

分类号 \_\_\_\_\_

密级 \_\_\_\_\_

UDC \_\_\_\_\_

编号 \_\_\_\_\_

# 中国科学院研究生院 理学博士学位论文

## 磁层冷等离子体逃逸的研究

李坤

指导教师 赵华, 任琼英, Stein Haaland

中国科学院空间科学与应用研究中心

马普太阳系研究所

申请学位级别 理学博士 学科专业名称 空间物理

论文提交日期 2013年4月 论文答辩日期 2013年5月

培养单位 中国科学院空间科学与应用研究中心

学位授予单位 中国科学院研究生院

答辩委员会主席 \_\_\_\_\_

*Truth is ever to be found in simplicity, and not in the multiplicity and confusion of things.*

*Isaac Newton (1643-1727)*

# Study On Magnetospheric Cold Ion Outflow

**Kun Li**

Supervisor:

Hua Zhao, Qiongying Ren, Stein Haaland

Center for Space Science and Applied Research  
Chinese Academy of Sciences

May, 2013

*Submitted in total fulfilment of the requirements for the degree of Ph.D.  
in Space Physics*



## 摘 要

地球每天与外太空发生着物质的交换。大部分物质交换是通过陨石坠落地球和从地球上的物质逃逸产生。从地球逃逸的物质主要是带电粒子和中性气体成分。其中带电粒子在逃逸过程中受地磁空间电场和磁场的影响，逃逸过程对太阳风状况和地磁活动情况有直接的关联。最近采用新方法的探测发现，这些逃逸的离子中有很大部分是能量很低的离子，总量达到高能离子的一百倍。这些离子的热力学温度和动理学速度都很低，总的群速度动能和热动能不高于70eV。离子的逃逸率远远超出了之前的估计。此外，在其它行星上也发现这样冷离子占绝大多数的现象。在这样大量的逃逸离子中，主要成分被认为有单价的氢、氦和氧原子。它们的逃逸影响着地磁活动和地球大气成分的变化，也影响地球生命的形成演化。本文首先介绍冷离子逃逸的测量方法，计算冷离子的逃逸路径并找出它们的地球上的源和沉降在磁尾的区域，以及它们是否会损失于太阳风。更重要的是逃逸过程受地磁活动和太阳风参数变化的影响。

通过对探测的冷等离子体事例按地磁活动指数和太阳风参数分类研究，我们发现这些离子逃逸在地球电离层的源区和在磁尾等离子体片都受地磁活动的影响。在地球极区，冷等离子体的源区在地磁活动强烈时面积扩大，总的逃逸率增大；在地磁平静时面积缩小，总逃逸率减小。磁尾冷等离子体沉降的区域在磁层对流加强时向地球靠近，对流减小时离子可以到达磁尾更远的区域。此外我们也看到太阳风动压增强时，源区和磁尾一致的响应；还有一个一直存在于磁尾冷等离子体逃逸的不对称结构。

**关键词：** 磁层，冷离子逃逸，地磁活动，太阳风



## Abstract

Every day, the Earth exchanges materials with outer space. It gets mass through inquiring astroid and losses mass by neutral and charged particles escaping. The charged particles are highly influenced by electric and magnetic field around the Earth, which dramatically changes with geomagnetic activities and solar wind conditions. Recent studies with new technique suggest that the low energy population of those ion outflow could dominate the total outflow, as amount as 100 times of higher energy parts. These cold ions are typically low on both thermal and kinetic energies, with higher limit of 70eV. Moreover, the cold ion also dominates the ion outflow on other planets in the solar system. Among those cold ions, there are singly charged hydrogen, helium and oxygen that play an important role on magnetospheric dynamics, as well as evolution of the Earth's atmosphere and thus the life on Earth. This thesis begins with an introduction on measurements of cold ion outflow, then moves on the method to calculate the trajectories of the outflow, and to determine the source and the fate of cold ion outflow in further magnetotail. Finally, a scenario about the process of the outflow is created, that enable us to access how the outflows are influenced by the geomagnetic activities and solar wind conditions.

In order to find how the regions of escaping source and deposit in the magnetotail, we sort our calculations by geomagnetic activity and solar parameters. We conclude that: the source region of cold ion outflow on Earth's ionosphere expands during magnetic disturbed time, and the total outflow rate enhances, while this region contracts during magnetic quiet and the total outflow rate gets smaller. The deposit region in the magnetotail, on the other hand, contracts closer to the Earth when there is strong magnetospheric convection, and extends down to the tail when the convection is small or stagnant. In addition, the outflow rate enhances as solar wind dynamic pressure getting higher for both source and deposit regions. A persistent asymmetry of deposit region on plasma sheet in magnetotail is also revealed.

**Keywords:** Magnetosphere, Cold ion outflow, Geomagnetic activity, Solar wind



# 目 录

摘要 .....	i
Abstract .....	iii
目录 .....	v
<b>第一章 引言 .....</b>	<b>1</b>
1.1 等离子体逃逸和在磁层的分布 .....	3
1.2 磁层的等离子体的循环, 研究冷等离子体的重要性 .....	7
1.3 磁层中的冷等离子体 .....	10
1.3.1 冷等离子体探测的困难和以前的探测 .....	10
1.3.2 冷等离子体在极盖区的分布 .....	12
1.3.3 向阳侧磁层顶的冷等离子体 .....	15
1.3.4 地球阴影区探测的冷等离子体 .....	16
1.3.5 地球磁层探测的冷等离子体 .....	18
1.4 本文工作的主要内容 .....	20
<b>第二章 等离子体在磁层中的运动和加速的研究 .....</b>	<b>21</b>
2.1 等离子体的德拜屏蔽和频率 .....	21
2.2 等离子体在磁层中的对流 .....	23
2.2.1 磁层对流模型 .....	23
2.2.2 观测的结果 .....	26
2.3 等离子体在磁层中的加速 .....	27
2.3.1 磁镜力 .....	30
2.3.2 离心加速度 .....	31
2.3.3 横向加热导致的加速 .....	33

2.3.4	平行电场加速	36
2.4	本文使用的离子运动模型	36
<b>第三章</b>	<b>新的冷等离子体探测方法</b>	<b>39</b>
3.1	卫星表面充电和等离子体尾效应	39
3.2	等离子体尾电场的测量	40
3.2.1	电子飘移仪	41
3.2.2	电场和波探测器	42
3.3	获得冷等离子体的速度和密度	43
3.4	数据特点	44
<b>第四章</b>	<b>冷等离子体在地球上的源</b>	<b>47</b>
4.1	极区坐标系: AACGM	48
4.2	源区受行星际磁场变化的影响	51
4.3	源区受地磁活动变化的影响	56
4.4	源区受太阳风动压变化的影响	60
4.5	在极隙极尖区的源	61
4.6	小结	62
<b>第五章</b>	<b>冷等离子体在磁尾的沉降</b>	<b>63</b>
5.1	磁尾等离子体的对流和输运时间	66
5.2	冷等离子体的沉降区域对地磁活动的响应	69
5.3	沉降区在磁尾等离子体片的不对称性	73
5.4	太阳风动压的影响	76
5.5	小结	78
<b>第六章</b>	<b>总结与展望</b>	<b>81</b>
<b>附录 A</b>	<b>Cluster和它搭载的仪器</b>	<b>83</b>
<b>参考文献</b>		<b>87</b>

---

发表文章目录 .....	101
致谢 .....	103



## 表 格

1.1	在8倍地球半径高的H <sup>+</sup> 和O <sup>+</sup> 的垂直温度、平行温度和通量[ <i>Su et al.</i> , 1998] .....	13
1.2	在5000 km 高的H <sup>+</sup> 和O <sup>+</sup> 的垂直温度、平行温度和通量[ <i>Su et al.</i> , 1998] .....	15
2.1	几种等离子体的电子密度、温度、磁场强度和电子德拜长度。地球磁层的等离子体的德拜长度达到百米量级。来源: The Particle Kinetics of Plasma ( <a href="http://www.pma.caltech.edu/Courses/ph136/yr2004/">http://www.pma.caltech.edu/Courses/ph136/yr2004/</a> ) .....	22
2.2	等离子体对流y和z方向的速度随IMF方向变化的影响[ <i>Haaland et al.</i> , 2008]。 .....	26
2.3	<i>Nilsson et al.</i> [2008]计算的离心加速各项在总的数据点的比例。 ...	33
3.1	不同等离子体环境中极端的卫星表面电势[ <i>Grard et al.</i> , 1983] <sup>a</sup> 磁暴期间测得的值。 <sup>b</sup> 在稀薄的等离子体中, 平常情况下的电势是这些值的1/3到1/2。 .....	41
3.2	地球和火星上冷等离子体和非冷等离子体逃逸率的比较。可以看出不论是地球还是火星, 冷等离子体的逃逸率为非冷等离子体逃逸率的100倍。 .....	45
4.1	北半球和南半球在不同行星际磁场方向时的地磁指数和太阳风参数平均值, 以及逃逸面积、逃逸率 .....	52
4.2	用[ <i>Engwall et al.</i> , 2009a]中数据按照图4.12分类计算出在3中不同地磁活动中的太阳风和地磁活动指数的平均值, 表的最右端也有计算得到的逃逸面积和总逃逸率, 其它平均值见[ <i>Li et al.</i> , 2012] ..	59
5.1	用[ <i>Engwall et al.</i> , 2009a]中数据计算出在3中不同地磁活动中的太阳风和地磁活动指数的平均值, 表的最右端为计算得到的对流速度和总逃逸时间[ <i>Li et al.</i> , 2013] .....	72

---

A.1 Cluster上的仪器 .....	84
-----------------------	----

## 插 图

1.1	金星、地球和火星在自身磁场变化下大气成分的演化[Kulikov <i>et al.</i> , 2007] .....	2
1.2	离子从地球电离层逃逸进入磁层。主要包括在极盖区域的极风 (Polar Wind)、极隙极间区的上行离子导致的极隙离子喷泉 (Cleft Ion Fountain) 和极光卵区域的上行离子 (Upwelling ions)。 [Yau <i>et al.</i> , 2006] .....	4
1.3	磁层的结构和电流体系[Kivelson and Russell, 1995] .....	5
1.4	X-Z截面上等离子体逃逸、损失和循环[Hultqvist <i>et al.</i> , 1992] .....	6
1.5	地球电离层逃逸的等离子体在磁层中分布的模拟图[Winglee, 1998]。图中标出的区域为电离层等离子体占主要成份的区域, 没有密度的区分。从左到右依次是行星际磁场南向分量逐渐加强的不同情形。 .....	7
1.6	地球等离子体从电离层逃逸的路径和回流[Seki <i>et al.</i> , 2001] .....	8
1.7	高密度的冷等离子体从等离子层逃逸[Matsui <i>et al.</i> , 1999] .....	9
1.8	目前为止探测到冷等离子体的位置[Engwall, 2009] .....	11
1.9	POLAR探测到的H <sup>+</sup> 在8倍地球半径高的平行速度和密度 (a)和c), 以及O <sup>+</sup> 的平行速度和密度 (b)和d)) [Su <i>et al.</i> , 1998] .....	14
1.10	POLAR探测到的H <sup>+</sup> 在5000公里高的平行速度和密度 (a)和c), 以及O <sup>+</sup> 的平行速度和密度 (b)和d)) [Su <i>et al.</i> , 1998] .....	16
1.11	向阳侧磁层顶冷等离子体密度的分布[André and Cully, 2012] .....	17
1.12	等离子体片中冷等离子体被探测到的时间几率[Seki <i>et al.</i> , 2003] ..	18
1.13	磁层中冷等离子体被探测到的几率[Engwall <i>et al.</i> , 2006] .....	19
1.14	磁层中冷等离子体的源、逃逸率、密度和探测到的时间几率[André and Cully, 2012] .....	20
2.1	离子和电子在有电场和磁场时的 $\vec{E} \times \vec{B}$ 漂移。初始速度垂直于磁场的方向。 .....	24

2.2	行星际磁场为南向时的磁层等离子体对流。Dungey的开磁力线对流模型。 .....	24
2.3	Axford的闭磁力线对流模型。[Axford, 1963] .....	25
2.4	带电粒子的导心运动和坐标定义。 .....	28
2.5	磁镜力的二维示意图。蓝色曲线为粒子运动轨迹。 .....	30
2.6	离心加速度的形成。类似一个小珠子穿在一个绳子上，当向空中挥动绳子时，绳子上每一点的运动方向与该点的绳子垂直。穿在绳子上的珠子也垂直于绳子运动，同时绳子的方向的变化也垂直于绳子。珠子沿绳子方向的速度变得越来越快，加速到达绳子的末端。 .....	31
2.7	X-Z平面的离子导心运动轨迹。图中的离子从 $R = 1.2R_E$ 的子午面以速度 $v = 12\text{km s}^{-1}$ 和投掷角 $\theta = 30^\circ$ 逃逸。曲线1~4分别是(电场, Kp指数)为(23.3 mV/m, 2-), (40 mV/m, 2+), (56.7 mV/m, 3-到3+), (80mV/m, 大于3+)时的轨迹，每条曲线上相邻两点的时间间隔为1000秒。[Cladis, 1986] .....	32
2.8	不同区域 $H^+$ 的密度、场向漂移速度和垂直温度随高度的变化[Schunk, 2000] .....	34
2.9	北半球磁层空间的电场分布，从磁尾看向太阳[Lyons, 1992] .....	35
2.10	离子轨迹计算示意图 .....	37
2.11	一个对流的磁通量管在一个计算步长内各参数的变化，详见文字。 .....	38
3.1	空间等离子体在带正电的卫星后面形成的等离子体尾和电场，其中电场与冷等离子体流速同向[Engwall et al., 2009a] .....	40
3.2	Cluster上的电子漂移仪通过在磁化等离子体中发射高能电子来测量漂移速度[Paschmann et al., 2001]。GDU: Gun Detector Unit .....	42
3.3	Cluster上的电场与波探测器(EFW)。 $V_{SC}$ 为卫星的电势， $V_1$ 和 $V_2$ 分别为探头两端与当地等离子体之间的电势差， $U_1$ 和 $U_2$ 分别为探头两端与卫星之间的电势差， $U$ 为我们关心的电势差。 .....	43



3.4	数据显示的磁层冷等离子体的特点[Engwall et al., 2009a]。上排左为在南北半球探测到冷等离子体的平行速度分布；上排中为所有冷等离子体的速度分布，有很大一部分为逃逸的离子，竖实线和数字表示平均值；上排右为包括垂直速度的速度分布；下排分别为离子密度、逃逸通量和通过磁力线投影到电离层顶（距地面1000 km 高）的离子通量。·····	45
4.1	一个计算离子从电离层运动轨迹的例子，详见文字。·····	47
4.2	磁经度和地理经度的转换。首先把给定的位置A沿IGRF模型的磁力线找到在磁赤道上的点B；再从点B沿地球磁偶极子模型找到在地球表面的点C，然后用这一点计算出经度、纬度，即为在AACGM下的磁经度、磁纬度。·····	48
4.3	地方时和磁地方的转换。从GSE坐标系+Z轴上空看下去的，图的上端为太阳方向，A、B、C、D分别为地球自转轴在夏季、秋季、冬季和春季的位置。以一个给定的日期为例，自转轴在O'位置（弧OO'=23.5°），在给定的时间，磁极位置为O''。弧O'O''对应的地方时大约为0200。对于一点X，磁地方时 $MLT = 0200 + mlon/15$ ， $mlon$ 为弧XO''与弧O'O''的夹角。·····	49
4.4	行星际磁场为北向时北半球逃逸离子的微分通量（左）和对应区域的计数个数（右）·····	51
4.5	和图4.4一样，但行星际磁场为晨向·····	52
4.6	和图4.4一样，但行星际磁场为南向·····	53
4.8	向阳侧磁重联（左）和磁尾中等离子体向等离子体片的对流速度方向（右），在行星际磁场（ $\vec{B}_{IMF}$ ，带箭头的蓝线）有南向分量并指向+Y方向时与地球磁场 $\vec{B}_{GEO}$ 重联，磁尾中等离子体从右图的蓝色区域注入到等离子体片。两图都为从太阳向磁尾看去[Haaland et al., 2008]·····	54
4.7	和图4.4一样，但行星际磁场为昏向·····	54
4.9	南半球电离层顶端在行星际磁场北向（左）和南向（右）时的微分通量图·····	55

4.10	南半球电离层顶端在行星际磁场晨向（左）和昏向（右）时的微分通量图 .....	55
4.11	南北半球电离层顶端随K <sub>p</sub> 指数变化的微分通量图。上面三张图为北半球的逃逸，从左到右分别为K <sub>p</sub> 指数分类标准逐渐增大的微分通量，下面三张图为南半球的逃逸。 .....	57
4.12	南北半球电离层顶端随Dst指数变化的微分通量图[Li et al., 2012]。上面三张图为北半球的逃逸，从左到右分别为Dst 指数分类标准逐渐减小的微分通量，下面三张图为南半球的逃逸。 .	58
4.13	南北半球电离层顶端随太阳风动压变化的微分通量图 .....	60
4.14	高于电离层顶的冷等离子体源，每个黑色小点代表源的位置。从左到右分别是在X-Y、X-Z和Y-Z平面上的投影，红色十字形表示地球的位置 .....	61
5.1	卫星高度与在那里被探测到的冷等离子体的a)逃逸平行速度、b)密度、c)逃逸微分通量、d)总逃逸率的关系[Engwall et al., 2009a] .....	64
5.2	一个计算离子被Cluster探测后运动轨迹的例子[Li et al., 2013]。详见文字。 .....	65
5.3	不同地磁活动条件下卫星测得的离子对流速度分布[Li et al., 2013] .....	67
5.4	磁场位形和离子在到达等离子体片之前运动时间的变化[Li et al., 2013] .....	68
5.5	北半球逃逸到等离子体片上的微分通量随Dst 指数的变化[Li et al., 2013] .....	70
5.6	南半球逃逸到等离子体片上的微分通量随Dst 指数的变化[Li et al., 2013] .....	71
5.7	北半球逃逸到等离子体片上的微分通量随IMF方向的变化[Li et al., 2013] .....	74
5.8	南半球逃逸到等离子体片上的微分通量随IMF方向的变化[Li et al., 2013] .....	75
5.9	北半球逃逸到等离子体片上的微分通量随太阳风动压的变化 ...	77

---

5.10 南半球逃逸到等离子体片上的微分通量随太阳风动压的变化 ...	78
A.1 Cluster的四颗卫星[ESA] .....	83
A.2 Cluster卫星的轨道。左图为夏季的轨道，右图为冬季的轨道[ESA] .....	85



## 第一章 引言

地球大气层的质量约 $5 \times 10^{18}$ 千克[Wayne, 1991]。地球大气不断地向太空损失质量。之前人们证实了逃逸到太空的质量主要包括：1.大气的中性粒子；2.从极区电离层逃逸的带电粒子；3.低纬向阳侧脱离的低温高密度等离子体（Cold dense plasma）。损失率大致为： $H/H^+ - 7.3 \times 10^{26} s^{-1}$  ( $1.2 \text{ kg s}^{-1}$ );  $He/He^+ - 10^{25} s^{-1}$  ( $0.06 \text{ kg s}^{-1}$ );  $O/O^+ - 7.4 \times 10^{25} s^{-1}$  ( $1.9 \text{ kg s}^{-1}$ )。总共损失 $3 \text{ kg s}^{-1}$ ，约100 000吨/年[Engwall, 2009]。在逃逸的质量中，氧逃逸占了很大一部分，氢逃逸占最大部分。这些成分主要是来自于海水，在过去的百万年中，全球的海水下降了好几米[Hanslmeier, 2007]。因此，逃逸的成分对地球大气、海洋以及生命有重要的影响。

中性粒子的逃逸首先由Jeans [1902]提出，被称作Jeans逃逸。这种逃逸由大气中的原子或分子热运动产生，在地球上它们主要是太阳的UV辐射加热。通常从高纬的极区电离层逃逸的离子是以极区风的形式逃逸的，而低纬的等离子体通常被限制在等离子层闭合磁力线中不能逃逸。Axford [1968] 首先提出了极风（Polar Wind）类似于太阳风的概念。他们指出，由于大气的压强梯度和带电粒子的垂直加热，质量较轻的光电子首先从获得高于第一宇宙速度的速度从电离层沿磁力线逃离。在电子逃逸后，一个沿磁场的电场（主要在电离层的顶端）把质量较大的离子加速进入磁层。在开磁力线的电离层顶端，离子通过这种逃逸的通量会更大。通常，电子的通量大于 $2 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 能量大于2.4 eV就足够使电离层中的 $H^+$ 、 $He^{4+}$ 、 $He^{3+}$ 逃逸。实际的光电子能量约35 eV，可以使逃逸能量为9.6 eV的 $O^+$ 进入太空。第二种离子逃逸是从等离子体层脱离，这些脱离的离子从低纬昏侧运动到磁层顶。

这样的离子逃逸受地球磁场的约束很大，与地球磁场直接相关。图1.1为金星、地球和火星上大气成分的比较图，在行星形成初期（45亿年前），大气的成分被认为是类似的，即95%的成分为 $CO_2$ ， $H_2O$ 和 $N_2$ 等。主要的变化发生在大约41亿年前，火星和金星的自身磁场开始减弱，直到后来自身磁场消失。在接下来的几十亿年中，没有自身磁场约束的金星和火星大气有大量的 $H^+$ 和 $O^+$ 逃逸，最终形成目前比较类似的大气成分（95%左右的 $CO_2$ 和 $N_2$ ）。

以上两种机制逃逸的等离子体一般能量较低，在逃逸过程中也被其它很

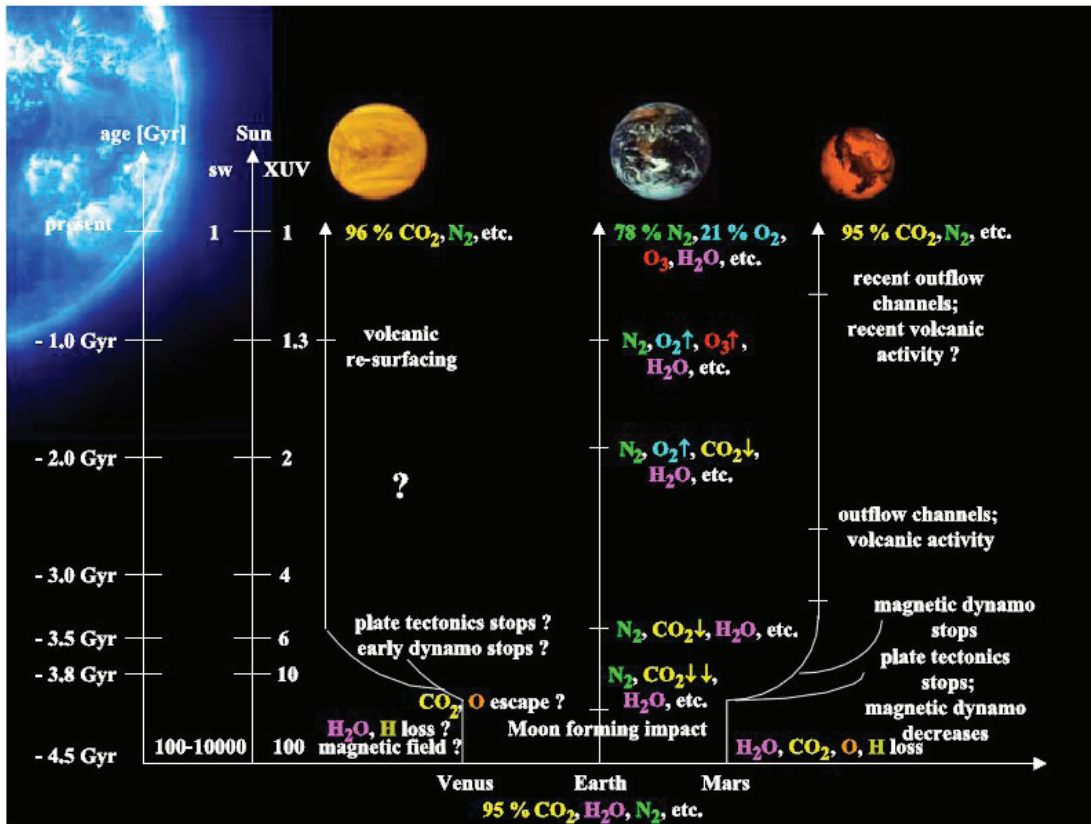


图 1.1: 金星、地球和火星在自身磁场变化下大气成分的演化[Kulikova et al., 2007]

多机制加速（如磁镜力、波粒相互作用、离心加速、场向电场），使来自地球的等离子体进入地球的磁层。另一种加速产生的极光区逃逸（Auroral bulk outflow），使一些较重的离子如 $O^+$ 在较低的高度获得能量。加速大致分为两种：1.极区电离层F层顶由于离子对流和中性原子碰撞加热，这是很多极盖区离子加热也有的；2.由于极光电子沉降导致的加热[Moore and Horwitz, 2007]，这种加热仅发生在极光区域（如图1.2）。这两种加热也可以使较轻的离子加热，横向加热的离子会由于增大的磁矩和被磁镜力加速。轻离子在后来逃逸的过程中也会被加速（如平行电场和波粒相互作用）。这些加速组合在一起使大质量的离子（包括 $N^+$ ， $NO^+$ ， $N_2^+$ ， $O_2^+$ ）逃逸成为可能。

极风和极光区逃逸是大量的逃逸（Bulk outflow）。另外还有离子束和离子

锥逃逸 (Ion beam and conics) 主要发生在极光区域, 这些逃逸发生的区域较大量的逃逸Bulk outflow小, 在几百公里至几个地球半径处都能被探测到[*Sharp et al.*, 1977; *Whalen et al.*, 1978]。这些离子的能量约为 $\sim$ eV到 $\sim$ keV, 在高空能量较大。它们是由一个垂直于磁场的电场扰动加热的 (详见小节2.3.3)。由平行电场加速的离子则形成了离子束 (小节2.3.4)。

在极隙极尖区, 有一种被称作极隙极尖离子喷泉的逃逸 (Cleft ion fountain), 或上行离子 (Upwelling ion, 图1.2)。这种离子的平行和垂直方向都受到加速, 并随着极盖区的对流输运到夜侧区域。较重的离子, 如 $O^+$ 主要来自于这些区域。

最近的研究发现, 地球的电离层是磁层等离子体的主要来源。这些逃逸的离子参与地磁活动, 对亚暴的形成演化[*Brambles et al.*, 2011] 有很大的关联, 对磁层和大气成分的演化有直接影响。此外, 一种能量很低的离子 (热能量和动理学能量低于70 eV, 以下称为冷等离子体) 在磁层中的密度远高于之前对较高能量离子密度的测量。*André and Cully* [2012]发现这些低能的离子也从地球向阳侧逃逸。*Seki et al.* [2003]在地球的等离子体片中探测到冷等离子体。*Fränz et al.* [2010]也在火星上发现类似比例的冷等离子体。作为磁层等离子体的主要组成部分, 冷等离子体在磁层动力学中起到很大的作用。

磁层中的等离子体主要分布在等离子体层和等离子体片中。等离子体片中的等离子体较等离子体瓣的温度和密度高。在极隙极尖区也有大量的等离子体从磁鞘区进入。这些区域也有冷等离子体的存在, 它们与热的等离子体共同存在显示了奇特的性质。

## 1.1 等离子体逃逸和在磁层的分布

地球有自身的磁场, 地球的磁层能保护大气, 使太阳风不能与大气直接相互作用。但是太阳的光辐射如紫外光辐射能在地球大气的上层产生大量的等离子体, 这个等离子体层存在的区域为电离层。光辐射在向阳侧产生光电子使电荷分离, 由于地球较大的自转速度使随自转到达夜侧的等离子体来不及复合就有新的补充进来的等离子体而形成全球性的电离层。

在地球的磁场和行星际太阳风以及等离子体的热压磁压平衡作用下, 地球附近的等离子体被限制在一个有限的区域里, 这个区域被称为磁层。磁层能阻挡太阳风的高能粒子直接到达地球表面, 它的边界为磁层顶, 厚度大

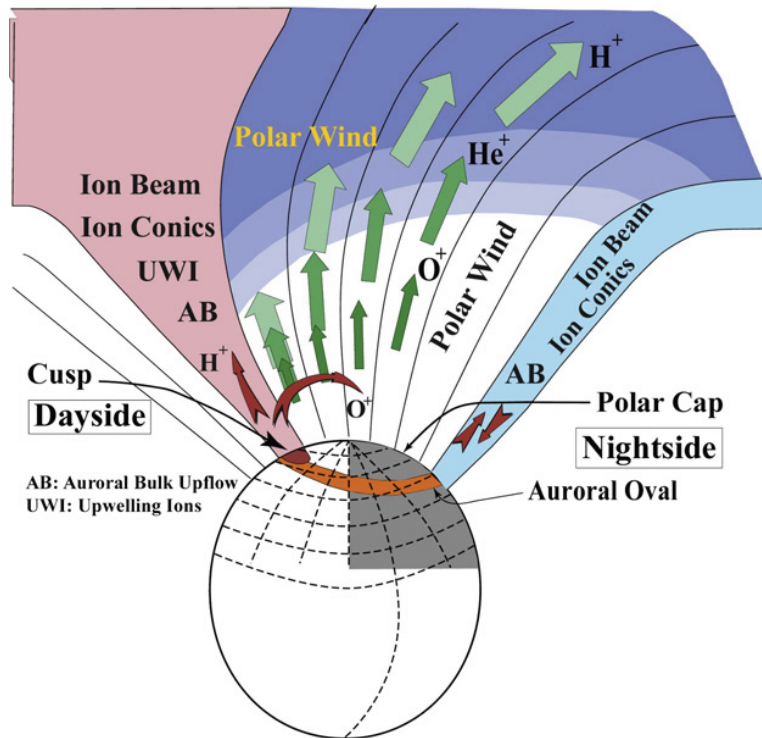


图 1.2: 离子从地球电离层逃逸进入磁层。主要包括在极盖区域的极风 (Polar Wind)、极隙极间区的上行离子导致的极隙离子喷泉 (Cleft Ion Fountain) 和极光卵区域的上行离子 (Upwelling ions)。 [Yau *et al.*, 2006]

约400-1000公里。在向阳面，磁层受到压缩，除重联的磁力线以外，大部分地球的磁力线是闭合的。在高磁纬的地方，磁力线延伸到磁鞘和太空中。磁鞘中的热等离子体（被认为是被弓激波加热的太阳风等离子体）可以进入到磁层中。在夜侧，地球自身的磁力线被拉伸到磁尾，部分磁力线延伸到很远的磁尾中，并进入太阳风。另一部分磁力线在赤道面的磁尾中闭合，在地球同步轨道以外的闭合磁力线的区域为等离子片（大约厚度为 $10 R_E$ ），这个区域中有一个越尾电流片。同步轨道以内，越尾电流变得不重要。在接近地球的区域，磁场过渡为一个近似的磁偶极子。在距地球约 $3\sim 6 R_E$ 的区域（环电流以内），等离子体由于粘滞作用与地球共转而形成等离子体层。

几十年来，大量的卫星探测发现等离子体片中的离子主要由 $H^+$  和 $O^+$  组成。其中 $O^+$  被认为是起源于地球，在等离子体层中的变化随地磁活动的影响较大。在发现 $O^+$ 之前，人们普遍认为磁层热等离子体主要来自于太阳风。而来



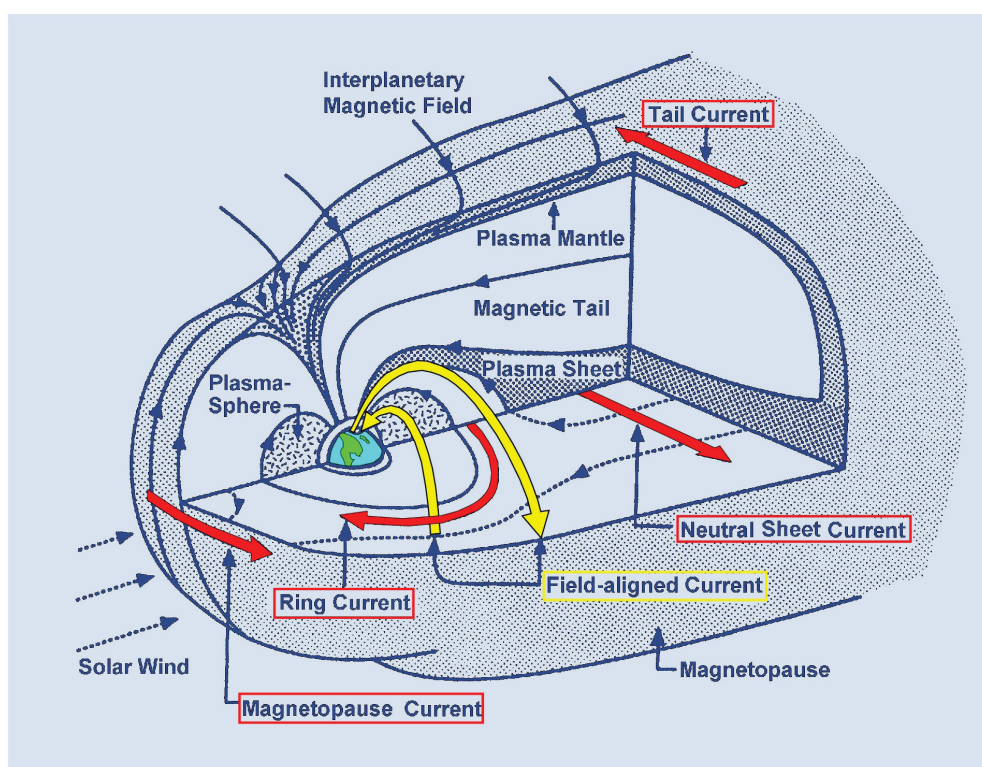


图 1.3: 磁层的结构和电流体系[Kivelson and Russell, 1995]

自地球的冷等离子体（未经加热的 $H^+$ 或未经加速到等离子体片）自然不被考虑为磁层中的高能等离子体的来源。在磁层中发现的 $O^+$ （比如[Shelley *et al.*, 1972]）使人们开始研究地球等离子体在从地球加速逃逸的过程。

主要的逃逸有光电离的逃逸（极风），以及在地磁扰动时增强的逃逸如在极光区域的逃逸，也包括一些中性原子，后面两者被称作极光风。在地磁平静时，太阳风粒子和能量也可以从向阳侧的极隙极尖直接进入电离层，增加了离子在那里的速度使更多的离子逃逸。磁层中的等离子体主要分布在等离子体层和等离子体片中。等离子体片中的等离子体较等离子体瓣的温度和密度高。在极隙极尖区也有大量的等离子体从磁鞘区进入。

如图1.4，上述逃逸的离子大多沿磁力线逃逸向夜侧，一部分向日侧充满磁层空间。进入夜侧的等离子体沿磁力线由于各种加速进入等离子体瓣，而在这个过程中磁力线的对流也加剧了这种加速。对流的磁力线向等离子体片接近，最终在等离子体片中重联。在闭合的磁力线区域，被携带的等离子体一起被带到

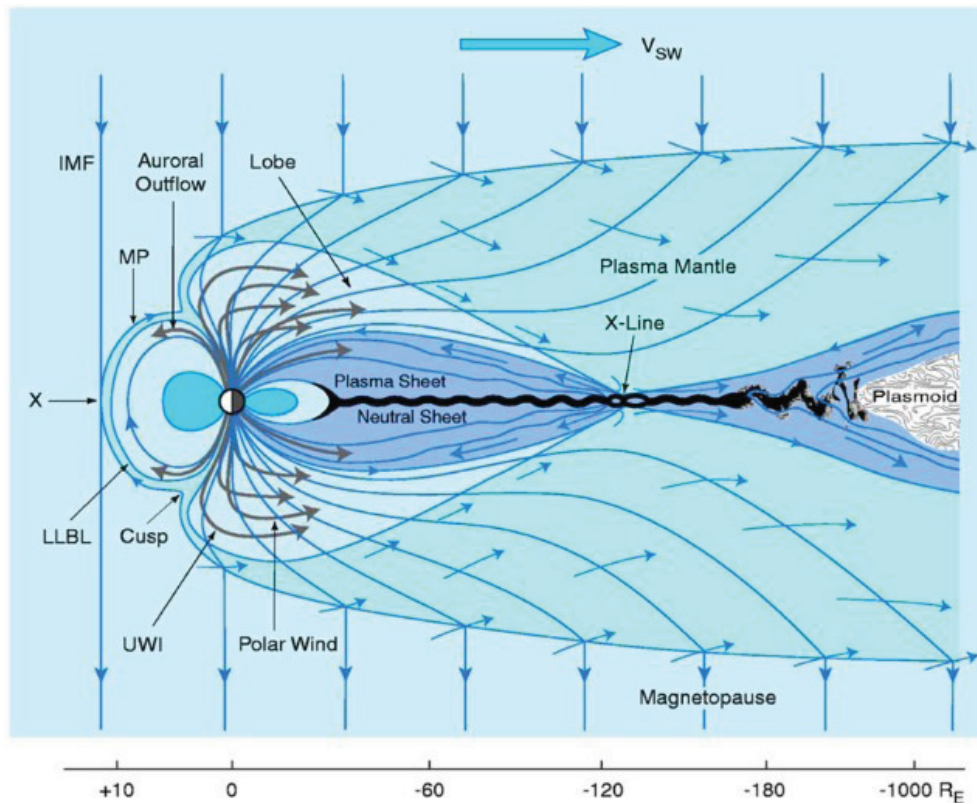


图 1.4: X-Z截面上等离子体逃逸、损失和循环[Hultqvist et al., 1992]

等离子体片在重联时由于极化一部分加速向地球运动，在夜侧形成极光。另一部份在开磁力线区域中（浅蓝色区域）的等离子体加速向磁尾运动，最终损失于行星际中。一些留在等离子体瓣的等离子体可能运动到磁层顶，在那里沿着与行星际磁场连接的磁力线逃逸在行星际中。由夜侧极光区被激发的等离子体也可以直接从那逃逸到等离子体片中。

Winglee [1998]用流体的方法模拟了地球层顶（Geopause）在磁层中的形状和位置变化随行星际磁场变化的影响。这个边界层为地球电离层逃逸和太阳风等离子体的密度或压强相等的地方。模拟的结果显示：在北向行星际磁场的情况下，地球磁场的通量管不会对流至内磁层，因此基本不会有电离层等离子体被运输到等离子体片；电离层等离子体是夜侧磁层等离子体的主要来源，尤其在南向行星际磁场的情况下，这时磁层对流加强；电离层等离子体也可以到达磁尾等离子体片磁力线可能重联的地方，使在等离子体片中观测到地球等离子体成为了可能。

