

学位論文

金星大気と太陽風の相互作用

2004年12月申請

北海道大学大学院理学研究科

地球惑星科学専攻

柿並 義宏



## 謝辞

本研究を進めるにあたり，数多くの人方々にお世話になった．

北海道大学渡部重十教授には研究テーマの選定から論文作成まで一貫して指導していただいた．本研究の方向性を示していただき，様々な質問にも丁寧答えていただき，叱咤激励をいただいたからこそ本研究をまとめ上げることができたと深く感謝する．北海道大学倉本圭 助教授には厳しくも適切な助言をいただき思考の幅を増やしていただいたことを深く感謝する．北海道大学林祥介教授には貴重なコメントいただき，論文の質を向上させて頂いたことを深く感謝する．宇宙航空開発機構宇宙科学研究本部小山孝一郎教授には研究のアイデア，叱咤激励をいただいたことを深く感謝する．共に地球物理学について語り合い，議論しあった北海道大学地球惑星科学専攻惑星物理学研究室，地球流体力学研究室の皆様のおかげで地球物理学に対する思考が深まったことを感謝する．計算機環境を構築するに当たり EPnetFaN の皆様にはお世話になったことを感謝する．この研究のデータは米国 NASA より提供された．快くデータを提供していただいた Larry H. Brace 博士に深く感謝したい．この研究は National Space Science Data Center と The Planetary Data System の援助を受けている．

## 要旨

金星は固有磁場を持っていない．そのため地球のように磁場で守られることなく，太陽風と金星大気が直接相互作用を行い，運動量・エネルギーを交換する．金星には，地球で見られない様々な特有の現象が見ついている．この多くは太陽風との相互作用によって生じると考えられている．

高度 100 km を超えると金星大気は太陽紫外線によって電離し，電離圏を形成する．電離圏のプラズマは，太陽風および太陽風とともに流れてくる惑星間磁場 (IMF) の影響を非常に強く受ける．太陽風動圧や太陽風の向き，IMF の方向により刻一刻と電離圏は様子を変えていく．太陽風の変動に対応した電離圏プラズマ分布を調べることは太陽風と金星大気の相互作用を調べる上で不可欠である．同様に，電離圏に入り込んだ磁力線は太陽風の変動に応じて，その強さや形状を変化させ，電離圏プラズマの運動，熱収支に影響を与える．それにもかかわらず，これまで太陽風変動に対する電離圏プラズマの分布の変化，磁場形状の変化についてはあまり議論されてこなかった．そこで，本研究では太陽風の向きと IMF の向きを基準とした太陽風座標系を定義し，その座標系において Pioneer Venus Orbiter (PVO) によって得られたデータを基にプラズマ分布，磁場形状を調べた．また，これらの解析から得られた結果を基に数値実験を行った．更に，太陽風との相互作用により形成されると考えられている電離圏プラズマホール形成についても考察した．

## ドレイプ磁場と磁気リコネクション

PVO のデータから，太陽風動圧が低い場合，昼側で磁力線は地面に対して水平を向き，磁気経度 160 度付近で向きを変え，高度 300 km 以上で垂直を向く形状をしていることが分かった．この磁力線は電離圏の外側につながっている．ただし，太陽風座標系 X-Y 平面上における X 軸からの角度を磁気経度とする．これは磁気赤道域，磁気中緯度域ともに同じ傾向にある．磁気経度 200 度以上の場所でも地面に対し水平な磁力線が観測されたが，磁気経度 200 度の場所にははっきりとした垂直の磁力線は観測されなかった．磁気経度 180 度，高度 500 km 以上の場所では昼側からドレイプしてきた磁力線の向きと逆向きの磁力線が観測された．この磁力線は昼側に引っかかった磁力線が両極を回りこみ，夜側で電離圏の外の抜け出している磁力線が存在する．

太陽風動圧が高い場合，磁気赤道における昼側電離圏での磁場の方向は地面と水平向きであった．水平な磁場は磁気経度 160 度付近で垂直に向きを変え，磁気経度 180 度付近で山のような形状をした夜側電離圏全体を覆うようなループ状の磁力線が観測された．このループ状磁力線は太陽風動圧が高い磁気赤道域にのみ観測された．ループ状磁力線は磁気リコネクションの結果であると考えられる．

## 夜側電離圏の構造と熱・力学

太陽風動圧が低い場合、電離圏の電子温度の高度分布は磁気経度によらず同じであった。磁気経度 80 度付近に 1500 km 以上まで電離圏が広がっていることが観測された。同様の構造が磁気経度 280 度で見られるが、1000 km 程度の高さまでしか広がっていない。磁気経度 110 度から 230 度、高度 500 km 以下では磁気経度によらず電子数密度はほぼ一定であった。磁気経度 180 度、高度 500 km 付近に周囲より電子数密度が高いセントラル・テイル・レイが見つかった。

太陽風動圧が高い場合、磁気赤道ではループ状磁力線が見られた磁気経度 150 度および 200~230 度付近において、周囲よりも電子数密度が低くなっている構造が見つかった。ループ状磁力線の中心部分ではやや密度が高くなっている。磁気経度 80 度、260 度付近の電離圏は高度 800 km と太陽風動圧が低い場合に比べ低くなった。

太陽風動圧が高い場合、低い場合に比べて電離圏全体の電子温度が高くなった。電子数密度が低くなる磁気経度 120 度および 230 度付近で電子温度が高くなっている場所が見つかった。ループ状磁力線の周辺では太陽風からの熱フラックスが流入しやすくなっていると考えられる。ループ磁力線の内側では、太陽風動圧が低い場合に比べてやや電子温度が高くなっているものの、ループ状磁力線の外側の電子温度と比べて低いため、熱フラックスは妨げられていると考えられる。磁気中緯度ではループ状の磁力線は見られなかったが、ループ状の磁力線が見られた磁気赤道と同じような場所、磁気経度 210 度付近に局所的な密度減少が見られ、電子温度は周囲よりも高かった。

夜側電離圏では密度が  $10^4 \text{cm}^{-3}$  程度と低いため、電子温度は電離圏界面からの熱フラックスの量で決まる。一方、イオン温度は電子に与えた熱フラックスの量が変化してもほとんど変化せず、電子数密度で決まることが数値実験により明らかになった。電子を効率的に冷却するためには  $10^5 \text{cm}^{-3}$  程度の密度が必要である。このことから夜側電離圏の電子温度は電離圏界面からの熱フラックスの量により決まると推測される。

夜側電離圏の電子温度を保つためには電離圏界面からの熱フラックスが必要である。磁力線を地面に対し垂直と仮定し、電離圏下部でプラズマを供給した場合、夜側電離圏で観測される温度分布を再現する熱フラックスが存在すると、常にプラズマが流出することが数値実験により明らかとなった。この状態からプラズマの供給をやめ、熱フラックスを増加させると 1000 秒間程度プラズマ流出のフラックスが増え、その後、上下に運動しながらプラズマは消滅した。逆に熱フラックスを減少させるとプラズマほとんど流出することなく、落下し、化学反応により失われる。熱フラックスが高いと分極電場が強くなるため、化学反応が盛んに起こる熱圏下部へのプラズマ落下が妨げられ、電離圏は長く維持される。

熱フラックスが増加した直後に電離圏尾部から流出していると考えられている観測量に

匹敵する流出量になることが分かった。しかし、電離圏界面からの熱フラックスによる流出は少なく、大気進化に与える影響は小さい。

### ホール形成過程

プラズマホールが見つかる場所は太陽風座標系でループ磁力線が見つかる場所と一致していることから、太陽風座標系で見つかった密度減少はホールである可能性が高い。太陽風動圧が強くなる、すなわち太陽風の速度が上がると太陽風によって作られる太陽風電場  $E = -v \times B$  が強くなる。ここで  $v$  は太陽風の速度、 $B$  は惑星間磁場である。そのため夜側電離圏では  $E \times B$  ドリフトが強くなり、電離圏プラズマは真夜中へと輸送する方向に力が働き、磁場は真夜中へと集中するようになる。夜側に集められた磁力線は太陽風に直接つながっている。その磁力線に沿って熱フラックスが入ることにより、電離圏のプラズマは加熱され、電離圏外へ流出する。磁場の拡散が強くなると磁気リコネクションが起こり、金星側にループ磁場を形成する。ループ状磁力線は太陽風に直接つながっていないため、熱フラックスが減少し、そこでの電子温度は低くなる。そのためプラズマは熱圏下部に落下し、化学反応により失われる。ループ状磁力線の周囲では太陽風につながった磁力線が存在するので、そこでは電子温度は高いまま保たれる。太陽風動圧が高い場合はこれらが繰り返される。太陽風動圧が低くなると磁気リコネクションは起こらなくなるが、磁場構造は数日間維持される。

ホールの典型的な直径は 1000 km 程度である。磁場強度 30 nT、温度 1000 K の時、 $O^+$  のジャイロ半径は 5.7 km で、いったん磁場によりプラズマの流れが妨げられ始めると磁力線を横切ってプラズマは容易にホールの中へ入り込めない。また、中性大気ともほとんど衝突しないため、衝突周波数がジャイロ周波数を上回る高度 150 km 以下でなければ中性大気との衝突によりホール内へ入り込むことも難しい。プラズマの供給を妨げるような磁場構造が形成されれば、プラズマは 2000 秒程度で一気に減少し、ホールで観測される程度の密度となる。磁場構造が維持されるのであれば、少ないプラズマ密度も維持される。

# 目次

謝辞	i
要旨	ii
<b>第1章 序論</b>	<b>1</b>
1.1 金星観測の歴史	1
1.2 金星大気と電離圏の形成	2
1.3 金星大気・プラズマと太陽風相互作用	3
1.3.1 太陽風と惑星間空間磁場	3
1.3.2 太陽風変動に伴う金星電離圏磁場構造の変化	4
1.4 電離圏プラズマホール	5
1.4.1 電離圏プラズマホールの特徴	5
1.4.2 電離圏プラズマホール形成モデル	7
1.5 研究目的	8
<b>第2章 金星探査機による金星大気・プラズマ・太陽風観測</b>	<b>9</b>
2.1 Pioneer Venus Mission	9
2.2 データ取得とデータセットの作成	9
2.2.1 磁力計	11
2.2.2 電子温度プローブ	11
2.2.3 イオン質量分析器	11
2.2.4 太陽風プラズマ分析器	11
2.3 太陽風	11
2.4 太陽風座標系	13
2.5 電離圏磁場形状	14
2.5.1 解析手法	14
2.5.2 太陽風動圧が低い場合	15
2.5.3 太陽風動圧が高い場合	16
2.5.4 マグネットシースの磁場方向	17
2.6 電子数密度，電子温度分布	23
2.6.1 解析手法	23
2.6.2 太陽風動圧が低い場合	23
2.6.3 太陽風動圧が高い場合	25

2.6.4	反太陽風側での電子数密度・温度分布 . . . . .	26
2.6.5	IMF の方向が電子数密度・温度分布に与える影響 . . . . .	27
2.7	イオン数密度分布 . . . . .	38
2.7.1	太陽風動圧が低い場合 . . . . .	38
2.7.2	太陽風動圧が高い場合 . . . . .	39
2.8	プラズマホールの分布と構造 . . . . .	42
<b>第 3 章</b>	<b>モデリング</b>	<b>47</b>
3.1	基礎方程式 . . . . .	47
3.2	夜側電離圏の熱収支 . . . . .	49
3.2.1	実験設定 . . . . .	49
3.2.2	境界条件 . . . . .	50
3.2.3	電子数密度を変化させた場合 . . . . .	52
3.2.4	熱フラックスを変化させた場合 . . . . .	53
3.2.5	電子温度・イオン温度の応答時間 . . . . .	54
3.3	夜側電離圏の力学過程 . . . . .	56
3.3.1	実験設定 . . . . .	56
3.3.2	境界条件 . . . . .	56
3.3.3	初期条件 . . . . .	56
3.3.4	力学的な応答 . . . . .	57
3.3.5	力学・化学的な応答 . . . . .	62
<b>第 4 章</b>	<b>議論</b>	<b>73</b>
4.1	ドリフト磁場と磁気リコネクション . . . . .	73
4.2	夜側電離圏の構造と熱・力学 . . . . .	75
4.3	プラズマホールの熱・力学過程 . . . . .	76
4.4	プラズマ流出と金星大気の進化 . . . . .	77
<b>付 録 A</b>	<b>CIP 法</b>	<b>81</b>
A.1	基本概念 . . . . .	81
A.2	非線形方程式への応用 . . . . .	83
A.3	CCUP 法 . . . . .	84
	<b>参考文献</b>	<b>87</b>



図目次

1.1 昼側電離圏の電子密度，磁場強度の高度分布．太陽風動圧が変化すると昼側の電離圏界面高度，磁場環境が変化する．太陽風動圧が低い場合 (a)，電離圏界面の高度は高く，フラックスロープと呼ばれるスパイク状の磁場が存在する．太陽風動圧が高い場合 (c)，電離圏界面の高度は低く，大規模構造の磁場が存在する．太陽風動圧が中程度の場合 (b)，それらを足し合わせた構造をしている．Elphic et al. (1981) から転載． . . . . 6

2.1 Pioneer Venus Orbiter の近金点高度と orbit number．軌道投入後，600 orbit までは近金点高度はおよそ 150km でその後上昇．1986 年から再び高度を下げ，1992 年に金星に突入する．Russell (1992) から転載． . . . . 10

2.2 PVO 観測期間での太陽活動度 (黒点数)．PVO が観測を始めた 1978 年は太陽活動度極大期に当たる．Mahajan and Kar (1988) から転載． . . . . 10

2.3 太陽風が吹いてくる方向および惑星間磁場 IMF の向き．a) 太陽風の吹いてくる仰角，b) 太陽風の吹いてくる方位角，c) IMF の円錐角，d) IMF のクロック角．太陽風は仰角 0 度，方位角 10 ~ 12 度の方向から金星に吹き付ける．IMF は円錐角 180 度および 330 度，クロック角は 10 度，190 度が多い． . . . . 12

2.4 太陽風動圧分布．4 ~ 5 nPa が最も多い．3 ~ 6 nPa となるのは全体の 29.5 %． . . . . 13

2.5 太陽風座標系．太陽風の流れのと逆方向を X 軸をとる．IMF が X-Y 平面に位置する様に X 軸と垂直な Y 軸をとる．IMF の Y 成分は常に正になるようにする．X × Y 方向を Z 軸とする． . . . . 14

2.6 太陽風動圧が低い場合の磁気赤道での平均的な磁場方向．矢印は磁力線の向き，灰色の線は磁力線を表す．昼側は磁力線は地面に対して水平．磁気経度 160 度付近，高度 300 km 以上で垂直を向き，電離圏外へつながる．磁気経度 180 度，高度 500 km 以上ではドレイプ磁場と逆方向の磁場が観測された．これは昼側に引っかかった磁力線が両極を回り込んだものである． 18

2.7 図 2.6 に同じ．ただし，太陽風動圧が低い場合の磁気中緯度での結果．昼側では地面に対し水平，磁気経度 160 度付近，500 km 以上で垂直向き，電離圏外へつながる．磁気経度 180 度，高度 500 km 以上の高度では低動圧・磁気赤道と同様に両極から回り込んだ磁力線が確認できる． . . . . 19

2.8 図 2.6 に同じ．ただし，太陽風動圧が高い場合の磁気赤道での結果．昼側では地面に対して平行．磁気経度 160 ~ 230 度の間で盛り上がる形状をしており，夜側電離圏の覆うループ状の構造をしている． . . . . 20

2.9	図 2.6 に同じ。ただし、太陽風動圧が高い場合の磁気中緯度での結果。昼側では地面に対して水平。磁気経度 160 度、高度 200 km 以上および磁気経度 230 度、500 km 以上で磁力線は垂直を向き、電離圏外へつながる。磁気経度 180 度付近にループ状磁力線は見られない。	21
2.10	電離圏およびマグネトシースでの平均的な磁場方向。矢印がない場所は観測がなかった場所。(a) 太陽風動圧が低い場合の磁気赤道、(b) 太陽風動圧が低い場合の磁気中緯度、(c) 太陽風動圧が高い場合の磁気赤道、(d) 太陽風動圧が高い場合の磁気中緯度。電離圏、マグネトシースともに同じ方向を向いてドリフトしてる。	22
2.11	太陽風動圧が低い場合の磁気赤道における平均電子数密度分布。矢印は磁場の方向を表す。電子数密度が $10^5 \text{ cm}^{-3}$ 以上のものはすべて赤、 $5 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$ 未満のものはすべて青で表記した。磁気経度 120~240 度、高度 500 km 以下では磁気経度によらず電子数密度はほぼ一定。磁気経度 180 度、高度 500 km 付近に周囲より密度が高いセントラル・テイル・レイが見られる。	28
2.12	太陽風動圧が低い場合の磁気赤道における平均電子温度分布。矢印は磁場の方向を表す。電子温度が $10^4 \text{ K}$ 以上のものはすべて赤で表記した。高度 400 km 以下では磁気経度によらず一定。セントラル・テイル・レイでは電子温度が低い。	29
2.13	図 2.11 に同じ。ただし、太陽風動圧が高い場合の磁気赤道での結果。磁気経度 90~270 度で太陽風動圧が低い場合に比べて電子数密度が低い。ループ状磁力線の存在する磁気経度 150 度および 200 度付近に周囲よりも密度が低い構造が見つかった。	30
2.14	図 2.12 に同じ。ただし、太陽風動圧が高い場合の磁気赤道での結果。太陽風動圧が低い場合に比べて電離圏全体の電子温度が高い。電子数密度が低い場所の電子温度は周囲に比べて高い。ループ磁力線の内側の電子温度はその外側より低い。	31
2.15	図 2.11 に同じ。ただし、太陽風動圧が高い場合の磁気中緯度での結果。磁気経度 210 度付近に局所的な密度減少が存在する。	32
2.16	図 2.12 に同じ。ただし、太陽風動圧が高い場合の磁気中緯度での結果。磁気経度 120 度および 210 度付近に周囲より電子温度が高い場所がある。磁気経度 180 度、高度 400 km 以下では電子温度が周囲より低い。	33
2.17	太陽金星座標系における太陽天頂角ごとの電子温度分布。太陽天頂角によらず、電子温度分布は一定である。Miller et al. (1980) から転載。	34
2.18	太陽金星座標系における太陽天頂角ごとの全イオン数密度分布。Miller et al. (1980) から転載。	34
2.19	太陽風動圧が高い場合の電子数密度分布を反太陽風側から見た図。東西、南北対称を仮定。高度 400~500 km では、真夜中が一番密度が高く、その両側に密度が低く、穴が開いたような構造がある。	35

2.20	太陽風動圧が高い場合の電子温度分布を反太陽風側から見た図．東西，南北対称を仮定．高度 400 ~ 500 km では，電子数密度が低い場所で電子温度が高い．	36
2.21	太陽風動圧が高い場合において Y 軸を無作為に決定した，赤道での平均電子数密度分布．太陽風座標系で見られていた局所的な密度減少，セントラル・テイル・レイは見られない．	37
2.22	太陽風動圧が高い場合において Y 軸を無作為に決定した，赤道での平均電子数密度分布．太陽風座標系で見られていた電子温度の高い場所は見られない．	37
2.23	太陽風動圧が低い場合，磁気赤道における平均イオン数密度分布．(a) $O_2^+$ ，(b) $O^+$ ，(c) $H^+$ ，(d) $NO^+$ ． $O^+$ で磁気経度 185 度，高度 850 km の場所にセントラル・テイル・レイが確認できる．	40
2.24	太陽風動圧が高い場合，磁気赤道における平均イオン数密度分布．(a) $O_2^+$ ，(b) $O^+$ ，(c) $H^+$ ，(d) $NO^+$ ．磁気経度 110 度，高度 700 km と磁気経度 220 度，高度 700 km 付近に $O^+$ ， $H^+$ の局所的な密度減少が見られる．磁気経度 180 度付近に存在するこぶの様な $O_2^+$ 分布の成因は明らかでない．	41
2.25	orbit 530 で観測されたホール．上から磁場の伏角，磁場強度，電子数密度，電子温度を表している．9:29 と 9:40 にホールが観測されている．9:29 のホールでは電子温度が低く，9:40 のホールでは電子温度が高い．	43
2.26	ホールで観測された電子数密度と電子温度の高度分布．電子温度を色で表した．密度が同程度でも温度にばらつきがある．密度が低くなればなるほど電子温度が高くなる傾向がある．高い電子温度はすべての高度で観測されるが，低い電子温度は低い高度にのみ観測される．	44
2.27	太陽風座標系でのホールで分布．磁場の伏角を色で表した．磁気経度 140 度から 230 度，磁気南緯 40 度から磁気北緯 40 度までほぼ満遍なく分布．磁気経度 180 度を挟んで磁場の極性が変わる．	45
3.1	数値実験に用いた電子 ( $Ne$ )，中性大気の数密度高度分布．電子密度はホールが観測された orbit 530 inbound の値．中性大気は高度 150 ~ 250 km では夜側熱圏の VIRA モデルにより与え，それ以上の高度では静水圧平衡を仮定した．	51
3.2	実験設定の概念図．鉛直の磁力線を仮定し，磁力線に沿った方向に計算を行う．上部境界から熱フラックスを与える．	51
3.3	電子数密度を観測データの 0.1 倍，1 倍，10 倍にした場合の電子温度 ( $T_e$ ) とイオン温度 ( $T_i$ )．密度が変化しても電子温度はほとんど変化しない．電子数密度が高いほどイオン温度は高くなる．	53
3.4	電子数密度を観測データの 100 倍にした場合の電子温度 ( $T_e$ ) とイオン温度 ( $T_i$ )．黒い線は電子温度，灰色の線はイオン温度を示している．電子温度とイオン温度はほぼ等しい．	54

3.5	熱フラックスを $7.59 \times 10^9$ eV/cm <sup>2</sup> sec の 0.1 倍, 1 倍, 2 倍, 5 倍, 10 倍変化させた場合の電子温度 ( $T_e$ ) とイオン温度 ( $T_i$ ) . 黒い線は電子温度, 灰色の線はイオン温度を示している . 熱フラックスが大きいほど電子温度は高くなる . 熱フラックスを変化させてもイオン温度はほとんど変化しない .	55
3.6	電子温度 ( $T_e$ ) とイオン温度 ( $T_i$ ) の熱フラックスに対する応答 . 電子温度は 10 秒程度, イオン温度は $10^5$ 秒程度で定常状態に達する .	55
3.7	数値実験初期条件 . (a) $O^+$ および $O_2^+$ の数密度, (b) $O^+$ の速度, (c) $O^+$ , $O_2^+$ および電子の温度 . 定常的にプラズマが流出する .	58
3.8	$O^+$ と $O$ , $H$ , $He$ , $N$ , $CO_2$ , $CO_2^+$ との衝突周波数 .	59
3.9	熱フラックスを 1 桁増加させ, $7.59 \times 10^{10}$ eV/cm <sup>2</sup> sec とした場合 (case 1) の電子温度, $O^+$ 数密度, 速度, 温度, $O_2^+$ の温度 .	61
3.10	図 3.9 と同じ . ただし, 熱フラックスを 1 桁減少させ, $7.59 \times 10^8$ eV/cm <sup>2</sup> sec とした場合 (case 2) .	63
3.11	熱フラックスを $7.59 \times 10^9$ eV/cm <sup>2</sup> sec で一定にし, 化学反応を計算した場合 (case 3) の電子温度, $O^+$ 数密度, 速度, 温度 .	65
3.12	熱フラックスを $7.59 \times 10^9$ eV/cm <sup>2</sup> sec で一定にし, 化学反応を計算した場合 (case 3) の $O_2^+$ の数密度と温度 .	66
3.13	図 3.11 と同じ . ただし, 熱フラックスを 1 桁増加させ, $7.59 \times 10^{10}$ eV/cm <sup>2</sup> sec とし, 化学反応を計算した場合 (case 4) .	68
3.14	図 3.12 と同じ . ただし, 熱フラックスを 1 桁増加させ, $7.59 \times 10^{10}$ eV/cm <sup>2</sup> sec とし, 化学反応を計算した場合 (case 4) .	69
3.15	図 3.11 と同じ . ただし, 熱フラックスを 1 桁減少させた $7.59 \times 10^8$ eV/cm <sup>2</sup> sec にし, 化学反応を計算した場合の電子温度 (case 5) .	71
3.16	図 3.12 と同じ . ただし, 熱フラックスを 1 桁減少させた $7.59 \times 10^8$ eV/cm <sup>2</sup> sec にし, 化学反応を計算した場合 (case 5) .	72
4.1	磁力線形状 .	74
4.2	ホール形成モデル .	78

## 表目次

3.1	化学反応と反応係数 . [Shunk and Nagy (2000)] より引用 .	49
3.2	電子と中性の衝突周波数 . [Shunk and Nagy (2000)] より引用 .	49
3.3	イオンと中性の衝突周波数 . [Shunk and Nagy (2000)] より引用 . ただし, $T_r = (T_i + T_n)/2$ .	50
3.4	イオンとイオンの衝突周波数 . [Shunk and Nagy (2000)] より引用 .	50

# 第1章 序論

## 1.1 金星観測の歴史

金星は夜空に明るく輝き、一際目立つ惑星である。この明るい惑星は古くから人々の興味を引いてきた。Galileo Galilei が自ら開発した望遠鏡を用い、金星の満ち欠けを観測し、Nicholas Copernicus が唱えた地動説の証拠を見つけたのは有名な話である (Marov and Grinspoon, 1998)。その後、地上からは様々な観測が行われるようになった。分光器を用い、金星が CO<sub>2</sub> に富んでいること (Bolton, 1968)、紫外線の観測から雲層が 4 日間で循環していること (Boyer and Guerin, 1966)、赤外線ドップラーシフトを利用し、自転が地球と逆方向でおよそ 243 日であること (Carpenter, 1970) などが明らかとなった。

ロケットによる衛星打ち上げ技術の進歩により惑星観測は新しい時代に入った。惑星探査機が打ち上げられるようになり、惑星を直接観測できるようになった。金星にも様々な探査機が送り込まれ、次々と新しい発見がなされるようになった。最初に金星に近づき観測を行ったのは米国により打ち上げられた Mariner 2 号である。Mariner 2 号のフライバイ観測では、地球と同程度の大きさの地球型惑星にもかかわらず、放射線帯や双極子磁場が見つからなかった (Smith et al., 1965)。このことは続くソ連の Venera 4 号、Mariner 10 号でも確かめられ、Pioneer Venus Orbiter (PVO) の観測で固有磁場がほとんど存在しないと結論付けられた (Russell et al., 1980; Phillips and Russell, 1987)。

Mariner 5 号の電波掩蔽観測により、昼・夜ともに電離圏が存在することが確かめられた (Kliore et al., 1967)。発達した夜側電離圏の存在は自転が非常に遅いことを考えると不思議なことであった。また、バウショックも存在することが確認された (Bridge et al., 1967)。金星電離圏が太陽風と相互作用している結果であることが示唆された。

続く Mariner 10 号では Mariner 5 号、Venera 4 号、Venera 6 号で観測されたものより低い高度でバウショックが観測され、太陽風の速度や向きによってバウショックの位置、そしてそれを受け止めている金星大気が大きく影響を受けることが分かってきた (Ness et al., 1974)。

ソ連によって打ち上げられた Venera 9 号、10 号の観測より磁力線が電気伝導度の高い場所を通り抜ける際に生じる、金星を取り巻くような形状をするドリフト磁場の存在が確認された (Podgorny, 1982)。Venera 9 号、10 号に積まれたプローブは 90 気圧、750 K も

の過酷な条件下の金星地表面の写真を撮ったことでも知られている。

金星超高層大気について最も多くのデータを提供したのは PVO である。PVO は 1978 年から観測を始めて、金星大気に突入する 1992 年までの 14 年間、データを取り続け、熱圏・電離圏の様々な現象を発見し、金星大気と太陽風が直接相互作用している様々な証拠を提供した。これほどの金星超高層大気のデータがそろっているのはこれまでのところ PVO のみである。Pioneer Venus ミッションでは 4 つのプローブを金星大気に落としていた。このプローブにより下層大気の温度構造が明らかにされた。

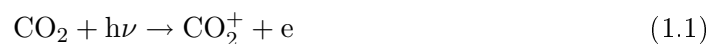
その後、ソ連による Venera 11 号、12 号および米国による Vega 1 号、2 号では中性大気の組成、雲の組成、大気の風速などを観測した。Venera 13 号、14 号および Vega 2 号は金星表面に着陸し、岩石を調べた。Venera 15 号、16 号では 1~2 km の解像度の地表面の地図を作成し、さらに近年では 1989 年から 1994 年まで観測を続けた米国の Magellan により、解像度が 300 m 以上の詳細な金星の地図が作られた (Saunders et al., 1992)。

## 1.2 金星大気と電離圏の形成

金星は非常に自転が遅く（およそ 243 日）、自転方向が地球と逆向きの惑星である。公転周期は 225 日なので、金星の一昼夜はおよそ 117 日となる。つまり昼が 58 日ほど続くことになる。大気を電離させる主な要因は太陽紫外線による光電離であるため、夜側ではほとんどプラズマを生成することができない。また、プラズマは磁力線の周りで旋回運動をするので容易に磁力線を横切って移動することができない。もし地球のように固有磁場が存在すると夜側にプラズマを輸送することは難しい。それにもかかわらず、夜側には発達した電離圏が見つかっているのは、金星には固有磁場が存在せず、夜側へプラズマを輸送することが可能であり、これによって夜側電離圏を形成しているからである。そのプラズマの流れは PVO により観測されており、明暗境界付近で数 km/s というかなり速い速度であることが知られている (Miller et al., 1987)。

金星は二酸化炭素に富んだ大気である。そのため、地球とは異なり二酸化炭素は電離圏形成に大きく寄与する。電離圏は次のような光化学反応により形成される (Cravens et al., 1983)。

昼側電離圏での主なプラズマの生成は光電離で



である． $\text{CO}_2^+$  はすぐに周囲の  $\text{O}$  と反応し



また， $\text{O}^+$  は周囲の  $\text{CO}_2$  と反応し，



式 (1.1)，(1.3) ~ (1.5) の反応により昼側電離圏の高度 200 km 以下では  $\text{O}_2^+$  と  $\text{CO}_2^+$  が主要なイオンとなる．一方，高度 200 km 以上では重い二酸化炭素に代わり，酸素原子が主要な成分となるので式 (1.2) が重要になり， $\text{O}^+$  が主要なイオンとなる．

$\text{O}_2^+$  の消滅反応は主に解離再結合と窒素および一酸化窒素とのイオン・原子相互交換反応である．



式 (1.7)，(1.8) は夜側電離圏で重要となり， $\text{NO}^+$  は夜側電離圏低高度で多くなる．一方， $\text{O}^+$  の消滅反応は，主に式 (1.5) であるが，水素原子の多い夜側では水素原子との反応も重要となる．



この反応には逆反応が存在し，



$\text{H}^+$  と  $\text{O}^+$  の比は  $\text{H}$  と  $\text{O}$  の比で決まる．

## 1.3 金星大気・プラズマと太陽風相互作用

### 1.3.1 太陽風と惑星間空間磁場

金星は惑星固有の磁場を持っていないことが PVO の観測により確かめられた．このことが地球超高層大気との違いを鮮明にしている．地球では，太陽風と磁気圏が相互作用を行うことにより運動量，エネルギーのやりとりを行うが，固有磁場によって守られていない金星では電離圏プラズマが太陽風と直接相互作用をおこなう (Elpic et al., 1980) ．

プラズマ高速流である太陽風は惑星間空間磁場 (IMF) を伴って金星へ吹き付ける．金星付近で太陽風の速度はおよそ  $400 \text{ km/s}$ ，プラズマ密度は  $10 \sim 15 \text{ cm}^{-3}$  程度である．太陽風に凍結している IMF は強度が平均  $11 \text{ nT}$  程度で，金星と太陽をつないだ線から  $40$  度傾いた方向を向いている．太陽活動度極大期において太陽風電子温度を  $1.5 \times 10^5 \text{ K}$  と仮定すると，音波  $(\gamma p_i / \rho_i)^{1/2}$ ，アルフベン波  $B / (\mu_0 \rho_i)^{1/2}$ ，磁気音波  $(kT_e + \gamma p_i / \rho_i)^{1/2}$  のおのこのマッハ数は  $6.6, 6.1, 4.7$  程度となる (Phillips et al., 1986)．ただし， $\gamma$  は比熱比， $p_i$  はイオンの圧力， $\rho_i$  はイオンの密度， $B$  は磁場強度， $T_e$  は電子温度， $\mu_0$  は真空の透磁率， $k$  はボルツマン定数である．

太陽風が金星にぶつかることで太陽風はそらされ，バウショックが形成される．バウショックと電離圏の間にはマグネトシースが形成される．バウショックを通過した加熱された太陽風はマグネトシースの中を金星を取り巻くように流れる．それに伴って IMF も金星を取り巻くドリフト磁場となる．その IMF は電離圏前面に積み重なっていき磁気バリアを形成する．そのため，太陽風プラズマの大部分は取り除かれてしまう．夜側の磁場は，このドリフトした IMF によって形成される．それらの一部はウエイク磁気圏尾部を形成する．

### 1.3.2 太陽風変動に伴う金星電離圏磁場構造の変化

電離圏界面の位置は太陽風動圧と電離圏プラズマ圧によって決まる (Russell and Vaisberg, 1983, 図 1.1)．太陽風動圧が低い場合は，太陽風動圧と電離圏プラズマ圧がつりあう場所に圏界面ができ，その高度は昼側で  $300 \text{ km}$  以上となる．一方，太陽風動圧が高い場合は，電離圏は低い高度 ( $300 \text{ km}$  以下) まで押し下げられると共に，積み重なった IMF による磁気圧が高くなる．この磁場も太陽風動圧を支えることに寄与する (Phillips et al., 1986)．電離圏で観測される磁場強度は太陽風動圧によって決まり (Kar and Mahajan, 1987)，太陽風動圧に応じて電離圏の磁場の構造が大きく変わることが知られている (Russell and Vaisberg, 1983)．

太陽風動圧が電離圏のプラズマ圧を越えない場合，スパイク状の磁場変動 (フラックスロープ) が昼側電離圏のいたるところで観測される (Russell and Elipic, 1979, 図 1.1(a))．フラックスロープの中では  $\mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0$  が満たされる force free の状態で，磁力線方向に電流が流れている．フラックスロープは，マグネトシースと電離圏の境界でのプラズマの速度差によって生じる Kelvin-Helmholts 不安定によって電離圏内に IMF が取り込まれると考えられている (Wolff et al., 1980)．この磁力線が下向きの対流によって電離圏下部に運ばれる (Cravens et al., 1984)．一方，電離圏のダイナモ運動によって形成されるとする考え方もある (Luhmann and Elphic, 1980)．フラックスロープの構造は数  $10 \text{ km}$  と非常に小さい．このことから磁場の拡散時間は非常に速く，電離圏界面で作られたフラックスロープが観測される高度までその構造を保つことは難しいことが指摘されている (Cole, 1994)．そのためフラックスロープは観測される高度で作られる必要があることからダイ



