arXiv:2603.14454v1 [physics.geo-ph] 15 Mar 2026

2025年11月12日至13日地磁暴期间60–180°E扇区半球不对称正电离层暴的多仪器约束

Pan Xiong[1], Jianghe Chen[1], Xuhui Shen[2,*], Tong Liu[3,*], Angelo De Santis[4], Sergey Pulinets[5]

[1]中国地震局地震预测研究所，中国北京 100036[2]中国科学院国家空间科学中心，中国北京[3]香港理工大学土地测量与地理资讯学系，中国香港[4]意大利国家地球物理与火山学研究所，Via di Vigna Murata 605，00143 罗马，意大利[5]俄罗斯科学院空间研究所，Profsoyuznaya str. 84/32，117997 莫斯科，俄罗斯

*通讯作者：Xuhui Shen (shenxuhui@nssc.ac.cn)、Tong Liu (tong2.liu@polyu.edu.hk)

已投稿至《地球物理研究杂志：空间物理》。稿件编号：2026JA035326

要点：

- 多仪器观测揭示，在 60–180°E 扇区发生了一场具有明显半球不对称性的正电离层磁暴
- F2层增强以密度主导，且无一致的扇区尺度峰值高度抬升，这对机制解释形成约束
- TEC/LSTID峰值比最强高频多普勒振荡提前数小时出现，表明电动力学—中性大气耦合具有相位依赖性

摘要

地磁暴通过电动力学过程与热层过程的耦合作用，引发复杂的电离层响应，但要将暴时TEC扰动归因于特定机制仍颇具挑战。我们利用协同多仪器数据集，研究2025年11月12日至13日强地磁暴（Dst指数最低值 $= -214$ nT）期间60–180°E扇区的电离层响应。该数据集包括JPL全球电离层地图TEC、密集的区域全球导航卫星系统网络、连续的北斗GEO链路、COSMIC-2无线电掩星、地基电离层测高仪、Swarm原位电子密度、高频多普勒探测，以及TIMED/GUVI热层成分观测。观测结果显示，此次磁暴呈现昼侧主导的正TEC暴，并具有显著的半球不对称性：北半球中低纬度的增强比南半球更强、持续时间也更长。对无线电掩星、电离层测高仪和Swarm数据的联合分析表明，此次增强以密度变化为主，NmF2和foF2均有所增加，但hmF2或h′F2并未出现连贯的扇区尺度峰高抬升，这对仅以抬升解释的电动力学机制提出了挑战。连贯的大尺度行进电离层扰动在世界时1–6时横跨赤道传播，而高频多普勒振荡则在世界时6–24时达到峰值，揭示了积分总电子含量响应与反射高度动态变化之间存在时间偏移。TIMED/GUVI观测到的南半球O/N_2比值耗减，为与该半球正相衰减较快相一致的成分背景提供了依据，不过在此期间北半球GUVI覆盖有限。这些发现凸显了多观测量诊断在构建可检验的暴时机制约束、提升扇区特定空间天气临近预报能力方面的价值。

通俗摘要

2025年11月12日至13日，一场强地磁暴袭击地球，影响GPS信号和无线电通信的电离层——带电的高层大气——对此作出了显著响应。我们利用中澳地区的多种观测系统发现，磁暴主相期间电离层电子含量显著增加，但北半球的增强明显强于南半球，持续时间也更长。分析表明，这种增强主要反映了电离层峰值层附近电子密度的增加，而非该层持续抬升至更高高度，这对一些普遍假定的机制提出了挑战。我们还发现，电子含量增幅最大的时段出现在磁暴早期，而最强烈的垂直振荡则发生在数小时之后，二者在时间上并不吻合；这表明不同的物理过程在不同磁暴阶段占主导地位。在南半球，高层大气化学成分的变化或有助于解释为何那里的增强衰减得更快。通过结合多种观测技术获得的这些认识，有助于我们更好地理解和预测空间天气事件对特定地理区域导航和通信系统的影响。

1 引言

地磁暴会引发复杂多样的电离层变化，对空间天气描述和预报构成重大挑战。磁暴期间的电离层响应表现为大尺度总电子含量（TEC）扰动、陡峭的密度梯度、不规则结构以及行进电离层扰动（TIDs），这些现象都可能严重降低全球导航卫星系统（GNSS）的定位精度，并干扰高频（HF）无线电通信 [Buonsanto，1999年，Pr¨olss， 1995]。赤道电离异常（EIA）尤其容易受到磁暴期间调制的影响；电场穿透和热层环流变化会使其发生显著增强或耗减，并在不同地方时和纬度范围内传播 [Balan 等，2010年，Astafyeva 等， 2025]。强地磁暴是研究电离层物理学尤为宝贵的天然实验，因为它们会同时激发多种耦合过程：能够迅速重新分布低纬等离子体的快速穿透电场（PPEFs） [Fejer 等，1979年，Tsurutani 等，2004], ；由磁暴增强的热层风驱动的扰动发电机电场（DDEFs） [Blanc 和 Richmond，1980年，Fejer 和 Scherliess， 1997], ；由极光加热激发的大尺度行进电离层扰动（LSTIDs） [Hunsucker，1982年，Hocke 和 Schlegel， 1996],；以及会调节离子产生和损失率的热层成分变化 [Rishbeth 等，1987年，Burns 等， 1991]。理解这些过程如何相互作用并产生观测到的磁暴期间特征，以及这些特征如何因半球、地方时和磁暴阶段而异，仍是电离层研究的一项核心目标，并对业务化空间天气服务具有直接意义。

尽管观测和建模方面数十年来不断取得进展，但在刻画和归因磁暴期间电离层响应时，仍存在若干根本性挑战。中低纬度的正相电离层暴已有大量记录，其机制包括电场驱动的等离子体上漂、向赤道的中性风将 F 层抬升至复合率较低的区域，以及产生与损失平衡的改变 [Pr¨olss, 1995, Fuller- Rowell et al., 1994, Lu et al., 2008]。相反，负相磁暴阶段通常归因于磁暴期间的成分扰动：从高纬度输运而来的富含分子成分的空气会提高复合率 [Rishbeth et al., 1987, Burns et al., 1991, Fuller-Rowell et al., 1996]。然而，仅凭积分总电子含量观测来区分这些机制并不容易，因为不同的物理过程可能在柱积分电子含量中产生相似的特征 [Buonsanto, 1999]。具体而言，总电子含量的正向增强

可能源于 F 层抬升至低复合率区域，也可能源于各高度上的真实密度增加，或是两者兼有；然而，这些情形对底层物理过程以及其他高度或地点的预测有着截然不同的意义。

第二个挑战涉及磁暴期间增强的垂直结构。经典的超喷泉情景认为，F层峰高（hmF2）显著抬升既是正暴的指标，也是其形成的促成因素 [Tsurutani 等，2004，Mannucci 等，2005], 但相较于总电子含量测量，针对单次事件期间高度变化的观测约束仍然有限。近期的强烈风暴，例如2024年5月超级磁暴，已显示赤道电离异常扩展至异常高纬度 [Astafyeva 等，2024], 然而，积分总电子含量变化与垂直再分布之间的关系因事件而异。缺少同步的峰高和密度信息时，对机制的解释往往默认采用“仅抬升”的叙述，但这未必普遍适用。

第三，磁暴期间电离层响应的半球不对称性十分常见，但往往缺乏系统的多仪器表征。这种不对称性可能源于背景成分的季节差异 [Fuller-Rowell 等，1996], 电场映射或电导率的半球差异 [Hong 等，2023，Dang 等，2016], 也可能仅仅是观测覆盖不均，因而掩盖了扰动的真实空间结构。近期对重大磁暴开展的综合分析 [Barta 等，2023，Astafyeva 等，2015] 凸显了协调开展跨半球观测对于准确表征并归因这些不对称性的重要性。

2025年11月12日至13日地磁暴（Dst指数最低值为 $= -214$ nT）为研究这些挑战提供了一个观测设备完善的案例，研究范围覆盖60–180°E经度扇区，涵盖中国、西太平洋和澳大利亚。此次事件是当前太阳活动周中较强烈的磁暴之一，其特征包括持续南向的行星际磁场（行星际磁场Bz分量）、增强的太阳风动压，以及在主相和早期恢复阶段持续的极光电急流活动。该研究扇区为磁暴期间的电离层研究提供了多项优势。首先，该区域拥有异常密集的地基观测设施，包括中国地壳运动观测网络（CMONOC）、日本GNSS地球观测网络（GEONET）、澳大利亚地球科学局GNSS档案库（AGGA）、国际GNSS服务（IGS）以及多个电离层测高仪站，共同提供了覆盖南北半球的全面空间覆盖范围 [Schaer等，1998年，Hern´andez-Pajares等，1999年，Reinisch和Galkin，2011]。

其次，至关重要的是，北斗卫星导航系统包含地球静止轨道（GEO）卫星，它们在该经度扇区上空保持固定位置，从而能够**连续监测时间变化**电离层的变化，而不受中地球轨道（MEO）星座固有的地方时漂移影响 [Liu et al., 2019, Qian et al., 2019]。这种几何稳定性特别适合追踪磁暴期间增强和南北半球差异在主相与恢复相期间的演变。

第三，此次事件期间，互补的天基与地基测量数据均可获取，包括 Swarm 原位电子密度、由 COSMIC-2 及其他任务的无线电掩星（RO）反演得到的 NmF2/hmF2剖面、子午工程网络的高频多普勒探测，以及搭载于热层、电离层、中间层能量学与动力学（TIMED）卫星上的全球紫外成像仪（GUVI）提供的热层成分（O/N_2）观测。这些数据能够通过多种观测量进行约束，从而区分相互竞争的机制，并量化磁暴响应的垂直结构 [Xiong et al., 2016, Lei et al., 2007, Lastovi˘cka, 2006, Zhang et al., 2004, Meier et al., 2005]。结合喷气推进实验室全球电离层地图（GIM）的 TEC 全球背景信息、北斗地球同步轨道卫星对扇区尺度的连续监测，以及多个独立数据源提供的局地垂直结构信息，便构成了一个观测框架，而这种框架在单次磁暴事件研究中鲜有具备。

在本研究中，我们对2025年11月磁暴期间60–180°E扇区的电离层响应进行了综合性的多仪器分析，阐述了三项贡献

以应对上述挑战。

首先，我们利用连续的北斗GEO观测，在地方时坐标中刻画从全球到扇区尺度的变化，并量化半球不对称性。我们发现，与南半球中纬度相比，北半球（15–50°N）经历了更强且持续时间更长的正暴增强——相对斜向TEC变化的峰值（ΔSTEC，按弧段起始值归一化）达到150–250总电子含量单位，正向扰动持续超过12小时；而南半球中纬度的增强衰减更快，并较早转为中性或负向状态。这种不对称性通过连续的扇区特定采样得以记录，而传统的仅中地球轨道观测无法提供此类采样；这些观测为半球响应研究和机制归因提供了约束。

其次，我们联合分析掩星反演的 NmF2/hmF2、电离层测高仪观测的 foF2/h′F2，以及 Swarm 顶侧电子密度，以约束磁暴期间增强的垂直结构。观测结果表明，此次增强主要由**密度主导**，F2 峰和顶侧电子密度显著增加，但**未出现连贯的扇区尺度峰值高度抬升**。这一约束对仅以抬升解释增强的观点提出了挑战，并为数值模型验证提供了可检验的基准。

第三，我们通过 GNSS 反演的 dTEC 地图和纬度—时间克里格图记录了主相期间连贯的大尺度行进电离层扰动，其主导传播模式为跨赤道由南向北传播 [Tsugawa and Saito, 2004, Ding 等， 2007]。此外，我们发现总电子含量/大尺度行进电离层扰动峰值活动（世界时 0–6 时）与最强高频多普勒振荡（世界时 6–24 时）之间存在显著的**时间偏移**，表明积分电子含量和反射区动力学对磁暴强迫的响应时间尺度不同。GUVI O/N_2 观测提供了成分背景，与南半球更快的衰减相符；不过，在此期间北半球 GUVI 覆盖有限 [Crowley 等，2006]。这些发现揭示了电动力学、中性大气动力学和成分过程之间的相位依赖耦合，这些过程共同塑造了扇区尺度的电离层响应。

本文其余部分安排如下。第 2 节概述磁暴的行星际驱动因素和地磁背景，并介绍本研究采用的多仪器数据集。第 3 节详细介绍数据处理方法，包括全球电离层图背景定义、基于 GNSS 的 dTEC/ROTI 提取，以及高频多普勒和其他观测的质量控制程序。第 4 节展示从全球总电子含量演变到扇区尺度半球不对称性、行进扰动和垂直结构约束的研究结果。第 5 节讨论可检验机制、与以往事件的比较以及观测不确定性。第 6 节总结研究发现及其对空间天气诊断的意义。

2 事件概述与数据集

2.1 行星际驱动因素与地磁响应

2025年11月12日至13日地磁暴由一次强烈的行星际扰动引发，其特征是行星际磁场（IMF）强度急剧增强并持续朝南。图1展示了此次事件期间行星际参数和地磁参数的时间演变。

从11月12日世界时01–03时左右开始，行星际磁场（IMF）强度 $|B|$从平静时期的 ∼5–8 nT迅速增至 ∼40–50 nT；与此同时，行星际磁场 B_z 分量（采用地心太阳磁层坐标系，即 GSM）显著转向南向，降至接近 -30 nT的最低值，并在较长时间内维持强南向状态（图1a）。几乎同时，太阳风速度（V_{sw}）从∼400 km s^{-1} 迅速升至 ∼750–850 km s^{-1}，太阳风动压（P_{dyn}）则出现多个峰值，超过20 nPa，表明磁层受到显著压缩（图1b）。

在强南向行星际磁场和高速太阳风的共同作用下，太阳风—磁层耦合显著增强。行星际晨昏向对流电场按 $E_y = -V_x \times B_z$ （GSM）计算，在主相期间迅速增强，峰值超过15–20 mV m^{-1} （图1c）。与此同时， K_p 指数急剧上升并维持在较高水平，表明磁层活动普遍增强。在这种强耦合作用下， Dst 指数于11月12日世界时约02–05时骤降，最低达到 -214 nT，标志着一场强烈地磁暴的主相。随后， Dst 进入持续较长的恢复相，其间因行星际磁场反转及耦合强度变化而出现多次波动（图1d）。在主相和恢复早期，极区电流系统明显增强，极光电急流（AE）指数持续处于数百至数千nT的范围，表明高纬能量输入持续不断。

对于后续章节中的电离层响应分析，我们将磁暴主相时段定义为2025年11月12日世界时0–6时，该时段对应着研究扇区内太阳风—磁层—电离层耦合最强、电离层扰动最显著的时间区间。

2.2 60–180°E扇区的观测资产

为表征2025年11月12日至13日磁暴期间的电离层响应，我们采用涵盖地基和空间观测的综合观测数据，覆盖从中国经西太平洋至澳大利亚的60–180°E经度扇区。这些观测资产的空间分布如图2所示。

2.2.1 地基全球导航卫星系统网络

多个全球导航卫星系统接收机网络为研究扇区提供了密集的空间采样，用于反演总电子含量及其扰动。在中国及周边地区，我们主要使用中国大陆构造环境监测网络的全球导航卫星系统台站数据；这些台站在中低纬度地区具有较高的空间密度，可对磁暴期间总电子含量的时间演变和纬度结构进行详细表征。国际GNSS服务的其他台站补充了中国大陆构造环境监测网络的覆盖范围，并将观测范围扩展至中国大陆以外 [Schaer等，1998年, Hern´andez-Pajares等， 1999]。

在日本，GEONET 提供高密度覆盖，可精确解析西北太平洋中纬度地区的总电子含量空间分布。在澳大利亚，AGGA 提供南半球中纬度观测数据，支持开展跨半球比较分析。在台湾地区，GPS数据管理系统（GDMS）网络进一步增强了赤道电离异常（EIA）北侧边界的采样能力。该组合网络覆盖范围从 ∼50°N 延伸至 ∼50°S 纬度，为研究电离层暴响应中的半球不对称性提供了密集且广泛的空间覆盖。

