地球同步轨道磁场和等离子体行为对行星际激波的响应

乐超, 宗秋刚*, 王永福

北京大学地球与空间科学学院, 空间物理与应用技术研究所, 北京 100871

* 联系人, E-mail: qgzong@pku.edu.cn

2009-07-27 收稿, 2009-08-26 接受

国家自然科学基金重点资助项目(批准号: 40831061)

摘要 行星际激波是一个影响全球地空环境包括磁层-电离层时空变化的重要因素. 主要利用 1997~2007 年的 GOES 卫星磁场数据和 1997~2004 年的 LANL 卫星的等离子体(MPA)数据, 采用个例分析和时间序列叠加的统计分析方法来研究地球同步轨道磁场和等离子体质子(0.1~45 keV)和电子(0.03~45 keV)在行星际激波到达前后 3 h 内的变化特征以及质子和电子温度各向异性变化可能激发的电磁离子回旋波和电子哨声波. 研究表明, 激波锋前到达同步轨道后, 同步轨道总磁场强度在白天扇区(8~16 LT)有明显增强, GSM 坐标系下的 B_Y 分量在激波到达前后几乎无变化, B_Z 分量与总磁场变化趋势非常一致. 同步轨道质子密度在夜晚扇区明显增加, 峰值到达 1.2 cm^{-3} . 质子温度在夜晚扇区增强, 正午之前的扇区(8~10 LT)温度减小. 同步轨道电子密度和温度整体上都是夜晚扇区增强, 白天扇区减弱, 密度峰值为 2.0 cm^{-3} . 推算出的氧离子密度在激波的影响下黄昏侧密度峰值为 1.2 cm^{-3} , 并表现出明显的晨昏不对称性. 质子的温度各向异性在正午扇区增强, 夜晚扇区的各向异性明显减小. 在激波锋前到达同步轨道之前, 电子的温度各向异性白天扇区高于夜晚扇区, 在激波锋前到达之后, 正午和黄昏扇区的各向异性几乎不变, 而午夜扇区温度各向异性明显减小. 质子和电子的温度各向异性可能激发电磁离子回旋波和电子哨声波. 根据质子的温度各向异性计算的电磁离子回旋波强度在激波到达后白天扇区(8~16 LT)迅速增加, 最大值为 0.8 Hz. 根据电子的温度各向异性计算的电子哨声波在激波到达同步轨道之后表现为白天扇区(8~16 LT)明显增大, 最大值接近 2 kHz 左右, 夜晚扇区电子哨声波明显减小.

关键词

行星际激波

地球同步轨道

时间序列叠加分析方法

电磁离子回旋波

哨声波

地球同步轨道通常情况下连接磁尾等离子体片的内边界和内磁层(包括等离子体层)的外边界, 是研究等离子体粒子从磁尾加速和运输到内磁层机制的理想位置. 在这里有很多地球同步轨道卫星存在, 它们能实时监测等离子体和磁场的变化, 比如 NOAA 的 GOES 系列卫星和 LANL 的探测能量粒子系列卫星. 目前对地球同步轨道的分析, 前人做过很多方面的工作, 例如对于同步轨道磁场随太阳风变化的研

究, Rufenach 等人^[1]分析了 1980~1984 年 GOES2, GOES5 和 GOES6 卫星的磁场数据, 指出在磁平静期(AE 小于 120 nT 且 Dst 的绝对值小于 20 nT), 当太阳风动压增强时, 地球同步轨道的磁场强度也会随之增强. Wang 等人^[2]研究了太阳风动压的变化在磁平静期(Dst 指数大于 -50 nT)对同步轨道磁场的影响, 并用整体的太阳风-磁层-电离层耦合 MHD 模型模拟了太阳风动压在平静期间对同步轨道磁场的影响,

引用格式: 乐超, 宗秋刚, 王永福. 地球同步轨道磁场和等离子体行为对行星际激波的响应. 科学通报, 2009, 54: 2835~2843

Yue C, Zong Q G, Wang Y F. Response of the magnetic field and plasmas at the geosynchronous orbit to interplanetary shock. Chinese Sci Bull, 2009, 54, doi: 10.1007/s11434-009-0649-6