ナモ運動により形成されることが有力視されている。Shinagawa et al. (1993) はフラックスロープの種となる磁場をつくることに分極電場が有効に働くことを指摘している。フラックスロープ形成には電離圏全体を小さなスケールで考える必要があるため、形成に関しては不明な点が数多く残っている謎の多い現象である。

太陽風動圧が高い、電離圏プラズマ圧を超える場合、電離圏は強く磁化される(図 1.1(c))。動圧が低い場合に見られた小さなフラックスロープ構造は見られなくなり、太陽直下点付近の電離圏全体を覆う大きな構造が見られるようになる(Elphic et al., 1980)。昼側での磁力線の向きは地面に対して水平な向きとなる(Luhmann et al., 1980)。極端に太陽風動圧が高くなると水平向きの磁場が強くなり、プラズマの流れを妨げ、夜側電離圏を消し去る現象が報告されている(Cravens et al., 1982)。太陽風動圧が高い場合、マグネトシースでのプラズマ流も速くなるので、磁力線が電離圏を取り囲んでしまうと考えられている(Marubashi et al., 1985)。電離圏を取り囲んだドリフト磁場は夜側にたまり、垂直を向くようになる(Luhmann et al., 1981)。

磁場の構造は電離圏のプラズマ運動、熱収支に大きな影響を与える。電離圏で観測された高い電子温度を説明するには電離圏界面から熱フラックスが必要であることが指摘されている(Cravens et al., 1979; Knudsen et al., 1980)。その熱源は特定されていないが、太陽風がエネルギー源であると考えられている(Russell, 1977; Knudsen et al., 1980)。電子温度は磁力線に沿って伝わりやすいことから、磁力線の形状を決定することは電離圏の熱収支を考える上で非常に重要になる。夜側電離圏の熱収支から磁力線の形状が推定されている(Hogy et al., 1980)が、観測データから形状を議論した例は少ない。昼側電離圏では磁力線がプラズマの流れに沿った方向を向く(Law and Cloutier, 1995)。一方、夜側電離圏で磁気リコネクションの存在が予想されている(Marubashi et al., 1985)が、その証拠は見つかっていない。

## 1.4 電離圏プラズマホール

### 1.4.1 電離圏プラズマホールの特徴

太陽風の変動に応じて、電離圏は刻一刻と変化している。太陽風の影響で引き起こされている現象の一つに、地球では見られない電離圏ホールと呼ばれる現象がある。ホールとはプラズマが局所的に枯渇し、そこでは磁場が強くなり、地面に対して垂直を向く現象(Brace et al., 1982a)である。同様の現象はイオンでも見つかっている(Taylor et al., 1980)。夜側電離圏の高度 200 km 以上の主要なイオンは  $O^+$  であるが、ホール内で  $H^+$  が主要なイオンとなっている例が多く報告されている(Luhmann et al., 1982; Grebowsky et al., 1983)。IMF の極性とホール内で観測される磁場の極性が一致することから、ホールで観測される磁場は IMF 起源であると考えられている(Marubashi et al., 1985)。周囲

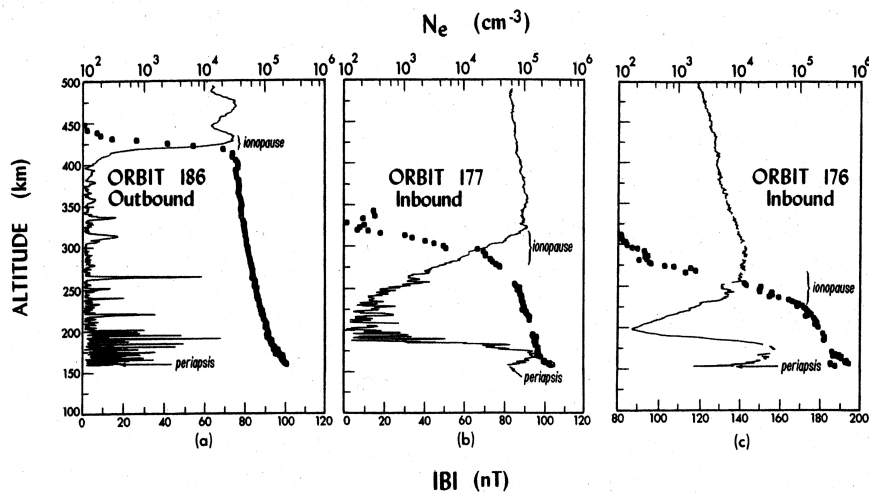


図 1.1: 昼側電離圏の電子密度，磁場強度の高度分布．太陽風動圧が変化すると昼側の電離圏界面高度，磁場環境が変化する．太陽風動圧が低い場合 (a)，電離圏界面の高度は高く，フラックスロープと呼ばれるスパイク状の磁場が存在する．太陽風動圧が高い場合 (c)，電離圏界面の高度は低く，大規模構造の磁場が存在する．太陽風動圧が中程度の場合 (b)，それらを足し合わせた構造をしている．Elphic et al. (1981) から転載．

の電離圏のプラズマ圧とホール内での磁気圧はほぼつりあっていることから準静的な現象である (Brace et al, 1982a) と考えられている．ただし，この磁力線がつながる場所，構造は明らかにされていない．

ホールのような電子密度減少は見られないが，近金点で強くほぼ垂直な磁場が存在し，PVO がホールの下を通った可能性を Luhmann et al. (1982) は指摘している．その場所では  $O^+$  が減少し， $O_2^+$  が主要なイオンであった．同時に  $7 \text{ km/s}$  を超えるイオンのドリフト速度が観測され，その速度成分の約半分が下向きの成分であった．一方，ホールの中では上向きのイオン流が存在する可能性が指摘されている (Hartle and Grebowsky, 1990)．観測された中性大気密度，電子及びイオンの温度と電子密度からプラズマの圧力勾配による力がすべての下向きの力に勝っているため上向きの流れが生じていると結論付けた．しかし，ホール内でプラズマの流れを直接観測した例は報告されていないため，ホール内でのプラズマ運動は明らかでない．

ホールで観測されるプラズマは周りの電離圏プラズマとは異なる特徴を持つ．ホールで観測される電子温度は周囲のプラズマより低い場合と高い場合がある．電子温度が高い場合，低温プラズマの成分と高温プラズマの成分が混じりあう分布であることが観測された (Brace et al., 1982a)．そこでの電子温度は，低温成分においては周囲の電離圏の半分程度の温度であり，高温成分のプラズマは周囲より一桁程度高温であった．また，ホール内で

はかなり低温のイオンが観測された (Luhmann et al., 1982) . しかし, ホールのある場所でイオン温度が観測できた例は少なく, ホールでは常に低温のイオンが存在するかは定かではなく, 高い電子温度との関係も明らかでない .

#### 1.4.2 電離圏プラズマホール形成モデル

太陽風と金星電離圏の相互作用によりホールが形成されると考えられており, いくつかのモデルが提案されている . 太陽風に凍結している IMF は昼側電離圏に積み重なり, ドレイプする . その磁場は昼側電離圏から両極を通り, 夜側電離圏へと回りこむ . その磁力線が電離圏から離れる際に  $E \times B$  方向にプラズマを加速し, ホールを形成するというモデルが提案されている (Brace et al., 1982a) . ただし,  $E$  は電場,  $B$  は磁場を表す . 一旦ホールが作り出されると垂直の磁場により周囲の磁化されていない電離圏からのイオン流を妨げるためホールはそのままの状態を維持できる . しかし, 同一ホール内で磁場の極性が反転している例が見られないなど, このモデルは困難を抱えている .

Grebowsky and Curtis (1981) はホールが磁力線に平行な電場により作られる形成シナリオを提案した . ホールで見られるような磁場の鋭い勾配は夜側へのプラズマ対流によって作り出すことができる (Grebowsky et al., 1983) . 磁力線が地面に対して平行な場所ではイオンは化学反応の起こりやすい低高度へは落ちにくい, 磁力線が鉛直向きになる真夜中では重力により, プラズマの消滅反応が起こりやすい低高度へプラズマが落ちることで, 急速にプラズマを消滅させ, ホールを作ることができる . また, もし地球のオーロラ領域で見られるような磁力線に平行な電場が存在すれば, プラズマを電離圏外へ加速できることを指摘している .

電離圏内でこのような磁力線の形状を維持する可能性は Marubashi et al., (1985) によっても指摘されている . 太陽風動圧が高くなるとマグネトシースでのプラズマ流が速くなり, 磁力線が電離圏を取り囲む . その磁力線が夜側に積み重なり, 最終的には磁気リコネクションを起こし, 鉛直向きの磁力線を形成する . Grebowsky et al. (1983) や Marubashi et al. (1985) のモデルではホールでの磁力線形状は説明できるが, 平行電場の存在など不確かな点も多く, プラズマを減少させる方法に課題が残る .

また, 両極にできるプラズマチャネルがホールであるという指摘がなされている (Pérez-de-Tejada, 2004) . IMF の向きは頻繁に変わるため, それに応じてプラズマチャネルの形成される場所が変化するために, ホールがペアで見つかる場合とまったく見つからない場合のパスが存在する . このモデルではホールの低い電子温度を説明することは難しく, また磁場の極性に関して Brace et al., (1982a) らのモデルと同様の問題を含んでいる .

一方, ホールが観測される地理的な特長から金星地表面での残存磁場によりホールが形

成される可能性が指摘されている (Luhmann and Russell, 1992) . しかし, 金星地表面は 750 K と非常に熱く, キュリー温度以下の成分は少ないので, 磁場が残っている可能性は低い.

プラズマ密度の減少, 電子温度・イオン温度の特徴, 磁場の形状など, 謎は数多く残されているおり, ホールについて, その特徴を十分に説明し切れているモデルは存在しない.

## 1.5 研究目的

金星は固有磁場を持たないため, 太陽風と大気が直接相互作用を行い, 運動量・エネルギーを交換する. これまでの研究で太陽風と大気との相互作用によって引き起こされる様々な現象が報告されている. これらは現象は金星特有のものも多く, 非常に興味深い. 金星電離圏は太陽風の方向, IMF の向きに影響を受けやすいため, それらを十分に考慮する必要がある. しかしながら, 太陽風変動が電離圏のプラズマ密度・温度および磁場形状に及ぼす影響はこれまであまり議論されてこなかった. 電離圏で観測されるプラズマホールは, 金星特有の現象で, 周囲の電離圏よりもプラズマ密度が低い. その場所に存在したプラズマがホール領域から宇宙空間へ散逸していれば金星の大気進化に影響を与える可能性がある. ホール形成には太陽風が大きく関係していることが示唆されているため, 太陽風変動による電離圏環境の変動を知ることはホール形成を考察する上で必要不可欠な情報である. 本研究では, 太陽風変動を考慮した座標系を用い, 太陽風変動が電離圏のプラズマ分布, 磁場形状に及ぼす影響を明らかにするとともに, その結果からホール内でのエネルギー収支に考察を加え, ホール形成のモデルを提案する. また, ホール形成時に起こるプラズマ散逸量を見積もり, 現在のプラズマの流出量および大気進化に与える影響を考察する.

## 第2章 金星探査機による金星大気・プラズマ・太陽風観測

### 2.1 Pioneer Venus Mission

1978年米国 NASA により金星大気観測を目的として、Pioneer Venus ミッションが行われた。このミッションは 1 機の周回衛星 (Pioneer Venus Orbiter, 以下 PVO), 1 つの Large Probe, 3 つの Small Probe で構成されている (Colin, 1980)。PVO を載せたロケット Atlas-Centaur は 5 月 20 日に打ち上げられ、プローブを載せたロケットは 1978 年 8 月 8 日に打ち上げられた。PVO は 1978 年 12 月 4 日に金星周回軌道へ投入された。PVO 軌道投入後 1992 年までの 14 年間観測を続け、最後は金星に突入することでその役割を終えた。この間超高層大気の様々なデータを取得し、金星大気の様々な現象を明らかにした。母船から切り離されたプローブは、PVO から少し遅れて 1978 年 12 月 8 日金星へ到着し、大気へと突入した。プローブは主に金星下層大気の大気観測を目的とし、中性大気の大気温度と圧力の鉛直構造、雲の成分、太陽放射フラックス、赤外光、大気成分、風を測定した。これらのプローブにより、下層大気では太陽天頂角依存は小さいことが示され、100km 以下の大気熱構造が解明された (Seiff et al., 1980)。

PVO の軌道周期はおよそ 24 時間、軌道傾斜角は 105 度であった。観測期間 14 年間のうち初めの 2 年間は近金点高度を 150 ~ 170 km に保ち、その後は徐々に高度上げ、1986 年に最も遠くなり、その後徐々に高度を下げ、1992 年に金星に再突入する (図 2.1)。1980 年までは近金点は北緯 17 度に保たれたが、その後南へと移動した。観測を始めた 1978 年は太陽活動度極大期にあたり (図 2.2)、非常に発達した電離圏が観測された。

### 2.2 データ取得とデータセットの作成

本研究では、米国 National Space Science Data Center (NSSDC) により提供された PVO 観測のデータセットを用いた。特に磁力計 (OMAG) により観測された磁場、電子温度プローブ (OETP) により観測された電子温度、電子数密度、イオン質量分析計 (OIMS) により観測されたイオン数密度、太陽風プラズマ分析器 (OPA) のより観測された太陽風の速度、数密度、温度を用いた。太陽活動度が極大で、近金点高度が低く電離圏が十分に観測されている 1978 年 12 月 4 日 (orbit 1) から 1980 年 12 月 31 日 (orbit 757) までの期間について解析をおこなった。この節では本研究で使用した PVO 搭載観測機器である磁

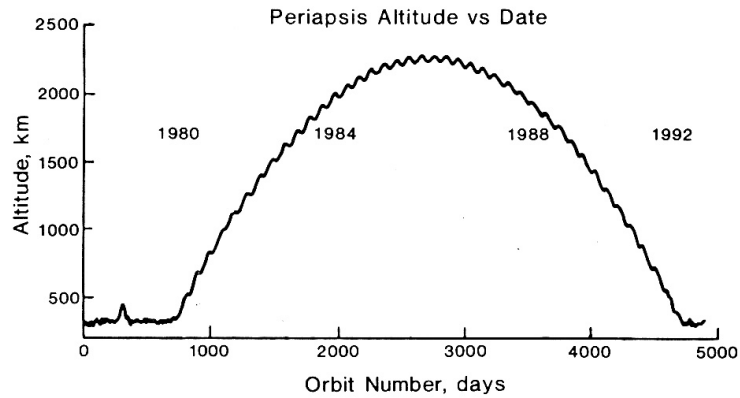


図 2.1: Pioneer Venus Orbiter の近金点高度と orbit number . 軌道投入後, 600 orbit までは近金点高度はおよそ 150km でその後上昇. 1986 年から再び高度を下げ, 1992 年に金星に突入する. Russell (1992) から転載.

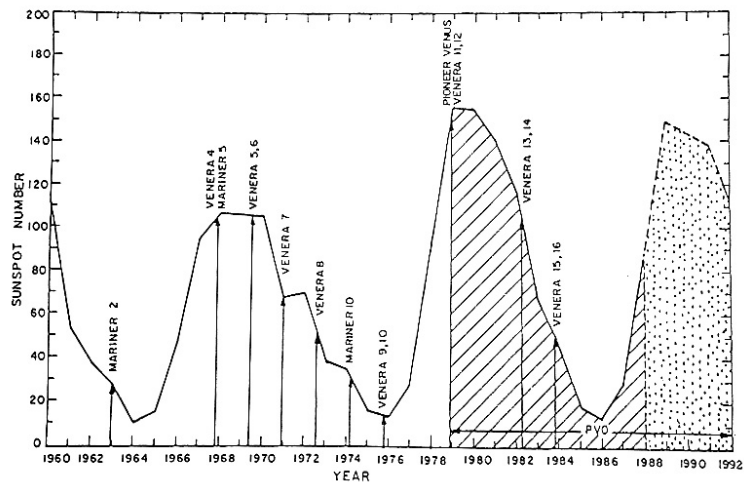


図 2.2: PVO 観測期間での太陽活動度 (黒点数) . PVO が観測を始めた 1978 年は太陽活動度極大期に当たる. Mahajan and Kar (1988) から転載.

力計，電子温度プローブ，イオン質量分析器，太陽風プラズマ分析器についてまとめる．

### 2.2.1 磁力計

PVO には 3 軸フラックスゲート磁力計が用いられている．観測モードが 3 種類用意しており，観測を行う場所に応じて観測を行うサンプルレートを変えている．最も観測条件が悪い場合は 32 秒，惑星間空間を通過している際は 8 秒，電離圏を通過している間は 4 秒後ごとにデータを取得した．本研究では観測されたデータの 1 分平均値を用いている．1 分平均値を使っているのでフラックスロープのような細かい構造はデータからは確認できないが，電離圏全体の平均的な構造を見ることはできる．

### 2.2.2 電子温度プローブ

円筒形のラングミュア・プローブにより電子温度，数密度を観測した．電流と電圧の曲線を描くことで電子数密度，電子温度を 24 秒ごとに求めている．電子数密度が低くなるにつれ観測精度は悪くなり，正確に測れるのは  $100 \text{ cm}^{-3}$  程度までである．精度は劣るものの太陽光があたる場所では  $30 \sim 50 \text{ cm}^{-3}$  まで，暗部では  $2 \text{ cm}^{-3}$  まで測ることができる．解析に使用したデータの時間分解能は 24 秒である．

### 2.2.3 イオン質量分析器

イオン質量分析計により  $\text{H}^+$ ， $\text{H}_2^+$ ， $\text{He}^+$ ， $\text{O}^{2+}$ ， $\text{C}^+$ ， $\text{N}^+$ ， $\text{O}^+$ ， $^{18}\text{O}^+$ ， $\text{CO}^+$  または  $\text{N}_2^+$ ， $\text{NO}^+$ ， $\text{O}_2^+$ ， $\text{CO}_2^+$  が観測された．本研究では電離圏での主要なイオン  $\text{H}^+$ ， $\text{O}^+$ ， $\text{NO}^+$ ， $\text{O}_2^+$ ， $\text{CO}_2^+$  について解析をおこなった．解析に使用したデータの時間分解能は 24 秒である．

### 2.2.4 太陽風プラズマ分析器

太陽風プラズマ分析器は 5 つのカレント・コレクターと電位増幅器からなる観測器である．観測した粒子の持つエネルギーと電荷の比から粒子を観測する．エネルギーと電荷の比は，電子では 1～500 を 16 ステップ，イオンでは 50～8000 を 32 ステップである．パウショックの外側にある 1 時間ごとに平均した太陽風の速度，方向，電子温度，電子数密度を用いた．

## 2.3 太陽風

金星電離圏を調べる前に解析期間の太陽風方向，IMF の向きを調べる．解析期間は太陽活動度極大期にあたり，太陽紫外線が強く，電離圏が発達する．X 軸を金星太陽方向，Y 軸を公転方向の逆，Z 軸を北方向した座標系を太陽金星座標系と定義する．太陽風が吹

き付ける仰角は-4~4度の間であるものが全体の69.4%にのぼる(図2.3 a)．方位角は8~13度に含まれるものは全体の65.7%となる(図2.3 b)．つまり、太陽風はX-Y平面上を西に10度傾いた方向から吹き付ける．このずれは金星の公転運動のために生じる．

X-Y平面上に投影したIMFの角度(コーン角)は、X軸から120~150度に向いていることが一番多く、全体の20.9%である(図2.3 c)．その180度反対方向である310~340度を向いている割合は次に多く、18.1%で、この両方をあわせると39.0%になる．Y-Z面に投影したIMFの角度(クロック角)はコーン角に比べばらつきが大きい(図2.3 d)．350~30度の角度をとることが最も多く、全体の18.0%である．180~210度にもピークが存在し、全体の15.0%である．IMFはある特定の向きを向くことが多いが、すべての角度が観測されている．観測されたIMFの向きはスパイラル構造の磁場の向きをよく表している．

図2.4は太陽風動圧の分布を示している．3~6 nPaの動圧は全体の29.5%となる．

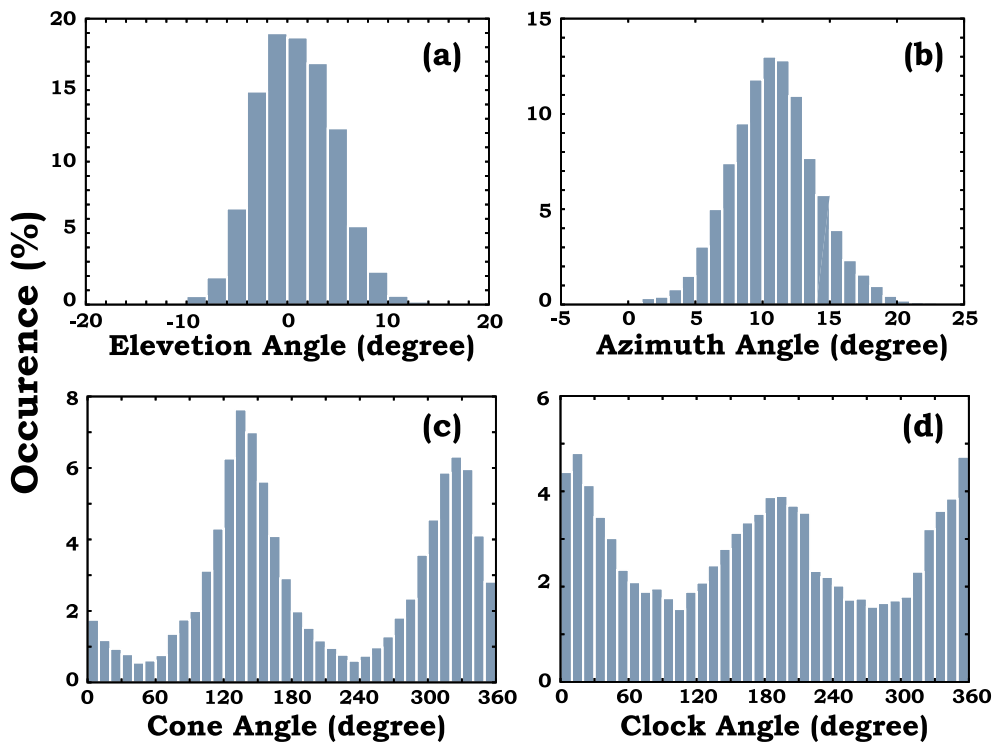


図 2.3: 太陽風が吹いてくる方向および惑星間磁場 IMF の向き．a) 太陽風の吹いてくる仰角, b) 太陽風の吹いてくる方位角, c) IMF の円錐角, d) IMF のクロック角．太陽風は仰角 0 度, 方位角 10~12 度の方向から金星に吹き付ける．IMF は円錐角 180 度および 330 度, クロック角は 10 度, 190 度が多い．



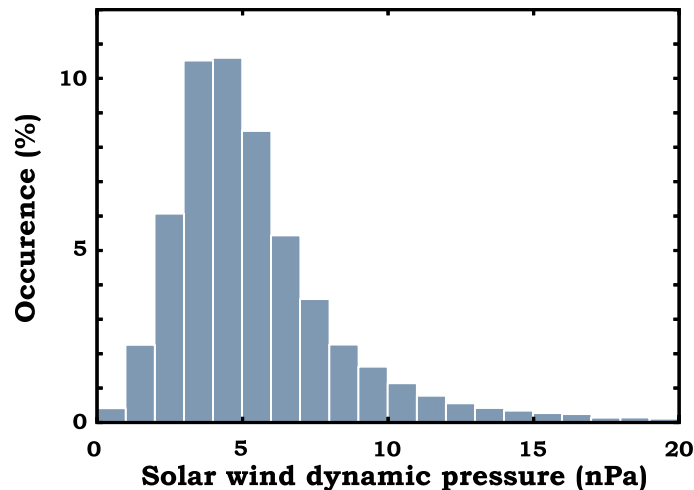


図 2.4: 太陽風動圧分布 . 4~5 nPa が最も多い . 3~6 nPa となるのは全体の 29.5 % .

## 2.4 太陽風座標系

太陽風の向き, IMF の向きは常に変化している . IMF の Y 成分が正の時, 磁力線を北から見ると, 左巻きに金星の周囲をドライブする . IMF の Y 成分が負であればその逆方向である . また, 太陽風の向きが変化すれば, 金星電離圏尾部の位置が変わる . 太陽風の変動に応じた解析をおこなうためにはこれらの影響を考慮する必要がある . そこで, 太陽風の変動を考慮した太陽風座標系を定義する . 太陽風の流れと逆方向を X 軸にとる . IMF が X-Y 平面に位置するように, つまり太陽風座標系で IMF を見た場合, Z 成分が 0 になるように X 軸に垂直な Y 軸をとる . ただし, IMF の Y 成分は正になるようにする .  $X \times Y$  方向を Z 軸とする (図 2.5) . この座標系は Marubashi et al., (1985) で用いられた座標系で, 彼らはこの座標系を用いることでホール内の磁場の極性が IMF の極性と一致することを確かめた . ここで X-Y 平面上での X 軸からの角度を磁気経度と定義する .

PVO の近金点が北緯 17 度付近であるため, 太陽金星座標系において, PVO の観測点は赤道付近では低高度, 緯度が高くなるにつれ高高度となる . IMF のクロック角はすべての角度を取りうる (図 2.3 d) ため, 太陽風座標系ではすべての緯度においてすべての高度の観測データが存在する . ただし, 太陽風座標系における X 軸の周辺では太陽金星座標系とほとんど同じ座標となるため同程度の高度のデータしか存在しない .

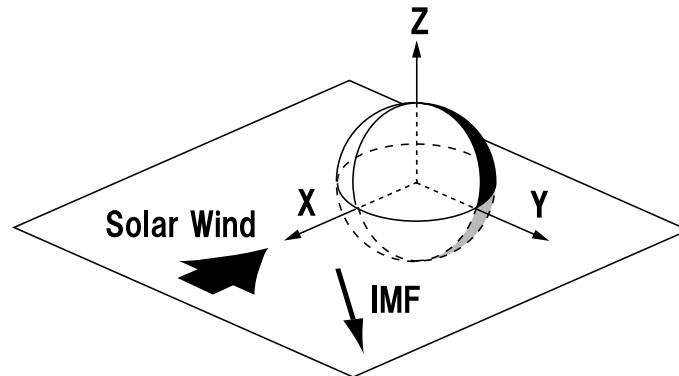


図 2.5: 太陽風座標系．太陽風の流のりと逆方向を X 軸をとる．IMF が X-Y 平面に位置する様に X 軸と垂直な Y 軸をとる．IMF の Y 成分は常に正になるようにする． $X \times Y$  方向を Z 軸とする．

## 2.5 電離圏磁場形状

金星は固有磁場を持たないため電離圏で観測される磁場は太陽風起源の磁場，あるいは太陽風と電離圏の相互作用により生成したものであり，太陽風の状態に強く影響を受ける．バウショックと電離圏界面の間のマグネトシースでは，磁力線はドレイブしていることが確かめられており (McComas et al, 1986)，そのドレイブ磁場が電離圏へ侵入していると考えられている．Phillips et al, (1987) により夜側電離圏で観測される磁場の極性が IMF の極性と一致することは確かめられているが，詳しい磁力線の形状は調べられていない．

### 2.5.1 解析手法

電離圏の磁場形状を調べるために，太陽風座標系に変換した観測データをビンに分け，平均的な磁場方向を調べた．本研究では電子数密度が  $50 \text{ cm}^{-3}$  以上の場所を電離圏とした．ビンの大きさは高さ 100 km ごと，磁気経度 10 度ごと，Z 方向を次に示す 磁気赤道，磁気中緯度で区切った．磁気赤道は  $-0.2 < Z < 0.2 (R_v)$  で区切られた場所，磁気中緯度は  $-0.4 < Z < -0.2$ ,  $0.2 < Z < 0.4 (R_v)$  で区切られた場所とする (ただし， $R_v = 6052 \text{ km}$ , 金星半径)．電離圏の磁場強度・形状は太陽風の動圧に応じて状況が変わるので，太陽風動圧 (図 2.4) の最も典型的な値である  $5.0 \times 10^{-9} \text{ Pa}$  より動圧が高い場合を高動圧，低い場合を低動圧とし，それぞれの場合での磁場の形状を調べた．太陽風動圧が  $5.0 \times 10^{-9} \text{ Pa}$  より高くなると太陽直下点，高度 180 km での磁気圧が高くなることが知られている (Luhmann et al., 1987)．

解析には太陽風座標系に変換後の磁場 X 成分および Y 成分のみ用いた．ここで  $B$  を観測された磁場， $b(i, j)$  をビンにおける磁場の和， $\bar{B}(i, j)$  をビンにおける磁場の方向の平

均とし，添え字は成分を表す．磁場強度  $B_t = (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2)^{1/2}$ ， $N$  はデータの個数である．解析手法は以下に示す通りである．

- 1) 電離圏内にある磁場データを選び出す
- 2) PVO が電離圏に入る 3 時間以内もしくは電離圏を出た後 3 時間以内にある最も近い太陽風のデータを選び出す
- 3) 上記の時間に PVO がマグネトシース内に入りており，太陽風プラズマが観測されていないパスは解析から外す
- 4) 観測パスごとに，太陽風の角度から X 軸，磁場データから Y 軸を決定し，太陽風座標系を決定する
- 5) 電離圏内で観測したデータ各点ごとに位置，磁場を太陽風座標系に変換する
- 6) 観測各点での磁場成分をその場の磁場の大きさを規格化する
- 7) データをビンに分ける
- 8) 解析期間のすべてのパスについて 1) ~ 7) を行う
- 9) すべてのビンに対し，周囲の 8 つのビンを使い，平滑化を行い，平均をとる

$$\overline{B_x}(i, j) = \frac{\sum_{k=-1}^1 \sum_{l=-1}^1 b_x(i+k, j+l)}{\sum_{k=-1}^1 \sum_{l=-1}^1 N(i+k, j+l)}$$

$$\overline{B_y}(i, j) = \frac{\sum_{k=-1}^1 \sum_{l=-1}^1 b_y(i+k, j+l)}{\sum_{k=-1}^1 \sum_{l=-1}^1 N(i+k, j+l)}$$

### 2.5.2 太陽風動圧が低い場合

太陽風動圧が低い場合の磁気赤道における磁場方向の分布を図 2.6 に示す．矢印は磁力線の向きで，矢印の長さが長いほどその方向を向くことが多いことを示している．灰色の線は磁力線を表している．100 km 以下磁力線の方向は平滑化を行ったために現れたもので，実際の観測値ではない．

昼側で磁力線は地面に対して水平を向いている．この結果は太陽金星座標系で得られた結果と同じである (Luhmann et al., 1980)．磁力線が磁気経度 160 度付近，高度 300 km 以上で垂直を向き，電離圏の外側につながっている．一方，磁気経度 200 度付近には垂直向きのはっきりとした磁力線は見られず，乱れている．この違いは IMF の X-Y 平面で角度の違いによって生じると思われる．太陽風座標系では IMF Z 成分は 0 であり，Y 成分

は必ず正となるように座標を定義するが、X-Y 平面ではさまざまな角度を向く、解析期間中の太陽風座標形状の IMF の向きは、X 軸からの角度 120 度以上を向くことが多く、その影響を最も受けている。

磁気経度 180 度、高度 500 km 以上ではドレイブ磁場と逆方向の磁場 (磁場 Y 成分が負) が観測された。この形状は磁力線が昼側に引っかかった磁力線が両極を回りこみ、夜側で電離圏の外の抜ける際に見られる形状である。この形状は Tanaka (1993) や Tanaka and Murawski (1997) のモデルにも見られている。両極から回り込む磁力線は両極付近ですぐに電離圏外へ抜け出すのではなく、磁気赤道付近まで運ばれ、そこで電離圏外へ抜け出していることが分かる。また、磁気経度 200 度、高度 1200 km 以上に見られる磁力線の向きも同様に電離圏から離れていく磁力線を観測している。

磁気経度 200 度、高度 500 km に磁場が湧き出しがある。観測パスが違うデータを平均しているので  $\nabla \cdot B = 0$  を満たさない場所が存在する。

図 2.7 は太陽風動圧が低い場合の磁気中緯度における磁場方向の分布である。昼側では地面に対し水平、磁気経度 160 度付近、500 km 以上で垂直向きになり、電離圏外へつながっている。低動圧・磁気赤道と同様に磁気経度 200 度付近に垂直向きの磁力線は見られない。磁気経度 180 度、高度 500 km 以上の高度では低緯度・磁気赤道と同様に両極から回り込んできた磁力線が確認できる。磁気経度 150 度、高度 1500 km 以上で見られる磁力線の向きは、磁力線が電離圏尾部方向に回り込んでおらず、IMF 方向に近い向きを向いていると推測される。

昼側電離圏ではプラズマの流れに沿った方向に磁力線がドレイブしている (Law and Cloutier, 1995) が、太陽風座標系を用い、多くのデータを平均しているため本研究での解析ではその様な形状は確認できなかった。

### 2.5.3 太陽風動圧が高い場合

太陽風動圧が高い場合の磁気赤道における磁場方向の分布を図 2.8 に示す。昼側電離圏において磁場の方向は地面と水平向きである。この結果は太陽風動圧が低い場合と同じである。磁力線は太陽風座標系で見ると磁場 Z 成分がほとんどないことが分かる。これは太陽風座標系では IMF Z 成分が 0 であることから、IMF が昼側電離圏に引っかかり、Z 軸方向には曲げられていないのであろう。磁気経度が 160 度と 290 度の間では磁力線が盛り上がった形状をしている。水平な磁場は磁気経度 160 度付近で向きを変え始め、垂直上向き方向へと曲がる。その磁場は再び磁気経度 180 度付近で水平を向き、再び下を向く。磁気経度 290 度付近から再び水平に戻る。つまり、磁力線は昼からつながっている磁力線が夜側電離圏を覆い、再び昼側へとつながったループ状の形状をしてい。この構造は動圧が低い時には見られなかった構造である。太陽風動圧が低い時に見られた、両極から

回り込む磁場は見られなかった。ループ状磁力線の上空 1000 km 以上では観測データが存在しないので、どのような形状の磁力線が存在するかは不明である。このループ状の磁力線形状は Grebowsky and Curtis (1981) や Marubashi et al. (1985) により存在が予想されていた。ループ状磁力線は磁気リコネクションの結果であると推測される。

図 2.9 は太陽風動圧が高い場合の磁気中緯度での磁場方向を表している。昼側では磁力線は地面に対して水平であることは高動圧・磁気赤道での結果 (図 2.8) と同じである。昼側で水平だった磁力線は磁気経度 160 度、高度 200 km 以上を向いており、電離圏の外につながる。一方、磁気経度 230 度、高度 500 km 以上でも磁力線は電離圏の外につながる形状をしているが、磁気経度 160 度付近に比べ水平に近い。磁気赤道の場合と大きく異なるのは夜側電離圏を覆うようなループ状の磁力線形状は見られない点である。磁気赤道においてループ状の磁力線が見られていた磁気経度 180 度付近では磁場の向きは定まっておらず、磁場の方向は乱れている。そのため、はっきりとしたループ状の磁力線が観測されるのは磁気赤道に限られるのであろう。ただし、磁気中緯度ではループ状構造が生成・消滅を繰り返しているため平均的な磁場方向が乱れているという可能性は残されている。

