中国科学: 地球科学 2015 年 第 45 卷 第 12 期: 1866 ~ 1874
www.scichina.com earth.scichina.com
《中国科学》杂志社
SCIENCE CHINA PRESS

论 文

地球磁尾不同位置处高速流的统计特性研究

潘东晓[①②③], 孙为杰[③], 史全岐[①②*], 田安民[①②], YAO ZhongHua[④], 傅绥燕[③], 宗秋刚[③], 周煦之[③⑤], 濮祖荫[③]

① 山东大学(威海)空间科学与物理学院, 山东省光学天文与日地空间环境重点实验室, 威海 264209;
② 中国科学院空间天气学国家重点实验室, 北京 100190;
③ 北京大学地球与空间科学学院, 北京 100871;
④ Mullard Space Science Laboratory, UCL, Dorking, RH5 6NT, UK;
⑤ IGPP/ESS University of California, Los Angeles, CA 90095-1567, USA
* 联系人, E-mail: sqq@sdu.edu.cn

收稿日期: 2015-05-11; 接受日期: 2015-07-31; 网络版发表日期: 2015-11-20
国家自然科学基金项目(批准号: 41322031, 41031065, 41574157)、山东省青年科学家奖(编号: 2013BSE27132)、高等学校博士学科点科研基金项目(编号: 20130131120073)、中国教育部新世纪优秀人才支持计划项目(编号: NCET-12-0332)、中国科学院空间中心开放课题和国家重点实验室专项基金项目资助

摘要 使用 2007~2011 年 THEMIS 卫星数据, 对位于地球磁尾($|Y_{GSM}|<13R_E$, $|Z_{GSM}|<5R_E$, $-30R_E<X_{GSM}<-6R_E$)等离子体片内的高速流及背景的等离子体特性和它们与太阳风参数之间的联系进行了统计研究. 我们发现, 距离地球越近, 高速流温度的增加相较于其背景要更强一些; 高速流与背景的离子数密度比值和离子温度比值也都有所升高; 而我们的统计进一步表明, 高速流密度与其发生前 2 h 的太阳风密度相关性最高, 背景密度与其观测时刻前 3.5 h 的太阳风密度相关性最高, 且二者的归一化密度(密度与太阳风密度之比)均与其前 3 h 的行星际磁场 θ 角(θ=arctan(B_z/sqrt(B_x^2+B_y^2)))相关性程度最大. 行星际磁场越倾向于北向, 高速流归一化密度越大, 与磁尾背景等离子体的性质相似.

关键词
磁尾高速流
地向演化
行星际磁场

磁尾高速流是经常在磁尾等离子体片内观测到的快速流动的等离子体(Baumjohann 等, 1990; Angelopoulos等, 1992; Fu S Y 等, 2011). 20世纪70年代, Hones等(1972)在磁尾等离子体片内发现了流动速度可以达到几百甚至上千公里每秒的等离子体的整体流动. 随后Lui等(1977, 1983)统计研究了这种等离子体快速流, 他们指出这种快速流大部分存在于等离子体片边界层(plasma sheet boundary layer), 它们与亚暴没有直接的联系. 等离子体片边界层是位于中心等离子体片(central plasma sheet)和尾瓣(lobe)之间的过渡区域(Eastman等, 1984), 在等离子体片边界层内, 经常观测到地向或者双向(同时具有地向和尾向, counter-streaming)的离子束流(beam), 因此位于此区域的高速流通常具有较大的平行于磁场的速度分量, 也就是场向高速流; 后来研究者们在中心等离子体片(central plasma sheet)内观测到的高速流, 大部分(60%~70%)具有较大的垂直于磁场的速度分量, 称为对流高速流; 对流高速流比场向高速流更容易

中文引用格式: 潘东晓, 孙为杰, 史全岐, 田安民, Yao Z H, 傅绥燕, 宗秋刚, 周煦之, 濮祖荫. 2015. 地球磁尾不同位置处高速流的统计特性研究. 中国科学: 地球科学, 45: 1866–1874
英文引用格式: Pan D X, Sun W J, Shi Q Q, Tian A M, Yao Z H, Fu S Y, Zong Q G, Zhou X Z, Pu Z Y. 2015. THEMIS statistical study on the plasma properties of high-speed flows in Earth's magnetotail. Science China: Earth Sciences, doi: 10.1007/s11430-015-5199-y

发生在地磁活跃期(Eastman等, 1984; Baumjohann等, 1990).

Angelopoulos等(1992)研究了位于中心等离子体片内的时间尺度在10 min左右的快速流, 他们称之为爆发性整体流(bursty bulk flow, BBF), BBF的发生率与AE指数呈正相关, 它们通常包括多个持续时间为几分钟的快速流, 并且伴随着磁场的偶极化以及离子温度的升高(Ohtani等, 2004). BBF在磁尾对流和通量传输过程中有着至关重要的作用, 虽然其持续时间大约只占总等离子体片观测时间的10%~15%, 但它却提供了磁尾大部分(60%~100%)的磁通量传输(Angelopoulos等, 1994). Cluster多颗卫星的观测表明, BBF的持续时间要比单颗卫星的观测结果长一倍左右(Cao等, 2006). 最新的研究结果表明, BBF地向传输磁通量的主要载体是偶极化通量束(dipolarizing flux bundle, DFB)(Liu等, 2014).

对于高速流的产生机制, 一般认为近地观测到的高速流是由位于磁尾距离地球20~30 地球半径(R_E)处的磁重联产生(Nagai等, 1998). 当高速流运动到近地, 会因为受到压强梯度力的作用而减速或者偏转(Shiokawa等, 1997), 高速流的减速会使其携带的磁通量在近地堆积, 形成尾向传播的磁通量堆积(magnetic flux pileup)过程(Baumjohann等, 1999; Zhang等, 2007); 而高速流在近地朝向晨昏两侧的偏转, 则可能与亚暴电流楔的形成有关(Yao等, 2012; Birn等, 2004).