<https://engine.scichina.com/doi/10.1360/csb2009-54-18-2835>

与观测结果比较表明模拟结果与主要观测事实一致. Patel 和 Coleman^[3]统计分析了 1967 年的观测到的 13 个地球同步轨道磁场的脉冲事件, 指出地球同步轨道产生的磁场脉冲在夜晚扇区比白天扇区的幅度小. Lee 和 Lyons^[4]研究了 1997~2001 年的 35 个地球同步轨道磁场突然增强事件发现, 除个别事例在太阳风动压增强时, 在午夜扇区未发现磁层受到压缩以外, 太阳风动压的增强会导致整个磁层的各个地方时区域受到压缩. Borodkova 等人^[5]分析了 1996~1998 年的 261 个太阳风动压变化的事例, 其中 147 个事例表明太阳风动压的变化会导致 GSM 坐标系下同步轨道磁场 B_z 分量的变化. 并且对于所有事件, 磁场未发现明显变化的事件一般是发生在地方时 7:30 之前或者 16:30 之后. Lee 等人^[6]在比较太阳风动压增强和磁层亚暴对地球同步轨道的能量粒子通量的影响过程中发现, 在行星际磁场北向时, 观测到磁场在白天和夜晚扇区均受到压缩; 在行星际磁场南向时, 在夜晚扇区发现与亚暴电流楔相联系的偶极磁场位形, 白天扇区观测到简单的磁场压缩效应. Villante 和 Piersanti^[7]分析了 2000~2004 年 55 个的同步轨道上的磁场脉冲事件, 发现磁场的突然增强与太阳风动压的均方根大小成正比, 而他们相关性与地方时分布有关, 并在正午扇区观测到更显著的磁场突然增强事件.

行星际激波是位于等离子体云(例如日冕物质抛射)前端的突变边界. 激波上游等离子速度为超声速, 下游的等离子体速度为亚声速. 关于行星际激波对地球磁层的影响, 最近 Wang 等人^[8]统计分析了 1998~2005 年地磁场对行星际激波的响应, 结果表明磁场 B_z 分量的变化与地方时有关, 正午扇区变化最大. 对于磁层的中度压缩, 磁场的 B_z 分量在正午扇区的变化与地磁水平分量(dSYM-H)的突然增强一致.

对于能量粒子注入地球同步轨道的机制, Borovsky 等人^[9]分析等离子体片等离子体如何从磁尾运输到同步轨道过程中, 发现强的输运过程与低速太阳风相伴随, 重联是等离子体片物质通过通量管损失的主要原因. 对于粒子注入地球同步轨道的地方时区域, Elphic 等人^[10]观测到地球同步轨道的等离子体(1 eV~45 keV)在等离子体层被压缩和对流增强时密度的峰值在地方时 14 点附近, 与平静时期同步轨道等离子体密度峰值在地方时 18 点附近不同. Birn 等人^[11]采用时间序列叠加的分析方法研究地球同步

轨道等离子体片的等离子体(30 eV~40 keV)在亚暴期间的行为, 认为电子和质子注入区域并不是一致, 电子注入区域在午夜后 1~2 h, 而质子注入区域在午夜之前的扇区. 对于 ICME 激波引起的磁层响应, Dandouras 等人^[12]通过 Cluster 和双星观测 2005~2006 年大的 ICME 激波事件发现, 在激波到达后, 太阳风速度高达 $900 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 太阳风的密度增加 5 倍; 大的 ICME 激波导致向阳面的磁层被剧烈压缩, 磁鞘中离子的密度高达 130 cm^{-3} , 等离子体的流速甚至比通常的太阳风速度高; 环电流区域出现了多次连续的来自磁尾的离子注入.

对于时间序列叠加分析方法的应用, 前人采用此方法获得许多重要研究成果, 例如 Borovsky 和 Denton^[13]利用时间序列叠加的分析方法研究地球同步轨道相对论电子在重现性磁暴中的损失和恢复机制, 他们发现相对论电子通量开始减小发生在行星际磁场转向之后, 穿过共转作用区锋面之前, 相对论电子通量恢复到暴前水平发生在穿越被压缩的高速太阳风的时段. Denton 等人^[14]采用时间序列叠加分析方法统计了 1991~2001 年接近一个太阳活动周期期间的 283 个地磁暴中地球同步轨道的等离子体(1 eV~45 keV)密度和温度的变化, 发现质子和电子的密度在强的对流和强的环电流作用下, 早晨扇区密度明显增强. 他们同时还给出一种利用 MPA 仪器估算同步轨道氧离子和质子密度的方法, 并给出氧离子和质子密度比随太阳活动周期、 K_p 指数和地方时的变化情况. Denton 和 Borovsky^[15]采用时间序列叠加的分析方法统计地球同步轨道的热质子(0.1~45 keV), 热电子(0.03~45 keV)和冷的质子(1~100 eV)在太阳风高速流到达向日面磁层顶时密度、温度、漂移速度的变化情况.