Cable and Steinolfson (1995) のマグネトシースにおける金星と太陽風の相互作用モデルでは磁気リコネクションが再現されている。彼らの結果では太陽風の流れに対し平行な磁力線が金星にぶつかる際に、垂直な場合と比べて広い範囲で磁気リコネクションが起きている。また、その場合において磁気リコネクションが起こった磁力線は  $0.3 R_v$  (1815 km) から  $1 R_v$  (6050 km) まで伸びている。ループ状磁力線は高度 300 km 付近から延びており、彼らのモデルで磁気リコネクションが起こっている場所と大きく異なる。ループ状磁力線が広がる範囲は、ちょうど観測が少ない場所 (図 2.10) でもあり、不明である。また、彼らのモデルはマグネトシースのモデルであるため、磁気リコネクションが電離圏内において発生するかは明らかでない。

#### 2.5.4 マグネトシースの磁場方向

電離圏外のデータを含めた平均的な磁場方向を図 2.10 に示す。矢印がない部分は観測されていない場所である。すべての場合において、磁気経度 350 ~ 30 度のほぼすべての高度と磁気経度 160 ~ 200 度、高度 1000 km 以上で観測がない。磁気経度 0 度付近の低い高度の観測がないのは、太陽直下点付近の観測軌道はバウショックに沿った軌道を通っていたため太陽風の観測データが電離圏観測の前後 3 時間に存在しないからである。そのため太陽直下点付近の観測は存在するが、本研究の解析対象から外されている。(a) は太陽風動圧が低い場合の磁気赤道、(b) は太陽風動圧が低い場合の磁気中緯度、(c) は太陽風動圧が高い場合の磁気赤道、(d) は太陽風動圧が高い場合の磁気中緯度での結果である。電離圏だけのデータで調べた磁場方向と比べると、電離圏での磁場方向はマグネトシースでの磁場方向と一致していることが分かる。昼側で引っかかった磁力線はそのままの方向を

保ちつつ、電離圏へ入り込み、ドリフトしていると推測される。図 2.10 (a) においては、磁気経度 180 度では極から回り込む磁力線が観測された。

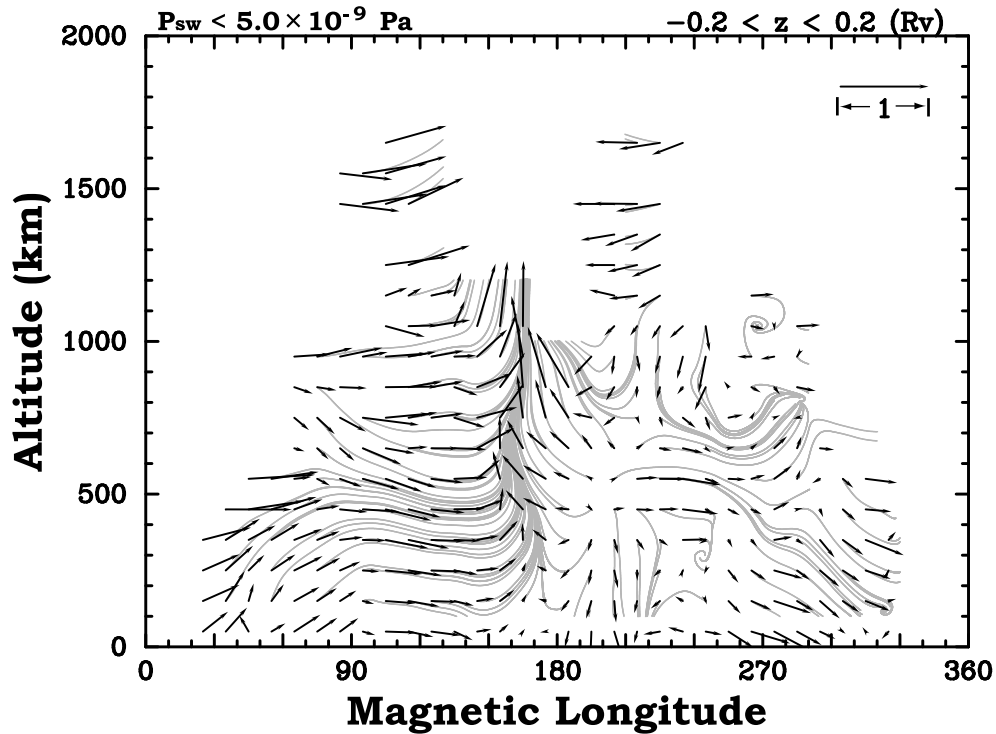


図 2.6: 太陽風動圧が低い場合の磁気赤道での平均的な磁場方向。矢印は磁力線の向き、灰色の線は磁力線を表す。昼側は磁力線は地面に対して水平。磁気経度 160 度付近、高度 300 km 以上で垂直を向き、電離圏外へつながる。磁気経度 180 度、高度 500 km 以上ではドリフト磁場と逆方向の磁場が観測された。これは昼側に引っかかった磁力線が両極を回り込んだものである。

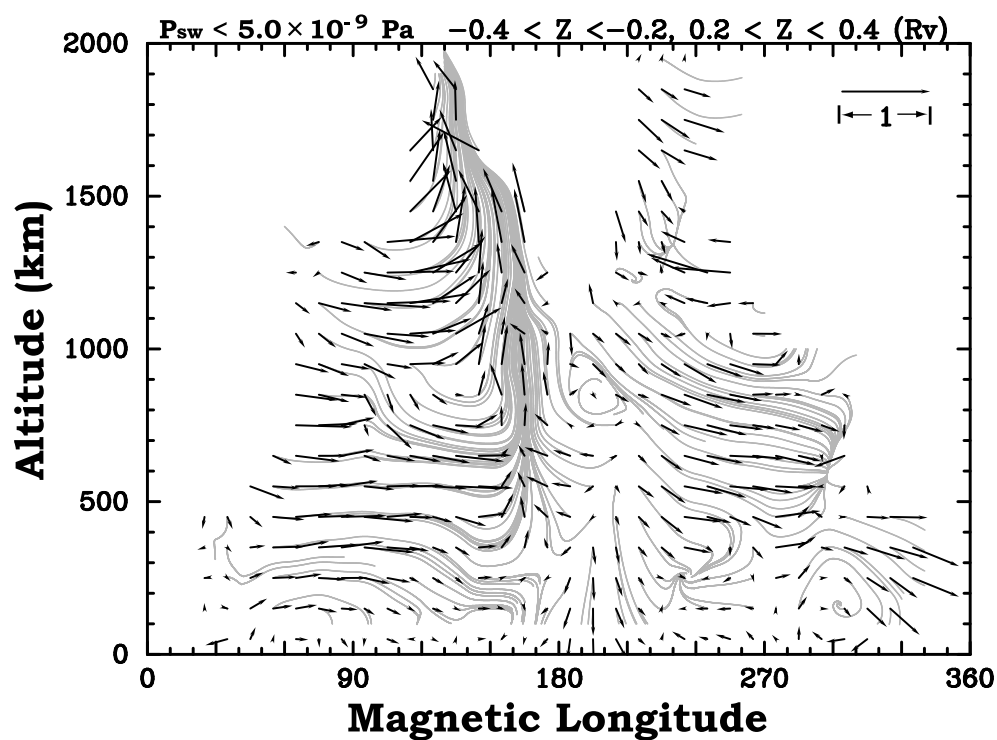


図 2.7: 図 2.6 に同じ。ただし、太陽風動圧が低い場合の磁気中緯度での結果。昼側では地面に対し水平、磁気経度 160 度付近、500 km 以上で垂直向き、電離圏外へつながる。磁気経度 180 度、高度 500 km 以上の高度では低動圧・磁気赤道と同様に両極から回り込んだ磁力線が確認できる。

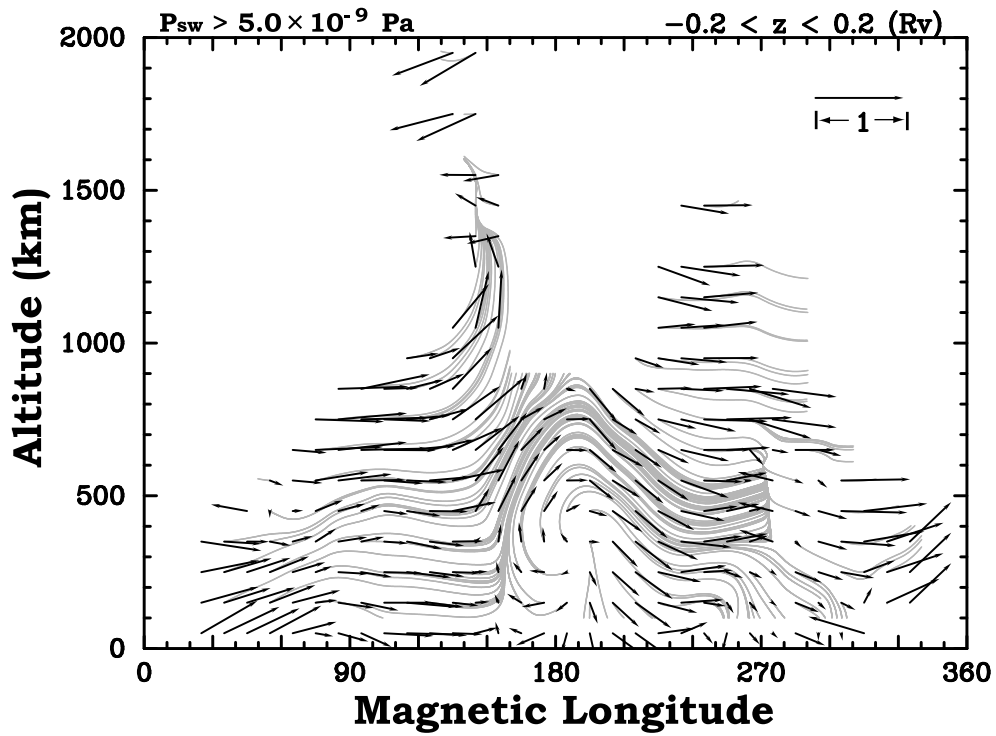


図 2.8: 図 2.6 に同じ。ただし、太陽風動圧が高い場合の磁気赤道での結果。昼側では地面に対して平行。磁気経度 160 ~ 230 度の間で盛り上がる形状をしており、夜側電離圏の覆うループ状の構造をしている。



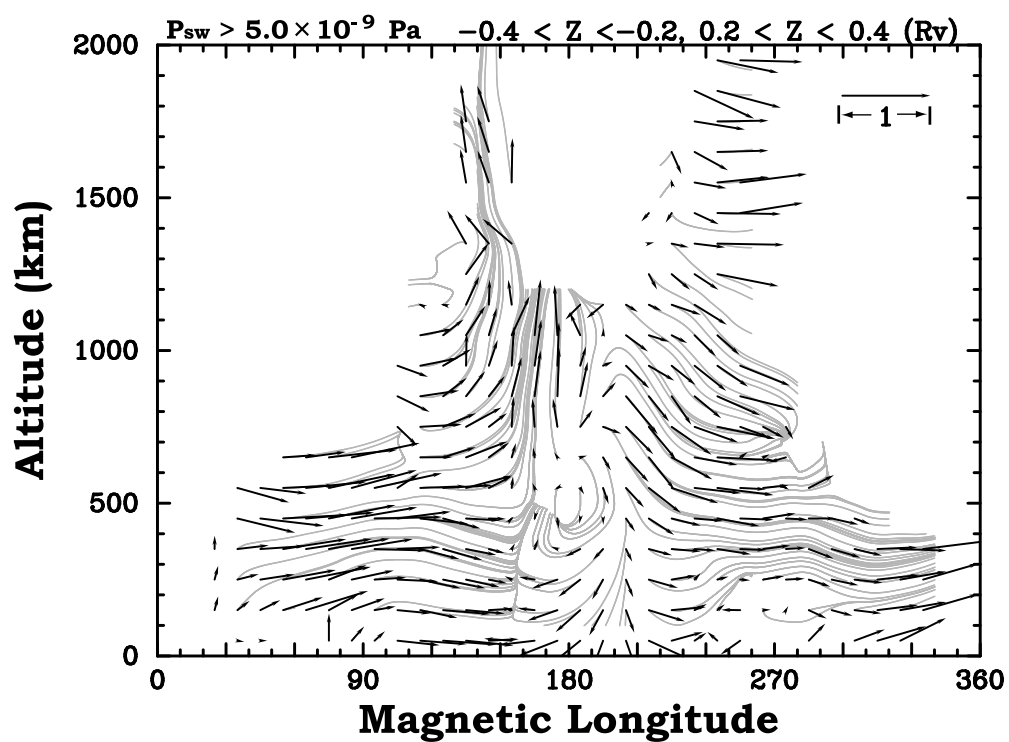


図 2.9: 図 2.6 に同じ。ただし、太陽風動圧が高い場合の磁気中緯度での結果。昼側では地面に対して水平。磁気経度 160 度、高度 200 km 以上および磁気経度 230 度、500 km 以上で磁力線は垂直を向き、電離圏外へつながる。磁気経度 180 度付近にループ状磁力線は見られない。

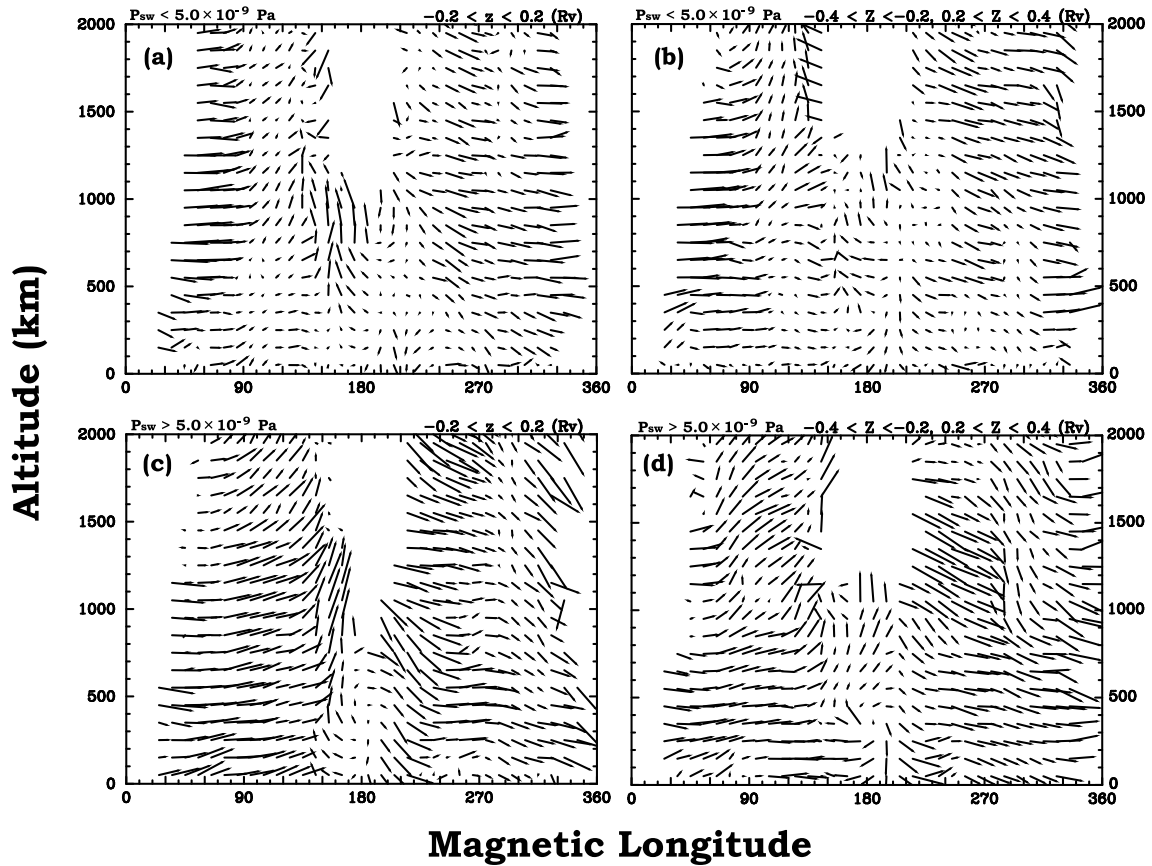


図 2.10: 電離圏およびマグネトシースでの平均的な磁場方向．矢印がない場所は観測がなかった場所．(a) 太陽風動圧が低い場合の磁気赤道，(b) 太陽風動圧が低い場合の磁気中緯度，(c) 太陽風動圧が高い場合の磁気赤道，(d) 太陽風動圧が高い場合の磁気中緯度．電離圏，マグネトシースともに同じ方向を向いてドレイプしてる．

## 2.6 電子数密度，電子温度分布

電離圏の電子数密度・電子温度については様々な研究がなされてきた．電子数密度・温度の太陽天頂角分布は調べられてる (Miller et al., 1980, 図 2.17, 2.18)．昼側電離圏のエネルギー収支を考えると光電子の加熱だけだと説明できないくらい電子温度は高く，その熱源として，電離圏界面から熱フラックスが存在すると考えられている (Cravens et al., 1979; Knudsen et al., 1980)．太陽風のエネルギーの 29 % が電離圏に入り込んでいるという見積もりがある (Russell, 1977)．夜側電離圏の電子温度も電離圏界面からの熱フラックスがないと説明できない (Hoegy et al., 1980)．電離圏とバウショックの間子が観測されたエネルギーの高い電子 (Knudsen et al., 1980)，昼側電離圏界面でのホイッスラーモード電磁波の吸収 (Taylor et al., 1979) が熱フラックスの元と考えられているが，結論は出ていない．

太陽風と相互作用をしている電離圏は太陽風が変動するとその様相を一変させる．太陽風動圧が高くなるにつれ昼側電離圏界面の高度は低くなり，圏界面が厚くなり (Elphic, et al., 1981)，電離圏内の磁場形状が大規模スケールの構造となる．また，太陽風電場の強さにより尾部の電離圏界面の高さも大きく変化していることが知られており (Phillips et al., 1988)，モデルでも再現されている (Terada et al., 2002)．にもかかわらず，太陽風変動に対する電離圏内のプラズマの分布の変動に関する研究はほとんどなされていないのが現状である．太陽風との相互作用により形成されると考えられているホール形成のメカニズムを探るためにも，太陽風変動に対する電離圏全体の応答を知ることが重要である．

### 2.6.1 解析手法

2.5 節で導入した太陽風座標系を用い，太陽風動圧の強さに対する電子温度，電子数密度，イオン数密度の分布の変化を調べた．解析手法は 2.5 節で行った磁場解析と同等の手法をとった．解析するデータを太陽風座標系に変換した後，ビンに分け，平滑化後，太陽風動圧ごとに平均した．ビンは磁気赤道，磁気中緯度において，高度 100 km ごと，磁気経度 10 度ごととした．

### 2.6.2 太陽風動圧が低い場合

金星電離圏において高度 200 km 以下では  $O_2^+$ ，高度 200 km 以上では  $O^+$  が主要なイオンとなる．昼側で作られた  $O^+$  は金星に固有磁場がないために圧力勾配により夜側へ流れ，夜側電離圏を形成する．図 2.11 は太陽風動圧が低い場合の磁気赤道での電子数密度分布である．電子数密度が  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  以上のものはすべて赤， $5 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$  未満のものはすべて青で表記した．矢印は 2.5 節で示した平均的な磁場方向を表している．高度 100 km

以下のデータは平滑化のために現れたもので、観測データは存在しない。太陽風は平均的に西に 10 度程度傾いた方向から吹く (図 2.3) ので、太陽風座標系では電子数密度が最も高くなる場所は磁気経度 0 度からずれた場所になると推測されるが、データが存在しないため確認できなかった。磁気経度 45 度、高度 150 km で電子数密度は  $8.7 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  で、高度とともに電子数密度は減少し、高度 550 km で  $6.9 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  程度となる。磁気経度 325 度でも同程度の値をとる。磁気経度 100 度および 240 度の場所に急激な密度勾配があり、20 度の幅で 1 桁程度電子数密度が減少する。磁気経度 120 ~ 240 度の高度 500 km 以下ではほぼ一定の電子数密度となる。電子数密度は磁気経度 185 度、高度 150 km で  $8.9 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ 、450 km で  $2.5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  である。この結果は太陽金星座標系で得られた太陽天頂角分布の結果 (図 2.18) とほぼ一致している。

磁気経度 180 度、高度 500 km 付近に周囲より電子数密度が高い場所が見つかった。これはセントラル・テイル・レイ (Brace et al., 1987) と呼ばれている構造である。観測された各々のパスではセントラル・テイル・レイは大きく場所を変えるが、太陽風座標系では平均的に磁気経度 180 度に存在することが分かった。各々のパスに見られるセントラル・テイル・レイ構造は周囲よりも 1 桁程度密度が高くなっている。しかし、平均をしたため、本研究の結果では電子数密度が 3 倍程度しか高くなっていない。セントラル・テイル・レイの脇に見られるテイル・レイ (Brace et al., 1987) は確認できなかった。両極で見つかるプラズマが電離圏から剥ぎ取られていく現象であるプラズマ・クラウド (Ong et al., 1991) とテイル・レイは同様の現象を違う場所で見ているものと考えられている (Brace and Kliore, 1991)。両極から回り込んだドリフト磁場が磁気経度 180 度付近で電離圏外へ抜け出す際に磁気張力でプラズマを高高度へ持ち上げるためにできる構造である。

磁気経度 80 度付近では 1500 km 以上まで電子が観測された。これは昼側で生成されたプラズマが数 km/s 加速されるために高い高度まで広がっていることを示している。同様の構造が磁気経度 280 度でも見られるが、高度 1000 km 程度と磁気経度 80 度に比べ低い。

太陽風動圧が低い場合、磁気赤道での電子温度分布を図 2.12 に示す。電子温度が  $10^4 \text{ K}$  以上のものはすべて赤で表記した。高度 400 km 以下ではすべての磁気経度でほぼ同じ温度である。磁気経度 185 度、高度 150 km で 2098 K、350 km で 2940 K である。高度 400 km 以上では昼側で電子温度が高い場所があったり、磁気経度 245 度に部分的に電子温度が高い場所が観測された。磁気経度 180 度付近に見られたセントラル・テイル・レイに対応する場所ではそれ以外の場所よりも電子温度が低く、4000 K 程度である。セントラル・テイル・レイの両側の密度の低いトラフでは電子温度が高く、5000 ~ 6000 K 程度であった。太陽金星座標系で得られた太陽天頂角分布の結果 (図 2.17) とほぼ同じ結果を得た。

磁気中緯度においても電子数密度、電子温度ともに磁気中緯度と同様の結果を得た。セ

ントラル・テイル・レイも確認できた。

### 2.6.3 太陽風動圧が高い場合

太陽風動圧が高い場合の磁気赤道での電子数密度分布を図 2.13 に示す。昼側低高度での電子数密度の違いはほとんど見られず，磁気経度 45 度，高度 150 km で  $1.1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  であった。昼側高度 400 km 以上および磁気経度 90 ~ 270 度では太陽風動圧が低い場合に比べて密度が低い。また，ループ状磁力線が見られた磁気経度 150 度および 200 度付近において周囲よりも電子数密度が低い構造が見つかった。磁気経度 205 度，高度 150 km で  $3.7 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ，高度 750 km で  $6.2 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$  であり，周囲と比べておよそ 45 % 低くなっている。同様の密度減少は，幅が狭く，はっきりしないながらも磁気経度 115 度，高度 150 km 付近にも見られ， $6.3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  であった。ループ状磁力線の内側ではやや密度が高く，磁気経度 175 度，高度 750 km で  $1.1 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  であった。太陽風動圧が低い時に見られた磁気経度 80 度，260 度に見られた高い高度に広がった構造も 800 km まで押し下げられている。

太陽風動圧が高い場合の磁気赤道における電子温度分布を図 2.14 に示す。太陽風動圧が低い場合に比べて電離圏全体の電子温度が高くなった。磁気経度 115 度，高度 150 km 付近で周囲より大きく電子温度が高く，7654 K にまでなっている。同様の場所は磁気経度 235 度，高度 650 km 付近にも見られ，8414 K であった。電子温度が高い場所はどちらも周囲より電子数密度が低い場所に対応している。ループ磁力線の内側では，太陽風動圧が低い場合に比べてやや電子温度が高くなっているものの，ループ磁力線上での電子温度と比べおよそ 2000 K 低くなっている。夜側電離圏で観測される密度  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  程度では，電子からイオンへの熱のやり取りは効率的に行われないうえに，熱フラックスが存在するとすぐに電子温度は上昇してしまう。電離圏の低い場所まで電子温度が高くなる，つまり熱フラックスが流入してきていると示唆される場所の近くにもかかわらず，電子温度が上昇しないのは，その場所は熱的に遮断されていると推測される。電子は磁力線を横切る方向へほとんど熱伝導しないため，電子温度上昇が見られないことと磁場解析で得られた磁力線の形状には矛盾がない。電子の熱伝導度は磁力線方向に高いため，磁力線に沿った方向の電子温度は上昇する。磁気経度 110 度および 250 度では急激に電子温度が下がる。この場所はちょうど電子数密度が増加し，およそ  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  となり，夜側電離圏より 1 桁以上高い。電子数密度がこの程度存在すれば電子はイオンと頻繁に衝突し，冷却することができ，電子温度は低くなることのできる。

太陽風動圧が高い場合の磁気中緯度での電子数密度分布を図 2.15 を示す。磁気中緯度ではループ状の磁力線は見られなかったが，磁気赤道でループ状磁力線が見られたのと同じような場所，磁気経度 215 度付近に局所的な電子数密度減少が見られた。この減少は電離圏の奥深く 150 km まで延びており，そこでの密度は  $2.9 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  であった。一方，磁気赤道では見られた磁気経度 110 度付近の密度減少は存在しなかった。磁気経度 155

度、高度 850 km の場所に周囲よりやや密度が低く  $5.2 \times 10 \text{ cm}^{-3}$  である場所がある。磁気赤道では磁気経度 180 度で垂直に伸びていたセントラル・テイル・レイが磁気経度の高い方へ斜めに伸びているのかもしれない。太陽風動圧が低い場合に見られていた磁気経度 80 度に見られる高い電離圏界面が磁気中緯度でも確認でき、高度 1200 km の高さであった。太陽風動圧が低い時に見られたものより高さは低い。

磁気中緯度の電子温度 (図 2.16) には磁気赤道で見られたほど高温の場所は見られないが、周囲より電子温度が高い場所が電離圏の低い高度まで伸びている場所が磁気経度 120 度および 210 度に見つかった。磁気経度 115 度、高度 150 km では 4637 K、磁気経度 215 度、高度 150 km では 4767 K であった。磁気経度 185 度、高度 150 km では 2679 K であったので、それよりもおよそ 2000 K 高い。電子温度が高い場所は磁気経度 180 度付近、高度 400 km 以下に存在しないことも興味深い。磁場解析からははっきりとした形状は確認できなかったが、電子温度・密度分布の特徴が磁気赤道の場合と見ていることから、ループ磁力線が存在する可能性がある。また、磁気経度 165 度および 245 度、高度 1000 km 付近に非常に高い電子温度が観測され、 $10^4 \text{ K}$  を超えている。電離圏界面付近であるために太陽風からの熱フラックスが入り込みやすいのであろう。

#### 2.6.4 反太陽風側での電子数密度・温度分布

夜側電離圏における電子数密度、温度分布を調べた。太陽風座標系で表したデータを Y の幅  $0.1 R_v$ 、Z の幅  $0.1 R_v$ 、高度幅 100 km のビンに分ける。東西、南北対称を仮定し、データを足し合わせ、周囲のビンを用い平滑化を行い、ビンごとに高動圧のデータを平均した。図 2.19 は電子数密度、図 2.20 は電子温度を反太陽風側から見た図である。高度 100 ~ 200 km では、真夜中の電子数密度が高く、その周りで電子数密度が低い構造をしている。電子数密度が低い場所で電子温度は真夜中より高くなっている。磁気赤道の明暗境界付近にも電子温度が高い場所が見られる。高度 200 ~ 300 km では全体的に電子数密度が下がり、はっきりした構造は見えないが、磁気赤道に電子温度の高い場所が観測された。高度 300 ~ 400 km では、極側にやや電子数密度が低い場所があった。磁気赤道には極よりも電子数密度が高いが、真夜中よりは低い場所があった。そこでは電子温度は高い。高度 400 ~ 500 km では、真夜中が一番電子数密度が高く、その横に穴が開いた構造が見られる。この電子数密度が低い場所では電子温度が高かった。電子温度が高い場所は高度 300 ~ 400 km のものより中心に寄っている。ドリフト磁場は低い高度では明暗境界線付近に存在し、高度が高くなるにつれ反太陽風側に集まってくるために電子温度が高い場所が反太陽風側に移動してくるのであろう。この電子数密度が低い場所は図 2.13 で見られた電子数密度が低い場所に対応している。

### 2.6.5 IMF の方向が電子数密度・温度分布に与える影響

太陽風動圧が高い場合に見られた特徴の原因が IMF の方向であることを確かめるために，磁場の向き無作為に変え，電子数密度，温度分布を調べた．ここでは，これまでの解析と同様に太陽風方向の逆を X 軸としたが，Y 軸は無作為に決めた．この操作により IMF の方向をそろえることによる効果を取り除ける．図 2.21 は太陽風動圧が高い場合のデータを無作為に Y 軸を決めた座標系において  $-0.2 < Z < 0.2(R_V)$  を取り出し，2.6.1 節と同様の解析を行った電子数密度分布である．比較のために，太陽風座標系における平均的な磁場方向 (図 2.8) を矢印で示した．図 2.21 には図 2.13 で見られたような局所的な密度現象は見られない．図 2.13 の磁気経度 280 度，高度 800 km 付近に見られる電子数密度の高い場所も見られない．セントラル・テイル・レイも確認できなかった．

電子数密度と同様な解析を行い得られた電子温度分布を図 2.22 に示す．磁気経度 240 度，高度 800 km 以上の場所に  $10^4$  K に近い電子温度の場所が見られるが，高度が低い場所まで延びていない．電子温度は全体的に高いものの太陽風動圧が低い場合の分布に似ており，磁気経度依存性は小さい．図 2.14 の磁気経度 115 度および 235 度に見られた高温部分に対応する電子温度上昇は低い高度で見られない．このことから電離圏で観測された密度の局所的な減少，電子温度の高温域，セントラル・テイル・レイの形成には IMF が深くかかわっていると推測される．

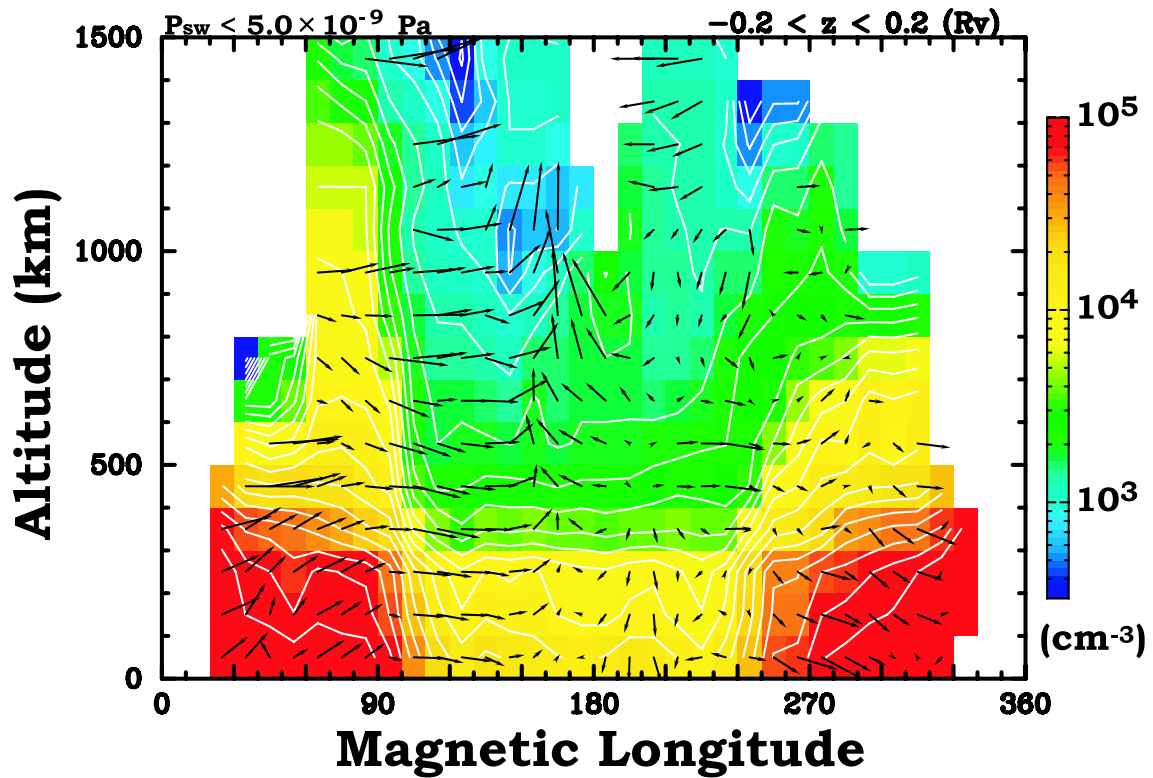


図 2.11: 太陽風動圧が低い場合の磁気赤道における平均電子数密度分布．矢印は磁場の方向を表す．電子数密度が  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  以上のものはすべて赤， $5 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$  未満のものはすべて青で表記した．磁気経度 120 ~ 240 度，高度 500 km 以下では磁気経度によらず電子数密度はほぼ一定．磁気経度 180 度，高度 500 km 付近に周囲より密度が高いセントラル・テイル・レイが見られる．



