\mathbf{I}_2$  分别为电流回路  $\mathbf{I}_1$ 、 $\mathbf{I}_2$  的电流强度， $d\mathbf{l}_1$ 、 $d\mathbf{l}_2$  为电流元长度， $\mathbf{r}$  为电流元  $\mathbf{I}_2 d\mathbf{l}_2$  指向电流元  $\mathbf{I}_1 d\mathbf{l}_1$  的径矢。电流之间的相互作用主要包括两个部分，在电流回路  $\mathbf{I}_2$  附近存在一个磁场及这个磁场作用于电流回路  $\mathbf{I}_1$ 。如果采用磁感应强度矢量  $\mathbf{B}$  来描述磁场，它与产生该磁场的电流  $\mathbf{I}_2$  之间的关系可以用毕奥-萨伐尔定律

（Biot-Savart Law）来描述，如公式（2）所示：

$$\mathbf{B} = \frac{\mu}{4\pi} \mathbf{I}_2 \oint_{L_1} \frac{d\mathbf{l}_2 \times \mathbf{r}}{r^3} \quad (2)$$

该公式提供了电流与磁场之间相互转换的基本原则。

## 2.2 电离层等效电流

根据磁场与电流之间的相互关系，对于已知的电流分布，可以准确描述其产生的空间磁场的分布及变化。但地球磁场分布随经度、纬度、高度、季节、地方时、太阳活动、地磁活动等诸多因素的影

响，准确测量其三维空间分布及变化在现实中几乎是无法实现的。因此，通常利用有限地基台站或卫星测量得到的地磁场信息无法唯一确定产生该磁场的电流所在具体的位置及空间结构。

在利用地基台站反演电离层电流的实际研究中，通常采用等效电流（equivalent current system）来表征引起变化磁场的空间电流（[Yamazaki and Maute, 2017](#)）。在该等效电流中不考虑电流的具体几何结构，而是把电流经过的各部分所引起的空间磁场综合成集中参数，构成一个电路网络，然后建立该电路各部分的电流和磁场空间分布的关系。等效电流是一种假想的电流体系，假定它产生的空间磁场与真实电流体系一样。在前人的研究中，通常会假定产生变化磁场的电流系位于某一高度的二维球壳上，比如电离层的 E 层，先用正演的方法建立已知电流体系所产生的磁场表达式，然后由地面或某高度的磁场实际观测结果反演出该电离层等效电流的具体分布（[徐文耀, 2009](#)）。

从上述介绍中可以看出电离层等效电流是描述空间磁场变化的一种相对简便、可行的方法，但实际电离层电流的分布是一个复杂的系统。从产生机制来看，位于不同位置或高度的电流往往具有不同的起源和对应不同的物理过程。因此，在研究中有时也会根据电流起源的不同对电流系及其所产生的磁场进行分类研究。从电流产生的物理过程的角度，在电离层高度描述电流更合适的方法是将其划分平行于磁力线及垂直于磁力线方向，而后者通常又划分垂直于磁力线沿径向（磁子午面方向）与水平纬向。这三个方向的电流又称为场向电流、子午向电流（meridional current）及水平纬向电流（zonal current）（[Wang et al., 2023](#)）。

## 2.3 低轨道卫星磁场观测在电离层电流反演中的应用

为了从星载磁力计中分离出电离层电流产生的磁场，需要首先利用地磁场模型去除地核主磁场、岩石圈磁场以及磁层电流对磁场的贡献，得到的剩余磁场通常认为主要与电离层电流有关。然后根据公式（2）所示的毕奥-萨伐尔定律，能够从剩余磁场的空间分布及变化计算出电离层电流的强度和分布。一般来讲，准确计算电流矢量需要同时具有电流矢量三个方向上沿环路的磁场积分，这就需要依靠多颗卫星同时对空间磁场进行多点测量。在实际应用中较为常见的是利用单颗低轨道卫星的磁场数

据来反演电流。需要指出的是单颗卫星只能提供沿卫星飞行轨道处的磁场信息, 而垂直于卫星轨道面的磁场变化不能被卫星获取, 这样只有沿单颗卫星轨道上测量的磁场信息无法唯一地反演出空间电流的分布。为了获得有关电流的有效信息, 需要基于物理考虑对某一电流的几何形状和所在位置作一定的假设。比如在基于单颗卫星磁场观测计算极区场向电流的算法中, 需要假定: (1) 沿磁力线电流片无限大; (2) 电流片沿着东西(经度)方向具有很大尺度, 并且近似垂直于卫星飞行的方向; (3) 在卫星飞过电流区域的时间内, 电流是准静态的 (e.g. Dunlop and Lühr, 2020; Lühr et al., 1996)。在电离层高度, 由于沿磁力线方向具有较高电导率, 对于极轨卫星, 前两个假设基本满足, 而只考虑大尺度场向电流时, 第三个假设也是基本满足的。

除了利用单颗卫星, 前人也曾利用多颗卫星组成的特殊构型来更准确地反演空间电流。基于欧空局四颗相同卫星组成的 Cluster 卫星观测, Dunlop 等 (1988) 提出了利用磁场旋度计算空间电流的方法。现有的研究结果表明, 当 Cluster 四颗卫星处于四面体构型时, 该方法计算空间电流最为准确。但 Cluster 的四颗卫星相对位置在轨道上是变化的, 其只能在某个区域处于四面体构型。该方法的另一个重要假设是磁场在测量点之间仅呈现线性变化, 但该假设在磁层的许多区域并不严格成立, 如磁层顶、磁尾和环电流等, 因此该方法反演得到空间电流的不确定性不仅受四个卫星磁场测量准确性的影响, 还受四颗卫星间隔距离、所在磁层位置及需要反演的电流其空间尺度等因素的影响。利用多颗卫星同时观测反演空间电流的另一个典型例子便是欧空局的 Swarm 卫星星座 (Ritter et al., 2004)。该星座由三颗卫星组成, 其中两颗处于较低高度的卫星并排飞行, 沿经度方向的间隔约为  $1.4^{\circ}$ 。这样并排飞行的两颗卫星沿轨道处在一定间隔 (比如 5 s) 上四点的测量, 近似构成一个四边形, 可以估算沿该四边形环路变化磁场的积分, 从而获得垂直于该四边形方向上电流的分布。由于 Swarm 卫星处于近圆轨道, 该方法获得的电流垂直于轨道面指向地心, 再根据卫星轨道处磁倾角的信息便可计算出沿磁力线方向场向电流的大小。该双星方法获取场向电流的示意图如图 2a 所示。但如 Dunlop 和 Lühr (2020) 指出, 该方法反演电流的准确性与电流的空间尺度及两颗卫星所构成四边形结构的空间间隔有关。在

赤道地区, 两颗卫星间隔距离约 150 km, 但该间距随着纬度增加而逐渐减小。在极区靠近 Swarm 两颗卫星轨道的交叉点, 卫星间隔变得太小, 无法保证反演电流的可靠性。图 2b 给出了在利用 Swarm 双星反演场向电流的算法中, 卫星间距离变化对反演场向电流以及垂直地表的电离层径向电流 (ionospheric radial current, IRC) 准确性的影响。

从上述 Cluster 和 Swarm 卫星计划的介绍中可以看出, 尽管利用多颗卫星同时、多点观测可以提高空间电流反演的精度, 但该方法需要假定反演的空间电流尺度大于卫星间距。对于更小尺度的电流则需要利用处于更近空间距离的卫星星座来实现。例如, Gjerloev 等 (2011) 利用 ST5 卫星星座的观测数据分析了沿卫星轨道磁场信号之间的相关性。ST5 卫星处于前后跟飞构型, 卫星间隔从几秒逐渐增加到几分钟。这一卫星构型对某一固定纬度, 可以很好检验小尺度场向电流在短时间内 (依赖于卫星间距) 的变化。他们的结果发现小尺度场向电流随时间变化明显, 而大尺度场向电流 ( $>200$  km)

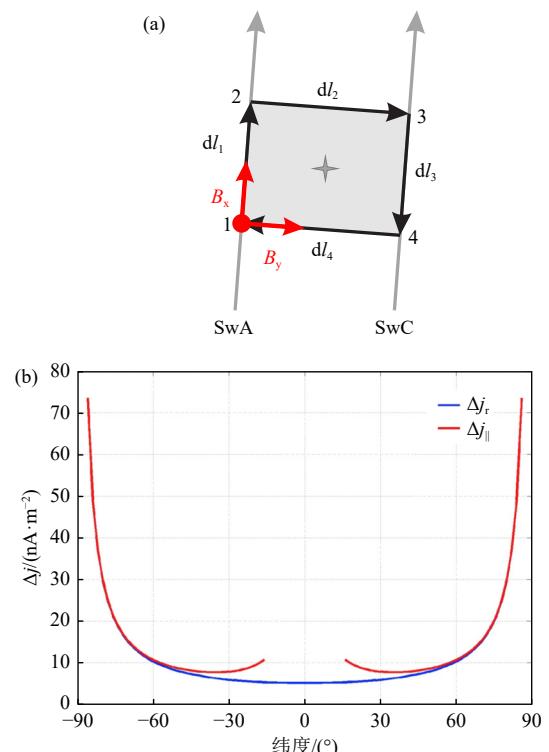


图 2 (a) 反演通过闭合回路的平均电流密度示意图 (引自 Lühr et al., 2015); (b) 随纬度变化的场向电流 (红色) 和径向电流 (蓝色) 估计不确定性分布图 (引自 Lühr et al., 2019)

Fig. 2 (a) Schematic diagram of the averaged current density based on a close-loop inversion (from Lühr et al., 2015); (b) Uncertainty distribution of field-aligned current (red) and radial current (blue) as a function of latitude (from Lühr et al., 2019)

形态比较稳定，可以持续几分钟。Lühr 等（2015）利用 Swarm 星座在早期处于前后跟飞构型（星间距从约 10 km 随时间缓慢增加），发现小尺度场向电流大约可以持续 10 s，而大尺度场向电流可以持续 1 min 以上。同时，该研究首次分析了场向电流随经度方向的尺度，发现夜侧场向电流在经度方向的尺度约为其在纬度方向尺度的 4 倍，在昼侧（尤其是在极尖/极隙区）场向电流在经度和纬度方向的尺度大致相同。Xiong 等（2021）对 GRACE Follow-On 这两颗处于前后跟飞构型的卫星磁场数据进行了初步的分析，通过对比两颗卫星 FAC 随时间/纬度的变化，可以得到同一纬度上小尺度场向电流在卫星间隔时间内（约为 26 s）的差异。通过对该卫星两年半的数据分析中发现，场向电流的相关性在晨侧和昏侧要明显高于正午和午夜，意味着小尺度场向电流在正午和午夜变化更剧烈。可以看出，上述这些关于小尺度电流的特征是利用单颗卫星观测数据所无法实现的。

### 3 空间电流反演算法概述

本节将重点介绍利用卫星磁场观测反演几种常见的电离层电流的方法，包括 Sq 电流、赤道电集流、跨半球场向电流、极区电集流、极区场向电流。

#### 3.1 Sq 电流

在地磁静日期间观测到的有规律的磁场日变化称为太阳静日（Sq）变化，与地磁静日变化有关的电流系统通常称为 Sq 电流系。1634 年，Hellibrand 在观察罗盘长磁针端点的运动中首次发现了有规律的太阳静日磁场变化。直到后来 Graham（1724）首次发现磁偏角的日变化，这种变化才真正确定下来。Gauss（1838）采用一种不同于前人的新设计，在罗盘磁铁上安装了一面镜子，从而提高了磁性观测的灵敏度，使其角度变化更容易在远处测定。他组织在欧洲进行同步观测，以区分当地和区域磁场的变化。通过对地球主要磁场进行独特的全球分析，Gauss 开发出了分离外部和内部源对地表磁场贡献的数学方法，球谐函数分析法（spherical harmonic analysis, SHA），地球上任何一点的磁势都可以用一系列球谐函数来表示。然而直到 40 年后拥有了可靠的全球日变化观测数据，才将这种“球谐函数分析”应用于 Sq 磁场分析。Stewart（1882）提出了地磁场 Sq 变化是由高层大气导电区域中流动的电流