2.2.2 北斗地球静止轨道卫星

60–180°E 扇区的一项独特优势是能够利用北斗卫星导航系统地球静止轨道卫星进行连续电离层监测 [Liu 等人，2019，Qian 等人，2019]。与电离层穿刺点会随轨道运动而漂移的中地球轨道（MEO）卫星不同，北斗地球同步轨道卫星相对于地球保持固定位置，可沿稳定的地面至卫星路径提供时间连续的观测。这种几何布局对于追踪磁暴期间总电子含量演化和半球差异尤为重要，同时可避免仅中地球轨道观测中地方时迁移带来的混杂影响。

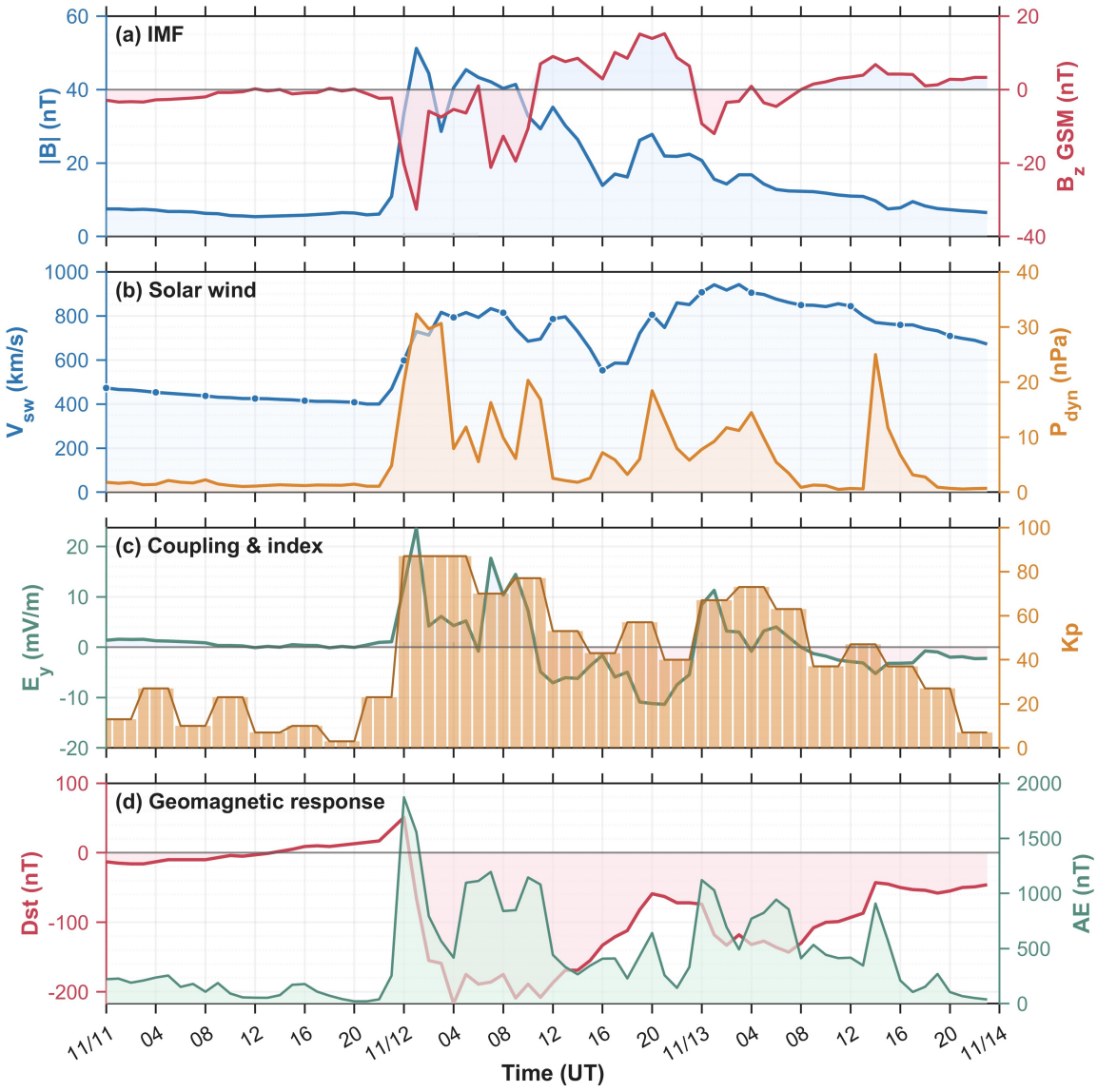

图1：2025年11月11日至13日期间的行星际驱动条件和地磁响应。(a) 行星际磁场（IMF）强度 $|B|$ 及 B_z 分量（GSM坐标系）。(b) 太阳风速度 V_{sw} 及动压 P_{dyn}。(c) 行星际晨昏向对流电场 $E_y = -V_x \times B_z$（GSM）。(d) 地磁指数 Dst 及 AE。阴影区域表示磁暴主相时段（2025年11月12日世界时0–6时）。

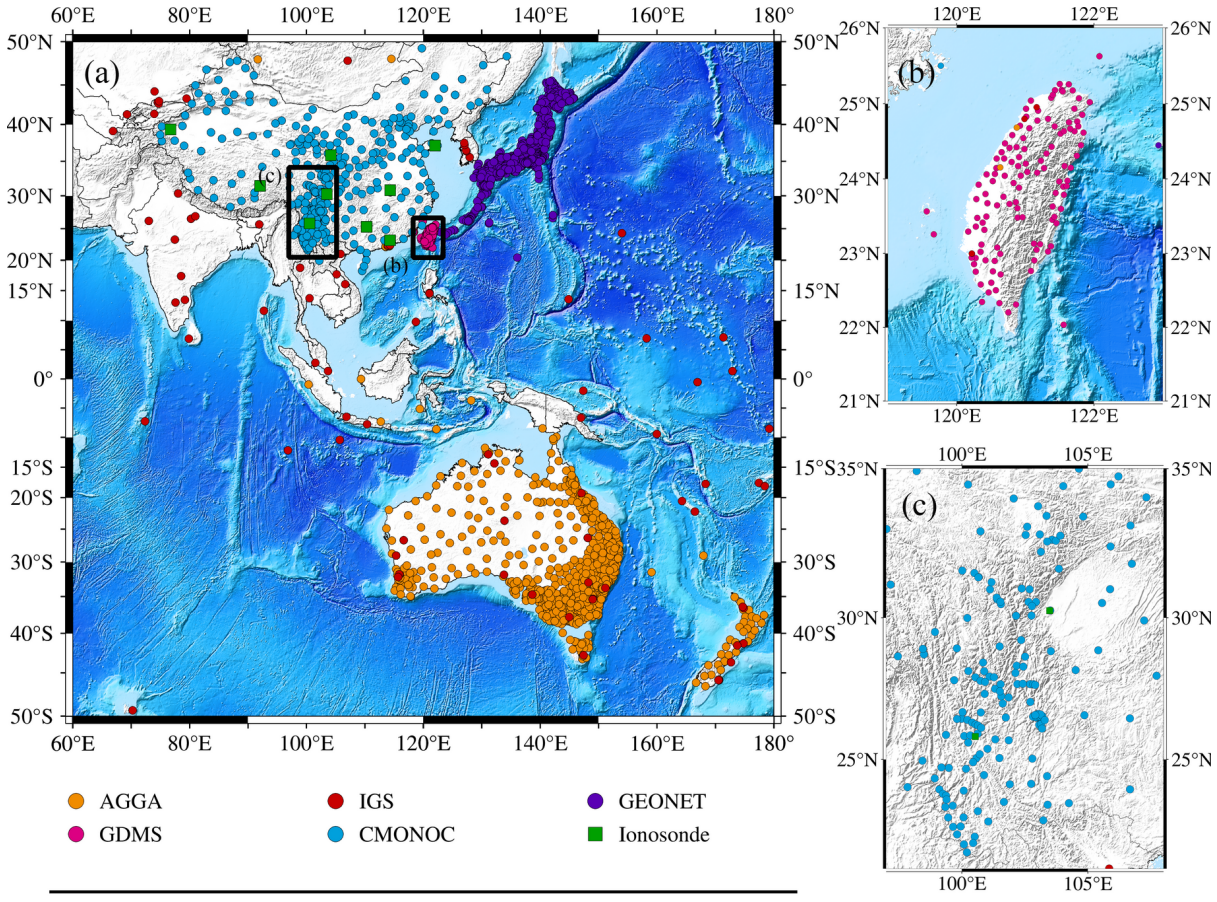

图 2：中澳经度扇区（60–180°E）内多源电离层观测网络的分布。地基全球导航卫星系统台站包括中国大陆构造环境监测网络（中国）、国际GNSS服务、GEONET（日本）、AGGA（澳大利亚）和 GDMS（台湾）。图中还标出了电离层测高仪台站及区域覆盖范围。

2.2.3 空间观测

Swarm卫星原位电子密度 我们采用欧洲空间局（ESA）Swarm任务的原位电子密度测量数据，具体使用三颗卫星（Swarm A、B和C）的数据。这些卫星在近极轨道运行，轨道高度约为450–550 km，借助电场仪（EFI）1B级（L1B）数据产品提供经过校准的电离层顶部电子密度[Xiong等，2016，Paccagnella等， 2020]。电子密度值以国际单位制单位（m^{-3}）提供，无需额外校准或缩放。为确保不同日期和卫星之间具有可比性，我们对Swarm观测数据进行筛选，仅保留世界时0–6时段内、位于研究经度和纬度范围内的数据。

COSMIC-2无线电掩星 为约束电离层响应的垂直结构，我们采用气象、电离层与气候星座观测系统-2（COSMIC-2）任务的无线电掩星（RO）数据 [Lei等，2007年，Cherniak等，2021年，Liu 等人， 2022]。掩星技术可提供电子密度垂直廓线，据此可反演F2层峰值电子密度（NmF2）和峰高（hmF2）。我们收集磁暴期间60–180°E经度扇区内的射频掩星廓线，并按纬度和世界时整理，以考察F2层峰值参数的时空分布。本分析采用2级（L2）电离层数据产品。

TIMED/GUVI热层成分 为评估可能调节电离层响应的热层成分变化，我们分析了搭载于热层、电离层、中间层能量学与动力学（TIMED）卫星上的全球紫外成像仪（GUVI）的观测数据 [Zhang 等人，2004年，Meier等，2005年，Crowley 等， 2006]。GUVI通过远紫外日辉辐射反演热层O/N_2 柱密度比，该比值可作为原子氧（有利于电离）相对于分子氮（增强复合）相对丰度的代理指标。我们考察了连续三天（年积日315–317，对应2025年11月11日至13日）的O/N_2分布，以识别磁暴引起的成分扰动。需要指出的是，由于轨道几何限制，在所选观测时段内北半球的GUVI 覆盖范围有限；因此，热层成分分析主要聚焦于南半球（约0–30°S）。

2.2.4 地基电离层测高仪

中国区域内的多个电离层测高仪站提供电离图参数，包括F2层临界频率（foF2）和虚高（h′F2） [Reinisch和Galkin，2011]。这些地基测量为掩星反演的NmF2和hmF2提供独立验证，并能够考察整个磁暴期间特定地理位置处的局地F2层演化。电离层测高仪观测以固定站点的高时间分辨率，弥补了全球导航卫星系统和卫星技术更广泛的空间覆盖范围。

2.2.5 高频多普勒探测

为表征电离层动力学扰动，我们分析了子午工程网络的高频多普勒观测 [Lastovi˘cka, 2006, Galushko et al., 2003, Davies and Baker, 1966, Hao et al., 2024]。高频多普勒测量通过检测反射无线电波的频移，捕捉电离层反射层垂直运动所引起的变化，从而提供与全球导航卫星系统观测到的积分电子含量互补的信息。研究区域内的多个发射机—接收机对可实现对电离层垂直动——

力学的时空表征。我们使用子午工程 L2 数据产品，该产品提供经过预处理的多普勒频移和派生速度。

2.2.6 全球电离层图

为提供全球尺度背景，我们采用喷气推进实验室全球电离层地图TEC产品 [Schaer等，1998年，Hern´ández- Pajares等， 1999]。喷气推进实验室全球电离层地图产品以1小时的时间分辨率提供全球TEC分布，从而能够识别不同经度和地方时范围内磁暴期间的正、负扰动。这些全球产品为扇区特定分析提供了更广泛的背景。

3 方法

3.1 GIM总电子含量背景与扰动定义

为量化相对于未扰动条件的磁暴期间电离层扰动，我们基于喷气推进实验室全球电离层地图产品构建平静时背景TEC参考值。根据磁暴期间TEC扰动表征的既有方法 [Buonsanto，1999年，Qian等， 2019]，平静时背景定义为以磁暴日期为中心、在 ± 13 天滑动窗口内计算得到的TEC中位数（即覆盖约一个太阳自转周期的27天窗口）。这种基于中位数的方法可最大限度地减小瞬态扰动的影响，并稳健地表征典型电离层条件。

相对 TEC 扰动随后计算为磁暴期间 TEC 相对于平静时背景的百分比偏差:

$$\Delta \mathrm{TEC}\% = 100 \times \frac{\mathrm{TEC}_{\mathrm{storm}} - \mathrm{TEC}_{\mathrm{quiet}}}{\mathrm{TEC}_{\mathrm{quiet}}} \tag{1}$$

其中，$\mathrm{TEC}_{\mathrm{storm}}$ 表示磁暴期间观测到的 TEC，$\mathrm{TEC}^{\mathrm{quiet}}$ 表示相同地理位置和世界时对应的背景中位数值。

为抑制滑动窗口中混入的受扰日造成的污染，采用基于四分位数（IQR）的稳健滤波器: 对于每个网格点和每个世界时小时，沿年积日维度计算第 25 和第 75 百分位数（Q_1、 Q_3），并将四分位距定义为 IQR $= Q_3 - Q_1$。落在区间 $[Q_1 - 1.5 \times \mathrm{IQR}$ $Q_3 + 1.5 \times \mathrm{IQR}]$之外的样本被标记为异常值并剔除；随后取剩余样本的中位数作为平静时背景 $\mathrm{TEC}^{\mathrm{quiet}}$。该方法能有效保留典型电离层状态，同时减小短时强扰动或异常日对背景估计的影响。

这一归一化指标便于比较不同背景总电子含量水平区域的扰动幅度，并有助于识别正向（增强）和负向（耗减）电离层风暴阶段。

3.2 基于全球导航卫星系统的总电子含量处理与质量控制

电离层总电子含量值根据既定处理流程，利用双频全球导航卫星系统观测得出 [Hern´ández-Pajares 等人，1999年，Pi 等人， 1997]。处理时采用 15° 的高度角截止值，以尽量减少低高度角处的多路径效应和映射函数误差。电离层穿刺点（IPP）的高度假定为 350 km，这与典型的 F区峰高及标准薄壳电离层模型一致。

质量控制程序包括基于无几何（GF）组合和 Melbourne–W¨ubbena（MW）组合的周跳与异常值探测。GF 组合和 MW 组合的探测阈值分别设为 0.5 m 和 5 m；将标记为含有周跳或粗差的历元剔除，并对受影响的观测弧段

相应地重新分段。这种方法能够有效防止异常观测污染后续的 TEC反演和扰动提取。

观测弧段分割遵循以下标准：当 (1) 相邻历元之间的时间间隔超过 300 s，(2) 相邻历元之间的总电子含量跳变超过 10 个总电子含量单位，或 (3) 卫星伪随机噪声码发生变化时，弧段即终止并重新开始。这些条件可防止将由数据间隙、周跳或卫星切换造成的伪扰动误判为地球物理信号。

由于主要分析关注的是相对TEC变化（例如，差分总电子含量和 Δ斜向总电子含量），而非绝对总电子含量值，因此在计算斜向总电子含量时，不会明确去除硬件延迟偏差（差分码偏差）。下文所述的差分总电子含量提取流程通过去趋势自然消除了缓慢变化的偏差，从而分离出关注的扰动信号；关于相对TEC指标的补充说明见补充信息文本 S1。