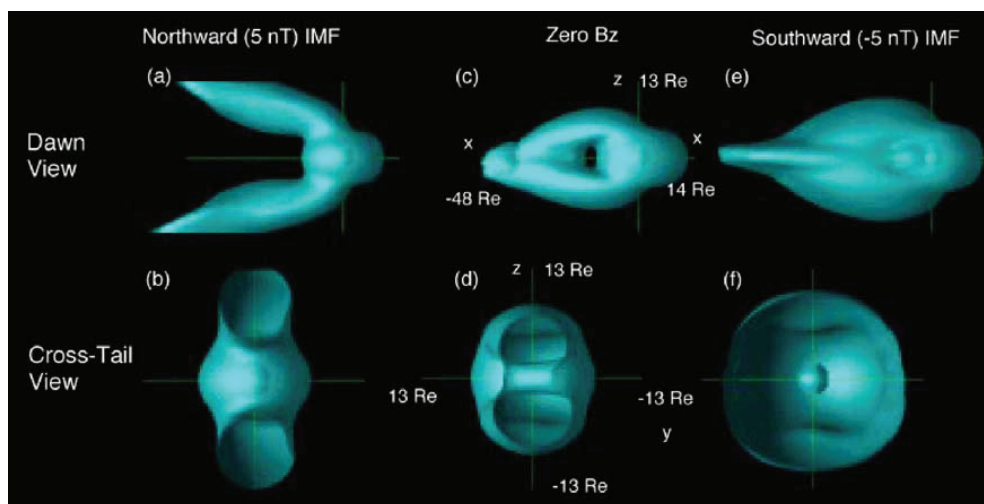


图 1.5: 地球电离层逃逸的等离子体在磁层中分布的模拟图[Winglee, 1998]。图中标出的区域为电离层等离子体占主要成份的区域, 没有密度的区分。从左到右依次是行星际磁场南向分量逐渐加强的不同情形。

地球电离层逃逸的离子在磁层中有一些有意思的现象。在平静的太阳风情况下, 磁层中能观测到高能带电粒子的通量有锯齿状波动 (Sawtooth oscillations)。周期大约2到4小时, 通量快速增加后缓慢地下降。通量的波动也导致在地面的同步轨道的磁场波动, 极光电急流指数 (Auroral electrojet index), 极光粒子沉降和极盖指数都会发生类似的波动。Brambles *et al.* [2011]用模拟的方法证实了 $O^+$ 与这种现象有关。他们的结论是: 从地球逃逸的 $O^+$ 向磁层逃逸时填充在内磁层, 这些填充的等离子体热压强在磁层中与磁尾中磁场的磁压保持平衡。当连续逃逸的等离子体的热压强超过某个值, 磁尾磁压不能再维持这种平衡时, 富含 $O^+$ 的等离子体注入到磁尾中, 导致了磁场和一些地磁指数的波动。波动周期受逃逸的通量控制, 逃逸的通量受太阳风及磁层电离层耦合等影响。

## 1.2 磁层的等离子体的循环, 研究冷等离子体的重要性

在逃逸的等离子体中, 有一部分被认为是最终被地球捕获而回到地球。Seki *et al.* [2001]研究了 $O^+$ 从地球的逃逸。他们的研究发现氧离子的损失比之前研究得出的数据小一个量级, 并得出了部分氧离子从磁层中经过低纬电离层回到大气, 使地球上的氧在过去30亿年仅损失了 $\sim 2\%$ 。

在图1.6中，电离层的等离子体首先从极区逃逸进入极隙极尖区、等离子体层、等离子体片和等离子体瓣，一部分到达磁尾或等离子体片损失于磁尾，从等离子体片因为极光粒子沉降返回地球；但部分从夜侧回流的等离子体加入环电流运输到向阳侧，也可以从环电流沉降至夜侧极光区域；到达日侧的等离子体可以通过向阳侧磁层顶进入行星际，也可以穿过极隙极尖区到达磁尾或进入大气；从极隙极尖区向日侧逃逸的等离子体达到等离子体层随地球共转向昏侧飘移，如果它们穿过等离子体层顶则可能延环电流最终到达磁层顶。

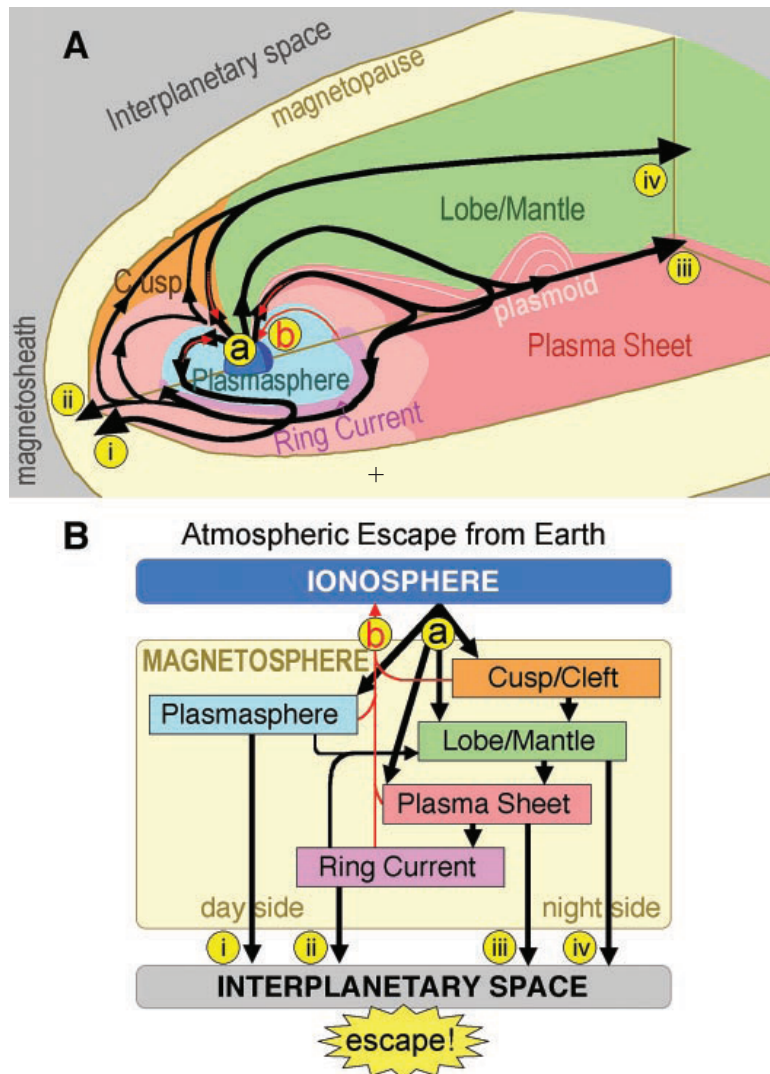


图 1.6: 地球等离子体从电离层逃逸的路径和回流[Seki et al., 2001]

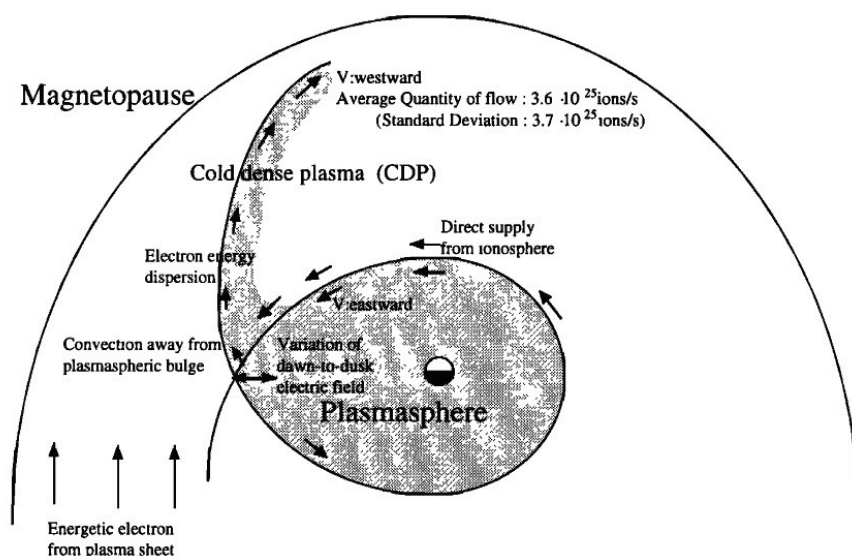


图 1.7: 高密度的冷等离子体从等离子层逃逸[Matsui et al., 1999]

磁层中的等离子体可以通过四个路径逃离而进入行星际。他们估计了这些路径的流量：路径i和ii 约为 $1.3 \times 10^{24} \text{s}^{-1}$ ，通过路径iii的流量为 $\sim 2 \times 10^{24} \text{s}^{-1}$ ，路径iv的流量约为 $2 \times 10^{24} \text{s}^{-1}$ 。总的逃逸率为 $\sim 5 \times 10^{24} \text{s}^{-1}$ ，而由DE-1卫星数据估计的从极区逃逸的 $\text{O}^+$ 在0.01到17keV内的流量为 $4.3 \times 10^{25} \text{s}^{-1}$ ，约为逃逸到行星际的流量的10倍，一个可能的解释就是大量的等离子体停留在磁层中并最终从低纬电离层回到了地球。总的损失率在火星和金星上为地球的10倍以上，所以地球的磁场可能可以保护大气免于更多的损失。但是，由于卫星不能探测较低的 $\text{O}^+$ 。离子可能以较低能量的形式逃逸到磁鞘或等离子体片中。另外， $\text{O}^+$ 可能在磁暴期间在环电流中发生大量的电荷交换[Roelof, 1997]。所以研究是否在逃逸过程中有大量的冷等离子体变得至关重要。

Matsui et al. [1999]研究了通过图1.6中的路径逃逸的离子（Cold dense plasma，能量低于32eV）。这些离子主要是从等离子体层磁地方时下午脱离向磁层顶运动，通常还有西向的速度西向的速度（表明它们已经在地球共转区以外）。等离子层是一个高等离子体密度的区域，这里的磁场大致为地球磁偶极子。等离子层里的等离子体随地球共转，而等离子层顶以外的等离子体被磁层里对流的磁力线带走。在中等地磁活动时，磁层顶的位置大致在距地心6.6倍地球半径的地方[Borovsky and Denton, 2008]；在强地磁活动期间，大量的等离子层中的等离子体（约50%质量）被对流的磁力线带走，形成等离子体羽（Plasma

Plume, 通常在地方时下午一侧, 密度 $3-40 \text{ cm}^{-3}$ , 通量 $10^{26}-10^{27} \text{ s}^{-1}$ )。有时等离子体羽可以延伸到电离层这些逃逸的冷等离子体中大部分由向阳侧的磁重联向磁层顶以外逃逸。

在小到中等地磁活动时或这时越尾电场较小时, 停滞点 (Stagnation point, 式子1.1 中电场为零的地方) 的变化也很大, 部分等离子层的冷等离子体主要就从停滞点逃逸, 称为等离子层风 (通量 $\sim 10^5 \text{ s}^{-1}$ , 见图1.7)。

$$\vec{E} = -\nabla U \quad (1.1)$$

其中,

$$U(r, \lambda) = \pm \left( -\frac{C_1}{r} + C_2 r \sin \lambda \right) \quad (1.2)$$

式1.2为磁层中的大尺度电势, 即等离子体流线方程。右端第一项为旋转电势, 第二项为越尾电势,  $C_1$ 和 $C_2$ 分别为常数。 $\lambda$ 为GSM坐标系X-Y平面的方位角,  $\lambda=0^\circ$ 和 $180^\circ$ 分别为指向-Y和+Y的方向。

### 1.3 磁层中的冷等离子体

冷等离子体是温度很低的等离子体。磁层冷等离子体通常速度也很低, 即总的能量 (包括热运动能和群速度动能) 很小。这类等离子体比能量较高的离子难于测量。随着新的方法的使用, 最近的研究发现冷等离子在地球磁层等离子体占重要的部分, 有时几乎是最主要的源[Chappell et al., 1987, 2000; Moore and Horwitz, 2007]。这一发现改变了以往人们对磁层等离子体来源的认识, 因此电离层逃逸的等离子体足够充满磁层。

#### 1.3.1 冷等离子体探测的困难和以前的探测

在等离子体从电离层向磁尾传输的区域中, 等离子体的密度很低。在有太阳光照的空间中, 飞行器在稀薄的等离子体中会发生表面充电。这是由于太阳光的极紫外光 (EUV) 辐射发生光电效应使飞行器表面的电子脱离飞行器而带上正电。因此能量很低的离子不能接近飞行器上的探测器, 飞行器散发出的光电子也会污染飞行器上的电子探测器, 使粒子探测器的数据变得不可靠。

图1.8为冷等离子体在磁层中被探测到的位置[Engwall, 2009]:

- 图中标出的区域1为较低的极盖区, 人们首次对这里的冷离子体测量使用的是六十年代后期的Explorer 31, 他们发现500 到3000 km 高度的冷等离

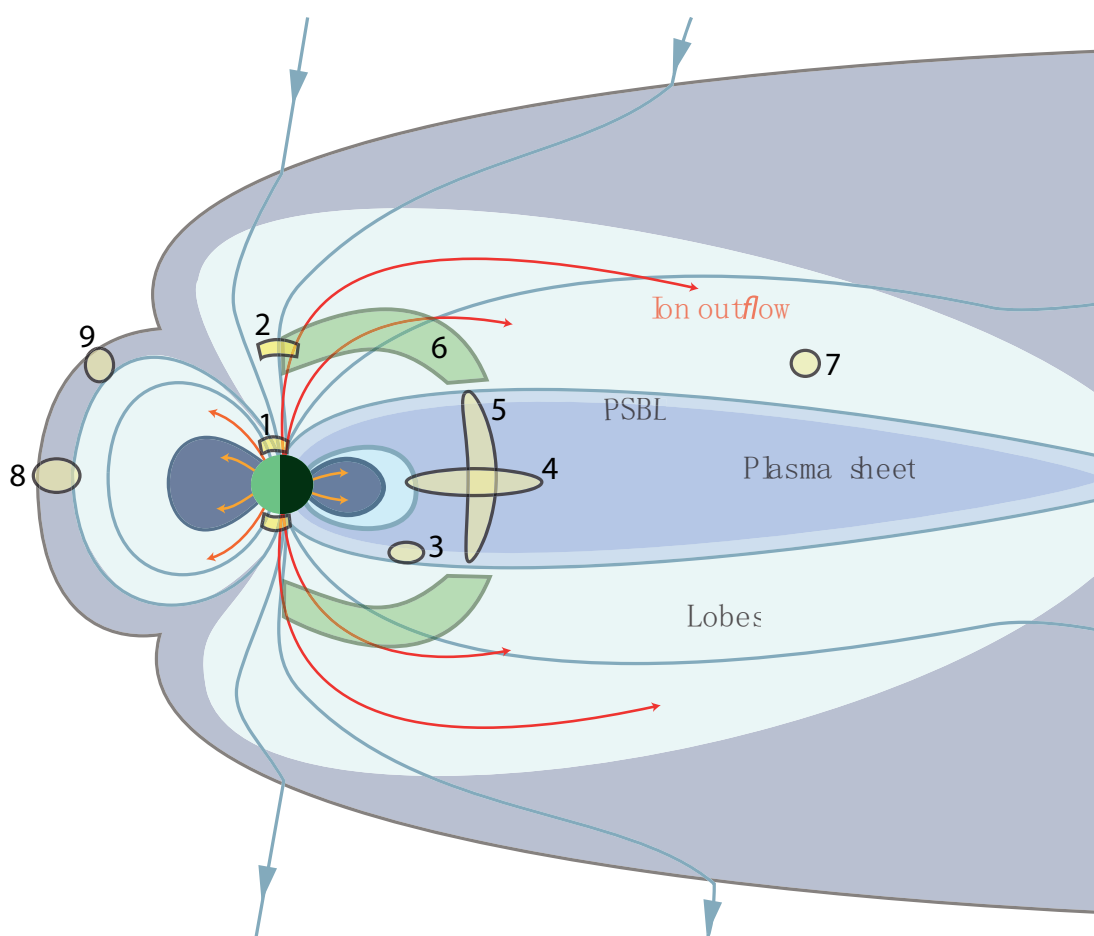


图 1.8: 目前为止探测到冷等离子体的位置[Engwall, 2009]

子体逃逸速度可以达到 $15 \text{ km s}^{-1}$  [hoffman, 1970]; 采用ISIS 2 卫星数据的研究发现在逃逸的冷等离子体中存在大量的 $\text{H}^+$ ,  $\text{He}^+$ 和 $\text{O}^+$ 。在平静的地磁活动期间,  $\text{O}^+$ 可以在1400 km 高处占逃逸冷等离子体的大多数。

- 区域2为高的极盖区域见[Su et al., 1998]使用POLAR的测量结果。
- 区域3-5为在等离子片和等离子片边界层的测量结果, 他们在这些区域发现的冷等离子体可以和热等离子体同时存在[Etcheto and Saint-Marc, 1985; Sauvaud et al., 2004; Seki et al., 2003]。
- 区域6为用Cluster的数据, 采用等离子体尾分析等到冷等离子体记录的区

域[Engwall *et al.*, 2006]。这个大范围在磁尾区域的数据也是本文工作的基础。

- 区域7为Geotail在远磁尾观测到的高密度的冷等离子体流[Hirahara *et al.*, 1996; Saito *et al.*, 1994]。
- 区域8-9为在日侧磁层顶观测到的冷等离子体[Sauvaud *et al.*, 2001]。最近André *et al.* [2010]用Cluster观测到这里冷等离子体流与磁层顶磁重联有关。

虽然有上游的飞行器表面效应，但是之前也有少数飞行器尝试用电荷平衡的方式降低飞行器电势。它们安装了一个离子散发器来平衡光电子（如Geotail[Riedler *et al.*, 1997; Schmidt *et al.*, 1995]，POLAR[Moore *et al.*, 1995]，Equator-S[Torkar *et al.*, 1999]，Interball[Riedler *et al.*, 1998]以及最近的双星和Cluster[Torkar *et al.*, 2001]。

另一种办法就是在飞行器表面充电不强烈的时候进行观测，如飞行器进入地球的阴影区。Olsen [1982]用地球同步轨道的卫星在6倍地球半径的地方探测到等离子体片内边界的等离子体，当时卫星在地球的阴影区。在这之后，Seki *et al.* [2003]用Geotail，使用类似的方法探测到了从8到27倍地球半径远的等离子体片中的冷等离子体。这些冷等离子体可能直接进入等离子体片而没有经过等离子体片边界层的加热区，因此仍然维持在低温或低能量。

Etcheto and Saint-Marc [1985]采用的是ISEE卫星上的声纳对等离子体探测。他们发现在等离子体层边界层有高密度的、垂直能量很低的等离子体，这些等离子体被认为是由电离层逃逸而来，通过等离子层或高纬的离子逃逸到达等离子体边界层的。

Engwall *et al.* [2006]; Engwall *et al.* [2009a]用到一种新的办法使卫星在表面充电的情况下也可以对冷等离子体进行测量。他们考虑散射的冷等离子体在卫星后面形成的等离子体空腔。用电场仪的数据测量这个等离子体空腔的电场。再考虑空腔电场的方向与冷等离子体的速度方向一致来获得冷等离子体的速度等参数。

### 1.3.2 冷等离子体在极盖区的分布

[Su *et al.*, 1998]是成功的例子之一。他们使用POLAR卫星上的热离子动力



高度 8R <sub>E</sub>	T <sub>⊥</sub> [eV]			T <sub>∥</sub> [eV]			平均通量 [cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]
	最小值	最大值	平均值	最小值	最大值	平均值	
H <sup>+</sup>	0.13	10.0	1.1	0.2	12.6	1.7	~1.2×10 <sup>6</sup>
O <sup>+</sup>	0.32	25.1	3.4	0.25	>31.6	7.5	~8.3×10 <sup>4</sup>

表 1.1: 在8倍地球半径高的H<sup>+</sup>和O<sup>+</sup>的垂直温度、平行温度和通量[*Su et al.*, 1998]

学探测仪 (Thermal Ion Dynamics Experiment) 的数据, 这些数据是卫星上主动电势控制器工作时得到的, 卫星的电势保持在大约2V。卫星运行在极轨道, 近地点在南极距地心1.8倍地球半径, 远地点在北极距地心9倍地球半径。它可以在5000 km 到8倍地球半径的地方探测H<sup>+</sup>和O<sup>+</sup>的密度和速度的变化。在5000 km 高的地方探测到的H<sup>+</sup>是超音速的, O<sup>+</sup>是亚音速的。他们的结果还表明逃逸率受太阳光电离控制, 并且O<sup>+</sup>主要来自于极隙极尖区。由于电荷交换, 极隙极尖逃逸的O<sup>+</sup>也对H<sup>+</sup>的日侧-夜侧不对称起到一定的作用。在8倍地球半径高的地方, 由于大量的加速, H<sup>+</sup>和O<sup>+</sup>都是超音速的, H<sup>+</sup>占主要的成分, 它们大致的速度比为 $V_{O^+}:V_{He^+}:V_{H^+} \sim 2:3:5$ 。

由于卫星表面有2V的电势, 能量小于2eV的离子仍然无法被探测到。对应的速度20km/s。这也导致了探测结果与理论预测有一定的出入。在[*Su et al.*, 1998]中, 他们采用了相空间的双麦克斯韦分布来填充那些被屏蔽的离子。这也是他们能够探测到低能H<sup>+</sup>离子的原因。同样速度的O<sup>+</sup>能量比H<sup>+</sup>高, 这种屏蔽效应不再那么重要。

图1.9为H<sup>+</sup>和O<sup>+</sup>在8倍地球半径高的平行速度和密度[*Su et al.*, 1998], 数据是在太阳活动极小年时获得。H<sup>+</sup>的密度变化范围是0.01 cm<sup>-3</sup> 到2 cm<sup>-3</sup>, 平均约0.3 cm<sup>-3</sup>; 速度的变化范围是20 km s<sup>-1</sup> 到100 km s<sup>-1</sup>, 平均约44.7 km s<sup>-1</sup>; O<sup>+</sup>的密度变化范围是0.001 cm<sup>-3</sup> 到0.3 cm<sup>-3</sup>, 平均约0.05 cm<sup>-3</sup>; 速度的变化范围是8 km s<sup>-1</sup> 到32 km s<sup>-1</sup>, 平均约16.8 km s<sup>-1</sup>。所以在8倍地球半径高的地方, O<sup>+</sup>的平均密度和速度比H<sup>+</sup>的小, 除了在太阳风速度大和太阳风动压大的时候, O<sup>+</sup>的平均密度和速度比H<sup>+</sup>的小)。而离子基本上都是从地球逃逸而不是向地面沉降。

但是O<sup>+</sup>的通量受行星际磁场B<sub>z</sub>分量的影响很小, 与之前的估计不同。之前人们认为, O<sup>+</sup>主要是从极隙极尖区逃逸的, 行星际磁场B<sub>z</sub>的方向很大地决

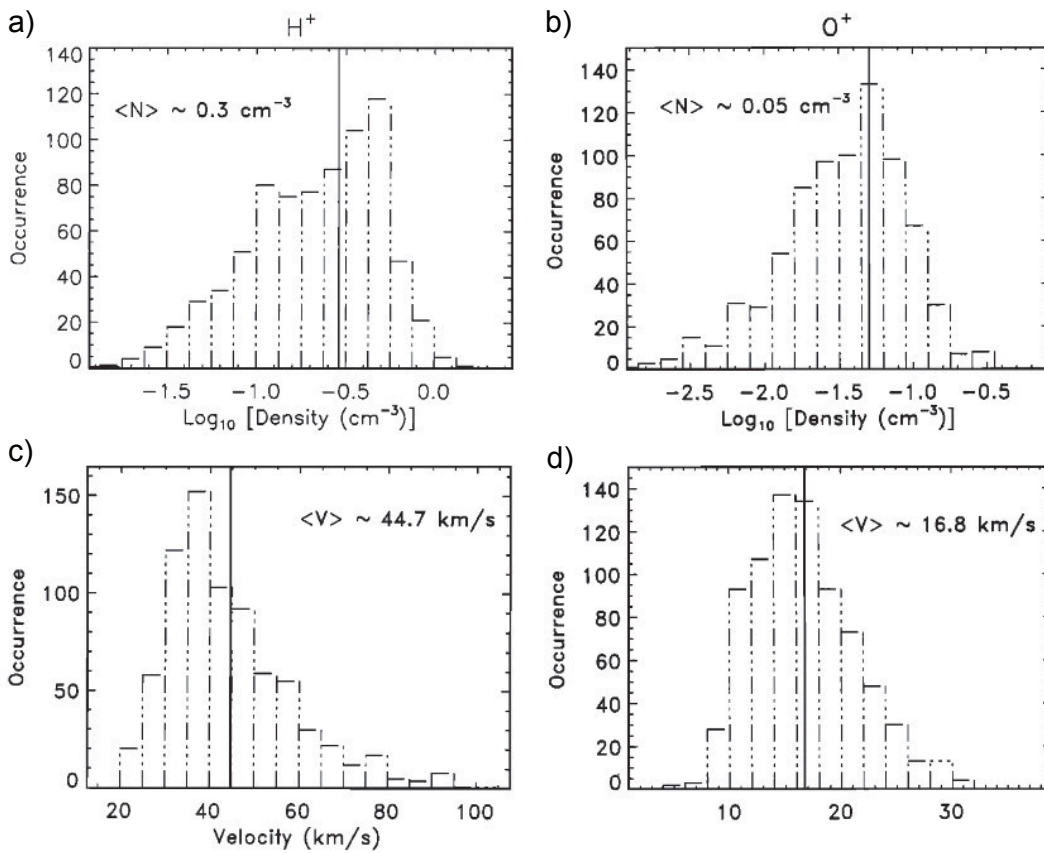


图 1.9: POLAR探测到的H<sup>+</sup>在8倍地球半径高的平行速度和密度 (a)和c)), 以及O<sup>+</sup>的平行速度和密度 (b)和d)) [Su et al., 1998]

定了太阳风能量往那里注入的程度, 较大的磁尾方向的对流也会增强O<sup>+</sup>的逃逸。

这些离子的温度一般都比较低。在[Drakou et al., 1997]中, Akebono在7000公里到10000公里高处探测到的极区离子温度是0.05~0.35eV。在5000公里高的地方, H<sup>+</sup>的平行-垂直温度比小于1 (见表格1.2, H<sup>+</sup>为~0.52, O<sup>+</sup>为~1.8); 而在8倍地球半径高的地方, 平行-垂直温度比大于1 (见表格1.1, H<sup>+</sup>为~1.5, O<sup>+</sup>为~2.2)。H<sup>+</sup>可能在较低高度的地方受到波粒相互作用而使垂直温度增加。在表格1.2中, 还可以看到有大量的下行O<sup>+</sup>, 这些较重的亚音速离子无法摆脱地球引力而被拉了回来。

图1.10为POLAR在5000公里高探测到的H<sup>+</sup>和O<sup>+</sup>的平行速度和密度。右边

高度	平均 $T_{\perp}$ [eV]	平均 $T_{\parallel}$ [eV]	平均通量[ $cm^{-2}s^{-1}$ ]	
			上行	下行
5000 km				
H <sup>+</sup>	0.23	0.12	$\sim 1.2 \times 10^7$	–
O <sup>+</sup>	0.34	0.61	$\sim 7.4 \times 10^5$	$\sim 9.5 \times 10^5$

表 1.2: 在5000 km 高的H<sup>+</sup>和O<sup>+</sup>的垂直温度、平行温度和通量[*Su et al.*, 1998]

的实点线为总共20次在近地点探测的统计结果，实点线为平均值；而空点线为仅在太阳方位角小于110度时探测到的统计结果，虚线表示这些数据的平均值。O<sup>+</sup>的密度为0.01~100  $cm^{-3}$ ，速度为3~2  $km s^{-1}$ ，上行和下行的离子通量为 $10^4 cm^{-2}s^{-1} \sim 10^7 cm^{-2}s^{-1}$ 。类似于DE-1的观测结果（见[*Chandler*, 1995]）。这也说明O<sup>+</sup>不是来自于极盖区域，而是从极隙极尖区。极隙极尖区的O<sup>+</sup>通过对流到达极盖区在重力作用下沉降。而这些极隙极尖区的O<sup>+</sup>逃逸与向阳面的极光区有关，在那里有大量的能量从电离层顶输入[*Moore et al.*, 1999]。

### 1.3.3 向阳侧磁层顶的冷等离子体

*André and Cully* [2012]通过测量等离子体频率来获得电子密度，并且考虑电中性条件，在测得高能的离子密度来获得不能被探测到的冷离子的密度。他们使用Cluster卫星上的CIS离子探测器（探测能量范围5 eV 到30 keV）获得高能离子的密度，使用WISPER（见表格3.2）获得电子密度。两个仪器获得密度的差为不能探测到的冷离子密度。另外，冷离子有时也被加速至可以被离子探测器观测到的能量范围。等离子体尾的探测也可以用来探测冷离子[*Engwall et al.*, 2006]。

图1.11为综合以上方法测得的在磁层顶内观测到的冷离子。上图为这些离子的密度（用不同半径的圆表示密度大小）。在2006年11月到2009年7月有总共370次磁层顶穿越，他们发现在磁层顶低纬的下午一侧有一个高密度冷离子的区域。对应于[*Matsui et al.*, 1999]提出的从等离子层逃逸的等离子体层风（Plasmaspheric wind）和从等离子体片向日侧对流的等离子体-等离子体羽（Plasma plume）。这个区域被称为冷等离子体引流区（Drainage region）。

下图左为对应冷离子密度的发生率，红色直方图为上述引流区的密度，黑色为除引流区的其他磁层顶区域。引流区的冷离子密度明显大于其他区域的密度（大部分小于 $0.5 cm^{-3}$ ），引流区外的冷离子密度与地磁活动没有明显的关

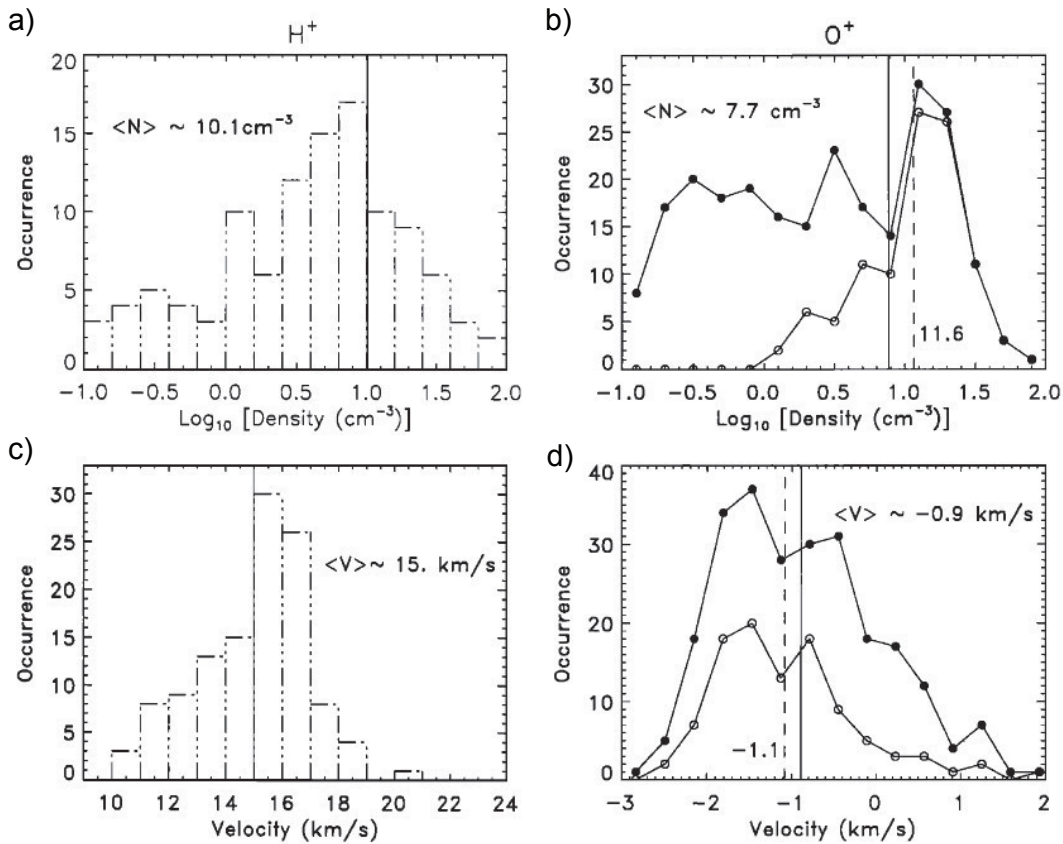


图 1.10: POLAR探测到的 $H^+$ 在5000公里高的平行速度和密度 (a)和c)), 以及 $O^+$ 的平行速度和密度 (b)和d)) [Su et al., 1998]

系。引流区的冷离子密度范围也较大（能达到好几个 $cm^{-3}$ ）。高密度的离子对应于在强地磁活动期间被对流的磁力线从等离子体层带出的冷等离子体。下图右为这两个区域中探测到冷离子密度占总离子密度百分比的发生率。在[André and Cully, 2012]中，引流区有超过85%的时间能探测到冷离子，而在其他区域有50%-70%的时间能探测到冷离子。

#### 1.3.4 地球阴影区探测的冷等离子体

在地球的阴影区，卫星不受太阳光照。因此没有表面充电，但有时卫星带负电，使一些低能的离子受到加速而被探测器探测到。等离子体片位于南北等离子体瓣交界的地方（见图1.12），等离子体瓣中的磁场较强，等离子体能量很

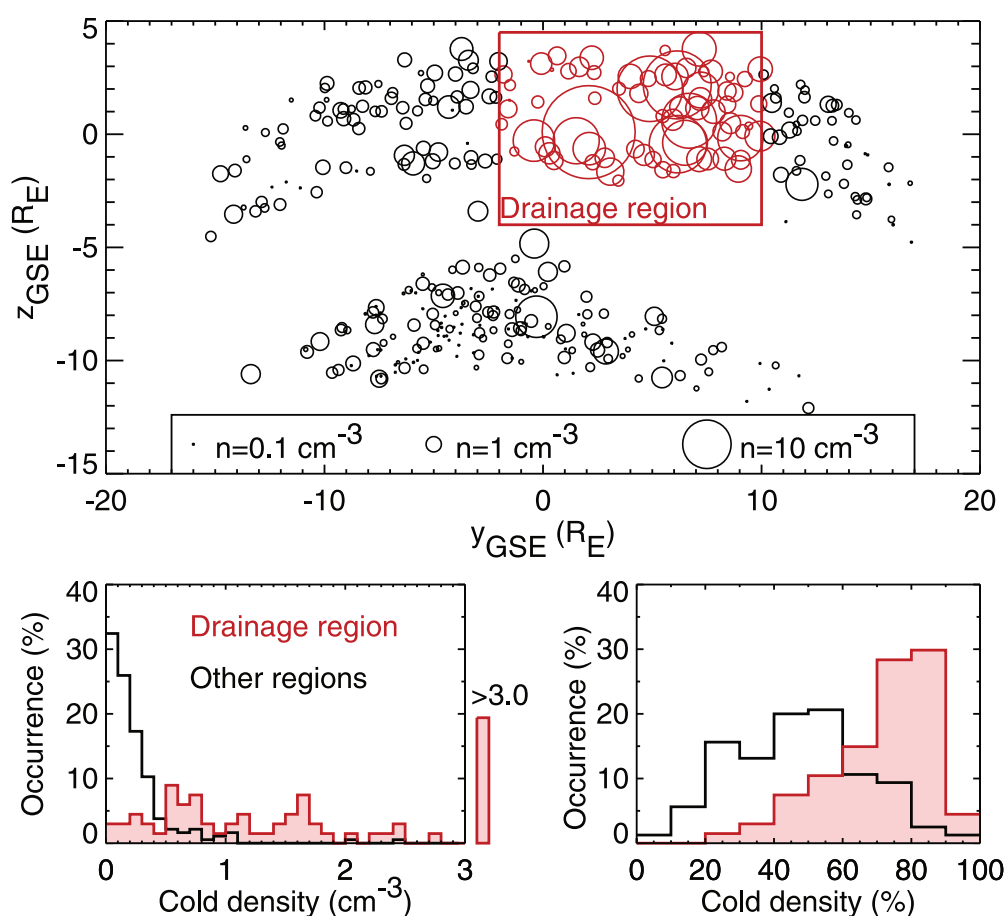


图 1.11: 向阳侧磁层顶冷等离子体密度的分布[André and Cully, 2012]

低（被认为是主要由电离层逃逸的冷等离子体，如[Moore and Horwitz, 2007]）。等离子体片中的磁场较弱，但是等离子体的能量较高（通常达到keV量级）。Seki *et al.* [2003]在等离子体片中用Geotail的数据也观测到了冷等离子体。在这之前，人们普遍认为由等离子体瓣进入等离子体层的离子会在这个离子密度大的区域很快收到加热而变成温度较高的离子。而Seki的结果表明在等离子体层中的冷等离子体密度和热等离子体密度相当。这种冷热等离子体共存的事实引起了人们对磁层中离子加速的注意。

图1.12中，上图为Geotail的轨道在子午面上的投影（绿线），红点为卫星进入等离子体片的位置，磁力线上的数字为行星际磁场南向时磁重联发生后磁力线对流依次经过的顺序。下图为1995-1998年在阴影区对应位置观测的时间（红