另一方面, 我们知道对于能量在十几 keV 以上的离子容易产生电磁离子回旋波, 频率范围为 $\omega/\Omega_i < A_i/(1+A_i)$, 这里 $A_i = T_{\perp}/T_{\parallel} - 1$, 是离子的温度各向异性, Ω_i 是离子的回旋频率, $T_{\perp}$ 和 $T_{\parallel}$ 是离子的垂直温度和平行温度^[16]. 电磁离子回旋波, 在 Pc1 频率范围(0.2~5 Hz)内是粒子间能量交换和磁层中能量传输的重要方式^[17]. Kennel 和 Petschek^[16] 和 Cornwall 等人^[18]证实大振幅的电磁离子回旋波能够造成快速的投掷角散射和粒子沉降, 从而导致环电流粒子的损失. Thorne 和 Horne^[19]和 Cornwall 等人^[20]认为电磁离子回旋波能够通过电子的朗道阻尼加热电子, 使电子热通量

增加而沉降到极区电离层,形成稳定的红色极光。Bossen 等人^[21]研究发现在等离子体层顶外边缘,地球同步轨道附近的午后扇区经常观测很强的电磁离子回旋波(1~7 nT),频率范围在 0.1~0.2 个质子回旋频率。由于空间等离子环境中无碰撞,能量粒子一般应用典型的 kappa 类型的分布函数来描述^[22,23]。目前研究工作表明,服从 kappa 分布的等离子体的电磁离子回旋波和哨声波的不稳定性的激发条件不同于服从 bi-Maxwellian 分布的等离子体, kappa 分布情形下不稳定性的激发条件随着能量谱指数 κ 的增加而降低;当 $\kappa \rightarrow \infty$ 时, kappa 分布变成 Maxwellian 分布,相应的等离子哨声波和电磁离子回旋波的不稳定性的激发阈值降低到最小;等离子体哨声波和电磁离子回旋波的不稳定性的激发条件在低密度(或弱磁场)区域要小于低密度(或强磁场)区域^[24~26]。

前人的工作大部分侧重于太阳风动压、磁暴、亚暴对地球同步轨道磁场或者等离子体的影响,目前很少有人统计分析行星际激波对地球同步轨道磁场和等离子体行为的影响。基于此,本文主要采用个例分析和时间序列叠加的统计分析方法研究地球同步轨道磁场和等离子体行为对行星际激波的响应以及由于温度各向异性可能激发的电磁离子回旋波和电子哨声波,并利用 Denton 等人^[14]关于等离子体片中氧离子密度的估算方法分析了氧离子密度的晨昏不对称性,为等离子体在内磁层的变化机制提供线索。

1 数据来源与分析方法

本文共列出 144 个激波事件(主要参照 <http://umtof.umd.edu/pm/Figs.html> 网上公布激波事件)。由于网上的激波发生时间是依据 ACE 卫星或者 WIND 卫星观测到的激波发生时刻,对应到地球同步轨道,参考 http://leadbelly.lanl.gov/lanl_ep_data/cgi-bin/epplot/choose_3.cgi 网站上关于同步轨道质子和电子通量的变化,根据质子和电子通量变化曲线,确定激波到达地球同步轨道的时刻。本文用到的磁场数据是 GOES 系列卫星的分辨率为 1 min 数据^[27],时间范围是 1997~2007 年。由于数据缺失,磁场数据只有其中的 135 个事件,详见表 1。等离子体参数数据来源于 LANL 卫星上的 MPA 仪器, Bame^[28]和 McComas^[29]对 MPA 仪器进行了全面的描述。数据时间范围为 1997~2004 年,由于数据缺失,等离子体参数对应的激波事件只有 90 个,详见表 1。本文采用时间序列叠加的分析方法对所有事件进行统计,以激波到达同

表 1 144 个激波事件数分布

年份	总事件数	磁场数据事件数	等离子体参数事件数
1997	7	7	7
1998	8	7	6
1999	12	11	4
2000	19	19	14
2001	28	27	16
2002	22	22	12
2003	21	21	21
2004	12	12	10
2005	8	3	
2006	4	4	
2007	3	3	

步轨道的时间为时间序列零点,分析激波到达前后 3 h 磁场和等离子体参数的时空变化。其中磁场数据的世界时分辨率为 1 min,地方时分辨率为 2 h。等离子体参数世界时分辨率为 5 min,地方时分辨率 2 h。

2 个例分析

2004 年 7 月 22 日的激波事件是一个典型事件。图 1 是 ACE 卫星在 L1 点观测到的太阳风数据。在 09:53 UT, 质子数密度从 3 cm^{-3} 增加到 15 cm^{-3} , 径向温度、磁场、太阳风速度以及太阳风动压(由 0.8 增加到 6 nPa)都有显著的增强。激波在 10:34 UT 到达地球同步轨道,以此时间为时间零点,作出激波峰前到达地球同步轨道前后 3 h 的磁场和等离子体参数的变化,如下图 2~4 所示。

图 1 ACE 卫星观测到 2004 年 7 月 22 日行星际磁场和太阳风参数的变化

(a) 质子数密度, (b) 太阳风径向温度, (c) 行星际总磁场强度, (d) 太阳风速度, (e) 太阳风动压。中间的点线代表激波到达 ACE 卫星的时刻

图2 GOES12 卫星观测到 2004 年 7 月 22 日事件地球同步轨道磁场随激波到达前后 3 h 的变化

(a) GSM 坐标系下 B_x 分量, (b) GSM 坐标系下 B_y 分量, (c) GSM 坐标系下 B_z 分量, (d) 同步轨道总磁场强度. 中间的虚线(Epoch=0)代表行星际激波到达同步轨道的时刻