3.3 差分总电子含量和大尺度行进电离层扰动提取

为从全球导航卫星系统总电子含量时间序列中提取行进电离层扰动的特征，我们采用“去趋势加滤波”的方法，该方法与近期关于磁暴期间大尺度行进电离层扰动的研究一致 [Tsugawa和 Saito，2004年，Ding 等，2007年，2008年，Hunsucker，1982年，Hocke and Schlegel， 1996]。

3.3.1 通过Savitzky–Golay滤波进行去趋势

在每段连续观测弧段内（按照第3.2节所述进行分段），采用二阶多项式和长度为121个采样点的窗口进行Savitzky–Golay（SG）平滑，以构建缓慢变化的背景趋势。在标准的30 s全球导航卫星系统采样间隔下，该窗口约对应1小时，能够捕捉与日变化和卫星运动相关的背景TEC变化，同时保留较短周期的波动。去趋势扰动序列定义如下：

$$\mathrm{dTEC}(t) = \mathrm{STEC}(t) - \mathrm{STEC}_{\mathrm{SG}}(t) \tag{2}$$

其中，$\mathrm{STEC}_{\mathrm{SG}}(t)$为经SG平滑的背景趋势。该去趋势处理突出了相对于缓慢演变背景的中短周期波动。

3.3.2 通过低通滤波提取大尺度行进电离层扰动

为进一步抑制高频噪声并分离大尺度行进电离层扰动特征，对去趋势后的差分总电子含量序列应用巴特沃斯低通滤波器。该滤波器采用四阶巴特沃斯低通设计，截止周期为40分钟，仅保留周期超过40分钟的扰动。采用双向零相位滤波（前向—后向，通过filtfilt实现），以避免相位失真。这些参数的选择与此前的大尺度行进电离层扰动研究一致 [Hunsucker，1982年，Ding 等， 2007, 2008] ，并能有效保留约40–180分钟的主要大尺度行进电离层扰动周期范围，同时衰减中尺度和高频扰动。

3.3.3 空间网格化和克尔图构建

为直观呈现大尺度行进电离层扰动波前的时空演化，将各个电离层穿刺点位置处滤波后的差分总电子含量值映射到 $0.3^\circ \times 0.3^\circ$（纬度 × 经度）网格上。在每个网格单元内，计算每个时间步长所有参与观测的电离层穿刺点观测值的差分总电子含量均值，从而降低多站和多卫星几何变化带来的噪声。

随后，对经度范围（60–180°E）内网格化的差分总电子含量值求平均，构建纬度—时间 keogram 图，以二维形式呈现扰动幅度随纬度和时间的变化。在这些克电影中，连贯的大尺度行进电离层扰动波前呈现为倾斜条纹，其斜率表示南北向传播速度和方向。

3.4 ROTI 计算

总电子含量变化率指数（ROTI）通过总电子含量随时间的变化量化小尺度电离层不规则活动 [Pi 等人，1997年，Cherniak 和 Zakharenkova， 2015]。本研究使用 30 秒全球导航卫星系统采样数据，将垂直总电子含量变化率（ROT）的 5 分钟滑动标准差计算为 ROTI，并要求每个时间窗内至少有 50% 的有效样本。垂直总电子含量由斜向总电子含量通过标准单层映射函数计算得出，电离层壳层高度设为 350 千米。更多公式细节见补充信息文本 S1。

3.5 北斗地球静止轨道 △斜向总电子含量定义

对于北斗地球同步轨道卫星观测，我们关注相对总电子含量变化，而不尝试进行绝对TEC校准，因为在地球同步轨道几何构型下，接收机和卫星硬件延迟无法在较短时间尺度上可靠分离 [Liu 等人， 2019]。为获得可复现的相对总电子含量变化指标（Δ斜向总电子含量），我们对每个连续的站星观测弧段应用起始点归一化程序。

令 STEC(t) 表示给定弧段的斜向总电子含量时间序列。参考起始历元t_{ref} 选取为该弧段内第二个有效采样点（以减轻弧段边界处的边缘效应）。归一化相对 TEC 变化定义如下：

$$\Delta\mathrm{STEC}(t) = \mathrm{STEC}(t) - \mathrm{STEC}(t_{\mathrm{ref}}) \tag{3}$$

根据定义， $\Delta\mathrm{STEC}(t_{\mathrm{ref}}) = 0$ ，因此无需考虑未知绝对偏差带来的歧义，即可比较不同台站和不同纬度的 TEC 变化时间形态。不进行硬件延迟校正；分析仅关注磁暴期间的相对变化。因此，应将 ΔSTEC理解为相对于弧段起始参考历元的相对斜向TEC变化，而非绝对TEC值（补充信息文本 S1）。

3.6 高频多普勒数据处理

分析来自子午工程的高频多普勒观测，以表征电离层动力学扰动，尤其是 F 区反射层的垂直运动 [Davies 和 Baker, 1966, Galushko etal.,2003, Lastovi˘cka， 2006]。

3.6.1 数据产品与变量

我们使用子午工程二级（L2）高频多普勒数据产品，该产品提供每个历元的预计算值，包括多普勒频移 Δf (Hz)、等效多普勒速度 V(m s^{-1})、谱宽 W(Hz) 和信噪比 SNR (dB)。本研究使用的 Δf 和 V 值分别对应 L2 文件中的第 7 列和第 8 列。

3.6.2 多普勒速度推导

等效视线速度与多普勒频移的关系为：

$$V = \frac{c \times \Delta f}{2 \times f_0} \tag{4}$$

其中， c为光速， f_0 为发射机频率（单位为兆赫，见L2文件头）。该关系反映了电离层反射路径长度随时间变化所引起的频移。L2文件头中也提供了发射机–接收机链路几何（台站坐标）；分析比较不同链路的时间演变，无需精确重建反射点。

本研究分析的八条高频多普勒链路（图11）的发射机频率和台站坐标汇总于补充信息表S1中。就地方时而言，我们使用链路中点经度 λ （表S1）将链路地方时近似表示为 LT $\approx$ 世界时 $+\,\lambda/15$ （小时），并注意到发射机–接收机经度跨度仅会在各端点之间引入较小的（<1 小时）偏移范围。

为便于物理解释，我们采用约200–300 km的名义F区反射高度范围，这与典型的高频传播条件一致。

3.6.3 质量控制

高频多普勒数据的质量控制标准包括信噪比（SNR）阈值 $\geq$10 dB、谱宽上限 $W \leq 2$ Hz，以及在数据产品提供该标志时要求QualityFlag $= 1$ 。此外，还会对V 时间序列进行稳健的异常值剔除：偏离中位数超过6倍中位数绝对偏差（MAD）的样本将被剔除，同时删除相应历元的 Δf、 W和SNR值。

为便于可视化，对 Δf 和 V应用 2 分钟滑动中位数平滑。不过，所有定量统计量（例如分别针对世界时 0–6 和世界时 6–24 时段计算的标准差）均基于经过质量控制但未平滑的数据。

3.7 掩星观测、Swarm、电离层测高仪和 GUVI 数据处理

3.7.1 Swarm电子密度

Swarm 原位电子密度观测使用 EFI L1B 数据产品中的校准电子密度（N_e），涵盖三颗卫星（Swarm A、B 和 C）。未进行额外校准或缩放；数据直接以国际单位制单位（m^{-3}）使用。为比较不同磁暴日的数据，观测值经过滤波，仅保留世界时 0–6 时段，并限定在研究经度（60–180°E）和纬度范围内，以确保采样条件一致。

3.7.2 无线电掩星网格化

将可获得 NmF2 和 hmF2 的 COSMIC-2 射频掩星廓线整理到纬度–时间网格中，网格单元的尺寸为 $\Delta t = 0.5$ 小时和 Δ 纬度 $= 5°$。记录每个网格单元所包含的射频掩星廓线数量，以评估采样密度和统计可靠性。该网格化方法能够展示 F2层峰值参数的时空分布，同时考虑掩星技术固有的不规则采样特性。

3.7.3 电离层测高仪数据

foF2 和 h′F2 的地基电离层测高仪观测直接作为时间序列使用，未进行额外处理。这些测量为掩星观测所见的 F2 层峰值密度及高度演变提供了独立的局地验证。

3.7.4 GUVI O/N_2

分析连续三天（年积日315–317，对应2025年11月11日至13日）的TIMED/GUVI O/N_2 柱密度比数据，以识别磁暴引起的热层成分变化。

逐日对比揭示了与风暴时中性成分扰动相关的O/N_2 耗减区域。

鉴于所选观测时段北半球覆盖范围有限（受GUVI轨道几何影响），组分分析聚焦于南半球，具体为研究经度扇区内0–30°S的纬度范围。这一地区性研究重点限定了对观测到的电离层响应半球不对称性的热层成分背景分析。

4 结果

4.1 地方时坐标下的全球TEC演变

地方时坐标下的全球JPL全球电离层地图TEC图显示，2025年11月12日主相期间出现了明显的日侧主导正暴，为下文的经度扇区重点分析提供了重要背景 [Buonsanto，1999年，Pr¨olss，1995]。为刻画磁暴期间相对于平静条件的电离层响应，按照既有全球电离层图方法 [Schaer等，1998年，Hern´andez-Pajares等，1999]，将TEC扰动计算为相对于平静参考值的百分比差异；该参考值定义为以磁暴时段为中心的 ±13天（27天）滑动窗口内TEC的中位数。

在风暴前时段（11月11日 23:00–11月12日 00:00 世界时），全球总电子含量扰动仍较为温和，相对变化主要在 ±20%以内，仅在高纬度和部分中纬度地区零星出现正、负扰动（图3）。60–180°E 扇区（中国–西太平洋–澳大利亚）在此期间未呈现系统性扰动，表明电离层接近其背景状态。

随着磁暴进入主相（约为11月12日 01:00–06:00 世界时），全球电离层响应迅速增强（图3）。日侧低至中纬度地区出现大范围正扰动，多个区域的相对总电子含量增强超过50%，局部接近或超过100%，这与其他强烈风暴期间报告的超喷泉效应一致 [Mannucci 等，2005，Balan 等，2010]。在地方时坐标下观察时，这些增强表现出明显的地方时依赖性，在日侧最为显著；在一些世界时快照中，高纬度地区的大幅正扰动也延伸至夜侧，而其他夜侧区域则呈现微弱增强或负扰动。在此阶段，60–180°E 扇区以正电离层风暴为主。

主相早期的一个显著特征是，南半球澳大利亚扇区出现了明显的正暴响应，并与北半球中国地区呈现出表观的赤道共轭关系 [Dang等人，2016]。这使澳大利亚成为此次事件中少数出现强正暴的南半球中低纬地区之一。然而，与北半球相比，南半球的正暴持续时间较短，其衰减和消失时间明显早于中国对应的增强，揭示出显著的半球不对称性 [Fuller-Rowell等人，1994年，Hong等人，2023]。

从总电子含量的绝对分布来看，主相期间赤道电离异常（EIA）结构显著增强，呈现出明显的低纬度双峰形态，与相对扰动图中的正扰动区域相对应 [Astafyeva 等，2025]。随着磁暴转入恢复相（约从11月12日 07:00 UT起），60–180°E扇区内的赤道电离异常结构发生了显著调整（图3），原有的双峰形态逐渐减弱，并演变为更接近单峰结构的形态。与此同时，明显的南北半球不对称性开始显现：北半球中低纬度仍以增强为主，而南半球澳大利亚扇区的正

暴迅速衰减，并更早转变为微弱或负扰动状态。这种不对称性使该扇区在恢复相期间呈现出正、负扰动并存的复杂空间结构。

为展示整个磁暴期间全球扰动的完整演变过程，其余时段（11月11日 00–23 UT 和 11月12日 12–23 UT）的TEC相对扰动图见补充信息图 S1–S3。

鉴于 *60–180°E* 扇区的强烈响应及其明显的半球差异，接下来我们利用连续的北斗*GEO*链路，量化该扇区随纬度变化的演变过程。

4.2 利用北斗地球同步轨道观测的扇区TEC演变与半球差异

北斗地球静止轨道观测提供了连续的扇区尺度证据，表明正暴在北半球中低纬度最强，而在南半球中纬度衰减得明显更快 [Liu 等人，2019，Qian 等人， 2019]。地球静止轨道卫星与地面站之间链路的几何稳定性，确保了特定经度扇区内时间采样的一致性，因此这些观测对于追踪磁暴期间总电子含量演化尤为重要。由于硬件延迟难以在短时间尺度上可靠分离，因此未进行绝对TEC校准；相反，我们采用弧段起始归一化计算相对斜向TEC变化（ΔSTEC），以突出磁暴期间变化，同时支持定量的跨纬度比较（图4）。

图4a显示了研究区域内北斗GEO链路的电离层穿刺点（IPP）分布，范围从北半球中纬度经赤道区域延伸至南半球中纬度，虚线表示用于统计分析的纬度分箱。 ΔSTEC时间序列按纬度分为五个纬度带：30–50°N、15–30°N、 −15–15°、 −30–−15°和 −50–−30°。

所有纬度带在主相早期（约11月12日01:00–05:00世界时）均出现了正 ΔSTEC增强，但增强幅度和持续时间存在显著差异。北半球中低纬度（30–50°N和15–30°N）呈现出最显著的正相扰动，峰值 ΔSTEC通常达到150–250总电子含量单位，且各台站—卫星链路之间表现出良好的一致性，反映出该区域存在协调一致的正暴响应。值得注意的是，这两个纬度带的 ΔSTEC峰值出现在世界时02:00–04:00（图4b–c），早于该经度扇区典型的赤道电离异常日变化峰值时刻。与中纬度相比，赤道带（±15°）的 ΔSTEC增强较弱且更平缓，表明磁赤道附近的响应特征有所不同。

相比之下，南半球中纬度（−30–−15° 和 −50–−30°）在主相早期出现了正向的 Δ斜向总电子含量增强，但幅度明显较小（通常为50–150总电子含量单位），持续时间也短于北半球。随着磁暴进入恢复相，南半球的 Δ斜向总电子含量值更快地回落至零附近，且在某些情况下相对于弧段起始参考值变为负值；相比之下，北半球中低纬度的正向扰动持续时间明显更长。这一模式清楚地表明，磁暴期间电离层响应存在显著的南北半球不对称：北半球正暴更强、持续时间更长，而南半球正暴相对较弱且衰减更快。