等离子体片内背景等离子体一直被认为与行星际条件有密切的关系. Terasawa等(1997)指出, 在行星际磁场北向期间, 等离子体片内背景等离子体表现为冷而密的特点, 在磁尾晨昏两侧的背景等离子体相比于子夜区域表现的更为明显. 他们的结果还指出, 在行星际磁场北向期间, 等离子体片背景等离子体与其前9 h左右的太阳风参数相关性最大. Borovsky等(1998)研究结果则认为, 太阳风粒子进入中近磁尾等离子体片内约需2 h, 他们在研究中没有区分行星际磁场的方向. Wing和Newell (2002)得到的2D的等离子体片背景等离子体分布, 证实了行星际磁场北向期间等离子体片内晨昏侧背景等离子体的冷而密的特点. 高速流中等离子体及背景等离子体的地向变化则表现为: 距离地球越近, 密度越大、温度越高, 且温度分布具有明显的晨昏不对称性, 昏侧的等离子体温度明显高于晨侧的等离子体(Wing和Newll, 2002; Huang和Frank, 1994; Juusola等, 2011).

太阳风与磁层相互作用将能量传输至地球空间, 通过地球磁尾侧的重联将能量释放至近地磁尾, 并通过亚暴过程将能量释放, 从而造成高纬地面的磁场扰动以及中高层大气中的极光现象. 人们普遍认为, 行星际磁场南向期间是太阳风能量向磁层内输运的重要时期(Dungey, 1961). 而Wei等(2011)的研究表明, 东西方向的行星际磁场($|B_z|$<2 nT, $|B_y|$=~18 nT)、较强的太阳风动压以及高速太阳风速度V_y的共同作用, 也会使得太阳风中大量能量输入进磁层. 此外, 高速流的方位流向与行星际磁场B_y分量也有着密切的关系, Pitkänen等(2013)的研究表明, 东向B_y对应于磁尾等离子体片北半球晨向流动和南半球昏向流动的高速流, 西向B_y对应的情况与之相反.

以往的研究表明, 行星际磁场和太阳风等离子体参数与地球等磁尾离子体片的密度、温度等参数有一定的相关性(例如, Borovsky等, 1998). 爆发性高速流可能携带了爆发源处等离子体片的一些信息, 但高速流内部参数和行星际条件的联系尚不清楚. 高速流通常被认为是将磁尾重联释放的能量以及物质传输到近磁尾空间的重要载体, 在磁尾动力学过程中有着重要的作用. 因此研究高速流与太阳风之间的关系对于我们进一步的理解太阳风条件对这些爆发性过程的影响具有十分重要的意义. 不同于以往对于等离子体片参数的研究, 本工作将使用THEMIS卫星(Angelopoulos, 2008)和OMNI(提供太阳风参数)数据, 首先研究位于等离子体片内的高速流在地向运动过程中等离子体参数的演化, 并将高速流与其背景等离子参数进行对比; 之后我们将研究高速流参数及其背景等离子体与行星际条件的关系. 行星际磁场条件是影响磁尾大尺度等离子体对流的一个重要参数, 而高速流是磁层对流中的巨大贡献者, 研究这两者之间的关系有望帮助我们探索高速流的产生机制, 更深入的了解粒子的加速以及磁尾能量、通量输运等物理问题.

1 数据来源及事件选取

本工作使用的数据来源于THEMIS卫星, THEMIS卫星计划包括五颗搭载相同仪器的卫星, 以其轨道远地点由近及远分别为: THA(轨道参数: 1.5×10R_E), THE(1.5×12R_E), THD(1.5×12R_E), THC(1.2×

$20R_E$)和THB($1.3\times30R_E$). 本文使用了THA, THD和THE三颗卫星2007~2011年以及THB和THC两颗卫星2007~2009年在磁尾的观测数据. 本工作中主要用到了磁通门磁强计(Fluxgate Magnetometer, FGM) (Auster等, 2008)提供的磁场数据, 以及静电分析仪(Electrostatic Analyzer, ESA)(Mcfadden等, 2008)和固态探测器(Solid State Telescope, SST) (Angelopoulos, 2008)分别提供的低能和高能等离子体数据. 以上数据分辨率均为3 s. 分析中还用到了OMNI提供的分辨率为1 min的太阳风等离子体和行星际磁场数据.

本工作选取磁尾高速流事件的判据为: (1) 卫星位置处于$|Y_{GSM}|<13R_E$, $|Z_{GSM}|<5R_E$, $-30R_E<X_{GSM}<-6R_E$范围内; (2) 将等离子体流速度大于100 km s^{-1}的时刻定为事件的开始, 流速小于100 km s^{-1}的时刻定为事件的结束; (3) 在此期间至少有一个速度值大于200 km s^{-1}的数据点; (4) 如果两个事件之间的时间间隔小于5 min, 则认为两者为同一个事件. 此判据与Angelopoulos等(1992)选取的爆发性整体流事件所用的判据类似, 除事件的分布区域不同外, 他们还要求流速的最大值大于400 km s^{-1}. 根据以上判据, 我们总共得到4788个高速流事件. 如引言部分提到的, 前人的工作证实了磁尾等离子体片边界层及等离子体片内的高速流性质很不相同(Baumjohann等, 1990; Angelopoulos等, 1994), 因此我们使用高速流事件的背景等离子体β值(等离子体热压与磁压的比值)对高速流事件进行区域的划分, 如果背景等离子体$\beta>1$, 我们认为此高速流事件位于等离子体片内, 总共得到2297个事件, 其余2491个$\beta\leqslant1$的事件则认为是位于等离子体片边界层的事件. 每个高速流事件对应的背景等离子体参数取自于高速流到达前3~2 min的平均值, 在本文中, 我们将高速流开始时刻前3~2 min做为一个背景事件. 与此同时, 为了研究等离子体片内高速流与其到达之前背景等离子体参数的联系, 我们只选取磁尾对流平稳时期的背景事件与高速流事件做对比, 即限定每个背景事件的等离子体平均速度不大于80 km s^{-1}. 最终, 我们共得到了与等离子体片内高速流事件对应的背景事件808个. 本文中, 如无特殊说明, 讨论的均为等离子体片内的高速流、背景中等离子体的性质.