图3 2004 年 7 月 22 日地球同步轨道等离子体参数随激波到达前后 3 h 的变化

(a) 质子数密度, (b) 质子平行温度, (c) 质子垂直温度, (d) 质子温度各向异性. 中间的虚线(Epoch=0)代表行星际激波到达同步轨道的时刻

2004 年 7 月 22 日事件中磁场对激波的响应如图 2 所示, 在地球同步轨道的 GSM 坐标系下, 磁场 B_x 分量在激波到达之前是线性下降的, 在激波到达的时刻, B_x 分量有明显的增加, 由负向梯度转为正向梯度, 之后呈波动趋势下降. B_y 和 B_z 分量以及总磁场在激波到达之前稳定的缓慢增长. 在激波到达时刻, B_y 和 B_z 分量以及总磁场增长率迅速增加. 在激波之后,

图4 2004 年 7 月 22 日地球同步轨道等离子体参数随激波到达前后 3 h 的变化

(a) 电子数密度, (b) 电子平行温度, (c) 电子垂直温度, (d) 电子温度各向异性. 中间的虚线(Epoch=0)代表行星际激波到达同步轨道的时刻

B_z 分量和总磁场呈波动增长趋势, 总磁场最大值接近 140 nT.

图 3 为 2004 年 7 月 22 日的事件地球同步轨道质子密度、温度和温度的各向异性对激波的响应. 在激波到达之前, 质子的密度、平行温度、垂直温度和温度各向异性都保持小幅波动的平稳趋势. 在激波到达同步轨道的时刻, 质子的密度有明显的增长, 在 40 min 内由 0.4 cm^{-3} 上升到 1.3 cm^{-3} 左右. 在激波到达同步轨道 20 min 后, 质子的平行温度和垂直温度都有大幅度的上升, 上升幅度达到 6000 eV 左右, 之后以波动形势趋于平稳状态. 质子的温度各向异性在激波到达之前比较平稳, 在激波到达之后出现强烈的波动情况.

对于电子的密度、温度和温度的各向异性, 由图 4 中可知, 在激波到达之前, 电子的密度、温度和温度的各向异性几乎无变化. 在激波到达地球同步轨道之后, 电子的密度、垂直温度、平行温度都有明显的上升, 温度的各向异性在激波到达同步轨道 10 min 之后急剧下降, 从 0.6 下降到 -0.2 左右.

从上述的个例分析中我们了解到行星际激波对地球同步轨道磁场和等离子体有显著的短时间效应. 但个例分析无法从空间上分析激波对磁场和等离子体的影响, 接下来的第 3 节主要通过时间序列叠加的分析方法, 研究地球同步轨道磁场和等离子体对行星际激波的时间和空间的响应.

3 同步轨道磁场和等离子体行为对行星际激波响应

3.1 地球同步轨道磁场对行星际激波的响应

激波对地球同步轨道磁场的影响, 由图 5 中可知, 在激波到达同步轨道的时刻, 总磁场强度在白天扇区有很明显的增强, 从 120 nT 增加到 160 nT 左右, 这个观测结果与 Wang 等人^[8]结果相似. 这是因为激波是从向日面磁层顶压缩磁层, 磁场强度增强.

图 5 地球同步轨道总磁场随激波到达前后的时空变化
中间的虚线(Epoch=0)代表行星际激波到达同步轨道的时刻

图 6 给出在 GSM 坐标系下磁场的 B_x , B_y , B_z 分量随激波到达前后的变化情况. 在激波到达之前, B_x 与 B_y , B_z 分量的地方时分布趋势相反: B_x 分量在夜晚扇区有比较大的强度; 而 B_y 分量的强度在地方时区域 2~10 LT 比较强; B_z 分量的强度在白天扇区(8~16 LT)

图 6 地球同步轨道 GSM 坐标系下磁场的各分量随激波到达前后的时空变化

(a) B_x 分量, (b) B_y 分量, (c) B_z 分量. 中间的虚线(Epoch=0)代表行星际激波到达同步轨道的时刻

很强, 并随地方时向晨侧和昏侧变化磁场强度逐渐减小. 在激波到达地球同步轨道之后, B_x 分量只是在白天扇区(8~16 LT)磁场强度有明显增强, 夜晚扇区磁场在激波到达前后变化不明显; B_y 分量在激波到达前后几乎无变化; B_z 分量表现为白天扇区强度增强, 夜晚扇区强度减小, 强度最大值达到 160 nT 左右.

3.2 地球同步轨道质子的密度和温度对行星际激波的响应

如图 7 所示, 在激波到达同步轨道之前, 质子密度夜晚扇区高于白天扇区. 当激波到达后, 质子的密度在各个地方时均有增加. 在激波过后的 0.5 h, 正午扇区质子的密度降低, 其他扇区质子密度有很明显的增强, 特别是在激波到达 2 h 之后, 夜晚扇区的密度显著增强, 峰值为 1.2 cm^{-3} .