鉴于背景变化迅速且存在半球不对称性，我们考察磁暴期间的行进扰动和不规则结构是否会影响扇区响应。

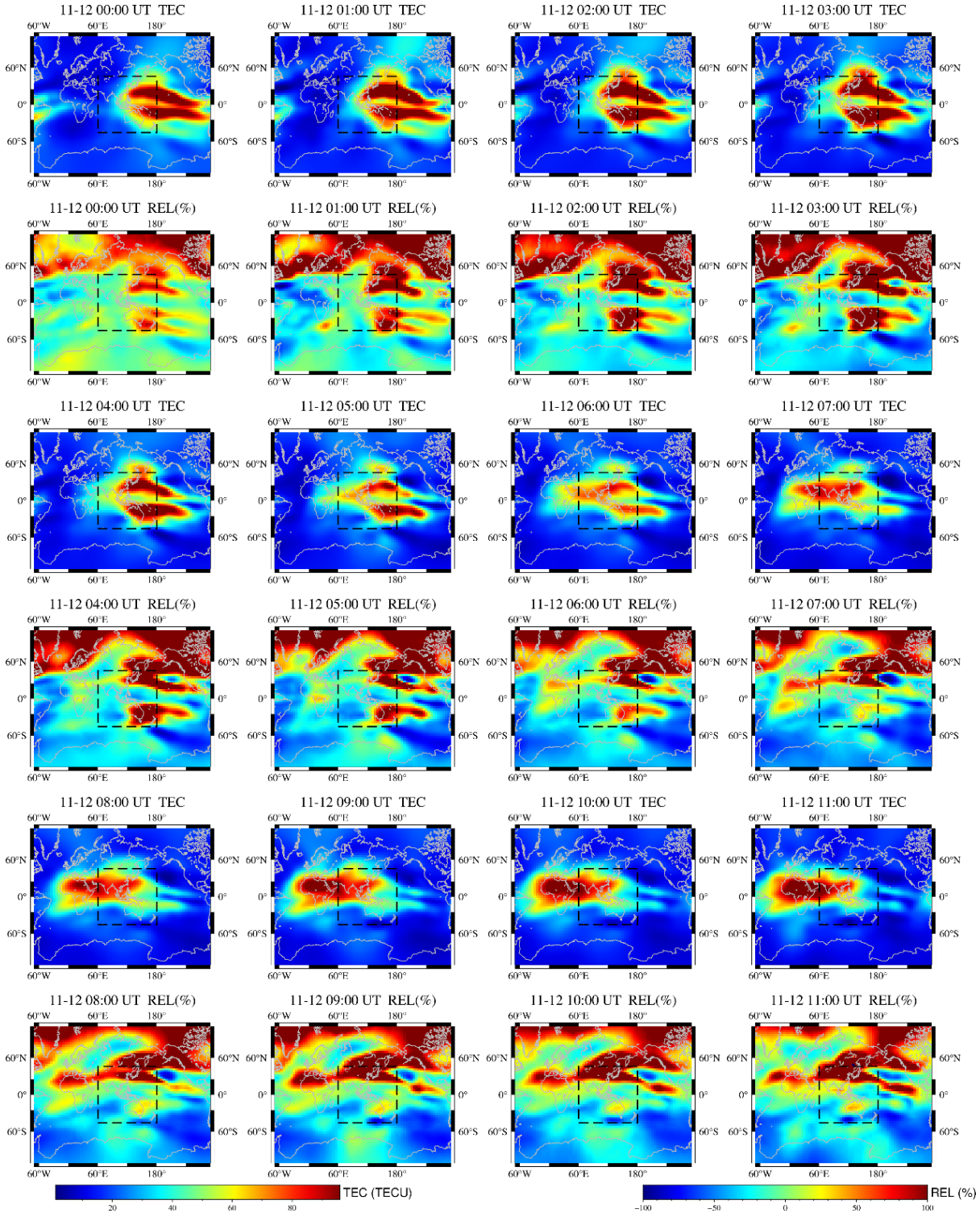

图3：**全球喷气推进实验室全球电离层图总电子含量及相对扰动（Δ总电子含量%，基于27天滑动四分位距背景）在2025年11月12日00–11世界时期间的变化。**每个世界时快照中，上方面板显示相对于经四分位距滤波的中位数背景的总电子含量相对扰动（%），下方面板显示绝对总电子含量（总电子含量单位）。地图采用地方时坐标，突显主相期间日侧主导正暴的迅速形成。其余时段（11月11日00–23世界时及11月12日12–23世界时）的补充全球扰动图见补充信息图S1–S3。

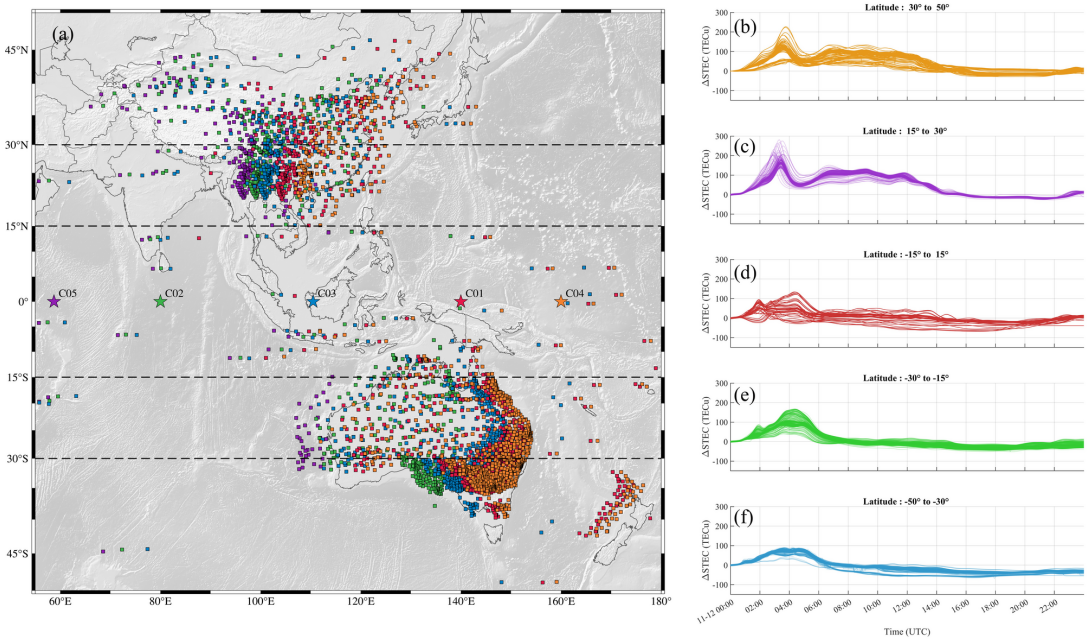

图4：**基于北斗GEO观测的扇区尺度相对斜向TEC变化**。(a) 60–180°E扇区内北斗GEO卫星链路的电离层穿刺点（IPP）分布；虚线表示用于统计的纬度分箱。(b–f) 2025年11月12日（世界时）五个纬度带（30–50°N、15–30°N、 −15–15°、 −30–−15°、 −50–−30°）的 **Δ斜向TEC（总电子含量单位）**时间序列。 ΔSTEC定义为相对于弧段起始参考历元的相对斜向TEC变化（未进行明确的硬件延迟校准），因此不应将其解读为绝对TEC值。地球静止轨道几何构型会产生较长的斜向路径，因此 ΔSTEC幅度可能超过典型的VTEC水平；此处重点关注时间特征、形态特征以及纬度间和半球间差异。

4.3 磁暴期间的扰动：dTEC 地图、ROTI 和克电影传播

全球导航卫星系统派生扰动产品显示，在世界时 ∼1– 6 期间出现强烈且连贯的大尺度行进电离层扰动活动；地图视图中的波前和克电影均表明，主导传播方向为跨赤道由南向北传播，而不规则活动在空间上呈局部集中 [Hunsucker，1982年，Zhang和Wang， 2023]。

4.3.1 地图视图dTEC演变

为描述磁暴期间的大尺度行进电离层扰动活动，使用Savitzky-Golay背景去除和Butterworth低通滤波器（保留周期 >40 分钟），基于区域GNSS网络计算去趋势TEC（dTEC）。随后将dTEC值映射到0.3°×0.3°(纬度×经度)网格，并对每个网格单元内的所有电离层穿刺点取平均，以增强信号可见度并抑制随机噪声。

图5展示了2025年11月12日01:00至06:00 UT期间每隔20分钟的差分总电子含量空间分布快照；完整的时间演变见补充材料影片S1。在这一主相时段内，大尺度行进电离层扰动最为显著，其特征是呈带状、有序分布的正负结构（颜色交替），表明存在相干传播的波前，而非孤立的台站噪声。时段初期，扰动结构首先在南半球中纬度（∼−50° 至 −20°）上空显著出现，随后波前向北延伸，越过低纬度并进入北半球，显示出总体由南向北传播的特征。

在东亚—西北太平洋中纬度地区，部分时段的扰动带对比度尤为鲜明，表明许多电离层穿刺点之间具有很强的相干性。至05:00–06:00 UT，扰动场似乎不再像早期快照那样以大范围连续带状结构为主，这表明相干的大尺度行进电离层扰动活动逐渐减弱或变得零散。

4.3.2 ROTI分布与不规则体背景

为区分波状大尺度行进电离层扰动特征与不规则体相关波动，我们将垂直总电子含量变化率的5分钟滑动标准差计算为TEC变化率指数（ROTI） [Pi 等人，1997年，Cherniak 和 Zakharenkova， 2015] （图6）。在世界时1–6时期间，大多数观测点的ROTI值较低（深蓝色），表明背景电离层相对平滑。然而，局部区域的ROTI值较高（绿色/黄色/红色），表明磁暴期间不规则体活动有所增强，且其空间分布具有结构性，并非均匀分布。

较强ROTI斑块出现的时间与差分总电子含量波前明显可见的部分时段重叠，但ROTI增强区域的空间范围比宽广的差分总电子含量波前更局部。这一观测支持如下解释：图7中的克电影条纹代表相干的行进扰动，而非仅由不规则体驱动的波动。

4.3.3 纬度—时间克电影与传播特征

为揭示大尺度行进电离层扰动的纬度—时间演变及其传播方向，我们对每个纬度和时间点上60–180°E经度范围内网格化的差分总电子含量取平均，构建了克电影（图7）。最显著的特征是世界时 ∼1–6期间出现了强烈且连贯的对角带状结构（正负扰动交替），表明存在具有明显纬度—时间演变的大尺度行进扰动。

这些斜条纹通常从南半球中纬度的较早时间向北半球纬度的较晚时间倾斜，这与跨越

赤道的由南向北传播占主导一致。此处，“由南向北”指从南半球中纬度向北半球传播（即远离可能的南半球高纬度源区），而非由北方产生并向南传播的波。在南半球中纬度（$\sim -50^\circ$ 至 -20°），扰动最先出现且振幅较强，表明该区域更接近扰动源，或较早受到外部强迫。随后，扰动以稳定的倾斜方向向北传播，越过赤道并进入北半球中低纬度（0–40°N），在多个纬度带之间保持良好相干性。

在赤道区域（$\pm 10^\circ$）附近，条纹对比度有所减弱，表明其可见度或相干性降低。这种衰减可能反映了赤道电离异常相关的强背景梯度；这些梯度会掩盖振幅相近的扰动信号，而非表明扰动传播已经终止。

在世界时 ~ 8 之后，克电影中的扰动特征变得更弱、更零散，表明后期阶段的相干性和/或振幅有所降低。从“强而相干的传播波列”转变为“微弱而散布的残余扰动”，与区域总电子含量从主相增强状态逐渐恢复的过程同步发生。

为阐释这些扰动与积分总电子含量增强之间的关系，接下来我们利用独立的峰值和顶部测量来约束磁暴期间的垂直结构。

4.4 Ve垂直结构约束：Swarm、掩星观测和电离层测高仪观测 s

Swarm 原位电子密度、掩星反演的 NmF2/hmF2 以及电离层测高仪 foF2/h′F2 一致表明，磁暴期间的增强以密度主导为特征，没有出现相干的扇区尺度峰高抬升 [Xiong等，2016，Paccagnella等， 2020]。

4.4.1 Swarm顶侧电子密度响应

为从电离层顶部的视角考察磁暴期间电离层响应，我们分析了 Swarm A/B/C EFI L1B 电子密度（Ne）数据，时间范围为世界时 0–6，覆盖 60–180°E 扇区内连续三天：11月11日（磁暴前）、11月12日（磁暴主相）和11月13日（磁暴后）（图8）。

11月11日（世界时 0–6），电离层顶部的电子密度相对稳定，在低纬地区呈现典型的背景分布；中高纬度未见明显增强或异常结构，从而建立了可靠的宁静日基线。

在磁暴主相日（11月12日，世界时 0–6），Swarm卫星观测到中国—澳大利亚扇区中低纬地区出现**显著的电子密度增强**。增强的 Ne 区域沿卫星轨迹呈现连续的高密度值，其振幅明显高于磁暴前一天。从空间分布来看，这些增强区域与总电子含量正暴区以及根据全球导航卫星系统观测识别出的活跃大尺度行进电离层扰动区吻合良好，表明磁暴期间的电离层扰动不仅反映在积分总电子含量中，也同时体现在 ~ 450–550 km 高度处的顶侧电子密度结构中。值得注意的是，轨道间振幅变化表明顶侧响应在空间上并不均匀，而非整体均匀抬升。

11月13日（世界时 0–6 时），顶侧电子密度已基本恢复，大多数轨道区段的 Ne 水平接近或低于风暴前背景值，仅残留局部弱增强。这表明顶侧增强具有显著的相位依赖性，与总电子含量和大尺度行进电离层扰动分析中观察到的整体演变一致，即“主相期间最强，恢复期间减弱”。

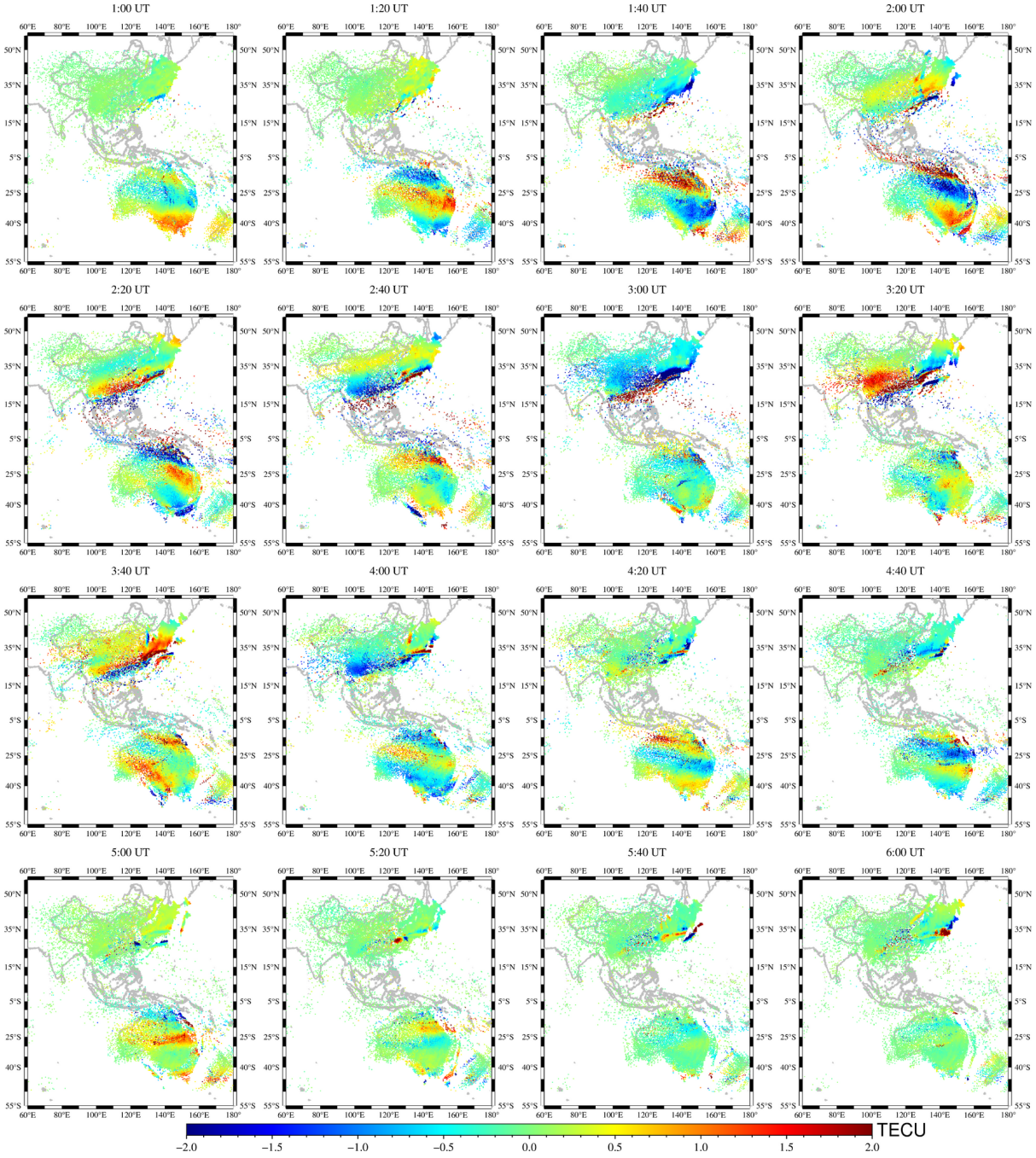

图5：**磁暴主相期间60–180°E扇区内全球导航卫星系统反演的总电子含量扰动（dTEC）的地图演变**。各面板显示2025年11月12日世界时01:00至06:00期间每隔20分钟的dTEC（总电子含量单位）。dTEC由全球导航卫星系统总电子含量时间序列经弧段分割、使用Savitzky-Golay滤波器（二阶，121个采样点窗口）去趋势，再经四阶零相位巴特沃斯低通滤波器处理得到，保留周期 >40 分钟（见方法）。该序列突显了中国—西太平洋—澳大利亚地区连贯传播的类波扰动结构。

