

平成 18 年度  
修士論文

極域電離圏上部におけるイオン上昇流の観測

Ion upflow observed in the polar ionosphere

北海道大学大学院理学研究科  
地球惑星科学専攻  
惑星物理学研究室

佐藤 創我

指導教官  
渡部 重十

## 要旨

極域電離圏ではポーラーウィンドやコニクスなど、イオンが超音速で磁気圏へ流出していく「イオン流出」が観測されている。また、イオン流出が起き始める電離圏高度ではオーロラによる加熱やジュール加熱に伴う数 10m/s～数 100m/s の速度をもつ「イオン上昇流」が観測されている。イオン上昇流はイオン流出の重要なソースであると考えられている。しかしながらレーダーや衛星、モデルとの比較による多角的な研究は未だ詳細に行われていない。本研究では、European Incoherent Scatter (EISCAT) Svalbard Radar (ESR), Super Dual Auroral Radar Network (SuperDARN) レーダー, Advanced Composition Explorer (ACE) 衛星, Challenging Minisatellite Payload (CHAMP) 衛星のデータを用いて、極域電離圏で見られるイオン上昇流と極域電離圏対流, 太陽風, さらに中性大気との相互関係を調査し、比較・検討を行った。

2002年4月16日から17日にかけて、また2004年6月19日に ESR 上空でイオン上昇流が観測された。しかしながらイオン上昇流が観測されている間、ESR は電子密度、電子温度、イオン温度に顕著な変化を観測しなかった。このことから、これらのイオン上昇流はオーロラによる加熱やジュール加熱を受けて局所的に発生したものでは無い可能性がある。なぜ観測の時間帯を通して電子温度・密度、イオン温度には特に顕著な変動が無かったにもかかわらず、ある時間帯だけ ESR 上空でイオン上昇流が起きていたのかが問題となる。

ACE 衛星から得られた太陽風データとの比較によると、イオン上昇流発生と太陽風磁場  $B_y$ ,  $B_z$  成分の変化が対応しているように見られるイベントもあるが、全ての対応関係が良いわけでは無かった。SuperDARN から得られた極域電離圏対流は太陽風磁場  $B_y$ ,  $B_z$  の変動に伴いその構造が変動していた。また、電離圏対流の変動がイオン上昇流の発生と対応している例も見られた。CHAMP 衛星はほとんどの軌道で電離圏対流の外側において中性大気密度が濃い箇所を観測していた。今回解析したイオン上昇流イベントについて本研究では、極域のある領域で発生したイオン上昇流がプラズマ対流によって ESR 上空まで運ばれてきたという可能性もあることを示唆した。

# 目次

## 要旨

### 1. 序論

1.1 電離圏	4
1.2 熱圏	5
1.3 電離圏と熱圏の結合	6
1.4 太陽風と磁気圏	7
1.5 極域における電離圏	9
1.5.1 磁気圏からのプラズマ粒子の流入	9
1.5.2 電離圏から磁気圏へのプラズマ粒子の流出	10
1.5.3 電離圏高度でのイオンの上昇流	11
1.5.4 極域電離圏対流	11
1.6 本研究の目的	14

### 2. 観測機器

2.1 European Incoherent Scatter (EISCAT: 欧州非干渉散乱) Svalbard Radar	17
2.1.1 European Incoherent Scatter Radar (欧州非干渉散乱レーダー)	17
2.1.2 非干渉散乱レーダーによる物理量の導出	19
2.2 Challenging Ministatellite Payload (CHAMP)	21
2.3 Super Dual Auroral Radar Network (SuperDARN)	24
2.4 Advanced Composition Explorer (ACE)	28

### 3. 観測結果

3.1 観測例 1 : 2002 年 4 月 16-17 日	31
3.2 観測例 2 : 2004 年 6 月 19 日	36

### 4. 議論

### 5. まとめ

### 謝辞

### 参考文献

# 1. 序論

## 1.1 電離圏

太陽から放射される極端紫外線は中性大気を電離させ正イオンと電子を生成し、高度約 60 km 以上に電離圏をつくり出している。正イオンおよび電子の密度は高度とともに増加し、高度約 300 km で最大となる。高度約 60 km 以下では、比較的高密度の大気分子にほとんどの電子が付着して負イオンをつくるため、同密度の正イオンと負イオンが存在する。電離圏は高さ方向に特徴的な電子密度分布の層構造を持っており、いくつかの領域に分けられる(図 1.1 を参照)。

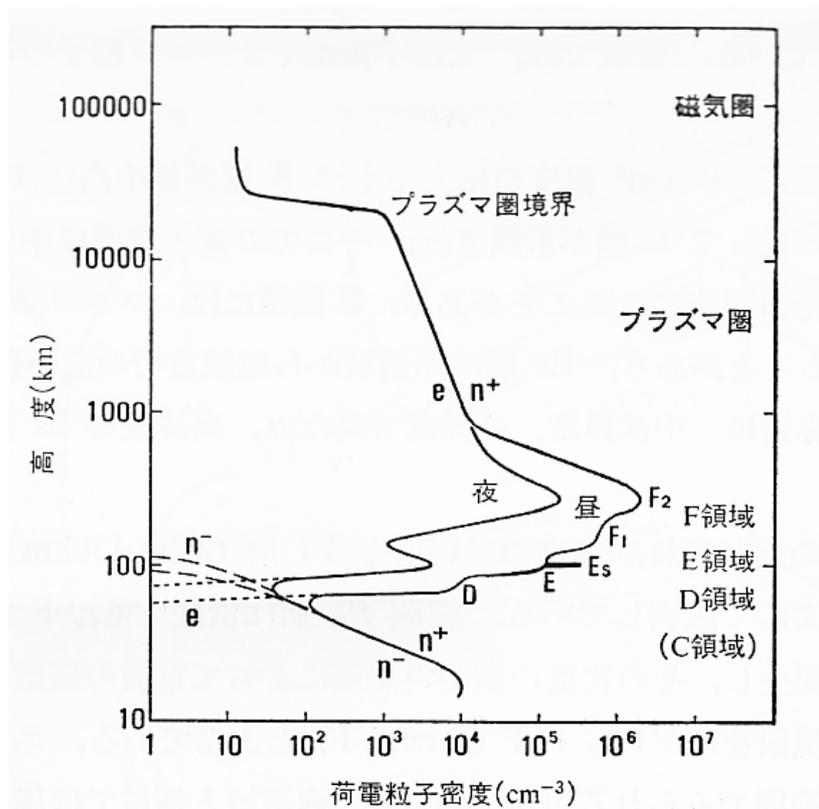


図 1.1 電離圏から磁気圏までの荷電粒子密度分布。(福西 他, 1983)

D 領域 (60-90 km 付近, 電子密度  $10^8 - 10^{10} \text{ m}^{-3}$ ) では、負電荷の粒子として負イオンと電子が共存している。極域ではオーロラ粒子の降り込みによる電離作用で電子密度が異常増加する。

E 領域 (90-130 km 付近, 電子密度  $10^9 - 10^{11} \text{ m}^{-3}$ ) では、電子密度が  $10^{11} \text{ m}^{-3}$  程度の極大を持つ E 層が日中高度 100 km 付近に存在する。極域ではオーロラ粒子の降り込みによって E 層が形成され、そこでの電子密度は中・低緯度における日中の E 層と同程度あるいはそれ以上になることがある。

F 領域 (130-700 km 付近, 電子密度  $10^{10} - 10^{12} \text{ m}^{-3}$ ) には日中二つの層が現れ, F1 層 (170 km 付近で電子密度ピーク), F2 層 (300 km 付近で電子密度ピーク) に分けられる. 夜間 F1 層は消滅する. F2 層はイオンや電子の分布が化学平衡から拡散平衡に移り変わる場所であり, 通常は電離圏の最大電子密度を持つ.

F2 層より下の高度では, 太陽紫外線等で電離したイオンおよび電子が, さらにイオン再結合や電荷交換反応といった化学反応によって消滅し, おおよそ化学平衡が成り立っている. 一方で大気密度は高さとともに減少するために, F2 層より高い高度では電離も再結合も有効に働かなくなる. 代わりにイオンや電子は中性大気中を拡散し, 重力と圧力勾配が釣り合う拡散平衡に近づこうとする. また, このときイオンと電子はその質量差によって拡散速度に差が生じるはずだが, 両者の間に静電場が働き結果的に等しい速度で拡散運動を行う. このような拡散を両極性拡散と呼ぶ.

F 領域の上側はプラズマ圏, 磁気圏へとつながっている. プラズマ圏は地球磁力線に沿って F 領域から補給されるプラズマで満たされており, 磁気圏の中ではプラズマ密度が比較的濃い領域 ( $10^8 - 10^9 \text{ m}^{-3}$ ) となっている.

## 1.2 熱圏

電離圏を理解するのに中性大気の振る舞いを知ることは重要である. 先に述べたように, 電離圏を構成するプラズマは中性大気が電離されて生成され, 中性大気との衝突を介して消滅する. また電離圏プラズマの密度は最も濃くなる高度でも約  $10^{12} \text{ m}^{-3}$  であるのに対し, 同じ高度の中性大気粒子の密度は  $10^{15} \text{ m}^{-3}$  である (図 1.2 を参照). 中性大気の組成や運動は, 化学反応や衝突を通して電離圏の構造を支配している.

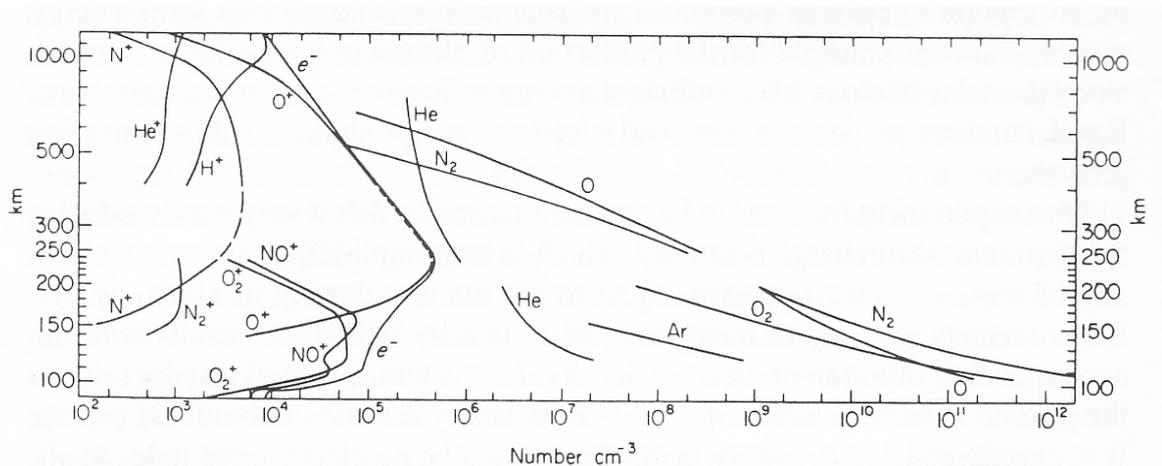


図 1.2 熱圏の大気組成. (Johnson, 1969)

高度 170 km 以下の中性大気における主な熱源は紫外線による  $\text{O}_2$  が解離される反応である. 高度 170-300 km の上層大気では極端紫外線による原子, 分子の電離反応が主要な加熱源と

なる。またイオン再結合の効果やイオンや電子が分子と衝突することによって中性大気を加熱させる。冷却は主として $\text{CO}_2$ と $\text{O}$ の赤外放射によってなされるが、電離圏高度では熱の吸収に比べて冷却効果が小さいため中性大気温度が高温になっている。このことから、この領域の中性大気は熱圏と呼ばれている。図 1.3 の左側に示すように大気は温度の概念からいくつかの領域に分けられているが、高さ領域として熱圏は電離大気の密度に着目した呼び方である電離圏（図 1.3 の右側）の高度と重なる。

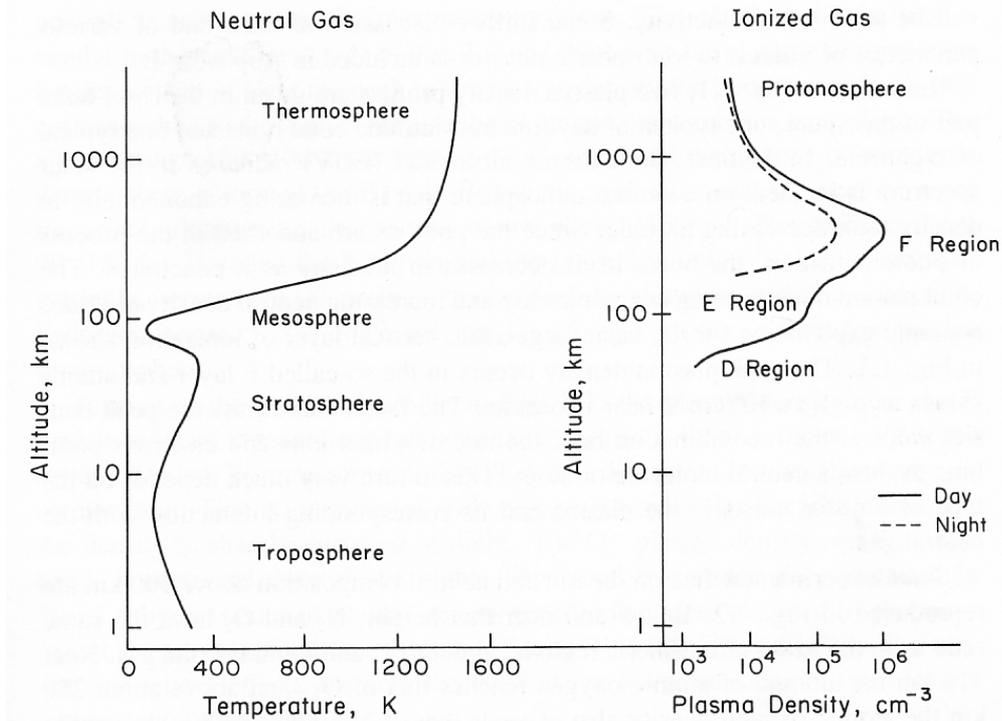


図 1.3 熱圏と電離圏の高度プロファイル。(Kelley and Hellis, 1989)

### 1.3 電離圏と熱圏の結合

熱圏の中性大気風は、中性粒子とイオンの衝突を介して電離大気に作用し、電離圏の構造を変化させる。その力学的効果は生成と消滅の化学反応効果が相対的に弱い F 領域で顕著である。F 領域の高度では、中性大気の圧力勾配にイオンドラッグ (ion drag) が拮抗している。まず地球磁場の存在する電離大気中の荷電粒子は磁力線のまわりを回転運動 (サイクロトロン運動) している。それは荷電粒子が磁場を横切って運動する際に生じるローレンツ力によるものである。高度 125 km 付近より上では、イオンのサイクロトロン角周波数が中性大気粒子に対するイオンの衝突周波数を超えるため、中性大気粒子が衝突しても電離大気は磁力線を横切って運動しにくいのである。その結果、例えば中緯度地域で赤道に向かう風は電離大気を傾いた磁力線に沿って上方へ持ち上げるといった現象が起こる。

また極域の電離圏において、イオンと中性粒子間の速度差による摩擦加熱と、電離圏電場によって引き起こされるジュール加熱は重要な加熱源である。磁場に垂直な電流を  $\vec{J}_\perp$ 、電場

を  $\vec{E}_\perp$  とすると摩擦加熱及びジュール加熱は

$$Q = \vec{J}_\perp \cdot \vec{E}_\perp$$

で表される．さらに電流は  $\vec{J}_\perp = \sigma \vec{E}_\perp$  で置き換えられるので

$$Q = \sigma E_\perp^2$$

となる．ここで  $\sigma$  は電離圏の電気伝導度である．電離圏における電気伝導度は E 層で最も大きい値をもつので  $Q$  も E 層で最も大きい．イオン速度の時間変動が激しいときはそれに伴い電場が変動し、摩擦加熱はジュール加熱よりも大きくなるが、イオンの速度と中性粒子の速度が時間に対して一定の状態では摩擦加熱とジュール加熱は同じ値である．

## 1.4 太陽風と磁気圏

地球の磁場は周辺空間に双極子的に広がっている．そして太陽からは超音速のプラズマの流れ（太陽風）が吹き出しており地球磁場は有限の領域に閉じ込められている．これが磁気圏である．太陽風の温度は約  $10^5$  K である．太陽風の速度は平均的に 400-500 km/s であり、超音速で流れているため、地球磁気圏の太陽風側に衝撃波面（ショックフロント）が形成される．地球の中心から磁気圏の境界面までの距離は、太陽に向かった先端で地球半径の約 11 倍、側面では約 15 倍程度であり、太陽と反対側は彗星の尾のように、地球半径の数百倍より遠くまで長く伸びている．磁気圏内部は主として陽子と電子からなるプラズマによって満たされているが、そのプラズマの温度や密度などの性質の違いからいくつかの領域に分けられる（図 1.4 参照）．