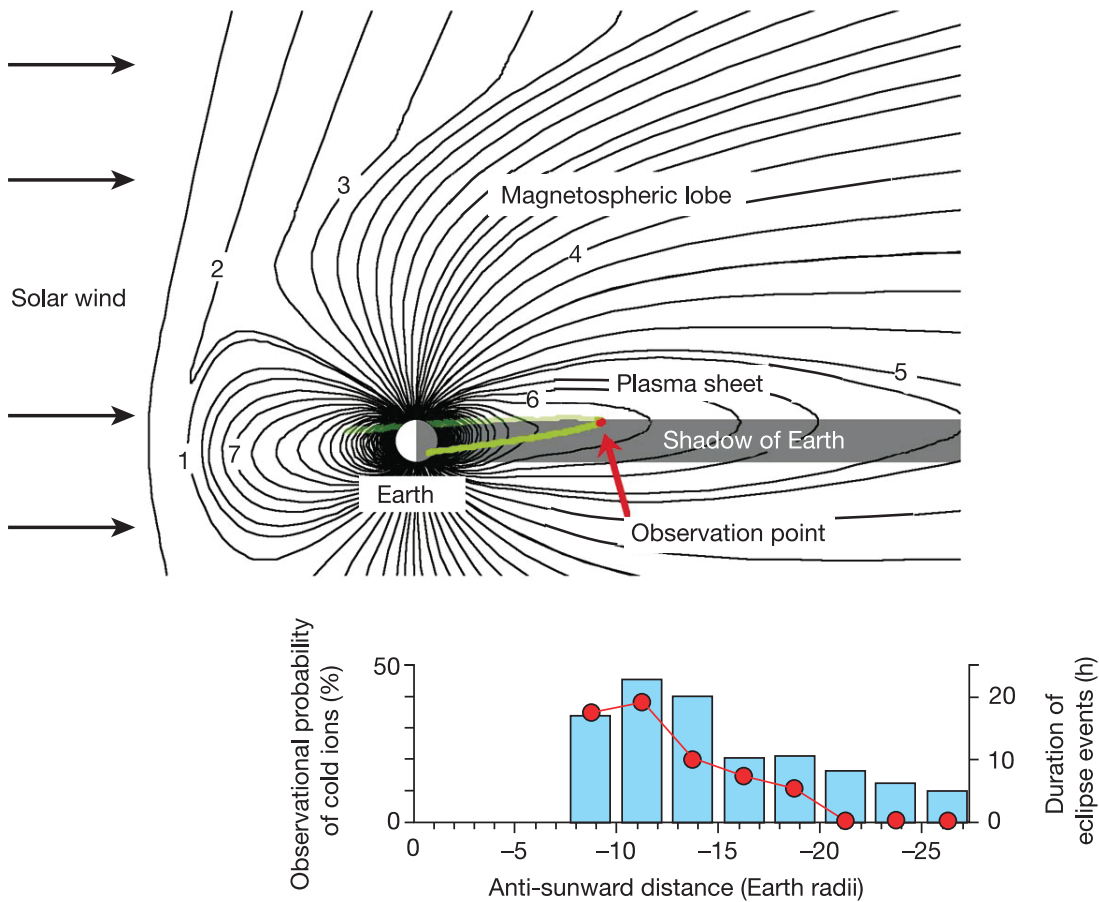


图 1.12: 等离子体片中冷等离子体被探测到的时间几率[Seki et al., 2003]

点) 和冷离子体发生率的直方图。

### 1.3.5 地球磁层探测的冷等离子体

Engwall et al. [2009a]用带正电的飞行器在空间遇到稀薄的冷等离子体而形成的等离子体尾来探测冷等离子体。图1.13为他们得到的冷等离子体的发生率。从左到右分别为冷等离子体探测在GSM坐标系X-Z, X-Y, Y-Z平面上的投影。上面的图中, 每一个点表示在30秒钟之内探测到冷等离子体的几率; 在下面的图中采用同样的数据, 但按照 $2 \times 2 R_E^2$ 的分辨率。

从图中可以看到, 他们的数据覆盖了磁尾等离子体瓣的大部分区域, 而这

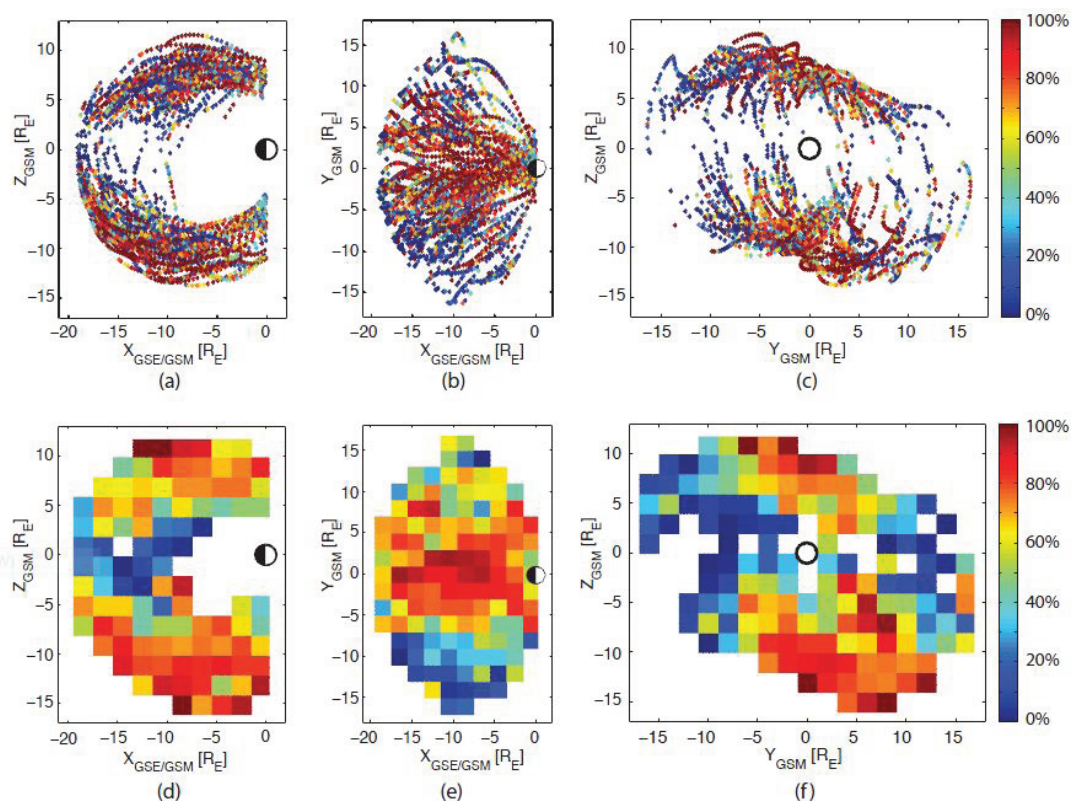


图 1.13: 磁层中冷等离子体被探测到的几率[Engwall et al., 2006]

些区域中的冷等离子体之前是没有被观测到的（和之前的观测对比见图1.8）。在他们的数据中，大约71%的观测都有冷等离子体。在低纬的磁层两侧区域，很少有等离子体尾被观测到，这表明冷等离子体主要是集中在地球极盖高的区域。低纬磁层两侧区域的磁力线大多与极光区域有关，那里的等离子体一般受到加速而成为高能的等离子体。

*André and Cully* [2012]给出了磁层中几个重要冷等离子体存在的区域。并且给出了冷等离子体逃逸的通量、密度和探测到冷等离子体的几率，如图1.14。极区风向日侧逃逸的通量大致小于 $10^{25} \text{ s}^{-1}$ ，而向夜侧逃逸的通量大约在10倍以上；另外两个从低纬等离子体层逃逸的路径-高密度的等离子体羽通量比等离子体风大一个数量级。

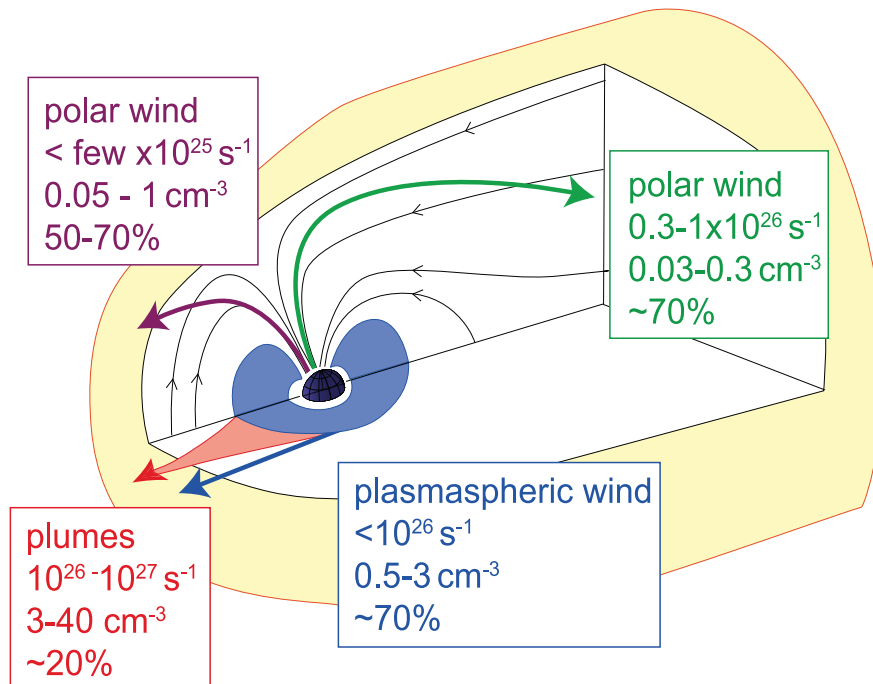


图 1.14: 磁层中冷等离子体的源、逃逸率、密度和探测到的时间几率[*André and Cully, 2012*]

## 1.4 本文工作的主要内容

在本文中，通过计算这些冷等离子在磁层中受到的加速和在磁层中的对流来获得冷等离子体的运动轨迹，从而确定它们从地球逃逸的源和它们后来到达的区域。本论文由以下几章组成：第二章介绍等离子体在磁层中的运动，和本文工作中采用的计算模型。通过这个计算来获得冷等离子体轨迹上的速度、加速度、离子通量、飞行时间；第三章为这种低温等离子体数据的探测方法，正是因为数据中离子的能量范围不同使本文的工作有重要意义；第四章和第五章描述冷等离子体在地球上的源区和它们在等离子体片上的沉降，和离子逃逸的影响因素，包括行星际磁场和地磁活动指数等，并在每章后面总结了本文工作得到的主要结论。



## 第二章 等离子体在磁层中的运动和加速的研究

等离子体是具有电中性，表现有集体行为，由离子、电子和中性原子组成在一起的物质。它是物质存在的第四态，大约99%在宇宙中被观测到的物质为等离子态。等离子体的集体行为表现为，当等离子体的局部发生变化（如密度发生了振动），等离子体作为一个整体会发生变化。这是因为，当局部发生变化时，会引起当地的电荷分布变化。产生的电磁场波动可以传到较远的地方而影响远处带电粒子的运动。

### 2.1 等离子体的德拜屏蔽和频率

温度是衡量物质热运动的参量。在统计力学中，处于热平衡态的等离子体在某一个能级的概率为[Chen, 1980]:

$$\varphi_n = Ae^{-E_n/k_B T} \quad (2.1)$$

其中 $E_n$ 为该能级的能量， $k_B$ 为波尔兹曼常量， $T$ 为温度。对于连续能级的系统，且粒子之间无相互作用，上式就成为:

$$f(v) = Ae^{-mv^2/2k_B T} \quad (2.2)$$

其中 $m$ 和 $v$ 分别为粒子的质量和热速度。系统的温度表现为分布函数 $f(v)$ 的半高宽。冷等离子体对应的半高宽更窄，大量的离子分布在速度接近于群速度的地方，所以总的速度分布比热等离子体窄。

在等离子体中，电子通常以质子或离子为中心（离子与电子的质心）分布。电势随着与离子距离的增大而减小，离子的电势被局限在一个区域内。而对等离子体引入的电势也会被局限起来，这种对电势的屏蔽叫做德拜屏蔽（Debye screening）。以等离子体中某处 $r = r_0$ 的附近的电荷为例，设此处的电势 $\varphi = \varphi_0$ 。这些电荷在空间中任意一处的电势 $\varphi$ 满足 $\nabla^2 \varphi = -q_e/\epsilon_0(Zn_i - n_e)$ ， $n_i$ 和 $n_e$ 为离子和电子的密度，在电势 $\varphi$ 中，它们分别满足波尔兹曼分布 $n_i = n_{i,0} \exp(-Zq_e\varphi/k_B T_i)$ 和 $n_e = n_{e,0} \exp(q_e\varphi/k_B T_e)$ ，其中 $Zn_{i,0} = n_{e,0}$ 满足准电中性条件。对于等离子体的热动能远大于电势能，

等离子体 类型	电子密度 [ $m^{-3}$ ]	电子温度 [ $K$ ]	磁场强度 [ $T$ ]	德拜长度 [ $m$ ]
太阳核	$10^{32}$	$10^7$	—	$10^{-11}$
托克马克	$10^{20}$	$10^8$	10	$10^{-4}$
气体放电	$10^{16}$	$10^4$	—	$10^{-4}$
地球电离层	$10^{12}$	$10^3$	$10^{-5}$	$10^{-3}$
地球磁层	$10^7$	$10^7$	$10^{-8}$	$10^2$
太阳风	$10^6$	$10^5$	$10^{-9}$	10
星际介质	$10^5$	$10^4$	$10^{-10}$	10
星系际介质	1	$10^6$	—	$10^5$

表 2.1: 几种等离子体的电子密度、温度、磁场强度和电子德拜长度。地球磁层的等离子体的德拜长度达到百米量级。来源: The Particle Kinetics of Plasma (<http://www.pma.caltech.edu/Courses/ph136/yr2004/>)

有  $\exp(-Zq_e\varphi/k_B T_i) = 1 - Zq_e\varphi/k_B T_i$  和  $\exp(q_e\varphi/k_B T_e) = 1 + q_e\varphi/k_B T_e$ , 代入可得  $\nabla^2\varphi = q_e^2/\varepsilon_0 k_B (Z^2 n_{0,i}/T_i - n_{0,e}/T_e)\varphi$ 。又因为  $\varphi(r = \infty) = 0$ , 得:

$$\varphi(r) = \varphi_0 \exp(-|r - r_0|/\lambda_D) \quad (2.3)$$

其中,

$$\lambda_D^{-2} = \frac{q_e^2 (Z^2 n_{i,0}/T_i + n_{e,0}/T_e)}{k_B \varepsilon_0} \quad (2.4)$$

为等离子体的德拜长度。以德拜长度为特征长度的等离子体, 每一个电荷的电势被局限在大约在德拜长度以内的区域里。在远于德拜长度的地方, 该电荷基对这里的电势的贡献为发生的德拜屏蔽的结果; 对于相互距离小于德拜长度的两个粒子, 他们有直接的电场作用, 但不直接受德拜长度以外的电场影响。所以等离子体的集体行为和准电中性只有在等离子体的体积大于德拜长度所定义的体积才能体现出来。

对于温度很低的冷等离子体, 德拜长度取决于较低温度的离子种类。所以冷等离子体的德拜长度比普通等离子体低。

等离子中带电粒子的热运动是平衡状态下等离子体振荡的主要因素。在热运动下发生的电荷位移使等离子体内部产生一个使位移回复的电场, 从而使等离子体振动起来。考虑一个点子, 由  $\nabla \cdot \vec{E} = q_e n / \varepsilon_0$  的一维形式得  $E_x = q_e n x / \varepsilon_0$ ,

在只有电场的作用下  $\partial_t^2 x = q_e^2 n x / m \varepsilon_0$ ，所以振荡频率  $\omega_p$  为：

$$\omega_p = \left( \frac{q_e^2 n}{m \varepsilon_0} \right)^{1/2} \quad (2.5)$$

等离子态不同于其它三个状态。当等离子体密度很高时，等离子体之间的碰撞占主要因素，这时可以把这个状态的等离子体当作流体处理；在研究大尺度问题时，等离子体也常被当作流体处理。当等离子体的密度很低时（如表格2.1中磁层等离子体），等离子体的集体效应可以忽略，带电粒子之间的相互作用也可以被忽略。我们可以只考虑带电粒子在背景电磁场中的运动，这时我们可以用单粒子轨道理论来研究。而等离子体动理论还可以研究带电粒子运动对电磁场的影响。

## 2.2 等离子体在磁层中的对流

考虑一个等离子体中的质量为  $m$  的带电粒子，速度  $\vec{v}$  垂直于磁场  $\vec{B}$ 。它的运动受电场力和洛仑兹力作用，即  $m d\vec{v}/dt = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ 。它的速度由一个回旋运动和这个回旋中心的漂移组成。回旋拉莫尔半径为， $R_L = mv/Bq$ 。如果速度  $\vec{v}$  不垂直于磁场  $\vec{B}$ ，这个带电粒子的回旋中心（导心）将做螺旋形的漂移运动：

$$\vec{v}_{gc} = \frac{v_{\parallel} \vec{B}}{B} + \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (2.6)$$

漂移速度  $\vec{v}_{gc} = \vec{E} \times \vec{B} / B^2$  被称作  $\vec{E} \times \vec{B}$  漂移。

### 2.2.1 磁层对流模型

另外，磁层等离子体的电导率接近无穷大，近似有  $\partial \vec{B} / \partial t = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B})$ 。磁力线被冻结在等离子体中，等离子体的任何垂直于磁力线的对流都会使磁力线一起运动，如果忽略磁场梯度漂移和重力漂移，在没有场向电流的区域内，等离子体的运动主要为上述的  $\vec{E} \times \vec{B}$  漂移。去掉上式的旋度可得， $\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B}$ ，由  $\vec{E} = -\nabla \phi$ ，磁力线的对流流线为电场的等势线。高电导率的磁层等离子体可以把电场从近地空间投影到磁尾中。所以在磁层空间中有一个由晨侧指向昏侧的电场。

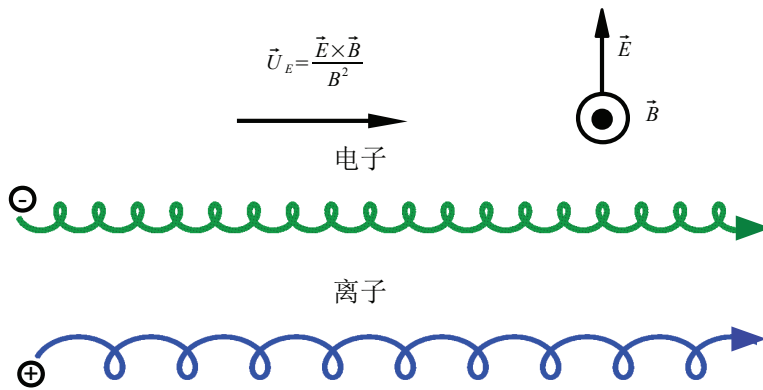


图 2.1: 离子和电子在有电场和磁场时的  $\vec{E} \times \vec{B}$  漂移。初始速度垂直于磁场的方向。

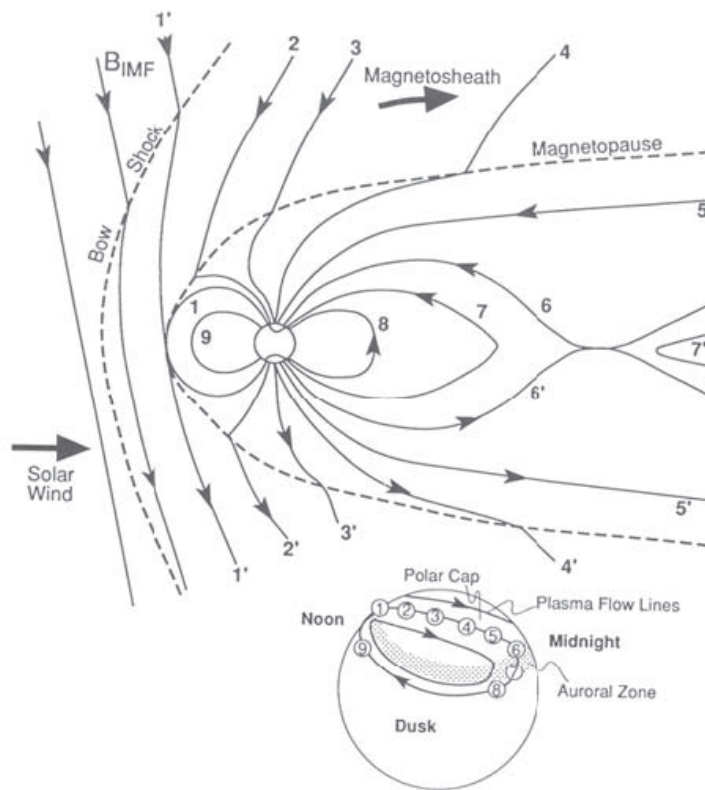


图 2.2: 行星际磁场为南向时的磁层等离子体对流。Dungey 的开磁力线对流模型。

磁力线的对流是普遍存在的。如图2.2所示，在行星际磁场（IMF）为南向时，太阳风的能量从日侧的重联点进入磁层使磁层的等离子体产生对流。新打开的磁力线在日侧低纬区向高纬移动，穿过极盖到达低纬的夜侧。对应在磁尾的磁力线从磁层顶向等离子片移动并在那发生重联，然后从晨昏两侧的低纬地区向日侧补充[Dungey, 1961]。当行星际磁场为北向时，行星际磁场与地球磁场在高纬地区发生重联。Crooker [1986]指出当IMF  $B_x$ 为正（负）并且IMF 北向，重联多发生于南（北）半球。太阳风的能量从重联点进入磁层，也能导致磁层的对流。因此磁层的对流也被用来衡量是太阳风能量向磁层传输的程度大小。重联点的位置影响能量传输的过程，

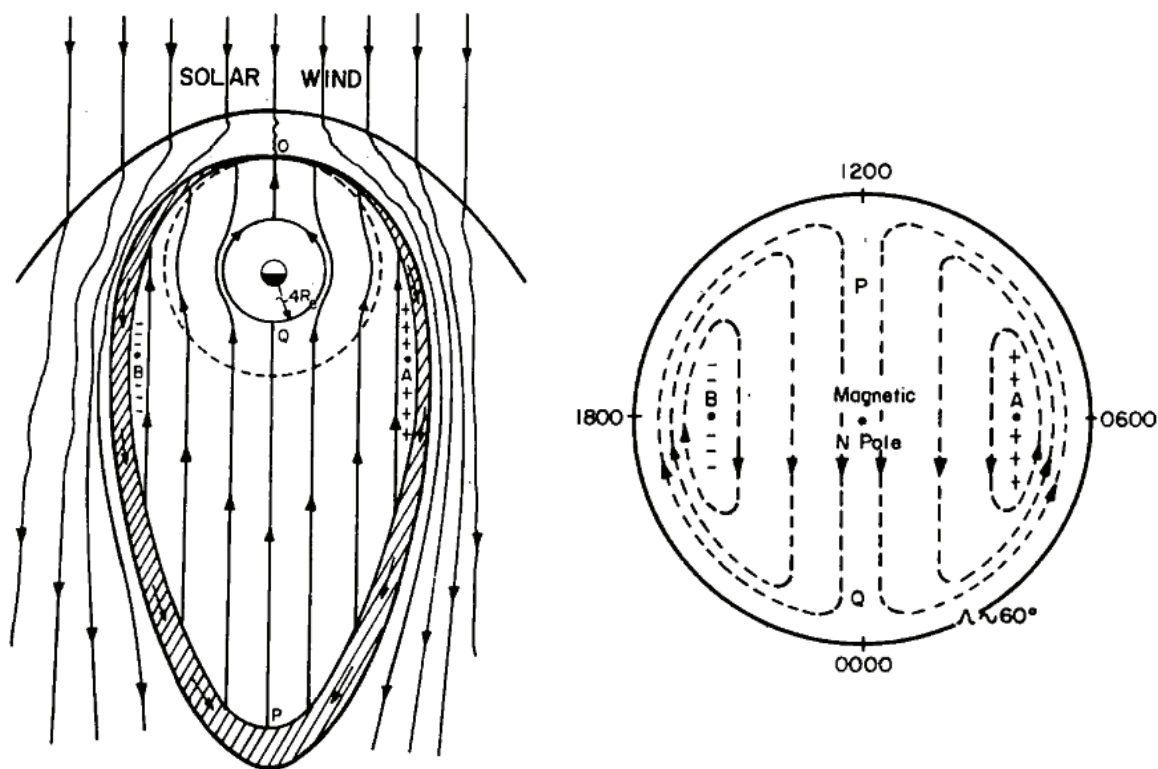


图 2.3: Axford的闭磁力线对流模型。[Axford, 1963]

Cowley *et al.* [1991]提出当IMF  $B_y$ 为正（负）时会导致北半球的磁重联点，即新打开的磁力线的位置向晨（昏）侧位移，在南半球这个效应刚好相反。IMF  $B_y$ 的影响也反映在磁尾等离子瓣的对流[Gosling *et al.*, 1984, 1985; Noda *et*

*al.*, 2003]和极盖电离层的对流[*Haaland et al.*, 2007]。

另一种对流闭磁力线模型由 *Axford* [1963]提出, 如图2.3。在这个模型中, 磁力线是闭合的。磁层的对流都是由太阳风和磁层的粘滞作用产生的。左图为从北极上空看下去的在赤道面上的等离子体对流流线(带箭头的实线); 右图为极区电离层的等离子体流线。图中的区域A和B分别为对流电场导致的高、低电势区。由于电离层一般是等电势的, 所以这种电势差一般考虑为电流系统的诱导电荷造成的。

实际上的对流是部分开放部分闭合的情形。在大部分时间闭合的情况下暂时发生重联的情况更加普遍的存在。在地球的低纬区域, 电离层F随地球共转, 对流流线因此表现出晨昏不对称; 在地球的高纬区域, 共转的影响变得较小, 使对流的流线接近于对称。

### 2.2.2 观测的结果

*Haaland et al.* [2008]使用了Cluster在2001~2007年的数据进行了统计。考虑到沿磁力线等电势条件, 他们把在空间中测得的等离子体对流速度用磁场模型投影到磁尾离地心10倍地球半径的地方。表格2.2给出了不同IMF方向对磁层等离子体对流和越尾电势差( $U_{CT}$ )的影响。越尾电势差是通过 $\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B}$ 计算在磁尾中的电场积分得来的。

北半球等离子体瓣	+B <sub>z</sub>	+B <sub>y</sub>	-B <sub>z</sub>	-B <sub>y</sub>	全部
记录个数	13 985	29 832	18 120	32 249	94 186
V <sub>z</sub> [km s <sup>-1</sup> ]	-2.0	-7.2	-10.2	-7.3	-7.0
V <sub>y</sub> [km s <sup>-1</sup> ]	0.2	6.5	0.0	-7.7	-0.5
U <sub>CT</sub> [kV]	21.4	41.6	61.6	42.2	41.2
南半球等离子体瓣	+B <sub>z</sub>	+B <sub>y</sub>	-B <sub>z</sub>	-B <sub>y</sub>	全部
记录个数	10 710	30 986	14 776	25 963	82 435
V <sub>z</sub> [km s <sup>-1</sup> ]	2.9	8.72	12.8	7.0	8.1
V <sub>y</sub> [km s <sup>-1</sup> ]	-0.3	-4.8	5.4	10.7	2.5
U <sub>CT</sub> [kV]	19.8	33.7	55.1	32.2	39.4

表 2.2: 等离子体对流y和z方向的速度随IMF方向变化的影响[*Haaland et al.*, 2008]。

我们可以看到，在 $-B_z$ 时，日侧的磁重联打开了磁力线使更多太阳风能量加速磁层的对流，对流速度大于 $10\text{km s}^{-1}$ ；对流速度和IMF的方向很相关；南向IMF时， $B_y$ 的方向控制了北半球对流速度偏向于昏/晨侧，在南半球与之相反；北向IMF时，对流速度很小。

此外，他们的工作也显示出对流速度于IMF的强度相关，与太阳风动压较弱的凡相关；并且对流速度一直有偏向于昏侧的分量（平均 $1.5\text{ km s}^{-1}$ ）；除北向IMF外，磁尾对流速度有大尺度的涡旋，这种涡旋对应于电离层上的对流。

### 2.3 等离子体在磁层中的加速

由单粒子轨道理论得出的导心在电场中的运动在延磁场方向受到的加速度包括：离心加速度、场向电场导致的加速度、磁镜力加速度和场向重力加速度。详见下面的计算：

考虑一个质子，它的电荷为 $e$ ，质量为 $m$ ，在电场 $\vec{E}$ 和磁场 $\vec{B}$ 中运动。运动方程为：

$$\frac{m}{e}(\ddot{\vec{r}} - \vec{g}) = \dot{\vec{r}} \times \vec{B} + \vec{E} \quad (2.7)$$

$\vec{r}$ 为质子的位置矢量， $\ddot{\vec{r}} = d^2\vec{r}/dt^2$ ， $\vec{g}$ 为重力加速度。考虑质子的运动为导心运动加回旋运动，并且将电场和磁场按一阶泰勒展开：

$$\vec{r} = \vec{R} + \vec{\rho} = \vec{g} + \frac{e}{m}[\vec{E} + \vec{\rho} \cdot \nabla \vec{E} + (\dot{\vec{R}} + \dot{\vec{\rho}}) \times (\vec{B} + \vec{\rho} \cdot \nabla \vec{B})] \quad (2.8)$$

$\vec{R}$ 为导心位置， $\vec{\rho}$ 为质子以导心为原点的位置。设 $\hat{e}_1 = \vec{B}/B$ ， $\hat{e}_2 \perp \hat{e}_1$ ， $\hat{e}_3 = \hat{e}_1 \times \hat{e}_2$ ：

$$\vec{\rho} = \rho(\hat{e}_2 \sin \theta + \hat{e}_3 \cos \theta) \quad (2.9)$$

$$\dot{\vec{\rho}} = \omega\rho(\hat{e}_2 \cos \theta - \hat{e}_3 \sin \theta) + (\dot{\rho}\hat{e}_2) \sin \theta + (\dot{\rho}\hat{e}_3) \cos \theta \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} \ddot{\vec{\rho}} = & \dot{\omega}\rho(\hat{e}_2 \cos \theta - \hat{e}_3 \sin \theta) + 2\omega[(\dot{\rho}\hat{e}_2) \cos \theta - (\dot{\rho}\hat{e}_3) \sin \theta] \\ & - [\omega^2\rho(\hat{e}_2 \sin \theta + \hat{e}_3 \cos \theta)] + (\ddot{\rho}\hat{e}_2) \sin \theta + (\ddot{\rho}\hat{e}_3) \cos \theta \end{aligned} \quad (2.11)$$

其中 $\dot{\alpha} = d\alpha/dt$ ， $\ddot{\alpha} = d^2\alpha/dt^2$ 。做回旋周期平均，即 $\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \alpha d\theta = \langle \alpha \rangle$ ：

$$\langle \ddot{\vec{r}} \rangle = \langle \ddot{\vec{R}} \rangle = \vec{R} = \vec{g} + \frac{e}{m}(\vec{E} + \dot{\vec{R}} \times \vec{B}) + \frac{e}{m} \langle \dot{\vec{\rho}} \times (\vec{\rho} \cdot \nabla \vec{B}) \rangle \quad (2.12)$$

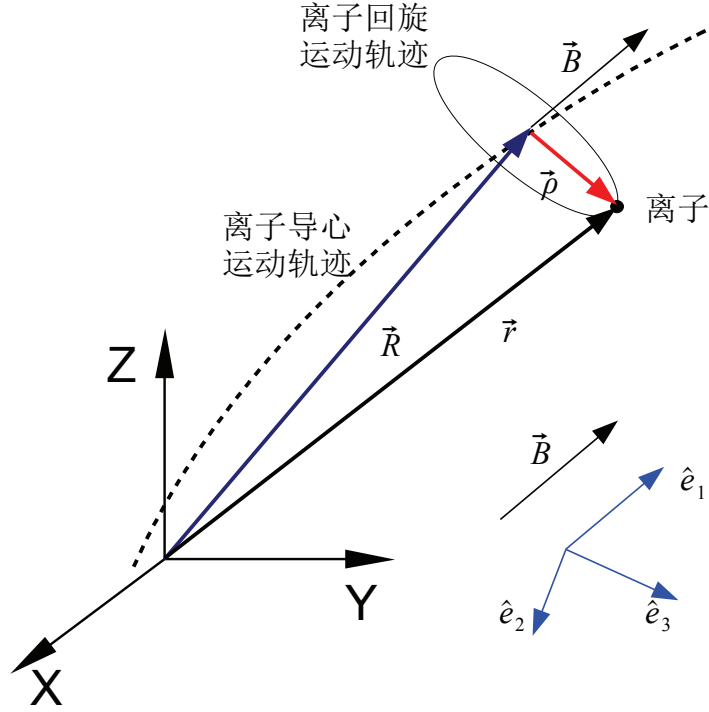


图 2.4: 带电粒子的导心运动和坐标定义。

因为  $\dot{(\rho\hat{e}_2)} = \dot{\rho}\hat{e}_2$ ,  $\dot{(\rho\hat{e}_3)} = \dot{\rho}\hat{e}_3$ , 由式2.9和式2.10得:

$$\begin{aligned}
 \langle \dot{\vec{\rho}} \times (\vec{\rho} \cdot \nabla \vec{B}) \rangle &= \langle \omega \rho^2 (\hat{e}_2 \cos \theta - \hat{e}_3 \sin \theta) \times (\hat{e}_2 \sin \theta + \hat{e}_3 \cos \theta) \rangle \cdot \nabla \vec{B} \\
 &\quad + \langle [(\dot{\rho}\hat{e}_2) \sin \theta + (\dot{\rho}\hat{e}_3) \cos \theta] \times \rho (\hat{e}_2 \sin \theta + \hat{e}_3 \cos \theta) \rangle \cdot \nabla \vec{B} \\
 &= \frac{\rho^2 \omega}{2} [\hat{e}_2 \times (\hat{e}_3 \cdot \nabla) \vec{B} - \hat{e}_3 \times (\hat{e}_2 \cdot \nabla) \vec{B}]
 \end{aligned} \tag{2.13}$$

所以:

$$\langle \ddot{\vec{r}} \rangle = \vec{g} + \frac{e}{m} (\vec{E} + \dot{\vec{R}} \times \vec{B}) + \frac{e\rho\omega^2}{2m} (\hat{e}_2 \times \hat{e}_3 \cdot \nabla \vec{B} - \hat{e}_3 \times \hat{e}_2 \cdot \nabla \vec{B}) \tag{2.14}$$

又因为:

$$\begin{aligned}
 \hat{e}_1 \cdot (\hat{e}_3 \cdot \nabla \vec{B}) &= \hat{e}_1 \cdot (\hat{e}_3 \cdot \nabla B \hat{e}_1) = \hat{e}_3 \cdot \nabla B \\
 \hat{e}_2 \times \hat{e}_3 \cdot \nabla \vec{B} &= (\hat{e}_3 \times \hat{e}_1) \times (\hat{e}_3 \cdot \nabla \vec{B}) = \hat{e}_1 [\hat{e}_3 \cdot (\hat{e}_3 \cdot \nabla \vec{B})] - \hat{e}_3 [\hat{e}_1 \cdot (\hat{e}_3 \cdot \nabla \vec{B})] \\
 &= \hat{e}_1 [\hat{e}_3 \cdot (\hat{e}_3 \cdot \nabla \vec{B})] - (\hat{e}_3 \cdot \nabla B) \hat{e}_3
 \end{aligned} \tag{2.15}$$



$$\begin{aligned}
\hat{e}_1 \cdot (\hat{e}_2 \cdot \nabla \vec{B}) &= \hat{e}_1 \cdot (\hat{e}_2 \cdot \nabla B \hat{e}_1) = \hat{e}_2 \cdot \nabla B \\
\hat{e}_3 \times \hat{e}_2 \cdot \nabla \vec{B} &= (\hat{e}_1 \times \hat{e}_2) \times (\hat{e}_2 \cdot \nabla \vec{B}) = \hat{e}_2 [\hat{e}_1 \cdot (\hat{e}_2 \cdot \nabla \vec{B})] - \hat{e}_1 [\hat{e}_2 \cdot (\hat{e}_2 \cdot \nabla \vec{B})] \\
&= -\hat{e}_1 [\hat{e}_2 \cdot (\hat{e}_2 \cdot \nabla \vec{B})] - (\hat{e}_2 \cdot \nabla B) \hat{e}_3
\end{aligned} \tag{2.16}$$

所以：

$$\begin{aligned}
\hat{e}_2 \times \hat{e}_3 \cdot \nabla \vec{B} - \hat{e}_3 \times \hat{e}_2 \cdot \nabla \vec{B} &= \hat{e}_1 [\hat{e}_2 \cdot (\hat{e}_2 \cdot \nabla \vec{B}) + \hat{e}_3 \cdot (\hat{e}_3 \cdot \nabla \vec{B})] \\
&\quad - [\hat{e}_2 \cdot (\hat{e}_2 \cdot \nabla B) + \hat{e}_3 \cdot (\hat{e}_3 \cdot \nabla \vec{B})] \\
&= -\hat{e}_1 \hat{e}_1 \cdot \nabla B - \hat{e}_2 \hat{e}_2 \cdot \nabla B - \hat{e}_3 \hat{e}_3 \cdot \nabla B \\
&= -\nabla B
\end{aligned} \tag{2.17}$$

将式2.17、式2.13代入式2.12。

$$\ddot{\vec{R}} = \vec{g} + \frac{e}{m} (\vec{E} + \dot{\vec{R}} \times \vec{B}) - \frac{\mu}{m} \nabla B, \quad \mu = \frac{e\omega\rho^2}{2} \tag{2.18}$$

所以漂移速度为：

$$\dot{\vec{R}}_{\perp} = \dot{\vec{R}} - (\hat{e}_1 \cdot \dot{\vec{R}}) \hat{e}_1 = \frac{\vec{E} \times \hat{e}_1}{B} + \frac{\mu}{m} \frac{\hat{e}_1 \times \nabla B}{B} + \frac{m}{e} \frac{(\vec{g} - \ddot{\vec{R}}) \times \hat{e}_1}{B} \tag{2.19}$$

上式右边分别是  $\vec{E} \times \vec{B}$  漂移，磁场梯度漂移和重力及其它加速度引起的漂移。

取  $\ddot{\vec{R}}$  延磁场方向上的分量：

$$\ddot{\vec{R}} \cdot \hat{e}_1 = \frac{d}{dt} (\dot{\vec{R}} \cdot \hat{e}_1) - \dot{\vec{R}} \cdot \frac{d\hat{e}_1}{dt} \tag{2.20}$$

令  $\dot{\vec{R}}_{\parallel} = v_{\parallel}$ ,  $\dot{\vec{R}}_{\perp} = v_{\perp}$

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt} v_{\parallel} &= \ddot{\vec{R}} \cdot \hat{e}_1 + (v_{\parallel} \hat{e}_1 + v_{\perp}) \cdot \frac{d\hat{e}_1}{dt} \\
&= \vec{g} \cdot \hat{e}_1 + \frac{e}{m} E_{\parallel} - \frac{\mu}{m} \hat{e}_1 \cdot \nabla B + v_{\perp} \cdot \frac{d\hat{e}_1}{dt}
\end{aligned} \tag{2.21}$$

式2.21就是质子的导心在电磁场中平行于磁场的加速度。右边第三项为磁镜力加速度，其方向是沿磁力线的梯度的反方向。右边第四项为离心加速度。

$$a_{\parallel} = E_{\parallel} + g_{\parallel} - \frac{\mu}{m} \frac{\partial B}{\partial S} + \vec{U}_{\perp} \cdot \frac{d\hat{b}}{dt} \tag{2.22}$$