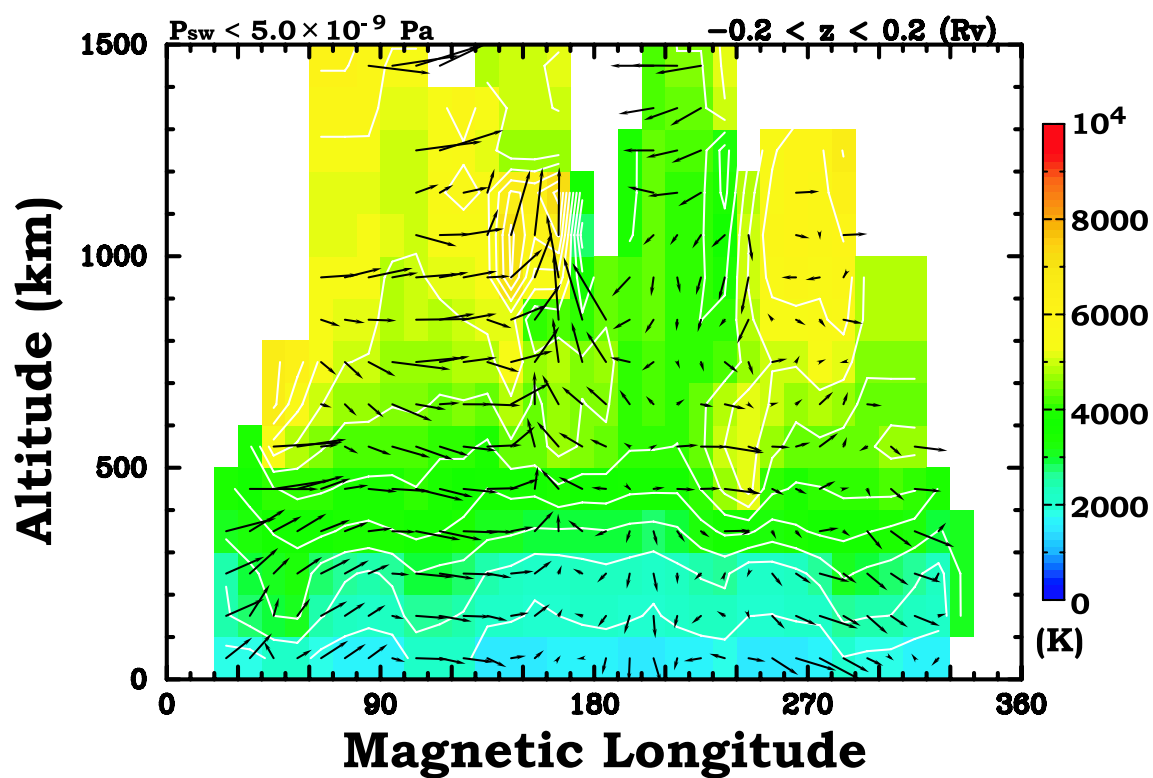


図 2.12: 太陽風動圧が低い場合の磁気赤道における平均電子温度分布．矢印は磁場の方向を表す．電子温度が  $10^4$  K 以上のものはすべて赤で表記した．高度 400 km 以下では磁気経度によらず一定．セントラル・テイル・レイでは電子温度が低い．

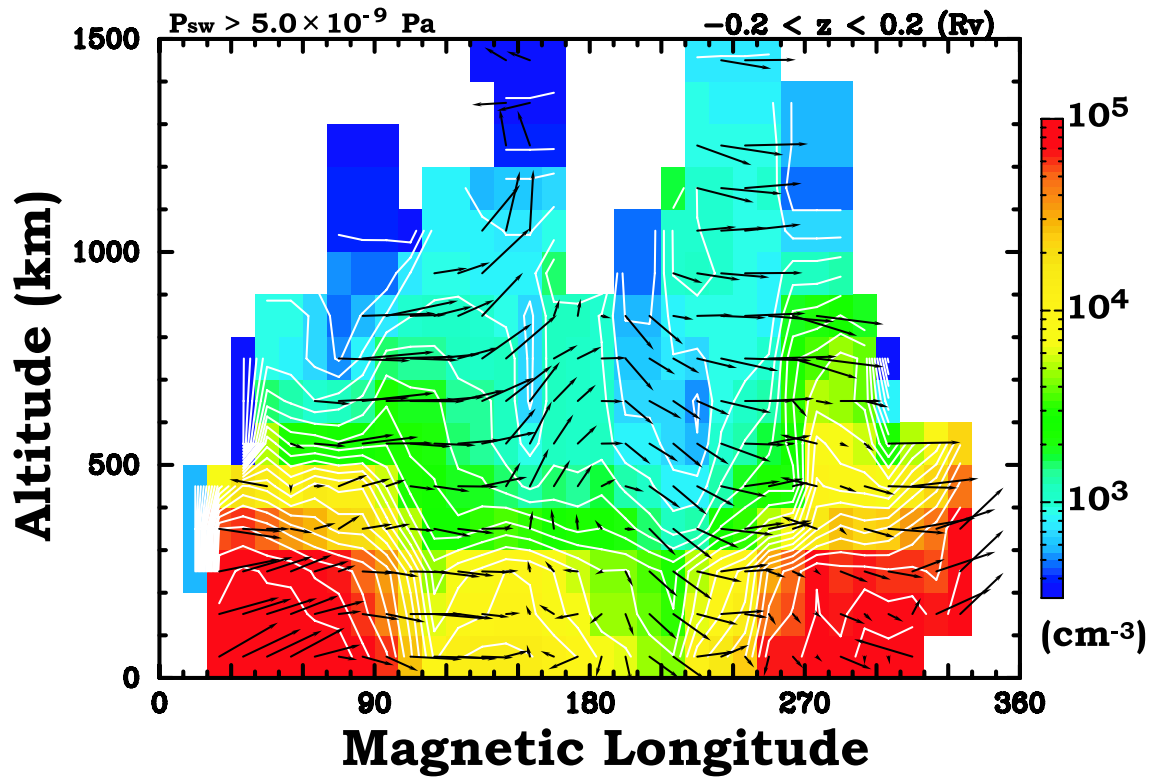


図 2.13: 図 2.11 に同じ。ただし、太陽風動圧が高い場合の磁気赤道での結果。磁気経度 90 ~ 270 度で太陽風動圧が低い場合に比べて電子数密度が低い。ループ状磁力線の存在する磁気経度 150 度および 200 度付近に周囲よりも密度が低い構造が見つかった。

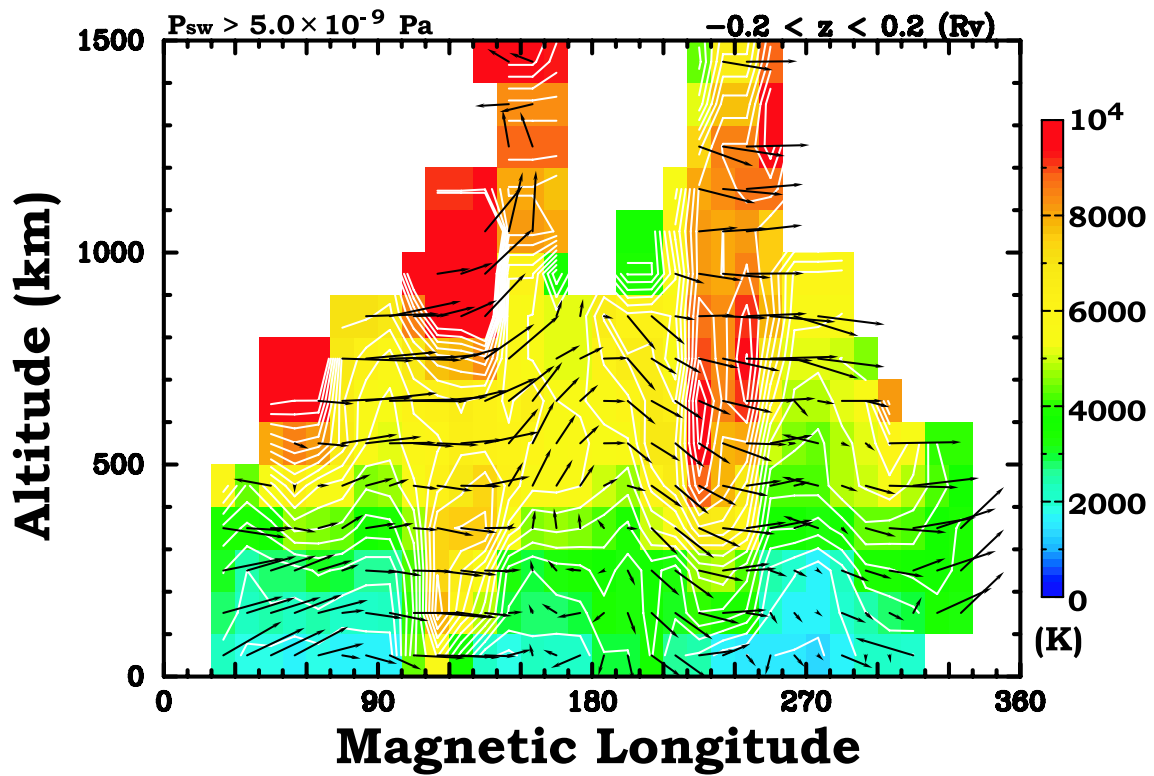


図 2.14: 図 2.12 に同じ．ただし，太陽風動圧が高い場合の磁気赤道での結果．太陽風動圧が低い場合に比べて電離圏全体の電子温度が高い．電子数密度が低い場所の電子温度は周囲に比べて高い．ループ磁力線の内側の電子温度はその外側より低い．

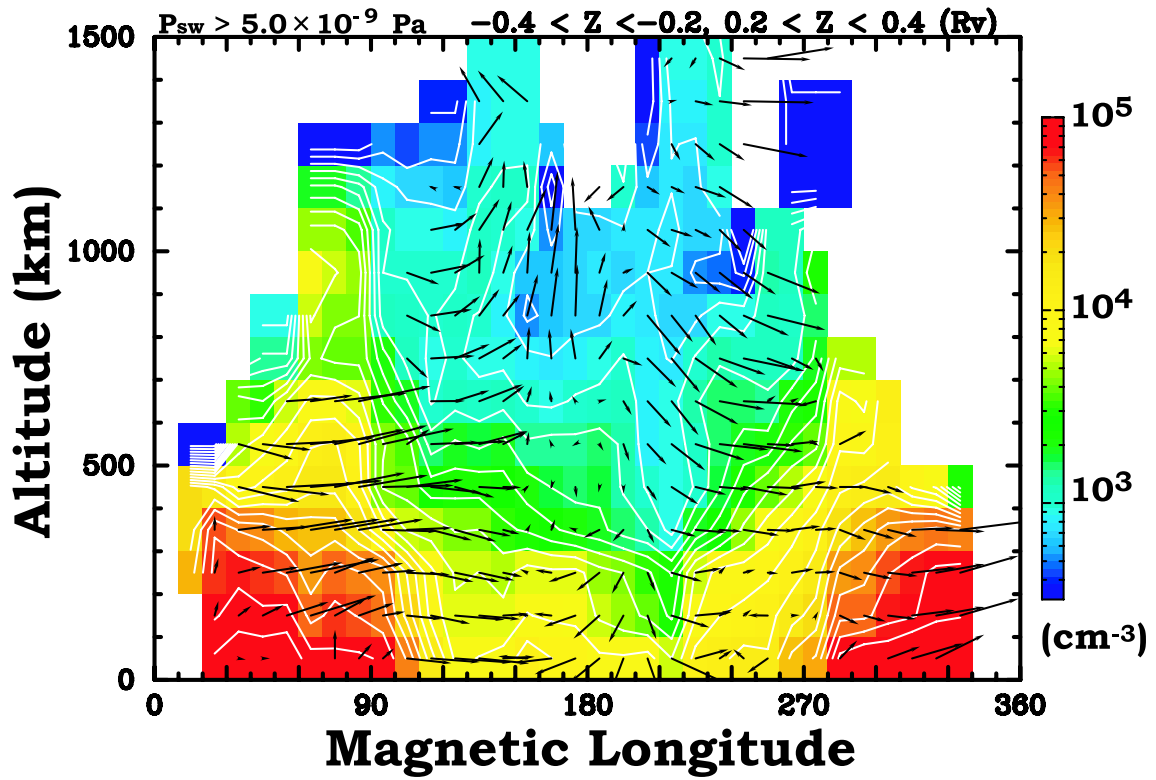


図 2.15: 図 2.11 に同じ。ただし、太陽風動圧が高い場合の磁気中緯度での結果。磁気経度 210 度付近に局所的な密度減少が存在する。

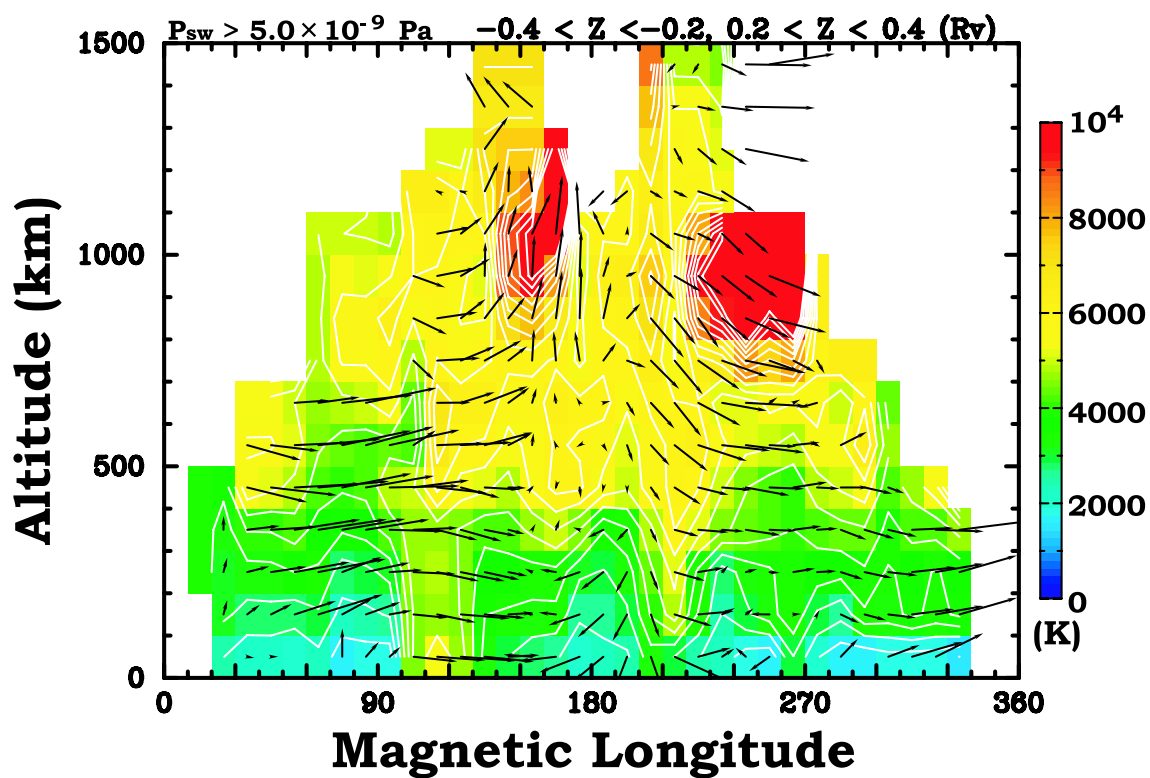


図 2.16: 図 2.12 に同じ．ただし，太陽風動圧が高い場合の磁気中緯度での結果．磁気経度 120 度および 210 度付近に周囲より電子温度が高い場所がある．磁気経度 180 度，高度 400 km 以下では電子温度が周囲より低い．

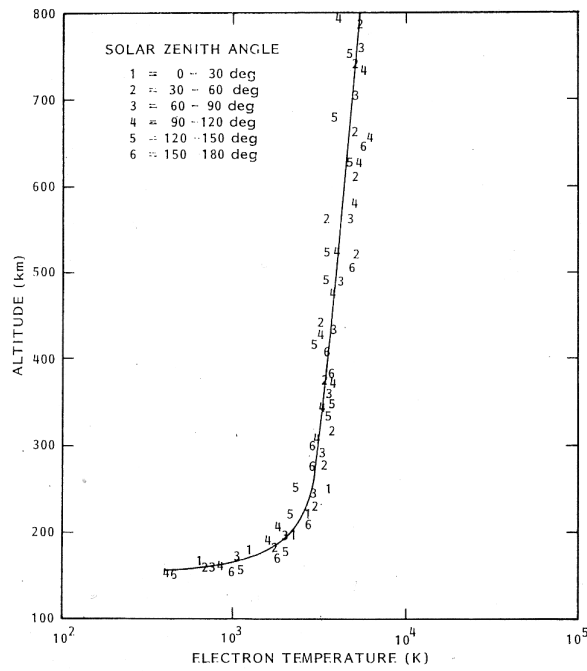


図 2.17: 太陽金星座標系における太陽天頂角ごとの電子温度分布．太陽天頂角によらず，電子温度分布は一定である．Miller et al. (1980) から転載．

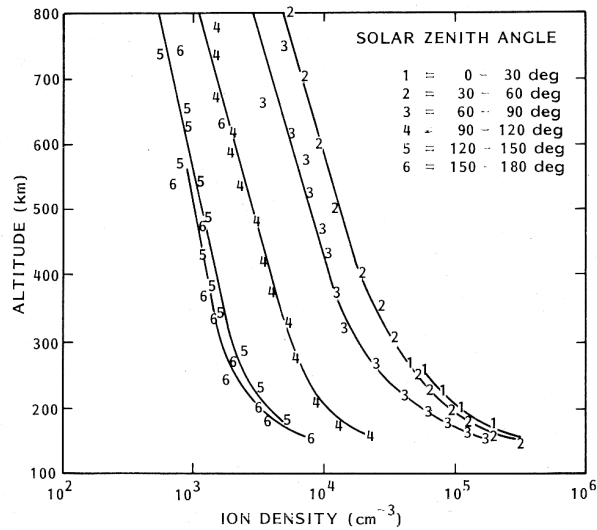


図 2.18: 太陽金星座標系における太陽天頂角ごとの全イオン数密度分布．Miller et al. (1980) から転載．

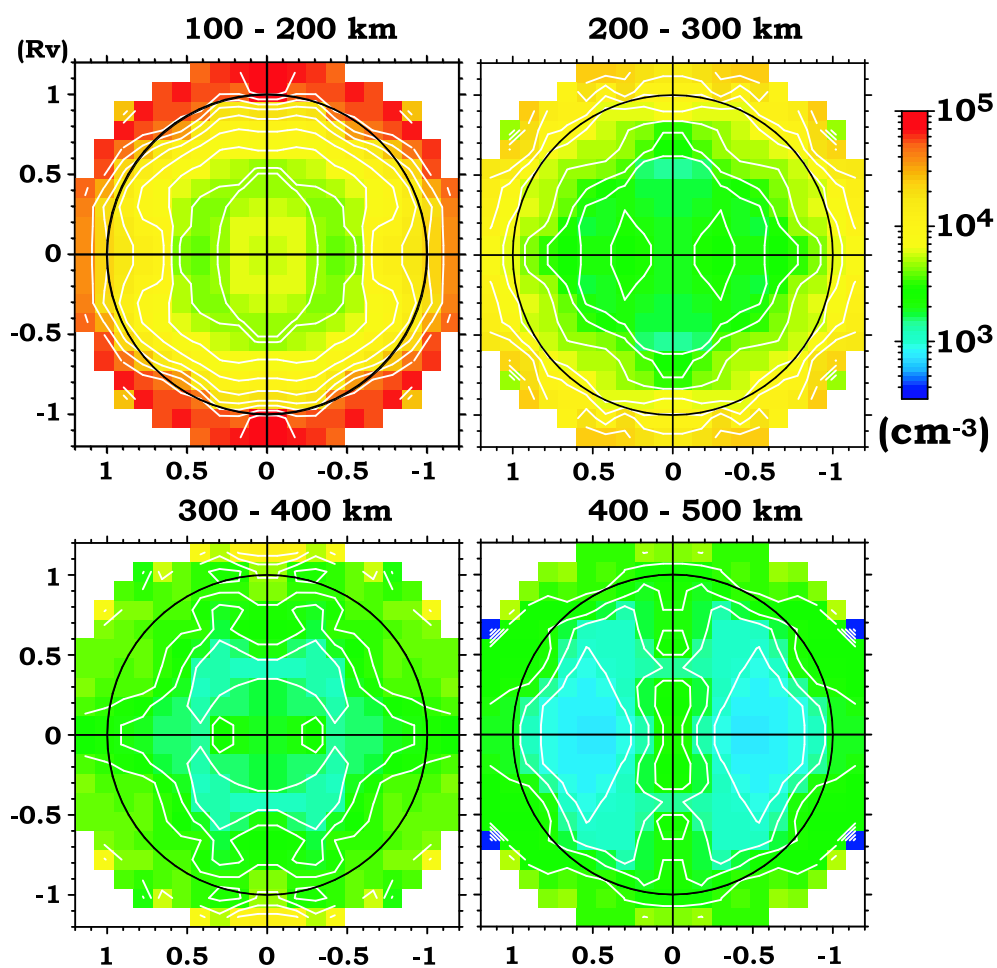


図 2.19: 太陽風動圧が高い場合の電子数密度分布を反太陽風側から見た図．東西, 南北対称を仮定．高度 400 ~ 500 km では, 真夜中が一番密度が高く, その両側に密度が低く, 穴が開いたような構造がある．

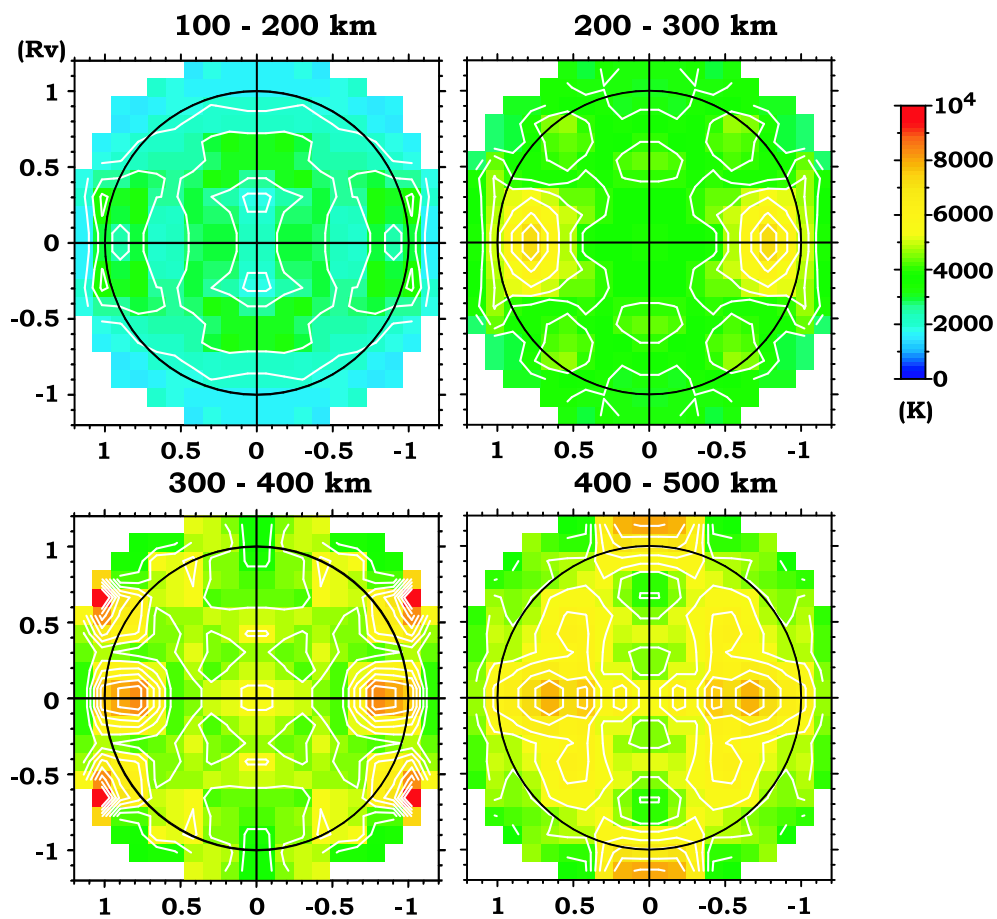


図 2.20: 太陽風動圧が高い場合の電子温度分布を反太陽風側から見た図．東西，南北対称を仮定．高度 400 ~ 500 km では，電子数密度が低い場所で電子温度が高い．



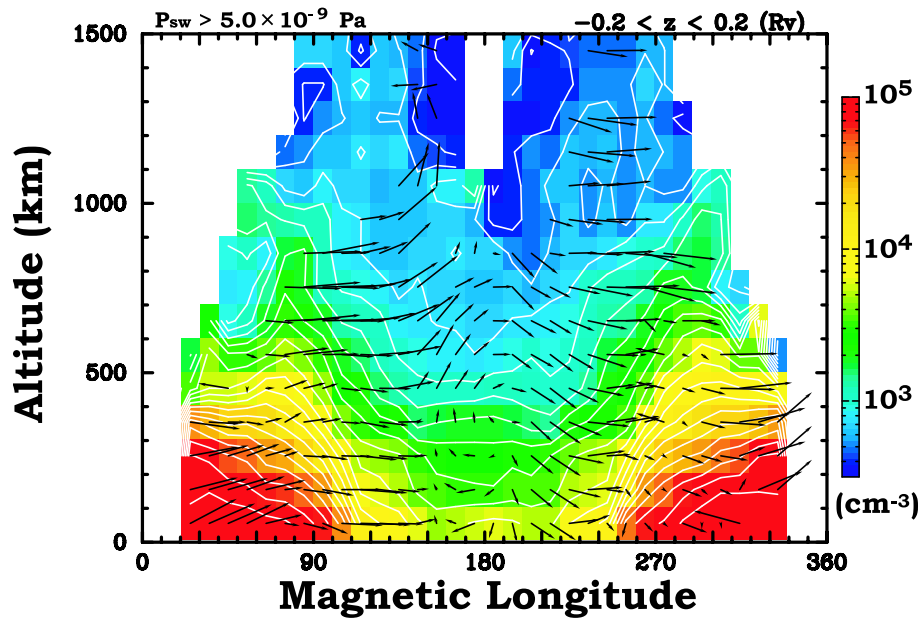


図 2.21: 太陽風動圧が高い場合において Y 軸を無作為に決定した, 赤道での平均電子数密度分布. 太陽風座標系で見られていた局所的な密度減少, セントラル・テイル・レイは見られない.

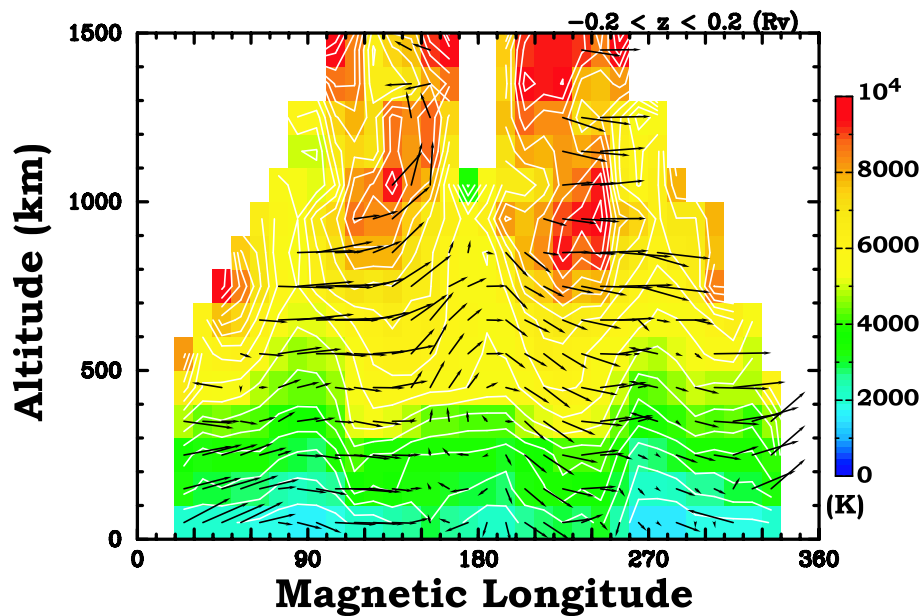


図 2.22: 太陽風動圧が高い場合において Y 軸を無作為に決定した, 赤道での平均電子数密度分布. 太陽風座標系で見られていた電子温度の高い場所は見られない.

## 2.7 イオン数密度分布

電離圏は 1.2 節で述べたように昼側の  $\text{CO}_2$  および  $\text{O}$  の光電離からいくつかの化学反応を経て高度 200 km 以下の電離圏下部では  $\text{O}_2^+$  が、高度 200 km 以上では  $\text{O}^+$  が主要なイオンとなる。電子数密度と全てのイオン数密度は等しくなると考えてよいため、電離圏プラズマの太陽風変動に対する応答は電子数密度調べることでおおよそ分かる。しかしながら、ホールの中で周囲のプラズマとイオンの組成比が変化するという報告がなされているので (Luhmann et al., 1982; Grebowsky et al., 1983)、太陽風変動に対するイオンの分布の応答を調べることは夜側電離圏では特に重要となる。

### 2.7.1 太陽風動圧が低い場合

図 2.23 は太陽風動圧が低い場合の磁気赤道におけるイオン分布である。密度が  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  を超えるものはすべて赤、 $10^2 \text{ cm}^{-3}$  未満の場所はすべて青で示した。矢印は平均的な磁場の方向を表す。 $\text{O}_2^+$  (図 2.23 a) は太陽紫外線が当たる昼側で最も多く、高度 300 km 以下ではおよそ  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  と非常に多い。太陽紫外線が当たらない夜側では急激に減少し、磁気経度 155 度、高度 150 km では  $2.5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  となる。磁気経度 195 度では再び上昇し、高度 150 km では、 $5.2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  である。これは  $\text{O}^+$  と  $\text{CO}_2$  の化学反応により生成されていると思われる。 $\text{O}^+$  (図 2.23 b) も  $\text{O}_2^+$  と同様に太陽紫外線により生成されるので昼側で多く、磁気経度 35 度、高度 150 km で  $4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  である。電子数密度で見られた磁気経度 80 度、280 度に見られる、高度方向に伸びる構造が  $\text{O}^+$  で確認できる。磁気経度 115 度から 235 度の間では磁気経度によらずほぼ一定の数密度であった。磁気経度 185 度、高度 150 km で  $4.3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  であり、密度の多い磁気経度 25 度、高度 150 km の  $6.2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  よりおよそ 1 桁小さい。磁気経度 185 度、高度 850 km の場所にセントラル・テイル・レイ構造が確認できた。 $\text{H}^+$  (図 2.23 c) は  $\text{O}^+$  と  $\text{H}$  の電荷交換反応により生成され、定常状態では、 $\text{H}^+$  の密度は  $\text{O}$  と  $\text{H}$  の比で決まる。 $\text{H}$  は夜側に一様に存在しているのではなく、明け方側に多く存在するため (Brinton et al., 1980)、 $\text{H}^+$  も明け方に多く存在する。太陽金星座標系で明け方だけに存在するものは太陽風座標系の分布では、IMF が頻繁に向きを変えるため、夜側全体に広がって見えるので注意が必要である。 $\text{H}^+$  は磁気経度 135 度、高度 150 km で最も多く  $1.3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  だった。スケールハイトが非常に高いため、磁気経度 145 度から 245 度の間、高度 800 km 以上では  $\text{O}^+$  と同程度になった。 $\text{NO}^+$  (図 2.23 d) は  $\text{O}_2^+$  から生成されるため分布は  $\text{O}_2^+$  と非常に似ている。 $\text{O}_2^+$  で見られた磁気経度 195 度での数密度が高くなる場所で同様に数密度が高くなった。

## 2.7.2 太陽風動圧が高い場合

太陽風動圧が高い場合の磁気赤道におけるイオン分布を図 2.24 に示す。O<sub>2</sub><sup>+</sup>(図 2.24 a) は非常に特徴的な分布をしている。太陽風動圧が低い場合と同様に、磁気経度 185 度付近で数密度が高くなり、分布が 500 km 付近までこぶの様に広がっている。高度 150 km での密度は太陽風動圧が低い場合よりも低く、 $1.4 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  であった。こぶの様な分布となるのは、電子温度が高くなりスケールハイトが高くなったか、電磁氣的な力で持ち上げられたためであろう。電子数密度分布で見られた局所的な密度減少が O<sup>+</sup> の分布図(図 2.24 b) にも見られた。磁気経度 110 度、高度 700 km と磁気経度 220 度、高度 700 km 付近で周囲よりも密度が減少している。電子数密度の場合とは異なり、磁気経度 170 度の数密度減少の方が数密度が低い。太陽風動圧が低い場合に比べて密度は 50 % 程度減少し、磁気経度 175 度、高度 650 km で  $4.3 \times 10 \text{ cm}^{-3}$  であった。H<sup>+</sup>(図 2.24 c) にも O<sup>+</sup> と同じ場所で同様の密度減少が見られた。動圧が低い場合に比べ磁気経度 180 度の場所で 60 % 減少し、 $3.1 \times 10 \text{ cm}^{-3}$  であった。磁気経度 155 度、高度 1150 km に密度が高い場所が観測された。低い高度から吹き上げられているように見えるが、高度が高いため、O に対する H の割合が高くなっている可能性が高い。NO<sup>+</sup>(図 2.24 d) においても磁気経度 185 度で動圧が低い場合に比べ、数密度が低く  $7.4 \times 10 \text{ cm}^{-3}$  であった。太陽風動圧が低い場合は NO<sup>+</sup> の分布は O<sub>2</sub><sup>+</sup> の分布は似ていたが、O<sub>2</sub><sup>+</sup> が増加している磁気経度 185 度、高度 450 km で NO<sup>+</sup> の数密度増加が見られない。その理由は明らかでない。

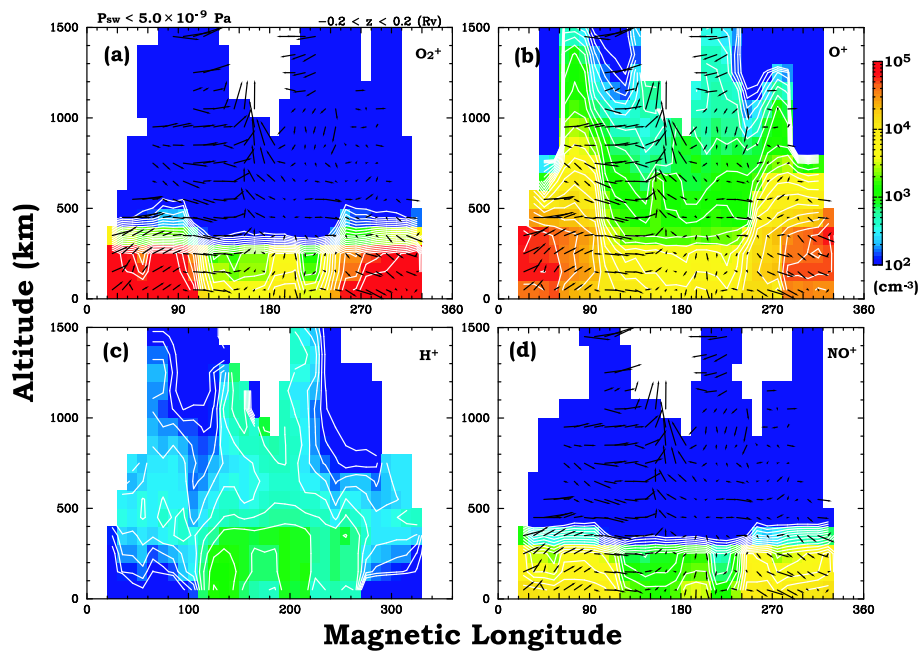


図 2.23: 太陽風動圧が低い場合、磁気赤道における平均イオン数密度分布。(a)  $O_2^+$ , (b)  $O^+$ , (c)  $H^+$ , (d)  $NO^+$ .  $O^+$  で磁気経度 185 度、高度 850 km の場所にセントラル・テイル・レイが確認できる。

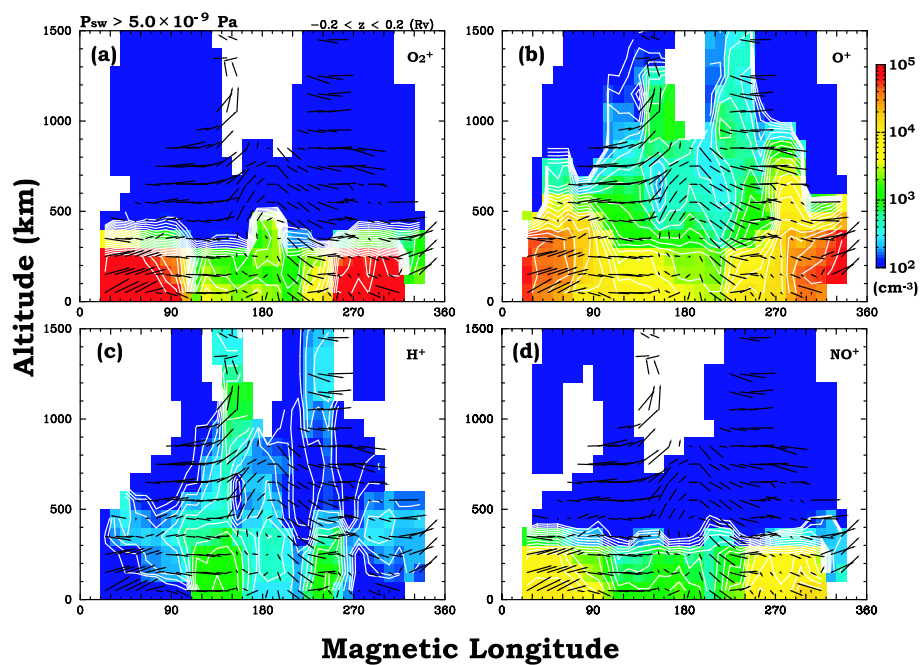


図 2.24: 太陽風動圧が高い場合, 磁気赤道における平均イオン数密度分布. (a)  $\text{O}_2^+$ , (b)  $\text{O}^+$ , (c)  $\text{H}^+$ , (d)  $\text{NO}^+$ . 磁気経度 110 度, 高度 700 km と 磁気経度 220 度, 高度 700 km 付近に  $\text{O}^+$ ,  $\text{H}^+$  の局所的な密度減少が見られる. 磁気経度 180 度付近に存在するこの様な  $\text{O}_2^+$  分布の成因は明らかでない.