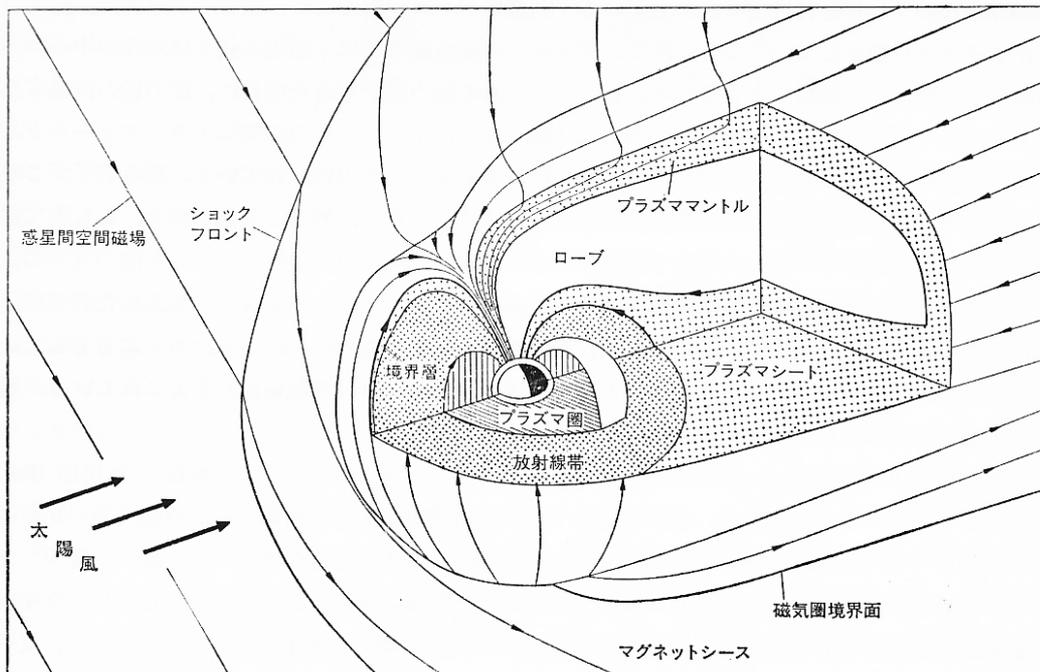


図 1.4 磁気圏の構造図（福西 他，1983）

太陽風プラズマはここで熱化された後、磁場結合（merging）の過程によって磁気圏境界面を横切って磁気圏の中に流入する。流入したプラズマの大部分は磁気圏内部のいくつかの領域へと供給される。しかし流入したプラズマの一部は、カスプ領域を通して磁力線に沿って昼側の高緯度電離圏に降下する。カスプ領域は夜側の尾部に向かう開いた磁力線と昼側に向かう閉じた磁力線の境界領域である（図 1.5 参照）。

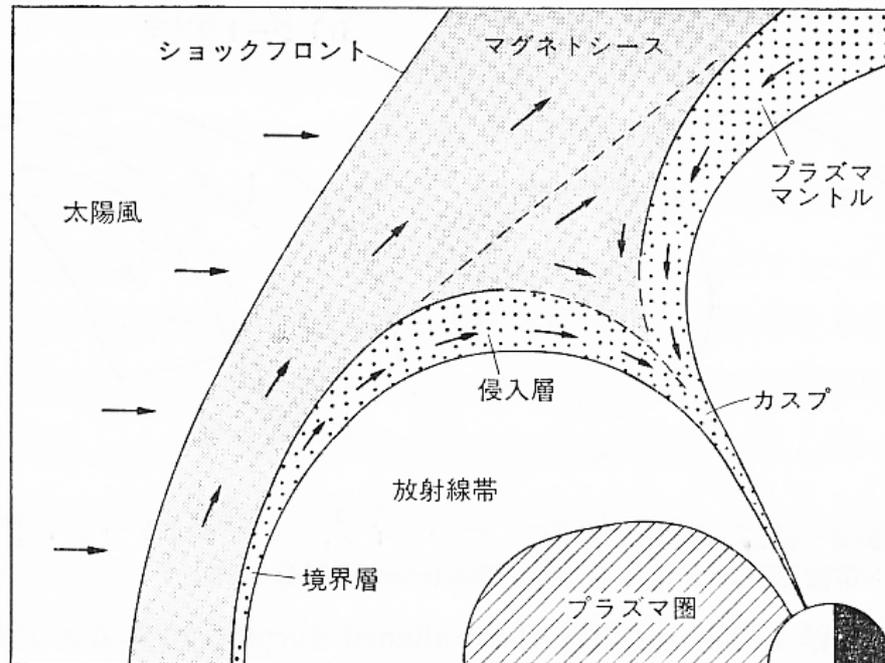


図 1.5 磁気圏境界の構造（福西 他, 1983）

カスプ領域の磁力線を地球に向かってたどると、昼側の磁気緯度  $75^\circ$  付近に対応する。磁場結合は太陽風が運んできた惑星間空間磁場（IMF）が南向きのときに起こりやすい。磁気圏前面での地球磁場は北向きなので、磁力線どうしの結合が起こりやすいのである。太陽風の磁場とつながった地球磁力線は、開いた磁力線となり夜側へと運ばれる。図 1.6 に結合の様子を示す。南向き IMF①が磁気圏境界面に会うとき地球磁場①と結合する。その後②から⑥へと進んでいき太陽風の運動量が磁気圏に流入されるとともに、太陽風粒子が磁気圏に進入する。それぞれの磁力線は太陽風磁場によって夜側へと引っ張られていく。磁力線の張力のため磁力線の磁気圏部分（図で影になっている部分）も夜側方向へと運ばれる。そして夜側の  $100\text{-}200\text{ Re}$  付近で二つの開いた磁力線は再び出会い再結合（reconnection）する（⑦で印されている）。磁気的な張力のために⑧で印されている磁力線は地球方向へと引き戻され、それに凍結したプラズマは地球方向へと運ばれる。

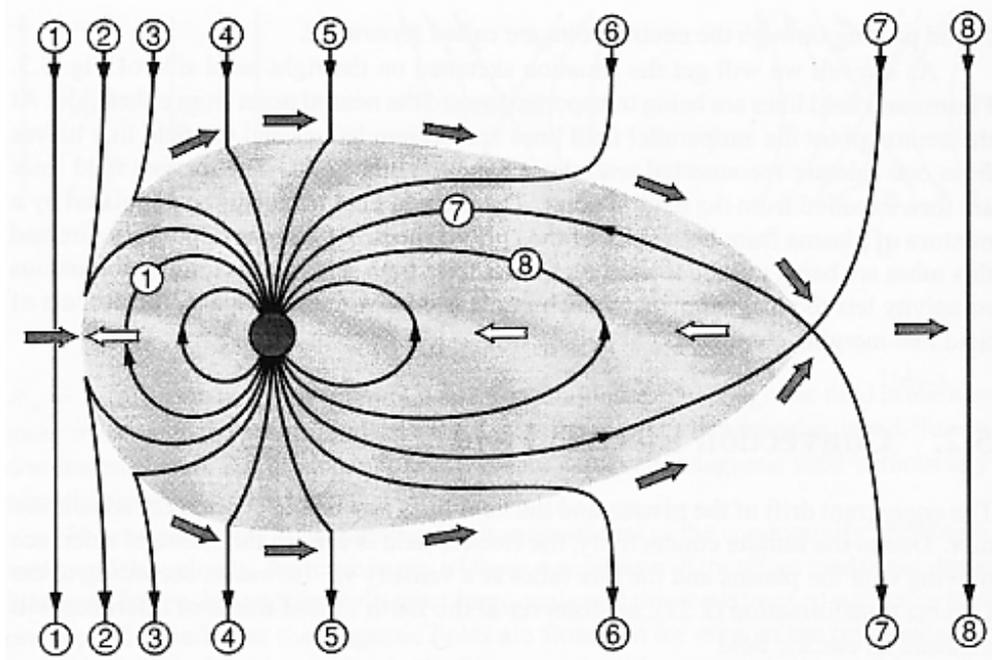


図 1.6 磁気圏での磁力線の結合と再結合. (Baumjohann and Treumann, 1997)

## 1.5 極域における電離圏

上に示したように極域における電離圏は、磁力線によって磁気圏とつながっており、磁気圏と電離圏との間で運動量や粒子のやりとりが行われている。

### 1.5.1 磁気圏からのプラズマ粒子の流入

磁気圏から電離圏へプラズマが降り込んでくる領域は主にカस्प領域およびオーロラオーバル領域である (図 1.7 参照)。

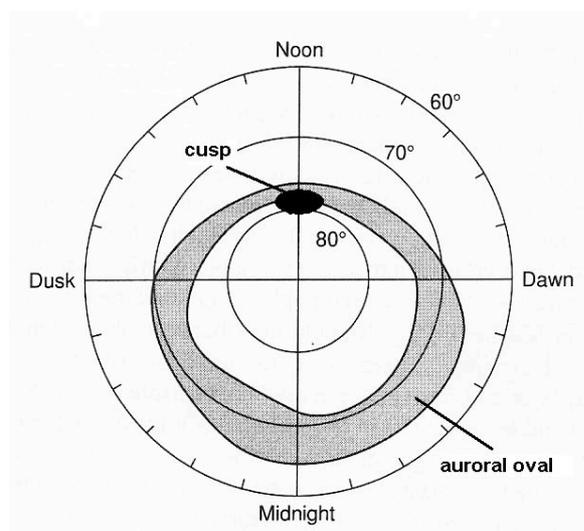


図 1.7 オーロラオーバルとカस्प. (Baumjohann and Treumann, 1997 一部改)

磁気圏へと流入した太陽風プラズマのほとんどは磁気圏境界面に沿って流れていくが、その一部は地球磁場の裂け目であるカスプ領域に侵入する。カスプ領域は磁力線に沿って昼側クレフト領域へとつながっている。クレフト領域に降下した太陽風プラズマは、この領域にオーロラを発生させると同時にF層電子密度を上昇させる。また、境界面に沿って流れていくほとんどの太陽風プラズマはその後磁気圏内のいくつかの領域に侵入し、効果的に加熱などを受けてそれぞれの領域から磁力線に沿って極域電離圏のオーロラオーバル領域へ降り込む（図 1.8 参照）。オーロラオーバル領域ではオーロラ電子の降下に伴って電子密度の増加が見られる。

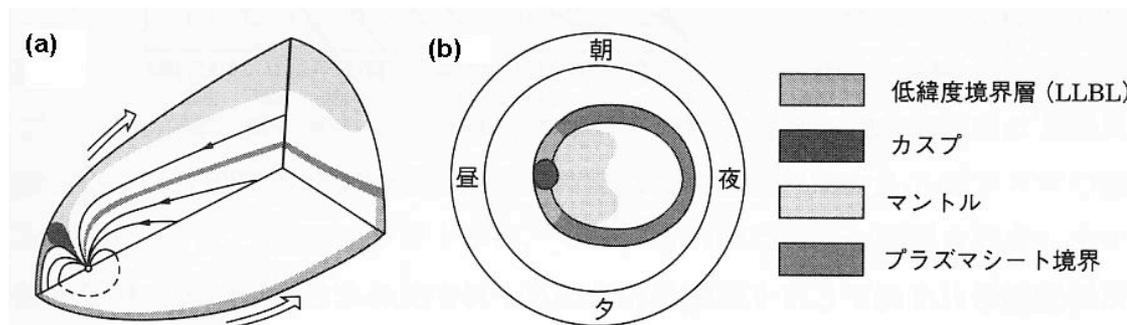


図 1.8 (a)磁気圏の断面図（北半球の子午面，夕方側赤道面で切っている）(b)磁気圏内の各領域の極域電離圏への投影。（恩藤と丸橋，2000）

### 1.5.2 電離圏から磁気圏へのプラズマ粒子の流出

極域電離圏では、電離圏から磁気圏へのプラズマの流出が起きている。地球脱出速度（約 11 km/s）を超えるようなイオンの流出（ion outflow）は、太陽風プラズマとともに磁気圏プラズマの重要な供給源の一つである（Chappell, 1988）。

1960年代、磁力線に沿って流体的な圧力差があるために、高緯度の開いた磁力線上では重力の束縛を振り切るのに十分な温度をもった軽いイオン（ $H^+$ ,  $He^+$ ）が、超音速で磁気圏に向かって流出していくというポラーウィンドが予言された（Nishida, 1966; Banks and Holzer, 1968）。その後実際に衛星によって $H^+$ ,  $He^+$ ,  $O^+$ が上向きに流れる現象が確認された（Watanabe et al., 1992; Abe et al., 1993）。しかしながら古典的なポラーウィンドの理論では $H^+$ ,  $He^+$ などの軽いイオンを流出させることは出来るが、 $O^+$ などの重いイオンを流出させることは出来ない。重い酸素イオンを事前に電離層レベルで加熱するメカニズムが必要になり、現在この方面の研究が進んでいる。

またイオンの流出現象に、コニクスと呼ばれる状態がある。磁力線に垂直方向にイオンが加速される現象が衛星により観測されている。垂直方向へ加速された粒子にはローレン力がかかるが、このときローレン力には磁場の弱い方向への成分が生まれる。よって粒子は磁場の弱い方向（すなわち上向き）に移動する。粒子が上昇する際、第1断熱不変量

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B}$$

が保存するため、磁場に垂直な速度  $v_{\perp}$  はしだいに小さくなる。粒子のエネルギーは一定であるのでそれに伴い磁力線に平行方向の速度が大きくなり、粒子のピッチ角 (pitch angle  $\alpha$  ( $\tan\alpha = v_{\perp}/v_{\parallel}$ )) は小さくなっていく。コニクスと呼ばれる状態は、ピッチ角が有限の値をもっている状態で、数千 km 高度では数十度程度である。コニクスの生成および高々度での加熱は、波動によると考えられている。

### 1.5.3 電離圏高度でのイオンの上昇流

極域電離圏では磁気圏へ向けて  $H^+$ ,  $He^+$  などの軽いイオンだけでなく、 $O^+$  などの重いイオンも流出していることが観測されているが、どのようなメカニズムによって重力を振り切るような加速を得ているのか、未だ解明されていない。このことを理解するためにも、実際にイオンが加熱・加速を受けている電離圏高度でのプラズマの動きを知ることが重要である。これまで人工衛星や地上からの観測で、電離圏高度で数 10 m/s ~ 数 100 m/s の速度をもつような沿磁力線方向のイオンの運動が多く観測されている (Keating et al., 1990; Wahlund et al., 1992; Ogawa et al., 2000; Ogawa et al., 2003)。このようなイオンの上昇運動を、地球脱出速度を超えて磁気圏へと流出することのできる「イオン流出」と区別して「イオン上昇流 (ion upflow)」と呼ぶ。イオン上昇流はイオン流出のソースとして重要だと考えられている (Semeter et al., 2003)。

Wahlund et al. (1992) は 1989 年と 1990 年に行った EISCAT レーダー観測から得られた結果から、イオン上昇流現象を 2 つに分類した。1 つは磁場に垂直な方向の電場が増大し、摩擦加熱によってイオン温度が大きくなるものである。高度方向にイオン温度の勾配があると結果的に圧力勾配が生じ、イオンや電子を上昇させる。2 つ目は電子の降り込みによって生じるイオン上昇流である。電子の降り込みによって高度約 200-300 km の電子密度と温度が増大すると、結果的に電子の圧力勾配が生じ電子が上昇する。さらに両極性電場を介してイオンが上昇する。

### 1.5.4 極域電離圏対流

磁気圏内に進入してきたプラズマはどこかで失われない限り磁気圏内に蓄えられる。ここではプラズマが磁気圏外に失われないとして、その移動について考える。閉じた磁気圏内のプラズマが太陽風の粘性によって流れる様子を図 1.9 に示す。磁気圏境界面の外側を太陽風が夜側方向へ流れることによって、閉じた磁気圏内のプラズマが対流を起こしている様子が

分かる.

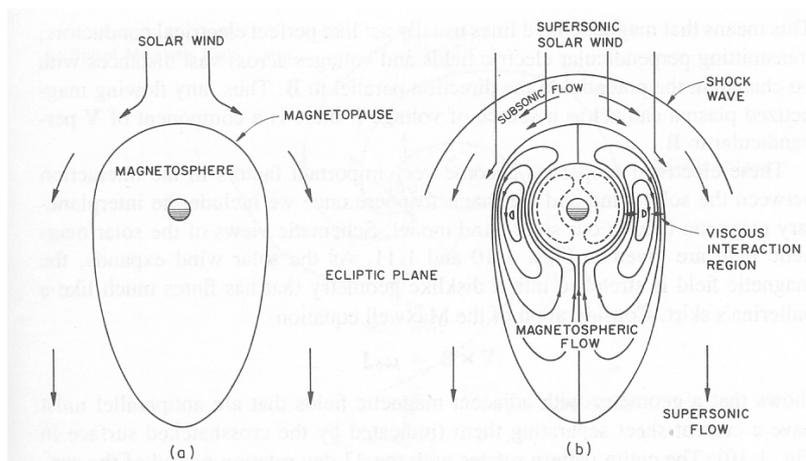


図 1.9 閉じた磁気圏に吹き付ける太陽風と磁気圏内のプラズマの流れ. (Kelley and Hellis, 1989)

磁気圏を赤道面で切った断面でのプラズマの流れを図 1.10 に示す. 朝方, 夕方側で, 太陽風の粘性によって磁気圏境界に沿って磁力線が反太陽方向に流れていくようすが示されている. 流体は, 一般に連続になろうとする性質があることから, この反太陽方向の流れを補う太陽方向への流れがその内側にできる. そして図 1.10 にハッチされているように, 二つ目玉の大きな対流が生成される. このハッチされた領域は低緯度境界層 (LLBL) と呼ばれている.

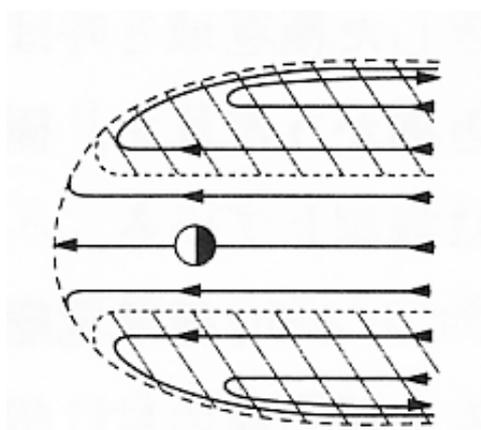


図 1.10 磁気圏の赤道面でのプラズマの流れ. 左側が太陽方向. ハッチしている領域が LLBL. (恩藤と丸橋, 2000)

電離圏対流の生成機構も, この粘性の作用と性質的に全く同じように考えられる. 粘性相互作用によって運ばれる磁気圏と電離圏の対流の様子を図 1.11 に示す. 図 1.11 は簡単のため IMF 南向きの場合の, 北半球の夕方側半分について描かれている.