引起的假说。根据他的发电机理论，导电大气 ( $U$ ) 穿过地球磁场 ( $B$ ) 的运动会产生电动势 ( $U \times B$ )，从而产生电场和电流。Schuster（1889, 1908）首次通过球谐分析方法研究了全球范围内的地磁变化场，并估算出了等效电流系统。他得出的结论是，等效电流系统的位置主要在地球外部，即电流在地表以上的大气层中流动，但也有部分始于地球内部的感应电流。Sq 电流的存在后来得到探空火箭及卫星观测的实验证实（Cahill, 1959; Davis et al., 1967; Maynard, 1967; Pfaff et al., 1997; Singer et al., 1951; Yabuzaki and Ogawa, 1974）。

如上所述，Sq 电流被认为是由大气中性风驱动带电粒子做切割磁力线运动，产生电势并形成电流和电场而产生的，这一过程被形象地描述为电离层风发电机效应。发电机产生的电流在 90~150 km 的高度范围达到峰值，这是因为此高度范围内的佩德森电导率（Pedersen conductivity）和霍尔电导率（Hall conductivity）比较大。这一高度范围通常被称为电离层发电机区域。从 Sq 电流的产生可以看出，影响 Sq 电流结构和强度的主要因素是中性风和电导率。从形态上看，Sq 电流主要出现在白天，而夜间电流很小。日侧 Sq 电流由两个涡旋组成，分别位于赤道南北两边，总电流约为 200 kA。北半球电流涡旋逆时针流动，而南半球顺时针方向流动，涡旋中心大约位于地方时 11:30 的±30°磁纬处，如图 3 所示。Sq 电流呈现出典型的季节和太阳周期变化。此外，由于半球间电导率和中性风的差异，Sq 电流并不总是半球对称的，这一特征表现出明显的季节性变化，比如夏季半球的电流强度要大于冬半球的电流强度。但从全年来看，最大电流强度通常出现在春分前后。此外，由于电离层电导率和太阳辐射通量之间的比例关系，Sq 电流的总体强度也表现出明显的太阳周期变化。

Sq 电流的反演与建模通常主要利用全球地基地磁台站的观测。但地基台站的一个明显不足便是其无法在所有纬度和经度上提供足够多的覆盖，特别是在赤道和海洋地区。因此，融合来自地基和低轨道卫星的磁场数据可以对 Sq 场进行更好的反演与建模。但值得指出的是低轨道卫星通常都是飞行在电离层发电机区域上方，其无法将主要的电离层电流与地幔电流产生的次级感应场分开。在实际应用中，通常采用预先确定的地幔电导率模型来实现二者的分离，但这需要额外的信息和假设。

本节主要介绍利用低轨道卫星磁场观测反演 Sq 电流的方法。由于低轨道卫星飞行在电离层高度，

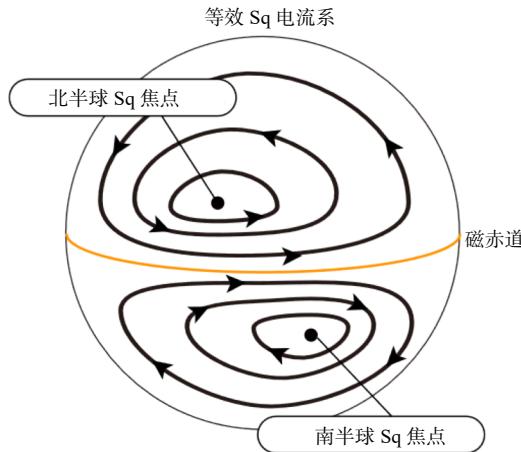


图 3 Sq 电流流向示意图 (引自 Yamazaki and Maute, 2017)  
Fig. 3 Schematic diagram of the Sq currents (from Yamazaki and Maute, 2017)

其磁场观测会同时受 Sq 电流和其它电离层电流的影响。比如, 人们知道在高纬极光带区域连接磁层和电离层的场向电流对低轨道卫星高度的磁场观测有很大的影响。而在中低纬度地区的电离层 F 层高度, 也存在沿磁力线流动的电流, 该电流也称为场向电流, 或更准确地称为跨半球场向电流。但与极区场向电流的起源不同, 跨半球场向电流通常认为与 F 层风发电机效应有关。基于 Magsat 卫星观测, Olsen (1997) 证实了在 F 层跨半球场向电流在卫星高度 (350~550 km) 产生的磁场约为  $\pm 10 \sim 20$  nT, 与 Sq 电流产生的磁场大致相当。因此, 要利用卫星磁场观测准确反演 Sq 电流, 还需要去除中低纬度跨半球场向电流。

在这里简要介绍 Olsen (1997) 提出的利用卫星磁场观测计算中低纬场向电流与水平电流的方法, 而后者则主要对应 Sq 电流。水平剩余磁场可分解为环形 ( $\delta B_{\text{tor}}$ ) 和极形 ( $\delta B_{\text{pol,horz}}$ ) 两部分, 即公式 (3):

$$\begin{aligned} \left( \begin{array}{c} \frac{r}{R} \delta B_\theta \\ \frac{r}{R} \delta B_\lambda \end{array} \right) &= \delta B_{\text{tor}} + \delta B_{\text{pol,horz}} \\ &= \sum_{n,m} \phi_n^m \left( \begin{array}{c} \frac{im}{\sin v} P_n^m(v) e^{im\lambda} \\ -\frac{d}{dv} P_n^m(v) e^{im\lambda} \end{array} \right) + \\ &\quad \sum_{n,m} \psi_n^m \left( \begin{array}{c} \frac{d}{dv} P_n^m(v) e^{im\lambda} \\ \frac{im}{\sin v} P_n^m(v) e^{im\lambda} \end{array} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

其中,  $r$  是卫星到地心的距离,  $R$  是地球半径,  $\delta B_\theta$  和  $\delta B_\lambda$  分别是剩余水平磁场在南北和东西方向上的分量,  $P_n^m(v) = P_n^m(\cos\theta)$  是施密特归一化的勒让德函

数 (Schmidt normalized Legendre function),  $\theta$  是余纬,  $\lambda$  是地理经度,  $\phi_n^m$  和  $\psi_n^m$  是球谐系数。 $\delta B_{\text{tor}}$  是与指向地心方向电流有关的环向磁场分量,  $\delta B_{\text{pol,horz}}$  是由环形电流产生的极向磁场分量。需要指出的是指向地心方向的电流与场向电流及磁偏角有关。在实际反演中, 采用最小二乘分析法求出球谐系数之后, 得到由场向电流产生的磁场贡献  $\delta B_{\text{tor}}$ , 并将其从剩余磁场中减掉, 这样剩余磁场中就只包含由环形 Sq 电流产生的极向磁场的贡献。进一步对于去除场向电流贡献的剩余磁场利用球谐分析法便可以反演出 Sq 电流。

上述利用星载磁力计观测数据进行 Sq 电流的反演与地面观测数据反演算法略有不同。除了要考虑中低纬场向电流的影响外, 在估算 Sq 电流时还必须考虑卫星观测所在的高度。因为卫星位于引起 Sq 电流的风发电机区域上方, 而 Sq 电流主要在发电机区域高度流动。卫星观测到的剩余磁场可以用磁势  $V$  来表示:

$$\mathbf{B} = -\nabla V \quad (4)$$

将观测到的剩余磁场分为北向 ( $X$ )、东向 ( $Y$ ) 和垂直指向地心 ( $Z$ ) 三个方向, 其磁势可分别表示为:

$$\begin{aligned} X &= \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} \\ Y &= -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \lambda} \\ Z &= \frac{\partial V}{\partial r} \end{aligned} \quad (5)$$

假设水平环状 Sq 电流在高度  $h$  (此处取电离层 E 层高度, 110 km) 的球壳上流动, 则在卫星高度  $r > R + h$  处的势函数可写成公式 (6):

$$\begin{aligned} V &= V_{\text{int,ind}} + V_{\text{int,Sq}} + V_{\text{ext}} \\ &= R \sum_{n,m} \left( \frac{R}{r} \right)^{n+1} (a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda) P_n^m(v) + \\ &\quad R \sum_{n,m} \left( \frac{n}{n+1} \right) \left( \frac{R+h}{R} \right)^{2n+1} \left( \frac{R}{r} \right)^{n+1} \cdot \\ &\quad (c_n^m \cos m\lambda + d_n^m \sin m\lambda) P_n^m(v) + \\ &\quad R \sum_{n,m} \left( \frac{r}{R} \right)^n (q_n^m \cos m\lambda + s_n^m \sin m\lambda) P_n^m(v) \\ &= R \sum_{n,m} \left( Q_n + \left( \frac{n}{n+1} \right) \left( \frac{R+h}{R} \right)^{2n+1} \right) \left( \frac{R}{r} \right)^{n+1} \cdot \\ &\quad (c_n^m \cos m\lambda + d_n^m \sin m\lambda) P_n^m(v) + \\ &\quad R \sum_{n,m} \left( \frac{r}{R} \right)^n (q_n^m \cos m\lambda + s_n^m \sin m\lambda) P_n^m(v) \end{aligned} \quad (6)$$

其中， $V_{\text{int,ind}}$ 、 $V_{\text{int,Sq}}$ 、 $V_{\text{ext}}$ 是地球内部感应电流、Sq 电流、磁层电流引起的磁势。由于  $V_{\text{int,ind}}$  和  $V_{\text{int,Sq}}$  都是与卫星高度以下的电流有关，因此无法仅从卫星数据中单独估算这两项。因此再从公式（6）中，引入了两个假设：（1）地球感应电流与 Sq 电流成比例  $Q_n$ ，即：

$$a_n^m = Q_n c_n^m, b_n^m = Q_n d_n^m \quad (7)$$

（2） $Q_n$  是通过假设一个简单的在地球内部无限长的导体组成的电导率模型得到：

$$Q_n = -\left(\frac{n}{n+1}\right)\left(\frac{c}{R}\right)^{2n+1} \quad (8)$$

$c$  是导电球壳的半径， $c = R - 600 \text{ km}$ 。利用最小二乘拟合可求解出该公式中的各项球谐系数，将得到的球谐系数代入公式（9）便可求出等效电流  $J_{\text{int,Sq}}$ ，即为 Sq 电流：

$$J_{\text{int,Sq}} = \frac{10R}{4\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{2n+1}{n} V_{\text{int,Sq}}(\theta, \lambda) a_n^m \quad (9)$$

### 3.2 赤道电集流

在地磁赤道附近很窄的纬度带内，水平分量  $H$  的 Sq 变化幅度非常大。1922 年秘鲁洪伽约（Huancayo）地磁台站首次观测地磁场日变化发现了这一特点，称之为“洪伽约现象”。后来的学者，比如 Barrels 和 Johnston（1940）、Egedal（1947, 1948）和 Chapman（1948, 1951）先后发表了对洪伽约现象的相关研究报告。其中，Egedal 首先提出这种现象只存在于磁赤道附近，局限于沿磁赤道约 600 km 范围的狭窄纬度带内，并且与水平分量形成明显对照的是，赤道台站的磁偏角和垂直分量的 Sq 变化却很小，这意味着地磁赤道附近存在一个近乎东西方向的强烈的电离层电流，该电流在很窄的纬度带内产生了南北方向的地磁场。随后，Chapman（1951）将这种白天在磁赤道上空流动的强电离层窄带电流称为“赤道电集流”（equatorial electrojet, EEJ）。

赤道电集流的产生与中性风发电机效应及地磁场的水平几何构型有关。如图 4a 所示，受到白天大尺度东向电场的驱动，产生了垂直于磁场向下的霍尔电流  $\sigma_H E_1$  和东向的佩德森电流  $\sigma_P E_1$ ，由于受到上下层大气有限导电性能的限制，向下的霍尔电流  $\sigma_H E_1$  使得电荷在上下边界累积，从而产生一个向上的极化电场  $E_2$ 。这种额外的极化电场会产生向上的佩德森电流  $\sigma_P E_2$  和向东的霍尔电流  $\sigma_H E_2$ ，向