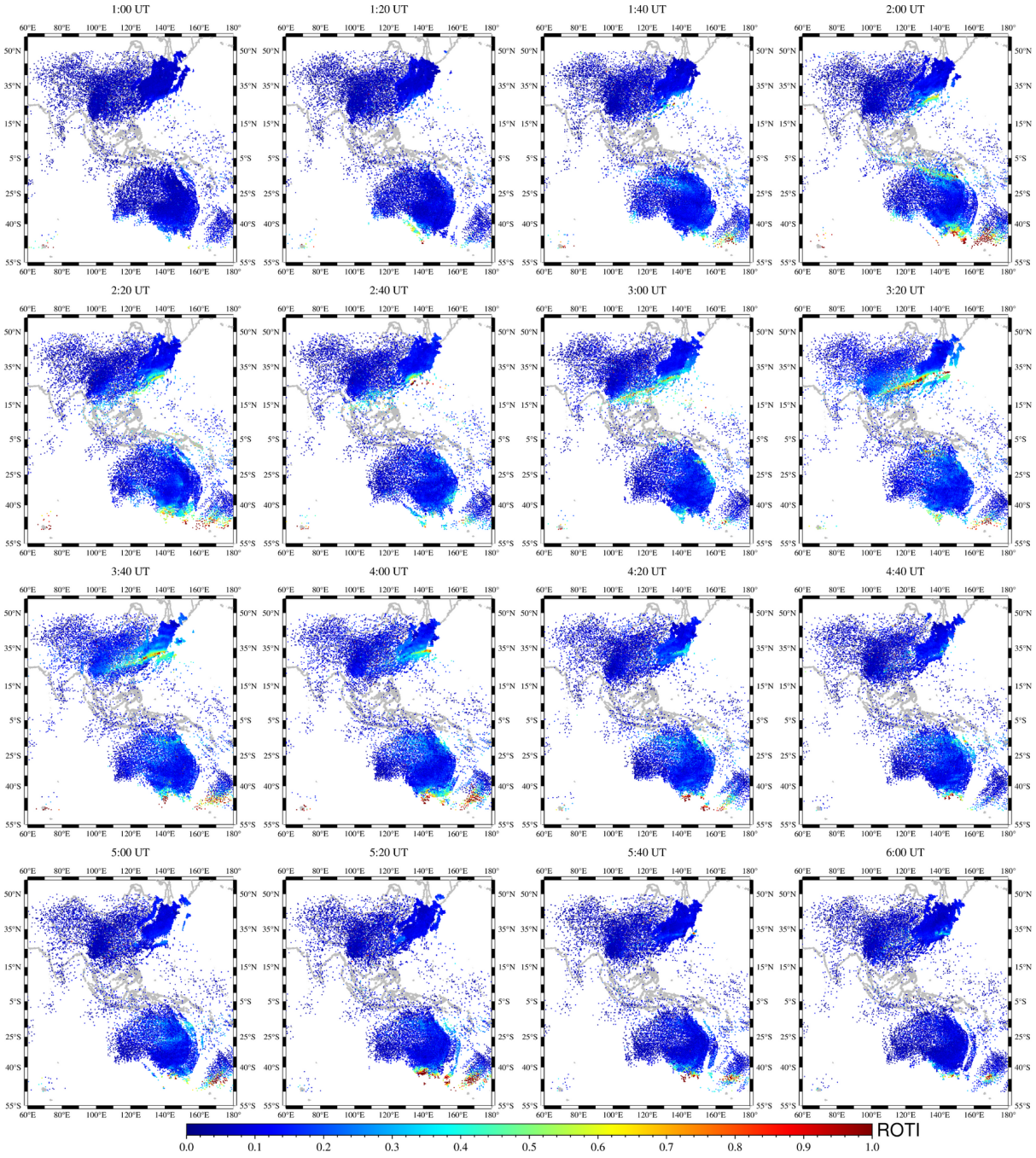

图6：**2025年11月12日世界时01:00–06:00期间，60–180°E扇区内全球导航卫星系统推导的ROTI时空演变**。ROTI以垂直总电子含量变化率（ROT）的5分钟滑动标准差计算，使用30秒间隔的全球导航卫星系统采样数据，并要求每个时间窗口中至少有50%的有效样本（见方法）。各面板按20分钟间隔展示了局部不规则体活动增强，其发生时间与磁暴主相扰动时段相吻合。

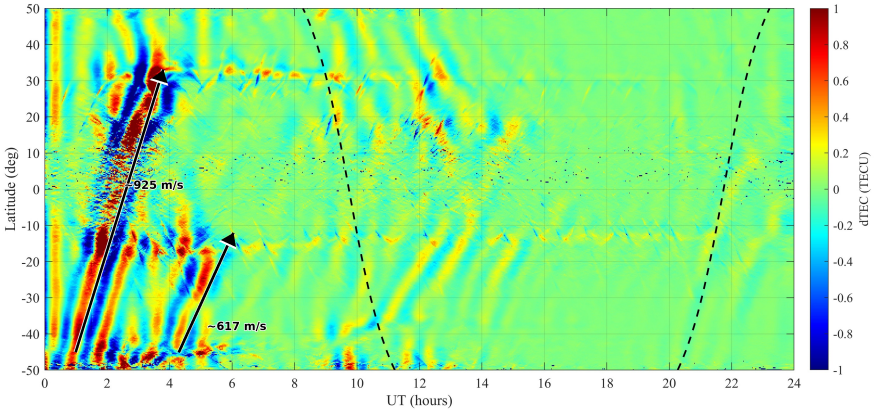

图7：**2025年11月12日全球导航卫星系统反演的总电子含量扰动（差分总电子含量）纬度–时间凯奥图**。差分总电子含量（总电子含量单位）通过对全球导航卫星系统总电子含量进行去趋势处理，并应用Savitzky-Golay滤波器（2阶，121个采样点窗口）和4阶零相位巴特沃斯低通滤波器（保留周期为 >40 分钟）获得。差分总电子含量值映射到$0.3^\circ \times 0.3^\circ$ (纬度×经度)网格，并在每个网格单元内取平均后构建纬度–世界时凯奥图。黑色虚线表示昼夜分界线。世界时 ∼1–6期间连贯的对角带凸显了磁暴期间的大尺度行进电离层扰动活动，其主要传播特征为由南向北（从南半球向北半球）；根据代表性连贯带的斜率估算（图中标注了两条斜率线），条带斜率对应的经向相速度约为600–950米/秒。

4.4.2 无线电掩星对F2层峰结构的约束

60–180°E扇区内无线电掩星（RO）反演得到的F2层峰值高度（hmF2）和峰值电子密度（NmF2）如图 9 [所示（Lei等，2007；Yue等， 2010]）。纬度—时间散点分布显示，在主相时段（世界时0–6时），**NmF2出现了显著增强**，且中低纬地区的增强带在纬向上具有连续性，与总电子含量正暴和Swarm顶部电子密度增强区高度吻合。

相比之下，**hmF2未显示出与NmF2增强相对应的连贯扇区尺度抬升**。大多数无线电掩星事件的F2层峰高主要分布在 ∼220–320 km范围内，时间变化有限。少数廓线显示出短暂的峰高增加（例如，在世界时 ∼04时 ∼20°S附近出现达到 ∼350–400 km的聚集），但这些变化具有局地性，且在不同纬度/时间区间之间并不同步。这一“峰值电子密度显著增强，而峰高总体变化有限”的特征表明，主相响应更突出地表现为F2峰值电子密度增强，而非整个层体持续向上位移。

为评估掩星观测反演结果的统计可靠性，图 9c 展示了每个纬度–时间网格单元（Δt $= 0.5$ h， Δlat $= 5^\circ$）中的射频掩星廓线数量。在主相及其前后时段，中低纬度的采样覆盖连续且充足，证实图 9a–b 所示的 NmF2增强及其纬向连续性具有良好的统计代表性，而非个别廓线或采样不均造成的假象。

4.4.3 电离层测高仪对局地F2层响应的验证

来自中国多个台站的地基电离层测高仪观测，为垂直结构响应提供了独立验证 [Reinisch和Galkin，2011年，Bureˇsov´a等， 2014]（图10）。多个台站记录到主相初期**foF2显著升高**

阶段，部分台站的峰值达到平静时水平的1.5–2倍，表明区域尺度上的F2层峰值电子密度显著增强。这一结果与全球导航卫星系统总电子含量、无线电掩星反演的NmF2以及Swarm顶部电子密度增强在时间和空间上均具有良好的一致性。

与 foF2 的显著变化形成对比的是，**h′F2（虚高）在大多数台站均未出现持续或一致的显著抬升**。尽管个别台站在特定时间出现了短暂的高度增加或零散的数据点，但总体而言，h′F2 主要保持在典型的 ~200–300 km 范围内，其变化幅度明显小于 foF2 的相对变化。这表明，在地基观测尺度上，磁暴期间 F2层的主要响应同样表现为峰值电子密度增强，而非系统性的高度抬升。

4.4.4 综合：密度主导的增强约束

综合掩星观测和地基电离层测高仪的独立观测结果，可得出一致结论：在主相期间（世界时 0–6），60–180°E 扇区的电离层出现了**显著的 F2层峰值电子密度增强，而峰值高度指标（hmF2/h′F2）并未随电子密度变化而同步整体抬升**。这一垂直结构特征与总电子含量正暴、北斗地球静止轨道斜向总电子含量增强以及 Swarm 顶部电子密度增加的结果相互印证，表明磁暴期间电子含量的增加主要是通过电子密度增强实现的，而非简单的全层抬升。

这一观测约束为机制解释提供了关键基准：对该事件正暴特征的任何解释，都必须同时说明“峰值电子密度显著增强”与“整体峰高变化有限”。

最后，我们根据高频多普勒测量评估磁暴期间的电离层动力学，并结合南半球热层成分变化来探讨南北半球的不对称性。

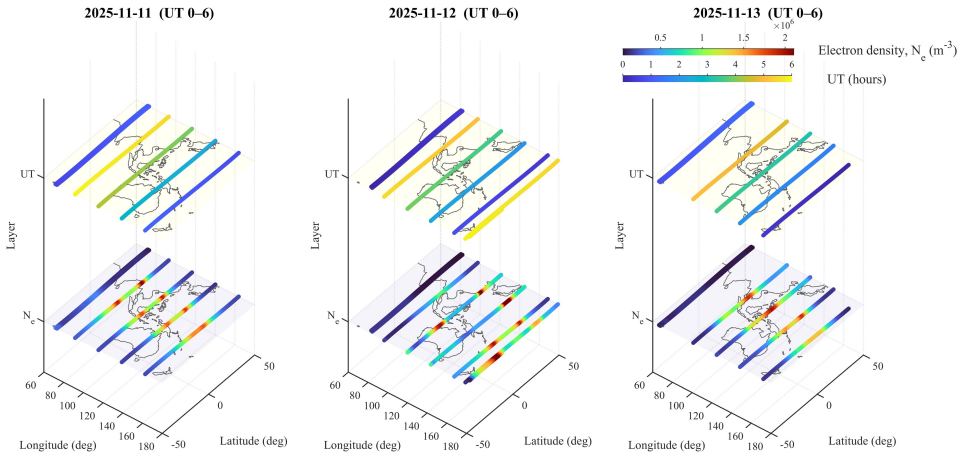

图 8：**磁暴期间（世界时 0–6 时）的 Swarm卫星原位顶部电子密度**。图中显示了 Swarm A/B/C EFI L1B 的电子密度 Ne (m^{-3})，沿 60–180°E 范围内的卫星轨迹绘制，分别对应 2025年11月11日（磁暴前）、2025年11月12日（磁暴主相）和 2025年11月13日（磁暴后），时间均为世界时 0–6 时。Swarm 在 ~450–550 km 高度采样电离层顶部（通常接近或高于 F2 峰）。上层显示各条轨迹上的世界时采样情况，下层显示同一轨迹上的 Ne，突出呈现了磁暴日明显的顶侧电子密度增强。

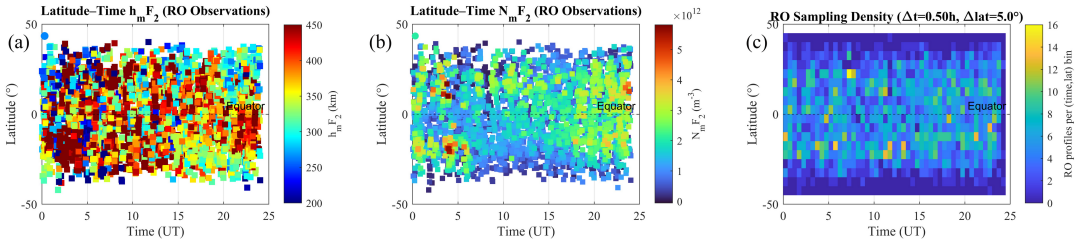

图9：**无线电掩星对60–180°E扇区F2层峰值结构的约束**。(a) 2025年11月12日，基于60–180°E范围内的射频掩星廓线，展示射频掩星反演hmF2（km）的纬度–世界时分布，以及(b) NmF2（m^{-3}）。(c) $\Delta t = 0.5$ h和 $\Delta lat = 5°$范围内的无线电掩星采样密度（每个区间内的廓线数量）。世界时0–6时期间的NmF2增强为总电子含量正暴提供了垂直结构对应特征，而hmF2变化则相对有限且分布不均。

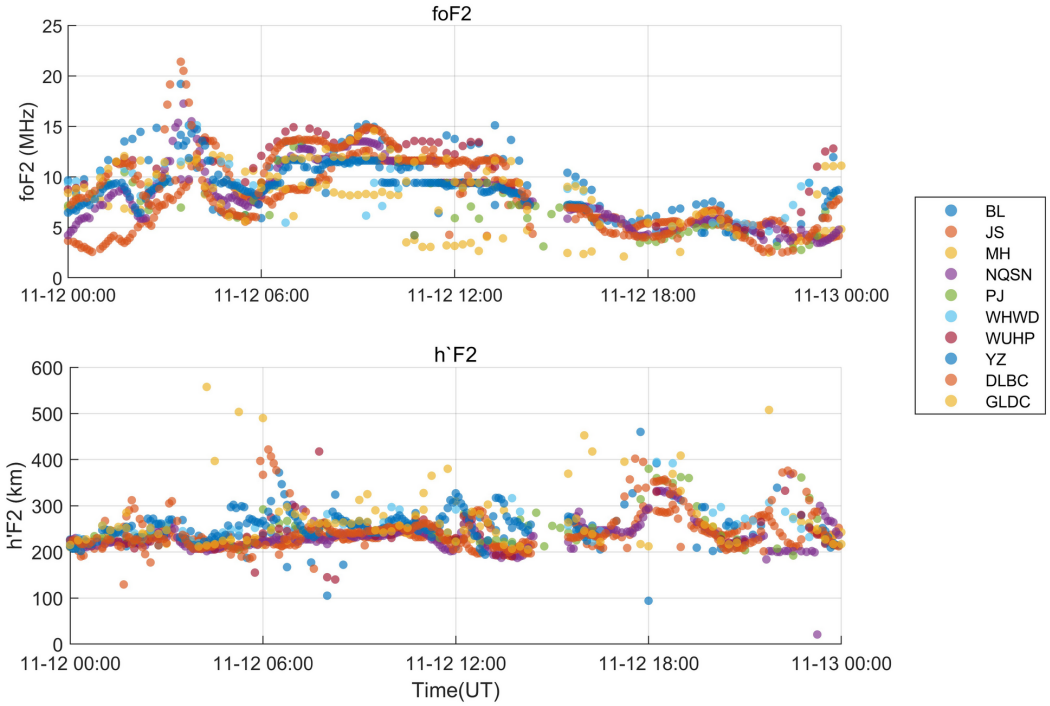

图10：**2025年11月12日磁暴期间中国的电离层测高仪观测所示F2层响应**。(上) 多个电离层测高仪站（图例）的foF2（兆赫）和(下) h′F2（km），按世界时绘制，时间范围为11-12 00:00至11-13 00:00。磁暴主相期间foF2增强，为F2层峰值电子密度升高提供了独立证据；而各站的h′F2变化相对有限，且没有一致的系统性变化。