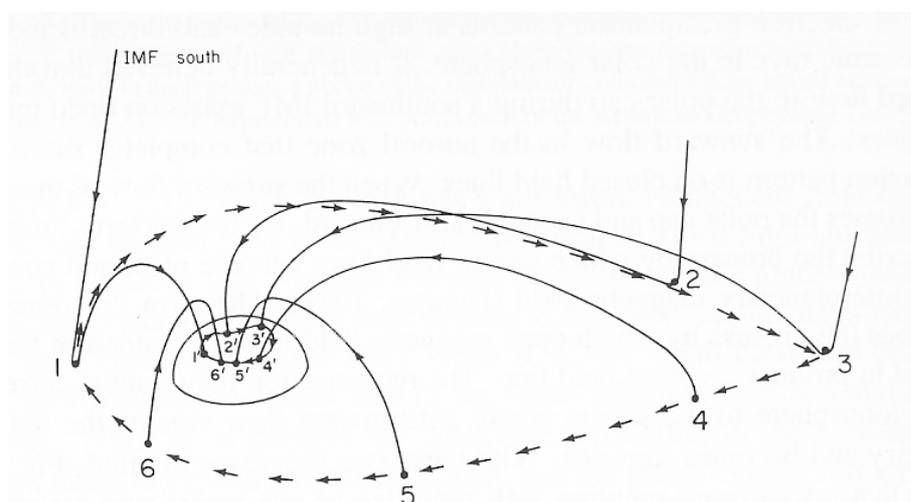


図 1.11 IMF 南向きのときの地球磁場の対流．北半球の夕方側半分について描かれている．  
(Kelley and Hellis, 1989)

図中の 1 で地球磁場が太陽風磁場と結合し夜側方向へと運ばれる．そして 3 で再結合を起こし閉じた地球磁場は 4, 5, 6 と移動する．これに伴って磁力線の付け根は 1' から 6' へと移動し地球上に書かれた小さい矢印の方向に対流する．地球を北極側から見た対流の様子を図 1.12 に示す．2 つのセルに分かれた極域電離圏対流の構造が示されている．この対流模様は静電ポテンシャルの構造と等しく，朝側のセルが高ポテンシャル，夕側のセルが低ポテンシャルとなっている．プラズマは電場と磁場に垂直な方向に  $(\mathbf{E} \times \mathbf{B}) / B^2$  ドリフトをするため，電離圏対流と同等の軌跡を描いている (Cowley, 1982)．

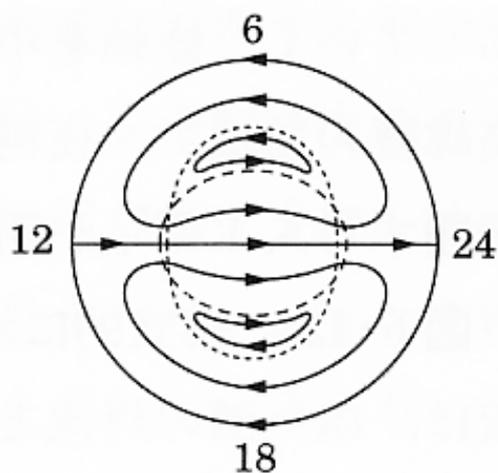


図 1.12 極域電離圏の対流構造．北から見た図．左が太陽方向．(恩藤と丸橋, 2000)

この 2 つのセルに分かれた対流パターンは IMF が北向きであるか南向きであるか，また  $y$  成分が正か負によって大きく変動する (Heelis and Hanson, 1980; Heelis, 1984) (図 1.13 と図 1.14 を参照)．IMF が南向きのとき，対流パターンははっきりと 2 つのセルに分かれる．そして IMF の  $y$  成分がほぼゼロのときは高ポテンシャルのセルが朝側に，低ポテンシャルの

セルは夕側に位置する．  $y$  成分が正のときは，朝側にいた高ポテンシャルのセルが夜側へ，夕側にいた低ポテンシャルのセルが昼側へ移動する． 逆に  $y$  成分が負のときは高ポテンシャルのセルが朝側から昼側へ，低ポテンシャルのセルが夕側から夜側へと移動する． IMF が北向きのときは対流構造は少し複雑になる (Cowley, 1982)． IMF 北向きのときの  $y$  成分の変化と対流パターンの変動とは関連付けることが難しいが，大まかに分けると図 1.15 のようになる．

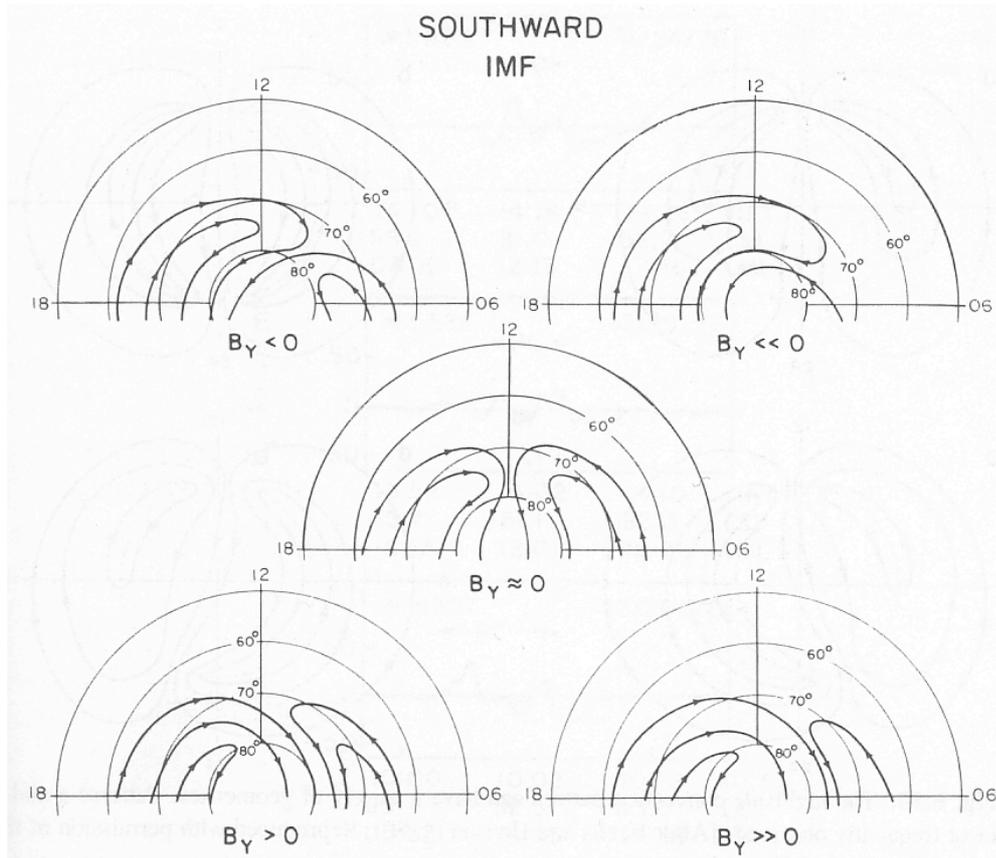


図 1.13 IMF 南向きのときの  $y$  成分の違いによる電離圏対流構造の変化 (昼側)． (After Heelis, 1984)

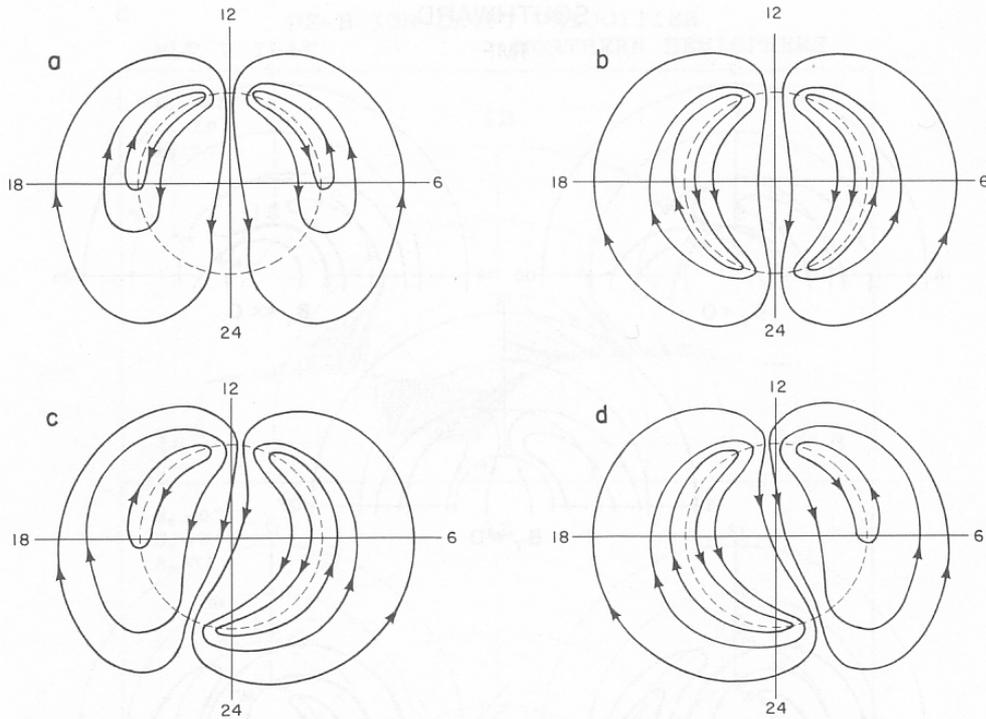


図 1.14 IMF 南向きのときによく見られる電離圏対流構造のパターン. (After Heelis and Hanson, 1980)

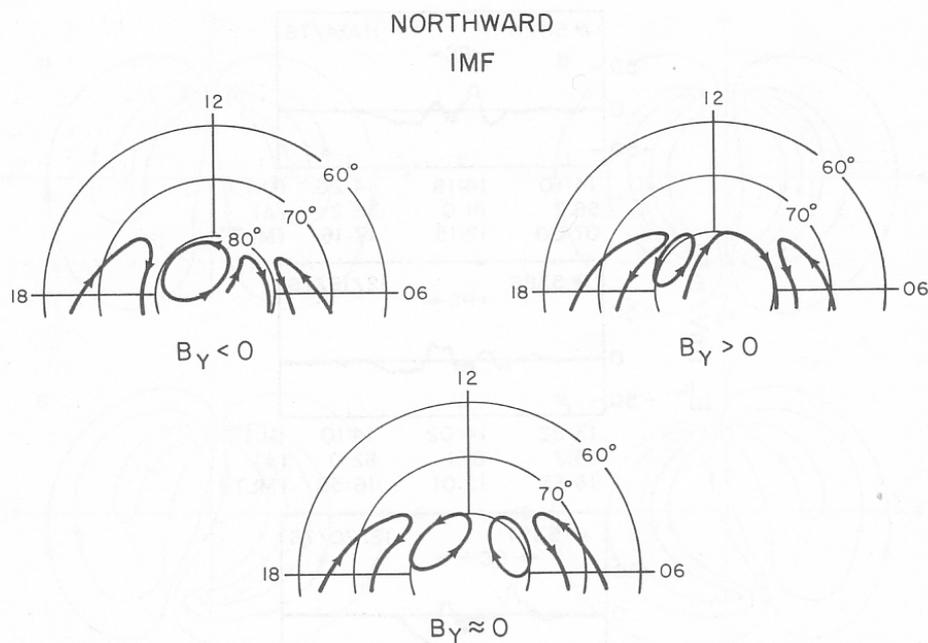


図 1.15 IMF 北向きのときの  $y$  成分の違いによる電離圏対流構造の変化. (After Heelis et al., 1986)

## 1.6 本研究の目的

イオン流出が始まる高度でのイオン上昇流について、これまでさまざまな研究がなされてきたが、その発生機構については未だ解明されていない。また、イオン上昇流と極域電離圏対流等について、レーダーや衛星、モデルとの比較による多角的な研究は詳細に行われていない。本研究では、欧州非干渉散乱(EISCAT)スバルバルレーダー(ESR)、SuperDARNレーダー、ACE衛星、CHAMP衛星のデータを用いて、極域電離圏で見られるイオン上昇流と極域電離圏対流、太陽風、さらに中性大気との相互関係を調査し、比較・検討を行った。イオン上昇流が起きていた時間帯に ESR で観測された電子密度・温度、イオン温度に顕著な変化が無いデータに着目し、イオン上昇流発生の原因を考察した。

## 2. 観測機器

### 2.1 European Incoherent Scatter Radar (EISCAT : 欧州非干渉散乱レーダー) Svalbard Radar

#### 2.1.1 European Incoherent Scatter Radar

EISCAT では現在 UHF レーダーシステム, VHF レーダーシステム, ESR の3つが稼働している.

UHF レーダーの送信機はノルウェーのトロムソ (地理座標  $69.59^{\circ}$  N,  $19.23^{\circ}$  E, 地磁気座標  $67.09^{\circ}$  N,  $116.38^{\circ}$  E) に設置されており, 受信機はトロムソ, フィンランドのソダンキラ (地理座標  $67.36^{\circ}$  N,  $26.63^{\circ}$  E, 地磁気座標  $63.92^{\circ}$  N,  $119.99^{\circ}$  E), スウェーデンのキルナ (地理座標  $67.86^{\circ}$  N,  $20.44^{\circ}$  E, 地磁気座標  $65.35^{\circ}$  N,  $115.46^{\circ}$  E) の3カ所に設置しており電離層からの散乱波を受信する. 出力周波数は約 930 MHz である. このシステムの大きな特徴は地上3カ所から電離層の散乱波を受信することであり, プラズマの速度を3次元で測定することが出来る.

VHF レーダーはトロムソに送信機と受信機を設置している. 出力周波数は 224 MHz である. 1つが  $40\text{ m} \times 30\text{ m}$  のアンテナを4つ組み合わせた可動式シリンダー型アンテナから成り, 同時に最大4方向の観測が可能である.

ESR は EISCAT Svalbard Radar の略で, スヴァールバル諸島ロングイヤービーエン (地理座標  $78.09^{\circ}$  N,  $16.03^{\circ}$  E, 地磁気座標  $74.63^{\circ}$  N,  $128.91^{\circ}$  E) に設置されている. 出力周波数は 500 MHz である. ESR には2つのアンテナがあり, 1つは直径 32 m の可動式で方位方向に  $360^{\circ}$ , 仰角は  $0^{\circ}$  から  $180^{\circ}$  まで動かすことが出来る. もう1つは直径 42 m の固定型で, 磁力線方向を向いている.

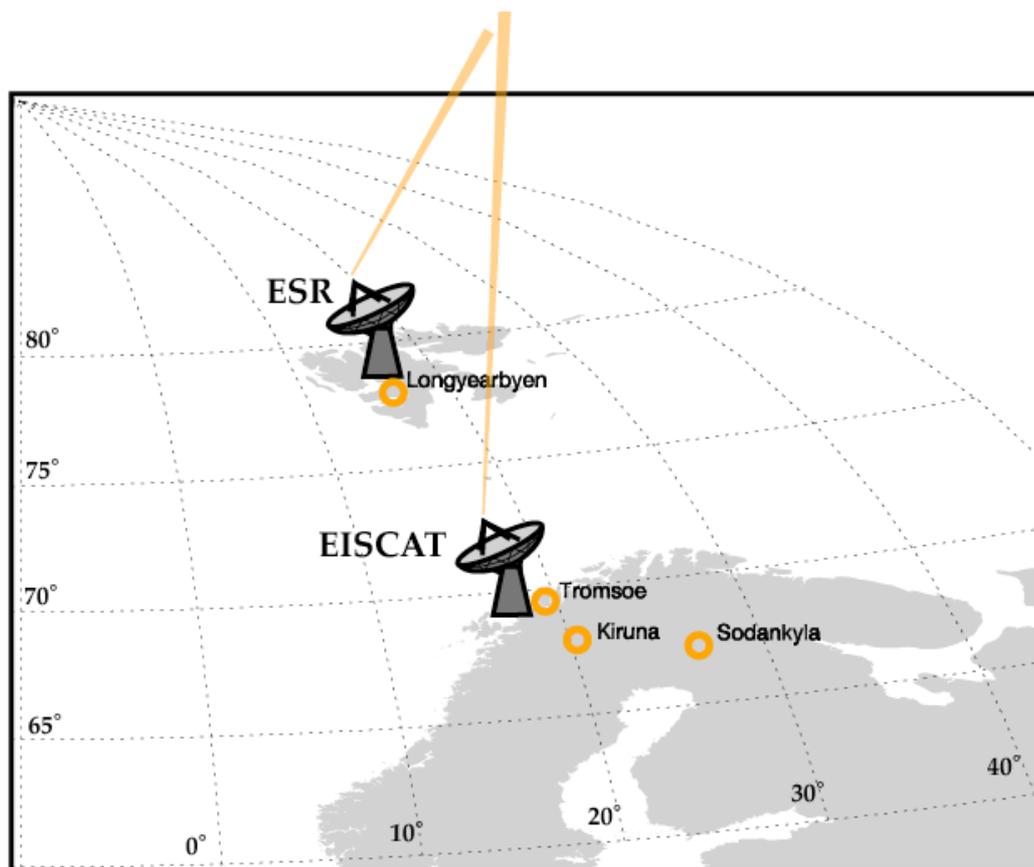


図 2.1 EISCAT の UHF レーダー, VHF レーダー, ESR それぞれの位置.  
 (<http://sknet1.stelab.nagoya-u.ac.jp/~eiscat/data/EISCAT.html>)



図 2.2 ESR 直径 42 m のレーダー.