图1给出了选取事件中的一个典型事例. 该事件为THD卫星于2008年1月29日07:00~07:30 UT期间观测到的一个高速流事件, 位于(–10.98, –2.12, –3.75)R_E. 左右两条竖线分别为高速流的开始时间(07:12:56 UT)和结束时间(07:18:39 UT), 此高速流持续了343 s. 此高速流主要是地向运动(图1(a)), 相比于其背景的等离子体具有较小的平均密度(图1(c))和较高的平均温度(图1(d)), 其背景等离子的β值约为7(图1(e)), 说明此高速流位于等离子体片内. 在高速流事件的前端(~07:14:00 UT)包含一个偶极化锋面结构(dipolarization front)(Nakamura等, 2002; Runov等, 2009), 磁场Z分量的强度在很短的时间内(~20 s)有一个快速的增加(~8 nT).

2 研究结果

2.1 高速流特性及其空间分布

图2给出了高速流及其背景事件的平均离子数密度和温度的X_{GSM}向及Y_{GSM}向分布, 红色折线表示中位值, 两条蓝色折线从上至下分别表示上四分位和下四分位数线. 图中计算中位值时所取的区间范围不同(图2(a), (b), (e), (f))是因为我们保证了每个区间内至少有10个事件. 高速流事件的位置分布在晨昏方向上具有不对称性, 位于昏侧的事件有1444个, 位于晨侧的事件853个. 由图2(a)和(b)可以看出, 距离地球越近, 高速流及背景事件的平均离子数密度越大. 由图2(e)和(f)可以看出, 距离地球越近, 高速流及其背景事件的平均离子温度越高. 以上结论证实了前人的研究结果(Ohtani等, 2004; Wing和Newell, 2002; Huang和Frank, 1994). 值得注意的是, 高速流的平均离子温度在近地区域($X_{GSM}>-12R_E$)晨昏两侧的分布具有不对称的特点(图2(g)), 位于昏侧的高速流事件的离子温度明显高于晨侧的事件, 而高速流的密度(图2(c))却没有表现出明显的晨昏不对称, 这与Juusola等(2011)的结果一致. 对于背景事件, 其密度分布(图2(d))不具有明显的晨昏不对称性, 这与Wing和Newell (2002)的研究结论一致, 但与之不同的是, 我们看到的片内背景等离子体温度的晨昏不对称性并不如他们明显(图2(h)), 这也许是因为Wing和Newell (2002)的结果中关于背景等离子体温度的晨昏不对称性主要出现在$|Y_{GSM}|>5R_E$, $X_{GSM}>-8R_E$的地方, 而我们的工作中覆盖在这一区域的背景事件