上的佩德森电流  $\sigma_P E_2$  会和向下的霍尔电流  $\sigma_H E_1$  平衡，而向东的霍尔电流  $\sigma_H E_2$  则会和向东的佩德森电流  $\sigma_P E_1$  一起产生一个增强的东向电流，也就是赤道电集流（Yamazaki and Maute, 2017）。值得指出的是早期的观点认为由于电离层 E 层电导率大，近似为良导体，可以将下方绝缘的大气层和上方导电性能较弱的 F 层分隔开，抑制垂直电流的流动（Cowling, 1932, 1948a, 1948b; Martyn, 1948）。但后来的卫星观测证实磁赤道上方的 F 层存在垂直方向流动的电流（Lühr and Maus, 2006; Olsen, 1997）。

早期对 EEJ 的研究主要依赖位于磁赤道和低纬地区的磁力计的观测。随着低轨道磁测卫星的发展，星载磁力计可以利用卫星高度观测到的 EEJ 引起的磁场效应，在所有的经度范围对 EEJ 进行研究。Lühr 等（2004a）基于 CHAMP 卫星地磁观测数据和线电流模型反演了 EEJ 电流密度。与 Sq 电流类似，为了获得 EEJ 所引起的磁场效应，需要从卫星所观测的标量磁场数据中去除其他磁场的贡献。为此，通常首先利用主磁场模型，比如 CHAOS 模型（Finlay et al., 2020），计算地核主磁场、岩石圈磁场及磁层电流所引起的磁场效应，并从卫星观测的标量磁场数据中减去这三部分的贡献，以获得电离层电流引起的磁场分量，并记为  $\Delta B$ 。此外还需要

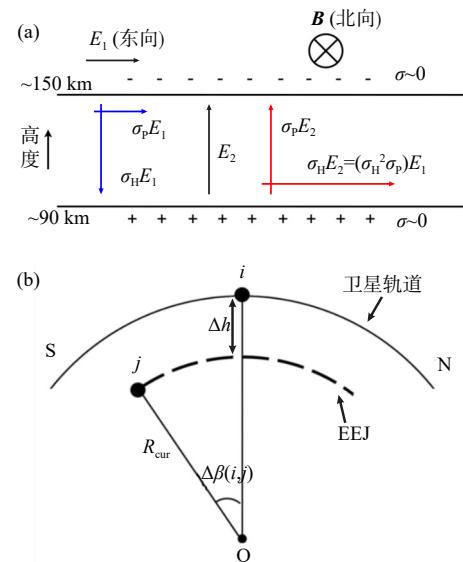


图 4 (a) 赤道电集流产生示意图（引自 Yamazaki, 2011）；  
(b) 基于卫星磁场观测反演 EEJ 示意图（引自 Zhou et al., 2020）

Fig. 4 (a) Schematic diagram of the generation of EEJ (from Yamazaki, 2011); (b) Schematic diagram of EEJ inversion based satellite magnetic measurements (from Zhou et al., 2020)

去除 Sq 电流系和 CHAOS 模型未能包含的部分磁层电流的磁效应贡献, 通常采用多项式或球谐函数拟合 $\pm 13^\circ$ 到 $\pm 60^\circ$ 之间的 $\Delta B$ 来估算这一部分电流的磁效应, 将这部分贡献从 $\Delta B$ 中去除后, 在磁赤道附近剩余的磁场就是 EEJ 所引起的磁场效应。

由于 EEJ 是沿磁赤道上方东西向流动的窄带电流, 故线电流模型可以很好地表征 EEJ 的空间分布 (Lühr et al., 2004a)。首先假定 EEJ 位于 110 km 高度, 由均匀分布在 $\pm 20^\circ$ 磁纬 (通常采用 Quasi-dipole magnetic latitude, QDlat) 范围内的 41 条东西向线电流组成, 相邻线电流的间隔为 $1^\circ$  QDlat。卫星轨道高度上东西向流动的线电流引起的磁场变化可表示为:

$$\Delta B_x = -\frac{\mu_0 I}{2\pi} \cdot \frac{h}{x^2 + h^2}, \quad \Delta B_z = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \cdot \frac{x}{x^2 + h^2} \quad (10)$$

其中,  $\Delta B_x$  和  $\Delta B_z$  分别表示 EEJ 引起的磁场北向分量和垂直向下分量;  $I$  代表东向电流的强度;  $\mu_0$  为自由空间的磁导率;  $h$  代表卫星轨道高度与电流所在高度的高度差, 卫星在电流以上为正;  $x$  为卫星与电流在南北方向上的距离, 卫星向南偏离电流时为正。

如图 4b, 如果考虑卫星的第  $i$  个观测点, 则第  $j$  个线电流在该观测点产生的磁场北向分量和垂直向下分量可表示为:

$$\begin{aligned} \Delta B_x(i, j) &= -\frac{\mu_0 I}{2\pi} \cdot J(j) \cdot \Delta l \cdot \frac{h(i, j)}{x^2(i, j) + h^2(i, j)} \\ \Delta B_z(i, j) &= \frac{\mu_0 I}{2\pi} \cdot J(j) \cdot \Delta l \cdot \frac{x(i, j)}{x^2(i, j) + h^2(i, j)} \end{aligned} \quad (11)$$

其中,  $J(j)$  代表第  $j$  个线电流的电流密度;  $\Delta l$  表示两个相邻的线电流之间的距离, 这里  $\Delta l$  取 110 km;  $x(i, j) = R_{\text{cur}} \cdot \sin(\Delta\beta(i, j))$ ,  $h(i, j) = \Delta h + R_{\text{cur}}[1 - \cos(\Delta\beta(i, j))]$ , 其单位为千米, 其中  $\Delta\beta(i, j)$  为第  $i$  个观测点和第  $j$  个电流之间的纬度差,  $R_{\text{cur}}$  代表 EEJ 电流的高度, 离地表 110 km;  $\Delta h$  代表卫星轨道高度和电流中心高度之间的距离。

由于 EEJ 引起的磁场效应远小于观测点周围的磁场, EEJ 所引起的标量磁场可表示为:

$$\Delta B = \frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{b}}{|\mathbf{B}|} = \frac{B_x \cdot \Delta B_x + B_z \cdot \Delta B_z}{|\mathbf{B}|} \quad (12)$$

其中  $\mathbf{b}$  为东向 EEJ 引起的磁场单位矢量;  $\mathbf{B}$  和  $|\mathbf{B}|$  分别为观测点矢量磁场和磁场强度,  $B_x$  和  $B_z$  分别为观测点周围磁场的北向和垂直向下的分量。

结合公式 (11) 和 (12), 由 41 个线电流在第  $i$  个观测点所引起的标量磁场可表示为:

$$\Delta B(i) = \sum_{j=1}^{41} \frac{B_x(i) \cdot \Delta B_x(i, j) + B_z(i) \cdot \Delta B_z(i, j)}{|\mathbf{B}(i)|} \quad (13)$$

结合 (13) 和 (11) 式, 可以获得第  $i$  个观测点 EEJ 所引起的标量磁场和 EEJ 电流密度之间的关系。基于卫星观测的 EEJ 磁效应纬度剖面, 便可以得到 41 个线电流的电流密度, 进而可以表征出 EEJ 的空间分布。

### 3.3 跨半球场向电流

由 3.1 节的介绍可知, 日侧 Sq 电流系主要是由南北半球两个电流涡旋组成的, 在北半球电流是逆时针流动, 南半球是顺时针。电流强度随太阳活动和季节变化, 潮汐和行星波也会对其产生影响。由于不同位置太阳天顶角不同, 同一时刻电离层接收到的太阳辐射也就不同, 从而电离层的电离程度产生了差异, 进而表现为电导率和风发电机效应的差异。特别是在夏至日, 南北半球共轭点处, 电导率和风发电机效应的差异达到最大。理论上认为由于沿磁力线方向的电导率近似无穷大, 南北半球存在的电势差会驱动半球间沿磁力线流动的场向电流 (inter-hemispheric field-aligned current, IHFAC), 以平衡半球间的差异, 这样 IHFAC 就将两个半球的 Sq 电流系连接起来 (Fukushima, 1994; Maeda, 1974; Stening, 1977; van Sabben, 1964)。

基于理论推导, Fukushima (1979) 提出了 F 层电流流向的模型, 如图 5 所示。在该模型中, IHFAC 的流向具有明显的地方时依赖, 比如在黎明时电流从夏季半球流向冬季半球, 而在正午和黄昏时电流则向从冬季半球流向夏季半球。Olsen (1997) 利用 MagSat 卫星数据首次明确地确定了 IHFAC。他发现 IHFAC 的方向和密度与冬季的理论预测一致: 黄昏时由北向南, 黎明时由南向北, 电流密度为 $2\sim 4$  nA/m<sup>2</sup>。利用 CHAMP 卫星观测的高精度磁场数据, Lühr 和 Maus (2006) 提出了 IHFAC 在不同地方时的电流流向模型, 证实了在正午时刻确实存在如 Fukushima (1979) 模型所预测的从夏季到冬季半球的电流流动模式, 但不同的是在黄昏前后观测到了与模型方向相反的流动。利用 Swarm 并行飞行的两颗卫星在同一时刻磁场观测反演得到的 F 层 IHFAC, Lühr 等 (2015, 2019) 进一步证实了 CHAMP 卫星的观测, 并发现 IHFAC 流向存在显著的季节差异。夏至季节正午期间的电流由北指向南; 春秋分季节的电流流向与夏至季节相似, 只是电流强度要小于夏至季节的电流; 但在

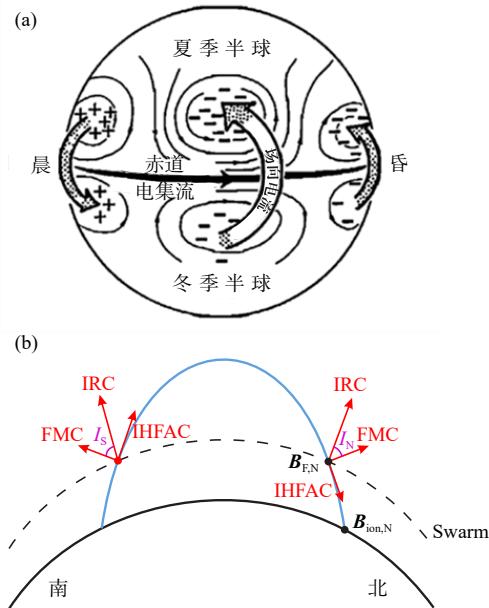


图 5 (a) Fukushima 跨半球间场向电流模型 (引自 Fukushima, 1979); (b) 基于 Swarm 卫星观测反演跨半球间场向电流示意图 (引自 Wang et al., 2023)

Fig. 5 (a) Schematic diagram of IHFAC flow direction proposed by Fukushima (from Fukushima, 1979); (b) Schematic diagram of IHFAC inversion based on magnetic measurements from Swarm (from Wang et al., 2023)

冬至季节, IHFAC 总体偏弱, 特征较为复杂, 其强度和方向与地理经度有关。以上描述说明观测到 IHFAC 的流向及分布大致符合理论预测, 但仍存在一定的差异。该对比结果也暗示 Fukushima (1979) 提出的理论预测存在一定的局限性。此外, Park 等 (2020) 利用 CHAMP 卫星近 10 年的地磁场观测数据研究了包括赤道垂直电流及 IHFAC 在内的 F 层电流。研究发现在磁赤道极侧存在一对电流, 该电流极性与赤道 F 区垂直电流的极性相反。赤道 F 区垂直电流和赤道极侧电流极性都在磁地方时 16 点前后翻转, 并且在六月至日期间比其他季节更弱。基于这些相似性, 他们认为赤道极侧电流为赤道 F 区垂直电流提供了回路 (在 CHAMP 卫星高度上该回路电流通常位于  $\pm 20^\circ$  磁纬度范围内)。他们的结果还发现 IHFAC 在  $\pm 35^\circ$  磁纬的极性发生翻转。基于以上的卫星观测结果可以看出关于 IHFAC 产生机制、分布特征及与其它电流的闭合关系仍然有待进一步研究。