如图 8 所示, 在激波到达之前, 质子的垂直温度和平行温度均表现为午后扇区到午夜扇区之前较高(12~24 LT), 其他扇区的温度较低. 在激波到达之后, 质子的垂直温度和平行温度均有明显的增加, 特别

图 7 地球同步轨道质子密度随激波到达前后的时空变化
中间的虚线(Epoch=0)代表行星际激波到达同步轨道的时刻

图 8 地球同步轨道质子温度随激波到达前后的时空变化

(a) 垂直温度, (b) 平行温度. 中间的虚线(Epoch=0)代表行星际激波到达同步轨道的时刻

是午后和夜晚扇区. 值得注意的是, 在激波到达 1 h 之后, 正午扇区的平行温度和垂直温度均有明显的减小. 结合图 7 和 8, 可以知道激波到达地球同步轨道之前, 同步轨道质子密度为特征值 0.7 cm^{-3} , 并且夜晚扇区密度高于白天扇区密度. 激波到达地球同步轨道之后, 质子变得热而稠密, 密度峰值为 1.2 cm^{-3} .

3.3 地球同步轨道电子的密度和温度对行星际激波的响应

如图 9 所示, 同步轨道的电子在激波到达之前表现为比较低的密度, 夜晚扇区密度高于白天扇区. 在激波到达同步轨道后, 各个扇区的密度均有明显增加, 夜晚扇区更加明显, 密度峰值为 2.0 cm^{-3} .

图 9 地球同步轨道电子密度随激波到达前后的时空变化
中间的虚线(Epoch=0)代表行星际激波到达同步轨道的时刻

图 10 为电子的垂直温度和平行温度随激波到达前后的变化情况. 在激波到达前, 垂直温度和平行温度在午夜扇区(24~6 LT)较高, 黄昏侧温度较低. 在激波到达之后, 夜晚扇区的温度增加, 白天扇区的温度明显减小. 从图 9 和 10 可以知道, 在激波到达同步

图 10 地球同步轨道电子温度随激波到达前后的时空变化
(a) 垂直温度, (b) 平行温度. 中间的虚线(Epoch=0)代表行星际激波到达同步轨道的时刻

轨道后, 电子表现为高温高密等离子体.

3.4 利用 MPA 数据估算同步轨道氧离子、氢离子的密度以及氧离子与氢离子密度比

本文主要根据 Denton 等人^[14]关于同步轨道氧离子、氢离子的密度以及氧离子与氢离子密度比的估算方法, 利用 MPA 数据对氧离子、氢离子的密度以及氧离子与氢离子的密度比进行估算. MPA 探测仪器不能直接探测离子成分, 由 MPA 探测器测量到的离子密度都假定全部为氢离子. 然而在下面的条件下, MPA 仪器数据可以用来估算 O^+ 的密度: (a) MPA 测量的来自热等离子体片区域的电子(0.03~45 keV)和离子(0.1~45 keV)密度远大于其他低能离子的密度; (b) 高能粒子(>45 keV)对其密度影响可以忽略. 这里我们假定除 H^+ 和 O^+ 外, 其他离子可以忽略^[14]. 综合考虑以上假设, 同时确保推算出的氧离子的密度和质子密度大于零, 我们确定数据筛选标准为 $1 < N_{\text{HE}}/N_{\text{HP}} < 4$, 其中 N_{HE} , N_{HP} 分别为热电子密度和热质子密度.

MPA 仪器测量的热电子来自所有原子的电离, 在这里我们忽略其他的重离子, 根据电中性, 热电子 N_{HE} 的密度为:

$$N_{\text{HE}} = N_{\text{H}^+} + N_{\text{O}^+}, \quad (1)$$

其中, N_{H^+} 为 H^+ 的密度, N_{O^+} 为 O^+ 的密度.

MPA 是 E/q 的分析仪, 一般假定测得的离子全部为质子. 根据离子速度分布公式^[30], 质量为 m_i 的离子数密度占总离子数密度的比例为

$$\sqrt{(m_p/m_i)}, \quad (2)$$

其中, m_p 为质子质量, 令实际中的氧离子和氢离子密度分别为: N_{O^+} 和 N_{H^+} , 则通过假定离子全部为质子计算出来的密度 N_{HP} 应为

$$N_{\text{HP}} = N_{\text{H}^+} + N_{\text{O}^+}/4, \quad (3)$$

由公式(1)和(3)可得到氧离子和氢离子的数密度:

$$N_{\text{O}^+} = 4/3(N_{\text{HE}} - N_{\text{HP}}), \quad (4)$$

$$N_{\text{H}^+} = (4N_{\text{HP}} - N_{\text{HE}})/3. \quad (5)$$

图 11 为估算同步轨道氧离子、氢离子的密度以及氧离子与氢离子密度比随激波到达前后的变化情况. 如图所示, 在激波锋前到达同步轨道之前, 氧离子、氢离子密度以及氧氢离子密度比都是夜晚扇区高于白天扇区, 氧氢离子密度比的峰值出现在黄昏扇区. 在激波锋前到达同步轨道之后, 氧离子密度在夜晚扇区增加. 激波过后 1 h, 黄昏扇区密度显著增加,