其中 $E_{\parallel}$ 和 $g_{\parallel}$ 分别是磁场场向电场和重力加速度， $\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B}$ 为粒子回旋的磁矩， $\partial B/\partial S$ 为沿磁场方向的磁场强度的变化。 $\vec{U}_{\perp} \cdot \frac{d\hat{b}}{dt}$ 为离心加速度。离心加速度受垂直漂移速度 $U_{\perp}$ 和磁场方向的变化 $d\hat{b}/dt$ （即磁力线的曲率）影响。其中 $\vec{E} \times \vec{B}$ 漂移在空间中贡献了主要的 $U_{\perp}$ ， $\hat{b} = \vec{B}/B$ 。

### 2.3.1 磁镜力

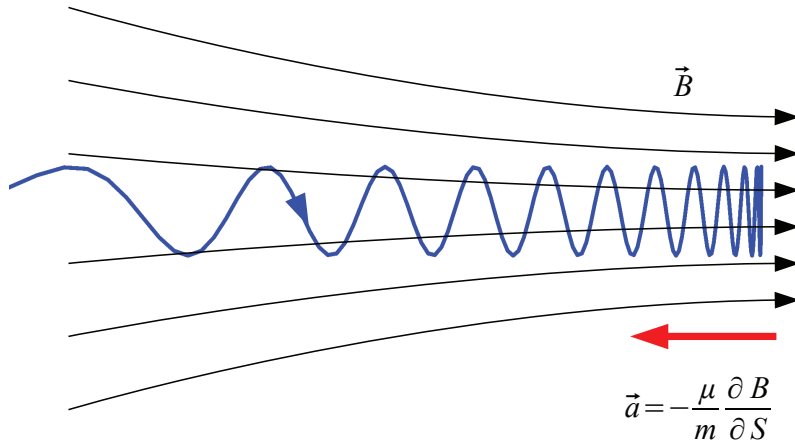


图 2.5: 磁镜力的二维示意图。蓝色曲线为粒子运动轨迹。

当一个回旋的带电粒子进入一个磁场逐渐增强的区域时，也就是进入一个合并的磁场。它的回旋速度必然增强来保持磁矩 $\mu$ 不变，而粒子的总动能守恒，所以它的平行速度必然减小。这个使它平行速度减小的力为磁镜力。当粒子的平行速度减小到零时，粒子反向运动，这个反转的点就是磁镜点。设一个带电粒子在空间磁场为 $B_0$ 的地方，速度为 $v$ ，投掷角为 $\theta_{pi,0}$ ，则磁矩为 $\mu$ ：

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B_0} = \frac{1}{2}mv^2 \frac{\sin^2 \theta_{pi,0}}{B_0} \quad (2.23)$$

在运动轨迹上的任意一点投掷角为 $\theta_{pi}$ ， $mv^2$ 守恒，得磁场：

$$B = \frac{B_0 \sin^2 \theta_{pi}}{\sin^2 \theta_{pi,0}} \quad (2.24)$$

在磁镜点 $\theta_{pi} = \pi/2$ ，得 $B_{max}$ ：

$$B_{max} = \frac{B_0}{\sin^2 \theta_{pi,0}} \quad (2.25)$$

在磁镜点粒子的回旋半径 $R$ :

$$R = \frac{mv}{B_{max}q} = \frac{mv \sin^2 \theta_{pi,0}}{B_0q} \quad (2.26)$$

可以看出在运动过程中，粒子的回旋半径没有改变。

在太空中，如果粒子的运动的过程中磁场满足不变量条件，磁矩是守恒的。当有其它波粒相互作用，如回旋共振会极大地改变粒子的回旋速度，从而改变磁矩。当磁矩较小以致磁镜力与其它力相比很小时，磁镜力可以不计算在内。

### 2.3.2 离心加速度

离心加速是冷等离子体经受的一种重要的加速。由式2.22可知离心加速度为:

$$a_c = \vec{U}_\perp \cdot \frac{d\hat{b}}{dt} = \vec{U}_E \cdot \frac{d\hat{b}}{dt} = \vec{U}_E \cdot \left( \frac{\partial \hat{e}}{\partial t} + v_\parallel \frac{\partial \hat{e}}{\partial S} + \vec{U}_E \cdot \nabla \hat{e} \right) \quad (2.27)$$

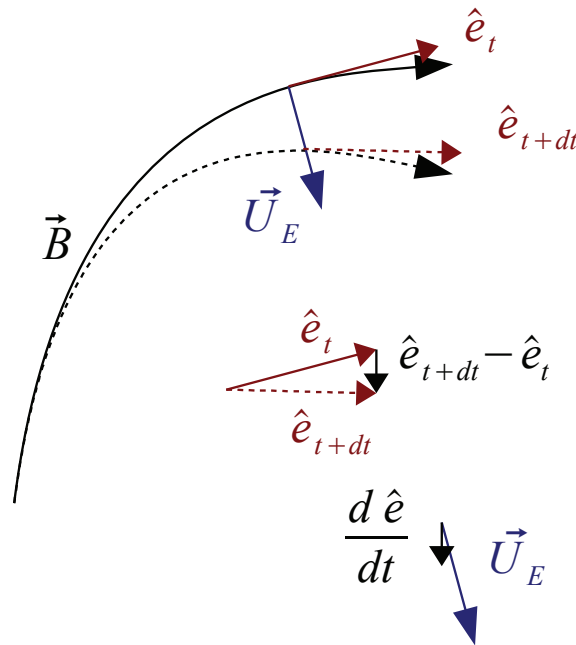


图 2.6: 离心加速度的形成。类似一个小珠子穿在一个绳子上，当向空中挥动绳子时，绳子上每一点的运动方向与该点的绳子垂直。穿在绳子上的珠子也垂直于绳子运动，同时绳子的方向的变化也垂直于绳子。珠子沿绳子方向的速度变得越来越快，加速到达绳子的末端。

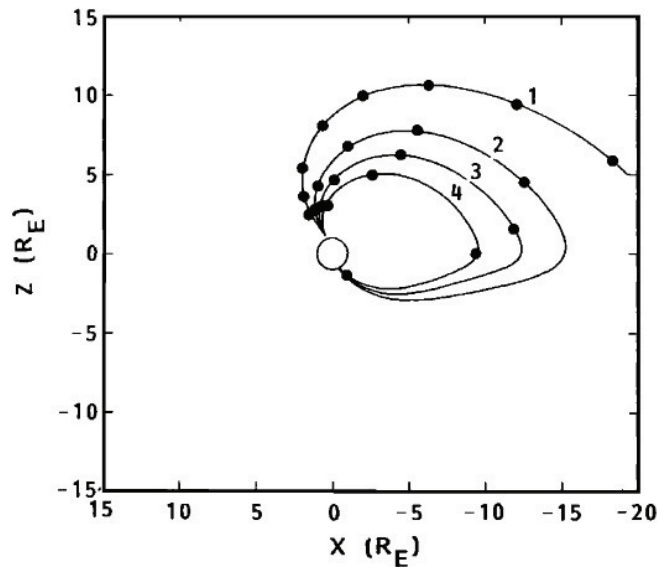


图 2.7: X-Z平面的离子导心运动轨迹。图中的离子从 $R = 1.2R_E$ 的子午面以速度 $v = 12\text{kms}^{-1}$ 和投掷角 $\theta = 30^\circ$ 逃逸。曲线1~4分别是（电场，Kp指数）为（23.3 mV/m, 2-），（40 mV/m, 2+），（56.7 mV/m, 3-到3+），（80mV/m, 大于3+）时的轨迹，每条曲线上相邻两点的的时间间隔为1000秒。[Cladis, 1986]

式2.27右边三项分别被称为时变项、平行项和垂直项，在后面的讨论中将会用到这些名称。离心加速可以被理解为对流速度在磁场方向的变化矢量上的分量。如果对流速度足够大，磁场的曲率也较大或随时间变化大，则加速度才可能大。图2.6形象地演示了离心加速度的形成。类似一个小珠子穿在一个绳子上，当向空中挥动绳子时，绳子上每一点的运动方向与该点的绳子垂直。穿在绳子上的珠子也垂直于绳子运动，同时绳子的方向的变化也垂直于绳子。珠子沿绳子方向的速度变得越来越快，加速到达绳子的末端。

Northrop [1963]首先提出了离心加速的原理。之后Cladis [1986]用离心加速及电场、磁场模型模拟了离子从地球逃逸的情形。他们得出：离子在极隙极尖区可以获得最大的沿磁力线方向的加速；在高度大的地方，加速可以使速度增加一个量级。他们还得出，在地磁活动的时候，从极隙极尖区逃逸出来的离子在1到2小时之内可以到达磁尾中间平面超过6倍地球半径的地方；而极区电离层接近极隙极尖去是等离子体片中 $O^+$ 的主要来源。如图2.7所示。

Horwitz *et al.* [1994]也计算了极区风的离心加速。不同的是，他们把离心

加速度项	加速 [%]	$>10 \text{ ms}^{-2}$ [%]	$>100 \text{ ms}^{-2}$ [%]	$>1 \text{ kms}^{-2}$ [%]
$O^+$ 平行项	65	29	7.0	0.8
$O^+$ 垂直项	80	31	10	1.4
$O^+$ 时变项	52	14	4.3	0.5
$O^+$ 总和	75	43	14	2.0
$H^+$ 平行项	58	46	24	6.4
$H^+$ 垂直项	65	45	25	9.2
$H^+$ 时变项	51	37	24	10
$H^+$ 总和	62	51	30	13
所有离子平行项	63	34	12	2.2
所有离子垂直项	78	38	15	3.5
所有离子时变项	51	18	8.6	3.1
所有离子总和	73	47	19	4.9

表 2.3: Nilsson *et al.* [2008]计算的离心加速各项在总的数据点的比例。

加速考虑在半动理学的时变模型中，并得出了稳态的 $O^+$ 的速度与平行温度随对流强度增大分别增大和减小。而稳态 $O^+$ 的密度随外大气层的质子和电子温度变化而变化。离心加速解释了Dynamics Explorer 1和Akebono在中高度极区磁层中观测到 $O^+$ 的较大的速度（大于 $10 \text{ km s}^{-1}$ ）。

Nilsson *et al.* [2008]用Cluster/CODIF在2001~2003年中的1~5月，当卫星在极盖区飞行时的数据分析离子的离心加速。他们认为离心加速是很重要的，可以解释大部分大高度极盖的离子平行速度。相比于较低的磁层空间，磁场模型甚至在高的地方低估了加速度。从表格2.3中可知，大部分离心加速是增大平行速度的，其中有很大一部分加速度超过了 $10 \text{ ms}^{-1}$ 。

### 2.3.3 横向加热导致的加速

横向加热导致的加速也是磁层中等离子体加速的一种方式。在这种加速机制中，波首先升高了带电粒子垂直于磁场方向的温度，再由前面提到的磁镜力使带电粒子加速。在极隙极尖区、极盖和夜侧大范围的高度都有一定的作用，但在日侧波粒作用产生的加热更多。使很多电离层的离子（如 $O^+$ 、 $H^+$ 、 $He^+$ 、

$N^+$ 、 $O^{++}$ 、 $NO^+$ 、 $O_2^+$ 和 $N_2^+$ ) 的垂直能量从10eV增大到50eV[Schunk, 2000]。

在极光卵区域, 波的扰动强度比极盖区域观测到的强度大几个量级[Gurnett *et al.*, 1984]。在极盖区域也探测到有电磁波的扰动[Lundin *et al.*, 1990], 这些扰动比极光卵区域的扰动小得多, 因为连接极光卵区域的磁力线有大量的波

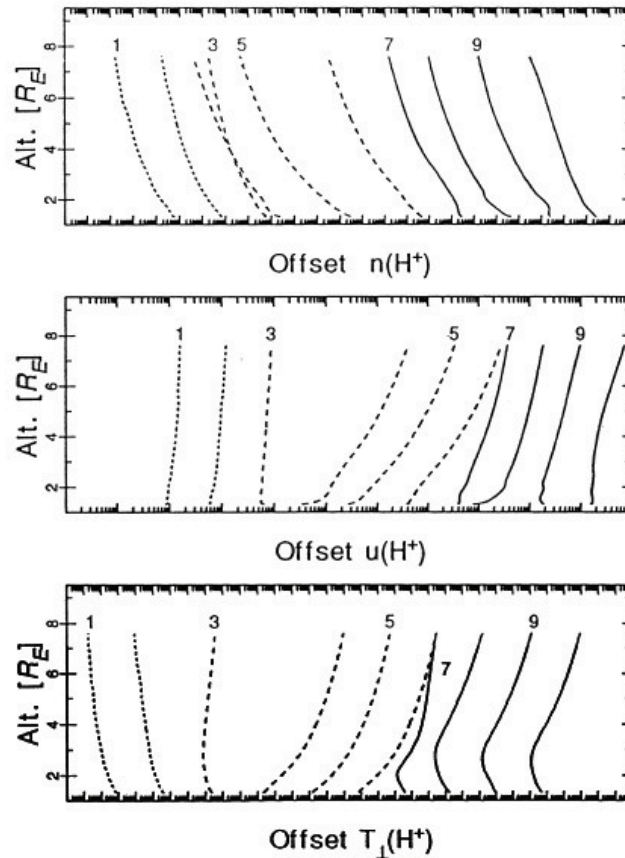


图 2.8: 不同区域 $H^+$ 的密度、场向漂移速度和垂直温度随高度的变化[Schunk, 2000]

动。并且不稳定性也存在于场向电流中, 当极盖区域的场向电流为零时, 极盖区的波粒相互作用就已经很小了。

Barakat and Schunk [1989]分别在上述的区域中输入了波扰动(扰动是基于观测的事实), 考虑了 $H^+$ 、 $O^+$ 和冷、热电子, 重力、离心加速、极化静电场、粒子间碰撞, 模拟延一个典型的电离层对流路径的上不同区域离子密度、漂移速度和垂直温度随高度的变化。

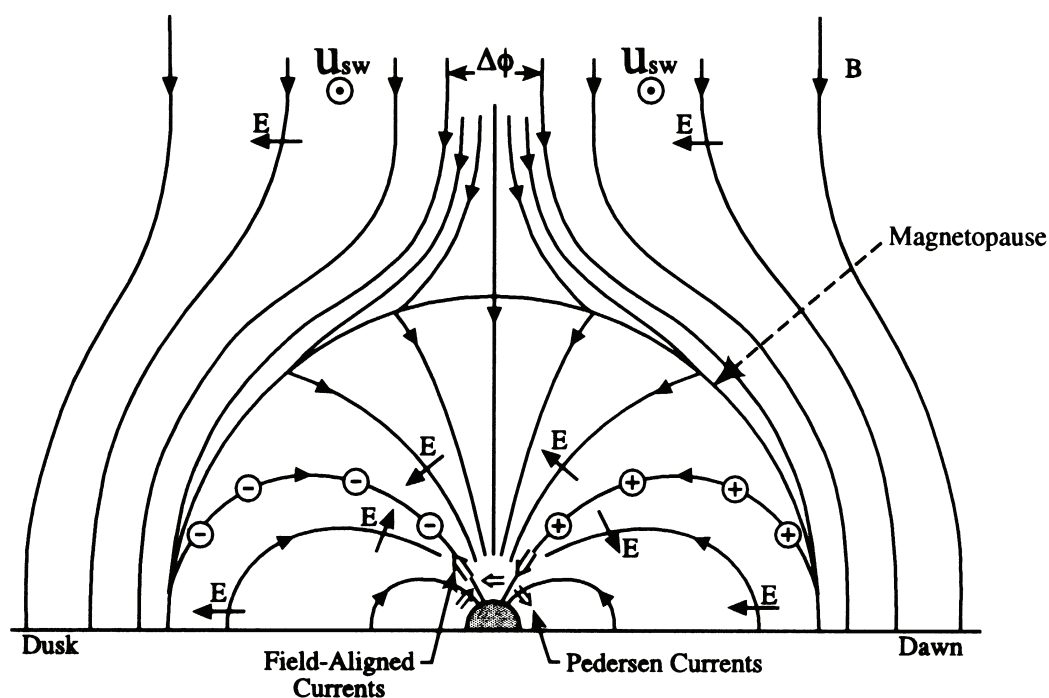


图 2.9: 北半球磁层空间的电场分布, 从磁尾看向太阳[Lyons, 1992]

他们的结果如图2.8所示, 点线、虚线和实线分别是亚极光卵区(纬度低于极光卵的区域)、极隙极尖区和极盖区各参数随高度的变化。最下面一张图的线1和2表示垂直温度随高度单调下降, 这是由于磁通量管随高度发散, 这也导致密度下降, 仅有场向漂移速度缓慢增加; 当离子对流到极隙极尖区时, 由于波粒相互作用, 垂直温度极大的增加, 增加的磁矩是场向漂移增加而密度下降; 在极盖区, 由于波粒相互作用减弱, 变化没有在极隙极尖区那么强烈。

横向加热也与其它一些不同的物理机制有关[Moore and Horwitz, 2007]。在最低的高度如电离层F层, 横向加热主要是离子和中性原子相互碰撞产生的, 因为在这里, 磁层对流导致磁力线拖拽离子一起运动, 而中性原子不直接随磁力线影响而移动; 在其他高度, 碰撞频率较低且不再与回旋频率相当时仍有一些电荷交换。新形成的带电粒子中直接被对流电场加热, 在强对流时的垂直能量可以超过离子的热能。但是通过这样加热的离子能量有限(通常 $O^+$ 几个eV,  $H^+$ 更少)[Moore et al., 1995]。

### 2.3.4 平行电场加速

由于磁层等离子体的高导电率，在磁层空间中大部分区域的磁力线上的任意两点被考虑为等势的。但是有的区域如极光区域也有平行电场，这些电场导致了一区和二区场向电流。大量的观测（如[*Frank and Gurnett, 1971; ?*]）发现这些平行电场极大地加速了带电粒子，强的电场存在于大约6000 km高度以下的地方。一些方向指向地球的电场也带来了下行离子，在横向加热区产生更大的横向温度[*Gorney et al., 1985*]。

如图2.8所示，磁层顶以内的实线为在晨昏平面上的地球磁力线；磁层外的行星际磁场能够穿透进入磁层，这些磁力线在磁层顶周围发生了弯曲；太阳风的方向指向读者，磁力线之间的电场 $\vec{E} = -\vec{V}_{sw} \times \vec{B}$ ，即由晨侧指向昏侧。磁层的电场和电荷延开-闭磁力线交界的地方进入极盖区。在极盖区，晨昏电势差导致了场向电流（如粗箭头所示）。

## 2.4 本文使用的离子运动模型

我们的工作的目的在于用卫星在磁层里探测到的数据计算它们的轨迹，找到它们“从哪里来”和“到哪里去”。如图所示。因为在我们研究的区域（极盖区和等离子体瓣），等离子体密度很低（见表格2.1），粒子之间的碰撞可以忽略不计，带电粒子之间的电磁相互作用也忽略的情况下，我们的计算只考虑单粒子轨道的情形。

式子2.22中，加速包括了场向电场力加速度、重力加速度、磁镜力加速度和离心加速度。但是在我们研究的区域中并不是所有项都是重要的。如果我们考虑磁力线上的任意两点是等势的话，可以忽略场向电场。重力加速度一直都存在，但只在接近于地球的时候才变得很重要。磁镜力在磁尾中磁场强度变化不大时或粒子的磁矩很小使磁镜力和其他力比起来可以忽略时，我们不把它算在内。实际上，冷等离子体的总能量小就使离子的回旋动能很小，磁矩就小。重要的是离心加速（见小节2.3.2）。比如在[*Cladis, 1986*]的计算中，离心加速是很重要的，*Nilsson et al. [2008, 2010]*估计了离心加速的大小发现尽管离心加速只有几个 $\text{m s}^{-2}$ ，但它对所有带电粒子的加速都一样（无电荷和质量的区分），大小只与对流速度和磁场方向的变化有关。在磁尾里，这样持续的加速度可以积累很大的速度变化。

在我们的计算中，我们已知某一点（卫星探测的位置）的位置矢量 $\vec{P}_0$ 、离



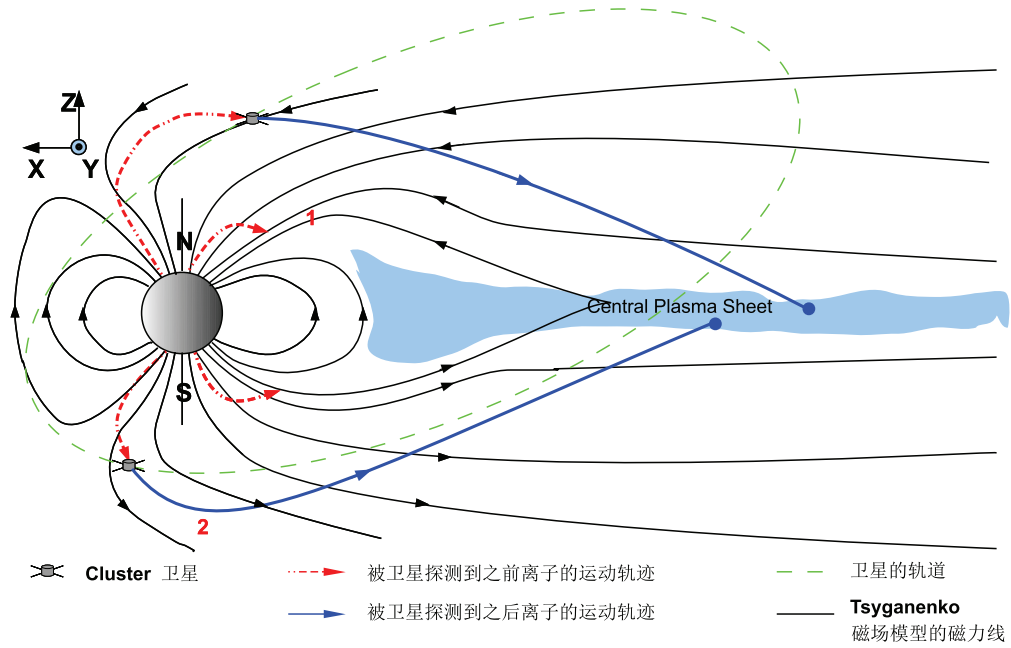


图 2.10: 离子轨迹计算示意图

子平行速度 $\vec{V}_{para,0}$ 、离子垂直速度 $\vec{V}_{perp,0}$ 、磁场 $\vec{B}_0$ 、电场 $\vec{E}$ ，就可以按时间倒推或往前 $\Delta t$ 计算离子的速度、位置等。同时我们考虑一个运动的离子是被冻结在磁力线中，因此它的速度由它沿磁力线的速度 $\vec{V}_{para}$ 和它所在的磁通量管的对流速度（垂直于磁力线方向） $\vec{V}_{perp}$ 组合而成。计算过程如下：

$$\begin{aligned}
 \vec{P}_i &= \vec{P}_{i-1} + \vec{V}_{i-1} \Delta t \\
 \vec{V}_i &= \vec{V}_{para,i} + \vec{V}_{perp,i} \\
 \vec{V}_{para,i} &= \vec{V}_{para,i-1} + a_{i-1} \Delta t \\
 a_i &= \vec{V}_{perp,i} \cdot \frac{d\hat{b}}{dt} + g_{para,i}
 \end{aligned} \tag{2.28}$$

上面是离子的加速度、速度、位置计算过程。对于磁尾中冻结的等离子体 $\vec{V}_{perp,i} = \vec{V}_{\vec{E} \times \vec{B}}$ 。其中任意一点垂直速度的强度是通过在卫星所在位置测得的垂直速度强度按比例缩放的。也就是考虑磁通量管中的磁通量守恒，离子导心轨迹相邻两点的垂直速度矢量都在通量管面上（如图2.11），垂直矢量的大小跟底面圆的半径成正比。而垂直速度的方向保持跟磁力线上的磁张力一致。所

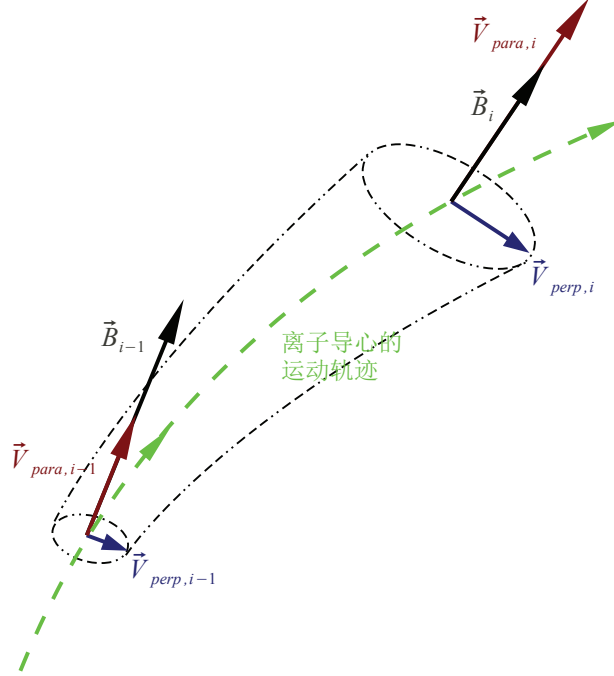


图 2.11: 一个对流的磁通量管在一个计算步长内各参数的变化, 详见文字。

以有:

$$\begin{aligned}
 \vec{V}_{perp,i} &= |\vec{V}_{perp,i}| \hat{b}_i \cdot \nabla \hat{b}_i \\
 &= |\vec{V}_{perp,i}| \frac{(\vec{B}_{i-1} \times \vec{V}_{perp,i-1}) \times \vec{B}_i}{|(\vec{B}_{i-1} \times \vec{V}_{perp,i-1}) \times \vec{B}_i|} \\
 |\vec{V}_{perp,i}| &= |\vec{V}_{perp,i-1}| \sqrt{\frac{|\vec{B}_{i-1}|}{|\vec{B}_i|}}
 \end{aligned} \tag{2.29}$$

$\hat{b}_i$  为位置  $i$  的磁场单位矢量。

最后, 离子的微分通量  $\vec{F}_i$  也考虑为无压缩的, 类似于磁通量守恒的计算方法:

$$\vec{F}_i = |\vec{F}_{sc}| \sqrt{\frac{|\vec{B}_i|}{|\vec{B}_{sc}|}} \hat{b}_i \tag{2.30}$$

计算所得的微分通量的方向与该点的磁场方向一致。

### 第三章 新的冷等离子体探测方法

在第一章中我们提到，飞行器在太空中通常受太阳光照及表面光电效应被带上正电荷，由于冷等离子体的温度和速度都很低，其中的离子无法接近飞行器而使测量冷等离子成为了困难。在很长一段时间里，冷等离子体都被视为隐藏的等离子体[Chappell *et al.*, 1987]。除了一些探测能量范围低的仪器以外，对冷等离子体的研究也很少。少量的研究在没有卫星表面充电的情况下进行。目前对冷等离子体的了解主要是由Akebono[Abe *et al.*, 2004]、DE-1[Su *et al.*, 1998]、Polar 等卫星贡献的（参见图1.8）。

直到最近，Engwall *et al.* [2006]采用一种新的方法，使用Cluster卫星上的电场探测数据获得了冷等离子体的速度和密度等参数。Cluster的运行范围为4~19  $R_E$ ，它可以在等离子体瓣中进行大范围的测量，获得了2001~2005年的数据。加上在日地拉格朗日点上对太阳风的测量和在地面的地磁活动的观测，这个数据使我们可以研究冷等离子体从地球逃逸受太阳风参数变化和地磁活动的影响。

#### 3.1 卫星表面充电和等离子体尾效应

考虑一个在空间中无碰撞等离子体的环境。当这些等离子体温度很低时，并且离子的动能 $E_k^i = mv_i^2/2$ 大于离子的热能 $k_B T_i$ ，单个离子的速度受热速度影响较小。这样的离子在空间碰到障碍物不会直接到达障碍物的后面，而直接在障碍物后面形成空腔。当离子的动能远大于障碍物（卫星）的表面电势能 $eV_{sc}$ 时，一个窄的等离子体尾便形成了（如图3.1）。

另一方面，如果离子的动能小于卫星的电势能，就会出现离子被散射的情况，离子的轨迹严重地偏离原来的方向，这样就形成了一个增强的等离子体尾。由于准电中性，电子和离子的速度接近一致。对于温度较高的电子，动能小于它的热能 $E_k^e < k_B T_e$ 。所以电子可以在等离子体尾的末端进入等离子体尾，而在接近卫星的地方，与卫星表面复合的电子仍然小于电离的电子，卫星仍然保持正电势。这样就有一个在等离子体尾的电场从卫星指向等离子体尾（如图3.1）。电场的方向与等离子体运动的方向一致，进入等离子体尾的电子也

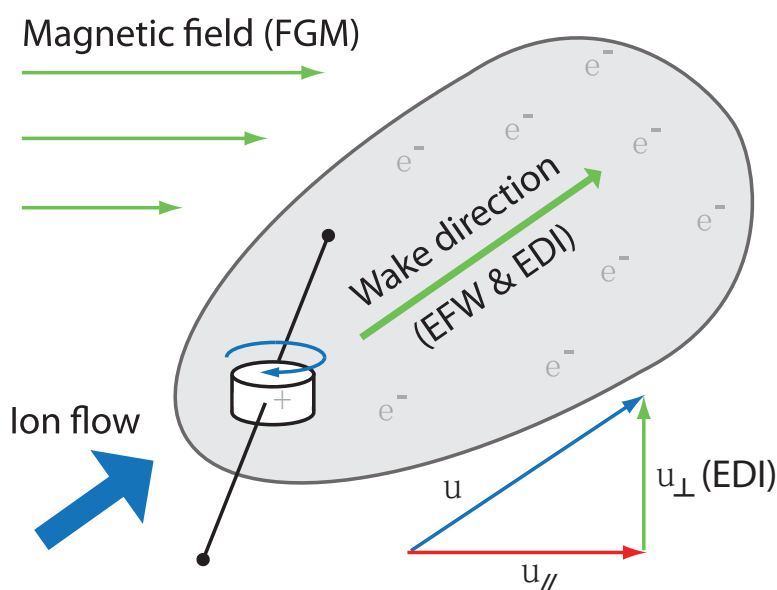


图 3.1: 空间等离子体在带正电的卫星后面形成的等离子体尾和电场, 其中电场与冷等离子体流速同向[Engwall et al., 2009a]

会稍微改变等离子体尾的形状。

因此一个等离子体尾形成的条件是:

$$k_B T_i < E_k^i < eV_{sc} \quad (3.1)$$

$k_B$ 为玻尔兹曼常数,  $T_i$ 为离子温度,  $E_k^i$ 为离子动能,  $e$ 为单位电荷,  $V_{sc}$ 为卫星的电势。

因此这种测量冷等离子体的方法要求卫星电势为正。卫星表面的电势受太阳紫外线(UV)的影响极大, 衡量紫外辐射的参数为F10.7指数。等离子体中不能包含有能量比卫星表面电势能高的离子, 否则等离子体尾不能形成。表格3.1给出了不同区域卫星表面电势的极大值。我们研究的数据主要在夜侧磁层和磁尾区域, 这些地方卫星电势为几十伏, 所以测得的离子能量(包括热能和动能)最多为几十eV。

### 3.2 等离子体尾电场的测量

前面提到, 等离子体尾的电场方向与等离子体运动的方向一致(如图3.1), 测得电场是获得速度的关键。这个电场是在卫星大小的尺度中存在的。在远于

位置	阴影中绝缘的 卫星表面[V]	光照中导电的 卫星表面[V]
等离子体层（最远 $\sim 5R_E$ ）	-2	+2
向阳侧磁层（ $\sim 5$ 到 $\sim 10 R_E$ ）	-5到-100	+10
夜侧磁层（ $\sim 5$ 到 $\sim 15 R_E$ ）	-20000 <sup>a</sup>	+30 <sup>b</sup>
向阳侧磁鞘（ $\sim 10$ 到 $\sim 15 R_E$ ）	-200	+5
太阳风	-20	+10 <sup>b</sup>

表 3.1: 不同等离子体环境中极端的卫星表面电势[Grard *et al.*, 1983]

<sup>a</sup>磁暴期间测得的值。

<sup>b</sup>在稀薄的等离子体中，平常情况下的电势是这些值的1/3到1/2。

等离子体尾的地方，这个电场几乎不对那里的带电粒子起任何作用。

Cluster卫星具备了这种探测的条件。在Cluster卫星上有两个电场探测器：电子飘移仪（EDI[Paschmann *et al.*, 2001]）、电场和波探测器（EFW[Gustafsson *et al.*, 2001]），它们的原理不同使它们能测得不同尺度的电场。小尺度的电场是卫星大小范围内的电场，它的变化是大尺度电场和因卫星的等离子体尾共同决定的；大尺度电场是在比卫星大的范围内（即电子的回旋半径，由仪器探测模式和空间环境而确定，见后面文字）的电场，它不受卫星局部小范围电场影响。

### 3.2.1 电子飘移仪

电子飘移仪是通过测量从仪器上射出的高能电子（能量0.5-1keV）在磁场中的飘移来确定电场的，射出的电子经过编码可以更容易和周围环境的电子区分开来。卫星上安装有两个电子枪，每个电子枪和电子探测器组合成一个既可以发射又可以接收电子的单元（Gun/Detector Unit）。在有磁场的环境中，射出的电子在空间中做一个回旋运动又回到探测器被探测到。在有电场的情况下，电子运动的导心做 $\vec{E} \times \vec{B}$ 漂移运动。测量返回的角度偏差就可以得到漂移速度（如图3.2）。

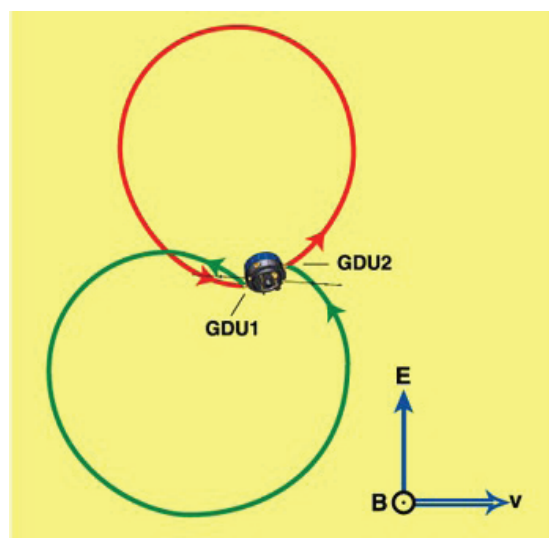


图 3.2: Cluster上的电子漂移仪通过在磁化等离子体中发射高能电子来测量漂移速度[Paschmann *et al.*, 2001]。GDU: Gun Detector Unit

在空间中，磁场梯度引起的漂移

$$\vec{V}_G = -\frac{m V_{\perp}^2}{e 2B} \frac{\vec{B} \times \nabla B}{B^2} \quad (3.2)$$

与电子的垂直速度有关，而 $\vec{E} \times \vec{B}$ 漂移与垂直速度无关。电子漂移仪通过改变入射电子的能量来确定 $\vec{E} \times \vec{B}$ 引起的漂移，从而计算电场 $\vec{E}$ 的大小。而实际上，我们使用的数据主要为磁尾区域，避免了磁场梯度大的区域。为了能够探测到返回探测器的电子，磁场必须足够强（至少30 nT）。

因为电子漂移仪测得的电场是电子回旋半径范围内的电场，是一个大尺度的电场。在计算中磁力线的对流速度我们只考虑了 $\vec{E} \times \vec{B}$ 漂移，使用的电场值也是电子漂移仪的数据。0.5 keV 的电子在100 nT 的磁场中回旋半径大约为750 米。

### 3.2.2 电场和波探测器

Cluster上的电场和波探测器使用了鞭状的双探头电场仪。这种仪器的原理就是用这两个探头分别测量空间等离子体的电势，两个探头的电势差 $U$ 就是这个距离 $L$ 之内等离子体的电势差。电场 $E = U/L$ 。

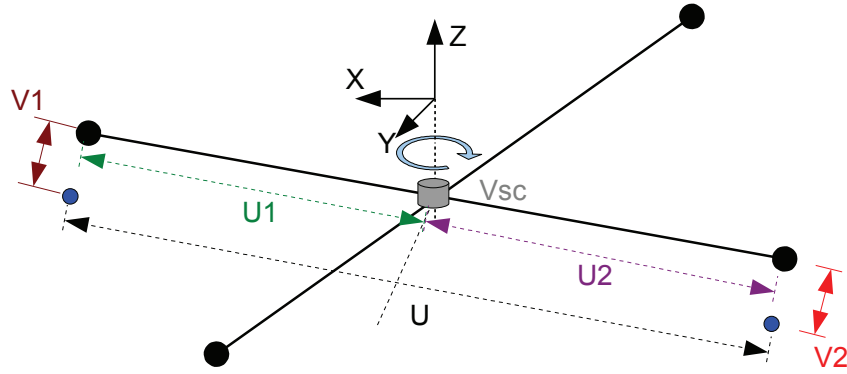


图 3.3: Cluster上的电场与波探测器 (EFW)。  $V_{SC}$  为卫星的电势,  $V_1$  和  $V_2$  分别为探头两端与当地等离子之间的电势差,  $U_1$  和  $U_2$  分别为探头两端与卫星之间的电势差,  $U$  为我们关心的电势差。

如图3.3, 中间是Cluster卫星。卫星上装有两个这样的双探头, 它们互相垂直安装, 双个探测器组成的平面正好在卫星自旋的平面内。卫星测得的电势差  $|U_1 - U_2| = |V_1 - U - V_2|$ 。要使测量的值接近于真实值, 即  $V_1 = V_2$ , 就要保证: 1、两端使用相同的材料和电荷负载; 2、两端同样形状而且是球形的探头; 3、两端分开的距离足够大 [Pedersen *et al.*, 1998]。两个探头随自旋的卫星一起旋转, 测得得电场值是对它们数据计算的结果, 测量周期为4秒。电场的测量直径为探头之间的距离是88米, 只有两个分量 (都在自旋平面内)。

### 3.3 获得冷等离子体的速度和密度

在用两种电场仪分别测得电场之后, 就可以用两个值得差来计算等离子体尾的电场了, 详细见 [Engwall *et al.*, 2009a]。等离子体尾的电场为电场与波探测器的值和背景电场的差, 他们还认为这个电场的大小与冷等离子体流的大小成正比, 所以有:

$$\vec{E}^W = \vec{E}^{EFW} - \vec{E}^{EDI} = g\vec{u} \quad (3.3)$$

$\vec{E}^W$  为等离子体尾的电场、 $\vec{E}^{EFW}$  为用电场与波探测器测得的电场、 $\vec{E}^{EDI}$  为用电子漂移仪测得的电场、 $\vec{u}$  为冷等离子体的速度。  $g$  为一个常数, 它与卫星电势、离子温度有关。对于冻结在磁力线上的等离子体, 有  $\vec{V}_\perp = \vec{E}^{EDI} \times \vec{B} / B^2$ 。由于  $\vec{E}^{EFW}$  只有两个分量, 在计算  $\vec{E}^W$  时只使用  $\vec{E}^{EDI}$  对应的两个分量。