下面简要介绍基于欧空局 Swarm 卫星磁场观测反演 IHFAC 的方法 (如图 5b 所示)。根据 IHFAC 的定义, 我们知道其是共轭磁纬度处场向电流的平均值, 即:

$$\text{IHFAC} = \frac{\text{FAC}_N + \text{FAC}_S}{2} \quad (14)$$

其中, FAC 是场向电流, 其可以通过将电离层径向电流 (IRC) 映射到磁场方向获得的, 如公式 (15) 所示:

$$\text{FAC} = -\frac{\text{IRC}}{\sin I} \quad (15)$$

电离层径向电流的具体计算方法在 3.5 节中会作详细介绍。我们知道, 在同一磁通量管内的 FAC 密度随背景磁场强度变化而发生变化, 比如在背景磁场更强区域, 其电流密度更大。从实际地球磁场的分布来看, 同一磁力线在地球北半球和南半球共轭点处的磁场之间可能存在显著的差异。为了去除背景磁场对同一磁力线内 FAC 的影响, 需要将反演得到的沿卫星轨道处局部 FAC 进行归一化。而在卫星的运行过程中, 卫星的轨道高度产生变化, 这也将影响 IHFAC 计算的准确性。因此, 还需要将 IHFAC 沿磁力线归一化到 E 层 110 km 高度上, 这样使得反演结果与卫星所在的高度无关。

综上所述, 利用 Swarm 双星磁场观测计算南北半球沿磁力线共轭点处的  $\text{IHFAC}_N$  和  $\text{IHFAC}_S$  的公式为:

$$\text{IHFAC}_N = -\frac{1}{2} \left( \frac{\text{IRC}_S}{B_{F,S} \sin I_S} + \frac{\text{IRC}_N}{B_{F,N} \sin I_N} \right) B_{\text{ion},N} \quad (16)$$

$$\text{IHFAC}_S = -\frac{1}{2} \left( \frac{\text{IRC}_S}{B_{F,S} \sin I_S} + \frac{\text{IRC}_N}{B_{F,N} \sin I_N} \right) B_{\text{ion},S} \quad (17)$$

其中,  $B_{F,N}$  和  $B_{F,S}$  分别为南北半球沿卫星轨道共轭纬度处的磁场强度,  $B_{\text{ion},N}$  和  $B_{\text{ion},S}$  分别为沿磁力线在南北半球 E 层高度 (110 km) 的背景磁场强度。

### 3.4 极区电集流

极区电集流是在极光区内电离层 E 层高度 (中心高度通常等效为 110 km) 水平流动的电离层电流, 主要由连接向上和向下场向电流的佩德森电流 (Pedersen current) 以及与等离子体对流反平行的霍尔电流 (Hall current) 组成 (如图 6a、6b 所示)。极光椭圆区内黄昏东向电集流和黎明西向电集流以及夜间的哈朗不连续面 (Heppner, 1972) 是该电流系的主要特征。Birkeland (1908, 1913) 最早提出在地球高纬地区出现的地磁扰动与极光区内电流体系有很大关系。在 Birkeland 的初步工作之后, 大多数关于极区电离层电流研究得到的初步结论是在晨侧存在西向电集流, 昏侧存在东向电集流 (Silsbee and Vestine, 1942)。Harang (1946) 提出了第一个

公认的极光电集流分布模型, 即在黄昏侧存在明显东向的电集流, 逐渐消失于午夜, 而向西的电集流越过东向电集流的极点边缘穿透到夜侧。当电离层电场从向东的电集流向极地移动到向西的电极流区域时, 电离层电场经历从极地到赤道的转变 (Rostoker et al., 1975)。午夜和傍晚区域的电场转变轨迹被称为 Harang 不连续面 (Fejer and Scherliess, 1995; Hughes et al., 1979; Kamide and Kokubun, 1996; Rostoker and Kisabeth, 1973; Tanskanen, 2009; Weygand et al., 2021)。

基于后继科研工作者对极区电离层水平电流开展的大量研究, 人们现在知道在该电离层水平电流中, 佩德森电流将流进和流出电离层的场向电流连接起来, 通常佩德森电导率比垂直于电场的霍尔电导率小两倍。因此, 实际上东西向电集流比连接 1 区和 2 区场向电流的佩德森电流更强。向西的电集流产生的扰动通常为 500~1 000 nT, 而向东的电集流产生的扰动约为其一半。在地磁平静期, 极区电集流相对较弱, 且局限于高纬地区。但在地磁扰

动期间, 其强度会明显增加, 并随着极光区的扩展向更低纬度区域扩展。从量级上看, 极区电集流携带总电流与环电流携带的总电流的数量级相同, 但由于极区电集流仅在地球表面上方约 110 km 处流动, 因此在地球环境中产生了所有电流系统中最大的地磁干扰, 比如在强磁暴期间可能达到 3 000 nT。为了监测极区电集流的活动强度, Davis 和 Sugiura (1966) 利用位于不同时区的 12 个在极光区纬度范围的天文台, 根据地磁测的北向磁扰动分量进行统计计算, 定义了 AE 指数。这对极光椭圆下方和内部流动的电离层电流产生的磁扰动提供了一种全局、定量的测量, 此后 SuperMAG 地磁台网 (Newell and Gjerloev, 2011) 使用了 100 多个地面台站高覆盖率的观测数据推算出改进极光集流指数 SME (SuperMAG auroral electrojet), 以提升用于计算原始 AE 指数的地基台站在空间上覆盖不足的缺点。

实际上仅从地面磁扰动并不能严格得出极光区水平电离层电流的分布, 因为地面台站变化磁场受水平电离层电流、场向电流、磁层中的电流以及地

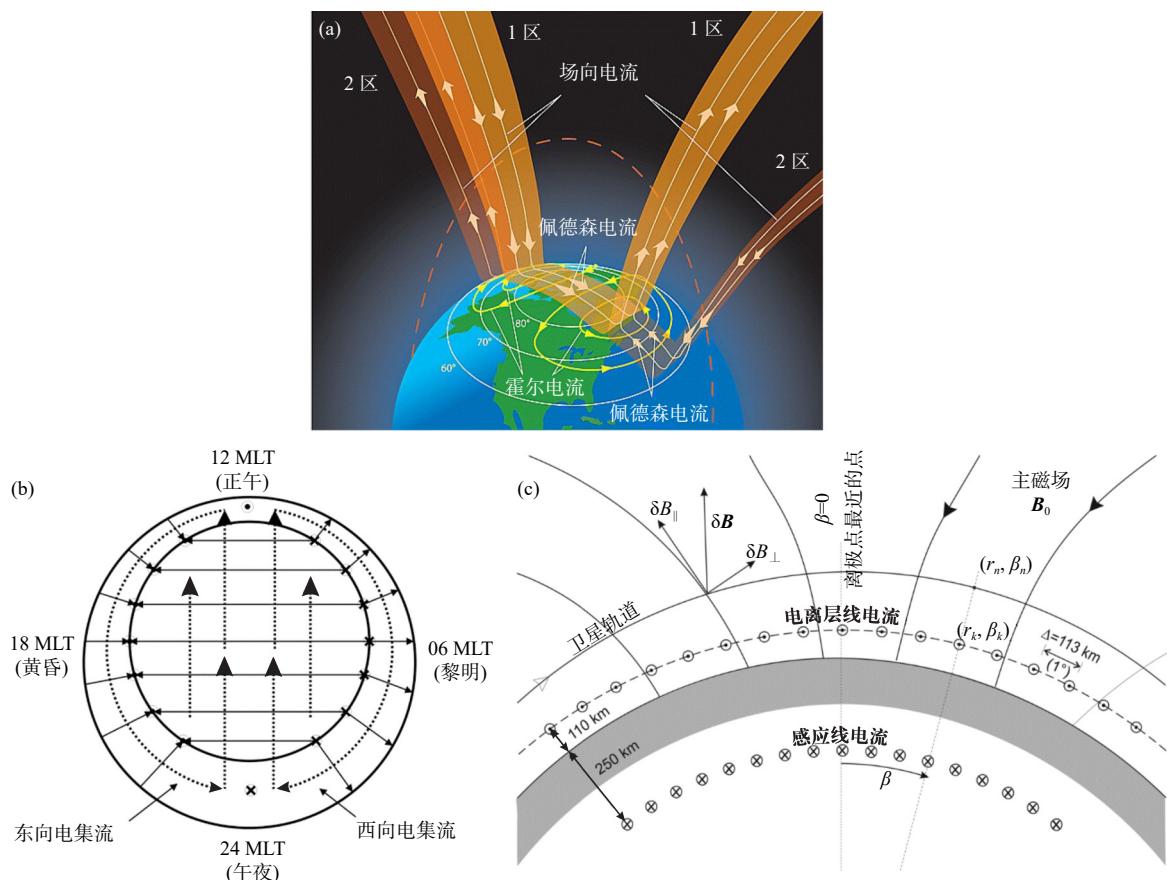


图 6 (a) 极区三维电流系 (引自 Le et al., 2010); (b) 极光椭圆和电集流之间的简化关系 (引自 Johnsen, 2013); (c) 线电流反演极区电集流示意图 (引自 Aakjær et al., 2016)

Fig. 6 (a) Three-dimensional distribution of the current system in the polar region (from Le et al., 2010); (b) Schematic diagram of the auroral oval and polar electrojet (from Johnsen, 2013); (c) Inversion of polar electrojet based on the line current algorithm (from Aakjær et al., 2016)

球表面感应电流的贡献的叠加。地磁反演计算的电离层电流通常也为等效电流，因为佩德森电流引起地面磁扰动几乎完全被场向电流引起的地面磁扰动抵消，所以地面磁力计测量的地磁扰动主要由水平霍尔电流引起（Fukushima, 1976; McHenry and Clauer, 1987）。若要精确获取极区电集流各分量的分布与大小，必须结合卫星磁测与地面磁场测量进行联合反演。值得指出的是，卫星磁测可以获取电离层电流密度所有的三个分量（Fukushima, 1976），相比地面磁场测量有显著的优势。

目前对极光电集流主要存在两种反演方法，一种为线电流（line current, LC）反演法，另一种为球形基本电流系统（spherical elementary current systems, SECS）反演法。线电流反演方法最早由 Olsen (1996) 提出。基于单个卫星磁场测量数据，使用该方法确定了极区等效电离层电流密度沿纬度的剖面。方法假定只有水平电离层电流对卫星测量到的磁场平行于主场分量有贡献，且在电离层 E 层（假定为 110 km）存在无限长水平直线电流，该电流垂直于卫星轨道并等间隔（沿轨道相距约 1°）排列在磁纬度方向。该方法的示意图如图 6c 所示，电流反演的具体公式如下所示：

$$\delta F_n = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{\xi_{n,k} \cos I_n + \eta_{n,k} \sin I_n}{\xi_{n,k}^2 + \eta_{n,k}^2} \cdot j_k \quad (18)$$

$$\eta_{n,k} = r_k \sin(\beta_n - \beta_k)$$

$$\xi_{n,k} = r_n - r_k \cos(\beta_n - \beta_k)$$

其中， $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} T \cdot \frac{m}{A}$ ， $I_n$  是磁倾角， $(r_n, \beta_n)$  是观测位置， $(r_k, \beta_k)$  是线电流位置， $\eta_{n,k}$ 、 $\xi_{n,k}$  分别为观测位置相对线电流位置的径向与水平距离， $\beta_n$ 、 $\beta_k$  分别为观测点和线电流距沿轨道的北（南）极点的角度。由上式可知  $\delta F_n$  与  $j_k$  为线性关系，根据最小二乘法得：

$$\mathbf{d} = \mathbf{G}\mathbf{m} \quad (19)$$

$\mathbf{d}$  是  $\delta F_n$  ( $n=1, \dots, N$ ) 数据向量， $\mathbf{m}$  是  $j_k$  ( $k=1, \dots, M$ ) 的线电流模型的矩阵， $\mathbf{G}$  是  $N \times M$  的构造矩阵。LC 方法后来被应用于各种卫星数据，包括 Magsat (Olsen, 1996)、POGO (Olsen et al., 2002)、CHAMP (Ritter et al., 2003, 2004) 以及 Swarm (Aakjaer et al., 2016)。

此外，Amm (1997) 提出了一种基于球面基本电流系统（SECS）的方法，用于根据地面磁场测量确定电离层等效电流的二维经纬图，并进一步证实该方法克服了传统计算方法中级数展开截断的