图 11 地球同步轨道估算的 O^+ 、 H^+ 以及 O^+/H^+ 密度比的时空变化

(a) O^+ 密度, (b) H^+ 密度, (c) O^+/H^+ 密度比. 中间的虚线(Epoch=0)代表行星际激波到达同步轨道的时刻

密度峰值达到 1.2 cm^{-3} , 出现明显的晨昏不对称性. 氢离子密度在激波过后 0.5 h, 夜晚扇区的密度显著增加, 峰值接近 1.2 cm^{-3} . 氧氢离子密度比在各地地方时都有增加, 黄昏扇区更显著, 最大比值为 1.5. 从图 11 中可以看出, 氧离子在激波到达同步轨道之后出现了晨昏不对称性. Sharp 等人^[31]用统计分析的方法发现近地等离子体片的低能氧离子(5 keV)有晨昏不对称性, 黄昏侧密度明显高于晨侧. Ghielmetti 等人^[32]在分析极光粒子加速事件中, 发现事件的发生率出现很强的晨昏不对称性, 昏侧发生率明显高于晨侧. Zong^[33]的博士论文中指出, 氧离子增加导致磁尾晨昏不对称性是本来就存在于极光带不对称性的扩展. 我们的结果表明, 氧离子出现晨昏不对称性是由于激波到达同步轨道引起的. 但是在这里有必要考虑假设的条件适合的地方时区域. Denton 等人^[14]指出, 对于黄昏侧, 由于电子不能到达内磁层, 这个方法的适用性受到质疑. 因此可能需要更多的工作来证实我们的结果.

3.5 质子和电子的温度各向异性

在引文中我们已经介绍过, 电子和质子的温度各向异性可能激发电磁离子回旋波和电子哨声波,

因此本文将根据质子和电子的温度各向异性估算电磁离子回旋波和电子哨声波. 这里我们根据 Horne 和 Thorne^[17]的方法计算非相对论条件下平行传播的电磁离子回旋波的不稳定性的截止频率, 公式如下:

$$\omega = \Omega_i A_i / (1 + A_i), \quad (6)$$

其中 $A_i = T_{\perp i} / T_{\parallel i} - 1$ 是质子的温度各向异性, Ω_i 是质子的回旋频率, $T_{\perp i}$ 和 $T_{\parallel i}$ 是质子的垂直温度和平行温度.

同时根据 Treumann 和 Baumjohann^[34]的方法计算非相对论条件下平行传播的哨声波的不稳定性的截止频率, 公式如下:

$$\omega = \Omega_e A_e / (1 + A_e), \quad (7)$$

其中 $A_e = T_{\perp e} / T_{\parallel e} - 1$ 是电子的温度各向异性, Ω_e 是电子的回旋频率, $T_{\perp e}$ 和 $T_{\parallel e}$ 是电子的垂直温度和平行温度.

如图 12 所示, 在激波到达地球同步轨道之前, 质子的温度各向异性以及由质子温度各向异性估算出的电磁离子回旋波的强度均表现为白天扇区高于夜晚扇区. 在激波到达同步轨道后, 正午扇区温度各向异性有显著增强, 向晨侧和昏侧温度各向异性逐渐减小, 夜晚扇区的温度各向异性最小. 电磁离子回旋波强度在白天扇区(8~16 LT)迅速增加, 最大值接近 0.8 Hz, 夜晚扇区减小. 电磁离子回旋波强度变化的地方时分布与质子温度各向异性以及总磁场强度地方时分布趋势一致.

图 12 地球同步轨道质子温度各向异性以及由质子温度各向异性估算出的电磁离子回旋波频率随激波到达前后的时空变化

(a) 质子温度各向异性, (b) 电磁离子回旋波的频率. 中间的虚线(Epoch=0)代表行星际激波到达同步轨道的时刻

如图 13 所示,在激波到达地球同步轨道之前,电子温度各向异性以及由电子温度各向异性推算出的哨声波强度均是白天扇区高于夜晚扇区.在激波到达地球同步轨道后,电子的温度各向异性在正午和黄昏扇区的几乎不变,而午夜扇区温度各向异性明显减小.哨声波强度在白天扇区(8~16 LT)有明显的增加,最大值接近 2 kHz,并向晨侧和昏侧逐渐减小,夜晚扇区强度最减小.