4.5 Re反射区域动力学与热层成分的制约 ts

多站高频多普勒记录显示，最强且持续时间最长的振荡出现在世界时 6–24 时，晚于世界时 0–6 时总电子含量/大尺度行进电离层扰动的峰值；与此同时，GUVI 观测表明，南半球 O/N_2 在风暴日下降，且恢复延迟 [Lastovi˘cka，2006年，Zhang 等人， 2004]。

4.5.1 高频多普勒动力学与时间特征不匹配

为从反射区域运动的角度刻画磁暴期间的电离层动力响应，我们分析了多个台站的高频多普勒观测（图11）。多普勒频移（Δf）主要反映电离层反射区域（通常位于 F层底侧/峰值附近）的视线方向运动信息，因此，快速振荡以及正负交替表明电离层垂直运动增强，且传播扰动对反射高度产生调制。

在磁暴主相期间（世界时 0:00–6:00），大多数台站的多普勒频移和等效速度相较于背景水平已明显增强，表现为“扰动开始出现，但持续强烈的振荡尚未达到最显著的程度”。世界时 0–6 时期间，部分台站出现间歇性振荡、瞬态尖峰或微弱的准周期性波动，表明主相能量输入已触发电离层反射区域的运动响应。

然而，**更显著且持续时间更长的多普勒扰动通常出现在世界时 6:00 之后，并持续至 24:00**。多个台站（如 BOLU、WCWD、SZNS、SZZD、XGJL、CHYA）在世界时 6–24 期间呈现出更强的正负摆动、更大的振幅，以及持续时间更长的成组振荡结构，表明这一时段电离层反射区域的垂直运动和波动过程更为剧烈且持久。这一时段扰动增强所表现出的站间同步性说明，这并非单站噪声或偶然出现的异常值，而是一种区域尺度的相干动力学特征。

这种“多普勒最强阶段滞后”的现象，与 GNSS 总电子含量/大尺度行进电离层扰动在主相早期（世界时 0–6）最强的情况形成了重要对比：**世界时 0–6 更显著地表现为总电子含量的快速建立和大尺度波前（差分总电子含量千鸟图），而世界时 6–24 更显著地表现为反射区域高度的强烈波动和振荡**。换言之，总电子含量和多普勒响应在时间上不一定同步：总电子含量的显著变化可能源于电离层整体电离增强或输运，而多普勒对反射高度附近的垂直运动和小尺度波动更为敏感，其最强阶段可能滞后于总电子含量峰值相位。

4.5.2 南半球热层成分约束

为约束磁暴期间电离层响应所对应的热层中性成分条件，我们分析了研究扇区内连续三天（年积日315–317）的 TIMED/GUVI 反演 O/N_2 比值数据 [Meier 等，2005年，Crowley 等 2006]（图12）。由于在此观测时段内北半球的 GUVI 覆盖范围有限（许多像素缺少数据），以下分析主要聚焦于南半球中低纬度（约 0–30°S）。

在风暴前日（年积日315），南半球中低纬度的 O/N_2 呈现出较为平滑的纬度分布特征，整体数值处于中等水平，代表热层成分状态相对平静。

在磁暴主相日（年积日316），南半球中低纬度的O/N_2呈现**显著降低**，表现为一条沿纬度延伸的低值带，覆盖约5–30°S，并在经度方向横跨中国—澳大利亚区域。

与磁暴前状况相比，该区域的O/N_2降幅显著，表明磁暴期间相对于原子氧，分子组成有所增强——这是一种在该区域具有强空间一致性的成分扰动。

在磁暴后的次日（年积日317），与年积日316相比，南半球中低纬度的O/N_2有所恢复，但整体数值仍低于磁暴前的背景水平，低值区依然清晰可见。这表明，磁暴引发的南半球中低纬地区成分扰动持续时间较长，且恢复缓慢。

4.5.3 组分与半球不对称性的关联

南半球的综合观测表明，磁暴期间 60–180°E 扇区的热层成分扰动主要表现为**南半球中低纬度 O/N_2 显著降低且恢复缓慢**。这一成分背景特征为理解南半球的电离层响应提供了重要约束：在主相阶段，尽管南半球澳大利亚扇区在早期也出现了与北半球共轭的电离层正向增强，但较低的O/N_2条件有利于加速复合过程，从而限制正暴幅，并促使其相较于北半球更快衰减。

因此，TIMED/GUVI O/N_2观测表明，至少在可观测的南半球中低纬地区，磁暴期间的热层成分扰动可能影响了电离层响应的强度和衰减。由于该时段 GUVI 在北半球的覆盖范围有限，无法直接进行北半球对比。

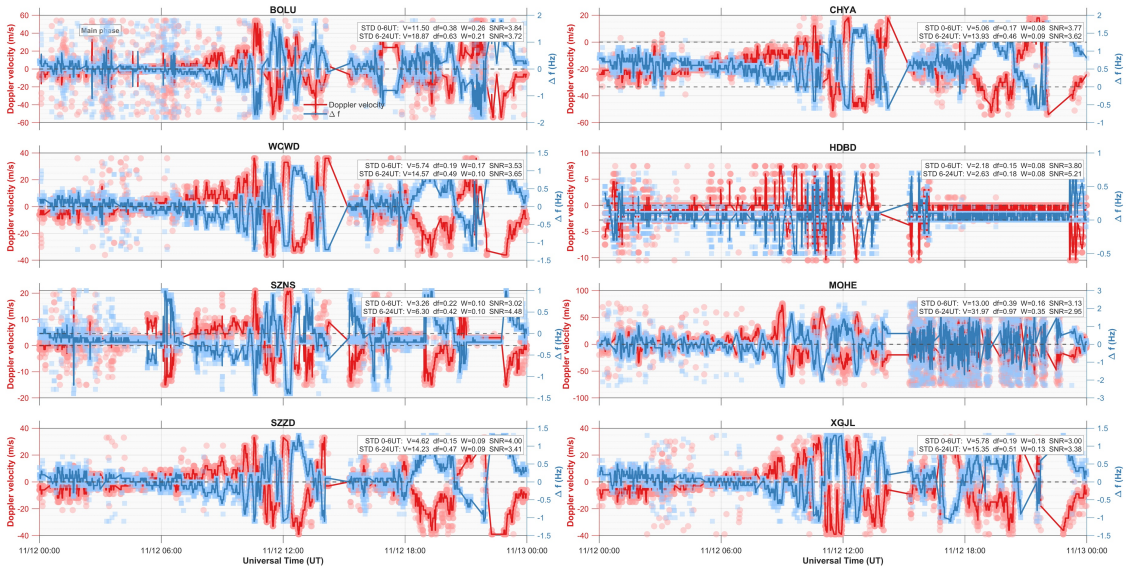

图11：**2025年11月12日电离层动力响应的多站高频多普勒观测**。对于每条站点链路（标题），图中显示了从11月12日00:00至11月13日00:00的世界时范围内，多普勒频移 Δf（蓝色，Hz；右轴）和等效多普勒速度（红色，m s^{-1}；左轴）的变化。数据依据信噪比、谱宽以及（如有）质量标志标准进行质量控制，并采用稳健离群值剔除方法（>6×中位数绝对偏差）；图中还显示了2分钟滑动中位数曲线以供参考。插图分别汇总了世界时0–6时和6–24时的扰动强度（例如，标准差），突出显示后一个时段更强且持续时间更长的振荡。

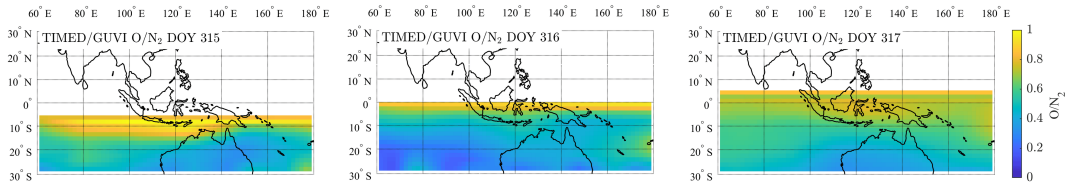

图12：**TIMED/GUVI热层成分代理指标（O/N_2）在60–180°E扇区的分布**。图中展示了年积日315（2025年11月11日）、年积日316（2025年11月12日）和年积日317（2025年11月13日）的GUVI反演O/N_2 日图。由于这一时段北半球的GUVI覆盖范围有限，解读重点放在南部低至中纬度（约0–30°S），该区域的O/N_2 在磁暴日下降，且次日未能完全恢复。

5 讨论

上述多仪器观测全面展现了2025年11月12日至13日磁暴期间的电离层响应，揭示了若干值得从物理角度解读并与以往事件进行比较的特征。我们围绕几个关键机制途径展开讨论——电动力强迫、行进扰动传播、垂直结构约束、半球不对称性以及观测方面的考量，并着重指出四项主要发现：（1）密度主导与高度抬升约束；（2）南向北 LSTID 传播；（3）TEC与多普勒时序不匹配；（4）成分控制对半球不对称性的影响。

尽管本研究聚焦于单次事件，但若干结果最适合被视为可在其他磁暴和数值模型中检验的多观测约束。这一表述与近期观点一致，即强调通过日益综合的诊断，研究耦合过程、观测和模型中的电离层变化 [Radicella,2026]。具体而言，密度与高度的联合证据、早期阶段一致的行进扰动，以及积分总电子含量与反射区域动力学之间的时间偏移，共同构成了一组观测关系，任何拟议的机制都应能够重现这些关系。与此同时，详细的时空形态和半球差异预计会受到磁暴强迫、背景状态以及地方时/经度配置的影响，因此可能部分具有事件特异性。

5.1 电动力强迫与正暴的快速建立 nt

主相期间（世界时 0–6）迅速形成日侧主导正暴，这与经典的快速穿透电场（PPEF）机制相符。该机制认为，强南向行星际磁场驱动磁层对流，并迅速向低纬度穿透，从而增强日侧的向东电场并强化赤道喷泉效应 [Fejer 等，1979年，Tsurutani 等， 2004]。观测到的低纬度至中纬度范围内超过 50–100% 的总电子含量增强（图3），以及赤道电离异常结构的增强（图3），都是快速穿透电场驱动电离层抬升和等离子体向极输运的典型特征[Mannucci 等，2005年，Balan 等， 2010]。

磁暴期间电场的经验模型表明，在南向行星际磁场转向之后，初始的快速穿透电场响应可持续 1–2 小时 [Fejer 和 Scherliess， 1997]，，之后由磁暴增强的热层风驱动的扰动发电机电场（DDEF）将变得日益重要 [Blanc 和 Richmond， 1980]。60–180°E 扇区内总电子含量增强的时间演变（在世界时 1–4 左右达到峰值，随后逐渐减弱）在定性上与这一快速穿透电场—扰动发电机电场转换框架相符。

BeiDo 地球静止轨道观测为该经度扇区尺度 le

的低至中纬度响应提供了互补的时间特征约束。在北半球 30–50°N 和 15–30°N 纬度带， ΔTEC 在世界时 02:00–04:00 期间出现明显峰值（图4b–c），早于该经度扇区赤道电离异常日变化峰值的典型地方时。这种提前出现的峰值与主相早期低纬度向东电场迅速增强的情况一致；这可能会加强赤道喷泉效应，并促使赤道电离异常峰提前形成。世界时 6 时之后，后续演变则更符合穿透电场减弱以及恢复至背景日变化驱动的情形。

除显著的日侧增强外，全球电离层地图扰动图还显示，在某些世界时快照中，显著的正扰动可延伸至较高纬度的夜侧（图3）。这一分布可能反映了磁暴增强的磁层对流及其相关等离子体输运路径；在强耦合条件下，这些路径可将高密度等离子体从高纬度重新分布至中低纬度。

我们观测到的一项关键观测约束是，该正暴主要由密度主导，并未出现连贯的扇区尺度峰值高度抬升。无线电掩星数据显示，NmF2增强至平静值的1.5–2倍（图9b），而hmF2基本保持在220–320 km范围内，未出现同步上移（图9a）。地基电离层测高仪观测也证实了这一特征：foF2显著增强，而h′F2的变化相对有限且缺乏系统性（图10）。这并不排除短暂或局地的抬升特征，但表明在主相期间，持续的高度上升并非扇区尺度上的主导特征。由此得到的“密度升高，高度相对不变”这一约束，有别于经典的超级喷泉图景；在后者中，密度增强与显著的电离层层抬升会同时发生 [Tsurutani et al., 2004]。

与此前强烈磁暴的比较可提供更多背景信息。在2003年10月万圣节磁暴期间，Mannucci 等人 [2005] 报告称，部分地点的总电子含量增强超过 250%，hmF2 抬升达 >100 km。类似地，2024年5月超级磁暴期间，赤道电离异常扩展至异常高纬度，并伴有显著的高度变化 [Astafyeva 等人， 2025, 2024]。相比之下，2025年11月事件产生了幅度相近的正相增强，但高度响应明显较弱。这表明，尽管电动力强迫足够强劲，能够驱动显著的电离增强，但垂直再分布过程——无论是通过经向风变化、相互竞争的成分效应，还是背景状态条件——都未能产生其他事件中观察到的显著电离层抬升。

“密度主导而高度响应较弱”的特征凸显了这一事件中一个重要的机制难题。一种可能的解释是，快速穿透电场驱动的输运和喷泉效应增强迅速提高了低纬等离子体密度，而其他效应（例如不断变化的中性风、逐渐形成的扰动发电机电场，以及会改变损失率的磁暴期间组分变化）则限制了中低纬度范围内持续且覆盖整个扇区的 hmF2 抬升。这种解释并不排除短暂或局部的抬升特征，但强调主相期间占主导地位的扇区尺度特征是电子密度增加，而非持续的、遍及整个电离层层体的高度增加。

与这一垂直结构解释相关的其他顶侧探测证据见补充信息（文本 S2 和图 S4–S5），其中展示了 Ionosfera-M 任务在 $\sim$820 km 处观测到的电离层顶部磁暴期间变化 [Pulinets 等, 2026]。

5.2 南向北 LSTID 传播与中性大气扰动

凯奥图分析（图7）显示，在世界时 ~1–6期间，大尺度行进电离层扰动呈现出显著的由南向北（从南半球向北半球）传播模式，连贯的对角带状结构从南半球中纬度延伸穿过赤道

进入北半球中纬度。这一传播方向及其紧随主相期间增强的极光电急流活动之后出现的时间特征，与高纬度南半球通过极光过程相关的焦耳加热和粒子加热产生大气重力波（大气重力波）及行进大气扰动（行进大气扰动）的机制一致 [Hun- sucker, 1982年, Hocke and Schlegel, 1996]。换言之，观测到的“由南向北”特征与大尺度行进电离层扰动从可能位于南半球的高纬度源区传播开来，并在强驱动作用下穿过赤道的情形一致。

针对亚洲扇区磁暴期间大尺度行进电离层扰动的统计研究表明，周期大于40–60分钟、相速度为400–700 m/s，是源自极光纬度并向赤道方向传播的扰动的典型特征 [Tsugawa and Saito, 2004, Ding 等, 2007]。图7中的克电影条纹倾角表明，根据具有代表性的相干条带（标注的斜率线），经向相速度约为 ∼600–950 m/s，接近典型磁暴期间大尺度行进电离层扰动速度的上限。鉴于条纹选择和空间平均存在不确定性，这一数值应视为基于斜率的粗略估计。扰动波前越过赤道的现象也与以往观测结果一致：在足够强的驱动条件下，大尺度行进电离层扰动可以跨越磁赤道传播 [Shiokawa et al., 2005, Otsuka et al., 2004]。

此次事件中由南向北传播占主导，可能与季节性配置有关。十一月中旬（南半球晚春）时，极涡结构和背景热层环流有利于有效地产生向南传播的扰动，并使其随后向北传播。先前研究指出，大尺度行进电离层扰动传播方向的季节性分布具有半球差异，这与背景风场模式有关 [Zhang和Wang, 2023]。相比之下，2003年10月万圣节磁暴发生在更接近秋分的时段，其大尺度行进电离层扰动呈现出更为复杂的多方向传播模式。