缺点（Amm and Viljanen, 1999）。Juusola 等 (2006, 2007) 拓展了一维 SECS 算法，使得其可以根据单个卫星测量结果确定极光区水平电流和场向电流。SECS 反演方法的基本思路是将电流密度分为一组已知磁场的无旋场（curl free, CF）和无散场（divergence free, DF）基函数，其中水平无散分量值相当于霍尔电流密度，水平无旋分量相当于佩德森电流密度，场向电流值根据水平无旋分量的散度确定。在 SECS 方法中，首先利用磁测值确定电流密度比例因子，然后经过多次迭代计算磁场和电流分布，最后将其与原始磁场和电流密度进行比较，得到最佳拟合值。限于本文的篇幅，对于 SECS 方法具体推导不在这儿作介绍，具体过程可参阅 Amm 和 Viljanen (1999) 及 Juusola 等 (2006, 2007)。

值得指出的是，上述 LC 和 SECS 反演极区电集流的方法均存在一定的局限性。比如，LC 方法中采用的是磁场标量数据，且假设电流沿磁纬东西向流动，没有考虑该电流可能存在着更复杂的空间构型，因而无法很好地表征电流复杂的空间特征。SECS 方法能够模拟电流中任意的空间复杂性，但需要大量的模型参数，比如需要设定电流片弧长来限定水平纬向电流的最佳分辨率等。但由于地基台站或卫星单一轨道观测提供的观测数据有限，因此通常采用奇异值分解的方法，通过设定参数以去除一些最小的特征值和相应的矢量，以改善表现为杂散电流密度值的不确定解。此外，SECS 方法采用磁场矢量观测数据，会使计算更加复杂。

### 3.5 极区场向电流

极区场向电流是高纬电离层与磁层之间沿着磁力线流动的电流，是磁层质量、能量、动量传输到电离层的重要途径之一，在磁层-电离层耦合中扮演着重要角色。极区场向电流最早是由挪威物理学家伯克兰 (Birkeland) 在 1908 年提出的。在实验中，伯克兰将“阴极射线”（电子束）射向一个磁化小球，发现电子集中流向小球极区，在极区的荧光图层上观测到类似天然极光的现象。伯克兰将该现象解释为空间带电粒子可以沿着地磁场磁力线方向进入高层大气，产生极光，同时电子携带的电流会引起极区磁场扰动。但如 3.4 节所述，极光区佩德森电流引起的地面磁扰动与场向电流引起的地面磁扰动会相互抵消，在地面无法直接对场向电流进行测量，因此关于场向电流是否真实存在的争论持续了 50 多年。随着首颗人造卫星 Sputnik 发射升空，

人类进入太空时代后, 场向电流终于被美国卫星 1963-38C 的磁场观测所证实 (Zmuda et al., 1966)。之后 Iijima 和 Potemra (1976) 根据 Triad 卫星磁场观测得到了大尺度场向电流随磁纬和磁地方时典型的分布。通常认为, 场向电流起源于磁层, 来自太阳风与磁层之间的相互作用。在晨昏地方时扇区存在两片明显的大尺度 FAC (如图 7a 所示), 靠极侧的电流元为 1 区 (Region 1, R1) FAC, 在晨侧流入电离层, 在昏侧流出电离层; 靠赤道侧的电流元为 2 区 (Region 2, R2) FAC, 流向与 R1 FAC 相反。R1 FAC 起源于磁层顶和磁尾瓣区域, R2 FAC 与极光电集流指数的变化密切相关, 源于内磁层的环电流区域 (Sato and Iijima, 1979)。Imajo 等 (2018) 利用磁层 Arase 卫星和电离层 AMPERE 卫星进行协同观测, 从观测上证实了 R2 场向电流来自内磁层环电流区。

按照电流产生的基本原理, 认为极区场向电流的载流子可以是电子或者离子。Arnoldy 等 (1974) 发现沿磁力线方向上的电子沉降在场向电流的载体中占有非常重要的比重, 之后的研究中也证实了电流载体与粒子沉降有着密切的联系, 来自磁层的沉降电子是场向电流流入电离层中的重要载体 (Lühr et al., 2004b; Watermann et al., 2009)。但 Xiong 等 (2020) 利用 DMSP 卫星磁场和沉降粒子的同时观测发现大尺度 FAC 峰值与沉降电子/离子能通量的峰值所在纬度有明显偏差, 其中与 1 区 FAC 的差异较大, 其在晨昏两侧可以分别达到 2.0° 和 3.5°。该结果揭示了极区沉降粒子不是大尺度 FAC 的唯一来源。

场向电流的反演主要是利用星载磁场观测, 其

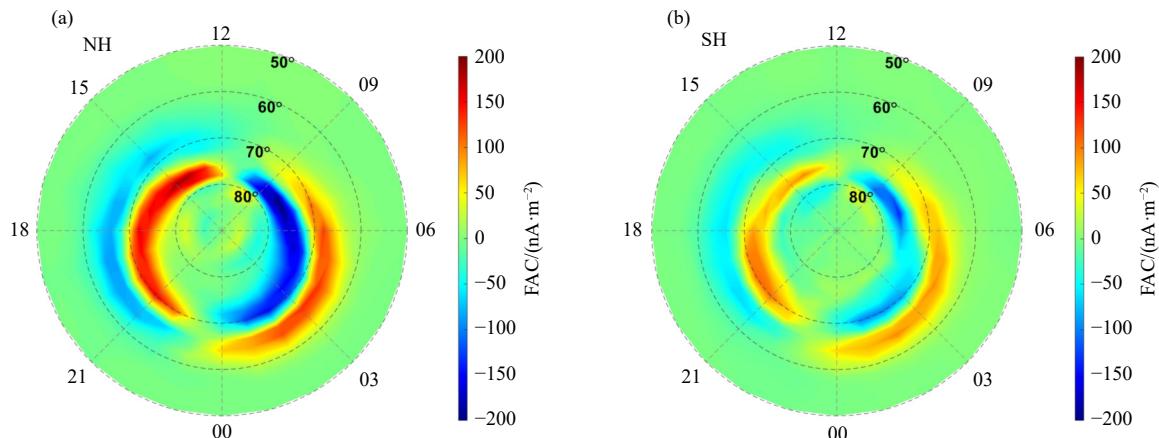


图 7 极区 1 区和 2 区场向电流分布, 正值 (红色) 代表场向电流从电离层流入磁层, 负值 (蓝色) 表示场向电流从磁层流入电离层

Fig. 7 Distribution of Region 1 and Region 2 field-aligned currents, the positive and negative values represent currents flow into and out the ionosphere, respectively

基本原理仍然是基于安培定律, 电流  $\mathbf{j}$  与其产生的感应磁场  $\mathbf{B}$  间的关系可以表示为:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (20)$$

其中,  $\mu_0$  为真空中的磁导率。由于极光区磁力线几乎是垂直于水平方向, 可用电流的垂直方向分量  $j_z$  来近似代表场向电流的密度, 公式 (20) 即可化简为:

$$j_z = \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) \quad (21)$$

在基于单颗卫星计算极区场向电流时, 只能获取沿卫星轨道上的磁场观测数据来计算  $j_z$ , 这时需要基于一定的假设进一步将上式简化为 (Lühr et al., 1996):

$$j_z = \frac{1}{\mu_0} \frac{\Delta B_y}{v \Delta t} \quad (22)$$

其中,  $B_y$  是垂直于场向电流片的水平面内东向的磁场,  $v$  是卫星飞行速度, 方向与电流片垂直,  $\Delta t$  是相邻测量值之间的时间差。

公式 (22) 是基于以下几个主要的假设得到的:

(1) 极区场向电流沿磁力线电流片无限大; (2) 该电流片沿着东西 (经度) 方向具有很大尺度, 并且近似垂直于卫星飞行的方向; (3) 在卫星飞过电流区域的时间内, 电流是准静态的, 对应的磁场变化主要是由电流的空间变化所引起的。但实际上这些假设可能并不能同时满足。如果能够利用多颗卫星同时、多点的观测, 可以依据安培环路定律得到沿某一闭合回路磁场的积分, 从而可以准确计算出垂直于该闭合回路的电流, 如下式所示:

$$j = \frac{1}{\mu_0 A} \oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} \quad (23)$$

其中， $d\mathbf{l}$ 是闭合积分路径上的微分单元， $A$ 是闭合路径环绕的面积， $j$ 是磁场积分时间内垂直于该闭合路径平面的电流密度平均值。以 Swarm 卫星星座为例（如图 2a 所示），Swarm A 和 C 卫星在 460 km 高度并排飞行，在赤道附近轨道沿经度方向间隔 1.4°，分别在两个轨道上间隔相同的时间取两个磁场测量值，这样沿轨道方向的两个点的距离和卫星轨道之间的距离相当，就可以形成一个对称的四边形环路，适合使用安培环路定律计算，并且不需要对电流结构进行假设。在实际的计算过程中，一般用它的离散形式：

$$j_z = \frac{1}{2\mu_0 A} [ (B_{x_{l1}} + B_{x_{l2}}) dl_1 + (B_{y_{l2}} + B_{y_{l3}}) dl_2 - (B_{x_{l3}} + B_{x_{l4}}) dl_3 - (B_{y_{l4}} + B_{y_{l1}}) dl_4 ] \quad (24)$$

对比公式 (22) 和 (24) 可以看出，在基于双星观测的算法中，只有穿过闭合积分环路的局地电流才会引起相应的磁场变化，而不受诸如赤道电集流、Sq 电流、环电流等远场电流的影响，而基于单星观测反演的 F 层局地电流仍然会受到上述源场电流的影响。值得指出的是利用 Swarm 单星和双星计算出来的电流密度有系统上的差异，单星的电流幅度比双星的结果要小，这是因为在单星的计算方法中忽略了  $B_x$  分量的贡献 (Wang et al., 2023; Xiong et al., 2023)。同时在磁赤道上，依据单星反演的电离层径向电流还有可能会受到赤道电集流的影响 (Wang et al., 2023)。

Dunlop 等 (1988) 提出了利用欧空局 Cluster 星座中三颗卫星三点同时观测来反演空间电流的方法，其主要思想和利用 Swarm 双星反演电离层径向电流的思路一致。对于三点所围成的闭合路径如图 8a 所示，公式 (21) 可写成离散形式：

$$j = \frac{1}{2\mu_0 A} [ (\mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_2) \cdot \mathbf{l}(Q_1, Q_2) + (\mathbf{B}_2 + \mathbf{B}_3) \cdot \mathbf{l}(Q_2, Q_3) + (\mathbf{B}_3 + \mathbf{B}_1) \cdot \mathbf{l}(Q_3, Q_1) ] \quad (25)$$

其中， $\mathbf{B}_n$  是交点处的磁场矢量， $\mathbf{l}(Q_n, Q_m)$  是连接  $Q_n$  和  $Q_m$  两点的路径长度，面积  $A$  的计算公式如下：

$$A = \frac{1}{2} |\mathbf{l}_a \times \mathbf{l}_b| \quad (26)$$

其中， $\mathbf{l}_a$  和  $\mathbf{l}_b$  是三角形的任意两条边，得到的  $j$  表示垂直于闭合回路方向上的平均电流密度分量，电流的位置假定处于三角形的重心处。如果在空间的四个点上同时测量磁场强度，这样可以形成三个如图 8b 所示的三角形，进而可以得到在三个独立的方向上的电流密度，从而获得完整的电流密度矢量

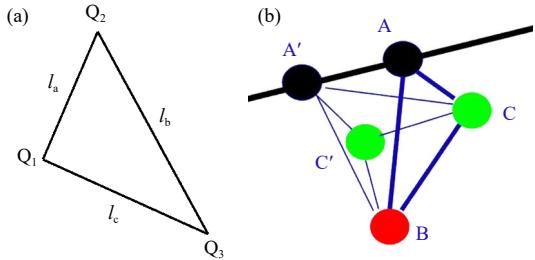


图 8 (a) 基于三角形三个点的磁场测量值反演垂直于三角形闭合环路平均电流密度的示意图；(b) 利用 Swarm 星座计算三个独立方向上的电流密度 (引自 Dunlop, 2015)

Fig. 8 (a) Schematic diagram of average current density inversion that perpendicular to the triangle close loop based on magnetic measurements at the three points of triangle; (b) Schematic diagram of current vector inversion based on magnetic measurements from Swarm constellation (from Dunlop, 2015)

(Dunlop and Balogh, 2005; Zhao et al., 2016)。

### 3.6 其它电离层电流

在以上的小节中，重点介绍了对磁场影响较大的几种典型电离层电流，但实际的电离层电流是一个复杂的系统，还包含其它电流。这里将简要对位于电离层 F 层高度的几种电流加以介绍。