图 13 地球同步轨道电子温度各向异性以及由电子温度各向异性估算出的哨声波频率随激波到达前后的时空变化

(a) 电子温度各向异性, (b) 电子哨声波的频率. 中间的虚线 (Epoch=0) 代表行星际激波到达同步轨道的时刻

4 总结

本文的主要研究成果总结如下:

(1) 当激波撞击向日面磁层顶时,地球同步轨道的磁场和等离子体有显著变化,主要表现为磁场的增强和等离子体密度、温度、温度各向异性以及有温

度各向异性推算得到的电磁离子回旋波和哨声波强度的增加.

(2) 激波到达地球同步轨道后,总磁场强度在白天扇区(8~16 LT)有显著增强,最大值为 160 nT 左右. GSM 坐标系下的 B_x 分量强度在白天扇区(8~16 LT)有所增加,夜晚扇区强度在激波到达前后无明显变化; B_y 分量在激波到达前后几乎无变化; B_z 分量与总磁场变化趋势非常一致,最大值接近 160 nT.

(3) 在激波到达地球同步轨道之后,质子变得热而稠密,密度峰值在夜晚扇区达到 1.2 cm^{-3} . 质子的垂直温度和并行温度均有明显的增加,特别是午后和夜晚扇区. 电子的密度各个地方时区域都有所增加,夜晚扇区最显著,最大值接近 2.0 cm^{-3} . 根据 MPA 数据推算出的氧离子密度在黄昏侧密度峰值为 1.2 cm^{-3} ,并且表现出明显的晨昏不对称性.

(4) 在激波到达同步轨道后,质子的温度各向异性在正午扇区有显著增强,向晨侧和昏侧逐渐减小,夜晚扇区温度各向异性最小. 由质子的温度各向异性推算的电磁离子回旋波强度在白天扇区(8~16 LT)迅速增加,最大值接近 0.8 Hz,夜晚侧强度减小.

(5) 在激波到达同步轨道后,电子的温度各向异性在正午和黄昏扇区的几乎不变,而午夜扇区温度各向异性明显减小. 由电子的温度各向异性推算的电子哨声波强度在白天扇区(8~16 LT)显著增加,最大值接近 2 kHz.

作者接下来的工作是研究一个太阳活动周期地球同步轨道磁场和等离子体对激波的响应,从时间和空间分析讨论激波对地球同步轨道磁场、等离子体的影响,以及影响磁场和等离子体特征变化的可能机制等.

参考文献

- Rufenach C L, McPherron R L, Schaper J. The quiet geomagnetic field at geosynchronous orbit and its dependence on solar wind dynamic pressure. *J Geophys Res*, 1992, 97: 25—42[doi]
- Wang C, Liu J B, Huang Z H, et al. Response of the magnetic field in the geosynchronous orbit to solar wind dynamic pressure pulses. *J Geophys Res*, 2007, 112: A12210 [doi]
- Patel V L, Coleman P J. Sudden impulses in the magnetosphere observed at synchronous orbit. *J Geophys Res*, 1970, 75: 7255—7260[doi]
- Lee D Y, Lyons L R. Geosynchronous magnetic field response to solar wind dynamic pressure pulse. *J Geophys Res*, 2004, 109: A04201 [doi]
- Borodkova N L, Zastenker G N, Riazantseva M, et al. Large and sharp solar wind dynamic pressure variations as a source of geomagnetic field disturbances at the geosynchronous orbit. *Planet Space Sci*, 2005, 53: 25—32[doi]
- Lee D Y, Lyons L R, Reeves G D. Comparison of geosynchronous energetic particle flux responses to solar wind dynamic pressure