図 2.3 (奥) ESR 直径 32 m の可動式レーダー, (手前) 42 m レーダー.

### 2.1.2 非干渉散乱レーダーによる物理量の導出

非干渉散乱 (Incoherent Scatter) レーダーは, 地上から発射した電磁波のうち電離圏プラズマ中の自由な (または拘束の弱い) 荷電粒子によって散乱 (トムソン散乱) された非干渉散乱波を受信している. それにより高度約 100 km から 800 km まで (電離圏 E 層, F 層に相当) の, 沿磁力線方向の電子密度, 電子温度, イオン温度, イオン速度を測定している (Buchert et al, 1999) (EISCAT の物理量導出の論文探した方がいい). 非干渉散乱レーダーは散乱波の電力束密度とドップラーシフトを利用することでこれらの物理量を導出している.

・ 電力束密度の利用（電子密度の導出）

電力束密度  $P_0 [W/m^2]$  の電波が高度  $h [m]$  にある電子密度  $N [m^{-3}]$ , 容積  $V [m^3]$  の電子雲に照射されたとき, 地上の単位面積に戻ってくる散乱波の電力束密度  $P$  は

$$P = \frac{P_0 \sigma N V}{4\pi h^2}$$

となる. ここで  $\sigma$  は 1 個の電子の散乱断面積で電子半径を  $r_e$  とすると  $\sigma = 8\pi r_e^2/3$  で表される. したがって, 散乱波の電力束密度を測定することで電子密度  $N(h)$  を求めることができる.

・ ドップラーシフトの利用（電子温度, イオン温度, イオン速度の導出）

電離圏の電離大気は, 自由電子とほぼ同量のプラスイオンが存在しており電氣的に中性なプラズマとなっている. このとき, 自由電子は自身の熱運動で飛び回ろうとするがプラスイオンの作る静電場によって引き戻される. この 2 つの作用が釣り合う距離をデバイ長  $\lambda_D$  といい,

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}}$$

で表される. ここで  $\epsilon_0$  は真空の誘電率,  $k_B$  はボルツマン定数,  $e$  は電荷素量である. 例えば電子温度を  $T_e \approx 2000 [K]$ , 電子密度を  $n_e \approx 10^{11} [m^{-3}]$  とすると  $\lambda_D = 9.72 \times 10^{-3} [m]$  となる. プラズマ中へ発射する電波の波長がデバイ長より十分に短い場合, 地上へ帰ってくる散乱波は電子の熱運動によってドップラーシフトしているが, デバイ長よりも十分に長い場合, 散乱波はイオンの疎密波によってドップラーシフトしている. デバイ長よりも十分に長い電磁波を受けて散乱波を生じている粒子はイオンでも電子でもあるが, 電子はイオンに捕捉されているため結果的にイオンの運動を測定していることになるのである. 非干渉散乱レーダーで用いる電波の波長は ESR で約 0.6m であり, デバイ長より十分に長い. イオンの疎密波をイオン音波といい, その位相速度は

$$v_+ = \sqrt{\frac{k_B T_i}{m_i} \left( 1 + \frac{T_e}{T_i} \right)}$$

である. ここで  $T_i, T_e$  はイオン温度, 電子温度,  $m_i$  はイオン質量である. 送信電波の振動数を  $\nu_0$ , 散乱波の振動数を  $\nu$  とすると, イオン音波によってドップラーシフトを起こす後方散乱波の振動数のずれ ( $\Delta\nu$ ) は

$$\Delta\nu = \nu - \nu_0 = \nu_0 \left( \frac{c + v_+}{c - v_+} - 1 \right) \approx \nu_0 \left( 1 + 2 \frac{v_+}{c} - 1 \right) = 2 \frac{\nu_+}{\lambda_0}$$

となる.  $\lambda_0$  は送信電波の波長とする. 受信するスペクトルは送信したスペクトルよりこの  $\Delta\nu$  だけずれたものとなり, これを測定することにより視線方向のイオン速度, 電子温度, イオン温度を導出することが出来る.

ESR で得られるデータの例として Ogawa et al. (2000) で使われたデータを挙げる (図 2.4 参照). 1998 年 7 月 6 日 0700-1100 UT に高度約 100-900km の幅で観測された (a) 電子密度,

(b)沿磁力線方向のイオン速度, (c)電子温度, (d)イオン温度である.

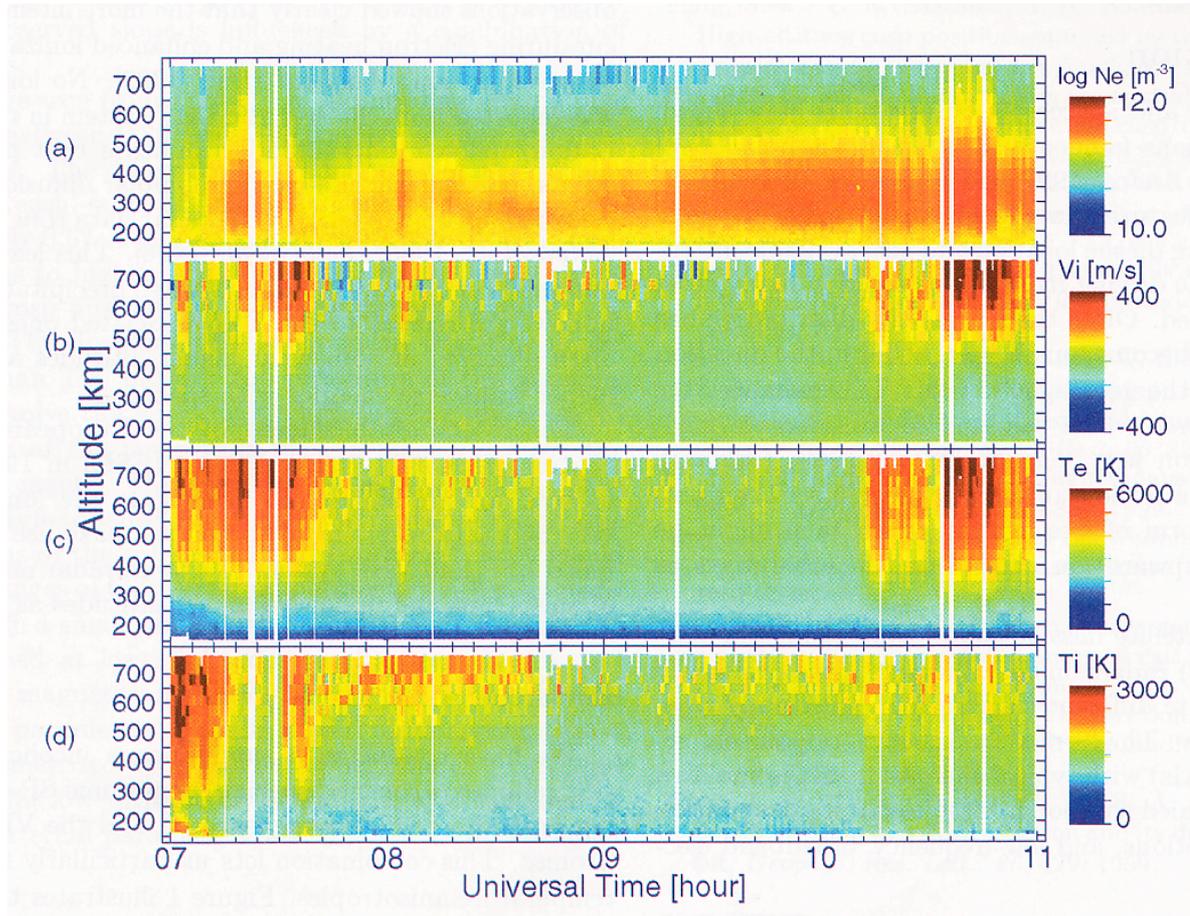


図 2.4 ESR で得られた極域電離圏におけるプラズマの物理量. (Ogawa et al., 2000)

この図から 0700-0740 UT, 0805 UT, 1010UT 以降に沿磁力線方向のイオン上昇流が起きている様子が分かる. また同時刻に電子温度の上昇やイオン温度の上昇などもあることが分かる.

## 2.2 Challenging Ministatellite Payload (CHAMP)

CHAMP 衛星は高度 400km で約 90 分かけて地球を一周する極軌道衛星である. 熱圏・電離圏の電子密度, 電子温度, 中性大気密度, 軌道に対して垂直成分の中性風速度を観測している (Luhr et al., 2002). 中性大気密度と中性風速度は, 衛星が大気中を通過したときに受ける大気ドラッグを, 搭載された加速計で測定することにより導出している (Liu et al., 2005; Liu et al., 2006). 大気ドラッグによって衛星が受ける加速度  $\bar{a}$  は

$$\bar{a} = -\frac{1}{2} \rho \frac{C_d}{m} A_{eff} V^2 \bar{v}$$

で与えられる. ここで  $\rho$  は熱圏の大気密度,  $C_d$  はドラッグ係数,  $m$  は衛星の質量 (CHAMP

は 520km),  $V$ は衛星が観測した全速度,  $\vec{v}$ はラム方向の単位ベクトルである. この式から中性大気の密度が導出できる. 衛星の進む方向を  $x$ , その垂直右方向を  $y$  とすると

$$V^2 = V_x^2 + V_y^2$$

で表記できる. その場の中性風の  $x$  成分は CHAMP の進む速度 (7.62 km/s) に比べて十分小さいので無視でき,  $V_x \approx 7.62[\text{kms}^{-1}]$ となる.  $V_y$ は中性大気風の  $y$  成分と, CHAMP に対する地球の自転速度 (490 cos(緯度)[m/s]) を  $y$  方向へ投影したものからなる.

加速度  $\vec{a}$  の式からただちに

$$\frac{V_y}{V_x} = -\frac{a_y}{a_x}$$

が導かれる. また  $V_y$  は地球の自転速度  $V_c$  と極軌道衛星の場合の東向き中性風の速度  $V_{zonal}$  との合計でほぼ表されるので

$$U_{zonal} = V_y - V_c = -\frac{a_y}{a_x} V_x - V_c \approx -\frac{a_y}{a_x} 7.62(\text{kms}^{-1}) - V_c$$

となる. よって中性風の速度が導出できる.

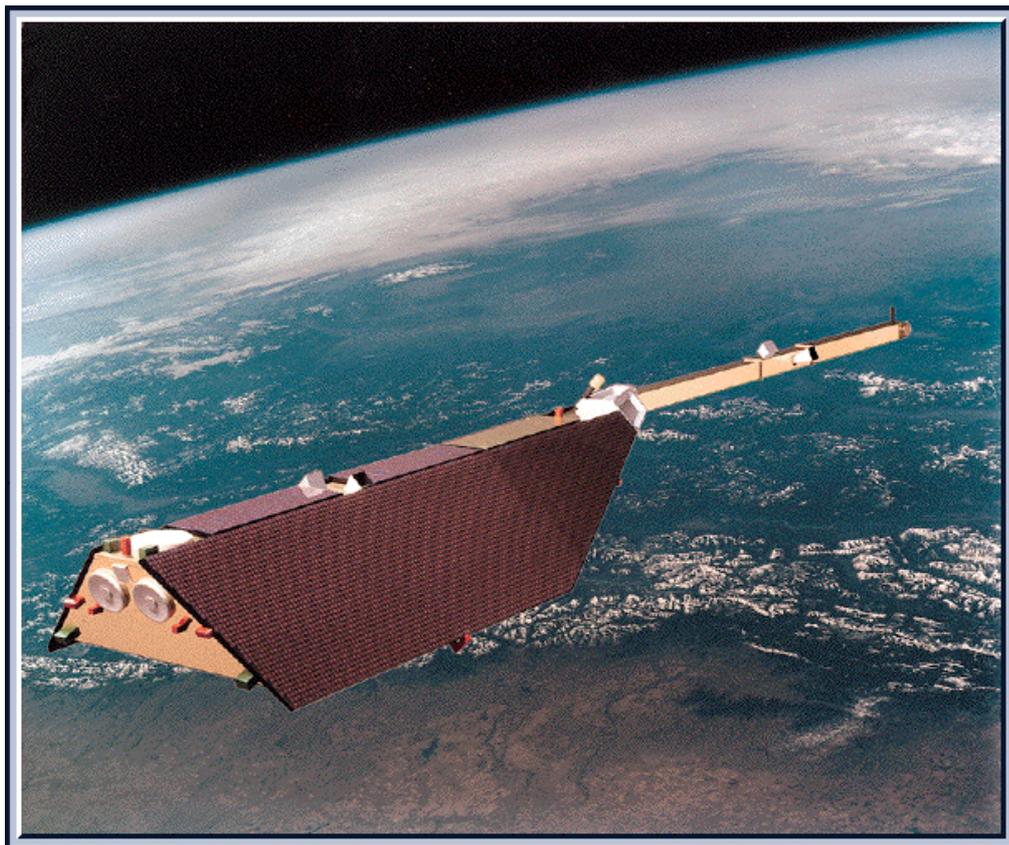


図 2.5 CHAMP 衛星. (<http://www.gfz-potsdam.de/news/foto/champ/>)

CHAMP 衛星で得られるデータの例として Liu et al. [2005] で使われたものを図 2.6 と図 2.7 に挙げる. 図 2.6 は低緯度から中緯度までの電子密度, 図 2.7 は両極域の中性大気密度である. とともに 2002 年の一年間に CHAMP 衛星が観測したデータを平均したものであるが,

図 2.6 に使われているものは地磁気静穏日 ( $K_p=0-2$ ) に得られたデータ, 図 2.7a は地磁気静穏日で b は地磁気擾乱日に得られたデータである.  $K_p$  指数とはサブオーロラ帯 (オーロラオーバルの少し赤道側) に設置された 13カ所の観測所で計測された地磁気擾乱の振幅を 3 時間ごとに算出した 28 段階の指数である. 地磁気の擾乱の程度を表す指数として広く使われている.

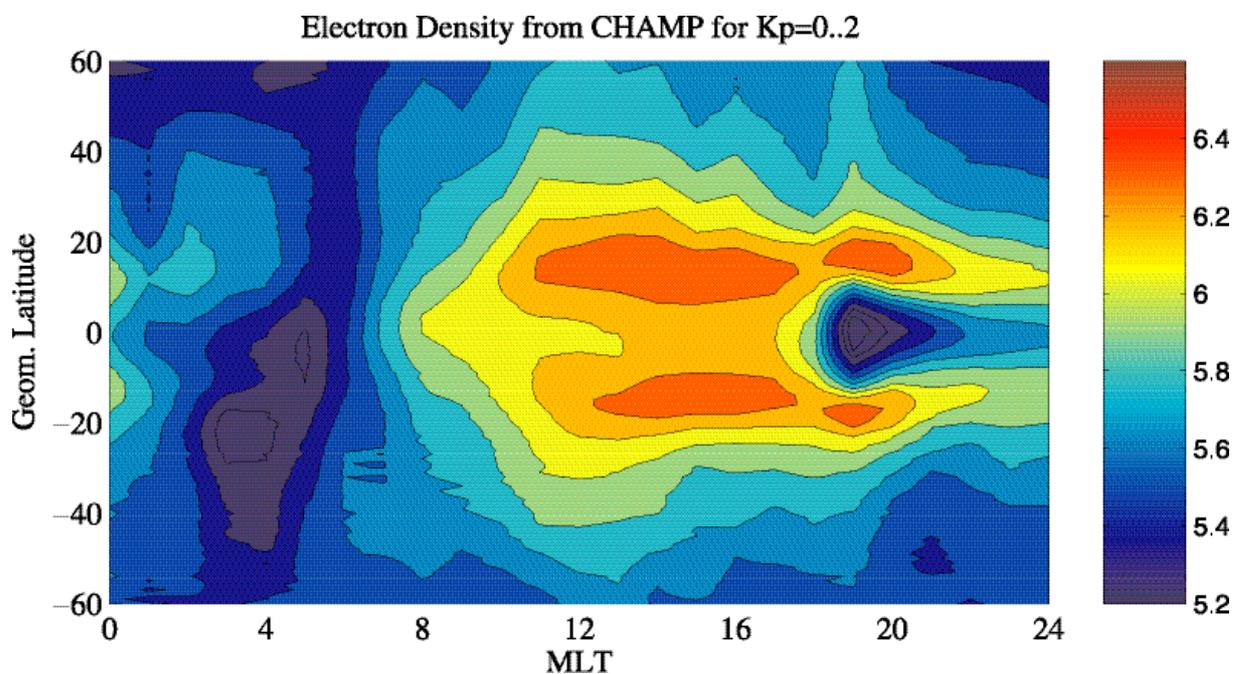


図 2.6 CHAMP 衛星によって観測された中緯度から低緯度の電離圏における電子密度. 単位は  $N_e$  をカラーバーの電子密度の数値とすると  $\log(N_e/cm^3)$  である. (Liu et al., 2005)