## 2.8 プラズマホールの分布と構造

夜側電離圏には局所的に密度が枯渇するホールと呼ばれる現象が見つかっている (Brace et al., 1982a) . 図 2.25 はホールが観測されたパス (orbit 530) での磁場の伏角, 磁場強度, 電子数密度, 電子温度を示している . 2つのホールが観測されている . 9:29 に観測されたホール (a) では電子温度 969 K, 電子数密度  $754 \text{ cm}^{-3}$ , 磁場の伏角は 50.0 度, 9:40 のホール (b) ではそれぞれ 8940K,  $86.5 \text{ cm}^{-3}$ , -80.9 度であった . ホール内では磁場が強くなりそれぞれのホールで 26.6 nT, 23.2 nT であった . ホール以外の場所が 10 nT 以下であることから際立った強さである . 電子温度が周囲より低い場合 (ホール a) と高い場合 (ホール b) がある . この電子温度の違いは数密度の違いにより熱伝導度が変化するためであると考えられている (Brace et al., 1982a) が, 同じ数密度でも大きく電子温度が違う場合が見つかっているため, 別の要因が考えられる .

図 2.26 はホールで観測された電子数密度と観測高度をプロットし, 色で電子温度を示している .  $10^4 \text{ K}$  以上のものはすべて赤で表した . ホール (a) の数密度は  $754 \text{ cm}^{-3}$  であるが, 同じような数密度でも  $10^4 \text{ K}$  の電子温度が観測されている場合もある . 高度が高いほどホールでの数密度も低くなる . 数密度が  $1000 \text{ cm}^{-3}$  の場合, 電子温度は比較的温度的幅が小さく 1000 ~ 5000 K の値をとる . 数密度が  $1000 \text{ cm}^{-3}$  が以下になると温度の幅は非常に広く, 低いものは 2000 K 程度であるが, 高いものであると  $1.5 \times 10^4 \text{ K}$  となるものがある . 数密度が  $100 \text{ cm}^{-3}$  以下になると低い電子温度のものは観測されず, すべて 5000 K となる . また, 高い電子温度はすべての高度で観測されているが, 低い電子温度, 特に 1000 K 未満の低い温度は高度 500 km 以下でしか観測されていない .

図 2.27 は太陽風座標系のホール分布である . 磁場の伏角を色で表した . ホールは磁気経度 140 度から 230 度, 磁気南緯 40 度から磁気北緯 40 度までほぼ満遍なく分布していることが分かる . 磁場の向きは緯度・経度による依存性は見られないが, 磁気経度 180 度未満では正, 磁気経度 180 度以上の場所では伏角が負を向くことが多く, ドレイプした磁場と同じ方向である . 電子温度が高い場所は分布の周辺部に多い . 電子温度が  $10^4 \text{ K}$  を超えるものは伏角は 40 度以上を向いている . 伏角が 30 度未満の場合はすべて電子温度は 6000 K 以下である . ホールはすべての太陽風動圧で観測された .

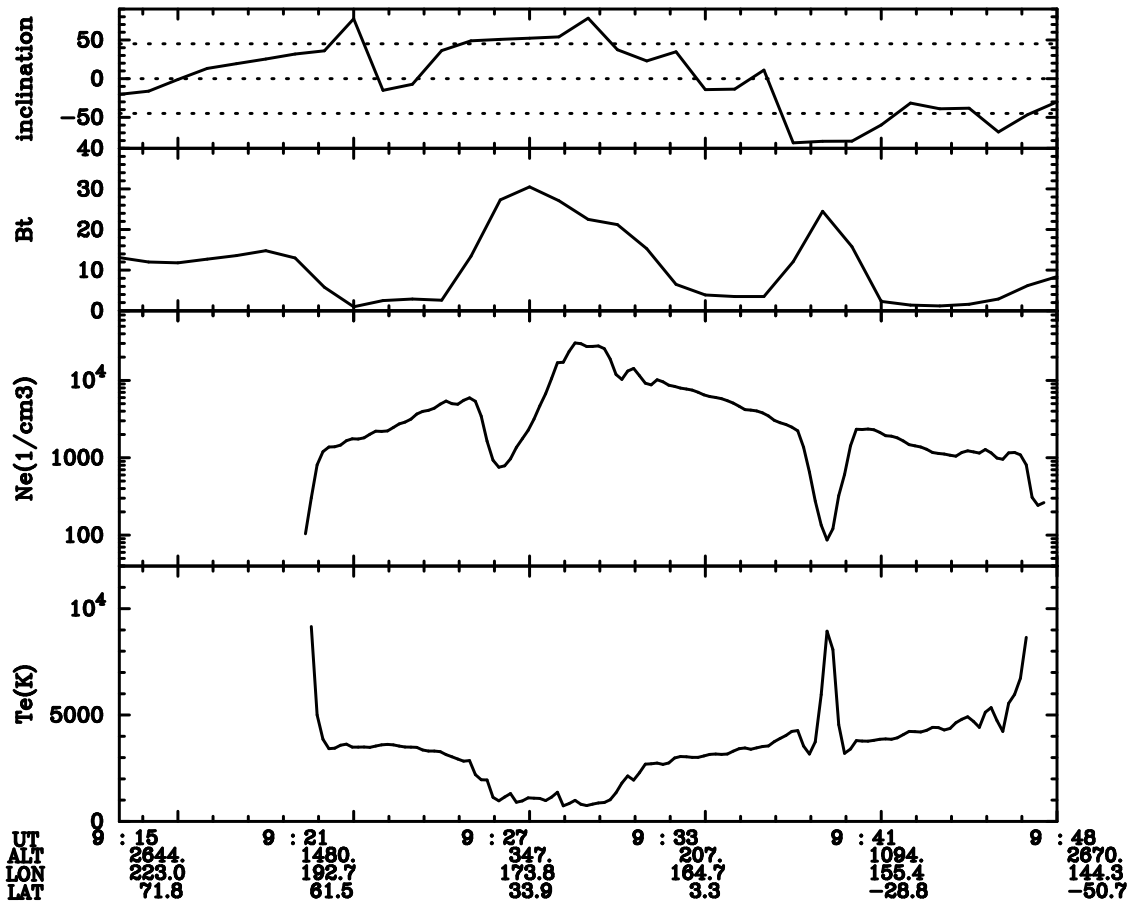


図 2.25: orbit 530 で観測されたホール．上から磁場の伏角，磁場強度，電子数密度，電子温度を表している．9:29 と 9:40 にホールが観測されている．9:29 のホールでは電子温度が低く，9:40 のホールでは電子温度が高い．

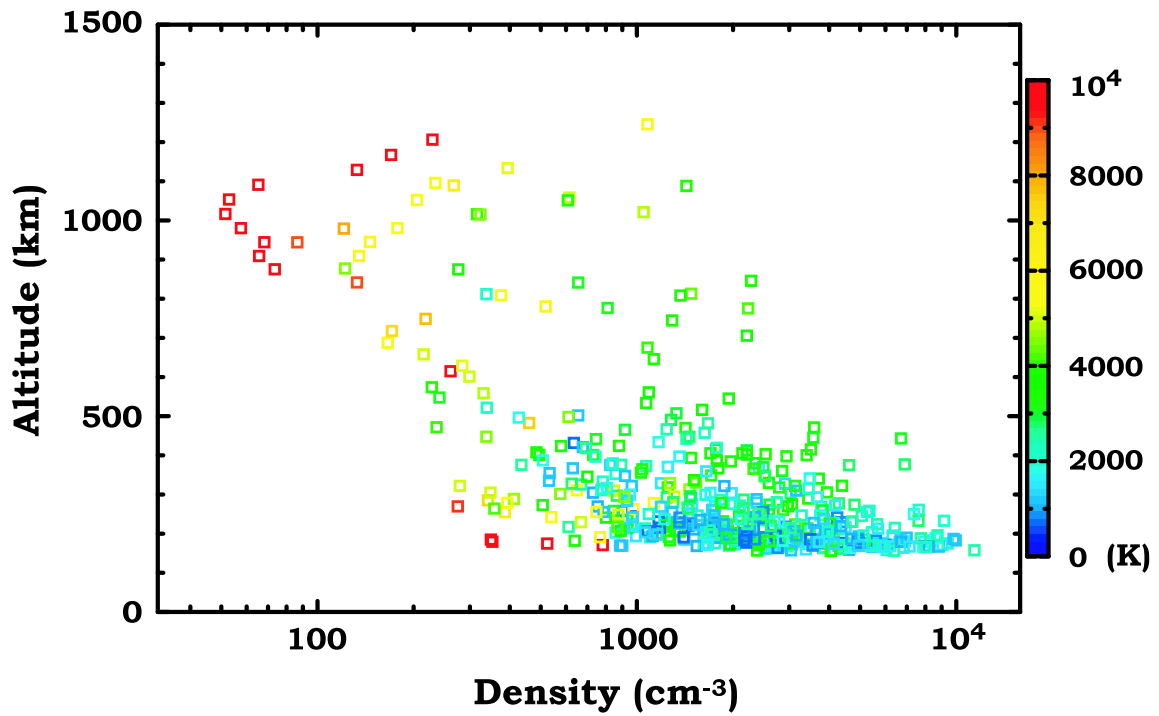


図 2.26: ホールで観測された電子数密度と電子温度の高度分布．電子温度を色で表した．密度が同程度でも温度にはばらつきがある．密度が低くなればなるほど電子温度が高くなる傾向がある．高い電子温度はすべての高度で観測されるが，低い電子温度は低い高度にのみ観測される．



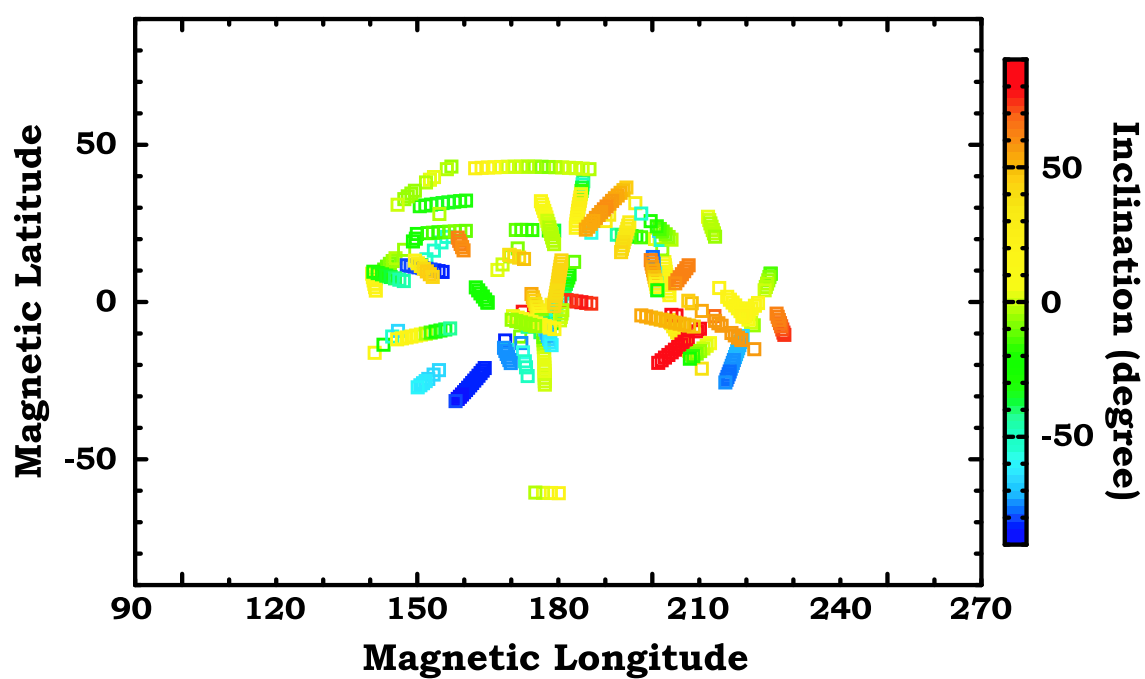


図 2.27: 太陽風座標系でのホールで分布．磁場の伏角を色で表した．磁気経度 140 度から 230 度，磁気南緯 40 度から磁気北緯 40 度までほぼ満遍なく分布．磁気経度 180 度を挟んで磁場の極性が変わる．



## 第3章 モデリング

本研究の解析から太陽風動圧が高い時，夜側電離圏に局所的にプラズマ数密度が減少する場所が存在し，そこでの電子温度が高いことが分かった．また，太陽風動圧が低いときに比べ，高いときは電離圏全体で電子温度が高くなることも分かった．そこで，電子温度を決定する要因，プラズマを減少させる要因を調べるためにモデリングを行う．光電子による加熱だけでは説明できないほど電離圏の電子温度が高いことから，電離圏には電離圏界面からの熱フラックスが存在していると考えられている (Cravens et al., 1979; Knudsen et al., 1980; Hoegy et al., 1980) .

そこで，熱フラックスに対する電子・イオン温度の応答，プラズマの力学的な応答を調べる．まず，エネルギー方程式のみを計算することで，プラズマ密度と熱フラックスに対する電子・イオン温度の応答を調べる．次に，連続の式，運動方程式，エネルギー方程式を解き，熱フラックスに対するプラズマの応答を調べる．夜側電離圏のイオン温度を決定する要因として，電子からのエネルギー輸送だけではなく，昼側からの移流，電離圏界面からの熱伝導も重要であると考えられている (Bouger and Cravens, 1984) が，ホールで見られるような垂直な磁場構造を仮定しているため，本研究では考慮しない．

### 3.1 基礎方程式

鉛直方向を向いた磁力線に沿った 1 次元の系を考える．イオンは磁力線に沿った方向に流れると仮定する．イオンの運動は以下のような連続の式，運動方程式，エネルギー方程式で記述される．

連続の式

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot (n_s \mathbf{u}_s) = Q_s - L_s \quad (3.1)$$

運動方程式

$$n_s m_s \frac{D_s \mathbf{u}_s}{Dt} + \nabla p_s - n_s m_s \mathbf{G} - n_s e_s \mathbf{E} = - \sum_t n_s m_s \nu_{st} (\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_t) \quad (3.2)$$

エネルギー方程式

$$\frac{D_s}{Dt} \left( \frac{3}{2} p_s \right) + \frac{5}{2} p_s (\nabla \cdot \mathbf{u}_s) + \nabla \cdot (K \nabla \cdot T_s) = - \sum_t \frac{n_s m_s \nu_{st}}{m_s + m_t} 3k(T_s - T_t) \quad (3.3)$$

ただし,

$n_s$  :  $s$  の数密度

$\mathbf{u}_s$  :  $s$  の速度

$Q_s$  :  $s$  のイオン生成率

$L_s$  :  $s$  のイオン消滅率

$p_s$  :  $s$  の圧力

$\nu_{st}$  :  $s$  が  $t$  に衝突する衝突周波数

$K_s$  :  $s$  の熱伝導率

$T_s$  :  $s$  の温度

$m_s$  :  $s$  の質量

$e_s$  :  $s$  の電荷

$\mathbf{E}$  : 電場

$\mathbf{G}$  : 重力

$Z_i$  : イオンの電荷量

$M_i$  : イオンの原子質量単位

$k$  : ボルツマン定数

添え字  $s, t$  はそれぞれ電子 (e), イオン (i), 中性大気 (n) である。電子熱伝導係数, イオン熱伝導係数, 電子とイオンの衝突周波数は以下のものを用いる (Banks and Kockarts, 1973)。熱伝導係数は磁力線に沿った方向の値である。数密度の単位はすべて  $\text{cm}^{-3}$  を用いる。

電子とイオンの衝突周波数

$$\nu_{ei} = 54.5 \frac{n_i Z_i^2}{T_e^{3/2}} \quad (\text{sec}^{-1}) \quad (3.4)$$

電子熱伝導係数

$$K_e = 7.7 \times 10^5 T_e^{5/2} \quad (\text{eV/cm sec K}) \quad (3.5)$$

イオン熱伝導係数

$$K_i = 4.6 \times 10^4 \frac{T_i^{5/2}}{M_i^{1/2}} \quad (\text{eV/cm sec K}) \quad (3.6)$$

また，表 3.1 に示した化学反応を考える．電子と中性大気の衝突周波数は表 3.2 ，イオンと中性大気の衝突周波数は表 3.3 ，イオンとイオンの衝突周波数は表 3.4 を用いる．ただし， $n_s m_s \nu_{st} = n_t m_t \nu_{ts}$  の関係が満たされる．

電子はイオンに比べ非常に軽く  $m_e \ll m_i$  であるため  $n_e m_e \frac{D_e \mathbf{u}_e}{Dt} \ll n_i m_i \frac{D_i \mathbf{u}_i}{Dt}$  となるので

$$\nabla p_e = n_e e_e \mathbf{E} = -n_e e \mathbf{E} \quad (3.7)$$

と書ける．

表 3.1: 化学反応と反応係数．[Shunk and Nagy (2000)] より引用．

反応式	反応係数 (cm <sup>3</sup> /sec)
$\text{O}^+ + \text{H} \rightarrow \text{H}^+ + \text{O}$	$6.4 \times 10^{-10}$
$\text{O}^+ + \text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}_2^+ + \text{CO}$	$1.1 \times 10^{-9}$
$\text{O}_2^+ + e \rightarrow \text{O} + \text{O}$	$1.95 \times 10^{-7} (300/T_e)^{0.7}$ for $T_e < 1200$ K $7.38 \times 10^{-8} (1200/T_e)^{0.7}$ for $T_e > 1200$ K
$\text{O}_2^+ + \text{N} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}$	$1.5 \times 10^{-10}$

表 3.2: 電子と中性の衝突周波数．[Shunk and Nagy (2000)] より引用．

Species	$\nu_{en}$ (sec <sup>-1</sup> )
e, H	$4.5 \times 10^{-10} n(\text{H}) (1 - 1.35 \times 10^{-4} T_e) T_e^{1/2}$
e, O	$8.9 \times 10^{-11} n(\text{O}) (1 + 5.7 \times 10^{-4} T_e) T_e^{1/2}$
e, CO <sub>2</sub>	$3.68 \times 10^{-8} n(\text{CO}_2) (1 + 4.1 \times 10^{-11}  4500 - T_e ^{2.93})$

## 3.2 夜側電離圏の熱収支

### 3.2.1 実験設定

プラズマ密度変化に対する夜側電離圏の電子温度変化を調べるために連続の式，運動方程式を解かず，エネルギー方程式 (式 3.3) のみ解いた．中性大気密度高度分布は，高度 150

表 3.3: イオンと中性の衝突周波数．[Shunk and Nagy (2000)] より引用．ただし， $T_r = (T_i + T_n)/2$ ．

Species	$T_r$ (K)	$\nu_{in}$ ( $\text{sec}^{-1}$ )
$\text{O}^+, \text{H}$	$> 300$	$6.61 \times 10^{-11} n(\text{H}) T_i^{1/2} (1 - 0.047 \log_{10} T_i)^2$
$\text{O}^+, \text{He}$		$1.32 \times 10^{-10} n(\text{He})$
$\text{O}^+, \text{O}$	$> 235$	$3.67 \times 10^{-11} n(\text{O}) T_r^{1/2} (1 - 0.064 \log_{10} T_r)^2$
$\text{O}^+, \text{CO}_2$		$8.95 \times 10^{-10} n(\text{CO}_2)$
$\text{O}_2^+, \text{H}$		$0.65 \times 10^{-10} n(\text{H})$
$\text{O}_2^+, \text{He}$		$0.70 \times 10^{-10} n(\text{He})$
$\text{O}_2^+, \text{O}$		$2.31 \times 10^{-10} n(\text{O})$
$\text{O}_2^+, \text{CO}_2$		$5.63 \times 10^{-10} n(\text{CO}_2)$

表 3.4: イオンとイオンの衝突周波数．[Shunk and Nagy (2000)] より引用．

Species	$\nu_{ii}$ ( $\text{sec}^{-1}$ )
$\text{O}^+, \text{O}_2^+$	$0.26 n(\text{O}_2^+) / T_{\text{O}_2^+}^{3/2}$
$\text{O}_2^+, \text{O}^+$	$0.13 n(\text{O}^+) / T_{\text{O}^+}^{3/2}$

~250 km は真夜中，北緯 16 度，太陽電波強度  $F_{10.7} = 150$  における Venus International Reference Atmosphere (VIRA) モデル (Keating et al., 1985) より与え，それ以上の高度については，静水圧平衡が成り立つと仮定した．中性大気温度はすべての高度で 127 K とした．プラズマ密度はホールが観測された orbit 530 inbound の高度分布を与え，ホールが観測されている部分は，直線で補完した (図 3.1)．イオンは夜側電離圏で主要な  $\text{O}^+$  であるとし，イオンと電子の密度が等しい準中性を仮定した．電子には上部境界より一定量の熱フラックス  $7.59 \times 10^9 \text{ eV/cm}^2\text{sec}$  を与えた．この値は太陽風プラズマの電子のエネルギーフラックスの 1%程度である．

電子，イオンのエネルギー方程式とともに 2 次の中心差分で離散化し，計算を行った．

### 3.2.2 境界条件

磁力線が地面に対し垂直であることを仮定し，高度 100 km から 2000 km まで計算を行った．下部境界では電子温度，イオン温度，中性大気温度をそれぞれ 127 K と固定した．上部境界では，電子には一定量の熱フラックスを与え，イオン温度は自由境界とした．計算間隔は 50 km とした．モデルの概念図を図 3.2 に示す．

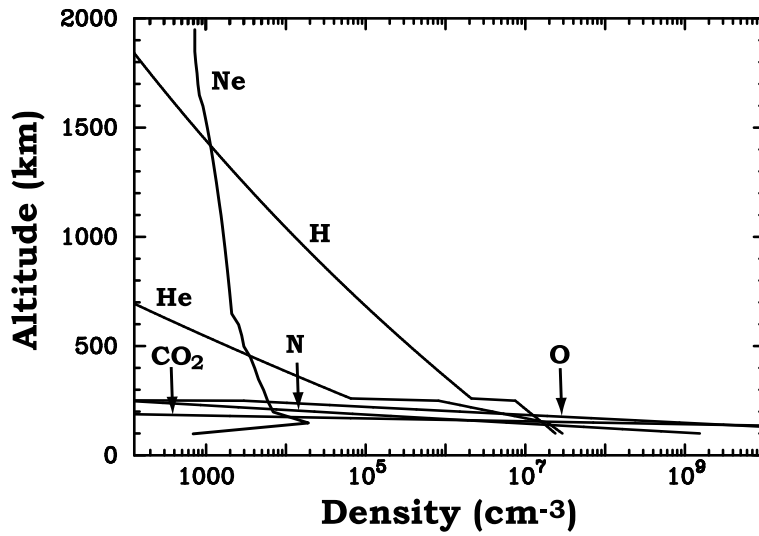


図 3.1: 数値実験に用いた電子 (Ne), 中性大気の数密度高度分布. 電子密度はホールが観測された orbit 530 inbound の値. 中性大気は高度 150 ~ 250 km では夜側熱圏の VIRA モデルにより与え, それ以上の高度では静水圧平衡を仮定した.

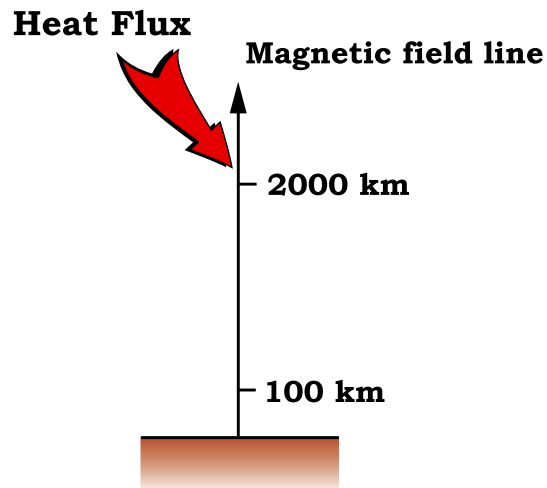


図 3.2: 実験設定の概念図. 鉛直の磁力線を仮定し, 磁力線に沿った方向に計算を行う. 上部境界から熱フラックスを与える.

### 3.2.3 電子数密度を変化させた場合

電子密度変動に対する電子温度の変動を調べるために、電子数密度を観測された数密度 (1 倍)、その数密度の 0.1 倍、10 倍で計算を行った。計算結果を図 3.3 に示す。電子温度はすべての場合において、低い高度で急激に上昇し、高度 700 km 以上ではすべての場合でほぼ等しい温度となり、高度 1000 km で 3693 K、上部境界の 2000 km では 4589 K となった。高度 700 km 以下では、密度 10 倍の場合に電子温度が低くなり、高度 200 km で密度 1 倍に比べ 140 K 低い。このとき電子数密度は 200 km で  $1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  なので、イオンによる電子の冷却率は  $4.8 \text{ eV/cm}^3\text{sec}$  となり、1 倍の場合の冷却率  $0.37 \text{ eV/cm}^3\text{sec}$  よりも 1 桁以上大きい。つまり、夜側電離圏で見られるような電子数密度では、熱フラックスが一定であれば電子温度が変わることはほとんどない。さらに電子数密度を増やし、観測密度の 100 倍にすると高度 200 km で 1273 K となり、低い高度の電子温度は下がること分かった (図 3.4)。この時のイオンによる電子の冷却率は  $29 \text{ eV/cm}^3\text{sec}$  であった。

電子に与えられた熱フラックスの減少はイオンへのエネルギー輸送であるが、夜側電離圏での密度は  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  程度と低いため、そのエネルギー輸送は効率は悪い。そのため密度が変化したとしても電子温度はほとんど変化せず、電子温度は上部境界での熱フラックスの量と下部境界での温度によって決まる。十分にエネルギーのやりとりができるようになるには  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  程度の電子数密度が必要である。

一方、電子数密度が変化するとイオン温度が変化することが分かった。電子からイオンへのエネルギーの輸送は衝突によって起こるので、輸送の効率は密度の 2 乗と電子・イオンの温度差により決まる。電子数密度を 0.1 倍にした場合、電子とイオンの衝突はほとんど起こらなくなり、イオンはエネルギーを得ることができない。そのため、高度 1000 km では 185 K と密度 1 倍に比べて、2800 K 程度低くなる。電子数密度が 10 倍高くと、衝突頻度は 100 倍になるので電子からエネルギーを得やすくなり、イオン温度は上昇する。高度 1000 km でのイオン温度は、電子温度にくらべて 30 K 程度低い 3633 K となった。また電子数密度 10 倍にした場合には 高度 300 から 900 km において電子とイオンはほぼ同じ温度となった。

電子数密度を 100 倍にし、計算を行うとすべての高度で電子温度とイオン温度がほぼ同じとなり、電子からイオンへのエネルギー輸送は十分ある (図 3.4)。

熱フラックスによりまず最初に電子が加熱される。その後、電子からイオンへ、イオンから中性大気へとエネルギーは輸送される。電子数密度も高く、中性大気密度の高い高度 300 km まではイオンは中性大気により冷却される。イオンがこの高度で温度が低くなるのはそのためである。一方、高度 1000 km 以上になるとプラズマ密度が下層に比べて低くなり、電子から輸送されるエネルギーは少なくなるのでイオン温度はほぼ一定となる。そのため、密度 100 倍の場合でも電子温度とイオン温度で差がでる。



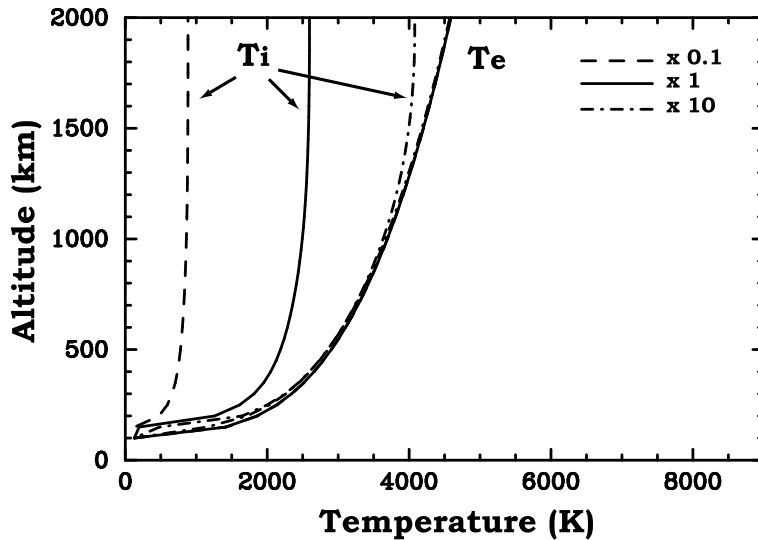


図 3.3: 電子数密度を観測データの 0.1 倍, 1 倍, 10 倍にした場合の電子温度 ( $T_e$ ) とイオン温度 ( $T_i$ ) . 密度が変化しても電子温度はほとんど変化しない . 電子数密度が高いほどイオン温度は高くなる .

### 3.2.4 熱フラックスを変化させた場合

熱フラックス変動に対する電子温度の応答を調べるために, 電子数密度を観測された数密度に固定し, 上部境界で与える熱フラックスを変えて計算を行った . 熱フラックス  $7.59 \times 10^9 \text{ eV/cm}^2\text{sec}$  を 0.1 倍, 2 倍, 5 倍, 10 倍と変えて計算した結果を図 3.5 に示す . 電子数密度を変化させた場合とは大きく異なり, 熱フラックスの大きさによって電子温度が大きく変化した . 高度 1000 km における 0.1 倍, 1 倍, 2 倍, 5 倍, 10 倍での電子温度は, それぞれ, 1911 K, 3692 K, 4502 K, 5848 K, 7128 K であった . 熱フラックスが 10 倍になると電子温度はおよそ 2 倍となった . 夜側電離圏においては, 熱フラックスにより電子温度が決まる .

一方, イオン温度は電子温度とは逆にあまり変化しない . 高度 1000 km で比べると, 0.1 倍の場合 1759 K, 1 倍の場合 2495 K, 2 倍の場合 2629 K, 5 倍の場合 2740 K, 10 倍の場合 2782 K であった . 熱フラックスが 10 倍になったとしてもおよそ 10 % しかイオン温度は高くない . イオンの加熱率は熱フラックスを 10 倍の場合, 高度 200 km で  $0.49 \text{ eV/cm}^3\text{sec}$  であり, 熱フラックス 1 倍の場合とくらべて 32 % 大きくなるだけである .