- enhancements and substorms. *J Geophys Res*, 2005, 110: A09213 [\[doi\]](#)
- 7 Villante U, Piersanti M. An analysis of sudden impulses at geosynchronous orbit. *J Geophys Res*, 2008, 113: A08213 [\[doi\]](#)
- 8 Wang C, Liu J B, Li H, et al. Geospace magnetic field responses to interplanetary shocks. *J Geophys Res*, 2009, 114: A05211 [\[doi\]](#)
- 9 Borovsky E B, Thomsen M F, Elphic R C, et al. The transport of plasma sheet material from the distant tail to geosynchronous orbit. *J Geophys Res*, 1998, 103: 20297—20331 [\[doi\]](#)
- 10 Elphic R C, Weiss L A, Thomsen M F, et al. Evolution of plasmaspheric ions at geosynchronous orbit during times of high geomagnetic activity. *Geophys Res Lett*, 1996, 23: 2189—2192 [\[doi\]](#)
- 11 Birn J, Thomsen M F, Borovsky J E, et al. Characteristic plasma properties during dispersionless substorm injections at geosynchronous orbit. *J Geophys Res*, 1997, 102: 2309—2324 [\[doi\]](#)
- 12 Dandouras I, Henri R, Cao J B, et al. Magnetosphere response to the 2005 and 2006 extreme solar events as observed by the Cluster and Double Star spacecraft. *Adv Space Res*, 2008, 43: 618—623 [\[doi\]](#)
- 13 Borovsky J E, Denton M H. Relativistic-electron dropouts and recovery: A superposed epoch study of the magnetosphere and the solar wind. *J Geophys Res*, 2009, 114: A02201 [\[doi\]](#)
- 14 Denton M H, Thomsen M F, Korth H, et al. Bulk plasma properties at geosynchronous orbit. *J Geophys Res*, 2005, 110: A07223 [\[doi\]](#)
- 15 Denton M H, Borovsky J E. Superposed epoch analysis of high-speed-stream effects at geosynchronous orbit: Hot plasma, cold plasma, and the solar wind. *J Geophys Res*, 2008, 113: A07216 [\[doi\]](#)
- 16 Kennel C F, Petschek H E. Limit on stably trapped particle fluxes. *J Geophys Res*, 1966, 71: 1—28
- 17 Horne R B, Thorne R M. On the preferred source location for the convective amplification of ion cyclotron waves. *J Geophys Res*, 1993, 98: 9233—9247 [\[doi\]](#)
- 18 Cornwall J M, Coroniti F V, Thorne R M. Turbulent loss of ring current protons. *J Geophys Res*, 1970, 75: 4699—4709 [\[doi\]](#)
- 19 Thorne R M, Horne R B. The contribution of ioncyclotron waves to electron heating and SAR-arc excitation near the storm-time plasmapause. *Geophys Res Lett*, 1992, 19: 417—420 [\[doi\]](#)
- 20 Cornwall J M, Coroniti F V, Thorne R M. Unified theory of SAR arc formation at the plasmapause. *J Geophys Res*, 1971, 76: 4428—4445 [\[doi\]](#)
- 21 Bossen M, McPherron R L, Russel C T. A statistical study of Pc I magnetic pulsations at synchronous orbit. *J Geophys Res*, 1976, 81: 6083 [\[doi\]](#)
- 22 Xiao F L. Modelling energetic particles by a relativistic kappa loss cone distribution function in plasmas. *Plasma Phys Control Fusion*, 2006, 48: 203—213 [\[doi\]](#)
- 23 Xiao F L, Zhou Q H, He H Y, et al. Energetic electron distributions fitted with a relativistic kappa-type function at geosynchronous orbit. *J Geophys Res*, 2008, 113: A05203 [\[doi\]](#)
- 24 Xiao F L, Zhou Q H, Zheng H N, et al. Whistler instability threshold condition of energetic electrons by kappa distribution in space plasmas. *J Geophys Res*, 2006, 111: A08208 [\[doi\]](#)
- 25 Xiao F L, Zhou Q H, He H Y, et al. Instability of whistler-mode waves by a relativistic kappa-loss-cone distribution in space plasmas. *Plasma Phys Control Fusion*, 2006, 48: 1437—1445 [\[doi\]](#)
- 26 Xiao F L, Zhou Q H, He H Y, et al. Electromagnetic ion cyclotron waves instability threshold condition of suprathermal protons by kappa distribution. *J Geophys Res*, 2007, 112: A07219 [\[doi\]](#)
- 27 Singer H J, Matheson L, Grubb R, et al. Monitoring space weather with the GOES magnetometers. *SPIE Proc*, 1996, 2812: 299—308 [\[doi\]](#)
- 28 Bame S J, McComas D J, Thomsen M F, et al. Magnetospheric plasma analyzer for satellites with constrained resources. *Rev Sci Instrum*, 1993, 64: 1026—1033 [\[doi\]](#)
- 29 McComas D J, Bame S J, Barraclough B L, et al. Magnetospheric plasma analyzer: Initial three-spacecraft observations from geosynchronous orbit. *J Geophys Res*, 1993, 98: 13453—13465 [\[doi\]](#)
- 30 Thomsen M F, Noveroske E, Borovsky J E, et al. Calculation of moments from measurements by the Los Alamos magnetospheric plasma analyzer. LA Rep LA-13566-MS, Los Alamos Natl Lab, Los Alamos, NM, 1999
- 31 Sharp R D, Carr D L, Peterson W K, et al. Ion streams in the magnetotail. *J Geophys Res*, 1981, 86: 4639—4648 [\[doi\]](#)
- 32 Ghielmetti A G, Johnson R G, Sharp R D, et al. The latitudinal, diurnal, and altitudinal distributions of upward flowing energetic ions of ionospheric origin. *Geophys Res Lett*, 1978, 5: 59—62 [\[doi\]](#)
- 33 Zong Q G. Energetic Oxygen Ions in Geospace Observed by Geotail Spacecraft. PhD dissertation. Brunswick: The Technical University Carolo-Wilhelmina, 1998. 118—123
- 34 Treumann R A, Baumjohann W. Advanced Space Plasma Physics. London: Imperial College, 1997. 108—111