在图3.1中, 我们可以得到关系: [Engwall *et al.*, 2009a]

$$\frac{E_x^W}{E_y^W} = \frac{gV_{\perp,x} + gV_{\parallel}B_x/B}{gV_{\perp,y} + gV_{\parallel}B_y/B} \quad (3.4)$$

所以,

$$V_{\parallel} = \frac{E_x^W V_{\perp,y} - E_y^W V_{\perp,x}}{E_y^W B_x - E_x^W B_y} B \quad (3.5)$$

$$\vec{V}_{\perp} = \frac{\vec{E}^{EDI} \times \vec{B}}{B^2}$$

冷等离子体的密度也是一般的粒子探测器无法测量的。但是卫星的电势 $V_{sc}$ 是与电子的密度相关的, [Pedersen *et al.*, 2008]给出了电子密度与卫星电势的关系, 如下:

$$n_e \sim A e^{-\frac{V_{sc}}{B}} \quad (3.6)$$

系数 $A$ 和 $B$ 与卫星状态和太阳UV辐射有关, 卫星电势可由电场与波探测器测得。考虑电中性条件, 电子的密度就等同于离子的密度。之后, Engwall *et al.* [2009a]把这种测量应用于冷等离子体, 他们把太阳紫外辐射的日变化作归一化, 并把这种关系应用于测量冷等离子体的电子密度。

### 3.4 数据特点

通过上面的方法, Engwall *et al.* [2009b]证实了地球冷等离子体的逃逸率为 $10^{26} \text{ s}^{-1}$ 。这个值远大于之前计算的逃逸率。这是因为之前的计算只包含了能量较高的离子逃逸, 冷等离子体的逃逸率比高能量离子逃逸率高大约2个两级。同样, 最近在其它行星上(如火星)的研究也发现冷等离子体占等离子体的绝大多数(见表格3.2)。

数据包含在磁层中的大区域内(见图1.8)就位探测的冷等离子体的速度矢量和微分通量, 也包含了太阳风的参数(L1点探测的值并按太阳风速作时间平移), 以及地面台站测得的地磁活动指数。这样是我们有了前所未有的机会研究磁层里的冷等离子体逃逸和太阳风、地磁活动的关系。

为了保证卫星表面带正电, 光电效应足够强, 数据略去了F10.7低于 $100 \times 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ 的测量值。另外, 在计算等离子体速度时, 式子3.3中的参数 $g$ :

$$g = \frac{(\vec{B} \times \vec{E}^W)_z}{(\vec{B} \times \vec{V}_{\perp})_z} \quad (3.7)$$



行星	非冷等离子体 逃逸率[s <sup>-1</sup> ]	冷等离子体 逃逸率[s <sup>-1</sup> ]
地球	~ 10 <sup>24</sup> [ <i>Seki et al.</i> , 2003]	~ 10 <sup>26</sup> [ <i>Engwall et al.</i> , 2009b] [ <i>André and Cully</i> , 2012]
火星	~ 10 <sup>23</sup> [ <i>Barabash et al.</i> , 2007]	~ 10 <sup>25</sup> [ <i>Fränz et al.</i> , 2010]

表 3.2: 地球和火星上冷等离子和非冷等离子逃逸率的比较。可以看出不论是地球还是火星，冷等离子体的逃逸率为非冷等离子体逃逸率的100倍。

要求 $\vec{V}_\perp$ 足够大，所以数据中的对流速度不能接近于零。

数据得出的冷等离子特性如下图。

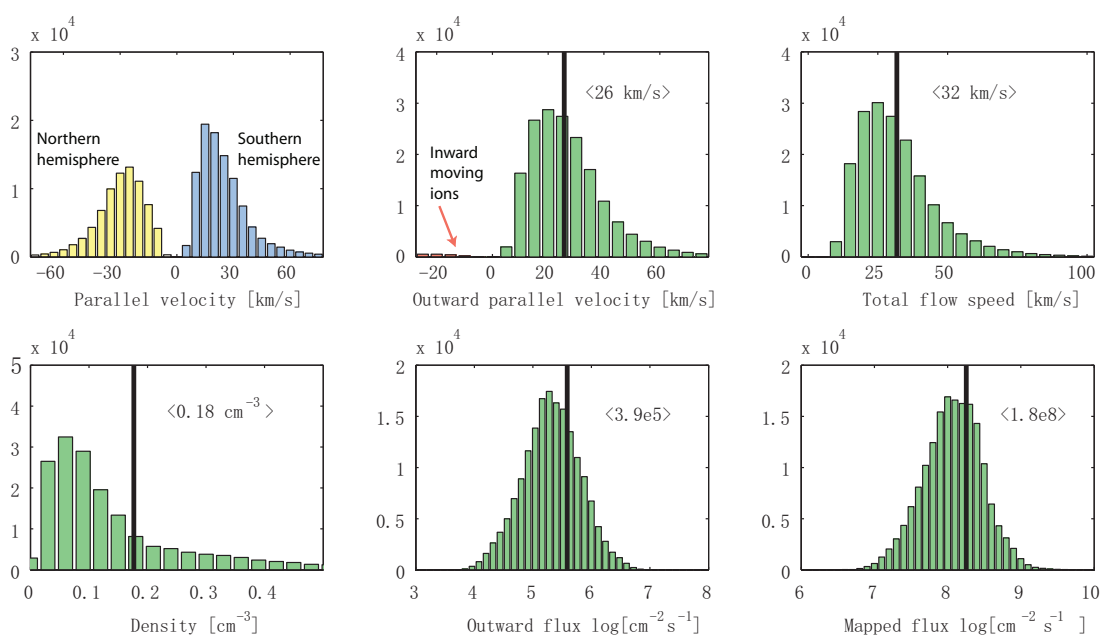


图 3.4: 数据显示的磁层冷等离子体的特点[*Engwall et al.*, 2009a]。上排左为在南北半球探测到冷等离子体的平行速度分布；上排中为所有冷等离子体的速度分布，有很大一部分为逃逸的离子，竖实线和数字表示平均值；上排右为包括垂直速度的速度分布；下排分别为离子密度、逃逸通量和通过磁力线投影到电离层顶（距地面1000 km 高）的离子通量。

图中上排从左到右依次为逃逸冷等离子体沿磁力线方向的速度；所有逃逸速度（负值表示向地球运动，平均值为 $26\text{km s}^{-1}$ ）；总的速度分布，平均值 $32\text{km s}^{-1}$ 。下排为别为密度，微分通量以及在电离层顶端（1000公里高处的微分通量），这是按磁场模型用磁通量守恒得到的。

## 第四章 冷等离子体在地球上的源

为了找到冷等离子体的源。本文计算了每个冷等离子体事件中离子的轨迹，轨迹的计算使用了2.4小节中的模型。其中时间步长 $\Delta t=2$ 秒，如果计算的冷等离子体到达卫星之间的运动轨迹，就可以找到它们的源。如图4.1所示，左边最上为离子的轨迹，离子从地球的南极电离层顶端（距地球表面1000公里高）逃逸到达磁层中被卫星于2001年7月25日UT16:23 探测到，此时AE指数为615 nT， $Dst$ 指数为-22 nT，太阳风动压为2.58 nPa，行星际磁场为[3.3, -5.0, -1.3]nT $_{GSE}$ ，太阳风速为-548  $km s^{-1}$ ，探测位置[-5.3, -2.2, -7.5]  $R_{E,GSM}$ ，计算得到源的位置为[-0.38, -0.32, -1.05]  $R_{E,GSM}$ ，飞行时间为2438 秒。右上

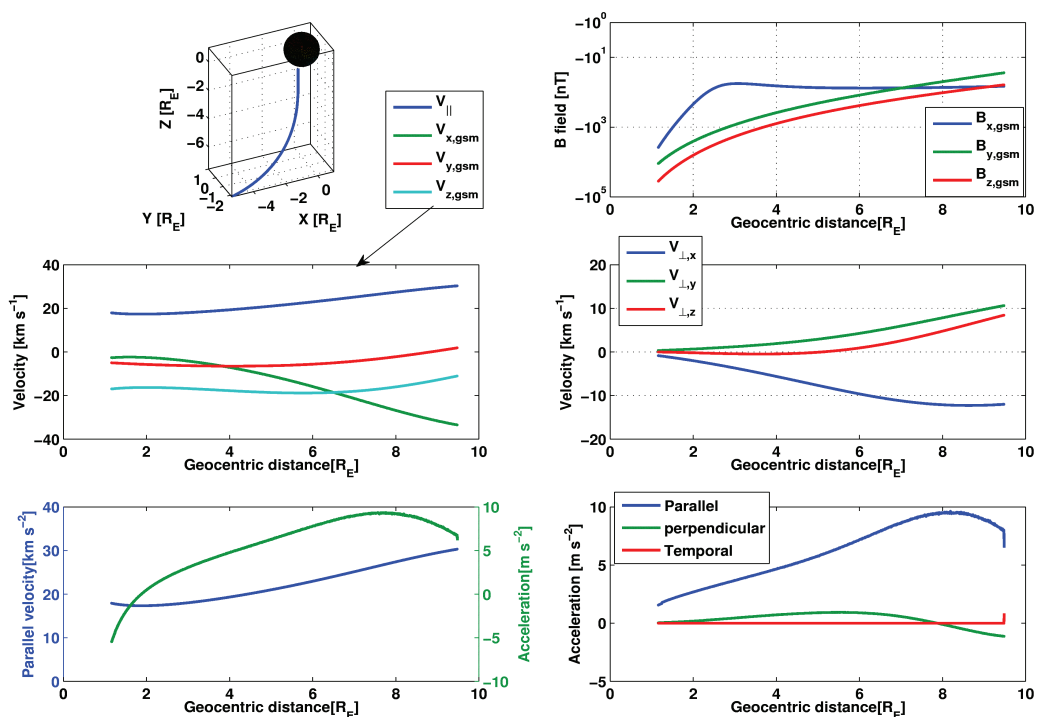


图 4.1: 一个计算离子从电离层运动轨迹的例子，详见文字。

为离子轨迹上各点的磁场强度。左中为离子的速度。右中为离子的对流速度，离地球越远，对流速度越大。左下为离子的平行速度和逃逸过程中受到的加速度，包括离心加速和重力加速，其中重力加速在离地球近的时间变得很重要。右下为离心加速中的三项：平行项 $U_{\parallel} \vec{U}_E \cdot \frac{\partial \hat{b}}{\partial S}$ 、垂直项 $\vec{U}_E \cdot (\vec{U}_E \cdot \nabla \hat{b})$ 和时变项 $\vec{U}_E \cdot \frac{\partial \hat{b}}{\partial t}$ 的大小变化（见式子2.27）。

由于本文使用的地磁模型是一个静态模型Tsyganenko T05[Tsyganenko and Sitnov, 2005]，模型给出的磁场是不随时间变化的，所以图中的离心加速时变项基本为零；平行项随平行速度增大而增大，但到了等离子体瓣中，磁力线趋向于平行，沿磁力线磁场的方向变化越来越小，所以平行项有所减小；垂直项在离子开始逃逸的时候随逃逸的距离增大而增大，在到达磁尾后对流速度与磁场变化方向相反后开始变为减速。

#### 4.1 极区坐标系：AACGM

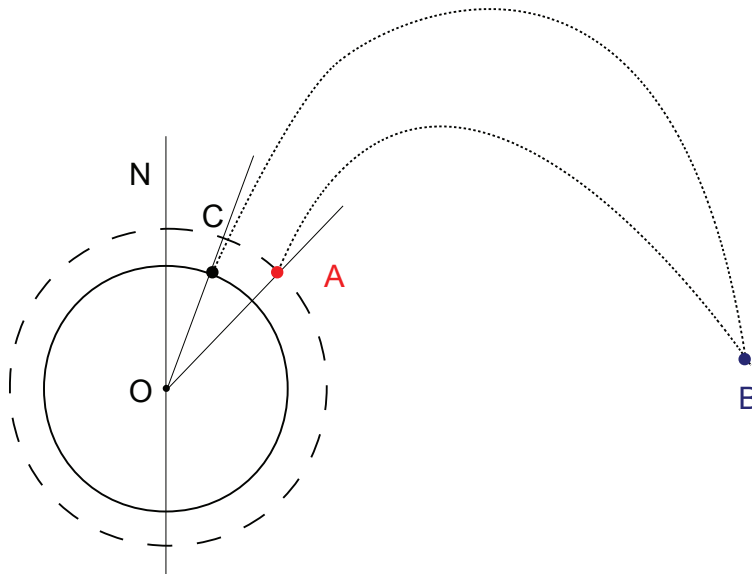


图 4.2: 磁经度和地理经度的转换。首先把给定的位置A沿IGRF模型的磁力线找到在磁赤道上的点B；再从点B沿地球磁偶极子模型找到在地球表面的点C，然后用这一点计算出经度、纬度，即为在AACGM下的磁经度、磁纬度。

本文把在空间中测得的冷等离子体用倒推的方法（见小节2.4）找到它们在

地球电离层顶端（1000公里高）的位置和微分通量。计算的结果为：1、这些位置的坐标；2、在这些位置上离子的微分通量。我们发现，大部分离子都是从高纬（磁纬 $>50^\circ$ ）区域逃逸的。为了清楚地表示这些区域与地球磁场的相互关系，我们必须使用一种能在地球磁极很好定义的磁场坐标系，以保证在磁极区域的平滑。

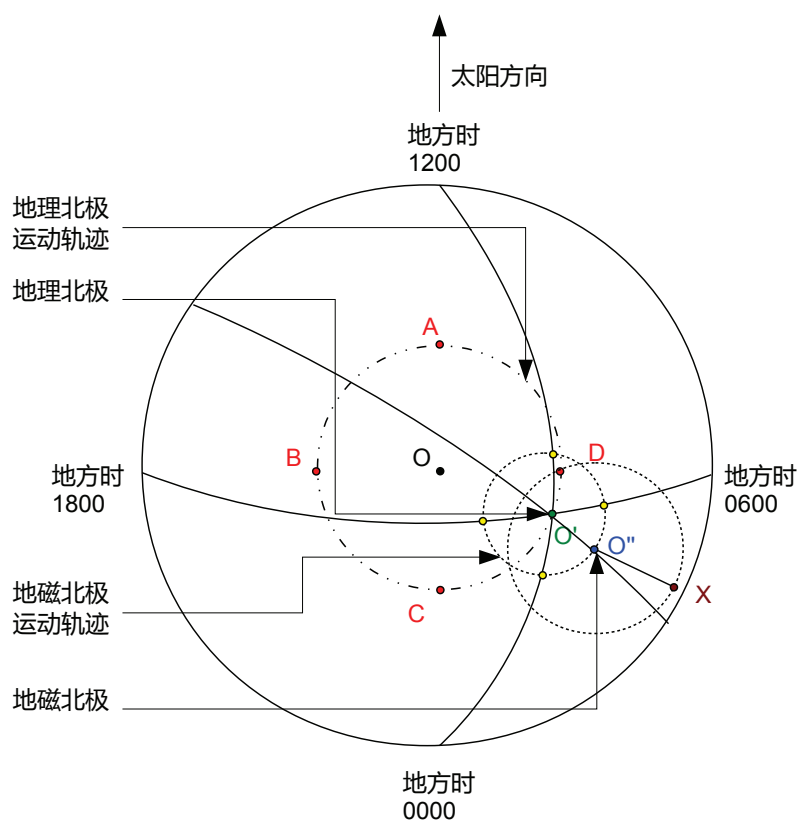


图 4.3: 地方时和磁地方的转换。从GSE坐标系+Z轴上空看下去的，图的上端为太阳方向，A、B、C、D分别为地球自转轴在夏季、秋季、冬季和春季的位置。以一个给定的日期为例，自转轴在O'位置（弧 $OO'=23.5^\circ$ ），在给定的时间，磁极位置为O''。弧 $O'O''$ 对应的地方时大约为0200。对于一点X，磁地方时 $MLT = 0200 + mlon/15$ ， $mlon$ 为弧 $XO''$ 与弧 $O'O''$ 的夹角。

高度修正地磁坐标系（Altitude adjustment corrected geomagnetic coordinates, 或AACGM) 可用于对极区空间物理现象分析[Baker and Wing, 1989]。

在这个坐标系中，所有在同一个地球磁力线上的点有一个相同的坐标，用磁纬度和磁经度（或磁地方时）来表示。这样的坐标特别有利于研究电离层和磁层的耦合，也有利于研究电离层不同区域之间的关系，正如在本章介绍的工作一样。

坐标系转换的输入是：在地理坐标系（GEO）下的坐标（经度、纬度、时间），输出是：AACGM坐标系下的磁经度和磁纬度（也可以表示为磁地方时）。转换中用到地球内部磁场模型IGRF（The International Geomagnetic Reference Field），这是一个由IAGA（International Association of Geomagnetism and Aeronomy）提出的模型。模型包含了地球磁场球谐函数的11阶系数，由于地球磁极位置的变化，这个模型的系数每五年更新一次。

转换的方法是：首先把给定的位置A沿IGRF模型的磁力线找到在磁赤道上的点B；再从点B沿地球磁偶极子模型找到在地球表面的点C，然后用这一点计算出经度、纬度，即为在AACGM下的磁经度、磁纬度，如图4.2。

磁地方时于地方时有所不同。见图4.3，这是从GSE坐标系+Z轴上空看下去的，图的上端为太阳方向，A、B、C、D分别为地球自转轴在夏季、秋季、冬季和春季的位置。以一个给定的日期为例，自转轴在O'位置（弧OO'=23.5°），在给定的时间，磁极位置为O''。弧O'O''对应的地方时大约为0200。对于一点X，磁地方时 $MLT = 0200 + mlon/15$ ， $mlon$ 为弧XO''与弧O'O''的夹角。

本文把计算得到的结果按它在磁纬和磁地方时的坐标以及对应的微分通量在地球的极区画出了微分通量图。在下面的图中，每个网格对应于在电离层顶的面积为 $65000 \text{ km}^2$ （在赤道对应于 $2^\circ \times 2^\circ$ ）每个网格中的值为至少5个计数的平均值。

数据的总数为172817个在磁层中的冷等离子体逃逸的事件，数据中记录的每个冷等离子体逃逸事件都由第三章中介绍的方法探测到。其中103982个被发现是从地球电离层逃逸的。北半球58418个、南半球45564个。其余的冷等离子体不能被追踪到地球电离层，而被追踪到地球两极的极盖中。但它们仍被认为是来自于电离层并停留在那里，在磁力线向磁尾对流的时候加速向磁尾逃逸并被卫星测量到。其中在北半球上空探测到冷等离子体的平均高度比南半球高。在下面本文也会介绍不同高度探测到的冷等离子体来自不同的区域。

## 4.2 源区受行星际磁场变化的影响

本文用行星际磁场 (IMF) 在GSE坐标系下的 $B_y$ 、 $B_z$ 分量计算行星际磁场的方向。方向被分为四类, 分别以GSE坐标系的 $+Z$ 、 $-Y$ 、 $-Z$ 和 $+Y$ 轴为中心的 $90^\circ$ 范围定义为北向 (Northward)、晨向 (Dawnward)、南向 (southward) 和昏向 (Duskward)。并对数据按以上四种情况分类。

图4.4为北半球电离层顶端 (1000公里高) 逃逸离子的微分通量。每个点的坐标由AACGM坐标系给出, 磁地方时 (MLT) 为12点的坐标正对太阳。地磁北极点在中心, 从里到外磁纬依次降低, 纬度最低处为50度。在右边的图中, 冷等离子体的源分布在大于60度的地方, 但只有计数超过5个的网格点才表示

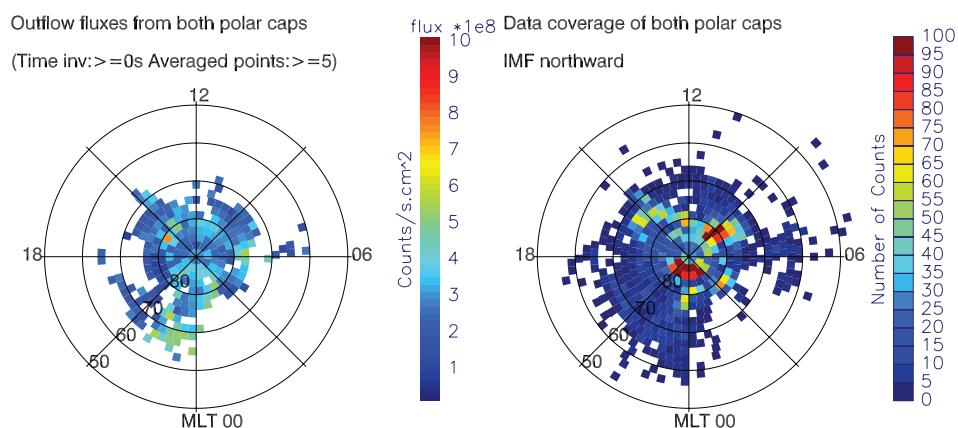


图 4.4: 行星际磁场为北向时北半球逃逸离子的微分通量 (左) 和对应区域的计数个数 (右)

在左边的图中。我们可以看到逃逸的区域集中在磁纬高于70度的地方 (区域的面积为 $1.94 \times 10^7 \text{ km}^2$ ), 这个区域小于其他行星际磁场的情况。微分通量的变化范围为 $\sim 2$ 到 $\sim 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 。这个区域远小于其他行星际磁场方向的情况, 如图4.5、4.6、4.7), 微分通量在夜侧被极大地增强。磁地方时21点到00点, 磁纬72度到80度的微分通量约为 $10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 。

表格4.1为南半球和北半球在不同行星际磁场方向时太阳风参数和地磁活动指数的平均值。最右端的逃逸区域是由对应的图中每个网格面积求和的结果, 总的逃逸率为这些网格上的逃逸率的总和。值得注意的是, 除北向行星际磁场情况外都有部分南向行星际磁场的事件发生。这样这些情况中都有较高的

向阳侧重联发生的几率，这样有更多的在电离层上开磁力线区域，极盖区被扩大。被打开的磁力线在夜侧再次发生重联，特别在南向行星际磁场时，重联后的磁力线把磁尾的粒子向极光区沉降，在那里注入的粒子增加了带电粒子的能量，增加了那里的冷等离子体逃逸。夜侧极光区与图4.6中夜侧的72到80度磁纬的位置基本一致。

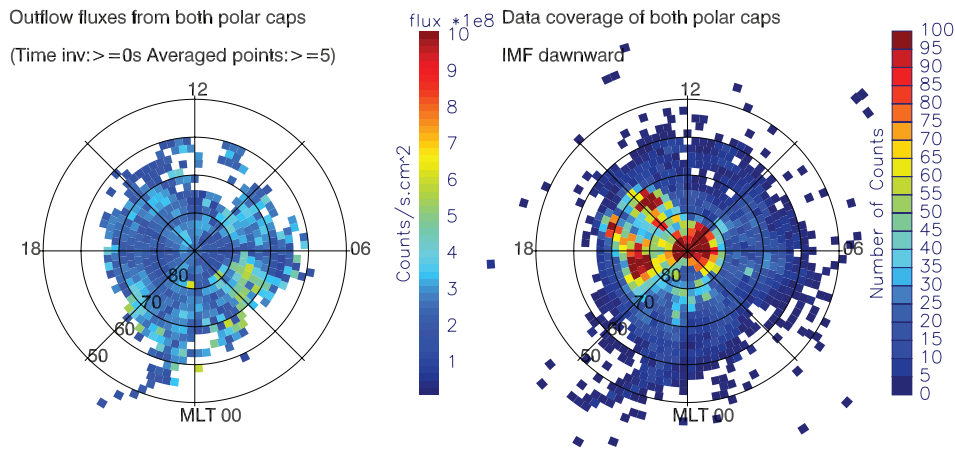


图 4.5: 和图4.4一样，但行星际磁场为晨向

半球	行星际 磁场方向	AE [nT]	Dst [nT]	Bx [nT]	By [nT]	Bz [nT]	Pdyn [nPa]	源区面积 [km <sup>2</sup> ]	逃逸率 [s <sup>-1</sup> ]
北	北向	283.4	-20.9	0.5	-0.3	3.1	2.4	$1.37 \times 10^7$	$3.82 \times 10^{25}$
	晨向	200.2	-15.3	2.9	-5.1	-0.3	2.2	$2.96 \times 10^7$	$7.81 \times 10^{25}$
	南向	548.0	-41.1	0.8	0.5	-5.4	2.6	$1.94 \times 10^7$	$7.84 \times 10^{25}$
	昏向	344.9	-31.1	-2.1	4.7	0.1	2.0	$2.59 \times 10^7$	$7.62 \times 10^{25}$
南	北向	188.5	-21.0	-2.1	1.3	3.9	2.1	$1.24 \times 10^7$	$2.90 \times 10^{25}$
	晨向	301.1	-27.1	1.4	-5.6	-1.0	2.1	$2.36 \times 10^7$	$4.18 \times 10^{25}$
	南向	356.1	-27.3	1.7	-1.7	-3.9	2.3	$1.69 \times 10^7$	$3.78 \times 10^{25}$
	昏向	275.4	-26.4	-2.7	3.6	0.1	1.7	$2.48 \times 10^7$	$6.48 \times 10^{25}$

表 4.1: 北半球和南半球在不同行星际磁场方向时的地磁指数和太阳风参数平均值，以及逃逸面积、逃逸率

图4.5和图4.7显示在晨向和昏向行星际磁场条件下通量高的区域有所不



同。晨向时，北半球磁地方时3点到5点，磁纬70度到80度的区域微分通量约为 $6 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ；在昏向时，这个区域被扩大，分布在磁地方时20点到7点的区域，且大部分位于磁地方时午夜以前。

这个现象可能与电离层离子逃逸的晨-昏不对称有关。如图4.8，当行星际磁场有南向分量时，行星际磁场与地球磁场在向阳侧发生重联。如果行星际磁

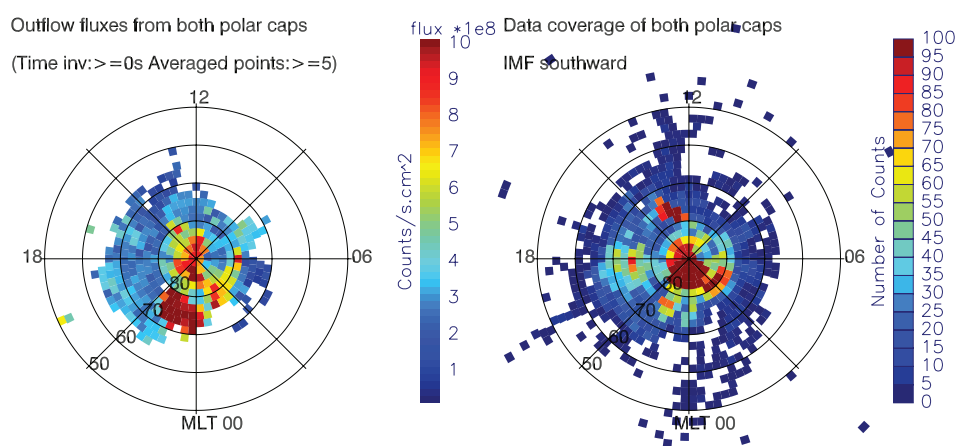


图 4.6: 和图4.4一样，但行星际磁场为南向

场是指向昏侧的，即指向+Y轴，重联后的磁力线在磁张力的作用下在北半球向晨侧运动（而在南半球向昏侧运动）。在夜侧由于磁层对流，磁力线向磁尾开始反向向昏侧运动，把重联点的磁张力带到磁尾，磁尾中我们就可以在北半球磁尾中观测到+Y方向磁层对流速度，在南半球磁尾中观测到-Y方向磁层对流速度；如果行星际磁场是指向昏侧的，上述情况刚好相反，我们就可以看到在北半球磁尾观测到-Y方向磁层对流速度，在南半球磁尾看到+Y方向磁层对流速度。

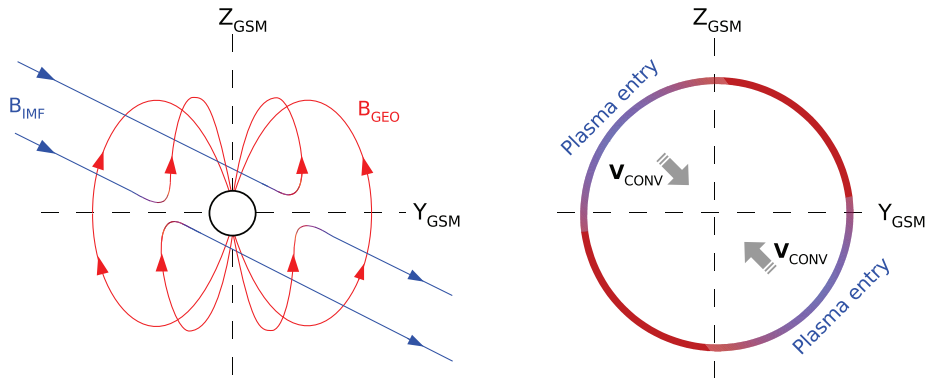


图 4.8: 向阳侧磁重联（左）和磁尾中等离子体向等离子体片的对流速度方向（右），在行星际磁场（ $\vec{B}_{IMF}$ ，带箭头的蓝线）有南向分量并指向+Y方向时与地球磁场 $\vec{B}_{GEO}$ 重联，磁尾中等离子体从右图的蓝色区域注入到等离子体片。两图都为从太阳向磁尾看去[Haaland *et al.*, 2008]

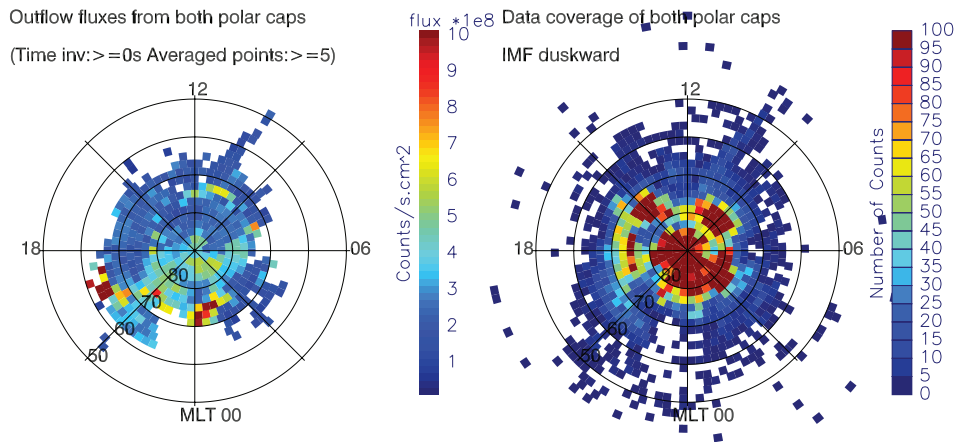


图 4.7: 和图4.4一样，但行星际磁场为昏向

这样的效应如果反映在等离子体逃逸的源区，当磁尾中的离子是在磁层对流速度为+Y方向时被测量到的，通过本文的方法计算到它的源区则会偏向与晨侧。所以本文在对比图4.5和图4.7看到昏向行星际磁场时北半球的源区比晨向更偏向于+Y方向。但是本文计算的南半球的逃逸并没有证实这一解释，如图4.10。

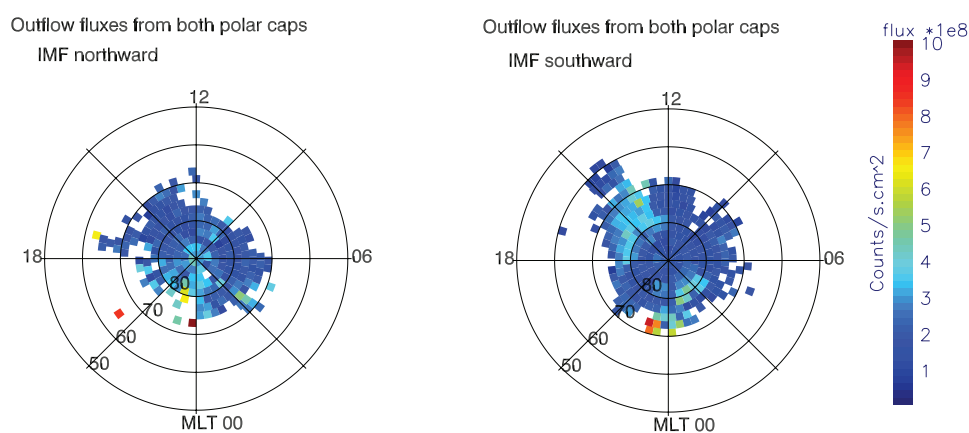


图 4.9: 南半球电离层顶端在行星际磁场北向（左）和南向（右）时的微分通量图

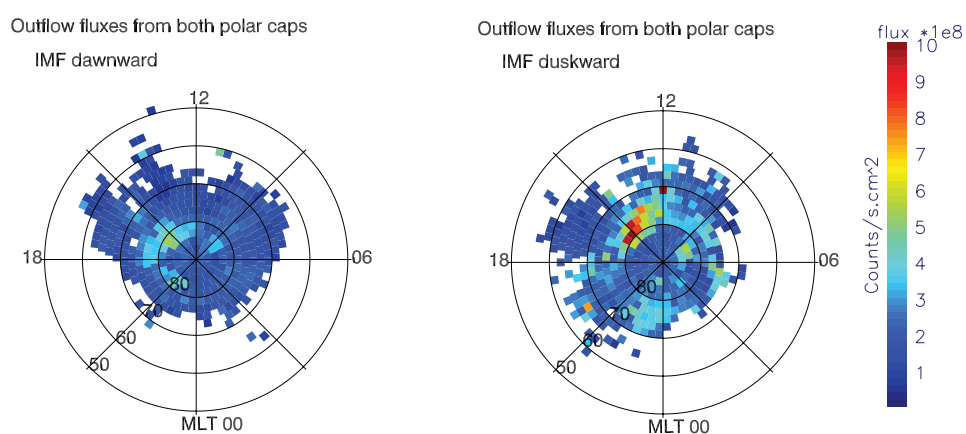


图 4.10: 南半球电离层顶端在行星际磁场晨向（左）和昏向（右）时的微分通量图

前面的图中我们看到北半球有夜侧极光区冷等离子体逃逸增强的现象，在南半球我们在极隙极尖观察到逃逸增强。极隙极尖区是太阳风能量直接注入电离层的地方，这里从太阳风来的高能或高温等离子体可能加速冷等离子体逃逸[Chen *et al.*, 1998]，它的机制与极光区粒子沉降类似。在南半球我们仅观察到少量的极光区逃逸增强，主要在磁纬72到74度的夜侧。这与卫星的轨道高度有关，卫星在南半球观测的平均高度比在北半球要高2个地球半径。由于磁层

的对流，从向阳侧运动到磁尾的等离子体一般只能在较高的位置才能被观测到，但是从夜侧逃逸的等离子体只有在较低的位置才能被观测到。

### 4.3 源区受地磁活动变化的影响

地磁活动的强度可分别由好几个指数来衡量。包括AE (Auroral Electrojet) 指数、Kp (K Planetary) 指数、Dst (Disturbance Storm Time) 指数等。

AE 指数是由高纬的多个台站的观测数据得来的[涂传诒, 1988]。这些地磁观测台站分布在北极极光带区域并按地方时分散开，它们可以测得的地磁南-北方向扰动随时间的变化。扰动在极区上空的等效电流体系是东-西方向的，主要的电流是西向的（分布在极光带，称为极光电急流）。据此可以得到地磁南-北扰动的极低值AL，和极高值AU，两者的差即为AE 指数。

Kp 指数是由大量的在中纬地区的磁强计测得[Bartels *et al.*, 1939]。当这些台站不受极光电急流影响时，地磁活动被定义为平静；当极光区域向低纬地区延伸时，这里的地磁受到地球环电流、极光电急流和场向电流共同作用的影响，地磁活动被定义为扰动。3小时内的磁场水平分量的最大值的对数被用来计算Kp 指数（范围为0到9）。

Dst指数是由地球赤道上的几个台站测量地球磁场的水平分量得到的平均值，Dst指数与很多因素有关，如磁尾的亚暴[Baker *et al.*, 2001]，太阳风动压[O'Brien and McPherron, 2000]。最重要的是，Dst指数与地球的环电流相关，主要环电流增强产生了磁场负值。环电流增强仅需要较短的时间，而减弱的过程（包括电荷交换，投掷角发散）需要较长的时间[Daglis *et al.*, 1999]。在磁暴活动期间，磁尾的越尾电流增强通常伴随着环电流的增强，而越尾电流增强则是由磁尾等离子体瓣的对流加强而导致的等离子体片中磁场旋度增加。Dst 指数的采样时间间隔为1小时。

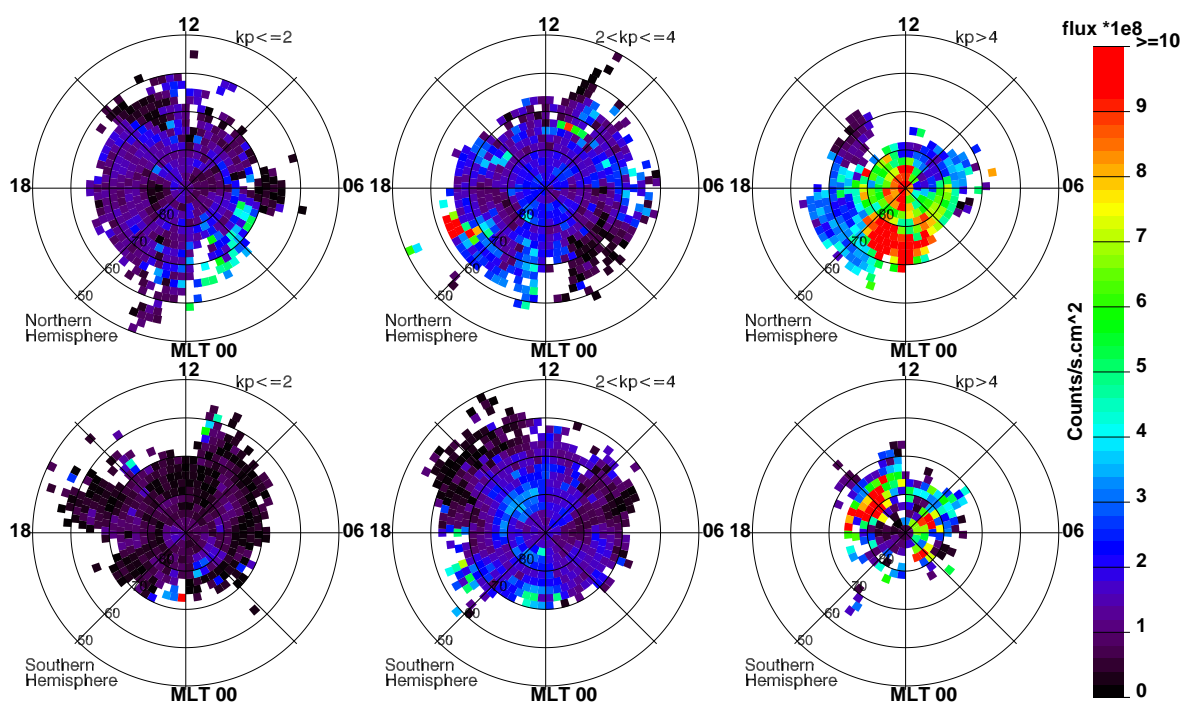


图 4.11: 南北半球电离层顶端随Kp指数变化的微分通量图。上面三张图为北半球的逃逸，从左到右分别为Kp 指数分类标准逐渐增大的微分通量，下面三张图为南半球的逃逸。