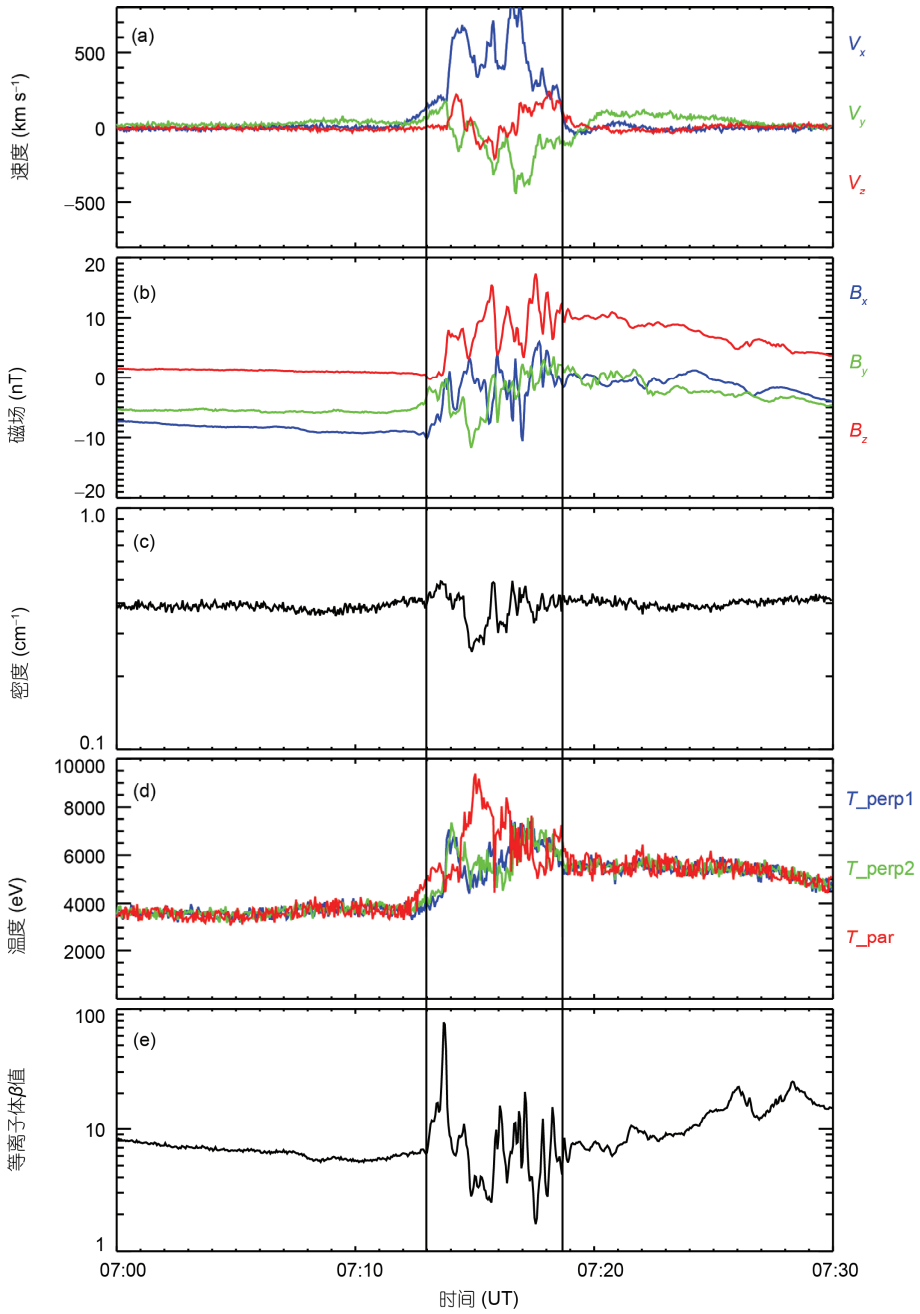

图 1　2008 年 1 月 29 日 THD 卫星观测到的一个位于等离子体片内的高速流事件

(a) 离子速度的三分量 V_x, V_y, V_z; (b) 磁场强度的三分量 B_x, B_y, B_z; (c) 离子数密度; (d) 离子温度; (e) 等离子体 β 值. 左右两条黑色竖线分别代表高速流事件的起始和结束时间. 所有参数均在 GSM 坐标系下

十分少.

此外, 我们发现距离地球越近, 高速流温度的增加相较于其背景要更强一些(图2(e)和(f)). 其可能的解释是, 在高速流地向运动的过程中, 由于受到压强梯度力的作用发生减速, 它的减速会引起磁通量的堆积(Shiokawa等, 1997; Zhang等, 2007). 在这一过程中, 通常认为第一、第二绝热不变量是守恒的, 高速流内部参数的变化要比背景参数的变化强烈, 因此高速流内的离子会受到更强的绝热加速, 增温更明显.

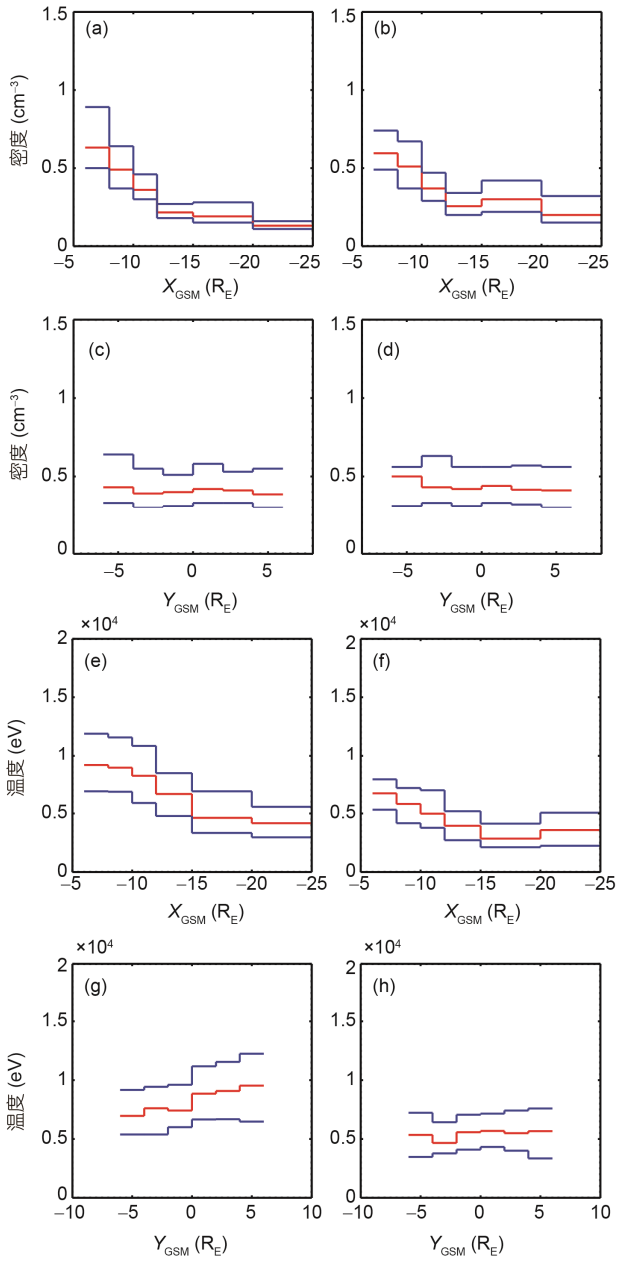

图 2　事件密度和温度的分布特性

(a)和(b)分别为高速流和背景事件的平均离子数密度的 X_{GSM} 向分布; (c)和(d)分别为近地区域(X_{GSM}>–12 R_E)的高速流和其背景事件的平均离子数密度的 Y_{GSM} 向分布; (e)和(f)同(a)和(b), (g)和(h)同(c)和(d), 为高速流及其背景事件平均离子温度的分布. 每幅图中, 红色折线表示中位值, 两条蓝色折线从上至下分别表示上四分位和下四分位数线

图3显示的是高速流与其背景事件的平均等离子体数密度和平均温度比值在X_{GSM}和Y_{GSM}方向上的变化. 在808个事件中, 共有413个事件的离子数密度比