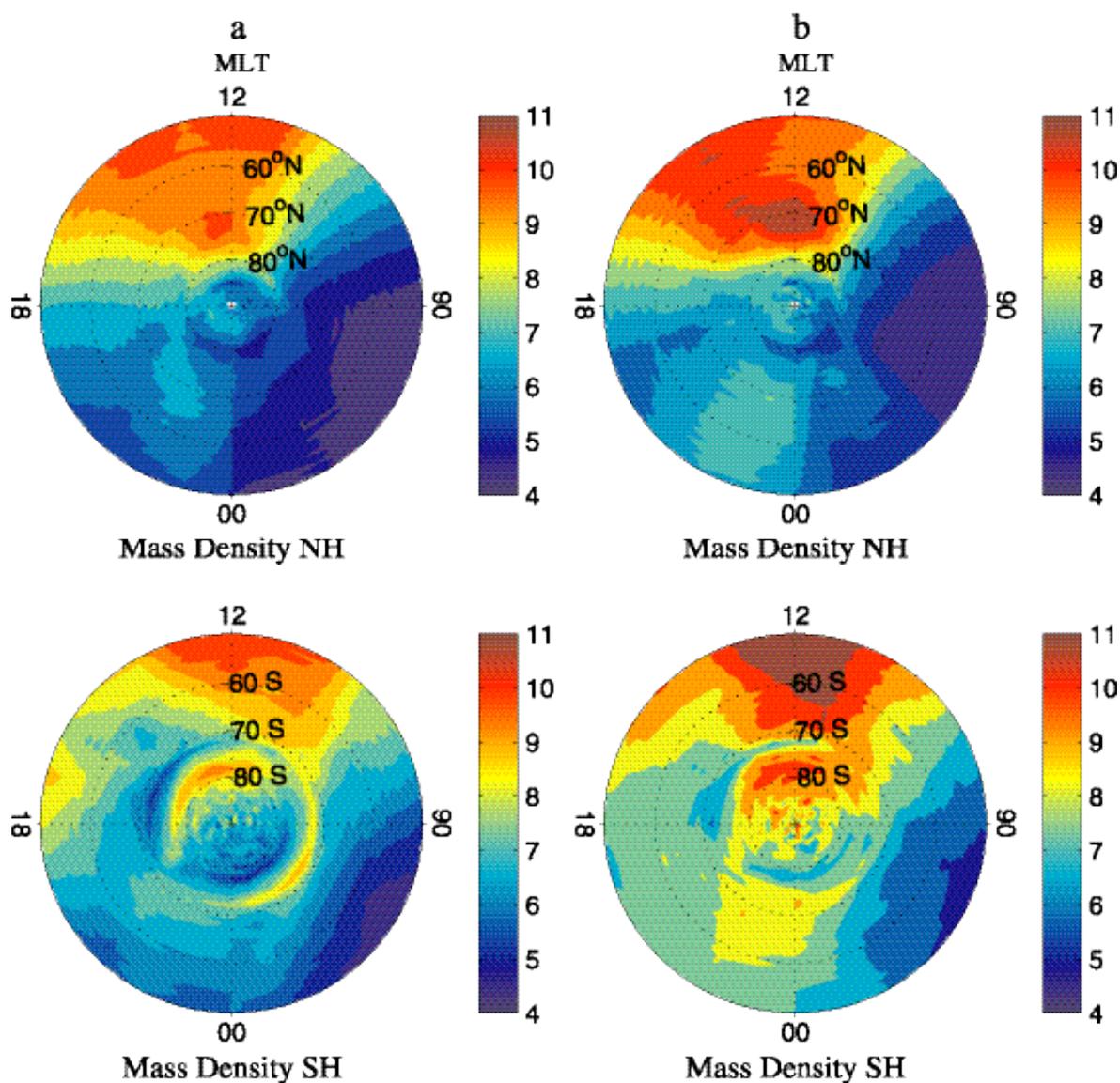


図 2.7 CHAMP 衛星によって観測された極域の中性大気密度. a は地磁気静穏時, b は地磁気擾乱時のもの. 上の段が北極域, 下が南極域. 単位は  $10^{-12} \text{ kg/m}^3$  である. (Liu et al., 2005)

### 2.3 Super Dual Auroral Radar Network (SuperDARN)

SuperDARN は, 極域に配備された Coherent-scatter HF radars (干渉散乱短波レーダー) のネットワークのことである. レーダーは現在北半球に全 11 基, 南半球に全 7 基配備されている (図 2.8 参照).

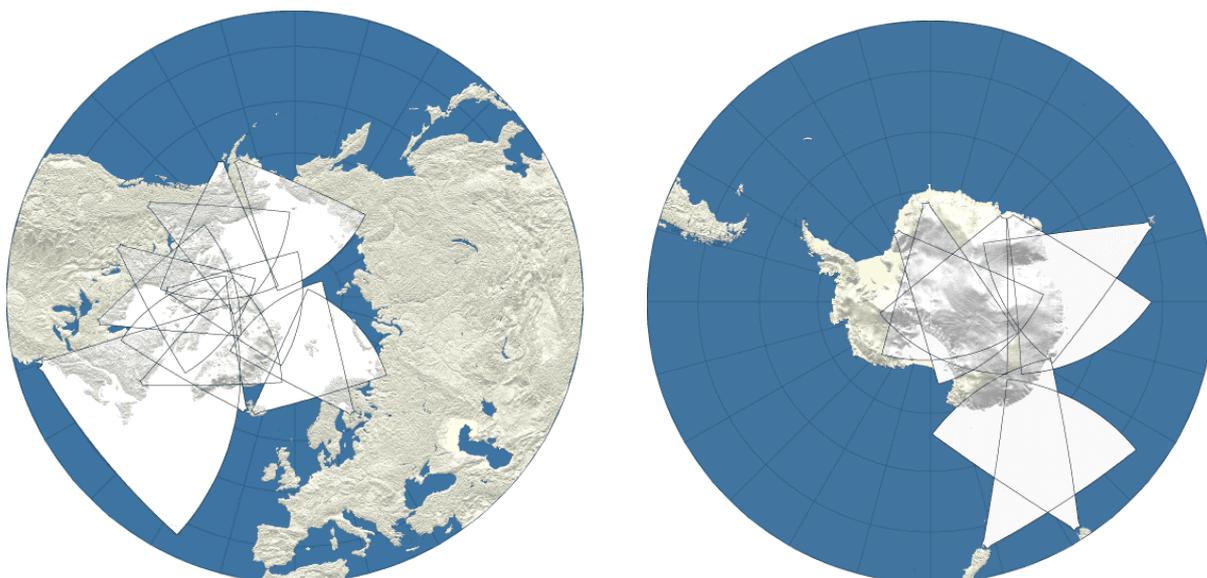


図 2.8 SuperDARN レーダーの位置とそれぞれの観測範囲. 左が北半球, 右が南半球.  
(<http://superdarn.jhuapl.edu/index.html>)



図 2.9 SuperDARN HF レーダー. (<http://gwave.ice.uec.ac.jp/index.html>)

HFは High Frequency の略で, 振動数が 3 MHz から 30 MHz までの電磁波をいう. 電離圏干渉性散乱レーダーの散乱ターゲットは Field-aligned irregularities (FAIs : 電離圏電子密度不規則構造) であり, FAIs の波長 (疎密構造の空間スケール) が送信周波数の半分にあたり, 送信電波と FAIs の波面が直交する場合, レーダーに受信可能な強度の散乱波が返ってくる. プラズマは磁力線方向に動きやすい性質を持っているので, 一般的に FAIs は磁力線方向に波面が揃うという特徴をもつ. よって磁力線が立っている極域においては, 地上からの送信電波が電離圏中で屈折されることが必須条件となる. 電離圏 F 層で跳ね返ってきた電波のドップラーシフトを見ることで, F 層プラズマの視線方向の運動速度を測定できる.

さらに、配備された短波レーダーそれぞれから得られる視線方向のプラズマ運動速度を合成することにより、2次元のプラズマ対流速度を導出している (Greenwald et al., 1985). また導出されたプラズマ対流から、極域の静電ポテンシャル分布も導出することができる (Ruohoniemi and Baker, 1998).

実際に SuperDARN で得られるデータの例として Shepherd and Ruohoniemi [2000]で使われたものを挙げる (図 2.10 参照). 図 2.10(a)は 2000 年 1 月 12 日 1924-1926 UT に北半球の SuperDARN HF レーダーで得られた電離圏プラズマの視線方向の速度である. (b)はこの視線方向の速度データに Ruohoniemi and Baker [1998]のモデルを採用することで導出された電離圏における 2次元のプラズマ速度と静電ポテンシャルを描いた図である. (c)はこのデータに Ruohoniemi and Greenwald [1996]の Applied Physics Laboratory (APL)モデルを採用して得た静電ポテンシャルのコンターをひいたものである.

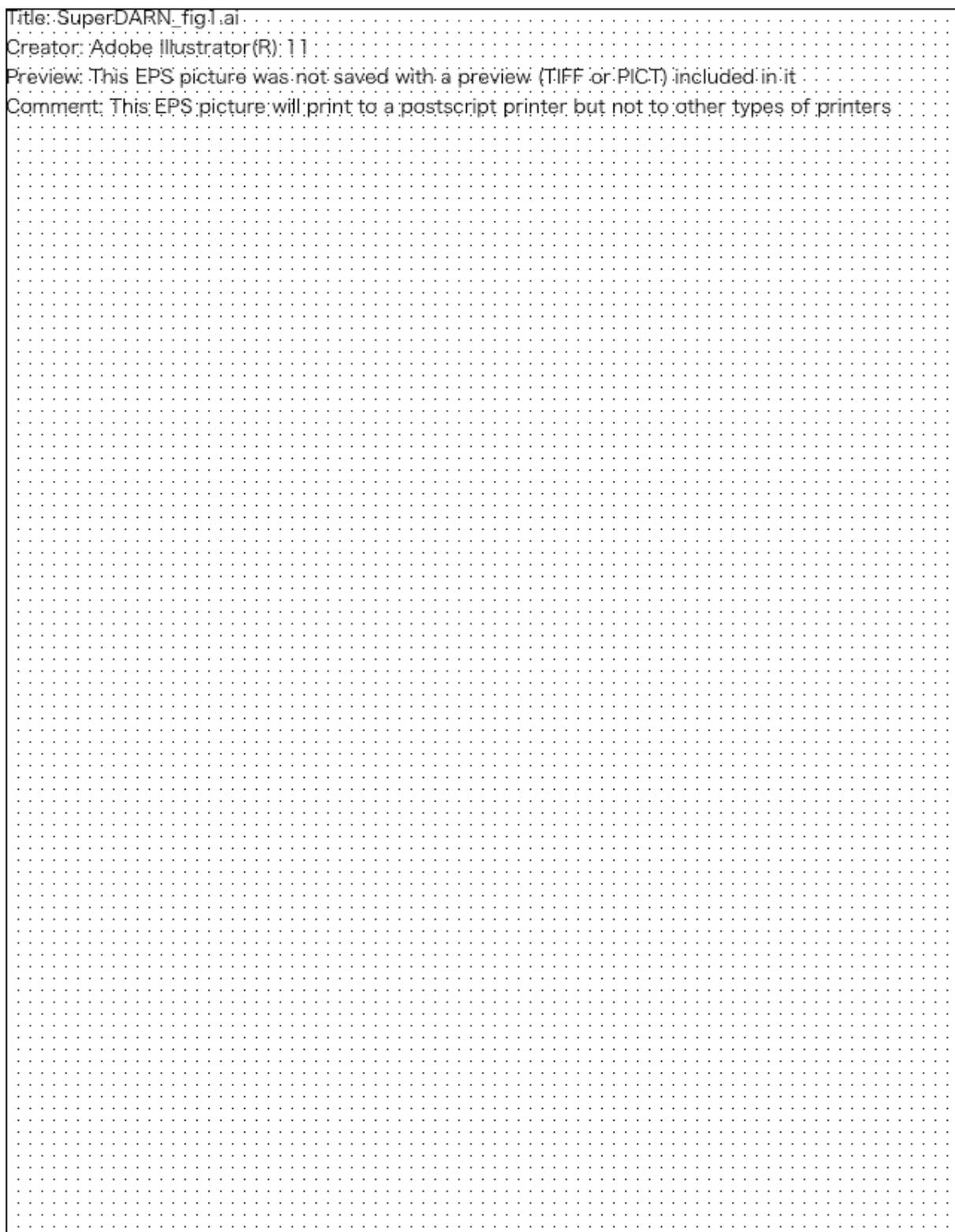


図 2.10 SuperDARN によって得られた極域電離圏のプラズマ運動速度，静電ポテンシャル (Shepherd and Ruohoniemi, 2000)

## 2.4 Advanced Composition Explorer (ACE)

ACE 衛星は L1 Lagrangian Point (地球から約 150 万 km, 太陽から約 1 億 4850 万 km で両者の及ぼす重力がほぼ均衡している) に位置している。

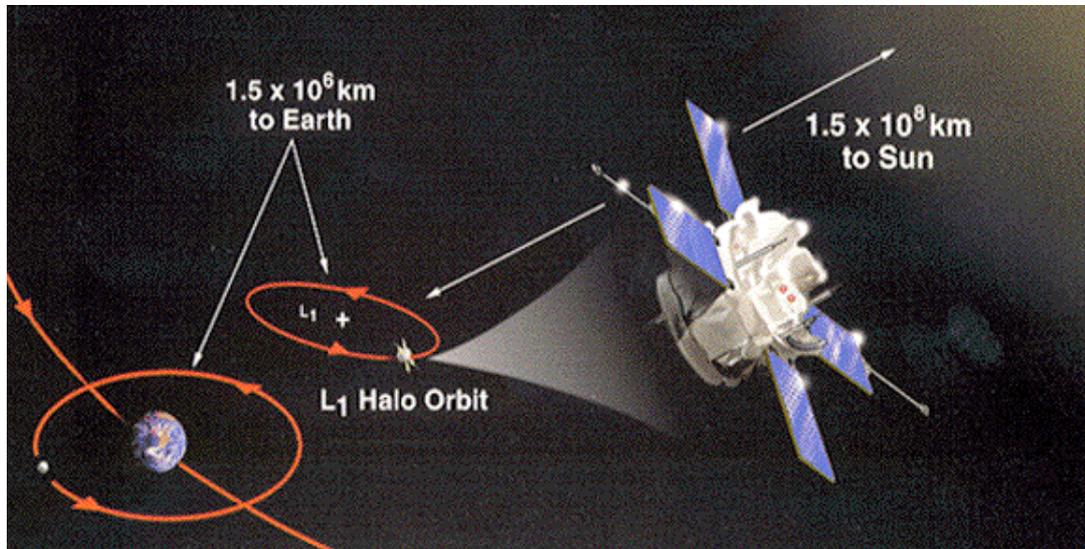


図 2.11 ACE 衛星と L1 Lagrangian Point (<http://www.srl.caltech.edu/ACE/>)

ACE 衛星には 9 つの観測機器が搭載されていて、太陽風の磁場や速度などの物理量を観測している (Garrard et al., 1998). 以下に 9 つの観測機器名とその役割を挙げる。

- The Magnetic Instrument (MAG) : 太陽風の磁場成分を 6 方向のベクトルで観測している。
- The Solar Wind Electron, Proton, and Alpha Monitor (SWEPAM) : 太陽風プラズマの電子とイオンのフラックス (粒子の流れの比率) を方向とエネルギーの関数で観測している。
- The Solar Wind Ion Composition Spectrometer (SWICS) : 太陽風の化学組成やイオン組成, また太陽風イオンの温度や平均速度を観測している。
- The Solar Wind Ion Mass Spectrometer (SWIMS) : 太陽風の化学組成, 同位体組成, 帯電状態の組成を観測している。
- (ULEIS) : エネルギーが 20keV/nucleon から 10MeV/nucleon までのイオンフラックスを観測している。ULEIS は太陽風の粒子の元素組成や同位体組成を測定し, 太陽のコロナで粒子がエネルギーを得るメカニズムを研究する為にも使われている。また, 超音速衝撃波がイオンにエネルギーを与えるメカニズムについての研究にも使われている。
- The Electron, Proton, and Alpha Monitor (EPAM) : EPAM は 5 つの望遠鏡で構成されており, 3 つの違うタイプの口径が揃っている。2 つの Low Energy Foil Spectrometers (LEFS) は 30keV 以上の電子のフラックスとその方向を観測している。また 2 つの Low Energy Magnetic Spectrometers (LEMS) は 50keV 以上のイオンのフラックスとその方向を観測している。そして Composition Aperture (CA) はイオンの元素組成を計測している。
- The Solar Energetic Particle Analyser (SEPICA) : 0.2MeV/nucleon 以上のイオンの帯電

状態  $Q$ , 運動エネルギー  $E$ , 原子番号  $Z$  を計測し, 粒子のエネルギー分布に対する帯電の分布を測定している.

- The Solar Isotope Spectrometer (SIS) :  $\sim 10$  から  $\sim 100$  MeV/nucleon のエネルギー幅にある, He から Ni ( $Z=2$  から  $28$ ) の原子の同位体組成について高分解能測定を行っている.
- The Cosmic Ray Isotope Spectrometer (CRIS) : Galactic Cosmic Rays (銀河からの宇宙線) の同位体組成を計測することで銀河の起源を解明することを目的としている.

実際に計測されたデータとして, Garrard et al. [1998]の例を挙げる (図 2.12 参照). 図 2.10 に挙げられているデータは 1997 年 300-330 日 (UTC) まで得られた物理量で, 上からそれぞれ SIS で計測された  $Z \geq 10$ , 9-21 MeV/nucleon の粒子フラックス, ULEIS で計測された O 原子の 0.64-1.28 MeV/nucleon の粒子フラックス, SEPICA で計測された He 原子の 0.1-0.5 MeV/nucleon の粒子フラックス, EPAM で計測されたイオンの 112-187 keV の粒子フラックス, MAG で計測された磁場の大きさ, SWEFAM で計測された太陽風の速度である.