地图视角的差分总电子含量快照（图5）显示出排列有序的波前结构，并伴有正负扰动交替出现；而除局部斑块外，ROTI 始终相对较低（图6）。这一空间分布表明，世界时 1–6 时段的主要扰动特征来自相干行进波，而非不规则性驱动的波动，因此增强了对传播中的大尺度行进电离层扰动进行千幅图解读的可信度。

5.3 总电子含量增强与高频多普勒振荡之间的时间偏移

一个值得注意的发现是，总电子含量／大尺度行进电离层扰动活动的峰值（世界时 0–6 时）与最强的高频多普勒振荡（世界时 6–24 时）之间存在时间错位。在主相早期，积分总电子含量迅速增强，大尺度行进电离层扰动波前也最为相干，但高频多普勒记录仅显示中等程度的扰动。相反，世界时 6 时之后，随着总电子含量开始逐渐恢复、大尺度行进电离层扰动的相干性减弱，高频多普勒特征显著增强并持续更久（图11）。

高频多普勒链路在两个世界时段的地方时背景也有所不同。八条链路位于东经111.8–122.6°（补充信息表S1），对应的地方时偏移 ΔLT为7.45–8.17小时（LT ≈ UT + ΔLT）。因此，世界时0–6时对应LT ∼07:30–14:10（当地上午至下午早些时候），而世界时6–24时则涵盖LT ∼13:30–08:10（从当地下午延续至夜间，并跨越午夜）。因此，后一时段越来越多地覆盖日落后条件；在这种条件下，电导率梯度和扰动发电机相关电动力学可能会调节反射区动力学，并有利于产生更强的多普勒振荡，即使积分总电子含量响应正在减弱。

这一时间偏移可以通过认识到总电子含量（TEC）和高频多普勒采样的是电离层响应的不同方面来理解。总电子含量代表垂直积分的电子含量，会直接响应由电场、组分和输运过程驱动的大尺度电离变化。相比之下，高频多普勒频移主要对反射高度附近的垂直运动和折射率变化敏感（通常

位于F区底部至峰值附近），因此可用于追踪波动引起的高度起伏和较小尺度的扰动 [Davies 和 Baker, 1966年, Lastovi˘cka, 2006]。

在世界时 0–6 时段，主导过程是总电子含量增强的快速电动力学增强。这会表现为强烈的总电子含量变化信号（如克电影中所示），但如果电子密度的垂直变化相对均匀，则未必会产生较大的多普勒频移。世界时 6 时之后，随着驱动电场减弱，而中性大气扰动仍持续传播并与电离层相互作用，反射高度处持续的波活动会产生持久的多普勒振荡，即使总体总电子含量水平已开始恢复 [Galushko 等人， 2003]。

这一解释可通过定性的风暴阶段时间线来阐述。在主相早期，快速能量输入和即时电动力强迫可通过大尺度输运和电离增强（快速穿透电场主导的条件）引起显著的总电子含量变化；而随后的时段则可能越来越受中性动力学和延迟的电动力响应（例如扰动发电机）影响，即使积分总电子含量响应逐渐减弱，这些过程仍能维持波活动和反射高度振荡。此外，早期连贯的大尺度行进电离层扰动（大尺度、区域连贯的特征，在总电子含量中尤为明显）与后期多普勒振荡（反射高度处可能出现更大的垂直速度扰动）的主导波周期和垂直结构可能有所不同，这也会进一步造成观测到的时间偏移。

这一发现对空间天气监测具有重要意义。基于全球导航卫星系统的总电子含量观测与高频多普勒测高仪提供了互补信息：总电子含量反映电离层的整体状态和大尺度行进扰动，而高频多普勒对特定高度上的局地动力学和波活动更为敏感。因此，要全面表征磁暴期间的电离层扰动，宜采用能够同时捕捉这两方面信息的多技术联合观测。

5.4 半球不对称性与成分控制对南半球衰减的影响

北半球正暴强于南半球对应事件且持续时间更长，这种显著的半球不对称性是此次事件的一个关键特征。北斗地球同步轨道观测显示，北半球中低纬度（30–50°N）的斜向总电子含量峰值 Δ为150–250总电子含量单位，正扰动持续 >12小时；相比之下，南半球中纬度（−30 至 −50° S）的峰值仅为50–150总电子含量单位，正相持续约4–6小时后便迅速衰减（图4）。

除了更快的衰减外，部分南半球链路在后期还呈现出 Δ斜向总电子含量 <0，表明电子含量低于弧段起始参考值。由于Δ斜向总电子含量是通过弧段起始归一化定义的，而非相对于平静时基线，因此这类负偏离并不一定意味着绝对总电子含量低于暴前气候条件；它们也可能反映了总电子含量从磁暴增强后的弧段起始水平下降。尽管如此，恢复时段的全球电离层图总电子含量百分比图（补充信息图S1–S3）显示，南半球中纬度可能转为较弱增强或局部负扰动，这与该扇区部分区域的快速衰减以及相对于平静时背景可能出现的耗减相一致。

TIMED/GUVI观测为解读这种不对称性提供了成分背景。南半球中低纬度的 O/N_2 比值在磁暴日（年积日316；图12）显著降低，表明分子组成增强（N_2 相对于 O 的含量升高），且这一状况持续到恢复日（年积日317），尚未完全恢复至磁暴前水平。这种 O/N_2 耗减与离子-电子复合加速相一致；涉及 N_2 和 O_2, 的损失过程增强会导致复合加快，进而倾向于限制正向暴幅并促进更快衰减 [Rishbeth et al., 1987, Burns et al., 1991]。

理论研究和建模研究已证实，磁暴增强的热层环流会将富含分子成分的空气从高纬度输运至低纬度，这种成分扰动通常在数小时的时间尺度内向赤道方向传播 [Fuller-Rowell et al., 1994, Burns et al., 1991]。背景成分的季节性不对称使情况更加复杂：十一月时，南半球正值晚春并趋近夏季，此时其背景 O/N_2 比值已低于处于冬季的北半球 [Fuller-Rowell et al.,1996]。这种原有的半球组分差异可能使南半球在磁暴引发 O/N_2 进一步降低时，更容易出现较快的正暴衰减。

与其他事件的比较支持了成分的重要性。在2003年10月万圣节磁暴期间，GUVI观测显示，两个半球的 O/N_2 均下降超过50%，相关负相磁暴阶段持续数日 [Crowley等，2006年，Meier 等， 2005]。2015年圣帕特里克节风暴也表现出显著的半球不对称性，并与成分变化有关 [Astafyeva 等， 2015]。在本次事件中，这种不对称性与成分变化加快南半球衰减的作用相符，南半球同时承受磁暴诱发和季节性 O/N_2 耗减的“双重负担”。

需要指出的是，在此观测时段内，GUVI 对北半球的覆盖有限，因此无法直接比较南北半球 O/N_2 的变化。因此，对半球不对称性的成分解释依赖于南半球观测、理论预期和季节气候态。

约束与模糊之处。多仪器联合数据集提供了若干可靠约束，但部分归因途径仍未得到充分厘清：

- 约束条件： (i) 通过连续北斗GEO链路获得的扇区尺度相对TEC响应存在显著的半球差异（图4）；(ii) 在独立仪器的观测中，出现密度主导的增强，而hmF2/h′F2不存在一致的扇区尺度抬升（图8–10）；(iii) 早期阶段存在一致的大尺度行进电离层扰动，并呈现由南半球向北半球的传播（图5–7）；以及(iv) 早期总电子含量／大尺度行进电离层扰动活动与后期高频多普勒振荡之间存在时间偏移（图11）。
- 不确定性： (i) 北半球GUVI覆盖范围有限，无法直接比较磁暴期间的半球间成分变化；以及(ii) 利用现有的成分和电动力学约束，无法对电场不对称与中性风不对称对半球差异的相对贡献进行定量区分。

5.5 北斗地球同步轨道观测的独特价值与观测局限性

北斗地球同步轨道卫星链路为磁暴期间电离层监测提供了独特优势，可作为传统GNSS观测的补充。地球静止轨道链路具有几何稳定性——卫星相对于自转地球保持固定位置——因此能够对特定经度扇区进行连续时间采样，不受MEO星座观测固有的昼夜地方时漂移影响 [Liu 等人， 2019]。如图4中一致的纬度带状分布所示，这种稳定性对于追踪磁暴期间增强及半球不对称性的演化尤为重要。

用于计算 Δ斜向总电子含量（STEC）的弧段起始归一化方法侧重于相对变化，同时避免进行绝对总电子含量校准；而后者需要谨慎处理差分码偏差（DCB），对于地球静止轨道卫星而言，可靠确定这些偏差颇具挑战。该方法适用于表征磁暴期间的变化，但无法提供绝对总电子含量值。

解读所呈现的结果时，应注意若干观测局限。首先，此次事件期间北半球的GUVI数据有限，无法直接比较两半球的O/N_2，因此对组分的解读主要限于南半球观测结果。此外，由于未明确去除硬件延迟，北斗 ΔSTEC（斜向总电子含量）值反映的是相对于弧段起始时刻的变化，而非绝对总电子含量，因此可能会给跨站比较带来基线不确定性。

方法学方面的考量同样值得关注。Savitzky-Golay去趋势和巴特沃斯低通滤波器的参数（窗口长度、截止周期）会影响提取出的扰动振幅和周期；虽然40分钟的截止周期能够保留大尺度行进电离层扰动的特征，但不同的参数选择可能会突出不同的空间尺度。此外，电离图中的虚高 h′F2 与真实 hmF2 存在差异，这是由射线传播效应造成的，尤其是在梯度较强的扰动条件下；而射频掩星反演hmF2能够更直接地估算峰高，但空间采样较稀疏。COSMIC-2 和 FY-3E GNOS 在不同纬度和时间的采样密度各异，部分区域在特定磁暴阶段的廓线覆盖有限。最后，根据纬度—时间克电影拟合斜率以确定大尺度行进电离层扰动的相速度，会受到统计不确定性的影响，而这种不确定性取决于斜向条纹的连贯性和对比度。

尽管存在这些局限，多仪器观测结果的一致性——总电子含量、原位电子密度、射频掩星廓线、电离层测高仪和高频多普勒均显示出连贯的磁暴期间响应——增强了我们对研究结果的信心。全球尺度（全球电离层图）、扇区尺度（北斗地球同步轨道）和局地（电离层测高仪、高频多普勒）观测相结合，使得交叉验证和机理解释成为可能；仅凭任何单一数据源都无法做到这一点。

6 结论

对2025年11月12日至13日地磁暴（Dst指数最低值 $= -214$ nT）期间60–180°E扇区电离层响应的多仪器观测得出以下结论：

1.**强烈的地磁暴伴随持续的磁层耦合，形成了界定清晰的主相时段（世界时0–6），为协同电离层诊断提供了条件**（图1）。持续的南向行星际磁场、增强的行星际电场以及强烈的极光电急流活动共同构成外部驱动，促使本文记录到的电离层响应得以发生。该事件观测仪器配置完善，可作为研究磁暴期间耦合过程的理想案例；其所在经度扇区拥有密集的多网络观测覆盖。

2. **JPL全球电离层地图总电子含量图揭示了一场日侧主导、具有显著地方时依赖性的正电离层暴**（图3）。主相期间，60–180°E扇区的总电子含量出现强烈正扰动，幅度超过50–100%，增强主要集中在日侧。随后出现的半球间差异表明，仅凭全球平均指数无法推断扇区特定行为；空间天气表征必须考虑地方时和经度结构。

3. **北斗GEO观测量化了磁暴期间TEC响应显著的半球不对称性**（图4）。北半球中低纬度（15–50°N）斜向 ΔSTEC峰值为150–250 TECU，正向扰动持续 >12 小时；而南半球中纬度（−30 至 −50°S）的增强较弱（50–150 TECU），正相仅持续4–6小时，随后迅速衰减。这里的 ΔSTEC表示相对于弧段起始参考历元的斜向总电子含量变化（而非绝对TEC

值）。GEO几何构型提供的连续时间采样在追踪磁暴期间演变和半球间差异方面具有独特优势。

4. 全球导航卫星系统派生扰动产品揭示，在世界时 1–6 时期间出现强烈且连贯的大尺度行进电离层扰动，其主要传播特征为由南向北（从南半球向北半球）传播（图 5、6、7）。凯奥图分析显示，有组织的波前从南半球中纬度穿越赤道进入北半球，这与主相期间南半球高纬度的重力波生成相符。ROTI 升高区域的空间局部性表明，不规则体活动虽有所增强，却不足以解释大范围、连贯的大尺度行进电离层扰动特征，从而证实中性大气扰动为磁暴期间的电离层响应贡献了具有结构性传播特征的成分。

5.来自 Swarm、无线电掩星和电离层测高仪的独立垂直结构观测一致表明，磁暴期间的增强以密度变化为主，不存在连贯的扇区尺度峰高抬升（图 8、9、10）。顶部电子密度、F2 峰电子密度（NmF2/foF2）和积分总电子含量在主相期间均显著增强，而 hmF2 和 h′F2 基本保持在典型范围（220–320 km）内，未出现同步向上位移。可能会出现短暂或局部的高度增加，但这并非主要的扇区尺度特征。“密度上升，高度相对不变”这一约束意味着，仅诉诸持续的全层抬升的机制并不足够；模型必须解释无需持续大尺度高度增加即可导致密度增强的过程。

6. 总电子含量／大尺度行进电离层扰动活动最强的时段（世界时 0–6）与高频多普勒振荡最显著的时段（世界时 6–24）之间存在时间差；南半球 O/N_2 耗减为该半球衰减较快提供了成分背景（图 11、12）。不同可观测量的主导性随相位而变化，这表明主相期间，积分电子含量会迅速响应电动力强迫；而随着中性大气扰动持续与电离层相互作用，反射区动力学则在较晚时段变得最活跃。GUVI 观测到磁暴日南半球中低纬度的 O/N_2 降低，且次日未完全恢复；这与组分变化对磁暴期间总电子含量衰减的半球差异有所贡献相符。由于该时段 GUVI 覆盖范围有限，无法直接比较北半球的组分。

综合来看，这些观测表明，2025年11月磁暴在 60–180°E 扇区引发了快速的日侧正总电子含量暴，其纬度结构显著，且呈现半球不对称性。高层大气和 F2 峰电子密度均有所增加，为此次增强提供了支持；与此同时，峰高代理量未显示出一致的扇区尺度抬升，这些观测结果为任何拟议机制提供了必须满足的约束。大尺度行进电离层扰动在主相早期占主导，并由南半球向北半球传播；而根据高频多普勒推断的反射区动力学则在较晚时段达到峰值，表明不同的耦合过程可在不同磁暴阶段占据主导地位。南半球 O/N_2 耗减为正暴持续性的半球差异提供了相符的成分背景，同时也须注意，北半球 GUVI 覆盖范围有限，无法进行直接比较。

尽管本研究基于单次事件，但密度—高度约束和多观测量时间关系为模型评估以及未来对强烈磁暴和背景状态的比较分析提供了可检验的基准。

这些发现凸显了协调开展多仪器观测的价值——观测内容涵盖积分总电子含量、原位顶部密度、F2峰参数、行进扰动、反射区动力学以及热层成分，可用于表征磁暴期间的电离层响应并约束其潜在机制。在

60–180°E扇区内密集的观测覆盖（包括对北斗地球同步轨道的连续监测），为扇区特定的空间天气诊断提供了范例，可为导航和通信系统中的业务应用提供依据。

致谢

我们感谢数据提供方公开其数据集。本研究得到中国国家自然科学基金（NSFC）项目（批准号：42274108、U25A20563 和 U2539201）、中央级公益性科研院所基本科研业务费专项资金（编号：CEAIEF2025030105）以及 ESA-MOST龙计划第六期合作项目（项目编号：0095456 和 0095407）的资助。此外，本研究还得到意大利航天局（ASI）和意大利大学与研究部（MUR）资助的 Space It Up项目支持，合同编号为 2024-5-E.0，CUP 编号为 I53D24000060005。