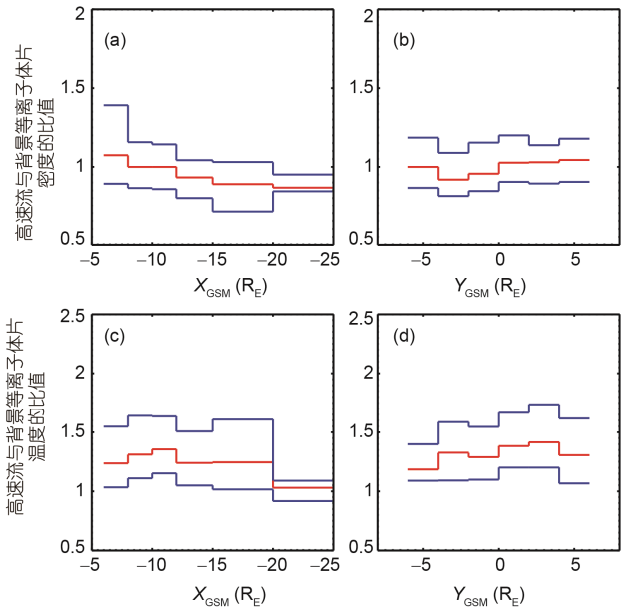

图 3　高速流和其背景事件的平均离子数密度比值和温度比值分布特征

(a) 密度比值的 X_{GSM} 向分布; (b) 近地区域(X_{GSM}>–12 R_E)事件密度比值的 Y_{GSM} 向分布; (c) 温度比值的 X_{GSM} 向分布; (d) 近地区域事件温度比值的 Y_{GSM} 向分布. 每幅图中, 红色折线表示中位值, 两条蓝色折线从上至下分别表示上四分位和下四分位数线

值小于1, 即高速流的平均离子数密度小于其背景事件的值, 占总事件的51.1%. 但从图3(a)中我们可以看出, 比值大于1的事件大部分集中在近地区域(X_{GSM}>–12R_E), 在距离地球较远的区域(X_{GSM}<–12 R_E), 65.0%(91/140)的高速流的平均离子数密度小于其背景等离子体. 在其地向运动的过程中, 可能存在影响其密度变化的机制, 从而在距离地球较近的区域中, 许多高速流的密度接近甚至大于背景等离子体的密度. 相应的, 对于离子温度来说, 绝大部分(87.0%, 703/808)的高速流事件的平均离子温度高于其背景(如图3(c)所示), 距离地球越近, 二者的温度比值越高(图3(c)). 在近地区域(X_{GSM}>–12R_E), 温度比值大于1的事件占近地所有事件的88.8%(593/668), 而距离地球12R_E以外的区域, 78.6%(110/140)的事件的平均离子温度高于其背景, 因此我们推测, 在高速流地向运动过程中, 高速流中的离子温度同时也可能得到增加. 图3(b)和(d)显示了近地区域(X_{GSM}>–12R_E)的高速流与其背景事件的平均等离子体数密度比值和平均温度比值在晨昏方向上的分布, 可以看出温度比值在晨昏方向上的分布具有不对称性,

表现为昏侧大于晨侧, 这也证实了图2的结果. Fu H S等(2011)根据BBF速度峰值位于通量堆积区(FPR, flux pileup region)之前或者之后, 将其分为“延迟型”(Decaying)和“增长型”(Growing). 前者通常存在于近地区域, 后者经常在中磁尾区域被观测到. 因此, 在我们近地区域观测到的高速流中, 大部分应处于偶极化锋面的前端, 偶极化锋面前端的等离子体流主要来自于锋面对粒子的反射, 因此其密度会较平静时期有所上升(Zhou等, 2011). Kissinger等(2012)研究发现, 在稳定磁层对流(Steady magnetospheric convection, SMC)期间, 磁尾等离子体密度较磁尾平静时期低, 温度反之, 而高速流也常常会发生在稳定磁层对流时期. Angelopoulos等(1992)对BBFs的统计研究得到了BBFs相比于背景等离子体具有更高温度和更低密度的结论, 他们的研究选取的事件是在14 R_E之外的等离子体片内, 因此并未得出高速流在近地密度会增大的结论.

2.2　与太阳风参数的相关性研究

Terasawa等(1997)曾研究了磁尾等离子体片中背景等离子体密度与太阳风参数的相关性. 为了找出与等离子体片内高速流及其背景离子数密度最相关的太阳风参数所对应的时刻, 我们采用了与他们相似的方法. 首先, 我们对事件开始时刻前N h期间内的太阳风密度求平均(N=0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, …, 20), 然后计算每个时间段对应的平均行星际磁场θ角(θ=arctan(B_z/sqrt(B_x^2+B_y^2))), 以此来衡量行星际磁场南北方向的倾斜程度.

我们计算出了高速流及其背景事件的离子数密度与每个时间段对应的平均太阳风密度的相关系数, 如图4(a)和(b)所示. 从图中可以看出, 相关系数的峰值对应的时间分别为2和3.5 h(图4(a)和(b)), 即某时刻观测到的高速流(背景)中的离子数密度与该时刻前2 h(3.5 h)的太阳风密度相关性最高, 相关系数分别为0.51和0.52(与Terasawa等(1997)结果的比较将在后文给出). 图4(c)和(d)中分别给出了高速流及其背景事件的离子数密度和与其最相关时间段的平均太阳风密度(高速流事件开始时刻前2 h、背景事件开始时刻前3.5 h内的太阳风数据)的关系, 从图4(d)中可以看出, 太阳风密度越大对应的磁尾背景等离子体离子数密度也越大, 与Terasawa等(1997)的统计结果一致. 而高速流密度(图4(c))也有着相同的变化趋势.