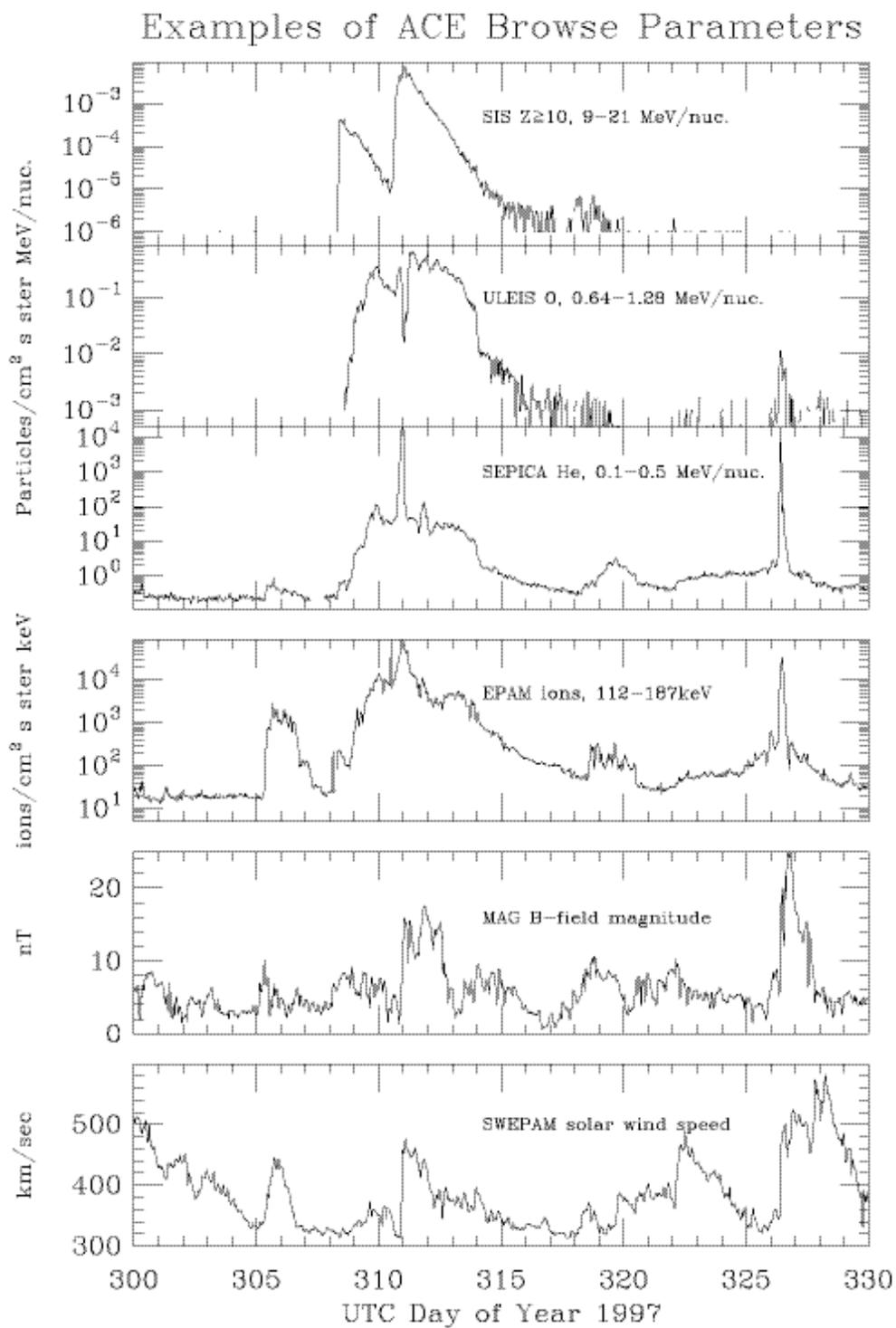


図 2.12 ACE 衛星によって測定された太陽風の物理量 (Garrard et al., 1998)

### 3. 観測結果

#### 3.1 観測例 1 : 16-17, Apr '02

2002年04月16日21:00UT頃から17日02:30UT頃にかけて沿磁力線方向のイオン上昇流がESRによって観測された。図3.1(a)は、沿磁力線方向の(i)電子密度、(ii)電子温度、(iii)イオン温度、(iv)イオン速度の高度・時間変動を示している。縦軸は高度で100 km から800 km、横軸は16日17:00UTから17日07:00UTまでの14時間を表している。観測地点(ロングイヤービーエン)の時刻は、磁気地方時(MLT)で表記すると、 $MLT=UT+2:45$ (2時間45分)である。観測されたイオン上昇流は、(iv)の①-③に示すように大きく3つに分けられる。(1)高度約150 km付近から上昇流が起こり始めている。(2)イオン上昇流と同時刻におけるイオン温度(c)は高度200-500 kmにかけて約500 K上昇している。(3)電子温度(ii)は①と③の時間帯に高度300 km以上で約500 K上昇している。しかし電子密度(i)には顕著な変化は見られない。また、電子温度やイオン温度は、上昇流が発生していない時間帯も上昇流発生時と同程度もしくはそれ以上増加している。そこで、なぜ図3.1の時間帯を通して電子温度・密度、イオン温度には特に顕著な変動が見られないにもかかわらず、①②③の時間帯だけイオン上昇流が起きていたのかが問題となる。

図3.1(b)は、ACE衛星によって観測された太陽風の磁場と速度をGSM (geocentric solar magnetic)系で示している。GSM系は、x軸が地球と太陽の中心を結んだ直線で太陽方向が正であり、y軸は地球の双極子磁場の軸とx軸に垂直な直線で夕方方向が正である。z軸はx軸とy軸に垂直な軸であり、つまり双極子磁場の軸と同じ定義である。図3.1(b)は上から(i)磁場x成分、(ii)y成分、(iii)z成分、(iv)Cone Angle、(v)Clock Angle、(vi)磁場の大きさ、そして(vii)太陽風の速度を示している。ACE衛星の位置(223.5 Re, 28.5 Re, -10 Re)と太陽風の速度(-345 km/s,  $\pm 5$  km/s,  $\pm 5$  km/s)より、ACE衛星で観測された太陽風が地球磁気圏(~10 Re)に到達するまで約60分かかるので、図3.1(b)は図3.1(a)に対して60分ずらしている。太陽風磁場のBy成分(ii)が16日19:33UTに、それまで負であったが大きく正に変化している。その後、正と負の変化が数回続き16日23:30UT以降再び負の値が続いた。一方Bz成分(iii)は17日01:15UTまでほぼ負の値(南向き)が続いていた。ただし16日22:50UT頃と22:35UT頃にゼロに近づいている。ESR上空でイオン上昇流が発生している時刻とACE衛星のデータを比較してみると、By成分が正に変化した時刻から1回目のイオン上昇流(図3.1(a)中の①)が起き始めた様にも見える。しかしながら、その後の上昇流②や③がBy成分の変動と1対1に対応しているとは言えない。またBz成分の変動とイオン上昇流との間にも良い対応関係は見られない。

図3.2は同時刻のSuperDARNによる電離圏対流である。プラズマ対流の速度と静電ポテンシャルの分布が描かれている。16日20:50UT頃から17日00:20UTにかけて極域電離圏

対流の二つの中心の位置が変動を繰り返していることが分かる。これは、惑星間空間磁場 (IMF)  $B_y$ ,  $B_z$  成分の正負の変化に伴った極域電離圏対流の形状の変化とよく一致している。Fig. 2 の(a)(e)(f)は IMF 南向きで  $B_y < 0$  のとき, (c)は  $B_y > 0$  のときである。図の(a)(e)(f)から、静電ポテンシャルの二つの中心のうち電位の低い方は夕側に、高い方が朝側にある。(c)を見ると(a)(e)(f)に比べて電位の低い方が夕側から昼側へ、高い方が朝側から夜側へと移動している様子が分かる。また、(d)は  $B_z$  成分がゼロに近いので対流は複雑な形状をしている。

図 3.3 は CHAMP 衛星が観測した高度 400 km の中性大気密度と、軌道に対して垂直水平成分の風速である。また、SuperDARN から得られた電離圏対流の静電ポテンシャルも描かれている。この図から、中性風の向きがプラズマ対流の向きとよく一致していることが分かる。また、ほとんどの軌道において、対流の外側で周りより高い大気密度を観測している。

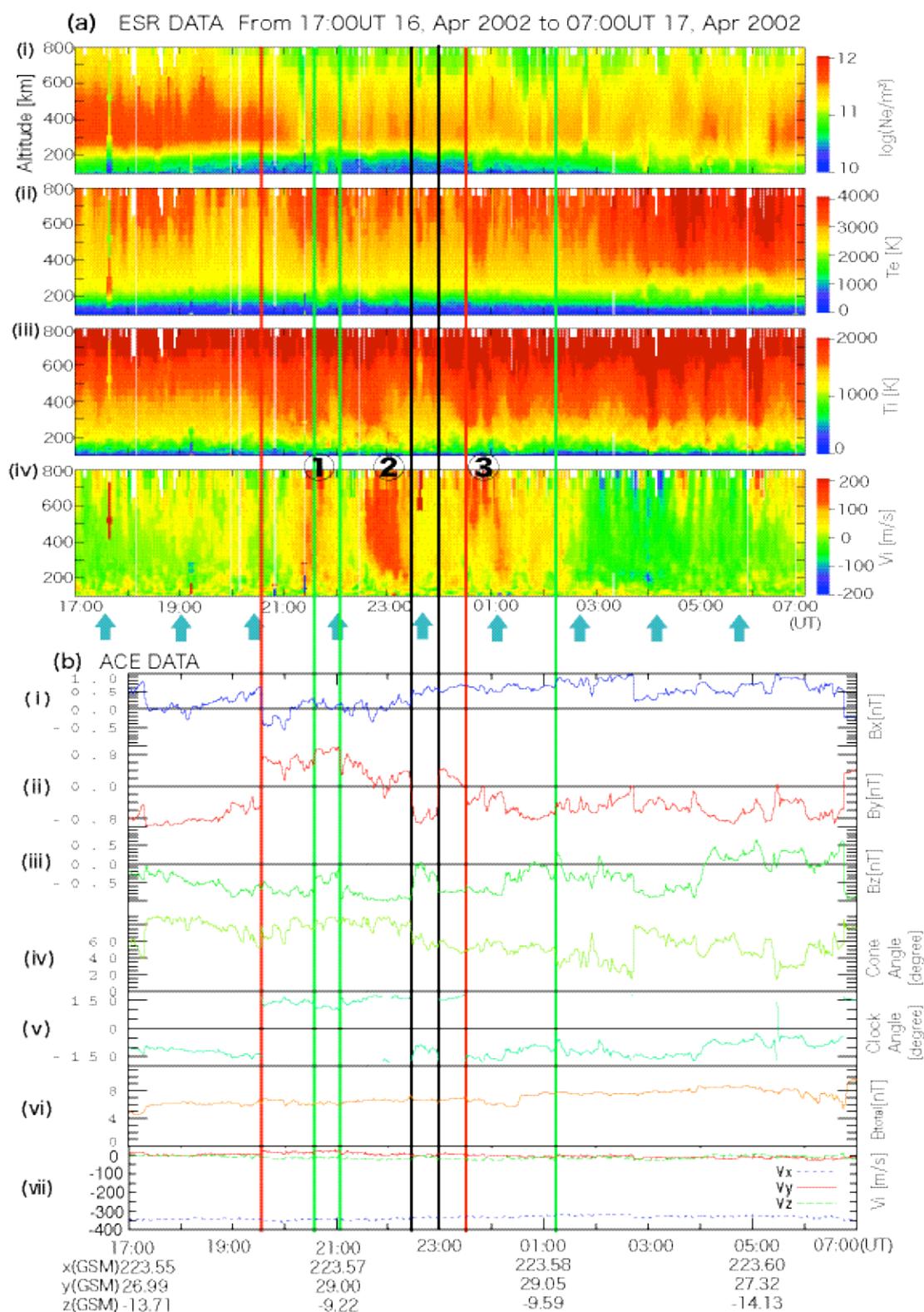


図 3.1 (a)2002年4月16日から17日にかけて ESR で観測された(i)電子密度, (ii)電子温度, (iii)イオン温度, そして(iv)沿磁力線方向のイオン速度 (上向きが正). ①②③はイオン上昇流が観測された時間帯である. 矢印は CHAMP が極域を通った時間を指している. (b)ACE 衛星によって観測された太陽風磁場の(i)x, (ii)y, (iii)z 成分, (iv)Cone Angle, (v)Clock Angle, (vi)全磁力, (vii)速度の時間変化である. (データは(a)に対して 60 分ずらしている. 赤線は  $B_y$  成分, 緑線は  $B_z$  成分, 黒線は  $B_y$  と  $B_z$  成分がともに顕著に変化した時間.)

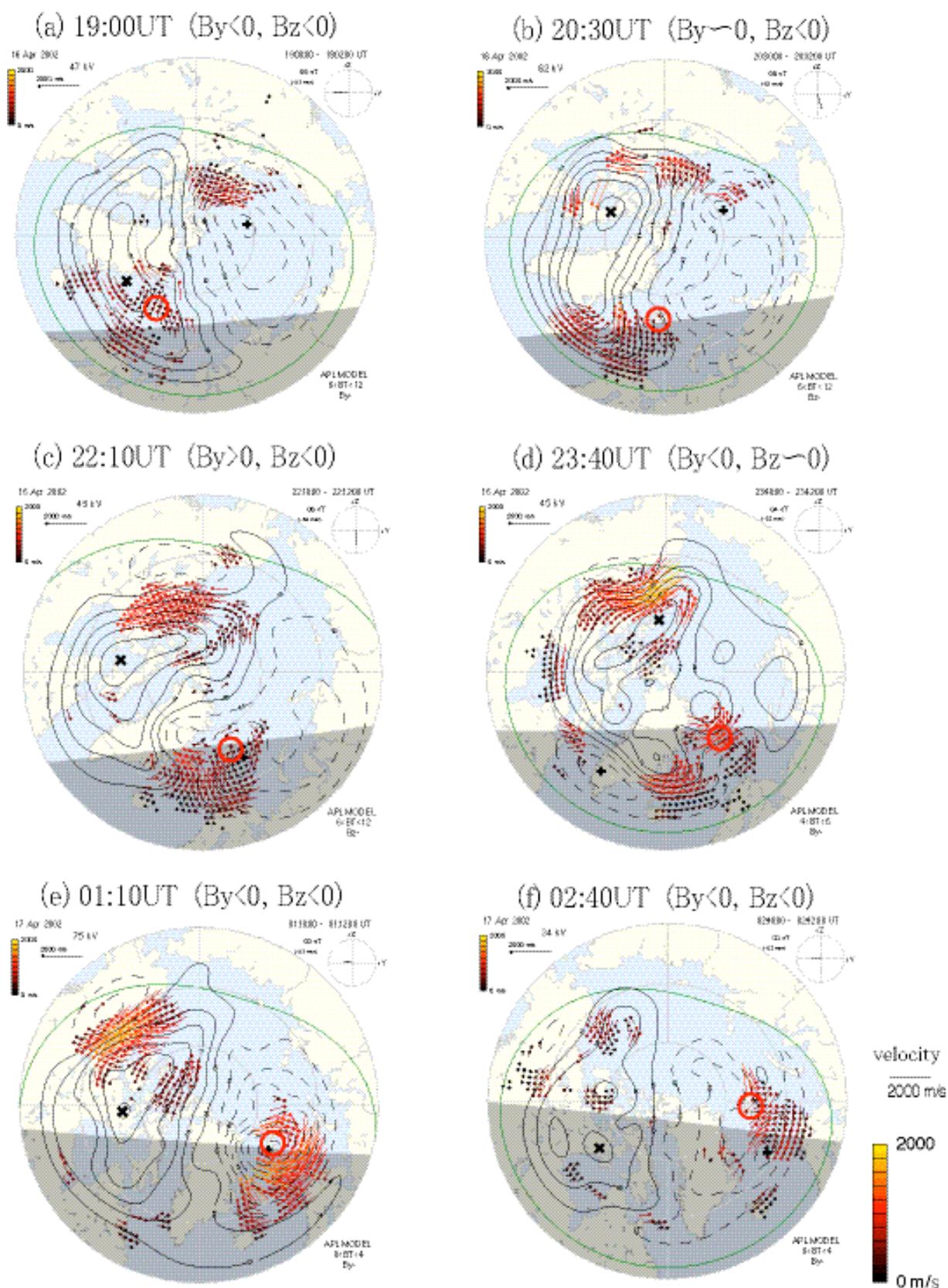


図 3.2 SuperDARN によって観測された電離圏プラズマ対流と静電ポテンシャルである。磁気緯度  $60^\circ$  から  $90^\circ$  の間のプラズマ速度ベクトルと静電ポテンシャルの等値線が描かれている。赤い丸は ESR レーダーの位置を示している。それぞれの地図の上に UT 時間と IMF の  $B_y$  と  $B_z$  成分の正負を示している。