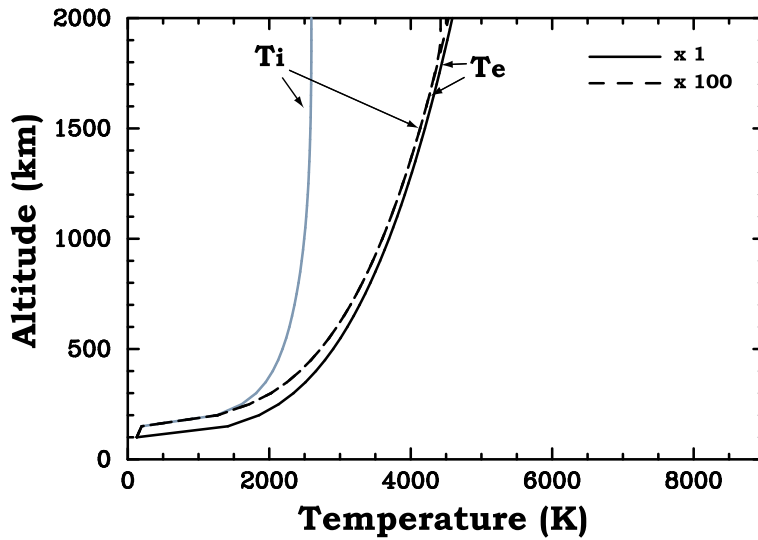


図 3.4: 電子数密度を観測データの 100 倍にした場合の電子温度 ( $T_e$ ) とイオン温度 ( $T_i$ )。黒い線は電子温度，灰色の線はイオン温度を示している。電子温度とイオン温度はほぼ等しい。

電子の冷却率は電子数密度の 2 乗，電子とイオンの温度差に比例し，電子温度の 2 分の 3 乗に反比例している。冷却率を変化させる大きな要因は電子数密度であるため，電子数密度が同じであれば冷却率はそれほど変化しない。そのため，熱フラックスが増加しても電子は十分に冷却されず，電子温度は上昇する。

### 3.2.5 電子温度・イオン温度の応答時間

観測された電子数密度，熱フラックスを 2 倍にした場合の電子温度，イオン温度の時間変化を図 3.6 に示す。熱フラックスにより，まず電子が加熱される。この応答は非常に速く，10 秒程度で定常状態に達する。一方，イオンは電子からエネルギーを得る一方，中性大気へエネルギーを奪われる。電子数密度が低いため電子からイオンへのエネルギー輸送は夜側電離圏の密度程度では非常に効率が悪い。計算開始 15 秒後のイオンの加熱率は，高度 200 km で  $0.90 \text{ eV/cm}^3\text{sec}$ ，高度 500 km で  $0.14 \text{ eV/cm}^3\text{sec}$ ，高度 1000 km で  $4.1 \times 10^{-2} \text{ eV/cm}^3\text{sec}$  である。そのため，定常状態に達するには  $10^5$  秒程度と非常に時間かかる。このことから観測される電子温度はその時の熱フラックスの量を直接表していると言える。夜側電離圏のイオンは主に昼側から輸送されることで補われる。昼側電離圏から  $1 \text{ km/sec}$  で輸送されると  $1.9 \times 10^4$  秒程度で夜側電離圏へ運ばれてくる。そのため，観測されるイオン温度は熱フラックスとは関係なく，別の要因（昼側でプラズマが生成される時に決定される温度，断熱冷却・加熱など）で決まる。

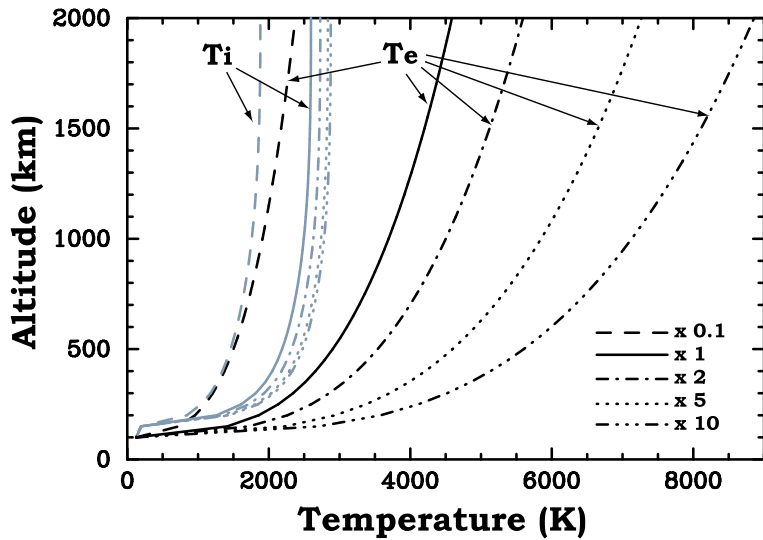


図 3.5: 熱フラックスを  $7.59 \times 10^9 \text{ eV/cm}^2\text{sec}$  の 0.1 倍, 1 倍, 2 倍, 5 倍, 10 倍変化させた場合の電子温度 ( $T_e$ ) とイオン温度 ( $T_i$ ) . 黒い線は電子温度, 灰色の線はイオン温度を示している . 熱フラックスが大きいほど電子温度は高くなる . 熱フラックスを変化させてもイオン温度はほとんど変化しない .

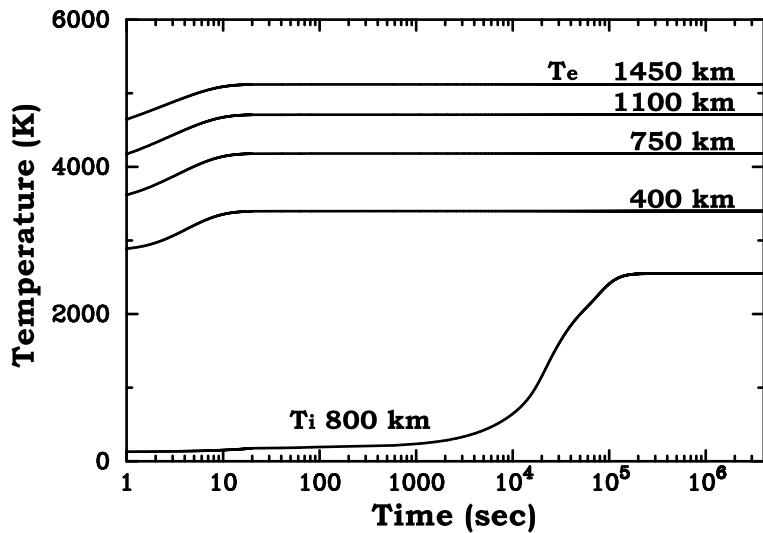


図 3.6: 電子温度 ( $T_e$ ) とイオン温度 ( $T_i$ ) の熱フラックスに対する応答 . 電子温度は 10 秒程度 , イオン温度は  $10^5$  秒程度で定常状態に達する .

### 3.3 夜側電離圏の力学過程

#### 3.3.1 実験設定

電離圏上部から熱フラックスを与え、 $O^+$  について連続の式、運動方程式、エネルギー方程式を解いた。 $O_2^+$  は速度  $0 \text{ m/sec}$  を仮定し、連続の式、エネルギー方程式のみ解いた。計算高度間隔は  $25 \text{ km}$  とし、高度  $150 \text{ km}$  から  $2150 \text{ km}$  まで計算した。中性大気は3.2節と同様に高度  $250 \text{ km}$  以下では夜側熱圏の VIRA モデルを用い、それ以上の高度では静水圧平衡を仮定した。中性大気温度はすべての高度で  $127 \text{ K}$  とした。また、電子温度、イオン温度は下部境界で  $300 \text{ K}$  とした。高度  $150 \text{ km}$  で、 $O^+$  の数密度を  $1.0 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ 、 $O_2^+$  の数密度を  $1.0 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  とした。

計算格子は、スカラー量である圧力・密度の定義点とベクトル量である速度の定義点を半格子分ずらしたスタッガード格子を用いる。移流相は CIP-CCUP 法 (矢部ら, 2003) を用いて計算を行う。非移流相については電子・イオンのエネルギー方程式はオイラー陰解法、運動方程式は中央差分を用いる。

#### 3.3.2 境界条件

化学反応を計算しない場合、下部境界で密度、圧力、温度を固定した。化学反応を計算する場合、下部境界で温度を固定し、その場での化学反応による密度変化とひとつ上の格子点との移流から新しい境界条件を決めた。上部境界の圧力、密度は上部境界のひとつ下の格子点での勾配を用い、外挿することで与えた。速度は下部境界では  $0 \text{ m/sec}$ 、上部境界では自由境界とした。太陽風はほとんど  $H^+$  であり、電離圏外に流出した  $O^+$  は太陽風によって取り除かれると仮定し、上部境界で  $O^+$  の速度は負にならないとした。

#### 3.3.3 初期条件

計算を始める上で、初期状態となる定常解を求める。ここでは化学反応によるプラズマの減少が昼側電離圏からの輸送量とつりあうこと仮定する。熱フラックス  $7.59 \times 10^9 \text{ eV/cm}^2\text{sec}$  を上部境界で与え、力学的な平衡状態を求めた (図 3.7)。速度および温度に振幅の小さな周期的な変動は見られるが、密度はほとんど変化しないことから、この準定常解を数値実験の初期状態とする。

$O^+$  の数密度は下部境界からいったん低くなり、再び高くなり高度  $225 \text{ km}$  から再び緩やかに減少し、 $1000 \text{ km}$  では  $110 \text{ cm}^{-3}$ 、 $2000 \text{ km}$  では  $5.1 \text{ cm}^{-3}$  となった。この数密度は観測された夜側電離圏の数密度と同程度である。 $O_2^+$  は低い高度にしか存在せず、高度  $500 \text{ km}$  で  $1.7 \text{ cm}^{-3}$  である。 $O^+$  の速度は高度  $175 \text{ km}$  では上向き速度  $1.3 \text{ m/sec}$  で

あり、それ以上の高度では高度とともに増加する。高度 1000 km では 31.4 m/sec, 高度 2000 km で 606 m/sec となり、常に流出する状態が定常状態となった。流出する  $O^+$  のフラックスは  $4.8 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$  である。

電子温度は高度とともに上昇し、高度 2000 km で 4556 K である。観測された電子温度と同程度となった。 $O^+$  の温度は中性大気との衝突が十分多い高度 250 km で極小 187 K となる。それより高い高度では速度の変動に応じて温度を多少上下させながら高度 575 km で極大値 217 K となる。高度 575 km 以上では速度が急激に増し始めるので、断熱的に冷却され、高度とともに温度が下がる。高度 1000 km で 206 K, 高度 2000 km で 193 K であった。 $O_2^+$  の温度も同様に高度 250 km で極小値 189 K となる。高度 350 km で極大となるが、それ以上の高度ではほぼ一定でおよそ 216 K であった。 $O_2^+$  はエネルギー方程式のみ解いているので電子、 $O^+$ 、中性大気とのエネルギーのやりとりのみで温度が決まる。

初期状態での  $O^+$  の衝突周波数を図 3.8 に示す。磁場強度が 10 nT の場合、 $O^+$  のジャイロ周波数は  $6.0 \times 10^{-2}\text{sec}^{-1}$  ある。つまり、高度 250 km 以下では  $O_2^+$  とは比較的衝突があるが、中性大気とはほとんど衝突しない。 $O^+$  は高度 150 km 以上で中性大気に関係なく、運動することができるので磁力線に沿った方向に運動していると考えてよい。この時  $O^+$  の温度が 1000 K だとするとジャイロ半径は 17 km である。

### 3.3.4 力学的な応答

化学反応による密度変化を考えず、熱フラックス変化による力学的な応答をに着目する。3.3.3 節で求めた準定常状態から熱フラックスを変化させ、電離圏構造の応答を調べた。

#### Case 1 : 熱フラックスを増加 ( $7.59 \times 10^{10} \text{ eV/cm}^2\text{sec}$ ) させた場合

準定常状態から熱フラックスを 1 桁増加させ、 $7.59 \times 10^{10} \text{ eV/cm}^2\text{sec}$  とした場合のプラズマの応答を調べた。電子温度、 $O^+$  の数密度、速度、温度を図 3.9 に示す。0 秒の時に熱フラックスを 1 桁増加させた。

電子温度はすぐに応答し、温度が上昇する。高度 1000 km 以上では 1000 秒程度で定常状態に達する。電子温度は高度 1000 km で 7029 K, 高度 2000 km で 8794 K となった。3.2.4 節においてエネルギー方程式のみ計算した場合の電子温度とほぼ等しくなった。

熱フラックスが増加し、電子温度が高くなると分極電場が強くなり、 $O^+$  が高い高度へ輸送される。応答は分極電場が最も強い高度 400 km 以下から始まる。速度が極大となるのは高度 1000 km では 310 秒の時 1901 m/sec, 高度 2000 km では 510 秒の時 3657

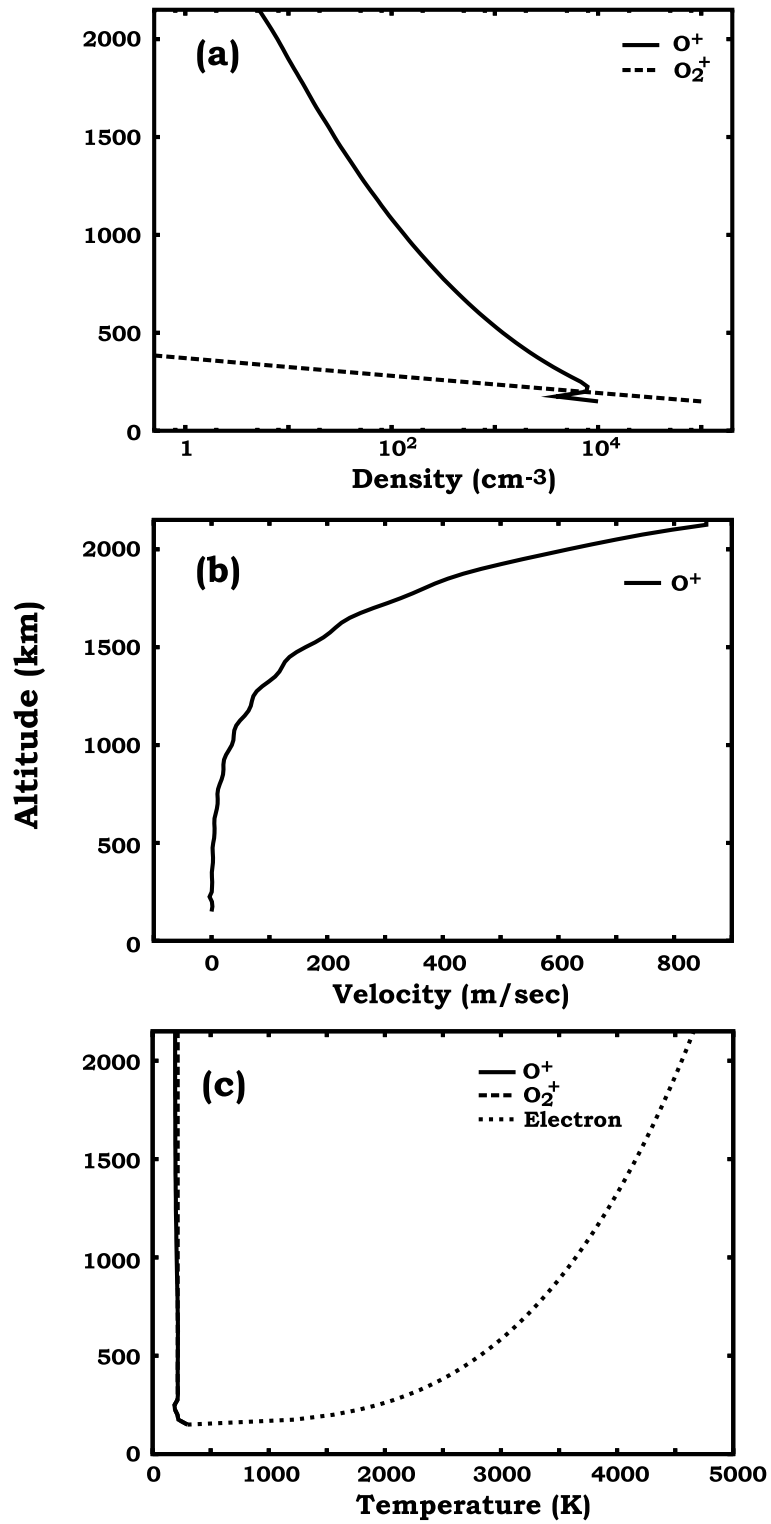


図 3.7: 数値実験初期条件 . (a) O<sup>+</sup> および O<sub>2</sub><sup>+</sup> の数密度 , (b) O<sup>+</sup> の速度 , (c) O<sup>+</sup> , O<sub>2</sub><sup>+</sup> および電子の温度 . 定常的にプラズマが流出する .

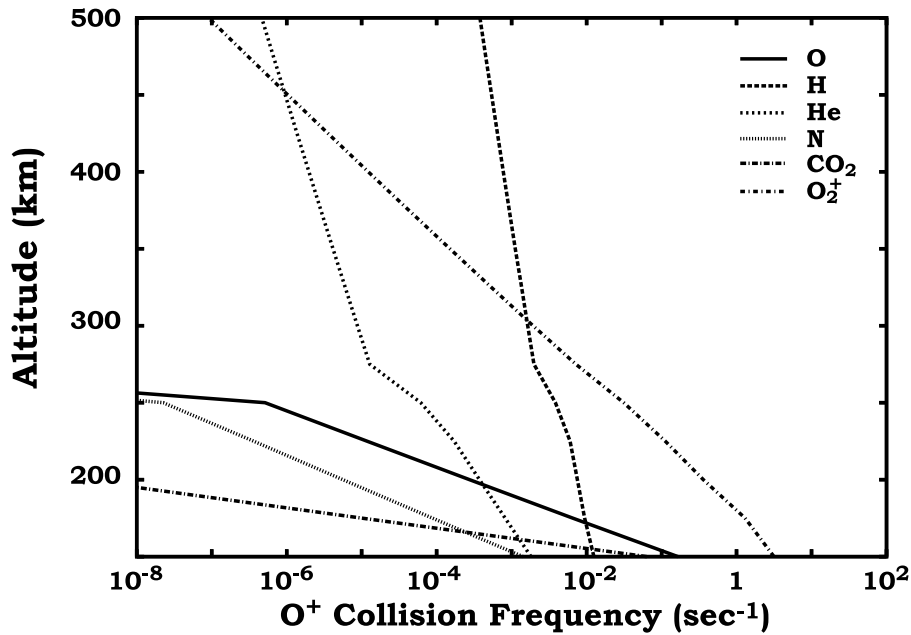


図 3.8:  $O^+$  と  $O$ ,  $H$ ,  $He$ ,  $N$ ,  $CO_2$ ,  $CO_2^+$  との衝突周波数.

m/sec であった．強く加速された  $O^+$  は上昇しすぎるため，分極電場や圧力勾配より重力が強くなり，その後下向きに加速され，落下する．落下は高い高度から起こり始める．速度が極小となるのは高度 1000 km では 1770 秒の時 -279 m/sec，高度 2000 km では 1350 秒の時 -166 m/sec であった．下向きに加速されると落下しすぎ，分極電場と圧力勾配が重力に勝るため上昇を始める．しばらくこの振動を繰り返しながら徐々に定常状態へと向かっていく．およそ  $10^4$  秒には速度の大きな変動は収まった．

$O^+$  の密度は熱フラックスが増加するとすぐに増加し始める．高度 1000 km では 0 ~ 470 秒の間に  $1.3 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$  から  $4.7 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$ ，高度 2000 km では 0 ~ 510 秒の間に  $7.8 \text{ cm}^{-3}$  から  $1.2 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$  へと増加する．密度が極大となる時間は上向き速度が極大となる時間よりも遅い．その後， $O^+$  は上昇しすぎたため落下してくる．高度が低い場所から密度が増加し，密度増加は上空へ伝播する． $O^+$  の密度が落下しすぎると圧力勾配や分極電場が強くなり，再び上昇を始め密度は減少する．これを繰り返す．高度 200 km 付近に高い場所より  $O^+$  の密度が低い場所がある．この場所は  $O_2^+$  が非常に多く存在するために分極電場による上向きの力が強く， $O^+$  は高い高度に輸送され，密度は低くなる．

電子温度が上昇すると  $O^+$  はエネルギーを得るため温度を上昇させる．しかし，そのエネルギーはわずかである．熱フラックス増加直後，分極電場による力により急激に上向きへ加速され，断熱冷却が起こる．断熱冷却の効果が電子からのエネルギーよりも大きいため  $O^+$  の温度は急激に下がる．500 秒後には高度 1500 km より上空ではほぼ 0 K となる．

その後、下向き速度が速くなる場所では断熱圧縮が起こり温度が上昇、上向き速度が速くなる場所では断熱冷却を繰り返しながら、熱伝導により低い高度から加熱される。およそ  $2.1 \times 10^4$  秒には準定常状態に達した。

0 ~ 1000 秒の  $O^+$  の流出量は  $1.3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  であった。その後流出量は徐々に減少し、9000 ~  $1.0 \times 10^4$  秒での  $O^+$  流出量は  $9.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$  であった。

熱フラックス増加直後、電子からエネルギーを得て  $O_2^+$  の温度は上昇する。250 秒の時、高度 400 km 以上ではほぼ等温となり極大値 226 K となった。 $O_2^+$  はエネルギー方程式しか解いていないので断熱冷却・加熱をすることはないが、衝突の多い  $O^+$  とエネルギーの交換を行い、温度が変化する。 $O^+$  からのエネルギー輸送は電子からのできるエネルギー輸送より大きいので、 $O_2^+$  の温度は  $O^+$  の温度に強く依存する。 $O^+$  が断熱冷却され、温度が下がったために  $O_2^+$  の温度もそれに応じて下がった。4000 秒以降では  $O^+$  の温度が上昇していくのに応じて  $O_2^+$  の温度も徐々に上昇した。

#### Case 2 : 熱フラックスを減少 ( $7.59 \times 10^8 \text{ eV/cm}^2\text{sec}$ ) させた場合

準定常状態から熱フラックスを 1 桁減少させ、 $7.59 \times 10^8 \text{ eV/cm}^2\text{sec}$  とした場合のプラズマの応答を調べた (図 3.10)。0 秒の時に熱フラックスを 1 桁減少させた。

熱フラックスを増加させた場合と同様に電子はすぐに応答し、2000 秒程度で定常状態に達する。電子温度は高度 1000 km で 1889 K、2000 km で 2361 K となった。3.2.4 節でエネルギー方程式のみ計算した場合の電子温度とほぼ等しくなった。

熱フラックスを減少させると分極電場は弱くなり、 $O^+$  を支えていた力が弱くなるので、 $O^+$  は落下する。 $O^+$  の速度が極小となるのは高度 1000 km では 1250 秒に  $-2568 \text{ m/sec}$ 、高度 2000 km では 1620 秒に  $-490 \text{ m/sec}$  であった。 $O^+$  は落下しすぎるため、すぐに高度の低い場所から速度が増加し始め、上向き速度を持つ。高度 1000 km では 1310 秒の時  $1781 \text{ m/sec}$ 、高度 2000 km では 1660 秒の時  $3158 \text{ m/s}$  となり、大きな加速度をもった。同じ変動を繰り返しながら、高度が低いほうから徐々に一定速度に近づいていった。

下向きに加速された  $O^+$  は断熱的に加熱され、温度が上昇する。625 秒後には高度 1000 km で 828 K、高度 2000 km で 872 K となった。落下しすぎた  $O^+$  は重力より分極電場が強くなるため、上向きに加速され、上昇する。しばらく上昇・下降を繰り返しながら定常状態へと向かっていく。この周期はおよそ 1600 秒である。密度の高い、高度の低い場所から変動は収まり、定常状態に達する。すべての高度で準定常状態に達するのはおよそ  $2.0 \times 10^4$  秒かかる。

$O^+$  の温度は下向きに加速される時は過熱、上向きに加速される時は冷却される。 $O^+$



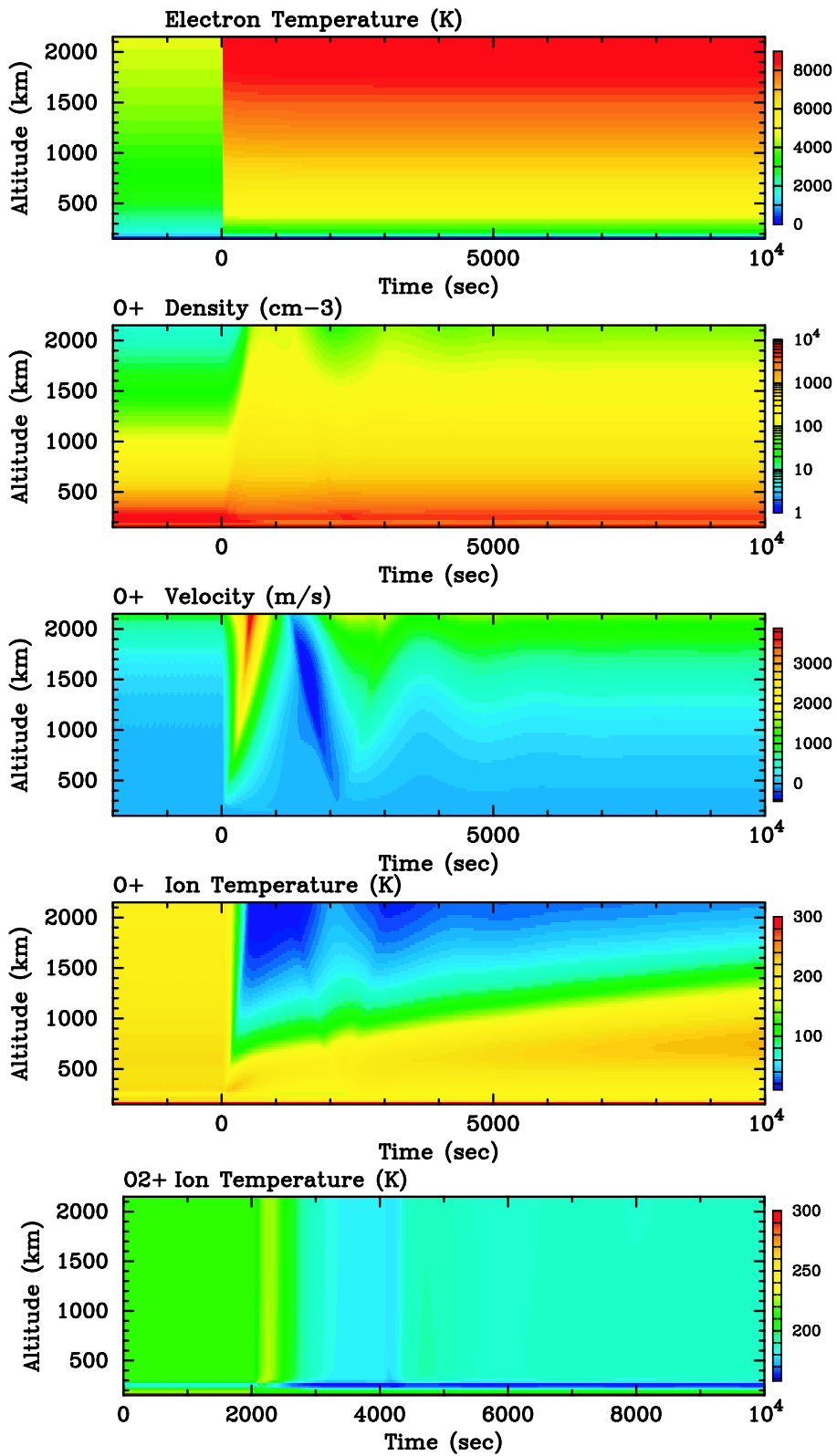


図 3.9: 熱フラックスを 1 桁増加させ,  $7.59 \times 10^{10} \text{ eV/cm}^2\text{sec}$  とした場合 (case 1) の電子温度,  $\text{O}^+$  数密度, 速度, 温度,  $\text{O}_2^+$  の温度.

の温度が極大となるのは高度が低いほど早く、高度 500 km で 660 秒の時、652 K、高度 1000 km で 680 秒の時、882 K、高度 2000 km で 690 秒で 930 K であった。加熱・冷却を繰り返しながら、熱伝導により低い高度から  $O^+$  は冷却される。

0 ~ 1000 秒の間での  $O^+$  の流出量は  $8.0 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ 、1000 ~ 2000 秒の間では  $9.0 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$  であり、熱フラックスを増加させた場合と比べて 3 桁少なく、ほとんど流出しない。

$O^+$  が断熱加熱により、温度を上昇させるために  $O_2^+$  は  $O^+$  からのエネルギー輸送量が増す。そのため温度は更に高くなり、850 秒の時に高度 300 km 以上で極大値 275 K となった。 $O^+$  の温度が極大となった時間から 170 秒遅れている。その後、 $O^+$  が熱伝導により冷却されるのに応じて、 $O_2^+$  の温度も下がった。

### 3.3.5 力学・化学的な応答

ホールで観測されたような磁場構造が形成され、昼側からのプラズマの流入がなくなること想定する。それを再現するために化学反応を計算し、それによるプラズマ密度の変化と熱フラックスの変化による電離圏構造の応答を調べる。

Case 3: 熱フラックス一定 ( $7.59 \times 10^9 \text{ eV/cm}^2\text{sec}$ ) とし化学反応を計算した場合

熱フラックスは  $7.59 \times 10^9 \text{ eV/cm}^2\text{sec}$  に固定し、化学反応のみを入れた計算を行った。図 3.11 は電子温度、 $O^+$  の密度、速度、温度を表している。図 3.12 は  $O_2^+$  の密度と温度である。

速度のプロファイルは熱フラックスを減少させた場合の図 3.10 に似ているが、高度が高いほうほど下向きに加速されるまでのタイムラグが大きく異なる。化学反応は中性大気の多い高度 250 km 以下で起こる。そのため低い高度の  $O^+$  が減少し、下で支えるものがなくなったため、 $O^+$  がだるま落としのように落下する。低い高度から徐々に落下するために高い高度ほど下向きに加速され始めるまでに時間を要する。 $O^+$  の速度は、高度 1000 km では 1790 秒に  $-2587 \text{ m/sec}$ 、高度 2000 km で 2530 秒に  $-438 \text{ m/sec}$  の極小値をとる。落下しすぎた  $O^+$  は上向きに加速される。その後、バウンスするように上昇・下降する。はっきりとした速度の増減を確認できるのは 2500 秒付近と 4500 秒付近の 2 回のみである。何度も速度を増減させながら収束している case 2 (図 3.10) と異なる。

下向きの速度をもった  $O^+$  は断熱的に圧縮されるので温度は上昇する。1270 秒の時、高度 1000 km で 678 K、1280 秒の時、高度 2000 km では 749 K となる。下向き速度が極大となる時間とは異なり、速度の高度差が最も大きい場所で  $O^+$  の温度は上昇している。その後、落下しすぎた  $O^+$  は上向きの速度を持つが、冷却はほとんど起こらない。熱伝導

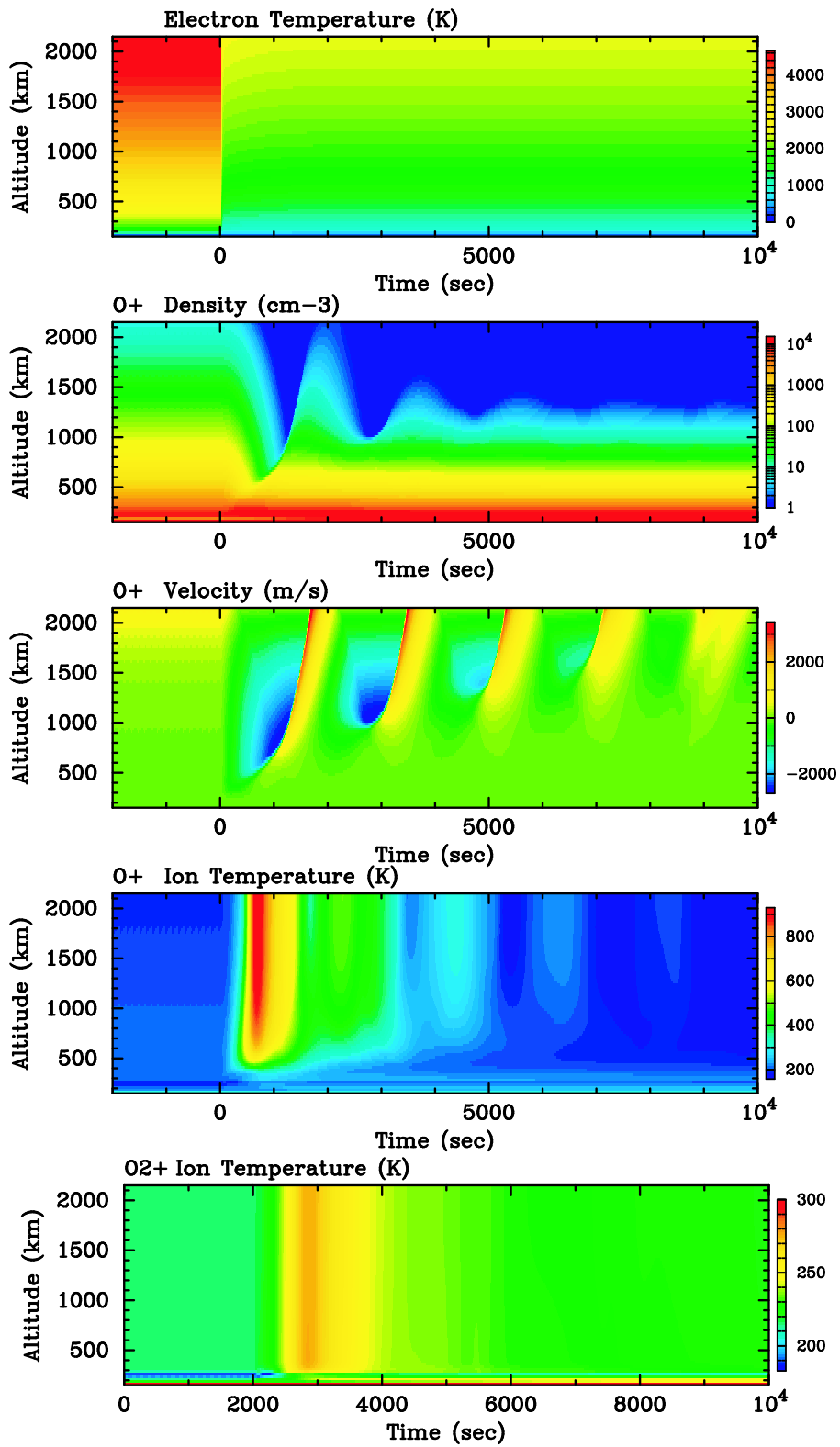


図 3.10: 図 3.9 と同じ . ただし , 熱フラックスを 1 桁減少させ ,  $7.59 \times 10^8 \text{ eV/cm}^2\text{sec}$  とした場合 (case 2) .