夜侧电离层的状态会显著不同于昼侧。日落后太阳辐射消失，形成电离层 D 层的主要因素不复存在。由于 D 层所处的高度范围内中性大气密度大，电离复合率高，夜间 D 层电子密度下降数个数量级，甚至完全消失。对于电离层 E 层来说，同样由于太阳辐射的消失，日落后电子密度急剧下降，电导率降低，E 层电离层电流显著减弱。与之不同的是在电离层 F 层高度，由于中性大气密度低，电离复合率低，尽管夜间电子密度有所下降，但整个夜间 F 层仍存在充分多的电子和离子，可以承载电流。

在夜间中低纬电离层 F 层，驱动电子和离子运动的主要作用力包括电场、中性风、重力、等离子体压力梯度力等 (Alken et al., 2011, 2017)。首先，在 F 层高度，由于电子和离子的回旋频率大于碰撞频率，在电场和地磁场的共同作用下，电子和离子做  $E \times B$  的漂移运动，漂移的速度与方向与电荷无关，电子和离子基本上在相同方向上一起运动，不产生电流。其次，由于白天太阳辐射加热地球大气，在向阳面大气受热膨胀，形成大尺度的热层风，从日侧吹向夜侧。夜间，在热层风和地磁场的共同作用下，产生 F 层发电机效应，并形成 F 层发电机电流 (Fejer, 2011; Heelis, 2004; Richmond, 1979; Rish-

beth, 1971a, 1971b). 此外, 等离子体压力梯度是驱动 F 层带电粒子运动的其中一个因素, 其驱动的电流可表示为  $j_d = (\mathbf{B} \times \nabla P)/B^2$ , 其中  $\mathbf{B}$  为周围的地磁场矢量, 其强度为  $B$ ;  $P = nk(T_i + T_e)$  为等离子体压力,  $k$  为波尔茨曼常数,  $n$  为等离子体密度,  $T_i$  和  $T_e$  分别表示离子和电子温度。等离子体压力梯度驱动的电流同时垂直于周围磁场和等离子体压力梯度, 且与等离子体密度和温度密切相关(图 9)。最后, 重力也是中低纬 F 层驱动带电粒子运动的重要因素。由于电子质量远小于离子质量, 在忽略电子的影响下, 重力驱动的电流可表示为  $j_g = nm_i(\mathbf{g} \times \mathbf{B})/B^2$ , 其中,  $n$  为离子数密度,  $m_i$  为离子质量,  $\mathbf{g}$  为重力加速度,  $\mathbf{B}$  为周围的地磁场矢量。可见重力驱动的电流密度与离子密度成正比, 其方向同时垂直于重力和周围的地磁场, 在地磁倾角较小的 F 层低纬区, 重力驱动的电流显著, 为东向电流。

F 层电流的存在已被多颗低轨道卫星的地磁观测所证实(e.g. Lühr et al., 2016; Maeda et al., 1982; Maus and Lühr, 2006)。CHAMP 和 Swarm 等低轨道卫星的长期观测为研究夜间 F 层电流的统计特征提供了可靠的数据。Shore 等(2013)利用 Ørsted 和 CHAMP 卫星观测的地磁场数据, 估算了 400~700 km 之间纬向电流密度。他们的研究结果表明在

上述高度范围内纬向电流密度小于  $0.1 \mu\text{A}/\text{m}^2$ , 但他们的结果显示纬向电流在空间上的分布很分散。Tozzi 等(2015)利用 Swarm 星座 2014 年 3 月到 9 月期间约半年的地磁观测数据, 研究发现 500 km 高度附近的平均纬向电流的平均密度约为  $10 \text{nA}/\text{m}^2$ , 午夜后(01—05 LT) 纬向电流的平均密度减小, 约为  $5 \text{nA}/\text{m}^2$ 。Lühr 等(2016)利用 Swarm 星座约 4 个月的地磁观测数据, 根据安培环路定律, 分析了 Swarm 轨道高度附近纬向电流。他们的研究结果显示, 夜间 F 层纬向电流主要为西向电流, 其密度约为  $10 \text{nA}/\text{m}^2$ 。此外, 在南半球的某些区域, 夜间纬向电流为东向电流。但他们的研究用的数据仅有几个月的时间跨度。Zhou 等(2020)利用 CHAMP 卫星 2001—2009 年地磁观测数据(图 10), 分析了中低纬区 F 层纬向电流的特征, 研究结果表明日落之后, 低纬赤道附近 F 层纬向电流为东向电流, 可归因于重力驱动, 中纬度出现西向电流。午夜后, 东向电流在南北半球中纬出现。春秋季节电流的分布在南北半球呈对称分布, 两至季节东向电流在夏季增强, 可归因于赤道向子午风的作用。由于潮汐分量 SPW1 和 D0 的共同作用, F 层纬向电流随经度变化呈现 1 波结构, 西半球东向电流较强, 东半球出现西向电流。

抗磁电流的产生主要是因为进入磁场中的带电

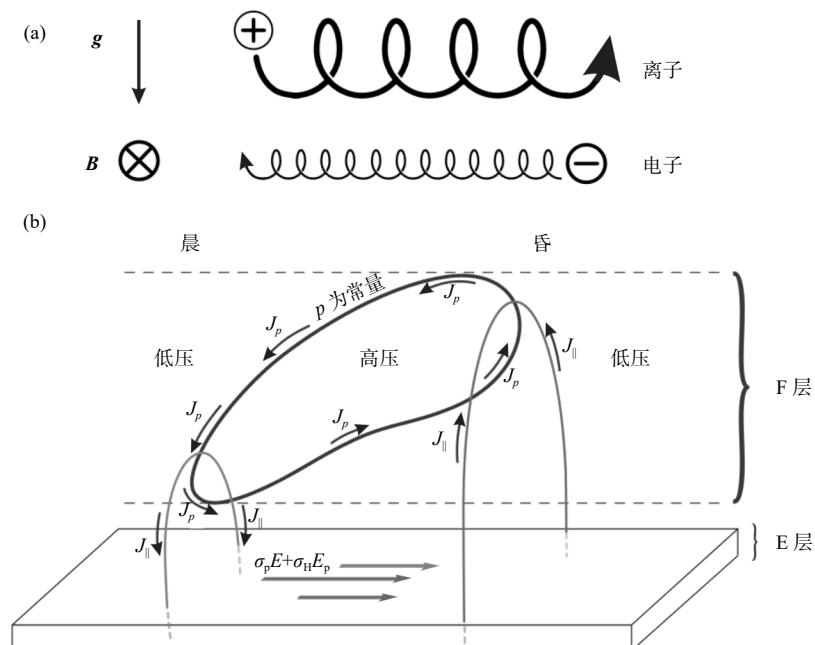


图 9 (a) 带电粒子在重力场和磁场中的轨迹; (b) 日侧等离子体压力梯度驱动电流系统的示意图(引自 Alken et al., 2017)

Fig. 9 (a) Trajectories of charged particles in gravitational and magnetic fields; (b) Schematic diagram of the plasma pressure gradient driven currents on the dayside (from Alken et al., 2017)

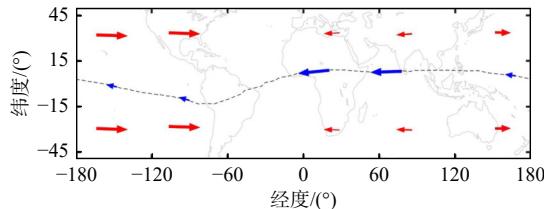


图 10 全球电离层夜间纬向电流示意图, 红色箭头代表 F 层电流, 蓝色箭头表示 EEJ (引自 Zhou et al., 2020)

Fig. 10 Schematic diagram of the nightside ionospheric zonal currents, the red and blue arrows represent the F region current and EEJ, respectively (from Zhou et al., 2020)

粒子会产生与背景磁场反向的磁矩, 用以抵消背景磁场, 从而引起背景磁场的减小, 这种效应被称为等离子体的抗磁效应 (diamagnetic effect of plasma). 赤道等离子体泡一般是指沿磁力线分布的等离子体密度出现耗空的通量管, 该通量管内的等离子体密度要远低于周围背景的电子密度. 如图 11 所示,  $N_0$  和  $N_1$  分别为不同的等离子体密度区域, 其中  $N_0$  为等离子体耗空的区域, 磁场的方向为垂直纸面向里. 在抗磁效应下,  $N_1$  区域中的等离子体将会产生逆时针方向的电流, 而  $N_0$  区域的等离子体密度要远小于  $N_1$  区域, 可以认为  $N_0$  区域没有自旋电流产生. 在  $N_1$  区域其它的地方, 等离子体产生自旋电流会相互抵消, 而在  $N_0$  和  $N_1$  区域的分界面上将会产生如图所示的顺时针方向的电流. 该顺时针电流的存在将会引起  $N_0$  区域附加的垂直纸面向里的磁场, 该磁场分量被增强. 假如将图 11a 中垂直纸面向里的磁场看成是赤道上方水平指向北的背景磁场,  $N_0$  和  $N_1$  区域分别代表出现耗空的等离子体和背景等离子体, 那么可以得出在等离子体泡壁上会有垂直于背景磁场方向的电流存在, 该电流会引起等离子体泡内平行于背景磁场方向的磁场分量增强.

Lühr 等 (2003) 指出在准稳态的情况下, 假设压力梯度不太大, 磁张力可以忽略不计, 磁压和等离子体压之和将会趋向一恒定值, 也就是在等离子体压有增强的地方, 磁压将会减小, 反之在等离子体压较小的地方, 磁压将会增强. 而磁压的变化是由在等离子体泡壁上流动的电流产生, 并进一步给出了计算该电流的方法, 如公式 (27) 所示:

$$j = -\frac{k}{B^2 \{ \nabla [n(T_i + T_e)] \}} \times \mathbf{B} \quad (27)$$

公式 (27) 中,  $k$  是玻尔兹曼常数,  $T_i$  和  $T_e$  分别离子和电子温度, 单位为 K,  $n$  是电子密度, 单位为  $\text{m}^{-3}$ ,  $B$  是磁场强度, 单位为 nT. 为了准确计算

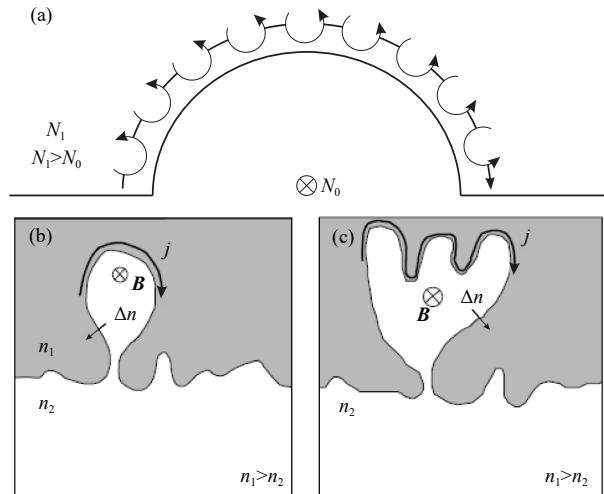


图 11 (a) 由等离子抗磁效应在等离子体分界面产生的电流示意图 (引自熊超, 2012); (b, c) 赤道等离子体泡引起的抗磁电流 (东—西向) (引自 Kelley, 1989)

Fig. 11 (a) Schematic diagram of the diamagnetic currents induced at the interface with different plasma density (from Xiong, 2012); (b, c) The diamagnetic current flowing at the wall of equatorial plasma bubble (from Kelley, 1989)

该电流所产生的磁场, 需要知道电子以及离子的密度和温度及其梯度的分布. 而通常人们只能获取沿卫星轨迹方向上的电子以及离子密度和温度. 图 11b、11c 中给出了可能存在的赤道等离子体泡的剖面图及其在等离子体泡壁上流动的电流.