在本文的计算中，离子从电离层到达卫星探测的位置通常接近或超过半小时，相比于实时的AE指数，Dst 指数的时间分辨率更加适合本文对地磁活动进行分类。尽管如此，不同指数以及太阳风参数之间也有一定的联系[Förster *et al.*, 2007]。在图4.11中，本文把 $K_p \leq 2$ 、 $2 < K_p \leq 4$ 和 $K_p > 4$ 分别定义为平静（左）、中等（中）和扰动（右）的地磁活动情况。上栏为北半球逃逸的微分通量，下栏为南半球的微分通量。相比于地磁活动强烈的微分通量，平静和中等时极区大部分区域的微分通量为 $10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，而地磁扰动期间，最大的微分通量大约高一个数量级，分布在极光区域和极隙极尖区。

在图4.12中，平静（左）、中等（中）和扰动（右）分别被定义为 $Dst > 0\text{nT}$ 、 $-20\text{nT} < Dst \leq 0\text{nT}$ 和 $Dst \geq -20\text{nT}$ 。表格4.2中对应的AE和Kp指数，以及行星际磁场Bz分量也按照Dst的变化而相应地变化。我们可以用图4.12对比前面的图看到，在 $K_p > 4$ ， $Dst < -20\text{nT}$ 以及行星际磁场南向时，逃逸区域的最大微分通量

值都比其他情况高。唯一不同的是， $K_p > 4$ 时逃逸区域的面积较其他 $K_p$ 指数分类的情况小。一般情况下，行星际磁场南向或地磁活动加强时向阳侧磁重联增多而有更多的极区磁力线被打开，就有更多的区域允许离子逃逸，所以地磁活动加强时伴随着开磁力线区域扩大[Sotirelis *et al.*, 1998]。这里，我们认为 $K_p$ 指数不仅受地磁活动影响，还受太阳风动压、极光电急流和场向电流影响，它并不能直接反映磁力线开闭的情况。此外， $K_p$ 指数是3小时分辨率的，不适合用来描述对磁力线开闭。

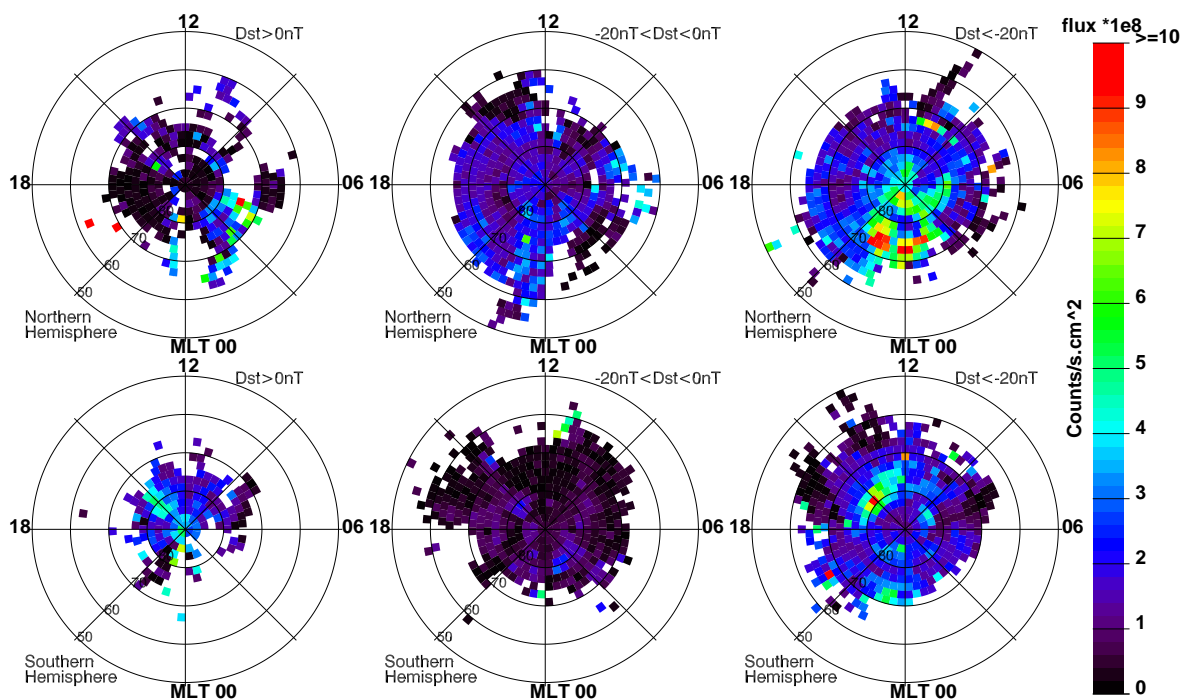


图 4.12: 南北半球电离层顶端随Dst指数变化的微分通量图[Li *et al.*, 2012]。上面三张图为北半球的逃逸，从左到右分别为Dst 指数分类标准逐渐减小的微分通量，下面三张图为南半球的逃逸。

开磁力线的区域（极盖）的大小受太阳风能量影响，最重要的是受行星际磁场的方向影响。长时间内、强的北向行星际磁场也能够使极盖区完全消失[Zhang *et al.*, 2009]。在图4.12中，我们看到冷等离子体逃逸的区域主要在高于75度磁纬的区域内，与图4.4和图4.9中的南向行星际磁场条件下的情况类似。在中等和扰动地磁活动条件下，这个逃逸区域向赤道区域扩大。这与行星际磁

半球	地磁活动	AE [nT]	Dst [nT]	Kp	Bx [nT]	By [nT]	Bz [nT]	Pdyn [nPa]	源区面积 [km <sup>2</sup> ]	逃逸率 [counts·s <sup>-1</sup> ]
北	平静	125.4	6.9	1.5	2.4	-2.5	0.4	2.9	1.62×10 <sup>7</sup>	3.19×10 <sup>25</sup>
	中等	200.0	-11.0	2.2	1.1	-1.2	-0.1	1.8	2.82×10 <sup>7</sup>	6.76×10 <sup>25</sup>
	扰动	448.8	-41.6	3.5	-0.7	2.1	-1.4	2.4	2.85×10 <sup>7</sup>	9.50×10 <sup>25</sup>
南	平静	196.0	3.2	1.9	-0.2	0.5	0.9	2.4	9.2×10 <sup>6</sup>	2.51×10 <sup>25</sup>
	中等	200.5	-10.6	1.8	0.4	-0.3	-0.5	1.6	2.56×10 <sup>7</sup>	3.80×10 <sup>25</sup>
	扰动	386.3	-43.2	3.0	-1.3	-0.8	-1.0	2.2	2.79×10 <sup>7</sup>	7.56×10 <sup>25</sup>

表 4.2: 用[Engwall *et al.*, 2009a]中数据按照图4.12分类计算出在3中不同地磁活动中的太阳风和地磁活动指数的平均值, 表的最右端也有计算得到的逃逸面积和总逃逸率, 其它平均值见[Li *et al.*, 2012]

场南向时逃逸区域的变化一致。如表格4.1和表格4.2所示, 每个表格的倒数第二列为计算的逃逸区域面积, 北向行星际磁场/地磁活动平静时的逃逸区域是最小的, 南向行星际磁场/地磁活动扰动时的逃逸面积大约增大一倍(地磁平静时的数据不足可能导致面积被低估, 如磁地方时0点的地方)。表格的最后一列是计算的总逃逸率, 南向行星际磁场/地磁活动扰动时的总逃逸率是北向/平静时的3倍左右。我们也看到, 南半球的逃逸率比北半球逃逸率略低, 可能是因为本文使用的数据为每年的7月到11月, 南半球由于太阳辐射较少而逃逸率少。

我们再一次观测到在极隙极尖区和极光区有通量增强的现象。这两个地方分别发生着向阳侧和夜侧的重联。重联后的磁力线也加速一些粒子进入电离层增加那里离子的能量或温度使逃逸率增加, 如太阳风直接可以到达的极隙极尖区[Chen *et al.*, 1998]和在夜侧的极光区域[Liou *et al.*, 2001], 那里的的粒子由于磁尾的重联, 闭合的磁力线带来了高能沉降粒子。南北半球最主要的不同在于, 北半球通量最大的区域在夜侧; 而南半球通量最大的区域在日侧的极隙极尖区。这是由于和前面一个小结提出相同的原因。

正是由于逃逸区域与行星际磁场方向有关, 本文认为Cluster观测到的冷等离子体主要是从极盖、极隙极尖区和夜侧极光区域逃逸的。本文使用的数据不能分辨离子的种类, 但主要被认为是H<sup>+</sup>[Engwall *et al.*, 2009a]。另外, Lockwood *et al.* [1985]研究了O<sup>+</sup>的逃逸, 发现O<sup>+</sup>主要是由极隙极尖区逃逸的,

而在极光区域逃逸的离子主要有 $H^+$ 和 $O^+$ [*Yau and André, 1997*]。

#### 4.4 源区受太阳风动压变化的影响

离子逃逸被认为主要受太阳风参数控制[*Cully et al., 2003; Moore et al., 1999*]。太阳风动压对日侧的极光区和极隙极尖区的逃逸是一个重要的控制因素([*Moore and Horwitz, 2007*]中的图6)。但是电离层对太阳风动压增大的响应与太阳风在局地的能量注入有关。

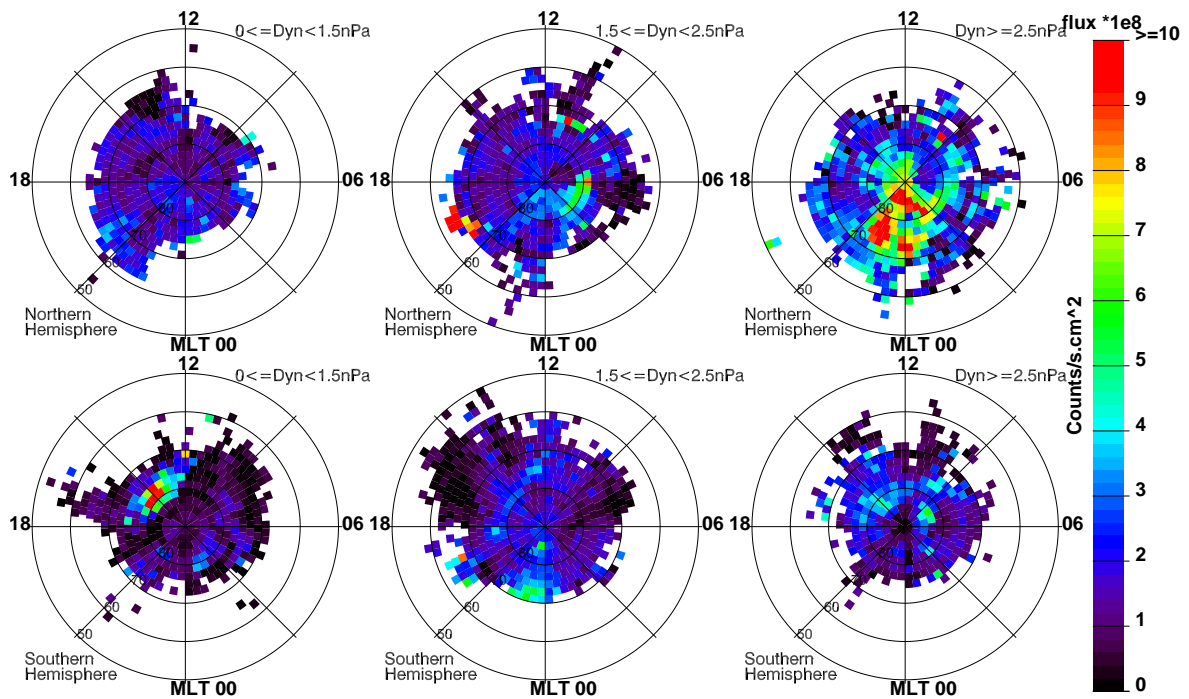


图 4.13: 南北半球电离层顶端随太阳风动压变化的微分通量图

*Cladis et al. [2000]*研究了磁层被压缩时的离子逃逸的加速情况。他们用卫星观测到离子（包括 $H^+$ 、 $He^+$ 、 $He^{++}$ 和 $O^+$ ）都增加了相同的速度（大约 $75 \text{ km s}^{-1}$ ）。这样对不同种类离子有相同的加速被认为是离心加速的结果，因为离心加速不论质量和电荷对所有种类都一样，而且离心加速不论是在磁层压缩期间还是非压缩期间都是离子逃逸主要的加速。磁层的压缩导致了磁场强度加强和磁场方向变化，因此产生额外的离心加速。这样得到的逃逸通量会比磁层没有压缩时更大。



图4.13显示了南北半球微分通量受太阳风动压变化的影响。除了南半球太阳风动压 $P_{\text{dyn}} < 1.5 \text{ nPa}$ 时在极隙极尖区的微分通量较大以外（可能与其他逃逸机制有关），极盖区域的微分通量（主要分布在磁纬70度以上）随太阳风动压增大而增大。因为太阳风的能量可以直接从极隙极尖区注入地球电离层，增大的太阳风动能可以直接增大那里的离子逃逸[Moore and Horwitz, 2007]，其它区域的能量注入则要求行星际磁场方向的恒定。我们仍然不清楚这些增强的微分通量中太阳风动压增大的贡献。

#### 4.5 在极隙极尖区的源

本文的计算中有63382个冷等离子体事例无法被追踪到地球的电离层。这些不能追踪到地球电离层的离子大致分为两类：

- 追踪时平行速度在高于电离层顶端的地方反向。这表明这类离子可能是本来停留在高于电离层顶的地方，在那里被加速开始逃逸的，也可能是本来向地球沉降的离子被加速后反向于原来的运动方向；
- 接近极隙极尖区有大量的离子垂直速度远大于平行速度，计算得到的轨迹离地球越来越远。

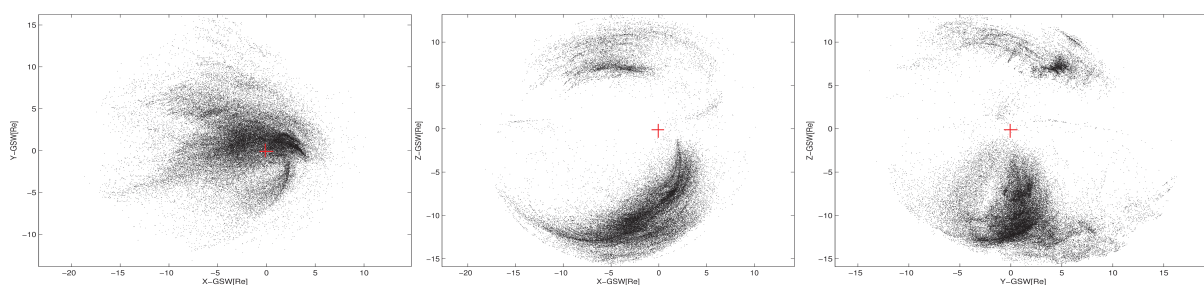


图 4.14: 高于电离层顶的冷等离子体源，每个黑色小点代表源的位置。从左到右分别是在X-Y、X-Z和Y-Z平面上的投影，红色十字形表示地球的位置

本质上，上述两类离子可能有同样的来源，即它们的源在极区高于电离层顶端的地方，见图4.14。这些区域大部分位于开磁力线的区域。本文没有确切的证

据说明它们在这里之前来自于某一个区域，也无法确定它们来这里停留的时间。

这些离子可能首先从电离层逃逸而来。在极隙极尖区漏斗状的区域中停留下来，储存在那里，直到有磁力线对流至那里使它们加速逃逸进入磁层。停留在这里的离子也可能是等离子层中的冷等离子体的一部分。部分冷等离子体可能从向阳侧磁层顶被那里的磁重联带回地球[André *et al.*, 2010]。从这些区域逃逸的冷等离子体也可能是通过电荷交换新形成的离子，更细致的工作需要今后在此展开。

#### 4.6 小结

本文使用了 Engwall *et al.* [2009a]的数据来研究冷等离子体在地球电离层顶(1000公里高)处的源，对于172817个冷等离子体逃逸的事例，本文考虑沿磁力线等电势原理和磁通量守恒确定了离子的垂直速度和微分通量，然后计算离子在逃逸过程中受到的加速来获得离子的运动轨迹，并按照极区磁力线的相对位置画出了南北半球的冷等离子体逃逸微分通量图。根据不同的空间环境来分析源区的变化，本文得到的结论如下：

- 平静和中等地磁活动情况下，Cluster卫星观测到的主要的冷等离子体逃逸区域在电离层顶端的极盖区，即磁力线开放并延伸到磁尾的区域，而不是极隙极尖区和极光区；
- 地磁扰动期间，本文观测到在极光区和极隙极尖区有逃逸微分通量增强的现象。这些区域被认为与地磁活动有关而导致了更多的能量注入，产生更多的加速、加热或电离；
- 地磁扰动期间的冷等离子体逃逸区域比平静或中等地磁活动期间扩大了2-3倍。这也符合之前关于地磁扰动期间极盖区扩大的结论。极盖区是主要的逃逸区域；
- 总的逃逸率在地磁扰动期间能增大至平静时期的3倍左右，最大的通量约为 $10^{26} \text{ s}^{-1}$ ；
- 目前不清楚高于电离层顶的极隙极尖区中的冷等离子体是否也来自于电离层或是中性原子电荷交换而来，这将是今后将开展的工作。

## 第五章 冷等离子体在磁尾的沉降

在逃逸的等离子体中，有很大一部分从地球极盖的开磁力线区域逃逸进入磁尾等离子体瓣，但是主要的等离子体通过磁层对流到达等离子体片，最终回到地球磁层[Cully *et al.*, 2003; Haaland *et al.*, 2012]，形成等离子体片并加入环电流[Cash *et al.*, 2010; Kozyra, 1989; Moore and Horwitz, 2007]。部分等离子体随着内磁层对流的磁力线到达向阳侧磁层，并参与向阳侧磁层顶的磁重联[André and Cully, 2012; André *et al.*, 2010]。虽然磁层亚暴的机制目前仍然不够清楚，但是离子逃逸也被认为是参与了亚暴的形成。

冷等离子体主要来自于地球的电离层。冷等离子体也被发现存在于等离子体片中[Seki *et al.*, 2003]，通常等离子体片是一个温度较高的等离子体区域，冷等离子体的存在表明冷等离子体可以通过一些特别的路径进入等离子体片，而没有在等离子体片边界层加热。所以研究冷等离子体在磁尾中的运动轨迹并找到它们如何加入等离子体片是很有意义的。

本文使用了和前面相同的方法计算在卫星探测到冷等离子体后离子的运动轨迹。这个方法比之前[Haaland *et al.*, 2012]的工作更加精确。本文的工作是研究太阳风能量注入和地磁活动如何影响冷等离子体。而不是用模型模拟的磁尾冷等离子体分布，如[Cully *et al.*, 2003; Ebihara *et al.*, 2006; Yau *et al.*, 2012]。本文使用的是Cluster 卫星的探测数据，而不是使用简单的对流和输运之间的关系，如[Haaland *et al.*, 2012]。在计算了所有测得的冷等离子体轨迹之后，获得了在等离子体片上冷等离子体的通量图，使我们可以研究这些区域的离子输运的变化。

尽管离心加速在磁尾中很小，通常只有几个 $\text{m s}^{-2}$ ，甚至在某些区域如远磁尾有时为减速，但是在这样很远的传输距离里累计产生重要的加速[Nilsson *et al.*, 2008, 2010]。Engwall *et al.* [2009a]用冷等离子体的数据给出了离子的平行速度与距地心距离的关系，他们发现在离地球远的离子的平行速度往往大于离地球近的离子平行速度（如图5.1）。在这里，本文仍然考虑离心加速是磁尾等离子体瓣中最主要的加速[Li *et al.*, 2013]。计算的时间步长为2秒，和计算源区不同的是，本文使用了T01模型[Tsyganenko, 2002a,b]。来计算磁通量管和微分通量等，详见小节2.4。

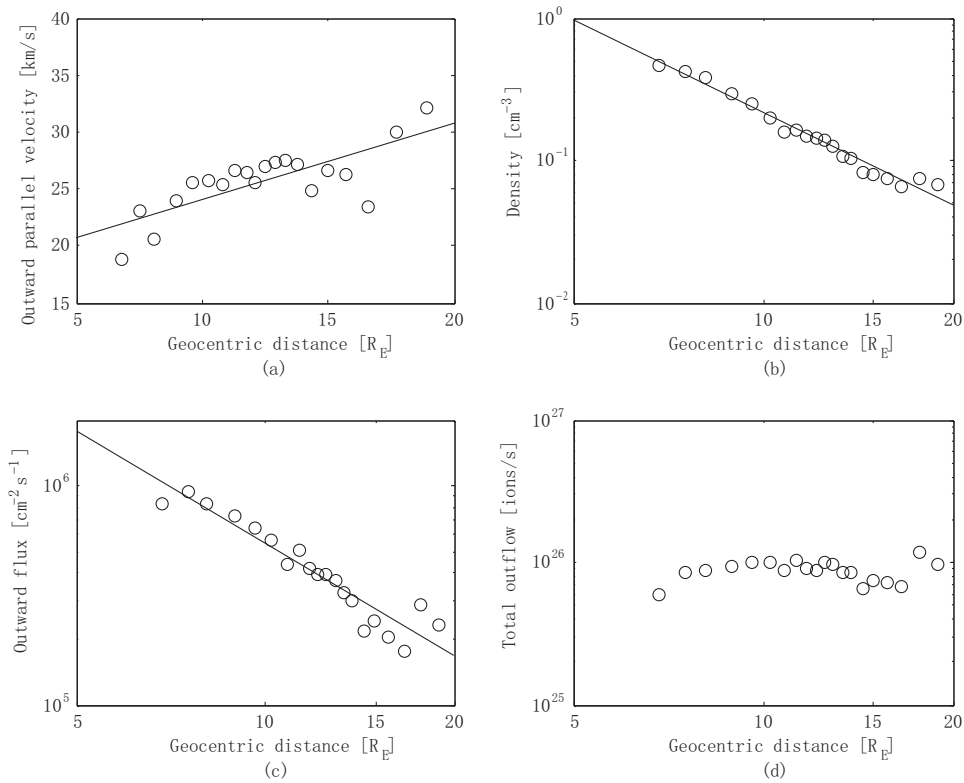


图 5.1: 卫星高度与在那里被探测到的冷等离子体的a)逃逸平行速度、b)密度、c)逃逸微分通量、d)总逃逸率的关系[Engwall *et al.*, 2009a]

本文计算离子运动的轨迹终止于等离子体片的边界层，定义为距中性片1个地球半径的地方。因为在等离子体片中，等离子体会经受非绝热的加速，这种情况下，本文的假设（离心加速是最主要的加速）不再成立。此外，中性片是模型中磁场 $B_x$ 分量方向的地方，这样的地方有很大的磁场梯度使本文计算的离心加速度达到很大。考虑导心运动的单粒子轨道理论也不再使用[Cully *et al.*, 2003]。

图5.2是一个计算离子被Cluster探测后运动轨迹的例子。在上图中，离子在 $[-2.9, -0.1, -11.1]R_{E,GSM}$ 被卫星探测到，在120分钟之后到达 $[-40.2, -0.1, 0.4]R_{E,GSM}$ 的地方，黑色的实线为离子的对流速度矢量，起始的对流速度约为 $5\text{ km s}^{-1}$ ，彩色的实线为离子的运动轨迹，不同的颜色表示在这里离子受到的加速度大小，黑色点线为离子的平行速度矢量。中图为离子的对流速度

变化。到逃逸的过程中，离子的速度由 $32\text{km s}^{-1}$ 增加到 $38\text{km s}^{-1}$ （见下图的绿线），沿磁场方向的加速度随离地球的距离增大而减小（蓝线），在接近 $x=-20R_E$ 及更远的地方加速度为负。在接近于终点位置时，加速度迅速增大。这是由于那里离模型中磁场反向的地方较近，磁场梯度较大导致离心加速的值很大。这个加速度迅速增大的区域在 $38-40R_E$ 的位置，所以因为这个强加速的误差约为 $2R_E$ ，在下面的图中本文也使用 $2R_E \times 2R_E$ 的网格表示。

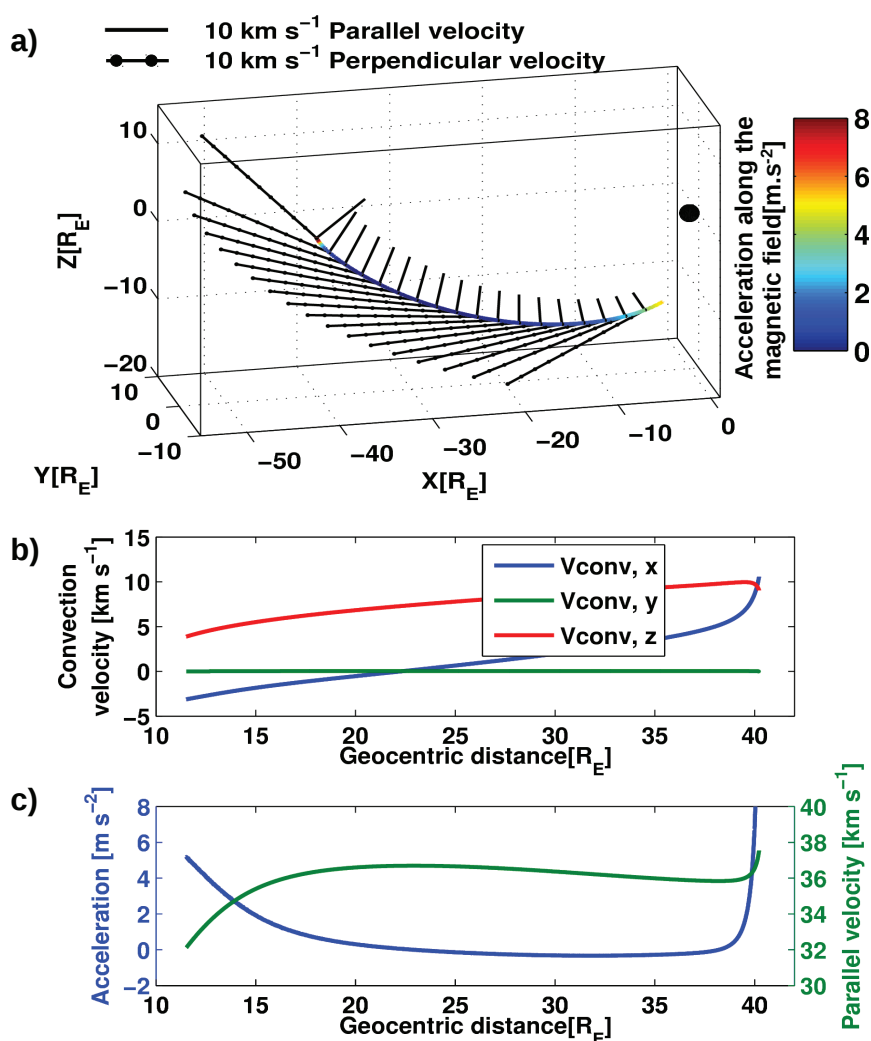


图 5.2: 一个计算离子被Cluster探测后运动轨迹的例子[Li et al., 2013]。详见文字。

本文计算了总共172817个冷等离子体探测的事例，其中146874个事例中的

冷等离子体能到达等离子体片。64457个来自于北半球，82417个来自于南半球，其余的事例中的冷等离子体的轨迹延伸到磁层顶以外，或在磁尾中远于磁场模型可以计算的范围。

大量的计算结果使本文可以得到冷等离子体在磁尾等离子体片上沉降的微分通量图。为了分析地磁活动和太阳风在冷等离子体逃逸起到的作用，本文把各个参数分类。为了克服不同分类条件下的数据个数不同导致的微分通量的变化，微分通量图中每一个网格中表示的值均为这个网格内数据的平均值，数据的个数至少为 $N$ ，低于这个个数的网格将不在图中显示。

$$N = 40 \times \frac{N_I}{N_T} \quad (5.1)$$

$N_I$ 和 $N_T$ 为这个分类条件下的数据量和数据的总数（北半球64457，南半球82417），通常 $N = 10-20$ 。

在上一章的图中，可以看到，南北半球的逃逸有所不同。也发现卫星在两个半球测得冷等离子体的位置有很大的不同，主要是卫星在南半球的高度比在北半球时平均高2个地球半径。磁尾中较高的高度测得的等离子体可能来自于向阳侧[Li *et al.*, 2012]。所以本文在分析磁尾等离子体沉降时也把来自于两个半球的冷等离子体区别开来。

## 5.1 磁尾等离子体的对流和输运时间

图5.2表示的是一个典型的离子逃逸轨迹和轨迹上参数的变化。通常，离子的对流速度主要有z分量贡献，并有小量的y分量，x分量在开始时指向磁尾，后来逐渐转为指向地球。这个对流速度的大小是由磁场的对流速度控制的。对流速度的大小与地磁活动有关，如图5.3。但是由于[Engwall *et al.*, 2009a]的数据要求对流速度较大才有效（见式3.7），冷等离子体的数据偏向于较高的对流速度。本文使用了[Haaland *et al.*, 2008]的数据（同样由Cluster卫星测得并且对流速度的变化范围更大），其它的参数仍然使用[Engwall *et al.*, 2009a]的数据。速度的分布如图5.3，图的左边和右边分别为北半球和南半球逃逸的冷等离子体对流速度分布，从上到下分别为地磁平静（ $Dst > 0$  nT）、地磁活动中等（ $-20 < Dst < 0$  nT）和地磁扰动（ $Dst < -20$  nT）时的速度分布。

图中各个情况下速度的分布不是高斯分布，它们各自的平均值，中值等统计值都很不相同。但是本文可以得出的结论是：当地磁活动加强时，

即 $Dst < -20nT$ ，对流速度的分布向更高的速度移动；而在地磁活动平静时，对流速度分布移向较低的速度。

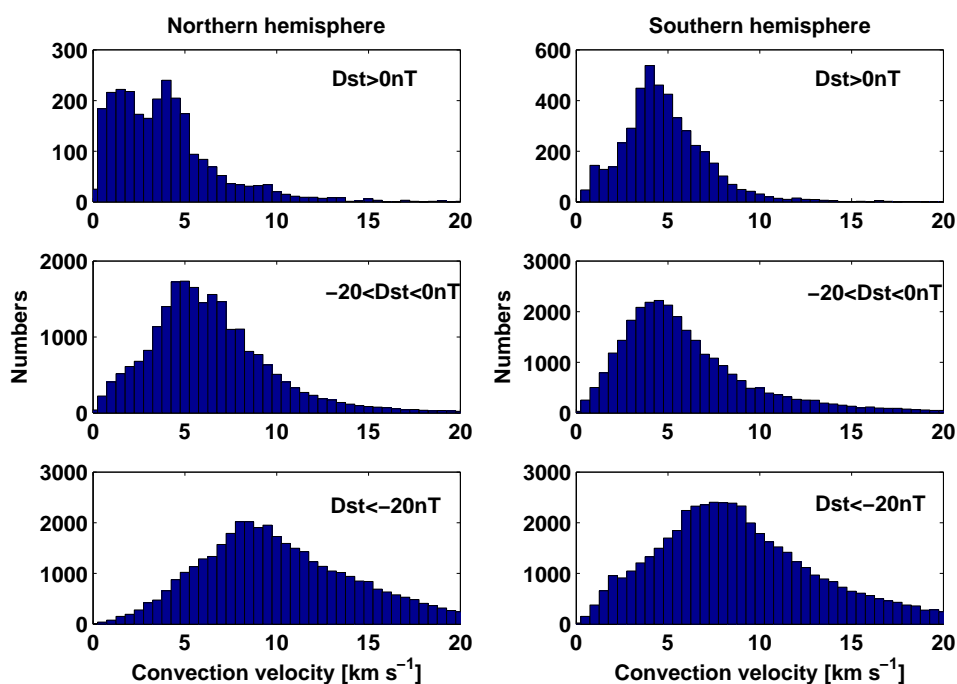


图 5.3: 不同地磁活动条件下卫星测得的离子对流速度分布[Li et al., 2013]

对流速度能够影响离子在磁尾运输的时间，图5.4表示在不同地磁活动中按照Tsyganenko T01模型的地磁位型（X-Y平面的投影：a)和c)）和对应地磁活动情况下的离子从电离层逃逸到达等离子体片所用的时间（X-Y平面的投影：b)和d)），电离层到卫星的时间有上一章的工作得出）。在地磁活动平静时（b），对流速度总体较小，离子所用的时间较长。这是因为，对流的z分量小使离子要花更长的时间才能接触到等离子体片。相应地，在等离子体片的远处沉降的离子用的时间最长；在地磁活动强烈时（d），大的对流速度使离子不用花很长的时间就能到达等离子体片。

也可以发现，地磁活动平静时，在 $x = -30$ 到 $-40 R_E$ 的地方，离子逃逸时间普遍高于于15000秒；对应的地磁扰动期间这个位置沉降的离子运动的时间都小于这个值，低于10000秒。这表明除了对流速度的大小以外，还有另一个因素影响离子的逃逸时间。如小图a)和c)中磁场的位形，对流速度在这里垂

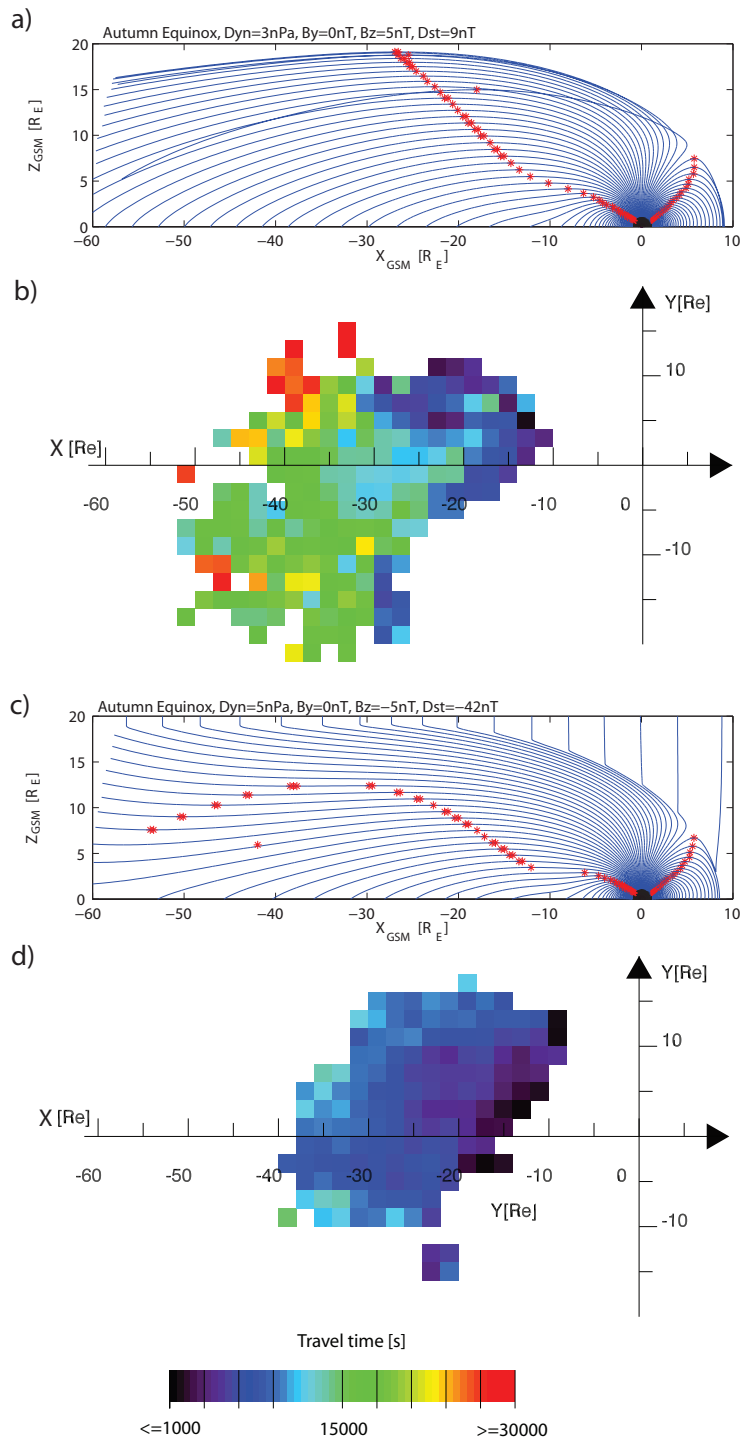


图 5.4: 磁场位形和离子在到达等离子体片之前运动时间的变化[Li et al., 2013]



直磁力线（蓝线表示），红色星形表示磁力线上的分界点。沿磁力线越过这些点则对流速度的X分量改变方向。这个磁场位形对应的是秋分，南北半球的光照相同，平均的Dst指数分别为 $Dst=9nT$ 和 $-42nT$ 时（见表格5.1）。平静的地磁环境下，在图中高纬大约在 $x=-28 R_E$ 处以内的区域，对流速度有-X分量，尽管-Z分量是主要的。这样离子运动的时间就会更长（约为5小时），并且离子分布的范围更广（远于 $x=-35 R_E$ 的区域）。扰动的地磁环境下，磁力线更平行于X轴，对流速度的X分量更小，再加上增强的对流速度使离子更快地到达等离子体片（平均运动时间约156分钟），分布在较近的区域。