により温度の低い高度から冷却される。

$O^+$  の密度は化学反応の盛んに起こる高度 250 km 以下で減少する。1000 秒の時、高度 250 km での  $O^+$  の密度は  $5.7 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$  となり、0 秒の時の  $7.7 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$  から 3 桁以上減少した。高高度では  $O^+$  の密度が減少し始めるにはいくぶん時間がかかる。高度 1000 km では 500 秒程度、高度 1000 km では 1000 秒程度で急激に密度が減少し始める。高度 650 km 以上では  $O^+$  は落下しすぎるため、圧力勾配と分極電場による力が強くなり、上向きに加速され、再び密度が増加する。1000 km では 1990 秒の時  $13 \text{ cm}^{-3}$ 、高度 1500 km では 2810 秒の時  $1.8 \text{ cm}^{-3}$  と極大となった。高度 650 km 以下では  $O^+$  の密度は増加することなく、単調に減少した。4000 秒後には高度 300 km 以下で  $O^+$  はほとんど消滅する。低い高度の  $O^+$  が消滅してもすべての  $O^+$  が落下せず、高い高度に留まっていられるのは  $O_2^+$  と電子による分極電場と  $O_2^+$  による衝突のためである。

0 ~ 1000 秒までの  $O^+$  の流出量は  $4.7 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$  であった。流出があったのは最初の 1000 秒間だけで、その後はほとんど流出しない。

$O_2^+$  は高度が低いほど減少しやすい。高度 150 km で 5000 秒後におよそ 3 桁減少し、 $84 \text{ cm}^{-3}$  になった。それ以上の高度では  $O_2^+$  は  $O^+$  に比べて化学反応は緩やかで、5000 秒の時、高度 200 km で  $2.2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  であった。0 秒の時  $O_2^+$  の密度は  $6.9 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  なので 68 % 減少したに過ぎない。

$O_2^+$  が電子から得るエネルギーは小さく、 $O^+$  からのエネルギー輸送が大部分を占める。 $O^+$  の温度が上昇すると  $O_2^+$  の温度も上昇するが、時間差があった。高度 500 km で  $O^+$  の最も温度が高かった時間から 720 秒遅れて  $O_2^+$  の温度が極大値 205 K となった。

Case 4 : 熱フラックスを増加 ( $7.59 \times 10^{10} \text{ eV/cm}^2\text{sec}$ ) させ化学反応を計算した場合

0 秒の時、準定常状態から熱フラックスを 1 桁高い  $7.59 \times 10^{10} \text{ eV/cm}^2\text{sec}$  に増加させ、化学反応を開始させた計算を行った (図 3.13, 3.14)。

熱フラックスを入れると電子温度は 10 秒程度で急激に上昇し、その後 1000 秒程度で定常状態となる。その後は  $O^+$ 、 $O_2^+$  の数密度が変化しても温度は変化しない。定常状態に達した後の電子温度は高度 1000 km で 7092 K、高度 2000 km で 8794 K となった。この温度は case 1 (図 3.9) と全く同じであった。

$O^+$  の速度プロファイルは case 1 (図 3.9) と case 3 (図 3.11) を足し合わせたようなものが得られた。熱フラックスが増加することにより、分極電場が強くなりほとんどの高度で上向きに加速される。加速は高い高度と低い高度から始まり、高度が高いほど、加速が

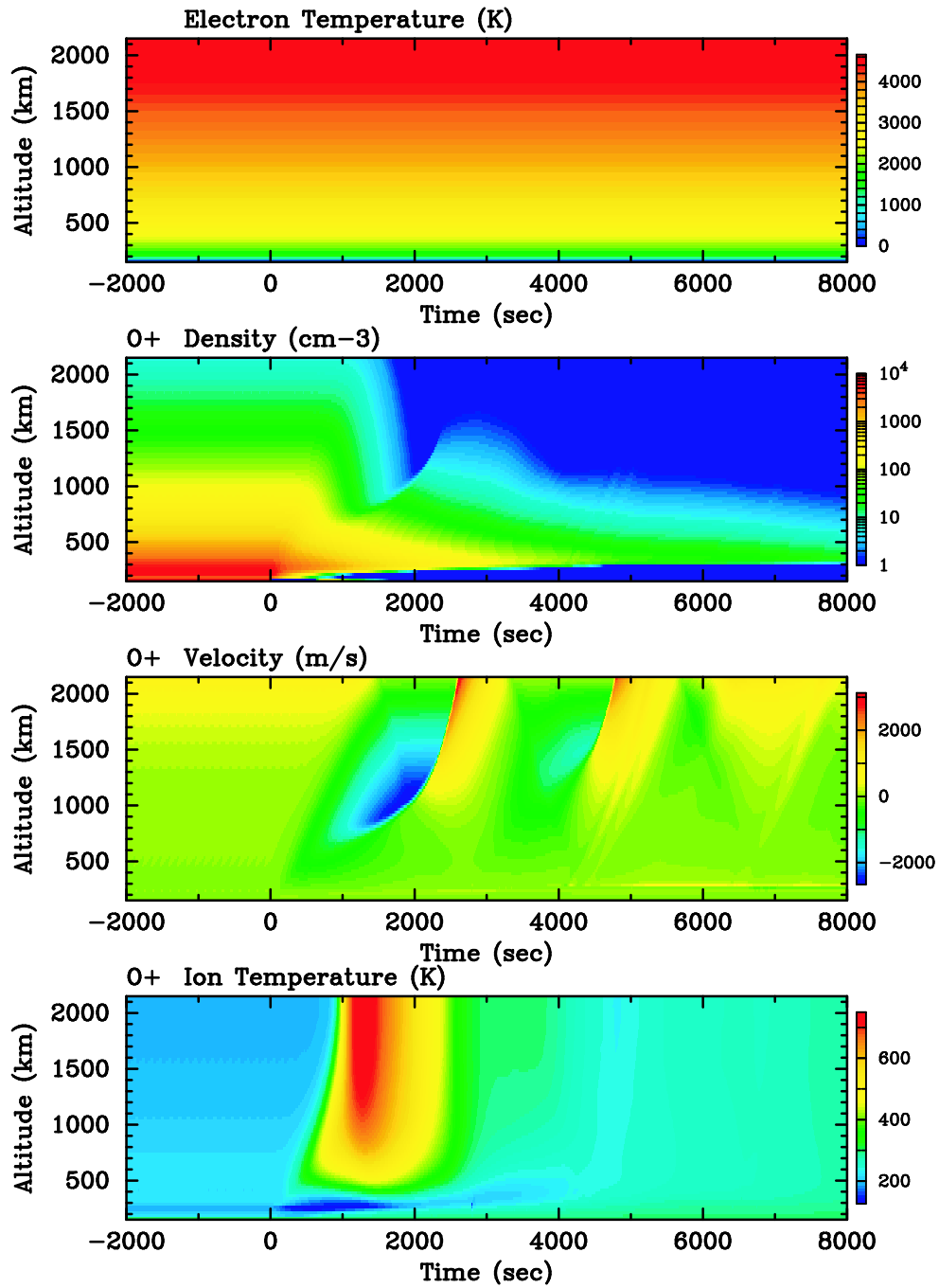


図 3.11: 熱フラックスを  $7.59 \times 10^9$  eV/cm<sup>2</sup>sec で一定にし, 化学反応を計算した場合 (case 3) の電子温度, O<sup>+</sup> 数密度, 速度, 温度.

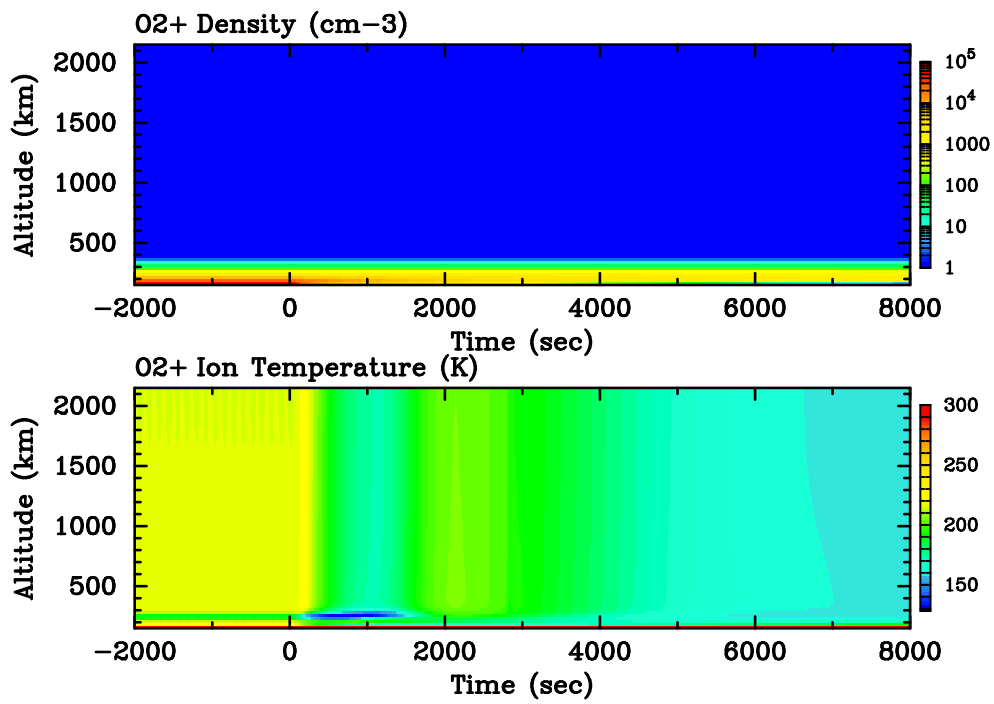


図 3.12: 熱フラックスを  $7.59 \times 10^9$  eV/cm<sup>2</sup>sec で一定にし, 化学反応を計算した場合 (case 3) の O<sub>2</sub><sup>+</sup> の数密度と温度 .

長く続く．速度が極大となる場所は低い高度から徐々に高い高度に移っていく．速度が極大となるのは，高度 1000 km では 300 秒の時 1717 m/sec，高度 2000 km では 500 秒の時 3404 m/sec でとなった．Case 1 に比べて速度が極大となる時間は 10 秒早く，その速度は 10 % 程度遅くなっている．これは低い高度で化学反応により  $O^+$  が減少し，圧力勾配による力が弱まり，下向きの力が強くなったためである．低い高度ではすぐに加速が終わり，化学反応により  $O^+$  が減少するため，下向きに加速し始める．速度が極小となるのは，高度 1000 km で 1450 秒の時に -1457 m/sec，高度 2000 km では 1130 秒の時に -371 m/sec であった．この大きさは case 1 より速く，case 3 より遅い．

速度が上昇するとともに  $O^+$  は断熱的に冷却され，高度 1000 km では 330 秒に 77.2 K，高度 2000 km では 610 秒に 17.3 K となった．強く加速され，高い高度に輸送さ過ぎた  $O^+$  は分極電場や圧力勾配に比べ重力が勝るので下向きに加速され始める．断熱的に圧縮された  $O^+$  は温度が急激に上昇し始める．高度 1000 km では 1930 秒に 446 K，高度 2000 km では 1920 秒に 552 K となった．Case 3 に比べ  $O^+$  の温度上昇は小さく，極大となるまでの時間は遅い．Case 4 では 400 K 程度の  $O^+$  温度が 3000 ~ 5000 秒の間続く．この温度は case 3 の温度よりは高い．Case 3 に比べ密度差が大きいので圧力が大きく変化し，断熱過熱が強いためである．

$O^+$  の数密度が極大となる時間は速度が極大となる時間よりやや遅れて，高度 1000 km で 330 秒の時  $362 \text{ cm}^{-3}$  となり，準定常状態のおよそ 3 倍，2000 km でおよそ 630 秒の時  $85.8 \text{ cm}^{-3}$  となり，準定常状態のおよそ 10 倍となった．数密度は速度差が大きくなるところで極大となる．5000 秒後に  $O^+$  の数密度は高度 500 km で 94.9 %，1000 km で 89.1 %，2000 km で 73.4 % 減少している．これは case 3 と比べて減少する割合は小さい．これは熱フラックスが増加したために分極電場が強くなり， $O^+$  が低い高度へ落下することを妨げているためである．熱フラックスの増加は化学反応の多い熱圏下部への輸送を減らし， $O^+$  の減少率は低くなる． $O^+$  は上下運動をを繰り返しながら，高度 300 km 以下の化学反応と上部境界からの流出により徐々に減少する．

0 ~ 1000 秒の間に流出する  $O^+$  は  $8.6 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ ，1000 ~ 2000 秒の間で  $1.3 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$  となった．最初の 1000 秒間で多く流出し，その後はわずかである．0 ~ 1000 秒の間の  $O^+$  の流出量は case 1 よりも 1 桁少ない．

$O_2^+$  の密度変化は case 3 とほぼ同じであった． $O_2^+$  の温度は  $O^+$  との衝突と  $O^+$  との温度差で決まる． $O^+$  の密度が上昇し，断熱冷却がそれほど強く起こっていない 160 秒までは  $O_2^+$  の温度はわずかに上昇し，高度 400 km 以上では 231 K となった．その後は  $O^+$  が断熱冷却により温度を下げるため， $O_2^+$  の温度も下がる．高度 400 km 以上では 1780 秒の時，極小となり 125 K となった．その後は  $O^+$  が断熱加熱により温度を上げるため，再び過熱される． $O^+$  の温度変化に応じて  $O_2^+$  の温度は変化する．

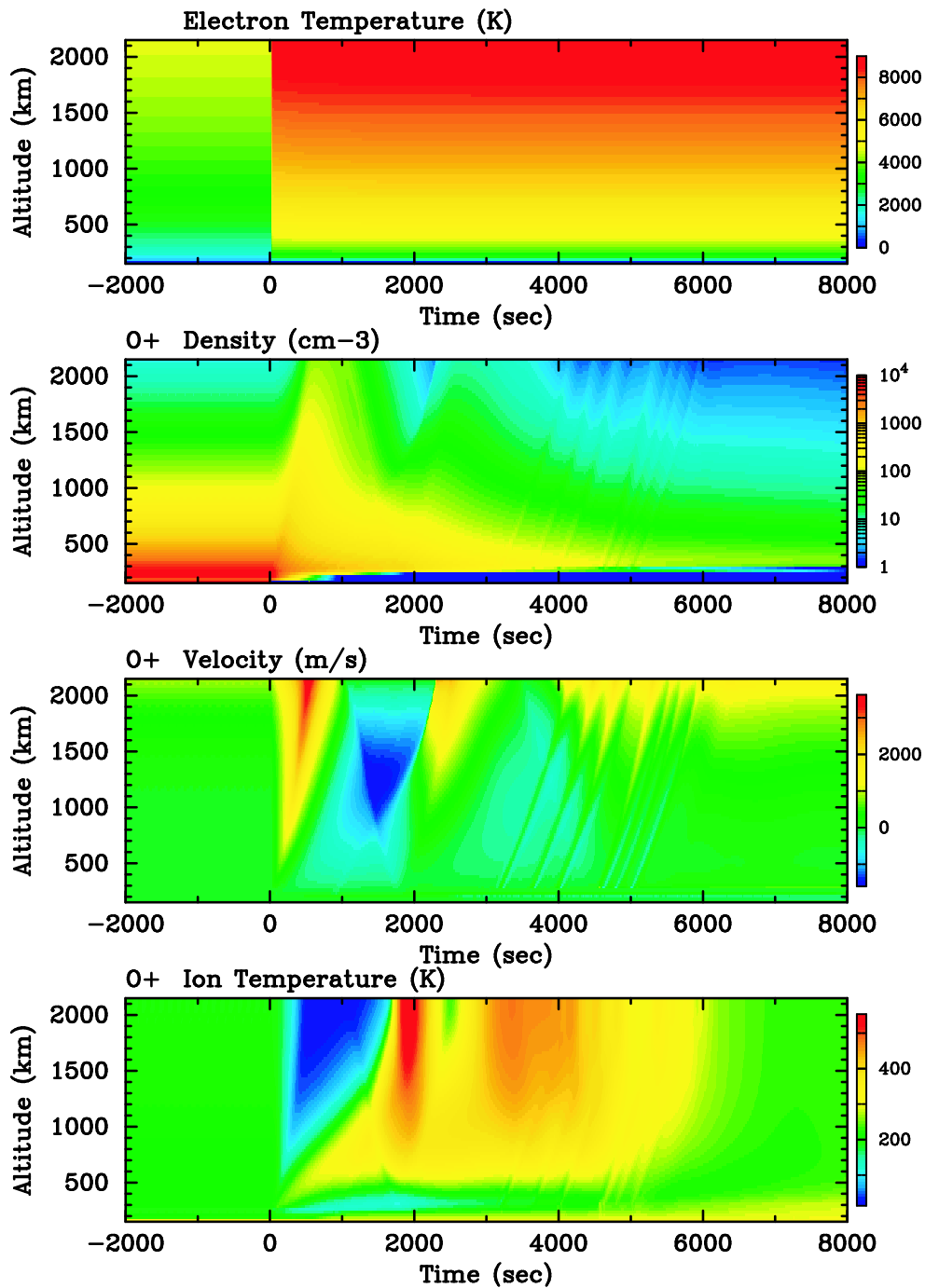


図 3.13: 図 3.11 と同じ . ただし , 熱フラックスを 1 桁増加させ ,  $7.59 \times 10^{10} \text{ eV/cm}^2\text{sec}$  とし , 化学反応を計算した場合 (case 4) .



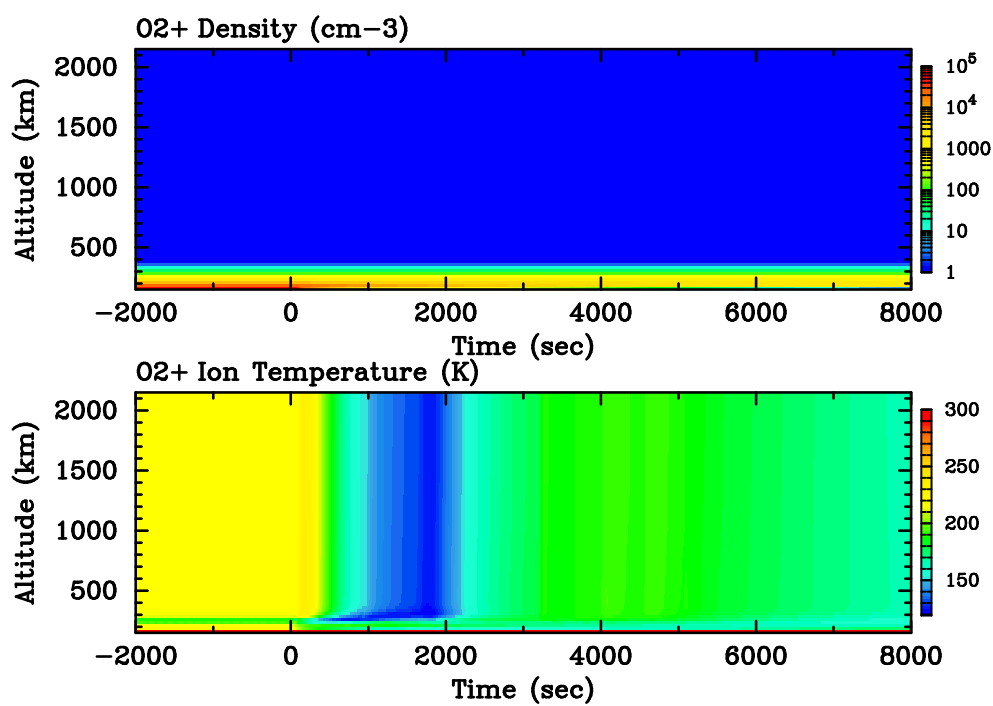


図 3.14: 図 3.12 と同じ . ただし , 熱フラックスを 1 桁増加させ ,  $7.59 \times 10^{10}$  eV/cm<sup>2</sup>sec とし , 化学反応を計算した場合 (case 4) .

Case 5: 熱フラックスを減少 ( $7.59 \times 10^8$  eV/cm<sup>2</sup>sec) させ化学反応を計算した場合

0 秒の時, 準定常状態から熱フラックスを 1 桁減少させた  $7.59 \times 10^8$  eV/cm<sup>2</sup>sec とし, 化学反応を開始させた計算を行った (図 3.15, 3.16).

電子温度はすぐに下がり, 1000 秒程度で定常になった. 定常状態に達した後の電子温度は高度 1000 km で 1889 K, 高度 2000 km で 2361 K となった. この温度は case 2 (図 3.10) と全く同じであった.

O<sup>+</sup> の速度のプロファイルは case 2 (図 3.10) と case 3 (図 3.11) をあわせたようなプロファイルをしている. 高度 1500 km 以下ではほぼ同時に下向きに加速し始めた. 高度 1500 km 以上ではやや遅れて下向きに加速し, 340 秒後にはすべての高度で下向きの速度をもった. 高度 700 km で 1500 秒の時 -3267 m/sec, 高度 1000 km で 2160 秒の時 -2910 m/sec となった. O<sup>+</sup> が落下しすぎるため, 分極電場が強い低い高度から上向きの速度を持ち始める. 速度が極大となるのは, 高度 1000 km で 2310 秒の時 784 m/sec, 高度 2000 km で 2760 秒の時 3014 m/sec であった. すべての高度で上向きの速度をもつのは case 2 より時間がかかり, case 3 とほぼ同じであった. その後は O<sup>+</sup> が上昇しすぎるため重力が勝り, 下向きに加速を始める. 次に O<sup>+</sup> の速度が極大となるのは高度 1000 km で 4370 秒の時 259 m/sec, 高度 2000 km で 4580 の時 2916 m/sec であった. 速度上昇の間隔は 1 回目の上昇よりも短く 1800 秒程度である.

断熱加熱により上昇する O<sup>+</sup> の温度は他のすべての場合より高い. 密度減少による圧力勾配による力の減少, 分極電場による力の減少が最も強く, 下向きに強く加速されるためである. 700 秒の時, 高度 1000 km では 941 K, 高度 2000 km では 983 K となり極大値をとる. その後, O<sup>+</sup> のバウンス運動に伴って若干, 温度の上昇は見られるが強く加熱されることなく, 徐々に冷えていく. Case 2 で見られた O<sup>+</sup> の温度の振幅の大きな上昇・下降の変動は見られなかった. 5000 秒の時, 高度 325 km 以上では 290 K となった.

O<sup>+</sup> の密度は他のすべての場合に比べ最も減少率が大きい. O<sup>+</sup> の密度のバウンスは case 3 と同様に 1 度だけ確認できるが, 分極電場が case 3 に比べ弱いため, 密度上昇は非常に小さい. 高度 700 km では 1540 秒に極小値  $0.56 \text{ cm}^{-3}$ , 1770 秒に極大値  $6.9 \text{ cm}^{-3}$  となった. その後は単調に減少した. 6000 秒にはすべての高度で  $10 \text{ cm}^{-3}$  以下となった. O<sup>+</sup> は 0 ~ 1000 秒の間に  $8.0 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$  流出するのみで, その後はほとんど流出しない. Case 4 と比べて 2 桁少ない.

O<sub>2</sub><sup>+</sup> の密度変化は case 3 とほぼ同じであった. O<sub>2</sub><sup>+</sup> の温度は case 2 と似ている. O<sup>+</sup> の温度上昇に応じて上昇し, O<sup>+</sup> 温度が極大となった時間より 140 秒遅れて 840 秒の時, 高度 350 km 以上で 275 K となった.

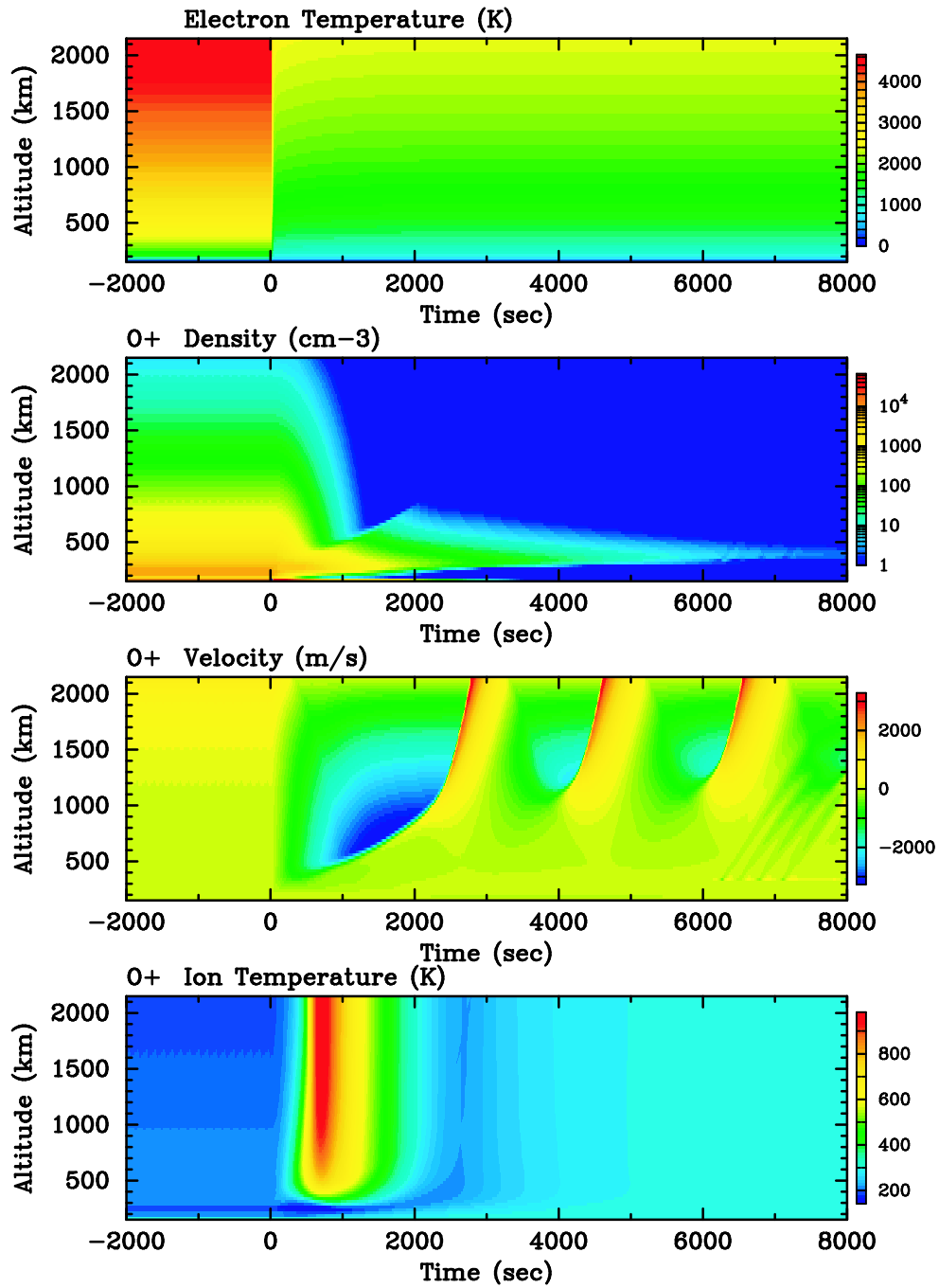


図 3.15: 図 3.11 と同じ . ただし , 熱フラックスを 1 桁減少させた  $7.59 \times 10^8 \text{ eV/cm}^2\text{sec}$  にし , 化学反応を計算した場合の電子温度 (case 5) .

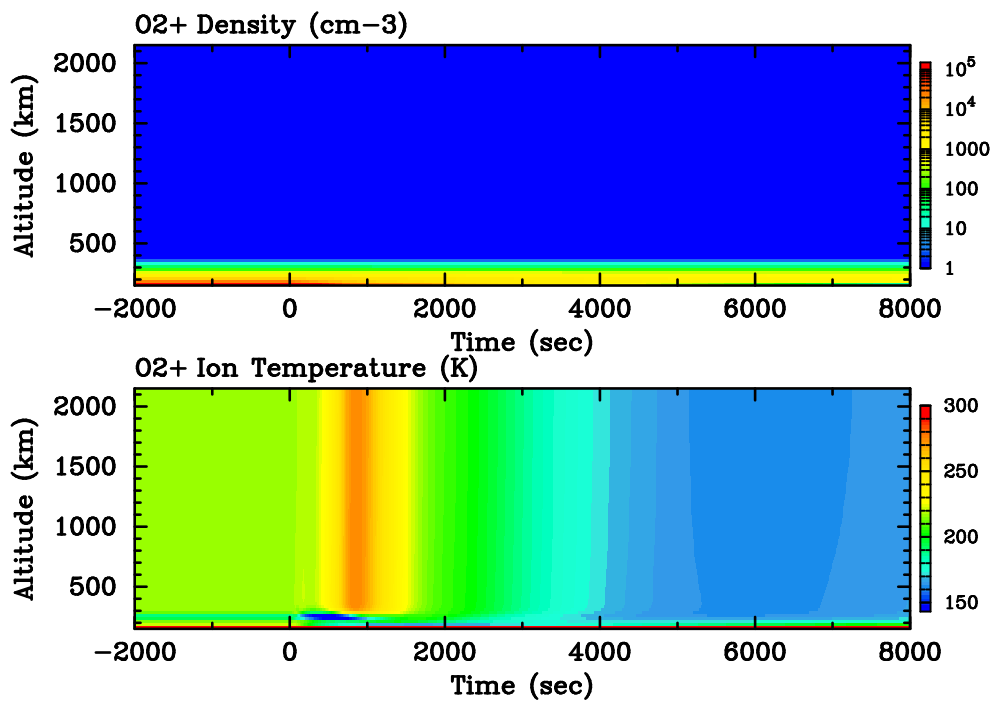


図 3.16: 図 3.12 と同じ . ただし , 熱フラックスを 1 桁減少させた  $7.59 \times 10^8$  eV/cm<sup>2</sup>sec にし , 化学反応を計算した場合 (case 5) .

## 第4章 議論

### 4.1 ドレイブ磁場と磁気リコネクション

電離圏のプラズマは太陽風および太陽風とともに流れてくる惑星間磁場 (IMF) の影響を非常に強く受ける。太陽風の動圧や太陽風の向き, IMF の方向により刻一刻と電離圏は様子を変化させる。電離圏に入り込んだ IMF はドレイブ磁場を形成し, 電離圏プラズマの運動, 熱収支に影響を与える。太陽風の変動を考慮し, 電離圏での磁場形状を調べることは太陽風と金星大気の相互作用を調べる上で不可欠である。そこで, これらの影響が考慮された太陽風を基準とした太陽風座標系を定義し, その座標系で磁場形状を調べた。

太陽風動圧が低い場合, 昼側電離圏で磁力線は地面と水平向きになる。磁気経度 160 度付近で磁力線は垂直を向き, 電離圏外につながっている。磁気経度 200 度付近にも同様に垂直に近い向きを向いている。磁気経度 160 度と 200 度の間では, 昼側に引っかかった磁力線が両極を回り, 磁気経度 180 度付近で電離圏外へつながっている。

電離圏内での磁気圧が上昇し始める  $5 \times 10^{-9}$  Pa (Luhmann et al., 1987) よりも太陽風動圧が高い場合, 磁気経度 0 度付近での磁力線は地面と水平になった。この結果は太陽金星座標系の結果 (Luhmann et al., 1980) と同等である。一方, 反太陽風側の磁気赤道において, 存在が予想されていたループ状磁力線 (Grebowsky et al., 1983; Marubashi et al., 1985) が見つかった。太陽金星座標系における解析では夜側電離圏では鉛直向きの磁場が存在することは確かめられていた (Luhmann et al., 1981) が, 磁力線がループ構造をすることは確かめられなかった。ループ状磁力線は磁気リコネクションが存在することを強く示唆している。

太陽風動圧が高くなる, すなわち太陽風の速度が上がると太陽風によって作られる太陽風電場  $E = -v \times B$  が強くなる。ここで,  $v$  は太陽風の速度,  $B$  は IMF の磁場強度である。太陽電場が強くなると  $E \times B$  ドリフトが強くなり, 夜側電離圏ではプラズマは真夜中へと輸送する方向に力が働く。磁場強度が 30 nT の時,  $O^+$  のジャイロ周波数は  $1.8 \times 10^{-1} \text{ sec}^{-1}$  である。夜側電離圏での中性大気との衝突周波数は高度 150 km 以上ではジャイロ周波数以下である。つまり, 高度 150 km 以上では中性大気に関係なく  $O^+$  は運動することができる。そのため  $E \times B$  ドリフトによりプラズマは真夜中側へ加速され, 磁場も真夜中へと集中する。マグネトシースを流れるプラズマも速くなり, 夜側へと磁力線をかき集める。集まった磁力線はその場で磁気リコネクションを起こす (Marubashi et

al., 1985). 太陽風動圧が低い場合, ループ状磁力線は見つからなかったことから, 太陽風動圧が強くなると磁気リコネクションを起こすのに十分な磁気フラックスを得ることができると推測される. 一方, 磁気赤道から少し緯度が離れた場所では磁気張力と極方向へのプラズマの流れのために磁力線は極へと回り込む. 極まで移動すると磁気張力のために磁力線は電離圏外へと引き剥がされ, 磁気リコネクションをするのに十分な磁気フラックスを得ることができない.

太陽風動圧が低い場合と太陽風動圧が強い場合の磁気中緯度では, 極から回り込んで電離圏外へ抜け出す磁力線が確認できた. この磁場形状はモデルでも再現されている (Tanaka, 1993; Tanaka and Murawski, 1997).

本研究で明らかとなった太陽風座標系における磁場形状の概念図を図 4.1 に示す. 太陽風が吹き付ける昼側電離圏で IMF が電離圏に侵入する. 電離圏の外側にある磁力線は電離圏のプラズマより速い速度で流れているため, すぐさま夜側へ回り込み, 電離圏界面を包み込むように磁場がドライブする. 電離圏に入り込んだ磁力線はプラズマの昼夜間対流によって夜側へ輸送される. 磁気赤道付近にひっかかった磁力線は夜側にたまり, 垂直な磁場を作る. 太陽風動圧が高い場合は磁気リコネクションが起こり, ループ磁力線を作る. 太陽風動圧が弱い場合は両極に回りこみ, 電離圏外へ抜けていく. 磁気経度の高い場所にひっかかった磁力線は両極へ移動し, 夜側まで回りこみ, 磁気リコネクションを起こすことなく電離圏外へ抜けていく. その両端は電離圏外の太陽風につながっている.

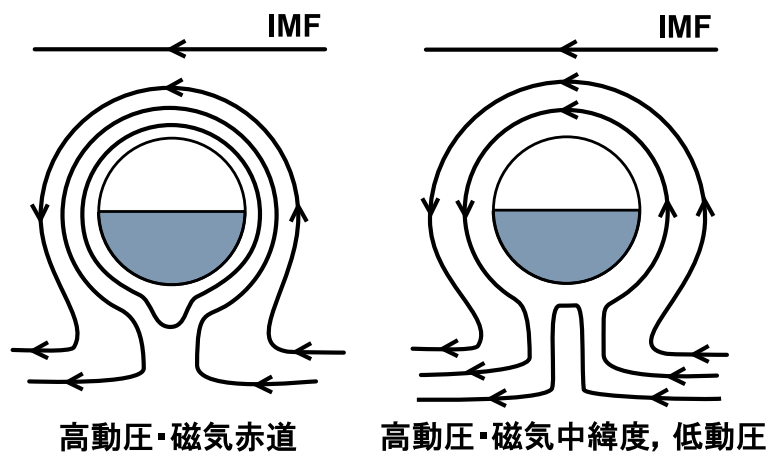


図 4.1: 磁力線形状.