假设在稳定的动量方程基础上, 等离子体压的变化将由磁压来平衡, 如公式 (28) 所示:

$$\frac{(B-b)^2}{2\mu_0} + nk(T_i + T_e) = C \quad (28)$$

其中,  $\mu_0$  是真空中的磁化率,  $b$  由抗磁效应产生的磁场,  $C$  是一未知常量. 由于在近地空间磁压比等离子体压高三个数量级, 可以将公式 (28) 简化为:

$$\frac{bB}{\mu_0} = nk(T_i + T_e) \quad (29)$$

进一步得到抗磁效应所产生的磁场为:

$$b = nk(T_i + T_e) \frac{\mu_0}{B} \quad (30)$$

值得指出的是本小节介绍的几种电离层电流强度相对较弱, 所引起的磁场强度变化通常在  $\pm 10$  nT, 甚至小于 1 nT. 虽然这些电流对磁场变化的贡献较小, 但对于研究电离层相关结构和电动力学过程有重要的作用.

## 4 总结与展望

空间电流体系是由太阳风、磁层和电离层中带电粒子运动所形成的, 正是这些空间电流产生了各个区域和地面观测到的变化磁场。例如, 电离层潮汐风发电机电流是地磁场 Sq 和 L 变化的源, 极光粒子沉降所产生的极光带电集流是地磁亚暴的源, 由磁层带电粒子的周向漂移运动所产生的赤道环电流是暴时变化场 Dst 的源。这些电流结构和变化复杂, 产生的磁场扰动从地磁平静期几纳特到地磁活动剧烈时的几百甚至上千纳特。作为地磁场重要的观测手段之一, 低轨道磁测卫星在地磁场及空间电流监测与研究中起着越来越重要的作用。

值得指出的是, 卫星磁场测量会受所处空间环境和卫星平台的影响, 产生干扰信号。因此, 卫星磁场数据在应用于科学研究之前需要经过严格的在轨标定。通过卫星测量空间时变磁场另一个问题是无法确定观测到的磁场变化是由时间变化还是空间变化引起的。这种情况与位于地面固定位置的观测站进行的磁场测量是不同的。在地基台站的磁场测量中, 观测到的变化只来源于磁场随时间的变化。此外, 在地面磁场观测可进行后期修正, 其测量结果准确性比较高。但地基台站其空间位置固定, 只能得到固定位置的磁场随时间变化。因此, 无论是地基台站还是卫星, 他们都有各自的优点, 也存在无法避免的局限性。将地基与卫星观测进行交叉对比可以评估磁场观测数据的总体质量。

在梳理前人对空间电流特征的相关研究中, 发现基于地基和卫星磁场观测对同一电流的分析结果并不总是一致的, 有时会出现明显的差异。造成这些差异的原因可能与采用不同数据源(比如地基与卫星、卫星与卫星之间)及采用的反演电流算法有关。通常采用的反演电流算法中, 通常要对电流的几何形状和所在位置进行假设。为此, 将空间探测和地面观测结合起来, 通过对比和交叉验证的方式检验反演算法中假设的合理性, 是一种有效的手段。利用融合后的磁场观测数据, 建立更准确的空间电流反演算法, 全面分析空间电流系的形态学和气候学特征, 将有助于建立以地球磁场信号为媒介的监测手段, 并应用于空间天气预警与地磁导航等领域。

## References

Aakjær C D, Olsen N, Finlay C C. 2016. Determining polar ionospheric electrojet currents from Swarm satellite constellation magnetic

- data[J]. *Earth, Planets and Space*, 68(1): 140.
- Alken P, Maus S, Richmond A D, et al. 2011. The ionospheric gravity and diamagnetic current systems[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 116: A12316.
- Alken P, Maute A, Richmond A D. 2017. The F-region gravity and pressure gradient current systems: A review[J]. *Space Science Reviews*, 206(1): 451-469.
- Amm O. 1997. Ionospheric elementary current systems in spherical coordinates and their application[J]. *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, 49(7): 947-955.
- Amm O, Viljanen A. 1999. Ionospheric disturbance magnetic field continuation from the ground to the ionosphere using spherical elementary current systems[J]. *Earth, Planets and Space*, 51(6): 431-440.
- Anderson B J, Takahashi K, Toth B A. 2000. Sensing global Birkeland currents with iridium engineering magnetometer data[J]. *Geophysical Research Letters*, 27(24): 4045-4048.
- Anderson B J, Korth H, Waters C L, et al. 2008. Statistical Birkeland current distributions from magnetic field observations by the Iridium constellation[C]//Annales Geophysicae. Göttingen, Germany: Copernicus Publications, 26(3): 671-687.
- Arnoldy R L, Lewis P B, Isaacson P O. 1974. Field-aligned auroral electron fluxes[J]. *Journal of Geophysical Research*, 79(28): 4208-4221.
- Bartels J, Johnston H F. 1940. Geomagnetic tides in horizontal intensity at Huancayo[J]. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, 45(3): 269-308.
- Birkeland K. 1908. On the Cause of Magnetic Storms and the Origin of Terrestrial Magnetism[M]. Christiania, Norway: H. Aschehoug & Company.
- Birkeland K. 1913. The Norwegian Aurora Polaris Expedition 1902-1903[M]. Christiania, Norway: H. Aschelhoug & Company.
- Bullard E C. 1950. The transfer of heat from the core of the Earth[J]. *Geophysical Journal International*, 6: 36-41.
- Cahill Jr L J. 1959. Investigation of the equatorial electrojet by rocket magnetometer[J]. *Journal of Geophysical Research*, 64(5): 489-503.
- Chapman S. 1948. The abnormal daily variation of horizontal force at Huancayo and in Uganda[J]. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, 53(3): 247-250.
- Chapman S. 1951. The equatorial electrojet as detected from the abnormal electric current distribution above Huancayo, Peru, and elsewhere[J]. *Archiv Fuer Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie, Serie A*, 4(1): 368-390.
- Cowling T G. 1932. The electrical conductivity of an ionised gas in the presence of a magnetic field[J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 93(1): 90-97.
- Cowling T G. 1948. Electrical conductivity of the ionospheric D region[J]. *Nature*, 162: 143.
- Cowling T G, Borger R. 1948. Electrical conductivity of the ionospheric D-layer[J]. *Nature*, 161(4092): 515-515.
- Davis T N, Sugiura M. 1966. Auroral electrojet activity index AE and its universal time variations[J]. *Journal of Geophysical Research*, 71(3): 785-801.
- Davis T N, Burrows K, Stolarik J D. 1967. A latitude survey of the

- equatorial electrojet with rocket-borne magnetometers[J]. *Journal of Geophysical Research*, 72(7): 1845-1861.
- Dunlop M W, Southwood D J, Glassmeier K H, et al. 1988. Analysis of multipoint magnetometer data[J]. *Advances in Space Research*, 8(9-10): 273-277.
- Dunlop M W, Balogh A. 2005. Magnetopause current as seen by Cluster[C]//Annales Geophysicae. Göttingen, Germany: Copernicus Publications, 23(3): 901-907.
- Dunlop M W, Yang J-Y, Cao J-B, et al. 2015. Multispacecraft current estimates at swarm[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 120(10): 8307-8316.
- Dunlop M W, Lühr H. 2020. Ionospheric Multi-Spacecraft Analysis Tools: Approaches for Deriving Ionospheric Parameters[M]. Springer Nature.
- Egedal J. 1947. The magnetic diurnal variation of the horizontal force near the magnetic equator[J]. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, 52(4): 449-451.
- Egedal J. 1948. Daily variation of the horizontal magnetic force at the magnetic equator[J]. *Nature*, 161(4090): 443-444.
- Fejer B G, Scherliess L. 1995. Time dependent response of equatorial ionospheric electric fields to magnetospheric disturbances[J]. *Geophysical Research Letters*, 22(7): 851-854.
- Fejer B G. 2011. Low latitude ionospheric electrodynamics[J]. *Space Science Reviews*, 158: 145-166.
- Finlay C C, Kloss C, Olsen N, et al. 2020. The CHAOS-7 geomagnetic field model and observed changes in the South Atlantic Anomaly[J]. *Earth, Planets and Space*, 72(1): 156.
- Fukushima N. 1976. Generalized theorem for no ground magnetic effect of vertical currents connected with Pedersen currents in the uniform-conductivity ionosphere[J]. Report of Ionosphere and Space Research, Japan, 30: 35-40.
- Fukushima N. 1979. Electric potential difference between conjugate points in middle latitudes caused by asymmetric dynamo in the ionosphere[J]. *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, 31(3): 401-409.
- Fukushima N. 1994. Some topics and historical episodes in geomagnetism and aeronomy[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 99: 19113-19142.
- Gauss C F. 1838. Allgemeine Theorie des Erdmagnetismus[M]// Werke. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 119-193.
- Gjerloev J W, Ohtani S, Iijima T, et al. 2011. Characteristics of the terrestrial field-aligning current system[J]. *Annales Geophysicae*, 29: 1713-1729.
- Graham G. 1724. An account of observations made of the variation of the horizontal needle at London, in the latter part of the year 1772, and beginning of 1723[J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 33(383): 96-107.
- Harang L. 1946. The auroral luminosity-curve[J]. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, 51(3): 381-400.
- Heelis R A. 2004. Electrodynamics in the low and middle latitude ionosphere: A tutorial[J]. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 66(10): 825-838.
- Heppner J P. 1972. Polar-cap electric field distributions related to the interplanetary magnetic field direction[J]. *Journal of Geophysical Research*, 77(25): 4877-4887.
- Hughes T J, Oldenburg D W, Rostoker G. 1979. Interpretation of auroral oval equivalent current flow near dusk using inversion techniques[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 84(A2): 450-456.
- Iijima T, Potemra T A. 1976. Field-aligned currents in the dayside cusp observed by Triad[J]. *Journal of Geophysical Research*, 81(34): 5971-5979.
- Imajo S, Nosé M, Matsuoka A, et al. 2018. Magnetosphere-ionosphere connection of storm-time region-2 field-aligned current and ring current: Arase and AMPERE observations[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 123(11): 9545-9559.
- Jacobs J A. 1976. Reversals of the Earth's magnetic field[J]. *Physics Reports*, 26(5): 183-225.
- Jault D, Gire C, Le Mouél J L. 1988. Westward drift, core motions and exchanges of angular momentum between core and mantle[J]. *Nature*, 333(6171): 353-356.
- Johnsen M G. 2013. Real-time determination and monitoring of the auroral electrojet boundaries[J]. *Journal of Space Weather and Space Climate*, 3: A28.
- Juusola L, Amm O, Viljanen A. 2006. One-dimensional spherical elementary current systems and their use for determining ionospheric currents from satellite measurements[J]. *Earth, Planets and Space*, 58(5): 667-678.
- Juusola L, Amm O, Kauristie K, et al. 2007. A model for estimating the relation between the Hall to Pedersen conductance ratio and ground magnetic data derived from CHAMP satellite statistics[C]//Annales Geophysicae. Göttingen, Germany: Copernicus Publications, 25(3): 721-736.
- Kamide Y, Kokubun S. 1996. Two-component auroral electrojet: Importance for substorm studies[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 101(A6): 13027-13046.
- Kelley M C. 1989. The Earth's Ionosphere, Plasma Physics and Electrodynamics[M]. San Diego, California: Academic Press (Elsevier).
- Kuvshinov A, Olsen N. 2005. 3-D Modelling of the Magnetic Field Due to Ocean Tidal Flow, in Earth Observation With CHAMP: Results From Three Years in Orbit[M]. New York: Springer, 359-365.
- Le G, Slavin J A, Strangeway R J. 2010. Space technology 5 observations of the imbalance of regions 1 and 2 field-aligned currents and its implication to the cross-polar cap Pedersen currents[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 115: A07202.
- Lühr H, Warnecke J F, Rother M K A. 1996. An algorithm for estimating field-aligned currents from single spacecraft magnetic field measurements: A diagnostic tool applied to Freja satellite data[J]. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 34(6): 1369-1376.
- Lühr H, Rother M, Maus S, et al. 2003. The diamagnetic effect of the equatorial Appleton anomaly: Its characteristics and impact on geomagnetic field modeling[J]. *Geophysical Research Letters*, 30(17): 1-4.
- Lühr H, Maus S, Rother M. 2004a. Noon-time equatorial electrojet: Its spatial features as determined by the CHAMP satellite[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 109: A01306.
- Lühr H, Rother M, Köhler W, et al. 2004b. Thermospheric up-welling in the cusp region: Evidence from CHAMP observations[J]. *Geophysical Research Letters*, 31(6): L06085.