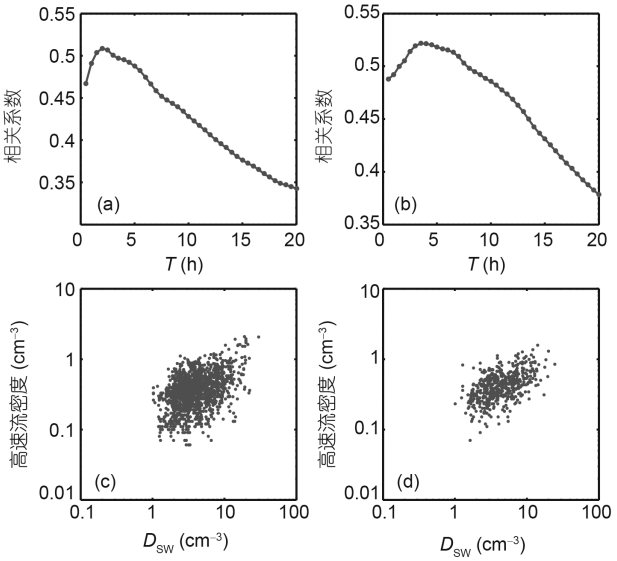

图 4　高速流及其背景事件的密度与太阳风密度的相关性研究

高速流(a)及其背景事件(b)的密度与太阳风密度的相关系数随时间的变化; (c) 高速流平均密度与高速流开始时刻前 2 h 内太阳风平均密度的关系; (d) 背景事件平均密度与相应观测时刻前 3.5 h 内太阳风平均密度的关系

前人的研究表明, 行星际磁场北向期间,磁尾的能量在释放到近地空间之前能够储存至多~4 h(Du等, 2011), 高速流的形成与磁尾的能量释放过程密不可分, 因此高速流中的密度对太阳风参数的响应也应有几小时的时间延迟.

为探索行星际磁场倾斜程度与高速流(背景)密度的关系, 我们需考虑到太阳风密度对高速流密度的影响, 因此, 我们计算了高速流及其背景事件的离子数密度与其最相关时间段的平均太阳风密度(高速流事件开始时刻前2 h、背景事件开始时刻前3.5 h内的太阳风数据)的比值, 称之为高速流、背景事件的归一化密度. 随后, 分别对不同时间段内, 每个θ角区间(5°)内归一化密度取平均值, 计算出不同时间段平均θ角与归一化密度平均值的相关系数, 如图5(a)和(b)所示. 从图中可以看出, 相关系数峰值对应的时间均为3 h. 我们取出高速流(背景)事件开始时刻前3 h内的行星际磁场数据做进一步分析研究. 图5(c)和(d)给出了高速流和背景事件归一化密度与其观测时刻前3 h内行星际磁场平均θ角的散点关系图. 图中红色星号为每个θ角区间(5°)内归一化密度的平均值, 红色直线是对平均值的线性拟合线, R为平均θ角与高速流(背景)平均归一化密度的相关系数. Terasawa等

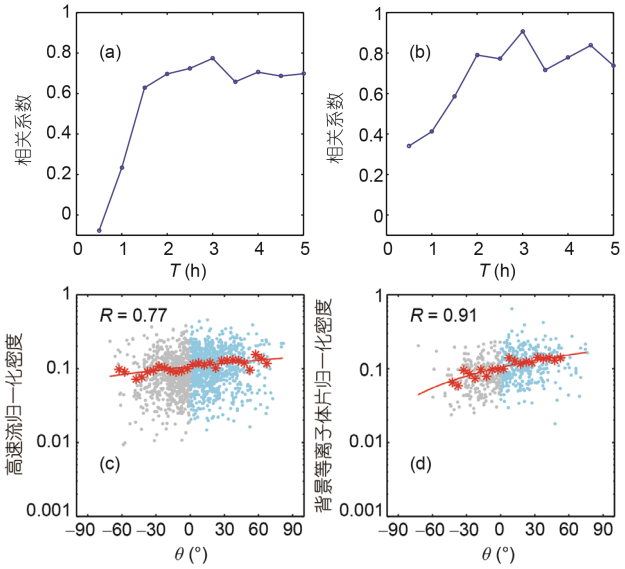

图 5　高速流及其背景事件的归一化密度平均值与行星际磁场平均 θ 角的相关性研究

高速流(a)及其背景事件(b)的归一化密度平均值与行星际磁场平均 θ 角的相关系数随不同选择时段的变化; 高速流(c)及其背景事件(d)的归一化密度与其开始时刻前 3 h 内行星际磁场平均 θ 角的关系. 红色星号为每个 θ 角区间(5°)内归一化密度的平均值, 红色实线是其线性拟合曲线

(1997)的研究表明, 行星际磁场越倾向于北向, 磁尾背景等离子体的归一化密度越大, 我们的结果证实了这一点, 如图5(d)所示. 结果显示, 行星际磁场北向期间高速流归一化密度的平均值为0.118, 背景的归一化密度平均值为0.124, 南向期间二者的平均值分别为0.0956和0.0889. 因此, 行星际磁场北向期间高速流及其背景的归一化密度高于它们南向期间的值. 行星际磁场越倾向于北向, 高速流内的归一化密度值越高(如图5(c)所示). 此外, 行星际磁场越倾向于南向, 高速流及其背景等离子体密度相对于太阳风密度的比值越低(图5(c)和(d)).