数据可用性声明

基于中国大陆构造环境监测网络（CMONOC）的电离层电子含量数据存档于 Zenodo [Xiong et al., 2026]。GNSS数据由国际GNSS服务（IGS，https://cddis.nasa.gov/gnss/）、GEONET（https: // www.gsi.go.jp/ENGLISH/）、AGGA（https://data.gnss.ga.gov.au/docs/home/gnss-data. html）和 GDMS（https://gdms.cwa.gov.tw/）提供。电离层测高仪和高频多普勒探测数据来自中国子午工程（https://www.meridianproject.ac.cn/）。Swarm L1B电场仪（EFI）数据来自欧洲空间局（ESA；https://swarm-diss.eo.esa.int/）。COSMIC-2 2级电离层产品来自美国大学大气研究联合会（UCAR）COSMIC数据分析与存档中心（CDAAC；https://cdaac-www.cosmic.ucar.edu/）。TIMED/GUVI O/N_2 数据可从 TIMED/GUVI 网站（http://guvitimed.jhuapl.edu/）获取。JPL全球电离层图产品通过美国国家航空航天局地壳动力学数据与信息系统（https://cddis. nasa.gov/archive/gnss/products/ionex/）获取。补充信息中包含的 Ionosfera-M 顶侧探测图可向作者合理索取。

利益冲突

作者声明，本研究不存在相关利益冲突。

参考文献

E. Astafyeva、Y. Yasyukevich、B. Maletckii、A. Oinats、A. Vesnin、A. S. Yasyukevich、S. Sy- rovatskii 和 N. Guendouz。利用地面和空间观测揭示2024年5月超级磁暴期间的电离层响应。《空间天气》，22(11):e2024SW004245，2024年。doi: 10.1029/2024SW004245。

E. Astafyeva、B. Maletckii、M. F¨orster、I. D. Ouar、J. D. Huba、M. R. Hairston 和 W. R. Coley。2024年5月10日至11日地磁超级风暴中的电动力学与电离层之谜。《地球物理研究杂志：空间物理》，130(5):e2024JA033284，2025年。doi: 10.1029/ 2024JA033284。

Elvira Astafyeva、Irina Zakharenkova 和 Matthias F¨orster。2015年圣帕特里克节风暴期间电离层响应：全球多仪器综述。《地球物理研究杂志：空间物理》，120(10):9023–9037，2015年。doi: 10.1002/2015JA021629。

N. Balan、K. Shiokawa、Y. Otsuka、T. Kikuchi、D. Vijaya Lekshmi、S. Kawamura、M. Yamamoto 和 G. J. Bailey。低纬度和中纬度正相电离层暴的物理机制。《地球物理研究杂志：空间物理》，115(A2):A02304，2010年。doi: 10.1029/2009JA014515。V. Barta、R. Natras、K. Petrova、D. Kouba、G. Szab´o、J. Mielich、D. Bureˇsov´a、J. Szendr″oi、P. Bencze 和 F. Berkes。对第24太阳活动周最强地磁暴期间电离层响应的综合分析。《天文学与空间科学前沿》，10:1092850，2023年。doi: 10.3389/fspas.2023.1092850。Michel Blanc 和 Arthur D. Richmond。电离层扰动发电机。《地球物理研究杂志：空间物理》，85(A4):1669–1686，1980年。doi: 10.1029/JA085iA04p01669。M. J. Buonsanto。电离层暴——综述。《空间科学评论》，88(3-4):563–601，1999年。doi: 10.1023/A:1005107532631。D. Bureˇsov´a、J. Lastovicka、P. Hejda 和 J. Bochnicek。低太阳活动条件下的电离层扰动。《空间研究进展》，54(2):185–196，2014年。doi: 10.1016/j. asr.2014.04.007。A. G. Burns、T. L. Killeen 和 R. G. Roble。脉冲型地磁暴期间热层成分扰动的理论研究。《地球物理研究杂志：空间物理》，96(A8):14153–14167，1991年。doi: 10.1029/91JA00678。I. Cherniak 和 I. Zakharenkova。高纬等离子体不规则结构对极光活动指数的依赖：2015年3月17日地磁暴案例研究。《地球、行星与空间》，67:151，2015年。doi: 10.1186/s40623-015-0316-x。Iurii Cherniak、Irina Zakharenkova、John Braun、Qian Wu、Nicholas Pedatella、William Schreiner、Jan-Peter Weiss 和 Douglas Hunt。利用 COSMIC-2 多系统全球导航卫星系统掩星观测测量反演平静时电离层F2峰参数的精度评估。《空间天气与空间气候杂志》，11:18，2021年。doi: 10.1051/swsc/2020080。G. Crowley、C. L. Hackert、R. R. Meier、D. J. Strickland、L. J. Paxton、X. Pi、A. Mannucci、A. B. Christensen、D. Morrison、G. S. Bust、R. G. Roble、N. Curtis 和 G. Wene。2003年11月20日磁暴开始时全球热层—电离层响应。《地球物理研究杂志：空间物理》，111(A10):A10S18，2006年。doi: 10.1029/2005JA011518。Tong Dang、Xiaoli Luan、Jiuhou Lei、Xiankang Dou 和 Weixing Wan。太阳活动极小期至日赤道电离异常半球间不对称性的数值研究。《地球物理研究杂志：空间物理》，121(9):9099–9110，2016年。doi: 10.1002/2016JA023012。K. Davies 和 D. M. Baker。关于经电离层传播的高频无线电信号频率变化。《无线电科学》，1(5):545–556，1966年。doi: 10.1002/rds196615545。F. Ding、W. Wan、L. Liu、E. L. Afraimovich、S. V. Voeykov 和 N. P. Perevalova。在2003—2005年强磁暴期间利用 GPS总电子含量观测大尺度行进电离层扰动的统计研究。《地球物理研究杂志：空间物理》，113(A12):A00A01，2008年。doi: 10.1029/2008JA013037。Feng Ding、Weixing Wan、Baiqi Ning 和 Min Wang。2003年10月29—30日磁暴期间利用 GPS总电子含量观测到的大尺度行进电离层扰动。《地球物理研究杂志：空间物理》，112(A6):A06309，2007年。doi: 10.1029/2006JA012013。

B. G. Fejer、C. A. Gonzales、D. T. Farley、M. C. Kelley 和 R. F. Woodman。磁扰动条件下的赤道电场：1. 行星际磁场的影响。《地球物理研究杂志：空间物理》，84(A10):5797–5802，1979年。doi: 10.1029/JA084iA10p05797。Bela G. Fejer 和 Ludger Scherliess。磁暴期间赤道向东电场的经验模型。《地球物理研究杂志：空间物理》，102(A11):24047–24056，1997年。doi: 10.1029/97JA02164。T. J. Fuller-Rowell、M. V. Codrescu、R. J. Moffett 和 S. Quegan。热层和电离层对地磁暴的响应。《地球物理研究杂志：空间物理》，99 (A3):3893–3914，1994年。doi: 10.1029/93JA02015。T. J. Fuller-Rowell、M. V. Codrescu、R. J. Moffett 和 S. Quegan。热层和电离层对地磁暴的季节性响应。《地球物理研究杂志：空间物理》，101(A2):2343–2353，1996年。doi: 10.1029/95JA01614。V. G. Galushko、V. S. Beley、A. V. Koloskov、Y. M. Yampolski、V. V. Paznukhov、B. W. Reinisch、J. C. Foster 和 P. Erickson。TID的频率—角度高频探测与ISR诊断。《无线电科学》，38(6):1102，2003年。doi: 10.1029/2002RS002861。Yongqiang Hao、Guofeng Dai、Donghe Zhang 和 Zuo Xiao。中国子午工程第二阶段电离层高频多普勒频移监测仪的初步结果。《地球物理学与行星物理学评论》，55(1):53–65，2024年。doi: 10.19975/j.dqyxx.2023-001。中文。M. Hern´andez-Pajares、J. M. Juan 和 J. Sanz。利用地面GPS数据进行全球电离层测定的新方法。《大气与太阳—地球物理学杂志》，61 (16):1237–1247，1999年。doi: 10.1016/S1364-6826(99)00054-1。Klemens Hocke 和 Kristian Schlegel。大气重力波与行进电离层扰动综述：1982—1995年。*Annales Geophysicae*，14(9):917–940，1996年。doi: 10. 1007/s00585-996-0917-6。Yu Hong、Yue Deng、Qingyu Zhu、Astrid Maute、Marc R. Hairston、Colin Waters、Cheng Sheng、Daniel Welling 和 Ramon E. Lopez。2012年10月8—9日地磁暴期间高纬电动力强迫与热层的半球间不对称性：数据—模型综合研究。《天文学与空间科学前沿》，10:1062265，2023年。doi: 10.3389/fspas.2023.1062265。R. D. Hunsucker。高纬电离层中产生的大气重力波：综述。《地球物理学评论》，20(2):293–315，1982年。doi: 10.1029/RG020i002p00293。J. Lastovi˘cka。来自下方的波对电离层的强迫作用。《大气与太阳—地球物理学杂志》，68(3-5):479–497，2006年。doi: 10.1016/j.jastp.2005.01.018。J. Lei、S. Syndergaard、A. G. Burns、S. C. Solomon、W. Wang、Z. Zeng、R. G. Roble、Q. Wu、Y.- H. Kuo、J. M. Holt、S.-R. Zhang、D. L. Hysell、F. S. Rodrigues 和 C. H. Lin。COSMIC电离层测量与地基观测和模型预测的比较：初步结果。《地球物理研究杂志：空间物理》，112(A7):A07308，2007年。doi: 10.1029/2006JA012240。Jann-Yenq Liu、Chien-Hung Lin、Panthalingal Krishnanunni Rajesh、Chi-Yen Lin、Fu-Yuan Chang、I-Te Lee、Tzu-Wei Fang、Dominic Fuller-Rowell 和 Shih-Ping Chen。利用FORMOSAT-7/COSMIC-2 GNSS无线电掩星推进电离层空间天气研究。《大气》，13(6):858，2022年。doi: 10.3390/atmos13060858。

Teng Liu、Baocheng Zhang、Yunbin Yuan、Zishen Li 和 Ningbo Wang。利用精密单点定位（PPP）确定多系统全球导航卫星系统三频差分码偏差（DCB）。《大地测量学杂志》，93(5):765–784，2019年。doi: 10.1007/s00190-018-1194-3。G. Lu、L. P. Goncharenko、A. D. Richmond、R. G. Roble 和 N. Aponte。由中性风驱动的日侧电离层正暴阶段。《地球物理研究杂志：空间物理》，113(A8):A08304，2008年。doi: 10.1029/2007JA012895。A. J. Mannucci、B. T. Tsurutani、B. A. Iijima、A. Komjathy、A. Saito、W. D. Gonzalez、F. L. Guarnieri、J. U. Kozyra 和 R. Skoug。对2003年10月29日至30日主要行星际事件“万圣节风暴”的日侧全球电离层响应。《地球物理研究快报》，32(12):L12S02，2005年。doi: 10.1029/2004GL021467。R. R. Meier、G. Crowley、D. J. Strickland、A. B. Christensen、L. J. Paxton、D. Morrison 和 C. L. Hackert。利用TIMED/GUVI首次观测2003年11月20日超级风暴：与热层全球环流模型的比较。《地球物理研究杂志：空间物理》，110(A9):A09S41，2005年。doi: 10.1029/2004JA010990。Yuichi Otsuka、Kazuo Shiokawa、Tadahiko Ogawa 和 Philip Wilkinson。利用全天空气辉成像仪对美国中纬度行进电离层扰动进行地磁共轭观测。《地球物理研究快报》，31(15):L15803，2004年。doi: 10.1029/2004GL020262。S. Paccagnella、G. Consolini、P. De Michelis、T. Alberti 和 R. Tozzi。Swarm观测到的电离层顶部电子密度涨落的间歇性及其被动标量特性。《地球物理研究快报》，47(24):e2020GL089628，2020年。doi: 10.1029/2020GL089628。X. Pi、A. J. Mannucci、U. J. Lindqwister 和 C. M. Ho。利用全球GPS网络监测全球电离层不规则结构。《地球物理研究快报》，24(18):2283– 2286，1997年。doi: 10.1029/97GL02273。G. W. Pr¨olss。电离层F区风暴。《大气电动力学手册》，2:195– 248，1995年。Sergey Pulinets、Konstantin Tsybulya、Victor Depuev、Igor Danilov 和 Maria Pulinets。电离层顶部探测的复兴。《空间研究进展》，77(2):2574–2587，2026年。doi: 10.1016/j.asr.2025.10.093。Liying Qian、Wenbin Wang、Alan G. Burns、Phillip C. Chamberlin、Anthea Coster、Shun-Rong Zhang 和 Stanley C. Solomon。2017年9月6—11日期间太阳耀斑和地磁暴对热层与电离层的影响。《地球物理研究杂志：空间物理》，124(3):2298–2311，2019年。doi: 10.1029/2018JA026175。Sandro Radicella。电离层研究中的复杂性、跨学科性、大数据与人工智能：迈向范式转变。《大气》，17:271，2026年。doi: 10.3390/atmos17030271。B. W. Reinisch 和 I. A. Galkin。全球电离层无线电观测站（GIRO）。《地球、行星与空间》*style>，63(4):377–381，2011*年。*doi: 10.5047/eps.2011.03.001*。*H. Rishbeth*、*T. J. Fuller-Rowell* 和 *A. S. Rodger*。*F*层风暴与热层成分。《物理学文献》，36(2):327–336，1987年。doi: 10.1088/0031-8949/36/2/024。S. Schaer、G. Beutler 和 M. Rothacher。电离层映射与预测。载于*IGS*分析中心研讨会论文集，第307–318页，德国达姆施塔特，1998年。

K. Shiokawa、Y. Otsuka、T. Tsugawa、T. Ogawa、A. Saito、K. Ohshima、M. Kubota、T. Maruyama、T. Nakamura、M. Yamamoto 和 P. Wilkinson。夜间中尺度和大尺度行进电离层扰动的地磁共轭观测：FRONT3观测活动。《地球物理研究杂志：空间物理》，110(A5):A05303，2005年。doi: 10.1029/2004JA010845。

Takuya Tsugawa 和 Akinori Saito。利用日本GPS网络对大尺度行进电离层扰动开展的统计研究。《地球物理研究杂志：空间物理》，109(A6):A06302，2004年。doi: 10.1029/2003JA010302。Bruce T. Tsurutani、Anthony Mannucci、Brian Iijima、M. A. Abdu、J. H. A. Sobral、Walter Gonzalez、Fernando Guarnieri、Toshitaka Tsuda、Akinori Saito、Kiyohumi Yumoto、Bela Fe- jer、Timothy J. Fuller-Rowell、Janet Kozyra、John C. Foster、Anthea Coster 和 Vytenis M. Vasyliunas。与行星际电场相关的全球日侧电离层抬升和增强。《地球物理研究杂志：空间物理》，109(A8):A08302，2004年。doi: 10.1029/2003JA010342。C. Xiong、C. Stolle 和 H. L¨uhr。Swarm卫星GPS信号丢失及其与电离层等离子体不规则结构的关系。《空间天气》，14(8):563–577，2016年。doi: 10.1002/ 2016SW001439。Pan Xiong、Jianghe Chen、Xuhui Shen、Angelo De Santis 和 Tong Liu。用于研究 2025 年 11 月地磁暴的中国大陆构造环境监测网络全球导航卫星系统数据，2026年。URL https://doi.org/10.5281/ zenodo.18426776。X. Yue、W. S. Schreiner、J. Lei、C. Rocken、D. C. Hunt、Y.-H. Kuo 和 W. Wan。COSMIC卫星观测到的2009年1月平流层突然增温事件期间的全球电离层响应。《地球物理研究杂志：空间物理》，115(A11):A00G09，2010年。doi: 10.1029/2010JA015466。Kedeng Zhang 和 Hui Wang。2022年1月14日至15日地磁暴期间大尺度行进电离层扰动的观测与模拟。《天文学与空间科学前沿》，10:1297632，2023年。doi: 10.3389/fspas.2023.1297632。Y. Zhang、L. J. Paxton、D. Morrison、B. Wolven、H. Kil、C.-I. Meng、S. B. Mende 和 T. J. Immel。2002年10月1日至4日风暴期间的O/N2变化：IMAGE SI-13和TIMED/GUVI观测。《地球物理研究杂志：空间物理》，109(A10):A10308，2004年。doi: 10.1029/2004JA010441。