## 4.2 夜側電離圏の構造と熱・力学

太陽風および IMF の変化は磁場だけでなく、プラズマにも影響を及ぼす。磁場の場合と同様に太陽風座標系でプラズマの分布を調べた。太陽風動圧が低い場合、電離圏での電子温度は磁気経度によらずほぼ一定である。プラズマ密度は日の当たる昼側では多く、明暗境界付近で急激に減少し、夜側ではほぼ一定の密度分布となる。これらの結果は太陽金星座標系で得られる結果 (Miller et al., 1980) と同等であった。太陽風座標系を用いているため、太陽風の向き、IMF の向きの違いにより生じると考えられている電離圏界面の非対称性 (Phillips et al., 1988) は確認できなかった。

太陽風動圧が低い場合と太陽風動圧が強い場合の磁気中緯度に存在する極から回り込む磁力線の周辺でプラズマの密度が上昇していることを見つけた。その密度が上昇している場所はセントラル・テイル・レイと呼ばれる (Brace et al., 1987)。この現象は夜側に回りこんだ磁力線が電離圏外に抜け出す際に磁気張力でプラズマを高高度へ持ち上げるために起こる現象であると考えられている。太陽金星座標系ではセントラル・テイル・レイは頻繁に位置を変え、構造もはっきりしない。一方、太陽風座標系では磁気経度 180 度に電子数密度の増加が見られることから、セントラル・テイル・レイの現れる場所は太陽風の向き、IMF の向きによって決まることが明らかとなった。セントラル・テイル・レイの両脇に存在すると考えられているテイル・レイ (Brace et al., 1987) は見つからなかった。

太陽風動圧が高い場合、夜側電離圏全体で電子温度が高くなる。電子温度は磁気経度に対して一定ではなく、ループ状磁場の周辺に局所的に電子温度が高くなる場所が見つかった。電子温度の上昇は低い高度まで見られる。ループ状磁場の周辺では周囲よりもプラズマ密度が低い場所が見つかった。この場所は電子温度が高くなる場所とほぼ一致する。この場所は周囲よりも加熱されていると推測される。磁気経度 90 ~ 110 度および 250 ~ 270 度の場所で急激に電子温度は下がる。その場所でプラズマの数密度が  $10^5 \text{cm}^{-3}$  へと急激に増加し、その場の磁力線は昼側の密度の高い電離圏につながる。 $10^5 \text{cm}^{-3}$  程度のプラズマが存在すると、電子とイオンの衝突は頻繁に起こるようになり、イオンが効率的に電子から熱を奪うため、電子温度が下がる。

プラズマの数密度が  $10^5 \text{cm}^{-3}$  より低い夜側電離圏では、その場での電子温度は密度によらず、電離圏界面からの熱フラックスの大きさで決まる。そのため、電子温度が上昇している場所では他の場所よりも熱フラックスが増加している可能性がある。電子温度が上昇している場所では磁力線が直接太陽風とつながっており、熱フラックスが入り込みやすい状況であると考えられる。

夜側電離圏の高いスケールハイトを保つためには電離圏界面からの熱フラックスが必要である (Cravens et al., 1979; Knudsen et al., 1980)。熱フラックスが存在すると電離圏から常にプラズマが流出する可能性があることが分かった。また、鉛直方向の磁場が存在す

る場所でプラズマは化学反応が盛んに起こる熱圏下部へ落下し、化学反応を通じて消滅する (Grebowsky et al., 1983) ことが数値実験により示された。特にこれは熱フラックスが減少した際に顕著であった。熱フラックスが増加すると分極電場が強くなり、電離圏プラズマは宇宙空間へ流出することができる。熱フラックスの変動により電離圏はダイナミックに変化する。

夜側電離圏のプラズマ密度は昼側からの供給、流出、化学反応による生成・消滅で決まる。昼側からの供給量が多い明暗境界付近では熱フラックスが増加しても、流出に見合うだけの供給があるので高いプラズマ密度を保つことができる。一方、真夜中付近では、その場所に到達するまでにプラズマの流出・消滅が起こること、また、垂直に近い向きの磁場によりプラズマの輸送が妨げられることでプラズマの供給量が少なり、密度が低くなると考えられる。

### 4.3 プラズマホールの熱・力学過程

プラズマホールが見つかる場所は太陽風座標系でループ磁力線が見つかる場所と一致していることから、太陽風座標系で見つかった密度減少はホールである可能性が高い。図 4.2 はホール形成を模式的に表した図である。太陽風動圧が強くなると磁力線は反太陽風側に集められる。太陽風動圧が高くなればなるほど太陽風電場による  $E \times B$  ドリフトが強くなり、磁力線を押し付ける力が強くなる。集められた磁力線は太陽風に直接つながっており、磁力線に沿って熱フラックスが入ることにより、電離圏のプラズマは加熱され、電離圏外へ流出する。磁場の拡散が強くなると磁気リコネクションが起こり、金星側にループ磁場を形成する。ループ状磁力線は太陽風に直接つながっていないため、熱フラックスが減少し、そこでの電子温度は低くなる。そのためプラズマは熱圏下部に落下し、化学反応により失われる。ループ状磁力線の周囲では太陽風につながった磁力線が存在するので、そこでは電子温度は高いまま保たれる。太陽風動圧が高い場合はこれが繰り返される。太陽風動圧が低くなると磁気リコネクションは起こらなくなるが、磁場構造は数日間維持される。

ホール形成には夜側に回り込んだ磁場がプラズマを引き剥がす (Brace et al., 1983a) ことではなく、ドレイブ磁場とその磁場による磁気リコネクション (Marubashi et al., 1985) が重要な役割を果たす。プラズマが電離圏外へ流出するために特別な電場 (Grebowsky and Curtis 1981) は必要なく、熱フラックスの増加により流出することができる。

ホールの典型的な直径は 1000 km 程度である。磁場強度 30 nT、温度 1000 K の時、 $O^+$  のジャイロ半径は 5.7 km で、いったん磁場により妨げられ始めると磁力線を横切ってプラズマは容易にホールの中へ入り込めない。また、中性大気ともほとんど衝突しない



ため、衝突周波数がジャイロ周波数を上回る高度 150 km 以下でなければ中性大気との衝突によりホール内へ入り込むことも難しい。プラズマの供給を妨げるような磁場構造が形成されれば、プラズマは 2000 秒程度で一気に減少し、ホールで観測される程度の密度となる。磁場構造が維持されるのであれば、少ないプラズマ密度も維持される。

ホール内ではプラズマの上昇流、下降流ともに観測される可能性がある。熱フラックスが増加するとプラズマは上向きに加速されるが、一方的に上昇することはなく、ある程度上昇すると下降に転じる。一方、熱フラックスが減少するとプラズマは落下する。しかし、落下し続けることはなく、再び上昇する。低い高度で観測されたプラズマの 3 km/sec を超える下向きの速度 (Luhmann et al., 1982) が存在する可能性が数値実験の結果から示された。ホール形成後、十分に時間がたち、定常状態に達すると上昇流が存在するであろう。

ホール内で低温のイオンが観測されている (Luhmann et al., 1982)。数値実験によりイオンが低い温度となることが再現された。磁力線が電離圏外につながっていれば電離圏プラズマは常に宇宙空間へ流出する可能性がある。そのような状況においてプラズマは断熱的に冷却される。その後、熱フラックスが遮断され、下降流が起こり、断熱的に加熱されたとしても、イオンはそれほど高温はなれず、低い温度のままである。ただし、夜側電離圏でのイオン温度は昼側からの移流、電離圏界面からの熱伝導により決まる (Bouger and Cravens, 1984) と考えられているため、この効果を考慮すると、本研究の数値実験で得られたイオン温度より高い温度が得られる可能性がある。

#### 4.4 プラズマ流出と金星大気の進化

電離圏からはプラズマが流出しているという様々な報告がなされてきた。Kelvin-Helmholtz 不安定に伴うプラズマ流出のモデル計算では  $6 \times 10^{25} \text{ sec}^{-1}$  が予想されている (Terada et al., 2002)。電離圏尾部からの  $\text{O}^+$  の流出量は PVO 観測から  $5 \times 10^{25} \text{ sec}^{-1}$  と推定された (Brace et al., 1987)。また、電離圏からプラズマが剥がれる現象であるプラズマ・クラウドからの見積もりは 1 桁多い  $7 \times 10^{26} \text{ sec}^{-1}$  (Brace et al., 1982b) と推算されている。

熱フラックスによる夜側電離圏からの  $\text{O}^+$  の定常的な流出量は  $2.2 \times 10^{23} \text{ sec}^{-1}$  程度である。これは電離圏尾部から流失すると推定されている量より 2 桁程度少ない。しかし、夜側電離圏に十分に  $\text{O}^+$  が供給される状態で、熱フラックスが増加した場合、その瞬間に夜側電離圏からのプラズマ流出量は夜側電離圏全体で  $3.0 \times 10^{25} \text{ sec}^{-1}$  になり、PVO 観測から推定された電離圏尾部からの流出量に匹敵する。ここでの見積もりは熱フラックス増加によって起こる突発的な流出の上限値である。

金星夜側電離圏の電子温度を再現する熱フラックスを与えると  $\text{O}^+$  が  $4.8 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$

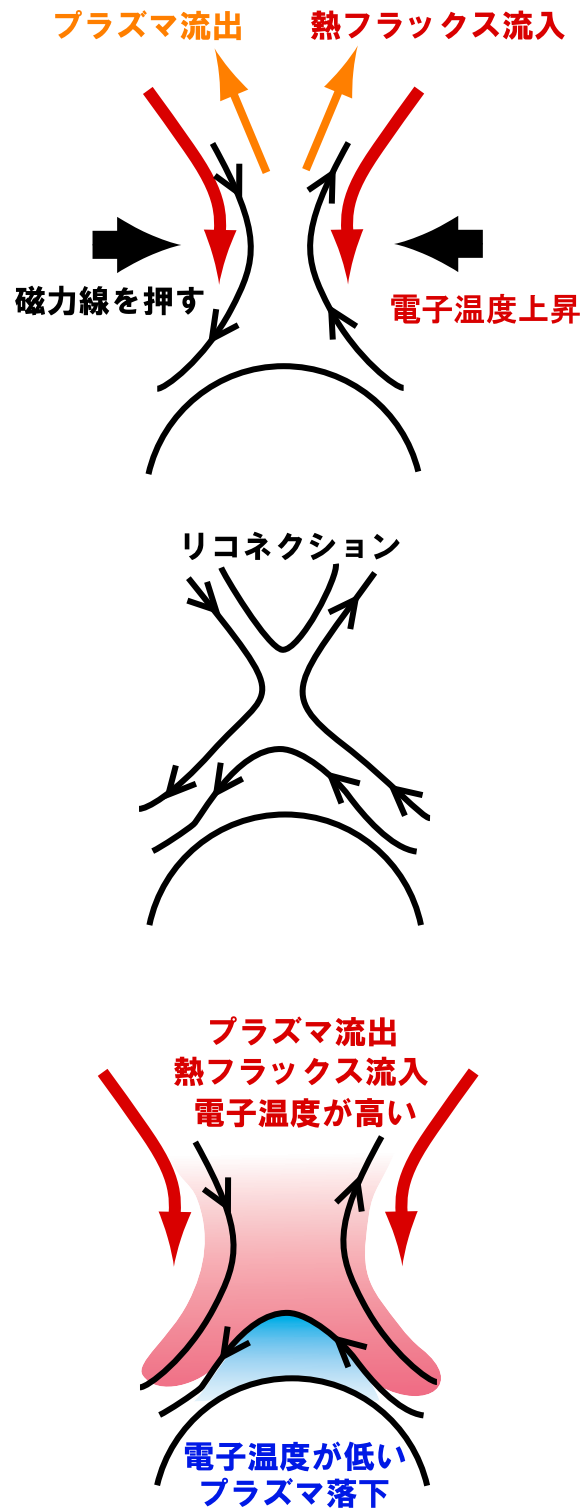


図 4.2: ホール形成モデル .

流出することが数値実験により分かった。夜側電離圏ではプラズマが常に流出している可能性がある。夜側電離圏全体から平均的に  $O^+$  が  $4.8 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$  流出し、突発的に熱フラックスが 10 倍に増加する現象が、長径  $0.6 R_V$ 、短径  $0.25 R_V$  の楕円を占める面積で 1 日に 10 回起こるとすると、45 億年で  $1.1 \times 10^{41}$  個、すなわち、水として換算すると  $1.9 \times 10^{13} \text{ kg}$  の流出量になる。過去に地球と同程度の水が金星に存在した (Chassefière, 1996) とすると流出量はそれのごくわずかでしかない。そのため熱フラックスによるプラズマ流出は、金星での水散逸に関してほとんど寄与せず、金星大気の進化にほとんど影響を与えない。



## 付録A CIP法

CIP法とは高精度差分法の一つで、流体方程式の移流項を精度良く解くことができる手法として知られている。本研究では移流項の計算にCIP法を用いている。ここではCIP法の基本原理と計算方法についてまとめる(矢部ら, 2003; 宇宙シミュレーション・ネットラボラトリーシステム開発グループ, 2003)。

### A.1 基本概念

関数  $f(x, t)$  に対する次の微分方程式を考える。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \quad (1.1)$$

ただし,  $u = \partial f / \partial t$ . 速度  $u$  が一定の場合, 式 1.1 の解析解は

$$f(x, t) = f(x - ut, 0) \quad (1.2)$$

この解は関数上のどの点も速度  $u$  で移動していることを意味している。

式 (1.1) を  $x$  で微分すると

$$\frac{\partial g}{\partial t} + u \frac{\partial g}{\partial x} = -\frac{\partial u}{\partial x} g \quad (1.3)$$

ただし,  $g = \partial f / \partial x$  とした。速度  $u$  を一定とした場合, 式 (1.3) は式 (1.1) と同じ形をしており, 微分  $g$  が速度  $u$  で移動していることを意味している。これらの微分方程式を使うことにより値  $f$  と微分  $g$  の時間発展を追跡することができる。特に微分  $g$  が速度  $u$  で移動しているという条件を課すことで, 移動後のプロファイルが移動前のものと非常に似通ったものとなることが期待される。

ここで格子 2 点間  $[i - 1, i]$  を関数  $F_i(x)$  で補完することを考える。今, 補完関数として 3 次関数を用いると

$$F(x) = a(x - x_i)^3 + b(x - x_i)^2 + c(x - x_i) + d \quad (1.4)$$

関数の値と微分値が格子点上で連続であるということを要請すると

$$\begin{aligned}
 F_i(x_i) &= d_i = f_i \\
 \frac{dF_i(x_i)}{dx} &= c_i = g_i \\
 F_i(x_{i-1}) &= -a_i\Delta x^3 + b_i\Delta x^2 - c_i\Delta x + d_i = f_{i-1} \\
 \frac{F_i(x_{i-1})}{dx} &= 3a_i\Delta x^2 - 2b_i\Delta x + c_i = g_{i-1}
 \end{aligned} \tag{1.5}$$

添え字はそれぞれの格子での値を表す．これらの式から係数を求めることができ

$$\begin{aligned}
 a_i &= \frac{g_i + g_{i-1}}{\Delta x^2} - \frac{2(f_i - f_{i-1})}{\Delta x^3} \\
 b_i &= \frac{3(f_{i-1} - f_i)}{\Delta x^2} + \frac{2g_i + g_{i-1}}{\Delta x}
 \end{aligned} \tag{1.6}$$

速度  $u > 0$  であるとすると次の時刻  $n+1$  での値はこのプロファイルを  $u\Delta t$  移動させたものである．よって次の時刻の値および微分は

$$\begin{aligned}
 f^{n+1} &= F(x - \Delta x) \\
 g^{n+1} &= G(x - \Delta x)
 \end{aligned} \tag{1.7}$$

で与えられるので， $\xi = -u\Delta x$  を用いると

$$\begin{aligned}
 f_i^{n+1} &= a_i\xi^3 + b_i\xi^2 + c_i\xi + f_i^n \\
 g_i^{n+1} &= 3a_i\xi^2 + 2b_i\xi + c_i
 \end{aligned} \tag{1.8}$$

を計算することで得られる．

$u < 0$  の場合， $[i, i+1]$  のプロファイルが移動すると考えることができるので， $i-1 \rightarrow i+1$ ， $-\Delta x \rightarrow \Delta x$  とすることで同様に計算することができる．

補完関数として 3 次関数を使うと値が急激に変化する場所ではオーバーシュートが起こる．本研究ではより安定に計算を進めるために 3 次関数の代わりに有理関数を用いた．この方法は特に有理関数 CIP 法と呼ばれる．

$$F(x) = \frac{a(x - x_i)^3 + b(x - x_i)^2 + c(x - x_i) + d}{1 + \alpha B(x - x_i)} \tag{1.9}$$

$\alpha = 0$  の場合，3 次関数を用いた CIP 法と一致する． $\alpha = 1$  の場合，この関数は単調性と凸凹性を保持するためオーバーシュートが起こらない．この有理関数の係数を 3 次関数の場合と同様に求める．まず，

$$F(x) = \frac{b(x - x_i)^2 + c(x - x_i) + d}{1 + B(x - x_i)}$$

の4つの未知数  $b, c, d, B$  を決定する。  $u \geq 0$  の時,  $D = -\Delta x$ ,  $i_{up} = i - 1$ ,  $u < 0$  の時,  $D = \Delta x$ ,  $i_{up} = i + 1$  とする。式 (1.5) と同様の計算を行えば,

$$B = [(S - g_i)/(g_{i_{up}} - S) - 1]/D \quad (1.10)$$

が得られる。ただし,  $S = (f_{i_{up}} - f_i)/D$  である。ここで得られた  $B$  だけをこのままの形で用い, 式 (1.9) に代入し, 同様に係数を求めると

$$\begin{aligned} a &= [g_i - S + (g_{i_{up}} - S)(1 + \alpha BD)]/D^2 \\ b &= S\alpha B + (S - g_i)/D - \alpha D \\ c &= g + f_i\alpha B \\ d &= f_i \end{aligned} \quad (1.11)$$

係数を求めた後にプロファイルを移動させ,  $f^{n+1}, g^{n+1}$  の値を求める。

$$\begin{aligned} f_i^{n+1} &= \frac{a_i\xi^3 + b_i\xi^2 + c_i\xi + d_i}{1 + \alpha B_i\xi} \\ g_i^{n+1} &= \frac{2\alpha a_i B_i \xi^3 + (\alpha b_i B_i + 3a_i)\xi^2 + 2b_i\xi - \alpha d_i B_i}{(1 + \alpha B_i\xi)^2} \end{aligned} \quad (1.12)$$

## A.2 非線形方程式への応用

次のような方程式を考える。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial(uf)}{\partial x} = h \quad (2.13)$$

この方程式を移流相と非移流相に分けて計算を行うセミ・ラグランジュ法を用いて計算する。式 (2.13) を変形すると,

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} = h - f \frac{\partial u}{\partial x} \equiv H \quad (2.14)$$

この式を空間微分すると

$$\frac{\partial g}{\partial t} + u \frac{\partial g}{\partial x} = \frac{\partial H}{\partial x} - g \frac{\partial u}{\partial x} \quad (2.15)$$

ただし,  $g = \partial f / \partial x$  を表す。式 (2.14), (2.15) を移流相と非移流相に分離して, 計算を行う。

移流相

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial g}{\partial t} + u \frac{\partial g}{\partial x} = 0 \quad (2.17)$$

非移流相

$$\frac{\partial f}{\partial t} = H \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial g}{\partial t} = \frac{\partial H}{\partial x} - g \frac{\partial u}{\partial x} \quad (2.19)$$

まず，移流相を CIP 法を用いて解き，中間値 ( $f^*, g^*$ ) を求める．この中間値を用い，非移流相を計算し，次の時間ステップの値 ( $f^{n+1}, g^{n+1}$ ) を求める．非移流相は差分，有限体積法，有限要素法などによって解くことができる．

### A.3 CCUP 法

1次元直交座標系での非粘性圧縮流体の基礎方程式は次のように書ける．

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} = -\rho \frac{\partial u}{\partial x} \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} = -\gamma p \frac{\partial u}{\partial x} \quad (3.22)$$

ここで， $\rho$  は密度， $u$  は速度， $p$  は圧力， $\gamma$  は比熱比である．移流相は CIP 法を用いて解く．

非移流相を次の様書き換える．

$$\frac{\rho^{**} - \rho^*}{\Delta t} = -\rho_i^* \frac{\partial u^{**}}{\partial x} \quad (3.23)$$

$$\frac{u^{**} - u^*}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho^*} \frac{\partial p^{**}}{\partial x} \quad (3.24)$$

$$\frac{p^{**} - p^*}{\Delta t} = -\gamma p^* \frac{\partial u^{**}}{\partial x} \quad (3.25)$$

\*は移流相計算後の値，\*\*は非移流相計算後の値を示している．式 (3.24) の両辺の発散を取り，式 (3.25) に代入すると

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\rho^*} \frac{\partial p^{**}}{\partial x} \right) = \frac{p^{**} - p^*}{\gamma p^* \Delta t^2} + \frac{1}{\Delta t} \frac{\partial u^*}{\partial x} \quad (3.26)$$

非移流相をこれらの手法で解く方法は CCUP 法と呼ばれる．本研究では式 (3.26) を SOR 法を用いて解いた．スタッガード格子を用いて，具体的に書き下すと

$$\frac{(p_{i+1}^{**} - p_i^{**})/\rho_{i+1/2}^* - (p_i^{**} - p_{i-1}^{**})/\rho_{i-1/2}^*}{\Delta x^2} = \frac{p_i^{**} - p_i^*}{\gamma p_i^* \Delta t^2} + \frac{u_{i+1/2}^* - u_{i-1/2}^*}{\Delta t \Delta x} \quad (3.27)$$



ここで  $\rho_{i+1/2} = (\rho_{i+1} + \rho_i)/2$  とした。また，スタaggerド格子を採用したので，スカラー量を定義した  $i$  番目と  $i+1$  番目の定義点の間に速度を定義し，その点を  $i+1/2$  とした。

式 (3.26) で  $p^{**}$  を求めた後，式 (3.24) を用いて  $u^{**}$  を求め，式 (3.23) より  $\rho^{**}$  を求める。その後，粒子の生成・消滅，衝突のなどの効果を計算する。

$$\frac{\rho^{n+1} - \rho^{**}}{\Delta t} = L \quad (3.28)$$

$$\frac{u^{n+1} - u^{**}}{\Delta t} = P \quad (3.29)$$

$$\frac{p^{n+1} - p^{**}}{\Delta t} = E \quad (3.30)$$

$L$  は連続の式における粒子の生成・消滅の効果， $P$  は運動方程式における衝突，重力，電場の効果， $E$  はエネルギー方程式での熱伝導，衝突によるエネルギー輸送の効果を示している。



## 参考文献

- Banks, P. M., and G. Kockarts, 1973, *Aeronomy*, Academic, San Diego, Calif.
- Bolton, M. J. S., D. M. Hunten, and R. M. Goody, 1968, Quantitative spectroscopy of Venus in the region, 8,000-11,000 Å, in *The Atmospheres of Venus and Mars*, ed. J. C. Brandt and M. B. McElroy, New York: Gordon and Breach.
- Bougher, S. W., and T. E. Cravens, 1984, A two-dimensional model of the nightside ionosphere of Venus: Ion energetics, *J. Geophys. Res.*, **89**, 3837-3842.
- Boyer, C., and P. Guerin, 1969, Etude de la rotation rétrograde, en 4 jours, de la couche extérieure nuageuse de Vénus. *Icarus*, **11**, 338-355.
- Brace, L. H., R. F. Theis, H. G. Mayr, and S. A. Curtis, 1982a, Holes in the nightside ionosphere of Venus, *J. Geophys. Res.*, **87**, 199-211.
- Brace, L. H., R. F. Theis, H. G. Mayr, and S. A. Curtis, 1982b, Plasma clouds above the ionopause of Venus and their implications, *Planet. Space Sci.*, **30**, 29-37.
- Brace, L. H., W. T. Kasprzak, H. A. Taylor, R. F. Theis, C. T. Russell, A. Barnes, J. D. Mihalov, and D. M. Hunten, 1987, The ionotail of Venus: Its configuration and evidence for ion escape, *J. Geophys. Res.*, **92**, 15-26.
- Brace, L. H., and A. J. Kliore, 1991, The structure of the Venus ionosphere, *Space Sci. Rev.*, **55**, 81-163.
- Bridge, H. S., A. J. Lazarus, C. W. Snyder, E. J. Smith, L. Davis, Jr., and D. E. Jones, 1967, Mariner V: Plasma and magnetic fields observed near Venus, *Science*, **158**, 1669-1673.
- Brinton, H. C., H. A. Taylor Jr., H. B. Neimann, H. G. Mayr, A. F. Nagy, and T. E. Cravens, 1980, Venus nighttime hydrogen bulge, *Geophys. Res. Lett.*, **7**, 865-868.
- Cable, S., and R. S. Steinolfson, 1995, Three-dimensional MHD simulation of the interaction between Venus and the solar wind, *J. Geophys. Res.*, **100**, 21645-21658.
- Carpenter, R. L., 1970, A radar determination of the rotation of Venus, *Astron. J.*, **75**, 61-66.

- Chassefière, E., 1996, Hydrodynamic escape of oxygen from primitive atmospheres: Applications to the cases of Venus and Mars, *Icarus*, **124**, 537-552.
- Colin, L., 1980, The Pioneer Venus program, *J. Geophys. Res.*, **85**, 7575-7598.
- Cole, K. D., 1994, Origin of flux ropes in Venus 's ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **99**, 14951-14958.
- Cloutier, P. A., H. A. Taylor, Jr., and J. E. McGary, 1987, Steady state flow/field model of solar wind interaction with Venus: Global implications of local effect, *J. Geophys. Res.*, **92**, 7289-7307.
- Cravens, T. E., A. F. Nagy, L. H. Brace, R. H. Chen, W. C. Knudsen, 1979, The energetics of the ionosphere of Venus: A preliminary model based on Pioneer Venus observations, *Geophys. Res. Lett.*, **6**, 341-344.
- Cravens, T. E., L. H. Brace, H. A. Taylor, Jr., C. T. Russell, T. W. Knudsen, K. L. Miller, A. Barnes, J. D. Mihalov, F. L. Scarf, S. J. Quenon, and A. F. Nagy, 1982, Disappearing ionospheres on the nightside of Venus, *Icarus*, **51**, 271-282.
- Cravens, T. E., S. L. Crawford, A. F. Nagy, and T. I. Gombosi, 1983, *J. Geophys. Res.*, **88**, 5595-5606.
- Cravens, T. E., H. Shinagawa, and A. F. Nagy, 1984, The evolution of large-scale magnetic fields in the ionosphere of Venus, *Geophys. Res. Lett.*, **11**, 267-270.
- Elphic, R. C., C. T. Russell, J. A. Slavin, and L. H. Brace, 1980, Observation of the dayside ionopause of Venus, *J. Geophys. Res.*, **85**, 7679-7696.
- Elphic, R. C., C. T. Russell, J. G. Luhmann, F. L. Scarf and L. H. Brace, 1981, The Venus ionopause current sheet: Thickness length scale and controlling factors, *J. Geophys. Res.*, **86**, 11430-11438.
- Grebowsky, J. M., Curtis, S. A., 1981, Venus nightside ionospheric holes: the signatures of parallel electric field acceleration regions?, *Geophys. Res. Lett.*, **8**, 1273-1276.
- Grebowsky, J. M., H. G. Mayr, S. A. Curtis, and H. A. Taylor, Jr., 1983, Venus nighttime horizontal plasma flow, ' magnetic congestion ', and ionospheric holeproduction, *J. Geophys. Res.*, **88**, 3005-3012.
- Hartle, R. E. and J. M. Grebowsky, 1990, Upward ion flow in ionospheric holes on Venus, *J. Geophys. Res.*, **95**, 31-37.
- Hoegy, W. R., L. H. Brace, R. F. Theis, and H. G. Mayr, 1980, Electron temperature and heat flow in the nightside Venus ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **85**, 7811-7816.

- 柿並 義宏, 小山 孝一郎, 渡辺 堯, 2000, 金星ホール生成機構に関する一考察, 宇宙科学研究所報告, **109**, 1-58.
- 柿並 義宏, 渡部 重十, 小山 孝一郎, 2004, 金星電離圏ドリフト磁場とプラズマホール, 北海道大学地球物理学研究報告, **67**, 225-239.
- Kakinami, Y., S. Watanabe, and K.-I. Oyama, Magnetic field configuration in the Venus ionosphere, submitted in *Adv. Space Res.*
- Kar, J., and K. K. Mahajan, 1987, On the response of ionospheric magnetization to solar wind dynamic pressure from Pioneer Venus Orbiter, *Geophys. Res. Lett.*, **14**, 507-510.
- Keating, G. M., J. L. Bertauy, S. W. Bougher, T. E. Cravens, R. E. Dickinson, A. E. Hedin, A. F. Nagy, J. Y. Nicholson, L. J. Paxton, and U. von Zahn, 1985, Model of Venus neutral upper atmosphere: Structure and composition, *Adv. Space Res.*, **5**, 117-171.
- Knudsen, W. C., K. Spennner, P. F. Michelson, R. C. Whitten, K. L. Miller, and V. Novak, 1980, Suprathermal electron energy distribution within the dayside Venus ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **85**, 7754-7758.
- Law, C. C., Cloutier, P. A., 1995, Observations of magnetic structure at the dayside ionopause, *J. Geophys. Res.*, **100**, 23973-23981.
- Luhmann, J. G., R. C. Elphic, C. T. Russell, J. D. Mihalov, and J. H. Wolfe, 1980, Observations of large scale steady magnetic fields in the dayside Venus ionosphere, *Geophys. Res. Lett.*, **7**, 917-920.
- Luhmann, J. G., R. C. Elphic, C. T. Russell, J. A. Slavin, and J. D. Mihalov, 1981, Observations of large scale steady magnetic fields in the nightside Venus ionosphere and near wake, *Geophys. Res. Lett.*, **8**, 517-520.
- Luhmann, J. G., C. T. Russell, L. H. Brace, H. A. Taylor, W. C. Knudsen, F. L. Scarf, D. S. Colburn, and A. Barnes, 1982, Pioneer Venus observations of plasma and field structure in the near wake of Venus, *J. Geophys. Res.*, **87**, 9205-9210.
- Luhmann, J. G., C. T. Russell, F. L. Scarf, L. H. Brace, and W. C. Knudsen, 1987, and A. Barnes, 1982, Pioneer Venus observations of plasma and field structure in the near wake of Venus, *J. Geophys. Res.*, **87**, 9205-9210.
- Luhmann, J. G., and D. S. Russell, 1992, Magnetic fields in Venus nightside ionosphere holes: Collected Pioneer Venus Orbiter magnetometer observations, *J. Geophys. Res.*, **97**, 10267-10282.

- Kliore, A., G. S. Levy, D. L. Cain, G. Fjeldbo, and S. I. Rasool, Atmosphere and ionosphere of Venus from Mariner V S-band radio occultation measurement, *Science*, **158**, 1683-1688.
- Mahajan, K. K., and J. Kar, 1988, Planetary ionospheres, *Space Sci. Rev.*, **47**, 303-397.
- Marov, M. Y., and D. H. Grinspoon, 1998, *The planet Venus*, Yala University, pp.16-96.
- Marubashi, K., J. M. Grebowsky, H. A. Taylor, J. G. Luhmann, C. T. Russell, and A. Barnes, 1985, Magnetic field in the wake of Venus and the formation of ionospheric hole, *J. Geophys. Res.*, **90**, 1385-1398.
- McComas, D. J., H. E. Spence, C. T. Russell, and M. A. Saunders, 1986, The average magnetic field draping and consistent plasma properties of the Venus magnetotail, *J. Geophys. Res.*, **91**, 7939-7953.
- Miller, K. L., W. C. Knudsen, K. Spenner, R. C. Whitten, V. Novak, 1980, Solar zenith angle dependence of ionospheric ion and electron temperatures and density on Venus, *J. Geophys. Res.*, **85**, 7759-7764.
- Miller, K. L., and W. C. Knudsen, 1987, Spatial and temporal variations of the ion velocity measured in the Venus ionosphere, *Adv. Space Res.*, **7**, 107-110.
- Ness, N. F., K. W. Behannon, R. P. Lepping, Y. C. Whang, K. H. Schatten, 1974, Magnetic field observation near Venus: Preliminary results from Mariner 10, *Science*, **183**, 1301-1306.
- Ong, M., J. G. Luhmann, C. T. Russell, and R. J. Strangway, 1991, Venus ionospheric "clouds": Relationship to the magnetosheath field geometry, *J. Geophys. Res.*, **96**, 11133-11144.
- Pérez-de-Tejada, H., 2004, Plasma channels and electron density profiles near the mid-night plane in the Venus nightside ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **109**, A04106, doi:10.1029/2002JA009811.
- Phillips, J. L., J. G. Luhmann, and C. T. Russell, 1986, Magnetic configuration of the Venus magnetosheath, *J. Geophys. Res.*, **91**, 7931-7938.
- Phillips, J. L., and C. T. Russell, 1987, Upper limit on the intrinsic magnetic field of Venus, *J. Geophys. Res.*, **92**, 2253-2263.
- Phillips, J. L., J. G. Luhmann, W. C. Knudsen, and L. H. Brace, 1988, Asymmetries in the location of the Venus ionopause, *J. Geophys. Res.*, **93**, 3927-3941.

- Podgorny, I. M., 1983, Laboratory simulation of the interaction between the solar wind and Venus, in *Venus*, edited by D. M. Hunten, L. Colin, T. M. Donahue, and V. I. Moroz, The University of Arizona Press, pp. 994-1002.
- Russell, C. T., 1977, The Venus bow shock: Detached or attached?, *J. Geophys. Res.*, **82**, 625-631.
- Russell, C. T., and R. C. Elphic, 1979, Observation of magnetic flux ropes in the Venus ionosphere, *Nature*, **279**, 616-618.
- Russell, C. T., R. C. Elphic, and J. A. Slavin, 1980, Limits on the possible intrinsic magnetic field of Venus, *J. Geophys. Res.*, **85**, 8319-8332.
- Russell, C. T., and O. Vaisberg, 1983, The interaction of the solar wind with Venus, in *Venus*, edited by D. M. Hunten, L. Colin, T. M. Donahue, and V. I. Moroz, The University of Arizona Press, pp. 873-940.
- Russell, C. T., 1992, The Pioneer Venus mission, *Geophys. Monograph*, **66**, 225-263.
- Saunders, R. S., A. J. Spear, P. C. Allin, R. S. Austin, A. L. Berman, R. C. Chandler, J. Clark, A. V. deCharon, E. M. DeJong, D. T. Lyons, G. A. Michaels, J. Miller, R. B. Morris, A. D. Morrison, R. G. Piereson, J. F. Scott, S. J. Shaffer, J. P. Slonski, E. R. Stofan, T. W. Thompson, and S. D. Wall, 1992, Magellan mission summary, *J. Geophys. Res.*, **97**, 13067-13090.
- Schunk R. W. and Andrew F. Nagy, 2000, *Ionospheres*, The Press of the University of Cambridge, pp.104-147.
- Seiff, A., B. Kirk, R. E. Young, R. C. Blanchard, J. T. Findlay, G. M. Kelly., and S. C. Sommer, 1980, Measurements of thermal structure and thermal contrasts in the atmosphere of Venus and related dynamical observations: Results from Pioneer Venus Probes, *J. Geophys. Res.*, **85**, 7903-7933.
- Shinagawa, H., T. E. Cravens, and D. Wu, 1993, The generation of magnetic fields by the polarization electric field in the ionosphere of Venus, *J. Geophys. Res.*, **98**, 263-268.
- Smith, E. J., L. Davis, Jr., P. J. Coleman, Jr., and C. P. Sonett, 1965, Magnetic measurements near Venus, *J. Geophys. Res.*, **70**, 1571-1586.
- Tanaka, T., 1993, Configuration of the solar wind flow and magnetic field around the planets with no magnetic field: Calculation by a new MHD simulation scheme, *J. Geophys. Res.*, **98**, 17251-17262.

- Tanaka, T., and K. Murawski, 1997, Three-dimensional MHD simulation of the solar wind interaction with the ionosphere of Venus: Results of two-component reacting plasma simulation, *J. Geophys. Res.*, **102**, 19805-19821.
- Taylor, W. W., F. L. Scarf, C. T. Russell, L. H. Brace, 1979, Global observation of the composition and dynamics of the ionosphere of Venus: Implications for the solar wind interaction, *J. Geophys. Res.*, **85**, 7765-7777.
- Taylor, H. Jr., H. C. Brintn, S. J. Bauer, and R. E. Hartle, 1980, Absorption of whistler mode waves in the ionosphere of Venus, *Science*, **205**, 112-114.
- 宇宙シミュレーション・ネットラボラトリーシステム開発グループ, 2003, 天体とスペースプラズマのシミュレーションサマーセミナー 講義テキスト
- Wolff, R. S., B. F. Goldstein, and C. M. Yeates, 1980, The onset and development of Kelvin-Helmholtz instability at the Venus ionopause, *J. Geophys. Res.*, **85**, 7697-7707.
- 矢部 孝, 内海 隆之, 尾方 陽一, 2003, CIP 法, 森北出版