3　讨论

我们的结果显示, 就背景而言, 与等离子体片离子密度最相关的太阳风密度为观测时刻前3.5 h的平均值, 这与Borovsky等(1998)认为太阳风成分经过约2 h进入磁尾的结论一致; 与等离子体片内等离子体归一化密度最相关的行星际磁场条件为观测时刻前3 h, 小于Terasawa等(1997)所得9^{+3}_{-4} h的结论. 我们认为, 造成与Terasawa等(1997)结果不同可能是由于以下两个主要原因: (1) 太阳风参数取法不同. Terasawa等(1997)使用的太阳风数据取自事件开始时刻前T h期间(T=1, 2, 3, …, 50)的太阳风参数的平均值, 而我们则是将事件开始时刻前的20 h分成了40个时间段. (2) 等离子体片内密度的取值方法不同. 他们假设背景等离子体离子数密度与磁场B_x之间线性相关, 并通过线性拟合的方法, 估算出了等离子体片中心(B_x=0)的离子数密度, 并用该密度做后续归一化密度及相关系数的计算. 本文中, 我们仅以β>1作为判据, 取得背景等离子体片的密度, 而没有通过类似方法推算片中心密度(这是因为高速流来临时常常伴随着磁场、压强等参数的剧烈扰动, 我们无法估算出其位于等离子体片中心的密度). 这可能是导致我们的结果与Terasawa等(1997)结果不同的最主要原因. 观测表明, 行星际磁场北向期间, θ角越大, 磁尾背景等离子体的归一化密度越大, 这与Terasawa等(1997)的结论一致. 观测还进一步表明, 高速流也具有类似的性质. 在行星际磁场北向期间, 太阳风中的等离子体能够通过磁鞘进入等离子体片低纬边界层, 进而进入到等离子体片中(Fujimoto等, 1998). 因此行星际磁场北向条件下, 较不活跃的磁尾中会聚集更多的等离子体, 密度峰值出现在等离子体片晨昏边界处(Wing和Newell, 2002). 高速流中的物质, 归根结底来源于等离子体片中, 因此, 行星际磁场北向期间, 等离子体片中归一化密度较大, 高速流归一化密度也较大.

对于太阳风参数是否会影响高速流中等离子体的其他参数, 我们还将做进一步研究. 一般认为近地观测到的高速流是由位于磁尾距离地球20~30R_E处的磁重联产生(Nagai等, 1998), 重联产生的高速流内的粒子可能反映等离子体片和尾瓣内的粒子特性, 行星际条件是影响磁尾背景等离子体的重要因素, 但由于重联本身也会影响等离子体的性质, 所以太阳风参数如何影响高速流内部的特性依然是个很复杂的问题, 这也是需要我们进一步了解的问题.

4　结论

本文使用THEMIS卫星计划的数据, 对位于磁尾等离子体片内的高速流及其背景等离子体特性和它们与太阳风参数的联系进行了研究. 我们得到的主要结论有: (1) 距离地球越近, 高速流温度的增加幅度相较与其背景要更强一些. (2) 多数高速流事件在

其形成初期相比与其背景具有高温低密的特点, 随着距离地球距离的减小, 高速流与背景事件的离子数密度比值和离子温度比值也都有所升高. 我们猜测, 在其地向运动的过程中, 可能存在影响其密度、温度变化的机制, 使高速流的密度和温度都得以增加. (3) 高速流密度与其发生前2 h的太阳风密度相关程度最高, 相关系数为0.51; 背景密度与其观测时刻前3.5 h的太阳风密度最相关, 相关系数为0.52; 且二者的归一化密度均与其前3 h内的行星际磁场θ角相关性最高, 相关系数分别为0.77与0.91. 我们同时发现, 高速流及其背景事件的归一化密度表现为行星际磁场越倾向于北向值越高, 越倾向于南向值越低.

致谢 感谢THEMIS Flux Gate Magnetometer, Electrostatic Analyzers仪器团队以及OMNI 工作组提供的数据.

参考文献

Angelopoulos V, Baumjohann W, Kennel C F, Coroniti F V, Kivelson M G, Pellat R, Walker R J, Lühr H, Paschmann G. 1992. Bursty bulk flows in the inner central plasma sheet. J Geophys Res, 97: 4027–4039

Angelopoulos V, Kennel C F, Coroniti F V, Pellat R, Kivelson M G, Walker R J, Russell C T, Baumjohann W, Feldman W C, Gosling J T. 1994. Statistical characteristics of bursty bulk flow events. J Geophys Res, 99: 21257–21280

Angelopoulos V. 2008. The THEMIS mission. Space Sci Rev, 141: 5–34

Auster H U, Glassmeier K H, Magnes W, Aydogar O, Baumjohann W, Constantinescu D, Fischer D, Fornacon K H, Georgescu E, Harvey P, Hillenmaier O, Kroth R, Ludlam M, Narita Y, Nakamura R, Okrafka K, Plaschke F, Richter I, Schwarzl H, Stoll B, Valavanoglou A, Wiedemann M. 2008. The THEMIS fluxgate magnetometer. Space Sci Rev, 141: 235–264

Baumjohann W, Paschmann G, Lühr H. 1990. Characteristics of high-speed ion flows in the plasma sheet. J Geophys Res, 95: 3801–3809

Baumjohann W, Hesse M, Kokubun S, Mukai T, Nagai T, Petrukovich A A. 1999. Substorm dipolarization and recovery. J Geophys Res, 104: 24995–25000

Birn J, Raeder J, Wang Y L, Wolf R A, Hesse M. 2004. On the propagation of bubbles in the geomagnetic tail. Ann Geophys, 22: 1773–1786

Borovsky J E, Thomsen M F, Elphic R C. 1998. The driving of the plasma sheet by the solar wind. J Geophys Res, 103: 17617–17639

Cao J B, Ma Y D, Parks G, Reme H, Dandouras I, Nakamura R, Zhang T L, Zong Q, Lucek E, Carr C M, Liu Z X, Zhou G C. 2006. Joint observations by Cluster satellites of bursty bulk flows in the magnetotail. J Geophys Res, 111, doi: 10.1029/2005JA011322

Du A M, Tsurutani B T, Sun W. 2011. Solar wind energy input during prolonged, intense northward interplanetary magnetic fields: A new coupling function. J Geophys Res, 116, doi: 10.1029/2011JA016718

Dungey J W. 1961. Interplanetary magnetic field and the auroral zones. Phys Rev Lett, 6: 47–48

Eastman T E, Frank L A, Peterson W K, Lennartsson W. 1984. The plasma sheet boundary layer. J Geophys Res, 89: 1553–1572