- Lühr H, Maus S. 2006. Direct observation of the F region dynamo currents and the spatial structure of the EEJ by CHAMP[J]. *Geophysical Research Letters*, 33(24): L24102.
- Lühr H, Kervalishvili G, Michaelis I, et al. 2015. The interhemispheric and F region dynamo currents revisited with the Swarm constellation[J]. *Geophysical Research Letters*, 42(9): 3069-3075.
- Lühr H, Kervalishvili G, Rauberg J, et al. 2016. Zonal currents in the F region deduced from Swarm constellation measurements[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 121(1): 638-648.
- Lühr H, Kervalishvili G N, Stolle C, et al. 2019. Average characteristics of low-latitude interhemispheric and F region dynamo currents deduced from the swarm satellite constellation[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 124(12): 10631-10644.
- Maeda H. 1974. Field-aligned current induced by asymmetric dynamo action in the ionosphere[J]. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 36(8): 1395-1401.
- Maeda H, Iyemori T, Araki T, et al. 1982. New evidence of a meridional current system in the equatorial ionosphere[J]. *Geophysical Research Letters*, 9(4): 337-340.
- Martyn D F. 1948. Electric conductivity of the ionospheric D-region[J]. *Nature*, 162(4108): 142-143.
- Maus S, Lühr H. 2006. A gravity-driven electric current in the Earth's ionosphere identified in CHAMP satellite magnetic measurements[J]. *Geophysical Research Letters*, 33: L02812.
- Maynard N C. 1967. Measurements of ionospheric currents off the coast of Peru[J]. *Journal of Geophysical Research*, 72(7): 1863-1875.
- McHenry M A, Clauer C R. 1987. Modeled ground magnetic signatures of flux transfer events[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 92(A10): 11231-11240.
- Merayo J M G, Brauer P, Primdahl F, et al. 2000. Scalar calibration of vector magnetometers[J]. *Measurement Science and Technology*, 11(2): 120.
- Newell P T, Gjerloev J W. 2011. Evaluation of SuperMAG auroral electrojet indices as indicators of substorms and auroral power[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 116(A12): A12211.
- Olsen N. 1996. A new tool for determining ionospheric currents from magnetic satellite data[J]. *Geophysical Research Letters*, 23(24): 3635-3638.
- Olsen N. 1997. Ionospheric F region currents at middle and low latitudes estimated from Magsat data[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 102(A3): 4563-4576.
- Olsen N, Moretto T, Friis-Christensen E. 2002. New approaches to explore the Earth's magnetic field[J]. *Journal of Geodynamics*, 33(1-2): 29-41.
- Olsen N, Stolle C. 2012. Satellite geomagnetism[J]. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 40: 441-465.
- Olsen S J, Chang H L, Cheung T Y Y, et al. 2003. Transmission of the severe acute respiratory syndrome on aircraft[J]. *New England Journal of Medicine*, 349(25): 2416-2422.
- Park J, Lühr H, Yamazaki Y. 2020. Closure of F region dynamo currents: Revisiting CHAMP magnetic field data[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 125, e2020JA028522. <https://doi.org/10.1029/2020JA028525>.
- Pfaff Jr R F, Acuña M H, Marionni P A, et al. 1997. DC polarization electric field, current density, and plasma density measurements in the daytime equatorial electrojet[J]. *Geophysical Research Letters*, 24(13): 1667-1670.
- Purucker M, Langlais B, Olsen N, et al. 2002. The southern edge of cratonic North America: Evidence from new satellite magnetometer observations[J]. *Geophysical Research Letters*, 29(15): 56.
- Richmond A D. 1979. Ionospheric wind dynamo theory: A review[J]. *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, 31(3): 287-310.
- Rishbeth H. 1971a. Polarization fields produced by winds in the equatorial F-region[J]. *Planetary and Space Science*, 19(3): 357-369.
- Rishbeth H. 1971b. The F-layer dynamo[J]. *Planetary and Space Science*, 19(2): 263-267.
- Ritter P, Viljanen A, Lühr H, et al. 2003. Ionospheric Currents from Champ Magnetic Field Data Comparison with Ground Based Measurements[M]// Reigber C, Lühr H, Schwintzer P. First CHAMP Mission Results for Gravity, Magnetic and Atmospheric Studies. Springer, Berlin, 347-352.
- Ritter P, Lühr H, Viljanen A, et al. 2004. Ionospheric currents estimated simultaneously from CHAMP satellite and IMAGE ground-based magnetic field measurements: a statistical study at auroral latitudes[C]//Annales Geophysicae. Göttingen, Germany: Copernicus Publications, 22(2): 417-430.
- Rostoker G, Kisabeth J L. 1973. Response of the polar electrojets in the evening sector to polar magnetic substorms[J]. *Journal of Geophysical Research*, 78(25): 5559-5571.
- Rostoker G, Armstrong J C, Zmuda A J. 1975. Field-aligned current flow associated with intrusion of the substorm-intensified westward electrojet into the evening sector[J]. *Journal of Geophysical Research*, 80(25): 3571-3579.
- Rother M, Choi S, Mai W, et al. 2005. Status of the CHAMP ME data processing[J]. *Earth Observation With CHAMP: Results From Three Years in Orbit*, 2005: 413-418.
- Sato T, Iijima T. 1979. Primary sources of large-scale Birkeland currents[J]. *Space Science Reviews*, 24(3): 347-366.
- Schuster A S. 1889. IV. The diurnal variation of terrestrial magnetism[J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, A180: 467-518.
- Schuster A S. 1908. IV. The diurnal variation of terrestrial magnetism[J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, A208: 163-204.
- Shen X H, Zhang X M, Yuan S G, et al. 2018. The state-of-the-art of the China Seismo-Electromagnetic Satellite mission[J]. *Science China Technological Sciences*, 61: 634-642.
- Shore R M, Whaler K A, Macmillan S, et al. 2013. Ionospheric midlatitude electric current density inferred from multiple magnetic satellites[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 118(9): 5813-5829.
- Silsbee H C, Vestine E H. 1942. Geomagnetic bays, their frequency and current-systems[J]. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, 47(3): 195-208.
- Singer S F, Maple E, Bowen Jr W A. 1951. Evidence for ionosphere currents from rocket experiments near the geomagnetic equator[J]. *Journal of Geophysical Research*, 56(2): 265-281.
- Stening R J. 1977. Magnetic variations at other latitudes during reverse equatorial electrojet[J]. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 39(9-10): 1071-1077.

- Stewart B. 1882. Hypothetical views regarding the connection between the state of the sun and terrestrial magnetism[J]. *Encyclopedia Britannica*, 16: 181-184.
- Stolle C, Lilensten J, Schlüter S, et al. 2006. Observing the north polar ionosphere on 30 October 2003 by GPS imaging and IS radars[C]//*Annales Geophysicae*. Göttingen, Germany: Copernicus Publications, 24(1): 107-113.
- Stolle C, Michaelis I, Xiong C, et al. 2021. Observing Earth's magnetic environment with the GRACE-FO mission[J]. *Earth, Planets and Space*, 73: 1-21.
- Tanskanen E I. 2009. A comprehensive high-throughput analysis of substorms observed by IMAGE magnetometer network: Years 1993–2003 examined[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 114(A5): A05204.
- Tozzi R, Pezzopane M, De Michelis P, et al. 2015. Applying a curl-B technique to Swarm vector data to estimate nighttime F region current intensities[J]. *Geophysical Research Letters*, 42(15): 6162-6169.
- Tu C Y, Zong Q G, Zhou X Z. 2022. *Solar-terrestrial Space Physics - Magnetospheric Physics*[M]. Beijing: Science Press (in Chinese).
- van Sabben D. 1964. North-south asymmetry of Sq[J]. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 26(12): 1187-1195.
- Wang F J, Lühr H, Xiong C, et al. 2023. Global characteristics of improved interhemispheric field-aligned currents and of F-region meridional currents observed by the Swarm dual-spacecraft[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 128(2): e2022JA031096.
- Watermann J, Stauning P, Lühr H, et al. 2009. Are small-scale field-aligned currents and magnetosheath-like particle precipitation signatures of the same low-altitude cusp?[J]. *Advances in Space Research*, 43(1): 41-46.
- Weygand J M, Engebretson M J, Pilipenko V A, et al. 2021. SECS analysis of nighttime magnetic perturbation events observed in Arctic Canada[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 126(11): e2021JA029839.
- Xiong C. 2012. Morphology and mechanism of multi-scale structures in the low- and middle-latitude ionosphere[D]. Wuhan: Wuhan University (in Chinese).
- Xiong C, Stolle C, Alken P, et al. 2020. Relationship between large-scale ionospheric field-aligned currents and electron/ion precipitations: DMSP observations[J]. *Earth, Planets and Space*, 72: 1-22.
- Xiong C, Stolle C, Michaelis I, et al. 2021. Correlation analysis of field-aligned currents from the magnetic measurements of GRACE follow-on mission[J]. *Earth, Planets and Space*, 73: 1-13.
- Xiong C, Wang S M, Lühr H, et al. 2023. Influence of the polar electrojet on field-aligned current estimates from single satellite magnetic field measurements[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 128(7): e2023JA031472.
- Xu W Y. 2009. *Physics of Earth-Electromagnetic Phenomena*[M]. Hefei: University of Science and Technology of China Press (in Chinese).
- Yabuzaki T, Ogawa T. 1974. Rocket measurement of Sq ionospheric currents over Kagoshima, Japan[J]. *Journal of Geophysical Research*, 79(13): 1999-2001.
- Yamazaki Y. 2011. Study on energy transfer of solar radiation and solar wind into equatorial ionosphere[D]. Fukuoka, Japan: Kyushu University.
- Yamazaki Y, Maute A. 2017. Sq and EEJ—A review on the daily variation of the geomagnetic field caused by ionospheric dynamo currents[J]. *Space Science Reviews*, 206(1): 299-405.
- Yang Y Y, Hulot G, Vigneron P, et al. 2021. The CSES global geomagnetic field model (CGGM): An IGRF-type global geomagnetic field model based on data from the China Seismo-Electromagnetic Satellite[J]. *Earth, Planets and Space*, 73: 1-21.
- Yang Y Y, Wang J, Zhima Z, et al. 2024. Advancements in low Earth orbit satellite magnetic field measurements and global geomagnetic field modeling[J]. *Reviews of Geophysics and Planetary Physics*, 55(6): 652-667 (in Chinese).
- Yin F. 2010. Mathematic approaches for the calibration of the CHAMP satellite magnetic field measurements[D]. Universität Potsdam.
- Yin F, Lühr H. 2011. Recalibration of the CHAMP satellite magnetic field measurements[J]. *Measurement Science and Technology*, 22(5): 055101.
- Yue Y C, Wei Y, Gao J W, et al. 2024. Review of secular variation studies in the South Atlantic Anomaly[J]. *Reviews of Geophysics and Planetary Physics*, 55(6): 693-704 (in Chinese).
- Zhao C, Russell C T, Strangeway R J, et al. 2016. Force balance at the magnetopause determined with MMS: Application to flux transfer events[J]. *Geophysical Research Letters*, 43(23): 11941-11947.
- Zhou Y L, Lühr H, Alken P. 2020. Average ionospheric middle and low latitudes nighttime zonal currents deduced from CHAMP[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 125(8): e2019JA027702.
- Zmuda A J, Martin J H, Heuring F T. 1966. Transverse magnetic disturbances at 1100 kilometers in the auroral region[J]. *Journal of Geophysical Research*, 71(21): 5033-5045.

## 附中文参考文献

- 涂传诒, 宗秋刚, 周煦之. 2022. *日地空间物理学-磁层物理*[M]. 北京: 科学出版社.
- 熊超. 2012. 中/低纬电离层多尺度结构形态学与机理[D]. 武汉: 武汉大学.
- 徐文耀. 2009. *地球电磁现象物理学*[M]. 合肥: 中国科学技术大学出版社.
- 杨艳艳, 王婕, 泽仁志玛, 等. 2024. 低轨卫星磁测及全球地磁场建模[J]. *地球与行星物理论评(中英文)*, 55(6): 652-667.
- 岳姚辰, 魏勇, 高佳维, 等. 2024. 南大西洋异常区的长期变化研究进展[J]. *地球与行星物理论评(中英文)*, 55(6): 693-704.