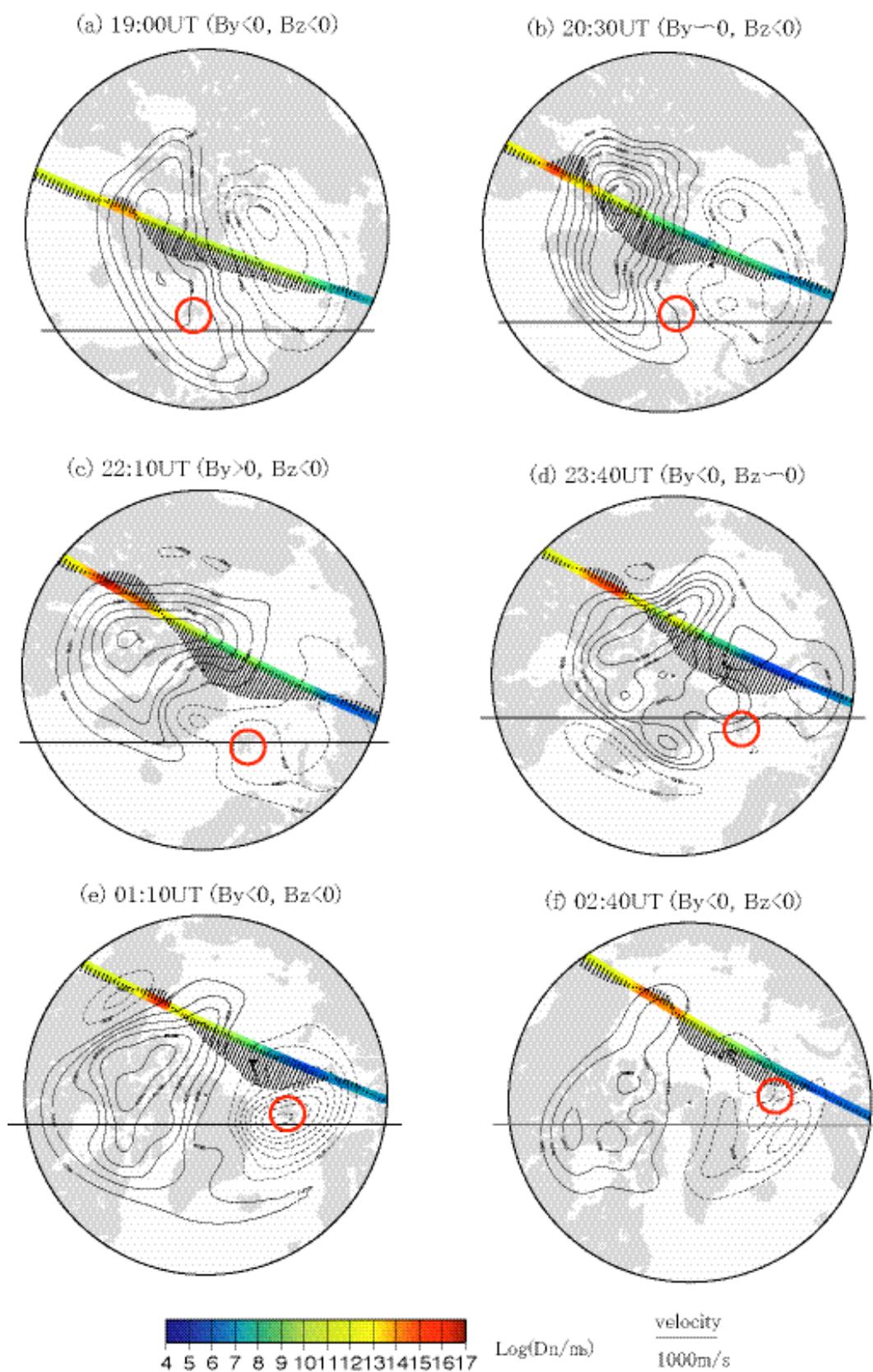


図 3.3 CHAMP 衛星によって観測された中性大気密度と中性風の軌道に垂直な成分を示している。地図の座標系は地理的なもので、中心は磁極（緯度  $79.8^\circ$  N、経度  $71.8^\circ$  W）にしてある。衛星の高度は約 400 km である。上側が太陽方向で水平な線は日照境界線である。赤い丸は ESR レーダーの位置を示している。

## 3.2 観測例 2 : 19, Jun '04

2004年06月19日00:00UTから23:00UTにかけて沿磁力線方向のイオン上昇流が合計9回ESRによって観測された。図3.4(a)は19日00:00UTから24:00UTにかけての(i)電子密度、(ii)電子温度、(iii)イオン温度、(iv)イオン速度の時間変動を示している。電子温度とイオン温度の増加を伴うイオン上昇流(図3.4(a)中のA-D)と、温度増加を伴わないイオン上昇流(図3.4(a)中の①-⑤)がある。イオン上昇流(A)-(D)が発生している時、電子温度とイオン温度は高度200-500 kmで約500 K上昇している。また、イオン温度が顕著に変動しているのは、(A)-(D)の時間帯だけである。ESRの磁気緯度とMLTから、(A)(B)(C)はカस्प付近での観測で、それ以外は主に極冠域もしくは夜側オーバルの高緯度側での観測である。

図3.4(b)のACE衛星による太陽風データをみる。ACE衛星の位置(240 Re, -25 Re, 10 Re)と太陽風速度(450 km/s,  $\pm 10$  km/s,  $\pm 10$  km/s)より、ACE衛星で観測された太陽風が地球磁気圏(~10 Re)に到達するまで約60分かかるので、図3.4(b)は図3.4(a)に対して60分ずらしている。太陽風磁場の(ii)By成分は00:25UT以降ほとんど正の値である。(iii)Bz成分は正と負の値が交互に続いている。Bzが負のときとイオン上昇流発生の時刻が重なるものもある(図3.4(a)中の(B)(C)(D)と②)。しかしながら、全てのイオン上昇流はBzが負と対応しているわけではない。

図3.5のSuperDARNによる極域電離圏対流は、Bz成分が負のときには二つの中心を持つ対流構造が少し崩れるが、By成分がほとんど正の値を保っているため、全体として対流の位置は大きく変化していない。

図3.6のCHAMP衛星によって観測された中性大気へのデータは、観測例1の場合と同様に中性風の向きがプラズマの対流とよく一致している。また、大気密度も対流の外側で周囲より高い値を観測している。

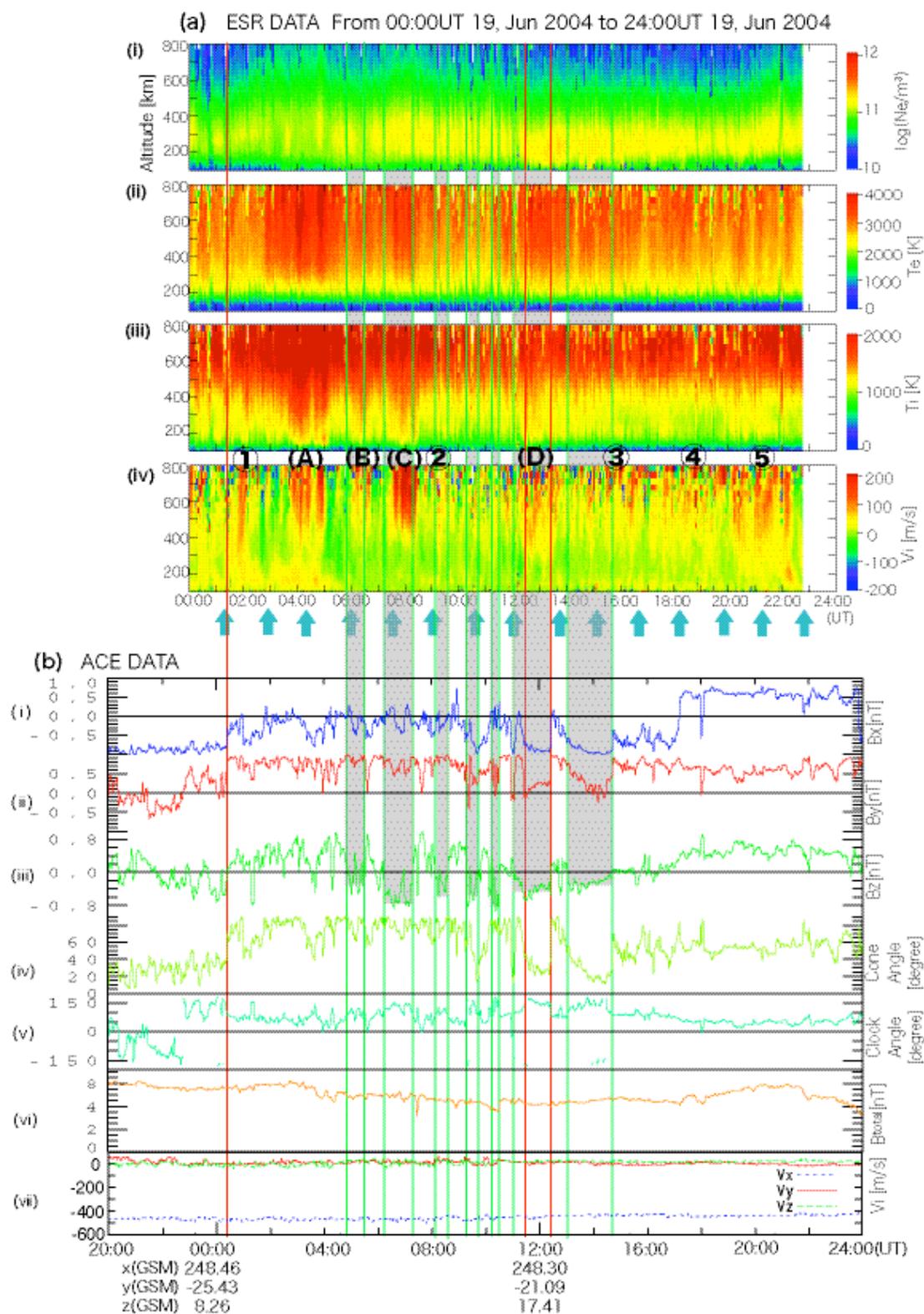


図 3.4 (a)は図 3.1(a)と、(b)は図 3.1(b)と同様である。

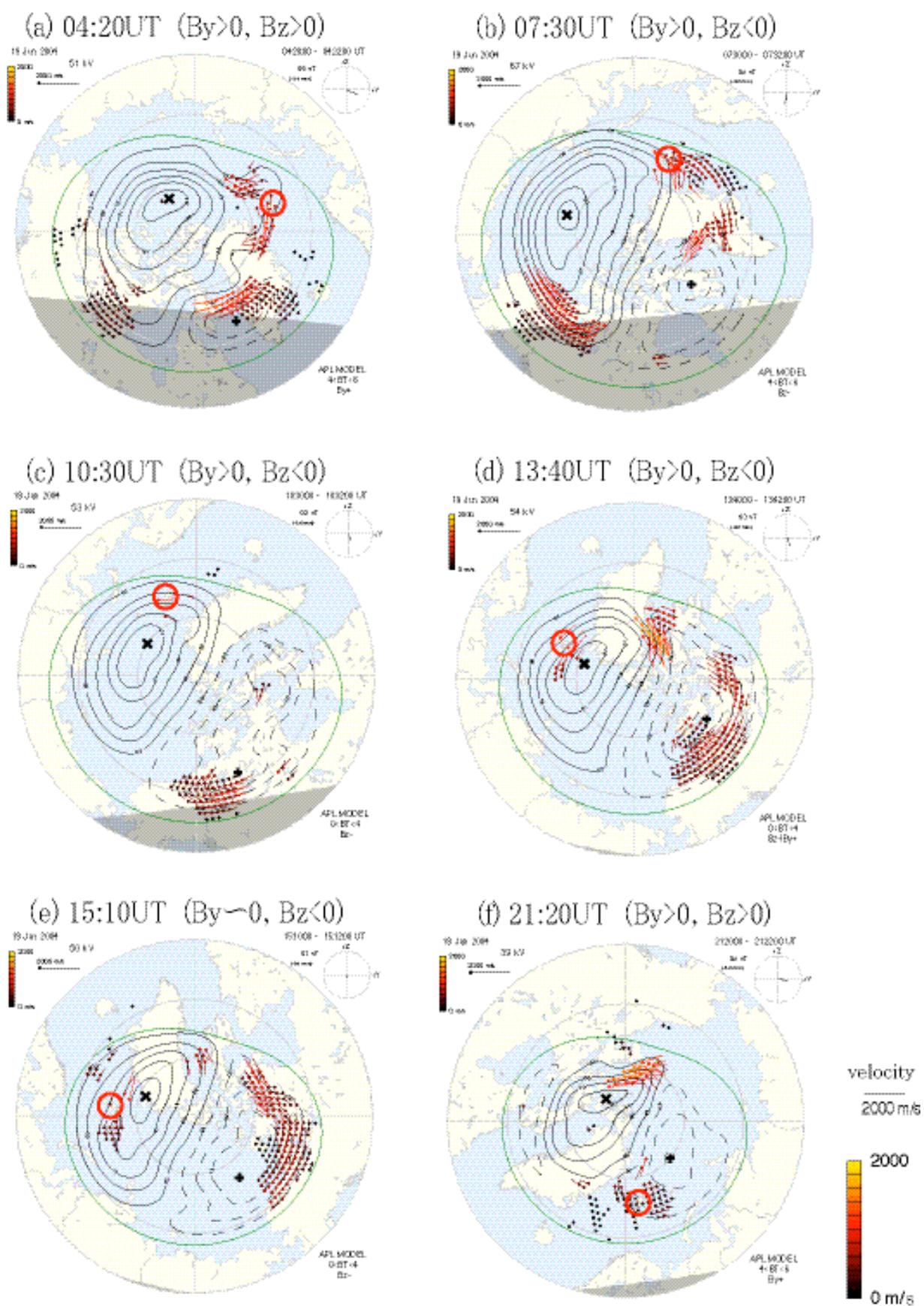


図 3.5 図 3.2 と同様である.

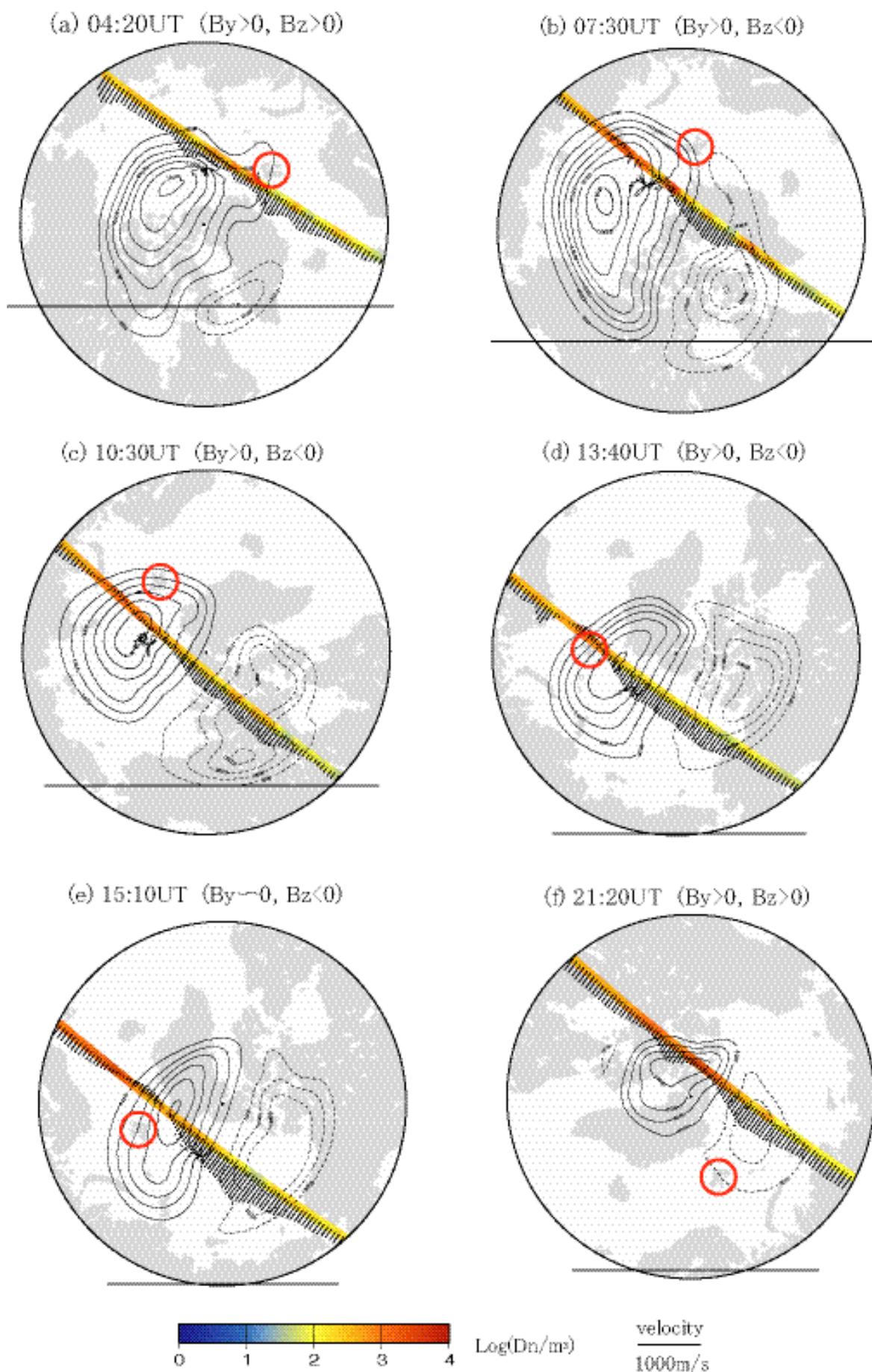


図 3.6 図 3.3 と同様である.