Fu H S, Khotyaintsev Y V, André M, Vaivads A. 2011. Fermi and betatron acceleration of suprathermal electrons behind dipolarization fronts. Geophys Res Lett, 38, doi: 10.1029/2011GL048528

Fu S Y, Shi Q Q, Wang C, Parks G, Zheng L, Zheng H, Sun W J. 2011. High-speed flowing plasmas in the Earth's plasma sheet. Chin Sci Bull, 56: 1182–1187

Fujimoto M, Terasawa T, Mukai T, Saito Y, Yamamoto T, Kokubun S. 1998. Plasma entry from the flanks of the near-Earth magnetotail: Geotail observations. J Geophys Res, 103: 4391–4408

Hones E W, Asbridge J R, Bame S J, Montgomery M D, Singer S, Akasofu S I. 1972. Measurements of magnetotail plasma flow made with Vela 4b. J Geophys Res, 77: 5503–5522

Huang C Y, Frank L A. 1994. A statistical survey of the central plasma sheet. J Geophys Res, 99: 83–95

Juusola L, Østgaard N, Tanskanen E. 2011. Statistics of plasma sheet convection. J Geophys Res, 116, doi: 10.1029/2011JA016479

Kissinger J, McPherron R L, Hsu T S, Angelopoulos V. 2012. Diversion of plasma due to high pressure in the inner magnetosphere during steady magnetospheric convection. J Geophys Res, 117, doi: 10.1029/2012JA017579

Lui A T Y, Hones E W, Yasuhara F, Akasofu S-I, Bame S J. 1977. Magnetotail plasma flow during plasma sheet expansions: Vela 5 and 6 and Imp 6 observations. J Geophys Res, 82: 1235–1244

Lui A T Y, Eastman T E, Williams D J, Frank L A. 1983. Observations of ion streaming during substorms. J Geophys Res, 88: 7753–7764

Liu J, Angelopoulos V, Zhou X Z, Runov A. 2014. Magnetic flux transport by dipolarizing flux bundles. J Geophys Res, 119: 909–926

Mcfadden J P, Carlson C W, Larson D, Ludlam M, Abiad R, Elliott B, Turin P, Marckwordt M, Angelopoulos V. 2008. The THEMIS ESA

plasma instrument and in-flight calibration. Space Sci Rev, 141: 277–302

Nagai T, Fujimoto M, Saito Y, Machida S, Terasawa T, Nakamura R, Yamamoto T, Mukai T, Nishida A, Kokubun S. 1998. Structure and dynamics of magnetic reconnection for substorm onsets with Geotail observations. J Geophys Res, 103: 4419–4440

Nakamura R, Baumjohann W, Klecker B, Bogdanova Y, Balogh A, Rème H, Bosqued J M, Dandouras I, Sauvaud J A, Glassmeier K H, Kistler L, Mouikis C, Zhang T L, Eichelberger H, Runov A. 2002. Motion of the dipolarization front during a flow burst event observed by Cluster. Geophys Res Lett, 29, doi: 10.1029/2002GL015763

Ohtani S, Shay M A, Mukai T. 2004. Temporal structure of the fast convective flow in the plasma sheet: comparison between observations and two-fluid simulations. J Geophys Res, 109, doi: 10.1029/2003JA010002

Pitkänen T, Hamrin M, Norqvist P, Karlsson T, Nilsson H. 2013. IMF dependence of the azimuthal direction of earthward magnetotail fast flows. Geophys Res Lett, 40: 5598–5604

Runov A, Angelopoulos V, Sitnov M I, Sergeev V A, Bonnell J, McFadden J P, Larson D, Glassmeier K H, Auster U. 2009. THEMIS observations of an earthward-propagating dipolarization front. Geophys Res Lett, 36, doi: 10.1029/2009GL038980

Shiokawa K, Baumjohann W, Haerendel G. 1997. Braking of high-speed flows in the near-earth tail. Geophys Res Lett, 24: 1179–1182

Terasawa T, Fujimoto M, Mukai T, Shinohara I, Saito Y, Yamamoto T, Machida S, Kokubun S, Lazarus A J, Steinberg J T, Lepping R P. 1997. Solar wind control of density and temperature in the near-Earth plasma sheet: WIND/GEOTAIL collaboration. Geophys Res Lett, 24: 935–938

Wei Y, Zong Q G, Pu Z Y, Wan W X, Liu J, Fu S Y, Shi Q Q. 2011. Enhanced anti-sunward flow near local noon during a period of horizontal IMF and high solar wind velocity V_Y. Chin Sci Bull, 56: 1117−1122

Wing S, Newell P T. 2002. 2D plasma sheet ion density and temperature profiles for northward and southward IMF. Geophys Res Lett, 29, doi: 10.1029/2001GL013950

Yao Z H, Pu Z Y, Fu S Y, Angelopoulos V, Kubyshkina M, Xing X, Lyons L, Nishimura Y, Xie L, Wang X G, Xiao C J, Cao X, Liu J, Zhang H, Nowada M, Zong Q G, Guo R L, Zhong J, Li J X. 2012. Mechanism of substorm current wedge formation: THEMIS observations. Geophys Res Lett, 39, doi: 10.1029/2012GL052055

Zhang H, Pu Z Y, Cao X, Fu S Y, Liu Z X, Ma Z W, Dunlop M W, Baumjohann W, Xiao C J, Hong M H, Cao J B, Zong Q G, Wang X G, Carr C, Rème H A, Dandouras I, Fazakerley A, Frey H U, Escoubet C P. 2007. TC-1 observations of flux pileup and dipolarization-associated expansion in the near-Earth magnetotail during substorms. Geophys Res Lett, 34, doi: 10.1029/2006GL028326

Zhou X Z, Angelopoulos V, Sergeev V A, Runov A. 2011. On the nature of precursor flows upstream of advancing dipolarization fronts. J Geophys Res, 116, doi: 10.1029/2010JA016165