由于本文使用的是一个静态的磁场模型，并且我们的数据不是连续测得的，所以我们不能分析在长时间离子输运过程中任何地磁环境参数带来的影响。

## 5.2 冷等离子体的沉降区域对地磁活动的响应

为了研究冷等离子体在磁尾的输运受地磁活动的影响，本文把数据按Dst指数大小进行分类。如小节4.3中介绍，Dst指数是在地球赤道附近测得磁场水平分量的平均变化，反映的是地球环电流的强度。它的值是1小时间隔，与本文计算的磁尾等离子体输运时间相比，Dst指数更适合本文的分类，尽管各个地磁活动指数是相关的。另一个使用Dst指数的主要原因是，直接采用Dst指数分类可以与本文在上一章中描述的工作进行比较，得到一个整体的等离子体从电离层逃逸到达磁尾等离子体片的图景。

地磁平静时的对流速度较小，有时甚至停滞，这往往与北向行星际磁场有关。北向的行星际磁场导致日侧磁重联率降低，使太阳风能量不能注入到磁层中，因此磁层的对流仅靠太阳与磁层顶的粘滞作用或在高纬的磁重联点有能量注入（参见小节2.2）。强烈的地磁活动往往伴随南向行星际磁场，大量的太阳风能量从日侧重联点注入而加大磁层的对流。

图5.5和图5.6分别为从北半球和南半球电离层逃逸，最终到达等离子体片上的微分通量随Dst指数的变化，从上到下依次为地磁活动平静、中等和扰动的情况，Dst分类的范围和前面一样。通常，地磁活动平静时，冷等离子体在电离层顶端的源区缩小，但是逃逸在磁尾等离子体片的离子可以分布较广的区域内（对照图4.12），大量的冷等离子最远可以达到 $x=-55R_E$ 的地方。在图中可以看到北半球逃逸的冷等离子体逃逸的区域较近，这是由于卫星的轨道高度决

定的，在南半球卫星的轨道高度较高，能探测到的离子有大量从日侧对流

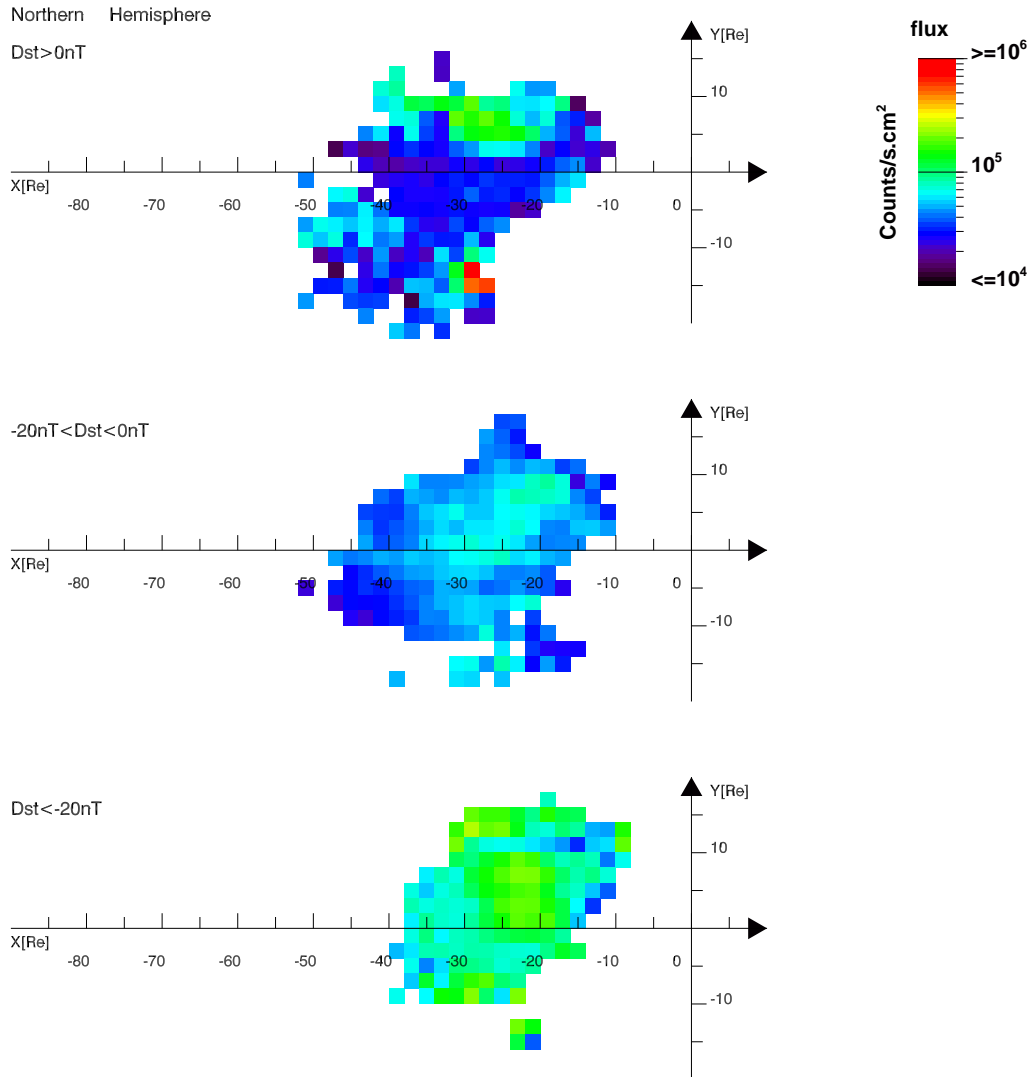


图 5.5: 北半球逃逸到等离子体片上的微分通量随Dst 指数的变化[Li et al., 2013]

而来的 (Li et al. [2012]指出在南半球有日侧极隙极尖区的逃逸而北半球有夜侧极光区域的逃逸)。这些离子运动到较高的位置，在到达等离子体片之前需要

更长的飞行时间。从北、南半球的电离层飞行到达等离子体片的平均时间分别为243分钟和342分钟。

中等地磁活动时，平均的对流速度有所增强但平行速度变化不大。所以逃

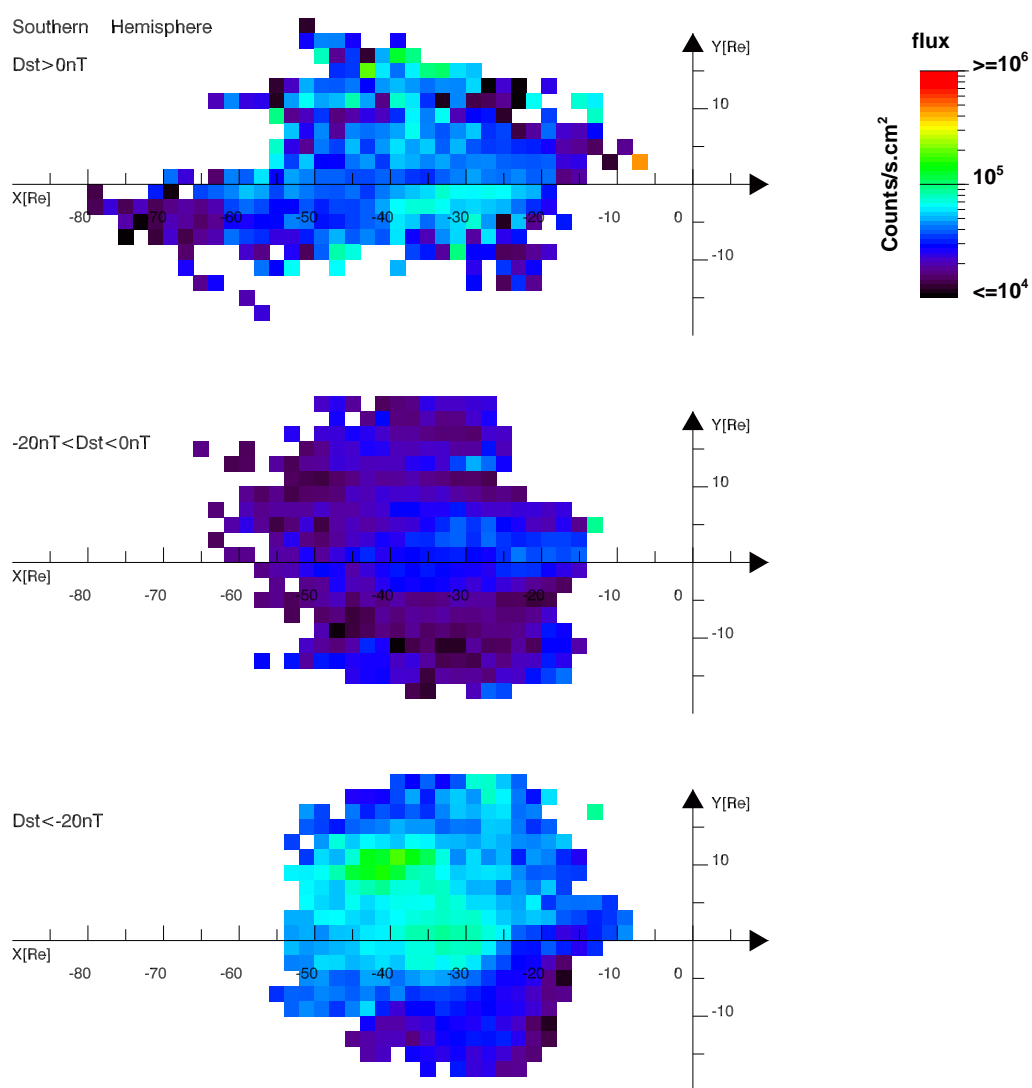


图 5.6: 南半球逃逸到等离子体片上的微分通量随Dst 指数的变化[Li et al., 2013]

逸的冷等离子体较快地飞行到达等离子体片。沉降在等离子体片上的区域比地磁平静时期的区域接近于地球。从北、南半球的电离层飞行到达等离子体片的平均时间分别为204分钟和326分钟。

由于地磁扰动期间的对流速度更大，冷等离子体在这种情况下逃逸后以更短的时间到达等离子体片。在图中无法找到有冷等离子体能够到达 $x=-55R_E$ 以外的地方。从北、南半球的电离层飞行到达等离子体片的平均时间分别为156分钟和252分钟。

半球	地磁活动	AE [nT]	Dst [nT]	Kp	Bx [nT]	By [nT]	Bz [nT]	Pdyn [nPa]	对流速度 [km s <sup>-1</sup> ]	逃逸时间 [分钟]
北	平静	110.9	8.9	1	2.6	-3.3	0.0	3.1	4.0±0.25	243±49
	中等	199.5	-11.5	2 <sup>-</sup>	0.8	-2.0	-0.5	1.8	4.0±0.25	204±47
	扰动	444.7	-42.9	3	-0.7	2.1	-1.2	2.3	8.5±0.25	156±41
南	平静	162.8	4.4	2 <sup>-</sup>	-1.2	1.6	0.7	2.7	4.0±0.25	342±53
	中等	232.9	-11.0	2 <sup>-</sup>	-0.6	1.0	-0.7	1.7	4.5±0.25	326±75
	扰动	411.1	-43.0	3 <sup>-</sup>	-2.5	1.8	-0.4	2.0	8.0±0.25	252±65

表 5.1: 用[Engwall *et al.*, 2009a]中数据计算出在3中不同地磁活动中的太阳风和地磁活动指数的平均值，表的最右端为计算得到的对流速度和总逃逸时间[Li *et al.*, 2013]

表格5.1为图5.5和图5.6对应的平均太阳风参数和地磁指数。有的参数平均值和表格4.2接近但不同是因为用作平均的数据点不同，因为平均值是仅在图中显示出的网格内的数据计算的。也就是所有用于计算平均值的参数，它们对应的冷等离子体在电离层或在等离子体片上的网格，都是达到足够的数量，从而导致了源区和沉降区所用的计算的参数不同。

通过把南北半球逃逸的冷等离子体分别进行研究，本文认为两个半球逃逸冷等离子体的方式没有本质上的区别。由于源区在地磁活动强烈时扩大，并且总的逃逸率增大，我们也可以看到在磁尾等离子体片的沉降微分通量增大；离子从源区逃逸到等离子体片的飞行时间和沉降区域的大小受当时的磁层对流速度和磁场位形共同影响。对流速度的变化范围为0到几个km s<sup>-1</sup>，而平行速度随地磁活动变化的影响不大[Engwall *et al.*, 2009a]。所以平静地磁活动时的冷

等离子体能够运动到较远的磁尾区域。

### 5.3 沉降区在磁尾等离子体片的不对称性

为了研究行星际磁场对冷等离子体在磁尾运输的影响，本文也把计算得到的微分通量在等离子体片上的分布按照行星际磁场的方向进行分类。同上一章中的方法一样，本文以行星际磁场在GSE坐标系下Y-Z平面的投影按0度、90度、180度和270度为中心，90度以内的扇面定义为行星际磁场的四个方向。同样由于本文使用的数据不是时间连续的，在离子逃逸这样长的时间内的行星际磁场变化没有被考虑在本文的工作中。

图5.7是从北半球逃逸的冷等离子体在等离子体片上的分布在不同行星际磁场方向下的变化。从上到下依次为北向、晨向、南向和昏向的情形。北向行星际磁场通常伴随着低或停滞的对流速度而南向行星际磁场时的对流速度往往会增大。因此对于北向的行星际磁场情况下离子能够在到达等离子体片之前逃逸到较远的地方，在图5.8中，这种现象比较明显。但是在长的飞行时间中，地球自转、季节等因素也会引起的磁场位形的变化。

有趣的是，在图5.7中我们能看到等离子体片上冷等离子体微分通量的晨-昏不对称性。在昏侧有一个不随行星际磁场方向变化的，较高的微分通量的区域。目前本文没有一个很好的解释。

Howarth and Yau [2008]用Akebono的数据研究了热离子从电离层逃逸到等离子体片过程中受行星际磁场变化的影响。他们的结果表明，在行星际磁场为昏向时，有大部分从电离层逃逸来的离子沉降到昏侧等离子体片区域；而在行星际磁场为晨向时，离子的分布比较平均。他们还发现，有大量来自于中午和昏侧的 $O^+$ 能被输运到磁层中，而来自于午夜和晨侧的 $O^+$ 进入磁层的可能性相比之下较小。他们认为这可能与在中午的磁场曲率和昏侧较大的对流电场有关，因为大的磁场曲率和对流电场会导致大的离心加速。

等离子体在电离层的源区可能会导致这种不对称性。因为在地方时约18点到00点的热层在日侧被加热而增大了厚度，中性原子和带电离子也因此获得较高的热速度并有更大的机会逃逸。本文对照了图4.6、图4.7（北半球）和图4.10（南半球），也没有发现明显的证据，可能是因为由于这种机制在昏侧逃逸的离子有更高的热能或动能，没有在本文的数据中体现。但是在这些图中我们能看到由行星际磁场 $B_y$ 方向带来的不对称性，这种不对称性在南北半球是相反的。

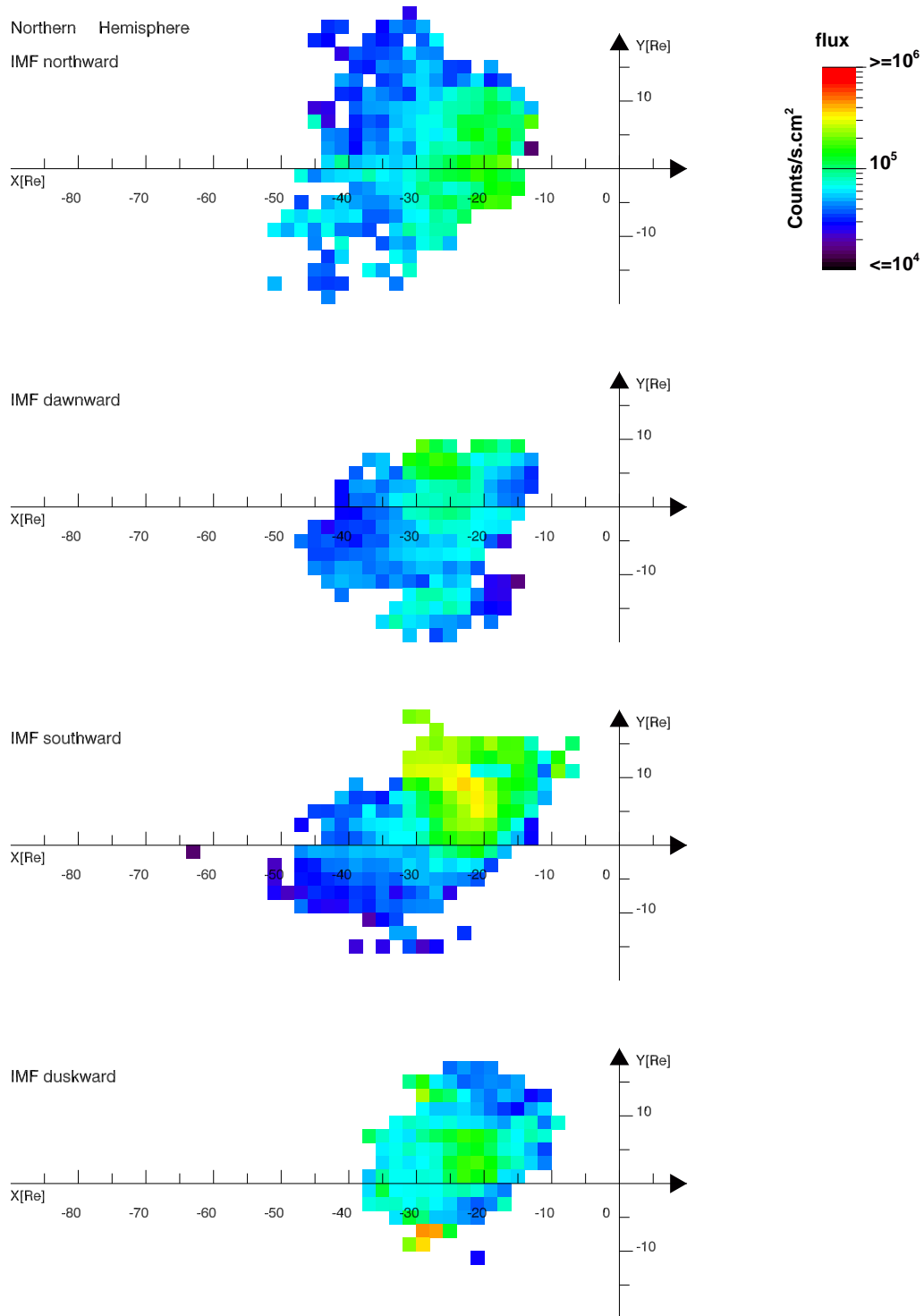


图 5.7: 北半球逃逸到等离子体片上的微分通量随IMF方向的变化[Li et al., 2013]

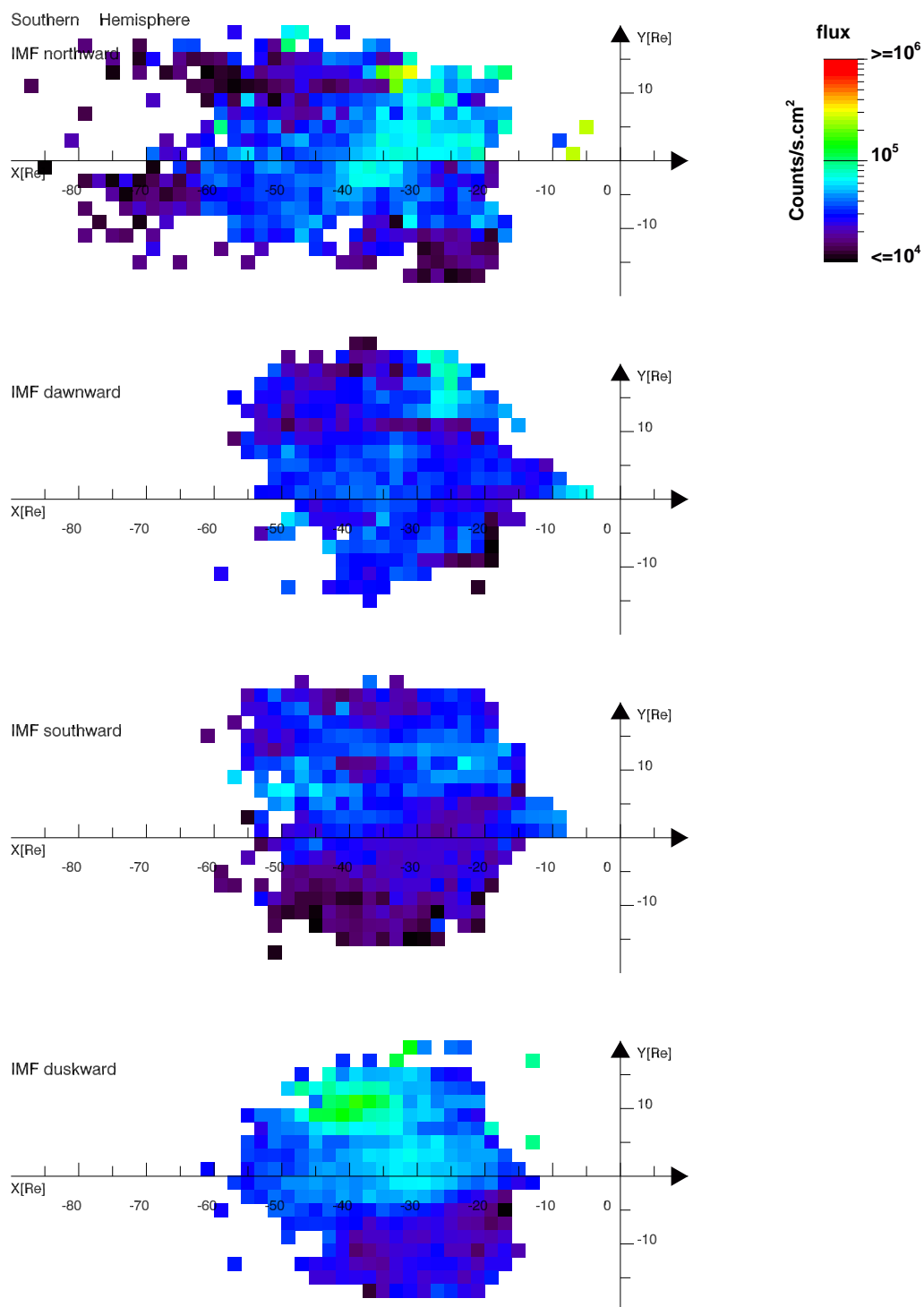


图 5.8: 南半球逃逸到等离子体片上的微分通量随IMF方向的变化[Li et al., 2013]

行星际磁场By分量也可以导致磁尾的晨-昏不对称性[Cowley, 1981; Fairfield, 1979; Liao et al., 2010]。Liao et al. [2010]研究了从极隙极尖区逃逸的O<sup>+</sup> 在磁尾中的不对称性, 这种不对称性在南北半球是相反的, 并且受By的方向控制。类似地, Noda et al. [2003]也用Cluster上EDI的数据找到了日侧重联电场方向与磁层对流晨昏不对称的关系。

本文使用的数据也包含有类似的行星际磁场By穿透。但是本文的数据中有大致相同的+By和-By的数据量, 并且他们的绝对强度类似。所以行星际磁场穿透效应不能解释这个现象。

#### 5.4 太阳风动压的影响

为了研究太阳风动压对冷等离子体逃逸的影响, 本文把数据按照太阳风动压分类。图5.9为本文得到的在北半球不同太阳风动压情况下的冷等离子体在等离子体片上沉降的分布。从上到下依次是太阳风动压 $P_{\text{dyn}} < 1.3 \text{ nPa}$ ,  $1.3 < P_{\text{dyn}} < 2.1$ ,  $P_{\text{dyn}} > 2.1 \text{ nPa}$ 的情况。

我们可以看到, 在 $P_{\text{dyn}} < 1.3 \text{ nPa}$ 时, 冷等离子体在等离子体片上的微分通量不大于 $10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , 微分通量最高处位于等离子体片的昏侧; 当太阳风动压增大时, 这个最高通量逐渐增大, 超过 $10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; 当 $P_{\text{dyn}} > 2.1 \text{ nPa}$ 时, 这个在昏侧的最高微分通量达到 $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , 其它地方也达到 $6 \times 10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 。对比图4.13, 可以推论, 这个通量增强的区域 ( $[x,y]=[-24,10]R_E$ ) 中的冷等离子体主要是从夜侧极光区域逃逸而来的。

图中离子逃逸的最远距离类似, 表明各个太阳风动压情况下的对流速度或磁场位形对逃逸沉降区域的影响是类似的。本文由此可以得到和前面一样的结论, 太阳风动压增强可以增大离子逃逸率, 但是增大的量依赖于局地的太阳风能量注入。

在图4.13中, 南半球在太阳风动压 $P_{\text{dyn}} < 1.5 \text{ nPa}$ 时极隙极尖区有一个通量增强的区域。可能是这里大通量的逃逸最终到达了在图5.10中 $P_{\text{dyn}} < 1.5 \text{ nPa}$ 时 $[x,y]=[-40,10]R_E$  处通量约 $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 的区域。这也证实了偏向于从电离层日侧逃逸的离子比北半球从夜侧逃逸的离子远。在另外两个太阳风动压情况下, 随着这个源区这个大通量区域的消失, 对应图5.10也逐渐消失。

由于太阳风动压的增大, 冷等离子体在等离子体片的微分通量也普遍增大, 这和北半球的情况一致。南北半球的另一个共同点就是, 冷等离子体在磁



尾的沉降都偏向于昏侧，如上一节提到的一样。考虑太阳风速GSE坐标Y分量在地球附近平均为 $29.8 \text{ km s}^{-1}$ ，X分量在平静太阳风情况下 $-400 \text{ km s}^{-1}$ 。这样算得太阳风速矢量与X轴夹角约4度，不能解释本文看到的现象。

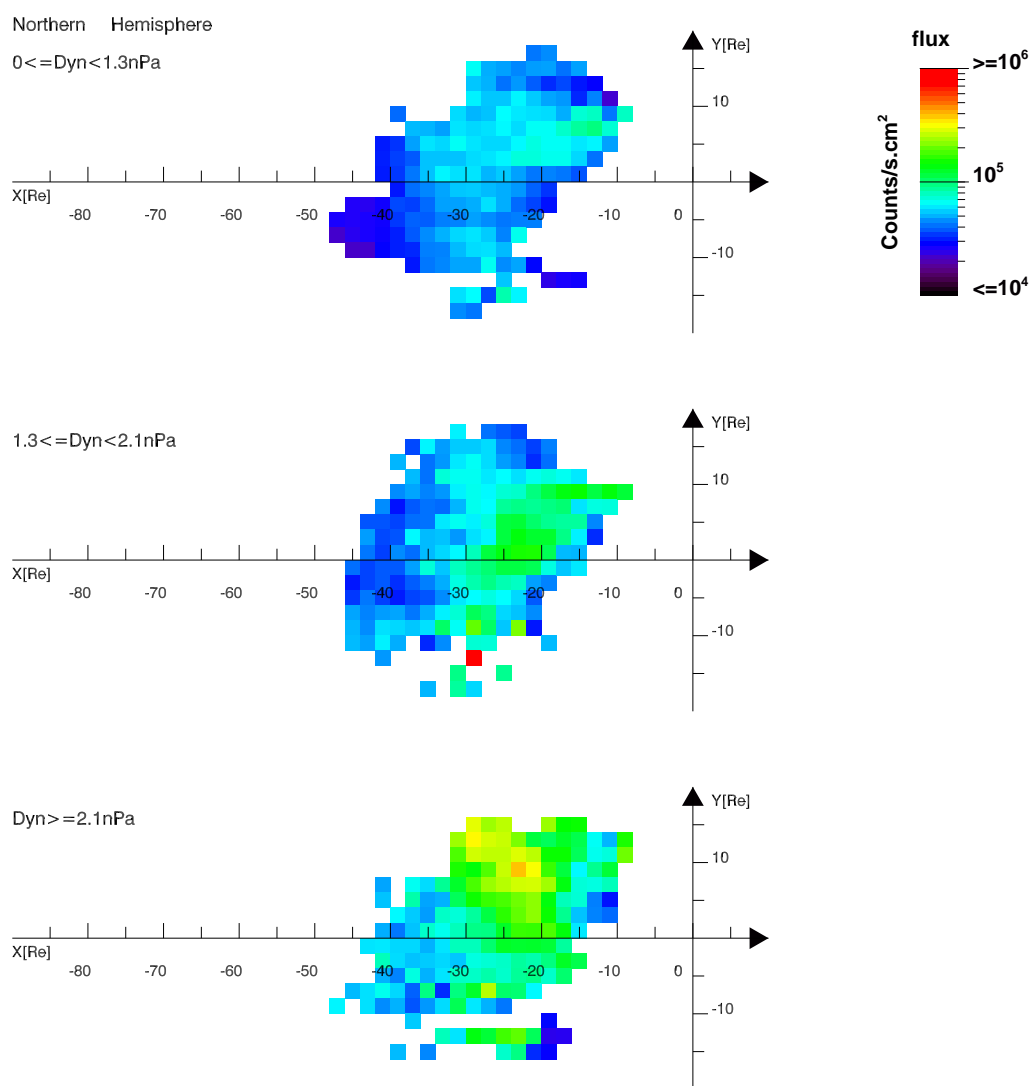


图 5.9: 北半球逃逸到等离子体片上的微分通量随太阳风动压的变化

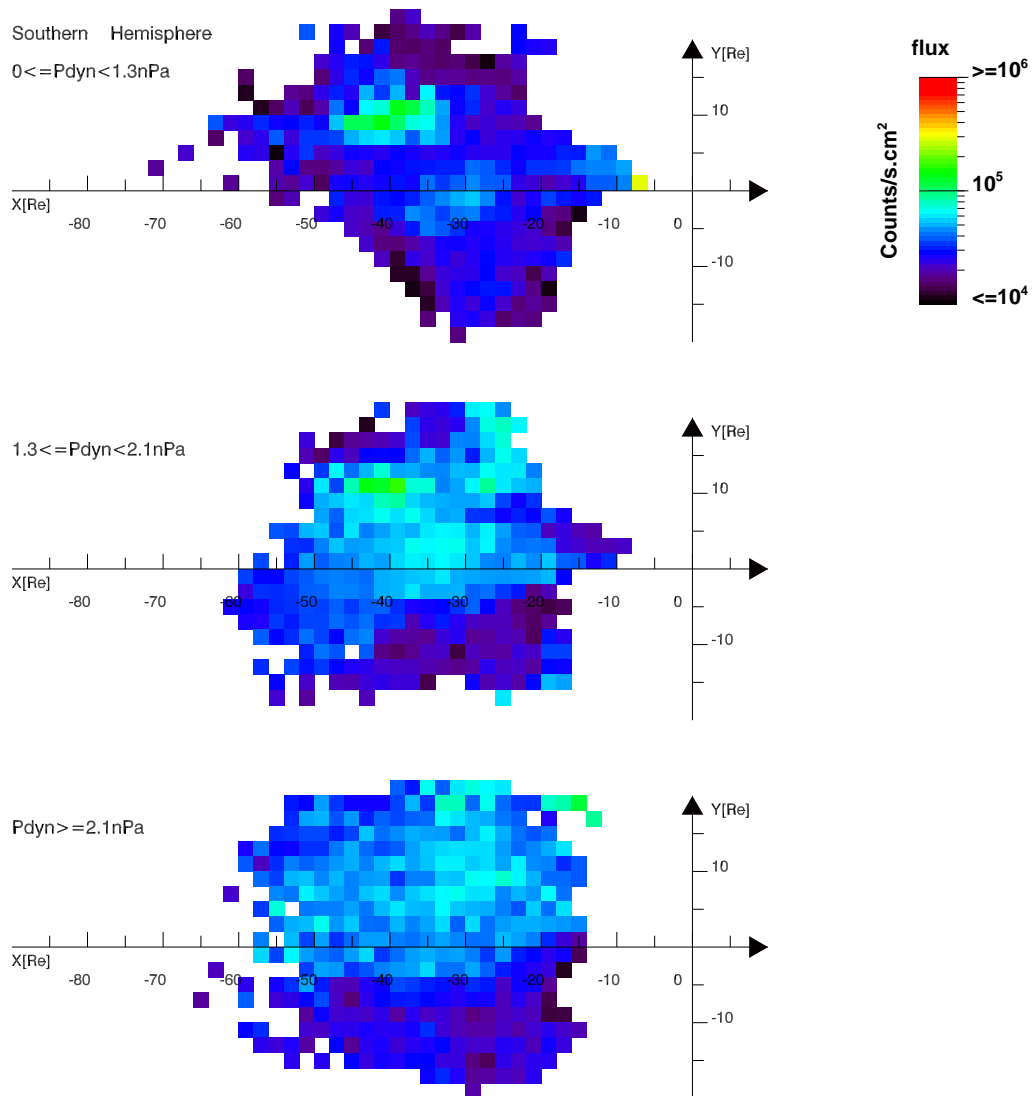


图 5.10: 南半球逃逸到等离子体片上的微分通量随太阳风动压的变化

## 5.5 小结

通过计算冷等离子体在被卫星探测到之后的运动轨迹，本文得到了冷等离子体在磁尾等离子体片上的微分通量图。增加了我们对地球等离子体补充等离子体片、逃逸等离子体的最终路径的理解。尽管本文还不能以此判断有多少进

入等离子体片的等离子体会随磁尾磁重联一部分损失于磁尾或回到地球、以及加入地球环电流、输运到日侧的磁层，本文得到以下结论：

- 同一条件下，同一速度，在日侧电离层逃逸的离子能逃逸到距地球更远的距离，飞行时间更长；
- 从电离层逃逸到磁尾等离子体片的冷等离子体的输运（包括到达的距离、飞行的时间）主要受磁层的对流速度和磁场位形影响；
- 强烈的地磁活动往往和大的对流速度相关，冷离子从电离层运动到达等离子体片所用的时间在半小时到几个小时之间，且基本上北半球逃逸的离子只能到达距地球40个地球半径以内，南半球逃逸的离子只能到达距地球55个地球半径以内。在这个期间总的逃逸率最高；
- 平静的地磁活动与低的或停滞的对流有关，这个期间离子能分布在较大的磁尾范围内。北半球逃逸的离子有大部分分布在远于40个地球半径以外，南半球逃逸的离子有大部分分布在远于55个地球半径以外；
- 有约15% 的冷等离子体事例不能到达等离子体片，大部分到达磁层顶直接损失于太阳风中；
- 磁尾等离子体片上的冷等离子体沉降区存在一个晨昏不对称的形态，大量的离子倾向于注入昏侧，并且这种不对称不受行星际磁场的方向变化影响，目前本文无法清楚的解释。



## 第六章 总结与展望

本文使用的是从2001-2005年Cluster卫星在磁层中运行是测得的数据（轨道位置见图A.2），通过一个直观的、能表示各个区域的微分通量图得出了统计的结论。其中有很多数据被测得的间隔时间小于1分钟。在小节4.6和小节5.5本文分别总结了冷等离子体的从极区逃逸和在等离子体片沉降区域的微分通量对行星际磁场、地磁活动指数、太阳风动压变化的响应。

将来的工作可以在以下几个方面开展。

### 一、晨昏不对称性

尽管导致冷等离子体逃逸晨昏不对称的原因还不清楚，一些可能的因素应该被考虑在内：

- 冷等离子体可能在从地球向磁尾运动的过程中受到对流速度方向的影响，而对流速度的方向是磁场的位形确定的。冷等离子逃逸的不对称之所以和能量较高等离子体不同可能是因为它们回旋半径较小，更容易受磁力线的运动。这需要对计算中使用的数据和磁场的对比来验证；
- 另一个可能的因素为电离层电导率的晨昏不对称性。这个不对称性可能由等离子体片向电离层的沉降电子的不对称产生。而沉降电子的损失锥由波粒相互作用影响[Gkioulidou *et al.*, 2012]。这一点可以通过分析电离层的电导率的不对称性来验证；
- 电离层的等离子体密度也有晨昏不对称性。这是因为昏侧的电离层由日侧随地球旋转而来，那里的电离层经过了日侧的太阳光辐射有更多的离化带电粒子，而晨侧的电离层由夜侧旋转而来，经过夜侧电荷复合，那里的等离子体较昏侧少。但是作为热能较小的冷等离子体热运动速度较小，它们复合的概率较热等离子体小。这种效应带来的晨昏不对称性仍需要进一步的验证。

为了验证以上三点的相对重要性，将来的工作需要检查是否不在电离层中存在离子逃逸的不对称性。这是因为离子逃逸起源于电离层中的电荷分离（极

风模型), 因此计算离子在电离层中的运动轨迹极为重要。在电离层中, 电场导致的加速、磁镜力加速和由飘移导致的加速等起到了很大的作用, 大于在磁层中占主要因素的离心力加速。计算离子在电离层中的轨迹就需要更精确的离子参数, 这可能会用到将来低轨道卫星的测量数据。

## 二、离子在电离层上的沉降

本文介绍了冷等离子体从地球的逃逸和等离子体片上的沉降。如果我们获得较低轨道的离子上行测量数据, 采用同样的轨迹追踪的办法, 我们可以计算从电离层顶下面逃逸到电离层顶的离子通量 $A$ , 与本文中计算的在磁层中探测到从电离层顶逃逸的通量 $B$ 的作差 $C=A-B$ 可以简单估计逃逸的离子在电离层上的沉降。这个沉降是由于加速不足以使离子继续逃逸。在极隙极尖区的电离层 $F$  (高于低轨道卫星高度), 有大量的 $O^+$ 逃逸可能会影响估计的结果。

在夜侧极光区域, 离子沉降与磁暴的磁重联有关, 使用上述的方法, 我们可以估计离子在磁暴期间向极光区域沉降的等离子体通量。

## 三、冷等离子体在极隙极尖区的储存

本文在小节4.5中提到, 计算中有63382个冷等离子体事例无法被追踪到地球的电离层。这些离子可能有同样的来源, 即它们的源在极区高于电离层顶的地方, 且它们的源大致位于极隙极尖区。在图4.14中, 它们集中在南北两极的极隙极尖区漏斗状的区域内。本文没有确切的证据说明它们在这里之前来自于某一个区域, 也无法确定它们来这里停留的时间。这些离子可能是从电离层逃逸的冷等离子体的一部分, 由于逃逸的能量不够且受到的加速度不足以使它们逃逸而被重新捕获, 停留在那里。之前的工作也指出, 极隙极尖区有大量的重离子 (如 $O^+$ ) 逃逸。