## 4. 議論

観測例 1 において、図 3.1(a)の①②③の時間帯に見られた電離圏 F 層のイオン温度の上昇 (約 500 K) は、図 3.1(b)の惑星間空間磁場  $B_y$  成分が負から正に変わった時刻、つまり図 3.2 の電離圏対流の構造が変化し始めた時刻とほぼ同時に始まっていることから、イオン温度が増加した理由の一つは、電離圏対流の変化に伴ってイオンと中性大気間に速度差が生じ、摩擦熱が起きたためと考えられる。

これまでイオン上昇流の地上観測は EISCAT レーダー等により多くなされてきた (e.g. Keating et al., 1990), 1.5.3 節で述べたように Wahlund et al. [1992]は 1989 年と 1990 年に行った EISCAT レーダー観測から得られた結果から、イオン上昇流現象を 2 つに分類した。1 つは磁場に垂直な方向の電場増大によって生じるイオン上昇流である。このとき同時にイオン温度の増大も観測される。2 つ目は電子の降り込みによって生じるイオン上昇流である。このときは高度約 200-300 km で電子密度と温度が増大する。観測例 2 のイオン上昇流 (図 3.4(a)) を見てみると、(A)-(D)の時間帯に電離圏 F 層でイオン温度が約 500 K 上昇している。これは、(A)-(D)の時間帯にかけて、磁場に垂直な成分の電場が増大し、それにより中性大気とイオンとの間に摩擦加熱が起きたためと考えられる。さらに、それによって高度方向にイオンの圧力勾配ができ、(A)-(D)のイオン上昇流が起きたと考えることが出来る。

しかしながら、観測例 1 では、全体を通して電子密度、電子温度、イオン温度に顕著な変化が無いにもかかわらず①②③の時間帯だけイオン上昇流が起きている。また、観測例 2 のイオン上昇流(A)-(D)は同時にイオン温度の増加を伴っているが、①-⑤のイオン上昇流は電子密度、電子温度、イオン温度に顕著な変化が無い。これらのイオン上昇流、観測例 1 の①-③や観測例 2 の①-⑤は、電離圏電場の増大もしくはオーロラ粒子の降り込みによってローカルに発生したものではない可能性がある。つまり、別の領域で発生したイオン上昇流が電離圏対流の流れに沿って、ESR 上空を通過した可能性もある。プラズマの塊が極域電離圏対流によって運ばれる現象には、ポーラーパッチがある。ポーラーパッチ (polar patch) とは、極域電離圏対流によって電離圏 F 層高度内を反太陽方向に輸送される密度の高いプラズマ塊である (Rodger et al., 1994)。夜側のオーロラ帯に達したポーラーパッチはオーロラブロボ (auroral blob) と呼ばれ、対流に乗って昼間側へ流れて行く (Ogawa et al., 1998)。

CHAMP 衛星で得られたデータを見ると、中性大気風の向きが電離圏プラズマ対流の向きと非常によく対応している。このことから、中性大気がプラズマ対流によってドラッグされていることが分かる。また、ほとんどの軌道において中性大気密度の濃い箇所を観測している (図 3.3 と図 3.6)。そしてさらにその箇所はいつも電離圏対流の外側である。そこでは大気とプラズマの衝突が多くなることから、摩擦加熱によりイオン温度が高くなることが予想され、イオン上昇流が起きやすい環境である可能性がある。さらにプラズマ対流が、そのイオン上昇流が起きているプラズマ塊を輸送することも考えられる。このようなメカニズムによ

って ESR 上空でイオン上昇流が観測されたと考えている.

イオン上昇流が発生した位置の特定は出来ていないが, 例えば観測例 1 の場合はカस्प付近で発生して夜側の ESR で観測したと仮定して, イオン上昇流発生から観測までの時間を計算してみる. 対流の速度を約 1000 m/s としてカस्प (磁気緯度  $75^\circ$ ) から ESR (磁気緯度  $75^\circ$ ) まで直線の距離を流れてきたとすれば, 距離は  $2\pi R_e \times (30^\circ / 360^\circ) \sim 3349$  km となるので, イオン上昇流発生から観測まで, およそ 1 時間となる. そしてその間上昇流は継続していなければならない. イオン上昇流の継続時間はイベント毎に様々だが, 例えば本研究の観測例 1 ②のイオン上昇流は高度約 300 km-1000 km にかけて速度約 150 m/s の上昇流が約 1 時間継続している. また, Waulund et al. [1992] で議論されているイベントを見ると, 高度約 500 km 以上で約 500 m/s のイオン上昇流が約 10 分足らず続くケースや, 約 1 時間半続くケースも観測されている. しかしながらイオン上昇流の間, 常に電子密度・温度もしくはイオン温度の上昇が見られ, 先に述べたようにこれらのイオン上昇流は電場増大もしくは電子の降り込みによって発生している. つまり, 常にイオン上昇流発生源も観測している. 本研究で議論した観測例 1 の①-③や観測例 2 の①-⑤のイオン上昇流では同時に電子密度・温度やイオン温度の変動が観測されなかったので, 輸送されてきたと考えると上昇流を引き起こすソースは既に無くなっていたはずである.

## 5. まとめ

ESR, SuperDARN レーダー, ACE 衛星, CHAMP 衛星のデータを解析して, ESR 上空でイオン上昇流が起こった原因を調べた. ESR がイオン上昇流を観測した時間帯の電子温度, 電子密度, イオン温度を見てみると, 特に顕著な変動は無かった. このことからそれらのイオン上昇流は, 電離圏電場の増大もしくはオーロラ粒子の降り込みによって ESR 上空で発生したものでは無い可能性がある. 別の領域で発生したイオン上昇流が極域電離圏対流によって運ばれてきたという可能性も考えられる.

ESR 上空でイオン上昇流が観測された時刻とその前後の時間帯を通して電子密度・温度, イオン温度に特に顕著な変動が無かったにもかかわらず, ある時間帯だけ ESR 上空でイオン上昇流が起きていたことが問題点であり, その点に留意しながら ACE 衛星から得られた太陽風データ, SuperDARN レーダーから得られた極域電離圏対流データ, CHAMP 衛星から得られた中性大気データとの相互関係を調査し, 比較・検討を行った.

### ・ ESR

観測例 1 では大きく分けて 3 回のイオン上昇流が観測された. 上昇流が起きている間, イオン温度や電子温度も上昇するような例もあったが, 電子密度には変動は見られなかった. また, イオン上昇流が起きていない時間帯にもイオン温度や電子温度は上昇流発生時と同程度もしくはそれ以上増加していた. 観測例 2 では合計 9 回のイオン上昇流が観測された. そのうち 5 回の例では同時刻の電子密度・温度, イオン温度に顕著な変動は見られなかった.

### ・ ACE 衛星

観測例 1 では ESR 上空でイオン上昇流が起き始めるのとほぼ同時に太陽風磁場  $B_y$  成分が負から正へと大きく変動していた. その後正の値と負の値が交互に入れ替わる動きがしばらく続いたが,  $B_y$  が正のときにイオン上昇流が発生するという対応関係にあるとは言えなかった. このとき  $B_z$  成分はほぼ常に南向きを保っていた. 観測例 2 では観測の時間帯を通して  $B_y$  成分はほぼ正の値を保っていたのに対し,  $B_z$  成分は正と負の値の間を変動していた.  $B_z$  が負のときとイオン上昇流の発生が対応しているようなイベントもあったが, 全てのイオン上昇流に対して対応関係があるとは言えない.

### ・ SuperDARN レーダー

観測例 1 では極域電離圏対流の 2 つのセルが大きく変動していた. ACE 衛星から得られた IMF  $B_y$  成分,  $B_z$  成分と比較してみると,  $B_y$  成分が負から正へと変化するのに伴って電離圏対流の朝側のセルが夜側へ, 夕側のセルが昼側へと移動していた. この関係は 1.5.4 節で述べた, IMF と極域電離圏対流の関係 (Heelis and Hanson, 1980; Heelis, 1984) とよく一致している. 観測例 2 では, IMF の  $B_z$  成分が負のときには二つの中心を持つ対流構造が少し崩れるような現象が見られた. しかし  $B_y$  成分がほとんど正の値を保っていた

ので、全体として対流の位置は大きく変化していない。

#### ・ CHAMP 衛星

どの軌道から得られた結果を見ても、中性風の向きが極域電離圏対流のプラズマの運動の向きとよく一致している。このことから、中性大気がプラズマによってドラッグされていることが分かる。また、ほとんどの軌道において電離圏対流の外側で周りより高い大気密度を観測している。そこでは大気とプラズマの衝突が多くなることから、摩擦加熱によりイオン温度が高くなることが予想され、イオン上昇流が起きやすい環境である可能性がある。

本論文ではイオン上昇流が発生した場所の特定は出来ていないが、CHAMP 衛星が観測した大気密度の濃い領域で発生したのではないかと考えている。そしてさらに極域電離圏対流によってイオン上昇流の起きているプラズマ塊が輸送されたという可能性もある。このようなメカニズムによって ESR 上空でイオン上昇流が観測されたと考えている(佐藤 他, 2007)。

今後、本研究で示唆された可能性を詳しく調査するためには極域電離圏全体の様子を同時に把握すべきであり、かつ時間分解能も高くなければならない。まず電離圏対流のデータと ESR のデータを比較して、ESR で観測したイオン上昇流がある特定の領域を通過してから ESR 上空へ輸送されたのかどうかを調べる必要がある。生データから解析することにより、より時間分解能の高いデータを取得することが出来るであろう。また GPS によって観測される電離圏全電子数 (TEC) を調べることによって、極域電離圏の全体の様子を知ることが出来る。TEC によって電離圏のプラズマの水平方向の運動が推測される。また TEC に加えて GPS の位相と振動数のシンチレーション (Scintillation) も極域電離圏対流と関係性があることが分かっている (Mitchell et al., 2005)。さらに、ESR のようなレーダーを極域の数カ所に設置することによって、同時刻におけるいくつかの領域での沿磁力線方向のプラズマ運動の様子が分かる。また、CHAMP 衛星の利用として、1.3 節で述べたように沿磁力線方向のイオン上昇流が中性粒子のドラッグの効果によって説明可能かどうかを、定量的に調べることは重要である。

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、多大なる研究内容のご指導、さらには研究に対する姿勢までも貴重な助言をいただきました。国立極地研究所の小川泰信講師には心より感謝の意を表します。

当研究室の研究員 Huixin Liu さんには、質問に対して分かりやすく答えていただき、また丁寧で議論していただきました。またご自身が解析された CHAMP 衛星のデータを快く提供していただきました。ここに深く感謝の意を表します。

同専攻地球流体力学研究室の研究員 高橋芳幸さんには、ご自身の研究でお忙しいにもかかわらず常に気に掛けていただき、数多くの貴重な助言をいただきました。また大学院生活においても多くの援助をしていただき非常にお世話になりました。ここに深く感謝いたします。

当研究室の先輩である山田学さん、小松研吾さん、光田千紘さん、福井隆さんには研究に対して的確な助言をいただきました。またゼミの場においても非常にお世話になりました。また小松研吾さんにいたっては大学院でのイベント準備の面などでも数多く援助していただき非常にお世話になったことを、ここに深く感謝いたします。

名古屋大学太陽地球環境研究所電磁気圏環境部門の野澤悟徳助教授には北極生活に刺激を与えていただき、突然の観測見学の申し出にも快諾していただきました。またシンポジウムや学会の場において数多くの貴重な助言をいただきました。心より感謝の意を表します。

本研究で使用した ESR のデータは、EISCAT 科学協会によって提供されたものであります。ここに感謝の意を表します。

そして指導教官である当研究室の渡部重十教授には、全く知識の無かった私をゼロから指導していただきました。非常にお忙しい中時間を裂き多くの質問にお答えいただき、研究の方向性を与えていただきました。私の大学院生活の全てにおいて多大な配慮をもって助言していただき、見守っていただきました。また北極で勉強をする機会や他の様々なイベントに参加する機会を与えていただき、非常に刺激的な大学院生活を送ることが出来ました。ここに心より感謝の意を表します。

最後に、共に北海道大学大学院で研究生活を送ってきた同期の友人たち、学会等で知り合った他大学院の研究仲間たち、また同居している友人たちには研究の面でも精神面でも非常に助けられました。そして、金銭的にも精神的にも私を援助してくれ、ここまで自由に勉強出来る環境を与えてくれた父・母には心より感謝しております。ありがとうございました。

## 文献

恩藤忠典, 丸橋克英, 2000. ウェーブサミット講座 宇宙環境科学, オーム社

佐藤創我・小川泰信・Huixin Liu・渡部重十, 2007, 極域電離圏上部におけるイオン上昇流の観測, 北海道大学地球物理学研究報告, **70**.

福西浩, 国文征, 松浦延夫 (国立極地研究所編), 1983. オーロラと超高層大気, 南極の科学 2, 古今書院.

Abe, T., B. A. Whalen, A. W. Yau, R. E. Horita, S. Watanabe and E. Satawa, 1993. EXOS D (Akebono) suprathermal mass spectrometer observations of the polar wind, *J. Geophys. Res.*, **98**, 11,191-11,203

Banks, P. M. and T. E. Holzer, 1968. The polar wind, *J. Geophys. Res.*, 73, 6846

Baumjohann, W. and R. A. Treumann, 1997. Basic Space Plasma Physics, Imperial College Press.

Buchert, S. C., A. P. van Eyken, T. Ogawa and S. Watanabe, 1999. Naturally enhanced ion-acoustic lines seen with the EISCAT Svalbard Radar, *Adv. Space Res.*, **23**, 1699-1704.

Chappell, C. R., 1988. The terrestrial plasma source – A new perspective in solar-terrestrial processes from Dynamics Explorer, *Rev. Geophys.*, **26**, 229-248

Cowley, S. W. H., 1982. The causes of convection in the Earth's magnetosphere: a review of developments during the IMS, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 531-565.

Garrard, T. L., A. J. Davis, J. S. Hammond and S. R. Sears, 1998. The ACE Science Center, *Space Sci. Rev.*, **86**, 649-663.

Greenwald, R. A., K. B. Baker, R. A. Hutchins and C. Hanuise, 1985. An HF phased-array radar for studying small-scale structure in the high-latitude ionosphere, *Radio Sci.*, **20**, 63-79.

- Heelis, R. A., 1984. The effects of interplanetary magnetic field orientation in dayside high-latitude ionospheric convection, *J. Geophys. Res.*, **89**, 2873-2880.
- Heelis, R. A. and W. B. Hanson, 1980. High latitude ion convection in the nighttime F-region, *J. Geophys. Res.*, **85**, 1995-2002.
- Heelis, R. A., P. H. Reiff, J. D. Winningham and W. B. Hanson, 1986. Ionospheric convection signatures observed by DE-2 during northward interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.*, **91**, 5817-5830.
- Johnson, C. Y., 1969. Ion and neutral composition of the ionosphere, *Ann. IQSY*, **5**
- Keating, J. G., F. J. Mulligan, D. B. Doyle, K. J. Winser and M. Lockwood, 1990. A statistical study of large field-aligned flows of thermal ions at high-latitudes, *Planet. Space Sci.*, **38**, 1187-1201.
- Kelley, C. M. and R. A. Hellis, 1989. *The Earth's Ionosphere, Plasma Physics and Electrodynamics*, Academic Press, INC.
- Liu, H. and G. Lu, 2004. Velocity shear-related ion upflows in the low-altitude ionosphere, *Ann. Geophysicae*, **22**, 1149-1153.
- Liu, H., S.-Y. Ma and K. Schlegel, 2001. Diurnal, seasonal, and geomagnetic variations of large field-aligned ion upflows in the high-latitude ionospheric F region, *J. Geophys. Res.*, **106**, 24,651-24,662.
- Liu, H., H. Lühr, V. Henize and W. Köhler, 2005. Global distribution of the thermospheric total mass density derived from CHAMP, *J. Geophys. Res.*, **110**, A04301.1-A04301.11.
- Mitchell, C. N., L. Alfonsi, G. De Franceschi, M. Lester, V. Romano and A. W. Wernik, 2005. GPS TEC and scintillation measurements from the polar ionosphere during the October 2003 storm, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L12S03.1-L12S03.4.
- Nishida, A., 1996. Formation of a plasmopause, or magnetospheric plasma knee by combined action of magnetospheric convection and plasma escape from the tail, *J. Geophys. Res.*, **71**, 5669.

Ogawa, T. and N. Nishitani, 1998. Antarctic HF radar observations of irregularities associated with polar patches and auroral blobs: A case study, *J. Geophys. Res.*, **103**, 26.547-26.558.

Ogawa, Y., R. Fujii, S. C. Buchert, S. Nozawa, S. Watanabe and A. P. van Eyken, 2000. Simultaneous EISCAT Svalbard and VHF radar observations of ion upflows at different aspect angles, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 81-84.

Ogawa, Y., R. Fujii, S. C. Buchert, S. Nozawa and S. Ohtani, 2003. Simultaneous EISCAT Svalbard radar and DMSP observations of ion upflow in the dayside polar ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **108**, SIA 1.1-SIA 1.10

Rodger, A. S., M. Pinnock and J. R. Dudeney, 1994. A new mechanism for polar patch formation, *J. Geophys. Res.*, **99**, 6425-6436.

Ruohoniemi, J. M. and K. B. Baker, 1998. Large-scale imaging of high-latitude convection with Super Dual Auroral Radar Network HF radar observations, *Geophys. Res. Lett.*, **103**, 20797-20811.

Ruohoniemi, J. M. and R. A. Greenwald, 1996. Statistical patterns of high-latitude convection obtained from Goose Bay HF radar observations, *J. Geophys. Res.*, **101**, 21.743-21.763

Semeter, J., C. J. Heinselman, J. P. Thayer and R. A. Doe, 2003. Ion upflow enhanced by drifting F-region plasma structure along the nightside polar cap boundary, *Geophys. Res. Lett.*, **30**, SSC3-1-SSC3-5

Shepherd, S. G. and J. M. Ruohoniemi, 2000. Electrostatic potential patterns in the high-latitude ionosphere constrained by SuperDARN measurements, *J. Geophys. Res.*, **105**, 23005-23014

Wahlund, J.-E., H. J. Opgenoorth, I. Haggstrom, K. J. Winser and G. O. L. Jones, 1992. EISCAT observations of topside ionospheric ion outflows during auroral activity: Revisited, *J. Geophys. Res.*, **97**, 3019-3037.

Watanabe, S., B. A. Whalen and A. W. Yau, 1992. Thermal ion observations of depletion

and refilling in the plasmaspheric trough, *J. Geophys. Res.*, **97**, 1081-1096