今后的关于这方面的工作在于分析这些区域内离子的轨迹, 具体地分析它们的参数和特征。

## 附录 A Cluster和它搭载的仪器

Cluster 计划是欧洲空间局（ESA）实施的探测地球磁层空间和时间变化的探测计划。1996年Cluster卫星第一次在南美洲的法属圭亚那库鲁发射。但不幸的是，这次发射由于搭载卫星的阿丽亚娜（Ariane-5）火箭点火程序错误在发射后37秒以失败告终。之后2000年由同样的四颗相同卫星组成的Cluster II卫星在哈萨克斯坦拜科努尔发射场由俄罗斯的两个联盟号火箭（Soyuz-Fregat）分两次成功地发射。

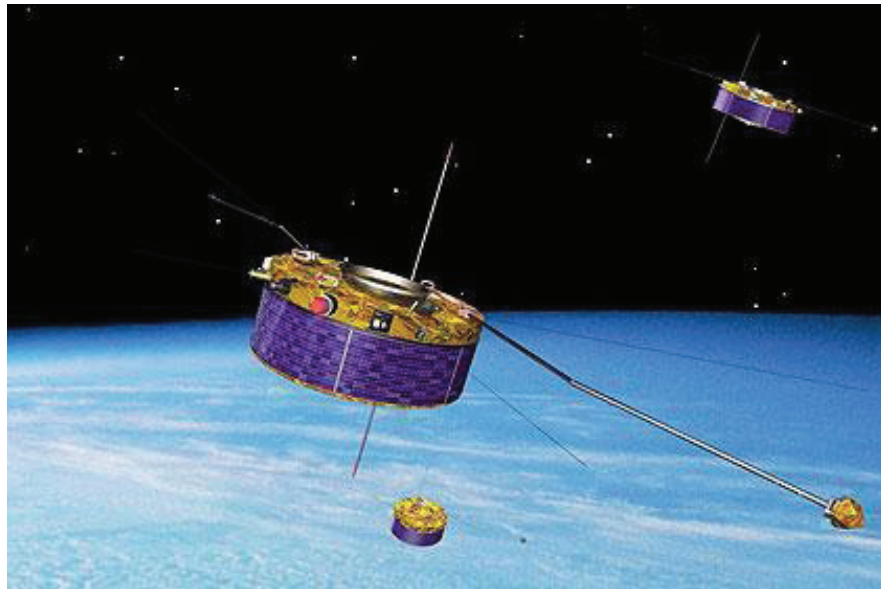


图 A.1: Cluster的四颗卫星[ESA]

进入轨道后的四颗卫星相对位置以四面体的顶点排列。每个卫星为圆柱形，搭载11个科学仪器，自旋周期为4秒。在Cluster计划之前，太空探测计划都是单个卫星进行就地（in-situ）探测，无法分析小尺度的空间现象。Cluster可以通过改变每个卫星的相对位置来对不同的磁层结构和边界层，每两个卫星之间间隔可以根据不同的任务从17公里变化到10000公里。搭载的用于机动的燃料大约有卫星质量的一半。卫星的仪器见表格A.1。

缩写	仪器	测量值	目标
ASPOC	主动电位控制仪	控制卫星的静电势	保证PEACE对冷电子的测量
CIS	离子谱仪	离子的飞行时间和0到40keV的能量	获得离子的成分和三维分布
DWP	数字波处理器	协调EFW、STAFF、WBD和WHISPER	提供电信号使这些仪器同步；也用于更复杂的运行模式
EDI	电子漂移仪	电场的强度和方向	局地磁场中的电场矢量、电场梯度
EFW	电场和波探测器	电场的强度和方向	电场电势、电子密度和温度
FGM	磁通门磁强计	磁场的强度和方向	磁场矢量并可用于除ASPOC的仪器
PEACE	等离子体电子和电流探测器	测量能量0.0007到30keV的电子	等离子体中电子的三维分布
RAPID	自适应高能粒子探测器	电子能量范围30到1500keV，离子能量范围20到450keV	高能电子和离子的三维分布
STAFF	时空波动分析器	磁场强度和EM波动方向，电磁场的交叉相关	小尺度的电流结构，等离子体波和扰动的源
WBD	宽带接收器	电场波的和频谱和无线电辐射	扰动的移动
WHISPER	高频波和电子密度混相计	通过主动声纳激发等离子体共振	探测 $0.2-80\text{cm}^{-3}$ 的电子密度

表 A.1: Cluster上的仪器



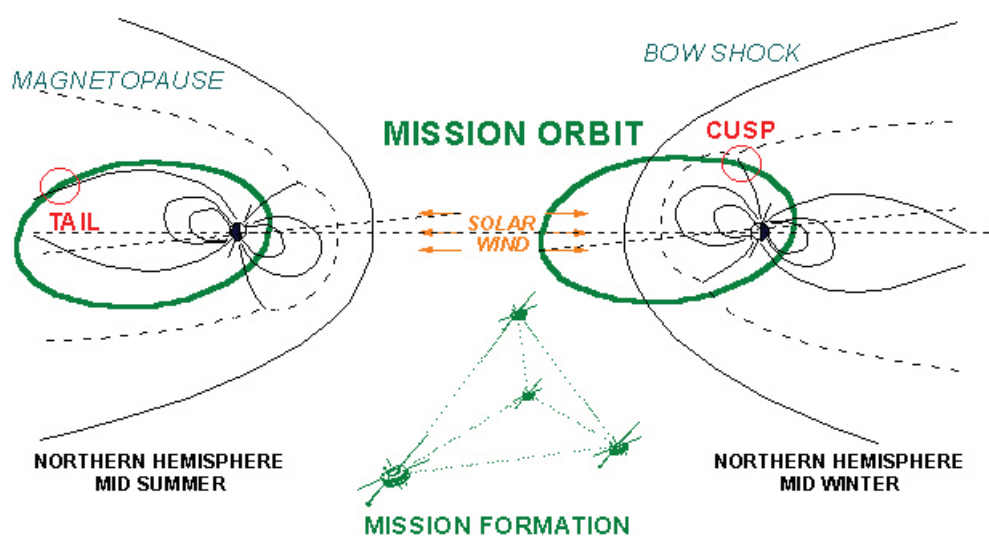


图 A.2: Cluster卫星的轨道。左图为夏季的轨道，右图为冬季的轨道[ESA]

卫星的轨道倾角为90度，周期57小时，近地点和远地点分别为4和19.6倍地球半径。轨道平面绕地球旋转，如图A.2，在夏季时轨道保持在磁层以内，卫星数据用于研究磁层内部；在冬季时，卫星穿越磁层、磁层顶、等离子鞘到达弓激波延伸至太阳风，使卫星可以探测这些地方。本文的数据范围是2001年到2005年中每年的7月到11月，所以本文研究的是磁层内的等离子体。



## 参考文献

涂传诒(1988), 日地空间物理学 (下) , *publisher* = 科学出版社.

Abe, T., A. W. Yau, S. Watanabe, M. Yamada, and E. Sagawa (2004), Long-term variation of the polar wind velocity and its implication for the ion acceleration process: Akebono/suprathermal ion mass spectrometer observations, *J. Geophys. Res.*, *109*, A09305, doi:10.1029/2003JA010223.

André, M., and C. M. Cully (2012), Low-energy ions: A previously hidden solar system particle population, *Geophys. Res. Lett.*, *39*, L03101, doi:10.1029/2011GL050242.

André, M., A. Vaivads, Y. V. Khotyaintsev, T. Laitinen, H. Nilsson, G. Stenberg, A. Fazakerley, and J. G. Trotignon (2010), Magnetic reconnection and cold plasma at the magnetopause, *Geophys. Res. Lett.*, *37*, L22108, doi:10.1029/2010GL044611.

Axford, W. I. (1963), Rotation of the Magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *68*, 5883.

Axford, W. I. (1968), The Polar Wind and the Terrestrial Helium Budget, *J. Geophys. Res.*, *73*, 6855–6859, doi:10.1029/JA073i021p06855.

Baker, D. N., N. E. Turner, and T. I. Pulkkinen (2001), Energy transport and dissipation in the magnetosphere during geomagnetic storms, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *63*, 421–429, doi:10.1016/S1364-6826(00)00169-3.

Baker, K. B., and S. Wing (1989), A new magnetic coordinate system for conjugate studies at high latitudes, *J. Geophys. Res.*, *94*, 9139–9143, doi:10.1029/JA094iA07p09139.

Barabash, S., A. Fedorov, R. Lundin, and J.-A. Sauvaud (2007), Martian Atmospheric Erosion Rates, *Science*, *315*, 501–, doi:10.1126/science.1134358.

- Barakat, A. R., and R. W. Schunk (1989), Stability of  $H^+$  beams in the polar wind, *J. Geophys. Res.*, *94*, 1487–1494, doi:10.1029/JA094iA02p01487.
- Bartels, J., N. H. Heck, and H. F. Johnston (1939), The three-hour-range index measuring geomagnetic activity, *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, *44*(4), 411–454, doi:10.1029/TE044i004p00411.
- Borovsky, J. E., and M. H. Denton (2008), A statistical look at plasmaspheric drainage plumes, *J. Geophys. Res.*, *113*, A09221, doi:10.1029/2007JA012994.
- Brambles, O. J., W. Lotko, B. Zhang, M. Wiltberger, J. Lyon, and R. J. Strangeway (2011), Magnetosphere sawtooth oscillations induced by ionospheric outflow, *Science*, *332*(6034), 1183–1186, doi:10.1126/science.1202869.
- Cash, M. D., R. M. Winglee, and E. M. Harnett (2010), Storm time production of ring current ions: Variations in particle energization and injection with ionospheric source region, *J. Geophys. Res.*, *115*, A00J12, doi:10.1029/2010JA015759.
- Chandler, M. O. (1995), Observations of downward moving  $O^+$  in the polar topside ionosphere, *J. Geophys. Res.*, *100*, 5795–5800, doi:10.1029/94JA03236.
- Chappell, C. R., T. E. Moore, and J. H. Waite, Jr. (1987), The ionosphere as a fully adequate source of plasma for the Earth's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *92*, 5896–5910, doi:10.1029/JA092iA06p05896.
- Chappell, C. R., B. L. Giles, T. E. Moore, D. C. Delcourt, P. D. Craven, and M. O. Chandler (2000), The adequacy of the ionospheric source in supplying magnetospheric plasma, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *62*, 421–436, doi:10.1016/S1364-6826(00)00021-3.
- Chen, F. F. (1980), 等离子体物理学导论, 人民教育出版社.
- Chen, J., T. A. Fritz, R. B. Sheldon, H. E. Spence, W. N. Spjeldvik, J. F. Fennell, S. Livi, C. T. Russell, J. S. Pickett, and D. A. Gurnett (1998), Cusp energetic particle events: Implications for a major acceleration region of the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *103*, 69–78, doi:10.1029/97JA02246.

Cladis, J. B. (1986), Parallel acceleration and transport of ions from polar ionosphere to plasma sheet, *Geophys. Res. Lett.*, *13*, 893–896, doi:10.1029/GL013i009p00893.

Cladis, J. B., H. L. Collin, O. W. Lennartsson, T. E. Moore, W. K. Peterson, and C. T. Russell (2000), Observations of centrifugal acceleration during compression of magnetosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 915–918, doi:10.1029/1999GL010737.

Cowley, S. W. H. (1981), Magnetospheric asymmetries associated with the y-component of the IMF, *Planet. Space Sci.*, *29*, 79–96, doi:10.1016/0032-0633(81)90141-0.

Cowley, S. W. H., J. P. Morelli, and M. Lockwood (1991), Dependence of convection flows and particle precipitation in the high-latitude dayside ionosphere on the x and y components of the interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, *96*.

Crooker, N. U. (1986), An evolution of antiparallel merging, *Geophys. Res. Lett.*, *13*, 1063–1066.

Cully, C. M., E. F. Donovan, A. W. Yau, and G. G. Arkos (2003), Akebono/Suprathermal Mass Spectrometer observations of low-energy ion outflow: Dependence on magnetic activity and solar wind conditions, *J. Geophys. Res.*, *108*, 1093, doi:10.1029/2001JA009200.

Daglis, I. A., R. M. Thorne, W. Baumjohann, and S. Orsini (1999), The terrestrial ring current: Origin, formation, and decay, *Rev. Geophys.*, *37*, 407–438, doi:10.1029/1999RG900009.

Drakou, E., A. W. Yau, and T. Abe (1997), Ion temperature measurements from the Akebono suprathermal mass spectrometer: Application to the polar wind, *J. Geophys. Res.*, *102*, 17,523–17,540, doi:10.1029/97JA00099.

Dungey, J. W. (1961), Interplanetary magnetic field and the auroral zones, *Phys. Rev. Lett.*, *6*, 47–48, doi:10.1103/PhysRevLett.6.47.

- Ebihara, Y., M. Yamada, S. Watanabe, and M. Ejiri (2006), Fate of outflowing suprathermal oxygen ions that originate in the polar ionosphere, *J. Geophys. Res.*, *111*, A04219, doi:10.1029/2005JA011403.
- Engwall, E. (2009), Low-Energy ion escape from the terrestrial polar regions, Ph.D. thesis, Uppsala University.
- Engwall, E., A. I. Eriksson, M. André, I. Dandouras, G. Paschmann, J. Quinn, and K. Torkar (2006), Low-energy (order 10 eV) ion flow in the magnetotail lobes inferred from spacecraft wake observations, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, 6110–6114, doi:10.1029/2005GL025179.
- Engwall, E., A. I. Eriksson, C. M. Cully, M. André, P. A. Puhl-Quinn, H. Vaith, and R. Torbert (2009a), Survey of cold ionospheric outflows in the magnetotail, *Ann. Geophys.*, *27*, 3185–3201.
- Engwall, E., A. I. Eriksson, C. M. Cully, M. André, R. Torbert, and H. Vaith (2009b), Earth's ionospheric outflow dominated by hidden cold plasma, *Nature Geoscience*, pp. 24–27, doi:10.1038/NGEO387.
- Etcheto, J., and A. Saint-Marc (1985), Anomalously high plasma densities in the plasma sheet boundary layer, *J. Geophys. Res.*, *90*, 5338–5344, doi:10.1029/JA090iA06p05338.
- Fairfield, D. H. (1979), On the average configuration of the geomagnetic tail, *J. Geophys. Res.*, *84*, 1950–1958, doi:10.1029/JA084iA05p01950.
- Förster, M., G. Paschmann, S. E. Haaland, J. M. Quinn, R. B. Torbert, H. Vaith, and C. A. Kletzing (2007), High-latitude plasma convection from Cluster EDI: variances and solar wind correlations, *Ann. Geophys.*, *25*, 1691–1707, doi:10.5194/angeo-25-1691-2007.
- Frank, L. A., and D. A. Gurnett (1971), Distributions of plasmas and electric fields over the auroral zones and polar caps, *J. Geophys. Res.*, *76*(28), 6829–6846, doi:10.1029/JA076i028p06829.

- Fränz, M., E. Dubinin, E. Nielsen, J. Woch, S. Barabash, R. Lundin, and A. Fedorov (2010), Transterminator ion flow in the Martian ionosphere, *Planet. Space Sci.*, *58*, 1442–1454, doi:10.1016/j.pss.2010.06.009.
- Gkioulidou, M., C.-P. Wang, S. Wing, L. R. Lyons, R. A. Wolf, and T.-S. Hsu (2012), Effect of an MLT dependent electron loss rate on the magnetosphere-ionosphere coupling, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *117*, A11218, doi:10.1029/2012JA018032.
- Gorney, D. J., Y. T. Chiu, and D. R. Croley, Jr. (1985), Trapping of ion conics by downward parallel electric fields, *J. Geophys. Res.*, *90*, 4205–4210, doi:10.1029/JA090iA05p04205.
- Gosling, J. T., D. N. Baker, S. J. Bame, E. W. Hones, Jr., D. J. McComas, R. D. Zwickl, J. A. Slavin, E. J. Smith, and B. T. Tsurutani (1984), Plasma entry into the distant tail lobes - ISEE-3, *Geophys. Res. Lett.*, *11*, 1078–1081.
- Gosling, J. T., D. N. Baker, S. J. Bame, W. C. Feldman, and E. J. Smith (1985), North-south and dawn-dusk plasma asymmetries in the distant tail lobes - ISEE 3, *J. Geophys. Res.*, *90*, 6354–6360.
- Grard, R., K. Knott, and A. Pedersen (1983), Spacecraft Charging Effects, *Space Sci. Rev.*, *34*, 289–304, doi:10.1007/BF00175284.
- Gurnett, D. A., R. L. Huff, J. D. Menietti, J. L. Burch, J. D. Winningham, and S. D. Shawhan (1984), Correlated low-frequency electric and magnetic noise along the auroral field lines, *J. Geophys. Res.*, *89*, 8971–8985, doi:10.1029/JA089iA10p08971.
- Gustafsson, G., M. André, T. Carozzi, A. I. Eriksson, C. G. Fälthammar, R. Grard, G. Holmgren, J. A. Holtet, N. Ivchenko, T. Karlsson, Y. Khotyaintsev, S. Klimov, H. Laakso, P. A. Lindqvist, B. Lybekk, G. Marklund, F. S. Mozer, K. Mursula, A. Pedersen, B. Popielawska, S. Savin, K. Staziewicz, P. Tanskanen, A. Vaivads, and J. E. Wahlund (2001), First results of electric field and density measurements by Cluster EFW based on initial months of operation, *Ann. Geophys.*, *19*, 1219.

Haaland, S., M. Förster, and G. Paschmann (2007), High-latitude plasma convection from cluster EDI measurements: Method and IMF-dependence, *Ann. Geophys.*, pp. 239–253.

Haaland, S., G. Paschmann, M. Förster, J. Quinn, R. Torbert, H. Vaith, P. Puhl-Quinn, and C. Kletzing (2008), Plasma convection in the magnetotail lobes: statistical results from Cluster EDI measurements, *Ann. Geophys.*, *26*, 2371–2382.

Haaland, S., A. Eriksson, E. Engwall, B. Lybekk, H. Nilsson, A. Pedersen, K. Svenes, M. André, M. Förster, K. Li, C. Johnsen, and N. Østgaard (2012), Estimating the capture and loss of cold plasma from ionospheric outflow, *J. Geophys. Res.*, *117*, A07311, doi:10.1029/2012JA017679.

Hanslmeier, A. (Ed.) (2007), *The Sun and Space Weather, Astrophysics and Space Science Library*, vol. 347.

Hirahara, M., T. Mukai, T. Terasawa, S. Machida, Y. Saito, T. Yamamoto, and S. Kokubun (1996), Cold dense ion flows with multiple components observed in the distant tail lobe by Geotail, *J. Geophys. Res.*, *101*, 7769–7784, doi:10.1029/95JA03165.

hoffman, J. H. (1970), Studies of the composition of the ionosphere with a magnetic deflection mass spectrometer, *Int. J. Mass Spectrom. Ion Phys.*, *4*, 315–322.

Horwitz, J. L., C. W. Ho, H. D. Scarbro, G. R. Wilson, and T. E. Moore (1994), Centrifugal acceleration of the polar wind, *J. Geophys. Res.*, *99*, 15,051–15,064, doi:10.1029/94JA00924.

Howarth, A., and A. W. Yau (2008), The effects of IMF and convection on thermal ion outflow in magnetosphere-ionosphere coupling, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *70*, 2132–2143, doi:10.1016/j.jastp.2008.08.008.



Hultqvist, B., C. G. Fälthammar, and J. W. Dungey (1992), Book-Review - Magnetospheric Physics - Achievements and Prospects, *Planet. Space Sci.*, *40*, 592, doi:10.1016/0032-0633(92)90277-U.

Jeans, J. H. (1902), The Stability of a Spherical Nebula, *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, *199*, 1–53, doi:10.1098/rsta.1902.0012.

Kivelson, M. G., and C. T. Russell (1995), Book-Received - Introduction to Space Physics, *Science*, *269*, 862.

Kozyra, J. U. (1989), Sources and losses of ring current ions - An update, *Adv. Space Res.*, *9*, 171–182, doi:10.1016/0273-1177(89)90326-8.

Kulikov, Y. N., H. Lammer, H. I. M. Lichtenegger, T. Penz, D. Breuer, T. Spohn, R. Lundin, and H. K. Biernat (2007), A Comparative Study of the Influence of the Active Young Sun on the Early Atmospheres of Earth, Venus, and Mars, *Space Sci. Rev.*, *129*, 207–243, doi:10.1007/s11214-007-9192-4.

Li, K., S. Haaland, A. Eriksson, M. André, E. Engwall, Y. Wei, E. A. Kronberg, M. Fränz, P. W. Daly, H. Zhao, and Q. Y. Ren (2012), On the ionospheric source region of cold ion outflow, *Geophys. Res. Lett.*, *39*(18), n/a–n/a, doi: 10.1029/2012GL053297.

Li, K., S. Haaland, A. Eriksson, M. André, E. Engwall, Y. Wei, E. A. Kronberg, M. Fränz, P. W. Daly, H. Zhao, and Q. Y. Ren (2013), Transport of cold ions from the polar ionosphere to the plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, *Under review*.

Liao, J., L. M. Kistler, C. G. Mouikis, B. Klecker, I. Dandouras, and J.-C. Zhang (2010), Statistical study of O<sup>+</sup> transport from the cusp to the lobes with Cluster CODIF data, *J. Geophys. Res.*, *115*, A00J15, doi:10.1029/2010JA015613.

Liou, K., P. T. Newell, and C.-I. Meng (2001), Seasonal effects on auroral particle acceleration and precipitation, *J. Geophys. Res.*, *106*, 5531–5542, doi:10.1029/1999JA000391.

Lockwood, M., J. H. Waite, Jr., T. E. Moore, C. R. Chappell, and M. O. Chandler (1985), The cleft ion fountain, *J. Geophys. Res.*, *90*, 9736–9748, doi:10.1029/JA090iA10p09736.

Lundin, R., G. Gustafsson, A. I. Eriksson, and G. Marklund (1990), On the importance of high-altitude low-frequency electric fluctuations for the escape of ionospheric ions, *J. Geophys. Res.*, *95*, 5905–5919, doi:10.1029/JA095iA05p05905.

Lyons, L. R. (1992), Formation of auroral arcs via magnetosphere-ionosphere coupling, *Reviews of Geophysics*, *30*, 93–112, doi:10.1029/92RG00002.

Matsui, H., T. Mukai, S. Ohtani, K. Hayashi, R. C. Elphic, M. F. Thomsen, and H. Matsumoto (1999), Cold dense plasma in the outer magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *104*, 25,077–25,096, doi:10.1029/1999JA900046.

Moore, T., M. Chandler, C. Chappell, R. Comfort, P. Craven, D. Delcourt, H. Elliott, B. Giles, J. Horwitz, C. Pollock, and Y.-J. Su (1999), Polar/TIDE results on polar outflows, in *Sun-Earth Plasma Connections, Geophysical Monograph Series*, vol. 109, edited by J. Burch and R.L.Carovillano, pp. 87–101, American Geophysical Union.

Moore, T. E., and J. L. Horwitz (2007), Stellar ablation of planetary atmospheres, *Reviews of Geophysics*, *45*, doi:10.1029/2005RG000194.

Moore, T. E., C. R. Chappell, M. O. Chandler, S. A. Fields, C. J. Pollock, D. L. Reasoner, D. T. Young, J. L. Burch, N. Eaker, J. H. Waite, Jr., D. J. McComas, J. E. Nordholdt, M. F. Thomsen, J. J. Berthelier, and R. Robson (1995), The Thermal Ion Dynamics Experiment and Plasma Source Instrument, *Space Sci. Rev.*, *71*, 409–458, doi:10.1007/BF00751337.

Nilsson, H., M. Waara, O. Marghitu, M. Yamauchi, R. Lundin, H. Rème, J. Sauvaud, I. Dandouras, E. Lucek, L. M. Kistler, B. Klecker, C. W. Carlson, M. B. Bavassano-Cattaneo, and A. Korth (2008), An assessment of the role of the centrifugal acceleration mechanism in high altitude polar cap oxygen ion outflow, *Ann. Geophys.*, *26*, 145–157.

- Nilsson, H., E. Engwall, A. Eriksson, P. A. Puhl-Quinn, and S. Arvelius (2010), Centrifugal acceleration in the magnetotail lobes, *Ann. Geophys.*, *28*, 569–576.
- Noda, H., W. Baumjohann, R. Nakamura, K. Torkar, G. Paschmann, H. Vaith, P. Puhl-Quinn, M. Förster, R. Torbert, and J. M. Quinn (2003), Tail lobe convection observed by Cluster/EDI, *J. Geophys. Res.*, *108*, 1288, doi: 10.1029/2002JA009669.
- Northrop, T. G. (1963), *The Adiabatic Motion of Charged Particles*, John Wiley Interscience Publisher.
- O'Brien, T. P., and R. L. McPherron (2000), An empirical phase space analysis of ring current dynamics: Solar wind control of injection and decay, *J. Geophys. Res.*, *105*, 7707–7720, doi:10.1029/1998JA000437.
- Olsen, R. C. (1982), The hidden ion population of the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *87*, 3481–3488, doi:10.1029/JA087iA05p03481.
- Paschmann, G., J. M. Quinn, R. B. Torbert, H. Vaith, C. E. McIlwain, G. Haerendel, O. H. Bauer, T. Bauer, W. Baumjohann, W. Fillius, M. Förster, S. Frey, E. Georgescu, S. S. Kerr, C. A. Kletzing, H. Matsui, P. Puhl-Quinn, and E. C. Whipple (2001), The Electron Drift Instrument on Cluster: overview of first results, *Ann. Geophys.*, *19*, 1273–1288.
- Pedersen, A., F. Mozer, and G. Gustafsson (1998), Electric Field Measurements in a Tenuous Plasma with Spherical Double Probes, in *Measurement Techniques in Space Plasmas – Fields*, edited by R. F. Pfaff, J. E. Borovsky, and D. T. Young, pp. 1–12.
- Pedersen, A., B. Lybekk, M. André, A. Eriksson, A. Masson, F. S. Mozer, P.-A. Lindqvist, P. M. E. Décréau, I. Dandouras, J.-A. Sauvaud, A. Fazakerley, M. Taylor, G. Paschmann, K. R. Svenes, K. Torkar, and E. Whipple (2008), Electron density estimations derived from spacecraft potential measurements on cluster in tenuous plasma regions, *J. Geophys. Res.*, *113*, doi:10.1029/2007JA012636.

Riedler, W., K. Torkar, F. Rudenauer, M. Fehring, A. Pedersen, R. Schmidt, R. J. L. Grard, H. Arends, B. T. Narheim, J. Troim, R. Torbert, R. C. Olsen, E. Whipple, R. Goldstein, N. Valavanoglou, and H. Zhao (1997), Active Spacecraft Potential Control, *Space Sci. Rev.*, *79*, 271–302, doi:10.1023/A:1004921614592.

Riedler, W., K. Torkar, M. V. Veselov, Y. I. Galperin, A. Pedersen, R. Schmidt, H. Arends, F. G. Rudenauer, M. Fehring, S. Perraut, and L. V. Zinin (1998), Experiment RON for Active Control of Spacecraft Electric Potential, *Cosmic Research*, *36*, 49.

Roelof, E. C. (1997), Energetic neutral atom imaging of magnetospheric ions from high- and low-altitude spacecraft, *Advances in Space Research*, *20*, 341–350, doi:10.1016/S0273-1177(97)00689-3.

Saito, Y., T. Mukai, M. Hirahara, S. Machida, A. Nishida, T. Terasawa, S. Kokubun, and T. Yamamoto (1994), GEOTAIL observation of ring-shaped ion distribution functions in the plasma sheet-lobe boundary, *Geophys. Res. Lett.*, *21*, 2999–3002, doi:10.1029/94GL02099.

Sauvaud, J.-A., R. Lundin, H. Rème, J. P. McFadden, C. Carlson, G. K. Parks, E. Möbius, L. M. Kistler, B. Klecker, E. Amata, A. M. Dilellis, V. Formisano, J. M. Bosqued, I. Dandouras, P. Décréau, M. Dunlop, L. Eliasson, A. Korth, B. Lavraud, and M. McCarthy (2001), Intermittent thermal plasma acceleration linked to sporadic motions of the magnetopause, first Cluster results, *Annales Geophysicae*, *19*, 1523, doi:10.5194/angeo-19-1523-2001.

Sauvaud, J.-A., P. Louarn, G. Fruit, H. Stenuit, C. Vallat, J. Dandouras, H. Rème, M. André, A. Balogh, M. Dunlop, L. Kistler, E. Möbius, C. Mouikis, B. Klecker, G. K. Parks, J. McFadden, C. Carlson, F. Marcucci, G. Pallochia, R. Lundin, A. Korth, and M. McCarthy (2004), Case studies of the dynamics of ionospheric ions in the Earth's magnetotail, *J. Geophys. Res.*, *109*, A01212, doi:10.1029/2003JA009996.

Schmidt, R., H. Arends, A. Pedersen, F. Rüdener, M. Fehring, B. T. Narheim, R. Svenes, K. Kvernsveen, K. Tsuruda, T. Mukai, H. Hayakawa,

and M. Nakamura (1995), Results from active spacecraft potential control on the Geotail spacecraft, *J. Geophys. Res.*, *100*, 17,253–17,260, doi:10.1029/95JA01552.

Schunk, R. W. (2000), Theoretical developments on the causes of ionospheric outflow, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *62*, 399–420, doi:10.1016/S1364-6826(00)00017-1.

Seki, K., R. C. Elphic, M. Hirahara, T. Terasawa, and T. Mukai (2001), On Atmospheric Loss of Oxygen Ions from Earth Through Magnetospheric Processes, *Science*, *291*, 1939–1941, doi:10.1126/science.1058913.

Seki, K., M. Hirahara, M. Hoshino, T. Terasawa, R. C. Elphic, Y. Saito, T. Mukai, H. Hayakawa, H. Kojima, and H. Matsumoto (2003), Cold ions in the hot plasma sheet of Earth's magnetotail, *Nature*, *422*, 589–592.

Sharp, R. D., R. G. Johnson, and E. G. Shelley (1977), Observation of an ionospheric acceleration mechanism producing energetic /keV/ ions primarily normal to the geomagnetic field direction, *J. Geophys. Res.*, *82*, 3324–3328, doi:10.1029/JA082i022p03324.

Shelley, E. G., R. G. Johnson, and R. D. Sharp (1972), Satellite observations of energetic heavy ions during a geomagnetic storm, *J. Geophys. Res.*, *77*, 6104, doi:10.1029/JA077i031p06104.

Sotirelis, T., P. T. Newell, and C. Meng (1998), Shape of the open-closed boundary of the polar cap as determined from observations of precipitating particles by up to four DMSP satellites, *J. Geophys. Res.*, *103*, 399–406, doi:10.1029/97JA02437.

Su, Y.-J., J. L. Horwitz, T. E. Moore, B. L. Giles, M. O. Chandler, P. D. Craven, M. Hirahara, and C. J. Pollock (1998), Polar wind survey with the Thermal Ion Dynamics Experiment/Plasma Source Instrument suite aboard POLAR, *J. Geophys. Res.*, *103*, 29,305–29,338, doi:10.1029/98JA02662.

Torkar, K., W. Riedler, M. Fehringer, F. Rüdener, C. P. Escoubet, H. Arends, B. T. Narheim, K. Svenes, M. P. McCarthy, G. K. Parks, R. P. Lin, and H. Rème (1999), Spacecraft potential control aboard Equator-S as a test for Cluster-II, *Ann. Geophys.*, *17*, 1582–1591, doi:10.1007/s00585-999-1582-3.

Torkar, K., W. Riedler, C. P. Escoubet, M. Fehringer, R. Schmidt, R. J. L. Grard, H. Arends, F. Rüdener, W. Steiger, B. T. Narheim, K. Svenes, R. Torbert, M. André, A. Fazakerley, R. Goldstein, R. C. Olsen, A. Pedersen, E. Whipple, and H. Zhao (2001), Active spacecraft potential control for Cluster - implementation and first results, *Ann. Geophys.*, *19*, 1289–1302, doi:10.5194/angeo-19-1289-2001.

Tsyganenko, N. A. (2002a), A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry 1. Mathematical structure, *J. Geophys. Res.*, *107*, 1179, doi:10.1029/2001JA000219.

Tsyganenko, N. A. (2002b), A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry 2. Parameterization and fitting to observations, *J. Geophys. Res.*, *107*, 1176, doi:10.1029/2001JA000220.

Tsyganenko, N. A., and M. I. Sitnov (2005), Modeling the dynamics of the inner magnetosphere during strong geomagnetic storms, *J. Geophys. Res.*, *110*, A03208, doi:10.1029/2004JA010798.

Wayne, R. P. (1991), *Chemistry of atmospheres*.

Whalen, B. A., P. W. Daly, and W. Bernstein (1978), Low altitude acceleration of ionospheric ions, *Geophys. Res. Lett.*, *5*, 55–58, doi:10.1029/GL005i001p00055.

Winglee, R. M. (1998), Multi-fluid simulations of the magnetosphere: The identification of the geopause and its variation with IMF, *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 4441–4444, doi:10.1029/1998GL900217.

Yau, A. W., and M. André (1997), Sources of Ion Outflow in the High Latitude Ionosphere, *Space Sci. Rev.*, *80*, 1–25, doi:10.1023/A:1004947203046.

Yau, A. W., H. G. James, and W. Liu (2006), The Canadian Enhanced Polar Outflow Probe (e-POP) mission in ILWS, *Advances in Space Research*, *38*, 1870–1877, doi:10.1016/j.asr.2005.01.058.

Yau, A. W., A. Howarth, W. K. Peterson, and T. Abe (2012), Transport of thermal-energy ionospheric oxygen ( $O^+$ ) ions between the ionosphere and the plasma sheet and ring current at quiet times preceding magnetic storms, *J. Geophys. Res.*, *117*, A07215, doi:10.1029/2012JA017803.

Zhang, Y., L. J. Paxton, P. T. Newell, and C.-I. Meng (2009), Does the polar cap disappear under an extended strong northward IMF?, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *71*(17-18), 2006 – 2012, doi:DOI:10.1016/j.jastp.2009.09.005.





## 发表文章目录

Li, K., S. Haaland, A. Eriksson, M. André, E. Engwall, Y. Wei, E. A. Kronberg, M. Fränz, P. W. Daly, H. Zhao and Q. Y. Ren (2012), On the ionospheric source region of cold ion outflow, *Geophys. Res. Lett.*, 39, L18102, doi:10.1029/2012GL053297.

Li, K., S. Haaland, A. Eriksson, M. André, E. Engwall, Y. Wei, E. A. Kronberg, M. Fränz, P. W. Daly, H. Zhao and Q. Y. Ren (2013), Transport of cold ions from the polar ionosphere to the plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, Under review.

Haaland, S., K. Li, A. Eriksson, M. André, E. Engwall, M. Förster, C. Johnsen, B. Lybekk, H. Nilsson, N. Østgaard, A. Pedersen and K. Svenes (2012), Cold ion outflow as a source of plasma for the magnetosphere, Dynamics of the Earth's Radiation Belts and Inner Magnetosphere, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol 199, edited by D. Summers et al., 341-353, AGU, Washington, D.C. doi:10.1029/2012GM001317.

Haaland, S., A. Eriksson, E. Engwall, B. Lybekk, H. Nilsson, A. Pedersen, K. Svenes, M. André, M. Förster, K. Li, C. Johnsen and N. Østgaard (2012), Estimating the capture and loss of cold plasma from ionospheric outflow, *J. Geophys. Res.*, 117, A07311, doi:10.1029/2012JA017679.

**参加的会议：**

Li, K., S. Haaland, A. Eriksson, E. A. Kronberg, M. Fränz and P. W. Daly, On the source region of cold ions escaping from Earth's polar caps, EGU General Assembly, Vienna, Austria, April, 2012.

Li, K., S. Haaland, M. Andriopoulou, E. A. Kronberg, M. Fränz and P. W. Daly, The importance of cold ion outflow for magnetospheric dynamics, EPSC2012, Madrid, Spain, September, 2012.

Li, K., S. Haaland, A. Eriksson, E. A. Kronberg, M. Fränz and P. W. Daly, On the source region of cold ions escaping from Earth's polar caps, Rock'n'star, Göttingen, Germany, October, 2012.

Li, K., S. Haaland, M. André, A. Eriksson, E. Engwall and Y. Wei, On the source and fate of cold ion outflow from the polar ionosphere, AGU Fall Meeting, San Francisco, USA, December, 2012.

Li, K., S. Haaland, A. Eriksson, E. Engwall and Y. Wei, On the source and fate of cold ions from the polar ionosphere, EGU General Assembly, Vienna, Austria, April, 2013.

Li, K. and S. Haaland, The source, fate of cold ions from the polar ionosphere and asymmetry of magnetotail, ISSI meeting, Bern, Switzerland, April, 2013.

## 致 谢

值此论文完成之际，谨在此向多年来给予我关心和帮助的老师、同学、朋友和家人表示衷心的感谢！

感谢我的导师赵华研究员给了我求学的机会。赵老师对我的指导、支持和鼓励一直是我进步的源泉。我无法忘记我们在讨论问题时赵老师渊博的知识，在我遇到困难时，赵老师总是能找到新的解决办法，给我以启发。赵老师悉心的指导使我以更加严谨、细致的方式来思考科学问题。赵老师对我工作和生活上的关怀令我十分感动。

感谢我的导师任琼英副研究员。是任老师把我引进了科学的殿堂，无私地传输给我她渊博的知识，并使我对空间物理产生了浓厚的兴趣。任老师也充分尊重我的个人兴趣，为我创造了宽松的工作环境，让我有很多机会来选择我研究的方向，也使我学到了很多本专业以外的知识。没有任老师的支持，我无法取得今天的进步。

感谢我的导师，马普太阳系研究所Stein Haaland教授。在他的启发下，我开始了本文的工作。和他频繁的讨论使我的工作有很大的进展。他认真的工作态度也深深地感染了我，闲谈之中令人十分愉悦。在他的指导下，我逐渐具备了一个独立的科学工作者所具备的基本素质。

感谢空间中心的周国成老师，为我的工作提出了建议。

感谢马普太阳系研究所的老师Markus Fränz、Elena Kronberg、Patrick Daly提供无私的帮助。朝夕相处的宋利老师、Maria Andriopoulou，有幸与你们共度美好时光。

感谢一起在空间中心度过难忘而愉快时光的同学陶伟、钱浩俊、余迎庆、张翔宇和杨双，研究生院的同学冉将军。希望你们今后也一样快乐。

感谢我的好友魏勇、李光武，我们有学术讨论也有令人愉快的交谈，以及一起玩乐的好友沈金花、柴立晖、高博、Francisco Iglesias、Jan Skala。

把本文献给我最敬爱的父母，养育之恩，难于言表。感谢我的外婆和两位舅舅的关爱。